

北半球夏季の熱帯循環とそのシミュレーション*

金 光 正 郎**

1. はじめに

大気大循環の研究は、古典論から近代論へ飛躍的な進歩を遂げたことで、良く知られている。この進歩を一言で云えば、東西平均並びに時間平均を施した物理量のみで説明しようとした古典論から、これらの平均からのズレ、すなわちしょう乱に注目した近代論への変化と云い直すことが出来る。この近代論によって、古典論では説明できなかった南北循環の3細胞構造や、物理量の南北輸送などが、中緯度しょう乱の統計的性質から比較的簡単に説明できるようになった。この理論は、このように大気の循環が中緯度によって支配されていることを明らかにし、いわば準地衝風のな大循環論を発展させてきた。なお、この大循環論の教科書には、荒川(1958)、Lorentz(1967)など、わかり易い解説には菊地(1974)などがある。しかしながら、この理論はまだ完全と云えるものではない。とくに、この理論によると、熱帯の循環は中緯度に従属的であることになるが、そのような事実はまだ確かめられておらず、大きな問題とされてきた。最近になって、熱帯気象学の立場から、Mak(1969)やMurakami(1973, 74)などがこの方面の理論的・数値実験的な研究を行っているが、まだ決定的な結論はでない。

そこで、これまでの中緯度主流の大気大循環論に対して、熱帯の大循環をまず観測と解析の面から調べ、熱帯が中緯度に対して本当に従属的なのか否かを確かめようとする動きがでてきた。これ等の研究は、これから述べていくように、熱帯の大気大循環はほぼ熱帯のみで維持されているばかりでなく、逆に中緯度の循環にもかなりの影響を与えている可能性があるという結果を生みだ

し、これまでの大循環論に再考の余地があることを示した。また、各緯度で平均をとるといった操作は、熱帯ではあまり意味をなさないことなど、従来の大循環論とは異なる面もいくつか示されてきた。この比較的新しい熱帯大循環論という分野は、近い将来に予定されているFirst GARP Global Experiment (FGGE)では第一目標となっており、また、同時期に行われるMonsoon Experiment (MONEX)は熱帯大循環の作用中心とも云うべきインドモンスーンを取上げている。このように、熱帯大気大循環論はこれからの国際的な観測計画の実施によって、急速な発展を遂げようとしている。また、熱帯大気は海水温などの外的ファクターに影響され易いことから、気候変動や長期予報の研究にも、この分野は非常に注目されてきている。

この解説では、この新しい分野の発展の基となっていくつかの熱帯循環の解析、特に北半球夏季に於ける対流圏上層の流れの場、エネルギー収支について詳しく述べ、後半では熱帯大循環の作用中心を探る為のいくつかの数値実験について、Krishnamurti *et al.* (1973)の解説に少し手を加えて論じていこうと思う。

2. 熱帯循環の観測と解析

熱帯大気下層の運動の場は、帆船の航行により、ほぼ熱帯全域にわたって、古くから知られていた。一方、上層の場となると観測がほとんどなく、はっきりしたことは、つい最近になって明らかになってきたといっても言い過ぎではない。これまでは観測密度の比較的高い、カリブ海・東太平洋などの限られた領域での上層解析がいくつか行われ、例えばRichl(1954)の教科書にあるように、移動性しょう乱の存在が確認された程度であった。1960年代に入ってから、熱帯地方の高層観測が次第に増えてきたばかりでなく、熱帯の大部分を占める海洋上では、旅客飛行機の発達によって対流圏上層のデータが比較的密に得られるようになってきた。これらの観測

* Tropical general circulation during the northern summer.

** M. Kanamitsu, 気象大学校

の充実に伴って、熱帯各地の上層の平均的な流れの場が次第に調べられてきた。Koteswaram (1958) や Flohn (1964, 68) は、インド・東南アジアに於ける上層解析から、北半球夏季の熱帯に於ける最も特徴的な流れの場である亜熱帯偏東風ジェットと、チベット高原の上層に位置する強大な高気圧性循環の構造を、初めて明らかにした。これに続いて、Sadler (1967), Aspliden *et al.* (1966) などは、航空機のデータを十分に活用し、太平洋・大西洋の上層の平均的速度場を解析し、両大洋上には定常なトラフが存在することを示した (Mid Oceanic Trough とか、各海洋の名前をとって Mid Atlantic Trough, Mid Pacific Trough, また人によっては Tropical Upper Tropospheric Trough, 略して, TUTT などとも呼ばれる)。

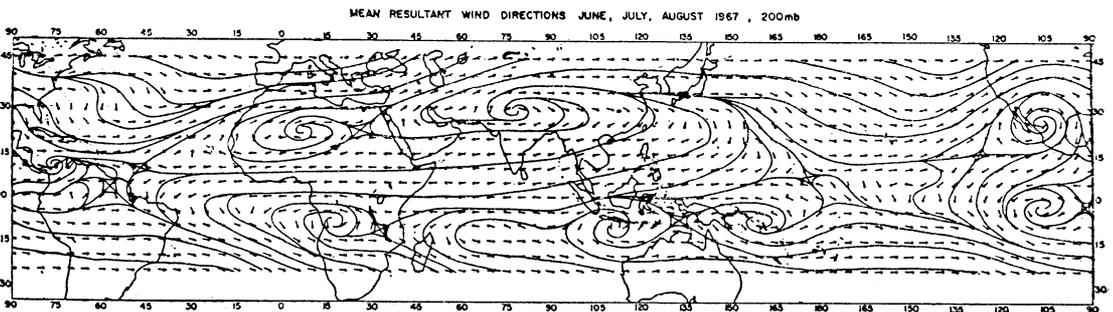
エネルギー収支や物理量の輸送などの定量的な研究を行うには、時間的変動を伴う乱の効果が重要になるので、時間的な平均状態だけではなく、少なくとも一日一回程度の解析が比較的長期間に亘って必要となる。中緯度では、これは予報業務の一環として毎日行われているのであるが、熱帯ではまだ十分な精度をもつルーチンの解析は行われていない。これは熱帯でのデータ収集の難しさや、客観解析法が確立されていないことによるものである。具体的には、例えば、中緯度のように気圧場と風の関係は使えないことや、観測精度の問題から、スカラー量の気圧ではなくベクトル量の風を解析しなければならないこと等があげられよう。この様な理由で、これ迄に行われた比較的長期間にわたる精度の良い解析は、純粋に研究を目的とした、Krishnamurti and Rogers (1971) と Krishnamurti *et al.* (1975) の2例しかない。前者の解析は、1967年6月から8月までの3か月間の200 mb 面の流線と等風速線の解析を、特別な努力で集めた熱帯各地の高層データと旅客飛行機の通報資料を

用いて行ったもので、手描き (hand analysis) による主観解析を、2.5度間隔の格子点で読取ってある。後者は、1972年の同期間・同等圧面の風の解析で、データは前よりも大きな規模で集め、Cressmanの修正法 (correction method) を用いて解析したものであるが、主観的な解析による仮定の観測値 (bogus) を多量に用いているので半客観解析とも云えるものである。両方の解析とも、領域は南緯25度から北緯45度までの地球を取り巻く熱帯ベルト内で行われており、大量のデータと熟練した解析者による解析は、現在のところ最も信頼のできる資料となっている。

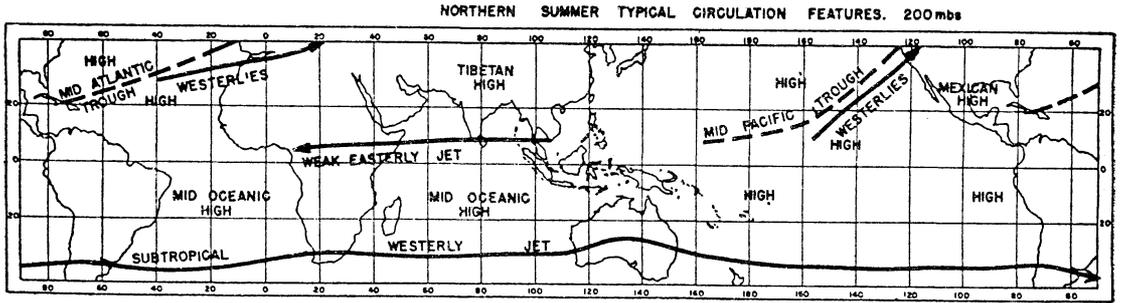
3. 北半球夏季の熱帯循環の特徴

次に、これらの解析から見いだされた熱帯循環の特徴を述べてみよう。第1図に、Krishnamurti and Rogers による3か月間の解析から求めた北半球夏季200 mb 面の平均的な流れの場を示す。まずこの図を見て気付くことは、熱帯大気の場合は東西方向に非常に不均一なことである。流れの場は、大きく分けて北半球の陸上では高気圧性循環、海洋上では低気圧性循環になっている。特にチベット高原上の高気圧性循環はスケールの非常に大きなものであり、この循環の中心の南側にある偏東風ジェットは、熱帯循環の中でも最も特徴的な流れである。両大洋上のトラフ (Mid Oceanic Trough) は、水平面上で南西から北東に強く傾いており、良く見れば陸上の高気圧性循環も同じような傾きを持っていることがわかる。これは、後に述べる偏東風ジェットの維持の機構に関連しているので注目して欲しい。以上の特徴は、云いかえると、熱帯循環では東西波数1から3程度のスケールが卓越していると云うこともできる。第2図には理解を助けるために、北半球夏季200 mb 面の流れの特徴をまとめたものを示した。

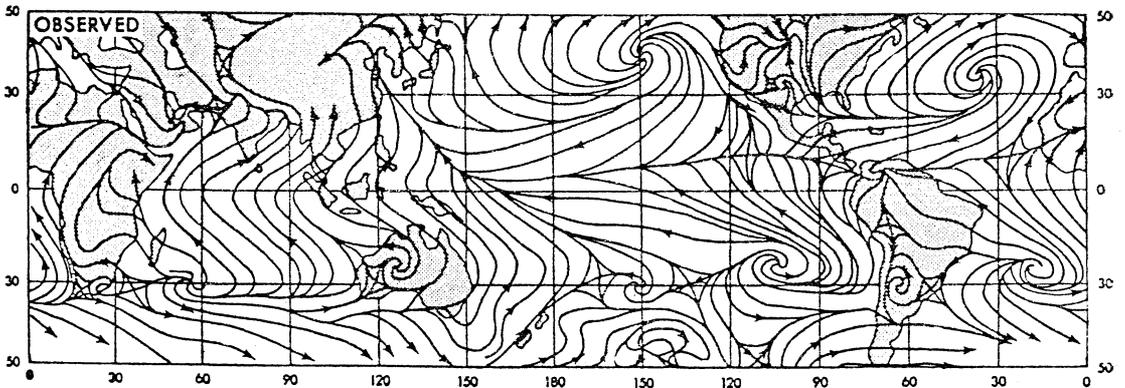
熱帯大気の立体構造を知るために、ここで同じ季節の



第1図 200 mb 面における1967年6月～8月の平均の流線と風向 (Krishnamurti, 1971 a による)。



第2図 北半球夏季の200 mb 面の特徴的な循環 (Krishnamurti, 1971 aによる).

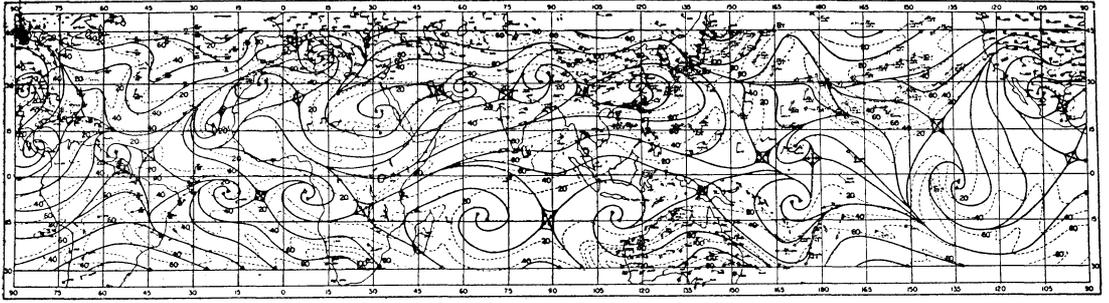


第3図 地上における7月の平均の流線 (Mintz and Dean, 1952による).

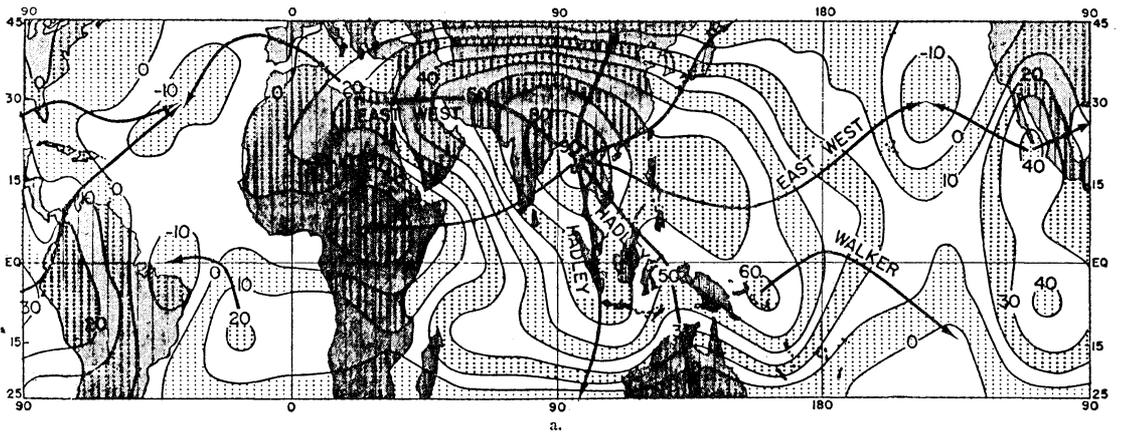
地上付近の風場を第3図に示そう。この図も、前と同じような見方をすれば、東西方向の変化が非常に大きいことを示している。地上の流れの場は、上層とは逆に海洋上で高気圧性循環、大陸上で低気圧性循環である。陸上の低気圧性循環は山岳のためにはっきりしないところもある。ヒマラヤ山系の位置には、まわりからの強い収束があることが良くわかる。なお、インド洋を南半球から赤道を横切って、ここに流れ込んでいるのが、有名なインドモンスーンに伴う季節風である。大洋上の高気圧性循環は亜熱帯高気圧に対応するもので、強い発散を伴っており、北半球(夏半球)でその勢力が強い。次に、北半球での気圧場を見ると、風場から容易に予想されるように、地上では海洋上で高圧、大陸上では低圧となっている。一方対流圏上層では、海洋上で低圧、大陸上で高圧と、地上と丁度逆相関になっている。これは静力学の方程式から考えると、地上から対流圏上層までの大気平均気温が大陸上では高く、海洋上では低い、すなわち、よく知られているように、夏半球では陸が暖く、海が冷いのであるが、その温度差は対流圏全層に及んで

いるのである。実際には、この海陸での温度差は上層程大きくなる傾向があり、観測によって得られた300 mb面での大洋上と陸上との同じ緯度(北緯30度付近)での温度差は、平均で25°Cにも達することが知られている。

熱帯大循環の時間平均を施した特徴を簡単に説明してきたが、最後に循環の時間変動に就いて触れておこう。第4図は、任意に選んだ200 mb面の風の解析例であるが、詳しく見るとこの図は、第2図に示したその季節の平均場の特徴を全て持っていることがわかる。もちろんこの特徴は、他の解析例にも見られることはいうまでもない。すなわち、熱帯の上層の場は、下層と同様に非常に強い定常性を持っていることができる。これが中緯度とは大きく異っている特徴で、熱帯では毎日の流れの場には平均図と共通した特徴的パターンが常に存在し、又逆に見れば、平均的な場がじょう乱によって大きく乱されることはない。しかしながら、これは熱帯に於いてじょう乱が重要ではないというわけではない。これについては、あとに数値シミュレーションや渦度、エネ



第4図 1967年7月1日1200 GMTの200 mb面の流線解析例。実線が流線，波線が等風速線で，単位はノット (Krishnamurti and Rogers, 1970による)。



第5図 1967年6月～8月の200 mb面における速度ポテンシャルの等値線。単位は $10^5 \text{m}^2 \text{sec}^{-1}$ ，等値線の間隔は10単位ごと。流線は発散風の方向をあらわす (Krishnamurti, 1971bによる)。

ルギー収支に関連して述べるつもりである。

4. 鉛直循環

これまでに述べてきたことは定性的なことばかりであったが、Krishnamurti (1971 a, b) は1967年のデータを用いていくつかの定量的な研究を行っているので、それを紹介しよう。この研究の中で最も重要なものは、速度ポテンシャルの分布に関するものである。彼は3カ月平均の風の解析から発散成分を取り出し、その速度ポテンシャルを計算した。通常は、風の発散成分は観測される風より小さいので、観測及び解析の誤差を考慮するとあまり信頼できないとされているが、ここでは、多数のサンプルの平均を取ることによって信頼度を増している。これは、最近豪雨などの収支解析でよく用いられる考え方である。第5図に計算された速度ポテンシャルの分布を示した。このポテンシャルの値は、図の太い矢印で示したように、風の発散成分は等値線に直角に、高

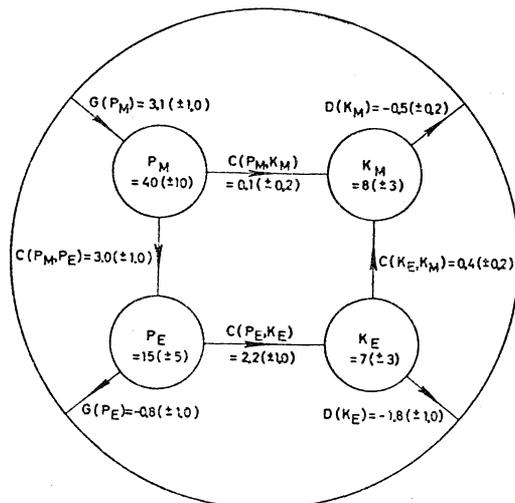
い方から低い方に向くように定義してある。この図からわかることは、速度ポテンシャルの最大がチベット高気圧とほぼ一致し、また極小が两大洋上のトラフに一致していることである。これは図の矢印で示すように、200 mb面では質量の涌点 (source) がチベット高原上に、吸点 (sink) が大洋上にあることを示している。圏界面を通して成層圏からこの等圧面への質量輸送は、下層からの輸送よりも少ないと考えられるので、チベット高気圧内では上昇、海洋トラフ内では下降運動があることになる。これは、地上における気圧・湿度・降水などの分布とも良い対応がある。すなわち、チベット高原付近の下層では南半球からの強い収束があり、インドの多量の降水も上昇流と関係が深い。また海洋トラフの下層には、下降運動に伴う亜熱帯高気圧があり、大気が非常に乾いていることも良く知られている。

この熱帯の鉛直循環の特徴で一番重要なことは、上昇

域と下降域が東西に分布していることである。これまでの大循環論では常に南北の鉛直循環 (Hadley circulation) が強調されてきたのに対し、熱帯大循環では東西の鉛直循環 (East-West circulation) が重要であることが初めて示されたのである。この東西循環は、以前にも赤道太平洋地帯で Bjerkness (1969) によって、ウォーカー循環 (Walker circulation) に関連して提案されたことはあるが、ここに示したような全球規模での東西循環の存在をあきらかにしたのは、この研究が初めてである。発散場の特徴をもう一度まとめると、熱帯の 200 mb 面ではチベット高気圧が巨大な質量の涌点 (source) であり、その中心から四方八方へと発散している流れのうち、東西へのブランチが東西循環、南北へのブランチがハドレー循環となる。ここには具体的に示さないが、北半球夏季のハドレー循環 (帯状平均をとった循環) の上昇域は、北緯15度にあり、これはチベット高気圧に伴った上昇流の緯度と良く対応する。以上の簡単な解析は、熱帯循環の作用中心がチベット高気圧、海洋トラフなどの超長波スケールにあることを既に暗示している。

5. エネルギー収支

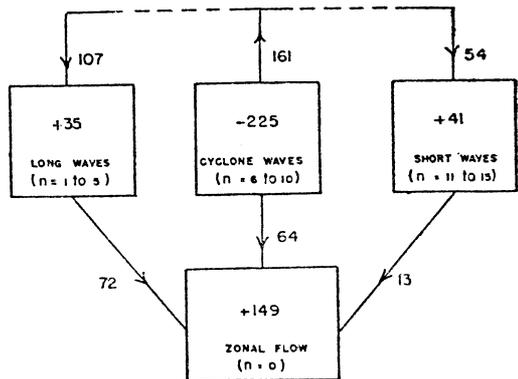
熱帯循環の機構をより定量的にあらわすためのエネルギー収支解析を論ずるにあたって、比較の対照としての中緯度のエネルギー収支 (これまでの、中緯度を重視した大気大循環のエネルギー収支と同意) を簡単に説明しておこう。第6図は Oort (1964) によって求められた、年平均の大気大循環のエネルギーサイクルである。この図は次のような過程によって循環が維持されていることを表わしている。熱帯では太陽からの放射の吸収が長波による損失よりも多く、高緯度ではその逆になっているために、帯状有効位置エネルギーが作り出される。これが図の $G(P_M)$ である。この P_M は、もし地球が回転していないと、直接に1細胞の南北循環によって運動エネルギーに変換されるはずであるが、地球の回転によって南北の温度差が上記の1細胞を形づくる前に力学的に不安定になってしまい、 P_M はじょう乱の有効位置エネルギー P_E に変換される。これが図の $C(P_M, P_E)$ である。この P_E は低気圧のスケールで、暖い空気の上昇、冷い空気の下降という現象を通して、じょう乱の運動エネルギー K_E に変換される (図の $C[P_E, K_E]$)。次に、このじょう乱は順圧安定状態 (じょう乱が帯状流にエネルギーを渡す) にあり、図の $C(K_E, K_M)$ のように帯状流を維持する。最後に残った、帯状平均の有効位置エネルギーから運動エネルギーへの変換は、 $G(P_M, K_M)$ で示さ



第6図 北半球における年平均のエネルギー収支。記号は P が有効位置エネルギー、 K が運動エネルギー、 G は生成、 D は消散、 C は交換、添字の M は帯状平均場、 E はじょう乱を意味する。単位はエネルギーが $10^6 \text{ joule m}^{-2}$ 、エネルギー交換が watt m^{-2} (Oort, 1964 による)。

れるように、他の変換に比べると非常に小さい。これが今迄に述べてきた中緯度を重視する大循環論の骨子である。

Saltzman and Fleisher (1960) は、特にじょう乱と帯状流の間の運動エネルギーの交換に注目し、この過程をより詳しく調べる為に、単なる平均からのズレで定義されているじょう乱をスケールによって分離し、各スケールどうしのエネルギー交換、帯状流とのエネルギー交換を論じた。これは、方程式のうえでは、フーリエ変換を用いて各波数の運動エネルギーの変化の式を導びくものである。彼等は、波数1から15までのスケールを考え、波数1から5を長波スケール、6から10を低気圧スケール、11以上を小スケールと呼んでいる。計算の結果は第7図に示したが、低気圧スケールの運動エネルギーが、長波と小スケールばかりでなく、帯状流にも変換されていることがわかる。すなわち、傾圧不安定を原因とする低気圧規模の現象が、他のスケールの運動エネルギーの源になっているのである。この研究もまた、中緯度じょう乱が大気大循環を支配していることを明白に表わしている。ここで誤解のないようにつけ加えておこう、以上のエネルギー収支の研究はいずれも北半球全域を扱ってはいるが、データの不足などの理由から熱帯の取扱

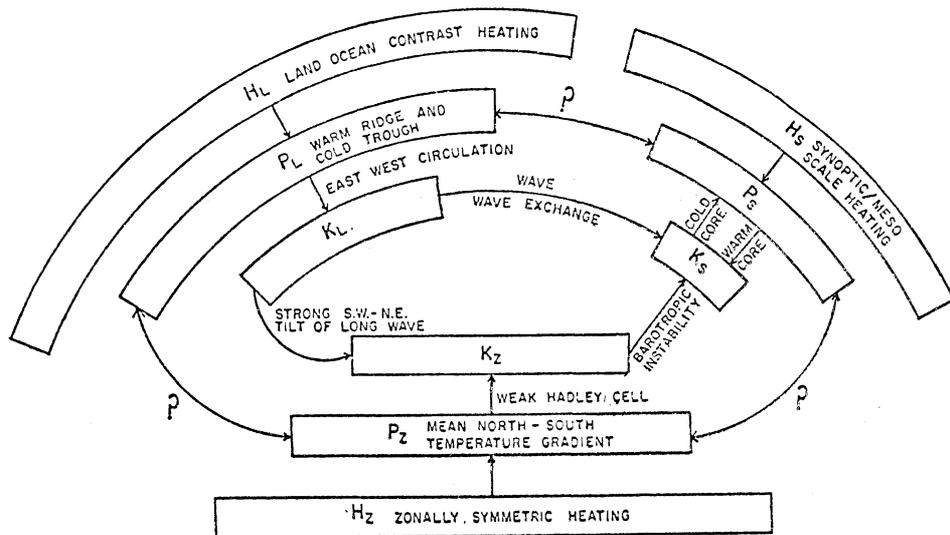


第7図 1951年の毎日の500 mb面の地衝風から求めた、带状流(波数0)、長波(波数1~5)、低気圧波(波数6~10)、短波(波数11~15)の間の運動エネルギーの交換。単位は $10^{-3} \text{erg sec}^{-1}$ (Saltzman and Fleisher, 1960による)。

いを非常に雑に行っており、熱帯循環の影響は無視されていると見なされる。したがって、熱帯のエネルギー収支は、これ等の結果から論ずることはできない。

熱帯におけるエネルギー収支の計算は、Krishnamurti and Rogers による1967年のデータを用いて、Krishnamurti (1971 a), Kanamitsu *et al.* (1973) によって行われた。彼等は Saltzman and Fleisher と全く同じ方

法を用いて、異ったスケールの間の運動エネルギーの交換を求めた。その結果、ここでは詳しい数字は示さないが、熱帯のエネルギー源は波数1から3までの超長波、すなわちチベット高気圧、メキシコ高気圧、海洋トラフなどのスケールにあることが明らかになった。一方、この収支計算は200 mb面のみの風の解析によるもので、三次元のデータが必要な位置エネルギーから運動エネルギーへの変換を論ずることは出来ない。しかし、雨の分布や温度分布などからかなりの推測が可能なので、いくらかの想像も混えて定性的なエネルギーダイアグラムを描くことが出来る。第8図はこのようにして描かれたものであるが、図の中心近くのスケールどうしの運動エネルギーのやりとりは実測によるもの、その他は推測したもので、わからない部分は疑問符で示してある。この図は次のような物理過程で熱帯循環が維持されていることを示している。まず、インドモンスーンに伴う多量の降水による凝結熱の放出と、高度のあるチベット高原の地面と大気との熱交換によって、暖い高気圧が形成される。その反面、海洋上ではこのような強い非断熱効果がないので、相対的に冷たくなる。この様な、東西に不均一な場に重って、温暖域で上昇、寒冷域で下降運動がおこり(これが東西循環)、東西波数にして1から3程度のスケールで、位置エネルギーから運動エネルギーへの変換がおこっている。すなわちチベット高気圧や海洋



第8図 熱帯における、带状平均場(Z)、波数1から3の長波(L)、波数4以上の短波(S)の間の、観測と推測によるエネルギー交換。Hは非断熱効果をあらわし、他の記号の意味は第6図と同じ(Krishnamurti *et al.*, 1973による)。

トラフに伴う運動は、このようなエネルギー変換で維持されているのである、この超長波は、力学的な理由から、その水平軸の傾きが丁度じょう乱の東向きのもーメントムを北に運ぶ形になっていることと、その輸送量の発散があることから、東風を加速し、亜熱帯偏東風ジェットを維持している。云い換えると、超長波は順圧安定状態にあり、波のエネルギーは帯状流のエネルギーに変換されているのである。また、この図によると、小さなスケール(波数4以上)の波は超長波から運動エネルギーを受けとっているが、これは局所的順圧不安定とも呼べるもので、超長波が短い波に対して一種の帯状流と見なせると考えればわかり易い。熱帯における順圧不安定の重要性は、対流圏の移動性じょう乱の発生に関して、Nitta and Yanai (1969) や Yamasaki and Wada (1972) などにより一般的に認められている事実である。このように、熱帯の循環は波数1から3の準定常な超長波によって支配されていると考えられ、中緯度のように移動性じょう乱が支配的な役割を果していることはないようである。

Krishnamurti (1971 a) の論文では、200 mb 面における小スケールの移動性じょう乱、移動性超長波、各物理量の南北輸送など、様々の興味深い事実について述べているが、理想化した熱帯大循環の維持のメカニズムを理解するにはそれ程重要とは思われないので、この解説では省略した。

現在までのところ、観測から得られた結果は以上であるが、データの不足からまだ不明な部分も多く観測事実のみからはっきりとした定量的な結論を述べる迄には至っていないというのが現実である。第8図に於いても、実際に観測されているのは、 P_L , K_L , K_S , K_Z の間のエネルギー変換くらいのもので、一番重要な H_L と P_L の交換や、 H_Z , P_Z , K_Z の交換、積雲を伴った移動性じょう乱に関する H_S , P_S , K_S の間の交換などは全くわかっていない。これ等を本質的に解決するには、観測の充実を待つより他にないのであるが、ここ4,5年のうちに熱帯対流圏の観測網は国際的な実験計画の実施によって急速に改善される予定なので、これ等の解答を得ることが出来るのもそれ程遠い将来ではないだろう。

7. 熱帯大循環のシミュレーション

熱帯大循環の作用中心が、これまで述べてきたように推測されてくると、今度は大循環の場をシミュレートしようとする動きが出て来るのは当然であろう。これは観測事実や、いくつかの仮定のもとで導びかれ、推測され

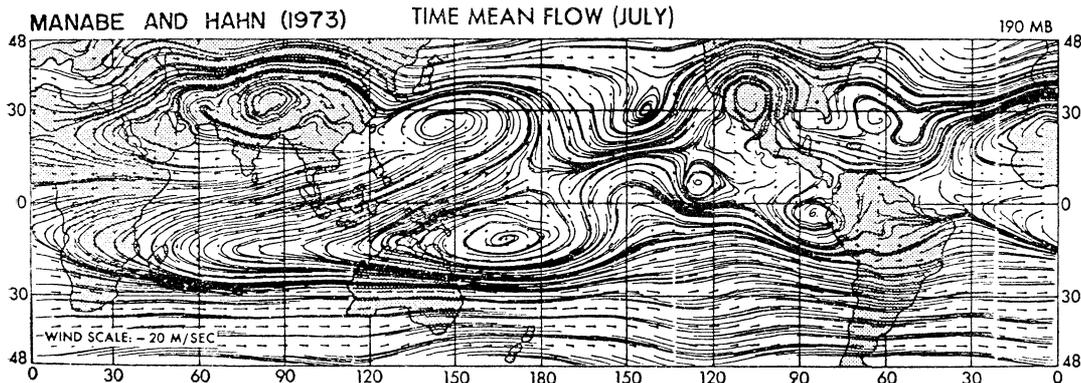
た熱帯循環の維持機構を、全く別の方面から確かめようとする目的が第1にあり、これを予報につなげていこうとする目的が第2にある。一般に数値シミュレーションは、完全モデルによるものと、理想化モデルによるものとの2種類に分けることが出来る。前者は大気大循環モデルとして良く知られているもので、考え得る殆んど全ての物理過程(もちろん大規模運動に関係の深いもの)を出来るだけ精密な形で導入し、現象の完全な再現を最終目標としその応用を重視するものである。後者は、精密さを犠牲にする代りに、その現象の本質的な理解を目的とするものである。ここでは、両者の利点・欠点を考え、大循環モデルから1例、実験予報から1例、理想化モデルから3例の解説を試みようと思う。

7-1. プリンストングループによる大循環の実験

これは現存するモデルの中では最も複雑な完全モデルで、以下のような物理過程を含んでいる。

- (1) 約270 km の格子間隔を持った全球モデルで、垂直には11層。
- (2) σ 座標による山岳効果。
- (3) 放射(短波と長波)。
- (4) 積雲対流を含む水蒸気の凝結。
- (5) 地面温度、海水などの予報
- (6) 大陸、海洋と大気間の熱、水蒸気、もーメントムの交換。
- (7) 陸上での水収支。
- (8) 雲量、海面温度は気候値を使用。

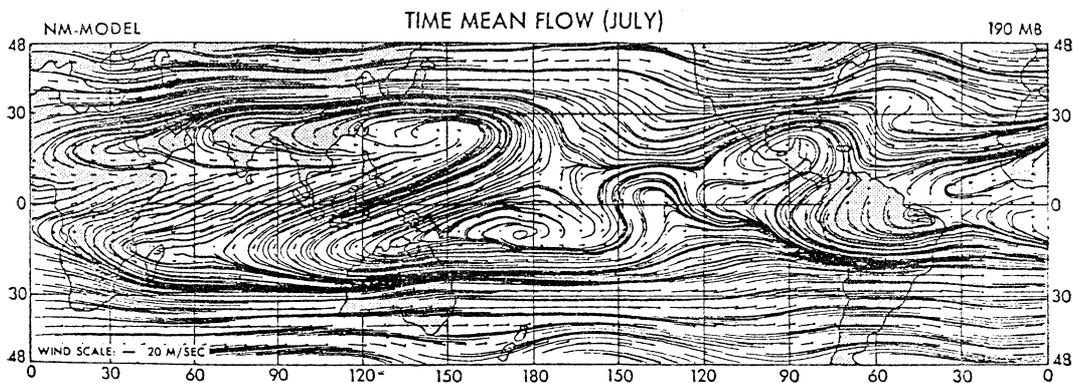
このシミュレーションはプリンストングループによる数々の実験のうちで最も最近のもので(Hahn and Manabe, 1975)、太陽高度と海水温の季節変化を取り入れて、静止の初期状態から約3年半にわたる時間積分を行ったものである。第9図に、シミュレートされた北半球の夏の190 mb 面の流れを示した。これは第1図の実測と比べると良くわかるように、非常に実測に近く、熱帯対流圏上層の特徴がすべて再現されている。実測との大きなちがいは、西太平洋の高気圧性循環が強すぎることであるが、これはモデルでの台風の発生頻度が高すぎることに由来するものと説明されている。もっとも、この実験で用いられた格子間隔(約200 km)では台風を現実的にシミュレートするのは困難であり、また積雲対流の導入の仕方も問題になってくるので、この欠点をすぐに改良することは現在のところ難しいようである。この様な欠点を除けば、北半球夏季の流れは複雑な物理過程を導入すれば、非常に良くシミュレートされることがわか



第9図 Hahn and Manabe (1975) のシミュレーションによる 190 mb 面の 7 月平均の流線。図の経度のとり方に注意。

る。しかしこの複雑な物理過程のうちで、どれが最も重要なのかを探るには、少し突込んだ研究が必要となる。この問題の解決には、モデルのアウトプットによる種々の取支計算を行う方法と、モデルから物理過程をひとつずつ消去し、いくつものシミュレーションを行う方法などが考えられる。Hahn and Manabe (1975) は、大循環というよりはインドモンスーンに注目して、ヒマラヤ山系の影響を後者の方法で調べている。すなわち彼等はヒマラヤを除いたシミュレーションを同時に行い、山系のある場合との詳細な比較をしているのである。これ等の実験の結果、ヒマラヤ山系の地形的な効果によって、インド北部に強い対流が発達し多大の凝結熱を対流圏上層で発することにより、強大なチベット高気圧が生成されることが明らかになった。また、ヒマラヤ山系がないときには、積雲対流は熱帯における平均的な熱帯収束帯

の位置（北緯10度付近）に带状に分布してしまい、チベット高気圧も非常に弱くなってしまうことが分った。このように、大循環の実験からは、ヒマラヤの山系と対流による凝結熱でチベット高気圧ができると云えるが、海洋トラフやメキシコ高気圧などの熱帯循環の他の特徴的な場は、ヒマラヤがあるときにもないときにもかなりの程度までうまく再現されている（第10図）。この成功の理由は明らかではないが、ヒマラヤがない時にも生成されてしまった西太平洋の強大な高気圧によるものではないかと考えられるようである。いずれにせよ、熱帯の循環は海陸の分布を与えた数値モデルによってみごとにシミュレートされるわけであり、また言葉をかえれば、数値モデルによって熱帯循環をここまで現実的に再現できたのは、大循環モデルの大きな進歩を示すものでもある。実際の熱帯循環の機構を探るには、シミュレーショ



第10図 Hahn and Manabe (1975) のヒマラヤを除いたモデルによる 190 mb 面の 7 月平均の流線。図の経度のとり方に注意。

ンの精度を向上させた上で、エネルギー収支などの研究も必要となるであろう。なお、米国大気科学研究所 (NCAR) の大循環モデルも、熱帯循環のシミュレーションにかなりの程度まで成功していることを付け加えておく、詳しくは、Washington and Daggupaty(1975)を参照されたい。

7-2. Kanamitsu (1975) による実験予報

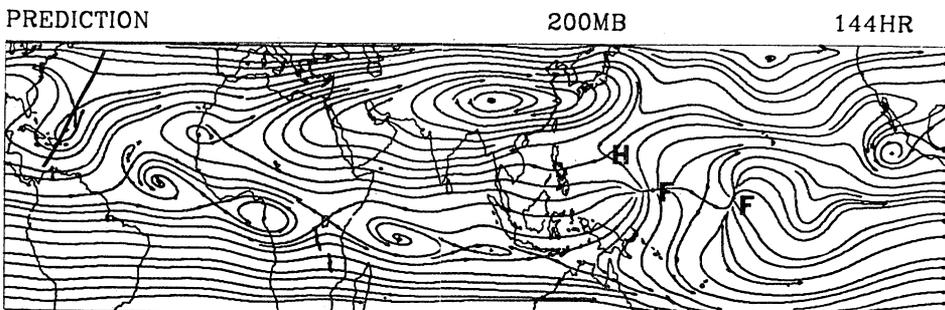
この研究の第1目標は熱帯に於ける数値予報の可能性を調べることにあるのだが、副産物として超長波について面白い結果が得られているので、ここに解説を加えてみた。このモデルは ϕ -座標系のプリミティブモデルで、上下には4層、水平には 2.5×2.5 度の緯度経度格子を用い、領域は南緯25度から北緯45度までの地球を取り巻く熱帯ベルトである。モデルに含まれている物理過程は以下にあげる。

- (1) 放射 (短波と長波)。短波の日変化を含むが、雲の影響を無視。
- (2) 積雲対流を含む水蒸気の凝結。
- (3) ϕ -系での山を上昇流の形で導入。
- (4) 地面温度の予報。
- (5) 海洋、大陸と大気間の熱、水蒸気、モーメンタムの交換。
- (6) 海面温度は気候値。

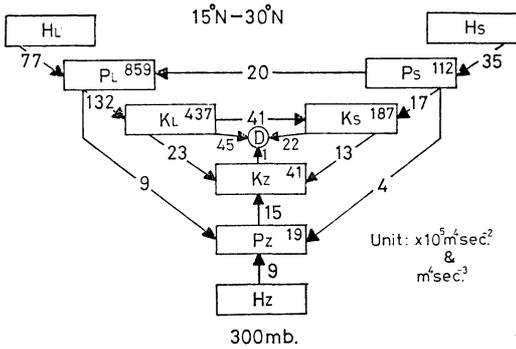
なお、南北の境界条件は剛体の壁を仮定しているので中緯度からの強制はない。またモデルは100 mb 面が一番上のレベルで、そこでは上昇流 ω はゼロと仮定されている。

このモデルと大循環モデルとの最大の違いは、初期値に、この実験では実測値を用いていることである。この初期値の解析には、特別な努力で集めた高層観測データ、航空機によるデータに加え、静止衛星から求められ

た風を充分に活用している。数値予報の場合にはイニシャリゼーションなどが問題になるが、この解説はモデルや予報を説明する目的はないのでこれ以上のことは省略する。予報は1972年8月6日の初期値から6日間にわたって行われ、その間、波数1から3までの超長波からなる熱帯大循環の準定常的な場は非常にうまく予報 (維持) された。第11図は予報6日目の200 mb 面の流線であるが、チベット高気圧などの特徴場が明瞭にあらわれている。この6日間という期間は、大循環を論ずるには短かすぎると考えられるかもしれないが、これは以下に述べる理由からそれ程無理なことをしているわけではない。以前にも述べたように、熱帯の流れは準定常な超長波で特徴づけられ、しかも熱帯循環の運動エネルギーの大部分はこの超長波が持っているのである。従って、超長波のエネルギー収支を調べるには、移動性じょう乱が重要な役割を果す中緯度とは違って、それ程長期間のデータを必要とはしないのである。この実験のような一般的なモデルを用いる時にもうひとつの問題となるのは、モデルに組込まれた物理過程、特に非断熱効果のパラメタリゼーション等が、その現象の理解の不完全さから正確ではないことである。この理由から特に大循環モデルでは、得られる場がモデルに組込まれた物理過程に固有のものとなるので、結果をそのまま現実の大気にあてはめるのには注意が必要となる。現在でも、大循環モデルによる実験は、実測と比べることによってモデルの確かさを調べるといった段階で、実際の大気を論ずるまでにはなかなか至らないのは、この様な理由によるのである。一方、実測値から出発する実験予報では、予報結果の是非がひとつの目安となるばかりでなく、初期値の影響が強くなって来る為に、実際の大気への適用は信頼性がずっと高いと云える。



第11図 Kanamitsu (1975) の実験予報による200 mb の6日予報の流線。初期値は1972年8月6日00 GMT。



第12図 Kanamitsu (1975) の6日間の実験予報から得られた300 mb面におけるエネルギー収支。記号は第8図と同じで、エネルギーの単位は $10^6 \text{m}^4 \text{sec}^{-2}$ 、変換値は $\text{m}^4 \text{sec}^{-3}$ 。

この研究のうち、この解説に関係のある部分は、6日間の予報のアウトプットによる波数に分けたエネルギー収支計算である。この予報実験からは、3次元的なデータが得られるばかりでなく、非断熱効果や摩擦の効果などもわかっているので、観測だけでは求めることの出来ない完全に閉じたエネルギーダイヤグラムを作ることが出来る。この計算に用いた方程式は非常に長く複雑なものなのでここでは省略するが、導びき方や完全な方程式系は Saltzman (1970) によっている。第12図には、計算されたエネルギー収支を Krishnamurti *et al.* (1973) の図と比較しやすいように、同じ様式で示した。但し、この図はモデルの層のとり方の関係から、300 mb面での収支に基づいている。この図と観測から得られた第8図を比較すると、両者は殆んど同じであることがわかる。すなわち、このモデルのエネルギー収支は観測と同様に超長波にエネルギー源があることを示している。そして定量的にも、その有効位置エネルギーは、積雲による凝結熱の放出によって維持されていることが明らかになった。また、南北循環によるエネルギー変換は、観測からの推定と同様あまり重要ではないことも示されている。

このダイヤグラムは、小さい方のスケールでも凝結熱放出によって有効位置エネルギーが生成され、同じスケールの運動エネルギーに変換されている(図の H_s, P_s, K_s の交換)ことを示している。また、同時に非線型過程によって、小さなスケールの有効位置エネルギーは超長波スケールの有効位置エネルギーに変換されている(図の P_s, P_L)。これは、超長波スケールの非断熱効果以外にも P_L を作り出す過程があることを示しており、非常に興味深い。しかし、この小スケールについては比

較の対象とすべき観測がないので確実なことは云えず、あくまでも観測によって真実を確かめなければならない。

7-3. Abbott (1973) による理想化モデル

Abbott (1973) は出来るだけ単純化したモデルを用いて、大循環スケールの海陸分布に対応する熱冷源を与えたときの大気の応答が、実測される熱帯大循環に似るかどうかを調べようとした。すなわち、これは前の2つの実験とは対照的に、理想化モデルによるシミュレーションと云えるものである。彼は簡単なモデルとして4層の準地衝風モデルを選んだ。このモデルの力学的な制約から、シミュレーションの領域は赤道から北緯70度までの北半球のほぼ全域である。水平の格子間隔は緯度格子で、2.5度と5度の2種類ある。用いられた予報方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -J(\psi, \nabla^2 \psi + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -J(\psi, T) + \frac{p}{R} \sigma \omega + \frac{H}{C_p} \tag{2}$$

$$\sigma \nabla^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = f_0 \left(\frac{\partial}{\partial p} J(\psi, \nabla^2 \psi + f) - \nabla^2 J \left(\psi, \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \right) - \frac{R}{p C_p} \nabla^2 H \tag{3}$$

である。各記号の意味は、 t は時間、 ψ は流線関数、 J はヤコビアンオペレータ、 ∇^2 はラプラシアン、 f はコリオリのパラメータ、 f_0 は北緯22度における f 、 ω は気圧座標での上昇流、 p は気圧、 T は温度、 R はガス常数、 σ は安定度、 C_p は定圧比熱、 H は非断熱効果である。

このシミュレーションの原動力となっている海陸の熱冷源と発散場は次の様な方法で定めている。彼は1967年7月の850・500・200 mbの各等圧面における平均的な流れの場をまず解析し、この場が定常になるような発散場と熱冷源を求めた。具体的には、予報方程式において、渦度 ($\nabla^2 \psi$) と温度の局所的な時間変化がゼロになるように、発散場(オメガ方程式から上昇流の場)と熱冷源の場を適当な境界条件のもとで求めた。これ等の場は、時間的に変動しないものと仮定し、まずこのような発散と熱源によってどのような運動が引き起こされるかを調べ、次にこの運動の場に発生・発達する移動性じょう乱と大規模運動との関係を調べようとしたのである。言い換えれば、この実験では、平均的な大気を作り出すような外的パラメータが与えられたときに、大気がそれに対応した場を力学的に安定な型で作ることが出来るか

どうかを調べようとするものである。

使われたモデルの概略は以下のとおりである。

(1) 領域の北での境界条件は、フリースリップの壁で、 $\omega=0$ また渦度は1格子点内側で予報された値を東西に平均したものをを用いている。

(2) 赤道における境界条件は、解析された風の赤道を横切る成分から流線関数を求め、これが時間的に変化しないと仮定した。この境界条件によると南半球から北半球への流れがあることになるが、これは Newell *et al.* (1969) によって指摘された南半球からのモーメントのフラックスを与えていることになっている。Abbott は、これがシミュレーションの成功のひとつの要因であるとしている。赤道での上昇流は、上記の条件と矛盾しないように、風の赤道を横切る成分の時間変化がないという条件から求めている。

(3) 上昇流は 50 mb 面でゼロ、大気下層の境界条件としては、相対渦度に比例した摩擦による上昇流を、950 mb 面で与えている。

(4) 外的な強制による系のエネルギーの増大は、摩擦によって防いでいる。

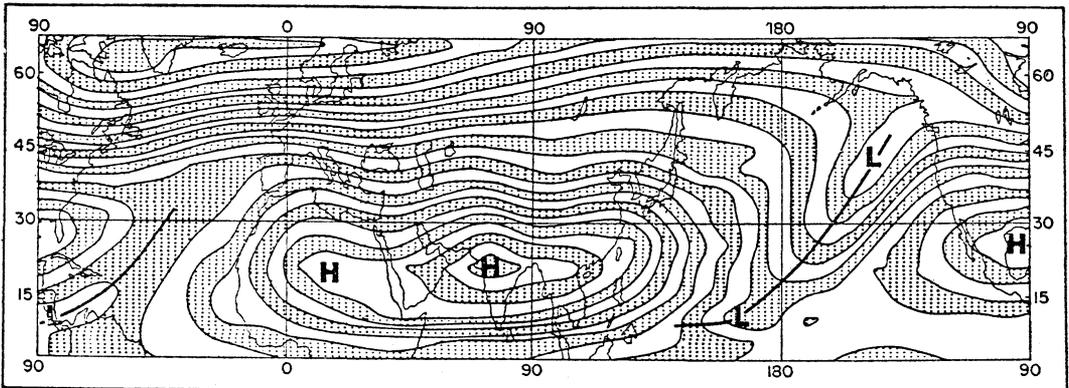
シミュレーションの初期値は前述の平均場で、発散や熱冷源の計算法によってわかるように、初期は渦度・温度とも時間傾向がゼロとなる。しかし、時間積分を続けると、計算機の打ち切り誤差などによってじょう乱が次第に発達してくる。この初期値のとり方は少し誤解を生み易いので、ここで説明をつけ加える必要があると思う。

Abbott は、実は数値積分の時間を節約するために、静止状態からではなく、与えられた熱冷源などの場に矛盾

しない初期状態（7月の平均流）から積分を始めたのである。もちろん初期状態を静止状態に選んでも、長時間の積分をすれば、どちらのシミュレーションも同じ様な結果を与えると仮定しているわけである。またこの実験は、別の見方をすれば、与えられた熱冷源などを満足する平均場が力学的に安定かどうか、すなわち平均場に発達し移動するじょう乱が平均場を完全に乱してしまうかどうかを調べているとも見なせるのである。

第13図は、シミュレートされた流線関数の場で、10日目から30日目までの平均をとってある。熱帯循環の特徴が準地衡風モデルでもみごとに再現されていることがわかる。ここでは示さないが、平均をとる前の個々の場を見ると、海洋トラフに重って低気圧性のじょう乱が発達したり、チベット高気圧もいくつかの高気圧から成立って、熱帯循環の特徴を少し誇張した形になっている。これ等のことは、じょう乱は大循環の平均場を乱す程には発達せず、場が安定であることを示している。彼はまた、上昇気流の場や順圧のエネルギー収支などを計算し、このモデルによる熱帯循環の維持の機構を次のように説明した。モデルに与えた大循環規模の鉛直循環の場と熱冷源は、陸上で上昇、海洋上で下降であり、これに対応して加熱、冷却がある。すなわち大規模の外的な強制 (forcing) として、超長波スケールでの位置エネルギーから運動エネルギーへの変換が与えられている。この場の中で時間積分を続けると、比較的小スケールのじょう乱が発達する。エネルギー的には、超長波の運動エネルギーが小スケールのじょう乱の運動エネルギーに変換されている。また、亜熱帯偏東風などの帯状流も超長波

ABBOTT (1973)



第13図 Abbott (1973) の準地衡風モデルによるシミュレーションから得られた 200 mb の流線関数。10日目から 30 日目までの平均をとってあり、等値線の間隔は $5 \times 10^6 \text{m}^2 \text{sec}^{-1}$ 、流れは流線関数の値の低い方を左に見て、等値線に平行。図の緯度のとり方に注意。

からエネルギーを受けている。このように、この実験では、東西方向に不均一な forcing が熱帯大循環の他のスケールの運動を維持する源となっていることを示している。

7-4. Colton (1973) によるシミュレーション

Colton は Abbott のモデルをもっと単純化し、渦度方程式を用いた2次元モデルによるシミュレーションを行った。彼の目的とするところは、実は Holton and Colton (1972) による 200 mb 面での渦度収支計算に基づいているのであるが、ここでは、シミュレーションに話を限った方が混乱が少ないと思われるので、渦度収支については後に項目をわけて述べようと思う。彼はまず運動のスケールを超長波とその他の小スケールに分離し、前者(波数1から3)の運動は実測に基づく発散場によって強制されるとし、後者(波数4から15)は自由波で、超長波との非線型の相互作用によってひきおこされるとした。この実験は、Abbott による実験と同じように、熱帯の大循環規模の場の中に発達する小スケールの移動性じょう乱の役割を調べようとするものである。

予報方程式は、超長波に対するものとその他の小スケールに対するもので異なり、超長波では、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \nabla^2 \phi_n}{\partial y} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-ik \frac{\partial \phi_{n-m}}{\partial y} \nabla^2 \phi_m \right. \\ \left. + imk \frac{\partial}{\partial y} (\phi_m \nabla^2 \phi_{n-m}) \right] + i\beta nk \phi_n \\ = -\beta y \delta_n - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta_m \nabla^2 \phi_{n-m} - D \nabla^2 \phi_m \end{aligned} \quad (4)$$

であり、その他の波では、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \nabla^2 \phi_n}{\partial t} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-ik \frac{\partial \phi_{n-m}}{\partial y} \nabla^2 \phi_m + imk \frac{\partial}{\partial y} \right. \\ \left. (\phi_m \nabla^2 \phi_{n-m}) \right] + i\beta nk \phi_n = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

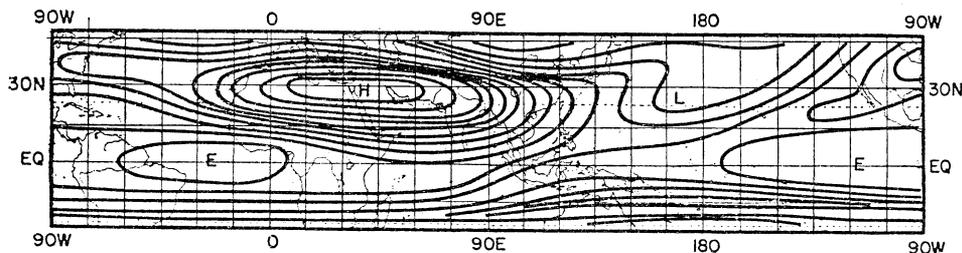
である。ここに、 n は東西方向の波数、 ϕ は流線関数のフーリエ変換(各波の振幅に相当するもの)、 i は虚数単位、 $k=2\pi/L$ で、 L は地球の緯度に沿った周囲、 β はコリオリパラメータの緯度変化、 δ は発散のフーリエ変換、 D は摩擦係数である。(4)式によって、超長波スケールの渦度は、外部から与えられる時間的に変化しない発散場(δ)によって生成され、定常性を保たせるために加えられた消散項(右辺の最後の項)によって消滅する。この消散項の物理的意味については、後に渦度収支の項で述べる。他方、自由波である小スケールの波は、生成項も消散項もないが、移流項である非線型効

果、すなわちシグマ記号のついた項を通じて超長波スケールから渦度を得るのである。具体的な手続きとしては、発散場は Krishnamurti and Rogers による解析から得られた北半球夏季の平均場を用い、 β は北緯15度における値、 D は $0.25 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ の比較的小さな値を用い、南北の境界では流線関数は経度によらず時間的にも一定で、領域内(南緯25度から北緯45度までの熱帯ベルト)の帯状流は時間的に変化しないとしている。数値実験は、最初にすべての波動の運動がない帯状流から出発するが、与えられた発散に応じて波動が生じはじめる。約3日の積分の後に場は発散場に対応して熱帯大循環の特徴を持ちはじめ、積分を続けると小スケールの移動性じょう乱が発生しはじめる。彼は積分を40日間にわたって行い、渦度収支の観点から超長波スケールと小スケールとの相互作用を論じている。彼の導いた結論は、超長波の渦度が小さいスケールに移っていくこと、すなわち超長波が他のスケールの渦度の源になっていることである。また、発散場によって強制された超長波は、単なる消散項ばかりでなく小スケールへ渦度を与えることによって定常性を保っていることもあげている。この実験は、Abbott によるものと目的が同じであるが、渦度で現象を論じているところが本質的に異っている。

シミュレーションの比較のために、15日から40日までの間の平均の流線関数を第14図に示しておいた。他の図とは経度のとり方が違うので注意する必要があるが、チベット高気圧、太平洋のトラフなどは非常に良く再現されている。大西洋のトラフとメキシコ高気圧はシミュレートされていないが、これはモデルが簡単すぎることに由来のものであろう。

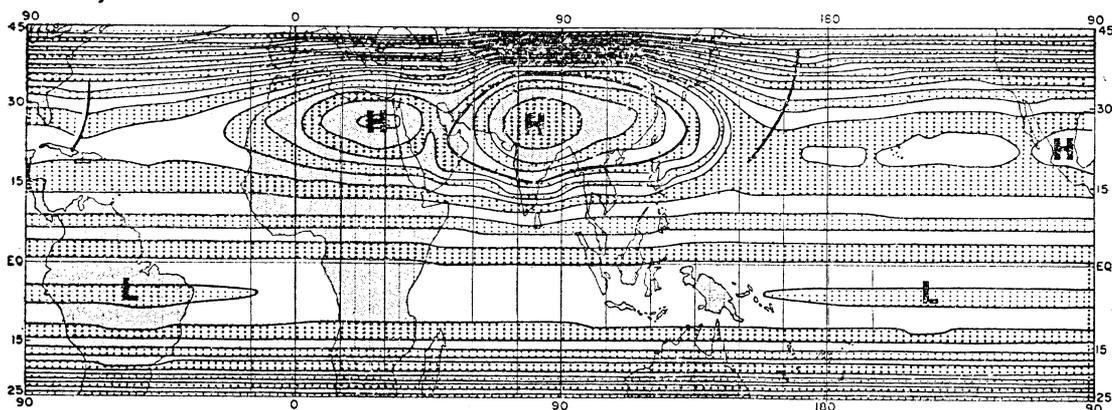
7-5. Krishnamurti et al. (1973) によるシミュレーション

先にあげた2つの理想化モデルによる実験では、いずれも実測による発散場を外的なファクターとして与えている。Krishnamurti et al. はこれをもっと単純化することを考え、熱帯循環で最も顕著な場であるチベット高気圧を上層の流れの場の中にある障害物とみなし、非発散渦度方程式を用いた数値実験を行った。この実験のひとつの利点は、先の2つの実験はチベット高気圧だけではなく海洋トラフ、メキシコ高気圧などにも対応する発散場を与えていたのに対し、この実験ではチベット高気圧のみを外的ファクターとして与え、その他の特徴をシミュレートしようとする点であり、もう一歩さかのぼった実験とも云える。したがってこの実験では小スケール



第14図 Colton (1973) によるシミュレーションから得られた流線関数で、15日目から40日目までの平均。等値線の間隔，流れの方向は第13図と同じ。

Barrier, Mean flow
Days 20-50



第15図 Krishnamurti et al. (1973) による実験から得られた流線関数で、20日目から50日目までの平均。等値線の間隔，流れの方向は第3図と同じ。図の中央の閉じた太線が障害物として選ばれた等値線で、この内部の等値線には意味はない。

の移動性じょう乱は重視していない。

予報方程式は、絶対渦度保存をあらわす次の式である。

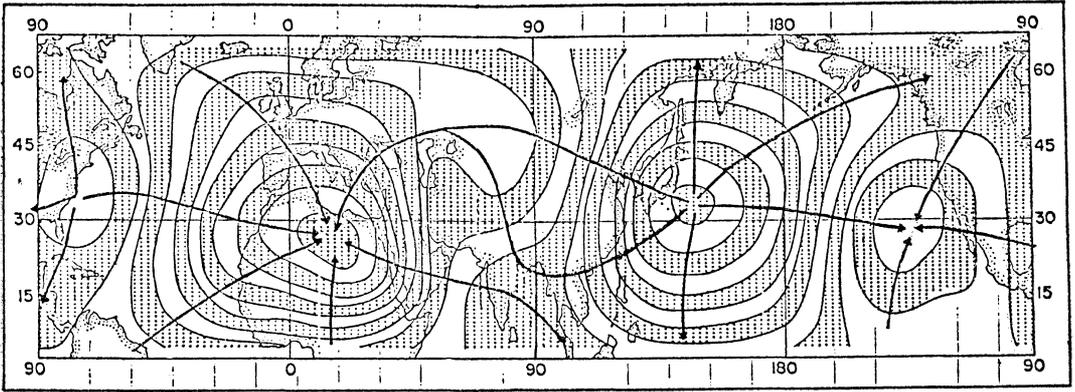
$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -J(\psi, \nabla^2 \psi) - \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (6)$$

記号は7-3で用いられたものと同様であり、領域及び南北での境界条件は Colton のモデルと全く同じである。格子間隔は2.5度の緯度経度で、初期状態は1967年夏季の200mb面の平均場を各緯度で東西平均した带状流である。チベット高気圧に対応する障害物は、気候値から得られた適当な閉じた等流線関数線を選び、境界条件としてその値が時間的に変化しないとした。この障害物は初期の場に導入した。積分は50日間にわたって行われたが、20日から50日までの平均の流線関数を第15図に示した。南北方向の運動は、他のシミュレーションに比

べるとかなり弱い。高気圧やトラフなどの特徴的な場がほとんど全て再現されているのは、驚くほどである。特にアフリカ大陸の高気圧性循環はその勢力も強く、この様に簡単な非発散モデルでどの様にして作りだされるかは、興味深い問題である。彼等はこのシミュレーションの結果から波数別のエネルギー収支を計算し、絶対的な値は小さいが、観測と同様に超長波スケールから他のスケールへのエネルギー変換があることを示している。

8. 渦度収支と超長波の定常性について

渦度方程式の立場から見ると熱帯大循環の特徴的な場の定常性を説明するのに問題があることを最初に指摘したのは、前述の Abbott であった。彼は熱帯の平均的な渦度場を定常に保つような発散場を求めたのであるが、その場が実際の観測から得られる平均的な発散場よりも、かなり東にずれることを見付けた。第16図は、30



第16図 Abbott (1973) のシミュレーションの30日目の場から計算された 200 mb 面の速度ポテンシャルの分布。矢印は発散風の方向をあらわす。等値線の間隔は不明。第5図と比べると、全体的なパターンが大きく東にずれていることに注意。

日目のシミュレーションから求めた速度ポテンシャルであるが、観測による第5図と比べると経度にして90度近く東にずれていることがわかる。実は、準定常な超長波では発散と渦度の極大の位置がずれなければならないことは以前から Burger (1958) によって、スケール解析に基づいた理論から指摘されていた。この理論によると、超長波の定常性は、渦度方程式の各項のうちでベータ項（南北流による地球渦度の移流項）と発散項が釣り合うことによって保たれるものとされている。もっとわかり易く言えば、超長波スケールでは、北寄りの風の場合には発散、南寄りの風の場合には収束といった具合に、渦度と発散の場が丁度4分の1波長ずれていなければならないのである。ところが、熱帯で観測される超長波ではこのバランス (Burger Balance) が成立っておらず、波が準定常であるのは何故かという問題が提起されたわけである。

Abbott と殆んど同じ時期に、Holton and Colton (1972) は、渦度の収支を調べる目的で、北半球夏季平均の流れの場に定常状態を仮定した線型渦度方程式を適用し、観測による平均的な発散場を与えたときに得られる流線関数の場について論じた。彼等は渦度方程式に摩擦による消散項を導入し、摩擦係数が通常用いられる様な $5 \times 10^{-6} \text{sec}^{-1}$ （これは初期に与えた渦度が e 分の1になるのに約2.3日かかるほどの値）のオーダーでは、求められる超長波の場が実際とは振幅も位相も異なることを示し、実測にあう場を得るには $1.5 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ という非常に大きな摩擦係数を用いなければならないことを指摘した。これは観測される渦度と発散の場が丁度

180度の位相差を持っている（正渦度と収束、負渦度と発散が対応している）ことから、容易に予想のつくことであった。彼等はこの結果から、渦度の定常性を保つには1日より短いタイムスケールで渦度の消散がなければならないと結論した。そして、この様に大きな消散の効果を持つものには、インドモンスーンに伴う積雲による下層正渦度の上方向輸送しかないとしたのである。しかしこの結論には疑問の点も多く、モンスーン域では積雲によって説明はつくが、海洋トラフの下降域では難があるなど、一般的には受け入れられなかった。

さて、それでは実際の大気ではどのようなバランスが成立しているのかに就いては、実は Colton のシミュレーションが既に解答を与えているので、ここで以前の解説をもう少し補充しようと思う。彼は超長波として波数1から3までの波を観測された発散場によって強制したのであるが、定常性を保つために Holton and Colton に習って消散項をつけ加えている。彼は最初、観測から得られた $1.5 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ の値を摩擦係数として用いたらしいのだが、シミュレーションで小さなスケールのじょう乱の発生、発達がかなり妨げられたらしく、係数の値を $0.25 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ とかなり小さくして実験に成功している。この摩擦係数の値は約4.6日の damping time に対応し、通常の渦粘性から考えても異常に大きな値とは云えないものである。さて、彼の導いたこのシミュレーションによる結論は、超長波スケールで作り出された渦度は、同じスケールでの摩擦項によって消散するばかりでなく、順非線型過程を通じてより小さなスケールへ移っていくということであった。これは、Holton and

Colton の中で渦度方程式の線型化によって無視されていた効果であり、彼等の結論を疑問とする根拠にもなる。また、渦度方程式の各項のバランスは、ベータ項と発散項だけではなく移流項を含めて初めて成立つことを示唆しているのである。この解説ではこの点に注目し、Kanamitsu (1975) による実験予報の結果に波数であらわした渦度方程式を適用し、超長波の移動がどの項によって左右されているかを計算してみたので、ここにその結果を簡単に述べてみる。

渦度方程式の両辺にフーリエ変換をほどこすと、次のような式が得られる。

$$Z_t(n) = -\sum_{m=-\infty}^{\infty} [Z_x(m)U(n-m) + Z_y(m)V(n-m) + Z_p(m)W(n-m)] - \sum_{m=-\infty}^{\infty} [D(m)Z(n-m)] - fD(n) - \beta V(n) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} [V_p(m)W_x(n-m) - U_p(m)W_y(n-m)] + Y_x(n) - X_y(n) \quad (6)$$

ここで、 Z , U , V , W , D , X , Y は各々渦度、風の東西成分、風の南北成分、上昇流、発散、摩擦の東西成分、南北成分のフーリエ変換であり、 n は波数、添え字は微分をあらわす。また、位相の定義から、各波の位相速度 (λ_n) を渦度の振幅 $Z(n)$ であらわす式を求めると、

$$\lambda_n = -\frac{i}{n|Z(n)|^2} [Z(n)Z_t(n) - Z(-n)Z_t(-n)] \quad (7)$$

となる。この式の右辺に (6) 式を代入すれば、渦度方程式の各項がどちらの方向にどれくらい波を移動させるかを求めることが出来る。ここでは、超長波に興味があるので、波数 1 と 2 に対して (波数 3 はこの実験では振幅が小さく、移動速度も大きい)、6 日間の予報から得られた平均的な値を求めると、第 1 表のようになる。表からわかるように、この予報ではどの波も定常ではなく、東へかなりの速さで移動している。しかしどちらの波をとってみても、各項の釣合はベータ項と発散項のみによるのではなく、移流項が重要な役割を持っていることがわかる。この実験は 6 日間という短期間なので定常性を論ずるには適当でないかもしれないが、Colton の実験と良い対応を示すので、ここに付け加えたまいである。

なお、この超長波の定常性については力学的な方面から、南北の境界条件、領域の南北の幅、大気の傾圧性、非断熱効果や山岳などを考慮して論ぜられる必要がある。

第 1 表 Kanamitsu (1975) の実験予報の結果を用いて計算した、渦度方程式の主要項による波数 1 と 2 の波の位相速度。単位は、 $\text{程度} \cdot \text{day}^{-1}$ で、正は東への移動をあらわす。

波数	移流項	発散項	ベータ項	計
1	30.5	-1.4	-21.1	8.0
2	25.5	-4.8	-17.6	3.1

り、現象のより完全な理解からはまだ程遠い状態であることを加えておく。

9. まとめ

北半球夏季の熱帯対流圏上層の流れは、準定常な暖いチベット高気圧と冷い海洋トラフで代表される東西方向に変化の大きい場で特徴づけられる。観測や数値実験によるエネルギー収支解析などの研究によると、この準定常な場合は熱帯循環の作用中心となっており、循環維持の機構は以下のように説明される。

アジア大陸とヒマラヤ山系、インド洋、アフリカ大陸、インドネシア半島などの特殊な地理的条件によって、北半球夏季には、インド北部に対流活動が盛んになり、対流圏上層が非常に暖められ、強大なチベット高気圧が生成される。この高気圧は上昇流を伴っており、対流圏上層ではこの上昇流が圏界面でおさえられ四方八方へと発散する。この流れの南へのブランチは、南半球で沈降し、ハドレー循環を形成し、いわゆるモンスーンの循環を作り出す。一方、東西方向のブランチは、冷い海洋上で沈降し、東西循環を形成する。この沈降の部分に丁度上層のトラフが対応する。このトラフは、水平面上で南西から北東へ大きく傾いており、超長波の持つ東向きの運動量を北に運んでいる。その結果として、超長波は带状流にエネルギーを与え、亜熱帯偏東風ジェットを維持している。また、熱帯対流圏上層にみられる移動性じょう乱は、地域的な順圧不安定過程によって発生・発達し、超長波がそのエネルギー源になっている。このように、北半球夏季の対流圏上層の循環は、インドのモンスーンによって維持されている準定常な超長波によって支配されているのである。

10. これからの問題点

この解説で述べてきた数々の研究は、そのほとんどが北半球夏季の上層の場という非常に限定された熱帯大循環を扱っているにすぎない。従って、これからの問題点には、抽象的に云えば、もっと一般的な熱帯大循環の研

究を進めること、具体的には、各季節の対流圏および成層圏の循環、季節の移り変りに伴う循環の変化などの研究をあげることが出来る。ところが、データの不足という根本的な制限から、現在までこの様な研究はほとんどなされていない。従って、まず解決しなければならないのが、熱帯の観測の問題となる。これはもちろん、個人や小さなグループでは解決できる問題ではなく、国際的な協力による観測計画が必要となる。これには、近年、協力体制の整備や技術、理論の進歩によって、次のような観測の充実が既に行われ、又計画されている。以下に列挙すると、まず通信網の整備改良によって、世界中のデータが短時間のうちに一カ所に集められるようになったこと、航空機のデータがこの通信網の中に組入れられたり、WWW計画によって高層観測点の数も増えるなど、データ源が豊富になってきたこと、静止衛星によって大気の上・中・下層の風を求めることが出来るようになったこと、軌道衛星による大気の垂直構造（温度、湿度など）の遠隔観測が、かなりの精度で行えるようになってきたこと、そして FGGE などの熱帯を目的とした大掛りな観測実験が行われること、などである。

このように、これからは熱帯のデータが急速に増えてくると考えられ、研究の進展に大きな期待が持たれている。また、観測網が完備してくると、大循環のもっと細かい特徴、たとえばインドモンスーンや貿易風、亜熱帯高気圧などの個々の循環、その時間変動なども問題となり、従って、熱帯大循環論は小さなスケールでの短期間の予報にも結びついていくであろう。1979年に予定されている MONEX は、既にこのような局地的な循環の追求を目的としており、日本でも、梅雨ジェットや梅雨前線、小笠原高気圧などを、熱帯大循環的な立場から研究していく良い機会となるであろう。

文 献

- Abbott, D.A., 1973: Scale interactions of forced quasi-stationary planetary waves at low latitudes, Rept. 73-2, Dept. of Meteorology, Florida State University, Tallahassee, 1-154.
- 荒川昭夫, 1958: 最近の大気大循環論, 気象研究ノート, 61, 229-362.
- Aspliden, C.I., G.A. Dean, and H. Landers, 1966: Satellite study, Tropical North Atlantic, 1963, Tech. Rept., Grant WBG 58, Florida State University, Tallahassee.
- Bjerkness, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, Mon. Wea. Rev., 97, 163-172.
- Burger, A., 1958: Scale considerations of planetary motions of the atmosphere, *Tellus*, 10, 195-205.
- Colton, D.E., 1973: Barotropic scale interactions in the tropical upper troposphere during the northern summer, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1287-1302.
- Flohn, H., 1964: Investigations on the tropical easterly jet, Tech. Rept., Meteorological Institute, University of Bonn.
- , 1968: Contributions to a meteorology of the Tibetan highlands, Rept. No. 130, Col. State University, Fort Collins, 1-120.
- Hahn, D.G., and S. Manabe, 1975: The role of mountains in the south Asian monsoon circulation, *J. Atmos. Sci.*, 32, 1515-1541.
- Holton, J.R., and D.E. Colton, 1972: A diagnostic study of the vorticity balance at 200 mb in the tropics during the northern summer, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1124-1128.
- Kanamitsu, M., 1975: On numerical prediction over a global tropical belt, Rept. No. 75-1, Dept. of Meteorology, Florida State University, Tallahassee, 1-282.
- , T.N. Krishnamurti, and C. Depradine, 1972: On scale interaction in the tropics during the northern summer, *J. Atmos. Sci.*, 29, 698-706.
- 菊地幸雄, 1974: 大規模な大気運動はどのようにして維持されているか, 天気, 21, 113-126.
- Koteswaram, P., 1958: The easterly jet stream in the tropics, *Tellus*, 10, 43-57.
- Krishnamurti, T.N., 1971 a: Observational study of the tropical upper tropospheric motion field during the northern hemisphere summer, *J. Appl. Met.*, 10, 1066-1096.
- , 1971 b: Tropical east-west circulations during the northern summer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1342-1347.
- , and E.B. Rogers, 1970: 200 mb wind field June, July, August, 1967, Rept. No. 70-2, Dept. of Meteorology, Florida State University, Tallahassee, 1-114.
- , S.M. Daggupaty, J. Fein, M. Kanamitsu, and J.D. Lee, 1973: Tibetan high and upper tropospheric tropical circulations during northern summer, *Bull. Amer. Met. Soc.*, 54, 1234-1249.
- , E.G. Astling, and M. Kanamitsu, 1975: 200 mb wind field June, July, August, 1972, Tech. Rept. Dept. of Meteorology, Florida State University, Tallahassee, 1-115.
- Lorentz, E.N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, *W.M.O.*, 161.
- Mak, M.K., 1969: Laterally driven stochastic

- motions in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 41-64.
- Mintz, Y., and G. Dean, 1952: The observed mean field of motion of the atmosphere, *Geophys. Res. Papers*, No. 17, 1-65.
- Murakami, M., 1973: Response of the tropical atmosphere to the initial forcing on the equator and the middle latitude boundary, *J. Met. Soc. Japan*, **51**, 252-262.
- , 1974: Influence of mid-latitude planetary wave on the tropics under the existence of critical latitude, *J. Met. Soc. Japan*, **52**, 261-271.
- Newell, R.E., D.G. Vincent, T.G. Doplick, D. Ferruzza, and J.W. Kidson, 1969: The energy balance of the global atmosphere, *The Global Circulation of the Atmosphere*, G.A. Corby Ed. Royal Met. Sci., 42-90.
- Nitta, T., and M. Yanai, 1969: A note on the barotropic instability of the tropical easterly current, *J. Met. Soc. Japan*, **47**, 127-130.
- Oort, A.H., 1964: On estimates of the atmospheric energy cycle, *Mon. Wea. Rev.*, **92**, 433-443.
- Riehl, H., 1954: *Tropical Meteorology*, McGraw-Hill, New York, 392.
- Sadler, J.C., 1967: The tropical upper tropospheric trough as a secondary source of typhoons and a primary source of trade wind disturbances, Final Rept. AFCL 67-0203, Hawaii Institute of Geophysics, University of Hawaii, 1-48.
- Saltzman, B., 1970: Large-scale atmospheric energetics in the wavenumber domain, *Rev. Geophys.*, **8**, 289-302.
- , and A. Fleisher, 1960: The exchange of kinetic energy between larger scales of atmospheric motion, *Tellus*, **12**, 374-377.
- Washington, W.M., and S.M. Daggupath, 1975: Numerical simulation with NCAR global circulation model of the mean condition during the Asian-African summer monsoon, *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 105-114.
- Yamasaki, M., and M. Wada, 1972: Barotropic instability of an easterly zonal current, *J. Met. Soc. Japan*, **50**, 391-415.