

グロースベッター

創刊号

目次

1. グロースベッター発足にあたって (1)
2. ジオポテンシアル高度の時間平均場の発達条件
M. A. Popova (3)
3. 有効位置エネルギーの生成と大気大循環の働き
B. H. Lorentz (11)
4. 干ばつの発生、持続、終末を示す要素
J. Namias (17)
5. 北半球500mb気圧形勢の年度換算
朱知周, 張先恭, 李振華 (23)
6. 連絡事項 (2)

1961年9月

L. F. グループ

グロース ベッター発展にあたって

最近の世界の気象界は、短期の数値予報の完成という輝かしい発展がほぼ終わりに近づき、新しい長期予報へとめどして進んでいるように思われます。また長期予報は計画経済の一つの基礎となるもので、その方面からの要望も非常に強いことは周知のことです。

しかし、現在の長期予報は、いわば大正時代の短期予報に比すべく、基礎原理の点で暗黒探索状態にあるといってもいいすぞとはいえないように思います。そして、長期予報の完成への道は基礎原理の発見こそ最終的な目標ですが、それまでには地道なしかも困難な道をあゆまなければならないでしょう。

このような時代においては、パイオニア的な精神が必要であり、新しいアイディアによる野心的な研究、また同時に新しい進展の基礎となる地道な調査が必要になってきます。

長期予報の研究は日本だけでなく、最近は何国でいろいろの研究が行なわれております。このような各国の状況を知ることは一人ではなかなかできないことです。そして、日本の長期予報を発展させるためには、お互にいろいろな長期予報の情報を交換し、またお互に新しいアイディアを出し、お互にはげましあうことが必要なのではないでしょうか。

本誌はこのような時代の要求に応じて生まれたものであり、多くの会員の御賛同をえて発展することを望む次第です。

昭和36年9月

高橋浩一郎

本誌刊行についてのお知らせ

Ｌ・Ｆ・グループはしばらく地方との連絡などにつきまして活動がにぶくなっておりましたが、今回、文献・資料の紹介、地方との連絡事項をふくめた“グロース・バッター”を巻刊し、再び活動を活発にしてゆきたいと思います。この雑誌は、今のところ年４回程度のもので、１回 20～40 頁程度のものを考えておりますが、これは決定したものでなく、一応気象研究所と長期予報管理官室の杜京着で目標を立てたもので、今後は各位の意見で内容、規模などを考えてゆきたいと思っております。内容としては、外国文献紹介、資料提供、ちょっとした寄せ書き、連絡事項、トピック等で、できるだけ困苦しくない楽しみの持てるものにして行く方針でおります。

本誌の健全な発展のために、諸元からの御意見としてお伺い致したいこと、およびお願いいたしたいことは次のようなことです。

(1) 地方からの御投稿は是非おねがい致したい。

(2) 内容その他についての御意見。

(3) 諸事物価高の今日、前述の規模のものをつくるとすると、会費は大体一年 300 円見当になります。なお一冊あたりの単価は発行部数に依存しますので、会員数の増加によっては値下げ、又は増頁ないしはタイプ印刷も考えております。この点について御意見はいかがでしょうか。

(4) 会員の方は再登録し、3 号あたりで会費の名簿を作りたいと思っておりますので、次の要領で別添用紙により申し込んで下さい。

(A) 氏名、(B) 所属、(C) 現在の主要関心事および現在進行中の研究テーマ、(D) その他。

(5) 会の活動を活発にいたしたいので、地方におかれてこの問題に関心を持たれる方に呼びかけをお願いします。なお、申し込みその他御連絡は、どにつきましては、長期予報管理官室内 Ｌ・Ｆグループ事務局までお願いいたします。

このような活動は中央におきましては本年 6 月頃より活発になり、雑誌発行の第 1 回の幹事は気象研究所：飯田隆治郎、長期予報管理官室：渡辺正雄、小嶋磐雄です。

ジオポテンシャル高度の時間平均場の発達条件

M.A. Popova: *Usloviya evolyutsii osrednennykh po vremeni polei absolyutnogo geopotentsiala, Meteorologiya i Gidrologiya*, 1961 No.2, pp.20-24.

大規模は大気過程の表現を与えるジオポテンシャル高度及び気温の時間平均場は、数日間の予報を行なう場合の基礎資料となっている。〔1〕の研究が示すところでは、この種の予報は、大気過程の環流特性、種々の総観的統計的特性及び流体力学の方程式から得られるそれぞれの法則を考慮することによって基礎を置いている。流体力学の方程式を利用する問題は従来一度ならず研究者によって注目されて来た。特に Aubert, Berson 及び Clapp は、大気運動の順圧性の仮定から出発して、H₇₀₀ 及び H₅₀₀ の6日平均予想図を大気力学の平均方程式を使用して求める方法を提出した。〔12〕から判断すれば予報的計算で得られた結果は、この方法の基礎となっている単純化のため、たしかに本質的な制限を受けているが、それでも希望を与えるものである。

この研究では、時間的に平均した流体力学の方程式をできるだけ完全な形で、総観期間(4-8日)について平均したジオポテンシャル高度場に応用してみることにする。式を直接導き出す前に、演算が式の中の各項の大きさの程度を実測値を適當に用いて評価することにする。問題の解を簡単にするために、計算式はジオポテンシャル場の特定点に対するものだけを求めた。平均場の高さを選定するにあたっては、総観的経験すなわちジオポテンシャル高度及び気温の総観期間についての平均場は、たとえば5日平均場ほどに比べて大気過程の特性をはっきり表現するという事実を考慮した。

時間平均の運動方程式の導き方は〔1, 4〕からわかるように乱流の力学方程式の導き方と同様である。

期間について平均した速度の成分を $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$ とし、瞬間的な実際の速度成分を u , v , w とすれば、速度差

$$u' = u - \bar{u}; \quad v' = v - \bar{v}; \quad w' = w - \bar{w} \quad (1)$$

は、大規模な気団の運動において流れがどの程度に乱れているかによって決まる実際の風の平均風からの片寄りを与えるであろう。(1)式を x , y , p の座標系についての粘性流体の運動方程式中に代入し、附加的は乱流応力を表わす項を省略すれば次のような近似形式の運動方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial t} = & - \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial y} \right) - \bar{v} \frac{\partial \ell}{\partial y} - (\ell + \bar{\Omega}) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) \\ & - \left(\frac{\partial \bar{w}_p}{\partial x} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} - \frac{\partial \bar{w}_p}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right) + g^2 \rho^2 K \frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial p^2} \\ & + K' \left(\frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial y^2} \right) - \bar{w}_p \frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial p} \end{aligned} \quad (2)$$

ここに横線は時間平均の値を表わす。\$\Omega\$は緯度の鉛直成分；\$u, v, w_p\$は考える等圧面 \$p\$ 上の速度成分；\$\ell\$は Coriolis のパラメーター；\$g\$は重力加速度である。また係数 \$K, K'\$は鉛直及び水平方向の巨視乱流混合の特性を示す。〔8〕に示されているように、(2)から、ジオポテンシャルの局所変化の決定のための次式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = - \frac{R^2}{4} \bar{Q} \quad (3)$$

ここに \$\bar{Q}\$は(2)式の右辺を表わす。\$Q\$の上の第2の横線は\$\bar{Q}\$の空間平均を示す符号で、空間平均が必要なのは(3)式を導くのに用いられる Poisson 方程式の積分のためである。

(2)式の\$Q\$の非常に複雑な構造が簡単化できることを示すため、\$K, K', \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \frac{\partial \bar{H}}{\partial x}, \frac{\partial \bar{H}}{\partial y}\$及び\$\bar{w}\$とジオポテンシャル高度の期間平均場の特性を表わす量に関するデータを考えよう。

乱流理論によれば係数 \$K, K'\$の大きさは時間平均の尺度を大きくするに従って増大する。巨視乱流に対しては \$K=10^5 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$, \$K'=10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$が用いられている。多くの研究者は、大気大循環の尺度における巨視的乱流の特性を表わすような始めのデータを1か月または2か月にわたって平均して \$K, K'\$を求めた。すでに N.E. Kochinは定常的東西循環模型を作って、鉛直巨視乱流交換係数に対し \$10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$という値を示した。同じ頃に行なわれた Defantの水平交換係数の計算では \$10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$という値が得られた〔6〕。

近年、惑星的尺度の水平の巨視乱流係数の決定に関しては、E.S. Lyapin〔5〕, A.S. Monin〔6〕, K.A. Reshetnikova〔7〕, A.S. Grigorieva〔2,3〕が研究した。これらの研究者はいろいろな方法を用いて、相互に良く一致する結果を得ている。Moninは月平均の場合の南北方向の交換係数を決定し \$5 \cdot 10^9 - 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$でいどの値を得た。また Grigorievaも1か月の平均期間に対して、東西の係数として \$0.95 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$, 南北の係数として \$0.98 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}\$を導いている。Defantは上記のように10倍も大きな値を見出しているが、これは始めのデータを2か月間にわたって平均したことと関係がある

に盡かない。

こうして導き出された K と K' の値は (2) 式の第 5 項と第 6 項を近似的に算定するのに使うことができる。しかしここに扱う期間にそらえるため、総観期間に対応する 4 - 8 日の平均期間についての値を求めた。

計算は風流の半経験的理論から導かれる次式で行なった。

$$K = - \frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad \text{または} \quad K = - \frac{\overline{v'w'}}{\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}} \quad (4)$$

$$K' = - \frac{\overline{u'v'}}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}} \quad \text{または} \quad K' = - \frac{\overline{u'v'}}{\frac{\partial \bar{v}}{\partial x}} \quad (5)$$

(4) 式と (5) 式の中の数値は 1956 年 8 月 10 - 14 日の総観期間からとった。また計算は 700 海面について行なった。この期間にはソ連政州部上にはモスクワ附近に中心を有する低気圧があつた。 K と K' の計算はこの低気圧域で、中心のまわりにおおむね一様に分布した 9 箇の地点について行ない、地点としては観測所所在地を選んだ。

計算の承すところでは、5 日平均についての K の計算値は 10^8 と $10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ の間で 10^8 の方に近い。この値は實際に、上述の巨視風流に対する K の値と摩擦的尺度に対する値との間にあるところから、衰減性のあるものと考えることができよう。

水平方向の交換係数 K' は漸大に増た。計算された 13 箇の K' のうち 12 箇は $10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ より大きいものに対して、[6] では 5 日平均についての同じ方法で求めた値は $5 \cdot 10^9 - 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ の間を要している。この値と、更に別の方法による他の著者の K' の決定値を参照して、その特注値としては $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ を採用した。これは平均期間に対する K' の最大値と考えられる。 K の最大値としては $10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ をとった。(4) 式及び (5) 式で K と K' を決定する場合に、いくつかの点では計算値が負の値となったことを注意しておく。

5 日の期間についての実測値を統計的に処理した結果、次の値が得られた。すなわち

$$\Delta \bar{H} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-2}$$

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial y} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ cm sec}^{-2},$$

$$\Delta \Delta \bar{H} = 1.6 \cdot 10^{-25} \text{ cm sec}^{-2},$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1},$$

(5)

$$\frac{\partial \bar{H}_{p_2}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{H}_{p_2}}{\partial y} = 8 \cdot 10^{-2} \text{ cm sec}^{-1}$$

$$\omega_p = 1 \text{ g cm}^{-1} \text{ sec}^{-3}, \quad \frac{\partial \omega_p}{\partial x} = \frac{\partial \omega_p}{\partial y} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ g cm}^{-2} \text{ sec}^{-3}$$

Q 中の諸量を $\ell(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y})$ 以外は地衡風近似で求め、上記のデータにもとづいて計算したところ、第1項と第3項が大きいことがわかった。これにより充分の精度で次のように置くことができる。

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \frac{R^2}{4\ell} (\bar{H}, \Delta \bar{H}) + \frac{R^2 \ell^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) \quad (6)$$

このようにして総観期間に対するジオポテンシャルの局地変化は、個々の通過の場合と同様に主として Ω の水平移流と風の水平発散とによって決まる。

(6) 式は、連続した数日間にもわたって平均したジオポテンシャル高度の解釈と予報を行なう場合の基礎として利用することができる。しかし実際にこの式を利用するには、(6) 式の右辺の値が各種の異なる方法で計算し得るのみならず、この式を導く基礎となっている原則に対してこれらの方法がどの程度に適合しているかによって異なるため、計算方式を作るにあたってはかなり複雑な問題を解決する必要がある。

現在までに発表された諸研究では、ジオポテンシャルの局地変化の予報の性質と方法について述べられ、渦度の鉛直成分の移流が何等かの形で計算されているが、それから出発して発展的性質のジオポテンシャルの変化を予報するための式を与えよう。

(6) 式から、[10] の論文で示された方法を用いれば次式が得られる。

$$\frac{d\bar{H}}{dt} = \frac{R^2 \ell^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) \quad (7)$$

この式の使用は、 $\bar{H}$ の場の実質点を次々の天気図上で個別的に決定するのに充分良い方法がないため、 $\bar{H}$ の特殊の点に頼られる。しかしこの式の形はあまり複雑でないから、[10] で示されているように、2 次の実質微分を決定するための式を得ることは可能である。この式を (7) 式と組み合わせれば、最近の期間から次の期間にかけての低気圧または高気圧の予報される強度変化は次のように求められる。

$$\begin{aligned} \delta \bar{H} = & \frac{R^2 \ell^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) \delta t + \frac{R^2 \ell^2 a}{8} \times \left\{ \left[-\Delta \bar{H} + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \right] \right. \\ & \left. - \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)^2 \right] \right\} (\delta t)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

(8) 式の中の係数 α は経験的データの処理で求められ、予報期間の経過する間の加速度の変動を考慮するものである。(8) 式に加速度を導入することにより式中の項数は増大するけれども、それが目的にかなっていることは予報の経験からたしかめられている。予報者にとって、出発地のデータから現在の大気過程の破壊を予知し、それに応じて気象状態及び天気予報にあたって、大気過程にいちじるしい変化を導入できることがしばしばあることはよく知られている。もし δH をジオポテンシャルデカメートルで表わせば、 $R=500\text{km}$, $\ell=1.2 \cdot 10^{-4}\text{sec}^{-1}$, $\alpha=6.2 \cdot 10^{-2}$, $t=1\text{day}$, $\delta x=\delta y=500\text{km}$ に対しては

$$\delta \bar{H} = 1.5(\bar{u}_x + \bar{v}_y) + [-1.6 \Delta \bar{H} + (\bar{v}_x - \bar{u}_y)] - 1.6 \cdot 10^{-2} [\bar{u}_x^2 + 2\bar{v}_x \bar{u}_y + \bar{v}_y^2] \quad (9)$$

が得られる。ここに $\bar{u}_x$, $\bar{v}_y$, $\bar{v}_x$, $\bar{u}_y$ は、変数 x , y に沿う微差を m/sec で表わしたものである。ジオポテンシャル高度の期間平均面上で連続される高低気圧域内の $\bar{H}$ の値の変動の予報は、この式によれば、定時観測のデータによる毎日の予報と本質的には違わない。このため(8)式中のパラメーターは、毎日予報を出す際の経験を考慮して選んだ。ただし、たとえば R の値は本来ならば、期間についてのジオポテンシャル高度面上の気圧中心の空間的構造ならびにその局地的変化に関するデータの特別な調査を行なって決定すべきものであろう。(9) 式の係数計算を $\delta t=1\text{日}$ に対して行なったのもまた $\frac{\partial \bar{H}}{\partial t}$ の値の形式的な決定の結果である。もし $\delta t = t_2 - t_1$ が平均期間ならば

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \frac{1}{\delta t} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial H}{\partial t} dt = \frac{H_2 - H_1}{\delta t}$$

となるが、この値をたとえば(7)式に代入すれば、 t_1 から t_2 までの間に予想されるジオポテンシャルの増大は式の右辺に δt をかけたものに等しくなる。期間に対する平均のジオポテンシャルの変化を予想する場合には、 $H_2 - H_1$ しかかってまた(7)式右辺の係数を δt でわる必要があること、すなわちそれを1日間について計算すべきことは明らかである。

(9) 式で大きな項だけを残すと

$$\delta \bar{H} = 1.5(\bar{u}_x + \bar{v}_y) + [-1.6 \Delta \bar{H} + (\bar{v}_x - \bar{u}_y)] \quad (10)$$

が得られる。予報にもこの式を使用した。 $\bar{u}$, $\bar{v}$ 及び(10)式的全項の総観期間に対する平均分布図を作るには多大の時間と労力を要した。(10)式の諸量は[10]に与えられた勧告に従って、気圧構造の大きさに応ずるような範囲について平均した。

第 1 表

観測の総観期間	10-14/vm 1958	31/x-5/x1 1956	27/i-4/n 1956	17-22/x 1958	27/v-4/v 1957
次の総観期間	15-17/vm 1958	6-9/x1 1956	5-10/x 1956	23-27/x 1958	5-11/v 1957
気圧構造	停滞性 低気圧	停滞性 低気圧	停滞性 低気圧	移動性 低気圧	移動性 低気圧
半径 (Km)	900	1000	500	800	1000
平均値計算用半径	1000	1000	500	750	1000
気圧中心内の計算点数	4	4	4	4	4
気圧構造中心の変位量 (gp. d km)	-3	2	2	-13	-2
4点の変位量計算値	-1.3; -1.2 -3.4; -0.6	2.0; 1.2 4.0; 6.1	1.4; 5.3 5.9; 4.0	-11.3; 5.3 -9.1; -7.0	-0.9; -2.2 -0.7; -3.7
気圧構造の強度変化 平均計算値	-2	2	4	-9	-2

(10) 式による予報成績を第 1 表に示す。この結果は、場合の数が少ないため、その安定性については問題が残ってはいるけれども全く満足なものである。

結果についてまとめて注意しておきたいのは、ここに扱った問題の解が簡略化された形式で与えられていることである。このことと更に(10)式による計算結果が良かったことからみれば、一層完全な予報法を得るために(10)式を工夫することは可能であり、今後研究を続けることは有望であるように思われる。実用上の足地からすれば、ジオポテンシャルの局所変化の予報に迫るのもおもしろいが、これを実行することは、計算量がいちじるしく増大するため、電子計算機の使用によって始めて可能である。

熱の流入や摩擦力は個々の総観期間については値が小さく、現在及び次の期間の大気環流にかなりの影響を与えることがありうるが、これらに關係する項を予報方式中に導入する問題についても一層詳細な研究が行なわれるべきである。あらゆる場合について風の観測の利用を重視すべきことはいうまでもない。それは、気温の観測とともに、気圧場及びジオポテンシャル場の経度、すなわち大気運動の力学の最も複雑な側面であり、従来、期間天気予報に際して使用せらるべくして使用されていない事項に關し直接の資料を与えるものだからである。

文 献

- [1] Gandin, L. S., Laikhtman, D. L., Matveev, L. T., Yudin, M. I.: Osnovy dinamicheskoi meteorologii, Gidrometeoizdat, L., 1955
- [2] Grigorieva, A. S.: K voprosu o gorizontálnom obmene v atmosfere, Trudy, GGO, vyp. 84, 1958
- [3] Grigorieva, A. S., Drozdov, O. A.: O zavisimosti gorizontálnogo rasseyaniya ot vremeni, Trudy GGO, vyp. 84, 1958.
- [4] Dinamicheskaya meteorologiya, chast' II. Pod red. B. I. Izvekova i N. E. Kochina, 1935.
- [5] Lapin E. S. O trublentnom peremeshivanii vozdukh v atmosfere, Meteorologiya i Gidrologiya, No. 5, 1948.
- [6] Monin, A. S.: O mikroturbulentnom obmene v zemnoi atmosfere, Izv. AN. SSSR, seriya geofiz., No. 4, 1956
- [7] Reshetnikov, K. A.: K voprosu o koefitsient gorizontálnogo obmena, Trudy GGO, vyp. 55, 1955
- [8] Uspenskii, B. D.: O preobrazovanii npravleniya vikhrya skorosti k vidu, udobnomu dlya analiza izmeneniya b polyakh absolyutnoi topografii, Trudy TSIPa, vypusk 77, 1958
- [9] Uspenskii, B. D.: Metod opredeleniya lokalnogo uskoreniya v izmeneniyakh geopotentsialnykh vysot izobaricheskikh poverkhnostei, Meteor. i Gidrol., No. 3, 1958
- [10] Uspenskii, B. D.: O prognoze evolyutsii tsiklonov ii anti-tsiklonov, Trudy TSIPa, vyp. 106, 1960
- [11] Kirabrov, Y. B.: Metodika sostavleniya prognozov nogody na 3-7 dnei, Gidrometeoizdat, M., 1959.
- [12] Clapp, Ph. F.: Application of barotropic tendency equation to medium-range forecasting, Tellus, No. 1, 1953

(須田 建 紹介)



有効位置エネルギーの生成と

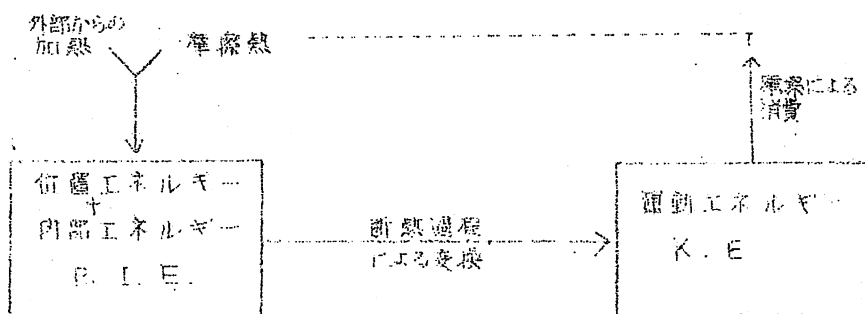
大気大循環の強さ

E.N. Lorenz: Generation of Available Potential Energy and the Intensity of the General Circulation.

"DYNAMICS OF CLIMATE", Ed. R.L. Pfeffer, 1960, 86-92.

1. エネルギー・サイクルと大循環の強さ

ここでは、大気のエネルギー・サイクルを維持する物理的過程を考察することにより、大循環の強さといったものを説明してみたい。エネルギー・サイクルは第1図に示したように、非断熱過程による位置エネルギーの生成、断熱過程による位置エネルギーの運動エネルギーへの変換、そして摩擦による運動エネルギーの消滅とから構成されている。そして長い間の平均をとれば、生成、変換及び消滅量は同じ値になる筈である。



第1図 大気のエネルギー・サイクル図

さて大循環の強さを表はす目安として何をとつたら良いだろうか？ まず最初に考えられるものに、大気中に含まれる運動エネルギー量がある。（今後運動エネルギーをK.E., 位置エネルギーをP.I.E.と矢方略称する）またK.E.の摩擦による消費は、大体K.E.自身に比例するから、その消費率も大循環の強さの目安としてとりうる。（同様にP.I.E.の生成率、P.I.E.からK.E.への変換率も一つの目安となる。）ところでPalmén(1944)はこの消費率が入射する太陽放射の2%のオーダーであると見積っている²⁰⁾。他の人々の見積りも大体同じオーダーである。しかし、この値の決定には摩擦係数の大きな誤差、Palménの見積りは $5 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 、入射太陽放射の平均は

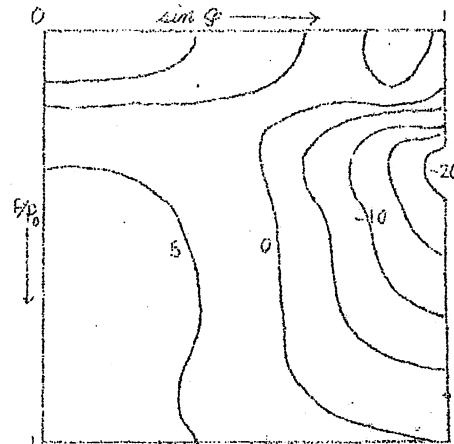
$3.4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ である。

らひ方に依存しており、同じオーダーの係数をとれば同様な結果がえられることとなり、(2)の人の結果が本報同じであったとしても、それが正しい値であるというわけにはいかない。それ故、エネルギー・サイクルの他の部分で独立な計算を行つて、この値をチェックしてみる必要がある。しかし、P.I.E.の非断熱過程による生成率を計算しようとする、長期間平均された生成率は摩擦熱のみによる生成率と等しくなつてしまう。なぜなら、外部からの非断熱過程による大気加熱は長期間の平均をとれば、ひとなる必要があるからである。そしてこの摩擦熱はK.E.の摩擦による消費に等しくなる筈であるから、このやり方はK.E.の消費計算と切りはなすわけにはいかない。もう一つ、今度はP.I.E.からK.E.への変換率の計算がある。これは大気中の垂直運動の分布と温度分布に關係する。垂直運動は直接測定されていないから、どうしても力等の方程式から間接に求める必要があり、このような推測が果して独立な目安をあたえるかどうかの疑問がおこつてくる。これらの問題を克服する一つの方法は、P.I.E.の代りに有効位置エネルギー(A.P.E.)を導入することである。A.P.E.とは断熱過程により、P.I.E.からK.E.に変換する最大量を要するもので、その増減はP.I.E.の増減とは必ずしも一致しない。例えば大気を空間的に一様に熱してやつた時、P.I.E.は増大するが、A.P.E.は変化しない。それゆゑ非断熱過程によるP.I.E.の生成率(G_0)は非断熱過程によるA.P.E.の生成率(G)とは一致しない。 G_0 と G は次のように表現できる。(Lorenz, 1955a)

$$G_0 = \int Q dM \quad (1)$$

$$G = \int N Q dM \quad (2)^{**}$$

こゝで Q は単位質量についての大気の加熱率、 M は質量、 $N = 1 - P(P/\bar{P})^{-K}$ 、 $K = 1 - C_v/C_p$ 、 $\bar{P}$ は等温位面上の P の全空間平均である。即ち G は N と Q との相関(あるいは温度と Q との相関)に依存する。等圧面上では N は温度の單調増加関数である。 N の時向平均の分布は第2図に示した。大気の加熱率を放射のみに限つて考えれば、南で



第2図 Nの経度平均の分布

Jan., Feb., July及2nd Aug. 1949の平均温度から計算した。

* 記注、A.P.E.は $\int (T - \bar{T})^2 dM$ に比例する。= は等温位面上での全空間平均を示す。

** 記注、 $G \propto \int (T - \bar{T})(Q - \bar{Q}) dM$ のように表現した方が考えやすい。

加熱、比で冷却であり、一方Hは南で正、北で負となつてゐる、このためHとQとの間には大きな正の相関がある、とこゝで観測知られてゐる摩察による消費の分布から考へて、Hと摩察熱との相関によるGは無視できる程小さいと言える、かくして、Gは全部摩察熱によるものであるが、Gは殆んど摩察熱以外の熱に依存する、ところでP.I.EとK.E.の間の交換率とA.P.EとK.E.の間の交換率は等しいことがわかつてゐるので、オーストラリア、サイクルのP.I.EをA.P.Eと置きかえて考へて差しつかえない、メーナルに平均されたノルマルなHとQを用いてGを計算してみると入射太陽放射の約2%となり、Bruntの摩察の見積りとよく一致する。

2. 大循環の可能極大程度

大気の効率は何故こんなに低いのか?と疑問が生ずる、この問題を解く一つの鍵として、与えられた入射太陽放射の分布に対し大気がとり得るA.P.E.の生成率の極大値を計算してみよう、さてもし水平の温度傾度がなければ、如何程つよい加熱冷却が存在してもA.P.E.は生成されない(1—予知であるから)、一方大気の到る所で放射平衡があれば、どんなに強い温度傾度があつたとしてもやはりGは0である(仮定のであるから)、實際の大気の状態はこの両極端の中間に存在する、

かんたんなため、大気は単一の吸収物質(例えば水蒸気)を告ぐ、その吸収係数は波長によらないと假定する、そしてこの成分は一定の混合比をもつとする、さらに地球外へ反射せられた日射のすべては地面で吸収されるとする、そして地面と大気の間及び大気内のすべての熱のやりとりは赤外放射のみによつてなされるものとする、このような大気モデルを考えると、Gは入射太陽放射の函数として表現できる、即ち $G = \int N Q dM$ は温度分布と日射分布に關係した一つの函数と考へよう、今入射する日射分布が既知であるとする、この積分を極大とするような温度分布をきめることができる、 $\int Q dM = 0^*$ の制限をおき変分法を用いて解くのである、Qの垂直方向の変化や経度方向の変化を無視し、適當なアルベード(日射の吸収量を決定するため)をあてえて計算してみたところ、A.P.E.の極大生成率は入射太陽放射のやく1%となつた。

この値は實際の大気で見積もられたものより小さい、實際の大気での無微りが正しいとするならば、この失敗の原因はなんであらうか? この原因としてQの垂直変化の無視やアルベードの緯度変化を無視したことがあげられ

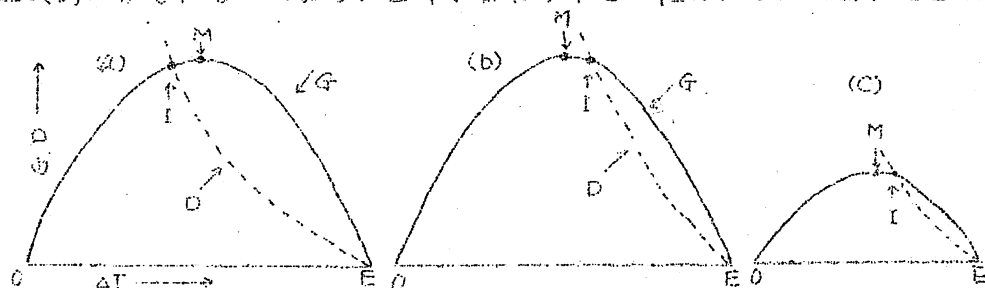
脚注*地球によつて吸収される日射と地球外へ赤外放射はバランスするという条件

る。今日の空間分布を考慮した計算を現在行っているが、その予備的結果から G の極大値は 1/4-1/2% の間に存在することが示唆される。一方アルベードの妥当な緯度変化（低緯度で小さく高緯度で大きいとする）を考慮して計算してみた所、緯度変化を考えない場合より約 5 割大きくなった。現在の結果から引き出さう結論は「大気の大循環は可能極大強度の近傍で operate している」ということである。

ここでアルベードの時間的変化が大循環の強度の変動 (*index cycle*) を生ずる可能性についてのべてみよう。大気が常に可能極大強度で operate しているとすると、今何等かの原因（雲量が少なくなったとか雪でおおわれる面積が減少したとかで）で高緯度のアルベードがへった場合を考える。そうすると高緯度で日射の吸収量が増し、島に雪の南北傾度は減少する。そうするとやはり大循環の可能極大強度は弱まり、もはや A.P.E. の生成は K.E. の消費に追い付かなくなり、大気の K.E. はへるに違いない。そのあとでアルベードが最初の分布にもどれば、どと誰の争が起り、K.E. はまもなく元の値に戻るだろう。このようにして一つの *index cycle* が完成されることが期待される。

3. 可能極大強度の近傍での大循環の維持

実際の循環の強さはなぜ可能極大値の近くにあるのであろうか？ この問題に対する激的な解答はむずかしいが、Hilde の同心円筒による回転流体の實驗に基づいて考えてみるとある種の示唆が得られる。今安定な対称流（ソールな流れ）を考える。この安定状態が維持されるためには A.P.E. が常に生成されねばならぬ。このためには水平な南北の温度傾度 (ΔT) はりと熱平衡に打ち絶する A.T. の傾度の向になければならぬ*。オ 3 図は G と ΔT の関係を図式的に示したものである。 ΔT が E より小さいたのには、それに適合うだ



オ 3 図 ΔT と G 及び D の関係 (a) 並の回転と並の加熱 (b) 遅い回転と並の加熱 (c) 並の回転と弱い加熱

* 注意 熱平衡とは大気あるいは流体が静止している時 到る所で $\nabla = 0$ となる最終的平衡状態をいう
それ故この場合 $G=0$ となり、また運動による南北の熱交換はない

けの大規模な熱の南北交換が存在しなければならぬ。対稱流の場合、この交換をなしとげるためにある強さ以上の子午面循環が要求される。この子午面循環自身の運動エネルギーは極く僅かであるが、この循環へのコリオリ力の作用により可成りの帯状流が生ずる。この帯状流は摩擦によりDだけ消費される。即ちEより小さな ΔT に対しDのある極小値が対応する。 $E - \Delta T$ が大きい程、要求される子午面循環は強くなる。従つてDは $E - \Delta T$ と共に單調に増加する。これを示す図に点線を示した。実際に存在しうる ΔT とGは示す図の点線と実線の交点Iより右側になくなくてはならぬ。なぜならGはDの極小値より大きい必要があるからである。示す図(a)のような時はGの最大値は交点Iの右側にあるから、大循環は極大強度で *operate* し得る。しかしながら、今円筒の回転をましてやると、同じ ΔT に対して要求される極小の子午面循環は同じであるが、これによつて生ずる帯状流は増加し、Dの値も増し、(b)のようにDの曲線がたつてくる。Dの増大がある程度以上になると、交点IはGの最大値Mより右側になり、大循環は極大強度では *operate* し得なくなる。一方、回転は(a)と同じにして、加熱冷却の *contrast* を弱くすると、(c)のようにOEは短くなり、Gの曲線は低下する。しかしDの曲線は $\Delta T - E$ に依るのであるから、Eからみると変化しない。それでOEがある程度以上小さくなると、交点IがMの右側になつてくる。

それゆゑ、もし回転速度が大きすぎるか、加熱強度が弱すぎると、南北熱交換が子午面循環でなされる限り、大循環はその可能極大強度では *operate* しないこととなる。この條件は丁度同じ円筒実験で、熱交換の残量が対稱的な子午面循環から非対称な渦交換に移行する条件と同じである。かくして対稱流の破壊は、対稱な子午面循環機構ではもはや大循環をその極大強度の近辺で維持できなくなつた時おこるといふ假説に導かれる。古典的平衡点に立てば、この假説は対稱渦正流が不安定になつたということと簡単に説明できる。

4. 結 論

我々は入射する日射のわずか2%のみが、大気の運動エネルギーに変換されることを取つた。それにしても、この値は、与えられた日射吸収率がすべて対し可能な極大変換率に近いものであることも知つた。即ち大気の大循環は多分その可能極大強度の近傍で維持されているのである。更に、少なくとも回転流場の実験の場合、もし存在する熱交換の残量が、大循環をどうも過剰で維持する能力がないならば、その維持能力をもつた別の熱交換機構は出現する。即ち大循環は常にその極大強度の近くで維持されるべきであらうとい

う假説が真実のようにみえる。(中山昭訳)

読者あがき……“*Dynamics of Climate*”は1955年にPrincetonで開かれた“数値積分方式の大循環問題への応用についての討論会”の報告である。数値予報がルーチン化され一応の成果を収め、Phillipsの数値実験が予想外の成果を得て、大循環の変動の研究への数値積分方式の適用の気運の盛り上りの兆をとりえて開かれた会合である。6年前のことではあるが、その中にもられた長期予報に対する研究方針や基礎的考え方は現在に到るまで買われている。長期予報をやるものにとつて一読の価値がある。特に討論の部は興味深い。

Lorentzのこの一文は大循環が常にその可能極大強度でoperateしているらしい事をわかりやすく説明している。予想的にはA.P.E.の変動や生成率が、大循環の予報のよいインデックスとなる可能性を示唆している。既にこの点に着目された仙台の安藤さんと長崎の渡辺さんはA.P.E.の計算を行い色々な関係をしらべられている。

尚ここでLorentzが引用しているBruntの見積りは大きすぎるようである。Pisharovsky(1954)は摩擦による消費を $2 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ と見積っている。さらに読者の計算では行は $1.9 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ となった。即ち入射太陽放射の1%にみえない値である。Lorentzの見積りは総体的に大きすぎるように思われる。

干ばつの発生、持続、終末を示す要素

J. Namias : Factors in the Initiation, Perpetuation and Termination of Drought. (I.A.S.H. 蒸発水分科会 No. 51, P81-94)

要 約

中緯度の干ばつは一般に大きな高気圧に覆われ、気圧は平年にくらべると大きな正偏差を伴っている。高気圧内の水蒸気分布は湿舌と乾舌がらせん状に入りこんでいるので非対称な分布になるが、乾舌の源は上層の偏西風にあってそれが沈降したものである。偏西風の発動は望微に起るのでなくむしろ群をなしている。一連のかんばつ域は同時に発達する。米国の農業中心域にかんばつをひきおこす高気圧は太平洋と大西洋にある。

かんばつをおこしやすい先行条件は春期における北半球の大循環の形式にあらわれるようである。前兆は春と夏の対流圏の高度場の相関場にあられるしまた春期の気温、降水量と夏の状態との一致率表の研究にもあらわれる。その結果によると米国の *Great plain* で春に温暖で乾燥な気候をもたらす環流は夏にかんばつをもたらす傾向がある。同様な現象が—余り明白ではないが—夏とつぎの夏の間にもみられる。

1. はしがき

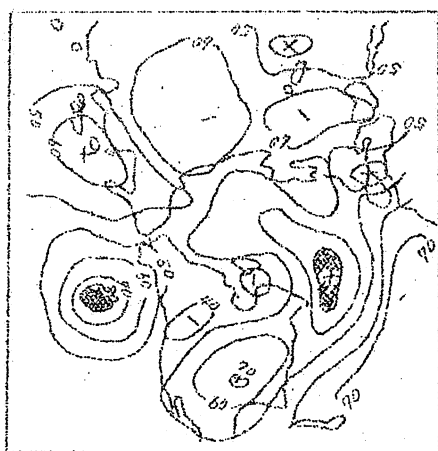
本論文の目的は (1) 干ばつと大循環の作用中起との関係を知る雨を降らせない状態をしらべる、(2) 干ばつのはじめの前やその前に大循環はどのように変形するか、(3) どのようにして干ばつが持続したりまたは大循環の不調和によつて終息するかをしらべることにある。

2. 干ばつと大循環の型

7月の6月平均図によると干ばつの強さは大体高気圧中心の正偏差に比例する。したがつて列年トラフの位置するところに定常的な高気圧がでると雨量の不足は大きくなり勝ちである。循環の中に高気圧セルがかなり発達し、かつ持続するならばかなり遠く離れたところの気象にも影響してくる。このようにして高気圧は主要なセルからのエネルギー伝播によつて発生し対称した高気圧は広域の干ばつをもたらす。このような空間的関連性のためにこれが主原因でそれがそれによつておきたものと区別しがたい。このような条件のときにしばしば高気圧セルが地球を取りまき偏西風は減少するが作用中心よりもはるかに大規模なある現象が気圧場や風速分布に影響をおよぼしているような印象をうける。本展の原因はともかくとして干ばつをひき

おにす中緯度環流のじよう乱は単線では起ることはなく、なないしぐぐらいの波器地を伴つたグループで起きている。夏期北米に干ばつをもたらす高気圧が卓越すると、一連の高気圧セルは普通は太平洋と大西洋上にできる。このような例はノラ52-54年の夏に観測されている。

Martin が作つた各格子点相互の相関の一致率の分布を用いて太平洋と大西洋がそれぞれ正偏差になるときの相関図を加えて作つた図がオノ図である。



オノ図

夏期正偏差の時に太平洋と大西洋の緯線域の近くにあつたときに格子点ごとの700 mb 高度偏差の相関の分布

この図は両大洋上の偏差が正になると米国中南部が正偏差で掩われる確率が70%であることを示している。統計的には高相関域の偏差自体が大きな値をとるのでオノ図を偏差図のように見ることもできる。そして干ばつは上ア高気圧よりも偏差の方に大きな関連をもっている。

3. 夏期の干ばつの先行条件

干ばつの起つたノラ55年の夏の循環とそれに先だつ春の循環を比較すると、ユーランアや北米大陸でほとんど相関がないが、太平洋上の偏差はよく似た分布を示している。これはある保存量か太平洋上で作用し、偏西流を平年よりも北

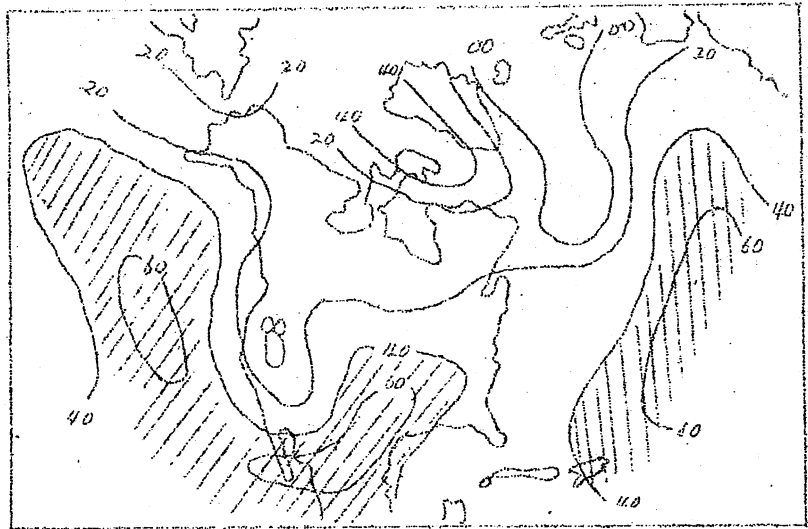
に変位させている。このような偏西流の変位がもたらす影響は夏と春とでは違つてゐる。というのは偏西流自体の緯度や強さが季節によつて異なり、冷熱源の分布が下層環や日射の季節変化によつて変わるからである。したがつて異常な太平洋の循環に対応して偏西風速は季節が春から夏に進むにつれてどこかでパターンの大きな再調整をもたらさうである。東カナダや北ヨーロッパで観測される夏の正偏差はそれぞれの地域における気象や陸地の要因によつても強められうるが、もともとは太平洋の循環によつて強められうる。

以上のべたことは直観的な考えであるがMartinの同時相関図や季節相関場とも合致している。ノラ33年-59年間の700 mb 平均図を用いて春と夏のLag. Corr. を計算して得られた相関場がオノ図である。斜線域は信頼限界5%に達したところである。

この図から分かるように準定常な上ア高気圧が例年現われる区域は他区域よりも持続性が強い。これは高気圧が地長の条件を調節するためであろう。た

と云は太平洋上では異常に北偏した高気圧の下では風がよわく、雪が少いので日射が強められるので海水温は平年より高められる。同じような影響がさらに強められた形で米大陸上で起きているが、後に

図 2



春と夏の700mb平均高度の季節相関(1933-58)

斜線域は5%の信頼限界で有意な相関係数域

この証明をのべる。このように夏期の上層高気圧は初夏に形成されると同じ領域に併発する。特記のしかたはアメリカの予報者によつてながく認められている。

この問題をさらに説明するために著者は米国の西部における春と夏の天候について求山の相関を計算した。平均気温や総降水量の資料は州毎に60年ないし74年あるのでこれをそれぞれ5階級に等分する。これを用いて夏の気温と春の気温、降水量との関係が求められる。表1は夏期気温と春期気温を階級に分けて関連性を示したものである。

寒い春の年は暖い夏になるよりも寒い夏になりやすく(101:40)、暖い春の年は暖い夏になりやすい(87:57)。表2は春の気温と降水量とを組み合わせて夏の気温との関係をしらべた表である。

表 1

		夏の気温		
		Cold	Normal	Warm
春の気温	Cold	101	70	40
	Normal	53	74	81
	Warm	57	65	87

表 2 .

春の気温	春の降水量	夏の気温			
		Cold	Normal	Warm	Total
Cold		101	70	40	
	Light	29	21	10	60
	Moderate	31	18	19	67
	Heavy	41	31	11	83
Normal		53	74	81	
	Light	12	18	34	64
	Moderate	18	33	27	78
	Heavy	23	23	19	65
Warm		57	65	87	
	Light	9	27	50	86
	Moderate	13	22	22	62
	Heavy	30	16	16	62

表 2 をみると春の降水量もまた夏の気温の特徴と関連があり、春に雨が少なくて気温が高い年に暑夏になる割合は 50/79 と大きい、同様に冬雨の多い春の年の夏が冷える割合は 41/111 となる。

これらの統計的発見は干ばつをもたらす高気圧のじゆ命の手がかりをあたえうるかも知れない、春に暖かく乾いた天候は夏の上層高気圧が落ちるのに好都合な環境を提供することになる、その中に含まれている物理的向題が複雑であるために、今は物理的要素を整理するにすぎないが、2 つの考えが浮かんでくる、(1) 乾いた地面は湿った地面よりも日射をよく吸収するので砂漠上と同じように高気圧ができやすい、(2) Fairman, Sigbee が最近示したように積雲の中の核や雲粒の凝集は大陸上と海洋上とではいさゝか異なる、核が乾いた大陸に源をもつ場合にはしゅう雲が降りやすく、ないことを示したものでこれが夏干ばつになりやすい条件になるであろう。

亦る多は春の暖かさと乾燥度が夏の降水に及ぼす影きようを示したもので、これも同じく春暖かく乾燥していると夏は雨が少ない傾向を示している。

4. 干ばつの特徴

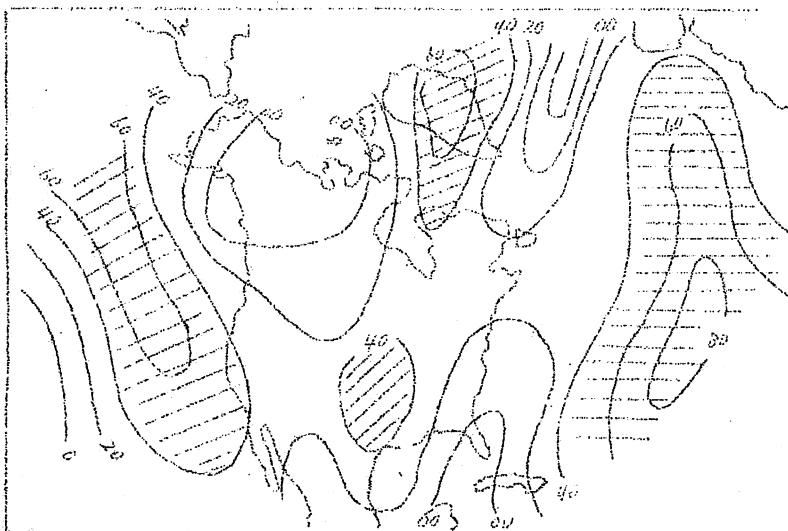
月または季節にわたる干ばつが終息するとき、ほとんどいつまでも環流に大きな変化が起り、その間に作用中記は急激に移動し新しい天候が始まる、環流の変化はいつでも起りうるが偏西風の緯度や強さが急激に変化し大陸や海洋の熱的役割が逆転する時、秋に頻度が多い、不幸にしてこれらの時

沖 3 表

春の気温	春の降水量	夏の降水量		
		Light	Moderate	Heavy
Cold		53	73	85
	Light	12	18	30
	Moderate	19	24	25
	Heavy	22	31	30
Normal		70	73	65
	Light	28	17	20
	Moderate	27	26	26
	Heavy	15	30	19
Warm		87	63	58
	Light	49	21	11
	Moderate	24	16	22
	Heavy	14	25	22

明における変化は毎降水型の大抵分が降る季節における予ばしらを監視することには余り役立つはなし。

非常に困難な問題は下はつたみさつづいてくつかえさる傾向があることで、年々の時断性は多くの統計に示されている。沖2図は例として夏期の、700 mb 高度の lag. Corr. の分佈を示したものであるが極大の相違は春と夏の lag. Corr. の分佈（沖2図）に似ている。沖4表は一年前の夏期気温、



沖 2 図

下図の如きの
lag. Corr. (700 mb)
相違 (50% - 55%)
斜線域は5%の信頼
限界で有意な相関係
数がある区域

降水量と当年の夏期気温との相関を示したものでこれもやはり表2に似ている。換言するならば、前年の夏が暑くて雨が少いと、当年の夏は暑く、逆に前年の夏が冷めたくて雨が多いと当年の夏は冷える傾向がある。

表 4

夏		翌年の夏の気温			
気温	降水量	Cold	Normal	Warm	合計
Cold		86	79	46	211
	Light	11	13	7	31
	Moderate	30	17	22	69
	Heavy	45	49	17	111
Normal		73	67	62	202
	Light	16	18	23	57
	Moderate	30	30	18	78
	Heavy	27	21	21	69
Warm		42	58	91	191
	Light	18	33	59	110
	Moderate	16	19	23	58
	Heavy	8	6	9	23

このような条件が長期間の太陽活動によるものでないならば、大陸の地面に保存的性格があり、また高気圧下の海にも保存的性格があることを示しており、これが夏相互の变化を持續させている可能性がある。

(朝倉 正 紹介)

北半球500mb环流形势的年度预报

朱和周 張先恭 李振華

(中國氣象局氣象科學研究所)

紹介者のことば

ここに紹介する論文は中國氣象学会編集の“氣象學報”第30巻第4期(長期予報特集号)に掲載されたものです。長崎の中國国旗凌辱事件で日中の学術交流がとまじられ、1958年以後は氣象學報も交換が停止されました。たまたま氣象統計懇話会で1959年から交換が始まって1959~1960年の氣象學報の一部が送られて来ました。従って比較的最近の中國の長期予報関係の報告といえます。しかし何分、原文は中國語なものですから、函表と本文中の日本語としてもそのまま解釈のつく中國語から大意をつかむ程度のことししか出来ません。従って、もちろんほん訳というわけにはゆきませんし、筆者の意図するところを正確に伝えられるかどうかにも自信はありません。しかし統計的研究としては結果が比較的はつきりしておりますので、何かの参考になればと冠って紹介することにしました。なお、本書にはこの論文のほかに次のような論文が掲載されておりますから、もしお読みになりたい方がありましたら紹介者まで御連絡下さればリコピーなどの方法でお送りすることが出来ますことを申し添えておきます。

1. 北半球海平面气压場月候距中心的研究 楊鑑初、李玉兰
2. 一个制作长期天气预报的前后相关图解方法 黃士松、湯明敏、梁人庆等
3. 关于长期天气预报的一些意見 謝义炳、陈受鈞、王耀生、戴武杰
4. 天气型法的长期天气预报 陈其恭、邹进上、陆菊中
5. 关于中国季风性变的几个問題 張家誠
6. 介绍苏联长期天气预报大型环流方法 章基嘉
7. 苏联穆尔坦諾夫斯基学派长期天气预报天气学方法之发展 章基嘉
8. 一个与中长期预报有关的复合型方程的定解問題
..... 中国科学院数学研究所分析室傅微組
9. 北半球环流指数的某些特征 中央氣象局氣象科學研究所数值预报組
10. 用球函数展开北半球地形的計算 " " "

1. 緒言

大気中の気圧場には色々な振動現象があります。その中で最もよく知られ

ている周期は気圧場の日変化と年変化ですが、いずれも日により又年によって同一ではありません。この日変化あるいは年変化からのずれが短期あるいは長期の天気過程の特長です。短期予報では24時間以上に予報時間を延ばすために、又日変化を除去するために24時間の変化量を予報の対象としております。それと同じ理由で、月平均気圧場あるいは高度場の予報を考へる場合に12ヶ月間の変化量を予報対象とすることができます。そうすれば年変化を除去して予報期間を1年以上に延ばすことができます。

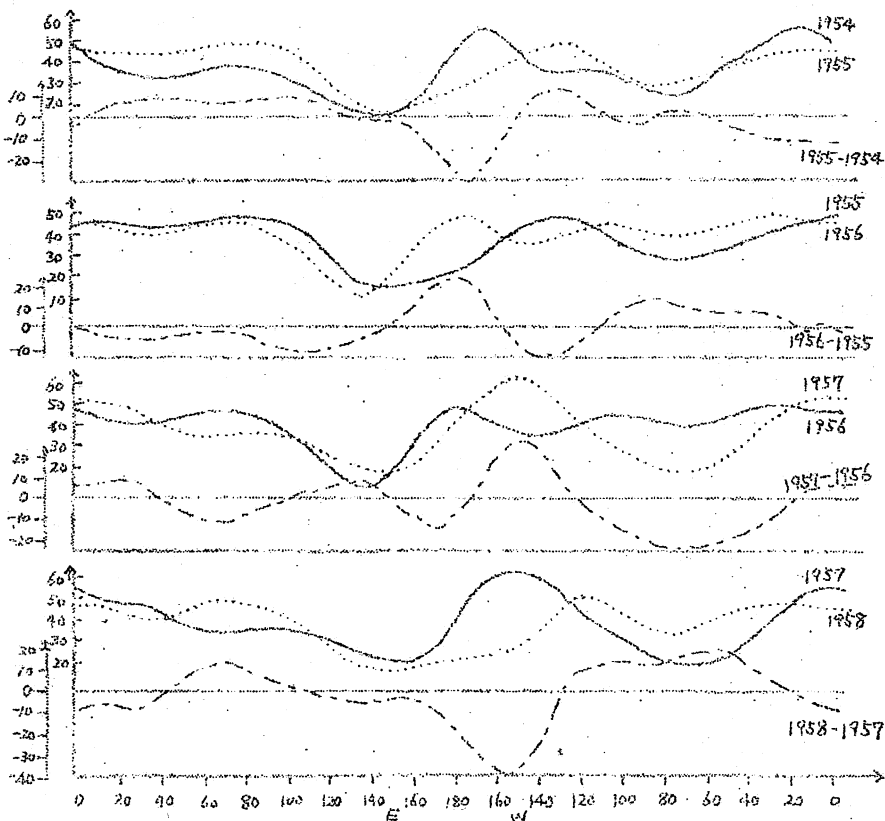
この研究の目的は大気環流の経年変化の特長を見付け出して、それを根拠にして年度にわたる長期予報法を研究し、もって生産大躍進以来求られている諸要求に応えんとするものです。

われわれは1951～1958年の各年の1月と7月の北半球500mbの60°～40°の緯度平均の高度プロファイルの経年変化を分析し、次に1951～1958年の月平均高度経年変化図と1954年以後の亜欧範囲の月平均シオックネス(1000～500mb)の経年変化図を基本資料としております。われわれの分析と研究の結果、北半球大気環流の年度変化には規則性がある、それを使って簡単に初歩的な北半球500mb月平均図の年度にわたる長期予報法を作ることが出来ました。その方式は4年間の資料で検証したところ比較的満足な結果を得ております。

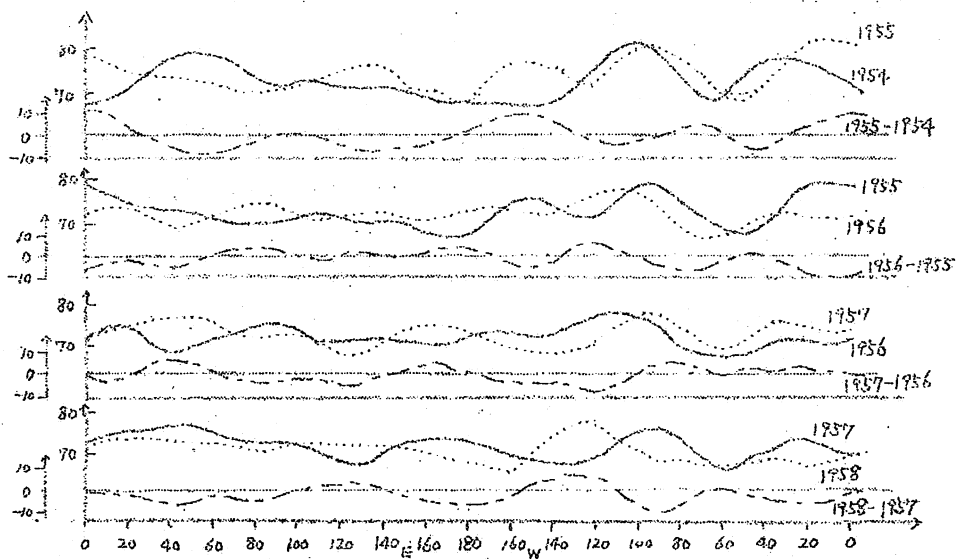
2. 北半球500mb月平均環流の経年変化

2.1. 北半球500mb 60°～40°Nの平均高度プロファイル

第1図と第2図を見て下さい。図中の三つの曲線の中、実線は第1年度の平均高度プロファイル、点線は第2年度のもの、そして鎖線は第2年度と第1年度の平均高度差を示しております。第1図は1月、第2図は7月の変化を展わしています。先ず1月について見ますと、1956年を除いて、毎年、三つのトラフとリッジがあります。トラフ・リッジの位置は年毎に同じではなく顕著な東西変動を示しています。その中で、比較的安定しているのは東経140°付近のトラフで変動の範囲は約10°位です。又西経80°付近のトラフも割合に安定で変動の幅は同じく約10°位です。しかるに東経40°付近のトラフは変動が最大で幅は約30°に及びます。一方リッジの位置は西経10°付近が比較的安定しており東西変動は約10°です。東経70°付近のリッジは約20°、西経120°付近のリッジは約35°の変動の幅を持っています。先に例外としました1956年は、西経140°付近にトラフが現われ、それに伴ってリッジもあるので、全体で四つのトラフとリッジが認められています。トラフ・



第 1 圖



第 2 圖

リッジの平均位置及びその変動は以上のようですが、それらの示度の強さも年によって同じではありません。例えば 140°E のトラフは示度の変化は最も小さく、1956 - 1957 年の最大の変化ですら 100m を越えません。一方 80°W 付近のトラフの示度変化は最も大きく、最大時(1956 ~ 1957)には 200m に及んでいます。

東経 40° 付近のトラフは、これらの中で 1954 ~ 1955 年の最大変化量は 150m 位です。

ここで先に例外とした 1956 年の状況を見ることにしましょう。1956 年には 80°W 付近のトラフは顕著ではありませんが 140°W 付近に強いトラフがあります。ところが 1957 年になりますと、 80°W 付近は最大示度のトラフになり、 140°W 付近は最大示度のリッジになっております。こうして北半球の大規模な環流は相互に逆転していることがわかります。ここで再び第 1 図の鎖線に注目してみましょう。これらの分布は一見して興味ある現象を示していることがわかります。すなわち、これらの鎖線の間には明瞭な相反関係が認められます。ゾーナル・プロファイルには三つの極大と三つの極小があり、これらが又年毎にその位置を東西に変動しその振幅は経度で 30° 以上に及んでいます。変化の大きい場所東経 140° と西経 80° のトラフの間で主な場所は太平洋上にあります。

第 2 図には 7 月の分布を示しておきましたが、大体は冬季と同じことがいえませんが、トラフ・リッジは 4 個になっており、 60°W のトラフと 100°W のリッジが最も顕著で 80°E のトラフ、 55°E のリッジもありますが変化が大ぜいようです。鎖線の間の変相差は冬季に比較して微弱のようです。

以上のような分析の結果、われわれは北半球の大規模環流の経年変化から次のような初步的なことがわかりました。

- (1) 北半球環流の経年変化は平均のトラフ・リッジの位置と強度の変化の結果ひきおこされること
- (2) 北半球の大規模環流の経年変化の最も顕著なある点では 2 年週期の振動が認められること
- (3) 北半球大規模環流の 2 年週期の最も顕著な場所は太平洋上にあって、北米大陸は亜欧大陸に比べて週期変化は明瞭なようであること。

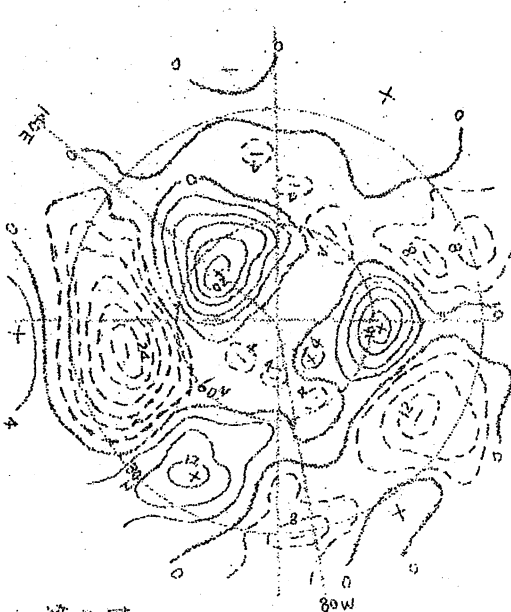
2.2 北半球 500mb 月平均高度の逐年変化量の 2 年週期

われわれは 1951 ~ 1958 年の各月の月平均 500mb 高度図を作り、各月平均の逐年の変化量を求めて分析してみました。これらの中 1953 ~ 1958 年の

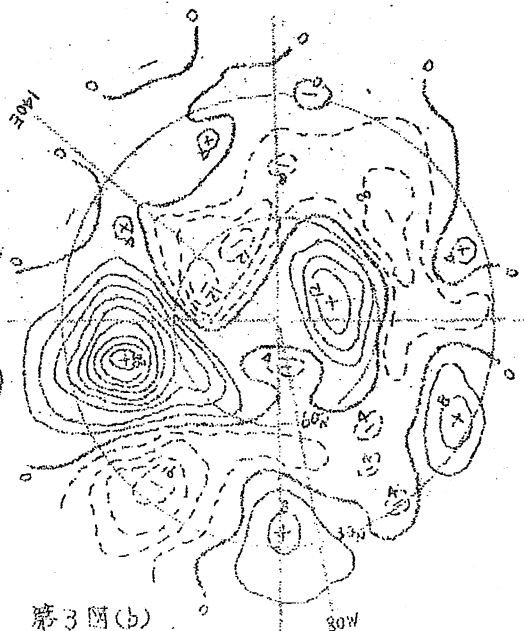
(26)

1月については第3図に示してあります。この図を見ますと、大気は範囲で正負の中心に注目すると、年毎に符号は相反しています。

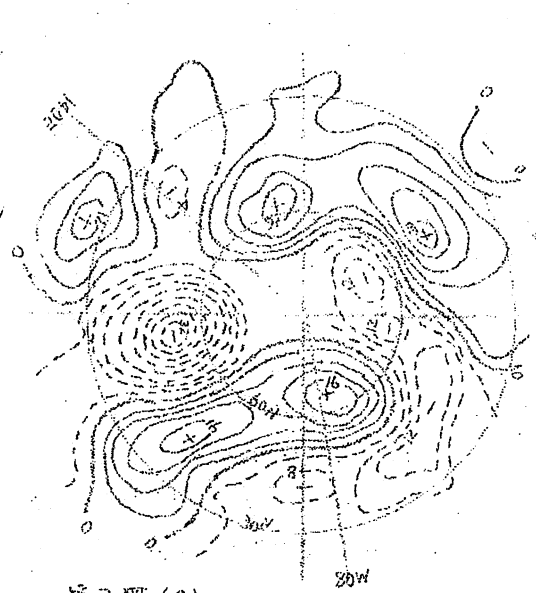
われわれは亜欧地区 ($30^{\circ}\sim 150^{\circ}\text{E}$; $15^{\circ}\sim 65^{\circ}\text{N}$) の範囲で逐年変化量の符号の相反率を統計して見たところ、平均して75%となりました。結果は第



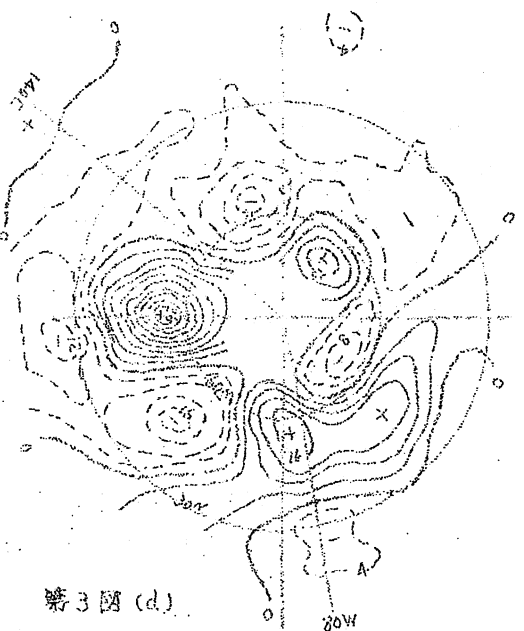
第3図 (a)



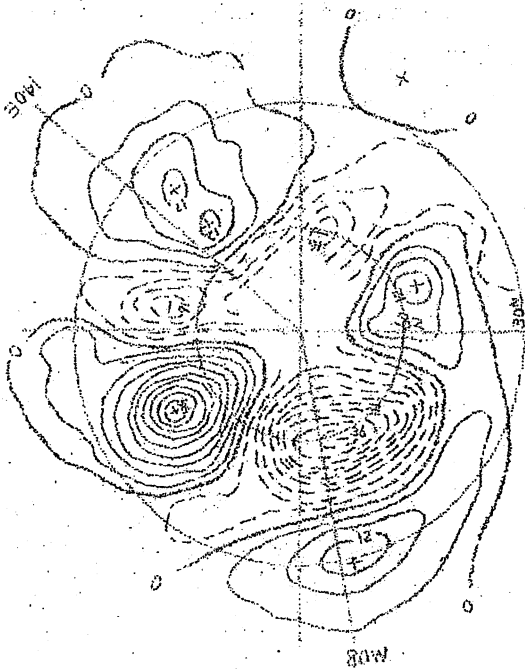
第3図 (b)



第3図 (c)



第3図 (d)

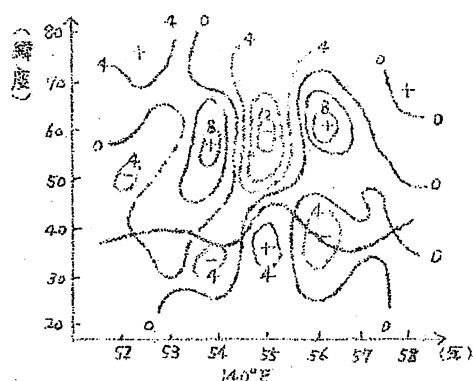


逐年変化量を求めてみると、これにも同じような現象があります。ということは1000mbの月平均高度の逐年変化量にも2年週期の振動があって中心の符号は一致しています。従ってこのような振動は対流圏の下半分の気柱内では同じ位相で起っていることになります。換言すれば対流圏下層の平均温度にも2年週期があるということです。これを根拠にして、われわれは50年に及ぶ中国地区の月平均気温と7年間の降水量を分析した結果、矢張り2年週期の振動現象が認められています。

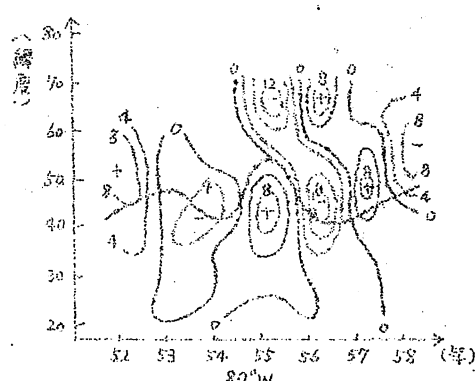
各月平均高度の逐年変化図上に現われた正負の中心は年とともに巾つくりと移動していくようです。ここでは紙数の関係で移動については紹介をばかせていただきます(紹介者)。

これらの週期の物理的原因は現在は明らかではありませんが、太陽活動に2.2年週期があることから、ペリンスキーは大気の2年週期を説明しています。又日本の高橋浩一郎は太陽活動に4年週期のあることを分析しています。太陽活動の週期が半球規模の大気変化を起こしているとするれば、今後の長期予報法の研究には一つの有効な助けになるでしょう。

さて、第4図は7月平均500mb高度の逐年変化量のイソプレットにジェット・ストリームの位置の変化を重畳して描いたもので、(a)図は140°E、(b)図は80°Wに沿うものです。これらの図を現ますと、ジェットを境にして南北で分布が逆になっており、又それぞれの分布が1年毎に正負交替していることがわかります。



第4図(a)



第4図(b)

2.3 北半球500mb月平均高度分布の逐年変化

北半球500mbの月平均逐年変化の正負域の分布には三つの基本型が現れます。一つは経度方向にならぶ分布、二つは緯度方向にならぶ分布、三つ

は北東から南西にならぶ分布であります。われわれは先ず亜欧大陸と北米大陸の東岸の比較をしてみました、第2表は1951～1958年の各月の逐年変化量が 80°W と 140°E でどの程度対称になっているかを示しています。+は対称、-は非対称を表わしています。表を見ると全体の60%が対称で40%が非対称になっていることがわかります。次に月別に積況を見て行くと、5月は非対称が多く6月は対称が多くなり9月に非対称な場合が増えて12月に最も多くなっています。この積況の原因を考えると、5月頃は寒冷気団と温暖気団が地域毎にせり合っている状態ですが5月以後は温暖気団の活動が半球性となるために対称の場合が多くなります。しかし9月になると温暖気団が衰退し始めて非対称が出現しやすくなります。9、10月は比較的に変化が大きく、11月には非対称が優勢になって12月に最悪項に達するものと思われる。この頃は両方の大陸の東岸では位相が同じではありません。1月になると、寒冷気団の活動範囲が拡大されて再び対称の場合が優勢になります。

第2表

年 月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1952--1951	+	+	+	+	-	+	-	+	+	+	-	-
1953--1952	-	-	+	+	-	-	-	-	-	-	-	-
1954--1953	+	+	+	+	-	+	+	+	+	+	-	+
1955--1954	+	+	-	-	-	+	+	+	-	-	+	-
1956--1955	-	+	+	+	+	-	+	+	+	+	-	-
1957--1956	+	+	+	+	+	+	+	+	-	+	+	-
1958--1957	+				-	+	+	+	-	-		

ところで寒冷な気団の活動が恒定的に増減・強弱して部分的地域の情況が進展して東西両半球で同一になるには長時間を要しますが、温暖気団の活動については、それが半球的に支配するに要する時間は短いように思われます。従って、このような見地からすると、東西両半球の情況が一致して対称(+)な場合が生ずるのは1～4月と6～8月に可能性が多く5月と11～12月には可能性が少いと思われる。

次に、先に申し上げた分布の三つの基本型が、大陸の東岸と西岸である特徴をもって出現しているかどうかを調べてみました。その結果によりますと、亜欧大陸の東岸では緯度方向の分布が全年で51%、10月～5月では57%を占めております。同じく西岸では経度方向の分布が全年で60%、10月～5月で

は65%，北米大陸の東岸では緯度方向が全年で71%，10月-5月で76%，西岸では全年で72%，10月-5月で76%を占めていることがわかりました。これらの事実も冬季に特に顕著ですが、北半球のジェット流の位置に関係していると思われますので、1951-1957年の資料で地衡風を用いて1，4，7，10月の等風速線図を作ってみると、大陸の西岸近くではジェットは分枝状態になり、東岸で合流していることがわかりました。われわれの分析の特徴はこのジェット流の分枝・合流の管数と一致しております。従つて月平均高度の逐年変化量の短期的变化はジェット流の強弱の変化によるものと推測してよろしいと思います。

3. 北半球500mb 月平均環流形勢の長期予報

これまでに分析してきた月平均の逐年高度変化の短期変化を利用して1年以上の長期予報の方法を研究することが出来ます。すなわち

$$H_n = H_{n-1} + \alpha(H_{n-1} - H_{n-2}), \quad (1)$$

この式で H_n は予報すべき年の月平均高度、 H_{n-1} 、 H_{n-2} は1年前と2年前の月平均高度です。2年週期の特長として $(H_n - H_{n-1})$ と $(H_{n-1} - H_{n-2})$ は符号が相反していますから、 α は負の値になることは当然です。実際には月平均高度の逐年変化の中心は緩慢に移動し、中心の強度も変化しますから α の値は実際には常数ではないはずですが、先づ緯度、経度5°の格子点を用いて、年平均の α の値を求めて予報してみました。トラフ、リッジの位置は比較的安定に近い結果が得られましたが、振幅が小さく収斂する傾向があります。この問題を改正するために、われわれは改めて500mb のノルマルを初期値として用いることとし、月平均高度が、ノルマル $\bar{H}$ と2年週期変化 H' の和であると仮定します。すなわち

$$H' = A \sin \Phi \cos \pi t \quad (2)$$

ここで、 A は振幅、 Φ は位相角、 t は年単位の時間です。

$$\text{すると} \quad H = \bar{H} + A \sin \Phi \cos \pi t \quad (3)$$

$$t=1, \quad H_1 = \bar{H} - A \sin \Phi \quad (4)$$

$$t=2, \quad H_2 = \bar{H} + A \sin \Phi \quad (5)$$

$$A \sin \Phi = \frac{1}{2}(H_2 - H_1) \quad (6)$$

$$H_3 = \bar{H} + \frac{1}{2}(H_2 - H_1) \cos 3\pi = \bar{H} - \frac{1}{2}(H_2 - H_1) \quad (7)$$

$$\text{一般には} \quad H_n = \bar{H} - \frac{1}{2}(H_{n-1} - H_{n-2}) \quad (8)$$

これが予報式になります。計算は極めて簡単です。われわれは1955-1958年の亜欧500mbの月平均予報図を作ってみました。4年間の資料で検証し

第 3 表

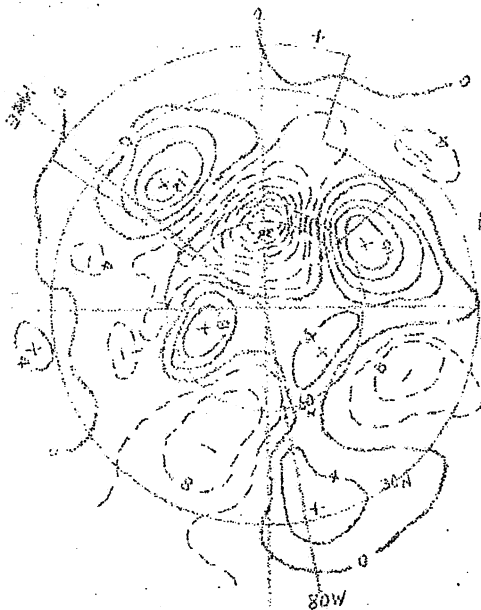
相関係数 年 月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	平均
1955	0.83	0.84	0.49	0.69	0.93	0.54	0.82	0.09	-0.004	0.42	0.80	0.94	0.62
1956	0.73	0.53	0.66	0.45	0.60	0.79	0.32	0.83	0.59	0.75	0.30	0.93	0.62
1957	0.68	0.60	0.77	0.70	0.67	0.82	0.82	0.64	0.79	0.45	0.95	0.91	0.74
1958	0.66	0.56	0.62	0.60	0.75	0.66	0.88	0.67	0.90	0.66	0.34	0.17	0.62
平均	0.73	0.63	0.64	0.61	0.74	0.72	0.71	0.56	0.47	0.57	0.60	0.74	0.65

第 4 表

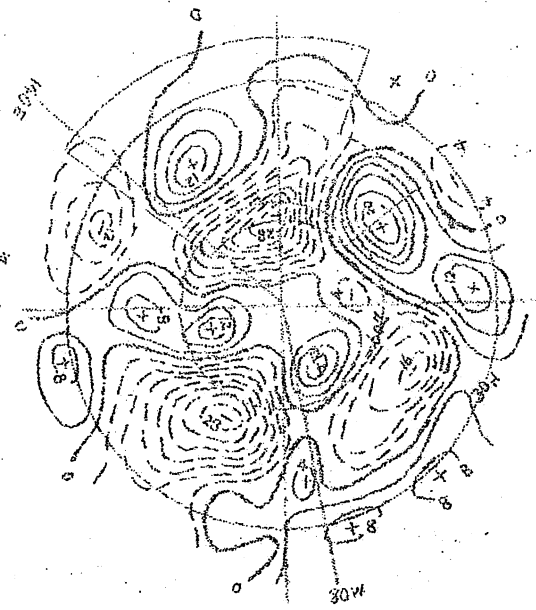
季 節	春(3,4,5月)	夏(6,7,8月)	秋(9,10,11月)	冬(12,1,2月)
相関係数	0.66	0.66	0.55	0.70

の結果、予報と実況の偏差変化の相関係数は平均して 0.65 ± 0.04 になりました。第 3 表には 4 年間の各月の相関係数が示してあります。最も成績のよかったのは 1957 年 11 月で相関係数は実に 0.95 に達し、最低は 1955 年 9 月の -0.004 でした。月別に平均して見ますと、5 月と 12 月が最もよく、4 月と 9 月、特に 9 月は最悪で 0.47 です。第 4 表は相関係数を季節毎に平均したもので秋が最も低い値をとっていることがわかります。

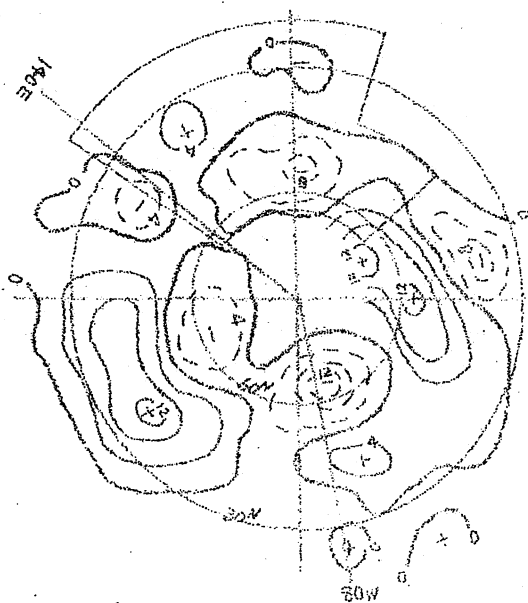
第 5 図は最も成績のよかった 1957 年 11 月の予報値 (a) と実況値 (b) を北



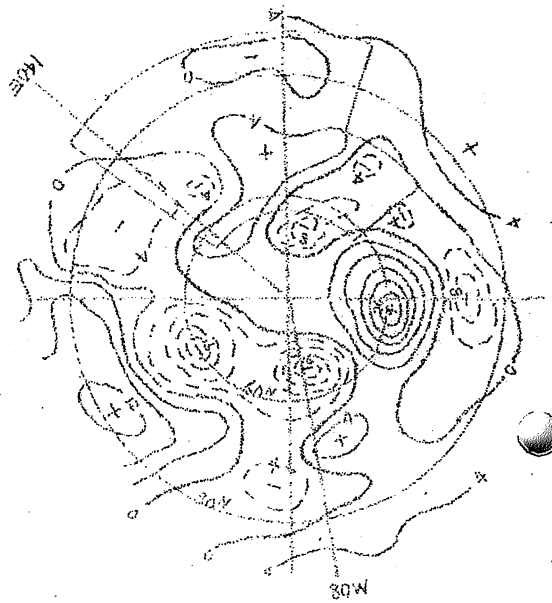
第 5 図 (a)



第 5 図 (b)



第6図(a)



第6図(b)

半球全体で図にしたものです。先に0.94といったのは垂直距離のことです、北半球全体では0.82になります。第6図は最も成績の悪かった1955年の9月の計算値(a)と実況値(b)です。垂直距離では前に述べたように-0.004という小さな値ですが北半球全体では図を見てもわかるように大分成績はよくなって+0.63となっています。

(紹介者 藤田敏夫)

