

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

グロース ベッター

第11巻 第2,3合併号

—— 目 次 ——

対流圏循環とジェット気流 (そのII)

ジェット気流の構造 渡 辺 正 雄 (紹介) 1

対流圏の流れの気候学 桑 原 豊 } (紹介) 21
..... 榎 島 邦 夫 }

作用中心と局地的循環系 吉 松 三佐男 (紹介) 45

1973年3月

L. F. グ ル ー プ

対流圏循環とジェット気流（そのⅡ）

E. REITER

ジェット気流の構造

大気運動のスケール

Charney (1947, 1948) は幾つかの論文で、個々の空気塊の運動を正しく記述し、またそれを正確に予想するために大気の運動方程式を積分しようとするとき幾多の困難な問題が出てくることを指摘した。しかし、この問題も対象としている運動に着目して、方程式中に大した影響を及ぼさないとされる項を省略すると、方程式は簡単になり、この意味では部分的には解決できることを示唆した。

そこで、大気運動のスケールについて考察してみよう。それには簡単なスケールの組合わせを考えれば十分である。たとえば、運動の水平スケールを L , $L \geq 10^6 m$, また垂直運動のスケールを H , $H \geq 10^4 m$ として、これを対象とすると、大気の流れは第1近似で摩擦のない地衡風という仮定が成立する。ところで地衡風の仮定で得られた流れは実際の大気の流れの状態と比較すると、常に10%内外の誤差が含まれる。

Charney や他の人々が指摘しているように、コリオリーの力は大規模な運動において支配的な役割を演ずる。地衡風の近似を用いると、小規模な非地衡風運動、たとえば重力波および重力シャープ波のような運動などを、大規模運動に対する雑音として除去できるという利点がある。小規模な運動を表わす方程式ではコリオリーパラメーターは入って来ない。非地衡風の運動を形成するじょう乱の水平波長は $10^4 m$ 以下で、ミクロ・スケールの運動の部類に属する。（これに対応する垂直スケールは水平スケールよりも小さく、その大きさは $1/100$ になる。）

なお、これら2つのスケールの間（近似的には $10^4 \sim 10^6$ 水平スケール）には、メソ・スケールと呼ばれるグループがある。このグループの構造および自由大気中における役割などについてはよく分っていない。

ジェット気流の大規模構造

ジェット気流の大規模構造については、すでに数多く調査研究がなされ、詳細に報告されている。これらの詳細な内容は等圧面上の解析から得られたもので、上層の流れの真の姿（特性）を抽出していることは言いがたい。しかし、気象情報を大いに利用しているのは商業民間航空や軍用機であるから、等圧面解析から得られるジェットの構造はこれらの利用機関に対して貴重な情報を提供しているわけである。高々度ジェット航空機や超音速航空機などの発達に伴って、解析方法の力点も昔から行われて来た現在の上層解析から次第に変更が余儀なくされるであろう。航

空技術の発展に即応した解析方法を案出するために、ジェット気流の大規模構造について、最近の研究成果の一端を簡単に述べよう。

対流圏における大気の大規模な流れの様相は10Kmぐらいの高さまでシャーを持つ風の垂直プロフィールと水平的にはプラネタリー波と同等の大きさを持った揺れがあり、さらにスケールが10³Km以下のジェット極大と極小の現象をも含む循環を呈している。

垂直方向のマクロな構造

個々の風の観測結果により第23図で見られるような変動の状態や細部にわたる模様がかなり分るようになって来た。Reiter (1958) が指摘したように、ゆらぎ変動のある部分は測器の誤差によるものとされている。このゆらぎの出現状態が測定回数や平滑化の回数と密接に対応している場合はとくにそうである。1950年代まで広く世界的に用いられて来た上層風観測のGMD-1型による測定結果がこれに該当している。

近代的で、かつ精度の高いFPS-16レーダーで測られた高さ2Kmぐらいまでの垂直方向の風のプロフィールを見ると、小さいスケールのゆらぎ変動がみられる。しかし、この変動(垂直方向の)は正しいもので、測器によってもたらされたものではない。これは構造的にはメソ・スケースの特性を持っている。また、対象とするじょう乱をマクロ・スケールに限定するとこのメソ・スケールの変動現象は雑音とみなされるべきものである。

客観的な方法で雑音が除去されることが考案され、平滑化された垂直方向の風のプロフィールが作成されるようになった。このプロフィールはラジオ・ゾンデ観測間の平均距離および定時観測の時間々隔などにふさわしいような地域面と時間々隔を考慮した代表性のあるものとみなされる。レーウィン・ゾンデの観測結果に調和分析の手法を施することによって、マクロな構造の風の垂直分布を得ることができる。なお、この計算は電子計算機を用いると簡単に求められる。

レーウィン・ゾンデの観測結果をみると、成層圏内では風速のゆらぎ変動が大きく、特にジェット気流の近傍では顕著である。このため、かなりおくれで入電して来る観測値(非常に高いところでの観測値)は調和分析を適用する資料としてはふさわしくない。(このゆらぎは大気自身のものであるか、それとも高空になると高度角が低くなるための測器の誤差に由来するものか、このいずれかと考えられる。)このような訳で、非常に高いところの観測結果は変動が大きいので、ゾンデ観測の最終点は最後に報じられて来る9個の風の算術平均値を求め、それを最終点の値として人為的に決めている。地上風 $A = V_1$ とこの最終点との間の調和分布の0次の成分波は次のBで与えられ、直線形のプロフィールを与える。

$$B = \frac{\frac{V_{n-8} + V_{n-7} + \dots + V_n}{9} - V_1}{n-4} \quad (55)$$

ここで、 n はゾンデ観測による風の測定値の番号。調和分析はこの直線形プロフィールからはみだしている部分に適用する。

$$G_{j+1} = V_{j+1} - A - B \cdot t_{ji} \quad ; \quad j = 0, \dots, n-5 \quad (56)$$

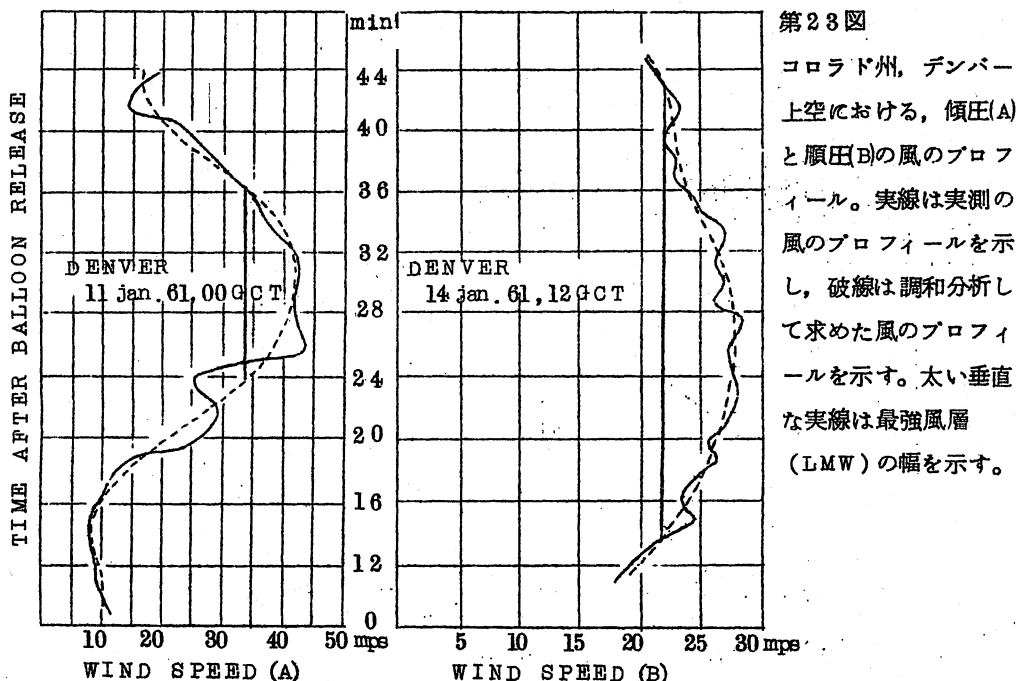
ここで、 V_j は j 分に報じられて来るものと風の観測値、 t_j は分単位で測られた時間。ただし、この場合、観測は1分間隔で行われているものとする。上記の式の調和分析から、次の関係式を得る。

$$C_i = \frac{2}{n-5} \sum_{j=0}^{n-5} G_{j+1} \sin\left(\frac{\pi \cdot i \cdot j}{n-5}\right) \quad ; \quad i = 1, \dots, 9 \quad (57)$$

$i = 1 \sim 9$ までと限定して、調和成分波を合成して求めた風のプロフィールはかなりよく平滑化されることが実験の結果からも知られている。しかし、まれには調和分析の成分波を9個までとって合成した風の垂直のプロフィールでも幾多のピークが出る多重構造を示すこともまれにある。このような時には、採用する成分波の数を少くして、たとえば $n=6$ ぐらいに抑えて合成する必要がある。このため現在は、せん索するスキヤンの技術が開発されて、電子計算機のプログラムの中に採り入れられており、上記のような場合を簡単に確認できるようになっている。

ここでは調和成分波を9個まで採った場合の平滑プロフィールを述べよう。

$$V_{j+1} = A + B \cdot t_j + \sum_{i=1}^9 C_i \sin\left(\frac{\pi \cdot i \cdot j}{n-5}\right) \quad (58)$$

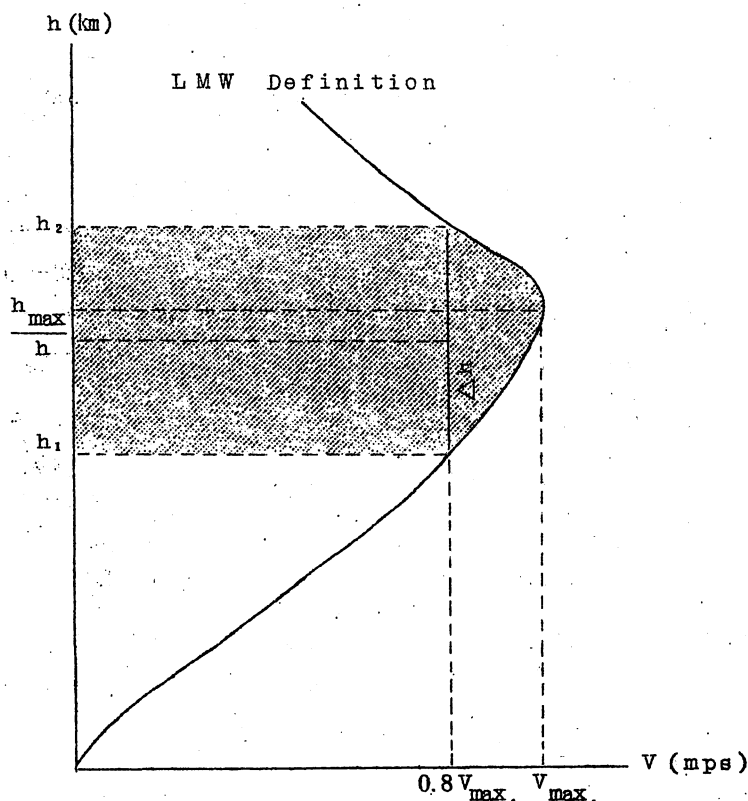


第23図は風の垂直プロファイルの2例を示したもので、1つは風の強い場合でシヤ一の強い傾圧性の例であり、他の1つは風が弱く順圧性が顕著な例である。なお、図中の点線は調和分析の成分波の合成より得られた平滑プロファイルである。

この図表から推察されるように、ある等圧面、たとえば300 mb 面における実際の観測から報じられる風速には垂直方向のメソ・スケールの構造が含まれている。このことから推して、水平方向にもある程度の変動が存在すると考えられる。飛行機観測より報じられた資料に基づいて作成されたジェット・ストリームの指状の形態を持つ構造のところでよく見られる現象である。しかし、風の値を等温位面上で考察する場合、この風の乱れの状態はさして重大なことではない。(以下に示されるようなメソ・スケール的な構造を持つ。したがって、等温位面上においてはメソ・スケールの乱れの模様は観測点の近傍で、同じ状態を示しやすい。)

ある指定等圧面上の風の値に含まれている乱れを除去するため、ある層間の風を積分したものをパラメーターとして用いて処理する方法が案出された。すでに米国気象局で毎日の最大風速図に記入している最大風速の層(LMW)の考え方がそれである。

第24図はLMWの定義を示す。層厚 $\Delta h = h_2 - h_1$ の層間での風は最大風の80%以内に



第24図 最強風層の定義。詳細は本文を見よ。

収まっているようにしている。もし、最大風の出現高度より高いところの風の垂直シャーと出現高度より下層の垂直シャーが異なっている場合には、平均高度 $\bar{h} = h_1 + h_2 / 2$ は最大風の出現高度 h_{max} とは若干異なってくる。普通は、この上下方向の違いは小さく無視できる。したがって、風のシャーの分布は最大風出現高度に関して対称的であると仮定してよい。

4つの要素：最大風（LMWの平均風、すなわち近似的には $0.9 V_{max}$ ）、LMWにおける平均風向、層厚およびLMWの高さ等はジェット・ストリームが形成されているレベルにおける流れの平滑場を定義し、またこの面を基準にした平均の垂直シャーの分布をも明示する。ところで、これら4つの要素は電子計算機で作成された調和分析による合成平滑垂直プロフィールから求めることができる。

水平方向のマクロ・スケール

この項に関してはジェット・ストリームの水平方向のマクロ・スケールの構造の場合と同じような考察をすることにする。流れの大規模な部分だけに焦点をしばらく、上層風に含まれている乱れは雑音として適当に処理され除かれてしまう。これを行うのに、客観的な解析法が種々なされている。

アメリカ気象局では、試験的にある方法を用いて成功したようである。その後 Berthorsson と Döös がそれを改良し、等圧面の風場を求めた。なお、この場合、初期に推定値を設定している。この方法では、初めは地衡風近似を用い、次いで個々の観測点における実際の観測値を用いて、初期の推定値を補正してゆく。各格子点の周囲の点から内挿する場合、各格子点上の風のベクトルが正しい状態になるように修正する。このような留意をしたうえで、求められた値からカーブ・プロッター（自動描画機）を用いて自動的に等風速線を描くしくみになっている。

上記のような客観解析を施すと、上層の風場をある程度平滑化することができる。風速の値に雑音が入っている場合、この乱れを除去したいと思うときは効果的な武器である。この“Noise”（乱れ）は大気自身の中に固有なものとして存在するものなのかどうか、または測器よりもたらされるものなのか、それとも各格子点までデータを外挿することによって生ずるものなのか、よく分らないが、いずれにしても客観予報の精度に悪影響を及ぼしている。さらに、いわゆる切断誤差（微分方程式を差分方程式に置き換えたことによって生ずるもの）は計算不安定を起し、流れの中のじょう乱が時間と共に発達（人為的に）してゆく。“Noise”と切断誤差の両者はともに数値予報の誤差を大きくするものである。

LMWの考え方（概念）を採用すると、垂直方向の風のプロフィールから乱れの大部分のものを有効に除去できるようになる。客観解析の手法をLMWのデータに適用することによって水平方向の平滑化を行うことができる。Eddy（1963）は順圧500mb予想図を初期推定値として用い、LMWとトロポポーズの解析がどのようにして客観的に行われるかの報告を出している。

Reiter および White（1964）の報告は、これとは違った解析の仕方得られた結果

を述べている。一種の多項式の方法で、2次関数(曲面)を観測点のデータに適合させるようにする。したがって、関数で見積もられた値と観測点のデータの値とのずれの2乗の平方根が最小になるようにする。このようにして得られた関数形は各観測点のデータを外挿して、各格子点の値を得る。計算は高速電子計算機を用いて行い。第25~27図(省略)はこの方法で得られたLMWパラメーターの分布を示す。(これらの図で見られるバロトロピック領域は、LMW>6kmの層厚を作成するために十分なほど垂直ジャーが小さいし、あるいはLMWの高さが元の風の探測で18km以上であるような領域になっている。)明らかに、2次関数の方法は初期推定値を用いる方法よりもデータに含まれている“NOISE”を除去する効率は悪い。

ジェット・ストリームのメソ構造

対流圏及び下部成層圏の大気の流れに見られる垂直方向のメソ構造についての最近の調査研究によると、以下の節で記述されるような新しい結果が分って来ている。ここでは、水平方向のメソ構造についての一般的概論だけにとどめ、細部にわたる議論はReiterの論文(1961, 1963)を参照されたい。

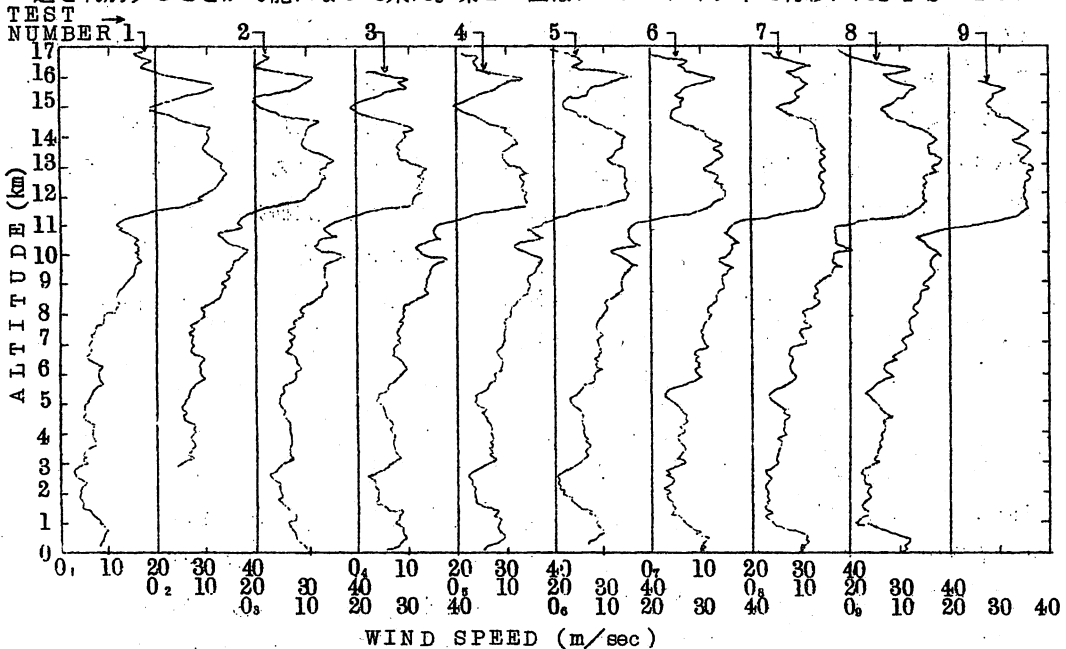
さきに述べたスケールの議論にしたがって、平滑化された風の垂直プロフィールに重なったじょう乱、および $10^2 \sim 10^3$ m程度の層厚がここでは議論の対象となっている。変動する層厚の中でのゆらぎの現象はGMD-1型機で測られている。また、このゆらぎはときどき晴天乱流(CAT)の可能な原因として考えられている。

ゆらぎを取り扱うには、測定技術の精度を表わす分解能に関する信号と、雑音(NOISE)との、その比に注意深くしなければならない。ラジオ・セオドライト、たとえばGMD-1のような測定機の場合は、目標物体と測定機との距離がかなり離れていると高度角が小さくなり、角度測定の小誤差を大きくしている。このような状態は気球が急速に上昇したりするジェット・ストリームの近くで顕著である。低高度角から生ずる困難さを克服するために、日本ではリレー・システムを開発した。ある一つの測定点(本庄)で気球が放たれ、これが圏外に離れた場合、別にもう一つの測定点(館野)でこれを追跡する。このようにリレーする方法は上層風の風向があまり変動せず定常性が強い場合にのみ有効である。たとえば、冬期の極東域上空においては有効である。定常性が弱く変動しやすい気象状態のときには、気球飛揚地を適宜に変更し得るようにすれば、低高度角観測ということをせずに比較的高い高度角で気球を追跡し得て、トロポポーズ高度の風の測定を改善できるかも知れない。

GMD-1型機によって測定された風の微小振動(ゆらぎ)の状況を見ると、大部分は1~2分間隔程度の垂直方向の波長のじょう乱が卓越しているので、これに該当するゆらぎはあまり重要なものではないとして取り除かなければならない。気球の位置はルーチンの1分ごとに観測され、平均風速は2分間隔を重複させて求めている。したがって、風の垂直プロフィールに見られるゆらぎ現象の大部分は測定自身によるものか、あるいは平滑化のための時間間隔によるもの

かのいずれかに対応している。

GMD-1 型機のような無線方式の経緯儀の代わりに、レーダーを用いることによって、低高度角においても上層風の測定の精度を向上させることができる。たとえば、FPS-16 レーダーのような新しい測定器機ではかなり精度の高い風の測定をしている。このような測定機を用いることによって、気球の上昇過程において形成された“乱れ”により気球の画くでたらめな軌道を判別することが可能になって来た。第28図はケープ・ケネディで行われたFPS-16



第28図 1963年1月3日、ケープ・ケネディにおいて、FPS-16 のレーダーによって、約45分間隔の観測から求められた垂直方向の風のプロフィール。

Radar による一連の観測結果である。これは45分の時間間隔で行われた。風の値は気球が上昇している間、0.1秒ごとに観測された。このような時々刻々入るデーターを3秒の時間々隔、また垂直に25m程度の距離で平均されている。このように得られた平滑値は第28図中に点線で示されている。対流圏内の data-points が比較的広く広がっているのは前に述べた気球の空気力学的性質によるものである。ある高度以上 — この高度はレイノルズ数の臨界値に依存するものだが — では、風のプロフィールにおける data points はかなり平滑化したパターンを形成する。

第28図に掲げられた気球上昇の実験やほかの同じような例の実験研究でも示されているように、風の垂直構造にメソ・スケールの現象が相当な時間継続しているのが分る。これは明らかに測器の誤差によって引き起されたものではなく、実際に大気自身の中に存在するものである。ゆらぎは風速と風向の2要素に見られる。ロケットゾンデによる風の測定でも同じようなゆらぎが出現する。ロケットゾンデによる風の測定はFPS-16のレーダー・システムの風の測定の場合

合よりも若干精度が落ちるけれども、測定結果の微小部分の特性が保存されていることから推してゆらぎ現象の存在しているのが分る。

風のプロフィールに見られるメソ・スケール現象の物理的原因は何か？ 大気の成層状態が安定である場合の流れに基づいた重力波のHine's model はある利点を持っている。垂直方向に連続した各層は、おのおのの層では重力波は互いに位相がずれており、また前面（波の）で分離されているものとする、観測された風のプロフィールに似たプロフィールを作成し得るかも知れない。風のプロフィールの中にこれらの特徴が保存的に見られるということは、とりも直さず、振動現象は移動性の重力波によるものではなくて、むしろ定常性の重力波によってもたらされているものであると考えるのが妥当である。このような — 主として地形的な障得物によって形成される、それゆえに普通は lee-wave に関連しているものであるが — の理論的な取り扱いには Lyra, Queney, Scorer その他によって 1940 年代に研究されている。

放球された気球の位置をプロットし、その位置で風速の偏倚を作図し、同一のものをつないで行けば、偏倚はかなり広範囲に拡がって行くのが分る。それは山脈の風下に作られる lee-wave の場合の波長よりも大きい。それゆえ、重力波モデルはこれらのメソ・スケールのじょう乱に対しては適用されないように思われる。

Sawyer (1961) は観測される風のゆらぎ変動は準慣性的振動であることを示唆している。風のゆらぎの変動は平均流の軸に沿って、数百マイルの拡がりを持つ領域で起っている。Sawyer の仮設は実にもっともらしいように思われる。もし実測の風速偏倚層が厚く、垂直方向に十分な広がりがあるならば、摩擦相互作用は比較的小さいであろう。他方、垂直方向の風のシャワーが正の値を持ったり、負の値を持ったりするけれども、このことは温度の深測には反映していないと思われる。それゆえ、風の微小変動は強い非地衡風成分で特徴づけられていなければならない。しかしながら、流れの基調場（地衡風）の変化が非地衡風成分より小さいならば、風の微小変動は準慣性的な振動であると考えられる。

次に Sawyer に従って運動方程式を検討することにする。

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} - f\mathbf{V} \cdot \mathbf{K} = g\nabla Z + \mathbf{K} \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial Z^2} \quad (59)$$

ここで右辺の最後の項は摩擦力を表す。より明白に記述すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial u^*}{\partial x} + \omega^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} - f v^* &= -g \frac{\partial z^*}{\partial x} + g^2 \rho^2 K \frac{\partial^2 u^*}{\partial p^2} \\ \frac{\partial v^*}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial v^*}{\partial x} + f u^* &= -g \frac{\partial z^*}{\partial y} + g^2 \rho^2 K \frac{\partial^2 v^*}{\partial p^2} \\ \frac{\partial u^*}{\partial x} + \frac{\partial v^*}{\partial y} + \frac{\partial \omega^*}{\partial p} &= 0 \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial z^*}{\partial p} = -B\omega^* \quad (60)$$

Sawyer の導き方には、次のような仮定を用いている。

(1) 静力学的関係

$$\frac{\partial z}{\partial p} = -\frac{1}{g\rho} = -\frac{R\Theta p^{(\kappa-1)}}{g \cdot 1000^\kappa} \quad (61)$$

(2) x 方向に一樣な基本流 $\bar{u}$ に重なった小さいじょう乱を*印をつけて表わすと、全体の流れの成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u^* \\ v &= v^* \\ \omega &= \omega^* \\ Z &= \bar{Z}(y, p) + Z^*(x, y, p) \end{aligned} \quad (62)$$

さらに、 $\omega = \frac{dp}{dt}$, $\kappa = [C_p - C_v]/C_p$ とおく。

(3) 断熱で、定常状態 ($\partial/\partial t = 0$)。

$$\nabla \cdot \Theta = -\omega \frac{\partial \Theta}{\partial p} \quad \text{から (61) の式が得られる。}$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial Z}{\partial p} \right) = \frac{R \cdot P \kappa}{g\rho \cdot 1000^\kappa} \cdot \omega \frac{\partial \Theta}{\partial p} = -B\omega \quad (63)$$

$$\text{ここで } B = -\frac{R}{g\rho} \left[\frac{\partial T}{\partial p} - \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right) \Theta \right]$$

添字 Θ は Θ を一定とした時の乾燥断熱減率を示す。じょう乱は x, y, t 方向に正弦波形をとるものとする。

$$u^* = u_0 \exp [i(\lambda(x - ct) + \mu y + \nu p)] \quad (64)$$

u_0 はじょう乱の振幅を表わす。 V^* , ω^* および Z^* は通常の表示の仕方を用いると

$$\begin{aligned} i\lambda(\bar{u} - c)u_0 + \omega_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} - f v_0 &= -i g \lambda Z_0 - g^2 \rho^2 K \nu^2 u_0 \\ i\lambda(\bar{u} - c)v_0 + f u_0 &= -i g \mu Z_0 - g^2 \rho^2 K \nu^2 v_0 \\ \lambda u_0 + \mu v_0 + \nu \omega_0 &= 0 \\ \nu \lambda(\bar{u} - c)Z_0 &= B\omega_0 \end{aligned} \quad (65)$$

この式から、 u_0, v_0, ω_0, Z_0 を取り除くことによって $(\bar{u} - c)$ の解を得る。ここで、

$$A = i \lambda (\bar{u} - c) + g^2 \rho^2 K v^2$$

と簡単化し、行列式を作る。

$$\begin{vmatrix} A & -f & \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} & i g \lambda \\ f & A & 0 & i g \mu \\ \lambda & \mu & v & 0 \\ 0 & 0 & B & i v (A - g^2 \rho^2 K v^2) \end{vmatrix} = 0 \quad (66)$$

これより

$$\nu = (A - g^2 \rho^2 K v^2) \left\{ (A^2 + f^2) \nu + \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} (f \mu - A \lambda) \right\} + g A B (\lambda^2 + \mu^2) = 0 \quad (67)$$

を得る。

摩擦なく $K=0$ ，シヤーがなく $\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = 0$ の場合の A についての2つの解は(67)から得られる。

$$A = 0$$

$$A = \pm \left(-f^2 - \frac{g B (\lambda^2 + \mu^2)}{v^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (68)$$

第1の解， $A=0$ は(65)式を用いると次のような形にもなる。

$$f v_0 = i g \lambda Z_0$$

$$f u = -i g \mu Z$$

$$\omega_0 = 0 \quad (69)$$

したがって， $A=0$ に対しては運動は地衡風であり，流れの垂直成分はない。また， $\bar{u}=c$ ，すなわちじょう乱の形態が基本流とともに移動する。この解は明らかに，垂直方向の風のプロフィールに見られる強い非地衡風の変動（ゆらぎ）を説明するのには適当ではない。

かなり高度な解の重要性を見いだすために，Sawyer は次のような仮定を行った。方程式を構成する各種要素の大きさを考慮し，水平方向の波長； $L_{xy} = 400 \text{ km}$

$$\therefore \lambda = \mu = 2\pi / L_{xy} = 1.6 \times 10^{-7} / \text{cm}$$

垂直方向の波長； $L_z = 1.5 \text{ km}$ ， $\Delta P \approx 50 \text{ mb}$ に相当。

$$\therefore \nu = \frac{2\pi}{\Delta p} = 1.3 \times 10^{-4} g^{-1} \text{ cm sec}^2$$

近似的に温度減率； $gB = 4.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^4 g^{-2} \text{ sec}^{-2}$ ，(断熱減率は $gB=0$)。

シヤーは 2 m/sec/Km ,

$$\therefore \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = 7 \times 10^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ sec}$$

うず拡散係数; $K = 10^3 \text{ cm}^2 / \text{sec}$

コリオリーパラメーター; $f = 10^{-4} / \text{sec}$

このような“大きさ”の仮定をすると、方程式(68)の第2の解は

$$\begin{aligned} A &= \pm 1.5 \times 10^{-4} \text{ i sec}^{-1} \\ \bar{u} - c &= \pm 10 \text{ m/sec} \end{aligned} \quad (70)$$

となる。($\bar{u} - c$)の解は必ず実数であるから振動は安定である。

$\rho = 0.4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ とし、Aの大きさに及ぼす渦粘性の効果は

$$g^2 \rho^2 K \nu^2 \approx 2.6 \times 10^{-8} / \text{sec} \quad (71)$$

で、方程式(70)で示したものよりずっと小さい。したがって、運動の性質は前に仮定した大きさの摩擦では重大な影響を受けない。粘性効果を見捨てるが、垂直シヤーを考慮すると解は次のようになる。

$$A = \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda}{\nu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \pm \left\{ \frac{\lambda^2}{\nu^2} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right)^2 - 4 \left(f^2 + \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{f \mu}{\nu^2} + \frac{g B (\lambda^2 + \mu^2)}{\nu^2} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (72)$$

この(72)の形と(68)の形を比較すると、垂直の風のシヤーを考慮することによって、Aは実数の形を含むようになり、このためこの解は不安定な波を生ずることになる。しかしながら、不安定化作用は小さいと思はれる — (71)式の粘性効果の場合のように —。すなわち、もし見積もられた大きさが採択されるならば、

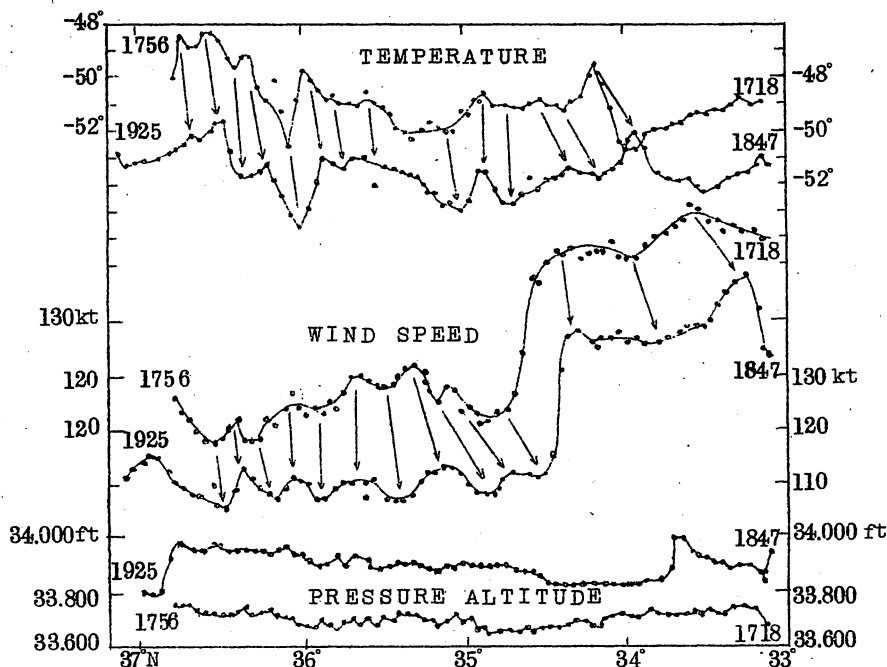
$$\frac{\lambda}{\nu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = \frac{\mu}{\nu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \approx 8.6 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \approx \frac{1}{12} f \quad (73)$$

それゆえ、ある大きさの摩擦効果及びシヤーの効果を持つとしても、波は安定な振動現象のような形態を示し、($\bar{u} - c$) $\approx 10 \text{ m/sec}$ の速さで、流れと相対的に移動するものと仮定する。シヤー、または渦粘性が卓越するかどうかで、わずかな減衰やあるいは増幅があるかも知れない。

流れの方向に直角に測った場合の波長が、流れの方向に測った波長よりかなり大きいならば、すなわち $\lambda \gg \mu$ ならば、いろいろ異なった結論が出て来る。Sawyer (1961)の観測事実からすると、このことは明らかではなく、またジェット・ストリーム観測飛行計画からも明らかになっていない。

ジェット・ストリーム観測計画でジェット流内を大体水平にジグザグ飛行して観測した結果から、風の場合及び温度場にメソ・スケールの変動現象が含まれていることが確認された。これら

の変動の様子は時間的に定常で、第29図は大体同じ気圧高度で飛んだ場合の飛行観測No.12の



第29図 1957年1月18日に、デイトン、オハイオ、南カロライナのチャールストン間を、異なった時間に、同一コースを飛んだジェット・ストリーム飛行計画No.12の2回の飛行観測から得た気温、風速および気圧高度を示す。図の縦軸に沿って示した数字は、左側では17時18分～同56分(G.M.T)の間の飛行機観測を、右側では18時47分～19時25分のそれを示す。

2例を示している。この2例の飛行観測は1時間以上の時間差があるにもかかわらず、風や温度のメソ・スケールの構造は大体そのまま保たれている。流れを横切って測られたじょう乱の波長は20～60マイル程度である。これらの飛行観測を通じて、上層の風の場合に含まれるメソ・スケールの現象は等温位面に沿って形成され、流れの方向に測られた波長は流れに垂直な方向に測られた波長よりもずっと大きい。したがって、Sawyer が導いたときに採用した仮定は全く安全にして確実である。

方程式群(65)に戻って、これらの式の最初の式に最後の2つの方程式を代入しよう。

$$\underbrace{i \lambda (\bar{u} - c) u_0}_{A} - \underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{1}{\nu} (\lambda u_0 + \mu V_0)}_{B} - \underbrace{f V_0}_{C} + \underbrace{\frac{i g B}{\nu^2 (\bar{u} - c)} (\lambda u_0 + \mu V_0)}_{D} + \underbrace{g^2 \rho^2 K \nu^2 u_0}_{E} = 0 \quad (74)$$

Sawyer (1961) による仮定を用いると、方程式(74)の各項は次のような大きさを持

つ。単位は cm/sec^2 。

A: 慣性効果; $1.6 \times 10^{-4} u_0$

B: 垂直方向の移流 (シー); $10^{-5} u_0$

C: コリオリパラメーター; $10^{-4} u_0$

D: 熱力学的効果; $0.4 \times 10^{-4} u_0$

E: 摩擦効果; $2.6 \times 10^{-5} u_0$

以上から、慣性、コリオリ及び熱力学効果が風の観測結果に見られるメソ・スケールの現象の主因になっているものと思われる。ジェット・ストリーム観測飛行計画ではっきり分ったように、上層風の変動の様子は、多分同じ程度のメソ・スケールの構造を表わしている。

ジェット・ストリームの垂直方向の風のシーは Sawyer が考えたものより強いシー $\partial \bar{u} / \partial p$ を示している。垂直移流項 B はこのような条件の下では大きい値になり、不安定波が形成されるようになる。メソ・スケールの性質を持つじょう乱の垂直方向の波長が Sawyer が仮定した波長よりかなり短いとすると、摩擦項がふたたび重要となってくる。

あいにく、大気の慣性振動の様様についての知識ははなはだ限定されたものである。総観スケール程度の波の移動速度は、もちろん連続した上層天気図から決められる。メソ構造の様子がどのようになっているのか、などのふるまいについてもよく分っていない。Sawyer は $C=0$ の定常波について考えている。一方、大規模な jet-maximum の形成と直接関係のある風の準慣性振動は大体 $20 m/sec$ の速さで移動する。Namias (1947) は短波の気候学的な平均速度を大体 $10 m/sec$ 程度とした。メソ・スケール変動を変わずじょう乱の移動速度 C の実際の値は $10 m/sec \sim 20 m/sec$ の間にある。

準慣性の振動をしているメソ・スケールのじょう乱の伝播速度についての知識は浅く、かつ流れに対して、直角方向、平行な方向でのじょう乱の水平の拡がりもよく分っていない。FPS-16 レーダーで示されているように、単一の観測所における観測の結果は同じ符号の非地衡風ずれのチャンネルを示し、また上層流の方向に向いている。ジェット・ストリーム観測計画の資料からこの種のじょう乱の波長を見ると、流れの方向の波長 L_x は流れに垂直な波長 L_y に比べて1桁ぐらい大きい。メソ・スケールじょう乱の三次元的構造及びその時間的変動はさらに調査検討を要する課題である。

前節において、 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}$ 及び $\bar{u}$ は準定常として扱った。 $\bar{u}$ は1波長の間 (垂直方向において) わずかの値しか変わらない。すでに指摘したように、ジェット・ストリーム内ではこのような仮定はもはやなりたない。

さらに、方程式 (64) では、 λ 、 μ 及び $(x-ct) = (\bar{u}-c)t$ は p とは無関係であると考えている。単純な慣性振動の場合には慣性波の波長 L_i は $\bar{u}$ の関数である。また

$$\frac{\partial L_i}{\partial p} = \frac{2\pi}{f} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \quad (75)$$

である。

ジェット・ストリームのもつ特徴的な垂直方向の風のシアーがある場合、メソ・スケールの水平波長は高度とともに変えることが考えられる。現在の知識をもってしては、単一観測点の気球観測からメソじょう乱の風速・風向の偏倚を細部にわたって論ずるのはむずかしい。したがって、 v と u^* の間の相関、あるいは正か負の符号を持ったメソじょう乱の風の層の厚さとこれらの偏倚の振幅との間の相関が有意であると期待すべきではない。

一方、このような振動現象で到達し得る最大可能な振幅は垂直シアーが強すぎる場合、これによって形成された乱れで抑制されてしまうだろう；

$$\frac{\partial u}{\partial p} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{\partial u^*}{\partial p} \quad (76)$$

Richardson の乱れ判定基準：

$$Ri = \frac{K_T}{K_M} \frac{\frac{\partial T}{\partial Z} + \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \Theta}{\left(\frac{\partial u}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial Z} \right)^2} = \frac{K_T}{K_M} \frac{\frac{\partial \Theta}{\partial Z}}{\left(\frac{\partial v}{\partial Z} \right)^2} \quad (77)$$

は臨界垂直シアー値の指標値として採用されている。この臨界リチャードソン数 $Ri_{cr} < 1$ は乱れの状態の始まる値であるが、自由大気中では $Ri_{cr} = 1$ である必要はない。特に K_T / K_M すなわち熱及び運動量の交換係数の比が1と違う場合にはそうである。

(66)式に(64)式を入れ、 $\mu = 0$ と仮定すると次の式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + i u_0 \left[\frac{\partial \lambda}{\partial p} (\bar{u} - c) t + \lambda \frac{\partial (\bar{u} - c) t}{\partial p} + \nu \right] \\ \times \exp \{ i [\lambda (\bar{u} - c) + \nu p] \} \end{aligned} \quad (78)$$

(78)式から、次のような場所で強い垂直シアーの発生が考えられる。

- $\partial \bar{u} / \partial p$ が大きい。すなわちジェットの近傍
- ν が大きい。メソ・スケールじょう乱の垂直方向の波長、 L_H が小さい。
- 距離 Δp だけ離れた調和関数が、それぞれ (−) 1 と (+) 1 の極値に達した場合、すなわち、メソ・スケールじょう乱がおのおの、 180° だけ位相角がずれているところ。

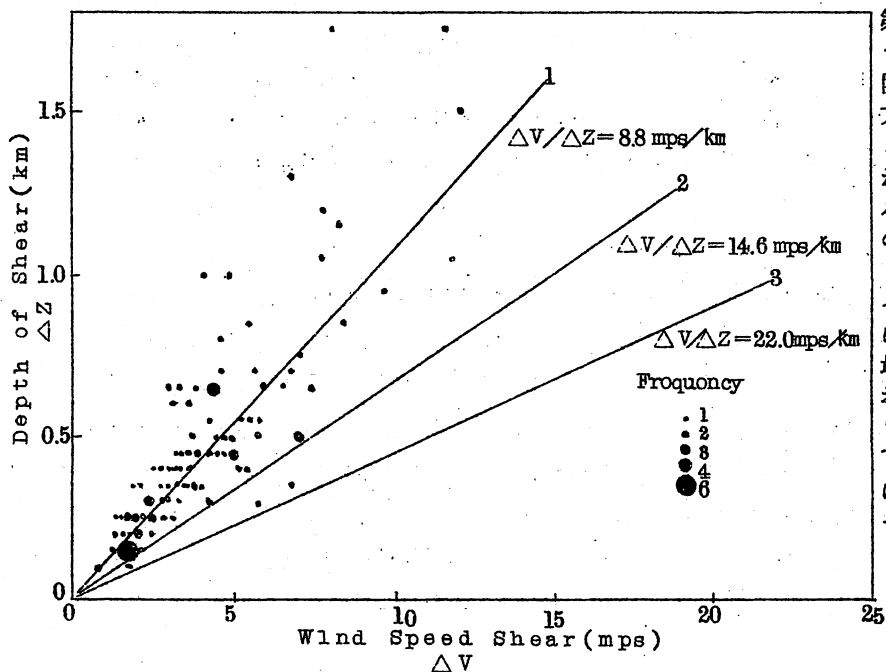
垂直シアーを有する流れでは、通常、垂直方向の風のプロフィールの中に準慣性的なメソ・スケールじょう乱の現象を含んでいるが、層厚 Δp で分離された風の偏倚が位相がずれて重っているような限定領域が存在しなければならない。 $\partial u^* / \partial p$ の値が大きくて、方程式(78)の $\partial u / \partial p$ が(77)の判定基準に照らし合わせて臨界値以上になっているとすれば、乱れは孤立した領域や比較的うすい層内でも発生する。次の項で、もっと詳細に論じられるはずである。対流圏内では安定度の値が比較的低く、垂直シアーが適当な値であれば、 Ri が準臨界値となり、

また乱れを発生するようになる。それゆえ、FPS-16 の観測結果に基づく風のプロフィールでは成層圏は対流圏よりも、かなり多くのメソ・スケールの変動を示しているということも驚くに及ばない。対流圏内では、比較的風速の弱い偏倚をもった深い層だけが乱れの浸蝕効果を免かれと期待される。成層圏では気温減率は小さく、ほとんど等温変化に近い。このような所ではリチャードソン数の値は大きい。メソ・スケールの構造を持ったじょう乱の風速や風向の変動（ゆらぎ）は長時間にわたって保たれる。このことは、すでにレーダーの風の観測及びロケット・ゾンデ観測資料で見られる通りである。

メソ・スケールのじょう乱の構造を含んだ層内で、風の偏倚 u^* の波動現象の波長や位相の関係を表わす指標を得ることはできないけれども、ある与えられた総観的な条件の下では、メソ・スケールじょう乱の最大可能な振巾を得るために、上記の議論を適用することは可能である。垂直方向の風のプロフィールの中に観測される風速の変動は垂直に上昇する飛行物体に影響を及ぼすので、乱れの作用 — 最大影響可能値 — は、飛行物体及び物体の速さの反応特性が気圧または高度の関数として知られているならば、容易に知ることができる。

メソ・スケールのじょう乱の作用は次の2つの方法でなされる。

(a) (77) 式から出発し、 Ri の適当な値、 $Ri \approx 1$ を選ぶ。(式) 中における $\partial V / \partial Z$ は $\Delta V / \Delta Z$ 、または $\Delta V / \Delta p$ から計算する。ここで、 ΔZ 、 Δp は shearing layer の垂直方向の波長の $1/4$ 程度とする。与えられた安定度の下において、 ΔV の最大値は ΔZ の関数として、最大可能なメソ・スケールのじょう乱の有する風速の偏倚を与える。(第30図中の適当な線を見よ)。



第30図
シャー層の層厚の関数として、垂直方向の風のプロフィール中に観測されるメソ・スケール構造の最大の風のシャー。直線1, 2および3はそれぞれすべての観測に対する平均相関、最大シャーの確率および等温減率で $T = 73^\circ \text{C}$ の状態で求めた $Ri=1$ に対する理論的シャーを示す。

気球による観測結果が利用でき、メソ・スケールのじょう乱の変動層の厚さが予報期間を通して保たれるという仮定が保証されるならば、風速変動の振幅最大可能値は、第30図の ΔV と ΔZ の相関から計算される。

(b) 気球による風の詳細な観測結果の時系列から、メソ・スケール変動の構造を有する風の層を各個別々に分離して確認することができる。測定結果の時系列が十分に長い期間のものであるならば、この時系の中に特殊な風速の変動が明らかに最大振幅に達しているような探測を少なくとも一つは容易に見出すことができる。気球が上昇過程でこの特別な層を通る時期は、振幅の極値(調和関数の値が ± 1)に近い状態の時期であると仮定する。 $\Delta V_{\max}$ は ΔZ の関数としてプロットされる。第30図から見られるように、実際の資料から得られたかような値が驚くほど分散しないでまとまっている。このことは、前に述べた理論的考察が正しいものであるという指標を与え、希望を持たせるものである。

ふたたび、 ΔV の観測値を ΔZ と関係づけて、 ΔZ の同じ値に対して $\Delta V_{\max}$ まで外挿することが可能である。このようにして、メソ・スケールのじょう乱の構造を持つ層が $(2n-1)\pi/4$ の位相角の所に、仮にあるとするならば、ある特殊な天候状態における大気中のメソ・スケール変動の最大可能値を求めることができる。

以上議論したように、メソ・スケールじょう乱の発生源については、なお思考している段階なのである。流れの非地衡風成分は大気のこの種のじょう乱の原因と思われるが、この非地衡風成分は種々な仕方から発現している。Raethjen & Höflich (1961)は対流圏においては、対流運動が重要であることを示唆している。運動量は上層ほど大きく、下層では小さい。対流運動は運動量の小さい下層から運動量の大きい上層へ輸送する役目を荷なっている。この働きが行なわれることによって、流れの状態は亜地衡風になって来る。大規模な立場からすると、非地衡風の流れはjet-maximaの入口と出口付近に見られる。方程式(75)の分散性質を考えると、この運動は、垂直方向に風のシャーを持った基本流に重なったメソ・スケールのじょう乱を発生させる可能性がある。地形障害は非地衡風運動の源泉として作用する。

ジェット・ストリームのミクロの構造

前に、ミクロ構造は水平方向のじょう乱の波長が 10^4 以下のものと分類した。垂直方向のスケールは水平スケールに比べ、大体2桁程度小さい。現在、ジェット・ストリームの領域における詳細な大気構造に関する知識はジェット航空機で収集された資料によるところが大きい。

測定器として飛ぶこれらの航空機は、巡航速度である約 200 m/sec で重大な制約を受ける。大気運動の乱れスペクトルのある部分は航空機の反応から生ずるものと考えられている。これらの測定結果は航空機のもつ反応速度の特性によってゆがめられている。aircraft-responseは数学的には、ある程度補正し得ることができる。しかし、航空機自体及び航空機もっている空気力学的性質はフィルターの性格を持っているために、少なくとも現在では、微細構

造（約0.5～10kmの波長）のスケールのものについては正確な測定は困難とされている。

10² m程度の水平波長の大气じょう乱は、激しい“ゆれ”のある飛行状態のために、その存在が確認される。このような状態に、雲のない所で遭遇した場合には、晴天乱流（CAT）に遭遇したと言っている。このCATが強い場合には、航空機の機体に重大な損傷を受けることもまれではない。弱い、中程度のCATの場合は乗客に多少の影響を与えるが、しかし安全であり、ある場合には心よいことすらある。ただ、この現象は航空機の耐用年数を縮めることになる。

晴天乱流についての観測や研究が行われてから10年以上も経過しているが、この現象についての物理的性質についてはかなり疑問が残されている。表1に示されているように、CATはジ

第1表 アメリカで観測された晴天乱流の出現頻度（%）

Season	≤150 miles to left of jet stream	≤150 miles to right of jet stream	No jet stream	Near trough	Near closed low	In mountain waves
Autumn	34	31	35	26	5	22
Winter	39	29	32	11	1	30
Spring	36	26	38	14	4	23
Summer	29	30	41	18	1	18

ェット流の近傍で出現・形成することが多い。報告されたCATの場合を見ると、比較的風が弱い所でも発生している。CATはトロポポーズ付近で、しかも傾圧安定層の近くに、その最多出現頻度域を有している。この傾圧安定層はジェット・ストリーム・フロントと呼ばれ、この付近の資料は、少なくとも現段階では、亜音速航空機から得ている。

山脈あるいは高原地帯の上空で、CATが観測されることが多いという事実は、正常な大気の状態の下では、地形の障害によって形成されるじょう乱が多いということを示す。かくて、Queney & Scorer によってなされたlee-wave の考察は、山脈や丘陵の上層のpotential CAT regions を決めるのに有力な、効果あるものになっている。このような理由から、海洋上と大陸上におけるCATの発現期間やその強さには差異があるように考えられる。大陸上では、しばしば現われるが、その乱れ現象の空間的な拡がり海洋上より小さい。

低気圧性の上層の流れパターン、特に、目立った谷の場合は、東西流または高気圧性循環流の場合よりもCATが形成されやすい。谷の後面では合流があり、このため風の強い垂直シャワーを持った浅い層を作り出す傾向があり、大半は高さとともに風が回転することによっている。CATの物理的性質について理解していることは、航空機はある強さの急激な動揺、一つは垂直方向のガスト、一つは水平方向のガスト、あるいは両方のガストによって生ずる動揺を受けるが、垂直方向のガストは水平方向のガストよりも加速度を起すのに効果的であること、少なくとも現在の航

空機の形からはそう言えることである。これらのガストは純粋大気の乱れか、または安定な中間面に沿うた短波長の重力波によって起される。この安定中間面は航空機によって妨害を受けるのである。これらの渦の波長が航空機の共鳴振動数に対応しているならば、OATを発生させるのに特に効果的になる。

乱れのある断熱層の場合のOAT、および安定なシャー層におけるOAT、これら2つの場合に、激しく動揺する飛行状態は深い層の場合よりも比較的浅い層で起るようである。特に、このことは成層圏内であてはまる。それゆえに、OATが比較的薄い層状の構造を持っているということは — これが通常の性質である — その一般的な物理的原因を示唆しているものと仮定できるかも知れない。

OATとリチャードソン数との相関はあい矛盾した統計結果を出した。この相関の不一致はリチャードソン数が比較的深い層にわたって計算していることに基因している。OATは層の浅いスモール・スケールの現象なのである。統計的な取り扱いをみると、乱流理論の原理を考慮してはいないようである。乱流理論では平均流から大規模なじょう乱へ運動エネルギーが流れ、また各種のスペクトル列を通して、摩擦に消費され、最終的には熱を発生することになる。“大きな渦は小さな渦を含み、この小さな渦の運動エネルギーを供給している。さらに、この小さな渦もまた、より小さい渦を含んで、その運動エネルギー源になっている。以下、このようにして次第に粘性に転じ運動エネルギーは失われてゆく”と Richardson の流出が連続的に行われているならば、大規模な流れのパターンとOATとの相関は有意であるべきである。また一方、上層の流れに見られるメソ・スケールの現象はOATの出現とよりよく一致した関連を示すべきである。というのは、メソ・スケールのじょう乱はOATのような小規模なじょう乱により直接的にエネルギーを供給させるからである。この考え方はオーストラリアで行われた観測結果から妥当性が認められた。ラジオ・ゾンデの観測から、層が薄く安定で、しかも速度シャーを持った層の存在について十分注意を払った場合にはOAT発生の予報は成功した。この方法は現在、現業的に用いられているかなり厚い層に対するOATの警報よりも、むしろ精度が良好であった。

中程度のOATは、オーストラリアでは、次のような条件の時に観測された。すなわち、風向が高さとともに急激に変るような地域で、しかも風速が著しく弱い状態にあった。乱流域を切る断面図を見ると、風向が高さとともに急激に変るような領域には、猛烈な衝撃を与える上昇気流の存在することが分る。このような特殊な場合には、寒気が暖気の下にもぐり込んで、安定な成層が生じて行った。一方、Schwerdtfeger & Radok は大気の状態を、より不安定化させるような温度移流を伴ったOATを観測している。

記述するのにふさわしい観測結果がオーストラリアで得られたので、これについて触れて見よう。1963年9月12日、比較的変動の少ない大規模な流れに重なった幅15マイル程度で、中程度の強さを持ったOATを、実験観測機が観測した。このOATに、最初Lake Dutton上空で遭遇した。乱流領域を通り過ぎる途中で、このOATに目印をしるすために煙幕を張った。

くりかえし通り過ぎると、このCATの領域はいろいろな方向に延びていることが分った。その強さ、あるいは拡がりには有意な変化はなかった。この観測機は、主要な乱流高度(32,000 ft)より上方1,000~2,000 ftを横断飛行していたから、この高度では乱れが少ないことを示している。この飛行機は、燃料の関係で制約はあったが、乱流の顕著な領域に約45分とどまることができた。この45分間中に、乱流域は流れの平均風(280°, 133ノット)で漂流されてしまった。この例の場合や、また寿命の長いCATの場合は、上層流のパターンで見られるメソ・スケールの構造を持った現象は、より小さなじょう乱にエネルギーを連続的に供給しているはずである。

前項において、非地衡風層の特性 — ある種の準慣性振動を受けている — について論じた。異なった波数が混在して振動している層には、ある限定された領域が出現するかも知れない。その限定された領域では垂直方向の風のシャー(平均風のシャー+じょう乱風のシャー)が非常に強い((78)式)。これらのシャーが臨界リチャードソン数を越す時に、この層およびその領域内に乱れが発生するかも知れない。ジェット・ストリームのコアの上・下の近傍で、強いシャーのある所ではCATの出現回数が比較的多いという事実は、この仮説の信頼性を強めている。さらに、方程式(75)によると、 $\partial \bar{u} / \partial p$ の値が大きいほど $\partial L / \partial p$ の値もより大きい値となって、密接な対応関係を有している。 $\partial L / \partial p$ の値が大きくなると、垂直方向に隣接した層のじょう乱の風は無秩序に合成されて、ある所定の地域内における発生場所(乱れ)の数を増加させることになる。

以上は、純粋に思案的な考え方であって、これが妥当であるかどうかは将来の問題である。もしも、じょう乱(CATのような)がメソ・スケール構造の垂直シャー不安定によって引き起されるとするならば、2つの極めて安定な薄い層によって境界され、断熱減率を持った薄い層 — 垂直方向に混合された気塊の平均温位に相当する — が発現しなければならない。同時に、流れの運動量は断熱層を横切って交換されなければならない。つまり、メソ・スケールの風の垂直シャーは、いまや、2つの隣接した安定層に限定されるであろう。風のシャーの2乗がリチャードソンの判定基準に入っており、また温位の減率が線形であるから、風のシャーの向きが反対になって垂直の運動量輸送が逆方向になる領域まで、断熱混合層は垂直に拡がって行くことが考えられる。

断熱で安定な層が垂直方向に連続的につながっていることが、詳細な気温観測から確認されている。前述した推論からすると、強い垂直方向の風のシャー域に見られるメソ・スケールの構造の現象が示す気温プロファイルは、より小さなじょう乱によって形成されているのではないか? という疑問を生じさせる。多分、観測されるメソ・スケールの構造は、すべてにわたって異種の温度移流によって生じたものではないだろう。

上記の考察が正しいかどうかを判断するには、一層の研究、とくにいろいろな場合の数多い測定が必要であろう。空の交通がますます増大している現在、大気の大規模な現象により深い洞察

を加えるとともに、さらに、メソおよびマイクロ・スケールの現象にも注意を払う必要がある。

(渡辺正雄 紹介)

対流圏の流れの気候学

前節で、波長4までの長波 (Planetary long wave) は両半球の大きな山脈や海陸の分布と関係があるようだということが指摘された。これらの効果はジェット気流系の平均位置を示す図の中にはっきりと現われている (第36, 37図)。逆に、ジェット気流の力学的性質は、天気現象や地表付近で測られる気象要素に影響を及ぼす。かくて、大規模な、しかも地域の特徴が加味されている対流圏の流れの平均状態は動気候学にとって欠くことの出来ない部分を構成している。

対流圏と圏界面のジェット気流系

対流圏の流れにとって重要な意味を持つジェット気流系を記述するについて、古典的な述語に限ることとする。しかし、個々のジェット気流系の間には、中間の transition 状態があり得ると云うことを認識しておかなければならない。各々のジェット気流は大循環にとって重要な部分である。しかし、各々がそれ自身で完全な存在ではなく、他のジェット気流系との相互作用が、大気中の大規模な輸送過程の物理的基礎を構成しているのである。

圏界面またはその近くに現われるジェット気流は二つの主なグループに分けられている。即ち、下部対流圏の傾圧帯 (たとえば前線) と結びついているものと、その傾圧性が上部対流圏に限られているものとである。前者のタイプの主な代表は極前線ジェット気流 (PFJ) である。

海洋性あるいは北極前線と結びついているジェット気流は、その性質がPFJと似ているので、PFJと関連して議論をすゝめることにする。後者のタイプは亜熱帯偏西風ジェット気流 (STJ) と熱帯偏東風ジェット気流 (TEJ) で代表される。

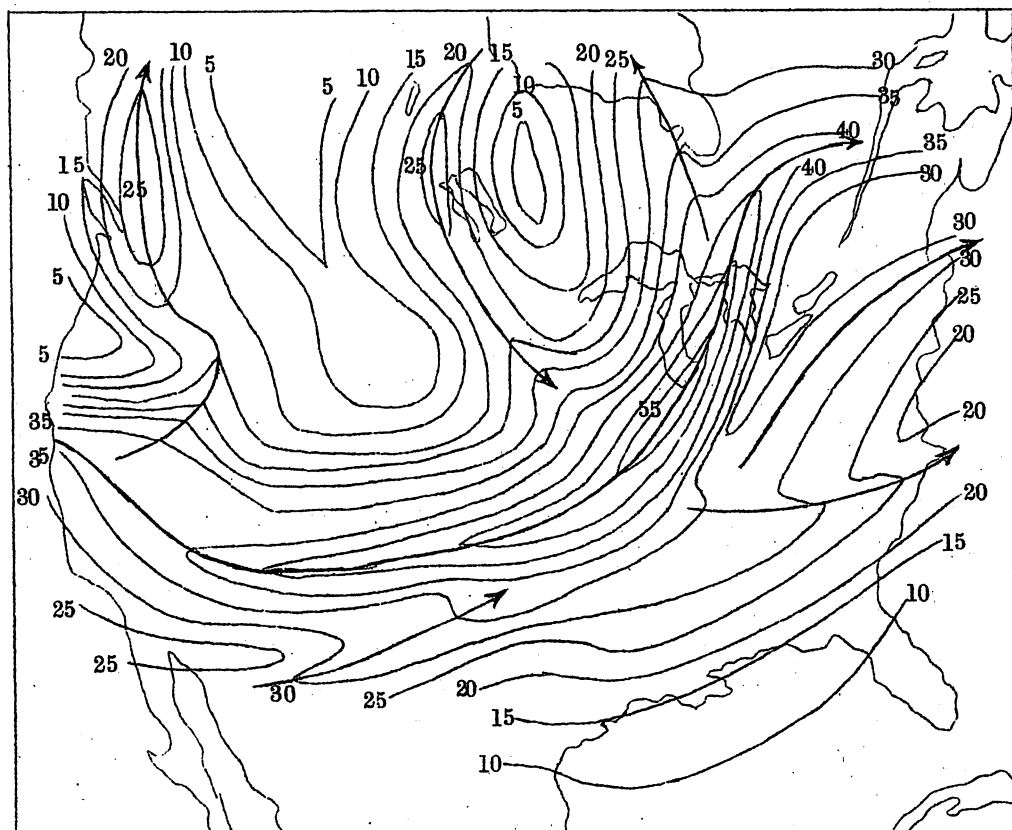
下部対流圏では、気温でい減率の逆転や前線性の不連続と結びついて、下層ジェット気流 (LLJ) あるいは逆転風極大 (IWM) の型で多少顕著な風の極大値に出くわすことがある。

前線性ジェット気流

1930年代と40年代にドイツ気象局で流行した気団の性質の古典的な取り扱い (Schinze and Siegel, 1943) は、上層の流れについての新しい成果をとり入れて、カナダ気象局で新たに拡張された (Galloway, 1958, 1963; McIntyre, 1958)。ジェット気流系は大気中の主要な前線系と結びついているので、mT気団 (maritime tropical air) とmP気団 (maritime polar air) とを分ける極前線の上方300 mb付近に、そのコアを持つ極前線ジェット (PFJ) を見い出すことが出来る。また、mP気団とmA気団 (maritime arctic air) を分ける海洋性前線の上に海洋性前線ジェット (MFJ) を、また、mA気団とcA気団 (continental arctic air) を分ける北極前線の上に北極前線ジェット (AFJ) をそれぞれ見い出すことが出来る (Serebreny

et al., 1962)。カナダ学派の3-フロントの概念に従った解析例のなかには、地上の前線の位置が非常に接近しているものがある。そのため、各々の気団の境界の間で明瞭な区別がつくものかどうかは議論のあるところである (Galloway, 1963)。

300 mb 天気図から分るように、上層の流れのパターンは、ジェット気流が極めて明瞭な指状 (fingery) 構造を持つことを示している。特に、主な極大風速の入口と出口の地域でははっきりしている。このようなジェット気流の微細な構造はむしろ普通のことである (Newton, 1959; Serebreny et al., 1962; Reiter and Nania, 1964)。



第31図 315° K等温位面上の等風速線 (m/s)。1963年4月20日0000 G.M.T.

等温位解析はジェット気流の微細な構造をより良く現わしている。第31図は1963年4月20日0000 G.M.T. の315° K等温位面上で、ミネソタ州上の深い低気圧付近の流れを示している。これに対して、第32図(略)は同じ日の数時間前 (4月19日1924 G.M.T.) に「タイロス5号」により撮影された同じ低気圧の写真である。第31図におけるジェット気流の高風速のバンドは、Endlich and McLean (1957) によってジェット気流前線と

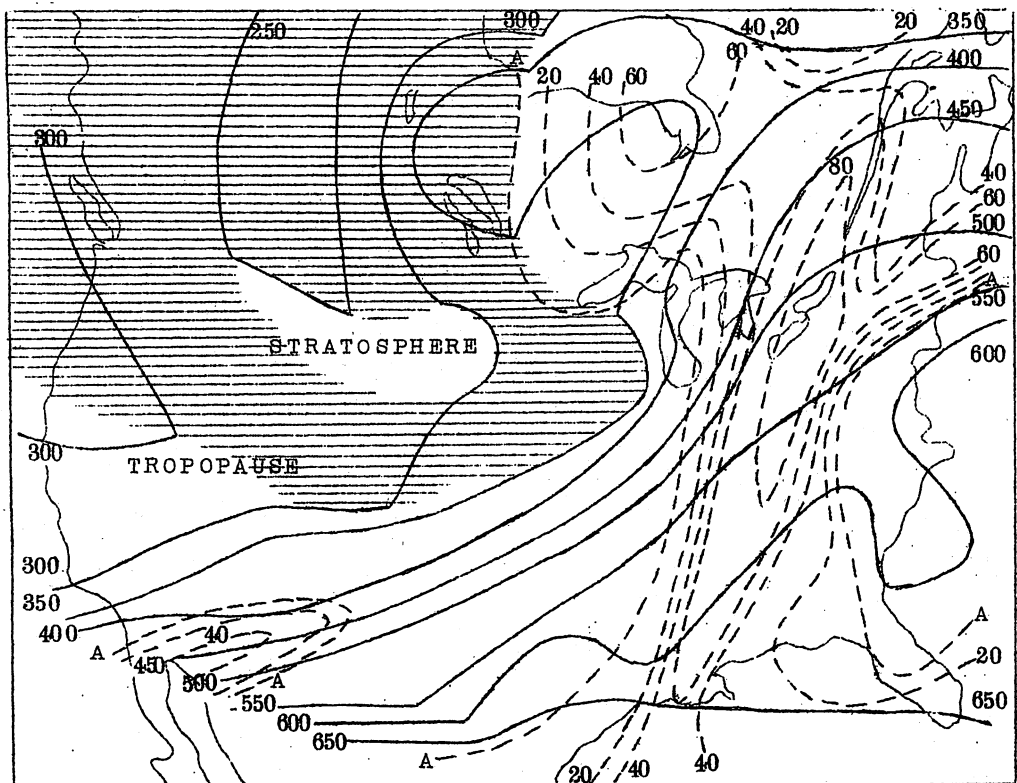
呼ばれた安定層の中に入っている。

再び、流れの指状構造に注目する。第31図で解析されたジェット気流の流れは、成層圏から下部対流圏までの広い気圧の巾にわたって伸びていることを指摘しておかなくてはならない(第33図)。

この低気圧系への湿潤空気の流れは、このジェット気流の最も東の支流で起っている。

こゝでは、二本の平行なスコールラインが4月19日12 G. M. T. に観測されている。タイロスの写真は、湿潤空気をもつこの地域で、はっきりした雲のバンドを示している。温暖前線上では、ジェット気流は外側に吹き出している。即ち、一つの支流は尾根のまわりを高気圧性に流れ、一方、他の支流は低気圧の北側の安定度の高い地域へ低気圧性に流れている(Eliassen and Kleinschmidt, 1957)。明らかに、これは成層圏の中へ対流圏の湿った空気を送りこんでいる支流である。

低気圧の西側では、乾いた成層圏の空気をもった北からのジェット気流の支流が、安定層の中で本流と合流している。このような下降流は、放射能で汚染された成層圏の空気の輸送と関連して、前に研究されている(Eliassen, 1962; Reiter, 1963b, 1964a; Reiter and Mahlman, 1964; Danielsen, 1964a, b)。



第33図 315 K等温面上での気圧(mb)と相対湿度(%、Aは乾燥域の境界を示す)。

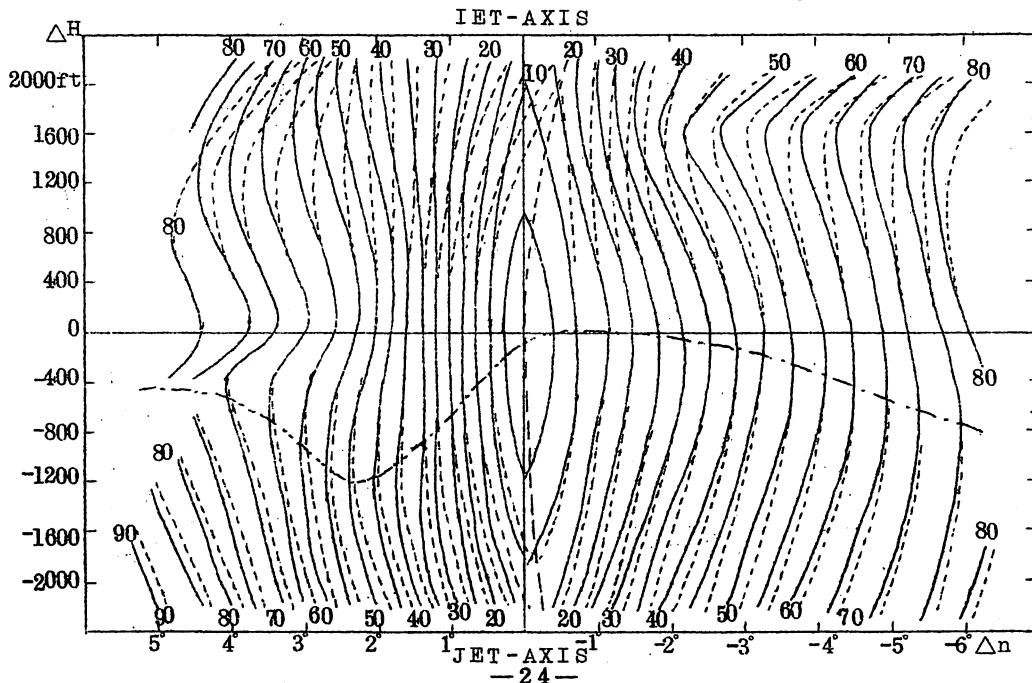
第31図と同じ観測時刻である。成層圏内の地域は陰影をつけてある。

この流れは、タイロスの写真上では、低気圧のうずの中へ一見らせん状に入っているような雲の切れたバンドで示されている (Wiegman et al., 1964)。しかし、第31図から分るように、上層の流れはらせん運動を示してはいない。低気圧の中心付近の低い雲は、らせん状の印象を与えながら、乾いた下降流の下部に拡がり出ている。

本質的には、前線系を伴ったジェット気流系の確認は温度風の概念を用いる。即ち、対流圏の傾圧性は、等密度面が等圧面と一致するので、高さと共に風速が増加することにつながっている。前線の強化や衰弱の過程は、前に述べたように、それに結びついているジェット気流系の強化や衰弱に伴って起っているようである。それ故、これらの系のどれも、永久的な現象であるとか、半球的な現象であるとか考えてはならない。代りに、これらは生成と消滅の連続した過程の中にあり、そして気塊が対流圏の流れと共に移動するときに受ける変質のため、一つのジェット気流系から別の系への移り変りが期待されるべきである。

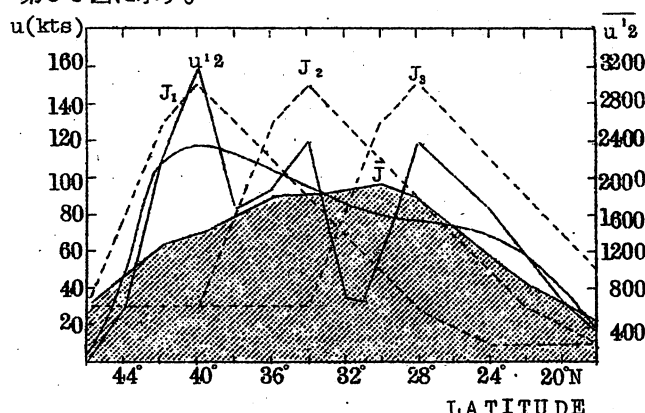
傾圧性と風の場合との間に密接な関係があるので、ある地理上の地域に、気候学的に前線帯が卓越することは上層風の統計に現われている (Petterssen, 1950)。低気圧や高気圧の通過の頻度もその通りである。なぜなら、高・低気圧とも上層のジェット気流と密接な関係があるからである。

低気圧や前線タイプのジェット気流と結びついている傾圧帯は、等温位面に沿った大規模な垂直運動を与えている。このような運動は、もし鉛直上方に向くならば、凝結や降水につながるものである。かくて、前線タイプのジェット気流がしばしば見出される地域は、平均の全球的降水分布の中に反映されている。ジェット気流循環の中に流入してくる気団の水分は、もちろん個々のジェット気流についての実際の降水量に大きな影響をもつものであろう。



“平均ジェット気流”の位置と強さについての統計結果では、ジェット・コア付近の流れはジェット軸に対称に分布していないことを心にとめておかねばならない。このことは多くの研究の中で明らかにされている (Davis, 1951; Reiter, 1962; Brundage and Goldman, 1962; Endlich and McLean, 1964)。第34図は合衆国での飛行機観測の多くから得られた平均断面図である。この断面図の中の等風速線はジェット・コアの風速からの平均風速差として示されている。ジェット軸の付近では、低気圧性シア（等圧面または水平面で測られる）が高気圧性シアを上まわっていることは明らかである。この事実はいくつかの意味を持っている。

特定な経度では、ジェット軸の位置は日毎にかなりの南北変動を示すであろう。それ故、特定の子午線に沿った月平均または季節平均の断面図を作るとすれば、個々の非対称なジェット気流の多くが、いろいろな緯度でその軸を持ってこれらの統計の中に入って来る。この平均操作が、高気圧性シアが低気圧性シアより大きい傾向をもった“平均ジェット気流”を作っている。さらに、“平均ジェット気流”の軸は平均値、中央値、また個々のジェット軸が現われる最頻度の位置のいずれとも一致していない (Davis, 1951; Reiter, 1963)。このことを第35図に示す。



Kao and Hurley (1962) は 300 mb 面における地衡風の平均運動エネルギーの分布を調べた。その面は PFJ の最大風速面とほぼ一致している。その中で彼等は、1 か月平均の全運動エネルギーと渦動 (eddy) 運動エネルギーとを分けて考えた。平均渦動運動エネルギーは、鉛直運動を無視して、つぎのように定義された。

$$E^* = \frac{\rho}{2} (\overline{u^{*2}} + \overline{v^{*2}}) \quad (79)$$

*印は量の平均流からの偏倚を表わす。即ち

$$u^* = u - \bar{u} \quad (80)$$

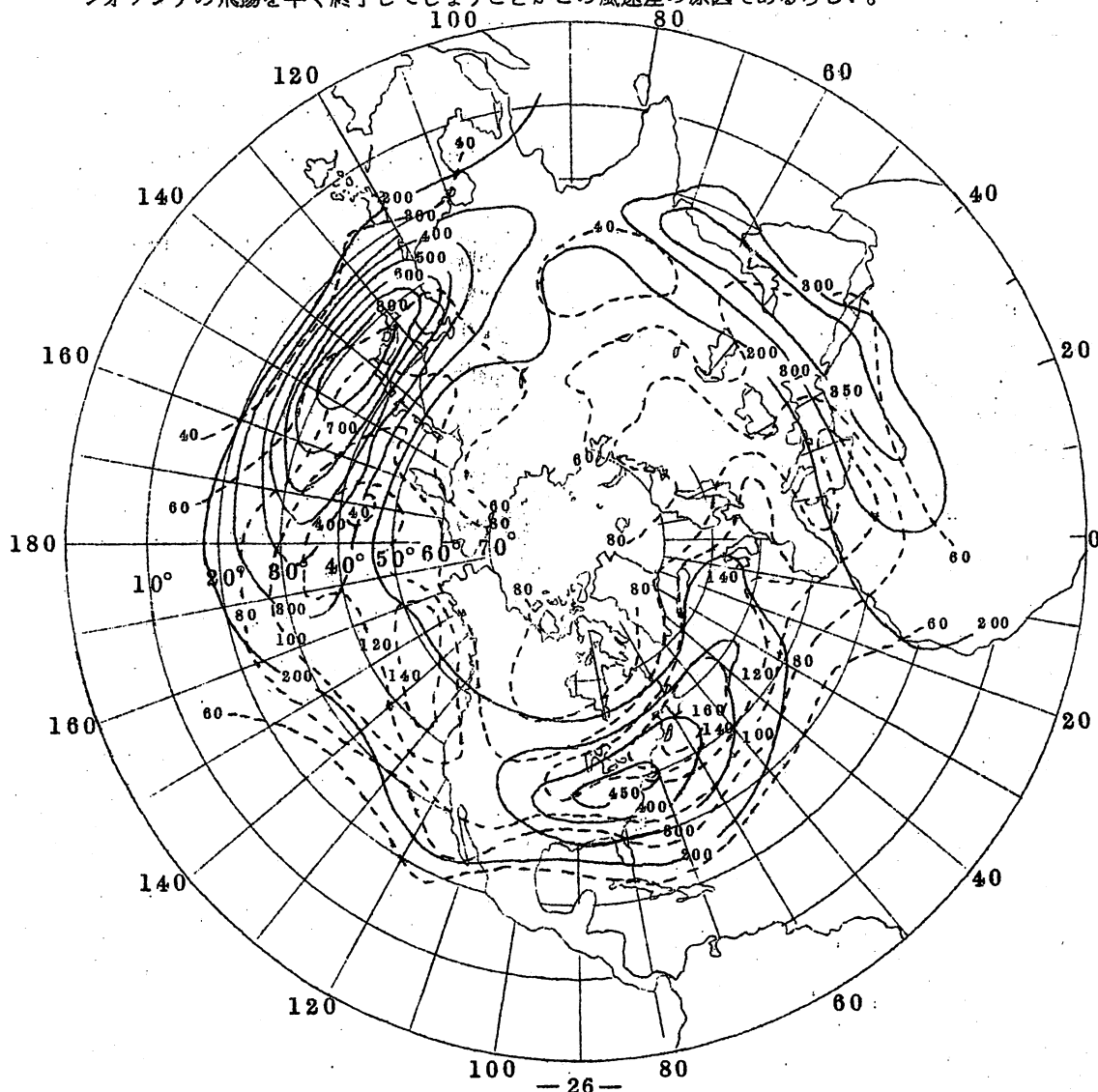
ここで、

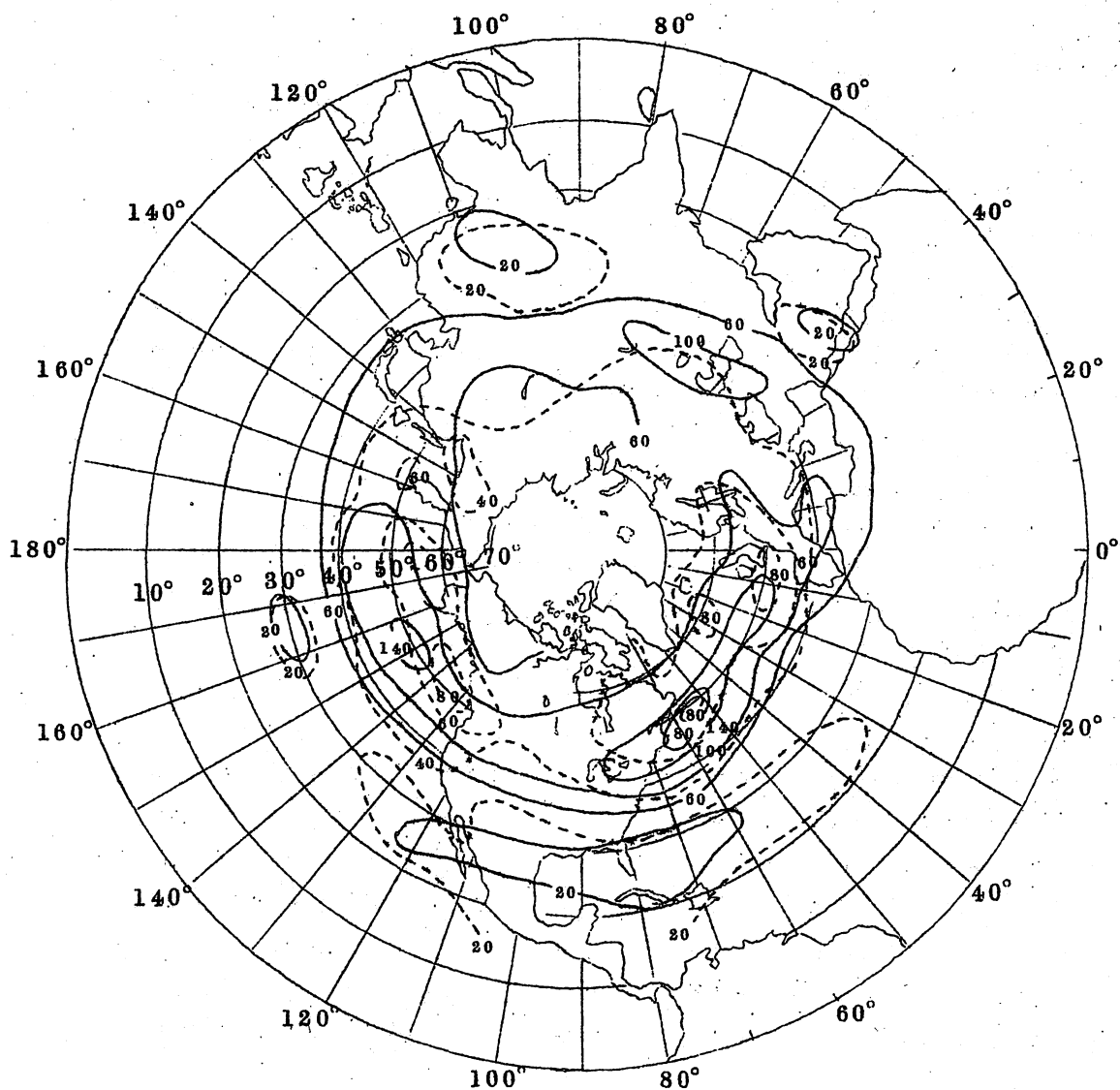
$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{1}{2}T}^{t+\frac{1}{2}T} u(x, y, z, t) dt \quad (81)$$

Tは平均をとった時間間隔である。

第36図と第37図はKao と Hurley の研究結果を示している。 $Kg/m/sec^2$ の単位で表わされた全運動エネルギーの分布は、前に述べた制限を受けている“平均ジェット気流”の位置と強さを反映している。日本の上空および日本の東へ伸びる強いジェット気流は非常にはっきりしている。高気圧性シアは、平均操作について前に述べたことと一致して、非常に強い。

1957—1959年の期間の、東経140°と180°の間のtransosondeの観測にもとづいたAngell (1964)の統計は、300mbと250mb面の平均風速は秋には約108ノット、冬には128ノット、春には101ノットであることを示している。これらの風速は、一般の高層観測から見積られる平均風速より約25ノットはやい。極端に風の強い日にラジオゾンデの飛揚を早く終了してしまうことがこの風速差の原因であるらしい。





↑

第37図 300mb面における、地衡風の平均全運動エネルギー（実線）と平均渦動運動エネルギー（破線）の7月の分布 (kg/m/sec^2)
(Kao and Hurley, 1962による)

← 第36図 300mb面における、地衡風の平均全運動エネルギー（実線）と平均渦動運動エネルギー（破線）の1月の分布 (kg/m/sec^2)
(Kao and Hurley, 1962による)

第36図と第37図において、平均渦動運動エネルギーは、太平洋と北アメリカにある平均ジェットの大極の北側およびその下流で最も高い値を示している。特に冬に顕著である。平均渦動運動エネルギーの大極が平均全運動エネルギーの大極に対して北極側にずれていることは、ジェットの大極に特有な非対称性によるものであろう。この効果は第35図に示されている。

平均渦動運動エネルギーの大極が東にずれることは、ヨーロッパ東部ではめったにないように見られる。しかし、太平洋や大西洋の地域ではかなりはっきりしている(第36, 37図)。この事実を説明するために、渦位保存則は大きな山脈上で高気圧性の流れを生じさせ、また風下で谷を発生させると云うことを思いおこすことにする。この山岳効果による谷の東側では、谷のまわりを流れる高緯度からの寒気とこの谷の下流の亜熱帯高気圧のまわりを極方向に進む暖気との間に合流が生じる。この高気圧周辺の北への流れは、また絶対角運動量保存の見地からみて、ジェット気流の風速を生じさせるものであろう。

ジェット気流面の流れに対するヒマラヤとロッキー山脈の影響は、これらのコントロール源から離れれば弱まらねばならない。かくて、流れの強さと定常さの組合さった効果を示している平均渦動運動エネルギーの大極は、太平洋や北アメリカのジェットの極大には山岳効果があることの付加的な証拠を示している。

Petterssen (1950) や Crutcher (1961) による統計と同様、Kao and Hurley (1962) の統計、Namias and Olapp (1949) の初期の統計、平均断面図などでは皆PFJとSTJとの間のはっきりした分離がみとめられない。これはほとんどの経度でPFJとSTJの南北の変動巾が重なっているためである。二つのジェット気流の組合さった効果は(前に述べた非対称性のために)STJの緯度までを占める“平均ジェット気流”を作っている。PFJとSTJの出現が緯度的に十分はなれて、二つの明瞭な頻度の極大を作っている地域においてのみ、これら二つのジェット気流の各々についての分離された“平均極大”が期待されるだけである。このようなものについては、Kochansky (1955) およびアメリカ気象局 (Anonymous, 1961) により示された合衆国東部のいくつかの平均断面図の例がある。1960年のいくつかの月についての南半球からの平均断面図は、またPFJとSTJについてははっきり分離したコアを示している(Phillpot, 1962)。

亜熱帯ジェット気流

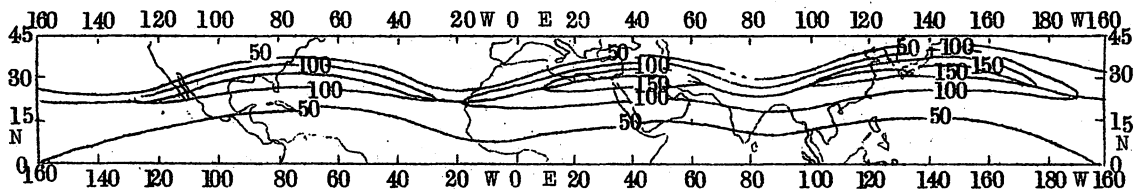
前に指摘したように、PFJとSTJとの主な区別は、STJと結びついている傾圧帯は上部対流圏に限られ地上には達しないと云うことにある。シアーの水平的な特徴はPFJのものと非常に似ているので、前の議論で説明したと同じく非対称の観測結果をもとに画かなければならない。

第1図およびそれに続くジェット気流の起源の説明で、STJはその存在を大気の流れの角運動量保存の傾向によっていることが指摘された。かくて、上空の“反貿易風帯”(anti-tra

-des)での空気の北方への移動は、STJの中で観測されるような強い西風を生じさせる。

この概念は半球をとりまく平均STJの現象を理論的に説明するとき非常に役立っている。個々のジェットの大注目するときには、特に北アメリカ上のものについては、他の過程をこれに加えて考えなければならない。ロッキー山脈の風下側での寒気の氾濫は、とくに冬の終り頃には、低気圧とそれに伴うPFJの強化をうながす。この寒気は南へ流れるとともに水平に拡がり、はじめの傾圧前線帯はますます沈降逆転の特徴を呈して来る。この状態においてさえ、ジェット気流の分流は冷たい地上の高気圧のコアの上に見い出される。この例の経過は、寒気の氾濫はPFJに伴ったものであることを示すけれども、この冷たい高気圧の上のジェットの分流を一つのSTJとして分類したい気が起って来る。ことに亜熱帯高気圧帯の中に入り込む程十分南方に移動したときには、かくて、対流圏のジェット気流を分類するについて既に存在していた困乱を加えることにはなるけれども、PFJとSTJの間のある移行の機構を認めなければならない。このような移行の機構は亜熱帯高気圧帯についてなされる二つの説明を考慮したものであろう。一方では、その力学的起源はSTJの緯度帯内での上層の空気の収束から説明されている。また一方では、南へ移動する個々の冷たい高気圧を追跡し、亜熱帯高気圧地域の中での変質と統合を観測出来る。

STJの特徴はKrishnamurti(1961a, b)により広く研究された。彼は、このジェット気流は冬期間に最もはっきりと現われていることを見い出した。冬には地球をとりまく連続したベルトを形づくっている。第38図は1955—1956年冬期の200mb面における平均STJで、特徴的な3波数型を示している。



第38図 1955—1956年冬期間の平均亜熱帯ジェット気流。200mb面の等風速線で50ノット毎。ジェット軸の平均緯度は27.5°Nである。

(Krishnamurti, 1961a)

PFJの地域では、平均状態のときのみ3波数の卓越が見られる(第36図)。日毎の解析ではより高波数を示している。平均操作で波数が減少することは、山脈と海陸分布の定常的な効果によるものである。Krishnamurtiは冬のSTJでは、個々の日の解析でも波数3がはっきり卓越していることを見い出した。彼の研究によれば、STJのこの3波数は、PFJの平均緯度にあたる47.5°Nの平均3波数型と位相がずれているようである。

P F J 地域の平均流の波動は山岳効果で生成されるという仮定を認めるとすると、これらの波動は亜熱帯高圧帯に割りこみ、そしてそれを細胞状に分割することになる。波動の峰にある S T J の極大は、絶対角運動量保存のもとで、谷の東側での北向きの流れの結果であると考えられる。かくて、S T J の波動の峰は、平均 P F J の極大のある P F J の谷のごく近く、いくらか東側にある（第 3 6 図）。

夏期には、S T J のベルトは中断されている（Riehl, 1962）。とくに北半球のアジア地域では、チベット上の広い地域を占める準永続的な高気圧が見出される。この高気圧地域の南側に入って来る東よりの流れはジェット気流の風速と見られ、それはインドの夏のモンスーンと関係している。西よりの流れははるか北に押しやられ、モンゴリヤやシベリヤの上にある。平均風速は、夏期には赤道と極の間の対流圏の温度傾度の減少および成層圏の高い所での逆の温度傾度と調和して、かなり弱くなる。

冬の S T J はその大きな不変さのために卓越している。コアの風速は日々わずかしき変化しない。ジェット軸の緯度的な位置の日々の変化が観測されている。これらはアジアの上で最小であったように思われる。そこはヒマラヤの山脈障害によって強くコントロールされている場所である（Mohri, 1958, 1959; Pogolian, 1960; Stepanova, 1964）。

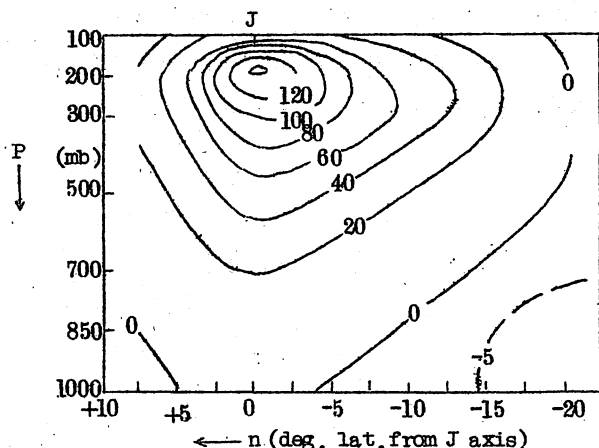
S T J の力学的起源についての前の議論から、赤道地域とより高緯度地域の間の平均子午面循環が S T J の生成の手段となっていることが分った。地表近くの定常な貿易風は、この空気塊の循環“Wheel”の中で戻りの流れを構成している（第 1 図）。Palmen and Alaka (1952) により示されたデータおよび第 II 表のデータはある程度このことを支持している。

第 II 表 1 月における、角運動量の北向き全輸送量

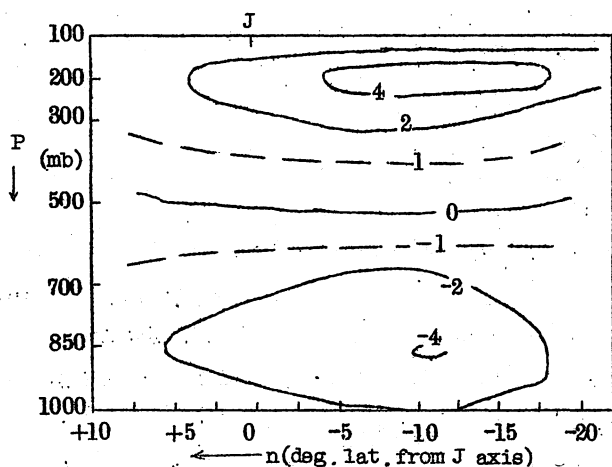
緯 度	平均子午面循環 による輸送量 ($10^{25} \text{ g cm sec}^{-2}$)	渦動交換による 輸送量 ($10^{25} \text{ g cm sec}^{-2}$)	2つの輸 送型の比 (%)
30°	6	56	11
25°	11	47	23
20°	14	32	44

これらのデータによれば、角運動輸送についての水平渦動の役割りは、S T J の平均位置の緯度を越えると急激に増大する。同じことが熱輸送についてもあてはまる。これらのデータは Tucker (1960) により基本的に確かめられた（また、Saltzman et al., 1961; Defant and Van de Roogaard, 1963. 参照）。Priestley and Tro

-üp (1964) が指摘したように、これらの輸送量の絶対値は、強風のときのデータが欠けていることでゆがめられているかもしれないことを覚えておかねばならない。



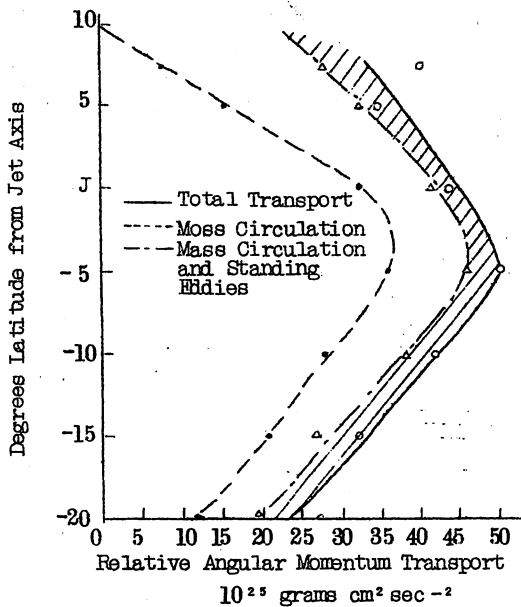
第39図 月平均東西風(ノット)。1955年12月。曲線座標系(STJの軸の中に座標の原点をもつ)で北半球のまわりを平均してある。(Krishnamurti, 1961aによる)



第40図 月平均子午面風(ノット)。1955年12月。曲線座標系(STJの軸の中に座標の原点をもつ)で北半球のまわりを平均してある。(Krishnamurti, 1961aによる)

これらの計算はカーテシアン座標系で行なわれた。その座標軸はそれぞれ東向きと北向きにとっている。もし、 x 軸をSTJのジェット軸にとる曲線座標系で、平均運動について同じ計算を行なうとすれば、角運動量やその他の準保存量の輸送についての水平渦動の影響を自動的におさえることになる。子午面(内の空気塊の)循環は今のところ卓越した量となっており、赤道付近で上昇、STJの下で下降の直接循環を示している。第39図と第40図は、このような曲線座標系で、運動の経度方向の成分とそれに直角な方向の成分を平均値で示している。

第41図は曲線座標系で角運動量輸送の大きさを示している。平均の（Y軸についての）空気塊の循環の役割りが明らかに卓越している。動かない渦動（前に述べた3波数の準定常的な波動）は運動量輸送にいくらかの影響を持っている。それはジェット軸の近くでは比較的小さいけれども、5日より短い継続期間の一時的渦動（斜線の部分）は、ジェット軸の北側 5° 以上の所にのみ意味をもって来る。そこはPFJ地域の中の一時的渦の影響が考えられる場所である。



第41図

1955-1956年冬期における、相対角運動量の輸送。

(Krishnamurti, 1961b. による)

このことは、「平均子午面輸送」対「渦動輸送」の相対的重要性についての論争点を持ち出した。Riehl and Fultz (1957, 1958)による回転水槽(dishpan)の実験は、少なくとも一時的に、この論争に“休戦”をもたらした。彼等は、輸送の二つの方法の相対的重要性は、計算が行なわれた座標系によるものであることを結論的に示すことが出来た。カーテン座標系では、水平渦動の影響はジェット軸の付近で十分な大きさで現われている。しかし、平均子午面循環はそこで多分“間接循環”であろう。これは、リツジの中で最も強い上昇がありその場所より赤道側にあるトラフの中で最も強い下降が起っていると云う事実が原因となっている。緯度圏についての平均は、平均ジェット軸の南で下降、北で上昇を生じ、ジェット気流のまわりで気塊の間接循環を示している。間接循環は運動エネルギーの消費によりポテンシャルエネルギーが生成することを意味するので、全ての運動エネルギーはこの座標系の水平渦動によって供給されなければならない。

渦動の項が重要である証拠は、STJのジェットの極大が角運動量保存の傾向に従って、波動の峰に現われると云う事実で示される。極夜ジェット気流についてのように、個々のジェットの極大は寒気の下降と暖気の上昇によって放出されるポテンシャルエネルギーから運動のエネルギー

一を得ていると云う事実と、この間接子午面循環のセルを同一視することは困難である。

Riehl and Fultz (1957, 1958) の研究は、運動量と熱の全輸送量のみが大気大循環の効果を見積るのに真に意味をもつことをはっきりと確立した。全輸送量を渦動と気塊の循環の形に分解するにあたっては、また用いた座標系を明記しなければならない。座標の選択によって反対の結論に達すかもしれないからである。

類推すれば、ベクトル量としての上記の種類の輸送過程を考えれば良い。もし、渦動輸送と平均の気塊の輸送に注目して、二つのベクトル成分の相対的重要性を考えようとするなら、また座標系の種類についてもはっきりと言及しなければならない。

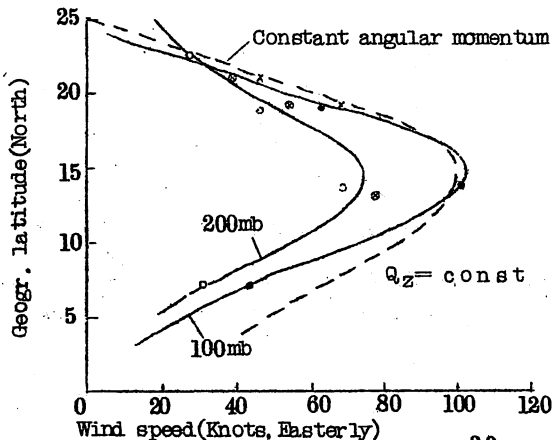
熱帯偏東風ジェット気流

前節で、亜熱帯高気圧のセルの力学的起源は、STJと同じく、気塊や西風の角運動量を極方向に運ぶハードレー・セルで説明されることを示した。もし、この循環セルに加わる水平渦動がないとすれば、南北両半球で一樣な流れの亜熱帯ジェット気流しか望めないことになる。

しかし実際には、亜熱帯高気圧帯は、主に中緯度の長波の谷の作用で個々のセルに分割されることが知られている(たとえば、パーミューダ高気圧、アゾレス高気圧など)。すでに指摘したように、これらのトラフはヒマラヤ、ロッキー、アンデスのような大規模な山岳の模様と密接に関係している。

大きなトラフがそれぞれの半球の亜熱帯高気圧帯を貫いている所はどこでも、赤道に向う空気塊の流れが、高気圧セルの東端の上部対流圏で起っている。角運動量保存の傾向はこの流れを西に偏らせ、そのため上層の東風域が生ずる。

この東風域は両半球の熱帯緯度での特徴ではあるが、ジェット気流の風速(TEJ)に達するような風速は、わずかに北半球では東南アジア、インド、アフリカ(Scherhag, 1948; Venkiteswaran, 1950; Jenkinson, 1955; Koteswaram, 1958; Flohn, 1964; Stepanova, 1964)およびカリブ海(Alaka, 1958)上で観測されているだけである。

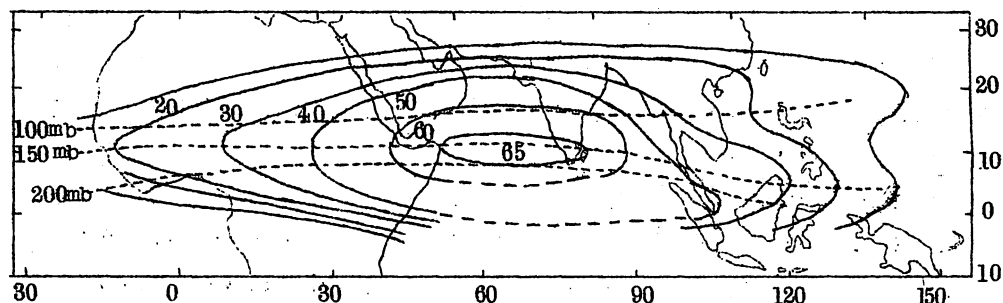


第42図 1955年7月25日における200mbと100mbでのインドとタイの東風成分の子午面断面。(実線) 角運動量一定および絶対渦度一定とした理論上の風速断面。(点線) (Koteswaram, 1958による)

TEJの存在の根拠となっている絶対角運動量保存の傾向は、第42図から分る。この図は1955年7月25日の200mbと100mb面におけるインドとタイの東風の成分を示している。100mb面は、これらの地域では、圏界面や最大風速面の近くにある。そのため、TEJは、PFJやSTJと同様、“圏界面ジェット気流”と考えることが出来る。TEJは亜熱帯高気圧のセルと密接につながっているので、ときにはSTJ系と関連して論ぜられることもある(Riehl, 1962)。しかし、孤立した地域で起ることや、季節的に起ることを考えると、分けて取扱った方がよい。これについての他の理由は次の考察で示される。

前に述べたように、TEJは亜熱帯高圧帯の分断と関係している。その存在は、子午面の貿易風のセルによっては説明出来ず、このセルに重なった水平渦動によって説明される。かくて、STJは平均子午面循環を維持する現象であり、またある程度北向きの渦動角運動量輸送をになり現象である(第2表参照)。この後者の働きはSTJ系におけるジェットの極大を説明するものである。(Berson and Troup, 1961; Krishnamurti, 1961a, b)。しかしながら、TEJは主に南への渦動角運動量輸送を生じ、平均子午面循環の考察の中には現われていない(第1図参照)。

北半球の夏だけに見られる非常に定常なTEJは、フィリピンとアフリカ西部の間の経度内に



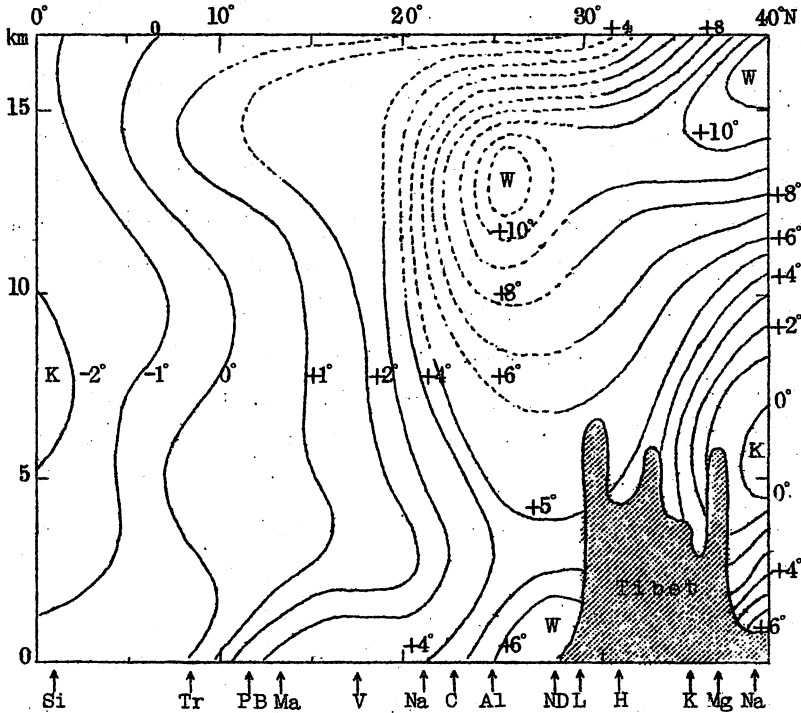
第48図 7月—8月の150mbにおける合成風と等風速線。(単位ノット) 200mbと100mbのジェット軸。(点線) (Flohn, 1964による)

限られている(第43図)。この特色は明らかに、亜熱帯高気圧系の位置と定常さに関係がある。両半球の冬期間には、亜熱帯高圧帯は比較的南北の拡がり小さくなり、赤道に近い所にある(Scherhag, 1948)。かくて、南への角運動量の輸送は、定常なジェット気流の風速域が発達するには十分でない。

夏の間のチベットやサハラの高気圧は、大気大循環の最も定常的な特徴の一つである。偏東風ジェット気流といえる風速は地球上のあちこちに現われるけれども(Bond, 1953; Alaka, 1958), この二つの高気圧だけは、定常な熱帯ジェット気流の源としての役割りを演ずることが可能である。

この定常性についての物理的理由はFlohn(1950, 1957a, 1958, 1963)

や他の入達 (Chaudhury, 1950; Ramage, 1952; Flohn et al., 1959; Reiter and Heuberger, 1960; Reiter, 1959, 1961a, 1963a) によって指摘された。夏の期間、亜熱帯高圧帯の移動範囲にあるチベット高原は、同じ気圧高度のインド上の自由大気より高い温度を生じさせる上空の熱源として作用している (第44図)。



第44図 78°Eに沿った平均気温の子午面断面。赤道付近の太平洋 (7-10°N) 上の平均状態からの偏倚で表わしている。(1957-1962 7月-8月) 点線は違った型のラジオゾンデから判定した値。(Flohn, 1964による)

この効果は初めに考えたことより小さいかも知れない。また、それは強く定常な高気圧を生成するに十分ではないかも知れないが (Rangarajan, 1961), 夏のモンスーンの吹き出し前に、亜熱帯高気圧をこの半永久的な位置にひきつけておくにはきつと役立っているはずである。

ひとたびモンスーンが安定すると、降水による潜熱の放出が暖かい高気圧を維持するのを助ける (Berson, 1961; Das, 1962)。この点で、第44図で示された10kmと15kmの間の暖かいコアは重要な意味を持って来る。その位置は北部インド、ヒマラヤの南斜面の上部対流圏である。これはRangarajan (1961) の発見とよく一致している。南アジアと東南アジアのモンスーンにおける気塊の循環や潜熱の放出についてのRiehl (1963) の数値的見積りは、中緯度の渦動でポテンシャルエネルギーが運動のエネルギーに変換されるのと同じように、この潜熱の放出は少なくとも摩擦による消費に抗して循環を維持するのに効果的であるこ

とを示している。かくて、チベット高原の大気大循環に対する効果は、観測される高気圧とそれに伴う T E J の存在を説明する限りは、その持続性と定常性以外のものについて言及する必要はない。

大気大循環の力学的効果と地表面や降水の局所的な熱効果は、モンスーンの循環を作り出すためにお互いに作用しているように見られる。同様な効果は他の地域でも認められる。例えばサハラ砂漠と地中海との間の対流圏下層の温度傾度は風の場合に定常な影響を与えている。冬の合衆国北東部の P F J もまた、冷たい大陸と暖かい海洋との間の差によってその強さが増大している。

冬期間、中央アジアの高原は、夏と同じ方法で流れを安定させる冷源として作用している。しかし夏とは逆の方向である (Chaudhury, 1950; Flohn 1957b)。

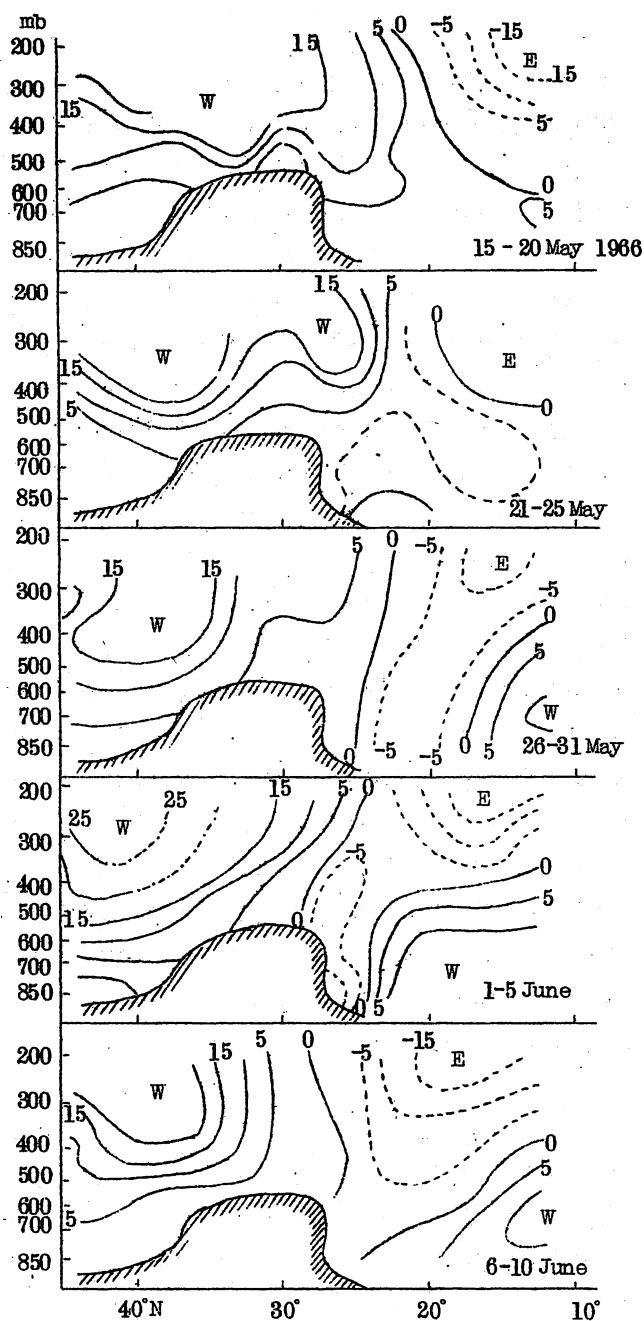
T E J の強さの変動が数年間を通して、また夏だけ観測されたものもあるが、赤道地域の成層圏で卓越していると見られるような 26 か月周期 (Ebdon, 1960; Reed et al., 1961, 1962; Shapiro and Ward, 1962; Shapiro, 1964; Newell, 1964; Angell and Korshover, 1964) は今のところ見つかっていない。現在では、そのような周期の起る原因はなお推論の余地があり、また、T E J の統計に入っている風のデータも修正の余地があるようだ。それでも、この周期が見かけ上高い高度から低い高度へ伝播することは、その物理的根源が圏界面高度の多少上にあることを暗示している。一方、T E J は対流圏の循環と結びついており、その主なエネルギー源は地表面の熱せられ方の違いと潜熱の放出である。

かつて良く観測され、理解された T E J の変動は、アジアやアフリカを支配するモンスーンの年間の変化や短期間の変化を説明するのにやがて役立つであろう。これらの地域についての上部対流圏の循環パターンの知識は今のところわずかに増えたにすぎないが、地上の天気パターンについての T E J の力学的影響は容易に認められるであろう。

インド、東南アジアおよびアフリカのモンスーン

インドのモンスーンに関する天気パターンは、単に大陸の上で熱せられた空気が上昇し地面近くで海上の湿った空気と入れ代ることによる“煙突効果”(chimney effect)では説明出来ないことが Wagner (1931) によってすでに明らかにされている。Rodewald (1936) はヒマラヤの北側の天気系とヒマラヤの南斜面に沿ってモンスーンの降水が起きている天気系との相互関係をはじめて指摘した。

Yin (1949) はチベット高原の南の亜熱帯ジェット気流の消滅とインドの夏のモンスーンの始まりを関連づけることが出来た。これらの発見は Yeh et al. (1959) や他の人達 (Murakami, 1958; Koteswaram and Bhaskara Rao, 1961a) によって確かめられた。第 45 図は 90° E に沿った 5 日平均の断面図を示し、循環パターンが冬から夏に変る時期のものである。北インド上の偏西風の後退が南西風の夏のモンスーンの“吹き



第45図 1956年5月-6月の90°Eに沿った5日平均の東西風の断面 (m/sec)。
(Yeh et al., 1959による)

出し」と一致している。モンスーン流れは、この図の最下段から分るように、比較的浅い層を除

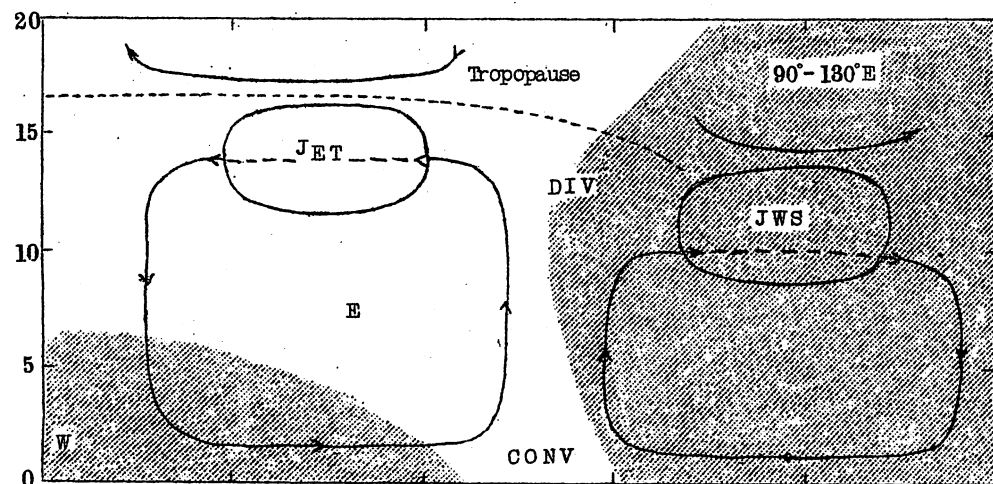
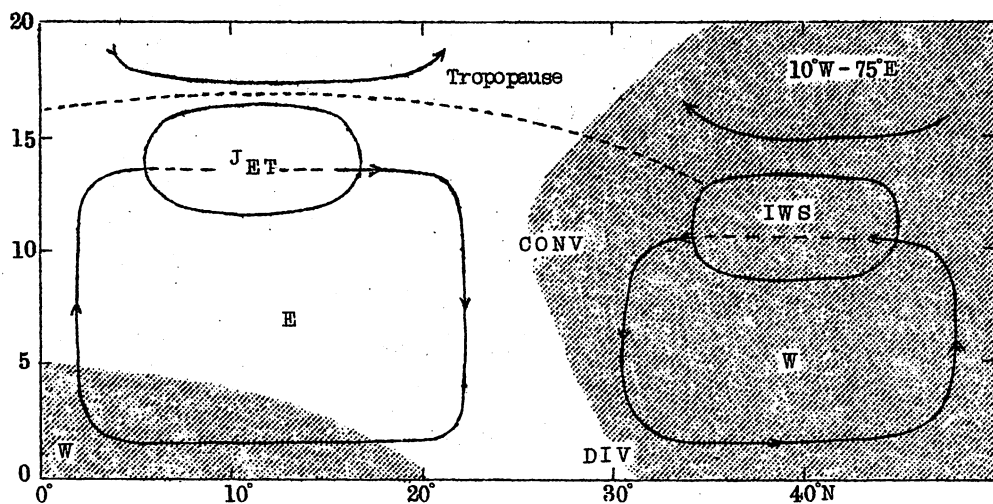
いて存在している。Yehの研究は循環の同様な変化(すなわち、偏西風ジェット気流系の北への後退と熱帯偏東風の前進)は北半球の他の地域でもまた観測されることを示した(また、Sutcliffe and Bannan, 1956 参照)。かくて、インドのモンスーンのはじまりにつながる風系の交代は、すでに述べたように、決してアジアだけに限られるものではない。モンスーンの著しい特徴は交代した風系が比較的高い定常性を持っていることである。モンスーンの「吹き出し」は断続的な中休みを持ちながら数段階で起るかもしれない。ヒマラヤの南側で再び偏西風が現われると、モンスーン前進は妨げられる(Chakravorty and Basu, 1957; Ramaswamy, 1962)。インドの夏のモンスーンの後退は、山脈の南側を偏西風ジェット気流が突き進むことによって知らされる(Reiter and Heuberger, 1960)。

インドの夏のモンスーンの始まりと殆んど同時に、「Mai-Yu」(中国)や「梅雨」(日本)の季節が揚子江流域にまたいくらかおくれて日本や朝鮮に「すもも雨」(Plum rain)を降らせる(Dao and Chen, 1957; Neyama 1963)。インド亜大陸上の熱帯収束帯が北に移り、低気圧性のシアー・ラインが中国に根をおろしてそこに雨期をもたらす。オーストラリア北部でも、同様な機構(上部対流圏の偏東風と偏西風の間の相互作用はそれ程顕著ではないが)やモンスーンに似た雨期のはじまりが観測されている(Troup, 1961)。

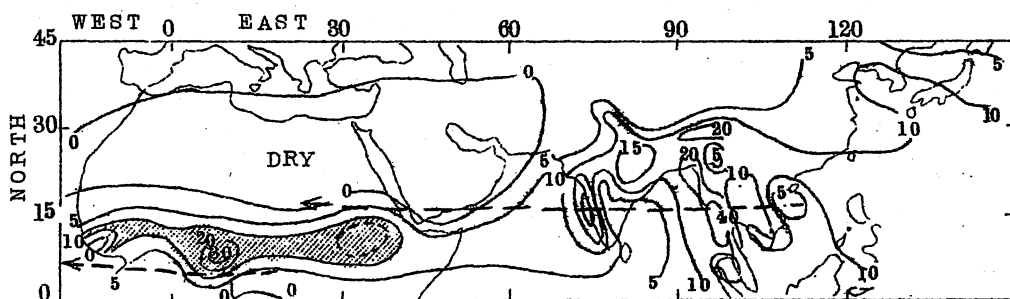
中央アフリカの雨期もまたモンスーンの性格を持ち、地表付近の南西風が湿った海洋の空気を内陸に運んでいる。ジェット気流としての性格を持ち、また移動性じょう乱を伴った上空の偏東風は、強い降水系の引き金の役をする上層の発散場を作っている。アフリカのモンスーンについて、その力学やエネルギー収支はまだ詳しく研究されていない。これらの季節的に支配されている天気パターンをより十分理解することは、熱帯偏東風ジェット気流の探究が進むまでは無理である(Koteswaram, 1958)。第46図はSTJとTEJの相互作用で引き起こされた上昇運動を模式的に示したものである。上の図はTEJの出口の地域に当り、ほぼ中央アフリカを走っている断面図に相当する。下の図はTEJの入口を切ったもので、フィリピンを通る子午線にほぼ沿ったものと考えてよい。

7月の平均降水量(第47図)は、第46図から推定出来る上昇運動とよく一致している。インドの夏のモンスーンはTEJおよび平均流に重なったじょう乱に強く支配されていることが明らかである。TEJに伴う傾圧性は上部対流圏に限られることはすでに指摘したところである。それ故、傾斜している等温位面に沿った組織的な上昇運動は下部対流圏では期待されない。したがって、モンスーンの降水系は非前線性的のものである(注1)。これら是对流圏の厚い層の不安定化による強い対流系と関係がある。

温度移流がモンスーン低気圧の維持に重要な役割りを演じていることから見れば、(凝結による潜熱の放出を除いて)これらは中緯度の低気圧に似ている。これらの最も重要な特徴は強雨の分布の強い非対称性であるように思われる。低気圧が西または北西の進路を続ける限り、強雨は主に左前方象限(すなわち南西部)に起っている。一日に5ないし10インチ(125ミリから



km 第46図 熱帯偏東風ジェット気流の出・入口地域の理想化した断面の循環。JET=熱帯偏東風ジェット, JWS=亜熱帯ジェット(偏西風)。(Flohn, 1964による)



第47図 7月の平均降水量(インチ)と1955年8月における東風ジェット気流の位置。(Koteswaram, 1958による)

250ミリ)までの強雨は、進路の左側250マイル離れた所まで観測されるが、西に移動する低気圧の右側ではほとんど雨は降らない。低気圧が転向した後では、強雨の地域は北と北東の部分に移っている(Koteswaram and Bhaskara Rao, 1961)。

インドとパキスタン上に降る雨の全てが“モンスーン的”なものではないことを心にとめおかねばならない。とくに、夏のモンスーンと冬のモンスーンとの間の時期には、降水はヒマラヤの南側の偏西風の中で移動するじょう乱と関係している(Ramaswamy, 1956; Reiter and Heuberger, 1960)。一方、実際のモンスーンの雨は逆に、TEJと関係のある熱帯収束帯の気圧の谷に沿って起っている。かくて、単に降水の記録を調べることで、年々のモンスーンの変動について結論を出さうとするならば、STJのじょう乱とTEJのじょう乱を分けることに十分な注意をはらわなければならない(Ramdas et al., 1954)。

注1) インド亜大陸と西アフリカ上のモンスーンの“吹き出し”は時折り、“前線らしい”形で日々北進の形跡をみせる(Bossolasco, 1953; Ramdas et al., 1954)。しかし、前線を性格づける傾圧安定層は見当らない。

下層ジェット気流

Blackadar (1957), Fay (1958) や他の人達(Wexler, 1961; Gerhardt, 1962, 1963; Izumi, 1962, 1964; Hoecker, 1963; Izumi and Barad, 1963; Bonner, 1965)の研究は、鉛直の風の断面図の中に下層の風速の極大がしばしば現われていることを示している。これらの研究から、その極大は気温の逆転に関係していることが分ってきた。それらはむしろ広く拡がった現象であり、そして(その垂直シアは少くとも圏界面のジェット気流に匹敵するが)水平のシアは一般に極めて小さい。それゆえ、これらの現象を“下層ジェット気流”(LLJ)とするよりもむしろ“逆転風極大”(IWM)として分類する方がより適切かもしれない(Means, 1962)。

Blackadar は慣性振動効果としてIWMの説明を可能にした。午後おそくには、大気の最下層における地表摩擦と垂直混合のために逆転層の下では亜地衡風流(Subgeostrophic flow)の条件が卓越している。対流混合が終ったあと、亜地衡風流は地衡風(または傾度風)の条件を満たすために加速される。しかしながら、その(条件を満たすための)回復は“行きすぎ”となり、その結果超地衡風(Supergeostrophic)の極大が起る。この振動は $1/2$ 振子日の周期をもっている。

IWMが確立するための条件は、極大風の生成が進んでいる間、垂直乱流混合が抑えられることである。この条件は、リチャードソン数が高さとともに増加していることである。小さいリチャードソン数(普通1以下)は乱流がちょうど起りかけていることを示す。もしこの条件が満たれないと、IWMが形成している間中増加していた垂直シアは、乱流を起させ、そのため極大

風をこわしてしまう。

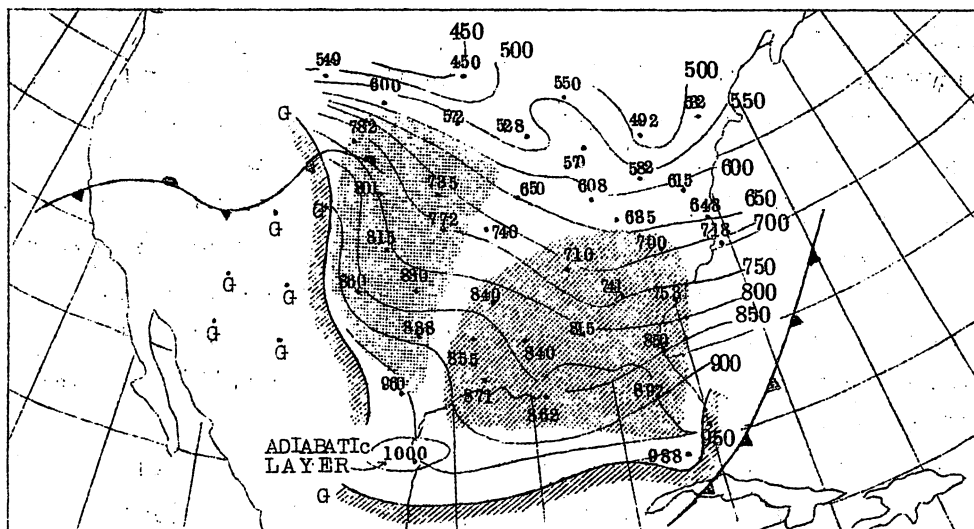
IWMは真のジェット気流の現象ではないが、極大風速と水平シアーに照らしてLLJの資格を持つ下層の流れの別のタイプが他にいくつかある。LLJについての多くの研究と荒天におよぼすその効果がReiter (1961, 1963 a) によってまとめられた。これらの研究の中で、LLJについての渦度分布は、発散・収束その結果の垂直運動について、PFJの渦度分布と同じ効果を持っていることが指摘されている。激しい対流活動は下層の収束域が上層の発散域の下にある場所で期待される (Pitchford and London, 1962)。さらに、スコール・ラインの形成は、逆転層の頂における厚い乾いたしかし条件付不安定な層と下方の湿った空気とに関係しているように思われる (たとえば, Showalter, 1948; Breiland, 1958; Bonner, 1963; Gerhardt, 1963)。

LLJの形成はロッキー山脈の分水嶺の東側でしばしば立証されている (Wexler, 1961)。メキシコ湾から湿った空気を送り込んでいる強い湿った流れが850 mb面で見られる。Newton (1956, 1959 b) はこのような例をやや詳細に調べている。彼は、山脈の斜面に沿って運動する下層の流れについての摩擦の影響は、 $(\nabla \times \mathbf{F})_z$ の項を通じて低気圧性渦度を生成することを見出した。このように生成された渦度は山岳の影響による低気圧発生に重要な貢献をしている。

850 mb面を解析すると、前に述べたケース・スタディーでなされたように、LLJは圏界面のジェット気流から分離した存在として現われて来る。最近の解析 (Reiter and Mahlman, 1964) は等温位面で行なわれている。LLJ地域で雲の生成と関連する湿潤断熱過程のためにこれらの解析の中に入ってくる誤差を許せば、これらの解析はLLJとPFJとの関係をはっきり示している。第48図 (図略) は295° Kの等温位面の等風速線である。ロッキー分水嶺の西のLLJのはじまりは1962年11月22日1200 G.M.T.で、グランド・ジャンクションで12 m/sec, ソルトレイクシティで13 m/secと報告されている。12時間後には、LLJは山脈の東側ではっきりしており、進行中の寒冷前線の前方を流れている。第14図と第15図は300° Kの等温位面の等風速線をm/secで示している。このいくらか高い面では、LLJは11月23日0000 G.M.T.の図からしか現われてこない。

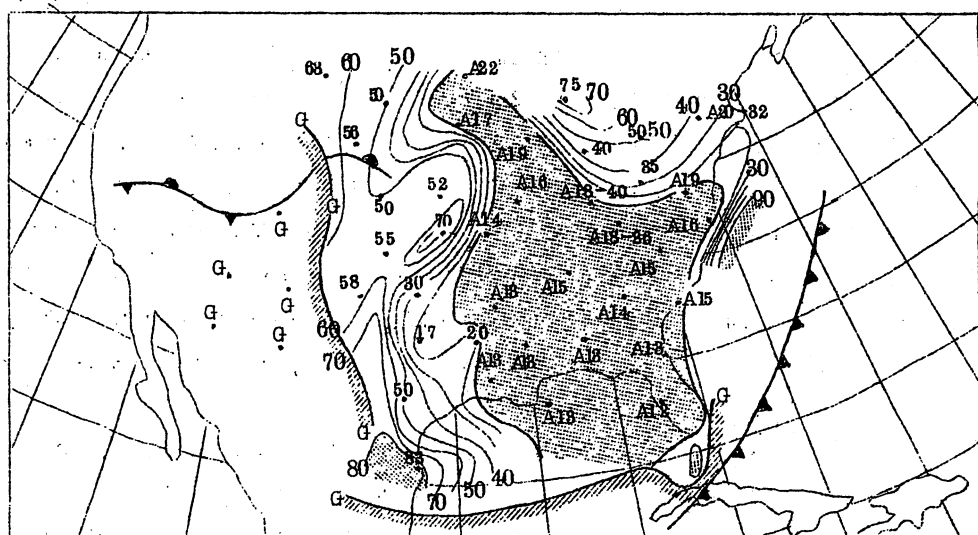
しかし、300° K面では、分離した等風速線の極大値はないが、五大湖地方にあるジェットの主流と合併しているはっきりした支流がある。

第49図は295° Kの等温位面上の等圧線のパターンをミリバールで示している。 $\partial P / \partial S > 0$ の地域は濃い陰影を、 $\partial P / \partial S < 0$ の地域はうすい陰影で示している。(局所変化 $\partial P / \partial S$ の効果を無視すれば) LLJは上昇運動と関係あることが定性的に分る。とくに、11月23日0000 G.M.T.の図では、LLJを通して動く空気は、海面近くを出発しやがて600 mb面の上まで上昇し、そこでPFJの主流に加わっていることが分る。もし湿潤断熱効果を認めるとすれば、LLJ内の空気は対流圏のより高い面にさへ達することになる。第50図は295° K等温位面上の相対湿度の分布を%で示したものである。



第49図 295°K等温位面上の等圧線(mb), 1962年11月23日0000G.M.T.

前線系は第48図と同じ。 $\partial P / \partial S < 0$ の地域はあらい陰影, $\partial P / \partial S > 0$ の地域は濃い陰影で示している。(Reiter and Mahlman, 1964による)



第50図 295°K等温位面上の相対湿度(%), 1962年11月23日0000G.M.T.

前線系は第48, 49図と同じ。湿度80%以上の地域と非常に乾燥している地域はそれぞれ別の陰影で示している。

(Reiter and Mahlman, 1964による)

文字“ A ”は非常に乾燥した状態を表わしている。これらの解析から、LLJは南からの湿った空気の流れを構成していると結論される。

LLJの力学についての研究は完成にはほど遠いが、上の解析は北アメリカ地域についての次のような仮説を示すことが出来よう。

(1) LLJの現象はロッキー山脈の東側で最もよく現われるように見えるが、少くともある場合には、その起源はロッキー分水嶺を横切って西に辿ることが出来る。

(2) LLJは、少なくとも時々、(圏界面ジェットから)分離した存在ではなくて、北アメリカの圏界面ジェット気流系への空気と水分の強力な流入の役目をはたしている。

(桑原 豊, 榎島邦夫 紹介)

第34図 第19回ジェット気流飛行機観測計画期間に観測された、ジェット・コアの風速に対する平均風速差の等値線(ノット)。点線は垂直方向のジェット軸の平均曲率を考慮に入れたものである。横軸: ジェット軸からの距離を緯度で示す。縦軸: ジェット・コアの高度から測った高度間隔(フィート)。鎖線: 最大風速の高度。

第35図 3つの仮設的なゾーナル・ジェット気流(点線で示した J_1, J_2, J_3)。陰影の部分は平均ジェット気流 $\bar{J}$ を示す。鋸状の実線はこれら3つのジェット気流の平均渦動運動エネルギーの2倍を示す。滑らかな実線は平均渦動運動エネルギーの平滑化した分布を表わす。

作用中心と局地的循環系

温帯低気圧

低気圧形成の模様とその基本的な理論は、気象学のたいていの教科書に述べられている。容易にほかでわかることをここで繰り返すことはやめて、低気圧の発達に関する二、三の重要な事実注目しよう。

Bjerknes Solberg (1921) によって展開され、その後多くの研究者によって詳しく論ぜられた前線性の低気圧の初期の概念は、極前線上の不安定で増幅する波動から発達する渦を考えていた。平衡状態で、前面の傾斜はマルグレスの公式で与えられる：

$$\tan \epsilon = -\frac{f}{g} \cdot \frac{\rho V g - \rho' V' g}{\rho - \rho'} \quad (82)$$

ここで ϵ は前面の傾斜角、 ρ は密度であり、 Vg は (前面に平行な) 地衡風である。プライムされた量は暖気側に関するものである。この式から前面が安定であるためには、暖気側から寒気側に向って西風風速の傾度がなければならないことが言える。低気圧形式のノールウェ学派の極前線論は、このバランスした流れの上の小さな擾乱が、はじめ東西にまっすぐに伸びていた前面に働きかけ、暖気の前線の寒気側へのわずかの突っ込みをひき起こすことから出発する。適当な条件のもとで — 後に Charney (1947) と他の人達によって “バロクリニック不安定” と名付けられたが — この小さな擾乱は波へと発達する。暖域が温暖前線と寒冷前線の間に形成される。後者が前者に追いつくにつれて、閉塞過程が始まる。上層の暖気の谷 (trowal) は依然として、閉塞前線の上に暖気が存在することを示す。時々この trowal は暖域の中まで張り出す。暖域が完全になくなった後、新しい極前線が形成され、ゆっくり衰えている渦はしばらくの間この新しい前線の赤道側にとどまる。しばしばこのような渦は上層にカットオフ低気圧として数日間存在する。このような上層の低気圧の下の上気圧パターンはひどくゆるやかなものとなる。カットオフ低気圧の運動はその降雨パターンと共に、予報が困難であり、ヨーロッパでは特にそうである。

温帯低気圧の一生は、ノールウェ学派の理論で述べられているように、人工衛星の写真によってよく実証される (例えば Leese, 1962; Fritz, 1964; Wiegman 等, 1964 参照)。このような衛星写真を解釈する時、雲のなかの雲のない波 (open wave) は必ず閉塞以前の波動低気圧に相当すると結論してはならない。むしろ雲のない部分は、対流圏の大きなスケールの上昇流に相当すると推論した方がよい。このような上昇流は暖域より、寒冷前線の後面でしばしばおこる。

おおまかだが有効なノールウェ学派の低気圧の概念に多くの精練が加えられたが、二つの主な

問題点が残っている：

- (1) 暖気の前面への突っ込みを起し、前線に波のような引っ込みを作るもとの擾乱は、地上付近の流れの収束を必要とする。しかしながらこの収束は、観測される気圧降下よりむしろ気圧上昇に関連すべきである。
- (2) 低気圧の波動モデルは、傾斜した前面に沿って強制上昇がある地上前線付近の降雨を要求する。少数のモデル的な低気圧ではこのことが観測されるが、非常に多くの低気圧はこのような理想的な模様を示さない。

上層のジェット・ストリームの研究は、これらの欠点を克服するのに役立った。第13図にあるように、渦度方程式を用いて、圈界面付近の収束、発散パターンの分布を説明することができた。地上前線に重なってくる、ジェット・マクシマムの左前半分に上層の発散の領域を仮定することは容易である。上層の発散に関連した気圧降下は現実に擾乱を起こさせ、その後暖域をもった前線波動を形成させる。対流圏上層の発散が下層の収束に先行する間は、低気圧は深まり続ける。閉塞過程にしたがって、模様が反対になり、低気圧は浅まり始める。

下部対流圏での前線の存在は、前線性低気圧発生の必要条件であるが、十分条件ではない。ジェット・ストリームとそのバロクリニク的なジェット・ストリーム前線に関連する対流圏上部での発散が下層の前線帯と同時に働かなければならない。下層の前線は、隣接する気団の混合する移り目の区域として説明される。しかしながら、ジェット・ストリーム前線は混合によってできるのではなく、前に述べたように、大きな渦位の成層圏の空気が侵入して来ることによってできる。雲量と降水は対流圏における垂直流に関連していて、水直流は上層の発散、下層の収束のパターンに従う。このことを考えると、地上前線のすぐ近くに限るのではなく、対流圏での三次元の流れのパターンで決まることになる。ジェット・ストリームの高度まで、更にその上部まで、考えが発展することによって、低気圧モデルはもとのノールウェー学派の概念より複雑になったけれども、ある種の低気圧の特種なふるまいや降水領域に対して、整った物理的な説明をすることができるようになった。

この改良された低気圧モデルは、収束、発散の主な原因である渦度移流を利用するので、この低気圧理論はしばしば、低気圧形成に関する渦度移流理論と呼ばれる。或る点では、これは二つの世界大戦の間の時期のオーストリアの気象学派に帰することができる。彼らは、地上の天気は上部対流圏の指向流による機構によって支配されると主張したが、その機構の詳細ははっきり述べられなかった。

低気圧発生と上層のジェット・ストリームの密接な関係は前に述べた。それは Petterssen (1950) の統計的研究で明らかにされた。彼の研究によれば、低気圧発生の主な地域は最も頻繁な極前線の位置とよく一致する。同様な統計が粗い観測のため信頼性は少ないが、南半球でも成り立つ。

低気圧は、特によく発達した段階ではそうであるが、指向流の中の渦とみることができる。こ

の考えは渦と一般流の相互作用と、渦の作用による一般流の変形についての多くの興味ある研究をもたらした。いくつかの数値予報上の研究も、低気圧を増幅する不安定なバロクリニックな波動擾乱と考える方向をとった。

平均的な指向流はジェット・ストリームの高度の風ベクトルで与えられず、その一部でのみ与えられる。このことは、地上低気圧に関連するジェット・マクシмумは風自身よりも遅く動くという事実から明らかである（この事実こそが観測される発散、収束パターンを生ずる）。指向流はその中に渦が埋められている、平均の乱れの無い対流圏の流れである。この平均の第一近似として、500-MB高度の地衡風をとることができる。指向流の方向は、親指の法則で、閉塞してない開いた波動低気圧の暖域の地上等圧線にほぼ平行である。

渦度移流は地上気圧降下の納得のいく説明を与えるけれども、現実の低気圧の発達のはるかに複雑である。Sutcliffe(1947)とPetterssen(1956)は、物理的な考えから数量的な評価まで入っていた。低気圧形成の指標として、海面上或いは1000-mb面での渦度の変化の割合を採ることができる。数学的な導入の詳細は述べないが、低気圧の発達に関するパラメーターの複雑さを示すために、次の表現を与える。

$$\frac{dQ_0}{dt} = A Q + \mathbf{V} \cdot \nabla Q_0 - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right) \quad (83)$$

$$\frac{\partial Q_0}{\partial t} = A Q - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right) \quad (84)$$

(83)式は動いている空気塊に沿っての渦度生成の割合を与え、一方(84)式は、低気圧発生を示し、ある地点での渦度の変化の割合を示す。海面上、或いは1000mbでは("0"の添字で示している)、移流項 $\mathbf{V} \cdot \nabla Q_0$ は小さいので、 $\frac{dQ_0}{dt} \cong \frac{\partial Q_0}{\partial t}$ 。A Q は、普通500-mb面のわずかに下にある、非発散高度における渦度移流を表わす。A_Tは1000mbと非発散高度との間の層高移流を表わし、ちがった温度の気団の効果を示すものである。Sは静的安定度と垂直運動を含む項を表わし、湿潤断熱と乾燥断熱過程による局所的な層高の変化に相当する項である。Hは系から熱を出し入れする非断熱過程による層高の変化に相当する項である。

渦度と層高の移流は、ルーチンの気象解析から評価が比較的簡単である。断熱と非断熱効果を含むその他の項は、評価が相当困難である。当然ながら、時々これ等の効果が大きくなりうるもので、低気圧発達の子想に反対に影響するかもしれない。

(83)式の種々の項の相対的な重要度は、個々の低気圧により変わる — このことは、例えば、一つの低気圧によってもたらされる雲量と全降水量が相当違うという事実で示されている。また地理的位置による特長があるようである；Petterssen等(1962)はこのような違いを次のようにあげている：

A. 北大西洋

(1) 下層での低気圧の発達は、大体まっすぐな上層の流れ（渦度移流が顕著でない）の下で、傾

圧性が最大の所で始まる。

- (2) 上層の冷たい谷は、下層の低気圧と同時に発達し、上層の谷と下層の系の間隔は目だつ程変化しない。
- (3) 発達過程の全部を通じて、上層の渦度移流の効果は比較的小さく、層高の移流による効果が最大である。

B. 北米大陸

- (1) 下層での低気圧の発達は、あらかじめ存在する上層の冷たい谷（その前面で大きな渦度移流がある）が下層の傾圧帯に近づく時起る。
- (2) 上層の谷と下層の系との間隔は、発達期間に顕著にせばまり、軸は閉塞過程で垂直に立つ傾向にある。
- (3) 下層での発達の始まる時、上層での渦度移流の効果が支配的である。層高の移流の効果は発達の後期で増加し支配的となる。

上の第(1)項の比較は、前線概念がその極前線上を動く低気圧家族の概念とともにノールウェー学派に生れ、北アメリカの状況に適用が少なかった事情を示す。一方渦度移流の概念は、シカゴ学派によって、アメリカ大陸では普通みいだされる現象であるという状況の下で発展していった。

低気圧で起るエネルギー変換は、(83)式と(84)式の低気圧発生の過程と同様に複雑なものである。前に波数5～10の波が運動エネルギーの源であると述べた。したがってこの範囲の波にあたる低気圧が大気の大循環を維持するのに寄与している主要なエネルギー源をなしている。

Palmen (1958) は温帯低気圧に衰弱した熱帯低気圧(1954年のハリケーンHazel)のエネルギー変換の詳細な計算を行った。凝結の潜熱の解放によるエネルギー寄与の評価はこの場合、大きすぎるかもしれないが、かれの解析は低気圧のエネルギー源としての効果について正当な結論を裏付ける。

この場合次の量が計算された：

位置エネルギーからの運動エネルギーの生成： $18.9 \cdot 10^{10}$ kilojoule/sec

低気圧発生領域から出る運動エネルギー： $18.7 \cdot 10^{10}$ kilogoule/sec

摩擦による運動エネルギーの消耗： $2 \cdot 10^{10}$ kilogoule/sec

低気圧発生の領域での運動エネルギー： $89.1 \cdot 10^{14}$ kilogoule

この領域での潜熱の解放： $155 \cdot 10^{14}$ kilogoule/sec

Palmen はハリケーンHazelの強さの擾乱が2～3.5個で、北緯30度から北の大循環を摩擦に対して維持するのに十分であると結論した — 北緯30度をよこぎる運動エネルギーの相当の量を計算に入れなくても。

熱帯低気圧

前の節で、温帯低気圧の運動エネルギーの主要な源は寒気の下降、暖気の上昇で解放される位置エネルギーであることが示された。この垂直運動は主に傾圧帯 — 前線帯 — そしてそれと関係のあるジェット・ストリームの付近で起る。下降運動は — 前に示したように — 傾斜した等温位面に沿って起る。上昇運動は凝結と昇華による潜熱の解放のため追跡がより困難である。潜熱の顕熱への変換は温帯低気圧の維持に相当寄与するかもしれないが、普通は低気圧の形成に最初のエネルギーを供給しない。

熱帯低気圧では（大西洋のハリケーン、太平洋のタイフーン、インド洋のサイクローン）、このことはもはやあてはまらず、潜熱の解放が最初のそして主要なエネルギー源であって、またこれは海洋面から上方に輸送される顕熱と共に摩擦による消耗に対し低気圧を維持することになる。このことはハリケーン Esther での海面温度と中心気圧との高い負の相関で確証され、暖かい水面上で深まる傾向、冷たい水面上で弱まる傾向にある。

熱帯低気圧は水平方向の温度傾度の小さい熱帯の海洋上で発生する。かくて、対流圏の位置エネルギーの解放が主なエネルギー源とは考えることができない。熱帯低気圧が極方向にそして東方向に転向を始める時にだけ、偏西風の指向流にある気団の違いによる位置エネルギーに依存することがあるかもしれない。しかしそうしていると、熱帯低気圧の特長を失い — しばしば猛烈な性質を残しているが — 温帯低気圧に分類される。

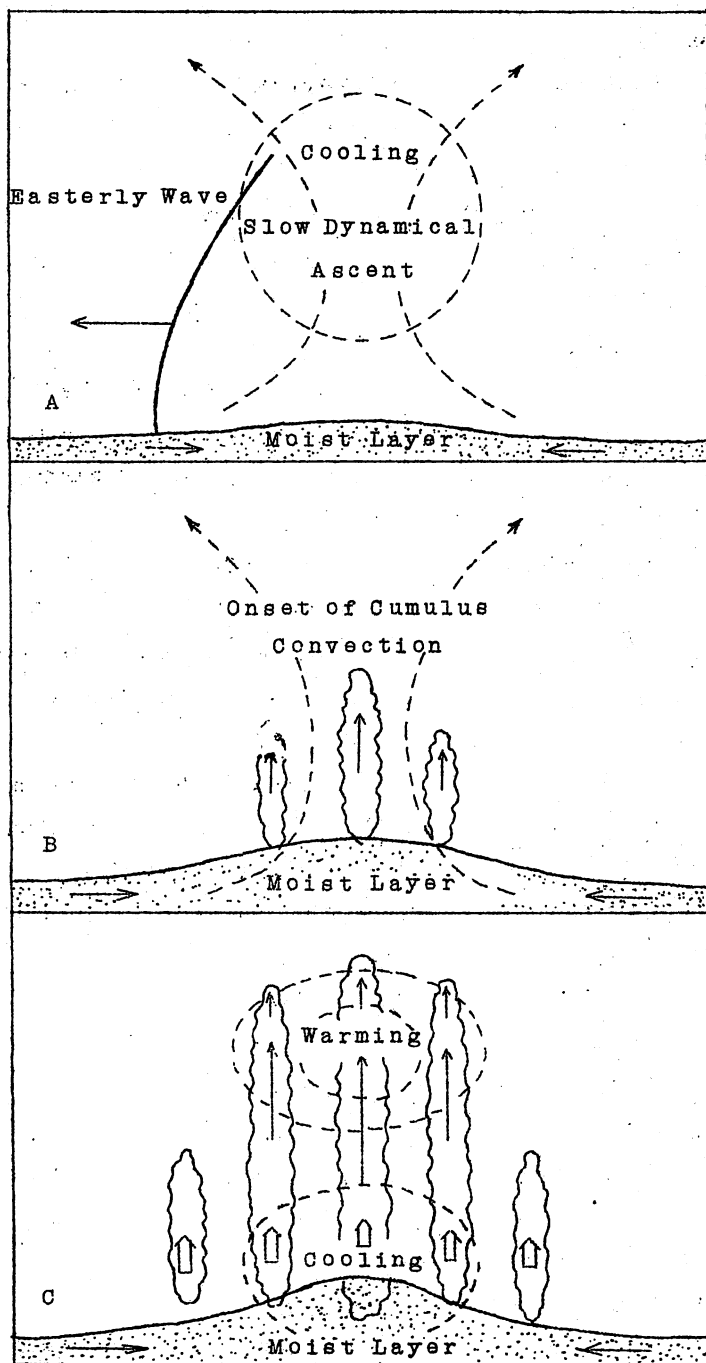
ハリケーンの形成と構造に関する現在の知識は Riehl (1954) と Yanai (1964) によってまとめられている。熱帯低気圧を生ずる詳細なメカニズムは、まだ完全には明らかにされてはいない。熱帯低気圧は、温帯低気圧とちがひ、いわゆる中心の暖かい系である。対流活動と凝結による潜熱の解放がハリケーン形成の初期の段階を特長づける。この熱の解放が擾乱の中心での対流圏中層と上層に強い暖化をひき起す（第51図を参照）。

ここで二つの問題点に答えなければならない。

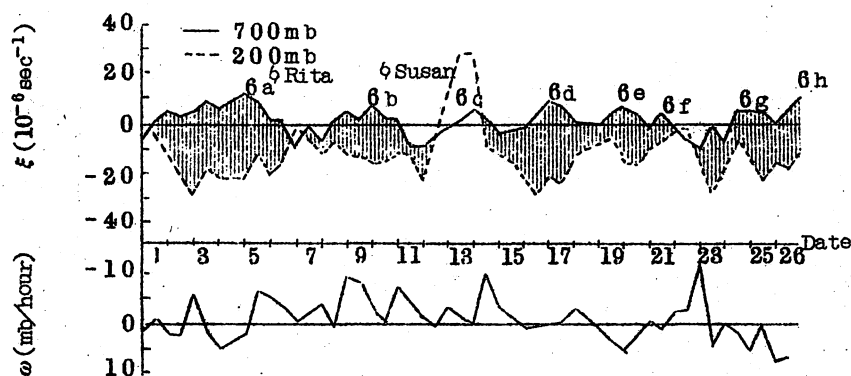
- (1) 組織された対流活動はどんなメカニズムで生ずるか？
- (2) どんな過程で潜熱による“熱機関”が働き続けるのか？

第一番目の問題に答える時注意しなければならないのは、弱い活動の擾乱でも、主に曲率の項 V/r_s の変化によって生ずる、はっきりした渦度のパターンと関係していることである。このような渦度のパターンを通る流れは ($V \neq 0$, ここで 0 は波速), 発散と収束の分布を生じ、次にこれが十分限定された領域に垂直運動と降水活動を生じさせる。温帯低気圧と同様に、上層の流れの発散が下層の収束の上に重なれば、垂直運動は強められる。第52図はマーシャル群島上の 700 mb と 200 mb の相対渦度と、 400 mb 高度における上昇流 w の時間断面図である。下層で低気圧性渦度、上層で高気圧性渦度をもつ二つの波動擾乱が後で台風に発達した。

以前 Riehl (1951) が強調したように、上層の高気圧性の吹き出しは第二の問題の観点からも重要である。もし凝結の潜熱の放出をして上昇する空気が、対流系のすぐ近くで下降する



第51図 積雲対流による熱帯低気圧の形成の時の熱的構造の変化のモデル (Yanai, 1963a)

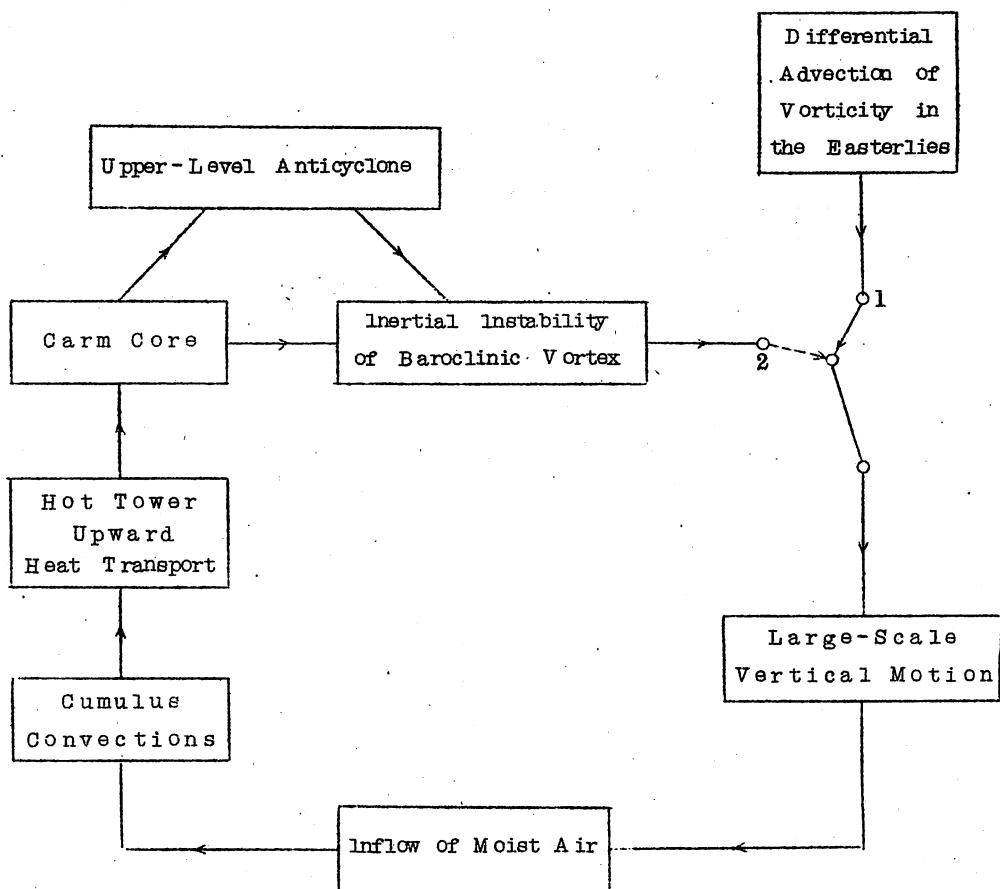


第52図 Bikini島を中心とした地域で計算された、700mb(実線)と200mb(点線)の渦度と、垂直流($\omega = dp/dt$)の時間断面図, June 1-26, 1958 (Yanai, 1963b)

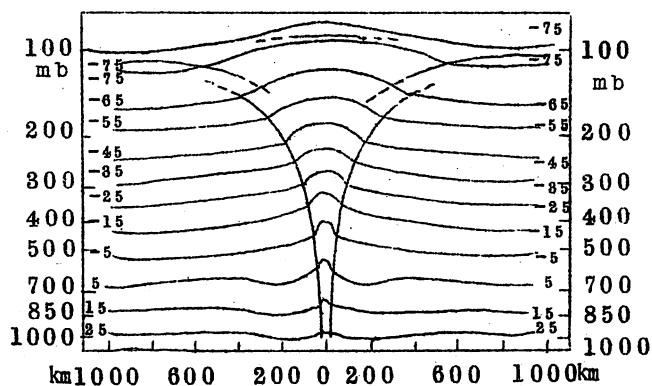
とすれば、乾燥断熱的に下降するので、対流セル群のまわりをセル群自身よりも暖かくする。これはもちろん対流に導びく浮力をこわして、擾乱はもはや自身を維持することができない。しかし、もし上層の吹き出しが上昇する(暖かい)空気を選び出し、降水域からかなり離れたところに下降させれば、擾乱が自身をこわすことはないだろう。第52図に示されたような渦度分布は、熱帯低気圧の形成に必要な条件のようだが、波動の低気圧への発達への十分条件ではないようだ。更に第二の問題点について、Yanaiは暖化が対流圏中層でおこななければならないことをみつけている(概要の51図参照)。再び1958年6月と7月にマーシャル群島でのデータを用いて、観測結果が第Ⅲ表(略)に示されている。

明らかに、一度形成された中心の暖かい渦の傾圧性は擾乱の維持と発達に重要な役割をはたす。Yanaiによって論ぜられたように、絶対角運動量一定の面に沿っての傾圧不安定、つまり温位一定の面に沿っての慣性不安定が上昇流と渦内の潜熱の解放の持続を維持する。彼は第53図に示した連鎖を推論している。発達は流れ図の6a1で始まる。渦の発達がこの図の6a2の点に達すると、繰り返しループを回ることによって熱帯低気圧は自分自身で維持して強まり、地上境界層での運動量の吸収と熱の供給が平衡状態に達する。低気圧の主なブレーキである地上摩擦は、地上近くで風速と、したがって水平方向の圧力傾度と共に大きくなる。しかしながら、さらにハリケーンでの横方向の摩擦力は極めて大きい。Gray(1962)の計算では、この力は単位質量当り 10^{-4} から 1 ダインのオーダーであり $1\text{mb}/5\text{マイル}$ の圧力傾度に相当する。

成長した熱帯低気圧は風と温度場に非常にはっきりした構造を示す。暖かい、乾燥した、下降する空気を持った“目”は熱帯低気圧の多くのレーダーと衛星写真で見ることができる。第54図は熱帯低気圧のモデル的な温度分布を示す。目の水平方向の温度傾度は目の壁の近くに集中しているというPalmen(1948)の初期の発見は、もっと最近の研究(Jordan, 1958)



第53図 ハリケーン形成までの連鎖の仮定 (Yanai, 1964)



第54図 ハリケーンの垂直断面図, September 17-20, 1947.

太い実線はトロポポーズと目の境界, 細い実線は 10°C 間隔の等温線 (Palmen, 1948; Jordan, 1958)

で確認された。さらに、渦の中心気圧が深いほど、目の温度が高いようだ。この関係は上層へ行くほど強くなっている。

下部対流圏でのハリケーンの目の相対湿度は、形成段階では低く、成熟期と消滅期に高く、平均的な熱帯空気の湿度より相当高い。目での温度減率は、最低の海面気圧に達した後では湿潤断熱に近い。このことは下降する空気の少なくとも一部分は目のまわりの雲の壁から来ているという結論を導いた。もし成層圏の空気が乾燥断熱的に対流圏中層まで下降するのであれば、目の中の温度は普通観測されるのよりずっと高くなければならない。Kuo (1957) は、下降運動は目の中心に限定され、目の外の部文は横方向の混合でひきずられて、外向きで上向きの運動をすると結論している。La Seur (1957) は一方、目のふちの近くで下降運動を仮定している。

地上で比較的浅い中心気圧をもった小さな熱帯低気圧は全く目をもっていないかもしれない。深い低気圧でも目は安定した存在ではない。それは形成されたり消滅したりして、時々低気圧の中心の不安定を動きをひき起こす。成長した低気圧では直径30～50マイルの大きな目が観測されている。

目をかこむ雲の壁は恐れをいだかせるような光景であると述べられてきた。下層の雲を除き、目の内部の空は晴れているか、巻雲か巻層雲が見られるかである。目をかこむ積乱雲は急勾配のほとんど垂直の壁で、数層の広がった雲をもっている。その頂上は巻雲の天井に突入し、対流圏上部で流れ出す。低気圧によっては完全には閉じていない雲の壁が観測されている。最も強い風は雲の壁の内部で見られ、目の中心に向かって急速に弱まる。

もう一つの熱帯低気圧のきわだった特長は、低気圧の中心のまわりにスパイラルの構造をしている雲のバンドである。飛行機による偵察飛行により、日々これらのスパイラルの内部の降水活動に相当変化があり、主要な活動域も動いていることがみいだされている。雲のバンドは時には、中心から外へ数百マイルも伸びている。これらのバンド内での対流活動は中心に向かって増大する。第55図(省略)は1958年8月18日のハリケーン“Oleo”の強レーダーエコーの合成図であり、高度3500フィートを飛ぶ調査飛行機から観測されたものである。降雨域のスパイラルの構造がはっきりしている。

低気圧の中心近くで降雨をもたらし積乱雲のホット・タワーは、低気圧の全域の比較的小さいパーセントの面積を占めているのにすぎないけれども、熱帯低気圧での潜熱の垂直輸送に重要な役割りを果たす。Malkus 等(1961)は、ハリケーン“Daisy”(1958)の中心から200マイルの全域のうち、ホット・タワーの領域は形成期に1%、最盛期に4%であったと見積っている。Ackerman(1963)によれば、同じハリケーンの形成期でのホット・タワーの領域のパーセントは次のようである；60マイル半径内では23%、100マイル半径内では16%、200マイル半径内では2%である。

この数字は、低気圧の中心から距離が増すにつれて、スパイラル・バンド内の対流活動が急速

に減少することを示している。このように平均的に上昇流域であっても、空気は飽和にとりてい達しない。この事実は大きなスケールの運動の安定度を考える時重要である。熱帯低気圧での空気が小さなスケールの対流活動に対して重力的に不安定であっても、大きなスケールの運動に対して重力的に安定なのである。ハリケーンの計算機上のモデルから、Kasahara(1961)は、潜熱放出を計算に含めると対流バンドが現われ、このエネルギー源を取り除くと現われないことを見い出している。Kishnamurti(1962)は、ハリケーンのマわりで接線方向の風速が対称的に分布していないことを考慮した数値モデルで、横方向の摩擦を含むことによって垂直流のスパイラル・バンドを得ている。それらは渦を進行方向に見て、中心の右に三日月形の最大を示している。

ハリケーン近くの温度と風の場の詳細な解析は似たような線条のパターンを示している。第56図(省略)と第57図(省略)は例として再録してある。それらは第55図の観測時間に対応している。温度場と風の場の同様な分布が他のハリケーンでも観測されている。

気候学的見地から見れば、ハリケーンと台風の発生頻度は興味深い。JordanとHo(1962)は、1886年から1958年の期間に、太平洋と大西洋にそれぞれ平均して年に15.3個と4.6個をみいだしている。Dunn(1951)とRiehl(1954)は、もっと弱い低気圧を含めることによって、わずかに高い頻度数を得た。同じ期間での変化の幅は、1年に5~37の台風と、0~11のハリケーンであった。連続する年の頻度変化は極めて大きく、規則的な周期性はいままでに発見されていない。これらの発生数の統計は、広い範囲をもつ東部太平洋では特にそうであるが、衛星の監視が利用できるにしたがって相当の修正があるだろう。Sadler(1964)の研究は、タイロスの衛星写真でカバーされた東部北大西洋のたった30%の領域でも、1962年の10月に通常の方法でこの地域に、たった5個の熱帯低気圧が発見されている一方、タイロスで明らかにされた22個の低気圧性の系が熱帯低気圧の性質をもっていたことを示している。タイロスの写真から強度の判定はむずかしいので、22個の低気圧の全部はハリケーンの強度をもっていなかったかもしれない。

最大の台風の発生頻度は8月にみられ、7月から10月までのすべての台風の70%である(Arakawa, 1963)。大西洋では80%のハリケーンが8月と10月の間に発生し、9月がピークの月である(32%)(Riehl, 1954)。

高 気 圧

高気圧に関する研究論文は、低気圧に関するものより少くとも一オーダー少ない。このことの明らかな理由は、高気圧圏内の天気に対流圏での一般的な下降流のために、晴天であることである。激しくそして壮観な天気変化がないことが、高気圧圏内から多くの魅力をうばっている。しかしながら、高気圧は興味に値するものである；まず最初に、高気圧性の流れとシアーの条件は力学的な不安定を生じさせるし、第二に空気塊の垂直輸送は、放射能と工業大気汚染の時代では

相当な重要度を得ているからである。

高気圧の力学を扱おうと、低気圧発生に導びく同じ要素が高気圧発生にもあてはまることがわかる。しかしながら、渦度移流の効果はずっと小さいこともわかる。低気圧発達領域では相対渦度は0から約3fまで変化する；高気圧発生領域では0から $-\frac{4}{3}f$ までしか変化しない。ここでfはコリオリのパラメーターである。

低気圧は悪天に結びついているけれども、流れの不安定を起して一般流の中の擾乱の増幅を導びくのは高気圧である。高気圧性のシアの限界の条件は近似的に：

$$-\frac{\partial u}{\partial y} + f = 0 \quad (85)$$

高気圧性の曲率は、それ以上では力学的不安定を生ずる限界の値をもつ。与えられた曲率半径における限界の風速：

$$V_{\max} = \frac{r f}{2} \quad (86)$$

あるいは：

$$V_{\max} = 2 V_g \quad (87)$$

ここで V_g は与えられた気圧傾度での地衡風速である。垂直構造にしたがって、高気圧領域を二つの種類に非常におおまかに分けることができる：冷たい高気圧と暖かい高気圧である。

静力学方程式にしたがって、冷たく密な空気では暖かい空気よりも迅速に上に行くにしたがって気圧は減少する。このように冷たい高気圧では中部から上部対流圏の高さではすでに低気圧領域に変化する。一つの例が冬季に一番発達し極の底を占めているいわゆる極高気圧である。この冷たい空気の貯蔵所からコールド・ドームが時々割れて、ジェット・マクシマムと共に南に流れ出る。ジェット・マクシマムの運動エネルギーは主に、コールド・ドームの段階的な崩壊に依る位置エネルギーの解放からきている。Rossby (1948) は理論的に、中緯度でみられるような偏西風の中では、低気圧性の渦は極方向に動く傾向をもち、高気圧性の渦は赤道方向への傾向があることを示した。冷たい高気圧は上層では低気圧領域になるので、それは一般流の偏西風ジェット・ストリームの低気圧性の側で形成され、ジェット軸の適当な移動と共に南に移る。

いま述べた、移動する冷たい高気圧は、米国の中西部における冬と春先の大きな寒気の吹き出しと関係している。このような吹き出しは、ロッキー山脈の風下側で形成される強い低気圧の後面に続いている。寒冷前線の後で南に突っこむ空気は、フロリダとテキサスまで零度以下の温度をもたらし、この地方の作物と家畜類に重大な影響を与える。冬の平均気温の中部アメリカでの南への突っこみを起こさせ、例えばネブラスカとカンサスとアイオワの気候をコロラド東部より厳しくしているのは、このような寒気の吹き出しとそれに関係する高気圧である。暖かい高気圧は対流圏を通して、高気圧性の流れの場を生じさせる。その強度は最大風の高度を越えるとした

いに弱まる。性質上、暖かい高気圧はP F Jの赤道側にみいだされる。ある流れの場合、例えばブロック高気圧を生ずるような場のもとでは、暖かい高気圧は比較的高緯度にあるが、季節と全球的な平均からするとそれは亜熱帯高気圧帯の位置にある。

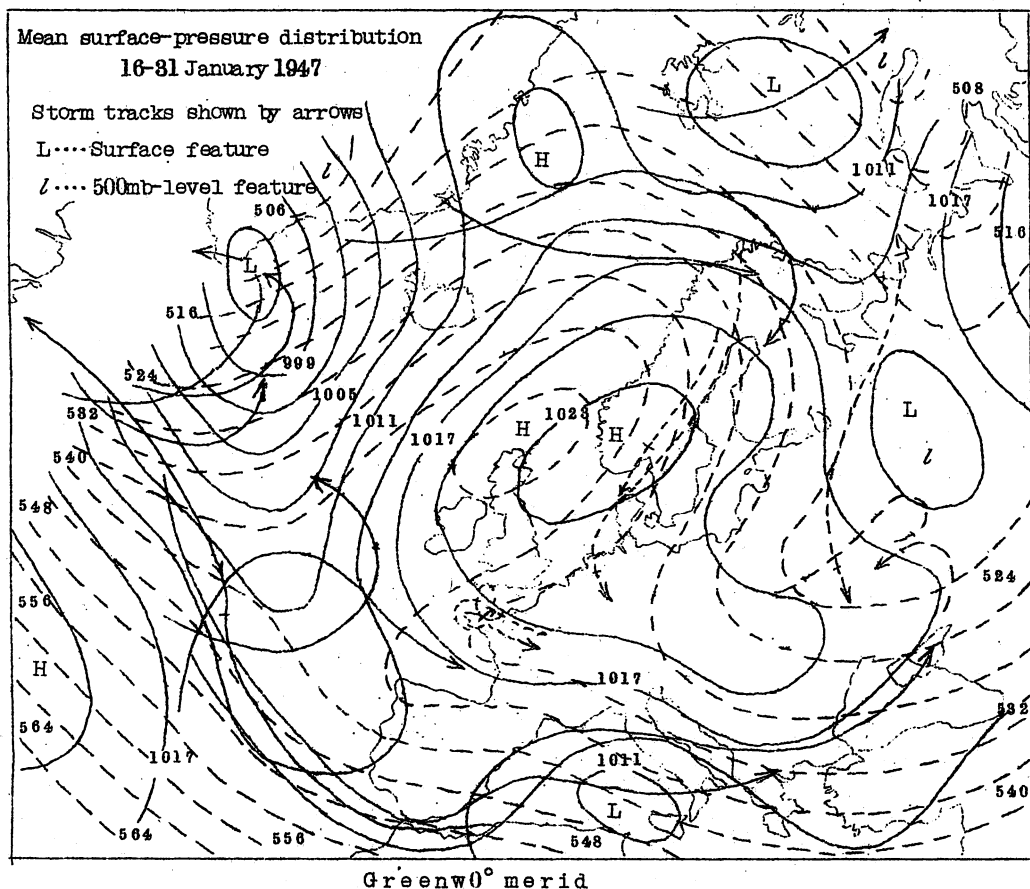
高気圧が冷たいか暖かいにかかわらず、それらは共通の性質を示す；高気圧性の流れ、つまり地表面での負の相対渦度である。この渦度は摩擦により連続的にこわされているので、高気圧は正（低気圧性）の渦度の主な供給源となる。もしおおまかに仮定して、摩擦層の上の流れは絶対渦度を保存するとすれば、高気圧は大循環の本質的な過程で、それなしでは渦度のバランスがとれないことがわかる。極高気圧と亜熱帯高気圧によって常に作られている渦度は、全球的な偏西風帯の低気圧によって主に消費されている。このように渦度の見地からすれば、広い意味で高気圧は低気圧を維持するのに役立つ。

同じような考え方が運動量の収支についても成り立つ。極高気圧と亜熱帯高気圧の貿易風帯に関連した偏東風は、表面摩擦で消費されて、西向きの角運動を生成している。これは順次西風の領域に運ばれて（大きな水平的な渦と共に第1図で示されたような一般的な南北循環によって）、再び摩擦で消費されて運動量収支のバランスが保たれる。主に“大陸的”な北半球と“海洋的”な南半球の摩擦のちがいで生ずる、大気的全運動量収支の小さな準周期的なそして季節的な変化は、固体地球の運動量によってバランスされている。地球と大気と海洋は閉じた一つの系である。したがって大気と海洋の全角運動の収支の変化は、一日の長さで計られる地球の回転率の小さな変化によって明らかにされる。ジェット・マクシマムの後の収束象限で冷たい北極の空気を低い緯度に運んでいる冷たい高気圧と、亜熱帯ジェットの亜熱帯高気圧帯は比較的簡単に大気の流れのモデルにあてはまる。一方、中緯度の偏西風ジェット・ストリームのコースをしばしば妨害する暖かいブロック高気圧は、高気圧を研究する上で主要な問題である。

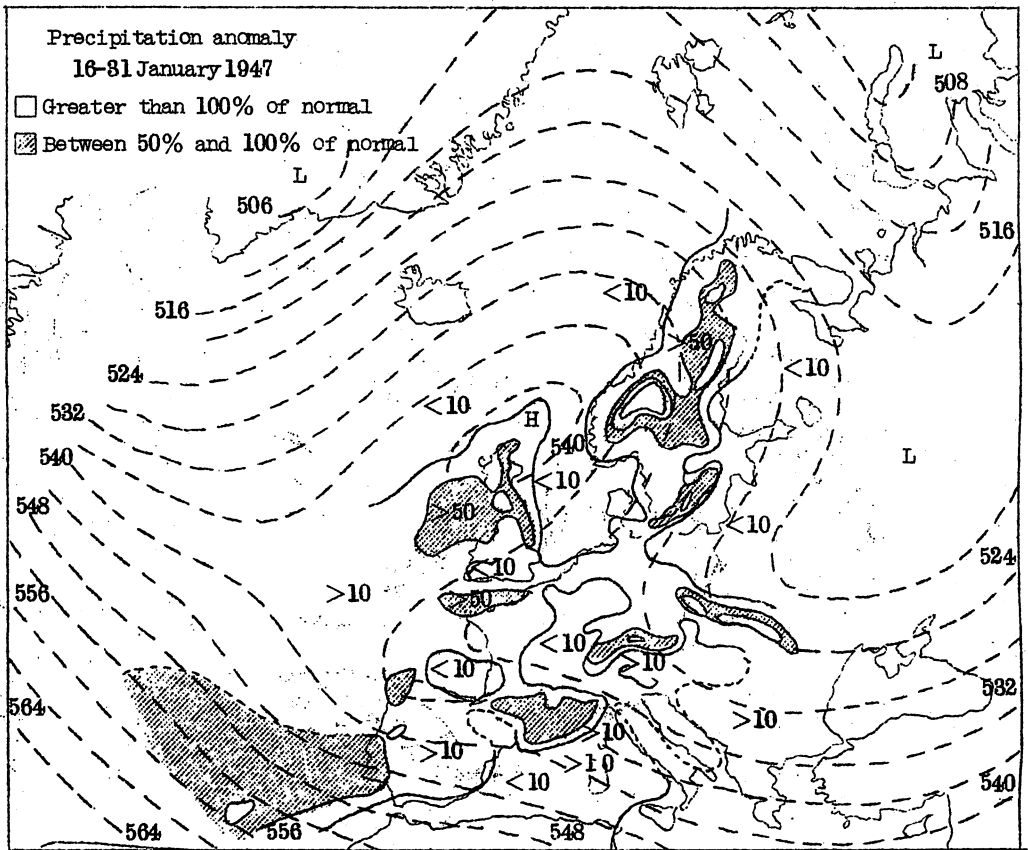
たくさんの事例研究から（Rex, 1950 a, b, 1951; Namias, 1951; DefantとTaha, 1958 a), ブロック高気圧のふるまいと季節的、地理的分布と特にヨーロッパでの天気分布への影響は非常にはっきりしてきた。ブロック高気圧は中緯度地帯の西風に起す非常に大きな振幅のために、運動量と熱と水蒸気の南北輸送に主要な役割をはたすこともわかってきた。対流圏の西風ジェット・ストリームの弱化和成層圏での極夜渦の崩壊のために、西向きの運動量を南半球に運ぶ有効なメカニズムが必要である時、つまり冬のおわりと春先に最大の頻度がある。

ブロック活動の統計は南半球では北半球ほど完全ではない。しかしながら、南半球でのゾーナルな循環の性質にもかかわらず、ブロック高気圧は比較的頻繁にみられ、オーストラリア大陸の東ではとくにそうである。南半球の極をまわる渦は平均的にオーストラリアの部分でいくらか同心円からずれる。このようにブロックは準定常的な谷の下流の地域に起りやすいようである。前に北半球の二つの深い谷はロッキー山脈とヒマラヤ山脈の山岳的な影響で起ることが議論された。ブロックに都合のよいこれらの谷の下流のリッジはしたがって山岳的

にもまた支配されているようである。陸と海の分布もまた重要な影響をもっているかもしれない。南半球の極まわりの渦の非同心円性は冷源として働く南極の高地の影響だとされてきている。

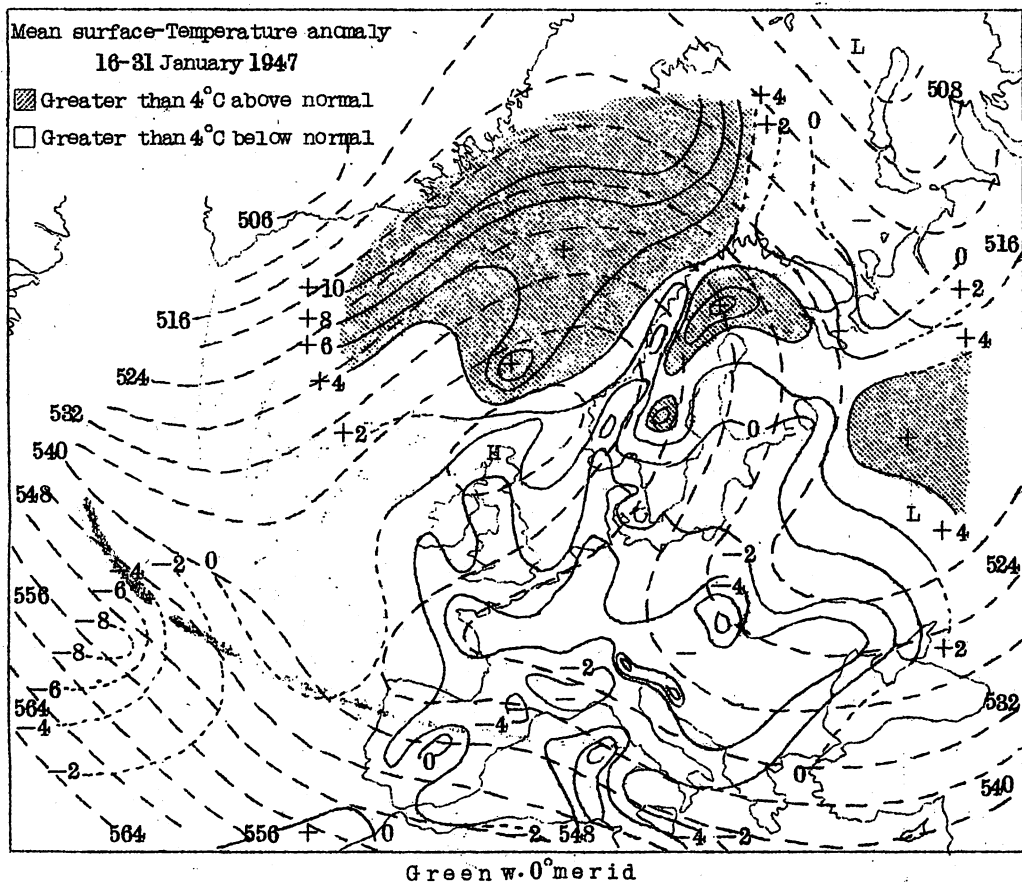


58図)を通るジェット・ストリームに沿って、一つは北にはるかにずれ、一つは高気圧の南を通る。この普通でない気圧分布は、低気圧の指向流に影響して、降水と地上気温分布に重要な偏差をもたらす(第59図、第60図)。



第59図 第58図と同じ時の降水量の偏差図。等値線は平常値の10, 50, 100, 150%に対して、細い実線で示してある。陰影域は平常値の50%より多く100%より少ない地域。500mb平均高度は第58図と同じ。

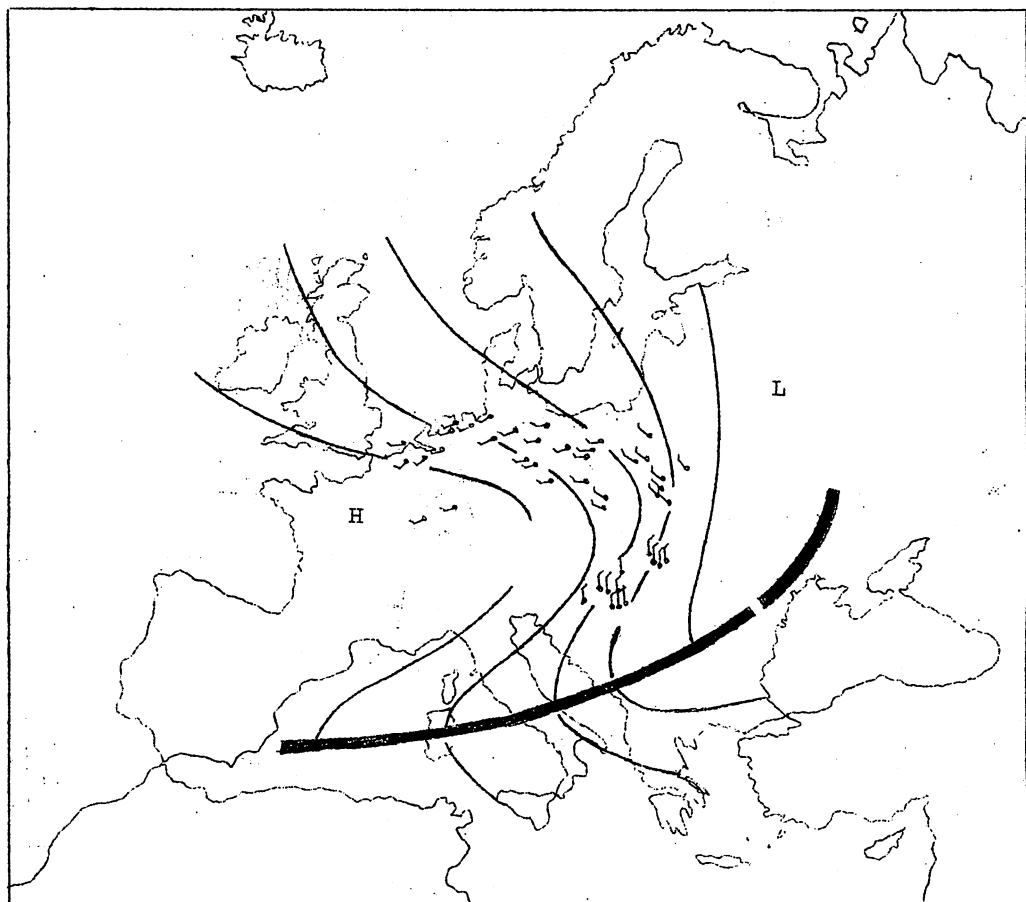
Reiter (1961a, 1963a)は更新世の時(氷河期)年平均の大気循環は、現在の冬のおわりと春の循環に似ていた可能性を論じた。このような循環の平均的な強化は、赤道と極の平均の温度傾度が現在年平均でみられるより大きかったため起ったかもしれない。もしこれが事実であれば、現在の平均状態より多くの大西洋地域でのブロッキング天気パターンの年出現回数があったと考えることができる。ヨーロッパの砂丘の方向は、適当に解釈すると、この結論を裏付ける(第61図)。このようなブロッキング時の降水と温度偏差はスカンジナビアの大きな



第 60 図 第 58 図と同じ時の平均地上気温の偏差図。等値線は平常値に対し 2°C 毎に細い実線で示してある。太い実線(点線)は anomaly 0 の線。濃い陰影の部分は平常値より 4°C 以上高い地域。500mb 平均高度は第 58 図と同じ。

氷源の形成に好都合であったろう。北大西洋での大きな正の温度偏差はこの地域の蒸発を盛んにして、海洋の比較的大きな部分を氷のないようにするのに役立ったであろう。スカンジナビアを通る低気圧の経路は山岳の影響に助けられて、降水の異常な分布をつくったであろう(第 59 図)。このような天気パターンの期間では、ヨーロッパ・アルプスでわずかの降水の増加をみ、中、東部のヨーロッパでは比較的乾燥することに注意する必要がある。Namias(1964)の最近の研究では、長期にわたったブロックの時は、ノルウェーの海岸に降水の減少がみられる。しかしながら、スカンジナビアの山脈の上と風下では湿った天気恵まれるようだ。

このような高気圧の力学的な側面の他に、放射性物質の降下の潜在領域として高気圧域が最近の興味をひいている。ジェット・マクシマムの入口の領域で、成層圏の空気が下向きに対流圏に輸送されていることを前に述べた。放射能で汚染された可能性のあるこの空気は上部対流圏の“



第61図 更新世の時の風（砂丘の方向から想像される）と気圧分布。等圧線は等圧線を切る摩擦による流れも考慮してある。（Reiter, 1961a）

ジェット・ストリーム前線”を通して、最後に高気圧の上の逆転層に至る（Reiter, 1963; Reiter とMahlman, 1964; Danielsen, 1964 a, b）。高気圧内の一般的な下降流は逆転層の安定度を増す傾向にある。これはまた渦位の保存の原理と一致している；高気圧性の流れの絶対うず度の減少は垂直安定度を増す。結果として、高気圧は垂直方向の熱的構造に細かく影響する傾向にある。

同じ考えが亜熱帯高気圧セルについても成り立つ。貿易風帯の逆転層は亜熱帯高気圧の東側に沿ってもっともはっきりし、もっとも下層で起ることが示された（例えばアフリカ海岸に近い東大西洋の上）。ここでは安定化は海岸に沿ってわき出る水によって生ずる比較的冷たい海洋表面によって助けられ、広い層状の雲がしばしば観測される。同時に、逆転層の相対湿度の底から上

部への減少はこの領域で最大である。空気が貿易風の領域を西に動くにつれて、逆転層は上に押しあげられ、最下層の大気の大気対流活動によって弱められる（もっと詳細には Riehl, 1954 参照）。

以上述べたことから、外面的に見えるよりも高気圧ははるかに複雑な性質をもっていることが結論される。比較的一様な性質から、大きな高気圧を気団の源とする Schinge と Siegel (1943) の気団の理論は、したがって無条件に適用されてはならない。

局地的な循環系

対流圏の局地的な循環系を述べるにあたって、一般的な経過をたどり、地球上のいくつかの地域に適用できるものに限ることにしよう。特定の地域にのみ適用できる系の説明は、このシリーズの他の本にある地域別の気候誌に残してある。やや広い意味で、取り扱い循環系を二つのグループに分けることができる；まず大きなスケールの流れの場に影響された局地的な循環系と、第二に日変化の効果によって生ずる系である。最初のグループにはいるのがフェーンとカタパティック風であり、第二のグループにはいるのが海陸風と山谷風である。

フェーンとカタパティック風

フェーンは、特定の気象状態の時山脈の風下側で起る、乾燥して突風を伴った山を降りてくる風のことである。この風の名前はドイツ語から来ている。アメリカではこのような風はしばしばチヌーク風（以前コロンビアリバー谷に住んでいたインディアンの種族から名付けられた）としばしば呼ばれる。

フェーン現象はヨーロッパで広く研究されてきた。この風は山脈に直角な方向の強い流れの成分に関連している。風上側では斜面に対して強制上昇があり、その強度から高気圧性フェーンと低気圧性フェーンに区別されてきた。前者は上層での収束と対流圏での一般的な下降流に関連している。このような状態での斜面に沿っての強制上昇は、あったとしても比較的少しの雲量と降水につながるだけである。

低気圧性のフェーンは上層の発散と対流圏での一般的な上昇流に関連している。これは斜面を昇る流れを助けて、風上側に大雨をもたらす。山脈を横切る空気が条件不安定であれば、上昇する行程で雷雲が起ることがある。このような状態はしばしばロッキー山脈の上で春と夏先にみられる：分水界の西側で一列になって雷雲が発達し、その巻雲のかなとこが羽毛状になって分水界を越し、圏界面での強い西風を示している。分水界のすぐ東側では降水がなく、高い山脈の東側約 30～50 km にもう一つの雷雲の列がみえる。

フェーンを起す風下側での下降流は、重力波的なリー・ウェーブ (lee-wave) に関連している。流れは非常に非地衡風の、山の上の高圧のリッジから山の風下側の気圧の谷へ、急な気圧傾度を横切って吹く。気圧の峰と谷は両方とも山脈に平行に並んでいる。風上側での上昇流は

山脈に平行に比較的冷たい空気の突っこみを作り、風下側でのフェーンの流れの断熱的な下降は暖気の突っこみを作る。

リー・ウェーブの理論から明らかなように、強制上昇と下降では、下の地形に対し、対流圏のすべての層で同じ位相の関係になっていない。鉛直方向の座標に沿って、波数は次のようになる：

$$\ell = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial Z}} / u^2 - \frac{1}{u} \frac{\partial^2 u}{\partial Z^2} \quad (88)$$

ここで Θ は温位、 g は重力の加速度、 u は山脈に直角な流れの成分である。この結果を導く理論は、簡単な地形と大気の成層状態と風の分布を仮定している。したがって観測されるリー・ウェーブと理論的な結果にはある程度の矛盾は予期しなければならない。

最大の水平風速は、上の方程式で述べられている条件に従って上方に傾いて、前に述べたように山脈に平行に走っている最低気圧の軸に沿ってみられる。最低気圧を越えると、非常に非地衡風の風は再び減速され始める。したがって山脈波の効果としての強いチヌーク風は山脈から比較的近い距離で予想されるものである（30 kmの大きさのオーダー）。

不規則な地形の効果は、フェーンの一般風と突風の強度分布に特徴的な分布を与える。それで例えばフェーンの風がオーストリア・アルプスのイン峡谷の上を吹いて、谷の底では引き続き冷たい空気が少しづつ除かれるというおだやかな風がみられることがある。この冷たい空気が最終的に取り除かれた時、ブレナーパスに向っての通路が南のフェーン風に対して好都合になっているため、イン峡谷で最も強い風が普通みられる。

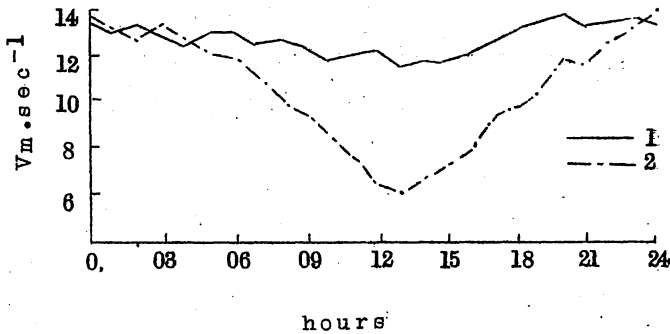
フェーンの流れの断熱的な下降は、山脈を横切る広い流れに含まれる重力波の現象に原因を求められてきた。フェーン現象に先立って、大気の下層が安定な成層状態であったり、あるいは、逆転層の減率（強い安定）を示すようであれば、山の峰の高さから断熱的に下降する空気との交換は、急激な暖化につながるだろう。したがってフェーンとかチヌークの名前は、暖かい下降する空気に対しても適当である。

Rhone谷とフランス地中海のミストラルとユーゴスラビアのアドリア海岸のボラは、突風を伴ったカタパティックな非常に非地衡風の風である。それ等は寒冷前線の通過に関連している。山の連なった間を冷たい空気が突走り、それ自身の位置エネルギーで急速に下降する。百ノットの突風を伴ったボラ風がトリエステで観測された。このカタパティックな風は海岸の建築物や漁業にとって非常に脅威である。もし地表近くの大気の成層状態がボラの到着の前に断熱状態に近ければ、風は冷たい風となる。このように、温度の違いと前線後の冷たい下降する空気でのポテンシャル・エネルギーの解放が加わる点を除いて、フェーンとボラはむしろ似た現象である。現実には、山の峰の近くのフェーン風は冷たいボラの特徴をもっているように見える。さらに山の斜面を下降する間に、断熱的な暖化で谷の底についた時暖かいフェーンの特徴が生ずる。

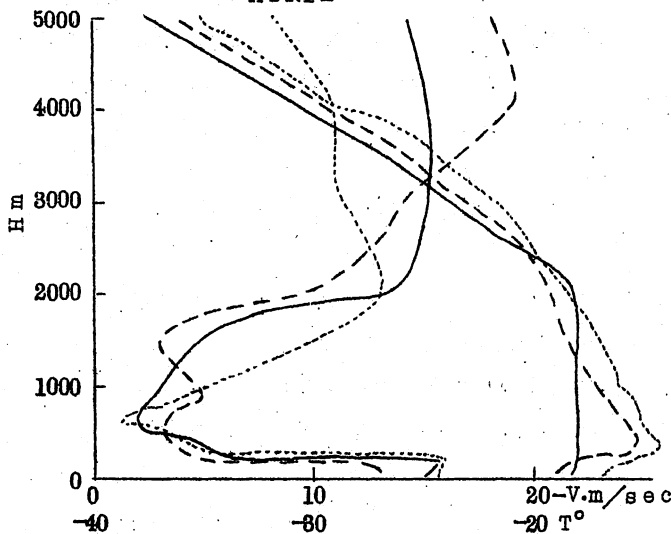
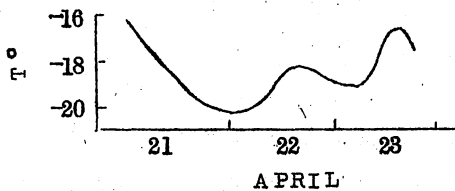
強い突風を伴ったカタパティックな風は南極大陸の海岸でも報告されている。風の侵食で形づくられる雪だまりであるサスツルグウィ (sastrugi) の方向で、Mather (1960) は

モーンソンの近くのカタバティックな風は400マイルまでも内陸部に入ることを結論している。このような状況では、カタバティックな加速にコリオリーの力が影響を及ぼすことが予想される。マーニイの地方でもカタバティックな風はるか内陸部まで、海岸から375kmのPionerskayaまで達していた。

これ等のカタバティックな風の特徴はトリエステの近くで観測されるボラとよく一致する。第62図はボラの状況の時、マーニイでの風の日変化の平均図である。トリエステでのデータと一

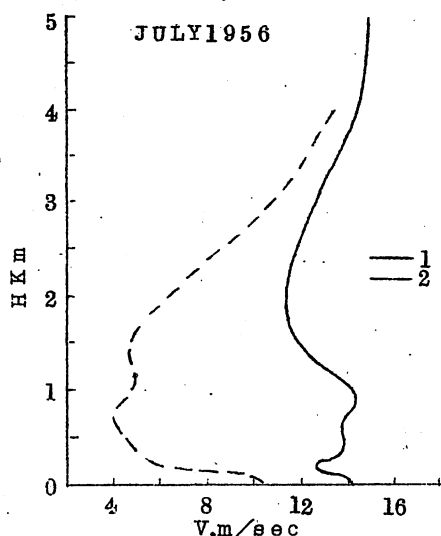


第62図 風速の日変化April 1956, Mirny, Antarctica, 1=すべての観測を合成したもの。2=カタバチック風の時のみ (Tauber, 1960)



第63図 カタバチック風の期間 (21-23April, 1956, Mirny, Antarctica) の温度と風速の高度分布。上図は3日間の地上気温の変化図。下図の左は風速, 右は温度。
— 21日 — 22日 ---- 23日

致して、ボラは真昼頃最低の強度になる。第63図はカタバティックな風の三つのケースでの風と温度の垂直分布である。ボラの流れに含まれた冷たい空気は浅い層がはっきりしており、通常の状態と比較すると特にはっきりする(第64図)。



第64図 Mirny, Antarcticaでの平均風速のプロファイル July, 1956。

1 = すべての観測の平均風速プロファイル (45例)

2 = カタバチック風の時のみ (2例)

日変化の循環

日変化の循環系は隣接する地域の異った加熱のために生ずる。大陸と海洋の間の日変化の気圧波と他の潮汐的な効果を除いて、海陸風と山谷風を簡単に説明しよう。これらの現象のもっと広汎な説明はDefant (1951)とGodske等(1957)によって与えられている。両方の側の場合、太陽放射で等圧面に沿って水平方向の温度傾度が生じ、観測される循環系を始動させるソレノイドができる。海風の場合、早朝の時間には海岸の地域が隣接する海面より速く暖かくなる。このように陸地で暖められた空気は膨張し、等圧面を垂直方向に伸ばす。こんどはこの過程が陸地から海に向い、上層での気圧傾度を生ずる。上層の空気は動き始め、この気圧傾度に沿って加速し、海岸から内陸部で気圧が下がり、地表面で海洋から陸地に向い流れを伴う気圧傾度を作る。この循環の定常状態は摩擦と気圧傾度がバランスに達した時おこる。夜はイレノイド場は反対になり、こんどは海が陸地より暖かい。海陸風の効果はフロリダの東部海岸に沿って明白で、とくに雨季の間はそうである。雨季のときは朝遅く海岸から内陸に一系列の雷雲が形成されがちである。

山谷風は同じ様式で生ずる。日中は山は平地の上の自由大気に比して、高い熱源として働く。異った加熱はソレノイド場を作り、谷風(つまり谷線に沿って滑昇する風)と谷の側斜面を昇る風とを生ずる。後者は湿度の状態が谷の両側の尾根に沿って雲の峰を作りやすい状況にあるときは、きわめてはっきりした形態を見せる。夜の間は、冷たい排出される風が斜面を降り、谷から出て行く(山風)。

(吉松三佐男 紹介)