

# 長周期変動の力学と予測可能性の探求

田中 博 (筑波大学地球科学系)

## 1 はじめに

力学的中長期予報は、大気システムに内在する非線形性をもたらすカオスの存在により、その実現が悲観視されている。カオス理論の草分け的研究 (Lorenz 1963; 1969) によると、見かけ上決定論的なシステムも、スケール相互作用の存在により非決定論的システムと見分けがつかない場合があるとされる。カオスの基本的特徴は、たとえモデルが完全であったとしても、初期値に存在する微小な誤差が指数関数的に増大する特徴により、モデルの解軌道が有限時間内に真の解軌道から急速に離脱し、予測が原理的に不可能になることである。ローレンツによると、個々の大気現象にはスケールに依存した予測限界が存在し、例えば積雲対流の予測限界は数時間、総観規模擾乱の予測限界は数日、そしてプラネタリー波に関しては2週間を越えて予測は出来ないとされている。このカオス理論により、将来たとえ完全な予報モデルを構築出来たとしても、2週間とされるカオスの壁を越える決定論的中期予報は不可能であるというのが一般常識になっている。現業の中期予報モデルの予測限界は、モデルの不完全さも手伝っておよそ7から10日と見積もられているが、現行のパラダイムの範疇では、2週間のカオスの壁を越える決定論的中期予報は不可能と考えられている (Lorenz 1985; Dalcher and Kalnay 1987; Kalnay et al. 1990; Kalnay et al. 1998)。

このような悲観的現状の中で、3次元空間の1点の予測ではなく、ある種の平均量を取ることで、予測限界は延びるかもしれないと主張する研究がいくつか見られる。実際、総観規模擾乱を平滑化しプラネタリー波のみについてアノマリ相関を計算すると、予測限界はいくらか延びることが知られている (Vallis 1983; Shukla 1985; Bengtsson 1985 など)。これは空間平均操作によって予測限界は延びることを意味する。一方、Miyakoda et al. (1986) は、予測が困難な短周期擾乱を平滑化し、5日平均や10日平均を予測することで、1カ月予報の精度が向上することを示している。この手法では、平滑化した短周期擾乱と予報対象とする長周期変動との相互作用の定式化が問題となる。また、大気変数の東西平均場を予測する発展方程式系の構築としては、Transformed Eulerian Mean (TEM) 方程式が有名であり、ここでは、総観規模擾乱の影響が Eliassen-Palm (EP) フラックスの収束項にまとめられている (Edmon et al. 1980)。もしこの EP フラックス項が東西平均した状態変数を用いて評価されれば、方程式系を閉じることが可能となる。これは傾圧調節 (baroclinic adjustment) の問題として、古くから研究が行われてきたが (Stone 1978)、そのようなパラメタリゼーションが満足の行く精度で達成されたという報告を聞くことはない。

様々な平均操作による予報精度向上が試みられるなかで、今日の中長期予報の主流はアンサンブル予報である。ここでは解析値に推定される誤差をうわ寄せした初期値を用いて多数の決定論的予報を行い、その結果を平均化することで、カオスがもたらす予報誤差の拡大を抑える試みがなされている (Toth and Kalnay 1997; Molteni et al. 1996 他)。この方法により、現業モデルの予測限界は僅かながら延びることが確認されているが、カオスの壁を画期的に打ち破るものとは考えられない。

以上のような、様々な平均操作により予報精度向上をもくろむ多くの研究の中で、いまだに着手されていない研究手法に、鉛直平均量を予測するというパラダイムがある。この方法は、プリミティブ方程式系を鉛直平均し、大気の順圧成分を予測しようというもので、この場合、順圧成分を駆動する順圧傾圧相互作用のパラメタリゼーションが課題となる。観測事実として、大気大循環におけるブロッキングやテレコネクション、北極振動(AO)等の長周期変動は順圧的な構造を持つことが知られている(Rex 1950; Wallace and Gutzler 1981; Thompson and Wallace 1998)。特に、ブロッキング現象は順圧的な構造を持ち、2週間を越えて停滞することがあり、中期予報の中心的な研究対象とされてきた。ブロッキングが力学的に理解されれば、その予測が可能性となり、ひいては中期予報研究におけるブレークスルーに繋がるのが期待されてきた。しかし、その力学的解釈は未だに混沌としており、将来的に予測が可能かどうかも解っていない。何故、ブロッキングや北極振動に代表される長周期変動は順圧的なものか。大気変数を順圧成分と傾圧成分に分けた場合、何故、エネルギーは傾圧成分から順圧成分に流れるのか。また、大気の大気成分にエネルギーを送り込んでいものは、どのようなプロセスであろうか。このように、長周期変動については、まだ解っていない事柄が多い。順圧的な構造を持つ大気の大気成分の力学をより良く理解することは、大気大循環の理解を深めるのみならず、中長期予報の技術開発にも貢献する可能性がある。

そこで本研究の目的は、プリミティブ方程式系を鉛直平均して得られる大気の大気成分に着目し、その順圧成分の変動を支配する力学プロセスを解析することで、順圧的な構造を持つ大気の大気成分の力学を理解し、さらにその予測可能性を探ることである。

このような視点に立ち、本研究では未だに着手されていない大気の大気成分を予測する順圧大気大循環モデルを開発し、長周期変動の力学的研究を推し進めている(Tanaka 1991; 1998; 2003)。本研究で用いたモデルは、大気変数を鉛直成分も含めた3次元ノーマルモードに展開し、その鉛直波数0の成分のみを用いて方程式系を閉じたもので、大気の大気成分は以下の式に従って定義される。

$$(u, v, \phi)_0^T = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} (u, v, \phi)^T G_0 dp. \quad (1)$$

ここで、 $p$ は気圧座標、 $p_s$ は平均海面気圧、 $(u, v, \phi)^T$ は水平風速とジオポテンシャルの全球平均からの偏差を成分に持つ列ベクトル、そして、 $G_0$ は鉛直波数0の鉛直構造関数である。鉛直構造関数 $G_0$ は鉛直方向にほぼ一定であることから、この様にして定義される大気の大気成分 $(u, v, \phi)_0^T$ は大気の大気成分であることとみなすことができる。もし、 $G_0$ が完全に一定ならば等価深度は無限に発散するが、ここでは完全に一定ではないことから、有限の等価深度を持つ。このような鉛直平均量を予測するモデルを構築することで、まずはブロッキングやPNAなどのテレコネクション、そして近年注目される北極振動などの長周期変動が再現されるかどうかを調査し、その応用として、2週間と言われるカオスの壁を越える予報モデルが可能となるかどうかを調べるのが課題である。

本研究のモデルとは一線を画すものの、一時代前には、準地衡風近似に基づく簡単な順圧モデルの予報限界が調べられている。Vallis (1983)によると、準地衡風順圧モデルの予報限界は25日と診断されたが、何故に順圧モデルの予報限界がこの様に延びるのかは解っていない。この順圧モデルを2層の傾圧モデルに拡張すると、とたんに予報限界が短縮されることが指摘されている。Basdevant et al. (1981)は、Rhinesスケール(Rhines 1975)を越えたところに存在するロスビー波の振る舞いが、乱流領域でカオス的に拡大する誤差の成長

を抑える効果をもたらし、結果的に予報限界を延ばすことを指摘している。また、Holloway (1983) によると、 $\beta$  効果が予報限界を伸ばすことが指摘されているが、これは Basdevant 他 の発見と一致する。さらに、等価深度が有限の順圧モデルは、2次元乱流理論 (Leith 1971; Leith and Kraichnan 1972) から推定されるものよりも、4倍も予報限界が延びる事が指摘されている。この様に、未だに理解は不十分であるが、大気の高圧成分の予報限界は思っているよりも長いことを示唆する事例がいくつか挙げられている。今研究で用いたモデルは、一昔前の準地衡風モデルとは異なり、現実大気との比較に充分堪えうる性能を持ち、現実的なブロッキングやテレコネクション、北極振動などの再現に成功しているものである (Tanaka 1998; Tanaka 2003)。したがって、その予報限界の研究は興味深いものである。なお、本研究の結果の詳細は Tanaka and Nohara (2001) で報告されている。

## 2 順圧大気大循環モデルの開発

本研究で用いた順圧モデルは、3次元スペクトル展開したプリミティブ方程式系の鉛直波数0のみで方程式系を閉じたもので、モデルの詳細は Tanaka (1998) や田中 (2003) で紹介されているので、ここでは簡単に説明する。気圧座標系でかかれたプリミティブ方程式系は以下のベクトル方程式で表せる。

$$M \frac{\partial U}{\partial t} + LU = N + F, \quad (2)$$

ここで、 $U=(u, v, \phi)^T$  は大気の状態変数、 $M$  と  $L$  は鉛直方向と水平方向の微分オペレータ、 $N$  は非線形項、 $F$  は外部強制項である。つぎに、展開基底として鉛直構造関数とハフ関数を用い、大気の状態変数および外部強制項の3次元ノーマルモード展開を行う。

$$U(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} w_{nlm}(t) X_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p), \quad (3)$$

$$F(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} f_{nlm}(t) Y_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p), \quad (4)$$

ここで、 $\Pi_{nlm}$  は3次元ノーマルモード基底、 $w_{nlm}(t)$  と  $f_{nlm}(t)$  は展開係数、 $X_m$  と  $Y_m$  は次元行列である。大気変数と外部強制項の展開係数は、3次元ノーマルモードの正規直交性により以下の3次元フーリエ変換で求められる。

$$w_{nlm}(t) = \langle U(\lambda, \theta, p, t), X_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle, \quad (5)$$

$$f_{nlm}(t) = \langle F(\lambda, \theta, p, t), Y_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle. \quad (6)$$

ここで、 $\langle, \rangle$  は経度  $\lambda$ 、緯度  $\theta$ 、気圧  $p$  座標系での全球大気の質量積分で表される内積、添字の  $n, l, m$  はそれぞれ東西波数、南北波数、鉛直波数に相当する。この3次元ノーマルモード展開によって、プリミティブ方程式系の3次元スペクトルモデルが導かれる。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

ここで、 $\tau$ は無次元時間、 $\sigma_i$ はラプラス潮汐方程式の固有値、 $r_{ijk}$ は非線形相互作用係数で、その計算方法は田中(2003)に記載されている。簡単のために以下では、添字を $w_{nlm} = w_i$ の様に簡略化してある。添字以外の $i$ は虚数単位である。

この3次元スペクトルモデルのうち、鉛直波数 $m=0$ のみで方程式系を閉じると、かたちの上では同型の順圧モデルとなり、次元が大幅に縮小される。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + s_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (m=0), \quad (8)$$

ハフ関数で展開しているの、長周期変動にはほとんど無縁の重力波モードを切断し、ロスビーモードのみを用いることでさらに次元は縮小される。鉛直波数 $m=0$ のみで方程式系を閉じたこのモデルは、(1)式で示されたような大気鉛直平均場を予測するような浅水方程式系の順圧モデルであり、外力 $s_i$ には順圧傾圧相互作用をパラメタライズする必要がある。Tanaka(1991; 1998)では、外力 $s_i$ として、地形(TF)、傾圧不安定(BC)、粘性摩擦(DF)、地表摩擦(DS)を定式化してブロッキングの研究を行い、観測されるようなブロッキングのライフサイクルの再現に成功している。

$$s_i = (TF)_i + (BC)_i + (DF)_i + (DS)_i. \quad (9)$$

順圧大気の外力として、個々の物理過程をパラメタライズし、ブロッキングの数値実験を目的としたこのモデルを我々は順圧B-モデルと呼んでいる。ただし、これらの物理過程のパラメタリゼーションは基本的に線形であり、モデルの気候場などにバイアスが残った。

そこで、Tanaka and Nohara(2001)では、これらの物理過程を表現する最適な行列を観測データから重回帰により統計的に求めてモデルを再構築した。

$$s_i = \bar{s}_i + A_{ij} w_j + B_{ij} w_j^* + \epsilon_i, \quad (10)$$

ここで、 $\bar{s}_i$ は $s_i$ の気候値、アスタリスクは複素共役であり、残差 $\epsilon_i$ のノルムを最小化するようにシステム行列 $A_{ij}$ 、 $B_{ij}$ を観測データから求めている。式の詳細についてはTanaka and Nohara(2001)を参照されたい。観測データとして、本研究では1950-1999年の50年間の冬季のNCEP/NCAR再解析データが用いられた(Kalnay et al. 1996)。モデルの最適外力が観測データから統計的に求められていることから、このモデルを我々は順圧S-モデルと呼んで区別している。

この方法で気候バイアスは除かれたが、システム行列 $A_{ij}$ 、 $B_{ij}$ は主に地形効果(TF)を表現しており、予報誤差の最大要因となる傾圧不安定波の増幅が弱いことが解った。そこで、北極振動の数値実験を目的としたTanaka(2003)では、地形を除く上記の順圧B-モデルの物理過程、つまり、傾圧不安定(BC)、粘性摩擦(DF)、地表摩擦(DS)を、エネルギースペクトルを参照しながら再導入して、以下のように外力を与えることで北極振動の再現に成功している。

$$s_i = \bar{s}_i + A_{ij} w_j + B_{ij} w_j^* + (BC)_{ij} w_j + (DF)_{ij} w_j + (DS)_{ij} w_j. \quad (11)$$

このモデルは順圧傾圧相互作用を取り込んだ順圧モデルであり、行列はすべて定数、物理過程はすべて順圧大気の従属変数で表現されている。北極振動を再現する目的で、パラメータを1月に固定し、1950年1月1日のデータを初期値にして50年間の時間積分を行い、その

変動の EOF 解析を行ったところ、EOF-1 として現実大気と同様の北極振動が再現されるほか、EOF-2 として太平洋-大西洋の逆相関モードが解析され、PNA などの大気の主要なテレコネクションも現れて、EOF-1 から EOF-4 までが現実大気の大気の変動の特徴を再現していることが確認されている (田中 2002a)。

### 3 エネルギーの 3 次元スペクトル解析

はじめに、議論を現実の傾圧大気に戻し、鉛直方向を含む 3 次元エネルギースペクトル解析の結果を紹介する。Tanaka (1985) で解析されたように、3 次元ノーマルモード展開による大気大循環のエネルギー論を、我々は古典的なスペクトルエネルギー論に対しノーマルモードエネルギー論と呼んでいる。図 1 は展開基底に用いられた鉛直構造関数  $G_m(p)$  の鉛直プロファイルを示す。図中の番号は鉛直波数  $m$  を示し、 $m=0$  は順圧モード、ほかは傾圧モードと呼ばれている。数値解では  $G_m(p)$  は鉛直波数だけ鉛直方向に節を持ち、密度成層の影響で鉛直方向に振幅が拡大する。

ノーマルモードエネルギー論では、運動エネルギー  $K$  と有効位置エネルギー  $A$  の和で定義される全エネルギーは、以下のエネルギースペクトル  $E_i = E_{nlm}$  の総和で与えられる。

$$E_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2, \quad (12)$$

ここで、 $h_m$  は鉛直波数  $m$  の等価深度である。3 次元ノーマルモード展開されたエネルギースペクトル  $E_i$  を、鉛直波数  $m$  および南北波数  $l$  で足しあわせて、東西波数  $n$  の関数としてプロットすると、古典的な東西エネルギースペクトルに帰着する (Saltzman 1970)。また、南北波数  $l$  を球面調和関数の南北波数と見なせば、球面調和関数展開による 2 次元エネルギースペクトルに帰着する (Boer and Shepherd 1983)。ノーマルモードエネルギー論で興味深いのは鉛直エネルギースペクトルで、これは  $E_i$  を東西波数  $n$  および南北波数  $l$  で足しあわせて、鉛直波数  $m$  の関数としてプロットすることで調べられる。ただし、鉛直スケールを表現するパラメータは鉛直構造方程式の固有値であり、鉛直波数  $m$  は固有値の番号に過ぎないことから、等価深度  $h_m$  の逆数を鉛直波数と定義してエネルギーの鉛直スペクトルを求めた。

図 2 は東西波数  $n=0$  と  $n=6$  についてのエネルギーの鉛直スペクトルであり、上の線はロスビーモード、下の線は西進と東進の重力波モードを表す。帯状成分 ( $n=0$ ) では等価深度が数 100 m (図中の鉛直波数はその逆数) 付近にエネルギーピークがあり、ここに帯状有効位置エネルギーが蓄積されている。一番左の等価深度が 10000 m 付近が順圧モードであり、ここにもエネルギーピークが見られ、両者の間にエネルギーギャップが存在している。波数  $n=6$  についてみると、順圧成分に最大のエネルギーがあり、等価深度が数 100 m の傾圧成分に第二のエネルギーピークが見られ、両者の間にエネルギーギャップが存在する。この解析結果では傾圧成分は離散スペクトルとなっているが、上部境界条件を気圧 0 の極限にもって行くと、傾圧モードはすべて連続スペクトルとなるのに対し、順圧モードだけは最後まで孤立モードとして存在する (Staniforth et al. 1985)。このように、鉛直ノーマルモードの観点からすると、順圧モードは力学的に得意なモードで、ここにエネルギーが集まると、2 次元流体独自の特徴的な振る舞いをする。これが長周期変動の多くが順圧的な構造を持つひとつの理由と考えられる。

大気大循環モデルの構築において、モデル解像度以下の現象をパラメタリゼーションによって表現しようとする場合、エネルギースペクトルにスペクトルギャップがあれば、そこで波数切断を行い、解像度以下の現象をパラメタライズするのが望ましい。それぞれのエネルギーピークにはそれぞれ対応するまとまった力学的現象があり、エネルギーギャップはそれらの境目を意味するからである。水平方向のエネルギースペクトルを見る限り、残念ながらことにレッドノイズになっており、そのようなスペクトルギャップは存在しないため、最適なモデル解像度という概念はないようである。しかし、鉛直方向のエネルギースペクトルには明瞭なスペクトルギャップが存在し、それぞれ異なる力学的性質を持っていると考えられる。そのひとつが順圧大気と傾圧大気間のエネルギーギャップで、傾圧大気から順圧大気に供給されるエネルギーを十分な精度で丸ごとパラメタライズできれば、方程式を理想的な条件で閉じることが可能になる。高度化する大循環モデル構築の時代の流れに逆らって、本研究のようにあえて簡単な順圧モデルの構築を試みた理由はそこにある。ただし、順圧傾圧相互作用が満足のゆく精度でパラメタライズ可能かどうか、最大の課題となる。

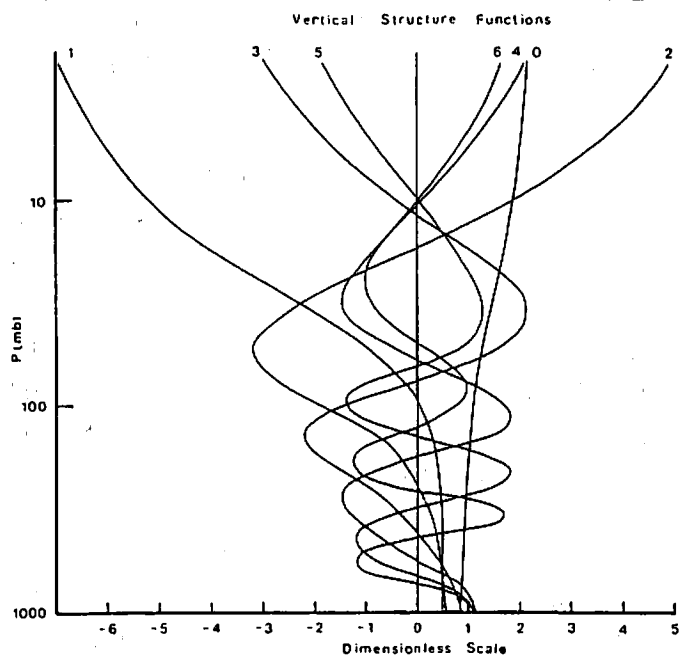


図1 展開基底に用いられた鉛直構造関数  $G_m(p)$  の鉛直プロファイル。図中の番号は鉛直波数  $m$  を示し、 $m=0$  は順圧モード、ほかは傾圧モードと呼ばれる (Tanaka and Kung 1989 から引用)。

図3は Saltzman による東西波数空間での有効位置エネルギーのエネルギー変換項  $C = S + R$  と運動エネルギーのエネルギー変換項  $B = L - M$  とをノーマルモード展開法により鉛直波数に展開した結果を示す (Tanaka and Kung 1988)。図中の正の値は、スケール相互作用によりその波数でエネルギーを受け取り、逆に負の値はエネルギーを放出する事を意味する。鉛直波数で足しあわせたエネルギー流は過去のスペクトルエネルギー解析の結果 (Kung 1988) と一致し、有効位置エネルギーは帯状成分から渦動成分に流れ、そのピークは総観規模擾乱の  $n=6$  に見られる。このプロセスは乱流理論ではエネルギーカスケードであり、エネルギーは細分化の方向に流れる。一方、運動エネルギーは逆に渦動成分から帯状成分に流れることから負の値を示す。運動エネルギーは有効位置エネルギーと異なり、逆カスケードとなる。これを鉛直波数に展開すると、大変興味深い結果が得られる。有効位置エネルギーの変換項  $C$  は鉛直波数  $m=4$  にピークがあり、それが傾圧変換 (baroclinic conversion) により、運動エネルギーに変換されて、 $B$  の  $m=4$  に見られる負の値と繋がっていることが理解される。一方、運動エネルギーは、傾圧変換により傾圧成分でエネルギーを受け取り、順圧

成分  $m=0$  にそのエネルギーを流していることが解る。しかも、その値は東西波数  $n=1$  を中心とするプラネタリー波に最大値が見られる。これは総観規模擾乱の活動で傾圧成分に供給された運動エネルギーが順圧成分に変換されると同時に、総観規模擾乱からプラネタリー波そして帯状成分に流れることによる。この様に、帯状傾圧成分に供給されたエネルギーは、総観規模擾乱の活動により傾圧成分から順圧成分に流れ、順圧成分はエネルギーの吹き溜まりになっている。

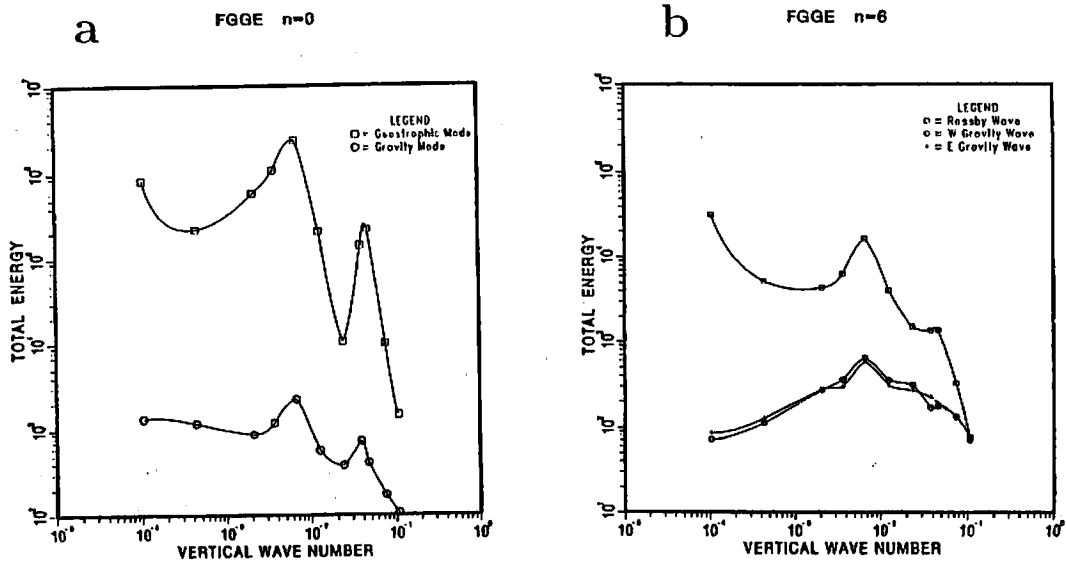


図2 FGGE 全球観測データを用いて解析した (a) 東西波数  $n=0$  と (b)  $n=6$  についてのエネルギーの鉛直スペクトル ( $J m^{-2}$ )。横軸の鉛直波数は等価深度 (m) の逆数で定義した。四角はロスビー波、白丸と十字は西進と東進の重力波を表す。一番左の値が等価深度約 10000 m の順圧モードで、中央のピークは等価深度約 200 m の傾圧モードである (Tanaka and Sun 1990 から引用)。

図4は、上で示したエネルギーの流れを、1978/79年に行われたFGGE 全球観測データを用いて実際の事例解析によって確かめたものである。図中の4本の線は上から帯状傾圧成分、総観規模擾乱の傾圧成分、プラネタリー波の順圧成分、そしてプラネタリー波の傾圧成分のエネルギー量の時系列で、帯状傾圧成分から総観規模の傾圧成分、そしてプラネタリー波の順圧成分へと、エネルギーのピークが移っていることが解る。この図では、順圧プラネタリー波が増幅すると対流圏でブロッキング (矢印) が発生し、プラネタリー波の鉛直伝播により順圧から傾圧に流れるところまでピークを追跡している。図5は、同期間の有効位置エネルギー変換項  $C$  と運動エネルギー変換項  $B$  の時系列を示す。帯状傾圧成分に含まれる有効位置エネルギーが総観規模擾乱に変換され、それが傾圧成分の運動エネルギーに移り、やがてそのエネルギーが順圧成分のプラネタリー波へと変換される様子が、時系列に見られるピークを追跡することで理解される。そして、プラネタリー波が増幅しきったところで対流圏ではブロッキング (矢印) が発生している。

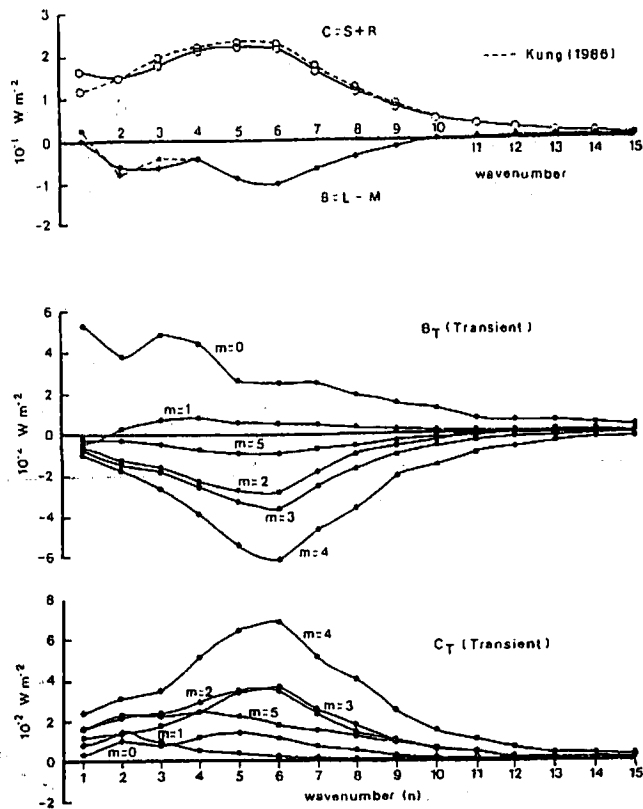
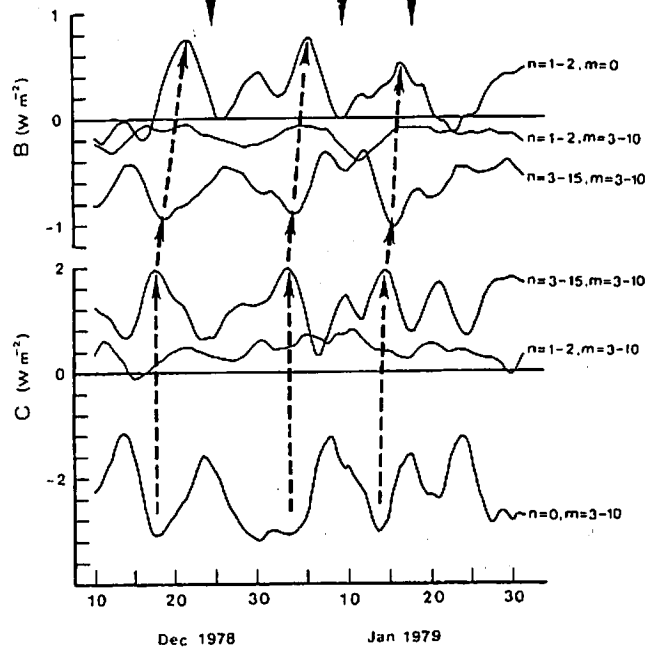
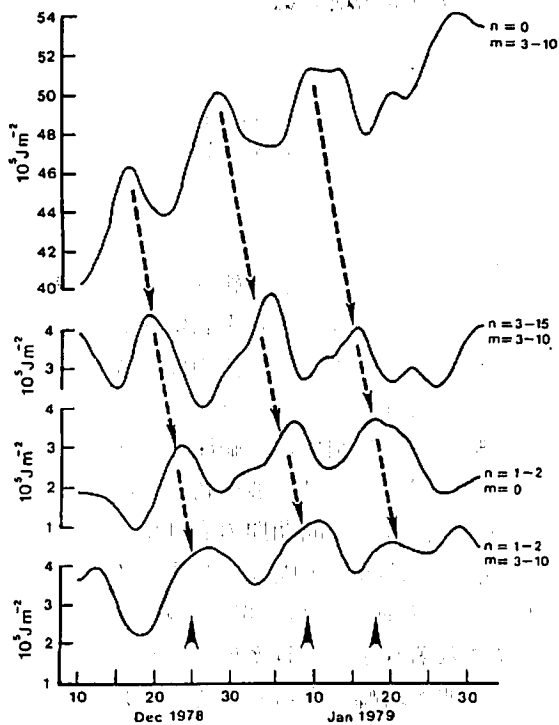


図3 東西波数空間での有効位置エネルギー変換項  $C = S + R$  と運動エネルギー変換項  $B = L - M$  とをノーマルモード展開法により鉛直波数に展開したもの(単位は  $W m^{-2}$ )。上の図はそれぞれの鉛直波数の合計 (Tanaka and Kung 1988)。



(左) 図4 FGGE 全球観測データを用いて解析した帯状傾圧成分、総観規模擾乱の傾圧成分、プラネタリー波の順傾圧成分、そしてプラネタリー波の傾圧成分のエネルギーの時系列。矢印は対流圏でブロッキングが発生した時期。

(右) 図5 図4と同期間の有効位置エネルギー変換項  $C$  と運動エネルギー変換項  $B$  の時系列。矢印は対流圏でブロッキングが発生した時期。



以上のような大気大循環のエネルギー流を、帯状-渦動、傾圧-順圧のそれぞれの成分に分けた4ボックス図にまとめた結果を図6に示した(田中 1993)。これは、3次元ノーマルモードに展開したエネルギー  $E_i$  を帯状( $n=0$ )、渦動( $n \neq 0$ )、傾圧( $m \neq 0$ )、順圧( $m=0$ )で足しあわせ、それぞれのボックスの間のエネルギー流をまとめたものである。このエネルギーボックス図によると、大気大循環のエネルギーの供給源は帯状傾圧成分(帯状有効位置エネルギー)にあり、それが総観規模擾乱の活動により渦動傾圧から渦動順圧成分に流れる。そして、総観スケールで傾圧大気から順圧大気に供給されたエネルギーは帯状順圧成分へと流れ、最終的には地表摩擦で消散されている。つまり、大気大循環のエネルギーは図のBCで示される傾圧不安定擾乱の働きで基本的に傾圧から順圧成分に流れる特徴があり、鉛直スペクトルの中で、唯一孤立スペクトルを構成する順圧成分にエネルギーが溜まる構図になっている。ひとたび順圧成分にエネルギーが溜まると、2次元流体力学の束縛の中でそのエネルギーは逆カスケードを生じ、総観規模擾乱からプラネタリー波、そして帯状流へと流れるようになる。この大気のエネルギーの逆カスケードのプロセスの中で、非線形性による非定常な成分が、順圧構造を持つ長周期変動の特徴を生み出していると考えられる。

そこで、本研究ではこのような観測事実を踏まえ、北極振動やブロッキングをはじめとする長周期変動の力学的問題を解決するために、大気の順圧成分だけを取り出した順圧大気大循環モデルを構築し、まずは観測されるものと同じ北極振動やブロッキングの再現を試みた。課題は図中のBCで示される順圧傾圧相互作用のパラメタリゼーションである。そして、それが可能となった段階で、モデル大気のエネルギー収支を含む詳細な解析を行い、これらの長周期変動の物理的、力学的解釈を試みた。

Energy Flow Box Diagram

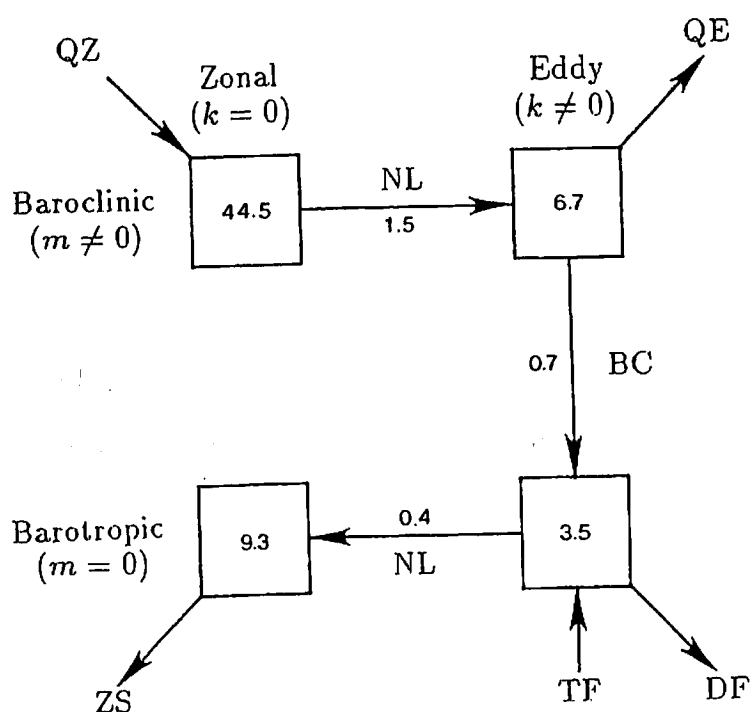


図6 帯状-渦動、傾圧-順圧のそれぞれの成分に分けて4ボックス図にまとめた大気大循環のエネルギー流。ボックス内の数字はエネルギー量 ( $10^5 \text{ J m}^{-2}$ ) を、矢印はエネルギー流 ( $\text{W m}^{-2}$ ) を表す。QZ, QE, NL, BC, TF, DF, ZS はそれぞれ帯状加熱、渦動加熱、非線形相互作用、傾圧不安定、地形強制、渦粘性、帯状摩擦を示す。データは FGGE 年の観測値(田中 1993 から引用)。

## 4 北極振動の数値実験

北極振動 (Arctic Oscillation: AO) とは Thompson and Wallace (1998) により提唱された現象で、北緯 60 度を挟んで南北に気圧場が逆相関を持つというものである。Namias (1950) による東西指数 (Zonal Index) とほぼ同義であり、古くは Exner (1925) や Walker and Bliss (1932) にさかのぼって同様の現象の報告を見いだすことが出来る。北極振動指数が正の時には極域で低圧偏差、中緯度で高圧偏差が生じ、その順圧的な構造から上空のポーラージェットが地衡風関係式により強まった状態になる。この時、ヨーロッパでは偏西風の強化により温和で雨が多くなり、日本は暖冬となる。逆に北極振動指数が負の時には、極域で高圧偏差、中緯度で低圧偏差が生じ、上空のポーラージェットは弱まった状態になり、ヨーロッパでは晴天が続き、日本は寒気の流入で寒冷化する。

北極振動は南半球で解析されてきた環状モード (Southern Hemisphere Annular Mode: SAM) と力学的には類似したものと考えられる。図 7 は北半球の AO を南半球の SAM と比較したもので、SAM は高緯度が負偏差の時に中緯度でリング状に正偏差がみられるのに対して、AO はユーラシアとアメリカ大陸上で正偏差のリングが途切れ、太平洋と大西洋の 2 カ所に正偏差域が形成されているという違いがある (Thompson and Wallace 2000 から引用)。南半球では、中緯度の傾圧波動が形成するストームトラックがほぼリング状に存在するため、リング状の SAM が形成されると考えられるが、北半球では海陸分布や大規模山岳の影響でそれが変形され、大西洋側に偏って生じる。そのため、AO と北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation: NAO) は同義であると考えられる立場と区別する立場とが論争となっている。

図 7 に見られるように、AO や SAM の水平構造で気圧場の等値線は緯度 60° 付近で密集し、これに対応して高緯度のポーラージェットが変動していることが分かる。

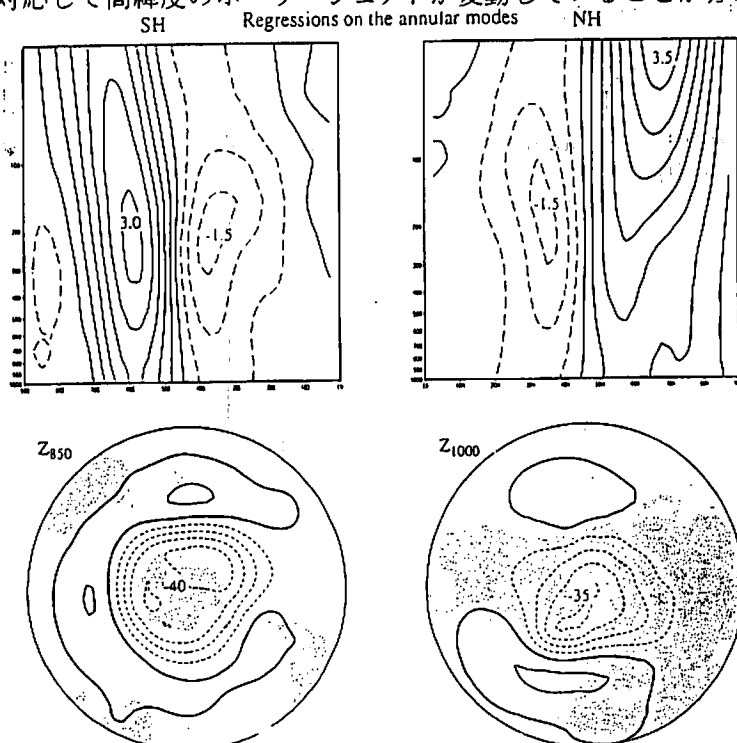


図 7 北極振動 (AO: 右図) と南極環状モード (SAM: 左図) の気圧場の構造 (下図)、および対応する帯状平均風の南北鉛直断面 (上図) の比較。(Thompson and Wallace 2000 から引用)

またポーラージェットと亜熱帯ジェットは、どちらもその変動成分は順圧的な構造をし、互いに逆相関を示していることも読みとれる (Kodera et al. 1996; Kitoh et al. 1996)。順圧的構造とは、地表付近で極域が負の偏差を示しているときには、上部対流圏から成層圏にかけても極域が負の偏差を示すような特徴を意味している。この図によると、AOとは、変動が特に大きいポーラージェットの傾圧性の指標と考えられ、Namias が提唱した東西指数が主に亜熱帯ジェットの傾圧性の指標であるのと区別される。いずれにせよ、総観規模擾乱を介した波と平均流の相互作用によって AO や SAM といった環状モードの時間的変動を解釈する研究が多い (Yamazaki and Shinya 1999; Lorenz and Hartmann 2001; Tanaka and Tokinaga 2002)。

本研究では AO を再現する目的で、順圧 S-モデルのパラメータを 1 月 1 日に固定し、1950 年 1 月 1 日のデータを初期値にして (8) 式を (11) 式の外力のもとで 50 年間に渡り時間積分した。順圧 S-モデルは極めて高速に走り、50 年ランに必要な CPU タイムは PC でおよそ 5 時間である。図 8a は NCEP/NCAR 再解析データを用いて計算した 1950 年から 1999 年までの 50 年間の冬季 (DJF) の順圧高度場の気候値である。日に 4 回の NCEP/NCAR 再解析データから、(5) 式にしたがって展開係数  $w_i$  を 50 年分計算し、時間平均することで得られる。図 8b は順圧 S-モデルによる同様の順圧高度場の気候値である。1 月固定実験の結果得られる 50 年間の日々の状態変数  $w_i$  を時間平均し、(3) 式で逆フーリエ変換して表示した順圧高度場である。単位は m で、全球等圧面平均からの偏差の鉛直平均量を意味する。極付近は -600 m、赤道で +200 m の値となり、極東、アメリカ東海岸、ヨーロッパ東部に 3 本のトラフが見られる。順圧 S-モデルの冬季の気候値は現実大気と十分に一致していると言える。

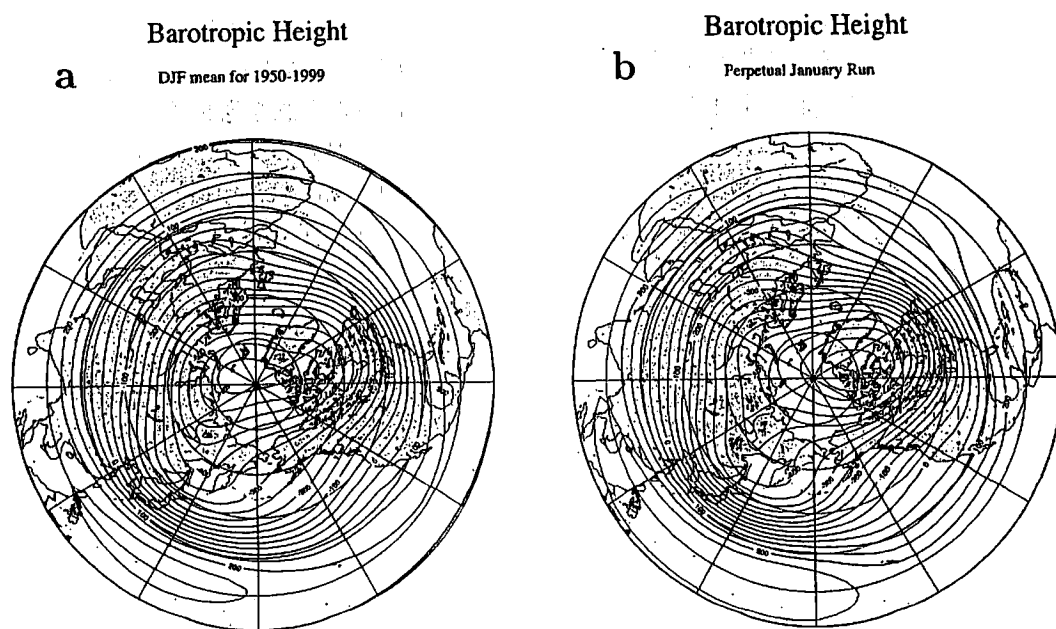


図 8 (a) NCEP/NCAR 再解析データに基づいて計算された冬季 (DJF) の順圧高度場の気候値 (単位は m)。期間は 1950 年から 1999 年までの 50 年間。(b) 順圧 S-モデルの 1 月固定ランの順圧高度場の気候値。数値は全球等圧面平均からの偏差の鉛直平均量を意味する。

次に、観測およびモデル大気の大気長周期変動に見られる卓越モードの構造について比較した。観測およびモデル大気に対する50年間の状態変数  $w_i$  について（実際には実部と虚部に分離して）EOF解析を施すことで、大気の順圧成分の卓越モードを解析することができる。Thompson and Wallace (1998) では季節平均海面更正気圧という一高度一変数のEOF解析によりAOが導かれているが、本研究では大気を支配する全ての従属変数に対し全ての鉛直コラムのデータを用い、50年間の日々のデータを解析して卓越するモードが調べられている。はじめから大気の順圧成分を見ているという制限はあるが、仮に3次元大気についてEOF解析を行い、その結果、卓越モードが順圧的な構造をしているとすれば、はじめから順圧成分のEOF解析を行っても同じ結果が得られると考えられる。実際、AOなどの長周期変動は図7のように等価順圧的な構造をしていることがこれまでの多くの解析結果から明らかにされているので、本研究で得られる長周期変動の卓越モードは、3次元大気で最も卓越するモードと解釈することができる。

図9aは50年間の日々のデータを用いたEOF解析の結果得られる第1モードの高度場を、NCEP/NCAR再解析データと順圧S-モデル大気データについて比較したものである。観測データは夏季も含んだ50年間の時系列に基づいて計算を行っている。本研究では、波数領域での状態変数  $w_i$  を実部と虚部にわけて、その時系列から分散共分散行列を求め、固有値問題を解いた結果を(3)式で高度場に逆フーリエ変換して卓越モードの計算を行っている。EOF解析でしばしば問題になる面積補正などのわずらわしさがなく、大気大循環の長周期変動の卓越モードを大気の大気全エネルギー ( $K + A$ ) をノルムとして評価している点の特長である。

NCEP/NCAR再解析データの結果を見ると、EOF-1は北緯60°を挟んで極域で負、中緯度が正で、太平洋と大西洋に正の作用中心が見られ、まさしくAOの構造をしている。負の極の中心はやや大西洋にシフトしてグリーンランド上に存在し、この負の領域と大西洋のアゾレス諸島の正の領域とで有意な逆相関を示すことから、NAO(North Atlantic Oscillation)を含んだ構造になっている。北太平洋の正の領域と極域の負の領域の有意な逆相関は、NPO(North Pacific Oscillation)と呼ばれている。北半球冬季の後半(2月)にアリューシャン低気圧とアイスランド低気圧の間に有意な逆相関が見られるが(Honda et al. 2001)これはグリーンランド付近の負の領域と北太平洋の正の領域の逆相関に対応している。北太平洋の正の領域とアゾレス諸島の正の領域の間には有意な相関はないことから、モードの実態を解釈するには注意が必要である。

第1モードが占める分散の割合は5.7%と比較的小さいが、これは活発な総観規模擾乱の分散をあらわに含む日々のデータに基づいた解析結果のためである。むしろ、総観規模擾乱をしのいでEOF-1としてAOが登場する事実は、AOの物理的実態がどうあれ、大気大循環においてAOがいかに注目すべき対象であるかを伺わせるものである。田中(2002a)で示されたように、AOが占める分散の割合は、冬季平均場を用いて解析し直すと21%に増加する。海洋においてエルニーニョが変動の第1モードとして注目されるように、AOは大気大循環の変動の第1モードとして、重要な研究対象であることは言うにおよばない。

一方、順圧S-モデルの第1モードの構造を見ると(図9b)、北緯60°を挟んで極域で負、中緯度が正で、太平洋と大西洋に正の作用中心が見られ、やはりAOの構造をしている。太平洋の正の領域が東西に広く伸び、大西洋の正の領域はヨーロッパとアメリカ東海岸の2カ所に分かれているが、本質的なAOの構造の特徴は十分に再現していると言える。

第1モードが占める分散の割合は15.6%と比較的大きいが、これは順圧 S-モデルの総観規模擾乱が観測に比べて弱いことや夏季の変動を含まないことによる。他の多くの大気大循環モデルを用いた研究例においても、AOが変動の第1モードとして解析されているが、本研究のような順圧大循環モデルを用いても、AOが自然変動の第1モードとして検出されることはAOの力学過程を解釈するうえで注目に値する。

図10はThompson and Wallaceに従い、地上気圧場のEOF-1で定義した北極振動指数(実線)を、本研究のように日々の大気変数の順圧成分で定義した北極振動指数(点線)と比較したものである(岡田2003)。値は365日移動平均であるが、両者の対応は非常に良く、大気の順圧成分で定義されるAOが地上気圧場で定義されるものとほぼ同じ現象を捉えていることが理解できる。1976年の急変と1989年の急変が特徴的であるが、1990年代には正から徐々に負に転じている。Thompson and Wallace (1998)やShindell et al. (1999)では、1990年代はじめまでのデータを用いて、北極振動指数と北半球の地上気温のトレンドを比較し、両者の傾向の一致から地球温暖化の大部分を北極振動パターンで説明出来るとした。しかし、2000年まで解析期間を拡張すると、北極振動指数は1990年以降、減少傾向を示し、地球温暖化トレンドとは一致しないことが判明した。しかし、準10年振動において、北極振動が重要であることはこの図からも明らかである。

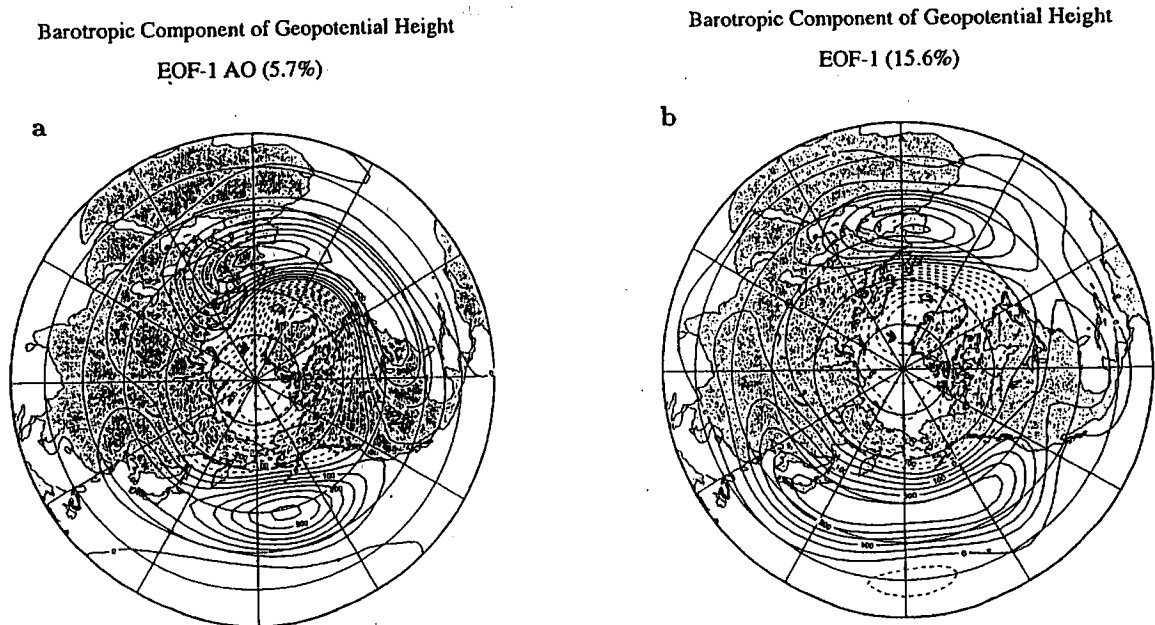


図9 (a) 1950年から1999年まで50年間の日々のNCEP/NCAR再解析データを用いて得られた大気の順圧成分に対するEOF-1の高度場。このEOF-1は北極振動(AO)を示す。(b) 順圧S-モデルを用いて行った50年間の時系列に見られるEOF-1の高度場(単位はm)。

## EOF-1 Score (AO mode)

Barotropic Component of the Atmosphere

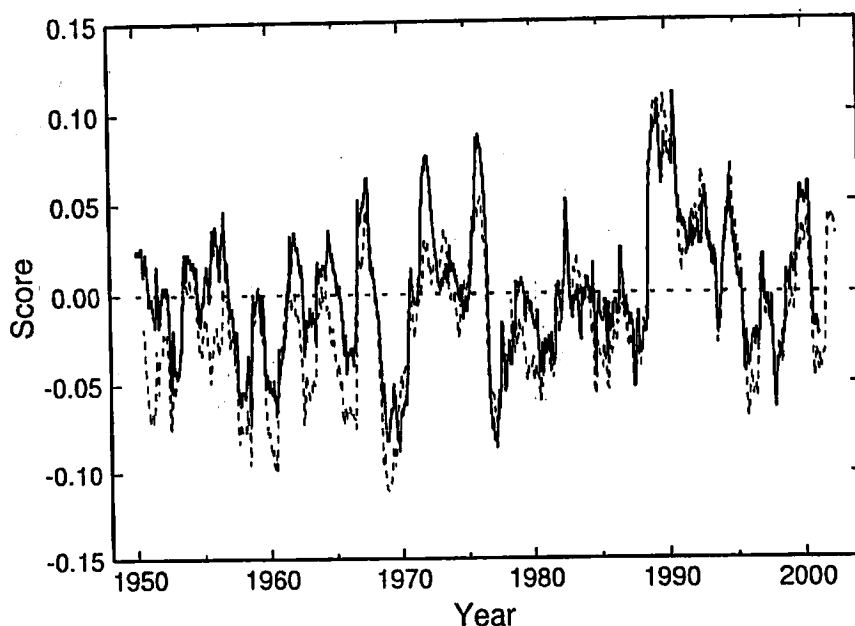
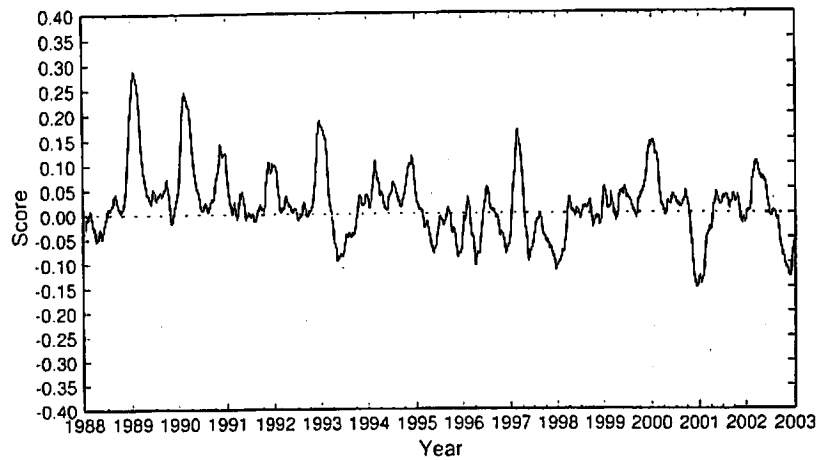


図10 地上気圧場の EOF-1 で定義した北極振動指数 (実線) と大気変数の順圧成分で定義した北極振動指数 (点線) の比較 (岡田 2003)。

実際に観測される AO インデックスにはかなりの季節性がある。図 11a は再解析データにおいて AO インデックスが大きな正の値から負の値に転じている 1988 年から 2002 年までの 15 年間の 90 日移動平均した AO インデックスの時系列である。1990 年代初期の高い AO インデックスの値は、冬季に毎年のように現れた正偏差が原因である。しかし、1993 年に負のインデックスが出現して以降、負の値が頻発するようになった。一般に、日本の冬季の天候は AO が正の時に暖冬、負の時に寒冬となる傾向がある。2001 年の日本の寒冬や 2002 年後半の寒波などは、大きく負に転じた AO インデックスと深い関係にある。図 11b は 1998 年から 2002 年末までの 5 年間の 10 日移動平均した AO インデックスの時系列である。やはり、冬季にスパイク状に変動し、日本の冬は 1999/2000 年は暖冬、2000/01 年は寒冬で春先にも寒波が来ている。2001/02 年は 12 月の寒冬転じて 1 月以降は暖冬となり、卒業式に桜が満開となる異常開花が話題となったが、AO インデックスの変化と見事に対応している。特に、2002 年後半に AO インデックスは大きく負に転じ、北極振動は日本の寒冬傾向を示しているなかでエルニーニョが発生し、気象庁は暖冬予報を出したが、結果としてこの年は寒冬となった。北極振動指数の時系列解析によると、北極振動は過去 4 カ月まではメモリーを持つ大気の順圧成分の自然変動と解釈されるので、秋口にみられた大きな負の指数からその冬の寒冬をある程度予測することが出来る。

### Arctic Oscillation Index (90-day mean)

Barotropic Component of the Atmosphere



### Arctic Oscillation Index (10-day mean)

Barotropic Component of the Atmosphere

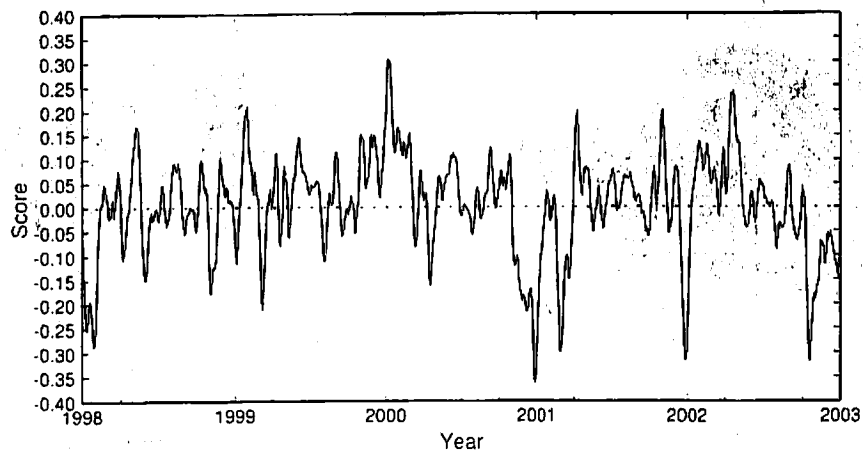


図 11 (a) 1988 年から 2002 年までの 15 年間の 90 日移動平均した北極振動指数の時系列。(b) 1998 年から 2002 年までの 5 年間の 10 日移動平均した北極振動指数の時系列。グラフは大気変数の順圧成分で定義したもの。

同様に EOF 解析の第 2 モードの高度場を、NCEP/NCAR 再解析データと順圧 S-モデル大気について比較した結果を図 12 に示す。NCEP/NCAR 再解析データの結果を見ると (図 12a)、極域が負でそれを取り囲むように中緯度に正の領域が存在し、AO と似た構造をしているが、大西洋に大きな正の極が存在し、太平洋に負の極が存在している点が特徴と言える。第 1 モードの AO の構造では、NAO や NPO に見られる極域と中緯度の逆相関を反映して太平洋と大西洋が同じ正の符号となっているが、この 2 点は無相関である事は前に述べた。したがって、経験直交関数展開による統計的な性質から、必然的に太平洋と大西

洋で逆相関となるようなモードが第2モードとして現れてくる。これらの第1モードと第2モードの重ね合わせで、NAOやNPOに見られる極域と中緯度の逆相関を表現していると考えられる。第2モードが占める分散の割合は4.3%と小さいが、50年間の日々のデータ(N=74512)から計算した固有値なので、他と有意に分離している。一方、順圧S-モデルの第2モードの構造を見ると(図12b)、観測と同様に極域が負でそれを取り囲むように中緯度に正の領域が存在し、大西洋に大きな正の極が存在し、太平洋に負の極が存在している。第2モードが占める分散の割合は7.0%となっている。シベリア上の正の極がやや弱いものの、観測される長周期変動の第2モードの特徴を十分に再現していると言える。他の大気大循環モデルを用いた研究例において、AOは比較的簡単に再現されるが、第2モードの構造がこの様に一致するという報告はあまりない。順圧S-モデルの50年ランに見られる第3モード、第4モードの構造が田中(2002a)で紹介されているが、これらの構造も観測とほぼ一致する。従って、この順圧S-モデルは極めて簡単なモデルではあるが、観測される大気の順圧成分に見られるEOF-1からEOF-4までの長周期変動を再現しており、その変動の力学過程を調査することで実際のAOの力学的解釈が可能となる。

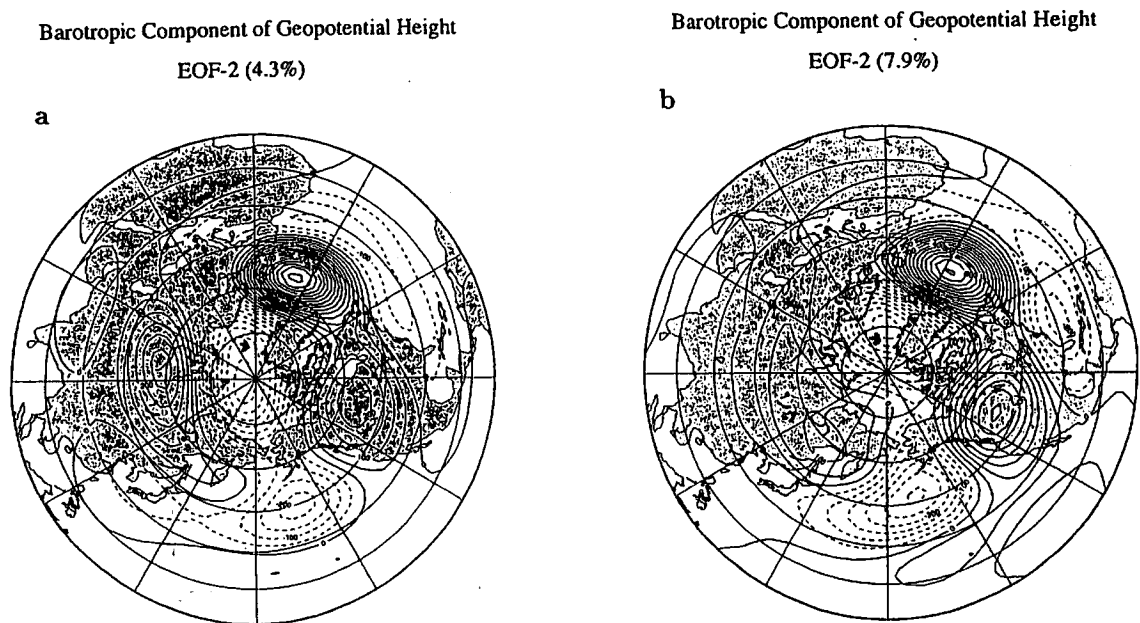


図12 図9と同様の再解析データおよび順圧S-モデルを用いて行った大気の順圧成分に対するEOF-2の高度場。

図13aは1月固定の順圧S-モデルを50年間時間積分して得られた冬季の順圧大気のエネルギースペクトル $E_i$ で、ロスビーモードの位相速度 $c_i = \sigma_i / n$ を横軸に取って表現されている。ロスビー波の分散関係式により、スケールの大きいモードほどロスビー波の西進位相速度は大きいことから、ノーマルモードエネルギー論においては、この $c_i$ がモードのスケールを代表する量となる。図中の点線は同一の $n$ のスペクトルを結んだものであるが、最もスケールの大きい( $l$ の小さい)モードを除けば、 $n \neq 0$ の渦動エネルギー(白丸)のスペクトルは $|c_i|$ のみの関数となり、 $|c_i|$ のほぼ3乗に従う乱流スペクトルが得られる。乱流領域ではスケールの小さい( $|c_i|$ の小さい)領域のエネルギーレベルは低く、スケールが大きくな



る ( $|c_i|$  が大きくなる) に連れてエネルギーレベルは増大する。非線形項により、乱流スペクトルとして各モードが互いに連絡を取り合っている領域である。その一方で、西進位相速度  $|c_i|$  が非常に大きいところでは、エネルギーレベルは減少しており、両者の中間に明瞭なエネルギーピークが形成される。つまり、順圧大気では2次元乱流に特有なエネルギーの逆カスケードが生じ、Rhines スケールまではエネルギーが大スケールのモードに輸送されるが、その先では  $|c_i|$  が十分に大きくなるため (8) 式において線形項が非線形項よりも卓越してロスビー波 (ノーマルモード) として振る舞うために、逆カスケードによる乱流スペクトルがそこで止まるのである。本研究では、この Rhines の考えを球面上のノーマルモードに拡張して議論しているので、以下ではこれを球面 Rhines スケールと呼ぶことにする。丁度この球面 Rhines スケールの西進位相速度 (約  $12^\circ/\text{day}$ ) は平均帯状流速と一致し、ドップラーシフトによりモードが停滞するため、山岳強制がこのスケールに働き、一層ピークが明瞭になる (吉野・田中 2001)。

さて、北極振動研究においては東西波数 0 のエネルギースペクトルが興味を中心となる。これを渦動成分との対比で表現することが必要となる。東西波数 0 のハフ関数で、ロスビーモードの振動数  $\sigma_i$  はすべて 0 となるためスケールは定義されないが、Shigehisa (1983) で議論されているように、 $c_i = \sigma_i/n$  で表される位相速度は有界な極限值を持ち、渦動成分と同一の基準でスケール表現に使用することが可能となる。ここでは簡単のために Tanaka (1991) に従い、南北波数  $l$  を用いた以下の Haurwitz 波の位相速度で代用して考察する。

$$c_i = \frac{\sigma_i}{n} \approx \frac{-1}{l(l+1)}. \quad (13)$$

このようにして、東西波数  $n=0$  のロスビーモードのスケールを  $c_i$  で表現し、エネルギースペクトル (黒丸) を図に重ねると、大変興味深い結果が得られる。解析結果を見ると、 $c_i$  が小さい部分のエネルギーレベルは渦動成分のものと一致する一方、 $n=0$  では球面 Rhines スケールを越えてもエネルギーレベルがスケールと共に増大することが解る。つまり、2次元乱流に特有なエネルギーの逆カスケードは、ロスビー波の存在しない東西波数 0 においては、球面 Rhines スケールで切断されることなくより大スケールに流れることができるのである。これが、順圧帯状流のエネルギーを維持するメカニズムと考えられる。

さて、同様のエネルギースペクトルの図をアノマリ成分について作成した結果が図 13b である。ここでは、エネルギー計算を  $w'_i = w_i - \bar{w}_i$  を用いて行った。

$$E'_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w'_i|^2, \quad (14)$$

結果から明らかなことは、東西波数  $n=0$  のエネルギーの大半は定常成分に含まれ、北極振動が問題となるような変動成分 (アノマリ) は非常に小さいということである。南北波数  $l=1$  の最大スケールではアノマリのエネルギーは定常成分の 100 分の 1 に過ぎない。プラネタリー波にも定常成分が多く含まれていて、エネルギーレベルは多少落ちているが、アノマリのエネルギーのピークは球面 Rhines スケールに存在している。エネルギーの逆カスケードがロスビー波で遮断されるこのスケールにアノマリのエネルギーピークが見られる。東西波数  $n=0$  のアノマリのエネルギーのピークも中間スケールに存在し、球面 Rhines スケールとほぼ一致していると言える。この  $n=0$  のアノマリのエネルギーピークに AO のシグナルが入っている。それに対し、総観規模擾乱の変動はほとんどがアノマリのエネルギーに含まれ、定常成分は無視して良い。

より詳細なエネルギー収支解析の結果によると、波数0のアノマリの唯一のエネルギー源は非線形相互作用の項である。波数0のアノマリには北極振動が最大卓越モードとして含まれているので、北極振動のエネルギー源は非線形相互作用の項であると言ってよい。地形効果によるエネルギー供給はほぼ定常に働くことから、北極振動を励起する非定常な強制項は主として総観規模擾乱からエネルギーの逆カスケードにより生じる非線形相互作用の項となる。この意味では、北極振動はブロッキングと同じエネルギーの逆カスケードにより励起されているということになる。順圧大気力学の束縛の中でエネルギーの逆カスケードが起こり、より大スケールに輸送されるエネルギーは球面 Rhines スケールで遮断される。このスケールで非線形相互作用により非定常的にプラネタリー波が増幅し、臨界振幅を越えて碎波するとブロッキングが発生する。一方、波数0では逆カスケードを遮断するロスビー波は存在しないため、球面 Rhines スケールを越えてエネルギーの逆カスケードが起こり、それが非定常に発生しているプロセスの中で北極振動が励起されていると考えられる。解析結果の詳細は Tanaka (2003) を参照されたい。

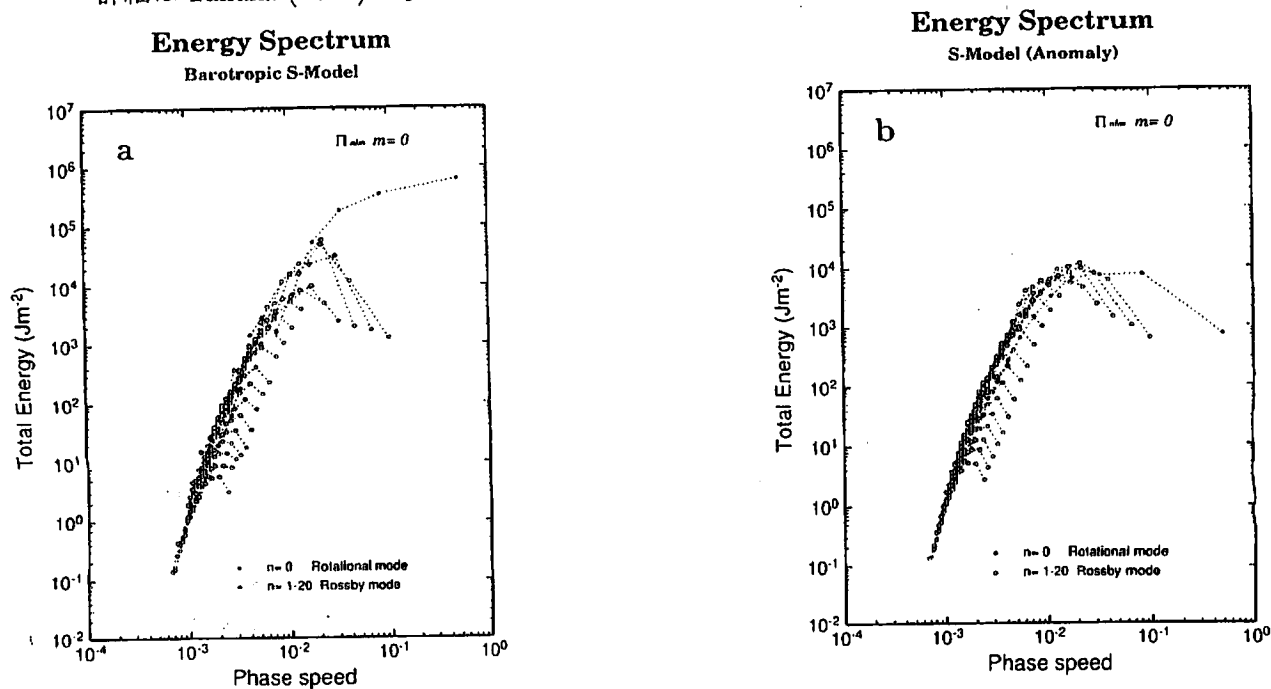


図 13 (a) 順圧 S-モデル 大気の 1 月固定 50 年ランについて計算された冬季 (DJF) の順圧大気のエネルギースペクトル  $E_i$ 。(b) アノマリから算出されるアノマリのエネルギースペクトル  $E'_i$ 。横軸はロスビーモードのスケールを表す西進位相速度  $|c_i|$ 。単位は  $\text{Jm}^{-2}$ 。黒丸は東西波数  $n=0$ 、白丸は東西波数  $n \neq 0$  (Tanaka 2003)。

## 5 順圧 B-モデルによるブロッキングの数値実験と予測実験

この節では、順圧 B-モデルを用いたブロッキングの数値実験とその予測実験について紹介する。モデルの初期値として軸対称循環を用い、(8) 式を (9) 式の外力のもとで 1000 日間時間積分する。モデル大気では、はじめに山岳強制によるプラネタリー波が増幅し、続いて傾圧不安定擾乱が発達し、碎波を繰り返して非定常な平衡状態となる。そして、モデル大気中にはしばしば現実大気に見られるようなオメガ型やダイポール型のブロッキングが発生消滅を繰り返すようになる。

図14は時間積分を開始して338日目と955日目にそれぞれ大西洋と太平洋に現れたダイポール型のブロッキングのサンプルである (Tanaka 1998)。発達しながら東進するロスビー波をブロックするように、ブロッキング高気圧が同じ場所に2週間ほど停滞した後に消滅する。このようなブロッキングの形成メカニズムを探るため、詳細なエネルギー解析やポテンシャル渦度解析、山岳効果の役割などが解析された結果、完璧とは言えないが、そのメカニズムの概要が明らかになった。

モデル大気では総観規模の傾圧不安定擾乱が指数関数的に増幅し、やがて砕波する際に、そのエネルギーが順圧力学の束縛の中で逆カスケードを生じ、プラネタリー波を増幅させるようになる。傾圧大気では波が砕波すると波数が増えるが、順圧大気では波が砕波すると波数は減るのである。非定常に増幅したプラネタリー波が砕波条件を越えて砕波すると、ジェットの流れが起り、図のように低気圧の北側に高気圧が出来てブロッキングとなる。エネルギーの逆カスケードは実空間ではジェットの流れにより、高緯度側で東西波数が減少するという形で現れる。非定常プラネタリー波はそれ自身が増幅して砕波することもあるが、移動性のリッジが地形性のリッジに重なる所で大振幅となり砕波しやすい。

ひとたび、ブロッキングが形成されると、傾圧不安定により増幅した移動性のロスビー波はブロッキングにブロックされ、南北に伸長しながら砕波を繰り返すようになる。その際にロスビー波が蓄えてきた高気圧性の渦度をブロッキング高気圧に供給し、ブロッキング高気圧は長期間維持される。図14bの太平洋ブロッキングについて、ポテンシャル渦度を用いて解析した時間経度断面の結果が後に図19で紹介される。このポテンシャル渦度の融合もエネルギーの逆カスケードの実空間での実態を表している (Shutts 1986)。

北極振動の節では、総観規模擾乱から帯状流に流れるエネルギーの逆カスケードの非定常成分が北極振動を励起していることを述べたが、このエネルギーの逆カスケードがプラネタリー波にトラップされて、プラネタリー波を急激に増幅させ、それが砕波(分流)する際にブロッキングが発生する。従って、北極振動もブロッキングも、共に順圧力学の束縛の中で生じるエネルギーの逆カスケードの非定常的振る舞いによって励起されると解釈される。ブロッキング研究の詳細は Tanaka (1998) を参照されたい。

本研究では Tanaka (1998) で詳細に解析されたモデル大気のブロッキングが、予報という観点でどのようなカオス的振る舞いを示すかに注目して以下の解析を行った。そのために、図14bの太平洋ブロッキングについて、その最盛期の2週間前に、ノイズを上乗せした初期値から時間積分を開始し、同様な太平洋ブロッキングが形成されるかどうかを調べた。コントロールランの状態変数を  $\bar{w}_i$ 、ノイズを上乗せした実験ランの状態変数を  $w_i$  とすると、誤差のエネルギー  $ERR_i$  は以下の式で定義される。

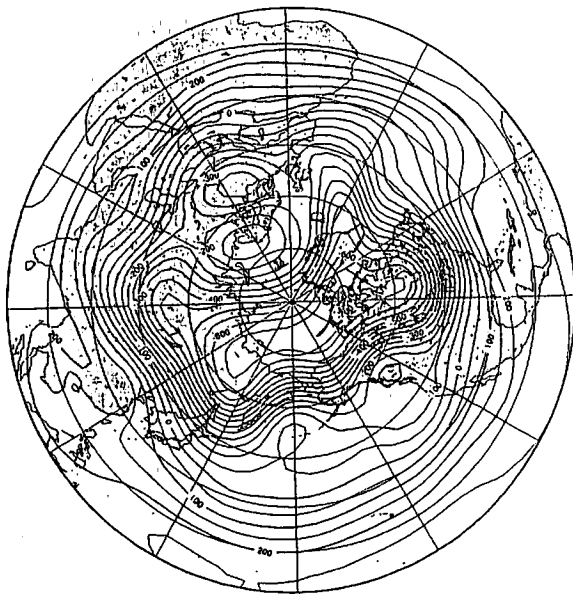
$$ERR_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i - \bar{w}_i|^2, \quad (15)$$

このように同一のモデルを異なる2つの初期値から積分する実験は完全双子 (Perfect Twin) モデル実験と呼ばれている。

図15は順圧B-モデルの1000日ランについての渦動エネルギースペクトルで、図13と同様の図である。図中の点線は完全双子モデル実験で初期値に上乗せしたノイズの誤差エネルギースペクトルで、簡単のために、すべての成分に対し一様な振幅とし、乱数で位相を変えて与えた。ノイズと言っても、東西波数15と同程度のエネルギーレベルなので、決して

ローレンツのバタフライの様な微小ノイズではない。与えたノイズのエネルギーは全渦動エネルギーの10%とした。これは、非地衡風成分のエネルギーよりも大きい。

Geopotential Height  
Day 338



Geopotential Height  
Day 955

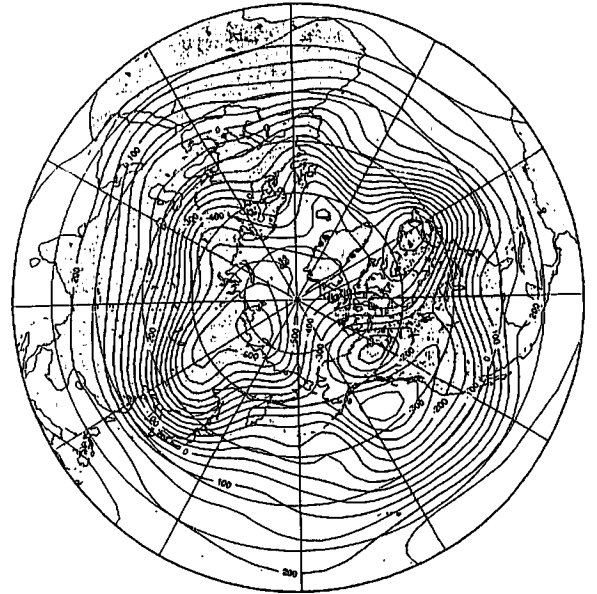


図14 順圧B-モデルの(a)大西洋(338日)と(b)太平洋(955日)に現れたダイポール型のブロッキング(Tanaka 1998)。

この実験では、太平洋ブロッキングは時間積分を始めて955日に図14bのような最盛期を迎えたので、その14日前の941日に誤差を与え、これを初期値として時間積分を開始した。図16はこの実験の初期値である941日のコントロールランの高度場、誤差を上乘せした初期値の高度場、そして両者の差つまり、一様乱数で与えた誤差の高度場である。中緯度のジェットは総観スケールで蛇行し、分流は見られずブロッキングも発生していない。与えた誤差は順圧(鉛直平均)高度場で20m程度のものなので、観測誤差よりはかなり大きい値である。最大では30mを越える場所もある。図17は時間積分を開始してから2週間後の955日についての同様の3枚の図で、コントロールランの結果は図14bと同一のものである。誤差をいれたランについても、北太平洋に大きなダイポール型のブロッキングが発達し、コントロールランとほぼ同一の結果となっている。誤差の大きさはおよそ50mに増大しているが、時間積分を開始して2週間後なので、これまでのカオス理論からは想像もできない遅さである。時間積分をさらに推し進め、3週間後の962日についての結果を図18に示した。コントロールランでは発達したダイポールブロッキングは衰退し、リッジの残りがアメリカ西海岸に見られる。誤差をいれたランについても、アメリカ西海岸のリッジが見られ、コントロールランとほぼ同一の結果となっている。誤差の大きさはおよそ100mに増大し、なおも増大し続けており飽和に達していない。この完全双子モデル実験では、太平洋のダイポールブロッキングの発生から衰退までの一連のライフサイクルが、十分に正しく再現されたことになる。

# Energy Spectrum Barotropic Model

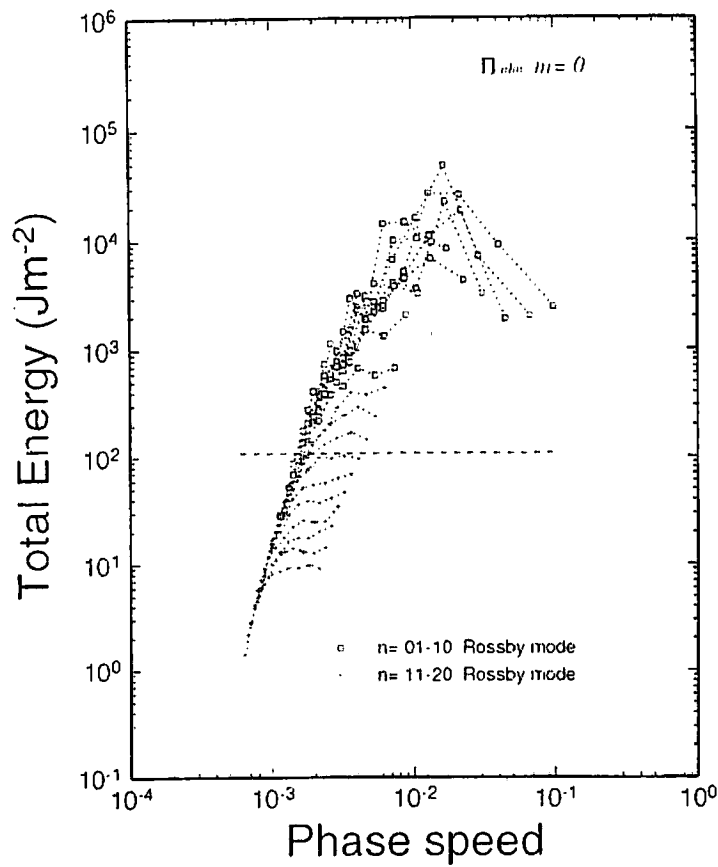


図 15 順圧 B-モデルの 1000 日ランについての渦動エネルギースペクトル。図中の点線は完全双子モデル実験で初期値に上乗せしたノイズの誤差エネルギースペクトル。

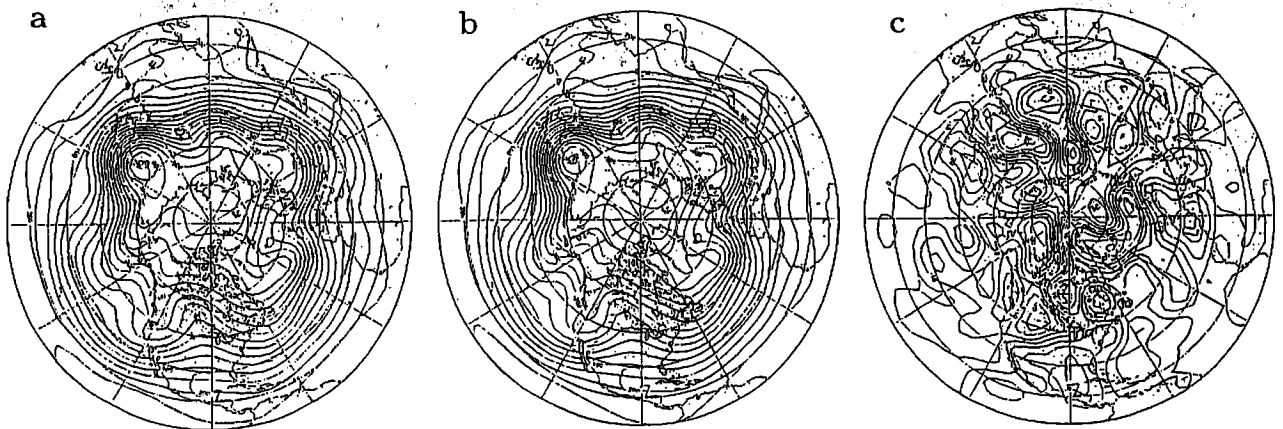


図 16 完全双子モデル実験の初期値である 941 日の (a) コントロールランの高度場、(b) 誤差を上乗せした初期値の高度場、(c) 両者の差の高度分布。等値線間隔は (a) と (b) が 50 m、(c) が 5 m。

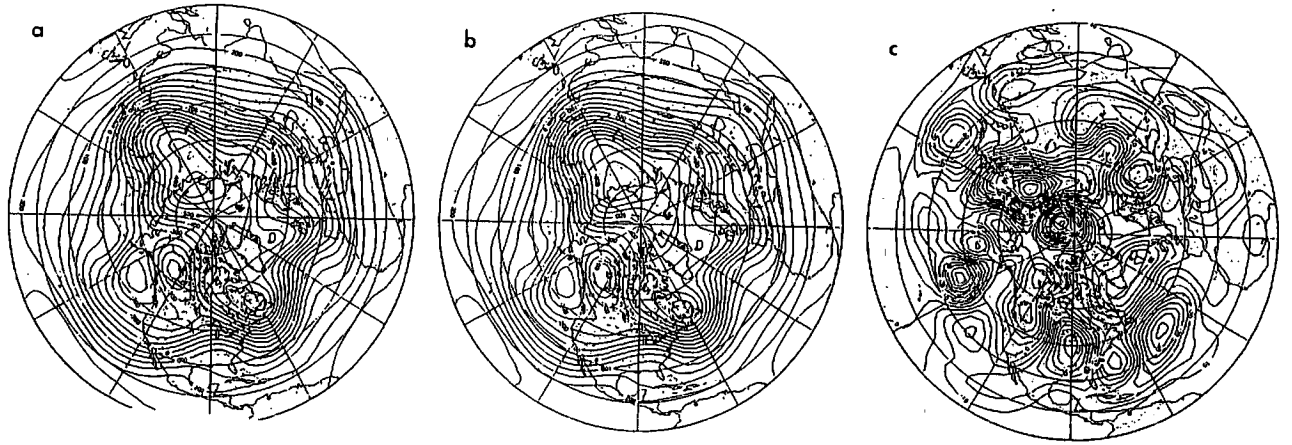


図 17 時間積分を開始してから 2 週間後の 955 日についての図 16 と同様の図。

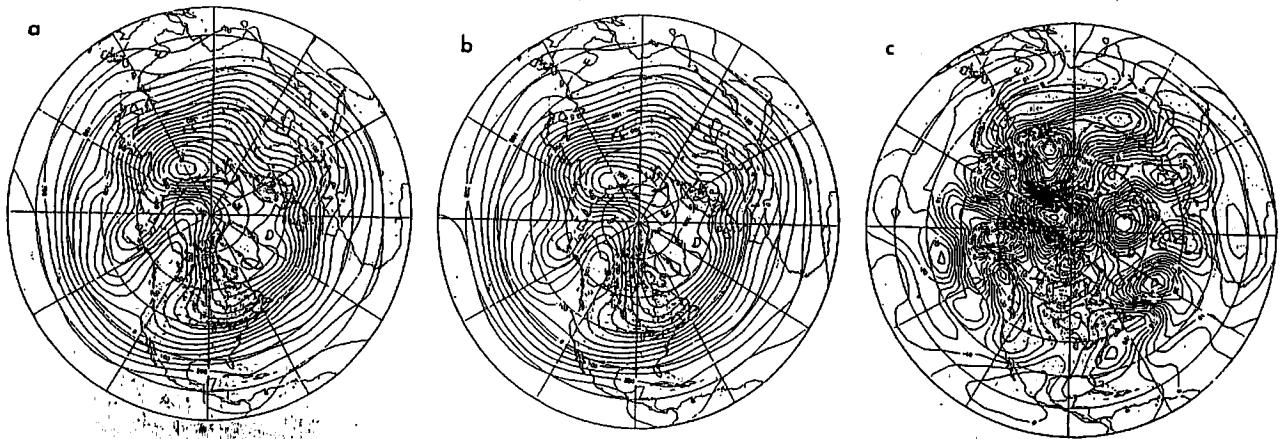


図 18 時間積分を開始してから 3 週間後の 962 日についての図 16 と同様の図。

図 19 はこのダイポールブロッキングの発生から衰退までのライフサイクルを、 $58^{\circ}\text{N}$  に沿った浅水方程式系のポテンシャル渦度の時間変化により追跡したもので、コントロールランと誤差を入れたランの両者を比較している。黒い部分が低気圧性、白い部分が高気圧性の渦度を表している。傾圧不安定により増幅した総観スケールのロスビー波が、はじめは全体で東進していたが、そのひとつのリッジがロッキー山脈にさしかかったところで地形性のリッジにトラップされて碎波し、ブロッキングが発生する。ひとたびブロッキングが形成されると、後続の東進するロスビー波がブロッキングの手前で碎波し、低緯度から高緯度に向

かって高気圧性の渦度がブロッキングに供給されてブロッキングは約2週間維持されるが、やがて流れ去ってしまった。ポテンシャル渦度の水平分布の変遷については原論文を参照されたい。興味深いことには、以上のライフサイクルが誤差を入れたランについてもほぼ完全に再現されており、初期に大きな誤差を入れたにもかかわらず、ブロッキングは再現される結果になった。

初期に入れた一様な誤差が、時間と共にどのようなスペクトル分布になるかを調べた結果を図20に示す。ただし、ブロッキングのような特殊な現象が発生している期間はあえて避け、ごく標準的な循環場と考えられる期間について解析した。図20aは、時間積分を始めて101日目に与えた誤差のスペクトルで、図15と同様の白色ノイズである。図20bは、はじめの5日間(day 101-106)で平均したもので、この図から解ることは、短波については誤差が縮小し、気候値に見られるエネルギーレベルまで落ち込んでいることである。一方で、総観スケールからプラネタリー波については、ほとんど誤差は増幅していない。図20cは、次の5日間(day 106-111)で平均したものであり、図20dは、その次の10日間(day 111-121)で平均したものである。実験を開始して20日後に、誤差スペクトルは赤色ノイズに変形し、ピーク値で初期の30倍に達しているが、気候値と比べると10%ほどしかなく、飽和には至っていない。図は省略するが、その後は徐々に誤差のエネルギーは増大し、40日後には気候値に似たスペクトル分布を一段下げたような分布となった。

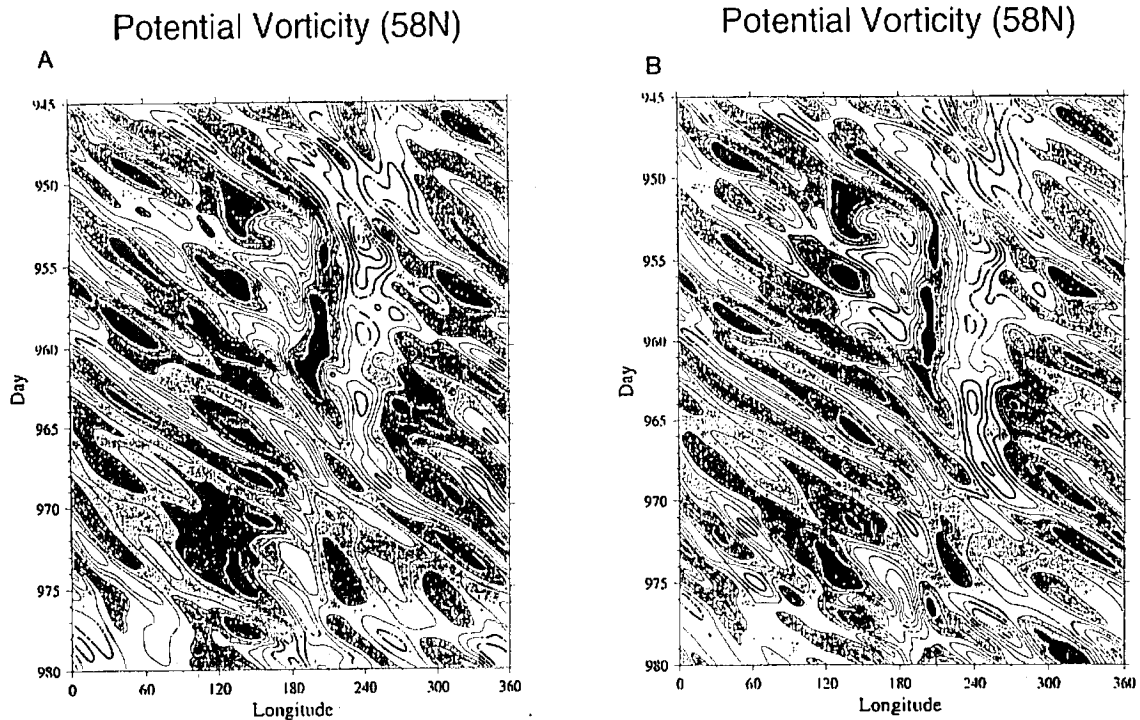


図19 浅水方程式系のポテンシャル渦度の58°Nに沿った時間変化。太平洋ブロッキングの発生から衰退までのライフサイクルを追跡したもので、黒い部分が低気圧性、白い部分が高気圧性の渦度を表す。(a) コントロールラン。(b) 誤差を入れたラン (Tanaka and Nohara 2001)。

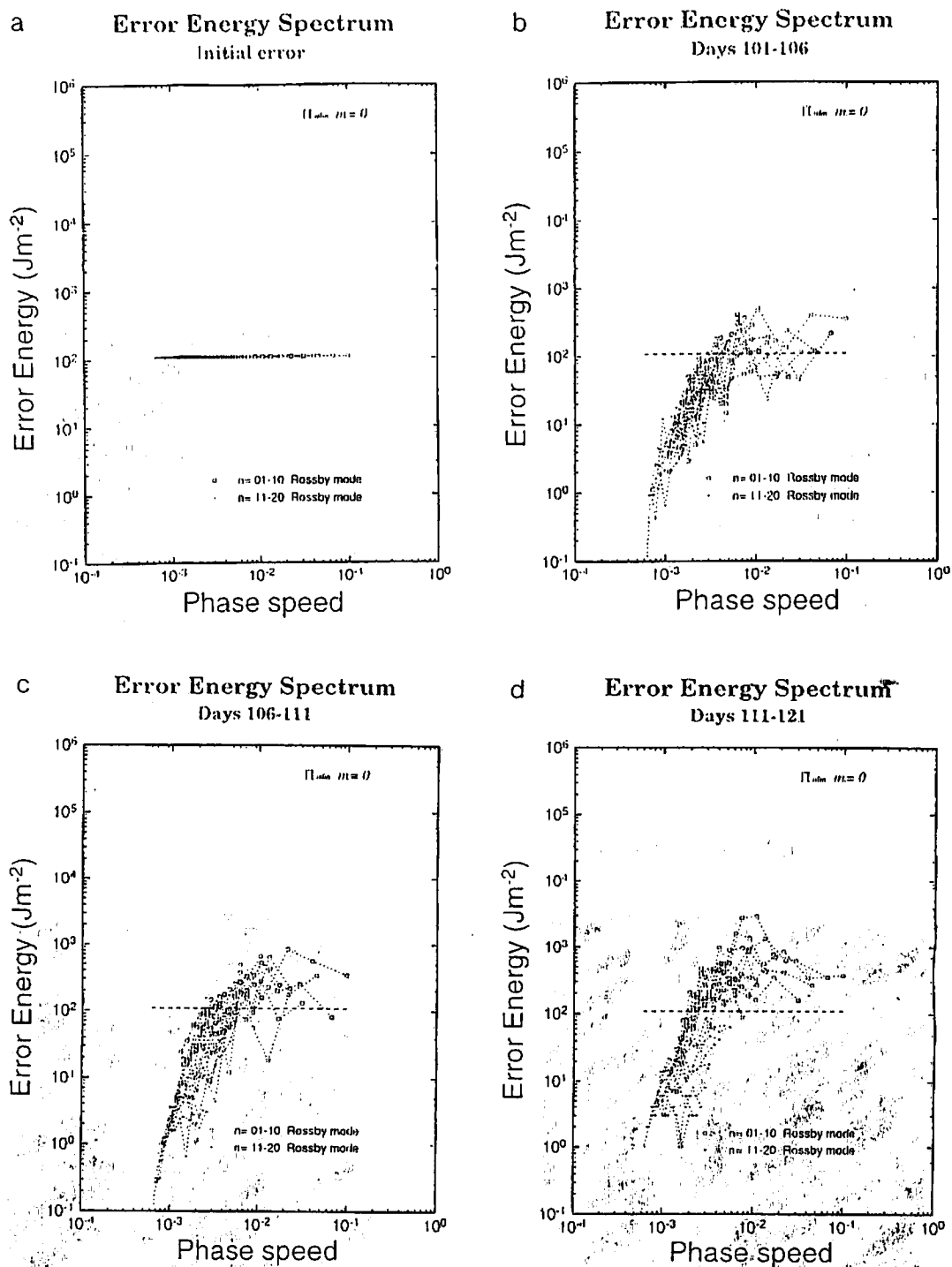


図20 一様な初期誤差スペクトルの時間発展 ( $J m^{-2}$ )。 (a) 初期値の101日、(b) 101-106日平均、(c) 106-111日平均、(d) 111-121日平均。四角は  $n=1-10$ 、十字は  $n=11-20$ 。

以上の実験結果がたまたま生じたのではないことを示すために、次に同様の完全双子モデル実験を独立な条件で50回繰り返し、順圧B-モデルの予報限界を定量的に評価した。図21aはその50例についての誤差エネルギーの増大の平均(実線)および標準偏差(破線)を示す。図中の点線は参考のために重ねた持続予報についての誤差の増大である。個々の実験についての誤差エネルギーの増大を図21bに示した。実験結果によると、順圧B-モデル大気における誤差は、カオス理論から想像していたものと大きく異なり、非常にゆっくりと増



大した。持続予報による誤差と同レベルに達する時間を飽和に達した時間とすると、100日という値になった。従って、上記の事例解析で示した非常にゆっくりとした誤差の増大は、順圧 B-モデル大気の真の特徴と言える。

非線形モデルにおける初期誤差の増大については、余田 (1995) による局所リアプノフ安定性解析が有効と考えられる。そこで、順圧 B-モデルの接線方程式を評価時間 5 日で時間積分して、誤差行列を求め、その特異値解析により局所リアプノフ指数を計算した。その解析結果によると、順圧モデルの非線形項には常に不安定解が含まれるものの、その増幅率は極めて小さいことが解った。順圧 B-モデルの外力には、傾圧不安定のパラメタリゼーションが含まれており、少なくともこの部分は e-folding タイムが約 3 日の不安定を含んでいる。他の粘性摩擦やエクマン摩擦など、すべての物理過程を含んだ場合の局所リアプノフ指数は  $0.34 \text{ day}^{-1}$  という値を示した。対応する e-folding タイムは 2.9 日である。この値を見る限り、初期誤差の成長速度から飽和までに 100 日かかるという実験結果を説明することはできない。しかし、この解析結果をもとに、図 21b を見直してみると、個々の実験結果における誤差曲線には、図 21a の平均増大曲線よりも大きな勾配の誤差の増大が見られる。この増大速度は傾圧不安定による誤差の増大速度とほぼ一致している。従って、局所リアプノフ安定性解析が示すような誤差の増大は実際に生じていると考えられる。しかし、興味深いことに、図 21b で指数関数的に増大する誤差曲線は、すぐに飽和に達し、逆勾配で急激に減少するという変化を繰り返しながら、全体としては徐々に誤差が増大しているという特徴がわかる。図 21b の数値実験は、順圧大気におけるリアプノフ安定性理論の非線形領域での誤差の振る舞いを表した結果である。線形論の傾圧不安定に従い、指数関数的に増大する誤差を飽和させ、誤差の増大を抑えているものは、非線形項自身しか考えられないので、順圧大気モデルにおいては、非線形項はカオス理論とは逆に誤差を抑える働きをしていると考えられる。その理由については、正しくは理解できていないが、2次元乱流として、逆カスケードにより地球規模のコヒーレント渦が成長する過程で、初期にランダムノイズが含まれていても、解軌道が到達するコヒーレント渦や大規模循環場に大差はない。つまり、初期のランダムノイズは途中で成長を止められ、2次元流体の非線形システムが目指す解軌道に従うようになると思われる。

## Growth of Prediction Error

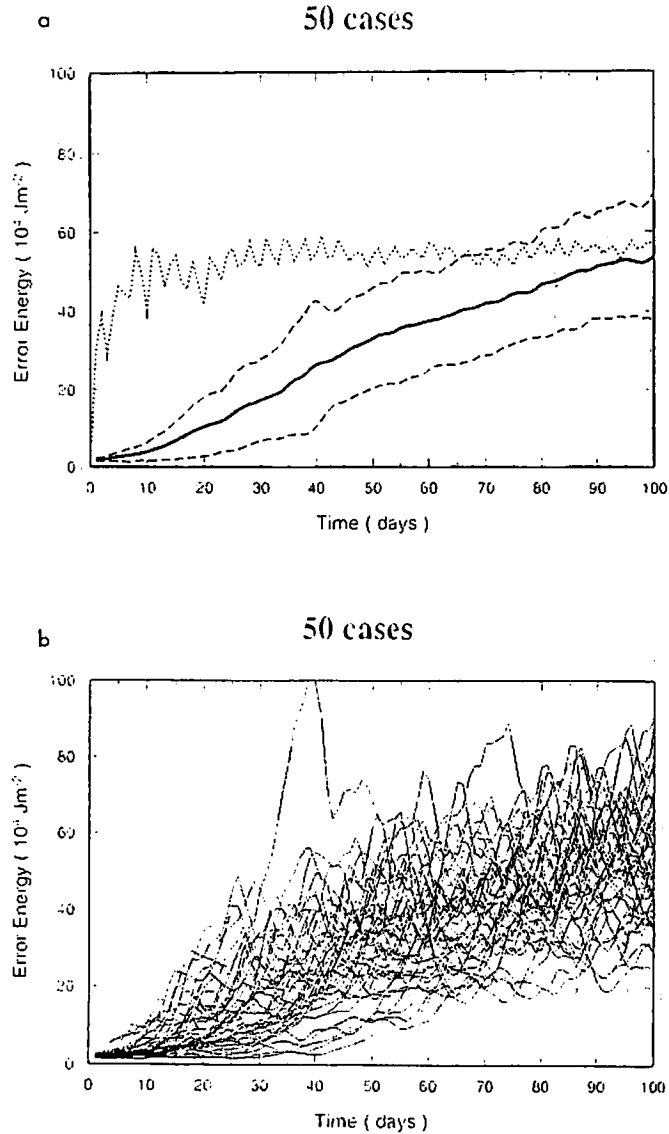
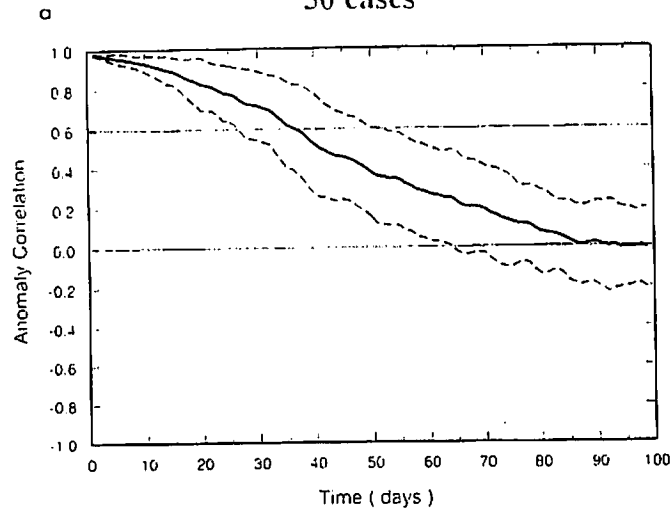


図 21 順圧 B-モデルの完全双子モデル実験を独立な条件で 50 回繰り返した結果の誤差エネルギーの 100 日間の時系列。(a) 誤差エネルギーの 50 例の平均 (実線) および標準偏差 (破線)。図中の点線は持続予報の結果。(b) 個々の実験についての誤差の時系列 (単位は  $10^4 \text{ J m}^{-2}$ )。

この節の最後に、順圧 B-モデルの平均的予報限界をアノマリ相関によって評価した結果を紹介する。図 22a は、上で述べた 50 例の各々の完全双子モデル実験の結果から、北半球高度場についてアノマリ相関を計算し、その平均 (実線) と標準偏差 (破線) を求めた結果である。個々の実験についてのアノマリ相関の変化を図 22b に示した。現業モデルでは、一般にアノマリ相関が 0.6 を下回る時が、そのモデルの予報限界とされる。同じ定義に従うと、順圧 B-モデルの予報限界は 35 日となる。この値は、現業モデルの約 7-10 日と比べると、極めて大きい。過去に Vallis (1983) 他により調べられた準地衡風順圧モデルの 25 日と比べると、特に驚くような値ではない。問題なのは、なぜ順圧モデルがこの様に長い予報限界を持つかを力学的に理解し、カオス理論との (非?) 整合性を説明することである。

## Daily Anomaly Correlation

50 cases



50 cases

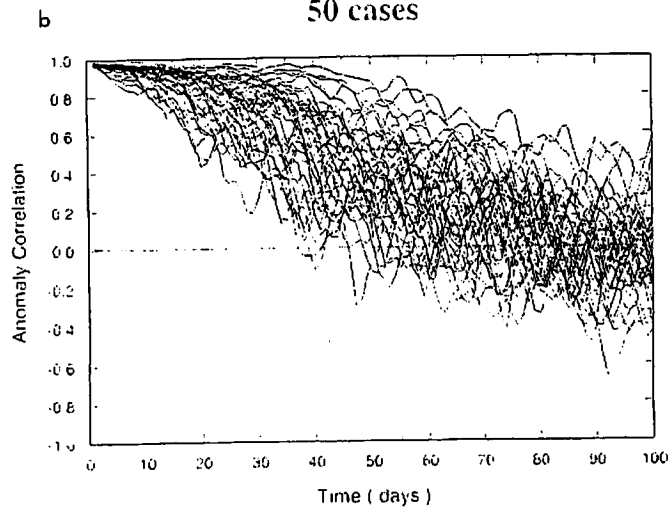


図 22 順圧 B-モデルの完全双子モデル実験を独立な条件で 50 回繰り返した結果のアノマリ相関の 100 日間の時系列。(a) アノマリ相関の 50 例の平均 (実線) および標準偏差 (破線)。(b) 個々の実験についてのアノマリ相関の時系列。

## 6 順圧 P-モデルによるブロッキングの数値実験と予測実験

順圧 B-モデルによる予測実験は、あくまで仮想的なモデル大気で発生したブロッキングが対象であった。前節のような結果が現実大気についても言えれば嬉しいことではあるが、現実はどうもそう単純ではない。

モデルの力学過程を表す (8) 式において、Laplace 潮汐振動数  $\sigma_i$  と非線形相互作用係数  $\tau_{ijk}$  は 1% 以下の誤差で正しく計算することが出来る。問題なのは順圧大気の外力となる  $s_i$

の精度である。前節の順圧 B-モデル実験においては、 $s_i$  の項も含めて完全モデルとみなすことができたが、現実大気を対象とした場合、 $s_i$  項のパラメタリゼーションは決して容易ではなく、完全モデルを構築することは不可能である。そこで、この節では予報という立場をひとまず忘れて、現実大気の順圧成分に対する完全モデルを構築し、その完全モデルが初期誤差を含んだ場合のカオス的振る舞いを調べてみる。

順圧モデル (8) 式において、NCEP/NCAR 再解析データから得られる大気変数  $w_i$  は鉛直平均量であることから、鉛直方向の観測点数の平方根に比例して、観測誤差が縮小されるという特長がある。仮に再解析データから得られる  $w_i$  を真値とすると、モデルの力学過程の精度は十分に高いので、予報方程式を逆算して求められる順圧大気の外力  $s_i$  は、ほぼ真の外力であると見なすことができる。ただし、日変化は除去して考える。この方法で過去 50 年間の完璧な外力の値  $s_i$  を観測データから診断的に求め、データベースを作成すれば、 $s_i = f(w_i, \tau)$  の関数関係を定める際の重要な手がかりが得られる。また、現実大気に対して、完璧な外力  $s_i$  が診断的に求められているので、(8) 式の順圧モデルを時間積分する際に、完璧な外力  $s_i$  を投入してやれば、現実大気に対する完全モデルが構築できる。完全モデルと言うよりは擬完全モデル (Pseudo-Perfect Model) と呼ぶべきであろう。我々はこのモデルを順圧 P-モデルと呼ぶことにする。勿論これは予報という観点では役に立たないが、現実大気の順圧成分のカオス性を調べるという目的では使えそうである。

図 23 は気象庁 GANAL データを用いて評価した 1997 年 1 月から 3 月までの (8) 式の線形項、非線形項、外力項の平均的分布を高度場で表したものである。外力項の等値線間隔は他の半分である。冬季平均場のプラネタリー波のトラフ・リッジを線形項はロスビー波の分散関係式に従って西進させるように作用する。それに対し、非線形項は移流効果でその西進を打ち消し、結果として停滞波となるようにバランスしている。両者のバランスの残差が外力項であるが、この項の値は他の項の約 3 割程度の大きさで見積もられる。良く見ると、大規模山岳効果による上昇流が大陸西岸に、下降流が大陸東岸に見られる。順圧成分の外力の気候値  $\bar{s}_i$  やその非定常成分の特徴については Tanaka and Nohara (2001) を参照されたい。

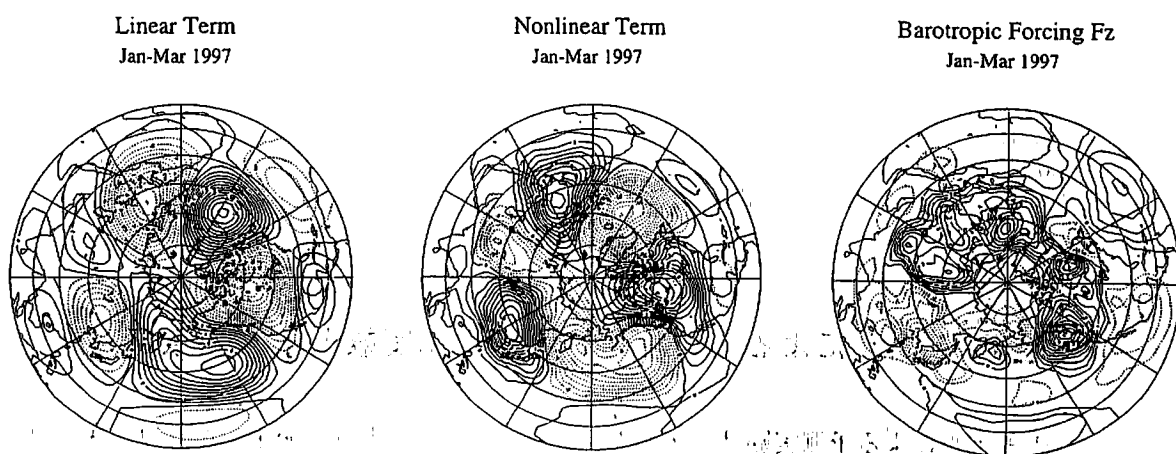


図 23 気象庁 GANAL データを用いて評価した 1997 年 1 月から 3 月の予報方程式 (8) の線形項、非線形項、外力項の平均高度変化場。単位は重力加速度を掛けた値で  $10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ 。外力項の等値線間隔は線形項、非線形項の半分。

図 24 は、気象庁の GANAL データを用いて行った 1997 年 3 月に発生した太平洋ブロッキングの事例解析である。初期値に選んだ 3 月 7 日には順圧高度場はゾーナルであり、ブロッキングに対応するリッジは見られない。4 日後の 3 月 11 日には太平洋の中央でリッジが猛烈に発達し、7 日後の 3 月 14 日にはアリューシャン上空に大規模なブロッキングが形成された。

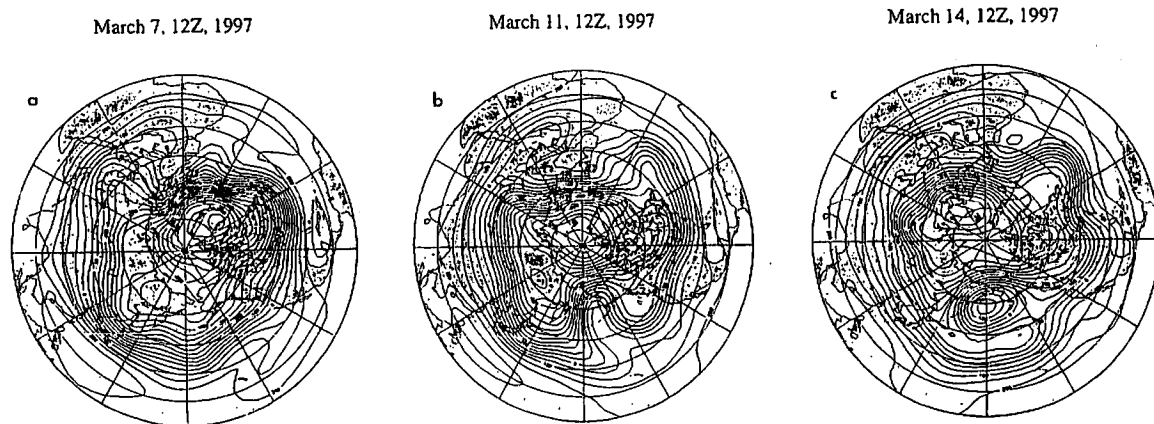


図 24 気象庁の GANAL データによる 1997 年 3 月に発生した太平洋ブロッキングの発達事例。(a)3 月 7 日、(b)3 月 11 日、(c)3 月 14 日の順圧高度場 (単位は m)。

図 25 は、順圧 P-モデルによる現実大気のプロッキングの数値実験の結果である。3 月 7 日の初期値から、完璧な外力を与えながら時間積分を行った結果、観測されるものと全く同じブロッキングが再現されている。従って、順圧 P-モデルはブロッキングなどの長周期変動の成因解明を目的とした診断的研究に広く応用することができる。順圧 P-モデルで興味深いのは、この実験のように 7 日予報に留まらず、実は 100 日を越えて現実大気と同じ振る舞いをしてくれるという事である。

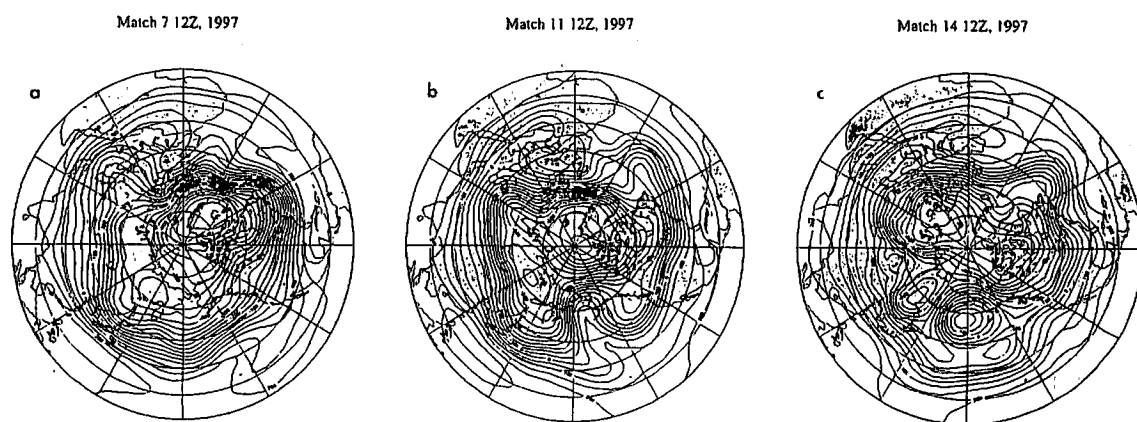


図 25 順圧 P-モデルによる 1997 年 3 月に発生した太平洋ブロッキングの数値実験。初期値は 3 月 7 日で、期間は図 24 と同じ。

さて、ここで問題となるのは、現実大気に対してこの様な順圧 P-モデルが出来上がったところで、その初期値に誤差を入れたら、カオス理論が予想するような誤差成長が見られるかどうかである。図 26 は 3 月 7 日の初期値に図 15 で示されたのと同じ、一様なノイズを上乗せして時間積分した擬完全双子モデル実験の結果である。この結果によると、初期値に 30 m におよぼ誤差を上乗せしたにも関わらず、4 日後には太平洋中央でリッジが立ち上がり、7 日後にはアリューシャン上空に観測と同様に大型のプロッキングが発生した。この期間、誤差の急成長はやはり見られなかった。従って、本研究で開発した順圧モデルは、非線形なモデルであるにも関わらず、カオス性は極めて低く、リアプノフ安定性解析の線形論で予測されるような初期誤差の成長は起こらないことが解った。ただし、この擬完全双子モデルは、大気の変動におかまいなしに、決められた外力が与えられるため、やがて発散する。しかし、図 15 で示したような、初期に与えた 10% の誤差エネルギーを 1% に抑えると、予報限界は約 10 日延びる事が確かめられる。さらに、その誤差を 0.1%、0.01% と減らして行くと、誤差が 10 分の 1 になるごとに 10 日の割合で予報限界は延長され、誤差を与えない場合には計算機の有効桁数、つまり上述の 100 日まで、現実大気と同じ振る舞いをしてくれる。

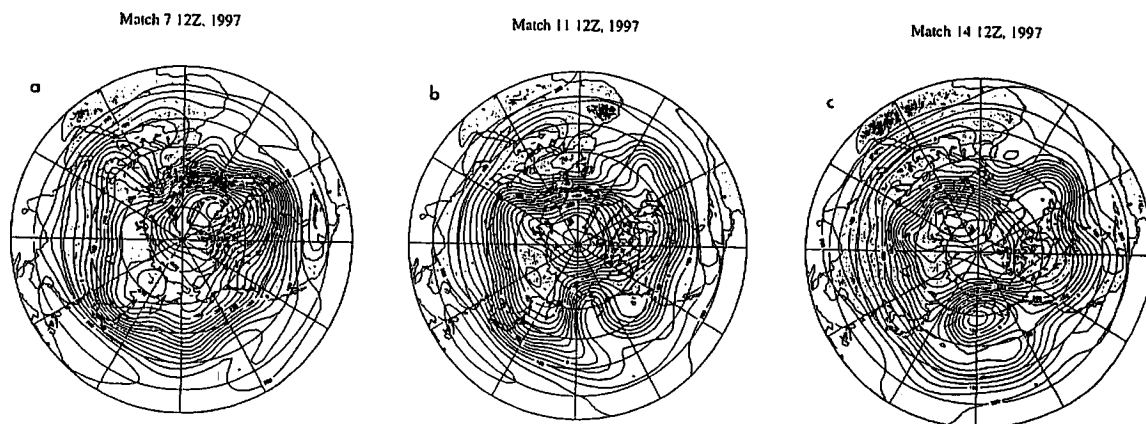


図 26 順圧 P-モデルによる完全双子モデル実験。3 月 7 日の初期値に図 15 と同じ一様なノイズを上乗せして時間積分したランの結果。

つまり順圧力学のもとでは、バタフライが羽ばたいた程度では、予測が変わることはない。モデル変数は鉛直平均量なので、実際問題として誤差エネルギーは 0.1% 程度にまで減少させることが可能と考えられる。この実験結果は、順圧モデルがもし完全ならば 2 週間と言われるカオスの壁を越えて予測が可能であることを示しており、これまでのカオス理論と一部で整合しない。

## 7 順圧 S-モデルによる現実大気の子測実験

最後に、順圧 S-モデルによる現実大気の子測について調べた結果を報告する。順圧 S-モデルでは、NCEP/NCAR 再解析データにより順圧 P-モデル構築の際に診断的に求められた 50 年完璧な外力  $s_i$  のデータベースをもとに、 $s_i = f(w_i; \tau)$  の関数関係を探る第一歩として、(10) 式のような統計的な線形回帰モデルが構築される。ひとたび外力について回

帰モデルが構築されれば、それとは独立な観測期間について予報モデルとして用いることが可能となる。はじめに、順圧 S-モデルを長期間時間積分し、そこに発生するブロッキングについて、順圧 B-モデルのように完全双子モデル実験を行うと、結果として B-モデル同様に非常に長い予報限界が得られることを確認した。従って、外力に誤差がない完全モデルとして扱う限り、順圧 S-モデルも他と同様にカオス性は極めて低い。

図 27 は以上の準備のもとで行った 2000 年 1 月についての順圧 S-モデルによる現実大気の実際の予報実験の結果である (松枝 2002)。このモデルでは、外力の線形回帰は 1950 年から 1999 年の冬季のデータにより構築され、さらに SST によるゆっくりとした変動の外力も同様の重回帰により考慮されている。図中の細線は 1 月の日々々の初期値から時間積分した 20 日予報のアノマリ相関の結果であり、中央の滑らかな太線が 31 日間の平均である。当然 2 月のデータも解析に用いた。

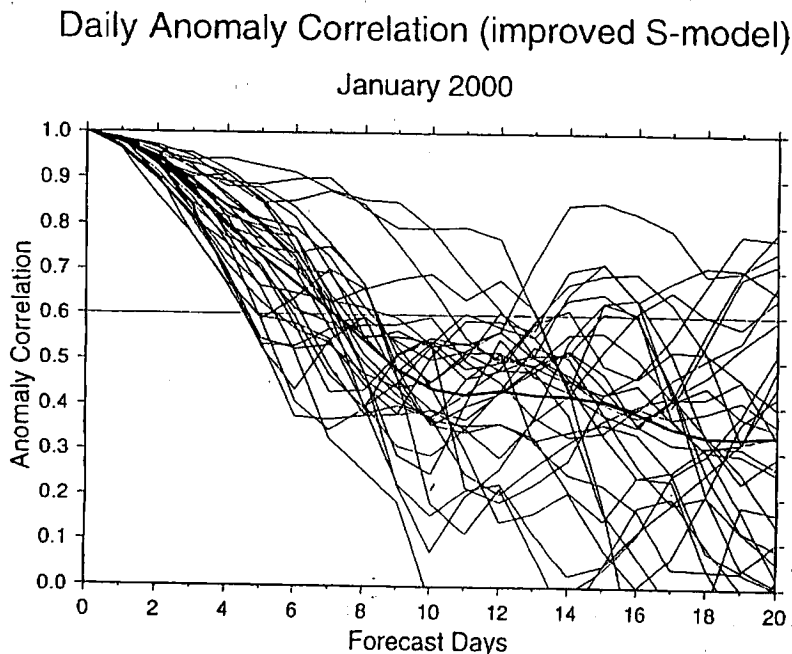


図 27 順圧 S-モデルによる 2000 年 1 月の現実大気の日々の予報実験についてのアノマリ相関の時系列 (松枝 2002)。予報期間は初期値からの 20 日間で、図中の太線は 31 例の平均。

この結果によると、現段階での順圧 S-モデルによる現実大気の前圧成分の予報限界は約 7 日であり、夢のような結果は得られないものの、現業モデルと肩を並べる程度の予報精度が確かめられた。初期値があれば PC でも予報が可能なので、このモデルの応用は広い (田中 2002b)。現在、予報精度の季節性の検討や、問題点の吟味を行っている。やはり、問題は  $s_i = f(w_i, \tau)$  の定式化の精度であり、傾圧不安定擾乱による順圧傾圧相互作用のパラメタリゼーションに問題が残っている。(10) 式の回帰モデルが説明する外力分散の割合は約 50%であった。残差がまだ約 50%も残っている。もしこの残差が減少すれば、予報精度は確実に上がる。どこまで改良が可能かは、今後の研究の課題である。

## 8 考察と結論

これまで決定論的中長期予報は、流体力学の非線形性が内在するカオスの存在により、たとえ完全なモデルを構築出来たととしても約2週間が限度であると信じられてきた(例えばChen 1989)。しかし、大気変数のある種の平均量を予測することで、2週間と言われるカオスの壁を越える予報モデルの構築が可能かもしれないという事例がいくつか示唆されている。本研究では、これまで着手されることのなかった大気の鉛直平均場(順圧成分)の決定論的予報限界を調査する目的で順圧大気大循環モデルを新たに構築し、初期値にノイズを入れた完全双子モデル実験を行った。

3次元ノーマルモード展開法による大気大循環のエネルギー解析(ノーマルモードエネルギー解析)によると、傾圧大気のエネルギーは主に総観規模擾乱の働きにより次第に順圧成分に流れる性質がある。これは、大規模熱対流や傾圧不安定擾乱が南北の温度傾度を解消する目的で励起されることから、当然の帰結とも言える。つまり、温度傾度をエネルギー源にして励起される擾乱が発達して温度傾度を解消すれば、温度風関係式によりエネルギーは傾圧成分から順圧成分に流れる。ここで、鉛直ノーマルモードの特徴として、傾圧モードは連続スペクトルとなる一方で、順圧モードだけは孤立スペクトルを形成する。ここにエネルギーが蓄積されると、2次元流体としての力学的な振る舞いにより、総観規模擾乱のエネルギーは逆カスケードを引き起こし、プラネタリー波や帯状流にそのエネルギーが流れるようになる。これは大気の傾圧成分が3次元乱流としてエネルギーカスケードを引き起こし、より高波数にエネルギーが流れるのと対照的である。大気の長周期変動が順圧的な構造を持つのは、このようにしてエネルギーが蓄積された順圧成分の2次元乱流的な振る舞いにより生じていると考えられる。

渦動成分については、エネルギーの逆カスケードは球面Rhinesスケールで遮断され、ここにエネルギーが溜まってプラネタリー波が増幅すると、その一部は鉛直伝播によりエネルギーを失うが、時には碎波してコヒーレントな構造を持つブロッキングが発生する。ひとたびブロッキングが発生すれば、それが総観規模のロスビー波をさらに碎波させてポテンシャル渦度を融合させ、長期間持続する正のフィードバックが作動する。一方、東西波数が0の帯状流にはロスビー波が存在しないことから、順圧エネルギーの逆カスケードは球面Rhinesスケールで遮断されることなくより大きなスケールに流れて帯状流が維持される。エネルギーの逆カスケードは2次元乱流の統計的な性質であるが、その実態は非定常に大きく変動し、イベント的に帯状流を強化減衰させることから、東西波数が0の北極振動のようなコヒーレントな構造を持つ変動が見られるようになる。この意味では、ブロッキングと北極振動は共にエネルギーの逆カスケードの非定常な振る舞いによって励起されるコヒーレント渦の一形態と解釈することができる。

以上のような、順圧的な構造を持つ長周期変動の力学的理解に立って、本研究では複雑化・高度化する大気大循環モデルの時代の流れに逆らって、keyとなる順圧傾圧相互作用をパラメタライズした順圧大気大循環モデルを構築し、その決定論的予測可能性を探索した。

はじめに、順圧B-モデル大気で発生した顕著なブロッキングを対象に、その最盛期の2週間前の解軌道にノイズを重ね、それを初期値に完全双子モデル実験を行って、はたしてブロッキングが予報できるかどうかを調べた。与えたノイズは渦動エネルギーの10%にあたる



白色ノイズで、順圧高度場で最大 30m 程度の大きなものである。完全双子モデル実験の結果、初期に与えた誤差はほとんど増幅することなく、解軌道は確実に 2 週間先のプロッキングを再生することが示された。同様の完全双子モデル実験を 50 例実行し、その統計を取ったところ、アノマリ総観が 0.6 に落ちるところで定義した予報限界は 35 日となった。これは、現業予報モデルの予報限界が 7-10 日であることを思えば、非常に大きい値であるが、これまで Vallis (1983) 等により調べられた準地衡風順圧モデルの予報限界の 25 日と比較すると、特に驚く値ではない。しかし、あまり探求されてこなかった性質であることは間違いない。誤差の増大を詳細に調べると、モデルの外力としてパラメタライズされた傾圧不安定によって、e-folding タイムが 3 日程度の誤差の増幅は確かに起こっているが、指数関数的に増大する誤差はすぐに飽和に達し、モデルの非線形項が持つ弱い誤差成長速度にまで抑制されるという特徴が見られた。これまでのカオス理論では、初期誤差は線形論の範囲内で局所リアプノフ安定性理論に従うが、それが増大し非線形効果が無視できなくなる範囲にも適用出来る理論はない。順圧モデル大気では、この初期誤差の増大が、モデルの非線形性によりすぐに飽和に達し、むしろ抑制されるという現象が生じている。

次に、現実大気に対して完璧な外力を診断的に求めておき、その外力を与えながら時間積分を行う順圧 P-モデルについて、同様な完全双子モデル実験を行って、誤差成長を調べた。このようなモデルは予報には使えないが、過去に起こった現象については実験が可能であり、現実大気に対する擬完全モデルと呼ぶことができる。カオス理論では、たとえ完全モデルを構築することができても、初期値に含まれる誤差が急速に拡大することから、決定論的予報は不可能であるとされているが、我々の実験結果によると、大気の順圧成分を支配する非線形力学の範疇では、初期に与えた誤差が急速に拡大することはなく、モデルが完璧ならば 2 週間と言われるカオスの壁を越えて決定論的予報は可能であるとの結論になる。ただし、そのような完璧なモデルを構築することが可能かどうかは解らない。しかし、ここで問題なのはモデル誤差の改善であり、初期誤差の拡大によるカオスとは本質的に異なる性質の問題である。さらにここで重要なことは、将来予測の妨げとなるカオスは、流体の非線形性そのものが原因でなく、非線形性に強い力学的不安定が含まれていることが原因である、という認識である。非線形性に不安定が含まれないと、たとえ線形項で誤差を拡大させても、すぐに飽和に達し、誤差の拡大は非線形項が持つ弱い誤差成長速度に制御されてしまうようである。

最後に、現実大気に対して順圧 S-モデルを用いて実際の予報を試みた。1950 年から 1999 年までの 50 年間の NCEP/NCAR 再解析データに基づいて外力についての線形回帰を行い、モデル誤差を最小にする条件で係数を決定してモデルを構築した。そして、線形回帰データ期間とは独立な 2000 年 1 月を対象に予報実験を行った結果、アノマリ相関による月平均予報限界は約 7 日となった。この値は現業予報とほぼ同程度であり、簡単な順圧 S-モデルが現業モデルに匹敵する予報精度を持っていることが示された。しかし、2 週間と言われるカオスの壁を越えるような、夢のような予報精度にはならなかった。順圧 P-モデルで与えられる真の外力の変動のうちで、順圧大気場の線形回帰で説明される分散は現時点では約 50% である。残りの 50% は、少なくとも線形近似では説明し得ない要素であり、今後、高次の非線形性の導入や、SST や土壌水分といった独立な変数との関係で改善される余地はある。モデル開発は始まったばかりであり、どこまで改善が可能かは今後の研究に期待するところである。順圧大気力学のパラダイムの中では、外力の真値を参照しながらモデル誤差を改善する努力が中長期予報のための研究課題であり、それは初期値に含まれる誤差が本質的原因とな

るカオスの壁の問題ではないという所に、一筋の希望が持てそうな気がしている。大気エネルギーの鉛直スペクトルで、順圧成分と傾圧成分の間に存在するエネルギーギャップの意味に期待する。

## 謝辞

本研究の主要な部分は、筑波大学陸域環境研究センターの野原大輔さんとの共同研究として行われた。研究に協力して下さった研究室の本田さんに感謝する。

## 参考文献

- Basdevant, C., B. Legras, and R. Sadourny, 1981: A study of barotropic model flows: Intermittency, waves and predictability. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2305-2326.
- Bengtsson, L., 1985: Medium-range forecasting at the ECMWF. Issues in Atmospheric and Oceanic Modeling. *Advances in Geophysics*, **28** ( eds. S. Manabe ) Academic Press, 3-54.
- Boer, G. J. and T. G. Shepherd, 1983: Large-Scale Two-dimensional Turbulence in the Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 164-184.
- Chen, W. Y., 1989: Estimate of dynamical predictability from NMC DERF experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1227-1236.
- Dalcher, A. and E. Kalnay, 1987: Error growth and predictability in operational ECMWF forecasts. *Tellus*, **39A**, 474-491.
- Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross section for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- Exner, F. M., 1925: *Dynamische Meteorologie*. Wien Verlag von Julius Springer. 415 pp. (Translated by T. Sato, 1998, Iwanami Books, 338 pp in Japanese)
- Holloway, G., 1983: Effects of planetary wave propagation and finite depth on the predictability of atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 314-327.
- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. *J. Climate*, **14**, 1029-1042.
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, and W.E. Baker, 1990: Global numerical weather prediction at the National Meteorological Center. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 1410-1428.
- Kalnay, E.M., and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Kalnay, E.M., S.J. Lord, and R.D. McPherson, 1998: Maturity of operational numerical weather prediction: Medium range. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 2753-2769.
- Kitoh, A., H. Koide, K. Kodera, S. Yukimoto, and A. Noda, 1996: Interannual variability in the stratospheric-tropospheric circulation in a coupled ocean-atmosphere GCM. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 543-546.
- Kodera, K., M. Chiba, H. Koide, A. Kitoh, and Y. Nikaidou, 1996: Interannual variability of winter stratosphere and troposphere in the northern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 365-382.
- Kung, E. C., 1988: Spectral energetics of the general circulation and time spectra of transient waves during the FGGE year. *J. Climate*, **1**, 5-19.

- Leith, C. E., 1971: Atmospheric Predictability and two-dimensional turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 145-161.
- Leith, C. E., and R. H. Kraichnan, 1972: Predictability of turbulent flows. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1041-1058.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal flow feedback in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312-3327.
- Lorenz, E. N., 1963: Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 130-141.
- Lorenz, E. N., 1969: The predictability of a flow which possesses many scales of motion. *Tellus*, **21**, 289-307.
- Lorenz, E. N., 1985: The growth of errors in prediction. *Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics*, North-Holland, 243-265.
- Miyakoda, K., J. Sirutis and J. Ploshay, 1986: One-month forecast experiments-without anomaly boundary forcings. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2363-2401.
- Molteni, F., R. Buizza, T.N. Palmer, and T. Petroligis, 1996: The ECMWF ensemble prediction system: Method and validation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 73-119.
- Namias, J., 1950: The index cycle and its role in the general circulation. *J. Meteor.*, **7**, 130-139.
- Rex, D. F., 1950: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon Regional climate. *Tellus*, **2**, 196-211.
- Rhines, P.B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane. *J. Fluid Mech.*, **69**, 417-443.
- Saltzman, B., 1970: Large-Scale Atmospheric Energetics in the Wavenumber Domain. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **8**, 289-302.
- Shigehisa, Y., 1983: Normal modes of the shallow water equations for zonal wavenumber zero. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 479-494.
- Shindell, D. T., R. L. Miller, G. A. Schmidt, and L. Pandolfo, 1999: Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing. *Nature*, **399**, 452-455.
- Shukla, J., 1985: Predictability. Issues in Atmospheric and Oceanic Modeling. *Advances in Geophysics*, **28** ( eds. S. Manabe ) Academic Press, 87-122.
- Shutts, G. J., 1986: A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. *Adv. in Geophys.* **29**, 135-162.
- Staniforth, A., M. Bèland and J. Cote', 1985: An analysis of the vertical structure equation in sigma coordinates. *Atmos. -Ocean*, **23**, 323-358.
- Stone, P. H., 1978: Baroclinic adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 561-571.

- Tanaka, H.L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180-200.
- Tanaka, H. L., 1991: A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2919-2935.
- Tanaka, H.L., 1998: Numerical simulation of a life-cycle of atmospheric blocking and the analysis of potential vorticity using a simple barotropic model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 983-1008.
- Tanaka, H.L., 2003: Analysis and modeling of the Arctic oscillation using a simple barotropic model with baroclinic eddy forcing. *J. Atmos. Sci.*, (In Press).
- Tanaka, H.L., and E.C. Kung, 1988; Normal mode energetics of the general circulation during the FGGE year. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3723-3736.
- Tanaka, H.L., and D. Nohara, 2001: A study of deterministic predictability for the barotropic component of the atmosphere. Science Report, Inst. Geosci., Univ. of Tsukuba, 22A, 1-21.
- Tanaka, H.L., and H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: A connection to the Arctic oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69-82.
- Thompson, D. W. J. and J. M. Wallace, 1998: The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature field. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297-1300.
- Thompson, D. W. J. and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Clim.*, **13**, 1000-1016.
- Toth, Z. and E. Kalnay, 1997: Ensemble forecasting at NCEP and the breeding method. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3297-3319.
- Vallis, G. K., 1983: On the predictability of quasi-geostrophic flow: The effect of beta and baroclinicity. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 10-27.
- Walker, G. T. and E. W. Bliss, 1932: World Weather V., *Mem. R. Meteor. Soc.*, **4**, 53-83.
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.
- Yamazaki, K. and Y. Shinya, 1999: Analysis of the arctic oscillation simulated by AGCM. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 1287-1298.
- 岡田亮, 2003: 順圧大気大循環モデルによる北極振動 (AO) の数値実験. 筑波大学生命環境科学研究科修士論文, 61pp.
- 田中博, 1993: エネルギーの逆カスケードによるプラネタリー波の増幅とブロッキング形成の数値実験. *天気*, **40**, 733-750.

- 田中博 2002a: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験およびその力学的固有解の解析. グロースベッター, 気象庁, 40, 1-18.
- 田中博, 2002b: 一家に一台の天気予報モデル: 気象庁 GPV データを用いた順圧大気大循環モデルによる週間予報, つくばテクノロジーショーケース 2002: つくばサイエンスアカデミー, 30.
- 田中博, 2003: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験およびその力学的考察. 気象研究ノート, (共著 分担). (Submitted).
- 松枝未遠, 2002: 海洋の応答を考慮した順圧長期予報モデルの開発. 筑波大学生自然学類卒業論文, 113pp.
- 吉野純・田中博, 2001: 順圧大気モデルを用いた波長別エネルギースペクトルのピーク形成過程に関する研究. 天気 47, 619-633.
- 余田 成男, 1995: カオスと気象予測. 科学, 65-5, 305-313.