

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

# グロースベッター

第25巻 第1号

熱帯西部太平洋の熱源変動と中高緯度大気への

影響 ..... 新田 勅 ..... 1

冬季中・高緯度対流圏における波動・平均流相互作用の解析

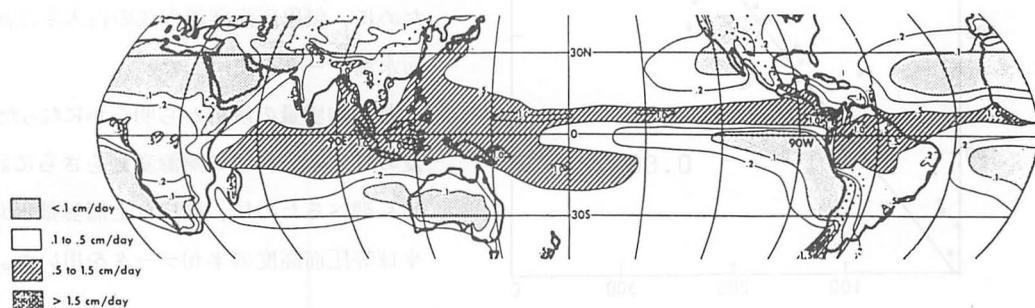
— 波の増幅とブロッキングの発現機構 — ..... 佐藤 康雄 ..... 22

1986年10月

L. F. グループ

## 1. はじめに

最近、南方振動やエルニーニョ現象（ENSO）に伴って熱帯海域の海面水温や対流活動が大きく変動し、その影響が中・高緯度地方を含む広範囲の大気大循環に及んでいることが明らかになった。第1図は長期間平均した降水量の年平均値の分布であるが、熱帯域の中でもインド洋から西部太平洋にかけての領域はとりわけ大きな熱源域になっていることがわかる。この大きな熱源の時間的、



第1図 年平均の雨量分布。単位はcm / 日。  
(USSR Academy of Sciences, 1964, より)。

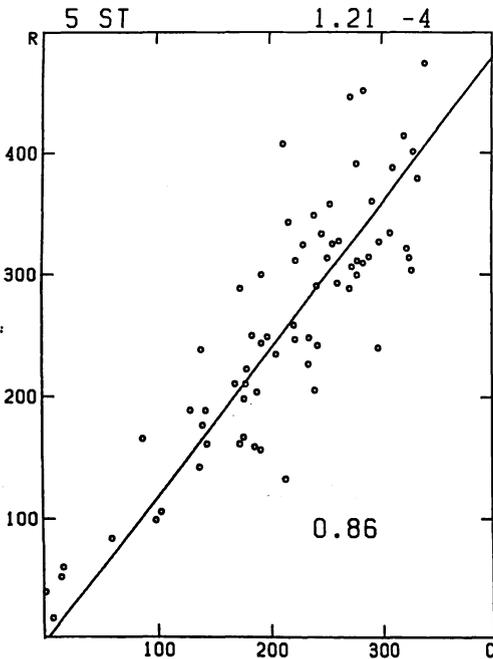
空間的な“ゆらぎ”が大気中に様々な変動を励起していることが予想される。特に日本を含む東南アジア地域は、その地理的關係からインド洋、西部熱帯太平洋の影響を強く受けているものと思われる。

本報告は、主に「ひまわり」による月平均雲量データを用いて、熱帯西部太平洋域の熱源変動の時間的、空間的特徴を明らかにするとともに、その大気大循環への影響を調べたものである。特に日本の夏の天候と大いに関連あると思われる日本南方海域の熱源変動については半旬データを用いて詳しい解析を行った。

## 2. 解析資料

解析には主に衛星センター作成の月平均上層雲量を用いた。第2図は熱帯収束帯（ITCZ）上の5地点の観測所で得られた月平均雨量を平均したもの（R：mm/月）と、同領域の月平均上層雲量（C：0-1000）を対応させたものだが、両者の間には非常に高い線型の相関があることがわかる。すなわち、雲量変動を調べることは、凝結熱の変動を調べることに対応している。雲量データは、北緯50°～南緯49°、東経90°～西経171°の1°×1°の格子上にあり、期間は1978年2月～1983年

\* 気象研究所・予報研究部



第2図 ITCZの地上で得られた月平均雨量（縦軸：mm / 月）と、同領域の月平均上層雲量（横軸：0 - 1000）の分散関係図。

第3図は6年間平均した1月、4月、7月、10月の雲量分布である。冬期、高雲量域は赤道～南緯10°の南半球にあり、特にボルネオの南、オーストラリアの北、ニューギニアの東に大きな雲量域が存在している。春になると南半球側の雲量は減少し、かわって北緯5°～10°に東部太平洋から伸びてきたITCZの雲が現われ、高雲量域は次第に西進北上し、夏にはフィリピン近くまで達する。特に、熱帯西部太平洋域の高雲量は、例年6月頃に確立するが、この時期の海面水温の値や季節内変動の強さや位相によって、年ごとに雲量分布が異なり、梅雨前線のふるまいや、日本の夏の天候に大きな影響を与えていることが推測される。秋には西太平洋の雲量は減少するとともに東に後退する。日本の南岸には、ほぼ年間を通じて中緯度低気圧の経路に対応した雲量帯が存在しているが、6、7月には梅雨前線として活発化する。

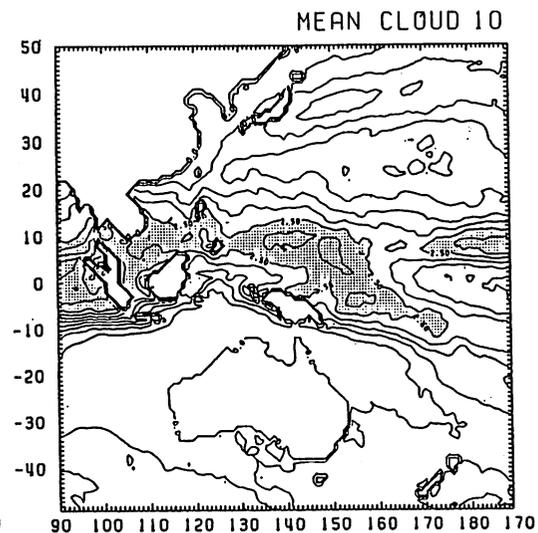
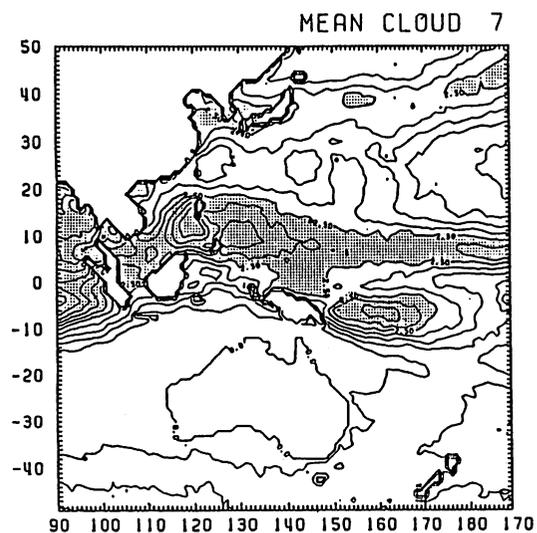
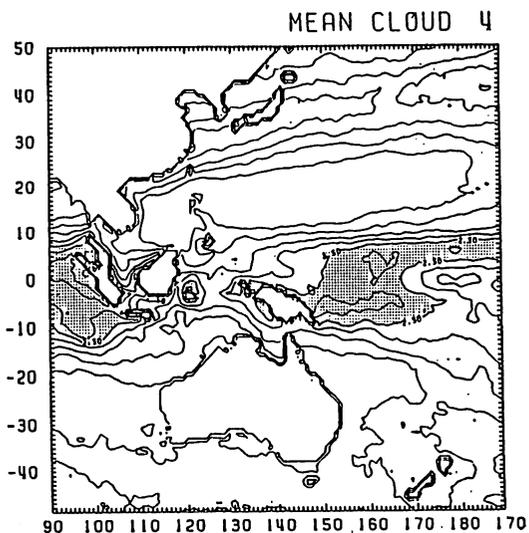
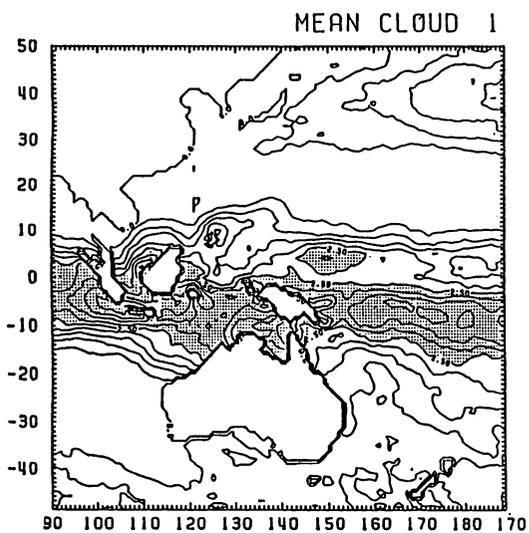
12月のほぼ6年間である。

熱源変動に伴う循環場の特徴を調べるために、「ひまわり」による雲風データから求めた月平均上層風、下層風を解析した。さらに、中・高緯度への影響を調べるために、気象庁作成の北半球等圧面高度データ（20°N以北）を用いた。また、雲量変動と海面水温との関係をみるために、気象庁海洋課作成の西太平洋海面水温データを使用した。

月平均雲量の解析から明らかになった、夏の日本南方海域の熱源変動をさらに詳しく調べるために、同様な上層雲量と北半球等圧面高度の半月データを用いた。

### 3. 雲量の季節変動と年々変動の特徴

西太平洋海域の雲量分布は、海面水温の季節的変動や、モンスーン循環の影響を受けて季節的に大きく変動している。



第3図 6年平均した1月, 4月, 7月, 10月の雲量(0-10)分布。等値線の間隔は0.5, 影領域は2.5以上。

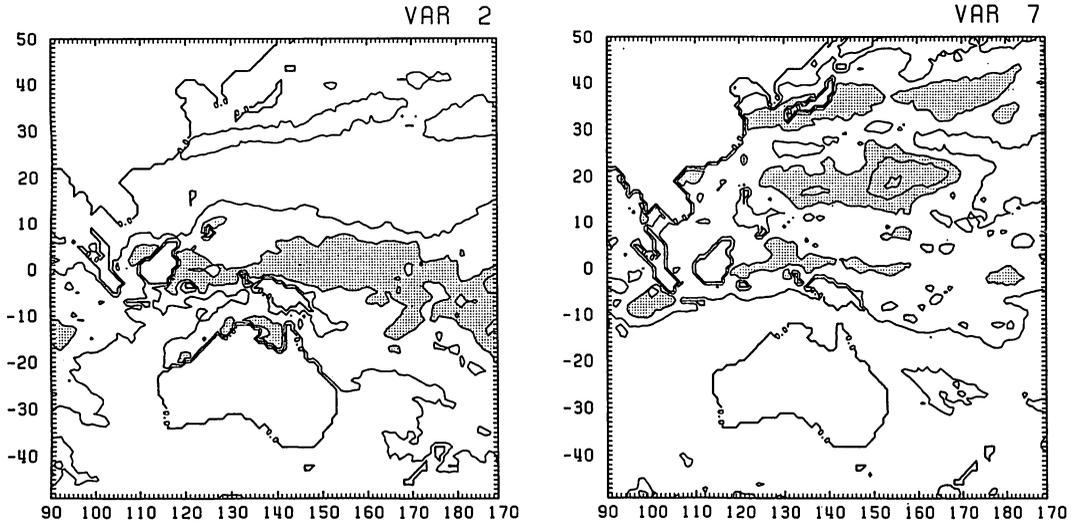
次に年々変動の特徴を調べるために、各月ごとに6年平均からの標準偏差を求めた。第4図は2月と7月の結果である。冬期、年々変動が大きいのは赤道領域とオーストラリアの北、および南インド洋である。このうち赤道域の変動はエルニーニョ等に伴う中部太平洋と西部太平洋の雲量の東西振動で、一方、オーストラリア、インド洋の変動は、オーストラリア・モンスーンに伴う雲量変動に対応している。

夏の雲量変動は、赤道域、20°N付近の亜熱帯域、日本列島南部を通る中緯度域で大きく、特に亜熱帯域に最大の変動幅が存在する。後の記述にもあるように、これら3領域の雲量変動は相互に関係し合って変動しており、亜熱帯域の雲量変動と、その北側、および南側の領域の変動とは逆位相となっている。

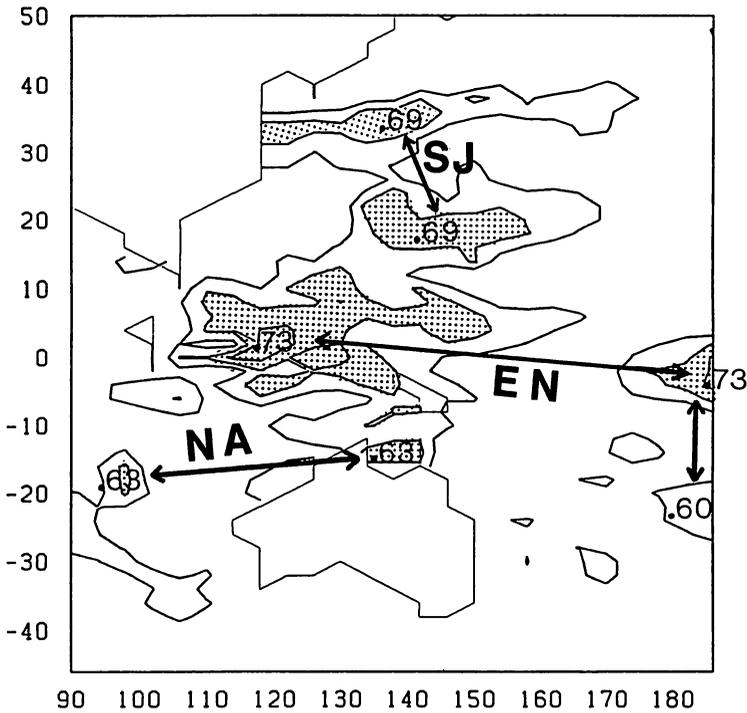
卓越する雲量変動のパターンを同定するために、異なった地点の雲量間と相関係数を計算した。その際、毎年毎年、季節に伴って規則的に変動する成分を取り除くために、元の雲量データから各月ごとに6年平均値を差し引いたデータを用いて解析を行った。第5図は各地点ごとに計算した他のすべての地点の雲量変動との間の相関係数のうち、負の最大値の等値線を示したものである。この分布を見ることにより、逆位相を持つ変動の大きい領域とその中心を同定することができる。図から3種類の変動パターンが存在し、中でも赤道領域の中部太平洋と西部太平洋との間の東西振動（エルニーニョ型振動－EN型）、日本列島南部と亜熱帯域との間の南北振動（日本南方型振動－SJ型）が顕著であることがわかる。後に詳しく見るように、EN型振動は主に冬期に、SJ型振動は夏期に顕著に現われ、それぞれ第4図の冬期および夏期の変動の主要な成分となっている。その他に、オーストラリア北方と、南インド洋との間の振動があるが、これは冬期のオーストラリア・モンスーン期の季節内変動（周期～2－3ヶ月）に伴うものと思われる。

相関係数の計算で得られたEN型変動とSJ型変動のパターンは主成分分析でも第1主成分、第3主成分として確認されている（第2主成分は、第1主成分の移動部分に対応）。

以上の結果から、西部太平洋の熱源の長期変動（平均的な季節変動以外の2ヶ月から数年の時間スケール）には、EN型変動とSJ型変動が際立っていることがわかった。そこで、次に、それぞれの変動の一層詳しい様相と、それが大気に及ぼす影響を見てみよう。



第4図 2月と7月における6年平均からの標準偏差。等値線の間隔は0.5，影領域は1.0以上。



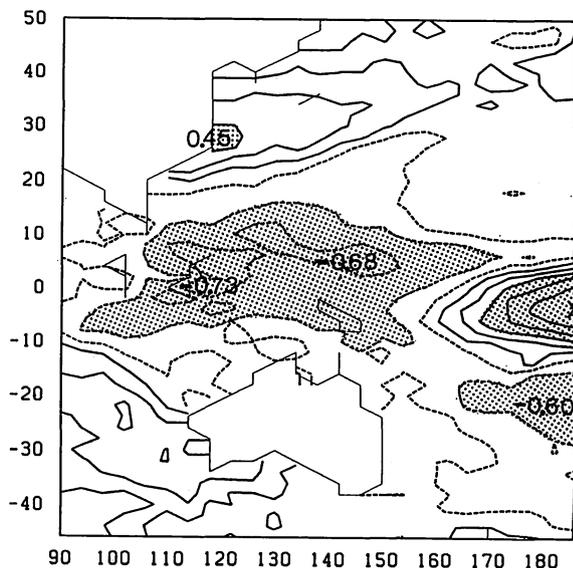
第5図 各地点と他のすべての地点の雲量との間の相関係数のうち、負の最大の相関係数の値の分布図（0.5以上）。数字は分布の中心の最大の負の相関係数。EN, SJ, NAはそれぞれエルニーニョ型、日本南方型、オーストラリア北部型のパターンを示す。等値線の間隔は0.1，影領域は0.6以上。

#### 4. エルニーニョ型雲量変動

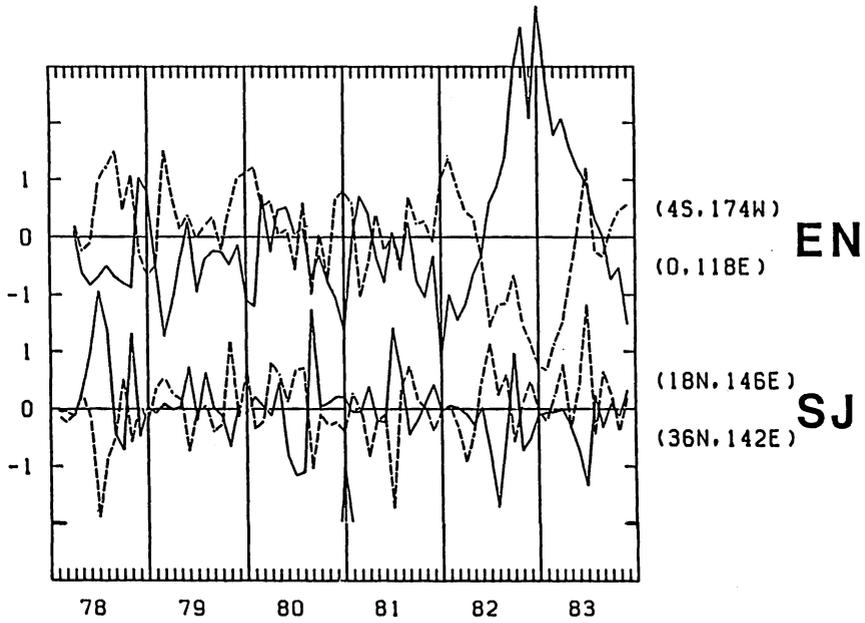
EN 型雲量変動の特徴をさらに詳しく調べるために、赤道中部太平洋を基点に相関係数を求めた結果が第6図である。正相関域は、 $160^{\circ}\text{E}$  以東の赤道域に限られ、西部太平洋赤道域は広く負の相関域に覆われている。変動の両中心域の中部赤道域と西部赤道域の雲量変動の時間変化を示したのが第7図(上)である。1982年前半は、西太平洋で正、中部太平洋で負であった偏差が、6月頃を境に反転し、中部太平洋で正、西太平洋で負の雲量偏差が急速に発達し、82-83の冬にピークに達するとともに、その影響は83年夏近くまで及んでいる。これは82-83に劇的に起きたエルニーニョに伴うもので、第6図で得られた相関分布はエルニーニョ時の分布を強く反映したものである。この時、全球的に得られた赤外放射(OLR)データから、対流中心は、日付変更線のはるか東  $140^{\circ}\text{W}$  に位置していることがわかる。

この時、中部太平洋の南半球亜熱帯域に負の相関域があるが、これは南太平洋収束帯(SPCZ)の位置が大きく東に移動したことに対応しているのであろう。また、日本の南岸には正相関域が現われるが、これはエルニーニョ時、日本南岸を通る低気圧活動が活発化したことに対応している。

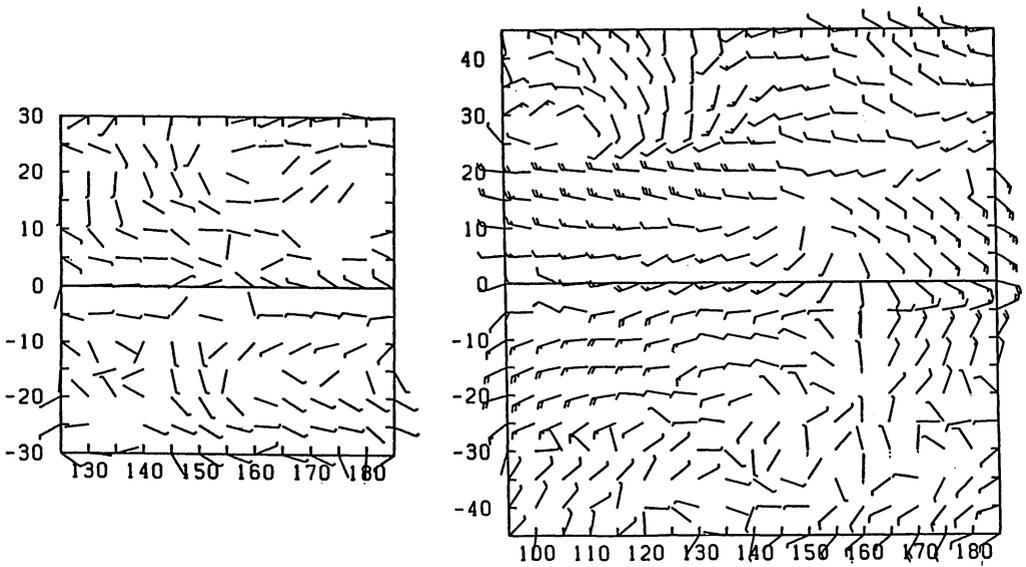
82-83年のエルニーニョ時の大気大循環の様々な偏差については、これまで各方面からの詳しい解析があるが、ここではGMSによる雲風データから得られた、西部太平洋の循環場の偏差を見よう。第8図はエルニーニョ最盛時の82年11月~83年3月の上層風( $\sim 200\text{mb}$ )と下層風( $\sim 850\text{mb}$ )の偏差分布である。上層では、東太平洋の熱源中心域から西、および極方向に吹き出した流れが、インド洋からの西風と合流し、 $150^{\circ}\text{E}$  付近の西部熱帯太平洋で沈降流を作っている。その下層では発散風となり、東で西風、西で東風偏差が現われている。一方、ベンガル湾からインドシナにかけて上層の西風が強まっており、日本南岸で南風成分を持ち、中国大陸東岸から東シナ海にかけて強い低気圧性循環となっている。この低気圧性循環の強まりは、第6図でみた日本南岸の雲量の増大に対応しているものと思われる。また、下層でも、日本南岸では南風が卓越し、上層の南風偏差と相まって寒気の南下を弱めている。これまで、エルニーニョ時の日本の冬は暖冬傾向で



第6図 ( $4^{\circ}\text{S}$ ,  $174^{\circ}\text{W}$ )を基準として求めた他の地点の雲量との相関係数の分布。等値線の間隔は0.2、実線は正、破線は負を示す。影領域は正、負とも0.4以上。



第7図 エルニーニョ型変動 (EN), 日本南方型変動 (SJ) のそれぞれの中心域の雲量偏差の時間変化。

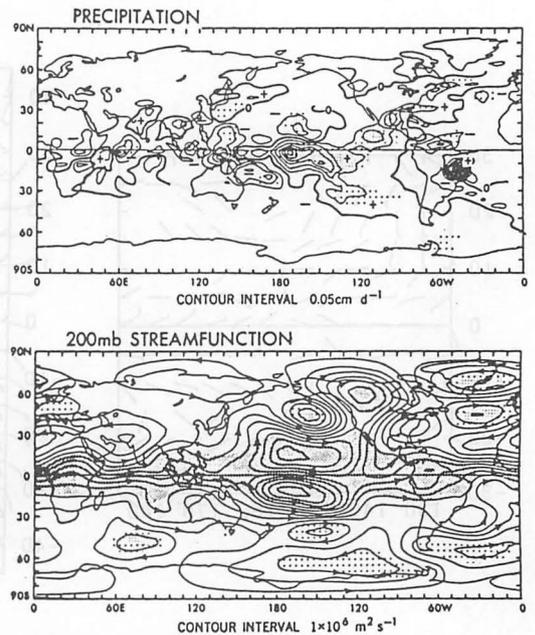


第8図 82年11月～83年3月の下層風(左)と上層風(右)の6年平均からの偏差。

あると言われてきたことが、82-83年のエルニーニョについても言えるようである。

以上の結果から、これまでエルニーニョに対応した循環場の変動については、主に東太平洋の熱源中心からのPNA（太平洋-北米）パターン等の伝播が注目されているが、上流域にあたる西太平洋の変動についても、もっと注目する必要があるだろう。特に日本の天候にとってはきわめて重要である。この点で、最近、N.-C. Lau (1985) によるGFDLの大循環モデルの結果は興味深い。彼は1962-76年の15年間の実測のSSTを与えて、モデル大気がどのように振舞うかを調べた。この15年間にはエルニーニョが数回起きており、その時のモデル大気の雨量と200 mbの流線の偏差を示したのが第9図である。おもしろいことに、これまでよく知られている東部熱帯太平洋での大きな雨量偏差とそれから生じたPNAパターン以外に、日本南岸上に多雨域が、また中国大陸東部から東シナ海にかけて低気圧性循環が、モデル大気でも現われている。このような熱源のはるか西側に位置するアジア地域の循環偏差は、東太平洋の熱源の直接的影響と言うよりは、ペアとして存在する西太平洋の負の熱源の影響と考えた方がよいのかも知れない。

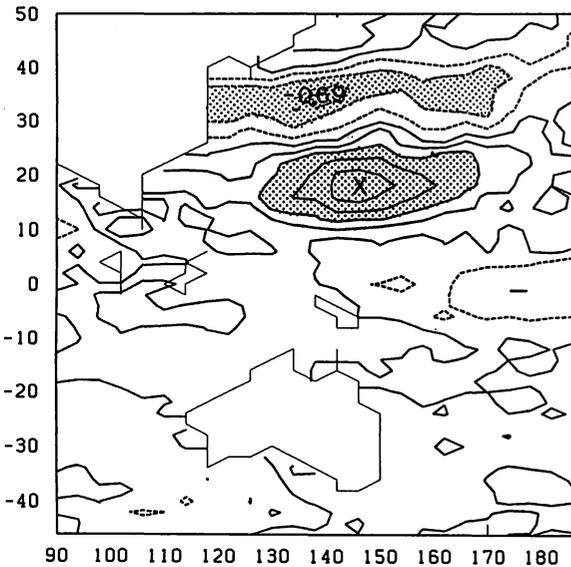
最後に、EN型変動の時間スケールについてふれてみたい。確かにEN型変動の振幅は82-83年のエルニーニョ時に突出し、約1年間持続しているが、その他の期間でも振幅は小さいものの西部太平洋-中部太平洋間の振動は常時存在し、数ヶ月の時間スケールで符号が逆転している(第7図)。エルニーニョでない時の変動の特徴を調べるために、82年6月以降を除いたデータで同様な主成分分析をした所、中部太平洋の振幅がやや小さくなったものの、ほぼ第6図と同じパターンが主要成分として得られた。このことは、中部太平洋と西部太平洋には、常時逆相関を持ち、数ヶ月の時間スケールで変動する雲量の振動があり、エルニーニョはそれが極端に発達したものであると見ることもできる。ここに最近話題になっている熱帯の季節内変動とエルニーニョとの結びつきがあると思われる。同様な結果は、OLRを用いたLau and Chan (1985) の解析でも得られている(第10図)。エルニーニョが起きる以前の82年春頃までは、1~2ヶ月ごとにインド洋に活発な対流域(OLRの負偏差)が現われ、西部太平洋へと伝わって行くが、日付変更線を越えることはない。ところが、82年の5~6月以降、エルニーニョの始まりに伴い、西太平洋の対流域が東進し、日付変更線を越え、東太平洋域に侵入している。



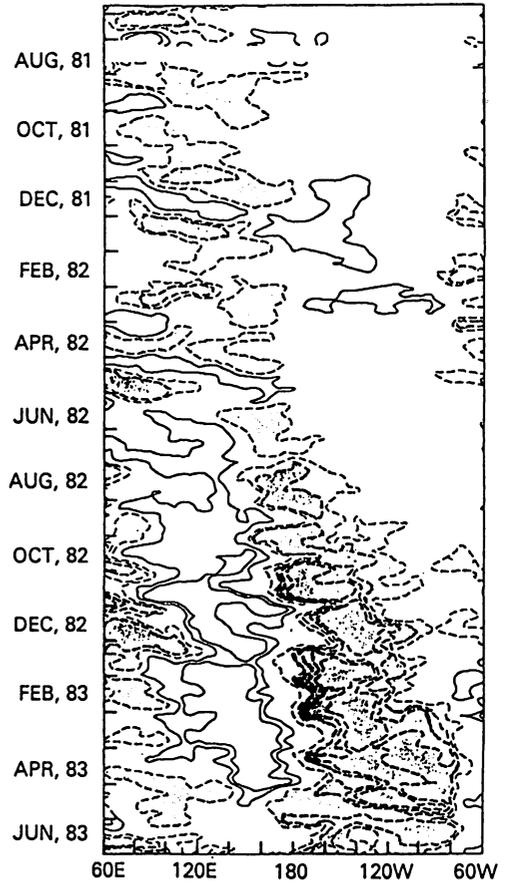
第9図 モデル大気で起きたエルニーニョ時の雨量と200 mb 流線の偏差図 (Lau, 1985)。

## 5. 日本南方型雲量変動

もう一つの卓越モードである SJ 型変動の水平分布を見るために、亜熱帯域 ( $18^{\circ}\text{N}$ ,  $146^{\circ}\text{E}$ ) を基準に求めた相関分布が第 11 図である。 $15^{\circ}\text{N}$ – $25^{\circ}\text{N}$  の緯度帯を南シナ海から日付変更線近くまで、正の領域が伸びており、その北側の日本を含む中緯度帯には負の変動が東西に長く伸びている。この南北振動の 2 つの中心域の振幅変化 (第 7 図下) を見ると、この振動は主に夏に顕著に現われ、冬にはほとんど現われないこと、2~3 ヶ月程度で変化することがわかる。6 年間のうちで特に顕著な正の変動 (亜熱帯で正、日本付近で負) が起きたのは、78 年と 81 年の夏で、これらの年、日本は暑夏となっており、各地で干ばつの被害が報告されている。一方、顕著な負の変動 (亜熱帯で負、日本付近で正) は、80 年、82 年、83 年の夏に起きており、いずれの年も日本は比較的活発



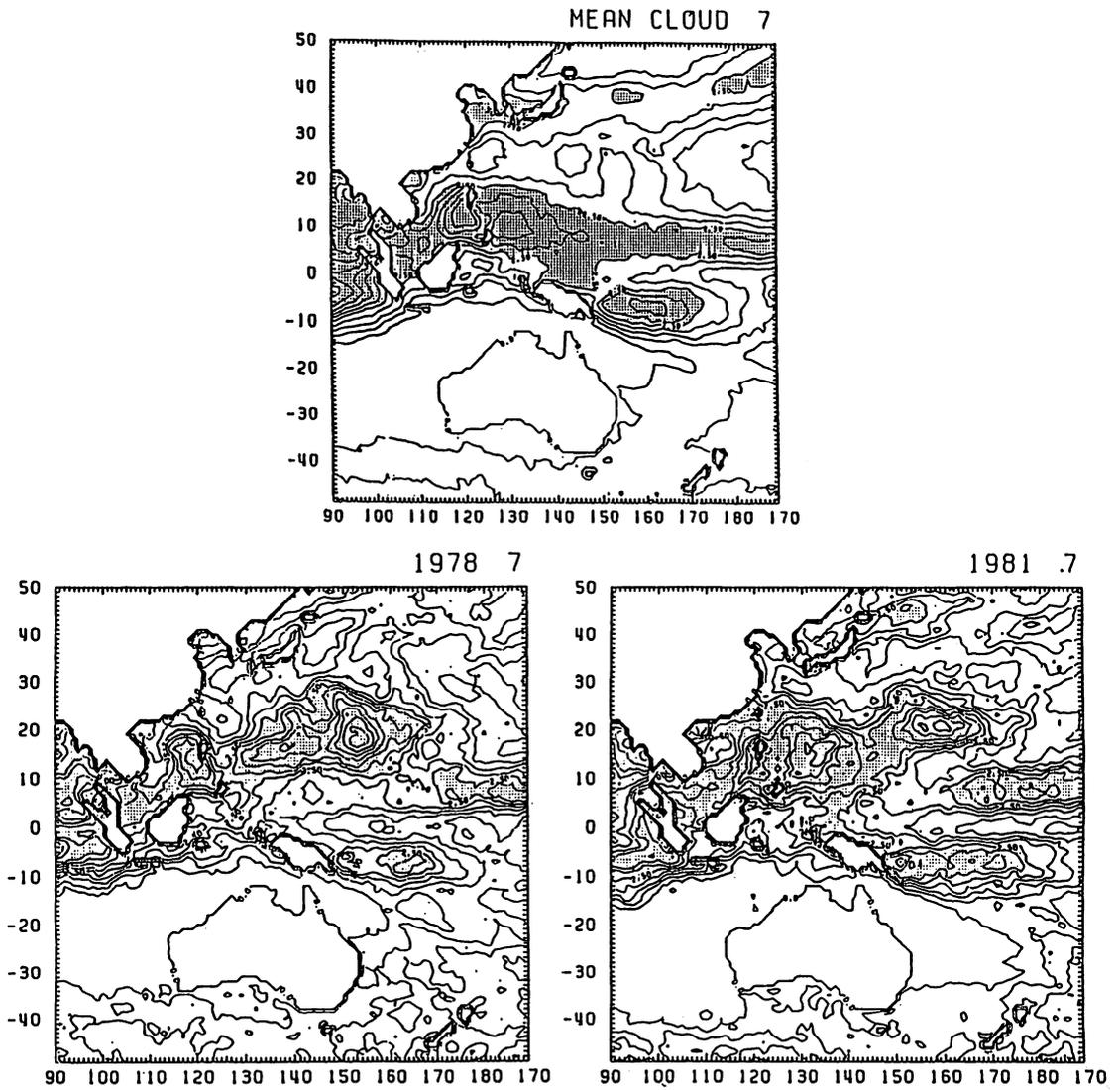
第 11 図 第 6 図と同様。ただし、( $18^{\circ}\text{N}$ ,  $146^{\circ}\text{E}$ ) を基準とした時の相関分布。



第 10 図 エルニーニョが起き始める前後の OLR の偏差の時間-経度断面。OLR は  $0^{\circ}$ – $10^{\circ}\text{S}$  で 5 日平均したもの。影領域は負の偏差 (対流の活発域) (Lau and Chan, 1985)。

な梅雨前線活動 (長崎豪雨、山陰豪雨など) と冷夏を経験している。このうち 82 年と 83 年はエルニーニョの影響を受けた年であり、エルニーニョとの関連においても興味深い。このように  $20^{\circ}\text{N}$  近くの対流活動の強弱が、日本を含むアジア大陸東岸から太平洋にかけての中緯度帯の夏の気候を大きく左右しているようである。

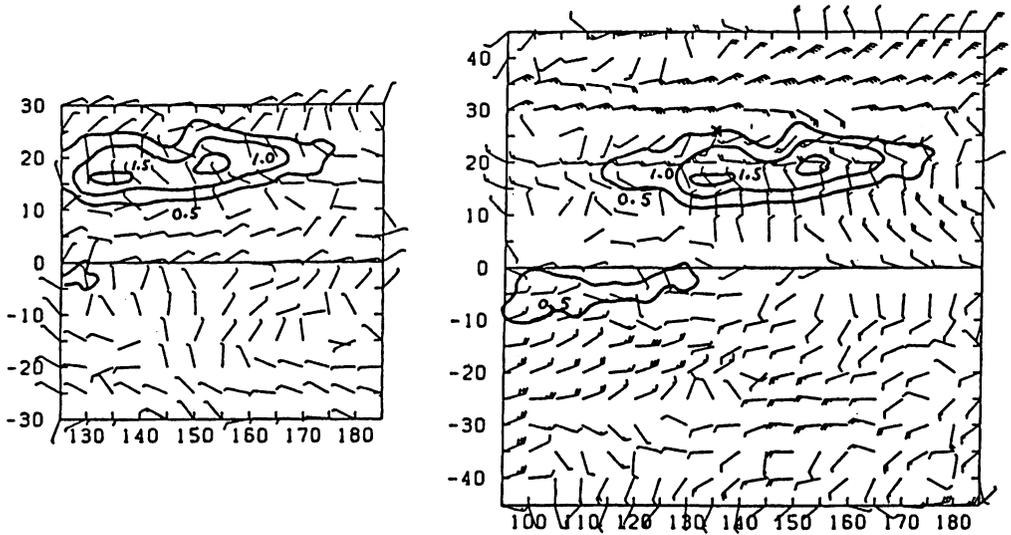
日本が暑夏であった時の78年と81年の7月の実際の雲量分布を示したのが第12図である。比較のために6年間平均の7月の雲量も示してある。前に見たように、例年では中部太平洋から伸びてきた ITCZ の雲帯は、西太平洋で北に広がり、対流活動の中心はフィリピン諸島近くに存在している。ところが、78年と81年の7月には高雲量域がより北東方向に移動し、通常は相対的に雲量の少ない20°N付近の太平洋域で対流活動が活発化している。この影響で北側に位置する日本付近と、



第12図 6年間平均の7月の雲量分布(上)と、78年、81年7月の雲量分布(下)。  
等値線間隔は0.5、影領域は2.5以上。

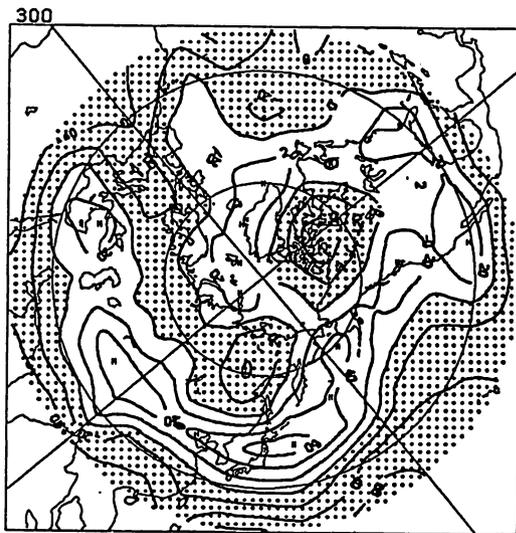
南の赤道近くの雲量が減少している。日本付近の雲量の減少は、梅雨前線の北上や消滅に対応しているものと思われる。

このように熱源の中心域が北東方向にずれることにより、大気の循環が変化していることが予想される。そこで、まず、GMSの雲風データをもとに、 $20^{\circ}\text{N}$ 付近で顕著な雲量の正偏差が現われた3例（78年7月、8月、81年7月）と負偏差の3例（80年8月、82年7月、83年7月）の風の差を求めた（第13図）。下層では熱源の中心に北側から吹き込む低気圧性循環があり、一方、上層では熱源の北側 $30^{\circ}\text{N}$ 付近に強い東風偏差があり、その南側で低気圧性循環、北側で高気圧性循環が存在する。日本を含む中緯度帯では、上層、下層とも高気圧性循環の偏差となっており、順圧的な構造をしている。



第13図 78年7月、8月、81年7月の3例平均から80年8月、82年7月、83年7月の3例平均を引いた下層風（左）と上層風（右）の偏差。等値線は同期間の雲量偏差。

次に、さらに広い領域の循環との関係を調べるために、北半球（ $20^{\circ}\text{N}$  以北）の地上気圧、500 mb、300 mb、100 mbの高度とSJの雲量変動との相関係数を計算した。第14図は300 mbの結果であるが、西部太平洋域では第13図で得られたのと同様、 $30^{\circ}\text{N}$ より南で低圧、日本付近で高圧となっている。これらの低圧、高圧帯は西部太平洋域にとどまらず東西に長く伸びている。特に中緯度の高圧帯は、地中海からカスピ海、中国大陸を横断し、西太平洋域に及んでいる。その他、日本列島のやゝ北西のシベリア域からオホーツク海にかけて、北米カナダ域に大きな負の相関が存在する。このような相関分布は他のレベルでも得られ、対流圏から成層圏下部にかけて順圧的な構造となっている。

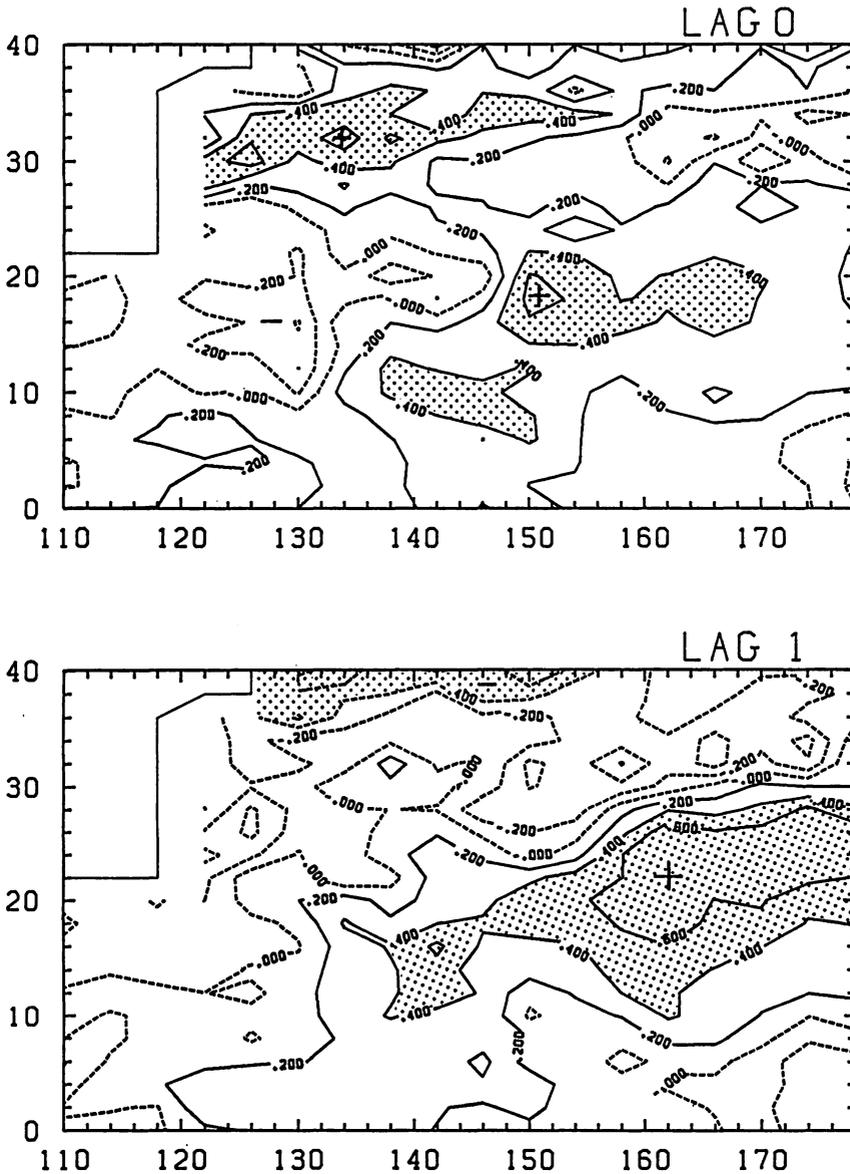


第14図 雲量のSJ インデックスと北半球300 mb 高度偏差との相関係数 ( $\times 100$ )。解析期間は1978年-83年の6月-9月。

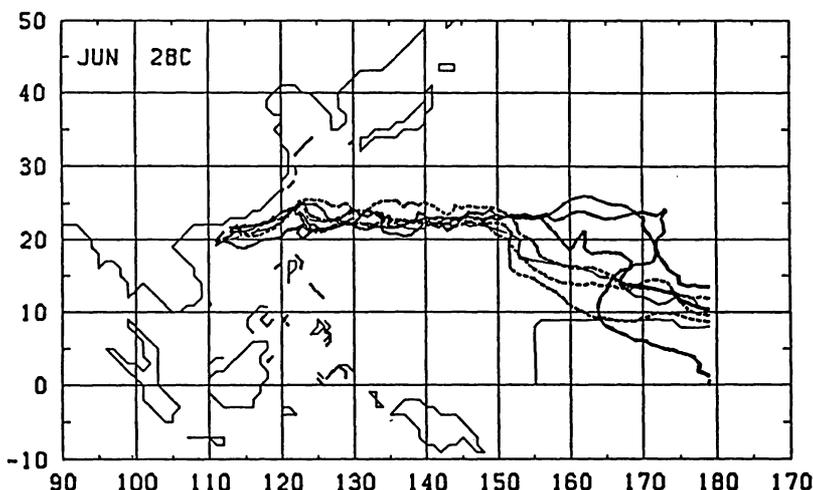
以上のように、西部太平洋亜熱帯域の熱源変動によって、ユーラシア大陸、西部太平洋を中心に夏期の北半球の循環は大きな影響を受けているようである。第14図の結果は Gambo and Kudo (1983) が1963-79年のデータをもとに求めた、夏のテレコネクション・パターンの一つ( $25^{\circ}\text{N}$ ,  $135^{\circ}\text{E}$ を基準にしたもの) とほぼ一致するものである。ただし、Gambo and Kudo では、帯状平均からの偏差のみを扱っているため、東西方向の波列が見えているのに対し、第14図では、全球的な亜熱帯、中緯度、高緯度間の南北振動が強く現われており、それに東西方向の波動が乗っている（ように見える）。このような循環場の変動が、具体的にどのような過程を通して生じているのかについては、後ほど、半旬データを用いた解析、線型モデルの結果（長期予報課・栗原・露木氏達による）との比較に基づいて検討する。また、エルニーニョ時にも見られるように、西部太平洋と東部太平洋の対流活動は逆相関で連動しており、SJ型変動時も東部太平洋の雲量は西太平洋と逆位相で変動していることが予想され、中・高緯度大気への影響を考える場合、西太平洋と連動した東太平洋の熱源変動の効果にも注意を払うことが必要であろう。例えば、第14図で得られたカナダの負相関域は、熱帯西部太平洋域からの直接の影響と言うよりは、熱帯東部太平洋からの負の熱源偏差の影響がきいているのかも知れない。

広域的に見た熱帯海洋上の対流活動の分布は、海面水温と密接な関係があることが知られている。SJ型雲量変動とSSTとの関係を調べるために、両者の相関係数を計算した。第15図は、SJ型の雲量変動と西太平洋各地点のSSTとの同時相関、および1ヶ月前のSSTとのラグ相関である（期

間は6年間の6月-9月)。同時相関では、140°E-150°Eの赤道域から北東に伸びる亜熱帯域にかけて比較的大きな正相関がある。SJ雲量の中心が位置する20°N付近では、140°Eより西で負の相関となっているが、これは活発な積雲活動による海洋表層の混合と日射のさえぎりによるSSTの減少に対応しているものと思われる。一方、日本近海の正相関は、雲量減少による日射の影響であろう。1ヶ月前のSSTとのラグ相関は、140°E以東の10°N-25°Nの領域で同時相関よりも大きな正相関が得られている。すなわち、SJ変動は1ヶ月前のSSTと最も高い相関を持っている。



第15図 雲量のSJインデックスとSSTとの同時相関(上), 1ヶ月前のSSTとのラグ相関(下)。影は係数が0.4以上。

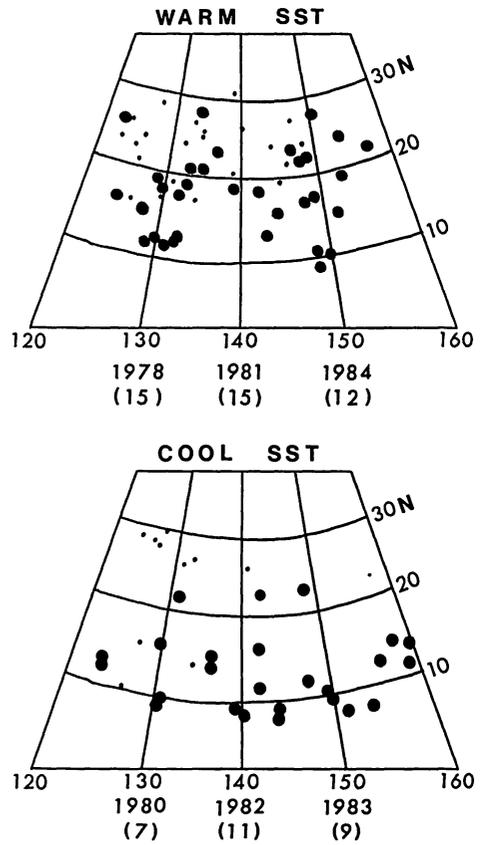


第 16 図 1978 年 - 84 年の各年の 6 月の月平均 SST の 28°C 線。  
太実線は 78, 81, 84 年, 破線は 80, 82, 83 年, 細実線は 79  
年を示す。

年々の SST の分布の違いを見るために、第 16 図に 1978 年 - 84 年の 7 年間の 6 月の月平均 SST の 28°C 線を示した。ただし太実線は、正の SJ 変動が現われた 78, 81, 84 年、破線は負の SJ 変動に対応した 80, 82, 83 年の等値線である。正の SJ 変動が現われた年には、150°E 以東で、28°線が大きく北に移動していることがわかる。SST の 28°C は、熱帯海洋上で組織化された積雲対流が生じ得る一つの目安となる水温値である。また、6 月は、前の季節変動の所で議論したように、西部太平洋に高雲量域が確立する月である。こうして考えてみると、何らかの原因による SST の年々変動によって、春先から夏にかけて熱帯西部太平洋域の水温が通常より 0.5°C ~ 1.0°C 上昇すると、例年よりもより北側で対流の組織化が活発化し、対流中心がフィリピン沖から北東方向に大きく移動（第 12 図）するものと思われる。SST と雲量の約 1 ヶ月のラグの原因はよくわからないが、高い SST でいったんできた対流群により、逆に海洋表層がかきまぜられる一時的効果ではないだろうか。しかし、いったん確立した対流中心は、それ独自の循環系を作っており、また、季節の進行もまだ上昇期であり、少々の負のフィードバックなど問題にせず持続できるものと思われる。

後述するように、月平均で現われる雲量の SJ 型変動の実体は、台風やその卵などの熱帯じょう乱である。そこで当然ながら、台風活動（発生数、発生位置、移動など）の年々変動が SJ 型変動と大いに関係し、それが日本の夏の天候と大いに関係があると推察できる。台風の様々な振舞いについては Aoki (1985) の膨大な、興味ある論文がある。彼はその中で、台風発生数の極端に多い月を集め、その時の台風の発生分布、雲量、SST、北半球循環場の特徴を示しているが、それらの結果

は、今回の SJ 型変動時の特徴と驚くほど対応している。台風と SJ 型変動との関係を見るために、SJ 型の卓越した年—SST の高い年—(78, 81, 84) と逆 SJ 型の年—SST の低い年—(80, 82, 83) の 6 月～8 月の台風および熱帯低気圧の発生分布を調べた(第 17 図)。各年 6 月～8 月の台風発生数も図に記入してある。図から高 SST 年は低 SST 年に比べ、台風の発生数が多く、また、発生位置が 5°～10° 北寄りになっていることがわかる。この発生場所の北寄りのズレは、第 16 図の SST の 28° 線の北上と関係があるであろう。台風などの積雲の組織化された熱帯じょう乱は、水蒸気量さえ豊富にあればできるだけ高緯度側でできやすい(コリオリ力によるまさつ収束の効果)ので、対流のたちやすい SST の北上に伴って、発生・発達場所も北へ移動するものと思われる。



第 17 図 高 SST 年(78,81,84)と低 SST 年(80,82,83)の 6 月～8 月の台風(黒丸)と熱帯低気圧(点)の発生分布。下の数字は各年 6 月～8 月の台風発生数。

## 6. 季節内変動の役割

前章まで、月平均雲量変動の特徴を調べてきたが、変動の中味を明らかにするには、さらに時間隔の短いデータが必要である。そこで、気象衛星センター作成による同様な上層雲量の半旬データを用いて、SJ型変動のさらに詳しいふるまいを調べた。

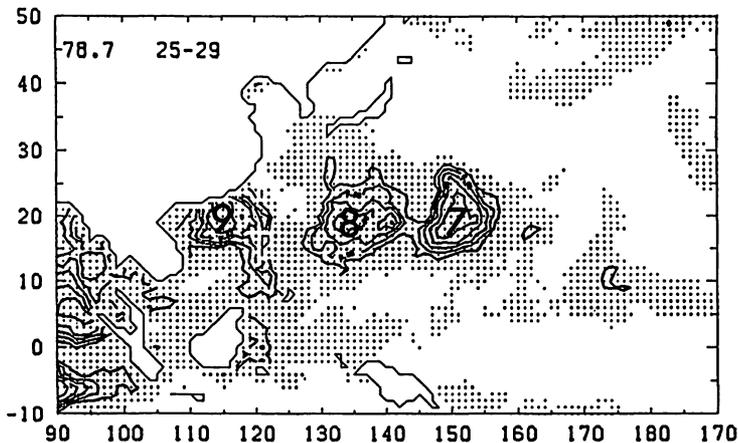
第18図はSJ変動が卓越した78年7月25-29日の雲量分布である。5日間の平均の台風的位置も図示してある。台風7号、8号、9号に伴う雲量がフィリピン沖から15°N-20°Nを東西に連なっていることがわかる。月平均で見た高雲量(第12図)の実体は、台風や熱低の雲であった。

第19図はSJ変動の典型であった78年と、逆の典型年である80年の5月-9月の15°N-20°N帯における雲量の時間-経度断面図である。80年は対流活動は主に130°Eより西に限られているのに対し、78年は、日付変更線近くまで及んでいる。また、両年とも雲量は数十日ごとに、大きい時期と小さい時期があることがわかる。どうも年による違いとともに、季節の中で約1-2ヶ月で変化する成分が混在しているようである。

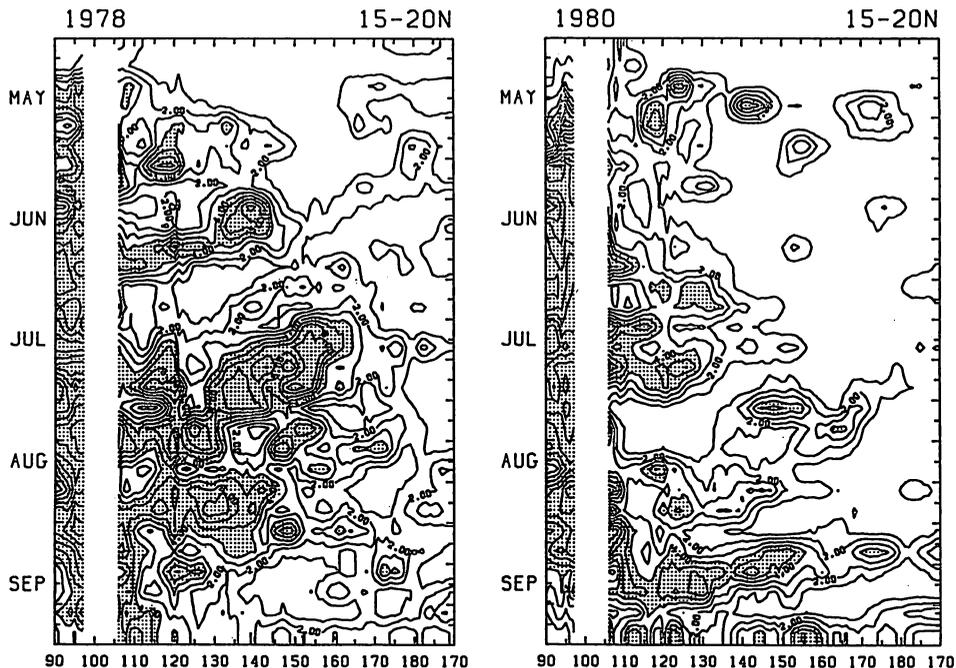
年々変動の成分と季節内変動の成分の振幅の大きさ、分布の違いを見るために、78年-84年の6月-8月の雲量データから、まず半旬ごとの7年平均を引き去り(C'), それをさらに各年ごとに3ヶ月平均( $\bar{C}$ )したものとそれからの偏差(C\*)に分けた。すなわち

$$C' = \bar{C} + C^*$$

$\bar{C}$ の年による違いを調べることにより、季節全体を通した年々変動を、また、C\*からは季節内変動(10日以上、3ヶ月以内)のふるまいを知ることができる。第20図は高水温年(78, 81, 84)の平均の $\bar{C}$ の分布と季節内変動成分の標準偏差である。季節平均の分布は15°N-25°Nで正、南北両側で負で、月平均で得られたSJ型変動の分布(第11図)に対応している。興味あることは、フィ

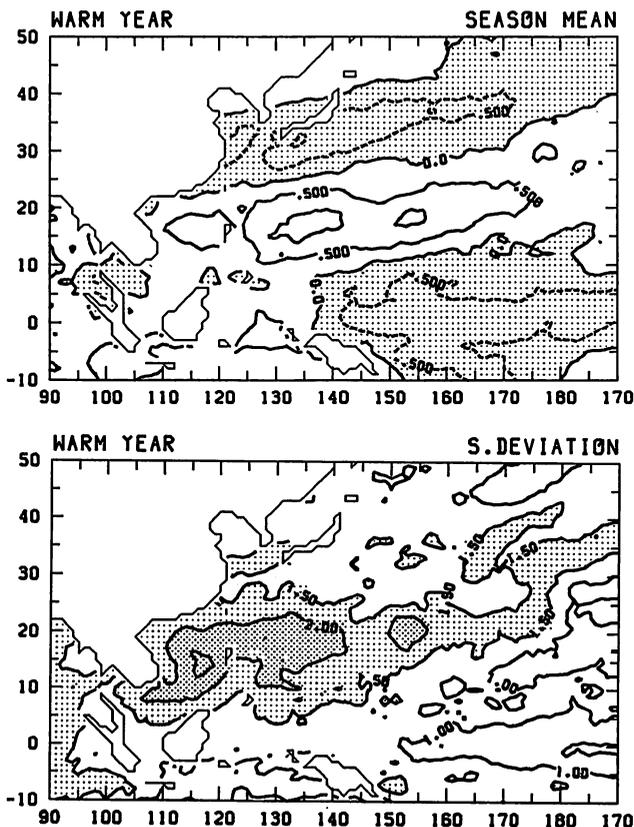


第18図 1978年7月25日-29日の平均雲量分布。影は雲量2以上。5以上の高雲量域は間隔1ごとに等値線を引いてある。7, 8, 9は台風7, 8, 9号を示す。



第 19 図 1978 年, 80 年の 15°N - 20°N での雲量の時間-経度断面。等値線の間隔は 1, 影領域は 4 以上。

リピン近海から東にかけての  $\bar{C}$  の正偏差の大きい領域で, 季節内変動の振幅も大きいことである。すなわち, 高水温年には, 15°N ~ 25°N の海域で季節を通して対流活動が活発であると同時に, 季節内変動成分もそこで



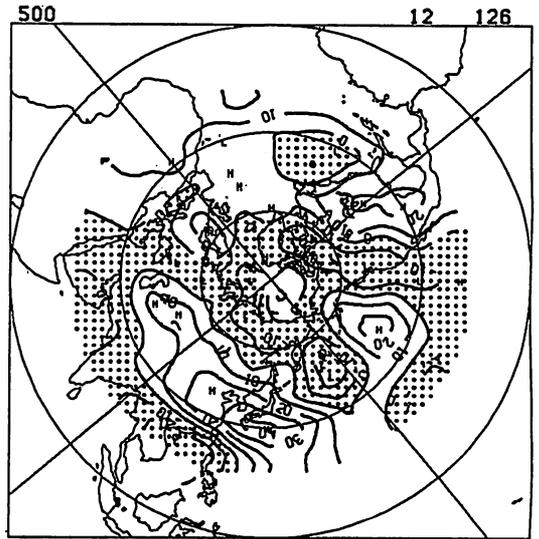
第 20 図 高水温年 (78, 81, 84) の季節平均 (6 月 - 8 月) 雲量偏差 (上) と季節内変動成分の標準偏差 (下)。等値線は 0.5 間隔, 影は負偏差 (上) と振幅 1.5 以上 (下)。

大きくなっている。両者の大きさの比は約 1 : 2 である。一方、低水温年 (80, 82, 83) の  $\bar{C}$  は、ほぼ高水温の分布を符号を逆にしたものと一致し、季節内変動成分はフィリピン付近に大きな振幅はあるものの全体として高水温年に比べて振幅は小さく、特に  $140^{\circ}\text{E}$  付近から東に伸びる高振幅域がなくなっている (図略)。

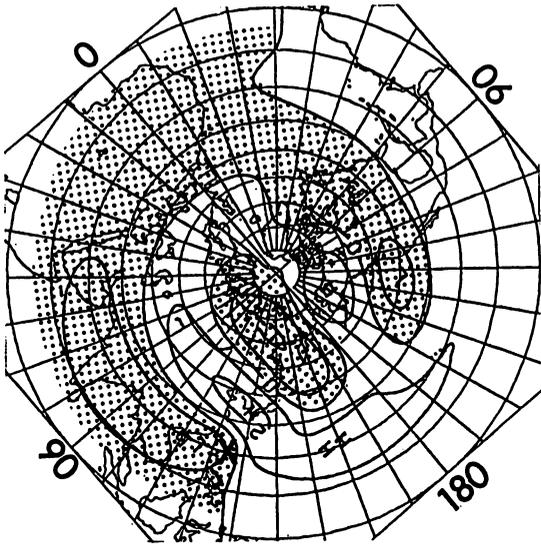
第 20 図は、雲量変動を便宜的に 3 ヶ月平均とそれからのずれに分けた結果であるが、実際の雲量の年々変動は、季節内変動の強弱に大きくよっているものと思われる。季節内変動は一般的に高水温年、低水温年を問わず存在しているが、高水温年ではより変動が活発となり、結果として季節平均でも正の雲量偏差となるのであろう。このように 1~2 ヶ月の大きな季節内変動が関係しているために、高水温年と云えども一時的に負の偏差 (例えば 84 年 7 月) が起こることがあり、逆に低水温年でも正偏差が起きている (83 年 8 月)。

雲量の季節内変動に伴って大循環場がどのように影響を受けているかを調べるために、78 年 - 84 年の 6 月 - 8 月の半月データを用い、雲量と北半球高度場の季節内変動成分 ( $C^*$  と  $Z^*$ ) の相関を計算した。第 21 図は最も相関係数の高い  $12^{\circ}\text{N}$ ,  $126^{\circ}\text{E}$  の雲量と北半球高度場との相関分布である。熱源に近いフィリピン沖の大きな負の相関域に始まり、日本列島南岸に正、北東の日付変更線付近に負、東部北太平洋域に正、カリフォルニア沖に負……と波列状に分布している。これらの結果は Kurihara and Kawahara (1986) による事例解析の結果とも対応している。最近長期予報課の栗原・露木氏は、線型化された順圧モデルを用い、夏の帯状平均流の中で、フィリピン沖に与えた熱源の影響がどのように中・高緯度に伝播するかを調べているが、第 22 図は、 $20^{\circ}\text{N}$ ,  $125^{\circ}\text{E}$  に熱源を置いた時のモデル大気の応答を示したものである。若干の位置のずれはあるものの第 21 図の相関図とほとんど一致した波列が得られている (ちなみに  $20^{\circ}\text{N}$ ,  $125^{\circ}\text{E}$  の雲量を基準にした相関分布では、係数の値自身は第 21 図よりやや小さくなるものの、正、負の中心位置は第 22 図の結果により近くなる)。

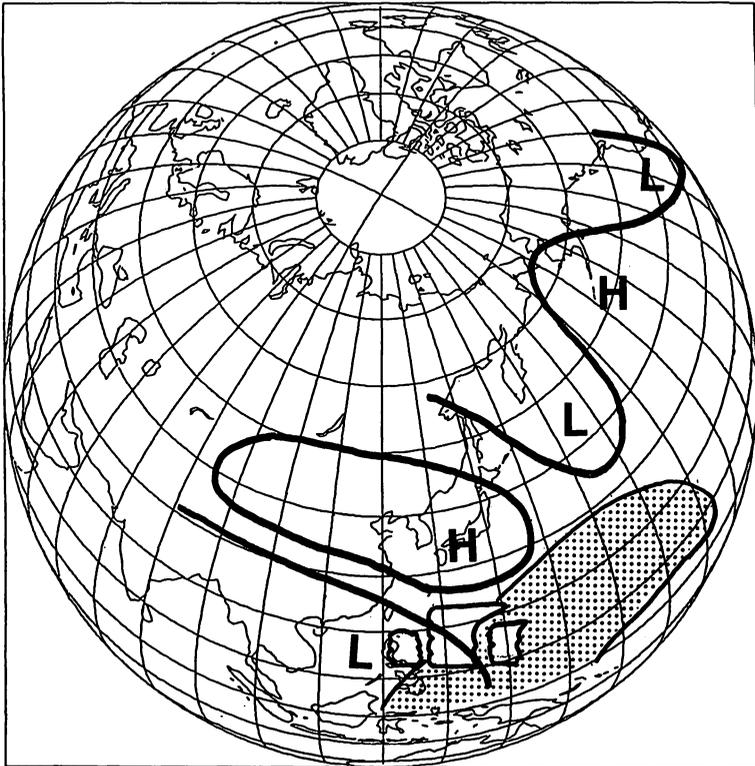
以上の結果をまとめて、SJ 型雲量変動の実態を模式的に表わしたのが第 23 図である。要約すると、熱帯西部太平洋の海面水温の昇温 (ENSO にも関連した年々変動の一貫) → 対流活動の季節内変動成分の活発化 (台風や熱帯じょう乱の増加) → 大気中のロスビー波の伝播 (日本の暑夏等)



第 21 図 ( $12^{\circ}\text{N}$ ,  $126^{\circ}\text{E}$ ) の雲量の季節内変動と、北半球 500 mb 高度との相関係数 (100 倍) 分布。等値線の間隔は 10、影は負領域。



第 22 図 × ( 20°N , 125°E ) に波源を置いた時の大気の線型応答 ( 栗原他 , 1986 ) 。  
影は負の高度偏差域。



第 23 図 熱帯西部太平洋の SST が高い時の対流活動と大気の応答の模式図。

とまとめることができる。月平均データによる結果(第14図)で、東西方向の波列がよく見えなかったのは、熱源の位置や水平スケールが個々に異なっており、下流域での大気の応答が月平均では打消し合ったのではないかと思われる。

この SJ 型雲量変動に現われた季節内変動は、Madden and Julian (1972) や Yasunari (1979) 以来多くの研究者の解析により、その実態がかなり明らかになりつつある。いわゆる“40-50日変動”に対応するものであろう。東アジアから太平洋にかけての大気の長期変動にとって、熱帯の40-50日変動の理解は急務であるが、現在までの所、まだその生成機構は解明されておらず、季節内変動と年々変動との関連、また、台風等の熱帯じょう乱との関係など今後に残された課題は多い。

## 7. おわりに

今回は、「ひまわり」による雲量データを用いて、熱帯西部太平洋域の熱源変動の実体と、それが大規模大気運動に及ぼす影響、SSTとの関連等について報告した。結論から言うところの地域の熱源変動の影響は非常に大きいということである。これまで ENSO との関連で熱帯東部太平洋の熱源異常の影響について、様々な角度からの研究が数多くなされてきているが、今後はもっともっと西部太平洋域に目を向ける必要があると思う。もともと熱帯西部太平洋域は“平均的”には熱源の中心域であり、ENSOもこの西太平洋の熱源のゆらぎ(大振幅ではあるが)の一つと考えることもできる。その他にも様々な熱源変動があり、それぞれ地球規模の循環に多大の影響を与えている。その代表例が、今回の解析で初めて明らかになった夏の日本南方海域での熱源変動であろう。

熱帯西部太平洋域の対流活動の長期変動には、大きく分けて SST の年々変動(ENSOにも関連していると思われる)に伴う年単位の変動と、数十日で変わる季節内変動の成分が存在しており、大気の応答もそれぞれが異なった様相をしているようである。従ってこれらの状況を全体として理解するには、ENSOも含んだ大気-海洋系の長周期変動と季節内変動の機構の解明が不可欠であろう。もし近い将来、両者の機構が解明され、それらの変動が力学モデルで再現された暁には日本の長期予報も大きく飛躍できると考えるのは著者一人の希望的観測に過ぎないだろうか。

## 謝 辞

今回の報告のうち、雲量と雨量との対応、衛星雲風データを用いた解析部分は、気象研究所の丸山さん、常岡さん、気象衛星センターの元木さんとの協同研究の結果を使わせて頂きました。また、北半球高度データ使用に関しては、千葉さんに大変お世話になりました。解析結果については、その都度時岡さん、千葉さんには議論していただきありがとうございました。最後に、今回の原稿の企画をされた長期予報課の青木さんには、自由に書く機会を与えていただき、深く感謝いたします。

## 引用文献

- Aoki, T., 1985 : A Climatological study of typhoon formation and typhoon visit to Japan. *Papers in Meteor. and Geophys.*, 36, 61 - 118.
- Gambo, K., and K. Kudo, 1983 : Teleconnections in the zonally asymmetric height field during the Northern Hemisphere summer. *J. Meteor. Soc. Japan*, 61, 829 - 838.
- Kurihara, K., and M. Kawahara, 1986 : Extremes of East Asian weather during the post ENSO years of 1983/84 - Severe cold winter and hot dry summer -. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 493 - 503.
- 栗原弘一・露木 義・松林繁樹・宮崎保彦, 1986 : 夏期に日本付近で発達する亜熱帯高気圧の生成維持機構について. 昭和 60 年度・全国長期予報技術検討会資料・気象庁予報部, 23 - 31.
- Lau, K. - M., and P. H. Chan, 1985 : Aspects of the 40 - 50 day oscillation during the northern winter as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1889 - 1909,
- Lau, N. - C., 1985 : Modeling the seasonal dependence of the atmospheric response to observed El Niños in 1962 - 76. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1970 - 1996,
- Madden, R. A. and P. R. Julian, 1972 : Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40 - 50 day period. *J. Atmos. Sci.*, 29, 1109 - 1123.
- Nitta, Ts., 1986 : Long-term variations of cloud amount in the western Pacific region. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 373 - 390.
- USSR Academy of Sciences, Dept. of Geophysics and Cartography, 1964 : *Physical Geographical Atlas of the World*.
- Yasunari, T., 1979 : Cloudiness fluctuations associated with the Northern Hemisphere summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, 57, 227 - 242.

## 1. はじめに

本稿は、昨年度長期予報技術検討会資料に書いたことを、その後の研究の進展を加えて少し書き直したもので、もともとの材料は殆ど同じものである。

週間予報や長期予報にとって重要なブロッキングは、Rex (1950) 以来、長い研究の歴史にもかかわらず、未だにその発現機構・維持機構について多くの研究者の合意は得られていない (たとえば、IAMAP (ICDM)/DMG シンポジウム (1986))。Wallace & Blackmon (1983) はこのような状況に鑑みて、逆の明解な主張をした。すなわち、1週間～1ヶ月位の時間スケールの大気循環の変動に対して、しばしば“ブロッキング”という言葉が使用されているが、それは単一の力学機構に基づく個別的に良く定義された現象について言及しているのではなくて、むしろ、異なった原因によって起る類似した構造を持つ現象の総称と考えるべきではないかというものである。彼らはそのような例として北米大陸上あるいは海洋上で等しく“ブロッキング”と呼称されているが異なった成因によると考えられる事例を挙げている。ブロッキング現象と総称されている1週間から1ヶ月の大気循環の変動をもたらす力学機構として、彼らは、次の6つを挙げている。

- (1) 海水表面温度や土壌水分の変化による下端境界からの外力による強制
- (2) 大気のパシレーション
- (3) 同一の外的条件に対する複数の気候状態の存在とそれら間の遷移
- (4) モドンとかソリトンとかいわれている長期間持続する流れパターン
- (5) 波同士の非線型相互作用
- (6) 短周期の非定常成分による強制

彼らは、上記の中の1つあるいは複数の組み合わせが大気循環の「低周波変動」を説明する上で役に立つのではないかと述べる一方で、これだけでは完全ではないかも知れないともコメントしている。

佐藤 (1984) は上記とは少し異って、1960年代始めから70年代前半にかけて、特に日本で盛んであった大循環のエネルギー解析の結果やItoh (1983) を参照して、冬のブロッキングに関してはプラネタリー波の“異常”増幅機構、そして必要ならプラネタリー波間の非線型相互作用がブロッ

---

\* 気象研究所・予報研究部

キングのメカニズム解明の鍵ではないかという推測を述べた。なお、その時のレビューでは、夏のブロッキングについては、特に冬と区別して言及しなかったけれども、プラネタリー波の振幅の小さい夏のブロッキングには、Wallace & Blackmon (1983) のいう6番目、すなわち、Holopainen (1978) や Hoskins et al. (1983) のいう非定常擾乱による強制が重要な意義を持っている可能性がある。また、冬の場合にも、局所的な構造の決定に一定の役割を持っているのではなかろうか？

いずれにせよ、Charney & Eliassen (1949) 以来の外力による波の強制、Charney & Devore (1979) による多重平衡理論、Murakami (1967)、Tung & Lindzen (1979)、Plumb (1981) 等のロスビー波の共鳴理論、Kikuchi (1969, 70)、Egger (1978) 等の数値シミュレーション等、議論百出の状態では有効な研究を行う一つの方法は、実態を丁寧に解析してみることであろう。幸いにして、FGGE のデータは揃っている。

ここでは、1978 Dec. ~ 1979 Mar. の FGGE データ (ECMWF で解析整備されたもの) と一部 1982 Jan. の NMC データを用いて、波と平均流の相互作用の観点から、波の増幅の機構を探ることにする。FGGE の冬4ヶ月間に数回おこる東西波数1あるいは2の増幅機構を特に注意して調べる。

## 2. データと解析の方法

[データ]

データは ECMWF によって解析整備された FGGE III-b の中から 1978 年 12 月から 1979 年 3 月までの 121 日間の毎日 00 Z の等圧面高度、風である。また、一部 NMC で解析された 1982 年 1 月のデータをも使用する。気圧レベルとして 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 mb の 15 層、また緯度・経度方向には 1.875° 間隔で全球の格子点上の値が解析されている。ここでは、このデータを緯度 2.5 度、経度 5 度間隔に直線で内挿し、赤道から 90°N まで 37 点、経度方向には 72 点としたものを実際の解析に用いた。

[解析の方法]

運動方程式の東西成分と熱力学第一法則は、地球上に固定した球面極座標系では、次式で与えられる。(但し、 $\frac{uw}{r_0} + 2 \Omega \cos \varphi w$  の項は省略、記号は慣用のものである。)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\tan \varphi}{a} uv - fv = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} + F \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q \quad (2)$$

上式の各物理量の東西平均をとり、帯状平均西風運動量、帯状平均温位を表わす式を作ると

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\tan \varphi}{a} \bar{u} \bar{v} - f \bar{v} = -\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos^2 \varphi \overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) + \bar{F} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi \overline{v' \theta'}) + \bar{Q} \quad (4)$$

となる。ここで、平均場、擾乱ともに準地衝風運動を仮定すると(3), (4)式は

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f \bar{v} - \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos^2 \varphi \overline{u' v'}) + \bar{F} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \bar{\theta}_z \bar{w} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi \overline{v' \theta'}) + \bar{Q} \quad (6)$$

となる。さらに上式の  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$  を次のように変換する (Andrews and McIntyre, 1976)。

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \exp(z/H) \frac{\partial}{\partial z} \left[ \exp(-z/H) \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} \right] \quad (7)$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \cos \varphi \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (8)$$

これを(5), (6)式に代入して、変換オイラー平均形式による平均西風運動量方程式、平均熱力学方程式を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f \bar{v}^* + \frac{1}{\rho_s \exp(-z/H) a \cos \varphi} \nabla \cdot \mathbf{F} + \bar{F} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \bar{\theta}_z \bar{w}^* + \bar{Q} \quad (10)$$

$\mathbf{F}$  はエリアッセン・パーム (Eliassen and Palm) フラックス (以下E-P フラックス) であり、次式で定義されるベクトルである (McIntyre, 1980; Satō, 1980; Edmon et al., 1980)。

$$\mathbf{F} = (F_\varphi, F_z) \quad (11)$$

$$F_\varphi = - \rho_s \exp(-z/H) a \cos \varphi \overline{u' v'} \quad (12)$$

$$F_z = \rho_s \exp(-z/H) a \cos \varphi \cdot f (\overline{v' \theta'} / \bar{\theta}_z) \quad (13)$$

E-P フラックスベクトルの向きは、子午面内での波の伝播方向と考えられる量であり、またそのベクトルの大きさは、その点での局所的群速度に比例する (McIntyre, 1980; Edmon et al., 1980)。

(9)式の両辺に、大気密度  $\rho_s \exp(-z/H)$  と地軸からの距離  $a \cos \varphi$  を掛けて、平均角運動量方程式をつくると、次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \exp(-z/H) a \cos \varphi \bar{u}) = f \rho_s \exp(-z/H) a \cos \varphi \bar{v}^* + \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (14)$$

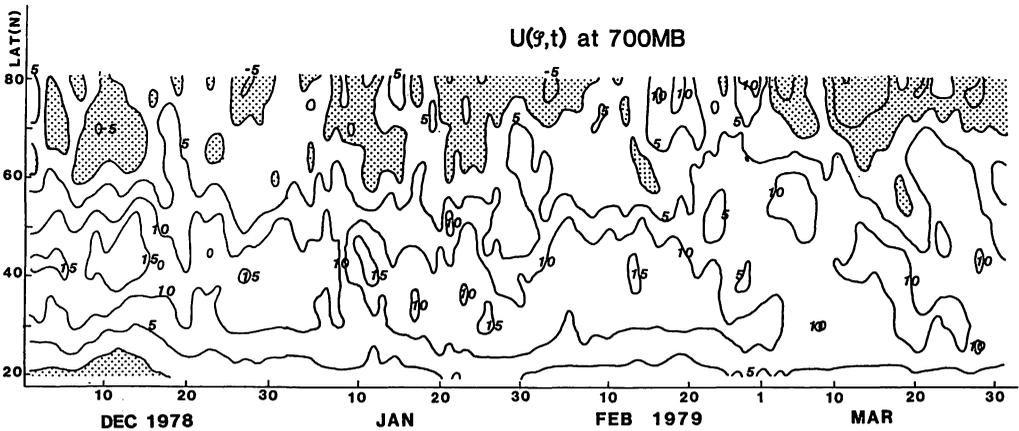
すなわち、E-P フラックスの発散は、波による平均角運動量の生成を表わしていることがわかる。ここで、E-P フラックスの発散は次式で与えられる。

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos \varphi F_{\varphi}) + \frac{\partial F_z}{\partial z} \quad (15)$$

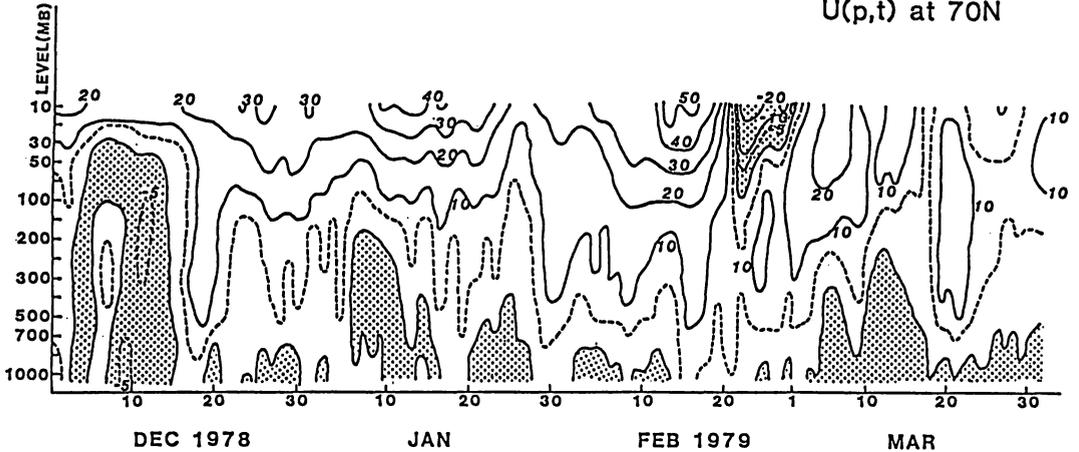
本研究では(9)式の関係を用いて、E-Pフラックスの時間変化とその発散による平均流加速を見積って、波の励起・伝播とその平均場との相互作用を調べた。

### 3. FGGE年冬季の一般的状況

プラネタリー波の増幅についての個別的議論に入る前に、FGGE年冬季（1978年12月～1979年3月）の状況について一般的に述べる。第1図は、700 mbにおける平均帯状流の緯度時間断面である。ハッチしてある所は東風領域である。60°Nより高緯度側では比較的頻繁に東風領域、西風領域の交替が見られる。特に'78年12月18日頃、1月30日頃、2月17日頃そして3月21日頃、西風領域の高緯度への“貫入”が見られる。一方、40°N付近には3月を除いて10～15 m/sの強さの西風ジェットが見られる。高緯度への西風領域の貫入は、中緯度の運動量を高緯度へ運ぶ形で行われる（12月18日頃、1月30日頃、2月17日頃、3月21日頃、対応して中緯度側で西風が減少していることが見てとれる。）ので、結果としていわゆる西風の“二重ジェット”が形成されている。第2図は



第1図 700 mbにおける平均東西流の緯度・時間断面図。  
東風領域にハッチを施してある。



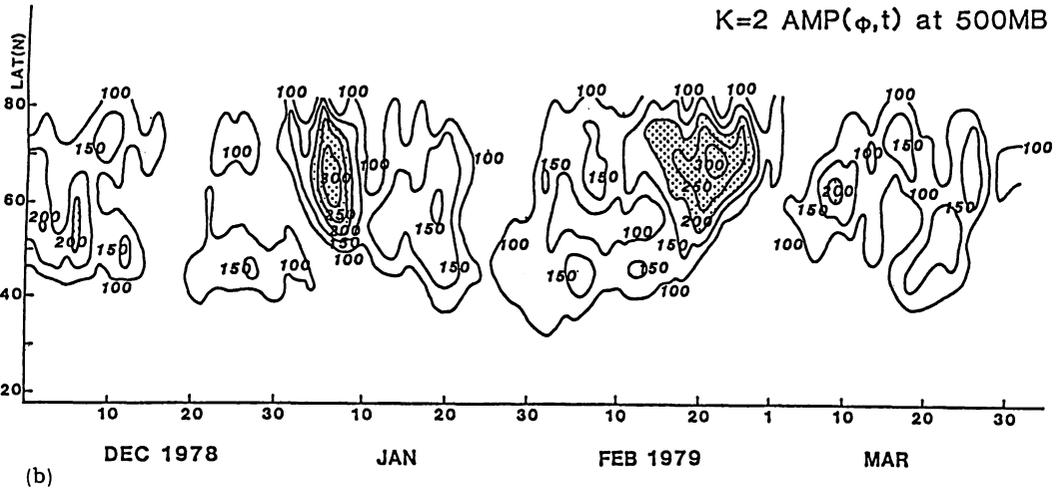
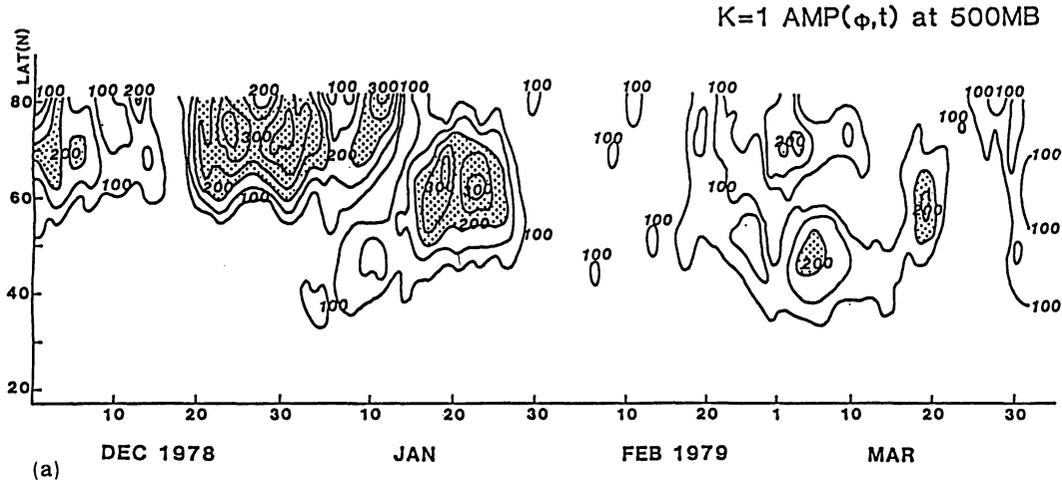
第2図 70°Nにおける平均東西流の高度・時間断面図。  
東風領域にハッチを施してある。

70°Nにおける平均東西流の高度・時間断面である。東風領域にハッチが施してある。実線は10 m/sごと、破線は±5 m/sの等値線である。70°Nは高緯度過ぎるという見方もあるかも知れないが、第1図における2月18日頃のような場合には70°Nの方が事象を把握し易いと考えて、70°Nの図を用いた。'79年1月9日頃と2月17日頃を除けば65°Nと70°Nにおける鉛直時間断面内の平均東西流の変化はほぼ並行している。比較的頻繁に対流圏全層を通して、東風になることがわかる。第1図で述べたように間歇的な高緯度への西風の貫入に対応して、12月18日頃、1月18日頃、1月30日頃、2月16日頃、3月21日頃、対流圏全層で西風強化が見られる。この時、成層圏の西風の減少は見られない。この事実も、この高緯度における西風加速が、角運動量の南北再配分であることを支持している。2月22日頃の成層圏における東風加速は、突然昇温と対をなすものである。平均東西流の間歇的な変動に重なって、12月始めから突然昇温期直前に至る、対流圏・成層圏全層におけるゆっくりとした西風加速という“季節変動”が明らかに見える。12月始め、5 m/sの等値線は30 mbにあるが、間歇的振動を繰り返しながら、2月15日頃地表に到達する。突然昇温現象の発現に対する季節変動の重要性は、最近の研究（たとえば、Shiotani & Hirota, 1985）で指摘されているが、この年の70°Nでも何か関係がありそうに見えるが、ここではこれ以上立ち入らない。

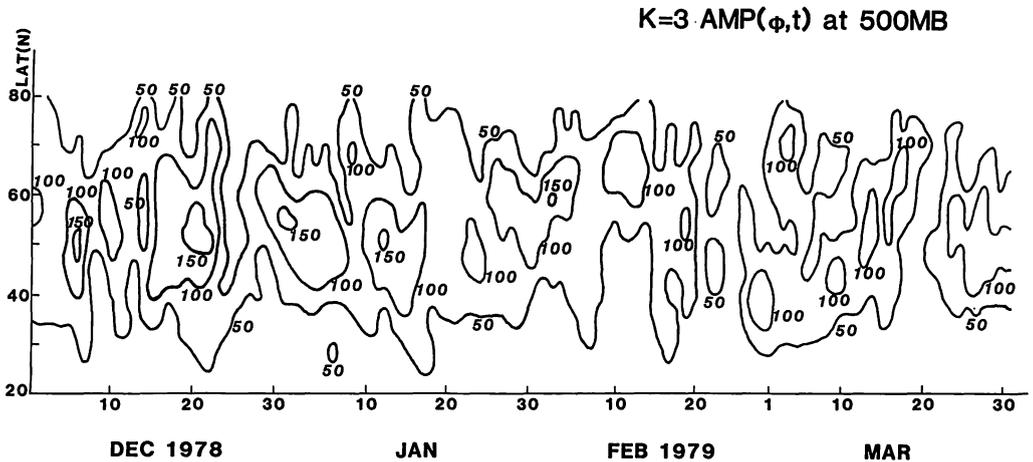
次に東西波数1と2の500 mb面における振幅の緯度時間断面について述べる。第3図aが東西波数1、第3図bが波数2、第3図cが波数3である。振幅200 m以上の領域にハッチが施してある。等値線は100 m以上を50 m間隔で引いてある。但し、波数3は50 mの等値線も書き加えてある。比較すればすぐわかるように、この期間波数3の振幅が200 mを越えることはない。さて、この期間のプラネタリー波の増幅については、東西波数2の方がスッキリしているので波数2を先に述べる。第3図bを見ればわかるように、この期間2回（1月6日頃と2月22日頃）の増幅が見

られ、振幅は 300 m を越える。持続期間は 1 ~ 2 週間である。増幅の中心は 65°N 付近で 80°N から 50°N 位の緯度方向の拡がりを持っている。この 2 つの事例とも増幅が比較的高緯度の 70°N で始まり 50°N で最も遅れていることが見て取れる。この 2 つの増幅の事例を、第 1 図の平均東西流の変動の図に重ね合わせて考えると、いずれの場合も高緯度の西風強化域の中で起っていることがわかる。

次に波数 1 (第 3 図 a) について述べる。波数 1 についても、この期間の主な増幅は 2 例 (12 月下旬と 1 月後半) である。持続期間は波数 2 の場合より幾分長く 2 週間程度である。増幅の中心は、12 月の事例では、70 ~ 75°N、緯度方向の拡がりは 55 ~ 80°N、1 月の事例では、中心が 60 ~ 65°N 付近、緯度方向の拡がりは 50 ~ 70°N である。最大振幅は 300 ~ 350 m である。増幅のタ



第 3 a, b 図 (a): 500 mb における東西波数 1, (b): 東西波数 2 の振幅の緯度・時間断面図。振幅 200 m 以上を黒く塗り潰してある。



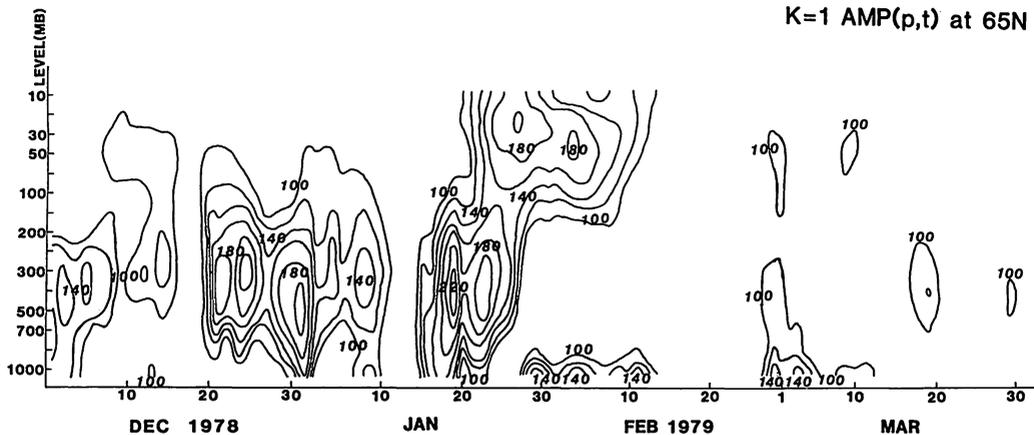
第3c図 東西波数3, 他は第3a, b図に同じ。

イミングについては、波数2の場合のように高緯度に始まって中緯度に伝わるという性質は見えず、特に1月の事例のように、強いていえば、40°N付近の中緯度に始まって高緯度側に及んでいるようにも見える。しかし、12月の事例では、そのような性質は見えない。平均東西流の変化と波数1の増幅との対応関係について調べると、波数2の場合と同じように、増幅は高緯度における西風領域で起っているが、1月の増幅の後半部は、必ずしもそう言えず、東風領域が少し引っかかっている。500mbだけの図から断定的なことは言い得ないが、同じプラネタリー波の増幅といっても、異なった機構が関係しているらしいことを予想させる(波数1と2の違い、波数1に限っても12月に見られた70°N付近での増幅と1月に見られた60°N付近の増幅の違い)。

最近、ミズーリ大学のTanaka(1985)は1月の波数1の増幅に対して、一種の傾圧不安定理論を提案している。

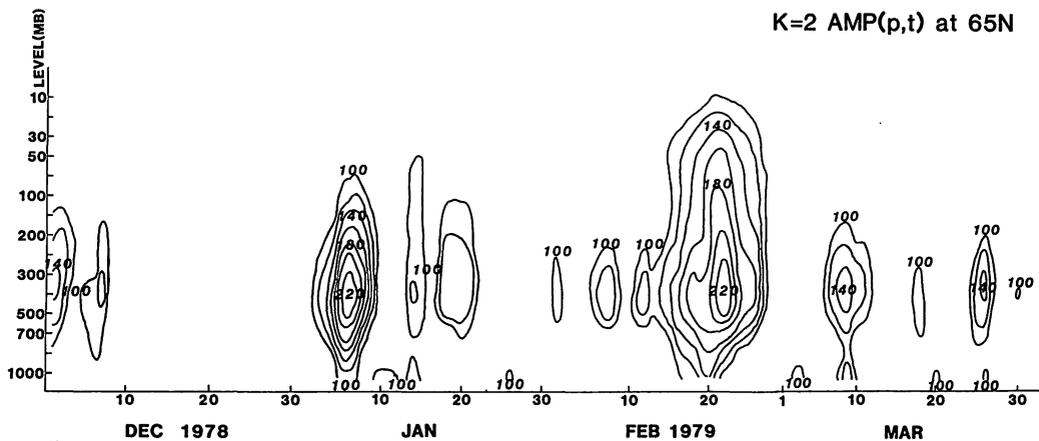
第4図a, b, cは同じく波数1, 2の振幅の65°Nにおける高度時間断面、波数3の55°Nにおける高度時間断面である。波の振幅を生のまま書くと、密度成層の効果によって、成層圏での波の振幅が強調されるので、ここでは振幅に $\sqrt{p/p_s}$ を掛けて基準化する。ここでpは問題にしているレベルの標準気圧、 $p_s$ は標準地上気圧である。間歇的な増幅については、500mb面で見たと変わる所はないが、高度・時間断面ならではの興味ある特徴を指摘することができる。波数1, 2, 3とも密度効果を考慮に入れた後の振幅の鉛直分布の最大は300~500mb付近、強いて言えば400mbである。1月の波数1の増幅だけは例外で100mbが振幅極小になっていて、20~30mb付近に第2の極大がある。特に、この成層圏に見られる波数1の増幅の後半部には対応する対流圏の波が見えない。第3図aで調べると、対応する期間(1月30日~2月10日)どの緯度でも見えないので、この成層圏モードは何らかの不安定と考えなければならないと思われる。しかし、不安定

K=1 AMP(p,t) at 65N



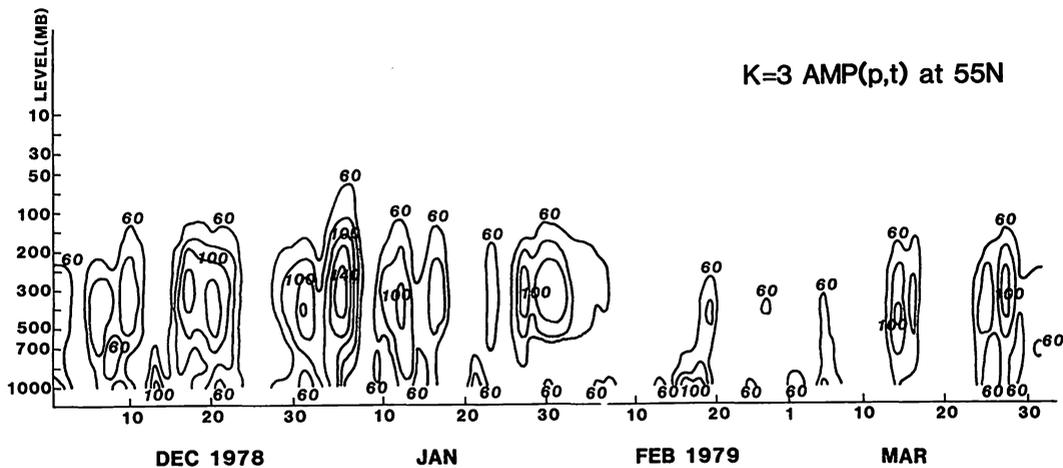
(a)

K=2 AMP(p,t) at 65N



(b)

K=3 AMP(p,t) at 55N



(c)

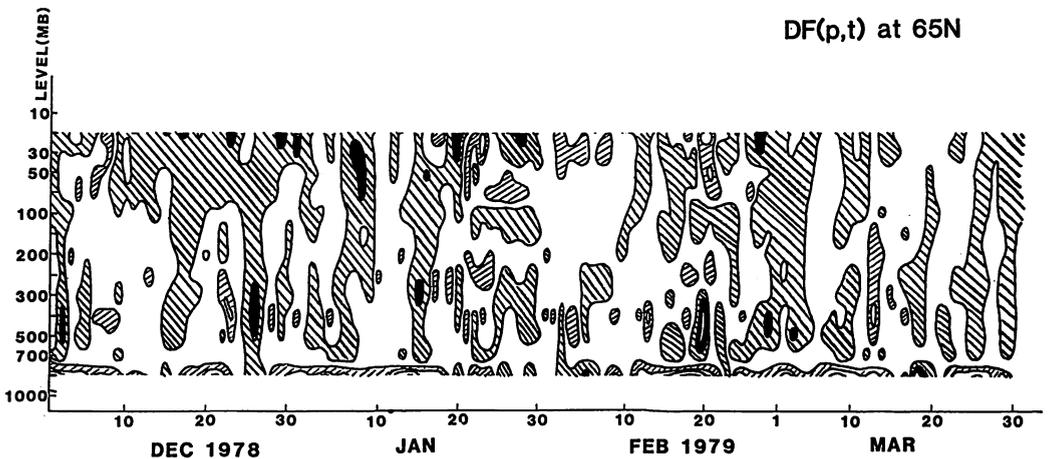
第4図 (a): 65°Nにおける東西波数1, (b): 東西波数2, (c): 55°Nにおける東西波数3の振幅の高度・時間断面図。 $\sqrt{P/P_s}$ を乗じて規準化してある。

モードと考えるにしても、前半の増幅については、100 mb 付近に極小を持ちつつ、対流圏との関係を持っている点が、後半の成層圏だけのモードの発達にたいして重要であるか、あるいは何か関係があるように思われる。第4図 bの波数2の事例は、波数1に比べて簡明である。2月22日頃の増幅は成層圏10 mb まで及んでいるが、1月7日頃の増幅は下部成層圏に少し浸透しているだけである。いずれの場合も増幅のタイミングが対流圏・成層圏ほとんど同時であるのが注目される。2月22日頃の成層圏における増幅が突然昇温と平均東西風の西風から東風への急変(第2図参照)をもたらす。比較のために、第4図cに波数3の例を示す。ただし前にも述べたように緯度方向で最大振幅を示す55°Nの高度時間断面図である。この期間150 mを超す振幅は観測されない。強いて言えば、1月上旬の140 mを超えるピークである。この時、鉛直の位相は弱く西に傾いている(図省略)。

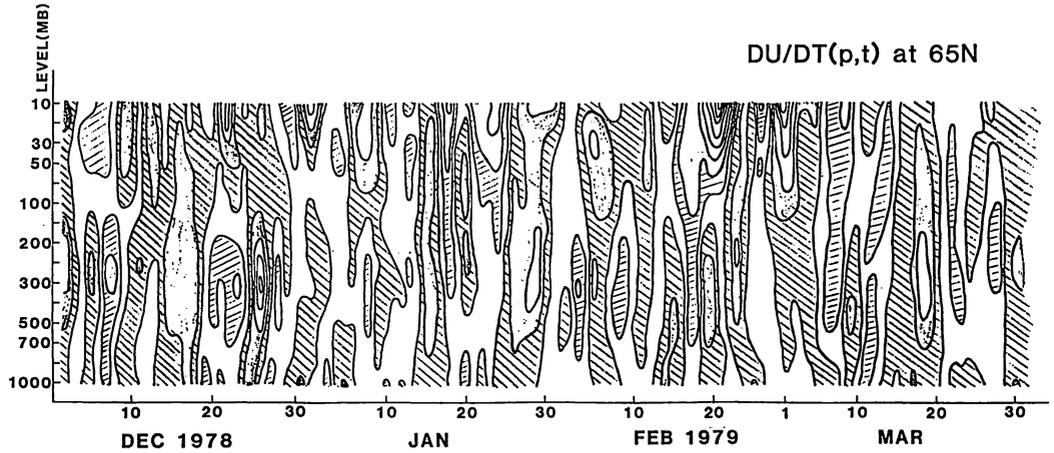
#### 4. エリアッセン・パームフラックスを用いた診断

前節では、波の振幅と平均東西風の変動を時間断面図を用いて見てきた。ここでは、(9)式を用いて、少し定量的な解析を試みる。ここでは、(9)式の左辺の平均東西風の時間変化項とエリアッセン・パームフラックスの発散の項を密度と地球回転軸からの腕の長さで割った項(いわゆる $D_F$ )の65°Nにおける鉛直時間断面を示す。東西波数10までの和である。

第5図はいわゆる $D_F$ の図である。正の領域(平均西風加速域)を右下りの斜線で示し10 m/s/day 以上20 m/s/day 未満を塗り潰してある。同様に、負の領域(平均東風加速域)を白ぬきで示し-10 m/s/day 以下に右上りの斜線を施してある。一見してわかる顕著な特徴は、対流圏にお



第5図 65°NにおけるE-Pフラックスの発散( $D_F$ )の鉛直時間断面。平均西風加速域(0~10 m/s/day)を右下りの斜線、10~20 m/s/dayを塗り潰してある。平均東風加速域を白ぬき、-10 m/s/day以下に右上りの斜線を施してある。



第6図 65°Nにおける平均東西風の局所時間変化の鉛直時間断面。0～2 m/s/dayの西風加速域に右下りの斜線，2～4 m/s/dayの東風加速域を白ぬきで示し，-4～-2 m/s/dayの東風加速域を右上りの斜線で示してある。

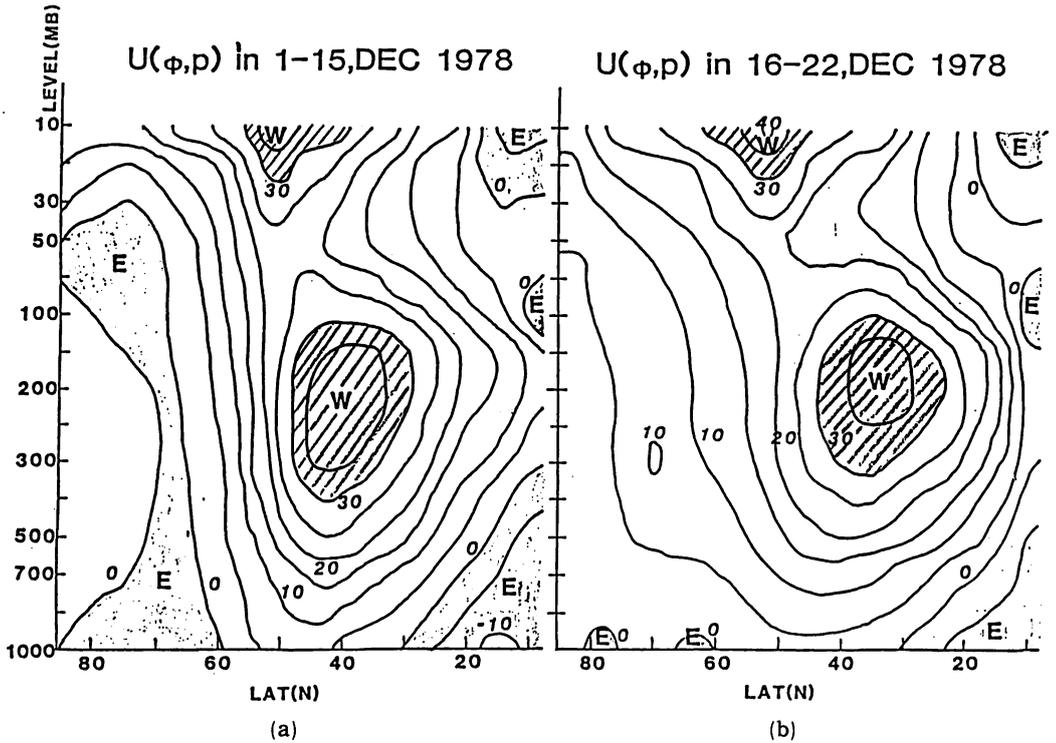
る順圧的な構造である。一週間から20日位の時間スケールで東風加速と西風加速が交替しているが、100 mb以下の対流圏を通じて殆ど同符号で、このことはこの緯度この期間、平均風加速の符号を決めるものは熱輸送の高さ方向の微分ではなくて角運動量の南北輸送のたまりであることを示している（(15)式参照）。

第6図は対応する期間の平均東西風の局所時間変化の高度時間断面を同じく65°Nについて示したものである。(9)式からわかるように残差子午面循環と摩擦の項が二次的な項であるなら、この図は $D_F$ の図と対応する筈である。0～2 m/s/dayの西風加速域に右下りの斜線，2～4 m/s/dayの西風加速域を黒く塗り潰してある。-2～0 m/s/dayの東風加速域を白ぬきで示し，-4～-2 m/s/dayの東風加速域を右上りの斜線で示してある。この図も $D_F$ の図同様順圧的な変化をしているのが一目瞭然である。 $D_F$ と $\partial U/\partial t$ の符号の対応は非常によいことがわかる。絶対値の対応もそれほど悪くない。しかし、絶対値については残差子午面循環の信頼できる解析が終了するまで結論は延期しておくのが現時点ではフェアと思われる。

以下では1978年12月の波数1の増幅と1979年2月の増幅にしぼって、やや詳しく増幅の経過を記述し、その機構を探ることにする。

## 5. 1978年12月の波数1の増幅機構

1978年12月下旬の高緯度における波数1の増幅について、やや詳細に述べる。特に東西平均

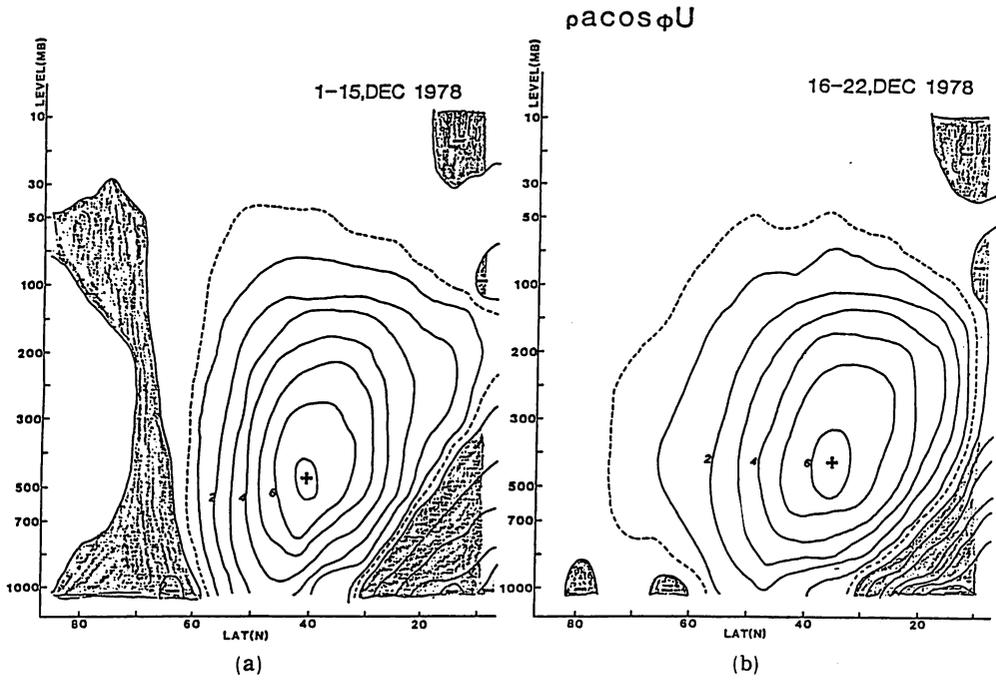


第7図 a, b 1978年12月の平均東西風の子午断面図。東風領域を黒く塗り潰し，  
30 m/s以上の西風に斜線を施してある。

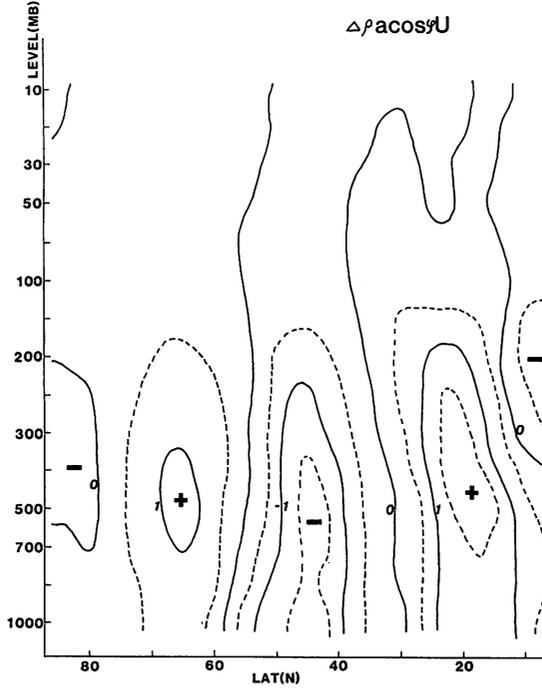
場との関係を重視する。そのために、増幅前の15日間（12月1日～15日）と増幅期の7日間（12月16日～22日）とに分けて議論する。

第7図a, bはそれぞれの期間の東西平均流の子午面分布で、第8図a, bは密度と地球回転軸からの距離を乗じて単位体積当りの角運動量に直したものの子午面分布である。第7図a, bでは東風領域、第8図a, bでは負の角運動量の領域を黒く塗り潰してある。第7図a, bから明らかのように、増幅前には、高緯度対流圏は東風になっている点だが、増幅期に全域西風でおおわれるのと異なる点である。第7図a, bをもう少し細かく見ると、亜熱帯ジェットの中心の位置は増幅前が40°Nで増幅期の35°Nより北側に位置し、強さも強いので、増幅前には70°Nの東風との間で比較的強い水平シアが形成されている。増幅期のジェットの中心が35°Nに南下し、値も弱くなることから、何か「順圧不安定」的な角運動量の南北再配分が起っていることがわかる。

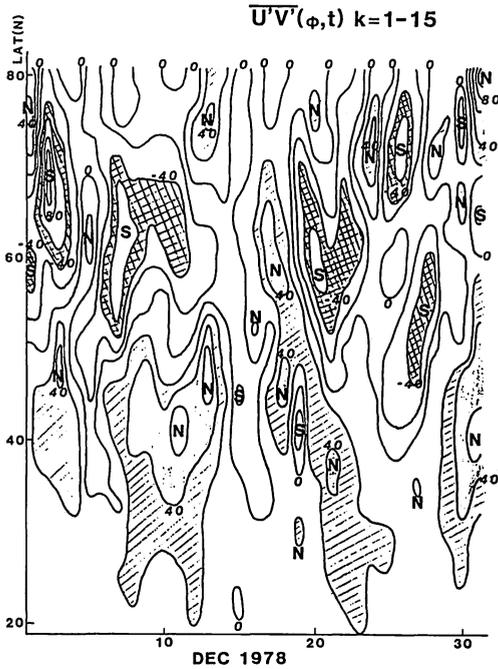
第9図は、上で述べたことをさらにわかりやすくするために、角運動量の増加（減少）分を計算したものである。すなわち、この期間、45°N付近の対流圏全域を通して角運動量の減少があり、65°Nと20°N付近で、これも対流圏全層で増加している。この位の時間スケールでは地表面摩擦を通しての固体地球との角運動量の授受がきいているとは考えられないので、このようなパターンを生ずる原因としては波による角運動量の輸送とその収束・発散の結果と考えるのが妥当である。既に第



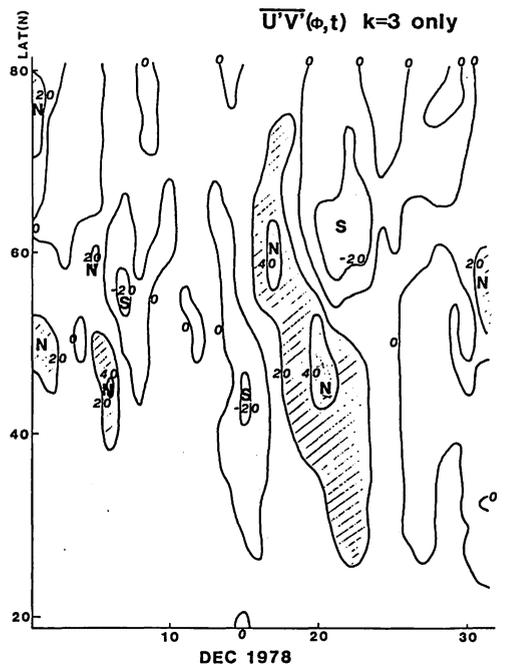
第 8 図 a, b 1978 年 12 月の相対角運動量の子午断面図。  
負の角運動量の領域を黒く塗り潰してある。



第 9 図 角運動量の変化分の子午断面図。



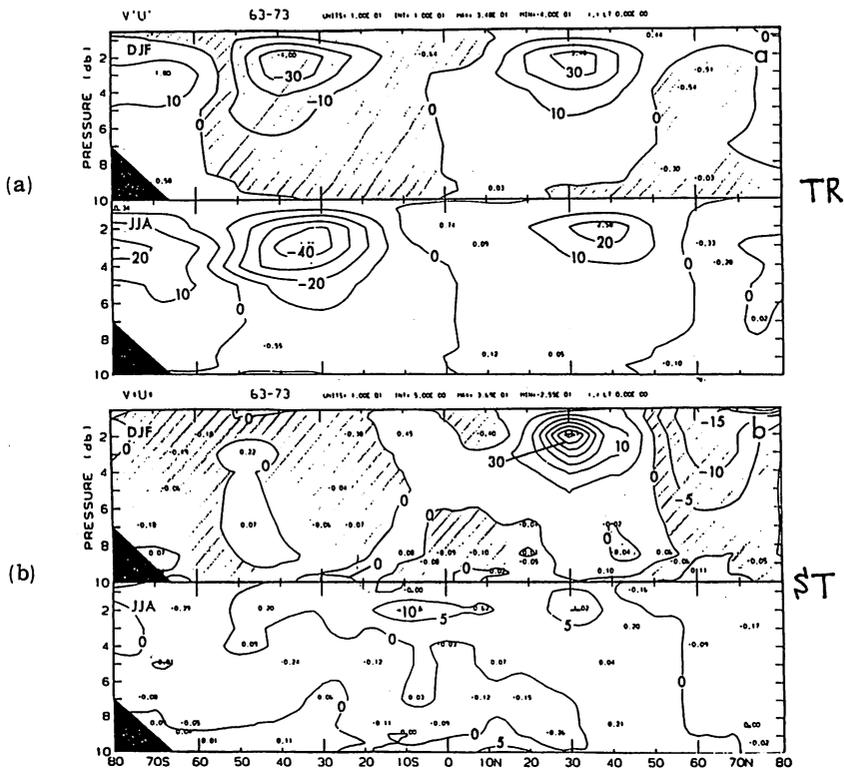
第10図 a 東西波数1～15による水平運動量輸送の緯度・時間断面。20 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>以上を斜線，40 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>以上を陰影，-40 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>以下を斜め格子としている。



第10図 b 東西波数3のみであること以外は第8図 a と同じ。

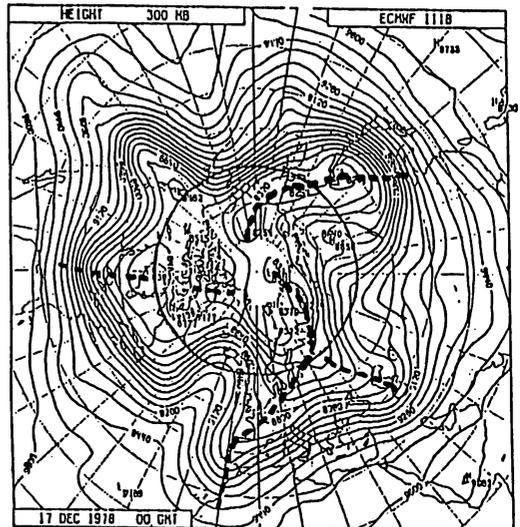
1図あるいは第2図において明らかになっていたことであるが、通常は東西平均で東風あるいは非常に弱い西風になっている所へ、何かのきっかけで、比較的強い（500mbで10m/s程度）西風の高緯度への貫入が起り、それは上下の運動量の交換ではなくて南北の交換によっているらしいことを見てきた。

従って、次に運動量の水平輸送について調べる。波動・平均流相互作用の観点からは前に示したように、エアアッセン・パームフラックスとその発散を評価するのが、より良いが、前にも述べたように角運動量の上下の再配分は起っていないので、簡単のために500mb面における水平運動量輸送だけを述べる。第10図aは東西波数1～15までの合計、第10図bは12月18日頃の西風の高緯度への貫入にもっとも直接的役割を果している波数3によるもののみである。第10図aを見ればわかるように、50°N付近を境目にして北側は南向き輸送、南側は北向き輸送になっている。これは、たとえばこれまでの大循環の統計解析によっても、非定常擾乱・定常擾乱を問わず見られる性質である。たとえば、Oort（1983）による最新の統計解析結果を第11図a, bに掲げる。各々の図で上段が冬3ヶ月についての10年間の平均であるが、50°Nあるいは南半球では55°S付近を境目にして、極側で低緯度向き、低緯度側で極向きの運動量輸送が見られる。今問題にしている78年12

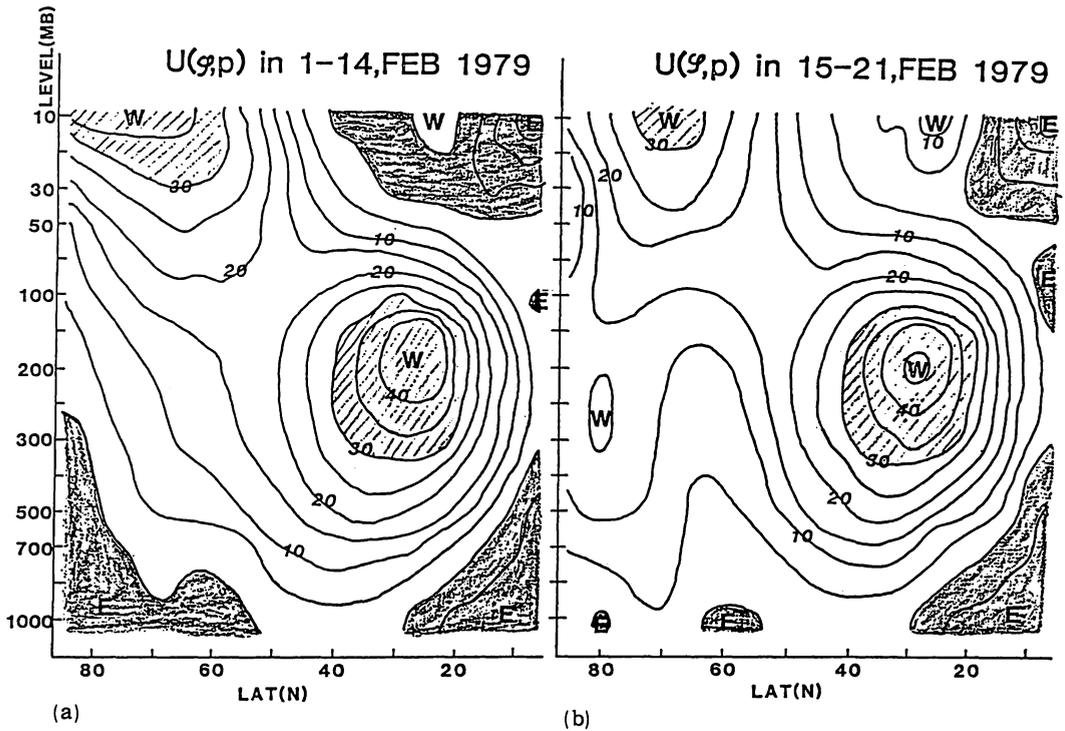


第11図 a, b (a): 非常波数, (b): 定常波それぞれによる北向き運動量輸送。  
(a), (b) 各々の上段が冬の3ヶ月の平均 (Oort (1983)より)

月についても、一週間ないし10日位の強弱はありながらも月平均をとってみればOortの結果と似た結果になると思われる。ところが、西風領域の高緯度への貫入の起る直前、12月17日頃60°Nを中心にして強い北向き輸送が起りそれが低緯度側に伸びている。第10図bと比較すると、この60°Nにおける北向き輸送に貢献しているのは、ほとんど波数3のみであることが値をも比較してみればわかる。蛇足かも知れないが、60°Nにおいて波数3による運動量の北向き輸送が最大になる12月17日の300 mbの天気図(第12図)を掲げる。ユーラシア大陸東岸に雄大なトラフが発達しており、その位相は70°Nより南では南



第12図 1978年12月17日の300 mb天気図。  
ECMWFでFGGE-III bとして解析されたもの。(K. Bjorheim et al. 1981)  
太い破線はトラフ。

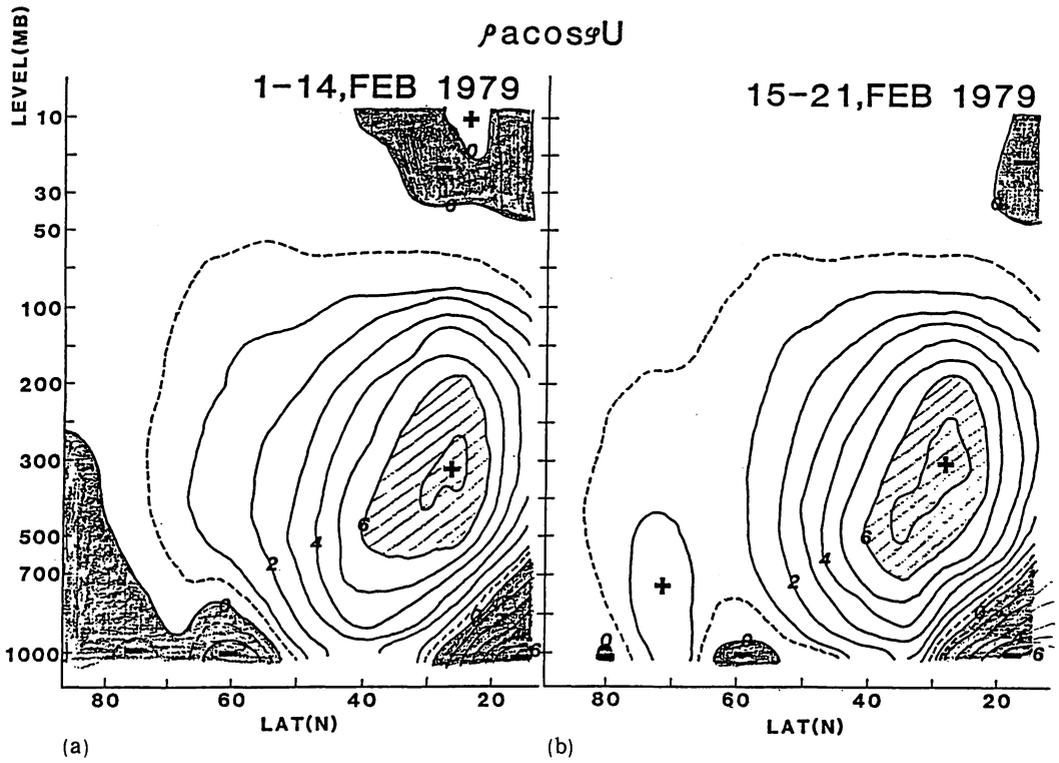


第13図 a, b 1979年2月以外は第7図 a, b と同じ。

にいくほど西にズレている。ヨーロッパ上のトラフもアジア東岸のものと同様の位相構造を持っている。もう一つのトラフは北アメリカ大陸東部上のものであるが、このトラフの位相の傾きは、他の2つのトラフと比較して小さい。いずれにしろ、 $60^{\circ}\text{N}$  付近で波数3が卓越しており、それが北に運動量運ぶような構造になっていることが一目瞭然である。さらに蛇足を加えれば、アジア東岸のトラフのノルマルの位相構造は  $60^{\circ}\text{N}$  付近ではオホーツク海から日本列島上空に伸びるので、運動量輸送は12月17日のこの事例と正反対になっている。

## 6. 1979年2月の波数2の増幅機構

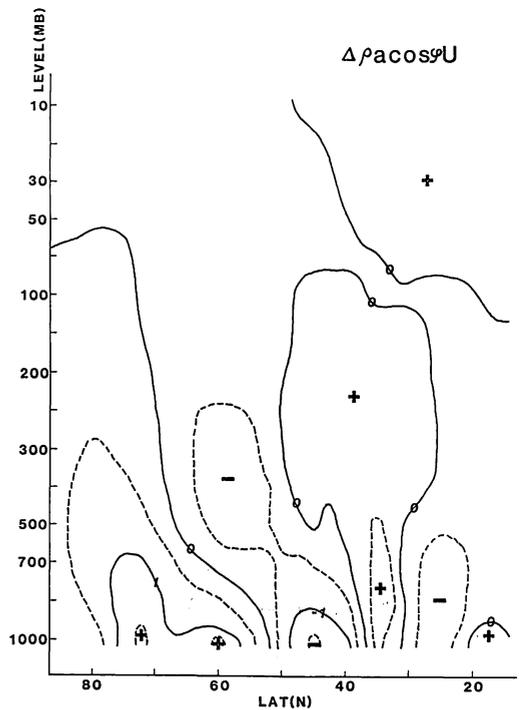
1978年12月の事例と同様に、増幅期とその前の期間にわけて、波の増幅と平均東西流の変化との関係を調べる。第13図aは増幅前2月1日～14日までの14日間の平均の東西平均流の子午断面であり、第13図bは増幅期15～21日までの7日間平均のものである。a, bを比べて気付くのは、増幅期には高緯度側に西風の第2極大（いわゆる“二重ジェット”）が現われていることである。増幅前の2月前半においては、対流圏の中・下層は東風におおわれているのと好対照である。 $30^{\circ}\text{N}$ 、200 mb 付近にある亜熱帯ジェットは12月の事例とは異なって、それほど変化はない。第14図a, bは第13図a, bに対応する単位体積当たりの相対角運動量の子午面分布である。2月前半と比べて、増幅期の15～21日には  $70^{\circ}\text{N}$  に正の角運動量の極値が明瞭に現われている。東西平均



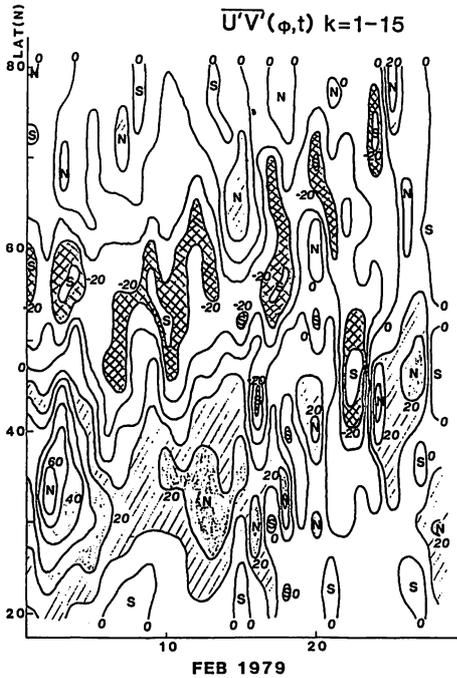
第14図 a, b 1979年2月以外は第8図 a, b と同じ。

流で見たように亜熱帯ジェット  
の位置と強さの変化はそれほど  
目立たない。

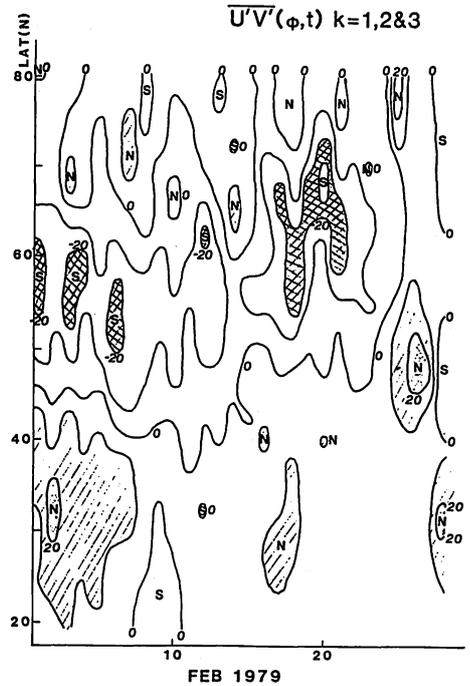
第15図は角運動量の増加(減少)  
分の子午断面図である。78  
年12月ほど綺麗な図ではない  
が, 上部対流圏でみると, 50°N  
から70°N位の間が減少域でそ  
の両側が増加域になっている。  
下部対流圏は全体のパターンが  
低緯度側にズレて35°Nから50°  
N位までが減少域でその両側に  
増加域が認められる。12月の場  
合のように順圧的な構造ではな  
くて, 上部対流圏と下部対流圏  
で少し異なった構造をしている



第15図 1979年2月以外は第9図と同じ。



(a)



(b)

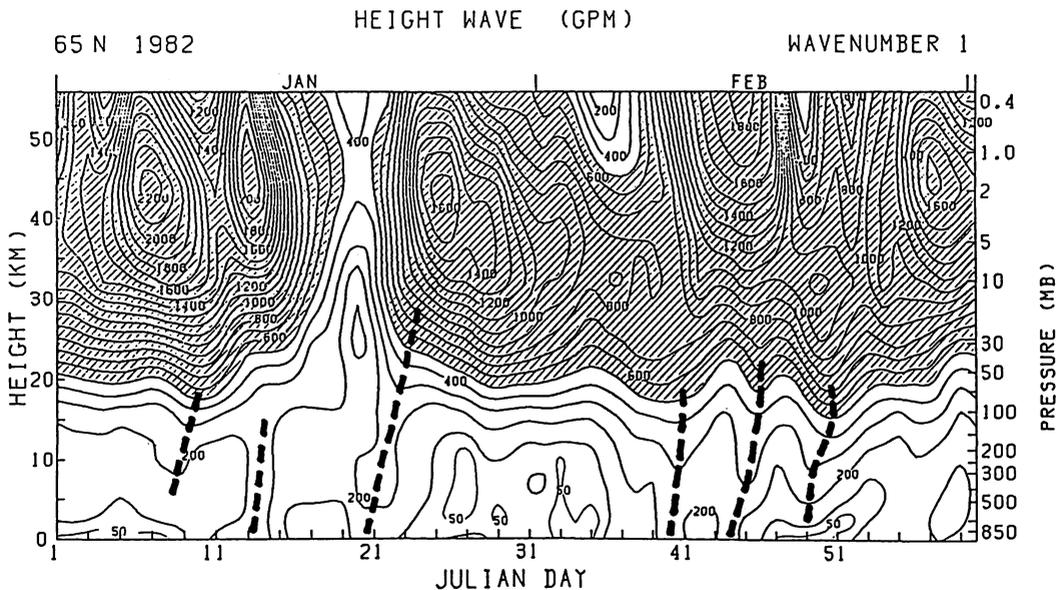
第 16 図 a , b 1979 年 2 月における北向き水平運動量輸送。(a) : 東西波数 1 ~ 15 の合計, (b) : 東西波数 1, 2, 3 の合計。10 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> 以上を斜線, 20 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> 以上を陰影, -20 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> 以下を斜め格子としている。

ので、単純な水平運動量輸送だけではすまないかも知れないが、一応 500 mb 面での水平運動量輸送を調べてみる。

第 16 図 a は波数 1 から 15 までの合計の水平運動量輸送の図である。大まかな所では、45°N ~ 50°N より南側では北向き、北側では南向きとなっている。2 月 14 ~ 15 日頃の高緯度での西風加速に関係すると考えられるのは 2 月 14 日 65°N 付近にあらわれる北向き輸送である。この北向き輸送を担っているのは波数 2 と波数 3 の双方であることが、第 16 図 b よりわかる。第 15 図で見たように、今回の事例は純粋に順圧的な構造になっているわけではないから、熱輸送ひいてはエアリッセン・パームフラックスの発散の図を解析すべきだったかも知れない。

## 7. 1982 年 1 月の波数 1 の増幅機構

前 2 節で FGGE の冬の期間についての波の増幅と平均東西風の関係について調べてきた。ここでは、1982 年 1 月の波数 1 の増幅の事例について、波の増幅と子午面内での平均東西風分布の日々の変動だけを掲げる。なお、これらの図は論文発表前に山崎孝治氏の好意によって提供されたもので



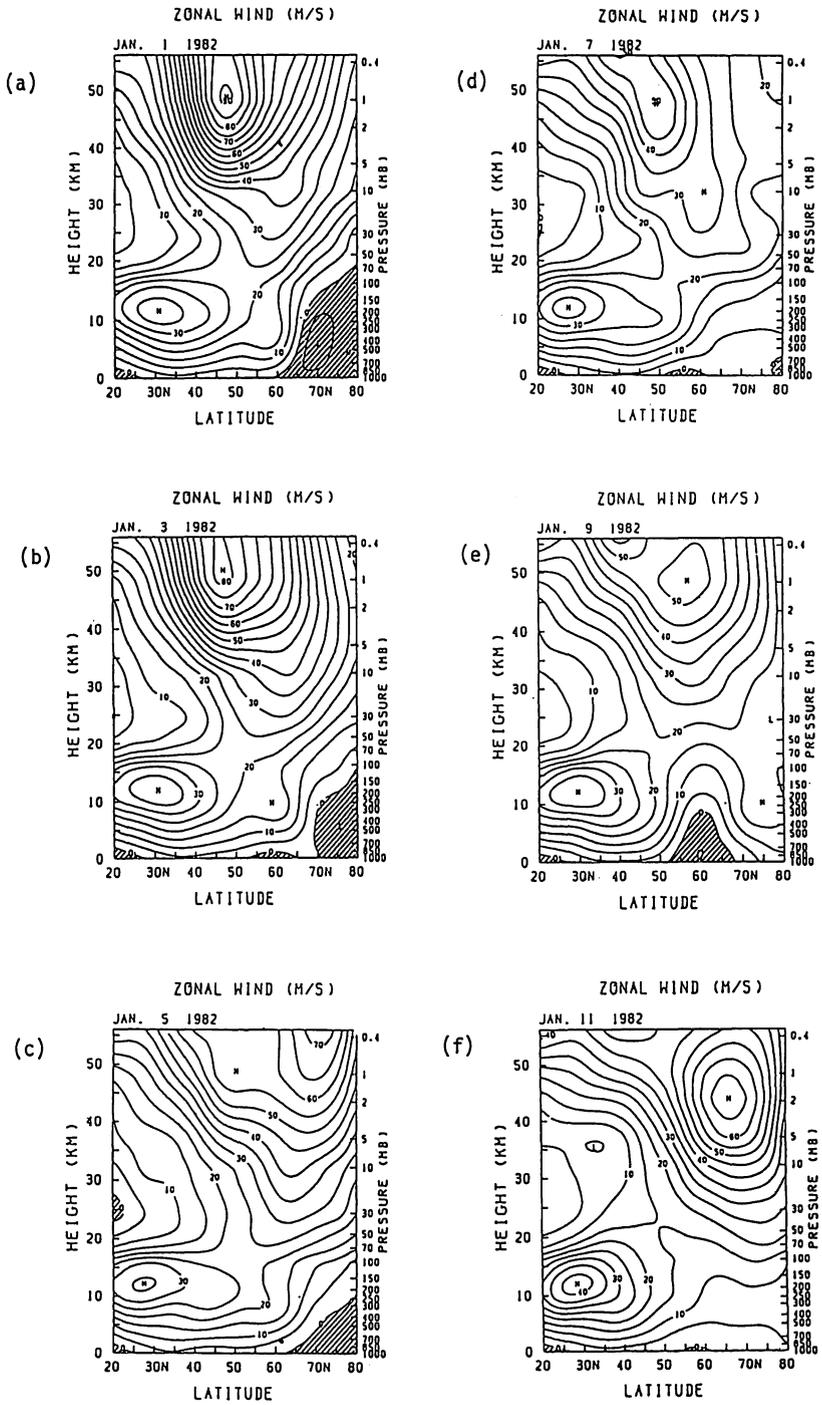
第 17 図 1982 年 1, 2 月におけるジオポテンシャル高度の東西波数 1 の振幅の 65°N における鉛直・時間断面。500 m 以上に斜線を施してある。破線は増幅が顕著なところ。山崎孝治氏提供。

ある。

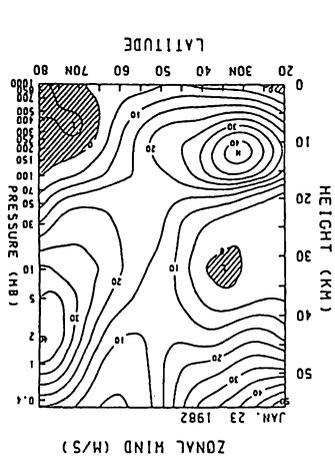
第 17 図は 65°N における波数 1 の振幅の高度時間断面である。生のまま書いているので密度成層の効果によって成層圏での振幅が強調されているが、ここでは対流圏における波の増幅に着目する。太い破線で示したようにこの期間、1 月 13 日頃、1 月 21 日頃、2 月 9 日 (41 Julian day)、2 月 12 日頃 (44 Julian day)、2 月 17 日頃 (49 Julian day)、波の増幅が起り、500 mb で 200 m を超える振幅が観測されている。この年の波の活動度は 300 m を超えることもあった FGGE 年の冬に比べて少し穏やかな冬であったといえそうである。

第 18 図にこの年の平均東西風の子午面分布の日々の変化を 1 日おきに示す。斜線を施した領域は東風領域である。30°N、200 mb 付近の亜熱帯ジェットの変動に比べて、中・高緯度 (55°N 以北) 対流圏の平均流の変動が大きいのが見てとれる。たとえば、1 月 1 日には 65°N より北側の対流圏全層が東風でおおわれるが、1 月 9 日(e)には 65°N より北側の全域が西風になり 75°N、250 mb 付近に中心を持ついわゆる“二重ジェット”が形成される。高緯度における二重ジェットの形成、いかえれば 500 mb 面で 10 m/s 以上の西風あるいは 850 mb あるいは地上で 5 m/s 以上の西風が観測されて 4 日後に波数 1 の増幅が起っている。次に高緯度対流圏に二重ジェットが形成されて 500 mb で 10 m/s を超えるのは 1 月 18 日頃と思われる。その後 3 日後にまた波数 1 の増幅が起っている (第 17 図参照)。

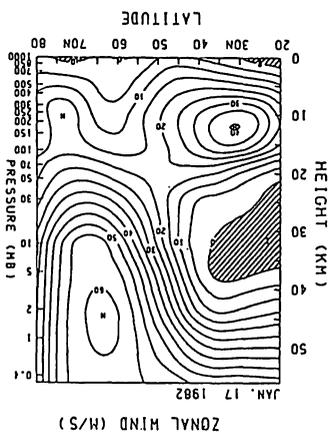
FGGE 年の冬に比べて波の活動度はやや小さいが、FGGE 年の冬について確かめられた平均東



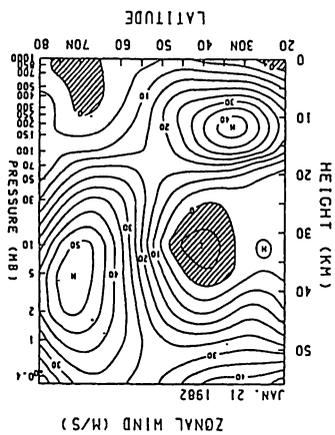
第 18 図 1982 年 1 月における平均東西流の緯度・高度断面図。 1 月 1 日(a), 3 日(b), 5 日(c), 7 日(d), 9 日(e), 11 日(f), 13 日(g), 15 日(h), 17 日(i), 19 日(j), 21 日(k), 23 日(l)。 山崎孝治氏提供。



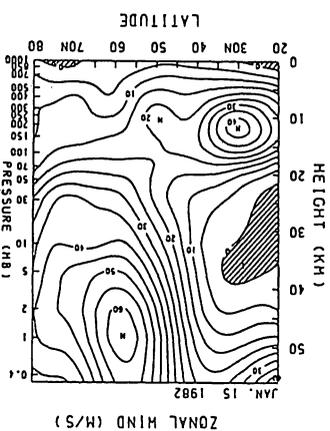
(i)



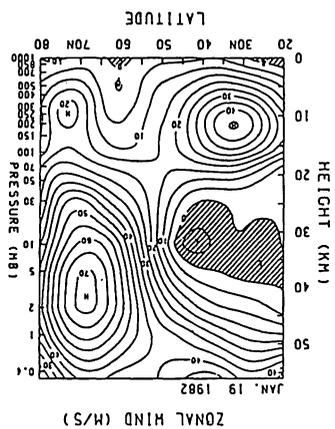
(j)



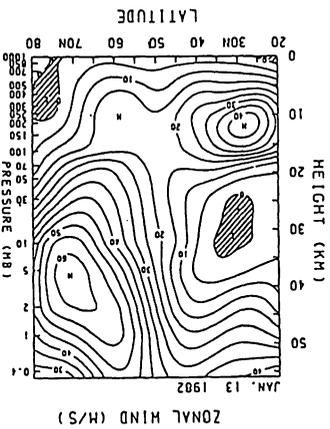
(k)



(l)



(m)



(n)

西風の変動と波の増幅との関係がより鮮明に現われていることが確認できよう。

## 8. まとめと今後の研究への示唆

中・高緯度におけるプラネタリー波の増幅機構を平均場との関連において簡単な手法で解析してきた。その結果は次のようにまとめられる。

- (i) 対流圏における東西波数 1, 2 のプラネタリー波の増幅は比較的高緯度 ( $65^{\circ}\text{N}$ ) で起ることが多い。
- (ii) 対流圏  $60^{\circ}\text{N}$  以北の平均流の変動度はかなり大きい。比較的頻繁に対流圏全層で帯状東風になり、また逆に西風の第二極大 (いわゆる二重ジェット) が出現する。
- (iii) 波数 1 あるいは 2 の増幅は西風の第二極大の出現の数日後であることが多い。目安としては  $65^{\circ}\text{N}$  の平均西風が  $10\text{ m/s}$  以上、 $850\text{ mb}$  で  $5\text{ m/s}$  以上であれば、数日後に波数 1 あるいは 2 の増幅が起る。
- (iv) 高緯度の平均西風 (平均角運動量) は  $55^{\circ}\text{N}$  付近に振幅極大を持つ波数 2, 3 あるいは 4 の水平運動量輸送とその収束によって起ることが多い。'79年2月のように波数 2 と 3 がともに寄与していることもある。

以上十分な数の事例を調べたとはいえないが、これまでの解析結果から、高緯度 ( $60^{\circ}\text{N}$  以北) におけるプラネタリー波 (波数 1 あるいは 2) の増幅機構を推論をまじえて、イメージ的にいうと、まず何かの原因で  $55^{\circ}\text{N}$  付近で波数 2, 3 あるいは 4 あるいはそれらの共同で運動量の北向き輸送が起る。ノーマルの状態では南向き輸送になっているのが一般的である。その収束によって、通常は東風あるいはごく弱い西風の高緯度対流圏がある程度強い ( $65^{\circ}\text{N}$ ,  $500\text{ mb}$  で  $10\text{ m/s}$  程度) 西風になる。そうすると、高緯度の大規模山岳 (グリーンランド, ロッキー等) 等の外力に対する準線型応答としてプラネタリー波が励起されるのではないかとということである。

本稿では、1週間から20日程度の寿命を持つ、高緯度におけるプラネタリー波の増幅について、一つの仮説を導いてみた。この程度の寿命のプラネタリー波の存在をいわゆるブロッキングと呼ぶか否かは、また別の問題である。ただ、月平均図などを用いてブロッキングの研究などをする時には、ある程度の振幅を持つ1週間程度の比較的短期の波でも、場合によっては月平均図上のパターンに決定的役割を演ずることがある点は留意する必要がある。

今後の研究の方向として、古くからの問題であるロスビー波の線型応答問題を球面上の問題として、水平シアー流が大規模山岳にぶつかる効果を正確にとり扱うことを含めて、再検討する必要があるのではないかと考えている。さらに、高緯度への西風運動量の北向き輸送を担う擾乱は如何にして発達するかについては、今の所よくわからない。ある種の順圧不安定、水平シアーのあるジェットがチベット・ヒマラヤにぶつかり、強制モードが励起される可能性など、種々の可能性を一つ一つチェックしていく必要があると考えている。

## 謝 辞

論文公表前にいくつかの図を提供していただいた山崎孝治氏に感謝いたします。また、グロー スペ ッターの編集委員として、本稿の印刷に助力して下さった長期予報課の重久陽亮氏にも感謝いたし ます。

## 引用文献

- Andrews, D.G. and McIntyre, M.E., 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Bjorheim, K. et. al., 1981: FGGE III-B, Daily global analyses, Part 1, December 1978 – February 1979.
- Charney, J.G. and DeVore, J.G., 1979: Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205-1216.
- Charney, J.G. and Eliassen, A., 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, **1**, 38-54.
- Edmon, H.J., B.J. Hoskins, and M.E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross-sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616. (See also Corrigendum, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1115, especially second last item.)
- Egger, J., 1978: Dynamics of blocking highs. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1788-1801.
- Holopainen, E.O., 1978: On the dynamic forcing of the long-term mean flow by the large-scale Reynolds stresses in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1596-1604.
- Hoskins, B.J., James, I.N. and White, G.H., 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595-1612.
- IAMAP (ICDM)/DMG Symposium on Verification of Theories in Atmospheric Large/Medium Scale Dynamics, 1986.
- Itoh, H., 1983: An observational study on the amplification of planetary waves in the troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 568-589.
- Kikuchi, Y., 1969: Numerical simulation of the blocking process. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 29-54.
- \_\_\_\_\_, 1971: Influence of mountains and land-sea distribution on blocking action. *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 564-572.
- McIntyre, M.E., 1980: An introduction to the generalized Lagrangian-mean description of wave mean-flow interaction. *Pure appl. Geophys.*, **118**, 152-176.
- Murakami, T., 1967: Vertical transfer of energy due to stationary disturbances induced by topography and diabatic heat sources and sinks. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 205-231.
- Oort, 1983: Global Atmospheric Circulation Statistics, 1958-1973. NOAA Professional Paper 14, 180pp.
- Plumb, R.A., 1981a: Forced waves in a baroclinic shear flow, Part 2: Damped and undamped response to weak near-resonant forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1856-1869.
- Rex, D.F., 1950a: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate, I. An aerological study of blocking action. *Tellus*, **2**, 196-211.
- \_\_\_\_\_, 1950b: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate, II. The climatology of blocking action. *Tellus*, **2**, 275-301.

- Sato, Y., 1980: Observational estimates of Eliassen and Palm flux due to quasi-stationary planetary waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 430-435.
- 佐藤, 1984: 大気ブロッキング現象の観測的研究のーレビューー. *天気*, **31**, 7-18.
- Shiotani, M. & I. Hirota, 1985: Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere: a comparison between northern and southern hemispheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 309-334.
- Tanaka, H., 1985: Normal mode approach to the baroclinic instability, amplification of wave-number one and blocking. (to be submitted).
- Tung, K.K. and R.S. Lindzen, 1979: A theory of stationary long waves, Part I: A simple theory of blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 714-734.
- \_\_\_\_\_ and \_\_\_\_\_, 1979: A theory of stationary long waves, Part II: Resonant Rossby waves in the presence of realistic vertical shears, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 735-750.
- Wallace, J.M. and M.L. Blackmon, 1983: Observations of low-frequency atmospheric variability. *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*. B.J. Hoskins and R.P. Pearce, Eds., Academic Press, 55-94.