

長期予報研究

グロース ベッター

第10巻 第3号

— 目 次 —

1. 超長波のスケール・アナリシスに関する若干の論文について

森 信 成 1

2. 大気現象における時間・空間・エネルギー

広 田 勇 168

1972年 6月

L. F. グループ

超長波のスケール・アナリシスに関する 若干の論文について

気象研究所予報研究部

森 信 成

長波の運動には、いわゆる準地衡風予報方程式系が適用されるが、よく知られているように Burger (1958) は超長波の運動に適用される方程式系はそれとはまったく異なることを示した。これら二つの方程式系のもつ特徴や両者の相違については小倉 (1966) により詳しく記されているので、それを参照していただくこととして、超長波に関してもっとも大きな特徴は渦度方程式には時間変化項と水平移流項がなく、それは発散項と β -項の釣合いを示す方程式となり、熱の式が予報方程式となることである。スケール・アナリシスを行なうにあたり、Burger はじょう乱の代表的東西スケールを 10^4 km とするとともに、その南北スケールも 10^4 km であるように取扱った。

Deland (1965) は北半球 500 ミリバール等圧面高度を球面調和関数に展開し、それぞれの波数に関し、Rossby-Haurwitz の理論式から求まる波の位相速度とその実測値を比較した。その結果によれば、理論式から求まる位相速度を持つような波が、特に東西スケールに比べ南北スケールの小さい超長波が実際の大气中に存在することが示された。Rossby-Haurwitz の式は言うまでもなく非発散渦度方程式から導かれ、上述の解析結果は超長波に関しても時間変化項、水平移流項は無視出来ないのではないか、言いかえると Burger のスケール・アナリシスの範ちゅうに属さない超長波が存在するのではないかという疑問が当然おこってくる。このような理由から Deland (1965) は上述の解析結果を考慮して超長波のスケール・アナリシスを行っている。最近では Dickinson (1968) が、また村上 (1968) もすでにエネルギー論の立場からこの種の波のスケール・アナリシスをしている。こゝでは上記三つのスケール・アナリシスについて簡単に紹介してみたい。

まず、Deland (1965) は等圧面高度を球面調和関数に分解し、その一つの波をつぎのように表わすとする。

$$Z_n^l = A_n^l P_n^l(\mu) e^{i\ell\theta}$$

こゝに A_n^l は複素表示による振幅、 P_n^l はルジャンドル関数、 μ は $\sin\phi$ で ϕ は緯度、 λ は経度、 ℓ はランクで東西方向の波数に相当、 n はデグリーではしたがって $n-\ell$ は南北方向の波数に相当する。これらの表示を使って渦度方程式の主要な項がもつ大きさのオーダーを調べてみる。

いま、特定の調和関数の振幅を $[]$ 、すなわち

$$\{z_n^\ell\} = A_n^\ell$$

のように書くとすると、さきの式から

$$\{\nabla^2 z_n^\ell\} = \frac{n(n+1)}{a^2} A_n^\ell \quad (1)$$

が導かれる。ここに、 ∇^2 はラプラシアン・オペレーターで

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] + \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right\}$$

a は地球の半径。したがって、地衡風渦度の振巾は近似的につぎのように与えられる。

$$\{\zeta_n^\ell\} \approx \frac{n(n+1)g}{\bar{f}a^2} A_n^\ell \quad (2)$$

ここに \bar{f} はゴリオリ・パラメーターの一定値を表わす。

波の東西方向の代表的スケールを

$$s_\lambda \sim \frac{a}{\ell} \quad (3)$$

南北方向の代表的スケールを

$$s_\phi \sim \frac{a}{2(n-\ell)} \quad (4)$$

のように代表的スケールを地球の半径 a に対する比で書くことにする。(4)は南北両極間で P_n^ℓ の関数が $(n-\ell)$ 回ゼロ線を横切るという関係からきめられる。

つぎに、Burger のスケール・アナリシスの結果では β -項と発散項が釣り合うということから、まず β -項の大きさを表示してみると

$$\{v\beta\} \sim \frac{g\ell}{a^2} A_n^\ell \quad (5)$$

のようになる。

いま、 $\partial/\partial t \sim C(\partial/\partial x)$ とするとき、 $\partial/\partial t$ は C/s_λ で置きかえられるので、渦度方程式の中の時間変化の項は(2)と(3)から

$$\left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right\} \sim C \left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\} \sim C \frac{n(n+1)g\ell}{\bar{f}a^2} A_n^\ell \quad (6)$$

さらに(5)の関係から上は

$$\sim \frac{cn(n+1)}{\bar{f}a} \{v\beta\} \quad (7)$$

となる。ここに C は波の伝播速度を表わす。

いま、東西波数 ℓ が 1 と 2 に対し、南北巾のもっとも広い波(南北のスケールがもっとも長い

波)の伝播速度 C の値として、さきに DeLand (1965) 自身が解析から得られた 1 日に経度 60° と 20° の大きさをそれぞれに用いると、(7) の $cn(n+1)/\bar{f}a$ はおよそ ($\ell=1, n=2$) の波では 7, ($\ell=2, n=8$) の波では 5 の大きさになる。言いかえると、渦度方程式の中の時間変化の項と水平移流の項とは β -項を 1 とするとき 7 あるいは 5 の大きさになり無視出来ないことになる。Burger と異なるこのような結果を得たことについて、DeLand 自身は主として南北方向のスケールを取入れたことに起因し、伝播速度として解析結果から得られた比較的大きな値を用いたことに若干関係しているのではないかと考えている。しかし、村上(1962)によれば東西と南北の波のスケールを 10^4 km にすると Burger とまったく同じ方程式系が得られること、(6) にみられるように時間変化項と水平移流項のパラメーター化にさいして伝播速度が含まれ、その伝播速度に移動波の実測値を用いたのであるから、むしろ DeLand の言う後者の要素の方がこの解析から導かれた結果を決定的なものにしているのではなからうか。DeLand の結論を一口に言うならば、超長波でも移動性の波は β -項に比べ時間変化項と水平移流項を無視出来ないということである。

つぎに、Dickinson (1968) によるスケール・アナリシスについて述べてみる。スケール・アナリシスで変数を無次元化する場合、普通風速やじょう乱のもつ空間の代表的スケールを用いるが、Dickinson の場合、じょう乱のもつスケールによっては変らない無次元化した安定度を基本的なパラメーターとしてプラネタリー波の運動のスケール・アナリシスに採用している。なぜ無次元化した安定度を基本的なパラメーターとして採用したかについては、彼自身明確な理由を述べていないが、後に出てくるように冬の成層圏ではしばしば波数 2 のソーセージ型のじょう乱をみることが出来る。このようなじょう乱では東西スケールはともかく南北スケールを決めるにはかなり任意性があり、このことを避けるためのように思われる。

ところで、安定度はプラネタリー・スケールの運動に関してはほぼ一定と考えられ、

$$S = \frac{R}{\Omega^2 a^2} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} + kT \right) \quad (1)$$

と定義する。ここに $Z = -\log P$, R は乾燥空気の比気体常数, $k = R/C_p$, C_p は定圧比熱, T は温度, Ω は地球の角速度, a は地球を表わす。いま, S の代表的大きさを s とし、

$$s = \frac{1}{10} \quad (2)$$

とする。この大きさは(1)で $T = 265^\circ$, kT に比べ $\partial T/\partial Z$ が無視出来るほどに小さいとき、すなわち等温大気を仮定するとき $S = 1/10$ となり、上部成層圏の S の代表的大きさに相当する。

まず、いろいろの変数を無次元化しなければならないが、以後では次元をもった変数を * 印をつけて表わすことにして、

$$x = x^* / a$$

$$y = \varepsilon^{-\frac{1}{2}} y^* / a$$

$$t = \varepsilon \Omega t^*$$

$$u = \varepsilon^{-1} (\Omega a)^{-1} u^*$$

$$v = \varepsilon^{-\frac{3}{2}} (\Omega a)^{-1} v^*$$

$$w = \varepsilon^{-\frac{3}{2}} \Omega^{-1} w^*$$

$$T = \varepsilon^{-\frac{3}{2}} (\Omega a)^{-2} RT^*$$

$$h = \varepsilon^{-\frac{3}{2}} (\Omega a)^{-2} gh^*$$

(3)

のように変数を無次元化する。各記号は普通によく用いられる意味を表わし、各無次元量の大きさは1のオーダーである。(3)から知られるように Dickinson は長さのスケールを地球の半径に、時間のスケールを地球の角速度にしている。また、各変数に ε のいろいろのべき数がかかっているが、それぞれにどんな理由で ε の違ったべき数がかけられたのか不明で、はっきりした説明はされていない。恐らく、ある観測事実に合うように選んだのかもしれない。(3)のようにスケールしたことによって、すでに波のスケールを規定したことを意味しており、このように規定された波が現実の大気中に存在するかどうか、あるいは観測される波に適合しているかどうかは別の問題であり、検証の必要があるだろう。たとえば、風の東西成分には ε^{-1} 、南北成分には $\varepsilon^{-\frac{3}{2}}$ が乗せられているが、こゝでもはや両者のオーダーの精度に差があることを規定しているように思われる。また、垂直流を無次元量にするのに長さの次元が落ちていますが、 $w = dz/dt$ で、さきに $Z = -\log p$ と置いたことにより dz が無次元になっているためであろう。

β -平面を仮定し、外力を考えないと、つぎの無次元化された運動方程式が得られる。

$$\varepsilon^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \varepsilon^{\frac{1}{2}} w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - (f_0 + \varepsilon^{\frac{1}{2}} \beta y) v + \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

$$\varepsilon^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \varepsilon^{\frac{1}{2}} w \frac{\partial v}{\partial z} \right) + (f_0 + \varepsilon^{\frac{1}{2}} \beta y) u + \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

ここに ϕ_0 をある平均緯度とすると, $f_0 = 2 \sin \phi_0$, $\beta = 2 \cos \phi_0$ である。さらに f_0 は 1 のオーダーと仮定する。したがって, 赤道から $\epsilon^{1/2}$ のオーダーの距離, すなわち緯度 20° 以内はこのスケール・アナリシスは適用出来ない。連続の式, 静力学の式, 熱の式の無次元式がつぎのように書かれる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \epsilon^{1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial z} - w \right) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial h}{\partial z} = T \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) + w S / \epsilon = 0 \quad (8)$$

さて, $\epsilon^{1/2}$ のオーダーの誤差が許されるとすると, (4), (5)とから

$$\left. \begin{aligned} f_0 v &= -\frac{\partial h}{\partial x} + O(\epsilon^{1/2}) \\ f_0 u &= -\frac{\partial h}{\partial y} + O(\epsilon^{1/2}) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ついで, (4)と(5)をそれぞれ y と x で微分して(6)の関係を使うと, 渦度方程式が得られる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial u}{\partial y} - \beta v + f_0 \left(\frac{\partial w}{\partial z} - w \right) = O(\epsilon^{1/2}) \quad (10)$$

ただし, 左辺が 1 のオーダーになるようにノーマライズされている。(8)と(10)とは(9)と(7)を使って u , v , T を, (6)を使って w を消去すると, 地衡風渦位の方程式が得られる。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + J(h/f_0, q) + \beta \frac{\partial h}{\partial x} = O(\epsilon^{1/2}) \quad (11)$$

ここに J は Jacobian,

$$q = \left(f_0^2 e^z \frac{\partial}{\partial z} \frac{e^{-z}}{S/\epsilon} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right)$$

上の方程式系を導くのに用いたスケーリングの関係(3)から, つぎの代表的スケールを持つじょう乱を仮定していることが知られる。

$$\text{時間スケール} = (\epsilon \Omega)^{-1} \sim 1 \text{ 日}$$

$$\text{南北スケール} = \epsilon^{1/2} a \sim \text{緯度幅 } 20^\circ$$

$$\text{東西スケール} = a \sim \text{北緯 } 50^\circ \text{ の経度にして } 90^\circ$$

$$\text{垂直スケール} = \epsilon^{1/2} (\Omega a)^2 / g \sim 7 \text{ km}$$

$$\text{風の東西成分} = U = \epsilon \Omega a \sim 50 \text{ m/sec}$$

$$\text{風の南北成分} = \frac{1}{2} U = \epsilon^{1/2} \Omega a \sim 15 \text{ m/sec}$$

時間スケールを考える場合, 移流効果の因子 a/u *に見合う時間変化のスケールが下限である

から、これより長い周期でゆっくり変動する運動には上の方程式系が適用されるだろう。月平均成層圏天気図をみると、冬の成層圏では経度幅が 80° 、緯度幅が $15^\circ \sim 20^\circ$ のいわゆるソーセイジ型のじょう乱が卓越しており、上の東西・南北の両スケールを持つじょう乱によく対応している。

(3)の α と u の表現から帯状運動に関して ϵ は Rossby number と同じ意味にも解釈される。とすると、このスケール・アナリシスは Rossby number で展開したのと同じ意味、同じ結果になるのか、少くとも帯状運動に関しては、あるいは ϵ が Rossby number と同じ表現を持つのは偶然の一致か、それとも両者の間に内的関係があるのかというような疑問が当然おきてくる。しかし、紹介者自身それに答えられないのが残念である。さきの代表的スケールの設定から Burger 型の東西・南北同じスケールの運動ではなく、南北運動は東西運動より $\epsilon^{\frac{1}{2}}$ をかけただけ小さいことが知られる。プラネタリー・スケールの運動では、Rossby number で展開する場合地衡風バランスの関係は Rossby number のゼロ次で得られ、その誤差は Rossby number の一次、すなわち 10^{-1} のオーダーである。ところが、このスケール・アナリシスでは(4)から明らかなように、地衡風バランスの関係はその誤差が $\epsilon (= 1/10)$ のオーダーでなく、 $\epsilon^{\frac{1}{2}} (= 1/3)$ のオーダーで成立っている。同様に(5)、(6)、(8)などの関係についても、それらの誤差のオーダーを議論しているが、スケール・アナリシスの精度の観点から言うとやゝ悪いように思われる。

今度は上部対流圏の S の最少値を 0.02 とすると、 $\epsilon = 2 \times 10^{-2}$ と置ける。この値を使って(3)の各変数の大きさを見積ってみると、

$$y^* \sim 900 \text{ km}$$

$$t^* \sim 8 \text{ 日}$$

$$u^* \sim 9.8 \text{ m/sec}$$

$$v^* \sim 0.47 \text{ m/sec}$$

となる。上部対流圏で南北スケールが 900 km 、風速の南北成分が 0.5 m/sec のオーダーに制限されるじょう乱はもはやプラネタリー・スケールとは考えられないのではないかと Dickinson は言っているが、もともと等温大気を仮定して ϵ を基本パラメーターとして採用したのであるから形式的に傾圧性の強い対流圏に当てはめるのはやはり疑問ではないかと思われる。

結局、プラネタリー・スケールの地衡風波動に対して Burger とは別のスケールを与えて方程式系を導いた。大気中ではいろいろのスケールの波が作用しあって運動しているので、ここで得られた方程式系が厳密に適用されるのは無理であろう。しかし、冬期成層圏のプラネタリー波動は第一近似として準非発散の波であり、Burger 型の地衡風波動でなく、いわゆる準地衡風方程式系の方がよりよく適用されるだろうと Dickinson は結論している。

最後に、村上(1962)は前記三つのスケール・アナリシスに比べより系統的な方法で4種

類のじょう乱についてスケール・アナリシスを行っている。こゝではその中の東西スケール 10^7 m, 南北スケール 10^6 mを持つじょう乱について紹介したい。

基礎方程式には静力学平衡の仮定のもとに, 渦度方程式, 発散方程式, 熱の式, 連続の式, 風の関係式が用いられている。村上は, じょう乱と帯状平均運動との間の相互作用をエネルギー論的に議論を進めるため, さきの基礎方程式系を帯状平均運動とじょう乱に関する方程式に分け, さらに非線型項はエネルギー量の輸送型で表わされている。それらの無次元方程式はつぎのように書かれる。

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial Y^2} = \bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \bar{u} \bar{v}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{\partial p} \right) + \bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \bar{u} \bar{v}'}{\partial Y} + \zeta^{-1} \frac{\partial \bar{u} \bar{w}'}{\partial p} \right) \\ - \sin \phi \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial Y^2} - \bar{\epsilon} \bar{\beta} \bar{v} - \bar{\epsilon} \frac{\partial \bar{F} \bar{x}}{\partial Y} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial Y^2} = -\bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \bar{v}^2}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{v} \bar{w}}{\partial p} \right) - \bar{\epsilon} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\partial \bar{v} \bar{v}'}{\partial Y} + \zeta^{-1} \frac{\partial \bar{v} \bar{w}'}{\partial p} \right) \\ + \sin \phi \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial Y^2} - \bar{\epsilon} \bar{\beta} \bar{u} - \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial Y^2} + \bar{\epsilon} \frac{\partial \bar{F} \bar{y}}{\partial Y} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial T} = -\bar{\epsilon} \left(\frac{\partial \bar{v} \bar{\theta}}{\partial Y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{\theta}}{\partial p} \right) - \bar{\epsilon} \zeta \left(\frac{\partial \bar{v} \bar{\theta}'}{\partial Y} + \zeta^{-1} \frac{\partial \bar{w} \bar{\theta}'}{\partial p} \right) \\ - \bar{\epsilon} \frac{\partial \bar{\theta} \bar{s}}{\partial p} \bar{w} + \bar{\epsilon} \bar{q} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \bar{\chi}}{\partial Y^2} = -\frac{\partial \bar{w}}{\partial p} \quad (4)$$

$$\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial Y}, \quad \bar{v} = \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial Y} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \xi^2 \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} \right) = \epsilon \xi \frac{\partial c'}{\partial y} - \epsilon \frac{\partial D'}{\partial x} - \sin \phi \left(\frac{\partial^2 \chi'}{\partial x^2} + \xi^2 \frac{\partial^2 \chi'}{\partial y^2} \right) \\ - \epsilon \beta' \bar{v}' + \epsilon \eta^{-1} \left(\frac{\partial F \bar{y}'}{\partial x} - \xi \frac{\partial F \bar{x}'}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \chi'}{\partial x^2} + \xi^2 \frac{\partial^2 \chi'}{\partial y^2} \right) = -\epsilon \frac{\partial c'}{\partial x} - \epsilon \xi \frac{\partial D'}{\partial y} + \sin \phi \left(\frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \xi^2 \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} \right) \\ - \epsilon \beta' \bar{u}' - \left(\frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \xi^2 \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} \right) + \epsilon \eta^{-1} \left(\frac{\partial F \bar{x}}{\partial x} + \xi \frac{\partial F \bar{y}}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \epsilon \eta^{-1} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\epsilon \left(\frac{\partial \bar{u} \theta'}{\partial x} + \xi \frac{\partial \bar{v} \theta'}{\partial y} + \eta^{-1} \frac{\partial \bar{w} \theta'}{\partial p} \right) - \epsilon \left(\bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + \xi \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} + \zeta \eta^{-1} \bar{w} \frac{\partial \theta'}{\partial p} \right) \\ - \epsilon \eta^{-1} \left(\bar{v}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Y} + \zeta^{-1} \bar{w}' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \right) - \frac{\epsilon}{\eta \zeta} \frac{\partial \bar{\theta} \bar{s}}{\partial p} \bar{w}' + \epsilon \eta^{-1} \bar{q}' \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \xi \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \eta^{-1} \frac{\partial \bar{w}'}{\partial p} = 0 \quad (9)$$

$$\bar{u}' = -\xi \eta \frac{\partial \phi'}{\partial y} + \eta \frac{\partial \chi'}{\partial x}, \quad \bar{v}' = \eta \frac{\partial \phi'}{\partial x} + \xi \eta \frac{\partial \chi'}{\partial y} \quad (10)$$

こゝに

$$\begin{aligned}
 C' &= \left(\frac{\partial u'^2}{\partial x} + \xi \frac{\partial u'v'}{\partial y} + \eta^{-1} \frac{\partial u'w'}{\partial p} \right) + \zeta \eta^{-1} \left(v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} + \zeta^{-1} w' \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right) \\
 &\quad + \left(\bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \xi \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} + \zeta \eta^{-1} \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial p} \right) \\
 D' &= \left(\frac{\partial u'v'}{\partial x} + \xi \frac{\partial v'^2}{\partial y} + \eta^{-1} \frac{\partial v'w'}{\partial p} \right) + \zeta \eta^{-1} \left(v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} + \zeta w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} \right) \\
 &\quad + \left(\bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \xi \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial y} + \zeta \eta^{-1} \bar{w} \frac{\partial v'}{\partial p} \right)
 \end{aligned}$$

東西スケールを $10^7 m$, 南北スケールを $10^6 m$ とするとき, 無次元化されたパラメータはそれぞれつぎのような大ききになる。

$$\begin{aligned}
 \bar{\rho} &= 1, & \beta' &= 10^2, & \bar{\varepsilon} &= 10^{-1}, & \varepsilon &= 10^{-1} \\
 \xi &= 10, & \eta &= 10^{-1}, & \zeta &= 1, & -\frac{\partial \theta_s}{\partial p} &= 10
 \end{aligned}$$

$$T = 1 \text{ 日}, \quad t = 1 \text{ 日}$$

$\bar{\rho}$ と ε はそれぞれ帯状平均運動, じょう乱に適用される Rossby number, ξ は東西・南北両スケールの大ききの比, η は時間スケールと東西スケールとの比, ζ は $\bar{\varepsilon}$ と ε との比, T は帯状平均運動およびじょう乱の時間スケール, Y は帯状平均運動の南北スケールを表わしている。その他の記号は普通に用いられている意味を持ち, すべての無次元化された変数は最大1の大ききである。そして各変数を基本的パラメータ $\bar{\varepsilon}$, ε のべき級数で展開する。たとえば,

$$u = u_0 + \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \varepsilon^3 u_3 + \dots$$

とし, $u_0, u_1, u_2, u_3, \dots$ は1の大ききである。このように展開した変数を前述の無次元化した方程式系に代入して, 同じ大ききを持った項を取出して, すべての項が同じ精度を持つように方程式をつぎつぎに導いていく。

まず, Rossby number のゼロのオーダーの項を取出すと, (1) では $-\sin \varphi \partial^2 \bar{\chi}_0 / \partial Y^2$ だけがその大ききを持ち, 他にこれと釣合う項がないので当然

$$\frac{\partial^2 \bar{\chi}_0}{\partial Y^2} = 0, \quad \text{したがって } \bar{w}_0 = 0$$

となる。しかるとき, 連続の式(4)より

$$\bar{v}_0 = 0$$

となる。同様に(2)よりまず $\sin \varphi \partial^2 \bar{\varphi}_0 / \partial Y^2$ と $-\partial^2 \bar{\varphi}_0 / \partial Y^2$ の二項が同じ大ききを持つので

$$\sin \varphi \frac{\partial^2 \bar{\varphi}_0}{\partial Y^2} = \frac{\partial^2 \bar{\varphi}_0}{\partial Y^2}$$

すなわち、(5)の関係式から

$$\bar{u}_0 = -\frac{\partial \bar{\phi}_0}{\partial Y} = -\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial \bar{\phi}_0}{\partial Y}$$

となる。(3)の式からも $\bar{w}_0 = 0$ となり前の結果と矛盾しない。じょう乱に関する方程式からも

同様にして

$$\bar{x}'_0 = 0$$

$$\bar{v}'_0 = 0$$

$$\bar{w}'_0 = 0$$

$$\bar{u}'_0 = -\frac{\partial \phi'}{\partial y} = -\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial \phi'_0}{\partial y}$$

以上をまとめると

$$\bar{v}_0 (\bar{x}_0, \bar{w}_0) = 0$$

$$\bar{u}_0 = -\frac{\partial \bar{\phi}_0}{\partial Y} = -\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial \bar{\phi}_0}{\partial Y}$$

$$\bar{v}'_0 (\bar{x}'_0; \bar{w}'_0) = 0$$

$$\bar{u}'_0 = -\frac{\partial \phi'_0}{\partial y} = -\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial \phi'_0}{\partial y}$$

すなわち、Rossby number のゼロのオーダーでは、風速の東西成分は地衡風であり、それを無次元化するのに代表的スケールとして $10m/sec$ を用いているので、その大きさは $10m/sec$ のオーダーであることが知られる。一方、風速の南北成分は $10m/sec$ のオーダーの大きさを持たない。別の表現をするならば、いま対象としている運動では風速の南北成分は $10m/sec$ のオーダーの大きさであってはいけないことになる。また、 $\sin \phi$ は定数でなければならない。

同様に Rossby number のオーダーを取出すと、

$$\frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial^2 \bar{\phi}_0}{\partial Y^2} = -\sin \phi \frac{\partial^2 \bar{x}_1}{\partial Y^2} - \frac{\partial \bar{F}x_{0,0}}{\partial Y} \quad (11)$$

$$0 = \sin \phi \frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial Y^2} - \bar{\rho} \bar{u}_0 - \frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial Y^2} + \frac{\partial \bar{F}y_{0,0}}{\partial Y} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_0}{\partial T} = -\epsilon \frac{\partial \theta_s}{\partial p} \bar{w}_1 + \bar{q}_0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \bar{x}_1}{\partial Y^2} = -\frac{\partial \bar{w}_1}{\partial p} \quad (14)$$

$$\bar{u}_1 = -\frac{\partial \bar{\phi}_1}{\partial Y}, \quad \bar{v}_1 = \frac{\partial \bar{x}_1}{\partial Y} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi'_0}{\partial Y^2} = -\sin \phi \frac{\partial^2 \bar{x}'_1}{\partial Y^2} - \xi^{-1} \eta^{-1} \frac{\partial \bar{F}x_{0,0}}{\partial y} \quad (16)$$

$$0 = \sin \phi \frac{\partial^2 \phi'_1}{\partial y^2} - \xi^{-2} \rho' \bar{u}'_0 - \frac{\partial^2 \phi'_1}{\partial y^2} + \xi^{-1} \eta^{-1} \frac{\partial \bar{F}y_{0,0}}{\partial y} \quad (17)$$

$$\frac{\partial \theta'_0}{\partial t} = -\epsilon \frac{\partial \theta \bar{u}_0}{\partial p} w'_1 + q'_0 \quad (18)$$

$$\epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial u'_0}{\partial x} + \frac{\partial v'_1}{\partial Y} + \frac{\partial w'_1}{\partial p} = 0 \quad (19)$$

$$u'_1 = -\frac{\partial \phi'_1}{\partial Y}, \quad v'_1 = \epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial \phi'_0}{\partial x} + \frac{\partial \chi'_1}{\partial Y} \quad (20)$$

のようになる。(15), (20)から風の東西成分は ϕ_1 から計算されねばならないが, ϕ_1 は発散方程式から導かれた(12), (17)から得られる。(12), (17)は摩擦項を無視するならば, コリオリ・パラメータを緯度について変化させた地衡風関係式に他ならない。したがって, u_0 よりは精度がよいわけである。いま, 静力学の式から θ_0 を ϕ_0 に関係づけると, たとえば, (11)と(13)から時間を消去すると, いわゆる ω -方程式を得る。

$$\epsilon \frac{\partial \theta \bar{u}_0}{\partial p} \frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial Y^2} + \sin \varphi p^{1-k} \frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial p^2} = \frac{\partial^2 \bar{q}_0}{\partial Y^2} + \sin \varphi p^{1-k} \frac{\partial^2 \bar{F}x_0}{\partial Y \partial p}$$

となる。明らかなように垂直運動は外力だけに依存しており, 村上はこのような運動は力学的に興味がないと捨てしまっている。しかるとき, Rossby number のオーダーの方程式系はつぎのようになる。

$$\frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial^2 \bar{\phi}_0}{\partial Y^2} = 0$$

$$\sin \varphi \frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial Y^2} - \bar{\beta} \bar{u}_0 - \frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial Y^2} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_0}{\partial T} = 0$$

$$\bar{v}_1, \bar{\chi}_1, \bar{w}_1 = 0$$

$$u'_1 = -\frac{\partial \phi'_1}{\partial Y}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi'_0}{\partial Y^2} = 0$$

$$\sin \varphi \frac{\partial^2 \phi'_1}{\partial Y^2} - \xi^{-2} \beta' u'_0 - \frac{\partial^2 \phi'_1}{\partial Y^2} = 0$$

$$\frac{\partial \theta'_0}{\partial t} = 0$$

$$\epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial u'_0}{\partial x} + \frac{\partial v'_1}{\partial Y} = 0$$

$$u'_1 = -\frac{\partial \phi'_1}{\partial Y}, \quad v'_1 = \epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial \phi'_0}{\partial x} = \epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'_0}{\partial x}$$

ついで, Rossby number の2乗のオーダーを取出すと,

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial Y^2} = \frac{\partial^2 u'_0 v'_1}{\partial Y^2} - \sin \varphi \frac{\partial^2 \bar{\chi}_1}{\partial Y^2} - \frac{\partial \bar{F}x_1}{\partial Y}$$

$$0 = \sin \phi \frac{\partial^2 \bar{\phi}_2}{\partial Y^2} - \bar{\beta} u_1 - \frac{\partial^2 \bar{\phi}_2}{\partial Y^2} + \frac{\partial \bar{F}y_1}{\partial Y}$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial T} = - \frac{\partial \bar{v}_1 \theta'_0}{\partial Y} - \epsilon \frac{\partial \theta \bar{w}_2}{\partial p} + \bar{q}_1$$

$$\frac{\partial \bar{v}_2}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \bar{\chi}_2}{\partial Y^2} = - \frac{\partial \bar{w}_2}{\partial p}$$

$$\bar{u}_2 = - \frac{\partial \bar{\phi}_1}{\partial Y}, \quad \bar{v}_2 = \frac{\partial \bar{\chi}_2}{\partial Y}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \phi'_1}{\partial y^2} = \epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial (\bar{u}_0 + U_0) u'_0}{\partial x} + \epsilon \xi \frac{\partial u'_0 v'_1}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v'_1 \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial y} \right) - \sin \phi \frac{\partial^2 \chi'_2}{\partial y^2} - \xi^{-2} \beta' v' + \epsilon^{-1} \xi^{-1} \left(\frac{\partial Fy_0}{\partial x} - \epsilon \xi \frac{\partial Fx_1}{\partial y} \right)$$

$$0 = \sin \phi \left(\epsilon^{-2} \xi^{-2} \frac{\partial^2 \phi'_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'_2}{\partial y^2} \right) - \xi^{-2} \beta' u'_1$$

$$- \left(\epsilon^{-2} \xi^{-2} \frac{\partial^2 \phi'_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'_2}{\partial y^2} \right) + \epsilon^{-1} \xi^{-1} \left(\frac{\partial Fx_0}{\partial x} + \epsilon \xi \frac{\partial Fy_1}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial \theta'_1}{\partial t} = + \epsilon^{-1} \xi^{-1} \left(\frac{\partial (\bar{u}_0 + u'_0) \theta'_0}{\partial x} + \epsilon \xi \frac{\partial v'_1 \theta'_0}{\partial y} \right) - v'_1 \frac{\partial \bar{\theta}_0}{\partial y} - \epsilon \frac{\partial \theta \bar{w}_2}{\partial p} + \bar{q}_1$$

$$\epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial u'_1}{\partial x} + \frac{\partial v'_2}{\partial y} + \frac{\partial w'_2}{\partial p} = 0$$

$$u'_2 = - \frac{\partial \phi'_2}{\partial y}, \quad v'_2 = \epsilon^{-1} \xi^{-1} \frac{\partial \phi'_1}{\partial x} + \frac{\partial x_2}{\partial y}$$

こゝに取上げた波は Rossby number の 2 乗のオーダーではじめて力学的効果による時間変化項，エネルギー変換に寄与する項が現われてきている。村上はその方程式系からエネルギー収支に関する方程式を厳密に導いて，他のよう乱，たとえば高低気圧スケールについて同様な方法で導かれたエネルギー収支の方程式と比べ，エネルギー変換量の大きさのオーダーが 1 けた小さいことからこゝに対称とした波は現実の大気中には現われにくいのではないかと示唆している。

こゝに紹介した三つの超長波に関するスケール・アナリシスの結論はそれぞれ少しずつ違っているが，それは恐らく対称とする波の相違，それに伴うスケール・ファクターの相違によっているように思われる。しかし，Burger によって指摘されたような超長波はむしろ特異なものではないかという強い印象をこれら三つの論文から受け取られる。この紹介文を読まれて，論理首尾一貫しない所，意味の取りにくい所があるならば，それは原論文に忠実に紹介しないで，本質的でないと思われる記述を省略したり，所々に紹介者の意見を勝手に書き加えたことによる紹介者の責任であり，この点お許しを乞いたい。また，スケール・アナリシスを行なうにあたり，スケール・ファクターの選び方には任意性があり，極端な言い方をすればそれによりいくらかでも

違った方程式を導くことが出来、奇妙な方程式系を導いてしまう結果になりかねない。したがって、スケール・ファクターの選び方は重要であり、その妥当性を決めるのは今のところやはり解析事実であろう。そのためにも超長波の特徴とか問題点を知っておく必要があり、その意味で超長波に関する知識が手近に得られる文献として引用文献のほかにあげたので、ぜひ参考にしたい。

引用文献

- Deland, R. J., (1965): Some observations of the behavior of spherical harmonic waves. *Mon. Wea. Rev.*, 93, 307-312.
- , (1965): On the scale analysis of traveling planetary waves. *Tellus*, 17, 527-528.
- Dickinson, R. E., (1968): A note on geostrophic scale analysis of planetary waves. *Tellus*, 20, 548-550.
- Murakami, T., (1962): On the energetics of the various large-scale atmospheric disturbances. *Papers in Meteorological and Geophysics*, 18, 120-129.
- 小倉義光 (1966): 最近の気象力学, 気象研究ノート, 17, 33-57.

参考文献

- 新田 尚, (1967): 超長波の運動についての試論, *OMEGA*, 6, 1-28.
- 広田 勇, (1968): 超長波のシンポジウム(1), 成層圏循環から見た超長波の諸特性, *天気*, 15, 62-67.
- 新田 尚, (1968): 超長波のシンポジウム(1), 対流圏と下部成層圏の相互作用における長波・超長波の役割, *天気*, 15, 68-74.
- 広田 勇, (1968): 超長波の力学に関する問題点, 気象研究ノート, 95, 62-79.
- 新田 尚, (1968): 対流圏と下部成層圏の相互作用における超長波の役割, 気象研究ノート, 95, 80-108.
- 朝倉 正, (1968): 超長波のシンポジウム(2), 超長波に関する二・三の特性, *天気*, 15, 507-510.
- 杉本 豊, (1968): 超長波のシンポジウム(2), 成層圏気温変動におよぼす超長波の作用, *天気*, 15, 511-518.
- 相原正彦, (1968): 超長波のシンポジウム(2), 超長波の力学的考察, *天気*, 15, 519-523.
- 窪田正八, (1969): 超長波のシンポジウム(3), 超長波における強制波と自由波, *天気*,

16, 204-207.

岸保勤三郎, (1969) : 超長波のシンポジウム(3), 超長波の西進について, 天気, 16,
208-209.

藤範晃雄, (1969) : 超長波のシンポジウム(3), 超長波と週間予報, 天気, 16,
209-213.

以 上



Faint, illegible text at the bottom of the page, possibly a footer or a list of items.

解 説

この欄には気象業務に直接あるいは間接に必要な技術および知識の解説および総合報告をのせます。

大気現象における時間・空間・エネルギー

—1971年度全国長期予報技術検討会特別講演から—

廣 田 勇*

551.511

1. まえがき

この解説は副題の示すように1971年2月に気象庁で行なわれた全国長期予報技術検討会の特別講演を再録したものである。講演終了後、この話は研修生を含む出席者の多くの人々にとってきわめて解りにくかったのではないかと、とのお叱りを何人かの方々から受けた。その最大の原因はもとより筆者の不勉強の故に他ならないが、もうひとつ言い訳を許して頂けるなら、実は筆者にとってこの長期予報技術検討会に2日間を通して出席したのは初めての経験であった。今回の検討会の中心課題であった1か月予報の問題に対して示された各官署担当係官諸氏の調査・研究における発想・手法・アプローチの形式をつぶさに傍聴してみて、正直なところ筆者は一種の驚きともつかぬ異様な印象を受けたことであった。もとより長期予報こそは予報のなかでも最も困難な仕事であることを、筆者とて知らぬわけではなかった。したがって技術検討会の場に見られるいわば泥まみれの暗中模索にはそれなりの十分な敬意が払われてしかるべきこともまた認めるにやぶさかではない。しかしながら一方、現在の大気科学の成果を、より根本的な物の考え方として理解することは、単なる利用や応用ということを離れて、新しい発想法のヒントという意味からも必要なのではあるまいか。あるいはまた従来の子報技術や経験則のなかに、物理的解釈や理論的な裏付けの可能なものが含まれていることに気づくこともあり得るのではなからうか。斯様な考えのもとに、標記講演内容を多少言葉遣いをあらためもう一度書きしるす次第である。

2. 大気現象とその時間、空間スケール

地球大気中には、さまざまなスケールの現象(じょう

乱)が存在することは良く知られている。いまそれらの諸現象を代表的な空間スケールを横軸に時間スケールを縦軸にそれぞれ対数で目盛って一つのダイアグラムに示したのが第1図である。ここで“スケール”とは文字どおり“めやす”のことで、空間スケールとはたとえばじょう乱の水平波長の如きもの、時間スケールとはその現象の持続する時間間隔のおおよその長さ、と考えていただく。図に則して言うならば、図中左下の積雲対流(Cumulus Convection)は水平に数kmの広がりを持ち数十分の持続性があり、右上の超長波(Planetary Wave)は地球の半径以上の水平波長でその変動は10日~1か月のタイムスケールを持っている。話を簡単にするために、せまい意味での気象現象とは直接関連のない音波・重力波・大気潮汐などは図から除外してある。

さて、第1図をながめてまず気のつくことは、さまざまなスケールの現象をこのようにならべてみると、それらが図上でほぼ1本の直線上に並んでいる事実である。空間スケールを L 、時間スケールを T でそれぞれ表わせば、この関係は

$$L/T = \text{一定}$$

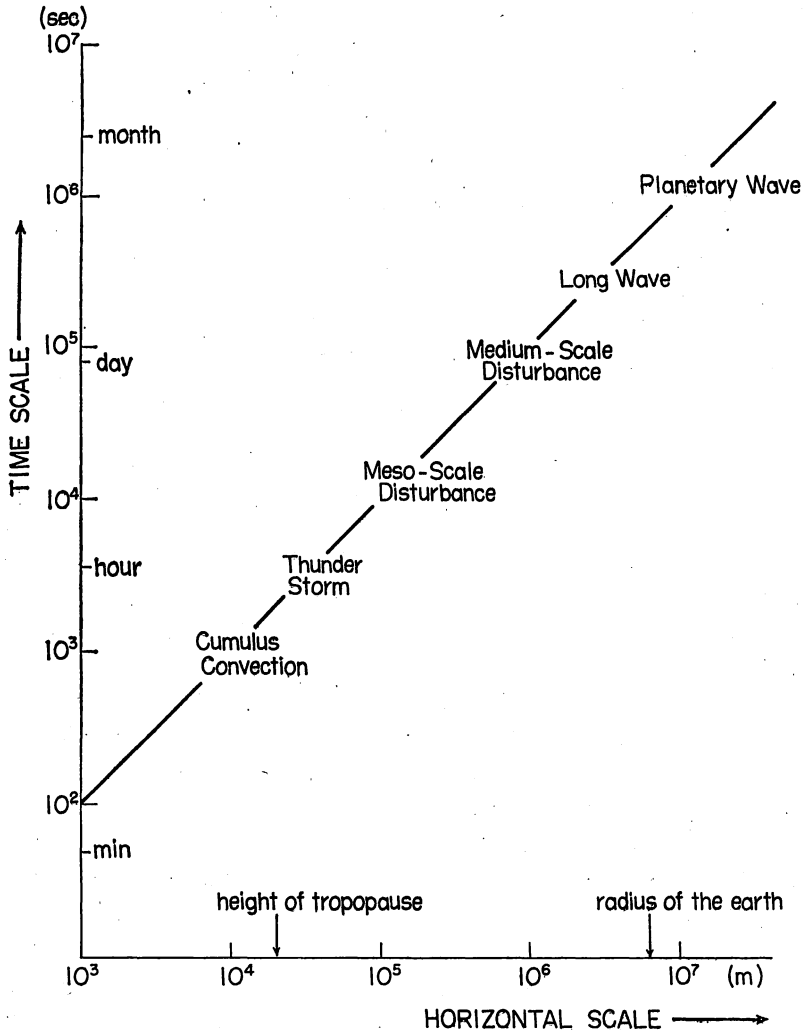
と書ける。このことは単なる偶然であろうか、それとも何か理由があるのであろうか? もし偶然でないならその理由はいったい何であらうか? まずこの問題を考えてみよう。

長さ L と時間 T の比は“速さ”の次元を持つ量である。図の座標軸から読み取ると上の式は

$$L/T = V \approx 10 \text{ m/sec}$$

と書き直すことができる。したがって今述べた疑問を言い換えると、さまざまなスケールの大気現象がすべて共

* 気象研究所予報研究部



第1図 大気現象の時間、空間スケールによる分類図

通に特徴的な速さ V (≈ 10 m/sec) を有しているのはなぜか? ということになる。この問いに答えるためには、これらさまざまな現象(じょう乱)を作り出す原因のなかに共通した要因を見つければ良い。

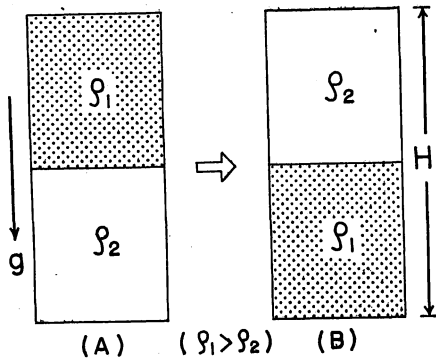
一口に じょう乱の成因と言っても粘性や圧縮性を持った流体が成層状態やシアアを持つ場のなかで、回転(コリオリ力)や重力場の作用を受け、更には境界条件の制約によって規定される運動であるから一般には複数の要因の組み合わせによってその特徴が記述されることになる。しかしここではすべてに共通な要因のひとつと

して重力を考えてみよう。* 流体の運動方程式において重力 g の効果は密度 ρ との積 ρg で表現されることから直ちにわかるように、重力場の作用は流体の成層状態(密度差)と直接関係し、考える系全体の位置エネルギーを減ずる方向に運動が起こることを助ける。これは言い換えれば、広い意味での“対流現象”に他ならない。

さて、地球大気中に起こる運動を上述の意味での対流としてとらえ、それを模式化したのがいわゆるマルグレスの問題** (Margules, 1905) である。最も単純化して書いたのが第2図で、状態(A)は軽い流体層の上に

* 成層を考慮しない2次元 barotropic flow は例外としてこれからの議論には含まない。

** Margules の問題の詳細な計算については、たとえば正野重方：気象力学(岩波書店) p. 36 を参照のこと。



第2図 マルグレス問題の模式図

重い流体層が乗っていることを示し、この状態から成層の逆転が起こって安定な状態（位置エネルギーの減少した状態）に移ったのが(B)である。このとき状態(A)と状態(B)の位置エネルギーの差 $\Delta\phi$ が運動のエネルギーに変換されるとすれば

$$\frac{1}{2}\bar{\rho}V^2 = \Delta\phi.$$

となり、簡単な計算から

$$V = \sqrt{gH \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}}}$$

であることがわかる。ここに $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, $\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$, H は流体層全体の深さである。(重い流体と軽い流体が(A)のように上下に重なった状態ではなく、左右に横にならんだ状態から出発して状態(B)に移行する場合も同様である。)

この式の示すところによれば、“対流”によって生ずる流体の Velocity V が運動の水平スケール(横幅)には依存しないで、重力加速度 g と現象の深さ H , 及び上下の密度差 $\Delta\rho/\bar{\rho}$ のみによって決ることになる。

現象の深さとして対流圏全体 $H \approx 10\text{km}$ を取ろう。 $\Delta\rho/\bar{\rho}$ は近似的に温度 T を用いて $\Delta T/\bar{T}$ と書いても良いが、要するにこの値は大気放射をも含めた大循環全体の結果としてきまる大気平均成層状態を表わし、最終的に V を見積るとおよそ 10m/sec のオーダーになることがわかる。

すなわち以上の議論から、第1図で示された諸現象がそのスケールの違いによらず $L/T = V \approx 10\text{m/sec}$ なる関係を有している事実は、“広義の対流”として統一的に解釈されることになる。

ところで $L/T = V$ を書き直すと $T = L/V$ となるが、

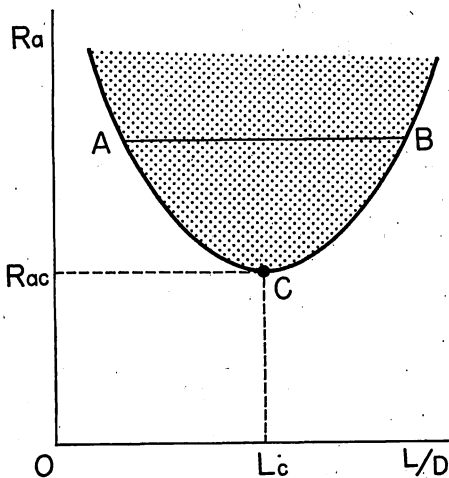
この T (時間スケール) の意味をもう少し詳しく考えてみよう。さきほどは時間スケールの定義として現象の持続する時間間隔のおおよその長さであると述べたが、これは (a) circulation time と、(b) life time の二つの概念を含んでいる。まず (a) の circulation time とは文字どおり流体粒子が運動してその現象の起きている領域を通過するのに要する時間のことであり、例をあげるなら、積雲中の上昇流が 10m/sec の速さで地表から圏界面にまで到達する時間が約 20 分、あるいは cyclone (または長波のトラフ、リッジ) に沿って寒気や暖気が水平に 3000km 動くのに 3 日を要する、といった類のことである。これに対し (b) の life time とは現象(じょう乱)が発生・発達し、おとろえるまでの時間を意味するが、じょう乱の発達するというものの物理的意味が、上に述べたように、広義の対流による不安定成層の解消ということであり、それはまた流体粒子の運動に伴う熱輸送による温度の均一化作用であることを考えると、実は (a) も (b) も結局は同じことを別な言葉で表現しているに過ぎないことがわかるであろう。

以上を要約するに、一方では大気中にさまざまな時間、空間スケールの現象の存在することを明確に認識し、それぞれのスケールの現象に最も適合するように流体力学の基礎方程式を変形して個々の現象の個別的な特性を論ずるようになったことが、現代気象力学の一つの特徴である、という認識*の重要性と同時に、他方では“成層大気重力場における対流現象”との見地からさまざまなスケールの大気現象を統一的に把握することもまた重要なことである。斯様な認識こそ、大気現象を考えるに際して狭義の気象学の枠から抜け出し、広く回転熱流体、あるいは地球流体力学 (Geophysical Fluid Dynamics) という概念に至る根本思想に他ならないと言えよう。

3. エネルギー・スペクトル分布

前節では現象のスケール如何を問わず $L/T = V$ (一定) の関係があることを述べた。しかしもし厳密に V が一定ならば、個々のじょう乱の持つ運動エネルギー $\frac{1}{2}\bar{\rho}V^2$ も一定となり、そのスペクトル分布は波長(あるいは波数)によらない様な分布、いわゆるホワイト・スペクトラムになるはずである。しかるに現実の大気の運動エネルギー・スペクトル分布は必ずしもそのように単純なものではない。また、どの高度、領域(緯度)、期間(季節)で見るとよってかなり異なり、風速とし

* 小倉義光：最近の気象力学，気象研究ノート第17巻第1号参照。



第3図 ベナール型対流の安定性を示す模式図
陰影をつけた部分が不安定領域

て東西成分をとるか南北成分をとるかによっても違ってくる。その上、単なるグローバルな平均を取って比較することは個々の現象が存在（発生）する時間空間密度をも考慮しなければ無意味になる。

したがってエネルギー・スペクトル分布とは、個々の現象相互間の比較ではなく、一つには大気大循環全体に対するそれぞれのスケールの担う役割、もう一つはスペクトル分布が一樣ではなくてある特定のスケールに個々の卓越性が見られること、この二点に意味があることになる。^{*}

第1図に積雲対流から超長波に至るさまざまな現象の名前を具体的に記入できたこと自体、それらの現象に対応したスペクトル・ピークが（その絶対値の大きさを問わず）存在すること、言い換えれば大気中にはあるいくつかの特定スケールの卓越性が見られることを意味しているのである。しからば地球大気中におけるスケールの卓越性あるいは選択性とはいったい何によって決っているのであろうか？ 次にそれを考察しよう。

4. スケールの選択性を決めるものは何か

大気じょう乱の性質をきめる要因としてたとえば重力加速度、コリオリ力、地球のサイズ等は不動のパラメーターであるが、それらが大気の種類々の物理定数と組み合わせられてくるものを今かりに内因（大気の力学的特性）と呼ぶことにすれば、一方外部から与えられる変数的要因としての外因を別に考えることもできる。それら

をきわめて模式的に書けば次の如くなる。

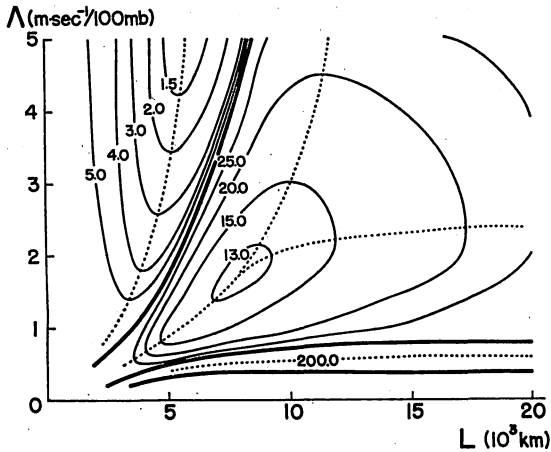
- | | | | |
|-------|---|-----------------------------------|--|
| 1. 外因 | } | a. 太陽 | { 日射の時間変化 → 日変化, 季節変化
起潮力 → 太陽（熱）潮汐 |
| | | b. 境界条件(大陸-海洋分布, 山の効果等) | |
| 2. 内因 | } | a. 種々の力学的(線型)不安定性 | |
| | | b. 水蒸気の相変化, オゾンによる加熱等大気運動に付随する熱効果 | |
| | | c. 流体の非線型性 | |

さて、今後の議論では 1.-a の太陽の効果は大循環の原動力であること以外は除くことにしよう。1.-b の境界条件と書いたのは、純粋な数学的意味での境界条件というよりはむしろ大気特性とは一応独立な外力という意味である。したがってこの効果は常に“外力プラス内因”の組み合わせにより、“外力の空間的、時間的変動に対する大気の応答特性”という形で大気の運動形態をきめることになる。その例は後で述べることにして、まず 2.-a の力学的不安定性によるスケールの選択の問題から見てゆこう。言うまでもなく流体の線型不安定理論すべてを論ずることは、優に力学の教科書一冊に匹敵することであるから、ここでは古典対流論と傾圧不安定理論を例にとり、それらの結果のみを示すことにする。

2枚の平板に上下をはさまれた（水平には無限に広がる）流体の上端を冷却し下端を加熱したとき生ずる対流はベナール（Bénard）型対流と呼ばれ、無限小振幅、つまり対流の起こり始めの状態に対応する線型安定度理論は夙にレーリー（Rayleigh, 1916）によって詳細に論ぜられている。第3図はその安定度曲線の模式図で縦軸にレーリー数、 $R_a \equiv \alpha g \Delta T D^3 / \kappa \nu$ （ α ：流体の体膨張率、 g ：重力加速度、 ΔT ：流体層の上下の温度差、 D ：層の深さ、 κ ：温度伝導率、 ν ：運動学的粘性率）を取り、横軸に層の深さ D で規格化した対流の波長 L を取っている。

図中の曲線が安定度の臨界曲線を示し上側が不安定、下側が安定領域である。 R_a が小さいとき（たとえば上下の温度差 ΔT が小さいとき）流体は当然安定で対流は起きないが、 R_a が徐々に増加し臨界値 R_{ac} に達すると対流が生じ始める（図中の点 C の状態）。そのとき、図から直ちにわかるように、生ずる対流の水平スケール L_c は一義的にきまる。すなわち、ベナール型対流の不安定性はその臨界状態においてスケールの選択性を有しているのである。

^{*} エネルギー・カスケードの問題は第6節で簡単に触れる。



第4図 傾圧不安定性を示すダイアグラム

レーリー数が R_{ac} より更に大きい場合(これを super critical な状態と呼ぶ)、たとえば図の線分 AB のうちのスケールが選択されるかはこの図だけからは不明である。そのとき対流の振幅はもはや無限小ではなく、いわゆる有限振幅の状態となる。有限振幅の対流スケールが何によって決定されるか、あるいはまた本来一義的に決まるものかどうか、現在でも確定した理論はない*。しかし実験的にも L_e とはさほど違わないことが知られている。その意味から対流スケールの選択性は super critical な場合にも成り立つと言って良からう。

線型不安定性によるスケールの選択性に関するもう一つの例として、次に傾圧不安定性 (baroclinic instability) を取りあげよう。太陽による加熱効果の緯度による違いが南北(極と赤道)の温度差を生み出し、温度風の関係と呼ばれる正の鉛直シアを持った中緯度帯状流(いわゆる偏西風あるいは subtropical jet) が維持され、その中に内在する不安定性に伴って発達する波動は天気図に見られる移動性高低気圧としてすでに馴染深い。

この傾圧不安定波動はふつう現象論的に long wave (長波)あるいは cyclone wave (低気圧波)** と呼ばれるが、それに対応した力学モデルは大戦後 Charney と Eady によって独立に作られ、その後さまざまな variation が試みられ現在に至っている。準地衡風近似の範囲内で傾圧不安定モデルはコリオリ力の緯度変化(いわゆる β 項)を含むか否か、また上端の境界条件のつけ

方しだいによってその性質が大別されるが、本論にとって重要なのは、どのモデルにおいても傾圧不安定性が卓越波動の水平スケール(これを preferred scale と言う)を決定することである。

第4図に筆者(Hirota, 1968)の計算した傾圧不安定ダイアグラムを示す。縦軸に平均帯状流の鉛直シアの強さ、横軸に東西波長をそれぞれ取って、波動の発達率を振幅が $e (=2.718\dots)$ 倍になるのに要する日数(e-folding time)で表わしてある。まず図の左半分を見ていただこう。適当な強さの鉛直シアに対応して、最も発達しやすい波長が 3000~5000km の値で一義的に決まってくる。これがふつう long wave と呼ばれるものである。図の中央から右よりにかけて別の不安定域が存在する。波長域は 10,000km のオーダー、時間スケールは 10 日以上オーダーである。ただしこの不安定波が第1図の右上にある planetary wave, すなわち観測から知られている現象として超長波と同一のものであるかどうかは大いに疑問の余地がある。その点はのちほどもう一度触れよう。

傾圧不安定性を支配するもう一つのパラメーターとしては平均場の静的安定度 (static stability) があり、その値の大小によって卓越波長も多少異なってくる。しかしながらいずれにせよ傾圧不安定性の本質は回転地球上における傾圧大気(南北水平温度差に伴う鉛直シア)中で発達する“水平対流”であることに尽きる。同時にその特徴として卓越波長があること、換言すればスケールの選択性が存在することを理解していただけたであろう。

次に対流という概念から少し離れて 1.-b で述べたような外力が加えられたときの大気自体の応答特性を考えてみよう。例として広義の山越気流を取る。さまざまなスケールの山岳が地表にあり、大気の流れがそれに当たると強制的な上昇流が作られる。その効果の現われ方は、山の水平スケールが L ならば、それに対応して波長 L の波動が作られる、と言ったような様なものでは決してない。たとえば山のスケールが小さくてコリオリ力の効かない場合、内部重力波 (lee wave) が作られるが、その出現の様子は Scorer number $g \frac{\partial \theta}{\partial z} / U^2 \theta$ (θ : 温位)によって支配され、ふつうは水平波長が数十 km のオー

* たとえば木村竜治: 対流実験の系譜, 天気, 第18巻10号参照。

** cyclone とは歴史的には戦前のノルウェー学派が前線に伴う波動の名称として用いたものらしく、第1図の medium-scale にむしろ近いという説もあるが、その点はいま詳論しないでおく。

ダーのものが卓越する。

一方、たとえばヒマラヤやロッキーのように山岳のスケールが大きいときは、コリオリ力及びその緯度変化 (β 効果) が直接効いて、強制ロスビー波が作られる。この場合大気下層で強制的に作り出された波動のエネルギーが上層にまで伝播して上部対流圏あるいは成層圏にまで波動が卓越するかどうか、は大気自身の波動伝播特性で決まる。* 伝播特性を規定するパラメーターとしては、平均帯状流の強さ及びそのシアの大きさ、静的安定度、コリオリ力及び β 効果等々であり、それらが強制的な外力の水平スケール L と組み合わせさせてエネルギー上方伝播の可能な条件が定まる。

この事情を言い換えると、強制ロスビー波の直接成因は大規模山岳等の外力であっても、実際にできている波の性質はあくまでも大気内部のパラメーターによって規定されていることになる。すなわち、大気は種々の外力が加えられたとき、波長に関する選択性を持っているわけである。事実、冬の成層圏には波数 1 ないし 2 の超長波のみが卓越しそれより波数の多い波は一般に見出されないが、このことは今述べた波動エネルギー伝播特性によるフィルター作用の結果と解釈されている。

以上の lee wave あるいは強制ロスビー波の議論は準定常状態、すなわちタイム・スケールは無限大の場合についてであるが、実測から知られている planetary wave の様相は準定常なもの以外にタイム・スケールが 10 日から 1 か月程度の変動成分が含まれている。この程度の時間、空間スケールの変動は、具体的にはたとえば週間予報あるいは 1 か月予報というような問題を考えるとき、天気現象に直接関連する長波以下のスケールの じょう乱を生み出す一般場の予測という意味からもきわめて本質的なものであろうことは想像に難くない。

そこで一つの問題が提起される。もし 10~30 日程度の時間スケールで変動する planetary wave が、外力に起因するものであるならば、その時間スケールはいったい何によって決るのであろうか？ 筆者はかねてよりこの疑問を抱いてきたが、その間に対する一つの解答として最近次のような計算を試みた。従来の定常強制波動伝播理論を非定常問題に拡張し、外力自体の周期的変動を仮定する。その周期 P とこれも仮定された外力の空間スケール L との比から波動の位相速度 $L/P=C$ がきま

る。そのとき波動の伝播特性は他のパラメーターを固定すると、波長 L と波動に相対的な帯状風速 $U-C$ によって記述される。したがって最も波動の伝播しやすい条件を求めれば、それは C が U と L の関数として定まり、結局は波動を励起するのに最も効果的な外力の変動周期 P (最大応答周期) が U と L をパラメーターにして求められることになる。すなわち、外力の変動周期をいろいろ変えてみたとき、大気自身が最も鋭敏に応答する周期が存在することになり、つまりは planetary wave の伝播特性を媒介として大気はランダムな外力に対し“周期選択性”を有している、ということになる。具体的に冬の成層圏循環に対応する風速の強さ、波動の東西スケール等からこの周期を計算してみると P として 10~20 日のオーダーとなり、観測結果と良く一致していることがわかる。

ところで、このようにして求められた planetary wave の特徴的なタイム・スケールが、外力を全く考慮しない傾圧不安定論から求まる不安定超長波のそれとほぼ同じであることは興味深い。傾圧不安定超長波 (第 4 図) は再三述べてきたように一種の自由対流であり、 $L/T=V \approx 10 \text{ m/sec}$ の関係を満たしている。これと波動伝播理論における最大応答周期とが一致しているのは単なる偶然なのかあるいは何か本質的に一致する理由があるのか、少なくとも筆者には良くわからない。しかし現実の大気中で planetary wave の周期選択性が見られる事実と何か関係があるのかもしれない。

5. 非線型効果とその特性

前節ではかなりの紙数を費して、空間及び時間スケールの選択性に関する考察を行なったが、不安定理論にしろ、あるいは外力に対する応答の問題にしろいずれも線型化された範囲内の議論であった。しかし流体運動の本質はむしろその非線型性にこそ存在すると考え方からすれば、スケールの問題を論ずるに際してもやはり非線型の効果について多少なりとも触れる必要がある。

そもそも非線型効果とは何か、という問いに答えるのは決して容易なことではない。特に大気現象全体を考える場合には、単に運動方程式の慣性項 $\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}$ で線型化近似が許されないケース、といった数学的意味ばかりではなく、むしろ現象論的意味から、大循環への個々のじょう乱の feed back とか、大気の運動に随伴した水蒸気の凝結熱放出効果とか、あるいはまた極の寒冷化に

* プラネタリー・ロスビー波動の上方伝播に関する解説は、たとえば廣田 勇、新田 尚：超長波のシンポジウム (I)、天気、第 15 巻 2 号参照。

伴う雪水量の増加がアルベードの変化をもたらして寒冷化に拍車をかける、とか言った類の作用が重要になってくる。以下非線型効果なる言葉をこのように広義に用いることにしよう。

まず、線型理論の場合のように平均場を固定して(つまり平均場のエネルギーは無限にあるとして)その中で特定の波動のみが発達する、というモデル化とは違って、平均場それ自体がスケールの異なるいくつかの波と相互作用を行なって変動するモデルとして回転流体実験に見られる *vacillation* 現象を例にあげよう。この現象は実験を支配するパラメーター群(回転数、内壁と外壁間の温度差、流体槽のサイズ等)のある特定の組み合わせの範囲内に限って起こるもので、形態的には時間の経過とともに卓越波数が変化して個々の波の振幅が脈動するもの、卓越波数は不変だが移動につれ波形が変化するもの、流れのパターン自身が揺らぐもの、等々に分類も可能である。いずれにせよ、その特徴は本質的には流体の非線型性に起因する一種の周期的変動であり、したがってその変動のタイム・スケールが流体自身の性質によって決定されていると考えて良い。

回転熱流体の室内実験は、その初期において、地球大気循環との直接対応が考えられ、室内実験の写真とある日の北半球天気図とを直接比較してそのパターンの類似の議論が行なわれたことすらあったが、現在では一応別個のものであるという理解が強く、むしろ回転流体それ自体の興味が優先している。しかしながら基礎的な概念、たとえば水平対流としての傾圧波の持つ力学的諸性質等は、地球大気理解の上に必要不可欠なものであることは間違いない。

そこで多少強引に *vacillation* 現象の概念的アナロジーを地球大気に求めてみると、ブロッキング現象が想起される。ブロッキング現象は数多くの総観的、統計的研究にもかかわらず、現在のところまだ明確な力学的説明は与えられていない。しかしその形態だけから見ると、ゾナル・インデックス(平均帯状流の強さ)の変動や、超長波・長波の同時的变化に関連しているようである。筆者は、このことだけから俄かに *blocking=vacillation* というつもりは毛頭ない。唯、この現象の力学的理解のためには、本質的に非線型効果を取り入れたモデル化がぜひ必要であり、一方観測的研究に関しては、その変動のタイム・スケールを包含する、より長い期間にわたって種々の物理量の相関を見てゆくことが当面まず重要であろうと言いたいだけである。そんなことはす

に十分行なわれています、というのならまことに結構な話であるが、果たしてどうであろうか。

ところで長期予報と言わず、一般に地球大気循環の長期的変動を考えるに際してもうひとつ忘れてはならないものに海洋循環の変動がある。直観的に海洋は運動的にも熱的にも慣性が大きいことは確かであるから、短いタイム・スケールで考えれば、海洋の大気に及ぼす影響は一方通行であり、数値予報(あるいは数値実験)で海水表面温度を与えられた境界条件として固定しても良いであろう。しかし、そもそも海洋循環が大気の運動とのストレスの形を通して作られていることを想起すれば、タイム・スケールが長いとき、もはやその作用は一方通行ではなくなるであろう。現在すでに海洋循環を含む大気大循環の数値実験が行なわれ、100年以上のタイム・スケールで両者の平衡状態が求められている。それも一つの解ではあるが、それ以外に大気と海洋との非線型相互作用に起因する一種の準周期的変動の解があり得るのではなからうか、と筆者は空想を楽しんでいる。たとえば氷河期の大循環を一種の準定常解として作ってみることはそう困難でもなからう。問題はむしろ両極端の循環形態間の遷移過程のおもしろさにあるのではないだろうか。

話がだいぶ横道にそれた。いずれにせよ、具体的に長期予報の技術の中にも、海洋の効果、たとえば海水温の1か月程度以上のタイム・スケールの変動等が有効に取り入れられる日の近いことを期待したいものである。

6. Parameterization と Predictability

最後に、非線型相互作用なる概念の敷衍されたものとしていわゆる *parameterization* と *predictability* の問題に触れておこう。両者とも適当な日本語が定着していないので原語のまま用いる。意味は順次説明してゆくとして、実はこの二つの概念に底深く共通しているのが“観測の問題”である。まずきわめて素朴な(しかし重大な)疑問を提起する。“いったい、今地上で誰かが焚火をしたり、空高く鳥が羽ばたいたりしたとき、それらは将来の天気にも何らかの影響を及ぼすものであろうか?” 事実気象に全く素人でこれに類する疑問を持つ人は少なからずいるものと思われる。そのとき彼等は何気なく“将来の天気”という言葉に口にするのであろうが、問題のカギはまさにこの言葉の中にこそある。なぜなら“将来”とは(不特定ながら)“時間スケール”という概念を含み、また“天気”とは漠然とながら“現象の空間スケール”の概念を含んでいるからである。つまり、

今述べた疑問を分解して焼き直す次のような形になるのではあるまいか。順序を入れ変えて；

質問(1)：いわゆる“天気”を支配する現象(長波、中間規模じょう乱、台風、フロント等)にとってそれより小さなスケールの現象が本質的に関連しているかどうか。もし関連があるならば、その結合の必然性は何によって決定されるのか。

質問(2)：初期状態におけるある(小さな)スケールの現象の影響の及び方は、何時間先、何日先まで追跡可能であるか。数学的に言えば、数値予報や数値実験において、相異なる二つの初期条件の差を限りなくゼロに近づけていったとき、それぞれに対応する X 日後の二つの解の差もまたゼロに収斂するような、そういう X の値に上限があるであろうか。

ここまで言えば、もはや賢い読者なら容易にお気づきの如く、素人質問に出てきた“焚火”とか“鳥の羽ばたき”とかは本来観測不可能な現象の象徴的表現だったのである。具体的に述べるなら、音波や乱流、あるいは積雲対流の一つ一つ、更には局所的な雷雨(thunder storm)や豆台風の如き現象は、現在の観測網の時間的空間的密度から考えて本質的に観測不可能なものであることは容易に理解されよう。その上、もし仮にたまたま積雲対流や雷雨がある観測点の真上でちょうど観測時刻に起こったとしても、その情報は現実の数値予報や数値実験の空間的分解能(格子間隔が100kmのオーダーの差分近似)では表現不可能である。これらの事情は気象衛星による観測とか超大型計算機の出現とかによって多少は緩和されるかもしれないが、それは所詮単なる程度の問題に過ぎない。

さて、しからば本来観測できない現象の情報を得ることは全く絶望なのであろうか。もし小さなスケールの現象が天気を支配する大きな現象と全く無関係に独立に存在しているのなら、一つの態度として、それらを見ても良からう。しかし質問の(1)のように大小のスケールの間に何等かの必然的な結びつきがあって、且つ大きなスケールへの小さなスケールが及ぼす影響が重要なのであれば、小さなスケールの現象そのものは表現できなくとも、その相互作用の機構の知識をもとに、観測可能な大きなスケールの物理量を用いて小さなスケールの“効果”だけを間接的に表現しそれに伴う大きなスケールへの“修正作用”を計算することができるかもしれない。

い。この考え方がいわゆる parameterization なる概念に他ならない。

問題はしたがって、異なるスケール間の相互作用そのものを知ることにある。現在のところ parameterization の手法がかなり成功を収めた例として台風の発達過程における積雲対流の作用の問題がある*。その成功に刺激されてか、同じ手法を他のスケールの現象にも応用する試みが盛んである。しかし、その根底にある物理的問題の理解を忘れ parameterization というものを単なる工学的便法としてヤミクモに用いるようなことがあってはならない。最近対流に関する地道な研究が幅ひろく行なわれるようになってきたのは、この意味からけだし当然のなりゆきであろう**。

次に第2の質問で提起された予報時間の限界の問題が predictability と呼ばれているものである。大気の特性を一つのブラック・ボックスに例えると、入力(初期条件)に対応する出力(X 日後の解)の性質はきわめて複雑である。観測の限界から制約される初期条件の誤差が、大気非線型性のために増幅されることと、実際に使われる予報モデルの性質、たとえば差分近似に起因する切断誤差等、の両方の理由から、出力の誤差が予報の情報としての価値を失うような(具体的にはたとえば個々の高低気圧の識別ができなくなるような)時間 X が存在する。これを以て初期値問題としての予報の限界と考えれば、現在のところ最も精密な予報モデルを用いても高々2週間程度であることが知られている。この限界値は単に観測の精度を上げ、予報モデルの分解能を良くしたからと言っていくらでも延長できるという種類のものではない。そこには大気自身に内在する流体の非線型性という宿命的な事情がからんでいるのである。

それならば2週間以上のタイム・スケールでの“力学的長期予報”は全く絶望的か、と言えば必ずしもそうとは限らない。その理由は、2週間以後は個々の高低気圧の識別ができなくなったとしても、その解は全くデタラメではなくて、より時間、空間スケールの大きな物理量、たとえば平均帯状流の強さとか超長波の振幅・位相とか、の変動の様相はそれなりに正しく予報されている可能性があるからである。換言すれば、1か月先の“天気”は予報できないが“気候”は力学的に予報できるかもしれないわけである。早い話が、長期予報の見地からして、1か月後のある1週間についてその平均的な気温

* 詳しくは山岬正紀：台風の発達の力学，天気第17巻5号参照。

** 浅井富雄編：対流に関する研究の現状と問題点，気象研究ノート第109号参照。

とか降水量とかが北日本西日本と言った程度の空間スケールで予測できるならば、それは十分有用な情報たり得るであろう。

その目的のためには、全球的な数値予報モデル（大循環モデル）を正直に 30 日間にわたり時間積分する必要があるのか、あるいは parameterization の手法を拡張して long wave 以下のスケールを間接的に扱い planetary scale のみを取り扱うことが可能なのか、今のところ明確な答はない。この問題は工学的要素が多分にあると同時に、さまざまなスケールの現象間の非線型相互作用、ひいては地球大気中におけるエネルギーの生成・変換・乱流輸送そして散逸という根本的な大問題と深くかかわり合っているのである。

7. むすび

確かに最近の大気大循環数値実験は、考えられる大気の種類々の特性をそのモデルの中に取り入れて、輝かしい

成果を収めている。しかしながら我々はいかなる現象を取り扱うにせよ、常にその根源に立ち帰り、基本的な物理の理解の上に立って物事を考える態度を忘れてはならない。その態度こそが、単なる学問的興味のみにとどまらず、いつの日か技術の発展にも必ず結びついてゆくであろうことを筆者は固く信じて疑わない。その意味からこの拙い小文が長期予報技術の開発に携って居られる方々にとって何かの参考になれば幸いである。

謝辞

本論を講ずるに際しては、以前筆者が在職した東京大学地球物理学教室気象研究室及びアメリカ大気科学研究センター (NCAR) において、多くのスタッフの方々と折にふれ雑談的に交した議論の数々が有用なヒントとなった。記して感謝の意を表したい。製図は気象研究所の篠田さんをお願いした。あわせてお礼申し上げたい。

(ひろた いさむ)

潮位の上昇

極地の寒冷化が進むにつれ、海氷が増加しこの影響でアイスランド方面では年々に気候が寒冷化し、また海氷にさまたげられて操業できぬ期間が顕著に長くなってきている。

これについてはすでにローデワルト (M. Rodewald, 1971) の論文を紹介した⁽¹⁾。ところで海氷が増加すれば海面は次第に低下してゆくように思われるが、海氷の原因がすべて海上にある限りは海面の高さがかわらぬのは当然のことである。しかしグリーンランドや南極大陸で氷河が発達する場合は、その影響で海面の下降が認められるはずである。

ある1か所における潮位の変化の原因としては、海水量の変化によるものほかに、①気圧効果、②風による pile-up 効果、③水温および塩分濃度の変化によるもの、④河川の流入量の変化によるもの、⑤北半球においては、大陸東岸の北向きの海流および大陸西岸の南向きの海流がそれぞれ減速した場合に潮位が上昇、反対の流れの時は下降する、⑥地殻変動等、を考慮しなくてはならないから、ナマの data をそのまま気候変化に結びつけることはむずかしいが、実状としてはどんな変化が海岸線に沿ってあらわれているであろうか。この問題についてアメリカ海洋局 (National Ocean Survey) のヒックス (Steady D. Hicks) は最近のアメリカにおける状況を大略次のように紹介している⁽²⁾。

平均潮位の変化をしらべるため、アメリカ沿岸において継続的な観測のはじめられたのは前世紀末からのことである。観測開始年はニューヨーク: 1893年、サンフランシスコ 1898年であり、メキシコ湾沿いのガルベストーンでは 1909年からである。1940年までには 43か所で連続した観測が行なわれるようになり、現在はアメリカの沿岸に沿った 115か所で観測がつけられている。これらの観測値によって最近 30か年における潮位の変化をしらべてみると、第1表のように東岸とメキシコ湾ではすべて潮位は上昇しており、西岸では上昇・下降がまちまちとなっている。

(203 ページへつづく)

(1) M. ローデワルト (1971): 北極の寒冷化強まる。測候時報, 38, No.10, p. 353-355.

(2) Steady D. Hicks (1972): As the Oceans Rise., NOAA, Apr. 2, No.2, pp.22-24.

昭和46年度L Fグループ会計報告
 (昭和46年4月21日～昭和47年5月6日)

収 入		支 出		
前年度繰越金	1 1 3,397 ^円	グロスベツター印刷費	3 3,000 ^円	
会費収入	1 3 0,900	(但し、10巻1号のみ)		
内 訳	昭44.45年度	1 0,400	発送費(1回)	1,680
	46	1 1 4,900	編集講演謝礼	2,725
	47.48.49	5,600	事務・総会費	2,280
予金利子	985	次年度繰越金	2 0 5,597	
計	2 4 5,282		2 4 5,282	

次年度繰越金内訳

{	郵便預金	5 6,517 ^円
	富士銀行預金	1 4 0,079
	現金	9,001

以上の通り相違ありません。

(注 現在<47年3月> 会員数 476名)

昭和47年5月8日

L Fグループ事務局

昭和46年度代表

久保木 光 熙

宮 川 和

編集あとがき

上記会計報告は5月8日のL F総会で行なわれたものであり、10巻1号の発行の時点の収支決算であります。したがって、2・8号の発行がおくれたために、これらの支出を含んでおらず、いわば中間報告のようなものです。この後、10巻2号発行に46,750円の経費がかかり、また本号の経費はこれよりやや少ないと思いますが未定です。

なお、先号でお知らせした森さんの成層圏の大循環の総合報告はその内容がグロスベッターとしてあまり適当でないという理由で変更になりました。

さて、L F事務局もこの8号をもって、安藤・山崎・森の8氏にバトンタッチされることになりましたが、今まで皆様のご期待に十分に添えなかったことを、ここに重ねてお詫びいたします。

(久保木、宮川)