

## 傾圧不安定波の碎波パターンに関する数値実験

赤堀浩司・余田成男

京都大学大学院理学研究科

### 要 旨

全球大気モデルを春分条件下で長時間積分し、帯状平均帯状流変動と傾圧性擾乱の関係を研究した。得られた帯状平均流は、ほぼ順圧的に変化する不規則な長周期変動を示した。

帯状平均流の偏りが極端な2つの期間について、ポテンシャル渦度-温位(PV- $\theta$ )解析を行なった。高緯度にジェットが位置する期間には上層のトラフの高気圧性回転の碎波が卓越し、低緯度ジェットの期間には低気圧性回転の碎波が卓越する。さらに全積分期間について統計をとり、帯状平均流ジェットの位置と傾圧性擾乱の碎波形態の間に有意な相関を見出した。また、傾圧性擾乱の碎波パターンを表現する指標を導入して頻度分布を調べたところ、明瞭な二様性の構造が得られた。

地表摩擦の強さを変えた2つのパラメータ実験を行ない同様の解析を行なった。摩擦が弱いときは、全期間を通して帯状流ジェットは高緯度に位置し、傾圧性擾乱の碎波パターンは基本的に高気圧性回転の碎波を示す。一方、摩擦が強いときは、低緯度に中心をもつ帯状流ジェットと低気圧性回転の碎波パターンがみられる。

これら2つのタイプの碎波パターンは、理想化した初期値実験における傾圧波ライフサイクルの2つの典型的例と似ている。しかし、等温位面上の歪み場や、ジェットの中心位置と擾乱運動エネルギー最大域との位置関係などに違いがみられる。

キーワード：温帯低気圧, ロスビー波, ポテンシャル渦度, 帯状流変動

### 1. はじめに

南半球の冬季には帯状平均流の長周期変動がみられ、変動は $40^{\circ}\text{S}$ と $60^{\circ}\text{S}$ 付近に中心をもつ2つの極端な位相の順圧流の不規則な出現によって特徴づけられる(例えばYoden et al., 1987)。Kalory (1990)は、原因として帯状平均流と時間変化する擾乱の相互作用の存在を指摘した。すなわち、帯状平均流が高緯度で強いときは、時間変化する傾圧性の擾乱は高緯度側で活発になり極端な帯状平均流を維持する。

Yu and Hartmann (1993)は簡略したGCMを用いて春分条件下で回転軸対称な強制を課した3070日間の長時間積分実験を行ない、そのような帯状平均流変動を得た。彼等は擾乱のフラックスを解析し、帯状平均流と傾圧性擾乱の相互作用が見られることを示

した。同様の現象はJames and James (1992)やJames et al. (1994)による至の条件下での簡略化したGCMの100年程度の長時間積分実験でも得られている。ただし、彼らは南半球とは関連づけていない。

一方、1970年代より、初期値問題における傾圧性波動の非線形形態の解明がなされてきている。その中で、Simmons and Hoskins (1980)は、順圧成分の異なる2つの初期場から成長した擾乱が全く異なる非線形状態を示すことを見つけ、「basic」および「anomalous」と名づけた。Thorncroft et al. (1993)はこの2つの傾圧性波動に対しPV- $\theta$ 解析を行なった。「basic」な場合の初期場から発達した擾乱は、赤道側に高気圧性回転で移流される細長いトラフでもって特徴づけられ、改めて「LC1」と呼ばれた。順圧シアを加え

た「anomalous」な流れから発達した擾乱は、極側で低気圧性回転の碎波を受け大きな切離を示す(同じく「LC2」)。初期値問題におけるこの2つの典型的な低気圧に関する最近の研究としては、Magnusdottir and Haynes (1996)による波活動度の解析がある。また Hartmann and Zuercher (1996)は初期順圧シアアの微妙な違いが低気圧発展の明瞭な違いを生み出すことを指摘している。

2つの典型的な低気圧は現実大気中でも観測されている。Appenzeller and Davies (1992)と Appenzeller et al. (1996)は、ヨーロッパ上空の事例解析を行なって非常に異った振舞いを示す低気圧を見つけている。Hartmann (1995)は、南半球冬季の帯状平均流の偏りが顕著な期間のPVパターンを解析している。そして、帯状平均流の極大が30°Sと60°Sにあるときに、ほぼ全ての経度でLC1型の低気圧を観測した。また、帯状平均流が40°S付近に極大をもつときにはLC2型の低気圧が卓越していることを示した。これは、帯状平均流の変動がジェットの前圧性シアアと傾圧性擾乱との相互作用によって引き起こされていることを示唆している。

我々は、PV- $\theta$ 解析を可能とする高分解能モデルを用いて長時間積分実験を行ない、帯状流変動と傾圧性波動の2つの典型例との関係を詳しく調べた(Akahori and Yoden, 1997)。我々が研究をほぼ完成させたあとで、Lee and Feldstein (1996)が同様のモデル中における典型的な低気圧に関する研究を発表した。しかし、彼女達は波束の運動中心近くに限定的に碎波現象を扱っており、我々の研究とは動機や解析方法がかなり異なっている。

## 2. モデル

モデルは地球流体電脳倶楽部のプリミティブ方程式数値モデルAGCM5を基に作成した。水平方向はスペクトル変換法であり、解像度は Simmons and Hoskins (1980)と同様の三角切断T42を用いた。鉛直方向は差分法で20 $\sigma$ レベルであり、そのうち上側の6層はスポンジ層とした。この空間解像度は James and James (1992)や Yu and Hartmann (1993)のモデルよりも高分解能であり、傾圧性波動の2つの典型例の違いを十分に表現することができる。

加熱項は、次の仮想的な放射平衡温度  $T^*$  に戻すようなニュートン強制とした。

$$T^* = T_b(\sigma) + \frac{\Delta T(\sigma)}{2} \left( \cos 2\phi - \frac{1}{3} \right). \quad (1)$$

ここで、 $\phi$ は緯度であり、 $T_b(\phi)$ は各レベルでの全球平均温度、 $\Delta T(\sigma)$ は極と赤道の温度差である。この関数形は春分の状態を表現しており、簡略化した理論

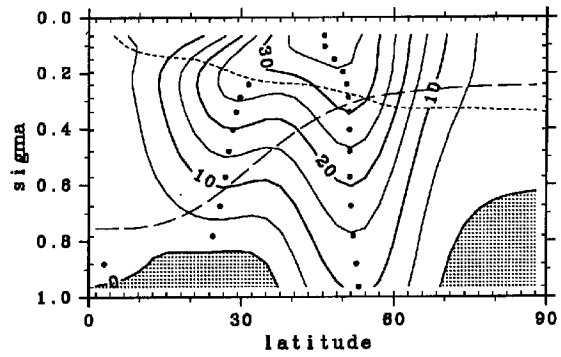


Fig.1: Latitude–height section of the time and zonal mean zonal flow. Contour interval is 5 m s<sup>-1</sup>. Easterlies are shaded and the local maximum on each level is denoted by a dot.

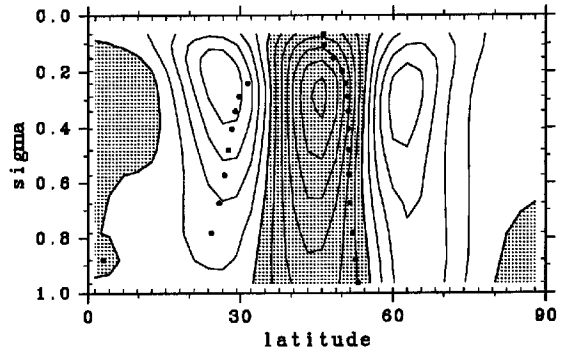


Fig.2: Latitude–height section of the EOF1 mode of zonal mean zonal flow variations. Negative values are shaded and contour interval is 0.02.

モデルでしばしば用いられている (Held and Hou 1980; Yu and Hartmann 1993 など)。 $T_b(\sigma)$ は、平均したプラントバイサラ振動数が対流圏と成層圏でそれぞれ  $1.14 \times 10^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $2.24 \times 10^{-2} \text{s}^{-1}$  になるように決めた。強制的緩和時間  $\tau_N$  は一般のレベルでは  $\tau_N = 15$  日とし、スポンジ層ではそれよりも短い時間を用いた。

モデルは乾燥大気とし、乾燥対流調節を用いている。内部粘性を  $\nabla^4$  の形で渦度、発散、温度の式に課した。緩和時間は最大波数T42に対し6時間とした。表面地形は与えていない。最下層にはレーリー摩擦を強制し、緩和時間  $\tau_R$  は標準実験で  $\tau_R = 0.5$  日、パラメータ実験で  $\tau_R = 1.0, 0.25$  日とした。標準実験における緩和時間は、James and James (1994, section 2.5)が指摘したように南半球を想定した地表摩擦のパラメタリゼーションとしては適切な値である。下端境

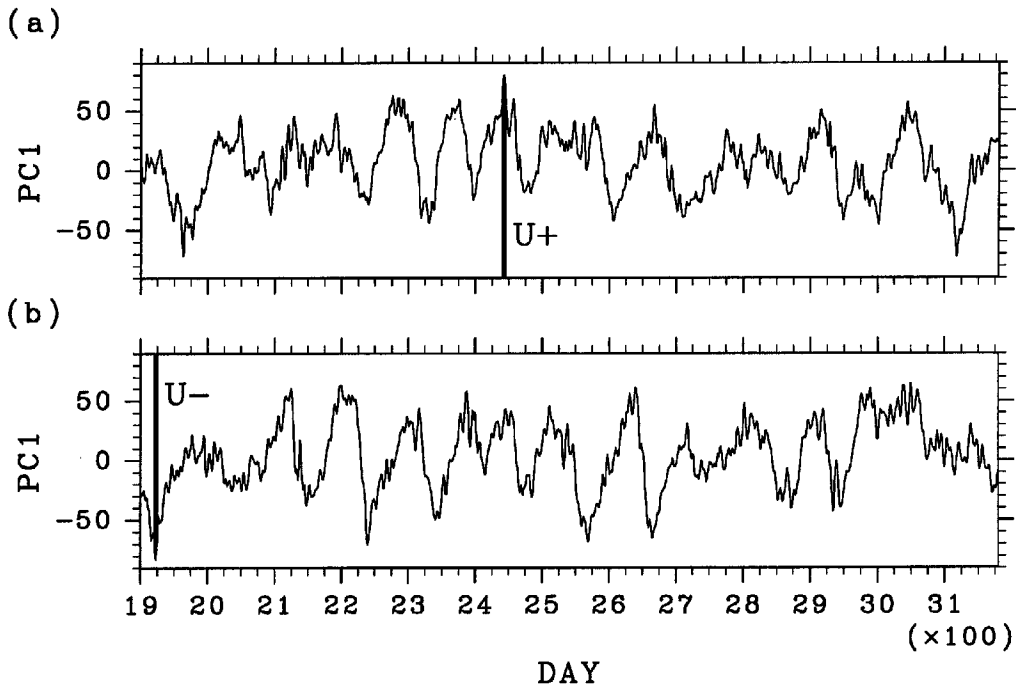


Fig.3: Principal component of the EOF1 mode (PC1) for the “Northern Hemisphere” dataset (a) and the “Southern Hemisphere” dataset (b).

界では熱フラックスは考慮しない。

初期状態は  $T^*$  とバランスする回転軸対称な流れとし、さらに南北非対称な微小な擾乱を与えた。したがって、その後の時間発展は南北非対称である。

積分はセミインプリシット法で3180日間行なった。最初の1500日間はT21モデルを用い、タイムステップを60分とした。その後の積分はT42モデルで行ない、タイムステップは30分とした。解析はモデルの移行期間を除いた最後の1281日の一日一回出力したデータに対して行なった。モデルの北半球と南半球のデータはほぼ独立であるとみなせる。そこで南半球データを北半球の座標に変換して、2つの北半球データが存在するものとしてデータを扱った。

### 3. 標準実験

#### 3.1 帯状平均帯状流の変動

時間および帯状平均した帯状流の子午面断面図をFig.1に示す。図は両半球データから作成したが、各半球データから得られたものと非常によく一致している。強い西風が中緯度域にあり、対流圏界面付近で最大風速  $37\text{ms}^{-1}$  となっている。亜熱帯ジェットはやや弱く、また高緯度域と赤道域の地表付近に弱い

東風領域がある。

帯状平均流の各日のデータに対し、経験的直交関数(EOF)解析を行ない、変動の主成分を求めた。Fig.2はEOF1モードであり、寄与率は44%以上である。変動はほぼ順圧な3極子構造をしており、 $\phi = 27^\circ, 46^\circ, 63^\circ$ 付近の対流圏界面付近に極値がある。

帯状平均流の気候値と変動の特徴は、南半球の観測 (Yoden et al., 1987; Hartmann, 1995) や数値実験の解析 (James and James, 1992; Yu and Hartmann, 1993) と良く似ている。ただし、我々および James and James (1992) の結果は対流圏界面付近での変動がやや大きい傾向にある。これは地表摩擦および鉛直拡散項のパラメタリゼーションに起因していると推測される。

Fig.3にEOF1モードの時間変化(PC1)を示した。パワースペクトル解析によれば80-150日程度の変動が卓越している。なお、2つの半球データのPC1の相関係数は0.12であり、ほぼ独立な変動を意味している。

#### 3.2 変動が極端な2つの期間の事例解析

PC1の振幅が最も極端な2つの期間に対して、帯状平均帯状流と傾圧性擾乱の関係を詳細に調べた。Fig.3に示したように、正方向に最も極端な期間であ

る北半球データの2440日から2445日までを $U+$ とし、負方向に最も極端な期間である南半球データの1920日から1925日までを $U-$ と定義した。

各期間の帯状平均流の平均値をFig.4に示した。 $U+$ の期間(a)には、 $\phi = 58^\circ$ と $\phi = 30^\circ$ の対流圏界面付近に強い流れがある。図中の破線は $PV=2PVU$  (ポテンシャル渦度単位 $\equiv 10^{-6}m^2 s^{-1}Kkg^{-1}$ )の等値線であり、対流圏界面高度にほぼ対応している。2つの強い流れのうち中緯度の低気圧と関連が深い高緯度の流れは、全期間の平均状態(図の点線)に比べ約 $7^\circ$ 高緯度に位置している。一方、 $U-$ の期間(b)には、 $\phi = 45^\circ \sim 50^\circ$ 付近に幅の狭いジェットがあり、平均状態よりも $5^\circ$ 程度低緯度側に位置している。亜熱帯ジェットは $25^\circ$ 付近にあるが非常に弱い。帯状平均流を $\theta = 310K$ の等温位面上(図の破線)で平均した場合には、 $U+$ 期間には $\phi = 58^\circ$ に $30ms^{-1}$ の極大があり、 $U-$ の期間には $\phi = 48^\circ$ に $37ms^{-1}$ の極大がある。これらのプロファイルは、Hartmann (1995)の観測的研究におけるものと定性的に良く似ているが、彼の解析はほぼ同じ大きさの極大値を示しており定量的な違いがみられる。等温位面上のプロファイルについては、第5節で再び議論する。

2つの期間についてPV- $\theta$ 解析(Hoskins et al., 1985)を行ない傾圧性擾乱を診断した。Thorncroft et al. (1993)は $PV=2PVU$ 面上(Fig.4の点線)の温位を解析したが、我々はHartmann (1995)の解析に従って $\theta = 310K$ 面上(Fig.4の破線)のPVコンターを解析する。

Fig.5は $U+$ の期間における $\theta = 310K$ 面上のPVコンターおよび水平風ベクトルを示している。中緯度におけるたいのトラフは高気圧性回転の流れによって特徴づけられる。すなわち高PVは高気圧性回転で赤道側に移流されており、PVコンターは冬季成層圏でよく知られているロスビー波ブレイキングパターンを示している。例えば2440日(a)の $100^\circ E$ 付近の $1PVU$ コンターのストリーマは北西方向に傾むいており、トラフの背後の高気圧と関連したコンターを横切るような流れによって引き延ばされ細くなっている(b-d)。2444日(e)のPVストリーマの先端における強い低気圧性循環は、第2の不安定の存在を示唆している。2445日(f)にはストリーマは後方に切離している。また2440日の $60^\circ E$ 付近の $4PVU$ コンターのように、ジェットの極側における弱い低気圧性の碎波もみられる。

Fig.6には、 $U+$ 期間の最初の3日分の最下層の温度を示した。大きな温度勾配の帯で表現された寒冷前線が、上層のトラフの前面に見られる。2442日の $20^\circ$ 付近の寒冷前線の大きな蛇行は、上層のPVストリーマと相互作用した前線システムの不安定を示唆

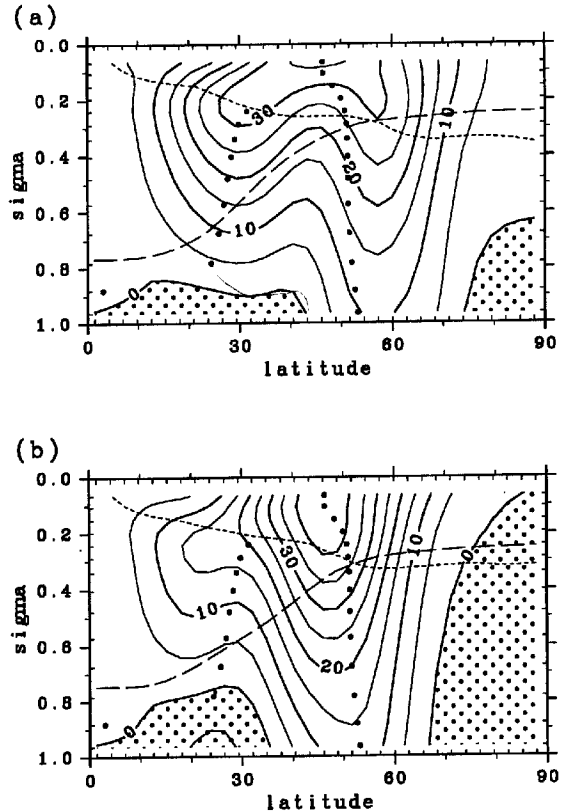
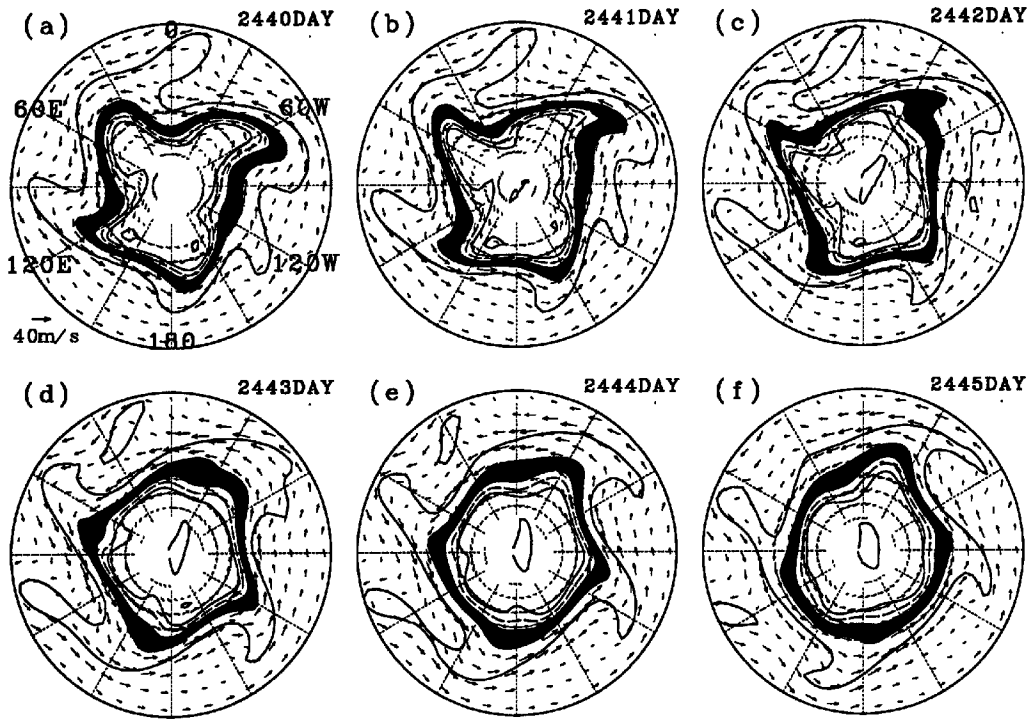


Fig.4: Latitude-height sections of the composite zonal mean zonal flow in the  $U+$  period (a) and the  $U-$  period (b). Zonal mean of  $PV = 2 PVU$  surface (broken line) and  $\theta = 310 K$  isentropic surface (dashed line) are also shown. Dots represent the local maximum of the climatological jet (same as Fig. 1).

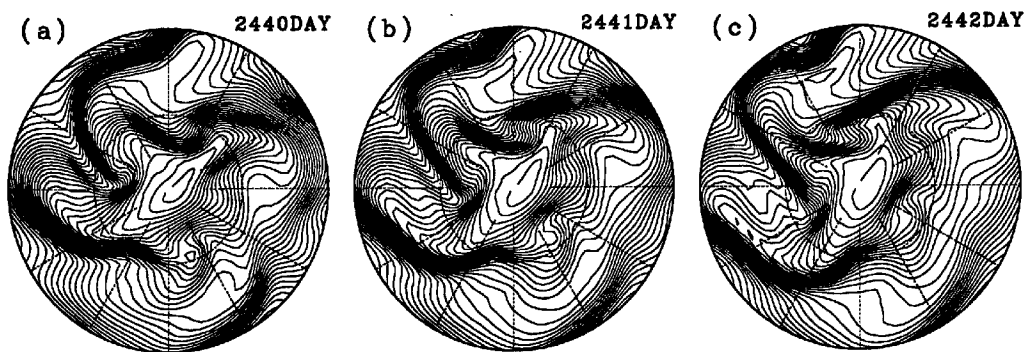
している(Thorncroft and Hoskins, 1990)。この不安定に関連した地上気圧のアノマリは、2440日から2443日まで $2hPa/日$ の割合で深まっている。

$U-$ の期間(Fig.7)のPVコンターは主要なジェットの極側における目立った低気圧性回転の碎波によって特徴づけられる。1920日(a)には、4つの強いトラフがあり、特に $45^\circ E$ 付近におけるトラフは高低PV大気を包み込んだ成熟期にある。1922日までに、かなりの混合が進んでいるが、依然として高緯度に低PVの切離が残っている。1922日以降(d-f)は、高気圧性回転の碎波によってトラフは細くなっているが、これはどちらかといえば例外的な出来事である。1925日には $30^\circ E$ 付近に他の目立った低気圧性回転の碎波が見られる。

対応した最下層の温度場(Fig.8)は、寒冷前線だけでなく、温暖前線およびベントバックした構造も示



**fig.5:** PV on the  $\theta = 310\text{K}$  isentropic surface in the  $U+$  period. Contour interval is 1 PVU and 3.5 PVU contour is a dashed line. Regions between 2 and 3 PVU are blacked out. Horizontal flow vectors more than  $5 \text{ m s}^{-1}$  are also shown. Unit vector in (a) is  $40 \text{ m s}^{-1}$ . Polar stereo projection is used. The boundary circle is  $30^\circ\text{N}$ . Lines of meridians and parallels are drawn for every 30 degrees.



**Fig.6:** Temperature on  $\sigma = 0.963$  surface for the first 3 days of the  $U+$  period. Contour interval is 1 K. The map projection is the same as in Fig.5.

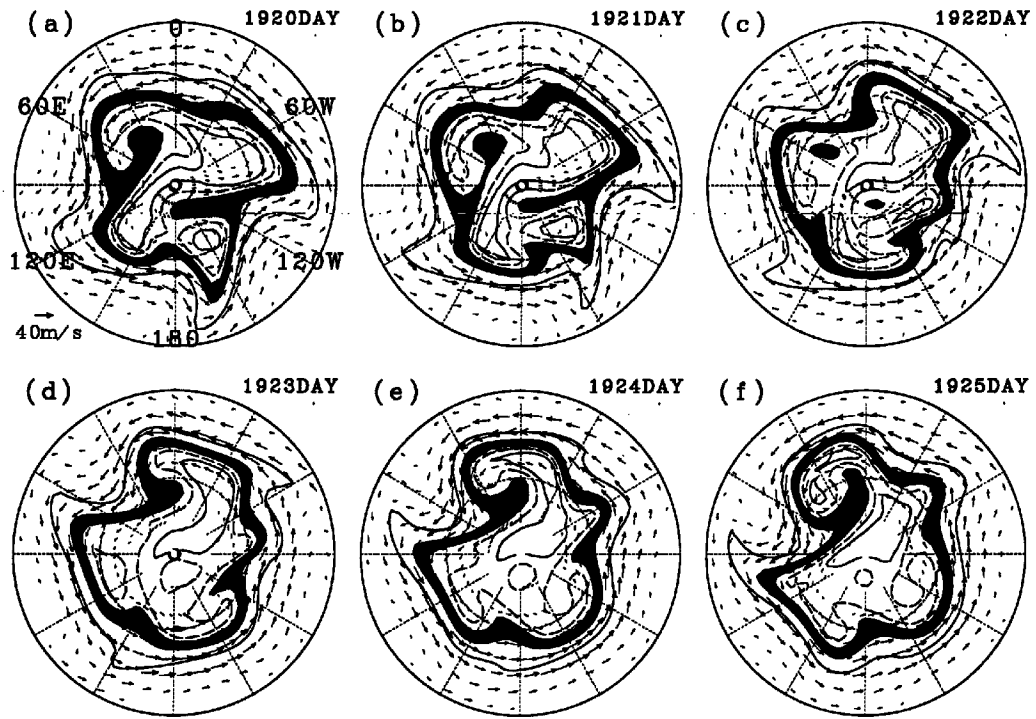
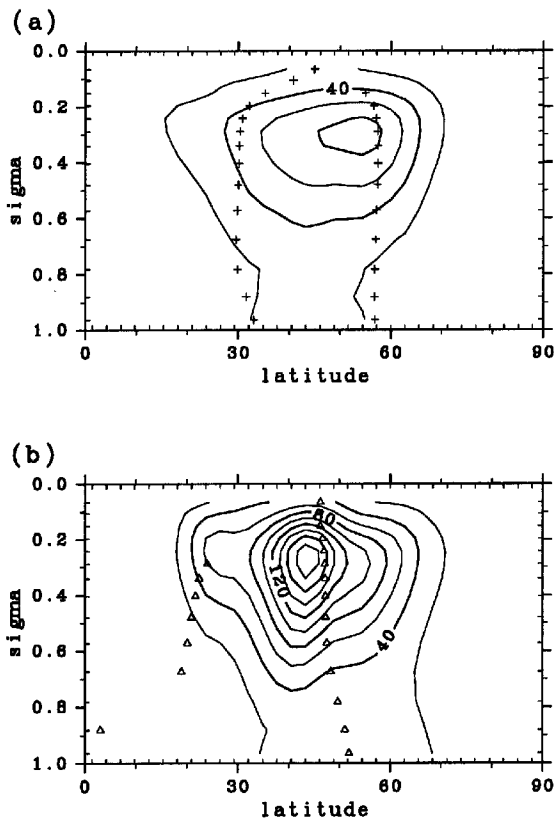


Fig.7: As in Fig. 5 but for the  $U$ -period.



图 8: As in Fig. 6 but for the first 3 days of the  $U$ -period.



**Fig.9:** Latitude–height sections of composite zonal-mean eddy kinetic energy in the  $U+$  period (a) and the  $U-$  period (b). Contour interval is  $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Symbols + in (a) and  $\Delta$  in (b) indicate the axis of the jets in Fig. 4 (a) and (b), respectively.

している(1920日の $90^\circ\text{E}$ と $120^\circ\text{W}$ 付近)。これらの温暖前線は、上部対流圏における低PV大気の高緯度への侵入と結びついている(Fig.7a)。 $U+$ と $U-$ の期間の地表の前線システムを比較すると、 $U-$ 期間における温暖前線の方が明瞭であることがわかる。これはシステム上空の高PV大気の大きな塊に起因する地表付近の強い循環によるものである。

これらの総観場の特徴は、傾圧波動のライフサイクル実験(Thorncroft et al., 1993)における非線型段階とよく似ている。 $U+$ 期間におけるたいていの低気圧は、高気圧性回転の碎波を示すLC1タイプに対応しており、 $U-$ 期間は低気圧性回転の碎波を示すLC2型に対応している。ただし、Lee and Feldstein (1996)が指摘したように、 $U-$ 期間の切離低気圧はライフサイクル実験に比べてかなり速く減衰する。以上で見てきたように、我々の簡略したモデルは、Hartmann

(1995)が南半球の冬季に観測した帯状流変動およびPVパターンの基本的な特徴をよく再現している。

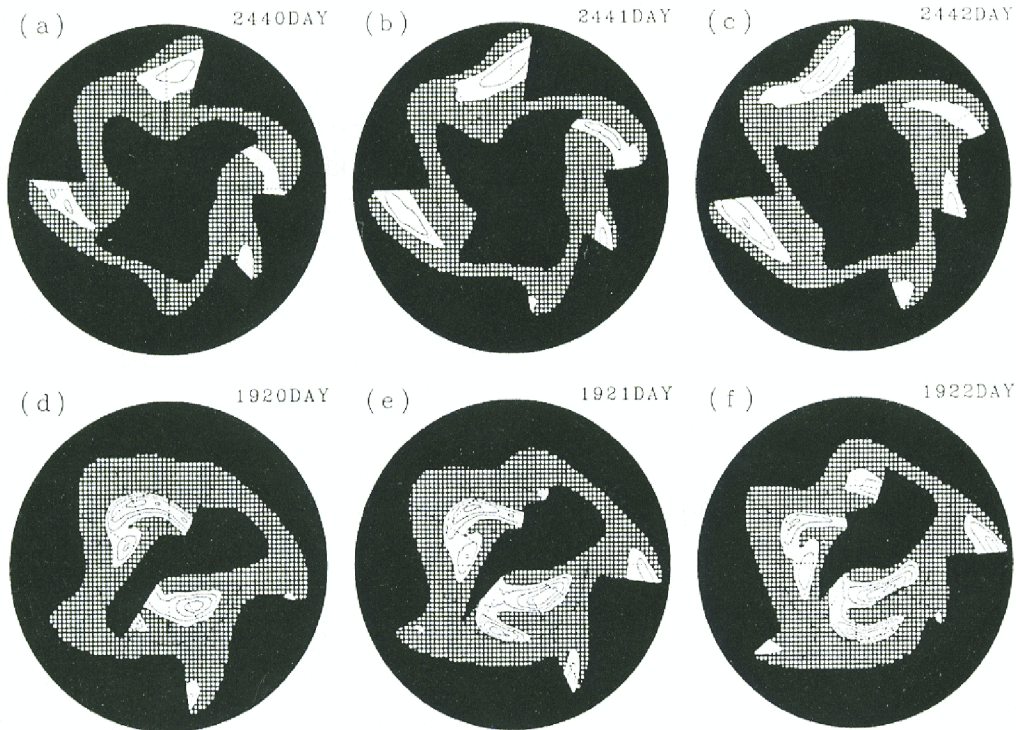
帯状平均流の偏りが極端な期間における傾圧性擾乱活動の定量的な情報を得るために、 $(u^2 + v^2)/2$ で定義した擾乱の運動エネルギー(EKE)を計算した。ここで $u$ は帯状風 $v$ は南北風、 $\bar{u}$ は帯状平均量、 $u'$ は帯状平均量からのずれ成分を表わす。Fig.9は両期間で平均したEKEの子午面断面図である。両期間ともにEKEは上部対流圏で大きく、主要なジェット付近に極大域が存在している。その位置は $U+$ 期間では $\phi = 55^\circ$ であり、 $U-$ 期間では $\phi = 43^\circ$ 付近である。 $U-$ 期間における最大値は $U+$ 期間よりも2.2倍ほど大きい。 $U-$ 期間には、EKEは主要なジェットの赤道側で大きく、上部対流圏のコンターがストリーマの頻りに形成される中低緯度に延びていることがわかる。一方、 $U-$ の期間にはEKEは主要なジェットの極側に拡がっており、高緯度側での碎波に対応している。

### 3.3 統計的な関係

全解析期間に対する帯状流変動とPVパターンとの統計的な関係を求めるために、碎波パターンの違いを評価する指標を導入した。Fig.10に $U+$ と $U-$ の期間を例として、指標の導入手続きを示した。まず、各経度において最も赤道寄りの1PVUコンターと最も極寄りの3.5PVUコンターで囲まれた領域を選び出し、他の領域は黒く塗りつぶした。次にPVの南北勾配が負の領域を選び出してコンターを引き、勾配が正の領域は影をつけてのぞいた。勾配が負の領域は碎波領域に対応するので、領域の平均緯度をPV勾配の重みをつけて算出し、LC-indexと定義した。Fig.10(a-c)に示した $U+$ 期間の最初の3日間に対してはLC-indexはそれぞれ $47.3^\circ$ 、 $47.0^\circ$ 、 $45.4^\circ$ であり、 $U-$ の期間(d-f)に対してはそれぞれ $67.2^\circ$ 、 $66.8^\circ$ 、 $65.5^\circ$ である。LC-indexはLC1型の高気圧性回転の碎波に対しては小さな値をとり、LC2型の低気圧性回転の碎波に対しては大きな値をとる。また負のPV勾配領域が存在しないとき(2562日中の23日)にはLC-indexは欠損とする。赤道側に広く拡がったPV勾配が負の領域が $U+$ 期間だけでなく $U-$ 期間にも存在するが、これらは1PVUの境界によって排除している。これは、その領域が温帯低気圧の力学に重要でないだけでなく、中緯度のシステムと同期していないという理由にもよっている。低緯度の低PVコンターの擾乱は、ニュートン強制や内部粘性の時間スケールでゆっくり減衰しているのである。

全期間におけるLC-indexの時間変動をFig.11に示した。LC-indexとFig.3のPC1との相関係数は $-0.61$





**Fig.10:** Definition of the LC-index. Negative regions of the meridional PV gradient on the 310 K isentropic surface are contoured for the first 3 days of the  $U+$  period (a-c) and the  $U-$  period (d-f). Contour interval is  $5 \times 10^{-6}$  PVU  $m^{-1}$ . See text for details.

である。PC1 が正の大きな値を持つとき、LC-index は小さな値をとる傾向にある。例えば、PC1 が大きな正の値をとる Fig.11(a) の 2270–2300 日、2350–2380 日、2420–2460 日においては、LC-index は持続して小さな値をとっている。一方 PC1 が負の大きな値をとる Fig.11(a) の 1940–1980 日、2320–2340 日、3100–3130 日においては、LC-index は持続して大きな値を示している。PC1 が 0 に近い値をとる期間においては、LC-index は間欠的に一方の極端な値から他方の極端な値へと変動している。これは、碎波した領域が少なく、小さな碎波領域の状態に強く影響されるためである。例として Fig.11(b) の 1950–2080 日、2700–2780 日、3070–3190 日などが挙げられる。

Fig.12 に LC-index および PC1 の分布図およびヒストグラムを示した。分布図には 2 つの目立ったクラスターがある。ひとつは PC1 が正かつ LC-index が小さい領域に、もうひとつは PC1 が負かつ LC-index が大きな領域にある。LC-index のヒストグラムは  $45^\circ$  と  $65^\circ$  付近にピークをもつ明瞭な二様性分布を示し

ている。一方、PC1 の分布は一様性のガウス分布的である。このように、第 3 節 (b) で示した 2 つの碎波パターンが PC1 と負の相関をなして頻繁に観測されている。なお LC-index の定義にはいくつかの任意パラメータを含んでいるが、二様性分布は、境界の PV コンターの選択にはあまり敏感ではないという意味で確固たる特徴である。例えば、1PVU の代わりに 0.75 PVU や 1.25 PVU を選択しても同様の特徴があらわれる。

#### 4. パラメータ実験

帯状平均流と傾圧性擾乱の関係について深く理解するためパラメータ実験を行なった。長時間積分実験における平均的なジェットの緯度は地表摩擦の強さに依存する (James and Gray, 1986, Fig. 2 and 6) ので、レーリー摩擦の緩和時間  $\tau_R$  を倍 ( $\tau_R = 1.0$  日) および半減 ( $\tau_R = 0.25$  日) させた実験を行なった。Fig.13 に時間平均した帯状平均帯状流を示す。2 つの実験において目立った違いは、 $62^\circ$  を中心とする順圧成分であ



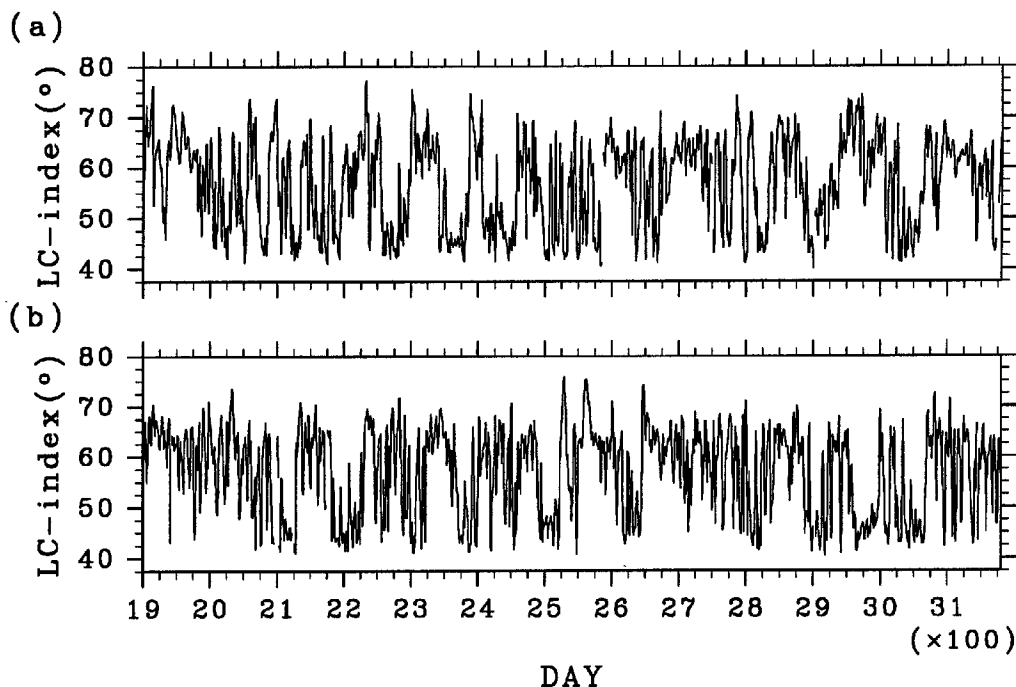


Fig.11: As in Fig.3 but for the LC-index.

り、摩擦の弱い実験 (a) では摩擦の強い実験 (b) に比べて帯状平均流は  $10\text{ms}^{-1}$  程度強い。そして摩擦が弱い実験では標準実験に比べ、主要な高緯度ジェットは  $3^\circ$  から  $5^\circ$  高緯度に位置しており、摩擦が強い実験では、 $3^\circ$  から  $4^\circ$  ほど低緯度に位置している。これらの特徴は James and Gray (1986) の結果と同様である。摩擦の弱い実験では、主要なジェットの位置は標準実験における  $U_+$  の期間 (Fig.4a) に近く、摩擦の強い実験では  $U_-$  の期間 (Fig.4b) に似ている。

パラメータ実験における帯状平均流と PV パターンの形態の関係を調べるため LC-index を計算した。標準実験で用いた帯状平均帯状流の PC1 は、帯状平均流を特徴づける共通の指標としては不適切なので、 $\theta = 310\text{K}$  等温位面上で最大風速を示す緯度を指標として用いた。この指標と LC-index の二次元分布図を Fig.14 に示す。標準実験 (b) では、PC1 と帯状平均ジェットの中心との相関が 0.88 と良いため、分布図は Fig.12 と非常に似ている。摩擦の弱い実験 (a) では、帯状平均ジェットの緯度は大きく変化するが、標準実験の 2 つのクラスターの一方に対応した LC-index の小さな領域のものが卓越している。つまり LC1 型の高気圧性回転の碎波が頻繁に出現することを示している。摩擦の強い実験 (c) では、標準実験のもう一方に対応したクラスターが目立っており、LC2 型の

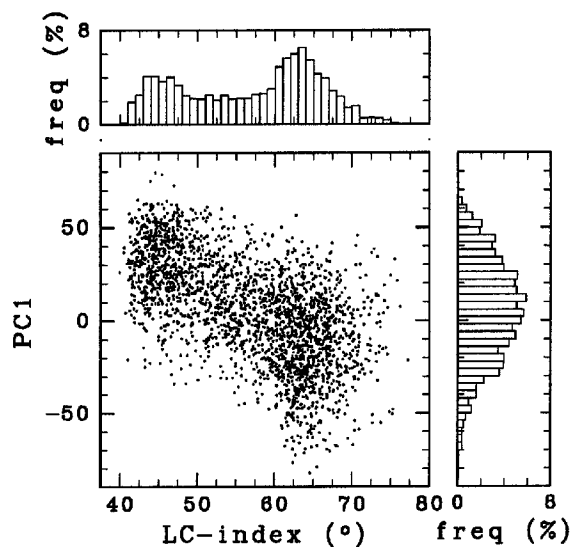


Fig.12: Scatter diagram of the full dataset on the LC-index - PC1 plane. Upper panel and right panel are one-dimensional distribution of the LC-index and PC1, respectively.

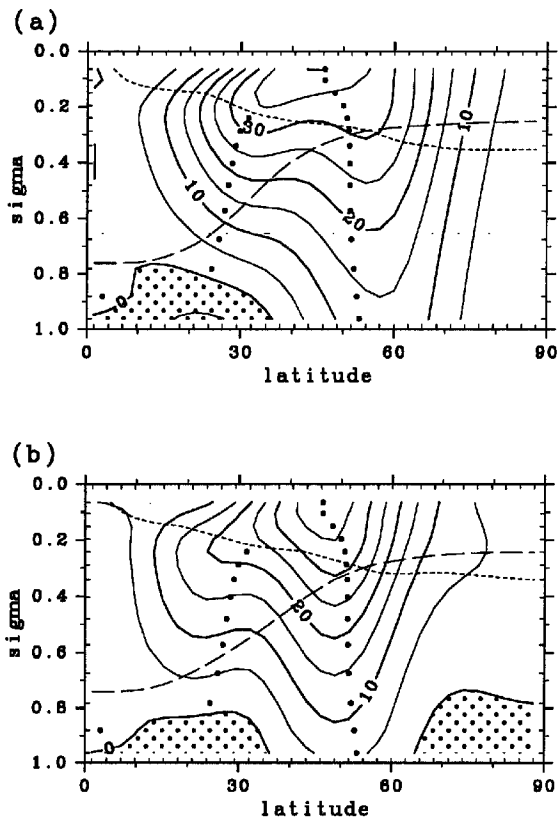


Fig.13: As in Fig. 1 but for  $\tau_R = 1.0$  day (a) and  $\tau_R = 0.25$  day (b). Dots represent the local maximum of the zonal mean zonal flow for the control run of  $\tau_R = 0.5$  day (same as Fig. 1). Zonal mean of PV = 2 PVU surface (broken line) and  $\theta = 310$  K isentropic surface (dashed line) are also shown.

低気圧性回転の碎波が卓越することを示している。

LC-index と最大風速緯度のヒストグラムを Fig.15 に示した。摩擦の弱い実験の LC-index (太破線) は  $45^\circ$  付近にピークをもっており、標準実験 (細実線) のピークのひとつに対応している。一方、摩擦が強い実験 (太実線) は  $63^\circ$  付近にピークをもっており、標準実験のもうひとつのピークに対応している。最大風速の緯度は3つの実験とも基本的に一様性分布であり、その中心は摩擦が弱い時は極側に、摩擦が強い時は赤道側にシフトする。

## 5. 議論

前節における2つの実験は、標準実験で得た帯状風と傾圧性擾乱の関係を明瞭なものにしている。LC1型の高気圧性回転の碎波は、帯状平均流が高緯度に

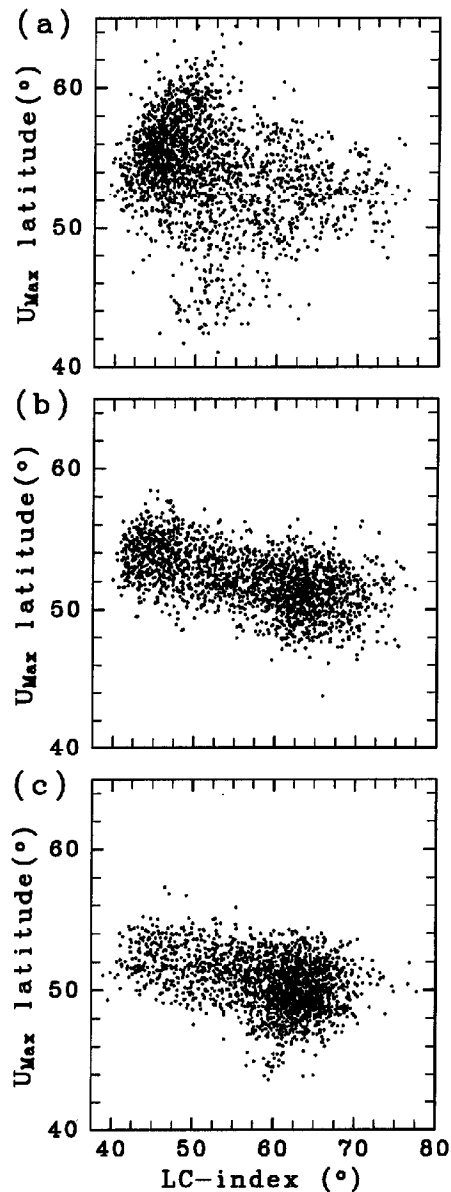


Fig.14: Scatter diagrams of the latitude of the maximum zonal mean zonal flow on the 310 K isentropic surface and the LC-index for  $\tau_R = 1.0$  day (a),  $\tau_R = 0.5$  day (b), and  $\tau_R = 0.25$  day (c).

位置する摩擦の弱い実験において頻繁に観測され、LC2型の低気圧性の碎波は帯状平均流が低緯度に位置する摩擦の強い実験において頻繁に観測された。しかし、LC-index (すなわち上層のトラフの碎波パターン) の二様性分布は摩擦が中程度である標準実

験でのみ観測された。これらの結果から、次のような流れレジームの分岐の描像を考えることができる。分岐パラメータであるレーリー摩擦の緩和時間 $\tau_R$ が十分に大きいとき、高気圧性回転の碎波をとともう高緯度ジェットに対応した流れレジーム(あるいは奇妙なアトラクター)が長時間積分において実現する。一方、低気圧性回転の碎波をとともう低緯度ジェットに対応したもうひとつの流れレジームが $\tau_R$ の十分小さいときに実現する。標準実験の場合を含む中間の値を $\tau_R$ が取る時は、これら2つの流れレジームが長時間積分において交互に間欠的に実現する。この持続する複数の流れレジームと内部力学によるそれらの間の不規則な遷移の描像は、Charney and DeVore (1979) の先駆的研究以来、非線型大気循環システムにおいて良く知られている事象である。

ニュートン強制とレーリー摩擦および内部粘性を含む強制-散逸系で行なった本研究で得られた傾圧性擾乱の碎波パターンは、保存系の初期値問題で得られる傾圧波ライフサイクルの2つの典型例(Thorncroft et al., 1993) と基本的に同じ過程を経て形成される。子午面断面における帯状平均流の中心位置は、碎波パターンを決定する最も重要な要素である。高緯度ジェットの赤道側の高気圧性シアアは高気圧性回転の碎波の原因であり、低緯度ジェットの極側の低気圧性シアアは低気圧性回転の碎波の原因である。しかし、長時間積分と初期値問題との違いをいくつか挙げることができる。例えば、長時間積分における低気圧性回転の碎波をうけた渦はFig.7で見たように3,4日で消滅するが、初期値実験では10日のオーダーで消滅している。また、擾乱の運動エネルギー(EKE)の最大緯度と帯状平均帯状流の最大緯度との相対的な位置関係にも違いがある。初期値問題では、EKEの最大はLC1では帯状平均流の赤道側に、LC2では極側に存在した。しかし本研究では、Fig.9で示した標準実験の2つの極端な期間において両者はほぼ同じ位置に存在している。同様の関係はPC1の変動が標準偏差1.5以上の場合における統計でも見られた。

上層のトラフの碎波パターンを特徴づける指標として、碎波領域の平均緯度を表すLC-indexを導入し、帯状流変動にとともう碎波パターンを明確にすることができた。我々はこの指標が、Hartmann (1995) によって解析されたような南半球の相関図を診断する際に役立つと考えている。彼の解析によれば、帯状流変動のそれぞれの極端な期間において2つの碎波パターンのうちの一方が卓越するからである。しかし、北半球では異なった緯度で同時に2つのタイプの碎波パターンがしばしば見られるので、LC-index

を導入することは困難であろう。

310K 面上の変形場を明らかにするために、次に示す2次元速度勾配 $L$ について調べた。

$$L(u, v) \equiv \frac{1}{a \cos \phi} \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - v \sin \phi & \frac{\partial v}{\partial \lambda} + u \sin \phi \\ \cos \phi \frac{\partial u}{\partial \phi} & \cos \phi \frac{\partial v}{\partial \phi} \end{pmatrix}, (2)$$

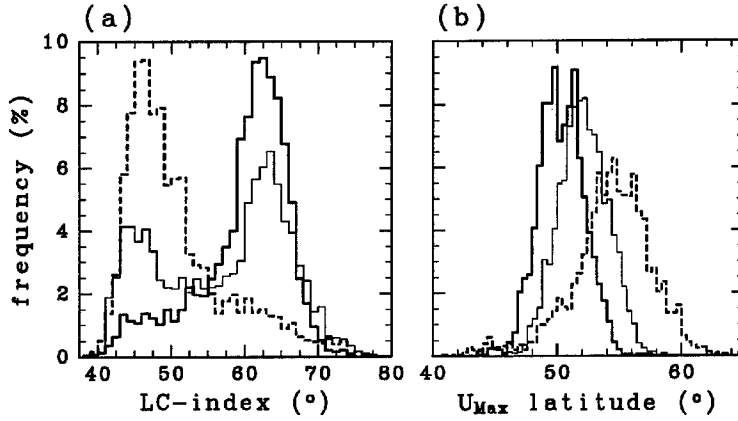
ここで $u, v$ はそれぞれ310K面上の帯状風と南北風であり、 $\lambda$ は経度、 $\phi$ は緯度、 $a$ は地球の半径である。

速度勾配テンソル $L$ は対称テンソル $L_s$ と非対称テンソル $L_a$ に分けることができ、前者を歪み率と呼ぶ(例えばBatchelor 1967)。歪み率のスカラアの大きさは $S(u, v) = |L_s| = [\text{tr}(L_s L_s^T)]^{1/2}$ で与えられる。Nakamura and Plumb (1994) は、理想的な円形渦に重ね合わせたロスビー波の碎波パターンを調べ、碎波パターンを特徴づけるためそれぞれの渦の歪みの大きさの半径方向の分布を解析している。本研究では、310K等温位面上の帯状平均帯状流に対し歪みの大きさを計算した。

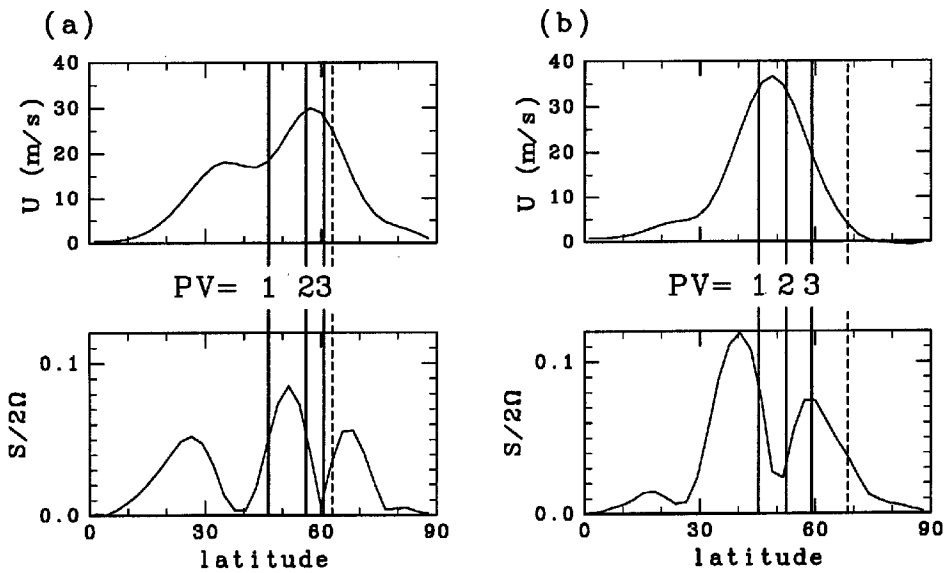
$$S(\bar{u}, 0) = \frac{1}{2^{1/2} a} \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial \phi} + \bar{u} \tan \phi \right|. (3)$$

Fig.16は第3節bで解析した2つの極端な変動の期間 $U_+$ と $U_-$ において平均した $\bar{u}$ と $S$ の南北プロファイルを示している。 $U_+$ の期間(a)には、歪みは平均流ジェットの赤道側で最大であり、そこでのPVは $PV \approx 1.5$  PVUである。この結果は、この期間に帯状平均ジェットの赤道側で1~2 PVUコンターの碎波パターンが多く見られる特徴をよく表している。 $U_-$ の期間(b)には、帯状平均ジェットの極側のPV $\approx 3$  PVU付近に歪みの極大が見られ、低気圧性回転の碎波パターン(Fig. 7)とよく対応している。帯状平均流ジェットの赤道側にある歪みの極大に対応した低緯度側での碎波も見られるが、これは第3節cに述べた理由で中緯度の力学にとってはあまり重要ではない。

速度勾配テンソル $L(u, v)$ も等温位面上の碎波パターンの発展の診断に用いることができる可能性がある。2次元変形場の特徴は $L$ の固有値によって与えられ、 $L$ の2次の特性方程式の判別式 $\Delta$ によって伸縮領域( $\Delta > 0$ )と回転領域( $\Delta < 0$ )に分離できる(例えばOttino, 1989)。この値の診断は2次元乱流の数値実験の解析に用いられてきている(例えばWeiss, 1991; Yoden and Yamada, 1993)。そして、結果は示さないが、Simmons and Hoskins (1980) のような初期値問題に対してはこの空間分布の測定が碎波傾向の抽出に役立つことが確かめられた。しかし、長時間積分実験においては、歪みと碎波パターンの間の明瞭な関係を得ることができなかった。



**Fig.15:** Histograms of the LC-index (a) and the latitude of the maximum zonal mean zonal flow on the 310 K isentropic surface (b). Thick broken line is for  $\tau_R = 1.0$  day, thin solid line for  $\tau_R = 0.5$  day, and thick solid line for  $\tau_R = 0.25$  day.



**Fig.16:** Latitudinal profile of zonal mean zonal flow (top) and dimensionless magnitude of strain  $S/(2\Omega)$  (bottom), where  $\Omega$  is the angular speed of the rotation of the Earth. Location of zonal mean PVs are also shown by solid line (PV = 1, 2, and 3 PVU) and dashed line (PV = 3.5 PVU). Composites for  $U+$  period (a) and for  $U-$  period (b).

帯状平均帯状流の変動と傾圧性擾乱の碎波パターンとの関係を、簡単な全球モデルを春分の条件下で3000日以上長時間積分して研究した。標準実験に対してEOF解析を行ない、従来の研究で指摘されていた高緯度ジェットと低緯度ジェットの2つのレジームの間の間欠的な遷移や、変動成分における順圧シアの卓越などを確かめた。この変動の偏りが極端な2つの期間に対してPV- $\theta$ 解析を行ない傾圧波ライフサイクル実験の2つの典型例(Thorncroft et al., 1993)と似た2つのパターンを見い出した。高緯度ジェットの期間には、上層のトラフは赤道側で高気圧性に述べる高PVのストリーマ(つまり高気圧性回転の碎波)によって特徴づけられる。低緯度ジェットの期間には、トラフ自身を低気圧性回転に包み込むような大きな碎波によって特徴づけられる。この特徴は、Hartmann (1995)が報告した南半球冬季の観測とよく対応している。さらに、全解析期間1281日間における帯状平均ジェットの位置と傾圧性擾乱の碎波パターンとの関係を碎波の代表的な緯度で定義したLC-indexを導入して確かめた。標準実験では、帯状平均流はガウス分布を示すが、LC-indexで見た碎波パターンの分布は二様性分布を示した。

地表摩擦の強さを変えたパラメータ実験を行なった。地表摩擦を弱めた実験では、帯状平均ジェットは順圧風成分が高緯度で増加するために平均的に高緯度に位置する。LC-indexは標準実験における2つのピークのうちの高気圧性の碎波に対応したピーク付近で一様性分布を示す。地表摩擦を強めた実験では、低緯度ジェットと低気圧性の碎波が卓越する。標準実験のように摩擦の強さが中程度の場合には、2つの碎波パターンの一方が帯状流の変動に対応して交互に出現する。これらの変化は2つの卓越した流れレジームの持続と遷移によって解釈できる。

Thorncroft et al. (1993)による初期値問題と本研究の長時間積分実験では碎波にいくつかの相異点がみられる。例えば、Lee and Feldstein (1996)が指摘したように、長時間積分実験における低気圧性の碎波パターンは初期値問題の場合に比べてかなり速く減衰する。また、帯状平均ジェットとEKEの最大域との位置関係も異なっている。すなわち、長時間積分実験ではEKEの最大位置はどちらの場合もジェットの軸の近傍にあるが、初期値問題ではジェット軸の別々の側にある。長時間積分実験におけるこれらの特徴は有限振幅の傾圧性擾乱と帯状平均帯状流との相互作用によって作られる。対流圏界面付近の等温面上の複雑な変形場は有限振幅擾乱のこの特徴を反映している。

数値モデルは地球流体電脳倶楽部のAGCM5コードを基に作成した。また解析には同倶楽部の地球流体電脳ライブラリを用いた。数値計算およびデータ処理には、大阪大学大型計算機センターのSX-3Rおよび京都大学電波科学計算機装置を用いた。なお、本研究は、文部省科学研究費および東京大学気候システム研究センター共同研究費の補助を受けた。

## 参考文献

- Akahori, K. and Yoden S., (1997): Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic-eddy life-cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, in press.
- Appenzeller, C. and Davies H. C., (1992): Structure of stratospheric intrusions into the troposphere. *Nature*, Vol. 358, pp. 570-572.
- Appenzeller, C. and Davies H. C., and Norton W. A., (1996): Fragmentation of stratospheric intrusions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 101, pp. 1435-1456.
- Batchelor, G. K., (1967): *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge Univ. Press, 615 pp.
- Charney, J. G. and DeVore J. G., (1979): Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, pp. 1205-1216.
- Hartmann, D. L., (1995): A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 2561-2576.
- Hartmann, D. L. and Zuercher P., (1996): Response of baroclinic lifecycles to barotropic shear. *J. Atmos. Sci.*, submitted.
- Held, I. M. and Hou A. Y., (1980): Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, pp. 515-533.
- Hoskins, B. J., McIntyre M. E. and Robertson A. W., (1985): On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 111, pp. 877-946.
- James, I. N., (1994): *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge Univ. Press, 422 pp.
- James, I. N. and Gray L. J., (1986): Concerning the effect of surface drag on the circulation of a baroclinic planetary atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 112, pp. 1231-1250.
- James, I. N. and James P. M., (1992): Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 118, pp. 1211-1233.
- James, P. M., Fraedrich K. and James I. N., (1994): Wave-zonal-flow interaction and ultra-low-frequency variability

- in a simplified global circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 120, pp. 1045–1067.
- Karoly, D. J., (1990): The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, Vol. 42A, pp. 41–50.
- Lee, S. and Feldstein S., (1996): Two types of wave breaking in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, pp. 842–857.
- Magnusdottir, G. and Haynes P. H., (1996): Wave activity diagnostics applied to baroclinic wave life cycles. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, pp. 2317–2353.
- Nakamura, M. and Plumb R. A., (1994): The effects of flow asymmetry on the direction of Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 51, pp. 2031–2045.
- Ottino, J. M., (1989): *The kinematics of mixing: stretching, chaos, and transport.* Cambridge Univ. Press, 364 pp.
- Simmons, A. J. and Hoskins B. J., (1980): Barotropic influences on the growth and decay of nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, pp. 1679–1684.
- Thorncroft, C. D. and Hoskins B. J., (1990): Frontal cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 47, pp. 2317–2336.
- Thorncroft, C. D., Hoskins B. J. and McIntyre M. E., (1993): Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 119, pp. 17–55.
- Weiss, J., (1991): The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, Vol. 48, pp. 273–294.
- Yoden, S., Shiotani M. and Hirota I., (1987): Multiple planetary flow regimes in the southern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, pp. 571–586.
- Yoden, S. and Yamada M., (1993): A numerical experiment on two-dimensional decaying turbulence on a rotating sphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 631–643.
- Yu, J.-Y. and Hartmann D. L., (1993): Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 3244–3259.

## Numerical experiments on the breaking pattern of baroclinic waves

Koji AKAHORI and Shigeo YODEN

Department of Geophysics, Kyoto University

### Synopsis

A global primitive-equation model of the atmosphere is used to study the relationship between the temporal variations of the zonal mean zonal flow and baroclinic eddies. Nonperiodic low-frequency vacillation of the mean zonal flow is found in long-time integrations of the model under a perpetual condition; the zonal-mean jet in the extratropics changes its position nearly barotropically.

A potential-vorticity, potential temperature (PV- $\theta$ ) analysis is performed for two extreme periods of the zonal flow vacillation. Anticyclonic breakings of upper troughs are dominant in the period of high-latitude jet, while cyclonic breakings are dominant in the period of low-latitude jet. A statistically significant relationship between the zonal flow vacillation and the morphology of life cycles of baroclinic eddies is obtained for the entire period analyzed. An index of the life cycles, which is introduced in this study, shows clear bimodality in its frequency distribution function.

The relationship is also confirmed by two experimental runs with different intensity of the surface drag. For the low-drag run, the zonal-mean jet is located in high latitudes through the integration period and life cycles of baroclinic eddies are basically characterized by the anticyclonic breaking. For the high-drag run, on the other hand, the zonal-mean jet is located in low latitudes and life cycles of baroclinic eddies are characterized by the cyclonic breaking.

Although these two types of breaking pattern are similar to the two paradigms of baroclinic-wave life-cycles obtained in some idealized one-shot experiments, there are some differences from the one-shot experiments in the deformation field on an isentropic surface, and in the relative location between the zonal-mean jet and the latitude of maximum eddy kinetic energy.

**Keywords:** extratropical cyclone, Rossby wave, potential vorticity, zonal flow vacillation