

# 気象庁における力学的季節予報実験

前田修平、伊藤明、松下泰広  
気象庁気候情報課

## 1. はじめに

気象庁では、2003年3月からの3か月予報への力学的手法の導入に先立ち、予測精度の確認を目的とした力学的予報実験を行った。多数の過去事例を対象とし、気象庁の大気循環モデルに下部境界条件として予報初期の海面水温平年偏差を持続させて与えた120日積分であり、観測された海面水温を与えて季節予報の潜在的な予測可能性を調べたKobayashi et al. (2000) やKusunoki et al. (2001) とは異なり、積分開始時点での知りうる情報を用いた、いわゆるハインドキャストタイプの実験である。ここではその結果に基づき大気循環場の現実的な予測精度について報告する。

## 2. 力学的季節予報実験の仕様

まず、予報実験の仕様について述べる。

実験の対象は1984年～2001年の18年間で、毎月月末12Zを初期値とする18年×12か月=216事例の120日予報を行う。実験に用いる数値予報モデルは、2003年3月からの力学的季節予報で現業運用する大気循環モデル (T63L40V0103) である (伊藤ら, 2003)。5メンバーのアンサンブル予報で、アンサンブル手法はSV法 (高野, 1994) である。

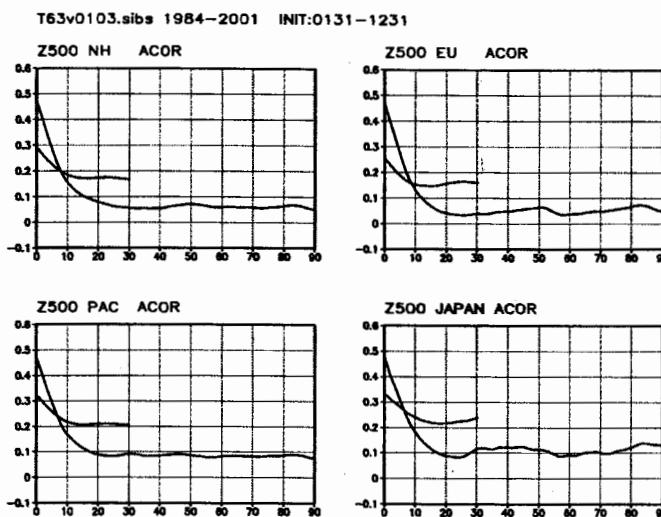
大気の初期値は1984～1993年はヨーロッパ中期予報センター (ECMWF) の15年 (1979～93年) 再解析値 (ERA15)、1994～2001年は気象庁の全球客観解析値 (GANAL) を用いる。また10hPa未満の大気の初期値は、96年末までは米国環境予測センター (NCEP) の成層圏解析を使い、97年以降は気象庁の上部成層圏解析 (村上, 1997) を用いる。

積雪深や土壤水分などの陸面状態の初期値は、93年まではERA15で陸面モデルを強制して作成した値を用い (徳広, 2001)、94年以降は84～93年までの10年平均値を用いる。海面水温は、93年まではNCEPの解析値 (Reynolds and Smith, 1994) を用いて、94年以降は気象庁の解析値 (野村, 1996) を用いる。海面水温偏差を求めるための平年値は現業数値予報で用いているNCEPの解析値の1981～1993年までの12年間の平均値で、予報期間中は初期値の海面水温偏差を持続させる。

検証データとしては、北半球循環場については、主に1984～1993年はERA15、1994～2001年はGANALを使用する。500hPa高度のアノマリー相関係数などを求める際に使用する気候値は、特に断らない限り気象庁気候情報課の季節予報作業用循環場データの北半球30年日別平年値 (気象庁, 2001) である。熱帯や全球の循環場の検証に関しては、予報実験期間に品質が均一であると考えられるNCEP/NCARの再解析値および気候解析用の解析値 (ここでは併せてCDASと呼ぶ) を用いる。降水量については、CMAP (Xie and Arkin, 1997) を使う。

### 3. アノマリー相関で評価した予測精度

まず、標準的な指標である北半球500hPa高度の各領域のアノマリー相関係数で予測精度を評価する。



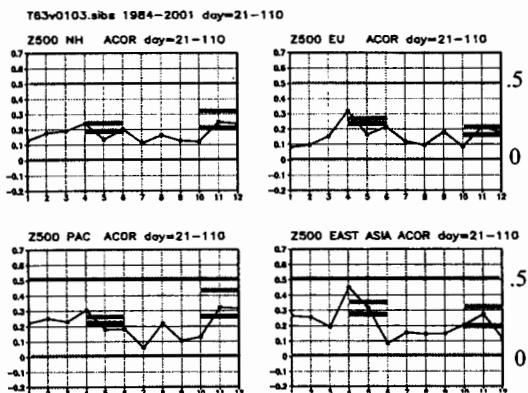
第1図 アノマリー相関係数のリードタイムと平均日数による違い

平均誤差補正後の500hPa高度のアンサンブル平均予報のアノマリー相関係数。全事例(216)平均。長い線は30日平均場、短い線は90日平均場。横軸は予報のリードタイム。例えば10はリードタイム10日の90日平均(予報10~99日目)と30日平均(予報10~39日目)。  
左上：北半球域( $20^{\circ}$ N以北) 右上：ユーラシア域。 $0^{\circ}$ E~ $180^{\circ}$ 、 $20^{\circ}$ N以北。  
左下：北太平洋域。 $90^{\circ}$ E~ $90^{\circ}$ W、 $20^{\circ}$ N以北。右下：日本域、 $100^{\circ}$ E~ $170^{\circ}$ E、 $20^{\circ}$ N~ $60^{\circ}$ N。

第1図は、アンサンブル平均予報のアノマリー相関のリードタイムによる変化を示す。各領域の平均誤差補正<sup>1</sup>のアノマリー相関を全216事例(18年×12か月)で平均したものである。アノマリー相関を計算する領域は、北半球域( $20^{\circ}$ N以北の全域)、ユーラシア域( $0^{\circ}$ E~ $180^{\circ}$ 、 $20^{\circ}$ N~ $90^{\circ}$ N)、北太平洋域( $90^{\circ}$ E~ $90^{\circ}$ W、 $20^{\circ}$ N~ $90^{\circ}$ N)、そして日本域( $100^{\circ}$ E~ $170^{\circ}$ E、 $20^{\circ}$ N~ $60^{\circ}$ N)である。図中、短い線が90日平均場、長い線が30日平均場のアノマリー相関である。横軸は予報のリードタイムで、例えば10は予報10~99日の90日平均場あるいは予報10~39日の30日平均場のアノマリー相関を示す。30日平均場のアノマリー相関は、予報0~29日の30日平均場では全領域ともに0.5弱であったものが、リードタイムとともに急激に低下し、実際に予報資料に用いる予報20日ごろには約0.1となり、その後、ほぼ一定で経過する。0.1と値は小さいが、統計的には95%の有意水準で0ではない(伊藤ら, 2003)。急激に予測精度が低下する過程は初期

<sup>1</sup>前月末・当月末・翌月末を初期値とする18年×5メンバー×3か月=270個の予報のうち、検証する事例(5メンバー)を除く265個の予報実験の平均誤差を用いて生の予測値を補正した後に評価する。

値問題による第1種の予測可能性が失われていく過程を、その後のほぼ一定の精度は境界値問題による第2種の予測可能性による精度を示していると考えられる。90日平均場も30日平均場と同様にリードタイムとともにアノマリー相関が低下し、リードタイム15日ごろ以降は0.2前後で経過する。30日平均場に比べ漸近する値が大きいのは、長く時間平均することにより「ノイズ」(杉, 2002) のレベルが低下するためであろう。領域別に精度を比較すると、北半球域やユーラシア域よりも、北太平洋域や日本域の方が精度が高い。季節予報の潜在的予測可能性を調べた杉(2002)の第2, 3図を見ると、北半球中高緯度ではユーラシア大陸や北大西洋よりもエルニーニョ現象の影響を受けやすい北太平洋で予測可能性が高いことがわかる。ここで示した精度は、この予測可能性の地域的な傾向と矛盾していない。



第2図 アノマリー相関係数の月による違い

平均誤差補正後の500hPa高度のアンサンブル平均予報のアノマリー相関係数。リードタイム21日の90日平均場(予報21~110日)。横軸は予報初期の月。例えば1は1月末初期値のアノマリー相関の18年平均値を示す。細線は各月18年分の平均。太線は夏(4月末、5月末、6月末初期値)平均と冬(10月末、11月末、12月末初期値)平均のアノマリー相関で、下は全18年平均、上は予報初期にエルニーニョ現象あるいはラニーニャ現象が発生していた年の平均。図の配置は第1図と同じ。

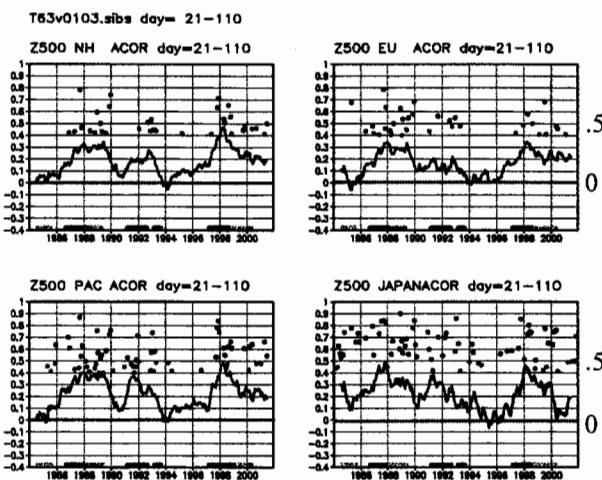
とは異なる。1か月予報では主に初期値問題による第1種の予測可能性、3か月予報では主に境界値問題による第2種の予測可能性を頼りに予報を行う(高野, 1999)。第2種の潜在的な予測可能性を調べた杉(2002)の第2, 3図を日本付近に注目して詳しく見ると、夏期の方が冬期よりも予測可能性が高く、ここで示したように1か月予報とは異なり夏期が冬期よりも予測精度が高くても不思議ではない。

次に、予測精度の年々の変動を調べる。第3図はリードタイム21日の90日平均場(予報21~110日)のアノマリー相関の1984年~2001年の時系列を示す。実線は13か月移動平均であり予測精度の年々の変動を示している。図の下部の太線は予報初期においてエルニーニョ現象やラニーニャ現象が発生していた期間(以下、EL・LA期間と略す)を表

次に、予測精度の月・季節毎の違いを評価する。第2図はリードタイム21日<sup>2</sup>の90日平均場(予報21~110日)の月毎のアノマリー相関の18年平均を示す。日本域において、4月末と5月末を初期値とする夏期の予測精度が冬期よりも高い。これは、冬期の方が明らかに予測精度が高い現業1か月予報モデルの結果

<sup>2</sup> 現業運用では毎月10日頃を初期値とし、翌月からの3か月平均場を予測するのでリードタイムは20日前後

す<sup>3</sup>。予測精度の年々変動は大きく、どの領域もEL・LA期間に予測精度が高い傾向がある。また熱帯海面水温偏差の小さい90年代半ばは各領域で精度が低い。アノマリー相関が0.4以上の事例を●で示したが、やはりEL・LA期間に●が多い。領域毎にみると、熱帯の海面水温偏差の強制による影響を受けやすい北太平洋域や日本域の精度が高いが、ユーラシア域でもEL・LA期間に予測精度が良い傾向が見られる。第2図には、冬期と夏期についてEL・LA期間で平均したアノマリー相関も示した。各領域とも、予測精度へのエルニーニョ現象やラニーニャ現象の影響は冬期によく現れており、また、期待されるとおり北太平洋域でその傾向が顕著である。



第3図 アノマリー相関係数の年々変動

平均誤差補正後の500hPa高度のアンサンブル平均予報のアノマリー相関係数。リードタイム21日の90日平均場(予報21~110日)。横軸は予報初期の年。予報実験を行った1984年~2001年の全事例のアノマリー相関の13か月移動平均時系列(実線)。●はアノマリー相関が0.4以上の月。図の下部の太線は、予報初期にエルニーニョ現象あるいはラニーニャ現象が発生していた期間を示す。図の配置は第1図と同じ。

#### 4. 500hPa高度場の予測可能性と予測精度

何度も引用しているように、杉(2002)は観測された海面水温を気象研究所の大気循環モデルに与えた50年間の長期積分の結果に基づいて、季節予報の潜在的な予測可能性について議論した。ここでは、われわれが行った季節予報実験に基づいて、予測可能性と実際の予測精度について議論する。杉(2002)との違いは、海面水温は観測値ではなく予報初期の平年偏差を与えること、リードタイムが短いうちは初期値問題による第1種の予測可能性が残っていること、予測可能性と実際の予測精度の比較を行うこと、現業

である。このことを考慮し、本報告では主にリードタイム21日の予測精度を評価する。

<sup>3</sup> エルニーニョ現象、ラニーニャ現象の発生期間については気象庁の季節毎の定義に従った。

運用するモデルを用いること、実験の年数が18年と杉(2002)に比べてかなり短いこと、である。

予測可能性の指標は数種類あるが、ここでは杉(2002)と同じくRowell et al. (1995)に従う。彼らは、以下のように大気の全分散 $V$ をアンサンブル平均の年々変動から見積もられる予測可能な変動 $S^2$ （シグナル）とアンサンブルメンバー間のスプレッドから見積もられる予測不可能な変動 $N^2$ （ノイズ）に分けた。

$$N^2 = \frac{1}{m(n-1)} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n (x_{i,j} - \bar{x}_i)^2 \quad (1)$$

$$\sigma_{em}^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (\bar{x}_i - \bar{\bar{x}})^2 \quad (2)$$

$$S^2 = \sigma_{em}^2 - \frac{1}{n} N^2 \quad (3)$$

$$V = S^2 + N^2 \quad (4)$$

ここで、 $N^2$ はアンサンブルメンバー間の不偏分散の平均値を表し、 $\sigma_{em}^2$ はアンサンブル平均の不偏分散を表している。また、 $m$ は予報事例の年数（ここでは18年）、 $n$ はアンサンブルメンバー数（ここでは5個）を表し、 $x_{i,j}$ は*i*事例のアンサンブルメンバー*j*のデータ、 $\bar{x}_i$ は*i*事例のアンサンブル平均、 $\bar{\bar{x}}$ はアンサンブル平均の*m*個の予報事例の平均である。式(3)の右辺の第2項は、アンサンブルメンバー数が少ないために $\sigma_{em}^2$ に含まれている予測不可能な変動を除去するためのものである。ここで、全分散 $V$ に対する予測可能な分散 $S^2$ の比を $R = \frac{S^2}{V}$ と定義し、Rの大きさを指標に予測可能性を評価しよう。

第4図に季節毎の500hPa高度の1~90日平均場および21~110日平均場における予測可能性Rの平方根を示す。現業では10日ごろを初期値とし翌月からの3か月間を予測するので、リードタイムは20日前後である。そのため、現業的には後者のみを検討すればよいが、リードタイムによる予測可能性の低下を確認するため、リードタイム1日の図も示す。杉(2002)によるとRの平方根は、数値予報モデルが完全でありアンサンブルメンバー数が無限大の時に期待される観測とアンサンブル平均予報の相関係数となる。すなわちRの平方根はアンサンブル平均予報と観測値の期待される相関係数の最大値を示す。そこで、t検定で5%の危険率で相関が有意な0.47以上の領域を陰影で示す。

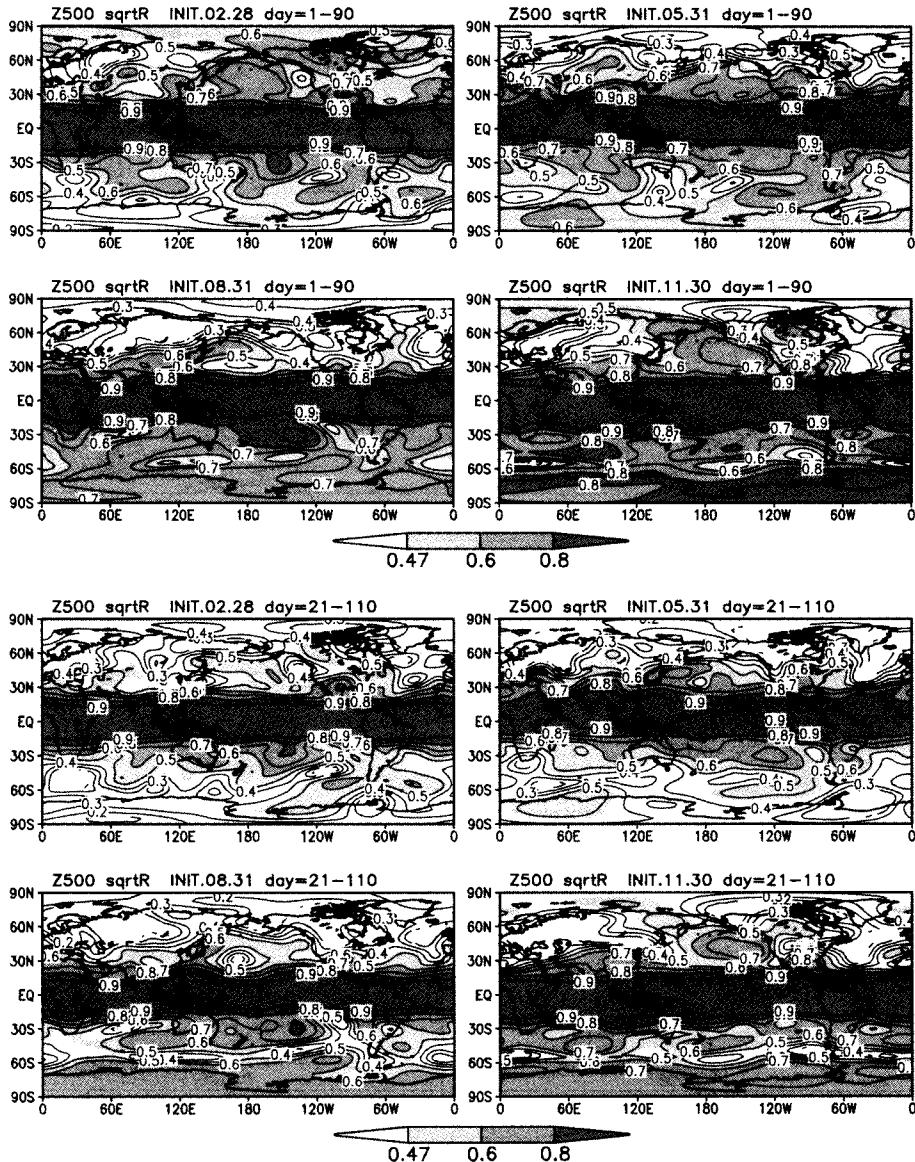
杉(2002)の結果と同様に、各季節とも熱帯は予測可能性が高く中高緯度で低い。

ただし、1~90 日平均場の北半球中高緯度は、杉（2002）よりも予測可能性が高く、これはリードタイムが短いので初期値問題による第 1 種の予測可能性が含まれているためであろう。中高緯度について季節別にみると、春と夏は有意な地域が広がっているのに対して、秋は日本から北太平洋と北大西洋以外は有意な地域がなく、特に大陸上は低い。冬のユーラシア大陸は秋同様予測可能性は低いが、北美大陸には 0.6 以上の地域が見られ、これはエルニーニョ現象時に現れやすいわゆる PNA タイプのテレコネクションパターンによるものと考えられる。21~110 日平均場では、熱帯の予測可能性は 1~90 日平均場とあまり変わらないが、中高緯度では予想されるとおり有意な領域が減っている。ただし、ユーラシア大陸や北大西洋に比べ、北太平洋と北美大陸では予測可能性が高い。日本付近は、夏と秋には北太平洋から東西に伸びる有意な領域に含まれるが、冬にはユーラシア大陸から伸びる予測可能性の小さな領域に含まれる。

予測可能性の高い領域は予測精度も高いことが期待される。しかしながら、予測可能性と実際の予測精度が同じ傾向を示すとは必ずしもいえない。もし海面水温偏差に対してモデルが現実の大気と同じように応答していなければ、予測可能性は高くとも実際の予測精度は低い可能性もある。また、3か月予報の予報期間中は海面水温偏差を持続させて、これに起因する精度低下も予想される。実際はどうであろうか？ 第 5 図に 500hPa 高度の 1~90 日平均場と 21~110 日平均場予報値と解析値との各格子点におけるアノマリー相関を示す。予報値は各月毎の 18 年間のアンサンブル平均の平均をモデル気候値とみなした時の偏差を用いる。一方、解析値は今回のハインドキャスト期間を通して均質なデータを使うことが望ましいため CDAS を用いて、1980~2001 年の 22 年平均を気候値とした時の偏差を用いた。

熱帯で予測精度が高く中高緯度で低い、リードタイムにより中高緯度の精度が下がるなど、予測精度は基本的には予測可能性と似た傾向を示している。ただし、予測精度は熱帯域でもリードタイムの増大により低下しており、これは予測可能性とは異なった特徴である<sup>4</sup>。21~110 日の 90 日平均場の中高緯度の予測精度の季節毎・地域毎の特徴は、北太平洋と北美大陸で他の地域に比べ予測精度が高いこと、特に冬には北太平洋東部から北美大陸にかけて予測精度が高いことなど、予測可能性の特徴とよく合致している。ただし、全体に予測可能性の見積もりよりも予測精度が低い。予報実験のアンサンブルメンバー数が 5 と少ないこともその理由のひとつではあるが、海面水温の予測を含め、モデル改良による精度向上の余地がかなりあることを示している。

<sup>4</sup> この違いの理由としては、第一に海面水温偏差持続の影響が考えられる。また、モデルの熱帯大気循環は、観測よりも季節内の時間スケールの変動が小さすぎるという、モデルの系統的な欠陥も影響している可能性がある。大山と新保（2003）によれば、3か月予報で使用するモデルは MJO の振幅が解析に比べて小さい傾向がある。この傾向は、予測可能性の指標 R を高く見積もりすぎることにつながるし、予測精度を低下させることにもつながる。

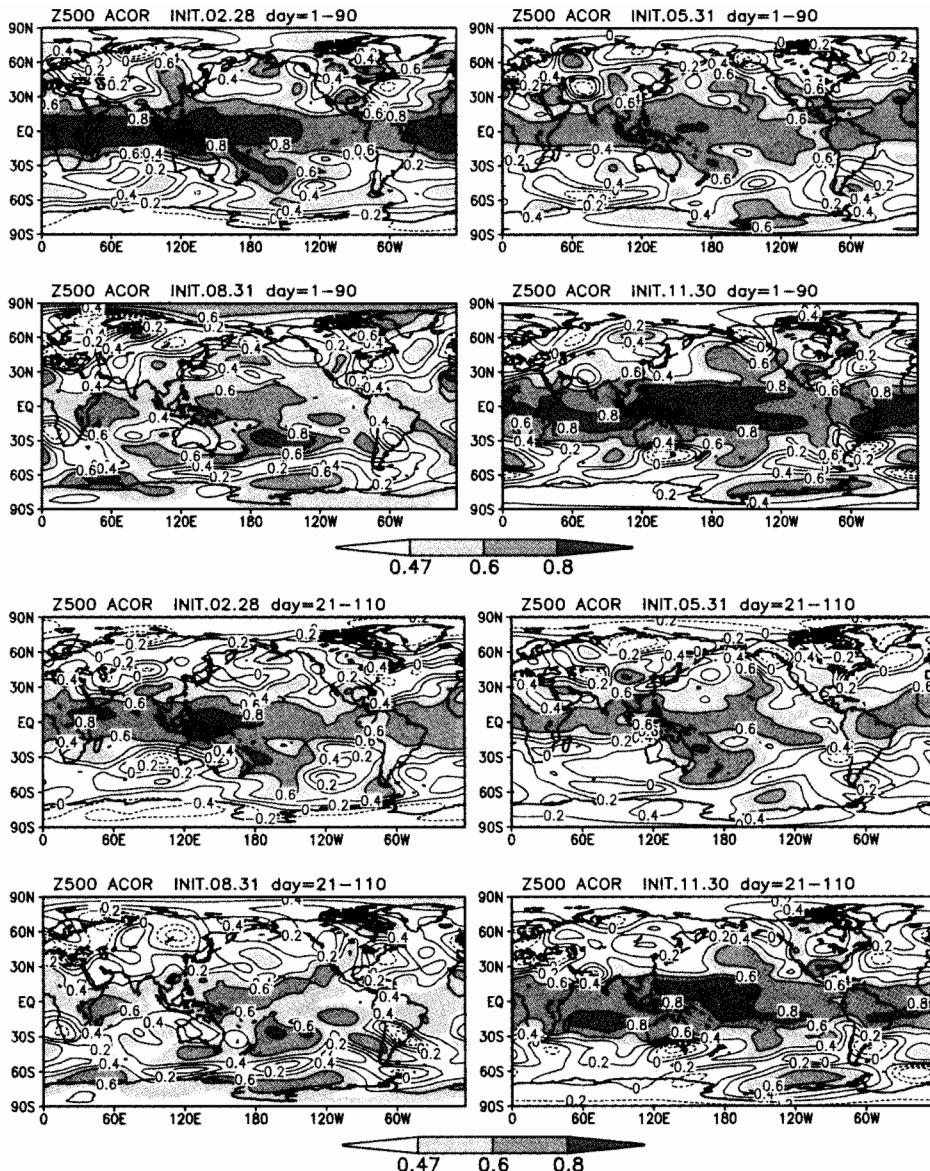


第4図 500hPa 高度 (m) の 90 日平均場における予測可能性 R の平方根。上半分は予報 1~90 日、下半分は予報 21~110 日の 90 日平均場

図の陰影は、相関係数が  $t$  検定で 5% の危険率で有意な領域を表す。

左上：2月 28 日 12UTC 初期値 右上：5月 31 日 12UTC 初期値

左下：8月 31 日 12UTC 初期値 右下：11月 30 日 12UTC 初期値



第5図 第4図と同じ。但し 500hPa 高度 (m) の 90 日平均場のアンサンブル平均と解析値とのアノマリー相関。

アノマリー相関を計算するときの気候値は、アンサンブル平均は 18 年間のアンサンブル平均の平均をモデル気候値として用いて、解析値は NCEP/NCAR の再解析データの 1980~2001 年までの 22 年平均を気候値として用いた。

左上：2月 28 日 12UTC 初期値 右上：5月 31 日 12UTC 初期値  
 左下：8月 31 日 12UTC 初期値 右下：11月 30 日 12UTC 初期値

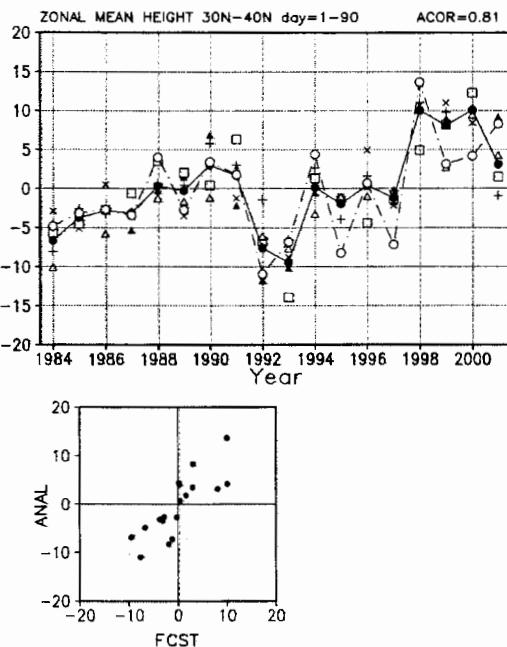
## 5. 夏の東アジアの循環

第2図や第4図に示したとおり、日本を含む東アジア域の予測精度や予測可能性は、冬よりも夏が高い。夏にはどのような気候的な現象が予測できているために精度が高いのだろうか？

Schubert et al. (2002) は、観測された海面水温を与えた大気モデルの長期ランの結果を用いて、予測可能性を帯状平均とそれからの偏差の成分とに分けて調べ、夏の予測可能性はほとんど帯状平均成分にあること、中緯度でも夏の帯状平均場の予測可能性が高いことを示した。そこで、まず、Schubert et al. (2002) の結果がわれわれの予報実験にも当てはまるかどうか確認する。第6図は、帯状平均した中緯度の 500hPa 高度偏差 ( $30^{\circ}$  N~ $40^{\circ}$  N の平均高度偏差) の解析値と予報値の年々変動の時系列とその散布図で、5月31日を初期値とする予報 1~90 日の 90 日平均場である。

時系列図を見ると、年々変動に比べアンサンブルメンバー間のスプレッドが小さく、確かに予測可能性が高いことがわかる。アンサンブル平均予報値と解析値の相関係数は 0.81 と非常に高く、例えば 97/98 のエルニーニョ現象後の 98 年夏の北半球のほぼ全域で高度が正偏差という極端な年もよく予測している。夏の中緯度の帯状平均場は、予測可能性も高いし、実際の予測精度も高い。

次にもう少し領域を狭めて日本を含む東アジアの循環について示す。Nitta (1987) や Kurihara and Tsuyuki (1987) が示したとおり、夏の東アジアの循環は西部北太平洋モンスーン域 (WNPM 域) (Murakami and Matsumoto, 1994) の対流活動と深い関係がある。その一例として、Lu and Dong (2001) の研究結果を紹介しよう。Lu and Dong (2001) は第7図に示すように、夏 (JJA) の北西太平洋の亜熱帯高気圧の西端 ( $110^{\circ}$  E~ $140^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N~ $30^{\circ}$  N) における 850hPa 高度偏差と対流活動との相関が高いこと

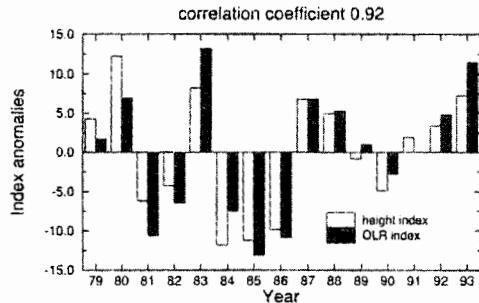


第6図 帯状平均した 500hPa 高度偏差 ( $30^{\circ}$  N~ $40^{\circ}$  N の平均高度偏差) の予測。5月31日初期値の 1~90 日平均場。

上) 年々変動の時系列。実線はアンサンブル平均値、一点破線は解析値の年平偏差。□▲△×印は各メンバーを表す。横軸は初期値の年(例えば 1984 は 1984 年 5月 31 日初期値の 1~90 日平均場の予報)を表す。図の右上の数字は予報値と解析値の年々変動の相関係数を表す。

下) 散布図。横軸がアンサンブル平均予報値、縦軸が解析値。

を示した。彼らは、この関係を熱帯域の熱源に対する松野—Gill 応答 (Matsuno, 1966; Gill, 1980) である程度は説明できるだろうとしている。つまり、WNPM 域の対流活動が熱源（冷源）で、その北西側の対流圈下層の低気圧（高気圧）性循環が熱源（冷源）によって強制されたロスビー波ということである。



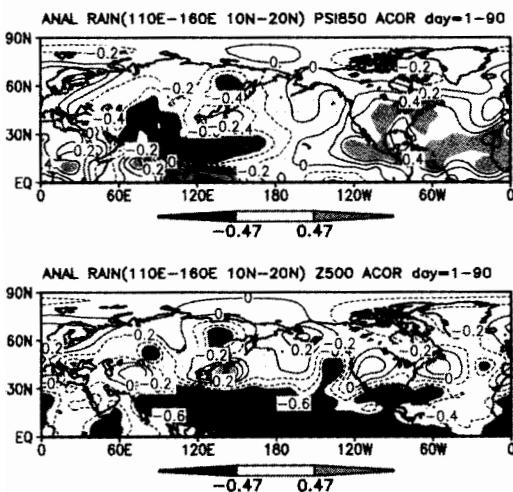
第 7 図 北西太平洋の下層循環と WNPM の活動の関係

1979 年から 93 年までの夏期 (JJA) 平均した北西太平洋の亜熱帯高気圧の西端 ( $110^{\circ}$  E ~  $140^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N ~  $30^{\circ}$  N) の 850hPa 高度偏差 (m) (白棒) と WNPM 域 ( $110^{\circ}$  E ~  $160^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N ~  $20^{\circ}$  N) の外向き長波放射 ( $\text{W/m}^2$ ) (OLR、黒棒) を表す。両者の相関係数は 0.92 である。Lu and Dong (2001) の Fig. 3 より転載。

彼らにならって、WNPM 域の対流活動と循環場の関係を調べた結果を第 8 図に示す。解析値の 90 日平均場における WNPM 域の降水量と 850hPa 流線関数及び 500hPa 高度との相関係数の分布図である。流線関数をみると、WNPM 域の北西側に有意な負の相関域が広がり、彼らの結果と矛盾していない。500hPa 高度では流線関数と同様な負相関域

の北側の日本付近に、東西に伸びる有意な正の相関域が見られる。これらのこととは、モデルが WNPM 域の降水量をよく予測できれば、日本の夏の天候もある程度は予測できるであろうことを期待させる。

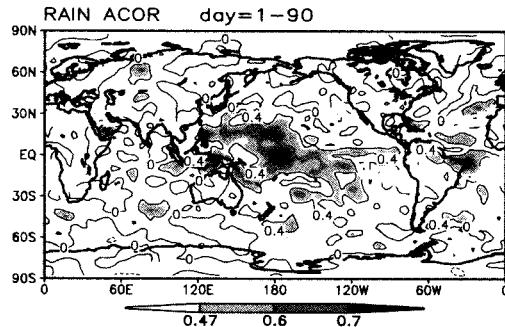
尾瀬と杉 (2002) は、観測された海面水温を与えれば、WNPM 域の活動の年々変動と関連する循環場の変動は大循環モデルで再現できることを示している。では、海面水温偏差を持続させるわれわれの予報実験ではどうであろうか？ はじめに降水量の予報値と解析値の年々変動の相関係数を第 9 図に示す。西部熱帯太平洋から中部太平洋にかけて相関が有意な地域が広がり、WNPM 域のフィリピンの東方海上は 0.6 程度とある程度予測できている。次に、WNPM 域の降水量の予報値と解析値の年々変動を第 10 図に示す。WNPM 域の降



第 8 図 WNPM の活動と循環場との関係

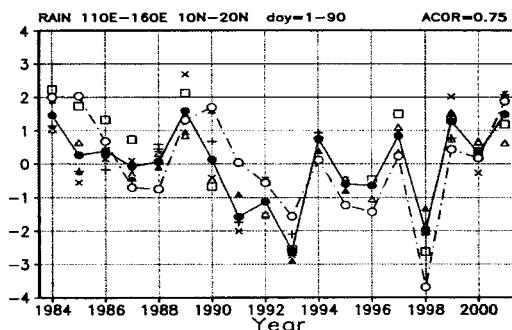
上図は WNPM 域 ( $110^{\circ}$  E ~  $160^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N ~  $20^{\circ}$  N) の降水量と 850hPa 流線関数との相関を表し、下図は同じく 500hPa 高度との相関を表す。夏平均 (JJA) の解析値同士の関係。 $t$  検定で 5% の危険率で有意な地域を陰影で示し、実線は正の相関、点線は負の相関を表す。

水量の年々変動の予測精度は、アンサンブル平均と解析値の相関係数が 0.75 と高く、日本が冷夏であった 93 年や揚子江で大規模な洪水が発生した 98 年の顕著な負偏差もよく予報している。アンサンブルメンバー間のスプレッドがアンサンブル平均の年々変動に比べ小さく、アンサンブル平均は量的にもよく予測できている。



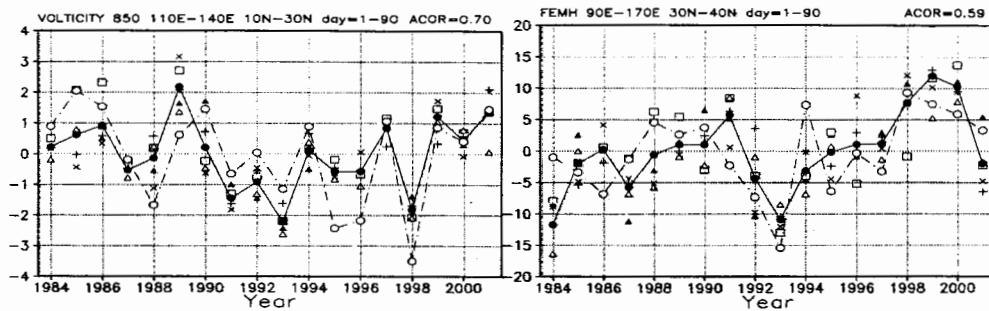
第 9 図 夏の降水量の予測精度

5 月 31 日初期値における 1~90 日平均場の降水量の予測精度。予報値と解析値の年々変動の相関係数を表す。等値線間隔は 0.4 である。*t* 検定で危険率 5% で有意な地域を陰影で示す。



第 10 図 第 6 図と同じ。ただし、5 月 31 日初期値の WNPM 域 ( $110^{\circ}$  E~ $160^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N~ $20^{\circ}$  N) の降水量で時系列図のみ。縦軸の単位は mm/day

次に、WNPM 域の降水量と関連する対流圏下層 (850hPa) の循環、中層 (500hPa) の循環の年々変動の予測を示す(第 11 図)。WNPM 域の北西側で領域平均 ( $110^{\circ}$  E~ $140^{\circ}$  E,  $10^{\circ}$  N~ $30^{\circ}$  N) した 850hPa 湍度と、それより北の 500hPa 高度偏差の領域平均 ( $90^{\circ}$  E~ $170^{\circ}$  E,  $30^{\circ}$  N~ $40^{\circ}$  N) で定義されている極東中緯度高度である。湍度の領域平均はその領域における循環を表わす。正の値は低気圧性の循環であり、この領域においては北西太平洋の亜熱帯高気圧の西への張り出しが弱いことに対応する。850hPa 湍度をみると、解析値と予測値とともに第 10 図に示した WNPM 域の降水量の変動と対応が良く、両者の関係が深いことがわかる。また、アンサンブル平均と解析値の相関係数は 0.70 と高く、98 年の顕著な高気圧性循環も予報している。これらから、WNPM 域の降水量と、それと関係の深い日本の南海上の対流圏下層の循環はよく予報されていると評価できる。一方、極東中緯度高度は、WNPM 域の降水量よりもむしろ第 6 図に示した帶状平均の中緯度高度との関係が深いようである。アンサンブル平均と解析値の相関係数は、帶状平均のそれよりも小さいものの 0.59 と有意であり東アジア全体での高度場の変動はよく予測している。



第11図 第10図と同じ。ただし、左は850hPaの相対渦度(110°E~140°E, 10°N~30°N)で単位は $10^{-6}/\text{s}$ 、右は極東域の中緯度高度(90°E~170°E, 30°N~40°N)で単位はm。

## 6.まとめ

3か月予報への力学的手法の導入に先立ち気象庁が行った季節予報実験の結果に基づき、大気循環場の予測精度について報告した。過去18年分の事例を対象に、気象庁の大気大循環モデルに、下部境界条件として予報初期の海面水温平年偏差を持続させて与えた120日積分で、いわゆるハインドキャストタイプの予報実験である。主な結果は以下のとおりである。

- ・ 現業の3か月予報で利用するリードタイム20日前後の予測精度（北半球500hPa高度の各領域のアノマリー相関係数で評価）の全予報事例の平均は、30日平均場で0.1程度、90日平均場で0.2程度である。
- ・ エルニーニョやラニーニャ現象が発生している年は、発生していない年に比べて予測精度が高い。
- ・ 日本を含む東アジアの循環場の予測は、冬に比べ夏に精度が高い。このことには、西部北太平洋モンスーン域(WNPM域)の対流活動の年々変動の予測精度が高いことと関係している。

予報実験の期間には、1993年の冷夏、94年の暑夏、97/98年の大規模なエルニーニョ現象も含まれている。これらの年の予測結果も興味深いが、本報告では述べなかった。伊藤ら(2003)に詳しく記述されているので参照されたい。

## 参考文献

- 伊藤明、前田修平、松下泰広、2003：力学的季節予報実験の検証、平成14年度全国季節予報技術検討会資料、気象庁気候・海洋気象部、45-69.
- 大山絵里子、新保明彦、2003：MJOの予測性能、平成14年度全国季節予報技術検討会資料、気象庁気候・海洋気象部、84-88.
- 尾瀬智昭、杉正人、2002：気象研気候モデルにおける熱帯降水量偏差と中高緯度の応答（II）、2002年度秋季大会講演予稿集、日本気象学会、A168.
- 気象庁、2001：循環場の新平年値の作成、気候系監視報告別冊第6号、92pp.
- 杉正人、2002：季節予報の技術的背景とその展望、平成14年度季節予報研修テキスト、2-7.
- 高野清治、1994：アンサンブル予報、平成6年度長期予報研修テキスト、気象庁予報部、14-28.
- 高野清治、1999：大気の予測可能性について、平成11年度季節予報研修テキスト、気象庁気候・海洋気象部、2-7.
- 徳広貴之、2001：陸面モデルオフライン実験の検証、平成13年度季節予報研修テキスト、気象庁気候・海洋気象部、51-57.
- 野村厚、1996:SST・海水、数値予報課報告・別冊第42号、気象庁予報部、62-78.
- 村上成教、1997：上部成層圏解析、数値予報報告・別冊第43号、気象庁予報部、87-101.
- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 106, 447-462.
- Kawamura, R., M. Sugi, and N. Sato, 1995: Interdecadal and interannual variability in the Northern extratropical circulation simulated with the JMA global model. Part I: Wintertime leading mode. J. Climate, 8, 3006-3019.
- Kobatashi, C., K. Takano, S. Kusunoki, M. Sugi and A. Kitoh, 2000: Seasonal prediction skill over the Eastern Asia using the JMA global model. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 126, 2111-2123
- Kurihara, K., and T. Tsuyuki, 1987: Development of the barotropic high around Japan and its association with Rossby wave-like propagations over the North Pacific: analysis of August 1984. J. Met. Soc. Japan, 65, 273-246.
- Kusunoki, S., M. Sugi, A. Kitoh, C. Kobayashi, and K. Takano, 2001: Atmospheric seasonal predictability experiments by the JMA AGCM. J. Met. Soc. Japan, 79, 1183-1206.
- Lu, R. and B. Dong, 2001: Westward Extension of North Pacific Subtropical High in Summer. J. Met. Soc. Japan, 79, 1229-1441.
- Matsuno, T., 1966:Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. J. Meteor. Soc. Japan, 44, 25-43.
- Murakami, T and J. Matsumoto, 1994:Summer monsoon over the Asian continent and western North Pacific. J. Met. Soc. Japan, 72, 719-745.
- Nitta, T., 1987: Convective activities in the tropical western Pacific and their impact on

- the Northern Hemisphere summer circulation. J. Met. Soc. Japan, 65, 373-390.
- Reynolds, R. W., and T. M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analysis using optimum interpolation. J. Climate, 7, 929-948.
- Rowell, D. P., C. Folland, K. Maskell, and N. Ward, 1995: Variability of summer rainfall over tropical north Africa(1906-92) : Observations and modeling. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 121, 669-740.
- Schubert, S. D., M. J. Suarez, P. J. Pegion, and M. A. Kistler, 2002 : Predictability of zonal means during boreal summer. J. Climate, 15, 420-434.
- Xie, P. and P. Arkin, 1997: Global precipitation : A 17 year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimates and numerical model outputs. Bull. Amer. Metror. Soc., 78, 2539-2558.

# 気候の監視と予測のための全球海洋データ同化

気象庁気候情報課 石井正好, 坂元賢治  
東京大学気候システムセンター 木本昌秀

## 1 はじめに

全球海洋データ同化は、海洋内部の実況把握のために適用されるとともに、エルニーニョ予測をはじめとする気候予測への応用が、各国の主要なセンターで模索されてきている (Rienecker et al. 2002)。

赤道の実況は、赤道に展開されたブイシステムや海面水温や海面高度の衛星観測などの充実した観測データが使用されるようになり、そのようなデータを使用した同化結果の信頼性は高まりつつある。従来の水温、塩分、海面高度データに併せて、それまで手を加えてなかつたモデルの独立変数である海流の同化も行われている (Burgers et al. 2002)。海洋データ同化の出力の精度を高める様々な試みを行なった上で、同化結果を初期値とした大気海洋結合モデルによるエルニーニョの予測を行なうと、hindcastのスキルは、持続予報などと比べて、比較的満足のいく結果を示す。しかしながら実際の予測になると、予測結果は初期値、特に赤道波の初期状態に左右され、イベントの始まりや終わりなどが予測の対象となる場合の予測精度には、改善が求められている。先駆的に、ECMWFで4次元変分法の海洋データ同化とエルニーニョ予測への評価が行なわれた (Weaver et al. 2002) が、4次元変分法が予測のための最良の手段であるという結論には至ってはいないようである。

本稿では、2003年に気象庁でルーチンされた全球海洋データ同化 (Ocean Data Assimilation System; ODAS) の新システムを紹介する。次節に述べるように、このシステムでは、3次元変分法を採用し、表層水温と塩分そして海面高度データを同化している。第3節では、同化結果の検証を若干示しておく。今回得られた同化出力を用いてエルニーニョ予測実験を行ない予測スキルの向上が確認されたので、第4節にその結果を紹介する。

## 2 新同化システムの概要

現行のODASについては、吉川・石井(1994)や Kimoto et al. (1997)で報告した。新ODASでは、Ishii et al. (2003)による表層水温データの品質管理と表層水温解析をもとに、海面高度 (Sea Surface Height; SSH) や塩分の観測データの品質管理と、全観測データを同時に用いた水温と塩分の同化を行なう。現行システムと新システムの違いをまとめると、第1表のようになる。

新システムでは、客観解析は、最適内挿法から Derber and Rosati (1989)に基づく3次元変分法へ変更し、同化手法には、観測データのノイズに対する時間フィルタとして効果的な機能を有する Incremental Analysis Update (IAU; Bloom et al. 1996) を採用する。現行システムのナッジングでは、緩和時間を5日として、モデルの水温が客観解析値に徐々に近づいていくような強制がかけられる。これに対して IAU では、解析値と予測値の差を1日分のタイムステップ数で割り、外部強制の形で水温、塩分の時間変化項に付加し、モデル積分を行なう (Huang et al. 1999)。さらに、新システムでは、解析頻度を上げ、解析領域を鉛直方向に拡張し、運動量フラックスに加えて熱フラックスと淡水フラックス (降水と蒸発) を海洋モデルに

第1表. 現行システムと新システムとの比較.

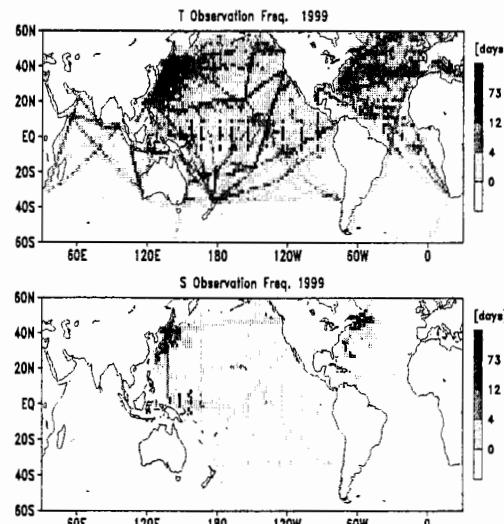
現行システム	新システム
客観解析法	2次元最適内挿法
同化方法	ナッジング
混合層水温解析	混合層深度解析後 SST 解析値を代入
客観解析頻度	5日
解析最大深度	500m
予測誤差分散	一定
観測データ	表層水温 (モデル深度に内挿)
品質管理	吉川・石井 (1994)
大気強制	運動量フラックス (海面で SST 解析値に緩和)
気候値	Levitus (1982)
	Ishii et al. (2002) など
	運動量, 熱・淡水フラックス
	Levitus and Boyer (1994), Levitus et al. (1994)

与えるなどして、より現実的な海洋内部の状態の再現を図る。

力学モデルでは、鉛直拡散のパラメタリゼーションを若干変更したのみで、大きな変更はない。ただ、モデルの計算時間の約半分を占める流線関数の計算を高速化して、この部分の計算時間を約10分の1にまで短縮した(石井・栗原2002)。この結果、モデル全体の計算時間は概ね半減し、テストや同化や予測で、のべ数百年分にもなる計算時間が大幅に短縮された。

第1図に、1999年の1年間に観測された水温(上段)、塩分(下段)についての観測頻度を示した。観測頻度は、経度 $2^{\circ}$  × 緯度 $2^{\circ}$  の格子に 100m 以深を観測したデータが 1 点以上存在した日数である。

図示した陰影の濃淡が濃い程高頻度(目安として季節、月、5日に一回)である。塩分データは黒潮域、メキシコ湾流域、太平洋西部に分布しているのが分かるが、水温データに比べると圧



第1図. 水温(上)と塩分(下)の観測データの分布例。

倒的に少ない。そこで、実際のデータ同化においては、水温と塩分の気候学的な水塊分布をもとに、水温観測データから塩分を推定したものを(以下推定塩分)に使用することにする。

SSH は TOPEX/Poseidon (T/P) 衛星による 1993 年以降の観測を使用する。2002 年 8 月以降は、後継機の Jason-1 衛星により T/P 衛星と同一軌道で SSH が観測されている。

新システムの客観解析では、(1) 式に示す評価関数の値を最小とする、海洋モデルの水温および塩分に対する最適な修正量( $\mathbf{x}$ )を求める。式中、大文字記号は行列、小文字記号はベクトルを表わし、添字<sub>*t*</sub>はベクトルを転置することを意味する。修正量 $\mathbf{x}$ は、モデル全格子点数の 2 倍(水温と塩分の 2 要素分)の数の成分で構成されるベクトルである。記号 $\mathbf{x}_o$ ,  $\mathbf{h}_o$ ,  $\hat{\mathbf{x}}_s$ は、それぞれ、水温と塩分の観測、SSH 観測、同化とは別途に客観解析された海面水温値(Nomura 1986)から、モデルの予測値を差し引いたものを表わしている。水温と塩分のデータはモデル深度に内挿せずに観測深度のまま使用する。

$$\begin{aligned} J(\mathbf{x}) = & \frac{1}{2} \mathbf{x}' \mathbf{E}^{-1} \mathbf{x} + \frac{1}{2} (\mathbf{H}_1 \mathbf{x} - \mathbf{x}_o)' \mathbf{F}_1^{-1} (\mathbf{H}_1 \mathbf{x} - \mathbf{x}_o) \\ & + \frac{1}{2} (\mathbf{H}_2 \mathbf{x} - \mathbf{h}_o)' \mathbf{F}_2^{-1} (\mathbf{H}_2 \mathbf{x} - \mathbf{h}_o) + \frac{1}{2} (\mathbf{x} - \mathbf{Q} \hat{\mathbf{x}}_s)' \mathbf{F}_3^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{Q} \hat{\mathbf{x}}_s) \end{aligned} \quad (1)$$

行列  $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{F}_i (i=1,2,3)$  は、それぞれ第一推定値と観測の誤差共分散行列、 $\mathbf{H}_1$  は、格子点値を水温と塩分データの観測値点での値に線形内挿する演算子を表わす。

SSH データの  $\mathbf{H}_2$  は、線形内挿とともに、水温と塩分から海面高度へ変換する演算と、海面高度の情報を水温躍層と塩分躍層を中心に分配するための重みを含む。分配の重みは、気候学的に顕著に見られる鉛直モードを根拠として、水温、塩分の鉛直勾配に比例するようしている。水温と高度の間は正相関、塩分と高度については負相関である。

現行システムに引き続き、同化システムとは独立に得られた海面水温(SST)解析値を海洋混合層内の水温解析に使用する。混合層深度の解析後、混合層内の水温を SST 解析値に入れかえるという従来の 2 段階の処理は、(1) 式の右辺第 4 項により一度に行なわれる。行列  $\mathbf{Q}$  は、混合層の形状や深い程に小さくなる重みを表わしている。

客観解析法の数学的背景については、他書(例えれば数値予報課 1997)に譲る。

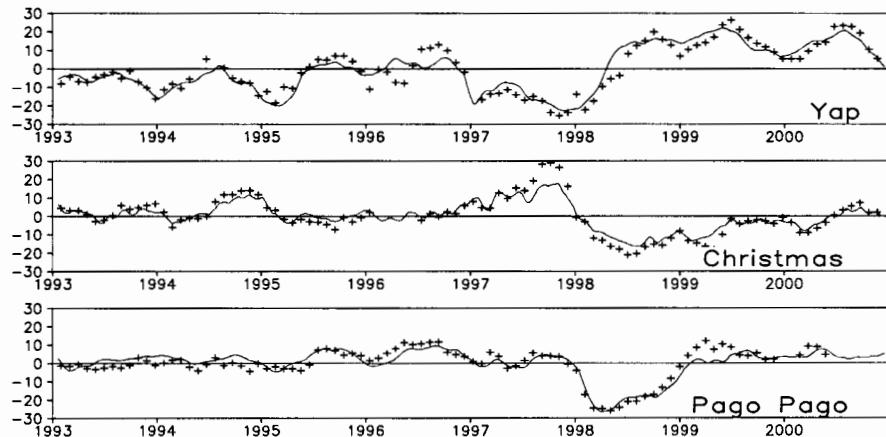
現業の全球大気データ同化システムによる客観解析値と 1 日 4 回の予報開始 6 時間積算降水量から、運動量フラックス、熱フラックス、淡水フラックスを求め、これらを外力として海洋モデルの積分を行なう。新システムでの海洋データ同化を、大気の客観解析値が得られている 1984 年から現在までの期間について行なった。ただし、1989 年 11 月以前の降水データは、手元にないため、上述の降水データの気候値(1989 年から 1999 年の平均)で代用する。今回使用した SST 解析値は、気候値を最新のもの(野村 1995)に合わせて再計算されている。

### 3 同化結果検証例

観測データを同化しない積分(CONTROL)、水温のみの同化(TAS)、水温、塩分の同化積分(TSAS)、TSAS に SSH を加えた同化積分(TSHAS)を行なった。

第 2 図は、太平洋の島嶼、Yap (10°N, 138°E), Christmas (2°N, 158°W), Pago Pago (14°S, 171°W) の各地点で観測された水位の時系列(+)と、対応する TSHAS の力学的海面高度(実

線)を比較したものである。図には30日平均値(cm)がプロットされており、いずれの地点でも、両者の相関は0.9を越えている。TSASとの比較により、TAOブイ<sup>\*</sup>が展開する南北10°より高緯度側で、T/PのSSH観測を同化したことによる顕著な影響が確認された。また、インド洋などの観測データの充実していない海域でもTSASとの間に大きな相違が見られた。



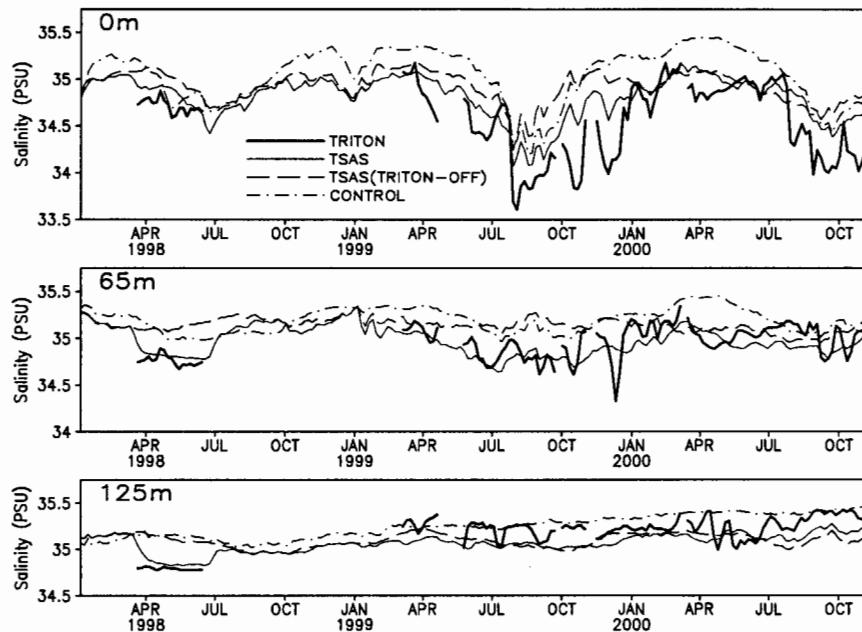
第2図 水位データ(+)とTSHASの力学高度(実線)の時系列の比較。横軸は年。

第3図は、2°S, 156°Eに位置するTRITONブイ<sup>†</sup>で1998年から2000年に観測された塩分の時系列(太実線)と海洋モデルの塩分を、海面, 65m, 125mの深度で比較したものである。塩分の単位は、実用塩分(Practical Salinity Unit; PSU)である。細実線はTSASの結果である。CONTROL実験(一点鎖線)では、高塩分バイアスは大きいものの、季節変化を適切に捉えている。TSASで実観測塩分データを使用せずに推定塩分データのみ使用した場合(TRITON-OFF; 破線)、バイアスは小さいが、低相関で、変動の振幅も小さい。同様の結果が、西太平洋低緯度に設置された他の10基のTRITONブイ(第1図の濃い陰影のところ)データとの比較でも確認された。同様の検証を広範囲に行なうには、塩分データの充実を待たねばならない。

\* 太平洋の低緯度に配置された定置ブイ。TAOはTropical Atmosphere Oceanの略称。経度10~15度間隔で、南北対称の緯度0, 2, 5, 8度に約70機が配置され、気温や風などの気象要素に加え、表層の水温や海流などの海洋観測を行なっている。全球的な気候予測の実現をめざすTOGA(Tropical Ocean and Global Atmosphere)計画の一環として、定置ブイによる熱帯域の大気と海洋の定常的な観測が1980年代から始まり1990年代の半ばには全ブイの設置が完了した(McPhaden 1995)。TAOブイは、米国の政府機関(PMEL/NOAA)が中心となり、現在も維持されている。

<sup>†</sup> 太平洋西部赤道域に配置されている定置ブイの総称。前出TAOブイと同様、大気と海洋の観測を行ない、熱帯域の気候監視に貢献している。海洋科学技術センターが、その維持と管理を行なっており、現在11機のブイが稼働している。

<sup>†</sup> 元来、塩分は海水1kg中の溶存物質の全量を‰で表わしたもの(絶対塩分)である。しかしながら、絶対塩分を測定することは繁雑であるため、実用上は、標準海水と試料海水の電導度の比から求めたものを塩分としている。これを実用塩分と呼んでいる。



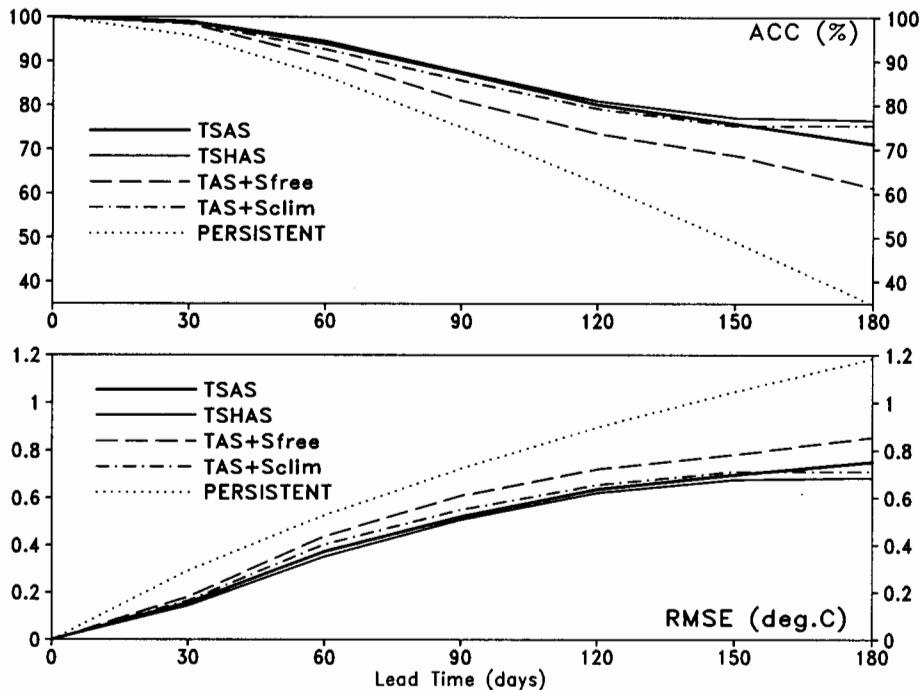
第3図. TRITON ブイ塩分データの時系列との比較. 横軸は時間. 単位は実用塩分.

#### 4 予測実験

予測へのデータ同化の影響を見るために、データ同化に使用される観測データの種別を変え、または、同化期間中の塩分の取り扱いを変えたそれぞれの海洋初期値について、大気海洋結合モデル(空海)による予測実験を行なった。

第4図に、1993年から2000年の30日間隔の初期値による83例の単独予測結果を元に、エルニーニョ予測のスキルを相関係数(%; 上)と根自乗平均誤差(RMSE; °C; 下)で評価した。ここで、スキルは、同化結果のSSTを用いて計算されている。比較のため、図中、持続予測の結果を点線で示した。水温と塩分の同化した海洋初期値による、Nino-3.4海域( $170^{\circ}\text{W}$ - $120^{\circ}\text{W}$ ,  $5^{\circ}\text{S}$ - $5^{\circ}\text{N}$ )でのSST偏差についての予測結果(TSAS; 太実線)は、6か月後のもので、相関係数0.7, RMSE 0.7°Cである。石井(1997)が紹介した40例の予測実験の結果と比べて大幅な予測スキルの向上が認められる。これは同化の改善と結合モデルでのSST気候値の改善によるものと考える。

水温、塩分の同化に海面高度データを追加した初期値による実験(TSHAS; 細実線)では、わずかではあるが、TSASよりも高いスキルが認められる。塩分については、同化モデルでその取り扱いを変えることで予測結果も異なっている。同化と予測の積分において塩分の拘束を全く行なわなかった場合(TAS+S free; 破線)と塩分を気候値に拘束した(TAS+S clim; 一点鎖線)いずれの場合も、RMSEは、TSASの場合より0.1°C程度大きく、相関も5~10%程度低くなっている。これらの結果から、低緯度における塩分は、エルニーニョの予測に重要であることが



第4図. Nino-3.4 の SST 偏差の予測精度. 横軸は予測時間(日).

示唆された。

## 5 おわりに

以上、最近、気象庁でルーチンされた全球海洋データ同化の新システムの概要と、その出力を用いたエルニーニョ予測精度の改善について述べた。ARGO プロジェクトにより、表層塩分観測が充実するであろうと思われる所以、今後は塩分データ同化結果の精度向上が期待され、塩分データ同化の予測への効果も、今回の実験よりも正確に見積られるのではないかと思われる。TOPEX/Poseidon 衛星の後継機である Jason-1 の海面高度データも順調に得られている。今後は、海面高度の気候値も精度良く定義されることになるであろう。

監視や予測を問わず、長期間に亘る均質な同化出力は必要である。現在、気象庁の歴年の大気客観解析データを使用しているため、不均質な大気データで海洋モデルは駆動されている。大気の再解析データが充実してくる頃を見て、海洋の再解析を行なうことができるだろう。

今回紹介した同化システムの改善すべき点が多々あることは否めないが、海洋の初期値を改善の結果として得られるエルニーニョ予測の改善は、最近は、やや頭打ちの感がある。大気海洋結合モデル全体のパフォーマンスの向上が必要であろう。また、同化結果がモデルの善し悪しに大きく左右されるという事実は、モデル改善の必要性を促すものである。この際に、同化で得られたモデル水温の修正量などは、モデル改善の指針となるので大いに参考すべきである。

## 参考文献

- Bloom, S. C., L. L. Takacs, A. M. daSilva, and D. Ledvina, 1996: Data assimilation using incremental analysis updates. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1256–1271.
- Burgers, G., M. A. Balmaseda, F. C. Vossepoel, G. J. Oldenborgh, and P. J. Leeuwen, 2002: Balanced ocean-data assimilation near the equator. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2509–2519.
- Derber, J. C. and A. Rosati, 1989: A global oceanic data assimilation technique. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1333–1347.
- Huang, B., J. L. Kinter, and P. S. Schopf, 1999: An ocean data assimilation system with intermittent analyses and continuous model error correction. COLA Report, 72.
- 石井正好, 1997: 予測実験の成果. 平成 9 年度季節予報研修テキスト「エルニーニョ現象の予測に向けて」. 気象庁気候・海洋気象部, 37-42.
- Ishii, M., M. Kimoto, and M. Kachi, 2003: Historical ocean subsurface temperature analysis with error estimates. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 51–73.
- 石井正好, 栗原和夫, 2002: Poisson 方程式の高速解法—マルチグリッド法と PSOR 法の紹介—. 天氣, **49**(8), 597–606 2002 年 6 月 11 日.
- Kimoto, M., I. Yoshikawa, and M. Ishii, 1997: An ocean data assimilation system for climate monitoring. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 471–487 accepted: 4 June 1996.
- Levitus, S., 1982: *Climatological Atlas of The World Ocean*. NOAA. Prof. Paper No. 13. U.S. Govt. Printing Office. 173 pp.
- Levitus, S. and T. P. Boyer, 1994: *World Ocean Atlas 1994, Volume 4: Temperature*. NOAA Atlas NESDIS 4. 117 pp.
- Levitus, S., R. Burgett, and T. P. Boyer, 1994: *World Ocean Atlas 1994, Volume 3: Salinity*. NOAA Atlas NESDIS 4. 150 pp.
- McPhaden, M. J., 1995: The Tropical Atmosphere-Ocean array is completed. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **76**, 739–741.
- Nomura, A., 1986: An objective analysis of sea surface temperature. Technical Report No.5, Numerical Prediction Division, Japan Meteorological Agency.
- 野村厚, 1995: 海面水温解析. 平成 7 年度数値予報課研修テキスト「新 COSMETS と解析システム」. 気象庁予報部, 37-38.
- Rienecker, M. M., O. Alves, D. L. T. Anderson, D. W. Behringer, and M. Ishii, 2002: Ocean Data Assimilation for Seasonal-to-Interannual Analysis and Prediction. *En Route to GODAE, Biarritz, France, 10-12 June, 2002*.
- 数値予報課, 1997: データ同化の現状と展望. 数値予報課報告・別冊第 43 号, 全 166 頁. 気象庁予報部.
- Weaver, A. T., J. Vialard, D. L. T. Anderson, and P. Delecluse, 2002: Three- and four-dimensional variational assimilation with a general circulation models of the tropical Pacific Ocean. *ECMWF Tech. Mem.*, (365), 74 pp.
- 吉川郁夫, 石井正好, 1994: 気候監視のための海洋データ同化システム－大気海洋結合モデルによる季節予報に向けて－. 数値予報課報告・別冊報告第 40 号, 全 104 頁. 気象庁予報部.

## ENSO の日本への影響（寒候期）

気象研究所気候研究部

高野清治 小林ちあき

気象庁気候情報課

前田修平 楠昌司

### 1.はじめに

力学的季節予報では海洋や陸面等のより長い予測可能性を持つものの応答として予測を行う。海洋の変動のうちエルニーニョ現象はシグナルも強いので当面最も重要なものである。

エルニーニョ発生中は日本は暖冬になりやすいことが知られている。小泉（1990）は中・東部熱帯太平洋の海面水温偏差をもとに日本付近の **500hPa** 高度場の合成図を作成し、エルニーニョ発生時の冬季には日本の南海上が正偏差になりやすいことを示した。また、別の見方をすればエルニーニョ発生時にはテレコネクションパターンの **WP** パターンが特定の符号をとりやすいことと関係しているとされている（例えば小出と小寺 1999、Kobayashi et. al. 2000）。ただし、メカニズム的にはよく整理されていない面がある。そこで、ここではもう一度、**ENSO** がどのようなプロセスで日本付近に影響を与えているのかを検討してみることにした。

### 2. ENSO と日本の気温の関係

よく知られている事実であるが、後の議論で重要となるので、ここでは **ENSO** と日本の気温の関係を整理しておくこととする。一般にはエルニーニョとラニーニャの非対称性を考慮し、エルニーニョ時とラニーニャ時に分けて記述されることが多い(平成 5 年長期予報研修テキスト、平成 13 年度季節予報研修テキスト)。しかしここでは第一近似として、非対称性は考慮せず、**NINO.3** の海面水温と日本の気温との相関係数を見ることにする。図 1 はその結果で大まかには夏に負相関、冬に正相関になっている。夏は今回の議論には関係ないので冬を詳しく見ると、地域によって応答に差があることに気づく。北日本が相関があるのは、初冬期（11 月～12 月）のみで厳・晚冬期（1～3 月）はほとんどないのに対し、南西諸島では 11 月以降ほぼ一定の相関がある。もっとも、相関が大きい時期でも係数は **0.3** 程度で **50** 年の期間で 5 % の危険率で有意水準ぎりぎりであり、**ENSO** のシグナルがそれほど強いものではないことは注意すべきである。一方図 2 は **850hPa** 温度場の同じく **NINO.3** との 10～12 月（上）と 1～3 月（下）の相関図である。この図を見ても、1～3 月は相関の大きい領域は日本の南海上であり、北日本ではほとんど相関がないことが分かる。一方、10～12 月は、全国的に正相関におおわれており、大きいところは **0.4** 以上の高相関域となっていることがわかる。

一般には**12月～2月**を冬季として取り扱うことが多いが、これらの結果をもとに、初冬期（**10月～12月**）、厳・晩冬期（**1～3月**）に分けて解析を進めることとする。

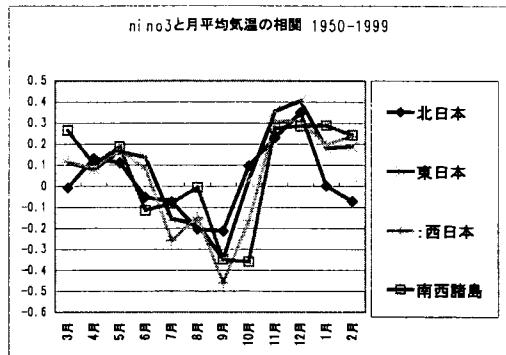


図1 日本の各地域の月平均気温とNino.3 SSTとの相関係数（統計期間 1950-99）

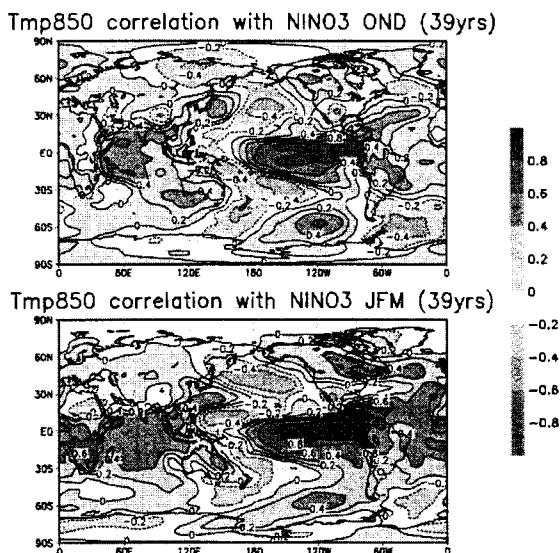


図2 850hPa 気温と NINO.3 SSTとの相関図との相関図（統計期間 1960-98）

### 3. 日本付近の循環場の解析

一般に中・高緯度の長周期変動に伴うパターンは順圧的な構造をしていることが多い。一方、熱帯の熱源に対する応答パターンは、下層と上層の符号が逆の傾圧的な構造をしていることが多い。ところで、安富と木本（1999）やWangら（2000）はエルニーニョに伴い熱帯太平洋の対流活発域が東に移動するため、熱帯西太平洋に平年偏差としての冷源ができ、その強制によるMatsuno-Gill応答（Matsuno 1966、Gill 1980）による高気

圧による南西風が日本付近に影響しているとしている。また **Ose(2000)** も西太平洋の対流活動と **WP** パターンの関係を指摘している。彼らの主張が正しいとすれば、日本付近の循環場も熱帯と同様に **500hPa** 高度場で見るよりも、対流圏の下層と上層の循環場を見たほうが、解釈が容易になる可能性がある。日本が存在する緯度帯（30-45 度）は亜熱帯から中緯度帯であり、少なくとも、無条件に順圧的な構造を仮定するのは問題がありそうである。そこで、日本付近の **200hPa** の流線関数、**850hPa** の流線関数の構造をしらべることにした。方法は日本の気温との関係を調べたときと同様に、単純に **NINO.3** の海面水温との相関、回帰分析を行った。

用いたデータは **NCEP-NCAR** 再解析で、熱帯の解析に信頼がおける 1979 年以降を使用した。降水量データは **CMAP** を使用した。なお、79 年以降のデータを用いても前節の日本付近の **850Pa** 温度場の相関図（図 2、1960～1998 のデータを用いた）とほとんど変わらなかつた。

### 3.1 蔭・晚冬期（1～3月）の影響

図 3 左は 1～3 月の降水量、**200hPa** と **850hPa** の流線関数、**850hPa** の **NINO.3** との回帰図である。

熱帯では水蒸気の凝結が重要な熱源と考えられるため、降水量の減少域は平年偏差としての冷源、増加域は同、加熱域と見ることができるが、降水量の回帰図（図 3 左上段）によれば、フィリピンの東の東経 150 度付近に降水量の減少域、西経 150 度付近に降水量の増加域が見られる。すなわち、エルニーニョ発生時には赤道太平洋上に平年偏差としての熱源と冷源が東西に並ぶと見なすことができる。

そのような目で見てみると、熱帯の流線関数の分布は定性的には **Matsuno-Gill** 応答と見なしてよいように見える。すなわち、下層（**850hPa**）で西太平洋には冷源に伴う高気圧性循環、東太平洋には熱源に伴う低気圧性循環になっている。もちろん、これは定性的な話であり、静止大気上の線形論である **Matsuno-Gill** 応答で説明できないことが多い（例えば、東太平洋の低気圧性循環は熱源に対して、どちらかといえば東側にある。これらを説明するには、一般風の効果、非線形効果も考える必要があろう）。

日本付近では、下層で見ると西部熱帯太平洋の正相関域が北に伸び出し日本の南海上まで達している。一方上層ではあまりはっきりしないが、弱いながら低気圧性（負相関）の循環になっており、少なくとも日本付近では順圧的とは言えそうもない。これは北米大陸上のパターンの構造がほぼ順圧的なのと対照的である。**850hPa** 温度場では、前述のように日本の南海上にピークを持つ正相関域が見られ、日本も北日本を除き弱いなが

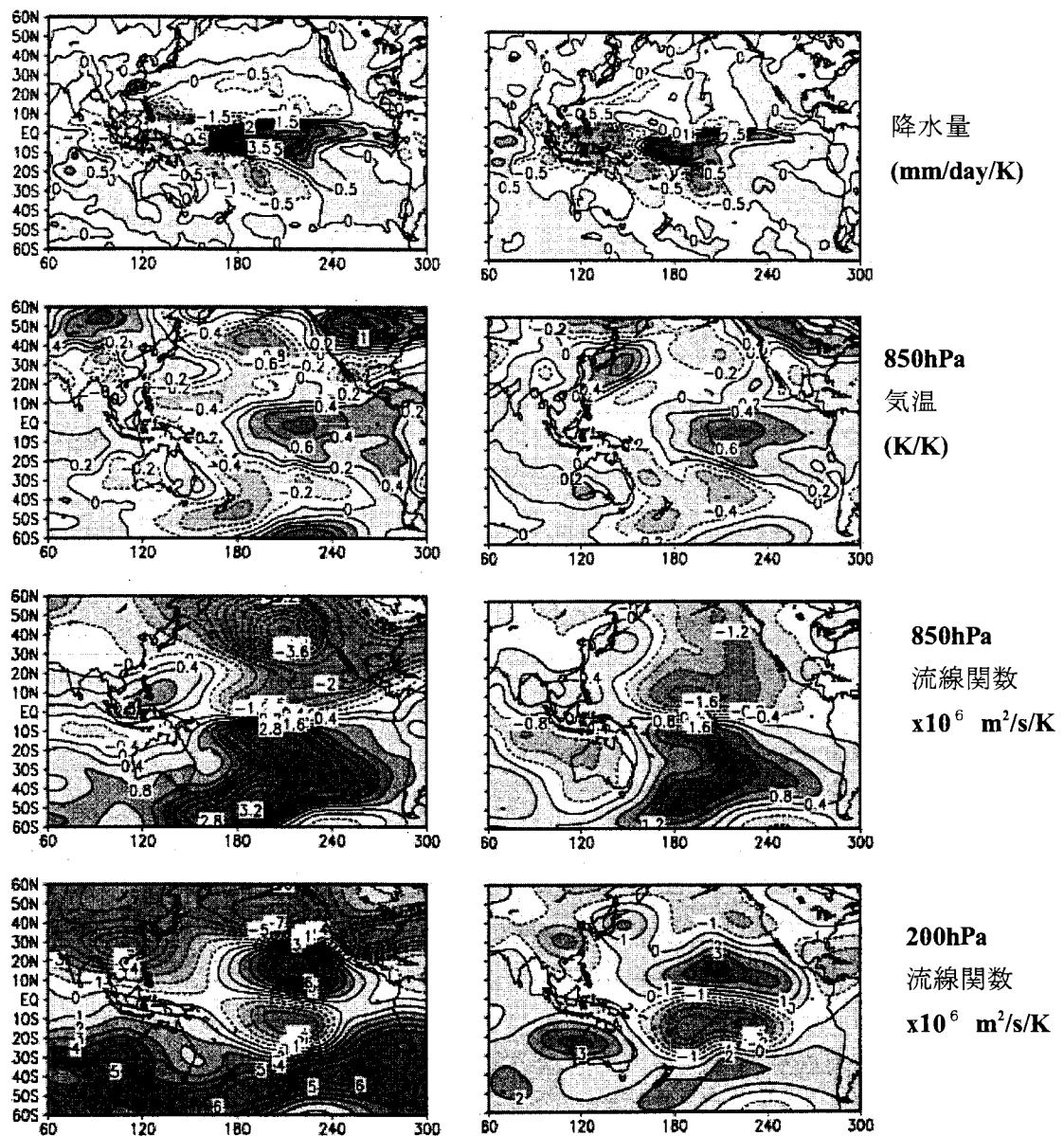


図3 循環場、降水量の Niño3 SST による回帰図

左 煙・晚冬期（1～3月） 右 初冬期（10～12月）

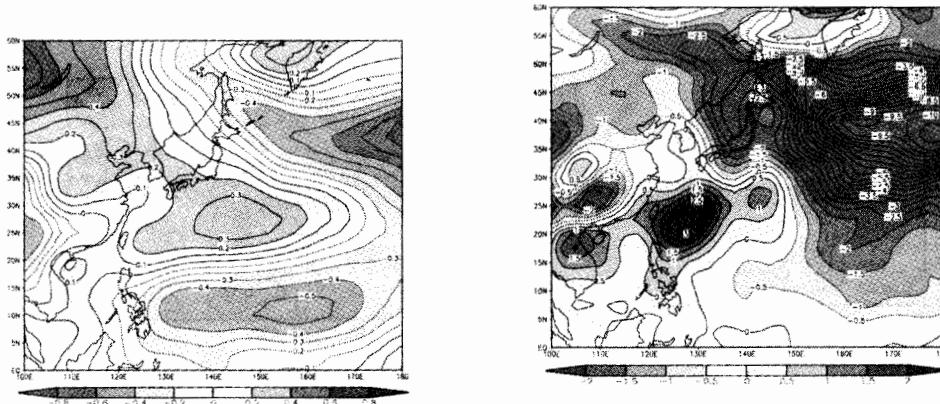


図 4 左 : NINO 3 からの回帰式により得られた 850hPa 気温分布 (K/K、厳・晚冬期 (1~3 月))。  
右 : 移流項による加熱  $-v' \cdot \nabla \bar{T}$  ( $v'$  は、回帰式によって得られた、850hPa の非発散風、 $\bar{T}$  は 850hPa の気候値の温度分布) ( $\times 10^4 \text{K/s}$ )

ら正相関域となっている。流線関数の回帰図をみると、気温のピークの位置は、高気圧（正相関）のへりの南西風偏差が見られるところである。従ってこの高温域は、安富と木本（1999）の指摘のように、南西風による暖気移流によりもたらされていると考えることができる。実際に移流による加熱項  $-v' \cdot \nabla \bar{T}$  ( $v'$  は、回帰式によって得られた、850hPa の非発散風、 $\bar{T}$  は気候値の温度分布) を計算してみると（図 4）、少なくとも定性的には高温域と一致することがわかる。

### 3.2 初冬（10~12月）の影響

図 3 右は、初冬（10~12月）の図である。熱帯の様子は基本的には 1~3 月と同じである。しかし、日本付近を見ると様子が違っている。下層の 850hPa の流線関数の回帰図を見ると、熱帯の Matsuno-Gill 応答に対応すると見られる高気圧偏差は見られるが、それとは別に東日本から北日本にかけて高気圧偏差が見られる。一方上層の 200hPa の流線関数回帰図を見ると、中国南部から南西諸島にかけてギル応答に対応すると見られる低気圧偏差になっているが、その北側の日本付近に高気圧偏差があり、下層の高気圧偏差とほぼ同位相で順圧的な構造になっていることがわかる。850hPa 温度場を見ると、これらのことに対応してほぼ日本全域が高温域におおわれている。

従って、この時期の日本への影響は厳冬期のようにギル応答の下層の北端の暖気移流が日本に影響を与える直接的効果だけではないと考えられる。図 5 は、気候値を基本場とする 200hPa の流線関数をもとに計算した定常波に対する Takaya-Nakamura の wave activity flux (Takaya and Nakamura 1997) である。矢印の方向は波の伝播方向と考え

れる。この図によれば、上層の **Matsuno-Gill** 応答に対応すると見られる南側の低気圧偏差から波が伝播してきて、日本付近の高気圧偏差を作っているように見える。一方厳冬期（1～3月）は、中国南部の低気圧性循環からの日本への伝播はほとんど見られない（図略）。

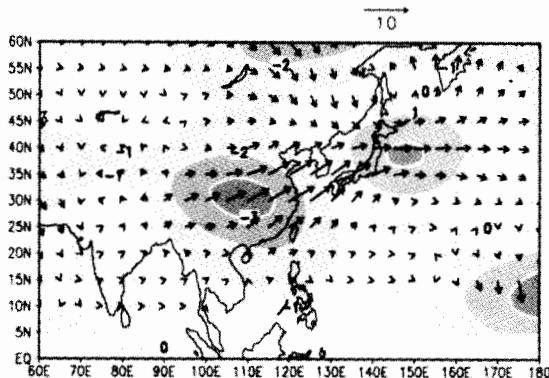


図 5 Nino3SST からの回帰から得られた  
200hPa の Takaya-Nakamura の Wave activity  
flux(単位は  $m^2 s^{-2}$ )と流線関数 ( $\times 10^4 m^2 s^{-1}$ )

#### 4. 時期による影響の違いの要因の検討

以上述べたように、**ENSO** の日本への影響は同じ寒候期でも時期によって違ったものになっている。何故時期的にこのような違いが現れるかについてはいくつかの候補が考えられる。ここではそれについて 200hPa の渦度方程式をもとに検討することとした。すなわち、**NINO.3** の海面水温との回帰式で得られた流線関数の分布がどのような力学的バランスでもたらされているかについて検討し、その中に季節的な違いを説明できるものがないか調べることにした。

今、3か月平均の場に現れる **ENSO** の応答を考えることにする。ある量  $X$  に対し、 $\bar{X}$  は気候値を  $X'$  はそれからのずれを表す。ずれの部分が **ENSO** に伴う応答だと考える。

200hPa の線形化された定常渦度方程式は次のように書くことができる。

$$\bar{\nabla}_\psi \cdot \nabla \zeta' + \bar{\mathbf{V}}_\psi \cdot \nabla \bar{\zeta} = S' + F' \quad (1)$$

$\bar{\mathbf{V}}_\psi$  : 東西風速の回転成分

$\zeta$  : 渦度

$S$  : ロスピーソース

$F$  : 摩擦項

$S'$  は強制項だが具体的には以下のような表現である。 (Sardeshmukh and. Hoskins 1988)。

$$S' = F1 + F2 + F3 + F4$$

$$F1 = -\bar{\zeta} D' \quad (2)$$

$$F2 = -\bar{D} \zeta'$$

$$F3 = -\bar{V}_x \nabla \zeta'$$

$$F4 = -V'_x \nabla \bar{\zeta}$$

但し、

$D$ :発散

$V_x$  : 東西風速の発散成分

ここでは、線形項のみを考え、非線形項は考えないこととする。また非定常擾乱による寄与も考えないことにする。Fは摩擦項で

$$F' = -r\zeta' - \nu(\nabla^4 - 4)\zeta'$$

とした。(1)式を等価順圧なバロトロピック渦度方程式ではなく、**200hPa**面の渦度方程式だと考えるとまきつの係数  $r$  は意味づけが必ずしもはつきりしない面があるが、ここで、基本場の持つ順圧不安定を便宜上抑えるためのものであると考えておく。すなわち気候学的基本場が順圧的に不安定だとすると実際には不安定が生じたり、その結果場が変わり不安定が解消されたりしているはずであるが、それらのプロセスが結果として摩擦として働いて一定の  $r$  をもたらしていると仮定することになる。

さて、方程式(1)はソース  $S'$  を与えれば  $\zeta'$  (あるいは流線関数  $\psi'$ ) について解くことができる。実際にはソース項の中にも  $\zeta'$  は入っているのでそれを右辺に移して解く必要がある。しかし、ここで目的としているのはどのようなバランスで(1)式が成り立っているかを調べることなので、実際には  $S'$  を与えて解くことにした。

#### 4.1 $S'$ の計算

$S'$  を計算するには気候学的基本場の他に、 $D'$  等が必要であるがこれらは、**NINO.3** の海面水温との回帰式により求めた。これらの量をもとに各項の値を計算して求めたものを  $S'_1$  とする。

またその他に、参考するために(1)式から逆に

$$S' = \bar{V}_y \cdot \nabla \zeta' + V'_y \cdot \nabla \bar{\zeta} - F' \quad (3)$$

により求めたものを  $S'_2$  とする。

#### 4.2 渦度ソース $S'$ 等の空間分布

図 6 は厳冬期の  $S'_1$  及び  $S'_2$  の分布である。回帰式から速度ポテンシャルなどを計算する

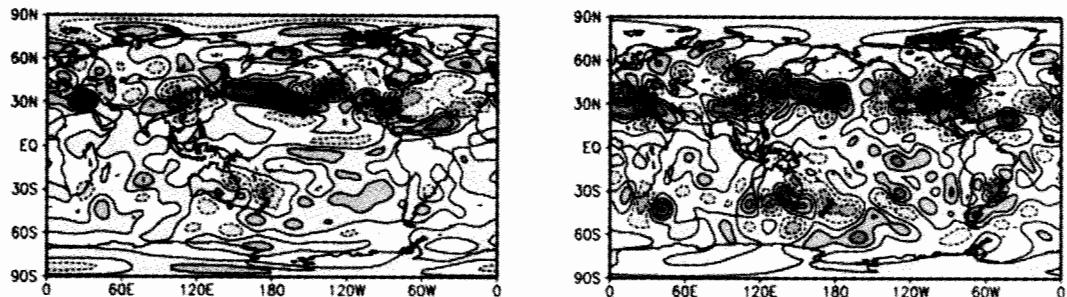


図 6 200hPa 涼度ソースの分布(1~3月) 等値線  $1 \times 10^{-3}$  (無次元量)

左:  $S_1'$  (回帰式による直接計算) 右:  $S_2'$  (涼度方程式の残差項から計算)

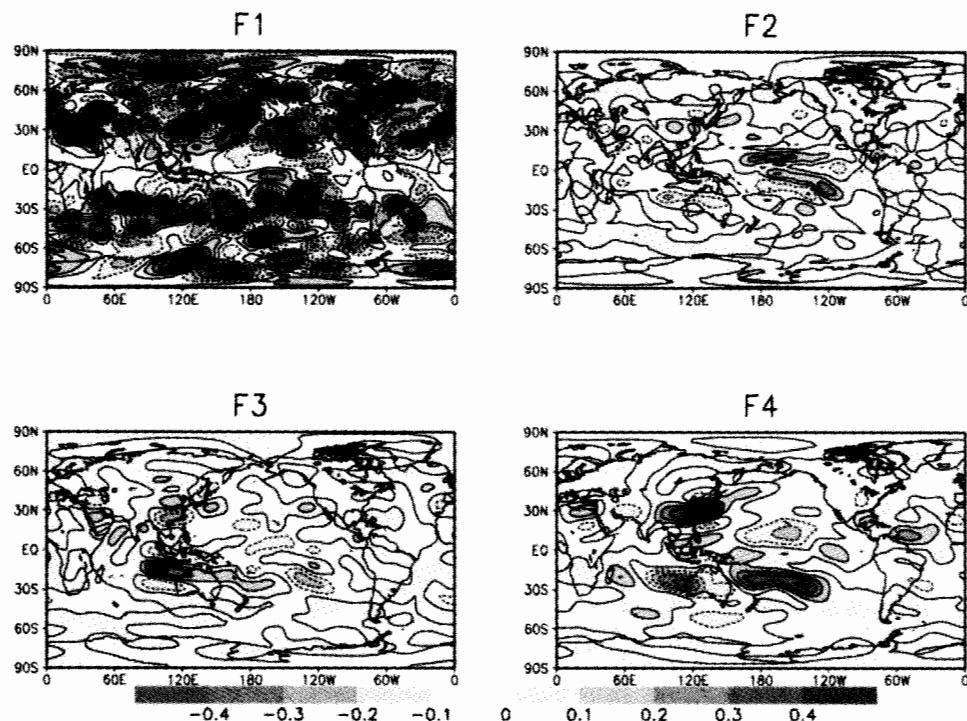


図 7 涼度ソースの各項の寄与 (1~3月) F1~F4 の定義については本文参照 等値線  $2.5 \times 10^{-4}$

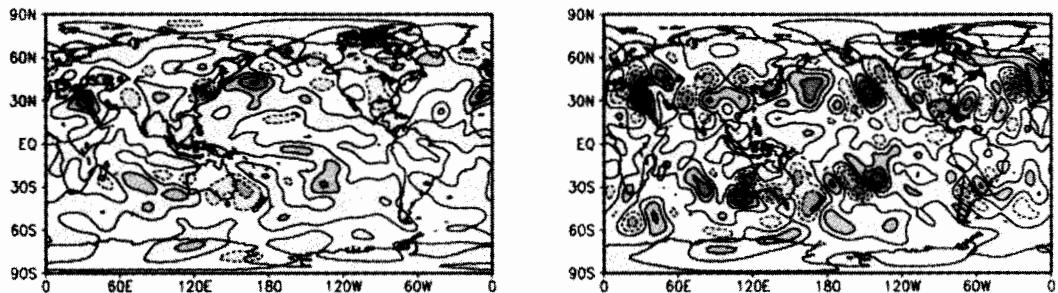


図 8 図 6 と同じ 但し 10—12 月 等値線  $1 \times 10^{-3}$

というかなりおおまかにやる方で計算しているにもかかわらず、西太平洋から中国、日本にかけては両者の一致はよく、中国南部には流線関数の負偏差に対応すると見られる正の渦度ソースが両者共に見られる。一方北半球中緯度の東太平洋からアメリカにかけては両者の一致はよくない。このことは、 $S'_1$ では非定常擾乱による効果が考慮されてないことが問題であるように思われる。図 7 は  $S'_1$ に寄与する各項の空間分布を示したものである。中国南部の正の渦度ソースに対しては F3 が明らかに寄与していないを除けば、必ずしもどの項が主に寄与しているかと決めるることは残念ながらできない。図 8 は同様に初冬期のものである。この図によれば、晚冬期とほぼ同じ傾向である。従ってローカルな渦度ソースの違いから、日本付近での ENSO の影響の違いを説明するのは困難である。

#### 4.3 渦度ソースに対する応答

図 9 は前述の要領で求めた渦度ソースに対する流線関数の応答（晚冬期）である。 $S'_1$ ,  $S'_2$ のどちらの強制に対しても、西太平洋から中国、日本にかけての応答は良く再現されている。一方北半球中高緯度の東太平洋からアメリカにかけては  $S'_1$  強制による応答の再現性はよくない。これは前述のように非定常擾乱による渦度ソースへの寄与を考慮していないことが原因と見られる。図 10 は同様に初冬期の結果である。 $S'_1$  強制の場合厳冬期ほど再現性はよくはないが、中国から日本へのロスビー波列が再現されている。但し、よく見ると位置が少しずれており、強さもかなり弱くなっている。

統計的に計算した量の間に力学的なバランスが保たれている保証は必ずしもない。しかし、これらの結果は、東アジア域の ENSO 時の影響は基本的には、統計的に計算された量の線形論の範囲で理解できることを示しており、また、北米のように非定常擾乱の

影響も少なくとも第一義的には重要でないことも示している。

#### 4.4 ゾーナル強制の効果

前節までの結果では、東アジアの **ENSO** 時の応答は時間平均場の線形的な応答で理解できるものの、初冬期と晚冬期の日本付近での影響の違いを示す原因是明らかにならなかった。

ところで **Watanabe et al. (2002)** は最近、赤道軸対称モードについての議論を展開している。赤道軸対称モードとは熱帯のゾーナル平均の東西風の変動モードでほぼ赤道に対称でほぼバロトロピックな構造を持つ。この変動モードは例えば **300hPa** の流線関数の **EOF** 解析を全球で行うと、**AO** 等より大きな寄与率を持って第一モードとして現れる。一方 **ENSO** の **Warm episode** 時にはゾーナル平均で強い西風偏差が現れることも示している。これはエルニーニョの成熟期には、熱帯域が高温偏差になることに対応している。彼らはこれらが同一なものと考えている。ただし、筆者にはこの点についてはまだ議論の余地があるようにも思われる。さらに彼らは他の論文（未刊）で、これらのゾーナルな変動が山岳や気候値として存在する超長波等と相互作用することにより、非ゾーナルな応答をもたらす可能性について議論している。

図 3 の **NINO3** の海面水温による **200hPa** 流線関数回帰図を見ると、晚冬期には北半球側で強い負偏差、南半球側で正偏差が見られ、確かに熱帯から亜熱帯にかけて西風が強まっていることを示している。一方初冬期にはこの傾向はそれほど顕著ではない。

晚冬期にゾーナル成分が大きいということは、それらを強制する強制項も大きいことを示唆している。強制項  $S$  をゾーナル成分とそれからのずれに分けて考える。すなわち

$$S' = [S'] + S'^* \quad (4)$$

ここに  $[ ]$  はゾーナル平均を、 $*$  はそれからのずれを表す。図 11 はゾーナル平均成分を示したものである。ただし見やすくするために渦度/時間の次元ではなく流線関数/時間の次元

$$\nabla^2 S$$

の量を示してあり、合わせてこの量の空間分布も示してある。この図をみると確かにゾーナル成分の強制が大きいことが分かる。図 12 は初冬期と晚冬期のゾーナル成分の大きさを示してある。この図をみると明らかに晚冬期のほうが大きいことが分かる。ただしここでは、渦度方程式の残差項から見積もった  $\nabla^2 S'_2$  のみ示している。ゾーナル成分を見積もるには非定常成分の寄与が含まれるこちらのほうが精度がよいと考えられるからで

ある。図 13 は晩冬期についてそれぞれ、ゾーナル強制、非ゾーナル強制を与えた場合の応答を示している。線形論なのでそれらの和が、全体の応答を与える。この図をみると、ゾーナル強制に対して非ゾーナルな応答が現れていることが分かる。これは Watanabe et al. の指摘の通り、基本場に非ゾーナル成分が含まれるためである。さらに注目すべきは、このゾーナル強制に対する非ゾーナルな応答が日本付近に大きな振幅を持つことである。一方非ゾーナル強制に対する応答には日本付近には波列パターンを見ることができ、この応答は初冬期のそれによく似ている。Takaya-Nakamura の **wave activity flux** を書いてみると（図 14）、この応答では中国から日本付近に伝わっていることが示される。従って、「晩冬期には本来ローカルな強制に対する応答としては初冬期と同じく Rossby 波の中国から日本への伝播が存在するのだが、ゾーナル強制に対する非ゾーナルな応答がそれを覆い隠している」と考えることができる。図 15 は同様の計算を初冬期について行ったものである。初冬期にもゾーナル強制に対する非ゾーナルな応答は存在するがその振幅は小さく、非ゾーナル強制によるロスビー波の伝播の様子をうち消すほどではないことが分かる。

## 5.まとめ

以上の結果から以下のことが分かった。

- (1) 寒候期の **ENSO** の日本への影響は初冬期には全国的であるが、厳・晩冬期は日本の南海上が中心であり、影響は日本の南部のみである。
- (2) これらの影響の違いはメカニズムの違いによるもので、初冬期は中国南部からの順圧ロスビー波の伝播が、厳・晩冬期は安富と木本（1999）や Wang ら（2000）の指摘のようにエルニーニョ（ラニーニャ）時に西部熱帯太平洋に形成される下層の高気圧性循環による暖気（寒気）移流が重要である。
- (3) 初冬期、晩冬期の東アジアの **ENSO** の応答の違いは局所的な渦度ソースの違いからは簡単には説明できそうもない。
- (4) **ENSO** 時に見られるゾーナルな強制は初冬期よりも晩冬期に強く、これによる非ゾーナルな応答が晩冬期には東アジア域で強い。これが初冬期と晩冬期の **ENSO** の影響の違いを説明できる可能性がある。従来ゾーナル強制による、非ゾーナルな応答の効果は見過ごされがちであったが、Watanabe らの指摘の通り、特に東アジア域では大きな影響がある可能性が指摘されたことになる。

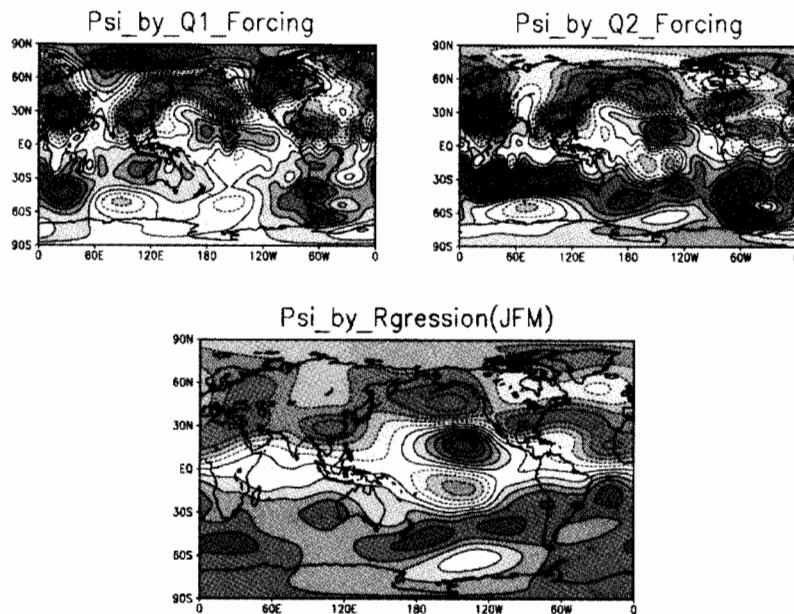


図 9 湍度ソースに対する応答（上）と NINO3 海面水温からの回帰図（下）

上左： $S'_1$  ソースに対する応答 上右： $S'_2$  に対する応答 等値線  $2.5 \times 10^{-4}$

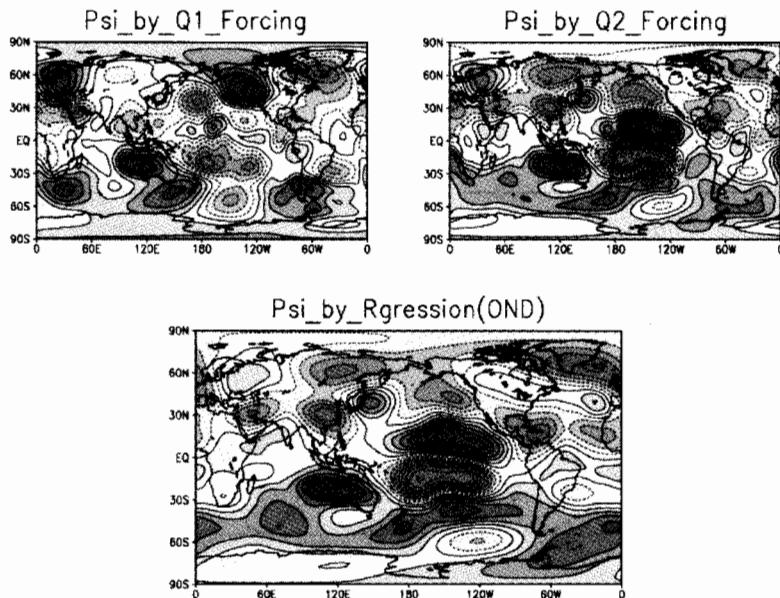


図 10 図 9と同じ 但し 10~12月 等値線  $1.25 \times 10^{-4}$

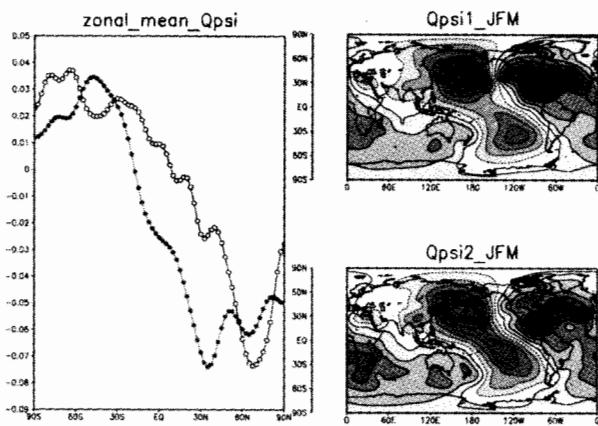


図 11  $\nabla^2 S'_2$  の分布（右 等値線の間隔  $2 \times 10^{-5}$ ）とそのゾーナル平均（左、大きさは 5000 倍している）

1-3 月

左図：○が  $\nabla^2 S'_1$ 、●が  $\nabla^2 S'_2$  右図：上： $\nabla^2 S'_1$  下： $\nabla^2 S'_2$

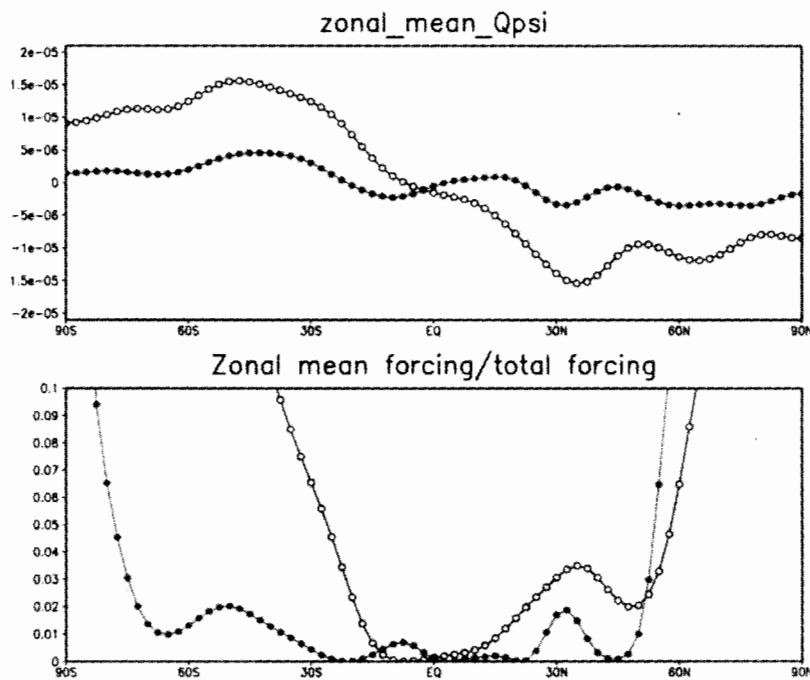


図 12 ゾーナル平均  $\nabla^2 S'_2$ （上）とそれの全強制に占める割合（下）

○：1-3 月 ●：10-12 月

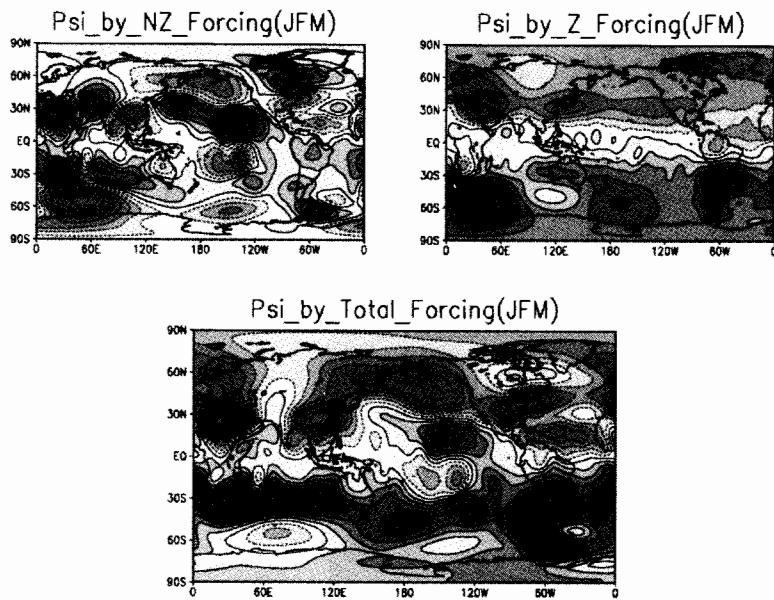


図 13 強制に対する応答

上右：非ゾーナル強制に対する応答 上左：ゾーナル強制に対する応答

下：全強制に対する応答 等値線の間隔  $2.5 \times 10^{-4}$

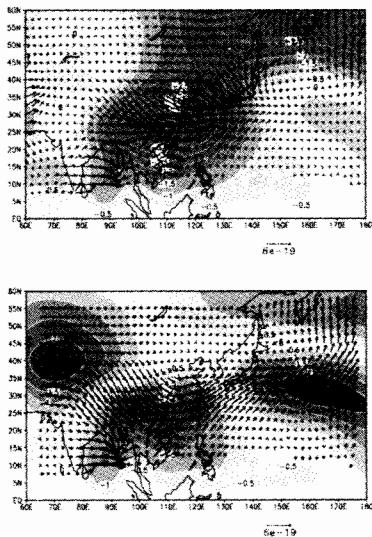


図 14 Wave activity flux

上：全強制に対する応答

下：非ゾーナル強制に対する応答

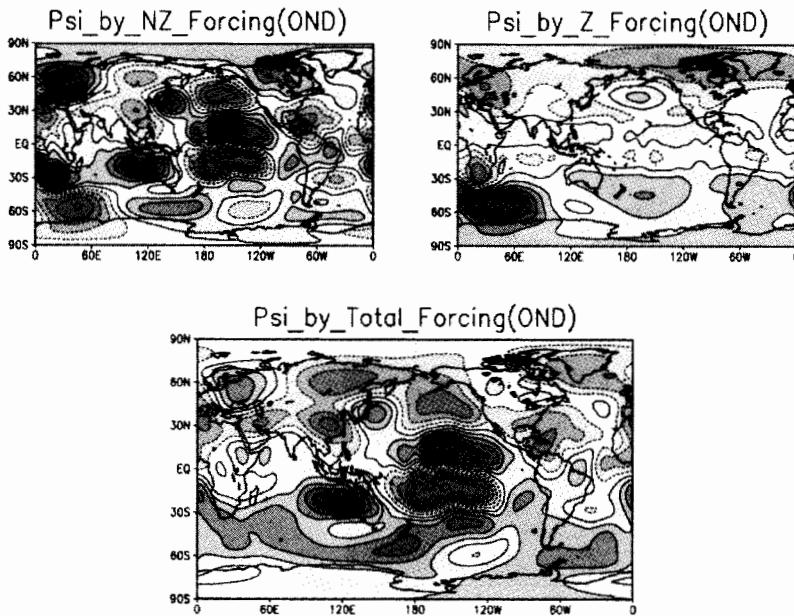


図 15 図 13と同じ。但し 10~12月に対するもの 等値線の間隔  $1.25 \times 10^{-4}$

## 6. 議論

上で得られた結果は、**200hPa** 一層の線形の渦度方程式から得られたものなので当否については慎重に考えなければいけないだろう。また、傾圧的な効果は全て右辺の渦度ソースの項でまとめられてしまうので、熱帯などの場所の対流活動が重要なのかについての情報は得られないのは大きな欠点である。今得られた結論では、東アジアの **ENSO** の時期による影響の違いはゾーナル強制の時期による違いに帰着されるが、その違いをもたらす強い理由についても、北西太平洋の亜熱帯ジェット付近の正の渦度ソースが重要なように見えるものの、それ以上の解析はできない。

また、ここで得られた結果については、**Watanaabe** らの結果と大筋では一致しているようと思われるが細部を検討してみると、いくつかの違いがある。彼らは、多層のプリミティブモデルを用い、**ENSO** 時に強まった西風がヒマラヤの地形と相互作用することにより、非ゾーナルな流れが造られ、それが日本付近に暖冬をもたらすとしている。さらに彼らはゾーナル強制による非ゾーナルな応答はあまり重要ではないとしているが、上の計算では時期に対する応答の違いを説明するものとして、重要な役割を果たしている。

前者の山の効果に関しては、我々の結果では、**200hPa** 一層しか取り扱っておらず、地形の効果は非ゾーナルなソース項に含まれており、それらは独立して取り出すことはで

きない。従って、ゾーナル流と山の相互作用の効果が効いているかどうかははっきりしないが、中国南部に形成される低気圧性循環がこの効果によってできているとすれば二つの結果は矛盾はしない。ただし、彼らの結果も計算量の都合から、摂動量をゾーナル平均とそれからのずれに分け近似を利用しているので、どこまで妥当かについては疑問がある。一方 Ting and Sardeshmukh (1993) や尾瀬 (2002) は分解能は粗いものの近似を用い計算しているが、その結果では低気圧性循環は日本の南海上にあり解析と位置が合っていない。これらについては、さらなる研究が必要であろう。

後者のゾーナル流強制による非ゾーナルな応答については、1層でも妥当な計算結果を与えるはずであり、違いの原因は明らかではない。しかし、我々の計算は渦度ソース項をゾーナル平均とそれからのずれに分ける単純な計算なので逆に信頼性があるようにも考えられる。これらについてもさらに詳細に検討する必要があろう。

以上述べたように、詳細に検討すると我々の結果と渡部らの結果は合わないところもあるが、ゾーナルな強制が基本場や山岳の非ゾーナル成分の影響で非ゾーナルな応答をもたらしうるという、彼らの主張は重要な示唆に富んでいることは間違いない。更にこの考察は、モデルの系統誤差を考えるときなどにも参考になろう。すなわち、従来ローカルな誤差の要因はローカルな強制の誤差が原因と考えられがちだったが、ゾーナル流に誤差があってもローカルな誤差が生じる可能性があることになる。

更にもう一点、初冬期に見られる日本付近の波列は位置が簿妙に違うものの、前田らが議論しているアジア域の亜熱帯ジェットにトラップされる波列に似ている（前田ら 2002）。熱帯の強制に対する中高緯度の応答には順圧的な不安定が重要な役割を果たしているとされており (Simmons et al. 1983)、単純な Matsuno-Gill 応答と考えるのではなく、熱帯の強制により不安定モードが効果的に励起されたと考えれば両者の類似を説明できるかもしれない。この点も重要な検討課題である。

## 引用文献

- Gill, A.E. 1980: Some simple solution for heat-induced tropical circulation *Qurt. J. R. Met. Soc* 106 447-462 <.
- Matsuno, T. 1966: Quasi-geostrophic motion in the equatorial area, *J. Met .Soc. Japan*, 44 25-73
- Ose, T., 2000: A biennially Oscillating Sea Surface Temperature and the Western Pacific Pattern. *J. Met .Soc. Japan*, 78 93-99
- Sardeshmukh, Prashant D., Brian J. Hoskins, 1988: The Generation of Global Rotational Flow by Steady Idealized Tropical Divergence. *Journal of the Atmospheric Sciences*: Vol. 45, No. 7, pp. 1228-1251.
- Simmons, A.J., J.M. Wallace, G.W. Branstator, 1983: Barotropic Wave Propagation and Instability, and Atmospheric Teleconnection Patterns. *Journal of the Atmospheric Sciences*:

Vol. 40, No. 6, pp. 1363–1392.

Takaya, K. and H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary Rossby wave on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.* 24, 2985–2988

Ting, Mingfang, Prashant D. Sardeshmukh, 1993: Factors Determining the Extratropical Response to Equatorial Diabatic Heating Anomalies. *Journal of the Atmospheric Sciences*: Vol. 50, No. 6, pp. 907–918.

Wang, B., R. Wu, X. Fu, 2000: Pacific–East Asian Teleconnection: How Does ENSO Affect East Asian Climate?. *Journal of Climate*: 13, 1517–1536.

Watanabe, Masahiro, Fei-Fei Jin, Masahide Kimoto, 2002: Tropical Axisymmetric Mode of Variability in the Atmospheric Circulation: Dynamics as a Neutral Mode\*. *Journal of Climate*: Vol. 15, No. 13, pp. 1537–1554.

小泉耕 1990 : 热带太平洋の海面水温変動と北半球循環場および日本の天候—500mb 高度場—、気象研究ノート、168、105-111

小出寛、小寺邦彦 1999 : 冬季 500hPa 高度場と地上温度場の特異値分解解析、グロースペッター 37 67-83

仲江川敏之、楠昌司、杉正人、鬼頭昭雄、小林ちあき、高野清治 2002 : AGCM 季節予報実験に基づく潜在的水資源量の季節予報精度に関する検討 平成 13 年度季節予報技術検討会資料（気象研究所）

安富奈津子、木本昌秀 1999 : エルニーニョと日本の冬の天候の関係について グロースペッター 37 57-66

前田修平、山田和孝、田中昌太郎、中村理恵、八木勝昌 2002 : 2002 年 1 月中旬に日本付近に高温をもたらしたユーラシア大陸南部、北緯 20~30 度帯の波長 6000km の定常ロスピー波とその予測 日本気象学会 2002 年度春季大会予稿集 P413

尾瀬智昭 2002: 冬季降水量偏差による線形応答： 日本気象学会 2002 年度春季大会予稿集 P137

平成 5 年度季節予報研修テキスト

平成 13 年度季節予報研修テキスト

# 外部強制に伴う季節予測可能性について

1: 地球フロンティア研究システム

2: 東京大学理学部 地球惑星科学

3: 地球シミュレータセンター

山根 省三<sup>1</sup>・本田 明治<sup>1</sup>・中村 尚<sup>1,2</sup>・大淵 済<sup>3</sup>

## 1. はじめに

日本の1993年冷夏、1994年暑夏に代表されるように、地球を取り巻く大気の季節平均場は経年変動する。この大気場の経年変動は、大気、海洋、陸面、生物圏を含む地球システムの中で様々な現象が相互に作用した結果生じる現象である。ここでは、しかし、これを簡単のために大気だけのシステムの中で考えることにする。大気・海洋相互作用現象であるエルニーニョ現象は一方的に大気を強制する現象と考える。こう考えることで、大気場の経年変動の原因は大気外部からのものと大気内部のものとの二つに分類される。前者に起因する変動を外部変動と呼び、後者に起因する変動を内部変動と呼ぶ。

外部変動は、大気以外の大気を強制する現象(外部強制)の経年変動に伴う大気の変動(大気応答の経年変動)である。経年変動する外部強制の例としては、エルニーニョ現象やピナトゥボ火山の噴火、サヘル地域の砂漠化、太陽活動の変動、化石燃料の燃焼に伴う二酸化炭素増加などが挙げられる。一方、内部変動は、大気内部の非線形な力学から生じる不規則な変動である。季節スケールの内部変動の例としては、中・高緯度域のテレコネクションやブロッキング現象、熱帯域の Madden-Julian 振動などが挙げられる。外部強制に経年変動が存在しなくとも、内部変動の振る舞いが異なることで大気の季節平均場は経年変動する。

この考え方のもとでは、現実大気に見られる季節平均場の経年変動を外部変動と内部変動の足し合わせとして捉えることができる。しかし、実際に観測データの変動を外部と内部の変動に分離することは、データ数が限られており、また、大気・海洋相互作用などが現実には存在するために容易なことではない。

大気循環モデルを用いた数値実験においてであれば、外部・内部変動の分離は比較的容易にできる。経年変動する外部強制をモデルに与えてアンサンブル数値実験を行なうことにより、外部変動はアンサンブル平均の経年変動から、内部変動は各メンバーのアンサンブル平均からのずれから計算される。外部変動は、したがって、外部強制の経年変動が既知という仮定のもとで予測可能な変動といえる。エルニーニョ現象のような時間スケールの長い外部強制であれば、大気の季節スケールの予測を考えるときにそれを既知と見なすことは可能であろう。一方、大気の内部変動はカオス的であり季節スケールの予測は容易ではない。内部変動の予測には予報モデルに与える初期値の精度が重要となる。長期積分のアンサンブル実験では、しかし、初期値の情報は初期段階で失われてしまっており、逆に、内部変動のアンサンブル平均がゼロと見なせるほどメンバーが広くランダムに分布しているものと考える。内部変動は予測不可能な変動と考える。

近年、コンピュータの発展により大気大循環モデルを用いた長期アンサンブル数値実験が可能となり、経年変動の外部・内部変動を解析する研究が盛んに行なわれるようになった(例えば、Zwiers 1996; Sugi et al. 1997; Rowell 1998; Kushnir et al. 2002; Schubert et al. 2002)。ここでは、我々のグループが行なってきた13メンバーのアンサンブル数値実験(山根ら 2002)に対して、これら多くの研究と同様の解析を行なった結果について示す。この数値実験では、期間1949-2000年の観測された海面水温と海水分布をモデルの境界条件に与えている。これらが経年変動する外部強制となる。外部・内部変動の解析は用いるモデルに依存し、また、どの大気大循環モデルも完全ではないので、多くの異なるモデルで同様の解析を試みてその結果を比較することは意義のあることと考える。2節で数値実験について、3節で解析手法について概説する。解析結果を4節に示す。定性的には他のモデルと同様の結果であった。5節でまとめる。

## 2. 数値実験

地球シミュレータ用大気大循環モデル AFES(AGCM for Earth Simulator)を用いて数値実験を行なった。このモデルは、東京大学気候システム研究センター(CCSR)と国立環境研究所(NIES)によって共同開発された大気大循環スペクトルモデル CCSR/NIES AGCM 5.4.02をもとにし、地球シミュレータセンターが超高速ベクトル並列計算機(地球シミュレータ)用に開発したモデルである。物理過程の計算には CCSR/NIES AGCM 5.4.02と同一の方法が採られている。積雲対流パラメタリゼーションには、Arakawa and Schubert(1974)を簡略化した Moorthi and Suarez(1992)の緩和 Arakawa-Schubertが、放射過程には Nakajima and Tanaka(1986)、重力波抵抗には McFarlane(1987)、鉛直拡散には Mellor and Yamada(1974,1982)level 2、大規模凝結には Le Treut and Li(1990)の方法が用いられている。地中温度、地中水分、積雪量はモデル内で予報変数として取り扱われる。水平T42(全波数42で三角波数切断)鉛直20層の分解能のモデルに期間1949-2000年の海面水温と海水分布の観測値を与えて、ハインドキャスト数値実験を行なった。1949年1月1日の初期値を変えて実験することで13メンバーのアンサンブルを構成した。オゾン分布には年周期の気候値を与えた。植生パラメータには時間に依存しない固定値を与えた。

モデルに与える海面水温と海水分布のデータは NCEP/NCAR 再解析データ (Kalnay et al. 1996) から作成した。NCEP/NCAR の海水データは海氷ある(1)なし(0)のデータであるが、このモデルは海氷厚さのデータを要求する。NCEP/NCAR の日々の海水ある(1)なし(0)データを毎月平均して、それを最大海氷厚さが 0.5m となるように線型変換することにより海氷厚さデータを作成した。

今回の数値実験では、この海面水温と海水分布が経年変動する外部強制である。この二つの量の1951年から2000年の月平均値に見られる経年変動の標準偏差の分布を図1に示す。エルニーニョ現象が起こる熱帯東太平洋域や中緯度帶の北太平洋亜寒帯フロント域、メキシコ湾流域で海面水温の経年変動が大きい(図1a)。海水分布の経年変動はグリーンランド

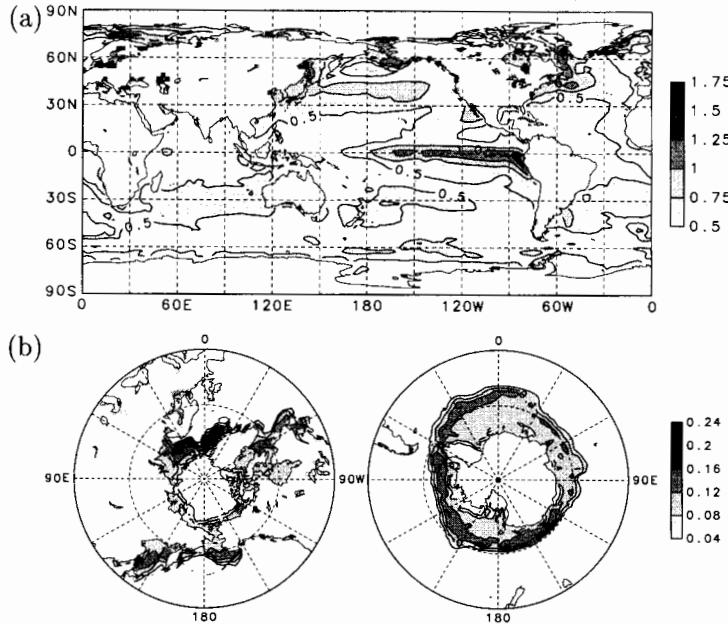


図 1: ハインドキャスト数値実験の境界条件に用いた (a) 月平均海面水温と (b) 月平均海冰厚さの期間 1951-2000 年における経年変動の標準偏差のコンター図。コンター間隔は、それぞれ、(a)0.25K、(b)0.04m。標準偏差が、それぞれ、(a)0.5K 以上、(b)0.04m 以上の領域に影を付いた。

海やベーリング海、オホーツク海で大きい(図 1b)。これらの図は期間 1951-2000 年の経年変動の大きさを表しているが、観測網が充実する 1979 年以前とそれ以後とではその分布の特徴に違いが見られる。1979 年以前のデータに見られる海面水温と海冰分布の経年変動は、1979 年以後のものよりも全体的に小さい。その違いは特に南半球で大きい。また、1979 年以前の北緯約 53 度以南のオホーツク海域では海水が全く存在しないことになっている。このように、1979 年以前の外部強制の経年変動が不十分な観測のために小さくなっていることに注意する必要がある。

### 3. 分散分析法

ハインドキャスト数値実験の外部変動と内部変動の分散は、分散分析法(ANOVA: analysis of variance)から推定することができる。外部変動の分散を外分散、内部変動の分散を内分散と呼ぶ。Zwiers et al.(2000)に従って、分散分析法について簡単にまとめる。外部変動と内部変動を独立と仮定している。

アンサンブルのメンバー数を  $N$  とし、解析する時刻の数を  $T$  とする。本研究では、13 メンバーのアンサンブルを用いて期間 50 年(1951-2000 年)の経年変動を解析するので  $N = 13$ 、 $T = 50$  である。

ある変数  $x$  の  $n$  番目 ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) のメンバーの  $t$  番目 ( $t = 1, 2, \dots, T$ ) の時刻の値を  $x_{tn}$  とする。時刻  $t$  のアンサンブル平均は  $x_{to} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_{tn}$  である。ここで、添字  $o$  は平

均を表す。時刻  $t$  のメンバー間の分散の不变推定量(不偏分散)は  $\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_{tn} - x_{to})^2$  である。

アンサンブルメンバーの広がりを表す量である内分散  $\sigma_\epsilon^2$  は、不偏分散の時間平均から推定される。

$$\sigma_\epsilon^2 = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_{tn} - x_{to})^2 \quad (1)$$

内分散は時刻に依存しない量と考えている。

アンサンブル平均の時間変動の分散の不偏推定量は、

$$\sigma_{EM}^2 = \frac{1}{T-1} \sum_{t=1}^T (x_{to} - x_{oo})^2 \quad (2)$$

である。ここで  $x_{oo}$  は全平均を表す ( $x_{oo} = \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T x_{to}$ )。外分散  $\sigma_\beta^2$  は、アンサンブル平均の時間変動の分散  $\sigma_{EM}^2$  と内分散  $\sigma_\epsilon^2$  から

$$\sigma_\beta^2 = \sigma_{EM}^2 - \frac{1}{N} \sigma_\epsilon^2 \quad (3)$$

と推定される。メンバー数  $N$  が有限のときのアンサンブル平均は真の ( $N$  が無限大のときの) アンサンブル平均からずれる。そのずれの程度(分散)が  $\frac{1}{N} \sigma_\epsilon^2$  である。この量を  $\sigma_{EM}^2$  から差し引くことで外分散が推定される。

全分散に対する外分散の割合

$$P = \frac{\sigma_\beta^2}{\sigma_\beta^2 + \sigma_\epsilon^2} \quad (4)$$

を潜在的予測可能性(potential predictability)と呼ぶ。これは、外部強制が既知であったときに、大気場の経年変動をどの程度に予測できるかを示す量である。

最後に、モデルを完全と仮定したときの観測値とアンサンブル平均との間の相関係数  $r$ について考える。完全モデルの仮定のもとでは、観測値は個々のメンバーと同様の特性を持つ。したがって、観測値の分散は  $\sigma_\beta^2 + \sigma_\epsilon^2$  である。アンサンブル平均の分散は  $\sigma_{EM}^2 = \sigma_\beta^2 + \sigma_\epsilon^2/N$  である。外部変動と内部変動を独立と仮定していることから、観測値とアンサンブル平均の共分散の期待値は  $\sigma_\beta^2$  である。したがって、相関係数  $r$  の期待値  $\hat{r}$  は、

$$\hat{r} = \frac{\sigma_\beta^2}{\sqrt{\sigma_{EM}^2} \sqrt{\sigma_\beta^2 + \sigma_\epsilon^2}} = P \sqrt{\frac{N}{P(N-1)+1}} \quad (5)$$

となる(Rowell 1998)。 $N \rightarrow \infty$  のとき  $\hat{r} \rightarrow \sqrt{P}$  である。 $T$  が十分に大きければ、相関係数  $r$  は  $\hat{r}$  に近い値になることが期待される。 $N = 13$  の場合は、 $P = 0.3$  のとき  $\hat{r} \simeq 0.50$  であり、 $P = 0.5$  のとき  $\hat{r} \simeq 0.68$  である。

#### 4. 結果

Sugi et al.(1997) と同様に、大気の状態を表す基本的な物理量(海面高度気圧、500hPa 面高度、850hPa 面温度、降水量)の季節平均(12-2月平均、3-5月平均、6-8月平均、9-11月

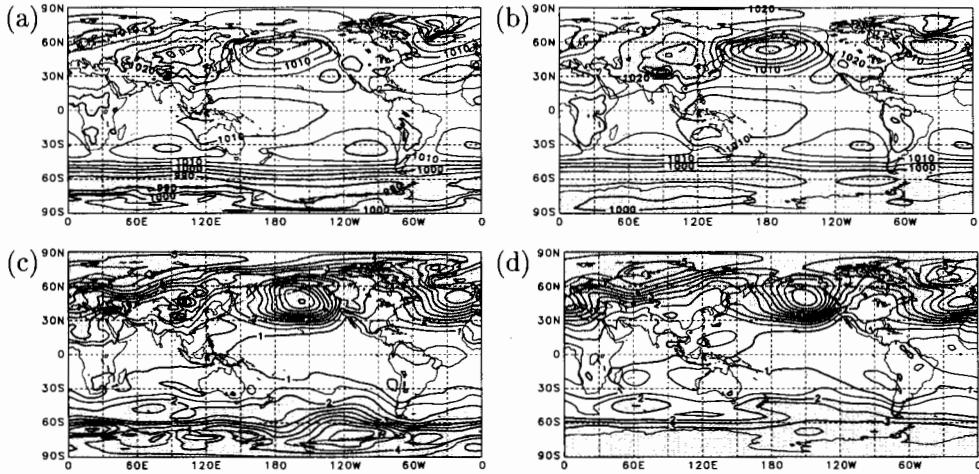


図 2: 12-2 月平均海面高度気圧 (SLP) の期間 1951-2000 年の気候値 (a,b) と経年変動の標準偏差 (c,d)。NCEP/NCAR 再解析データ (a,c) とハインドキャスト数値実験 (b,d) について示す。センター間隔は、それぞれ、(a,b)5hPa、(c,d)0.5hPa。影を付けた領域は、それぞれ、(a,b)1005hPa 以下と 1020hPa 以上、(c,d)2hPa 以上。

平均)に見られる経年変動の外分散と内分散の特徴を調べた。ここでは、代表的な結果である 12-2 月平均の海面高度気圧 (SLP) と降水量、6-8 月平均 SLP の結果について示す。

まず、数値実験で得られた 12-2 月平均 SLP の気候値と経年変動の大きさを観測と比較する。図 2(a,c) に期間 1951-2000 年の NCEP/NCAR 再解析データから求めた 12-2 月平均 SLP 気候値と経年変動の標準偏差を示す。ここで、2000 年の 12-2 月平均は 1999 年 12 月から 2000 年 2 月の 3ヶ月平均を意味する。これらに対応する数値実験の結果を図 2(b,d) に示す。数値実験の気候値は、観測に比べてアリューシャン低気圧の中心気圧が低く、その位置が東に  $10^{\circ}$  程度ずれるといった違いがあるものの、おおよそ観測に似た分布を示す (図 2a,b)。経年変動が中・高緯度帯、特に、アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧、アゾレス高気圧の領域で大きいという特徴は、観測と数値実験で共通している (図 2c,d)。南半球中・高緯度帯の数値実験の経年変動が観測に比べて小さいのは、衛星観測が始まる前のこの領域の観測精度が悪かったことが影響しているのかも知れない。

分散分析法を適用して、数値実験に見られる経年変動の分散を外分散と内分散に分ける。それぞれの標準偏差の分布を図 3(a,b) に示す。外分散は北太平洋のアリューシャン低気圧域で最も大きい (図 3a)。これは、多くの研究によって示されているように (例えば、Trenberth et al. 1998 参照)、エルニーニョ現象に対する SLP 応答が北太平洋域で大きいことを反映したものと解釈される。ただし、この北太平洋域は強制に対する応答が現れやすい領域なので、他の強制からの寄与も小さくないものと思われる。内分散は中・高緯度帯で大きい (図 3b)。その分布の特徴は全分散の分布 (図 2d) とよく似ており、中・高緯度帯の経年変動の多くが内分散で説明されることが分かる。実際、図 3(c) に示すように、全分散に対する外分

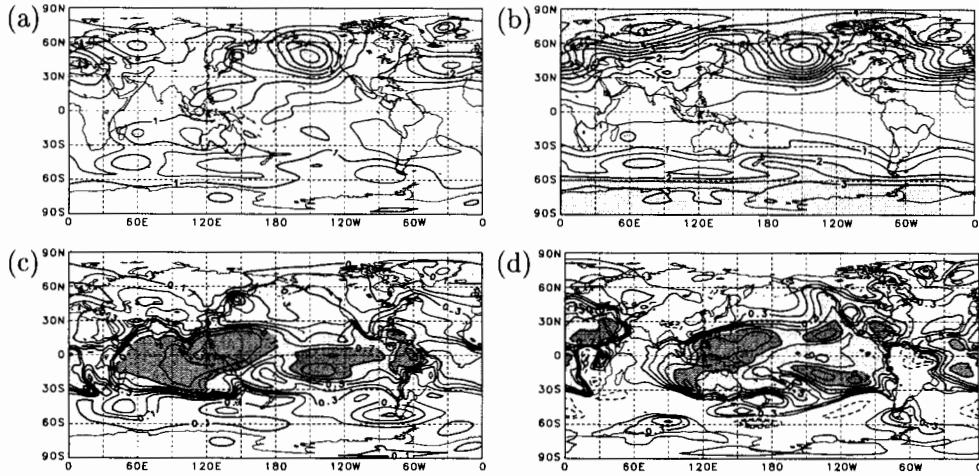


図 3: 13 メンバーの期間 1951-2000 年ハインドキャスト 数値実験から推定された 12-2 月平均海面高度気圧の (a) 外部変動の標準偏差  $\sigma_\beta$ 、(b) 内部変動の標準偏差  $\sigma_\varepsilon$ 、(c) 潜在的予測可能性  $P$ 、(d) 観測値 (NCEP/NCAR 再解析データ) とアンサンブル平均との間の相関係数  $r$ 。図 (a,b) のコンター間隔及び影を付けた領域は図 2(c,d) と同様。図 (c,d) のコンター間隔は 0.1、影を付けた領域は 0.5 以上。破線は負値のコンターを表す。ゼロ値と  $\pm 0.1$  値のコンターは省略。

散の割合で定義される潜在的予測可能性  $P$  は中・高緯度帯で小さい。外分散の大きな北太平洋域でも 0.3 程度である。一方、熱帯の  $P$  は大きい。これは、海面水温によって熱的に駆動される直接循環が熱帯で支配的であることの反映と考えられる。中・高緯度帯よりも熱帯で  $P$  が大きいという特徴は、他のモデルの結果と共通している (例えば、Zwiers 1996; Sugihara et al. 1997; Rowell 1998; Kushnir et al. 2002)。

潜在的予測可能性  $P$  の大きな領域では、観測値とアンサンブル平均の経年変動の間に良い相関が見られることが期待される (式 (5))。期間 1951-2000 年の経年変動から計算した相関係数  $r$  の分布を図 3(d) に示す。相関係数  $r$  は熱帯で高く、中・高緯度帯で低い。その分布の特徴は  $P$  の分布 (図 3c) に似ている。熱帯西太平洋域の  $r$  は 0.7 を越える。熱帯のインド洋と南アメリカの領域では、しかし、 $P$  が大きいにも関わらず  $r$  は小さい。これは、この領域の強制に対する応答がモデルの中でうまく再現されていないのかも知れない。あるいは、ここでは考えていない大気・海洋や大気・陸面の相互作用が重要なのかも知れない。解析期間を観測網の充実した 1979 年以降の期間に限れば、 $P$  と  $r$  は全体的に大きくなる。1979 年以降の期間の  $P$  と  $r$  は北太平洋域で 0.3 を越える。

同様に 12-2 月平均降水量について調べた結果を図 4,5 に示す。観測データには期間 1980-2000 年の CMAP(CPC Merged Analysis of Precipitation) 月平均降水量 (Xie and Arkin 1996, 1997) を用いた。数値実験の降水量は観測に比べて赤道域で少なく、北太平洋と北大西洋域でやや多い (図 4a,b)。降水量の経年変動は観測も数値実験も熱帯で大きい (図 4c,d)。数値実験に見られる経年変動の外分散は赤道域で大きい (図 5a)。内分散は南太平洋収束帯で大き

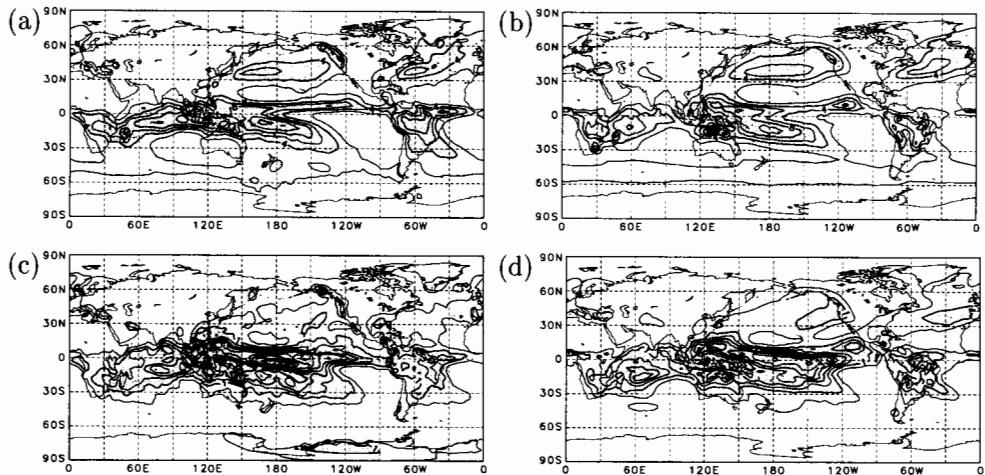


図 4: 12-2 月平均降水量の期間 1980-2000 年の気候値 (a,b) と経年変動の標準偏差 (c,d)。CMAP データ (a,c) とハインドキャスト 数値実験 (b,d) について示す。センター間隔は、それぞれ、(a,b)2mm/day、(c,d)0.5mm/day。影を付けた領域は、それぞれ、(a,b)4mm/day 以上、(c,d)1mm/day 以上。

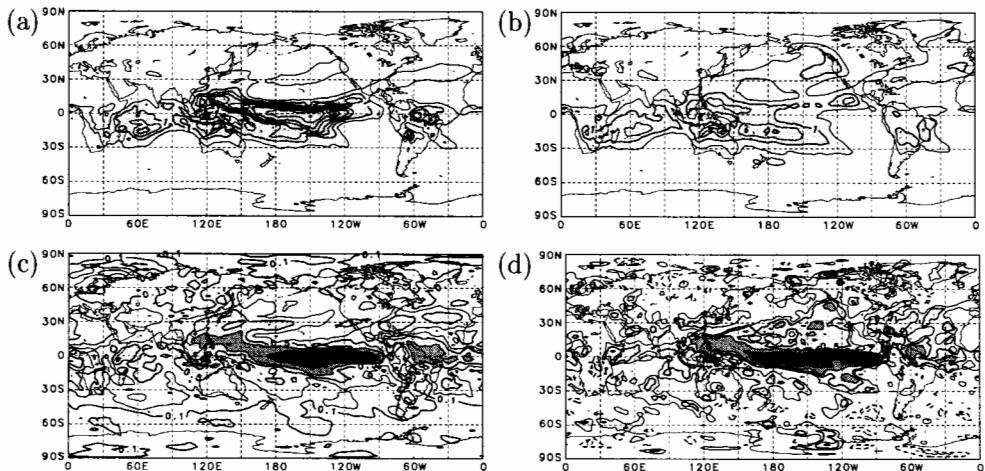


図 5: 図 3 と同様。ただし、期間 1980-2000 年の 12-2 月平均降水量について示す。相関係数の計算には CMAP データを用いた。図 (a,b) のセンター間隔及び影を付けた領域は図 4(c,d) と同様。図 (c,d) のセンター間隔は 0.2、影を付けた領域は 0.5 以上。破線は負値のセンターを表す。 $\pm 0.1$  値のセンターは省略。

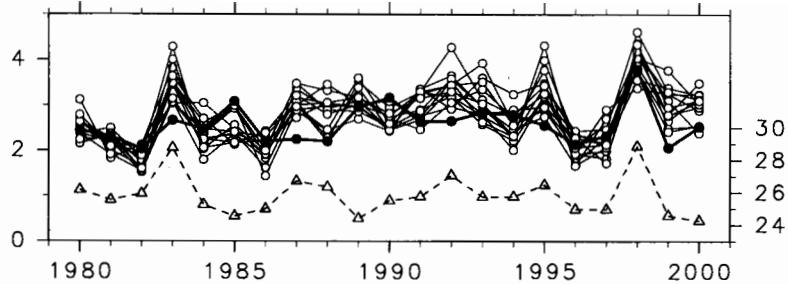


図 6: 南日本域 [130-140°E, 30-40°N] で平均した 12-2 月平均降水量の期間 1980-2000 年の経年変動。観測値 (太線、●) と 13 メンバーのハイドキャスト数値実験 (細線、○) について示す。単位は mm/day(左軸)。破線 (△) はエルニーニョ監視海域 ( $\text{Nino3}[5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}, 150-90^{\circ}\text{W}]$ ) で平均した海面水温を表す (右軸、単位は °C)。

い (図 5b)。潜在的予測可能性  $P$  は赤道域で高く、亜熱帯収束帶で低い (図 5c)。これは、亜熱帯収束帶の降水量が内部力学の支配的な中緯度大気循環場の状態に左右される (Kodama 1992, 1993; Barreiro et al. 2002) ことを反映しているものと思われる。観測とアンサンブル平均との間の相関係数  $r$  も赤道域で高い (図 5d)。太平洋赤道域の  $r$  は 0.9 を越える。

南日本域の 12-2 月平均降水量の潜在的予測可能性  $P$  は 0.5 を越えており、同じ緯度帯の他の領域と比べて高い (図 5c)。相関係数  $r$  の分布も、データ数 21 の相関係数なのでノイズの大きな分布ではあるが、この領域で極大を示す (図 5d)。日本の冬季気候がエルニーニョ現象などの熱帯海面水温偏差の影響を受けることは一般によく知られている (例えば、Hanawa et al. 1989)。エルニーニョの年は日本南岸に南西風偏差が現れ、熱帯の湿った暖かい空気が日本にもたらされる (安富・木本 1999)。南日本域 [130-140°E, 30-40°N] で平均した 12-2 月平均降水量の経年変動を図 6 に示す。細線 (○) で示す 13 メンバーの数値実験には共通した変動が見られる。この潜在的予測可能性は 0.75 であった。これらの数値実験の変動と観測 (太線、●) の変動との間には有意な相関が見られる (アンサンブル平均と観測の相関係数は 0.59)。エルニーニョ監視海域 ( $\text{Nino3} [5^{\circ}\text{S}-5^{\circ}\text{N}, 150-90^{\circ}\text{W}]$ ) の海面水温 (破線、△) と観測された降水量 (太線、●) との間の相関係数は 0.36 であり、 $\text{Nino3}$  と数値実験のアンサンブル平均降水量との間の相関係数は 0.61 であった。南日本域の降水量がエルニーニョ現象の影響を受けることが確認された。

冬季北半球中・高緯度大気循環場には、テレコネクションパターンと呼ばれる地理的に固定された長周期の変動パターンがいくつか存在することが知られている。Wallace and Gutzler(1981) は、相関解析により 500hPa 面高度場に西太平洋 (WP) パタン、太平洋/北アメリカ (PNA) パタン、西大西洋 (WA) パタン、東大西洋 (EA) パタン、ユーラシア (EU) パタンの 5 つのテレコネクションパターンが存在することを示した。ここでは、彼らによって定義された各パターンのインデックスの 12-2 月平均に見られる経年変動に対して分散分析を行なうことにより、テレコネクションパターンがどの程度に外部強制の経年変動の影響を受けているかを調べた。表 1 に、3 つの期間 (1951-2000 年、1951-1978 年、1979-2000 年) において計算した各パターン

	1951-2000		1951-1978		1979-2000	
	P	r	P	r	P	r
WP	0.37	0.50	0.35	0.58	0.31	0.44
PNA	0.37	0.39	0.26	0.26	0.49	0.56
WA	0.26	0.37	0.09	0.19	0.40	0.35
EA	0.15	0.19	0.08	-0.01	0.22	0.47
EU	0.29	0.28	0.20	0.22	0.29	0.31

表 1: 冬季(12-2月平均)北半球500hPa面高度場に見られる代表的なテレコネクションパターンのインデックスにおける潜在的予測可能性Pと観測値とアンサンブル平均との間の相関係数r。西太平洋(WP)パターン、太平洋/北アメリカ(PNA)パターン、西大西洋(WA)パターン、東大西洋(EA)パターン、ユーラシア(EU)パターンの5つのテレコネクションパターンの3つの期間(1951-2000年、1951-1978年、1979-2000年)について示す。

の潜在的予測可能性Pと観測値とアンサンブル平均との間の相関係数rを示す。WPパターンは、どの期間においてもPは0.3を越え、rもおよそ0.5と高い。また、PNAパターンのPとrも他のパターンに比べて高い。これは、熱帯太平洋海面水温偏差の強制に対してPNAとWPパターンに似た変動が励起されるというKoide and Kodera(1999)の結果と矛盾しない。WAとWEの大西洋パターンのPとrは1979年以前の期間よりも1979年以後の期間の方が高いという結果が得られた。これは、数十年規模の気候変動に関係した結果なのかもしれないが、観測網が充実したことの影響なのかもしれない。更に解析を進める必要がある。

最後に、6-8月平均SLPについて見る。図7は、図2,3と同様に、観測と数値実験の比較、及び、分散分析の結果について示したものである。数値実験の北太平洋高気圧とアゾレス高気圧は観測に比べてやや強い傾向がある(図7a,b)。また、北太平洋域の1015 hPa等値線と日本付近を横切る1010 hPa等値線の形状が観測と数値実験とで異なることから、日本付近の地上風の向きが観測と数値実験とで異なることが分かる。数値実験の北極域の経年変動は観測よりも小さい。また、観測では見られない大きな経年変動が日本南岸に見られる(図7c,d)。この日本南岸の大きな変動の大部分は外分散で説明される(図7e)。内分散は南半球の中・高緯度帶で大きい(図7f)。12-2月平均SLPの場合と同様に、6-8月平均SLPの潜在的予測可能性Pは熱帯で大きく、中・高緯度帶で小さい(図7g)。観測とアンサンブル平均との間の相関係数rは、Pの分布から期待されるように、熱帯で大きい(図7h)。しかし、Pの大きな熱帯インド洋と熱帯西太平洋域のrは小さい。大きな外分散が見られる日本南岸の領域もPが大きいにも関わらずrが小さい。この外分散は、モデルの中で作られる、現実と対応しないSLP応答なのかも知れない。今回の数値実験では日本周辺の夏季気候をうまく再現することはできなかった。

## 5. おわりに

大気循環モデル(AFES、分解能T42L20)のアンサンブル数値実験データ(13メンバー)を分散分析することにより、外部強制に伴う大気の季節予測可能性(潜在的予測可能性)について調べた。期間1949-2000年の観測された海面水温と海水分布をモデルの境界条件に与え

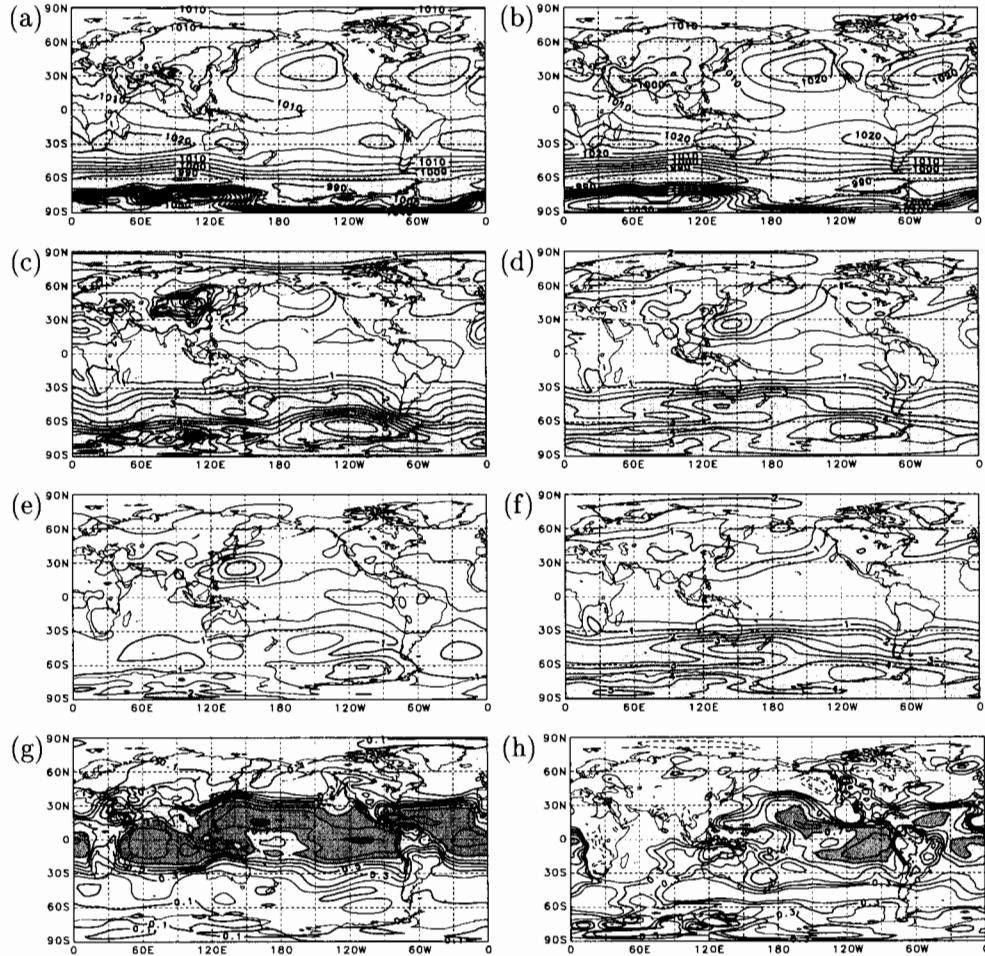


図 7: 図 2,3 と同様。ただし、6-8 月平均海面高度気圧 (SLP) について示す。(a) 観測された (NCEP/NCAR 再解析データ) 気候値、(b) 数値実験の気候値、(c) 観測された経年変動の標準偏差、(d) 数値実験の経年変動の標準偏差  $\sigma_\beta$ 、(e) 外部変動の標準偏差  $\sigma_\beta$ 、(f) 内部変動の標準偏差  $\sigma_\epsilon$ 、(g) 潜在的予測可能性  $P$ 、(h) 観測値とアンサンブル平均との間の相関係数  $r$ 。

ている。12-2月平均海面高度気圧の経年変動は中・高緯度帯で大きい。この変動の多くは内分散で説明される。最も大きな外分散は北太平洋域に見られるが、その領域の潜在的予測可能性は0.3程度であった(図3)。これらは他のモデルと共通した結果である。12-2月平均降水量の経年変動の大きな領域は熱帯に見られる(図4)。熱帯収束帯で外分散が大きく、南太平洋収束帯で内分散が大きい(図5)。南日本域の冬季降水量の潜在的予測可能性は同じ緯度帯の他の領域に比べて高く、実際に、観測とアンサンブル平均との間に有意な相関が見られた。Nino3インデックスとの相関から、この領域の降水量が熱帯太平洋の海面水温偏差の影響を受けていることが確認された(図6)。北半球冬季500hPa面高度場のテレコネクションパターンの中では、西太平洋(WP)パターンと太平洋/北アメリカ(PNA)パターンの潜在的予測可能性が高い(表1)。6-8月平均海面高度気圧では、観測とは対応しない大きな外分散が日本南岸に見られた(図7)。日本周辺の夏季気候をモデルでうまく再現することはできなかった。

ここに示した結果はアンサンブル数値実験を統計処理したものに過ぎない。この結果を出发点として解析を進めて、外部強制に対する大気応答メカニズムや観測との相違の原因を明らかにしてゆく必要がある。

#### 謝辞

数値計算及びデータの整備には橋田かおり氏の協力を頂いた。図の作成には地球流体電腦ライブラリを用いた。

#### 参考文献

- Arakawa, A., W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.
- Barreiro, M., P. Chang, and R. Saravanan, 2002: Variability of the south Atlantic convergence zone simulated by an atmospheric general circulation model. *J. Climate*, **15**, 745-763.
- Hanawa, K., Y. Yoshikawa, and T. Watanabe, 1989: Composite analyses of wintertime wind stress vector fields with respect to SST anomalies in the western North Pacific and the ENSO events. Part II. ENSO composite. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 833-845.
- Kalnay, E. Coauthors, , 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Kodama, Y.-M., 1992: Large-scale common features of subtropical convergence zones (the Baiu frontal zone, the SPCZ and the SACZ). Part I: Characteristics of subtropical frontal zones. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 813-836.
- Kodama, Y.-M., 1993: Large-scale common features of subtropical convergence zones (the Baiu frontal zone, the SPCZ, and the SACZ). Part II: Conditions of the circulations for generating the STCZs. *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 581-610.
- Koide, H., and K. Kodera, 1999: A SVD analysis between the winter NH 500-hPa height and surface temperature fields. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 47-61.
- Kushnir, Y., W. A. Robinson, I. Bladé, N. M. J. Hall, S. Peng, and R. Sutton, 2002: Atmospheric GCM response to extratropical SST anomalies: Synthesis and evaluation. *J. Climate*, **15**, 2233-2256.

- Le Treut, H. and Z.-X. Li, 1991: Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes: Feedback effects associates with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dyn.*, **5**, 175-187.
- McFarlane, N. A., 1987: The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1775-1800.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20** 851-875.
- Moorthi, S., and M. J. Suarez, 1992: Relaxed Arakawa-Schubert. A parameterization of moist convection for general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 978-1002.
- Nakajima, T., and M. Tanaka, 1986: Matrix formulations for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **35**, 13-21.
- Rowell, D. P., 1998: Assessing potential seasonal predictability with an ensemble of multidacadal GCM simulations. *J. Climate*, **11**, 109-120.
- Schubert, S. D., M. J. Suarez, P. J. Pegion, M. A. Kistler, and A. Kumar, 2002: Predictability of zonal means during boreal summer. *J. Climate*, **15**, 420-434.
- Sugi, M., R. Kawamura, and N. Sato, 1997: A study of SST-forced variability and potential predictability of seasonal mean fields using the JMA global model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 717-736.
- Trenberth, K. E., G. W. Branstator, D. Karoly, A. Kumar, N.-C. Lau, and C. Ropelewski, 1998: Progress during TOGA in understanding and modeling global teleconnections associated with tropical seasurface temperatures. *J. Geophys. Res.*, **103**, 14291-14324.
- 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.
- 山根省三・本田明治・中村尚・大淵済, 2002: 観測データと数値実験に見られる冬季北半球循環場に卓越する変動の10年規模の変調について. グロースペッター, **40**, 88-97.
- 安富奈津子・木本昌秀, 1999: エルニーニョと日本の冬季気候との関係について. グロースペッター, **37**, 57-66.
- Xie, P., P. A. Arkin, 1996: Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates, and numerical model predictions. *J. Climate*, **9**, 840-858.
- Xie, P., P. A. Arkin, 1997: Global precipitation: A 17-year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimates, and numerical model outputs. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2539-2558.
- Zwiers, F. W., 1996: Interannual variability and predictability in an ensemble of AMIP climate simulations conducted with the CCC GCM2. *Climate Dyn.*, **12**, 825-847.
- Zwiers, F. W., X. L. Wang, and J. Sheng, 2000: Effects of specifying bottom boundary conditions in an ensemble of atmospheric GCM simulations. *J. Geophys. Res.*, **105D**, 7295-7315.

# 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が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少な誤差が指數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ことが一般常識になっている。現業の中期予報モデルの予報限界は、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、予報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、予報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報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乗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、現業モデルの予報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ことが期待してきた。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、大気の順圧成分にエネルギーを送り込んでいるものは、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長周期変動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順圧成分に着目し、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長周期変動の力学を理解し、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鉛直平均場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、大気の順圧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  $G_0$  は鉛直方向には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順圧成分  $(u, v, \phi)_0^T$  は大気の鉛直平均量である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ことが課題である。

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ピーウー波の振る舞いが、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、大気の順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。

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

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で、長周期変動にはほとんど無縁の重力波モードを切断し、ロスピ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の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。

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

ここで、 $\tilde{s}_i$  は  $s_i$  の気候値、アステ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。

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

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などの大気の主要がテレコネクションも現れて、EOF-1からEOF-4までが現実大気の長周期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、上の線はロスピーモード、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ヤップがあれば、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、エネルギーギヤ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ヤ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ヤップが存在し、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の間のエネルギーギヤップで、傾圧大気から順圧大気に供給されるエネルギーを充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が、最大の課題となる。

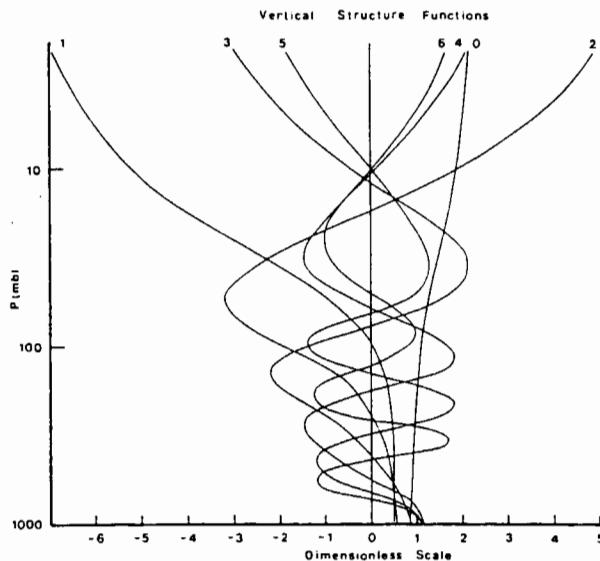


図1 展開基底に用いられた鉛直構造関数  $G_m(p)$  の鉛直プロファイル。図中の番号は鉛直波数  $m$  を示し、 $m=0$  は順圧モード、ほかは傾圧モードと呼ばれる (Tanaka and Kung 1989 から引用)。

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  $B = L - M$  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、そのピークは総観測擾乱の  $n=6$  に見られる。このプロセスは乱流理論ではエネルギー CASCADE 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帶状成分に流れることによる。この様に、帶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。

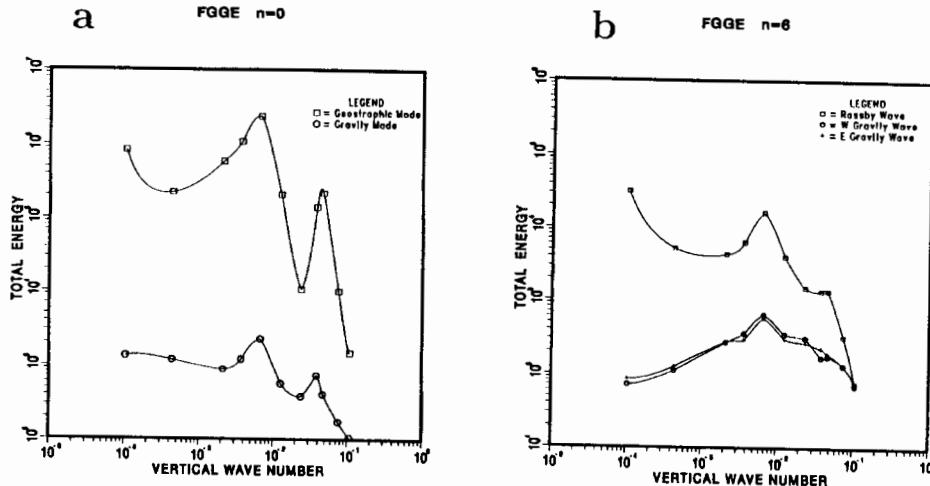


図2 FGGE 全球観測データを用いて解析した(a) 東西波数  $n=0$  と (b)  $n=6$  についてのエネルギーの鉛直スペクトル ( $\text{J m}^{-2}$ )。横軸の鉛直波数は等価深度 (m) の逆数で定義した。四角はロスビー波、白丸と十字は西進と東進の重力波を表す。一番左の値が等価深度約 10000 m の順圧モードで、中央のピークは等価深度約 200 m の傾圧モードである (Tanaka and Sun 1990 から引用)。

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本の線は上から帶状傾圧成分、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、帶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。帶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。

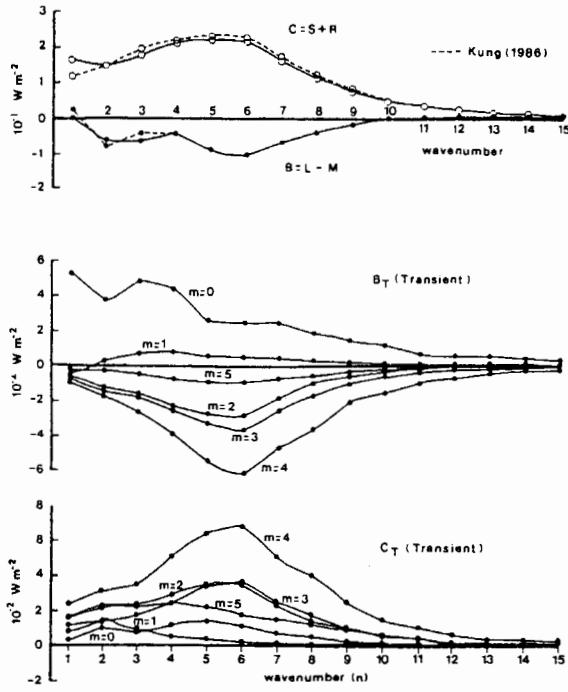
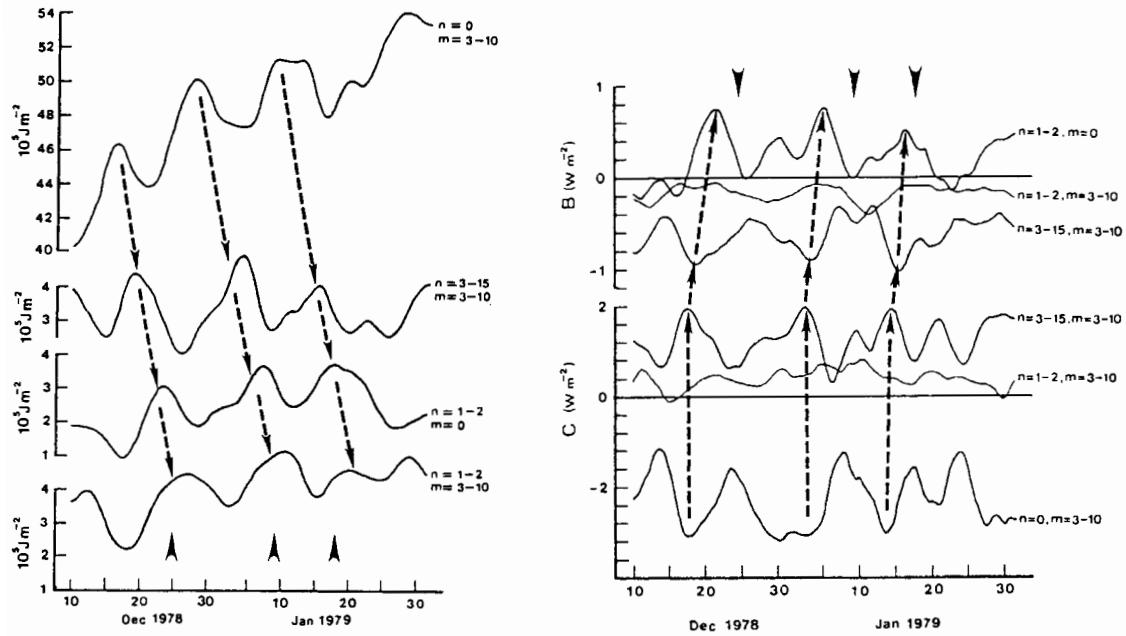


図3 東西波数空間での有効位置エネルギー変換項  $C = S + R$  と運動エネルギー変換項  $B = L - M$  をノーマルモード展開法により鉛直波数に展開したもの(単位は  $\text{W m}^{-2}$ )。上の図はそれぞれの鉛直波数の合計(Tanaka and Kung 1988)。



(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

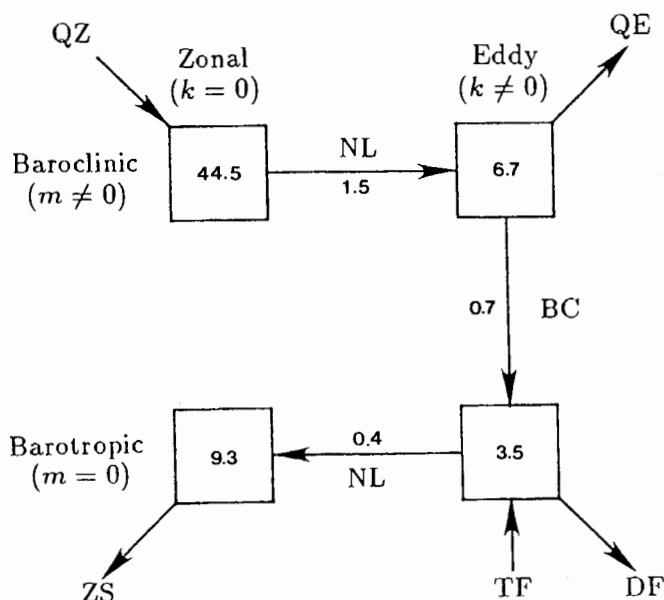


図6 帯状-渦動、傾圧-順圧のそれぞれの成分に分けて4ボックス図にまとめた大気大循環のエネルギー流。ボックス内の数字はエネルギー量( $10^5 \text{ J m}^{-2}$ )を、矢印はエネルギー流( $\text{W m}^{-2}$ )を表す。QZ,QE,NL,BC,TF,DF,ZSはそれぞれ帯状加熱、渦動加熱、非線形相互作用、傾圧不安定、地形強制、渦粘性、帯状摩擦を示す。データはFGGE年の観測値(田中1993から引用)。

## 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してきた環状モード (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。

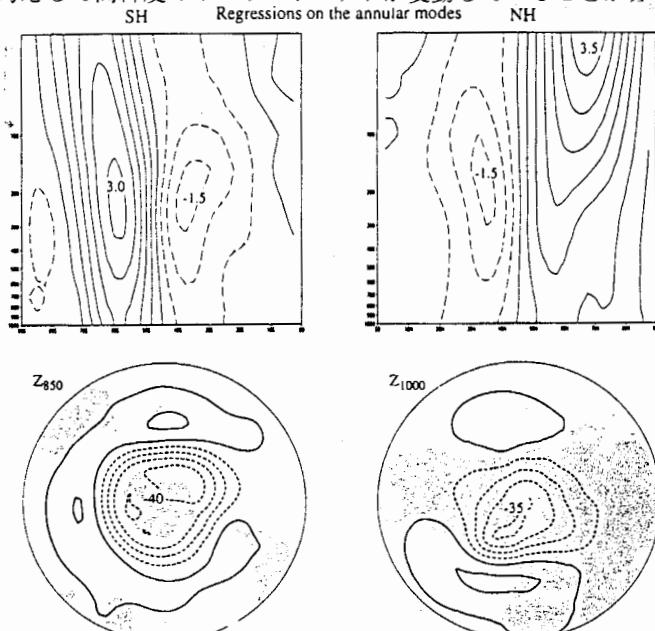


図 7 北極振動 (AO: 右図) と南極環状モード (SAM: 左図) の気圧場の構造 (下図)、および対応する帶状平均風の南北鉛直断面 (上図) の比較。(Thompson and Wallace 2000 から引用)

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との区別される。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充分に一致していると言える。

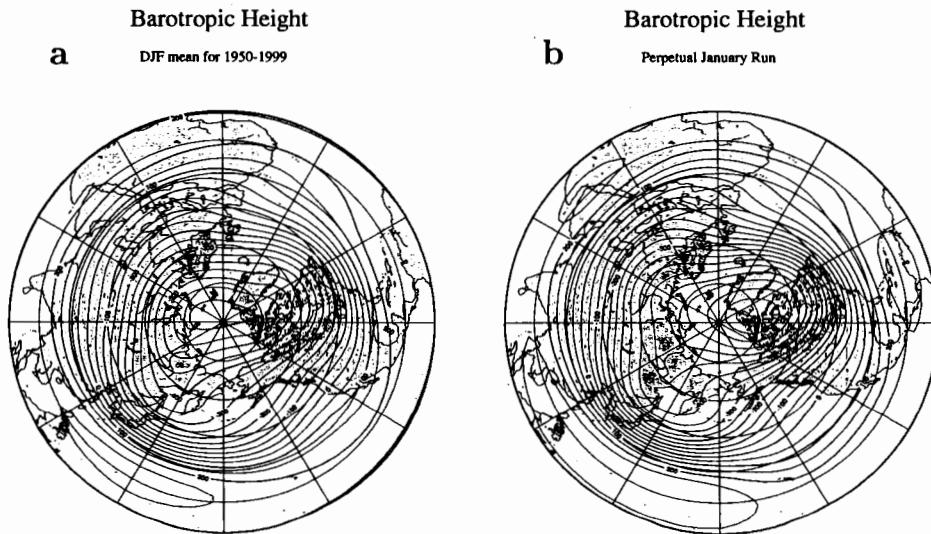


図 8 (a) NCEP/NCAR 再解析データに基づいて計算された冬季 (DJF) の順圧高度場の気候値 (単位は m)。期間は 1950 年から 1999 年までの 50 年間。(b) 順圧 S-モデルの 1 月固定ランの順圧高度場の気候値。数値は全球等圧面平均からの偏差の鉛直平均量を意味する。

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全エネルギー( $K+A$ )をノルムとして評価している点が特長である。

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際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の構造の特徴は充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。

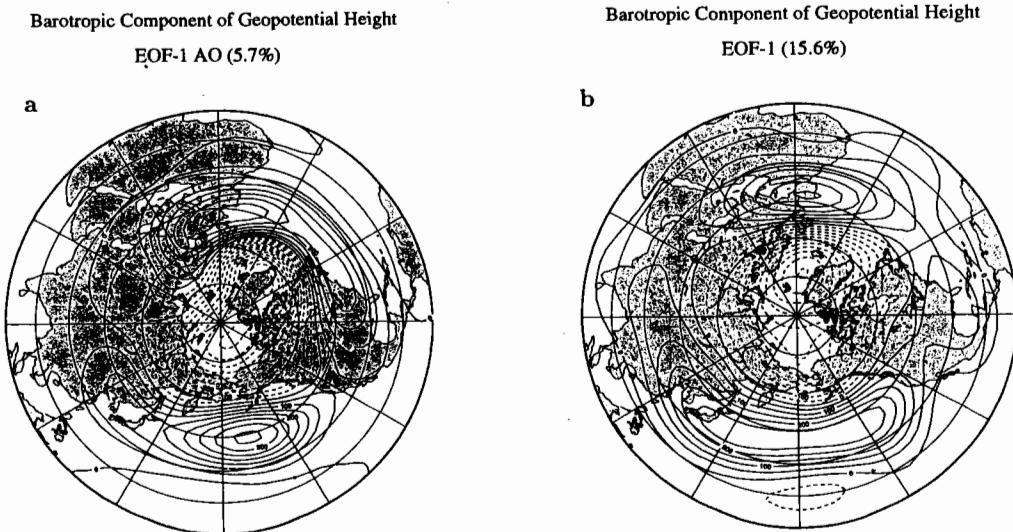


図9 (a) 1950年から1999年まで50年間の日々のNCEP/NCAR再解析データを用いて得られた大気の順圧成分に対するEOF-1の高度場。このEOF-1は北極振動(AO)を示す。(b)順圧S-モデルを用いて行った50年間の時系列に見られるEOF-1の高度場(単位はm)。

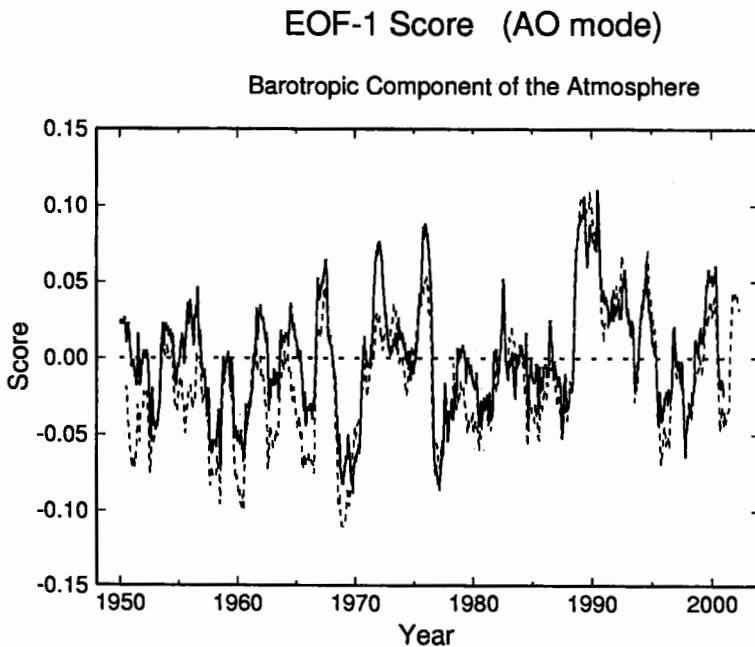


図 10 地上気圧場の EOF-1 で定義した北極振動指数（実線）と大気変数の順圧成分で定義した北極振動指数（点線）の比較（岡田 2003）。

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つたが、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。

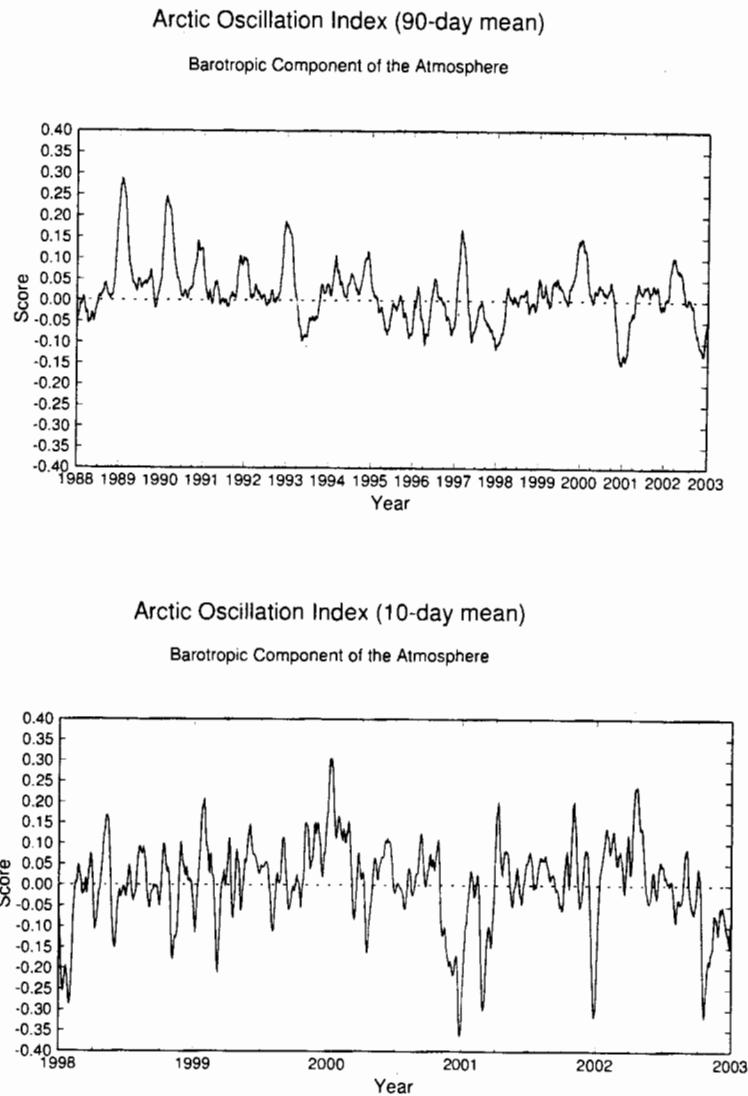


図 11 (a) 1988 年から 2002 年までの 15 年間の 90 日移動平均した北極振動指数の時系列。(b) 1998 年から 2002 年までの 5 年間の 10 日移動平均した北極振動指数の時系列。グラフは大気変数の順圧成分で定義したもの。

同様にして 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モードの特徴を充分に再現していると言える。他の大気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。

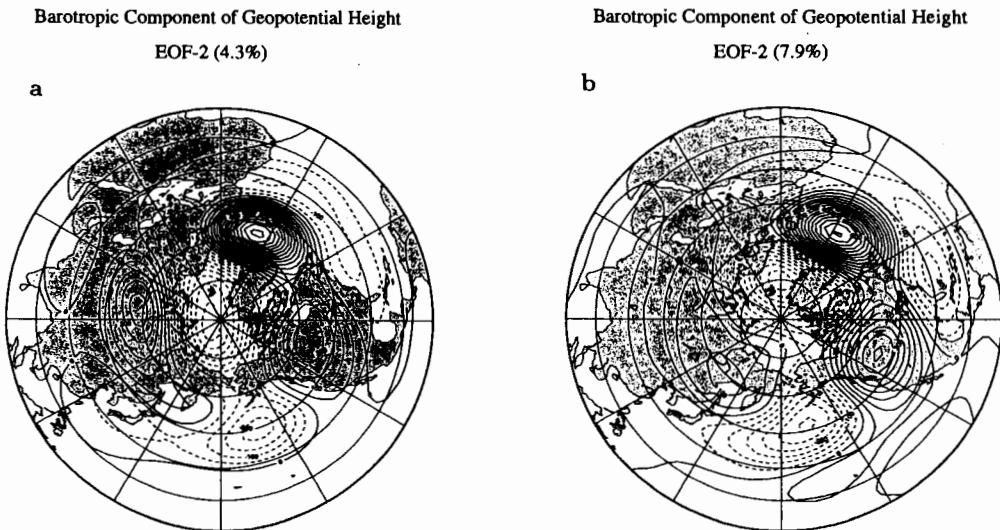


図12 図9と同様の再解析データおよび順圧S-モデルを用いて行った大気の順圧成分に対するEOF-2の高度場。

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、ロスピ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。ロスピーモードの分散関係式により、スケールの大きいモードほどロスピーモード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( $|c_i|$ の大きい)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

( $|c_i|$  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  $|c_i|$  が充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ピーア (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  $12^\circ/\text{day}$ ) は平均帶状流速と一致し、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の中心となる。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、ロスピーモードの振動数  $\sigma_i$  はすべて 0 となるためスケールは定義されないが、Shigezawa (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値を持ち、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  $n = 0$  のロスピ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、ロスピーア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、順圧帶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。プラネタリーアー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ピーア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つてよい。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ピーウ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。

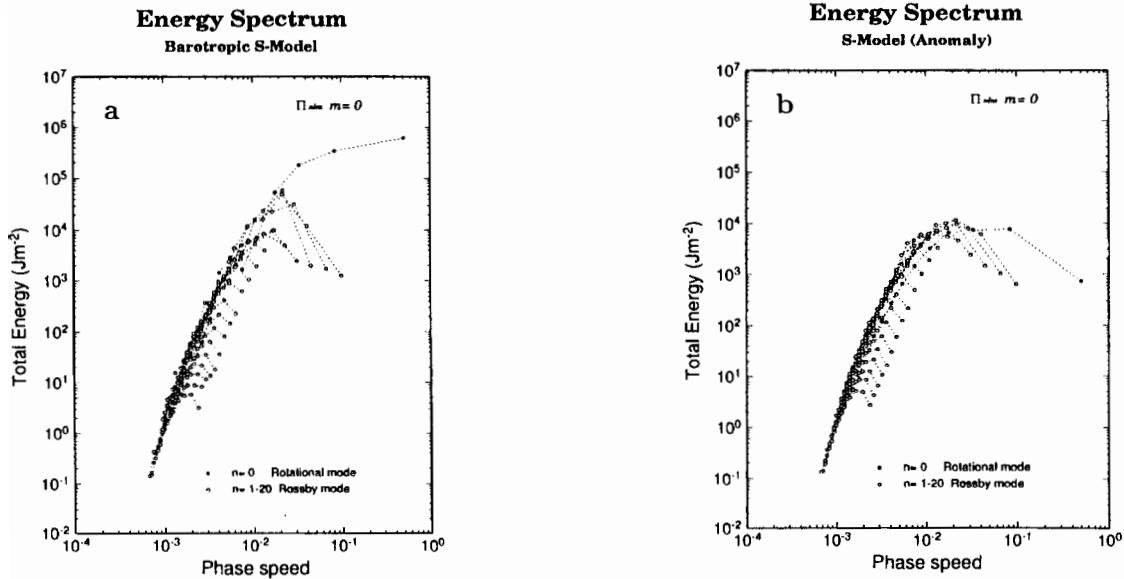


図 13 (a) 順圧 S-モデル 大気の 1 月固定 50 年ランについて計算された冬季 (DJF) の順圧大気のエネルギースペクトル  $E_i$ 。(b) アノマリから算出されるアノマリのエネルギースペクトル  $E'_i$ 。横軸はロスピーウーのスケールを表す西進位相速度  $|c_i|$ 。単位は  $\text{J m}^{-2}$ 。黒丸は東西波数  $n=0$ 、白丸は東西波数  $n \neq 0$  (Tanaka 2003)。

## 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、やがて碎波する際に、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。傾圧大気では波が碎波すると波数が増えるが、順圧大気では波が碎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碎波条件を越えて碎波すると、ジェットの分流が起こり、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分流により、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碎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碎波しやすい。

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碎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、総観規模擾乱から帶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、それが碎波（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  $\tilde{w}_i$ 、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。

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

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少ノイズではない。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。

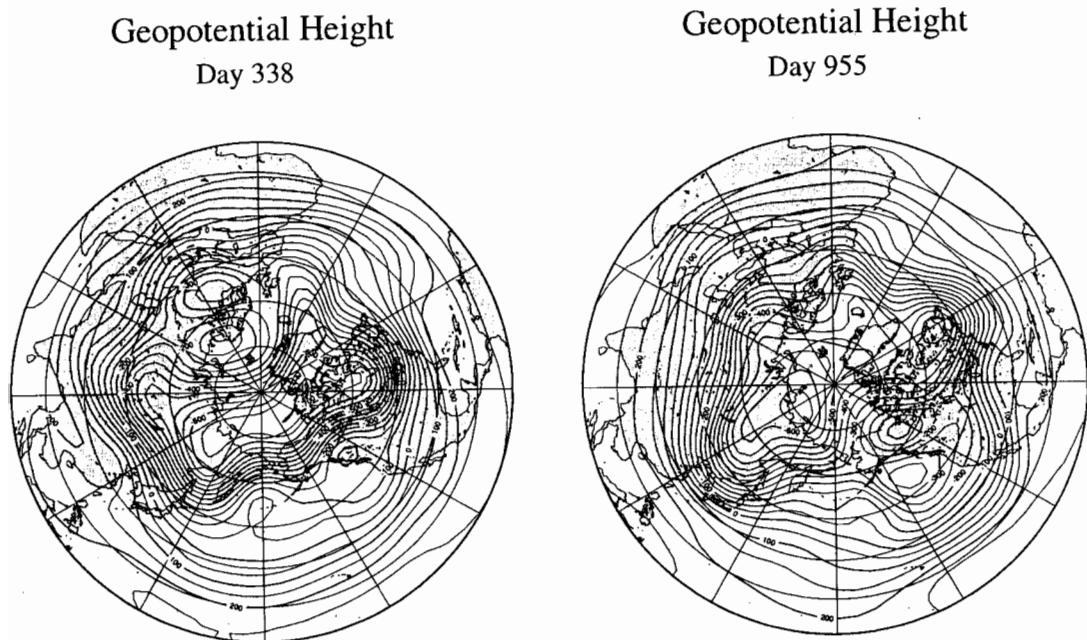


図 14 順圧 B-モデルの (a) 大西洋 (338 日) と (b) 太平洋 (955 日) に現れたダイポール型のブロッキング (Tanaka 1998)。

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、誤差を上乗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 30 m 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 50 m 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 100 m 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、充分に正しく再現されたことになる。

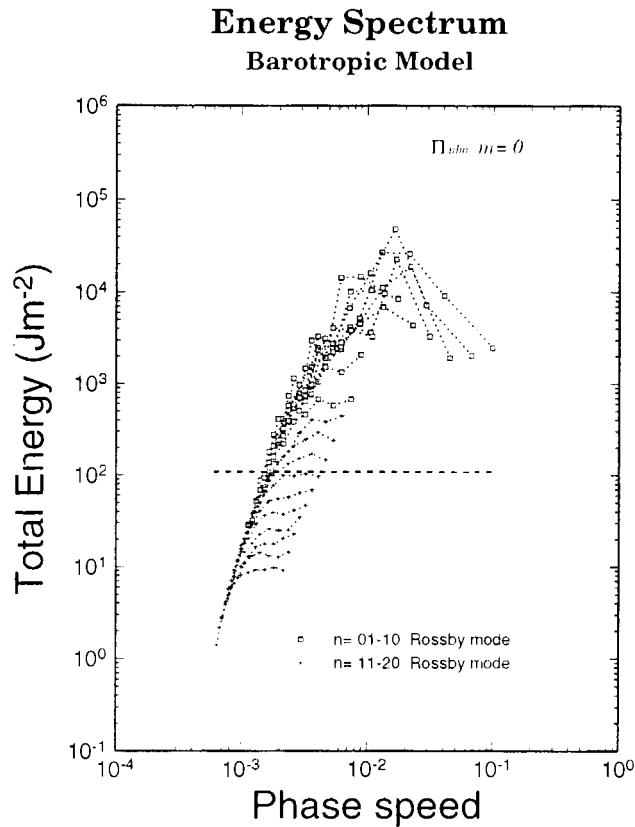


図 15 順圧 B-モデルの 1000 日ランについての渦動エネルギースペクトル。図中の点線は完全双子モデル実験で初期値に上乗せしたノイズの誤差エネルギースペクトル。

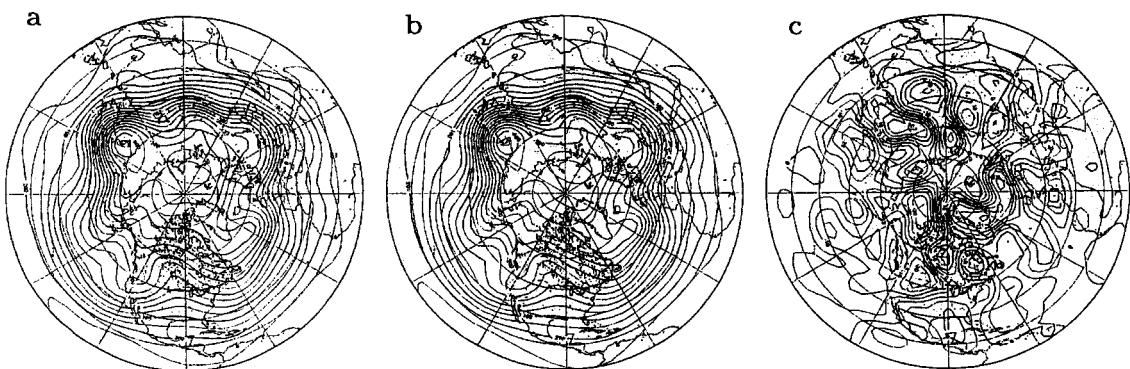


図 16 完全双子モデル実験の初期値である 941 日の (a) コントロールランの高度場、(b) 誤差を上乗せした初期値の高度場、(c) 両者の差の高度分布。等値線間隔は (a) と (b) が 50 m、(c) が 5 m。

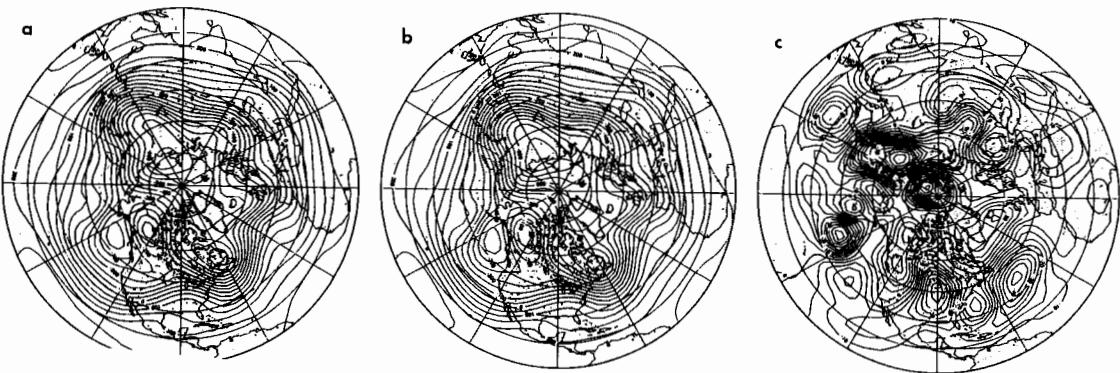


図 17 時間積分を開始してから 2 週間後の 955 日についての図 16 と同様の図。

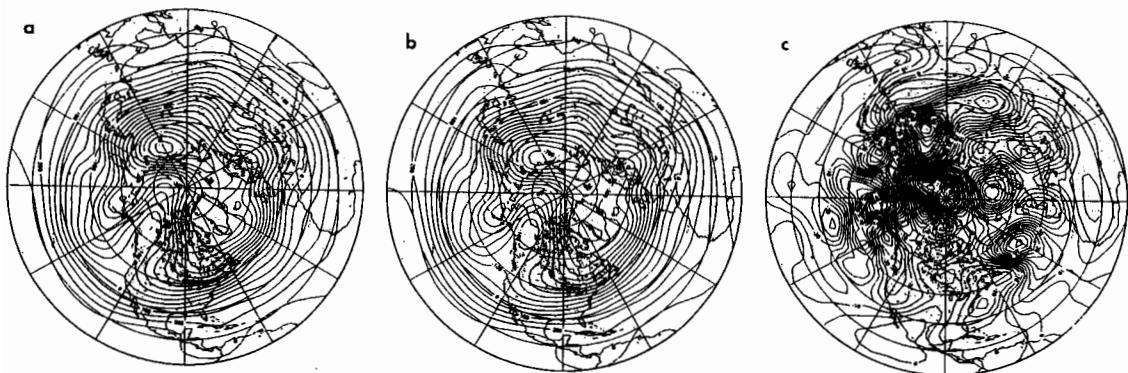


図 18 時間積分を開始してから 3 週間後の 962 日についての図 16 と同様の図。

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。

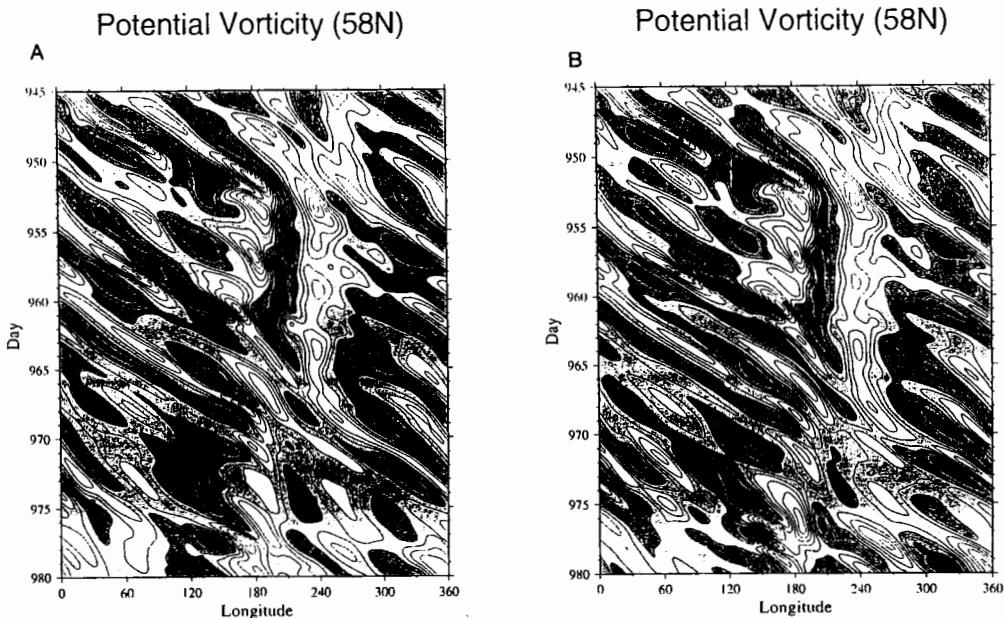


図19 浅水方程式系のポテンシャル渦度の58°Nに沿った時間変化。太平洋ブロッキングの発生から衰退までのライフサイクルを追跡したもので、黒い部分が低気圧性、白い部分が高気圧性の渦度を表す。(a) コントロールラン。(b) 誤差を入れたラン (Tanaka and Nohara 2001)。

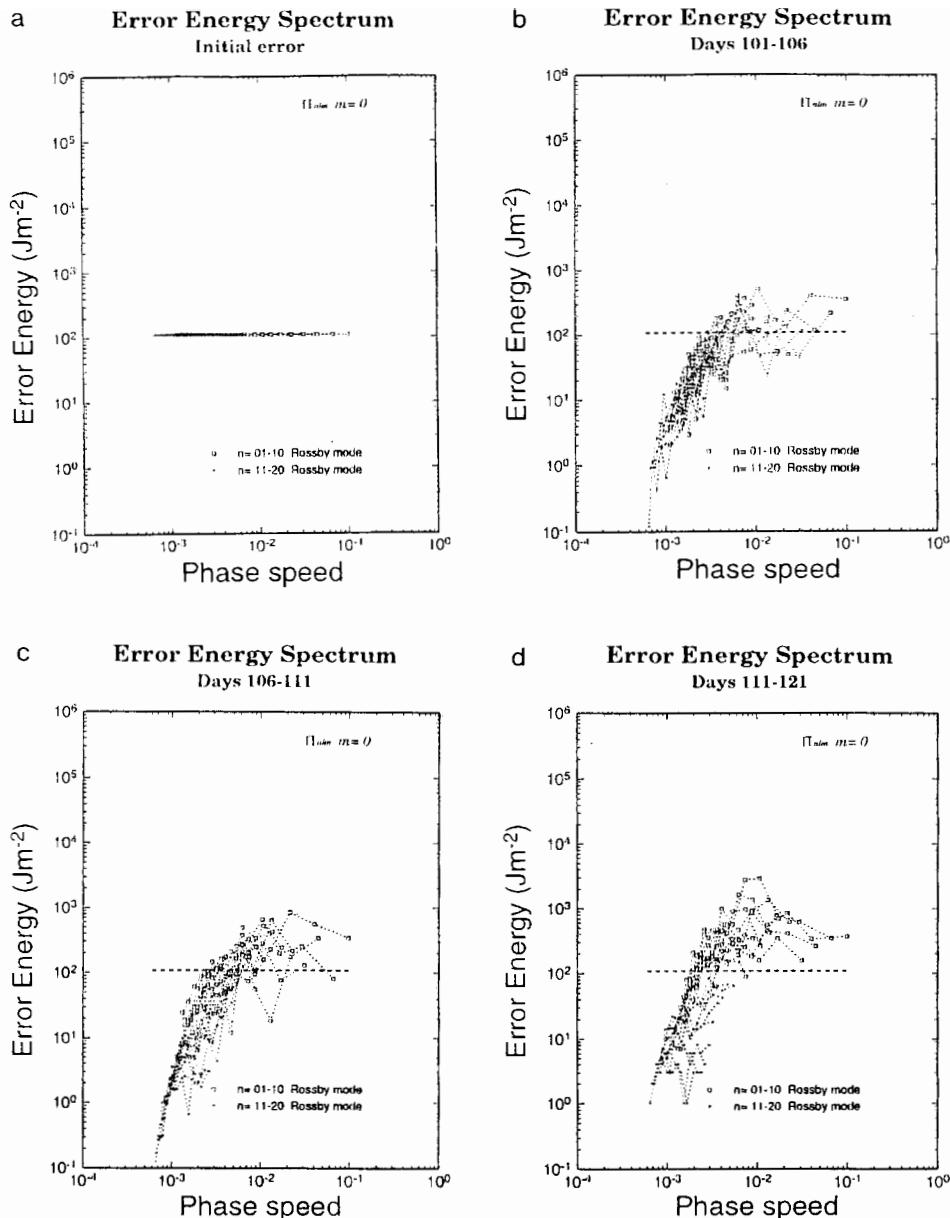


図 20 一様な初期誤差スペクトルの時間発展 ( $\text{J m}^{-2}$ )。(a) 初期値の 101 日、(b) 101-106 日平均、(c) 106-111 日平均、(d) 111-121 日平均。四角は  $n=1-10$ 、十字は  $n=11-20$ 。

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)による局所リアブ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ブ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、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ブノフ指数は $0.34 \text{ day}^{-1}$ 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、局所リアブ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で指數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ブ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、指數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考えられる。

## Growth of Prediction Error

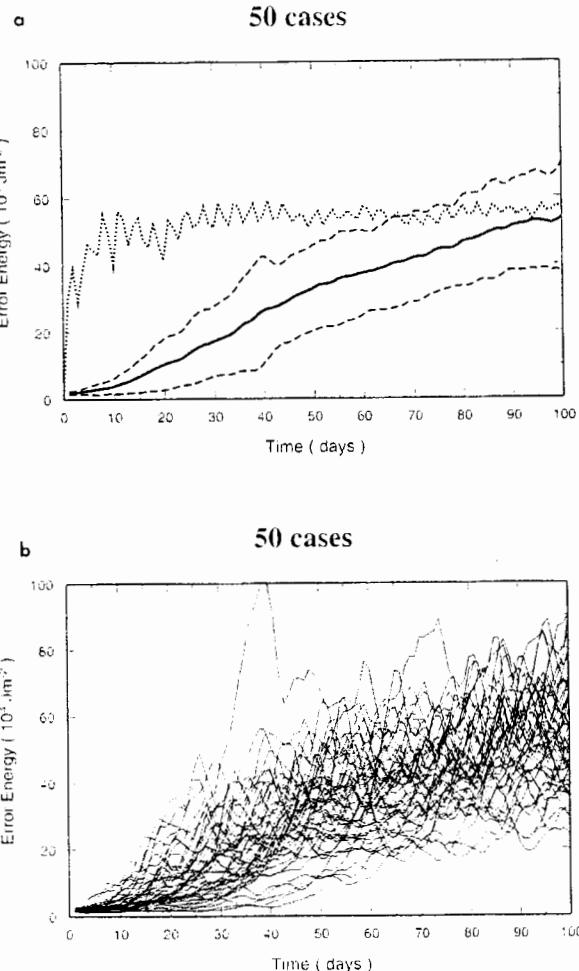


図 21 順圧 B-モデルの完全双子モデル実験を独立な条件で 50 回繰り返した結果の誤差エネルギーの 100 日間の時系列。(a) 誤差エネルギーの 50 例の平均（実線）および標準偏差（破線）。図中の点線は持続予報の結果。(b) 個々の実験についての誤差の時系列(単位は  $10^4 \text{ J m}^{-2}$ )。

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、極めて大きいが、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。

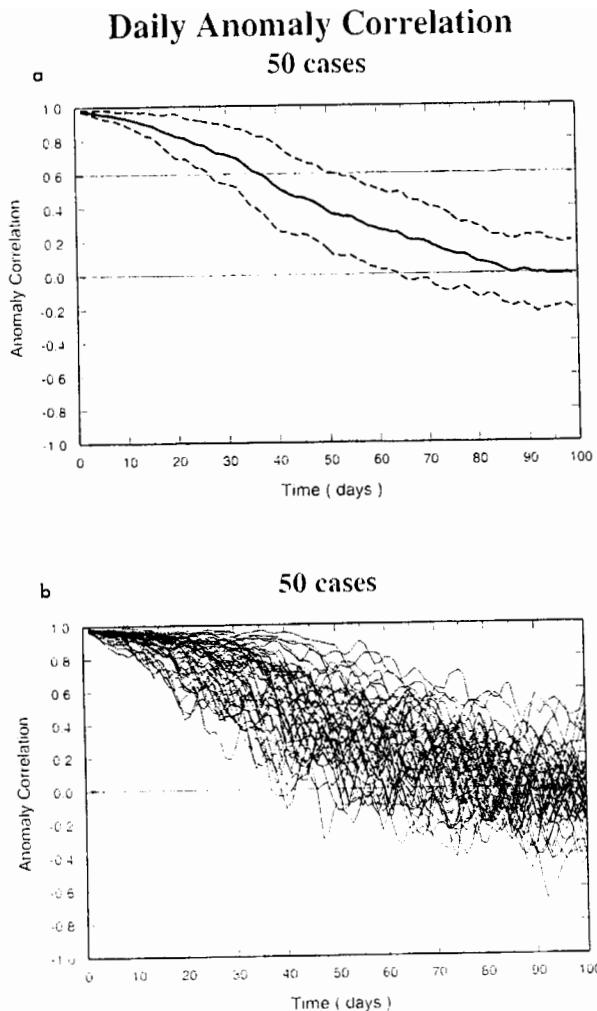


図 22 順圧 B-モデルの完全双子モデル実験を独立な条件で 50 回繰り返した結果のアノマリ相関の 100 日間の時系列。(a) アノマリ相関の 50 例の平均 (実線) および標準偏差 (破線)。(b) 個々の実験についてのアノマリ相関の時系列。

## 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  $r_{ijk}$  は 1%以下の誤差で正しく計算することができる。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充分に高いので、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、ほぼ真的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、 $s_i=f(w_i, \tau)$  の関数関係を決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ピード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 割程度の大きさと見積られる。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。

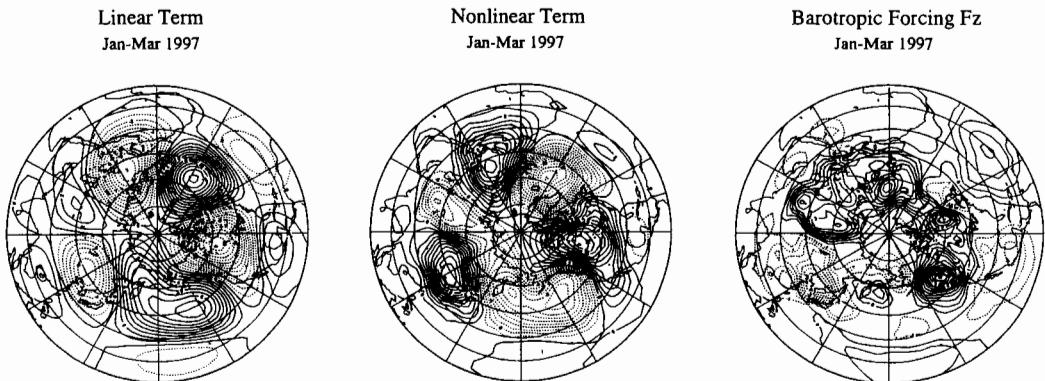


図 23 気象庁 GANAL データを用いて評価した 1997 年 1 月から 3 月の予報方程式 (8) の線形項、非線形項、外力項の平均高度変化場。単位は重力加速度を掛けた値で  $10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ 。外力項の等値線間隔は線形項、非線形項の半分。

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。

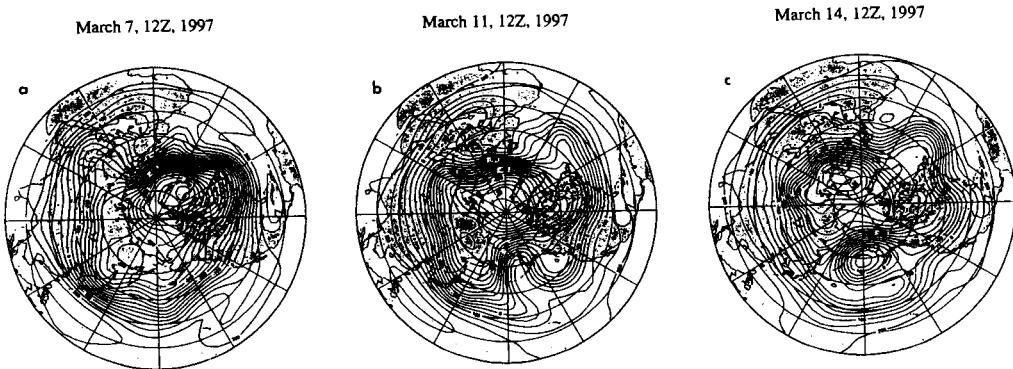


図24 気象庁のGANALデータによる1997年3月に発生した太平洋ブロッキングの発達事例。(a)3月7日、(b)3月11日、(c)3月14日の順圧高度場(単位はm)。

図25は、順圧P-モデルによる現実大気のブ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。

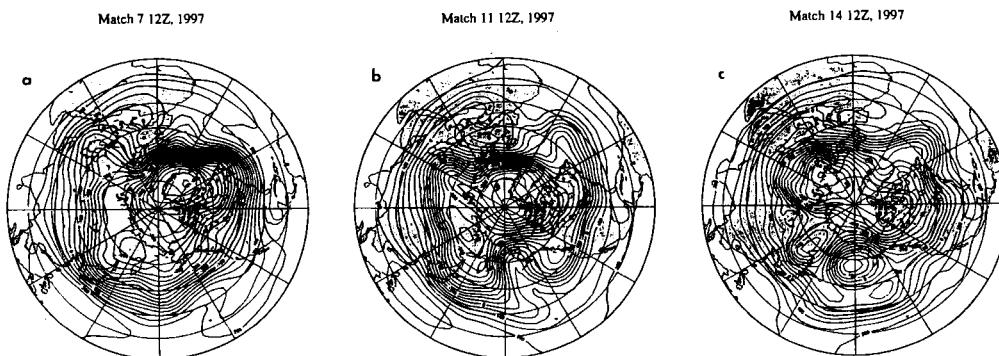


図25 順圧P-モデルによる1997年3月に発生した太平洋ブロッキングの数値実験。初期値は3月7日で、期間は図24と同じ。

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 におよぶ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ブ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、リアプロ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。

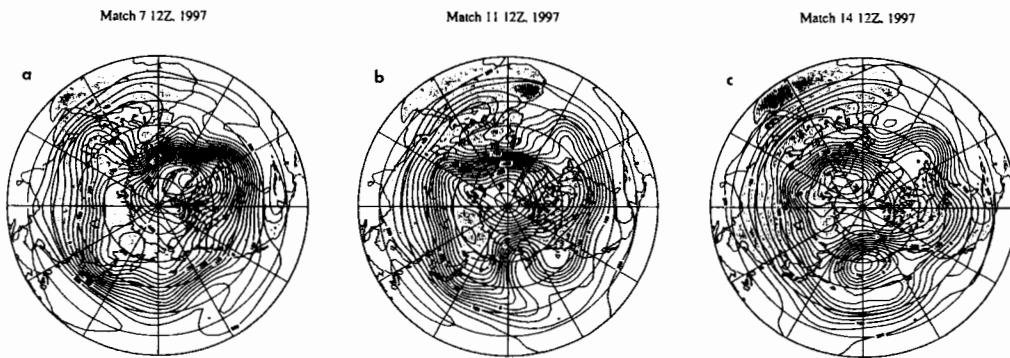


図 26 順圧 P-モデルによる完全双子モデル実験。3 月 7 日の初期値に図 15 と同じ一様なノイズを上乗せして時間積分したランの結果。

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予測実験

最後に、順圧 S-モデルによる現実大気の実際の予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測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測実験の結果である(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。

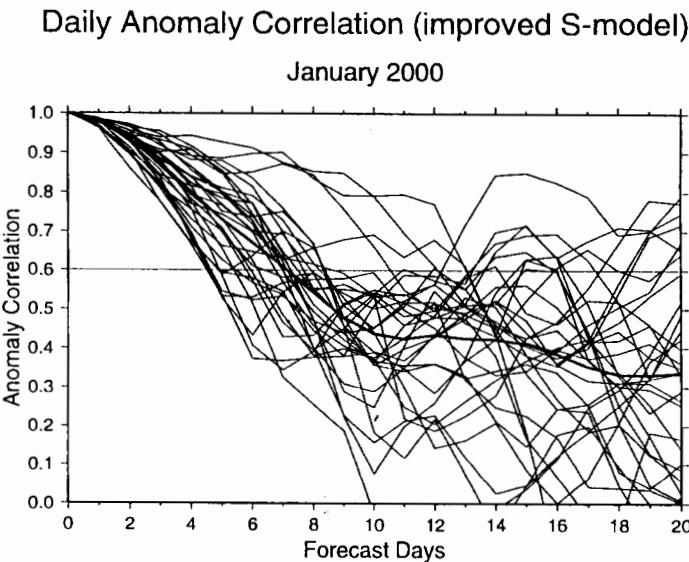


図 27 順圧 S-モデルによる 2000 年 1 月の現実大気の日々の予報実験についてのアノマリ相関の時系列(松枝 2002)。予報期間は初期値からの 20 日間で、図中の太線は 31 例の平均。

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順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測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しう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を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ピーア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の帯状流にはロスピーア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求した。

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 週間先のブ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、指數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ブ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 や土壤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. Poshay, 1986: One-month forecast experiments-without anomaly boundary forcings. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 2363–2401.
- Molteni, F., R. Buizza, T.N. Palmer, and T. Petroliagis, 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. Be'land 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ンタリー波の增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. グロースペッター、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.

# 中緯度および熱帯における再帰的な変動モードとその予測可能性

東京大学気候システム研究センター

木本 昌秀

## 1. はじめに

今回（2002年）の長期予報月例会のテーマは「力学的長期予報の展望」ということであったので、またグロースベッターに何が書かされる、という恐怖を克服し、あえて表記のタイトルで発表させて頂いた。中途半端な研究成果をお伝えしたいというよりは、環境問題への領土拡張、メソ気象の熱狂的発展、地球シミュレータ登場による未曾有の計算力獲得等々の諸事情の中にあってもなお、長期予報や大規模変動の力学が気象学の王道（の一つ）である、いや、あってほしいと願うからである。

十年近く前にアンサンブル手法が導入され始めた頃の感覚をいまだに引きずっている筆者などからすると、昨今の気象庁における長期予報実験の数量たるや脅威的である。初期値のアンサンブル数は30を軽く超え、十数年以上にわたって過去事例の予測結果が検討されている。これが予測可能性の高い短期～週間予報なら、とてもではないが貧相な道具立てしか持たない大学の研究者の出る幕ではなかろう。

しかし、である。さいわいなことに、というべきかどうかは知らないが、長期予報は難しい。果たして力学的手法に展望があるのかどうかすらあやしくらいである。テクノロジーの進展にも関らず、あいかわらずカオスを越えた1か月以上先の予測となると、「ゆっくりと変化する境界条件との相互作用による長周期現象が予測可能かもしれない」といったコメントしか出せないのは、筆者がとくに何事にも控えめで慎重な性格の持ち主であるせいばかりではないだろう。数値モデルを用いた力学的手法が長期予報においても主役を果たすことについては何の異論もないが、果たして大量の事例実験を重ね、点数を勘定して、初期値の作り方を工夫してゆくとどんどん展望が開けてゆくのかどうかについては、疑問符が付く。もちろん、そのような作業を中止せよと言っているのではなく、「どういう現象が」「いつ」「どのようにして」、そして、「なぜ」予測可能なのかを明らかにする努力が伴って初めて展望が開けるのではないかと思う（思いたい）のである。

## 2. 長周期の主要変動モード

いうまでもなく、長期予報の成否は大気長周期変動（Low-Frequency Variability; LFV）の予測の可否如何にかかっている。カオスによる障壁を越えてどのような成分がどの程度予測可能であるかを見極めることが予測の立場から重要であり、それらがなぜ、また如何様なメカニズムを経て予測可能性を持つのかを明らかにすることは、科学的に重要である。

上述した「ゆっくりと変化する境界条件」云々の言い回しは、境界条件さえ知れば長

期予報はOKだとの印象を与えることがあるが、大気の長周期変動モードの多くは境界条件に隸属せず、自己の意思をもって変動する（海面水温の影響が大きい熱帯においてすらそうであることは後述する）ことを思い起こせば、ここでいう長周期変動の機構解明が一筋縄ではゆかぬ大仕事であることは容易に理解される。筆者などはむしろ、ほとんどの長周期変動モードは内在する（～境界条件に依存しない）力学的、物理学的なフィードバックによって維持され、それによって他の可能性を凌駕して我々の眼に触れ、また、顕著な持続性を示す、そして、さまざまな境界条件はモード形成そのものよりもその発現確率や持続性に影響を与える、程度に捉えた方がよいと考えている。

すでにわれわれは長年の経験から、いくつかの顕著な変動パターンが月～季節～年々スケールの大気長周期変動中に卓越することを知っている。太平洋－北米パターン（Pacific-North American pattern; PNA）とか北大西洋振動（North Atlantic Oscillation; NAO）などのテレコネクションパターンがその代表的なものである。最近ではアリューシャン－アイスランド・シーソーも同定された。熱帯ではマッデン－ジュリアン振動（Madden-Julian Oscillation; MJO）なんかもある。大気に限らなければエルニーニョ－南方振動（ENSO）や十年規模変動などもある。例えば経験的直交関数（Empirical Orthogonal Function; EOF）解析のような機械的な解析から大きな分散比を伴う変動として抽出されるこれらの「モード」の成り立ちと盛衰の仕組みを知りましょう、算術上はこれらのモードの重ね合わせとして表現される個々の事例を追及する努力に「加えて」、モードそのものを理解する作業も長期予報の展望を開くのに貢献するのではないか、と言いたいのである。

「EOFが物理モードとは限らない」というご意見が聞こえてきそうである。賛成である。だから、物理的解釈が可能かどうかを見きわめよう、というのである。

一般論ばかりで恐縮である。以下わずかながら具体例を挙げながら、物量作戦ではかなわぬ研究コミュニティの長期予報発展への貢献の可能性について語ってみたい。

昨年の本誌にも書いたし、近々に発行される気象研究ノートにも書いたので今回は詳細を省くが、「北極振動」または環状モードと呼ばれる変動パターンは、基本的には冬季北半球の（3次元的に曲がった）基本場のもとで「もっとも減衰の少ない（least-damped）モード」であると考えている。長周期変動（偏差） $\mathbf{x}$ を基本場からの小さなずれと考え、（非線形効果とか消散とか境界条件とかいろいろな）強制 $\mathbf{f}$ の存在下で

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{Lx} + \mathbf{f} \approx \mathbf{0} \quad (1)$$

と考えたとき、 $\mathbf{f}$ を（わからないので）ランダムとすると基本場まわりの線形化行列 $\mathbf{L}$ の最小特異値をもつ（右）特異ベクトルとして「北極振動」によく似たパターンが得られる（Kimoto et al. 2000; 木本 2002; 木本・渡部 2003）。特別な形、大きさの強制がなくて

も他のモードより減衰が圧倒的に小さいため、長周期 ( $\frac{d\mathbf{x}}{dt} \approx \mathbf{0}$ ) では卓越して現れる、と

いう理屈である。「指一本で釣鐘を揺らす賢い坊主」の話と似ている。(中国では、洗面器を「上手に」こすって中の水を泡立てる大道芸がある。) 減衰が少ないので、偏差波と帶状平均場の間に南北運動量輸送を通じた正のフィードバックがあるから、と考えている。

「北極振動」がいわゆる「内部変動モード」すなわち境界条件の助けなしに大気力学だけで生じうるモードであることは、海面水温偏差を与えない大気大循環モデル(AGCM)の多くがこのモードを再現することからすでにわかっている。「外部」強制は基本的には何でもよいのであるが、モードを励起したり、その遷移をもたらすのに効果的なものとそうでないものがあってよい。そこを調べることが長期予報に貢献し、また、モードの力学をより詳しく知ることにつながる、と信ずる。具体的に、北大西洋の海面水温(Watanabe and Kimoto 2000,2001)、秋のユーラシア北東部の雪(Watanabe and Nitta 1999; Cohen and Entekhabi 1999; Cha and Kimoto 2001)など、渡部・木本(2003)により詳しい記述がある。

柳の下の2匹目は、「熱帯環状モード(Tropical Axisymmetric Mode; TAM)」である(Watanabe et al. 2002; 図1)。上と同じ解析を全球通年で行うと赤道域の帶状西風が正または負に揺れるモードが第1モードとして得られる。この場合の正のフィードバックは、ハドレー循環の偏差と基本場西風の南北シアの間の相互作用で賄われる。観測データからも同定できるし、気候学的平均の海面水温を与えた大気大循環モデル(AGCM)の長期積分結果にもこのモードを見つけることができる。未発表結果も含むので詳しく述べないが、このモードの存在を考慮に入れることによってエルニーニョ時のユーラシア大陸上のテレコネクション、インドモンスーンの弱化や、東アジアの冷夏傾向が合理的に解釈できるのではないかと考えている。

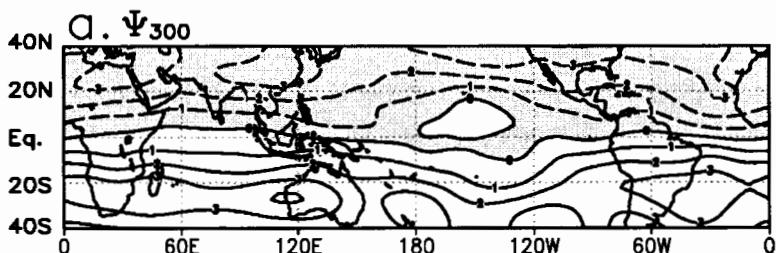


図1 热帯環状モードの水平パターン。月平均 300hPa の流線関数の EOF 第1モード。(Watanabe et al. 2002)

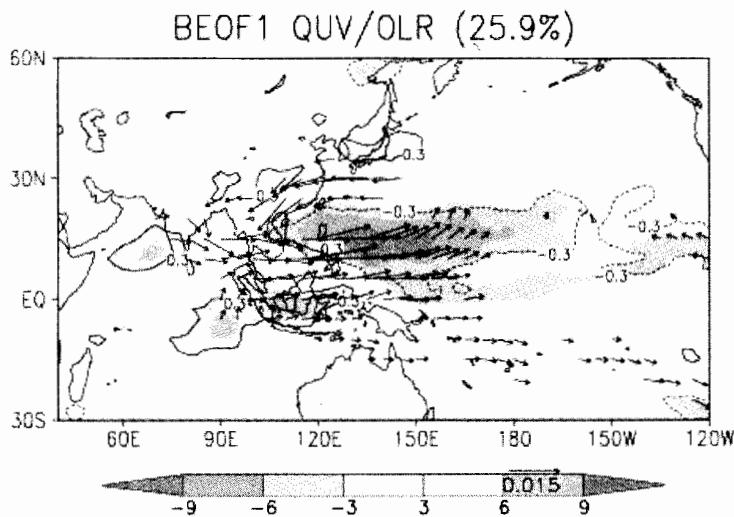


図2 夏季（6–8月）アジアモンスーン域(40°E–180°E; 20°S–40°N)の鉛直積算水蒸気フラックスの第1EOFモード. 矢印: 時係数と水蒸気フラックスの回帰係数. 陰影: 同じく外向き長波放射. (安富, 2003, 博士論文)

3四目は目下検討中であるが、夏季アジアモンスーン域の水蒸気フラックスの第1EOFがあやしい（図2）。西太平洋フィリピン東沖と南東インド洋スマトラ沖の対流活動の双極子、およびフィリピン沖を中心とする下層の高気圧または低気圧性の偏差で特徴付けられるパターンである。長江洪水の起きた1998年夏の東アジア域への南西暖湿気移流の偏差をもたらしたのもこのパターンである。Shen et al. (2000)は、この年は赤道東太平洋とスマトラ沖の海面水温の影響が大きかったとしたが、長年の統計をとると海面水温の有意な同時相関はほとんどない。フィリピン沖の海面水温は対流が活発なとき負になるセンスで、むしろ大気西風偏差の強化による水温低下を表していると考えられる。このパターンは、安富（竹見）奈津子が「Pacific-Indo dipole」と名付け、その形成力学について博士論文としてまとめつつあるのでご期待いただきたいが、とりあえずここでは気候値海面水温を与えたAGCMで再現され、パターンの成り立ちには「外部」条件は必要としないようであることを指摘しておく。熱帯で強烈な降水偏差を伴うパターンである。実証はまだあるが、湿润過程と循環とが結合した least-damped モードと考えたい。

このような熱帯のパターンでもいわゆる大気の「内部力学」（今の場合湿润過程も含む）による変動モードが卓越する。熱帯では海面水温による強制が支配的なのではないのか？海面水温がわかってもこのようなパターンの予測可能性は低いのか？実はそんなことはない。1949–1998年の実測海面水温を与えた8本のアンサンブルAGCM積分によって作った図3に見られるように、アンサンブル平均の時系列は観測されたパターンの時系列と相関係数0.6以上でよく一致している。このことと、パターン時系列の海面水温との相関が

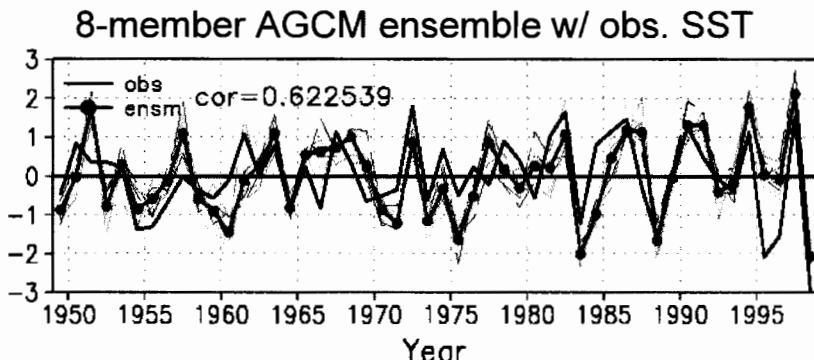


図3 観測と実測された海面水温を与えた大気大循環モデルの図2に対応するアジアモンスーン域水蒸気フラックス EOF の第1モードの時系列。実線が観測、黒丸つき実線がモデルの8メンバーアンサンブル平均、細線は各メンバーの時系列。EOFは観測とモデルは別々に求めている。

ほとんど有意な域を持たないことは矛盾しないのだろうか？筆者らは次のように考えている；変動パターンは基本的には「内部力学」で形成されるが、熱帯だけに海面水温の影響は大きい。しかし、それはある特定海域の海面水温にのみ敏感に反応するというよりも、あるときはこの海域の水温とそれに伴う循環偏差が「内部」モードのある極性を効果的に励起し、また別のときには別の場所あるいは複数の海域の水温偏差が組み合わさってモードを励起するのだ、と。この解釈に従えば、熱帯といえども特定海域の海面水温インデックスのようなものとの相関解析結果をもって予測を試みるのは危険であるということになる。しかし、図3が示唆するように、しかるべき準備された大循環モデル（究極的には結合モデル）を用いれば予測の見込みは大いにあると言える。

### 3. おわりに

限られた研究結果のみを頼りに偉そうな一般論をぶったことになってしまった。しかし、かつてないデータとモデルの充実により、ここで例に挙げた現象だけとどまらず多くの長周期変動現象のペールが剥がれつつあると思う。物事は確実に進展している。しかし同時に、現象の発現、遷移などといった面についてはまだまだこれからで、研究的なアプローチが実用的な予測に貢献するには時間がかかるのかもしれない。

物理的なフィードバックループが同定されれば、卓越する変動モードというのは、気象力学においてロスピーモードとか重力波のように、変数間の共変動性を同定し、現実に起こる複雑な現象の解釈のよりどころにしてきたものの気候力学版と考えてよいのではないだろうか。もちろんモードは多数あり、相互作用する。例えば、日本の天候には常に複数要因が作用する。本文中でも書いたが、特定のローカルなインデックス同士の相関関係に頼るのは危険である。ある地域の気温偏差と0.8の相関係数を持つインデックスなどまずあるまい。このような複雑な事情を捌けるのはやはり力学モデルをおいてないであろう。

かつてない量の過去事例の予測結果が蓄積されつつある。しかし、果たしてそれらは十分に生かされているだろうか？スコアは大事かもしれないが、場所はずれてもモデルは好い線を出している場合もあるのではないだろうか。場所やタイミングのずれを修正するにはモデルのどの部分の改良が必要なのだろうか？長期積分ではモデルの挙動はサブグリッドスケールのパラメタリゼーションに敏感である。ここでは、「モード」といったある意味大雑把な概念を強調してきたが、格子点データでああだった、こうなっていただけでは、予測に使うモデルの精度は上がるまい。実例にあたって検討を重ねるしかない。力学的長期予報においては気象庁の孤軍奮闘の感があるが、研究コミュニティも貢献できる余地は十二分にある。かつて「数値予報（NP）グループ」がそうであったように、現業と研究者が入り混じって議論を闘わせる機会と場がもっと広がれば力学的長期予報の展望も開けるに違いない。

## 参考文献

- Cha, E.-J., and M. Kimoto, 2001: The Autumnal Snow Cover, the Arctic Oscillation, and the East Asian Winter Monsoon. Proceedings of the Third International Symposium on Asian Monsoon Systems, December 11-14, 2001, Okinawa, Japan, 266-269.
- Cohen, J., and D. Entekhabi, 1999: Eurasian snow cover variability and Northern Hemisphere climate predictability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 345-348.
- 木本昌秀, 2002: 「北極振動」の力学、励起メカニズムについて. グロースペッター, **40**, 28-36.
- 木本昌秀, 渡部雅浩, 2003: 北極振動の中立モード理論. 気象研究ノート「北極振動」, 刊行予定.
- Kimoto, M., F.-F. Jin, M. Watanabe, and N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 737-740.
- Shen, X.-S., M. Kimoto, A. Sumi, A. Numaguti, and J. Matsumoto, 2000: Simulation of the 1998 East Asian summer monsoon by the CCSR/NIES AGCM. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **79**, 741-757.
- Watanabe, M., F.-F. Jin, and M. Kimoto, 2002: Tropical axisymmetric mode of variability in the atmospheric circulation: Dynamics as a neutral mode. *J. Climate*, **15**, 1537-1554.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 2000: Atmosphere-ocean thermal coupling in the North Atlantic: A positive feedback, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 3343-3369.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 2001: Corrigendum. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 733-734.
- 渡部雅浩, 木本昌秀, 2003: NAO の力学と長周期変動. 気象研究ノート「北極振動」, 刊行予定.

## 成層圏突然昇温の予測可能性 -1998年11月、12月の事例解析-

1: 京都大学 防災研究所

2: 九州大学 大学院理学研究院

向川 均<sup>1</sup>、廣岡 俊彦<sup>2</sup>

### 1.はじめに

冬の成層圏循環における最も顕著な現象である突然昇温現象は、Matsuno(1971)により、対流圏より鉛直伝播する大振幅のプラネタリー波と成層圏における帯状平均風との相互作用という枠組みで力学的に理解しうることが示されている。しかしながら、突然昇温現象の発生時にしばしば観測される、対流圏におけるプラネタリー波の増幅メカニズムを矛盾なく説明する理論は依然として存在しない。また、現業の数値予報モデルを用いて、実際に発生した昇温現象を、どれくらい前から予測しうるのかという予測可能性や、成層圏突然昇温の前駆現象に言及した研究も少ない(*e.g.* Mechoso *et al.*, 1985)。

一方、中長期予報の精度向上の観点からは、成層圏循環の変動が対流圏循環に及ぼす影響とその予測可能性を明らかにする必要がある。例えば、Baldwin and Dunkerton (1999, 2001) は、統計的解析によって、極渦の弱い(強い)状態に対応する北極振動(以下 AO)の正負のシグナルが、成層圏上層から徐々に成層圏中を下方伝播して対流圏にまで達することを指摘しているが、この AO シグナルが下方伝播する力学的メカニズムや、下方伝播の予測可能性は明らかにはされていない。他方、対流圏ブロッキング現象と成層圏突然昇温現象との関連性については、Labitzke (1965) や、Quiroz (1985) らの研究による指摘はあるが、両者の力学的関連も明らかではない。

そこで本研究では、1998年12月中旬に発生した波数1型の成層圏突然昇温現象の予測可能性や、その発生メカニズム、及び対流圏循環との関連を調べるために、気象庁一ヶ月予報モデルによる予測結果を用いて事例解析を行った。

### 2. データ

1998年11月、12月の期間について、気象庁より提供して頂いた気象庁一ヶ月予報結果を用いた。この一ヶ月予報は、水平解像度がT63で、鉛直層数30(モデル上端は1hPa)の気象庁数値予報モデルを用いて実施されたものである。また、予報は、週2回(水曜と木曜)、それぞれ、最も確らしい初期値から時間積分を行うコントロールランと、複数(4メンバー)の微小な擾動をこの初期値に加えて時間積分を行う擾動ランからなるアンサンブル予報の手法を実際には用いているが、本研究で用いたのは、毎週木曜日を初期日とする週一回のコントロールラン(全8予報)のみである。予報結果は、12時間毎に、1000hPaから10hPaまでの17等圧面上での緯度経度2.5度格子点データとして提供された。

一方、同期間の実況データとして、6時間毎の、1000hPaから10hPaまでの17等圧面上での緯度経度1.25度格子点データとして提供された気象庁全球客観解析データを用いた。

### 3. 結果

#### 3-1. 1998年11月、12月の大気循環の特徴

まず、1998年11月、12月の大気循環の特徴を簡潔に記述する。図1からわかるように、1998年12月12日頃から一週間程度で40Kも成層圏極域の温度が上昇し、それに伴い、成層圏高緯度域で東風となり、典型的な突然昇温(major warming)が発生した。この昇温が極大となるのは、12月17日頃である。

図2aで示した、旬平均10hPa等圧面高度場の分布から、この突然昇温現象は東西波数1のプラネタリー波の增幅によって生じたことがわかる。また、この増幅期の前にあたる11月下旬の対流圏循環を見ると、ヨーロッパ付近で、ブロッキング高気圧が発生していることがわかる(図2b左上)。このブロッキング高気圧と突然昇温現象との関連については後で議論する。一方、突然昇温現象が終了した12月末にも、対流圏では、アラスカ付近に顕著なブロッキング現象に伴う高気圧性循環が発生している(図2b右下)。図2より、この高気圧性循環は10hPa等圧面高度場でも明瞭に存在しており、成層圏中部にまで達する非常に背の高い順圧構造を持っていることがわかる。この特徴は、11月下旬に発生したブロッキング高気圧(図2a左上)のように、通常はそれに伴う高気圧性循環が対流圏内のみに留まるのとは対照的であり、ブロッキング現象の形成メカニズムの観点からも大変興味深い。

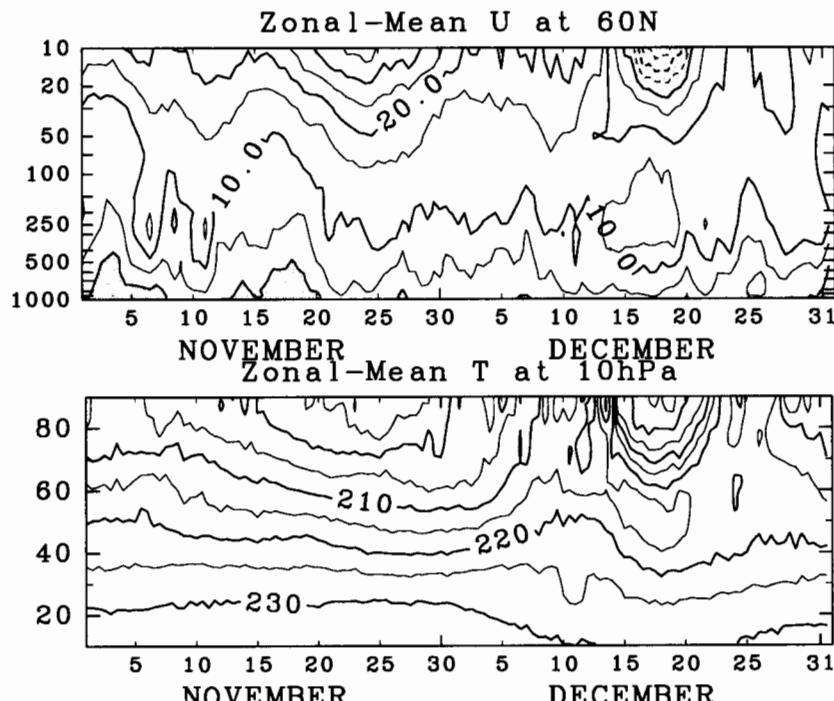
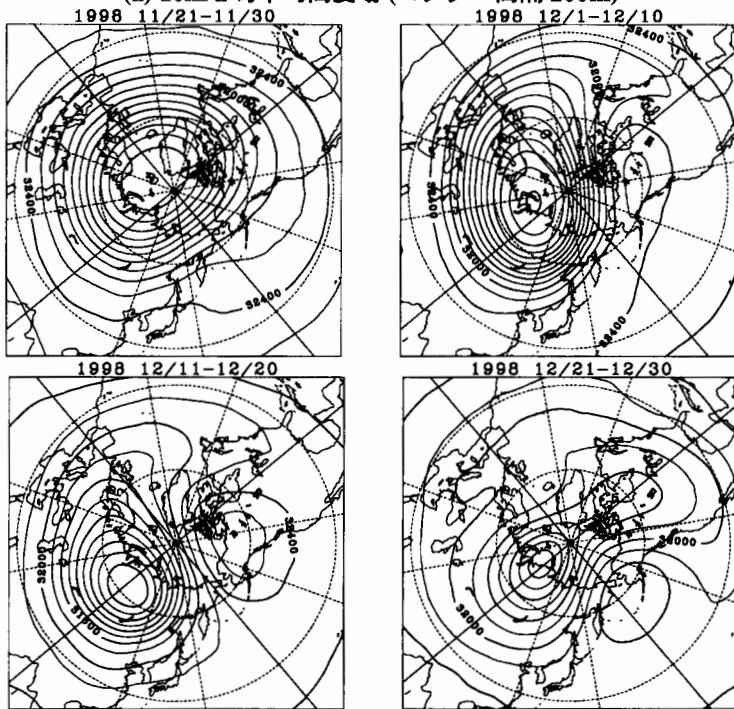


図1. 1998年11、12月における、北緯60度の帯状平均東西風(m/s)の鉛直分布(上)、10hPaにおける帯状平均温度(K)の緯度分布(下)。東風の領域に陰影をつけた。

(a) 10hPa 旬平均高度場 (センター間隔 200m)



(b) 500hPa 旬平均高度場 (センター間隔 100m)

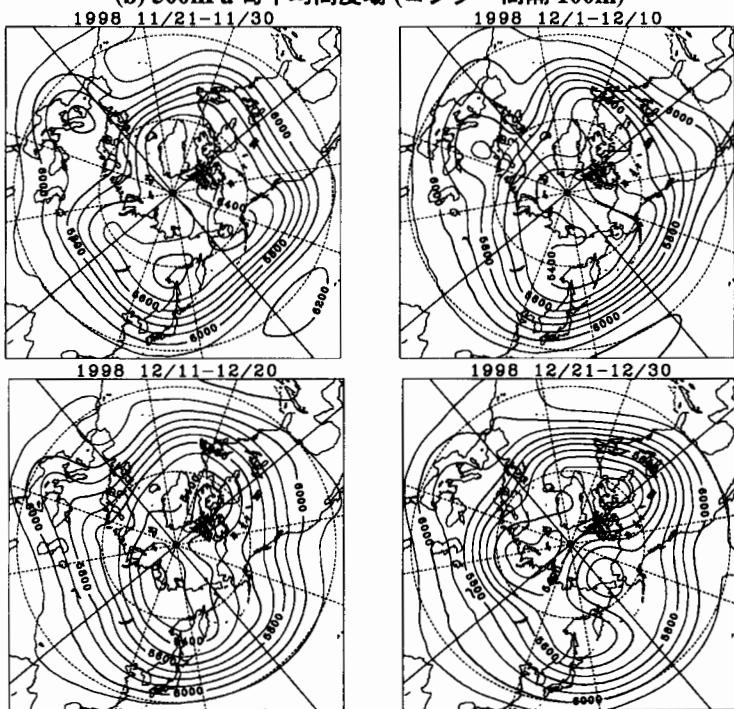


図 2. 1998 年 11 月 21 日～30 日 (左上)、12 月 1 日～10 日 (右上)、12 月 11～20 日 (左下)、12 月 21～30 日 (右下) の旬平均高度場分布 (m)。(a) 10hPa、(b) 500hPa。

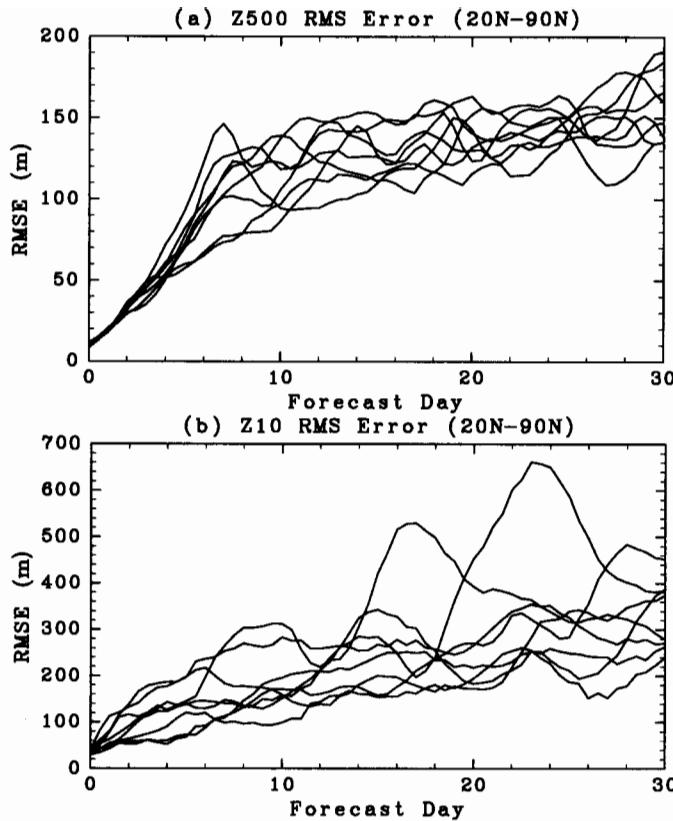


図 3. 1998 年 11 月、12 月に実施された 8 例の気象庁一ヶ月予報結果モデルの予報誤差成長。北緯 20 度以北の領域における等圧面高度場の RMSE で示す(本文参照)。横軸は予測期間。(a) 500hPa, (b) 10hPa。

### 3-2. 一ヶ月予報の誤差解析

図 3 に 1998 年 11 月、12 月に実施された一ヶ月予報モデル結果(全 8 例)の予報誤差の成長の様子を示した。予報誤差の指標として、次の式で定義される、等圧面高度場における平均自乗根誤差(RMSE: Root Mean Square Error)を採用した:

$$RMSE = \sqrt{\sum_{i=1}^N (Z_f^i - Z_a^i)^2 / N} \quad (1)$$

ここで、 $Z_f^i$  と  $Z_a^i$  は、それぞれ、ある格子点 ( $i$ ) における、予測された高度場と、観測された高度場の値である。また、 $N$  は格子点数で、図 3 では、北緯 20 度以北の領域に対して面積の重みも加味して平均をとった。

まず、500hPa での誤差成長を見ると(図 3a)、予報誤差の大きさは、平均して 10 日程度で飽和し、それよりも長期の予測に対しては誤差は成長しないことがわかる。このことは、対流圏の大気運動の予測可能な期間が 10 日程度であることと対応している(余田他、1992)。一方、図 3b に 10hPa 等圧面高度場の予報誤差の時間的成長を示した。まず、予報誤差の大きさは、図 3a に比べ数倍大きいことがわかる。これは、高度と伴に大気密度が小さくなる

ため、高度場の変動が成層圏では大きいためである。また、成層圏では、予報誤差は線形的にゆっくりと成長し、30日予報でも飽和する様子は見られない。従って、成層圏における大気運動の予測可能な期間は、対流圏と比べて長く、20日から30日以上にまで達することが示唆される。これは、図2でわかるように、成層圏では空間スケールの大きなプラネタリー波が卓越しているため、運動の時間スケールも大きくなるためと考えられる。また、成層圏突然昇温現象の発生と関連して、予報誤差が大きく増減することも見て取れる。

次に、成層圏極域での昇温現象の予測可能性を議論するため、10hPaの北緯80度での帯状平均温度の解析値と予測値を図4に示した。極域での突然昇温現象の発生に関しては、11月19日(以下、Run 3)以降を初期値とする予測結果では正しく予測されており、現在の最新の数値予報モデルでは、ほぼ一ヶ月前から成層圏突然昇温現象を予測できる可能性があることがわかる。また、10hPa等圧面高度場分布(図省略)から、Run 3以降の予測値では、成層圏における波数1の增幅現象も正しく予測していることが示される。このことは、極域での昇温を正しく予測できることと対応している。しかし、各予測での成層圏における波数1のプラネタリー波の位相は、解析値のそれとは異なっていた。このことが、図3bで示された、等圧面高度場予報誤差の急激な増加を産み出しているのである。

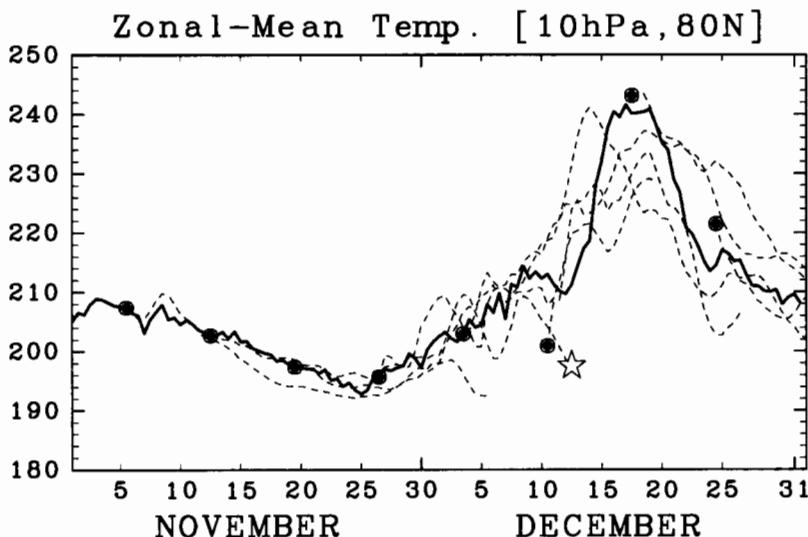


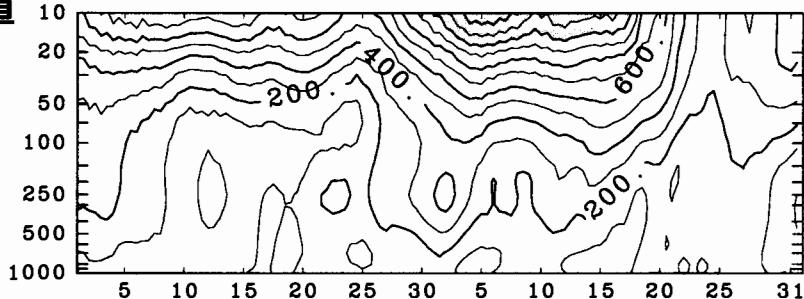
図4. 1998年11月、12月に実施された8例の気象庁一ヶ月予報結果と解析値との比較。北緯80度、10hPaにおける帯状平均温度を示す。実線が解析値、破線が予測値、黒丸は各予報の初期日、白抜きの星印は、初期日が11月12日のRun 2の予測最終日を示す。

### 3-3. 成層圏突然昇温現象の発生とブロッキング現象

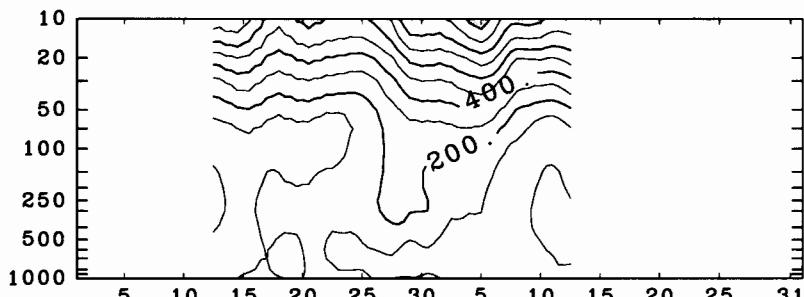
前節でみたように、11月12日を初期値とするRun 2は、突然昇温の予測を失敗し、11月19日を初期値とするRun 3以降の予測では、突然昇温の予測に成功している、このような突然昇温現象の予測の成否を分けた原因がどこにあるのかを検討するため、以下では、Run 2とRun 3における波数1のプラネタリー波の振る舞いについて詳細に解析する。

まず、図 5 に 1998 年 11 月、12 月における波数 1 のプラネタリー波の、北緯 60 度での振幅の高度-時間変動を示す。解析値では、11 月下旬以降に、まず対流圏中上層付近で振幅が大きくなり、12 月初旬に成層圏でも振幅が大きくなった後、12 月 17 日付近で突然昇温が発生している。これは、対流圏で励起された大振幅のプラネタリー波が成層圏に伝播し、突然昇温を引き起こすという、Matsuno (1971) による突然昇温発生の基本メカニズムを裏付けるものである。一方、突然昇温の予測に失敗した Run 2 では、11 月下旬に対流圏中のプラネタリー波はわずかに増幅するが、それは持続せず、12 月初旬には減衰してしまう。それに対し、突然昇温の予測に成功した Run 3 では、対流圏での増幅と、成層圏への伝播をほぼ正確に予測している。このため、成層圏突然昇温の予測に成功したと考えられる。このように、突然昇温の予測に成功した予報と失敗した予報の違いは、11 月下旬から 12 月上旬における波数 1 のプラネタリー波の振る舞いの違いにより生じていたと考えられる。

(a) 解析値



(b) run 2



(c) run 3

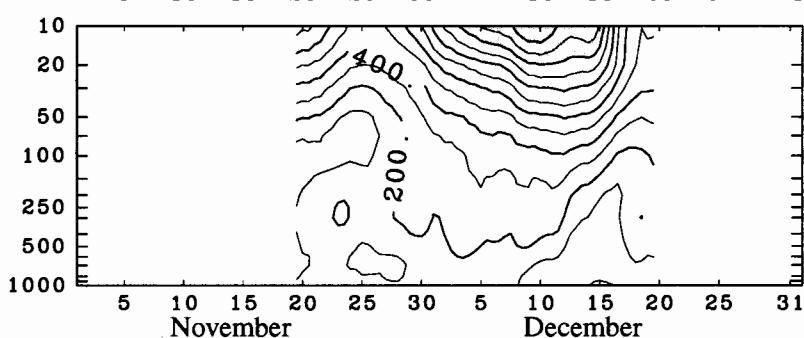


図 5. 1998 年 11 月、12 月の東西波数 1 のプラネタリー波の振幅の高度-時間変動。単位は m。横軸は日、縦軸は気圧。振幅が 1000m 以上の領域に陰影をつけた。(a) 解析値、(b) Run 2 (初期日 11 月 12 日)、(c) Run 3 (初期日 11 月 19 日)。

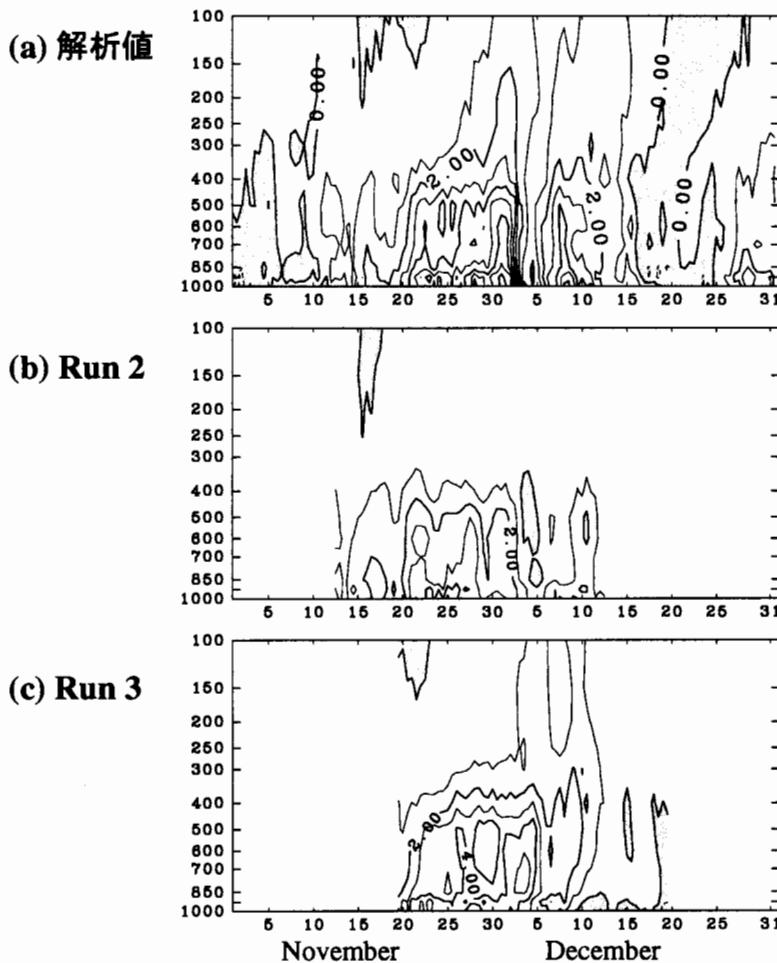


図 6. 北緯 40 度から 70 度で平均した東西波数 1 のプラネタリー波に伴う、EP-flux の鉛直成分の高度-時間変動。単位は  $10^5 \text{ kg/s}^2$ 。横軸は日、縦軸は気圧。負(下向き)の領域に陰影をつけた。(a) 解析値、(b) Run 2 (初期日 11 月 12 日)、(c) Run 3 (初期日 11 月 19 日)。

次に、この時期での対流圏における波数 1 のプラネタリー波の振る舞いを詳しく見るため、図 6 に、波数 1 に伴う EP-flux の鉛直成分の時間変動を示す。この図から、解析値や Run 3 では、11 月 25 日から 12 月初めにかけて、EP-flux の鉛直成分が対流圏中下層で増大するが、Run 2 では、この増大が顕著でないことが示される。また、解析値では、12 月初旬にこの値が小さくなつた後に、再び上向き伝播が強くなるが、Run 2 では、12 月初旬以降、上向き伝播はほぼ無くなつてしまつ。

11 月下旬から 12 月初めに生じた、波数 1 成分の鉛直上向き成分の増大と、ヨーロッパ上空で発生したブロッキング現象との関連を、Plumb (1985) の定在波に対する 3 次元波活動度フラックスを用いて調べた。波活動度フラックスは、5 日平均した波数 1 から 3 のプラネタリー波の成分について計算した。図 7 は、これらのプラネタリー波成分のみで構成された 5 日平均の 250hPa 高度場である。図で左列に記した解析値では、この時期にヨーロッパ

域で発生したブロッキング高気圧により、12月初旬には、大西洋からヨーロッパ上空における偏西風の南北への分流が明瞭になる。また、波数1成分の増幅は、形態的には、この分流に伴う偏西風ジェットの極側へのシフトに対応している。この様子は、昇温の予測に成功したRun 3においても同様に見られる(図省略)。一方、昇温の予測に失敗したRun 2では、ブロッキング現象の発生は顕著ではなく、極渦の中心の北極からずれもほとんどない。

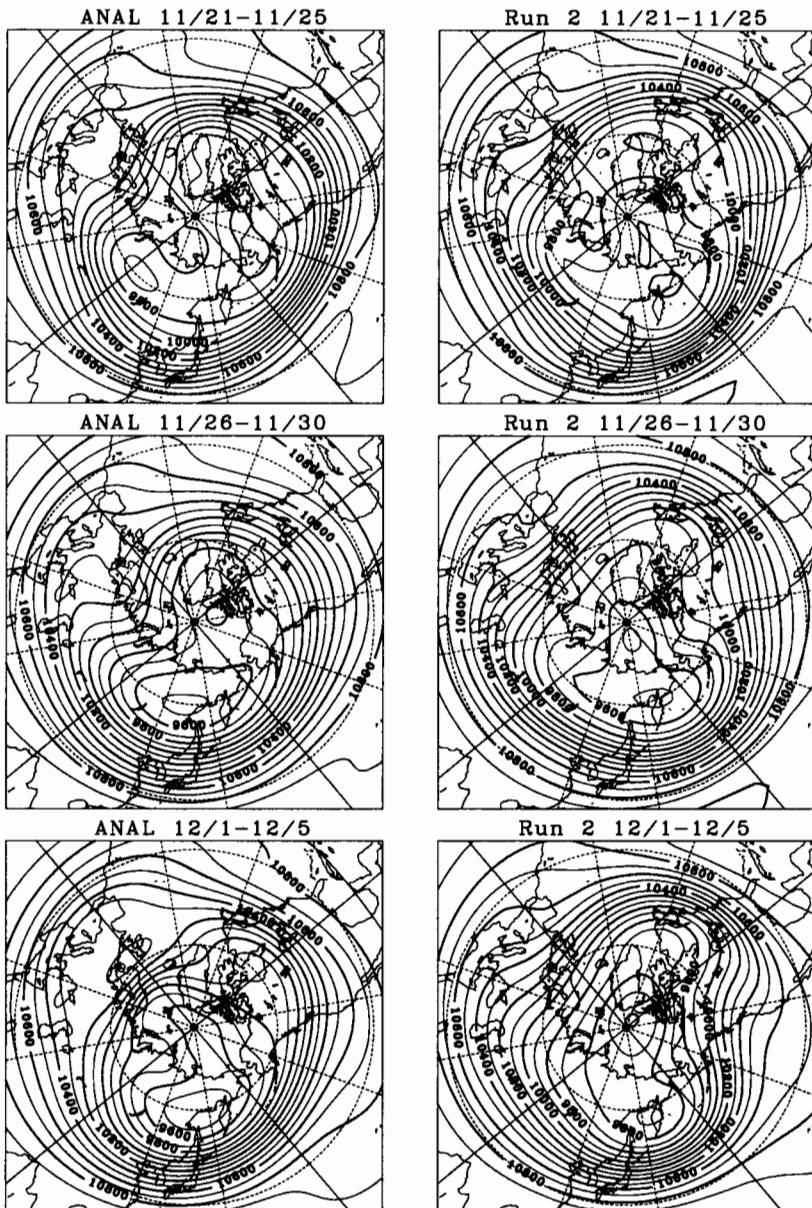


図 7. 東西波数 0 から 3 の波数成分から作成した 5 日平均 250hPa 等圧面高度分布。左列は解析値、右列は Run 2(初期日 11月 12 日)。(上) 1998 年 11 月 21 日～25 日、(中) 11 月 26 日～30 日、(下) 12 月 1 日～5 日。

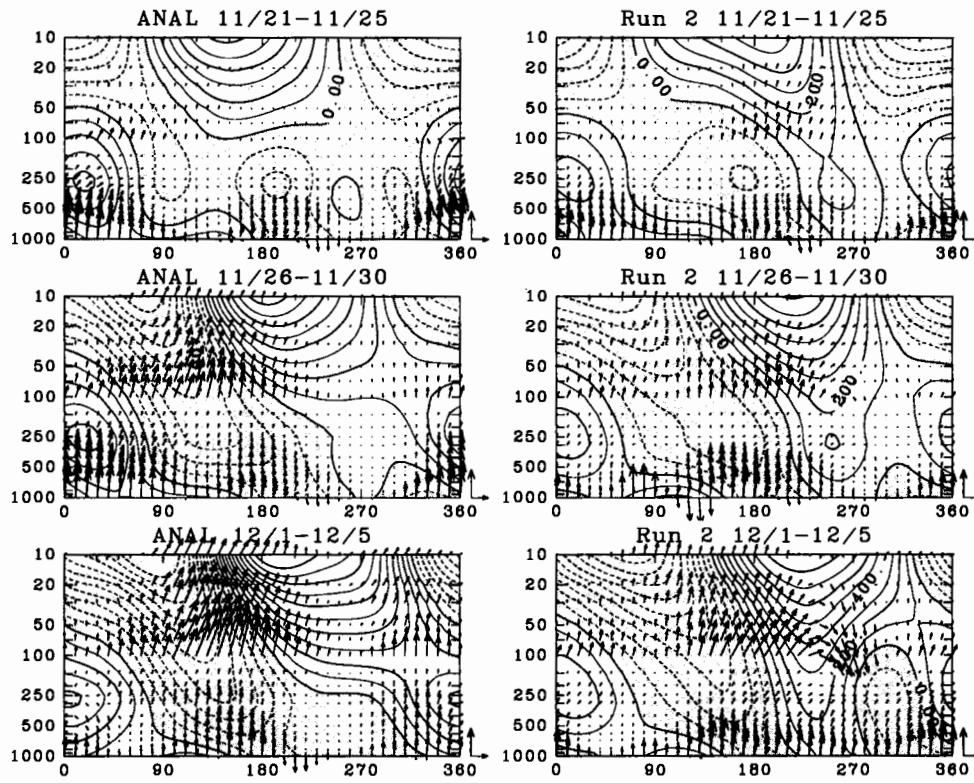


図 8. 北緯 60 度における、5 日平均した東西波数 1 から 3 の成分に伴う波活動度フラックスの東西・鉛直成分を矢印で、等圧面高度場を等値線で示す。横軸は経度、縦軸は気圧 (hPa)。フラックスの大きさを 100hPa より上空の領域で 10 倍にした。左列は解析値、右列は Run 2 (初期日 11 月 12 日)。等値線は、100m 毎。高度場が負の領域に陰影をつける。右下の矢印は、 $(100.0, 0.5) \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$  のフラックスの大きさを示す。(上) 1998 年 11 月 21 日～25 日、(中) 11 月 26 日～30 日、(下) 12 月 1 日～5 日。

次に図 8 に、北緯 60 度における各半旬における高度場偏差の定在波成分と、波活動度フラックスの東西・鉛直成分の東西分布を示した。解析値の時間変化を見ると、ヨーロッパ付近に形成されるブロッキング高気圧は、12 月 20 日から 25 日には対流圏内で順圧的な構造を持ち、波数 1 成分は 100hPa 付近で節構造を持つ。このため、ブロッキング高気圧の下流域でのわずかな上向き伝播を除けば、波活動度の成層圏への明瞭な鉛直伝播は見い出せない。その後、ブロッキング高気圧の下流域に存在する対流圏上層の低圧部が発達すると伴に、波数 1 成分は、成層圏から対流圏中部にまでつながる、鉛直西方に傾いた構造を持ちはじめる。これに伴い、波活動度フラックスが、対流圏上層の極東域に存在する低圧部と、ブロッキング高気圧の上流域に存在する気圧の峰付近から成層圏へ上向きに伝播する様子が明瞭となる。しかし、成層圏突然昇温の予測に失敗した Run 2 では、極東域に存在する低圧部の発達が顕著ではなく、そこからの上向き伝播も解析値に比べ小さい。また、ブロッキング高気圧の上流域での上向き伝播も無視しうるほど小さい。

さらに、250hPa等圧面における波活動度フラックスの水平成分の分布(図9)から、解析値とRun 2で次のような違いを見て取ることができる。まず、解析値では、ヨーロッパ付近に存在するブロッキング高気圧から下流側への明瞭な波活動度の伝播によって、極東域の低圧部が発達していく様子が見られるが、Run 2では、この下流側への伝播は明瞭ではない。一方、解析値では、極東域の低圧部から主として赤道側へ波活動度は伝播するが、Run 2では東側への伝播が強く、それによって下流側で高圧部が徐々に形成されていく。

以上の解析より、ブロッキング高気圧の存在と、対流圏から成層圏への波活動度フラックスの増大とは直接的に結び付くのではなく、ブロッキング高気圧が存在する領域から下流側へロスピー波の波活動度が射出され、それが極東付近に存在する低圧部の発達を促した結果、波数1のプラネタリー波に伴う波活動度の鉛直上向きへの伝播が増大したと考えられる。したがって、ブロッキング高気圧の存在は、間接的に成層圏突然昇温の発生を促していると考えられる。

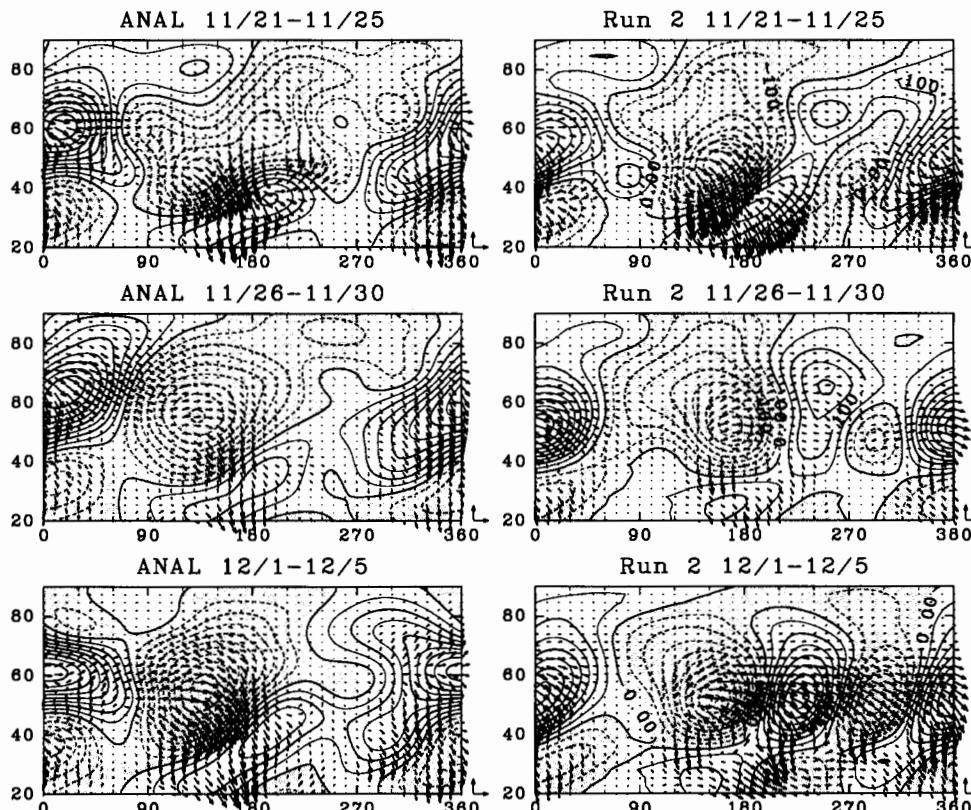


図9. 250hPa等圧面における、5日平均した東西波数1から3の成分に伴う波活動度フラックスの東西・南北成分を矢印で、等圧面高度場を等值線で示す。横軸は経度、縦軸は緯度。左列は解析値、右列はRun 2(初期日11月12日)。等値線は50m毎。高度場が負の領域に陰影をつける。右下の矢印は、 $(25.0, 25.0) \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  のフラックスの大きさを示す。(上) 1998年11月21日～25日、(中) 11月26日～30日、(下) 12月1日～5日。

### 3-4. 成層圏突然昇温現象が対流圏循環に及ぼす影響

12月初めまでに生じたプラネタリ一波の構造の違いは、その後の対流圏循環にも大きな影響を与えてることがわかった。まず図10で、12月6日から10日で平均した対流圏中の東西波数4から10の総観規模擾乱に伴うEPフラックスの分布を示す。解析値では、北緯50度、400hPaを中心とするEPフラックスの収束と、中高緯度大気下層での発散が顕著であり、擾乱活動が活発である。一方、成層圏突然昇温の予測に失敗したRun2での総観規模擾乱に伴うEPフラックスの分布は解析値とは大きく異なり、北緯50度付近の対流圏中上層でのEPフラックスの収束と下層での発散傾向が明瞭ではない。これは、Run2における総観規模擾乱の活動が弱いことを示唆している。実際、Run2の12月初旬の500hPa等圧面高度場分布(図略)を見ると、通常、中高緯度で卓越する波数6の移動性擾乱をほとんど見いだすことができない。

このような総観規模擾乱の活動性の違いを反映して、対流圏中における帯状平均風の緯度高度分布も大きく異なっている(図11)。解析値やRun3に比べ、Run2では、北緯40度200hPa付近に存在する対流圏亜熱帯ジェット気流の極側(北緯60度付近)の対流圏上層で、帯状平均した西風が強い。これは、図10で示されたように、総観規模擾乱に伴うEPフラックスの収束が、Run2では小さいことと対応している。また、この領域における帯状平均風速の違いのため、北緯60度付近で、解析値とRun3では、Run2に比べ、西風の南北シアーが強く、逆に鉛直シアーは弱くなっている。以上のように、成層圏突然昇温の発生は、対流圏におけるプラネタリ一波の活動の変動を通じて、対流圏中の総観規模擾乱と帯状風との力学的相互作用に大きな影響を与えると考えられる。

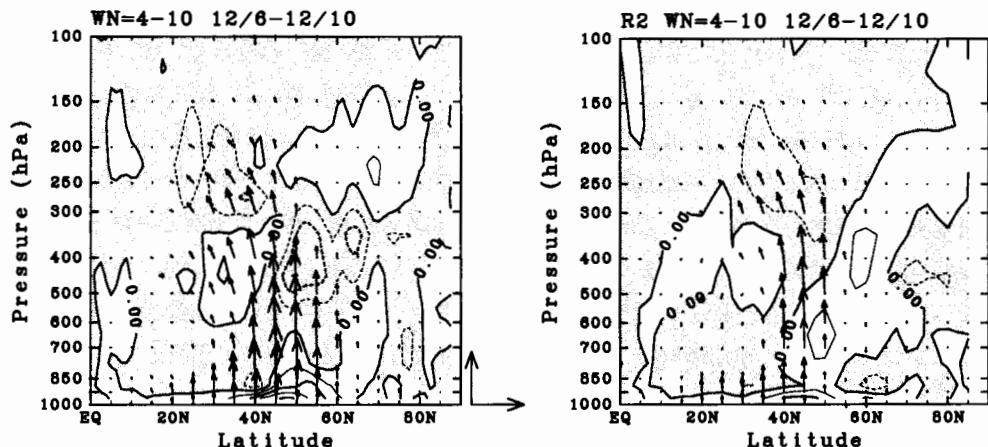


図10. 1998年12月1日～5日で平均した総観規模擾乱成分(波数4～10)のEPフラックスの対流圏における緯度高度分布( $\text{kg}/\text{s}^2$ )。右下の矢印は $(5.0 \times 10^{-8}, 8.0 \times 10^{-5}) \text{ kg}/\text{s}^2$ のフラックスの大きさを示す。センターはその収束発散の大きさ(単位 $5 \times 10^{-5} \text{ m}/\text{s}^2$ )を表わし、収束域に陰影をつけた。(左) 解析値。(右) Run 2(初期日 11月 12日)。

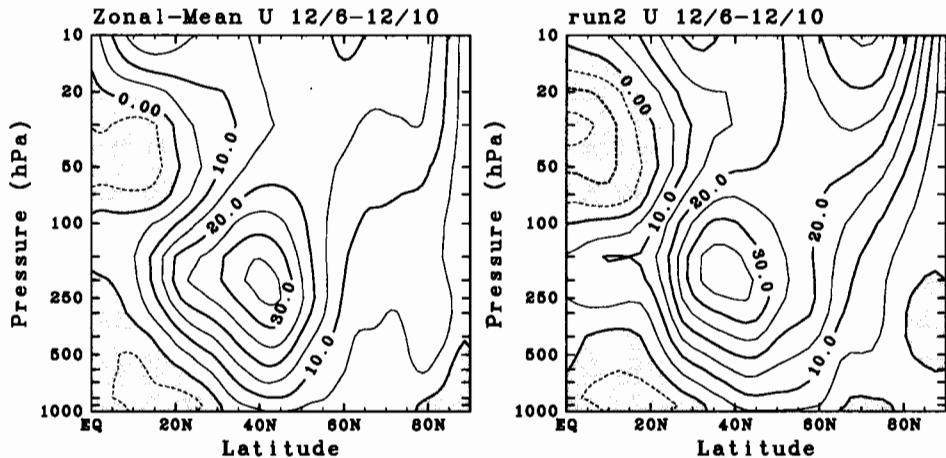


図 11. 1998 年 12 月 1 日～5 日で平均した帯状平均東西風の緯度高度分布(単位 m/s)。(左) 解析値、(右) Run 2 (初期日 11 月 12 日)

一方、成層圏突然昇温現象の終了期にあたる 12 月中旬から下旬にも、成層圏循環は大きな影響を対流圏循環に与えている。図 12 にこの時期における 250hPa 等圧面高度場(波数 0~3)の時間変化を、図 7 と同様に 5 日平均場で示した。解析値ではアラスカ上空で顕著なブロッキング高気圧が形成されるが、Run 6(初期日 12 月 10 日)の予測値では、その発達は弱く、12月末には消滅している。また、図 12 より、ブロッキング高気圧は、対流圏中における波数 2 の增幅としても捉えることが可能であることがわかる。

図 2 より、このブロッキング高気圧は、その最盛期には、成層圏にまで及ぶ非常に背の高い構造を持つことがわかる。一方、図 13 に示した北緯 60 度における波数 2 の振幅の高度-時間変化より、この波数 2 の増幅は、12 月 15 日前後に大気全層で同時あるいは、成層圏領域でやや先行して生じていることがわかる。従って、対流圏で増大した波の活動度が鉛直伝播するという描像ではこの増幅を説明することはできないことが示唆される。また図 13 より、Run 5、Run 6 では、対流圏から成層圏に及ぶ波数 2 の増幅を予測できておらず、この増幅現象の予測可能性は極めて低い。さらに、Run 6 の結果では、成層圏における波数 2 の増幅はある程度再現されているものの、対流圏における波数 2 の増幅は弱く、図 11 で見たようにブロッキング高気圧の発達も弱い。このため、対流圏における波数 2 の増幅あるいは、ブロッキングの発達形成と、成層圏での波数 2 の増幅とは直接に関係していないことが示唆される。

この時期における成層圏と対流圏との力学的結合を詳しく調べるために、図 14、図 15 に、図 8 と図 9 と同様な、Plumb (1985) の 3 次元波活動度フラックスの分布を示す。まず、解析値を見ると、ブロッキングの発達初期(図 14 左上)には、対流圏界面付近で波数 2 の振幅は小さく、波活動度の伝播方向は鉛直ではなく、むしろ水平方向が卓越している。また、図 15 左上に示した 250hPa での水平分布より、ブロッキング高気圧の発達は、その上流側の低圧部から北東方向に射出された波活動度フラックスによって促進されている様子がうかが

える。従って、この解析結果からも、ブロッキング高気圧の形成と成層圏での波数2の增幅との間の直接的な関係は支持されない。しかし、ブロッキング高気圧が発達する(図14左中)と、対流圏上層から成層圏への波活動度の鉛直伝播も明瞭となり、大気全層にわたる波数2の構造が維持される。

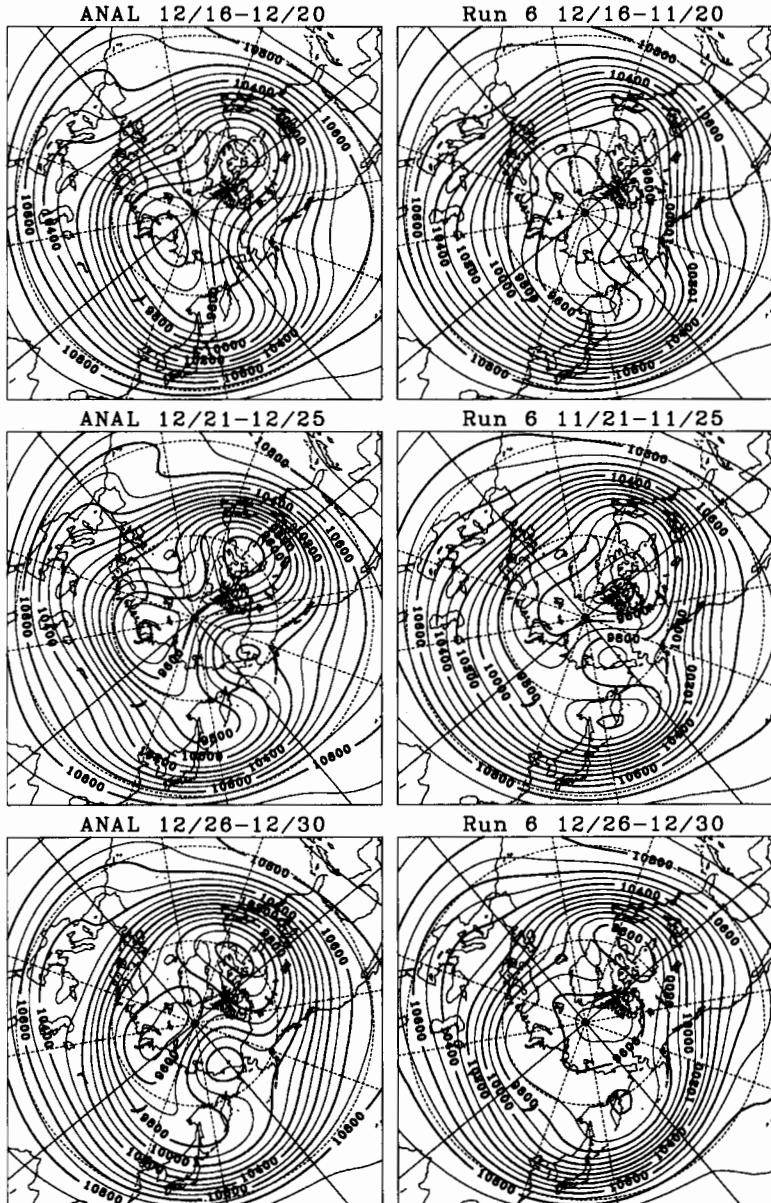


図12. 図7と同じ。但し、右列はRun 6(初期日1998年12月10日)。(上)1998年12月16日～20日、(中)12月21日～25日、(下)12月26日～30日。

一方、対流圏中での波数2の增幅が見られなかったRun 6では、解析値で見られた対流圏

上層における極東域の低圧部から北東側に射出される波活動度は弱く(図15右中、右下)、期間の終りには、逆に赤道側に伝播し、ブロッキングは維持されなくなってしまう。このため、対流圏から成層圏への波活動度の伝播は弱く、成層圏での波数2の增幅も小さい(図13)。このような、極東付近の低圧部から射出される波活動度フラックスの伝播方向の違いは、図12の等圧面高度分布とも一致している。すなわち、解析値では、低圧部から延びる気圧の谷は、北西から南東に延びているため、極向きへ波活動度が伝播したが、Run 6では、その向きは、北東から南西へと次第に変化し、波活動度も次第に赤道向きへ伝播するようになったと考えられる。

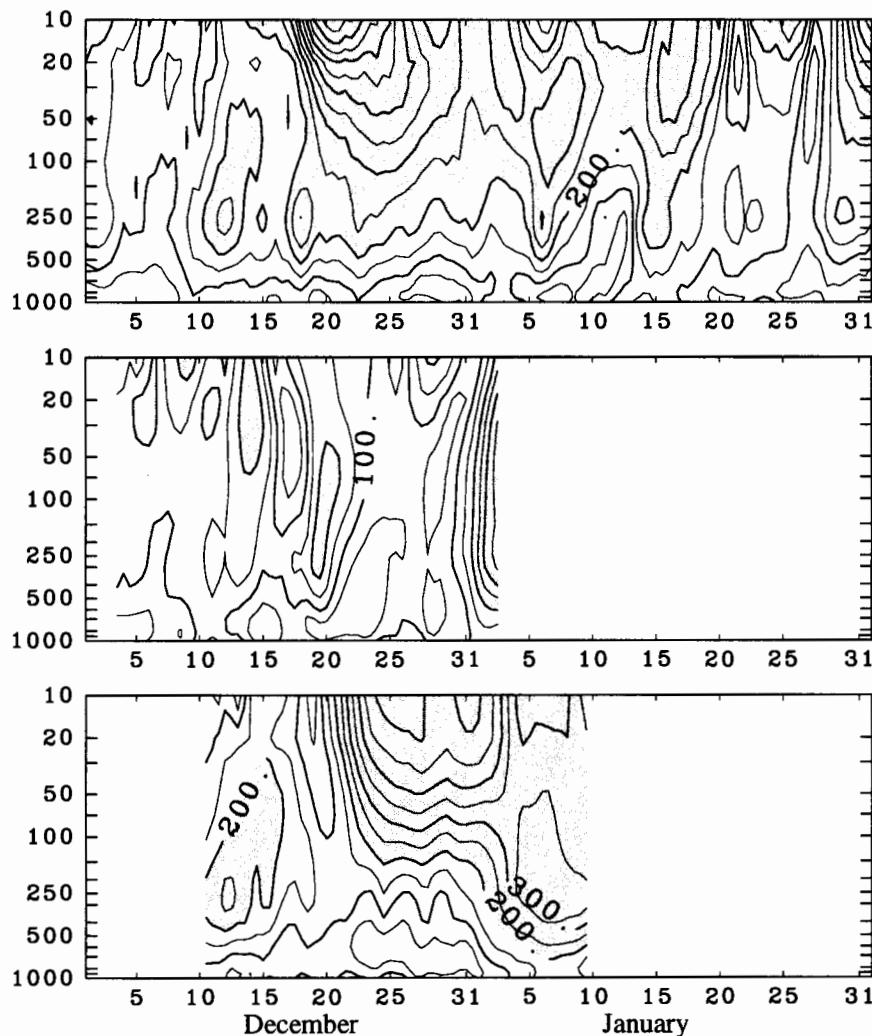


図13. 図5と同じ。但し、東西波数2の振幅。振幅が200m以上の領域に陰影をつけた。(上) 解析値、(中) Run 5(初期日 12月3日)、(下) Run 6(初期日 12月10日)。

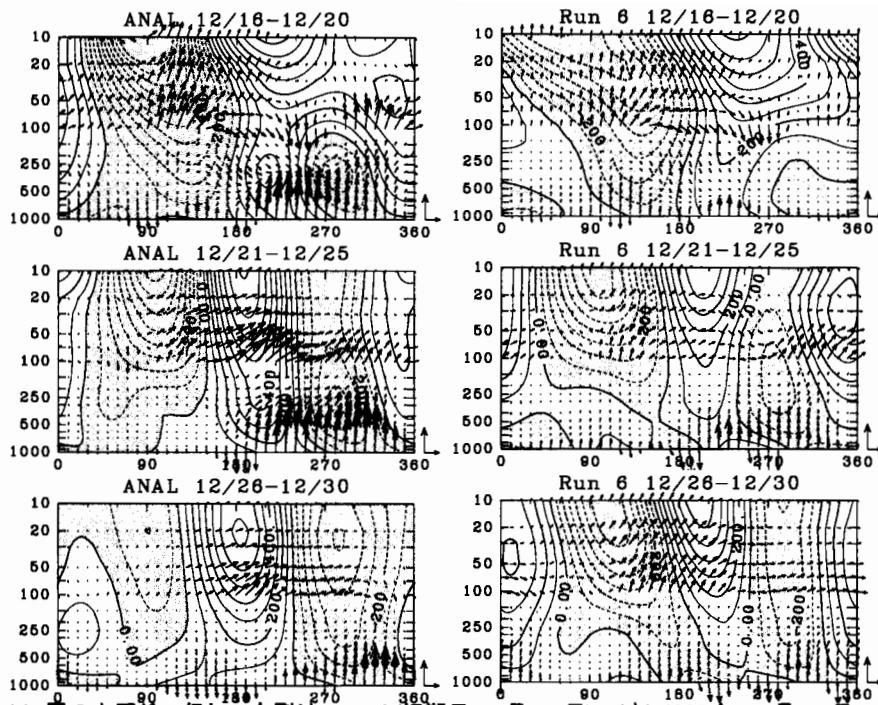


図 14. 図 8 と同じ。但し、右列は Run 6 (初期日 12 月 10 日)。(上) 1998 年 12 月 16 日～20 日、(中) 12 月 21 日～25 日、(下) 12 月 26 日～30 日。

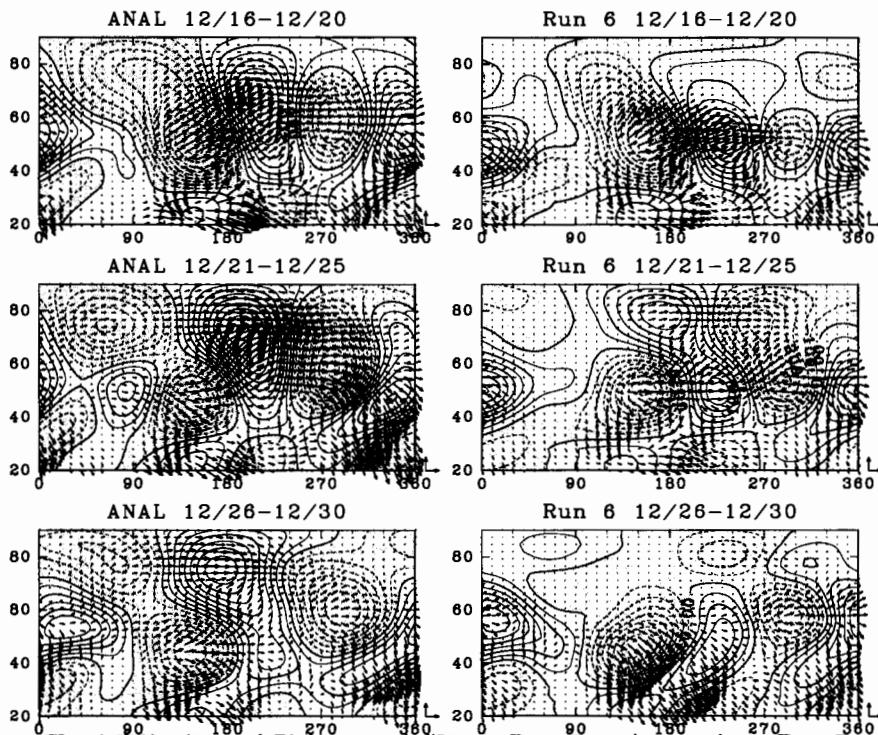


図 15. 図 9 と同じ。但し、右列は Run 6 (初期日 12 月 10 日)。(上) 1998 年 12 月 16 日～20 日、(中) 12 月 21 日～25 日、(下) 12 月 26 日～30 日。

また、成層圏突然昇温の発生期においては、図9に示されたように、対流圏中での中高緯度域から赤道向きへの波活動度の伝播が明瞭であるが、昇温末期には、図15に示されたように、特に太平洋域において極側への伝播が明瞭になる。この対流圏における南北伝播の向きの変動は、Kodera and Chiba (1995)において既に指摘されているが、本研究においても昇温後のブロッキング現象の発生に対して重要な役割を果していることが確かめられた。

#### 4.まとめ

1998年12月に生じた成層圏突然昇温現象の予測可能性について、気象庁一ヶ月予報モデル結果を用いて解析を行った。

まず、北半球における等圧面高度場の平均自乗根誤差で評価すると、成層圏での予報誤差は、対流圏のそれとは異なり、予報期間を通してほぼ線型的に成長することがわかった。一方、成層圏極域の昇温現象は、一ヶ月程度以前から予測しうる可能性が示唆された。

次に、昇温現象の再現に失敗した予測結果と、成功した結果とを比較して、3次元波活動度フラックスを解析することにより、昇温現象の前に生じる対流圏内での波数1のプラネタリー波の増幅と、ヨーロッパ上空で生じたブロッキング現象との関連について次のような示唆が得られた。すなわち、ブロッキング高気圧の存在と、対流圏から成層圏への波活動度フラックスの増大とは直接的に結び付くのではなく、ブロッキング高気圧が存在する領域から下流側へ射出された波活動度フラックスが、極東付近に存在する低圧部の発達を促し、それによって波数1のプラネタリー波に伴う波活動度の鉛直上向き伝播が増大したと考えられる。したがって、ブロッキング高気圧の発生と持続性を正しく予測することは、成層圏突然昇温の予測には必要ではあるが、ブロッキング高気圧が成層圏突然昇温の発生に果す役割は間接的であると示唆される。

一方、成層圏循環は、突然昇温現象の発生期において、重大な影響を対流圏循環に及ぼしていることが示唆された。まず、昇温形成期において、対流圏での波数1のプラネタリー波の増幅は、総観規模擾乱の活動に影響を及ぼし、それによって対流圏の帯状風分布も大きな影響を受けることが示された。すなわち、波数1のプラネタリー波が増幅する(増幅しない)場合、総観規模擾乱の活動度も強い(弱い)ため、対流圏上層の亜熱帯ジェットコアの極側で、総観規模擾乱に伴うEPフラックスの鉛直成分の収束が強く(弱く)なる。この収束によって、帯状平均風は強く(弱く)減速されるため、帯状平均風分布に大きな違いが生ずると考えられる。また、この帯状平均風分布の違いは、プラネタリー波の成層圏への鉛直伝播にも大きな影響を及ぼすと考えられる。一方、昇温末期に、波数2の増幅に伴い、成層圏にまで及ぶ背の高い構造を持つブロッキング高気圧がアラスカ上空で発生した。その発生過程を詳細に検討した結果、成層圏での波数2の増幅は、対流圏での増幅に間接的な影響を及ぼしていることが示唆された、すなわち、Kodera and Chiba (1995)が指摘されたように、昇温によって、対流圏内のプラネタリー波の南北伝播方向が赤道向きから極向きへと変化し、対流圏の極東域に存在する低圧部から北東方向に波活動度フラックスが射出されることにより、その下流側のアラスカ上空でブロッキング高気圧が発達したと考えられる。

## 謝辞

データを提供して頂いた、気象庁数値予報課ならびに気候情報課の皆様に深く感謝致します。

## 参考文献

- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press. pp.489.
- Baldwin, M. P., and T. J. Dunkerton, 1999: Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. of Geophys. Res.*, **104**, 30937–30946.
- Baldwin, M. P., and T. J. Dunkerton, 2001: Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science*, **294**, 581–584.
- Kodera, K., and M. Chiba, 1995: Tropospheric circulation changes associated with stratospheric sudden warmings: A case study. *J. of Geophys. Res.*, **100**, 11055–11068.
- Labitzke, K., 1965: On the mutual relation between stratosphere and troposphere during periods of stratospheric warmings in winter. *J. Appl. Meteorol.*, **4**, 91–99.
- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871–883.
- Mehosso, C. R., K. Yamazaki, A. Kitoh, and A. Arakawa, 1985: Numerical forecasts of stratospheric warming events during the winter of 1979. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1015–1029.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217–229.
- Quiroz, R. S., 1986: The association of stratospheric warmings with tropospheric blocking. *J. Geophys. Rev.*, **91**, 5277–5285.
- 余田成男・木本昌秀・向川均・野村真佐子 1992: カオスと数値予報—局所的リアプロフ安定性と予測可能性—, 天気, **39**, 593–604.

# 2002 年の南半球冬季成層圏循環の特異性と大規模突然昇温

<sup>1</sup>九州大学大学院理学研究院

<sup>2</sup>九州大学大学院理学府

廣岡俊彦<sup>1</sup>・森明子<sup>2</sup>

## 1. はじめに

2002 年 9 月末の南極域上空において、オゾンホールが二つに分裂するという非常に珍しい現象が生じた。図 1 は 2002 年 9 月 19 日から 29 日における南半球のオゾン全量分布を示したもので、陰影をつけた 220DU 以下の領域がオゾンホール域に相当する。オゾンホールは 9 月 19 日にこの年の最大面積となつたが、これでも近年の最盛期における規模の 2/3 程度でしかない(気象庁, 2002)。オゾンホールはこの後衰退し、23 日には二つに分裂、さらに、分裂した二つのオゾンホールのうちの一つは 29 日には消滅した。本来ならばオゾンホールが最も発達する時期に、どうしてこのような現象が生じたのであろうか。実は、この時期に、南半球としては観測史上初めての大規模突然昇温が起こっていた。今回は、この突然昇温の観測的な特徴について報告する。

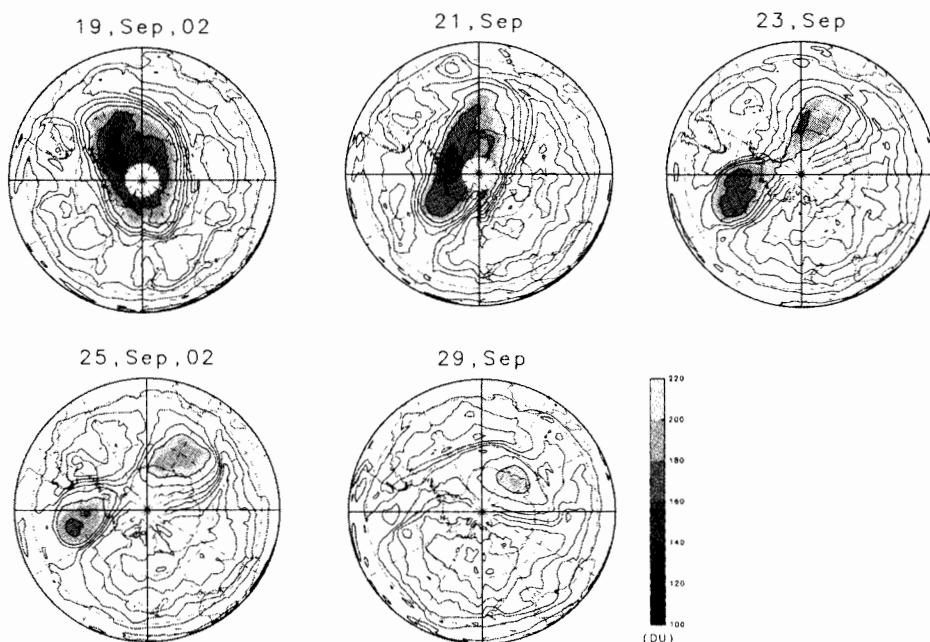


図 1: NASA/TOMS データに基づく南半球のオゾン全量分布図(単位は DU)。等値線間隔は 40DU で、220DU 以下の領域に陰影を付けてある。左上図から順に、2002 年 9 月 19 日、21 日、23 日、25 日、29 日。

## 2. データ

今回用いた力学場のデータは、英国気象局作成の成層圏同化データ (Met Office Stratospheric Assimilated Data; Swinbank and O'Neill, 1994 参照) である。このデータは、毎日 12UTCにおいて、1000hPa から 0.316hPa の間の 22 層の等圧面上に、高度、温度、水平風、鉛直風が与えられているものである。水平解像度は、東西方向が 3.75 度、南北方向が 2.5 度である。

## 3. 結果

### 3-1. 総観場における特徴

最初に、2002 年 9 月末の、オゾンホールが分裂した前後の高度場について見てみる。図 2 は、南半球の 10hPa 等圧面高度の分布図であり、図 1 のオゾン全量分布図と同じ日を示している。図 2 と図 1 を対応させてみると、低気圧性の極渦は、9 月 19 日から 23 日にかけてオゾンホールと同様に長く引き伸ばされ、23 日には、オゾンホールが二つに分裂したのと同じように二つに分裂している。さらに、分裂したオゾンホールの一つが消滅した 29 日には、低気圧性の極渦も一つは消滅しつつある。以上のように、オゾンホールの変形、分裂は低気圧性極渦の時間変化に対応して生じている。途中までに見られるような極渦の引き伸ばしは、南半球の冬季成層圏において、これまでにもしばしば観測されている (Mechoso, et al., 1988) が、完全に分裂してしまうのは大珍しい。

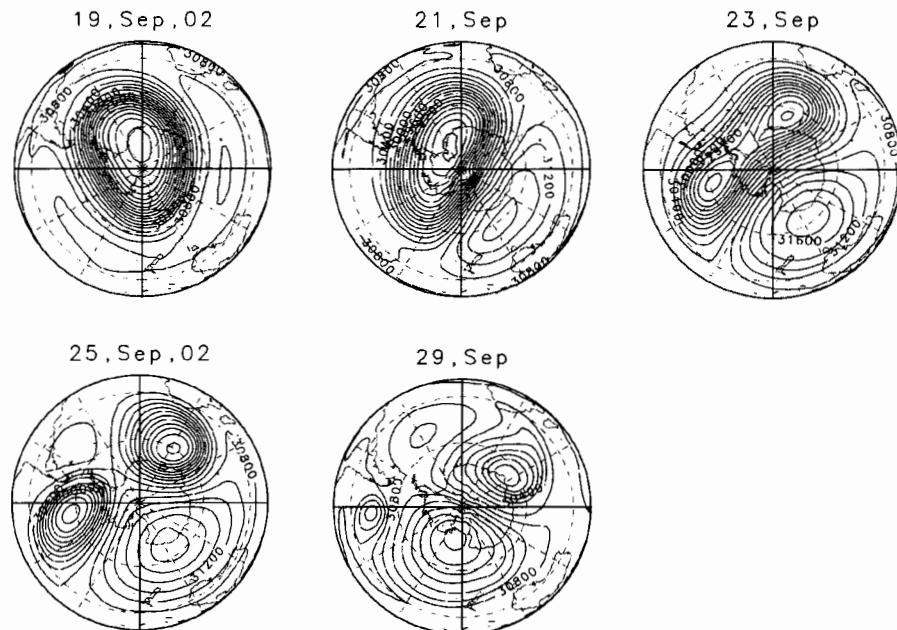


図 2：南半球の 10hPa 等圧面高度分布図。単位は m、等値線間隔は 200m。左上図から順に、2001 年 9 月 19 日、21 日、23 日、25 日、29 日を表している。

### 3-2. 帯状平均場における特徴

オゾンホールの分裂が最初に報道された時から、成層圏の気温が例年に比べて高かったことが指摘されていた(例えば NASA, 2002)。図3は、南緯70度、10hPaにおける帯状平均気温の年変化を示したものである。一般に、南半球極域成層圏における気温の季節進行はほぼ正弦波的で、夏至の頃の極大値から冬至の頃の極小値に至る期間は比較的静穏であるのに対し、それ以降の極大値に至る期間には10日程度の時間スケールを持つ明瞭な変動成分が存在することが知られている(Hirota et al., 1983)。細実線で表している1992年～2001年にはその特徴がよく表れている。ところが、太点線で表す2002年の温度変化を見ると、オゾンホールが分裂した9月末に、夏至の頃の極大値を上回る顕著な突然昇温が起きていることがわかる。また、8月頃から何度も小規模な昇温が生じ、1992年～2001年と比べて全般的に気温が高くなっていること、逆に突然昇温後は温度が低くなっていることもわかる。この低温化は子午面循環の変化によるものと考えられ、北半球では大規模突然昇温の中間圏・上部成層圏でしばしば観測されている(Labitzke and van Loon, 1999)。

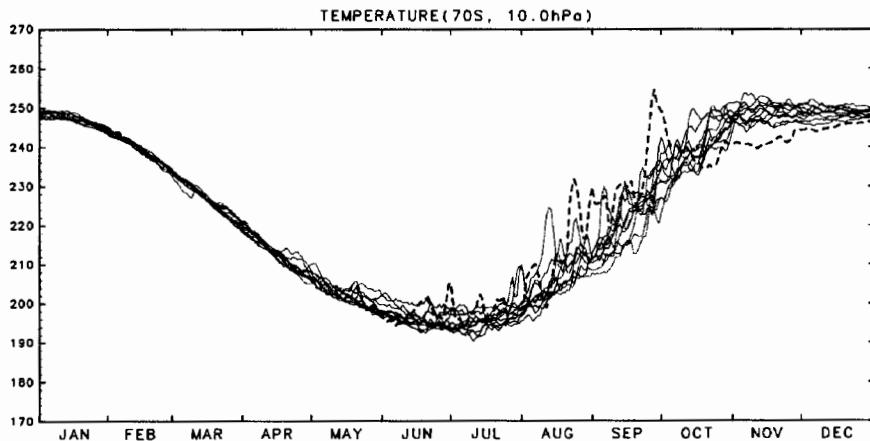


図3：南緯70度、10hPaにおける帯状平均温度。単位はK。期間は1月から12月。細実線は1992年から2001年、太点線は2002年の季節進行をそれぞれ表している。

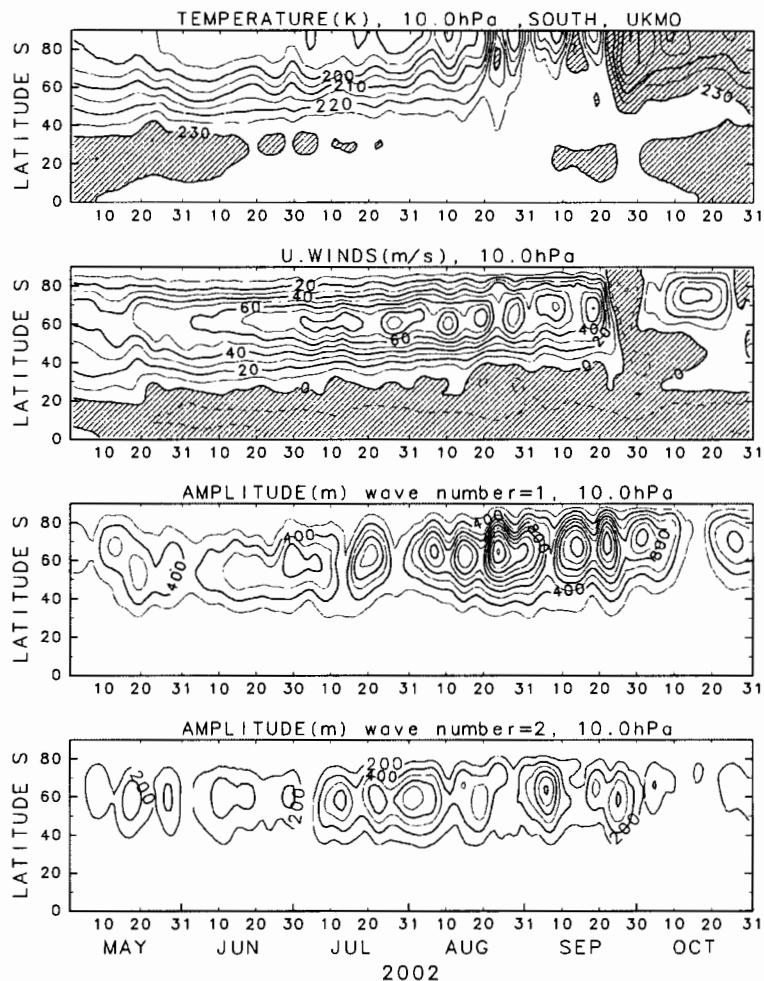
次に、2002年冬季全般にわたる成層圏の力学的特徴を明らかにするため、ほぼ通常の季節進行を示した2001年と2002年を比較しながら、力学場を詳細に見ていくことにする。

まず図4は、10hPaにおける帯状平均温度、帯状平均東西風、高度場に関する東西波数1成分の振幅、同じく波数2成分の振幅の時間変化を、5月から10月までの期間について緯度時間断面に描いたものであり、2002年を図4aに、2001年を図4bにそれぞれ示している。図4aより、2002年9月末の突然昇温は、「帯状平均場に関して、10hPaかそれ以下の高度において緯度60度より極側で昇温が起こり、かつ西風(極夜ジェット)が東風になる」というWMOによる大規模突然昇温の定義を満たしており、大規模突然昇温に分類できることが

わかる。また、この大規模突然昇温が起こる前から何度も小規模な昇温が生じており、特に、8月後半以降、顕著な小規模突然昇温が3回ほど起こっている。

よく知られているように、プラネタリー波が活発な北半球冬季には大規模突然昇温がしばしば起こる。しかしながら、プラネタリー波が弱い南半球では、信頼できるデータが存在する1979年以降、大規模突然昇温は観測されたことがなく、今回が初めての事例である。2002年の波数1の振幅、波数2の振幅は、ともに、2001年と比べかなり大きくなってしまっており、プラネタリー波が大変活発であったと考えられる。なお、図1と図2から、9月末の大規模突然昇温は、極渦が完全に分裂するタイプである波数2型であることがわかるが、図2の9月25日の高度場を見れば明らかなように、南米大陸側の高気圧がオーストラリア大陸側のものと比べ相対的に弱いので、波数1成分の振幅がかなり大きいのが特徴である。

(a)



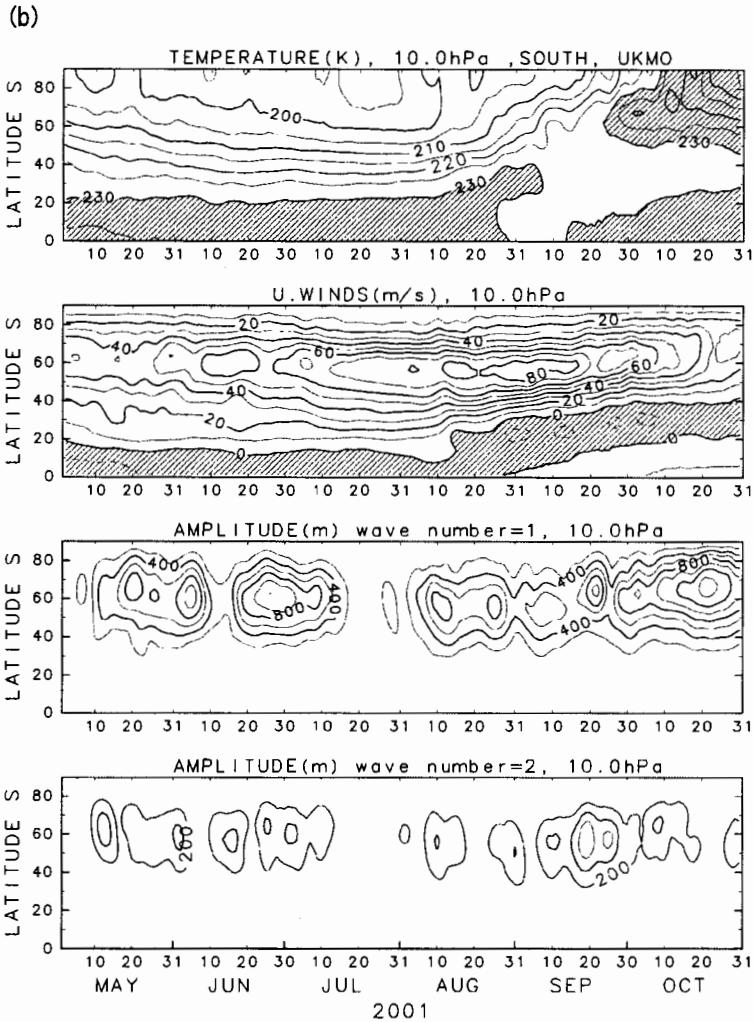


図4:上から順に、10hPaにおける帯状平均温度(等値線間隔 5K、斜線は 230K 以上の領域)、帯状平均東西風(等値線間隔  $10\text{ms}^{-1}$ 、斜線は東風の領域)、高度場に関する東西波数1成分の振幅(等値線間隔 200m)、東西波数2成分の振幅(等値線間隔 200m)の緯度時間断面図。期間は5月から10月までである。全て3日の移動平均をかけている。(a)は2002年、(b)は2001年である。

図5は、7月から10月にかけての南緯60度における帯状平均東西風の高度時間断面図で、上図が2002年、下図が2001年である。2002年は7月から8月にかけて、むしろ2001年よりも強い、 $100\text{ms}^{-1}$ を超えるような西風極夜ジェットが見られる。しかし、8月後半以降の小規模突然昇温により西風が繰り返し減速され、9月末の大規模突然昇温前にはかなり弱められている。そして、9月末の突然昇温で、完全に東風へと変わったのがわかる。このように、大規模突然昇温で一度に東風へと変化したのではなく、8月後半以降繰り返して見られ

た小規模突然昇温が、その後の展開に大変重要であったと思われる。また、図4も合わせて見てみると、2002年には、7月頃より10日から15日程度の時間スケールの極夜ジェット変動(バシレーション)が見られる。図3で、南半球冬季の冬至から夏至に至る期間に10日程度の時間スケールを持つ気温変動成分が一般的に存在するのは、強弱は別にして、この種のバシレーションが毎年見られることを反映しているわけであるが、2002年はプラネタリー波の活動度が強かったため、それが極めて顕著であったということである。

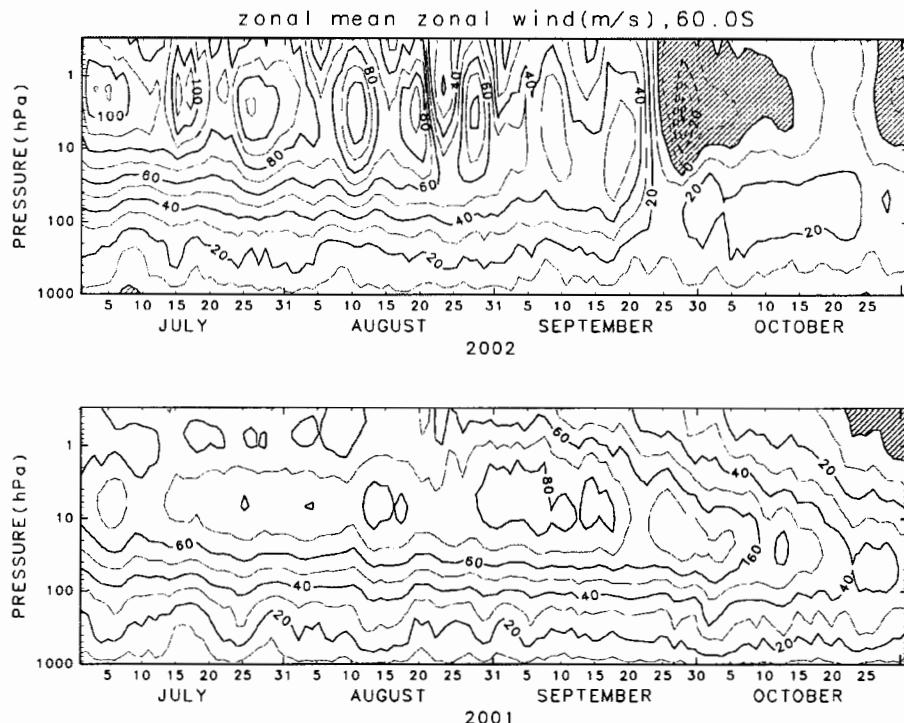


図5：南緯60度における帯状平均風の高度時間断面図。期間は7月から10月までである。等値線間隔は $10\text{ms}^{-1}$ 、斜線は東風であることを示す。上図は2002年、下図は2001年である。

### 3-3. プラネタリー波の鉛直伝播について

突然昇温は、対流圏で大きく成長したプラネタリー波が成層圏へ鉛直伝播し、東西平均流と相互作用することにより引き起こされることがわかっている。Matsuno(1971)は、それ以前の観測的研究を踏まえ、数値実験により突然昇温を再現した。また、その後のE-Pフラックスを用いた詳細な解析により、突然昇温時には波のエネルギーが極夜ジェット域に収束するよう、プラネタリー波が鉛直伝播することが示された(例えば、O'Neill and Youngblut, 1982)。そこで、今回の南半球の突然昇温について、プラネタリー波の鉛直伝播がどのように見られるのかを、Eliassen-Palm(E-P)フラックスを用いて調べた。

図6(2002年)と図7(2001年)は、7月から10月までの期間について、南緯60度におけるE-Pフラックスをベクトルで表し、E-Pフラックスの収束・発散に基づく東西風加速度項が負の領域、つまり西風減速の領域を濃淡で表したものである(濃い部分は西風減速が強いことを示している)。E-Pフラックスは、向きが波の局所的な群速度の向き、長さが群速度と波のエネルギー(より厳密には波動活動度密度)の積に比例するベクトル量である(詳しくは、Andrews et al., 1987 参照)。この図では、ベクトルが右寄り上向きになった時にプラネタリー波のエネルギーが極夜ジェット域に収束していることを表し、また長いほどプラネタリー波活動が活発であることを示す。2002年と2001年を比較すると、2002年は、すでに対流圏においても、波数1、波数2成分ともに活発であり、それらが何度も成層圏に鉛直伝播していること、それにより西風が強く減速されていることが明瞭にわかる。Baldwin et al. (2003)によると、20hPaでの振幅は、信頼できるデータがある1979年以降、両成分ともこの冬に最大値を記録したことである。

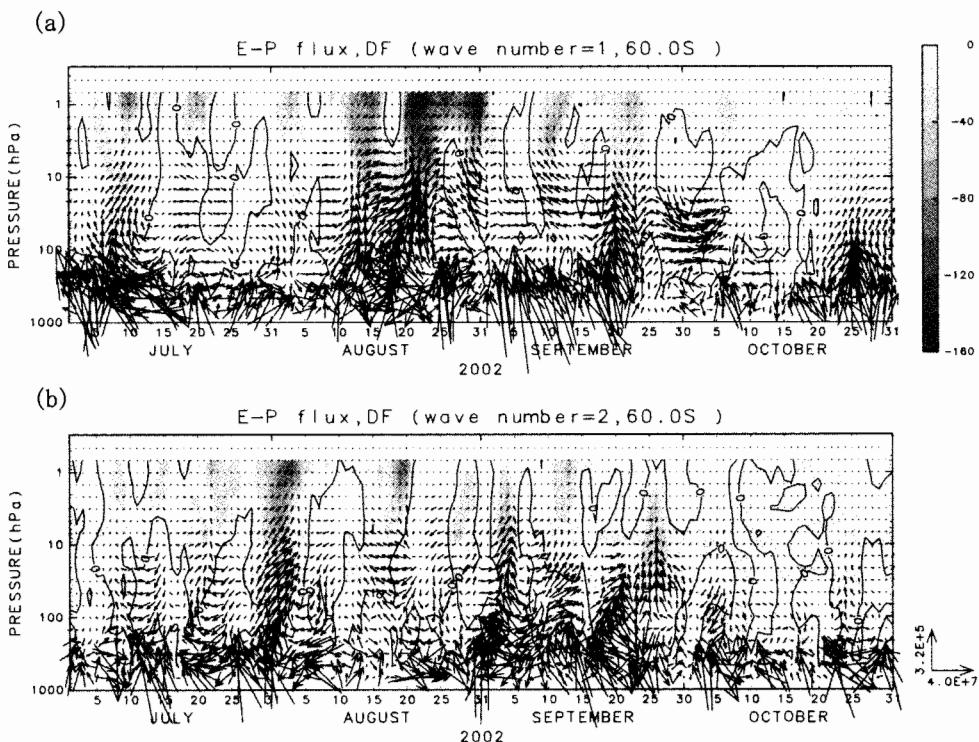


図6: 南緯60度におけるE-Pフラックスの高度時間断面図。期間は2002年7月から10月までである。E-Pフラックスの南北・鉛直成分を矢印で示し、右向きは極向き、上向きは鉛直上向きを示している。右下の矢印は $(4.0 \times 10^7, 3.2 \times 10^5)$   $\text{kg s}^{-2}$ の大きさのフラックス成分を表している。また、E-Pフラックスの収束・発散に基づく東西風の加速度項の負の部分(西風減速域)に、右上のトーンバーに従った濃淡を付けている(単位は $\text{ms}^{-1}\text{day}^{-1}$ )。(a)は波数1成分、(b)は波数2成分である。

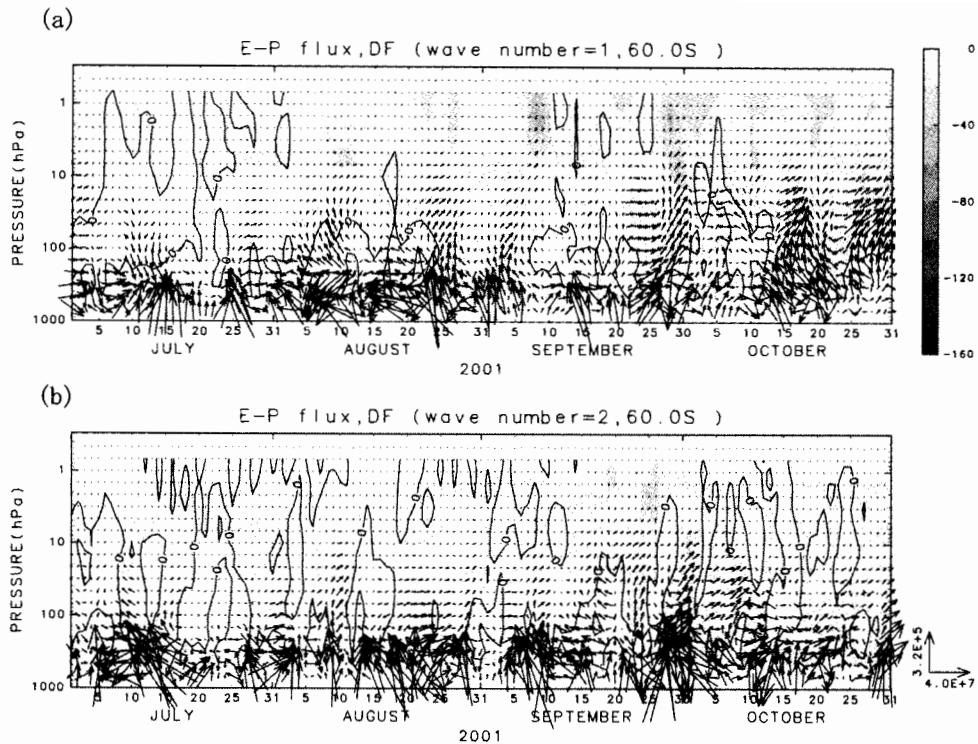


図7：図6と同様、ただし期間は2001年7月から10月までである。

2002年の場合を詳しく見ていくと、9月末の波数2型の大規模突然昇温の時には、波数1成分の波が鉛直伝播して西風が減速された後、波数2成分の波が鉛直伝播し、西風を減速している。しかし、その大規模突然昇温の前に起きた8月20日過ぎの小規模突然昇温の際に、大規模突然昇温の時よりも強い鉛直伝播と西風減速が見られる。8月20日過ぎの突然昇温は、西風極夜ジェットが東風には変わらなかったので定義的には小規模ではあるが、非常に強い波の伝播と大きな西風減速を伴っている。さらに、それ以降2度にわたり小規模昇温が起こったため、9月末の大規模突然昇温の前には既に極夜ジェットは充分弱くなっていた。このため、9月末には、あまり大きな波の鉛直伝播、西風減速を必要とせずとも大規模突然昇温を引き起こすことができたと考えられる。すなわち、8月後半以降の小規模昇温は一種のプレコンディショニングの役割を果たしたと解釈できる。なお、7月末に20hPa付近を中心として、波数2成分の発達とそれに伴う西風減速が見られるが、これは極渦の引き伸ばしが起こったためで、極渦の分裂は生じていなかった。

南半球の冬季成層圏では、2001年に典型的に見られるように、西風極夜ジェットが強い真冬には、たとえ対流圏でプラネタリー波が励起されても、成層圏中へと有効には鉛直伝播できず、成層圏におけるプラネタリー波の活動性は概して低い。極夜ジェットが弱い5

月までの初冬と 10 月以降の晩冬にのみ活動性は高くなる(Hirota et al., 1983)。しかし、2002 年は、対流圏からプラネタリー波が活発であり、しかも何度も鉛直伝播が生じている。このようなプラネタリー波の活発化は、図には示していないが 5 月頃から生じている模様である。さらに、図 6 を詳しく見れば、対流圏から成層圏へと鉛直伝播しているケース以外に、成層圏全層ほぼ同時にプラネタリー波が増幅しているケースが見受けられる。この図は南緯 60 度における断面図であるので、水平方向からのプラネタリー波の伝播の可能性もあるが、成層圏内における何らかの力学的な不安定により増幅が生じたことも考えられる。

#### 4.まとめと今後の課題

2002 年 9 月末に、オゾンホールが二つに分裂するという珍しい現象を引き起こしたのは、波数 2 型の、観測史上初めての大規模突然昇温であった。この大規模突然昇温の生起に関して、それに至る南半球成層圏循環の季節進行を解析した結果、2002 年は冬季全般にわたってプラネタリー波の活動が活発であり、大規模突然昇温が起こる前にも、8 月後半から、何度も小規模突然昇温が起こっていたことがわかった。特に、8 月 20 日過ぎの小規模突然昇温では、9 月末の大規模突然昇温の時よりも、プラネタリー波の鉛直伝播、西風減速が強く見られた。このような何度も生じた小規模突然昇温の影響で、その後、極渦が完全に回復しないうちに、ついには大規模突然昇温に至った。このことから、8 月後半以降の小規模突然昇温は、その後の突然昇温を起こす引き金となる、非常に重要な現象であったと考えられる。今後は、このようなプラネタリー波の高い活動性が 2002 年になぜ生じたのか、特に極渦の完全な分裂を引き起こす波数 2 成分の卓越の原因は何かということを調べる必要がある。

2002 年の大規模突然昇温、及びその結果としてのオゾンホールの弱小化は、本報告で何度も強調したように、観測史上初めてという極めて特異な大気現象であり、2002 年のオゾンホールが小さかったことを報告する報道資料(例えば、WMO, 2002; NASA, 2002; 気象庁, 2002)でも、これが長期的に見たオゾンホールの弱体化をただちに示すものでないことを明確に述べている。しかしながら、このような特異な大気現象が生じるに至った理由が明らかとなっているわけでは決してなく、今後多方面から、この点を明らかにする努力が必要である。

#### 謝辞

本研究遂行に当たって色々と議論をして頂いた、向川均、小寺邦彦、黒田友二、余田成男の各氏に感謝したい。また、2002 年 11 月に九州大学であった、「成層圏変動と気候」国際シンポジウムのスペシャル・セッションでの議論も大変参考となった(本セッションの詳

細は、Baldwin et al., 2003 参照)。また、図の描画には、地球流体電腦ライブラリーを用いた。記して謝意を表したい。

## 参考文献

- 気象庁, 2002: 南極オゾンホール、1991 年以降最小、1989 年以降最も早い消滅. 報道発表資料, 平成 14 年 11 月 20 日.
- Andrews, D. G., J. R. Holton and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, Orland, 489pp.
- Baldwin, M., T. Hirooka, A. O'Neill, S. Yoden and collaborators, 2003: Major stratospheric warming in the Southern Hemisphere in 2002: Dynamical aspects of the ozone hole split. *SPARC Newsletter*, 20 (in press).
- Hirota, I., T. Hirooka and M. Shiotani, 1983: Upper stratospheric circulations in the two hemispheres observed by satellites. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 109, 443–454.
- Labitzke, K., and H. van Loon, 1999: *The Stratosphere*. Springer-Verlag, Berlin, 179pp.
- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1479–1494.
- Machoso, C. R., A. O'Neill, V. D. Pope, J. D. Farrara, 1988: A study of the stratospheric final warming of 1982 in the southern hemisphere. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 114, 1365–1384.
- NASA, 2002: Unusually small Antarctic ozone hole this year attributed to exceptionally strong stratospheric weather systems. *NASA News*, Release: 02-185.
- O'Neill, A., and C. E. Youngblut, 1982: Stratospheric warmings diagnosed using the transformed Eulerian-mean equations and the effect of the mean state on wave propagation. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1370–1386.
- Swinbank, R., and A. O'Neill, 1994: A stratosphere-troposphere data assimilation system. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 686–702.
- WMO, 2002: Antarctic ozone hole splits in two. *Press Release No. 681*, 1 October, 2002.

# 国内における湿度の経年変化と黄砂との関係

牧田広道・金森恒雄・山口薰（鳥取地方気象台）

## 1. はじめに

2002年11月14日と15日、鳥取では火災気象通報が行われた（注：通報基準は、①実効湿度60%以下で最小湿度40%以下となり、最大風速7m/s以上の風が吹く見込みのとき ②平均風速10m/s以上の風が1時間以上連続して吹く見込みのとき）。通常、火災気象通報は4月～5月に多く、この2ヶ月間で年間発表回数の約8割を占める。11月の発表は非常に稀である。解析の結果、今回の火災気象通報の背景に黄砂に伴う中国大陸からの乾燥空気塊の移流が関係していることが推定された。日本での黄砂の被害としては洗濯物が汚れたり視程の悪化等が知られているが、黄砂の間接的な影響が前後数日間の気象の面において現れている可能性が伺えた。そこで、黄砂と相対湿度（以下、単に湿度）との関係について速報的に調査したのでその結果を以下に報告する。専門家の方々からのご指摘をお願いしたい。

## 2. 事例解析の概要

最初に、本研究の発端となった事例解析の結果を簡単に述べる（牧田・金森、2002；2003）。

- (1)ゴビ沙漠等を含む中国大陸でも日本と同様に黄砂（砂塵）の観測は春先と晚秋に2つのピークを持つ。中国大陸において春先は冬から春への季節の移行期にあたり上空の寒気はまだ強い。地表付近では草の芽が出始める頃で日中の気温上昇とあわせて土壤は急速に乾燥化する。晚秋は秋から冬への移行期にあたり上空の寒気も次第に強くなる。地表付近では草の芽がなくなる時期にあたり日中は気温上昇と併せて乾燥した土壤がむき出しとなる。ともに、低気圧の発達により砂塵嵐が発生しやすい時期にあたる。このように、火災気象通報の背景として中国大陸と日本における季節的な要因が考えられた。
- (2)低湿度による火災気象通報は春先に多いが、この背景の一つとして日々の気象状況等とは別に黄砂を移流してくる乾燥空気塊の存在が考えられた。このことから、晚秋（弱い冬型気圧配置時）における火災気象通報も中国大陸の土壤（気象）状況によってはあり得ることがわかった。
- (3)弱い冬型の気圧配置時に乾燥注意報（火災気象通報）が発表された原因として中層にある逆転層下の乾燥空気塊の存在があった。この結果、寒気移流に伴うエコー（雨雲）は沿岸部を中心に一面に散在していたが地表付近ではまとまった降水とはならず乾燥状態が継続した。
- (4)総観場的には地上低気圧の東進と上層ジェットの南下（圈界面の南下）があった。また、下層風系が西寄りで山陰沿岸は発散場にあったこと及び中層ジェットの寒気側に位置していた。メソ的には、着目している乾燥空気塊は前日に通過した寒冷前線後面（注：水蒸気画像に見られる暗域）に捕捉されると同時に、地上前線に対応

した上空の傾圧帯下へ移流した。

(5) 寒冷前線通過後に黄砂が観測され黄砂観測時の最小湿度が夜間に観測されたことから、黄砂とともに乾燥空気塊が日本付近へ移流したものと思われる。このことはウインドプロファイラでも確認できた（注：ある時間を境に下層風資料が欠測となる）。11月12日は全国的に黄砂が観測されたが、水蒸気画像等からこのとき乾燥空気塊が既に日本付近に移流していた。この段階で中層の乾燥空気塊の一部が地上寒冷前線に対応する傾圧帯下へ流入していたものと推定される。下層傾圧帯下の乾燥空気塊は数日間滞留したが、13日～14日にかけて移動性の高気圧（沈降場）が東進するのに伴い乾燥化が強化されたと思われる。

(6) また、日本付近で広範囲に黄砂が観測されたのは（特に日本海側で強かった）、上空の寒気がそれほど強くなく日本海側で大規模な気団変質が生じず（注：対流性のまとまった雲域の発生がない）、寒冷前線に伴う雲域が抜けた後は順調に後面の高気圧に覆われて天気が回復したことも関係していると思われる。

(7) 鳥取では11月としては1973年11月16日以来29年振りの黄砂観測となった。全国的には2000年以降を別にすれば1972年（全国で8日間）、1973年（同43日間）、1974年（同20日間）の3年間だけが突出している。なお、1967年1月～2002年12月の全国の地域別・月別平均黄砂観測日数によると、全国的には秋季（9月～11月）に観測された黄砂の約61%が11月に観測されているが、各地区とも11月の黄砂観測日数は年間の観測日数の1%～2%を占めるに過ぎない（注：北海道地区は9%）。

(8) 両年ともに日本海を低気圧と寒冷前線が通過後に黄砂が観測された。黄砂観測時の最小湿度が夜間に発現していることから、黄砂は低気圧後面の高気圧（下降流場）に捕捉されながら乾燥空気塊とともに日本付近に達したと思われる。両年の違いは1973年は“春一番”もどきの強風となったことである（総観測の違いにより黄砂観測前後の平均風速は反対となった。1973年が黄砂観測後急速に風速が強まったのに対して、2002年は弱まった）。この結果、全国的な黄砂の観測日数に大きな差が生じた。また、両年ともに黄砂観測の3日前から平均湿度は低下傾向にあり、黄砂を観測後翌日に日平均湿度の最低が観測された。同様に、日最小湿度も黄砂観測の翌日～翌翌日に観測された（図1）。

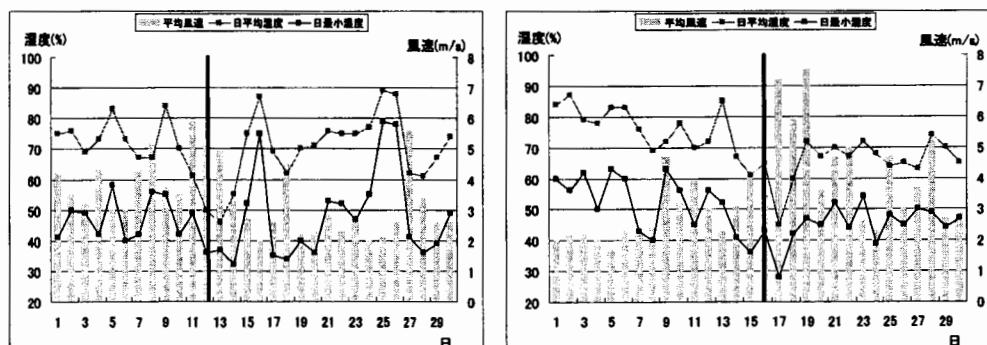


図1 2002年（左図）と1973年（右図）の11月の平均湿度等の時系列

### 3. 全般的なシナリオ

本研究は2002年11月12日の全国的な黄砂と11月14日と15日に発表された火災気象通報から波及したテーマである。全般的なシナリオとしては、春先の湿度低下に伴う乾燥空気塊の存在が近年の黄砂観測急増の一つの要因ではないかという仮説から出発した。ここで、国内の黄砂観測における特徴としては、①近年の急増と②周期的な観測があると思われる。これらを説明する一つの要因として、中国大陸のゴビ沙漠周辺における1996年以降の砂塵観測回数の増加があり、砂塵観測回数の増加は中国大陸における乾燥化を伴っていると思われる。さらに日々の黄砂の事例解析から、黄砂（あるいは低気圧）に伴う乾燥空気塊の日本付近への移流が増加しているのではないか推定された。一方、中国大陸における砂塵回数の増加の背景としては冬季から春先にかけての低気圧活動の活発化がある。その原因としては、温暖化に伴った気温上昇に伴う飽和水蒸気量の増加があり、大気下層における気温の上昇が対流活動を活発化させ降水の局地性を強めているのではないかと推定された。図2には第一段階として想定されるシナリオを図示した。

### 4. 国内の黄砂観測状況

表1には1967年1月～2002年12月の国内における地区毎の月別黄砂観測日数の年間観測日数に対する比率を示す。用いた地点数は年毎に異なるが概ね約130地点である。また、図3には地区別の年平均黄砂観測日数のうち東北・関東・北陸・近畿・中国・九州地区の経年変化を示す。表1より、沖縄地区を除き全国的には黄砂は春先の3月～5月に年間の約8割～9割が観測されている。近年の特徴としては、2000年以降全国的に黄砂の観測日数が急増していることと、3月と4月は急増しているが5月の増減は少ないといった特徴がある。また、各地区で観測のピークとなる時期や観測日数にある変化傾向（トレンド）は異なるが、全地区ともほぼ同じ周期が見出せる。MEM法（最大エントロピー法）による黄砂観測日数の周期解析によると、全国的には約11年周期が卓越していた（注：中国大陸のゴビ沙漠周辺等では約13年周期が卓越）。

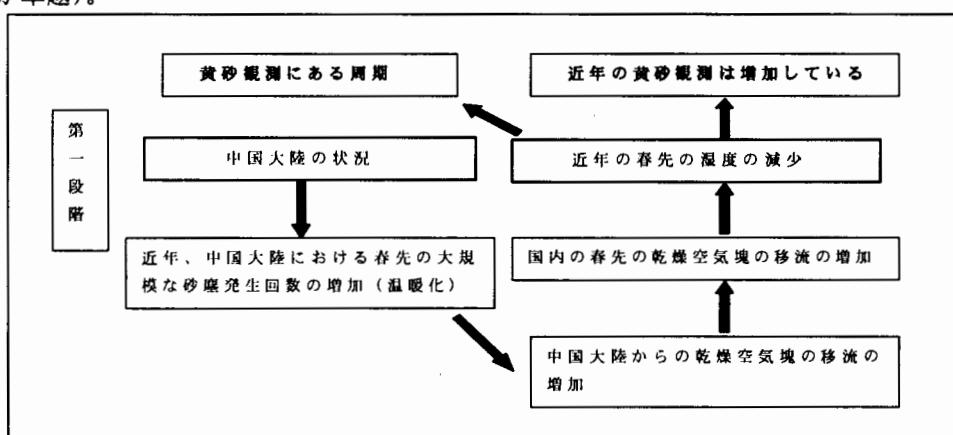


図2 黄砂と湿度との間に想定されるシナリオ

表1 地区毎の月別黄砂観測日数の年間観測日数に対する比率(%)

地区名	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	年間
北海道	0	4	26	53	7	0	0	0	0	0	9	0	100
東北	2	5	25	38	28	0	0	0	0	0	2	0	100
北陸	2	4	21	53	19	0	0	0	0	0	1	0	100
東海	0	6	24	52	15	0	0	0	0	0	2	0	100
関東	0	6	29	49	12	0	0	0	0	0	2	1	100
中国	2	8	27	45	14	1	0	0	0	0	2	1	100
近畿	2	9	28	47	13	0	0	0	0	0	2	0	100
九州	3	7	28	45	13	0	0	0	0	0	2	2	100
四国	3	10	28	45	12	0	0	0	0	0	1	1	100
沖縄	4	18	29	43	3	0	0	0	0	1	1	2	100

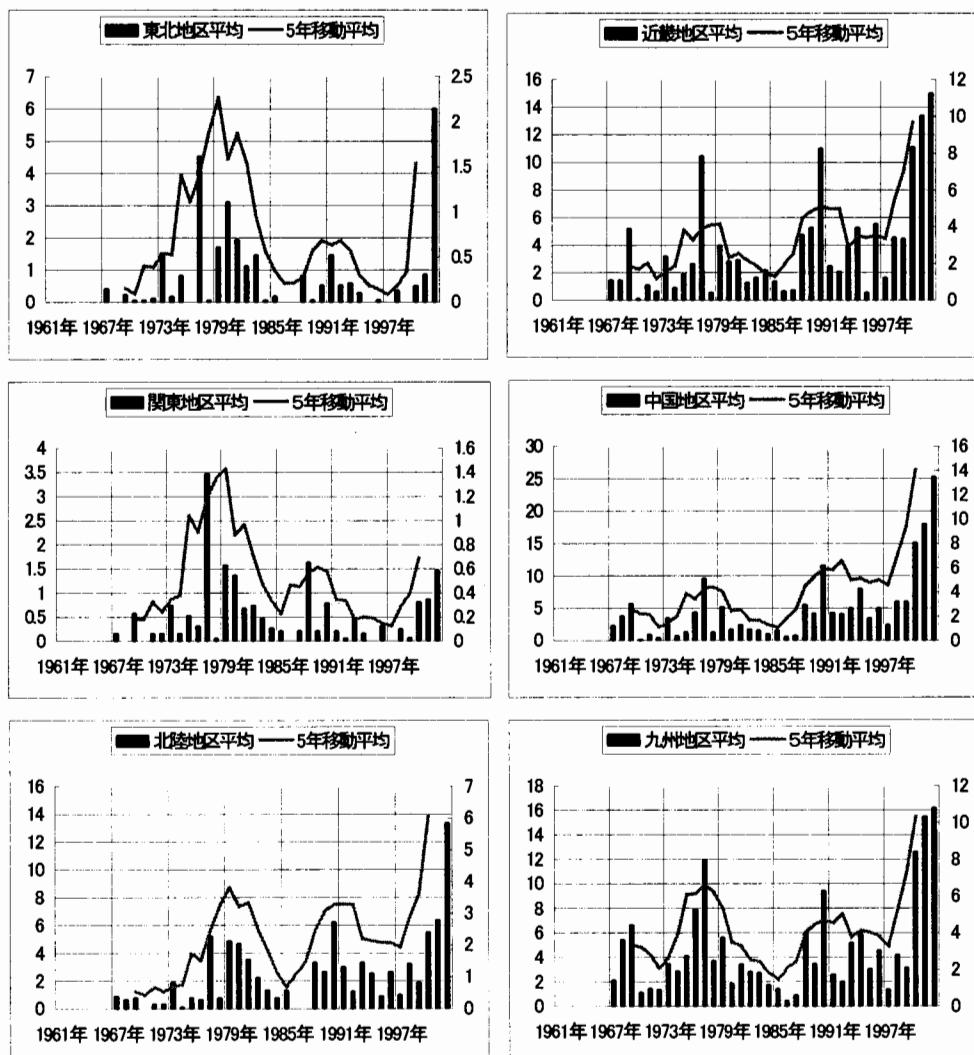


図3 東北・関東・北陸地区(東日本)と近畿・中国・九州地区(西日本)の黄砂観測の経年変化。

期間は1967年1月～2002年12月。図中の棒グラフ(左側の目盛り)は地区平均を、実線(右側の目盛り)は5年移動平均をそれぞれ示す。

## 5. 平均湿度の全国的な傾向

### 5.1 地域的な特徴

1961年1月～2002年11月までの約42年間の全国気象官署の平均湿度を地区別・月別に統計処理した。この結果、全国的には年毎の変動はあるが全体の傾向として減少している。特に北陸地区以西の地区での湿度の減少が大きかった。42年間の最大の減少量は四国地区の5.0%で、最小は北海道地区の2.0%であった。標準偏差は関東と四国地区の1月～5月で大きくなつた。月較差で比較すると、関東と四国地区では大きいが、北陸・近畿・中国地区では小さい。約42年間のトレンドを解析すると、東日本では1960年代中頃と2000年頃に明瞭な2つのピークがあり、北海道と東海地区以外では2000年以降に最小湿度を観測している。これに対して西日本では1960年代のピークは明瞭なものではなく、四国地区以外は近年にかけて減少し2000年以降に最小湿度を観測している。このうち、図4には中国地区の月平均湿度の経年変化と13ヶ月移動平均を示す。全国的な傾向であるが、中国地区においても近年(2000年以降)の減少が顕著となつてゐる。

### 5.2 季節的な特徴

平均湿度の季節別トレンドの解析によると、近年の西日本では3月・6月・8月・11月の4ヶ月間の減少がはっきりしている。東日本では関東地区のようにほとんどの月で減少している地区もあるが、西日本と比較して4月と12月の減少もはっきりしている。なお、東日本で3月の減少がはっきりしているのは関東地区と北陸地区だけである。表2には各季節にあるトレンドから求めた42年間の地区別・季節別湿度の減少量を示す。各地区に共通しているが、全季節ともに減少のトレンドがあり、特に西日本で減少がはっきりしている。地域的には、関東・東海地区では全季節を通して全国平均よりも減少は少なく、中国・四国地区では減少が大きい。また、季節的には西日本の春季(3月～5月)と夏季(6月～8月)の減少が大きく、秋季(9月～11月)の減少は全国的に少ない。

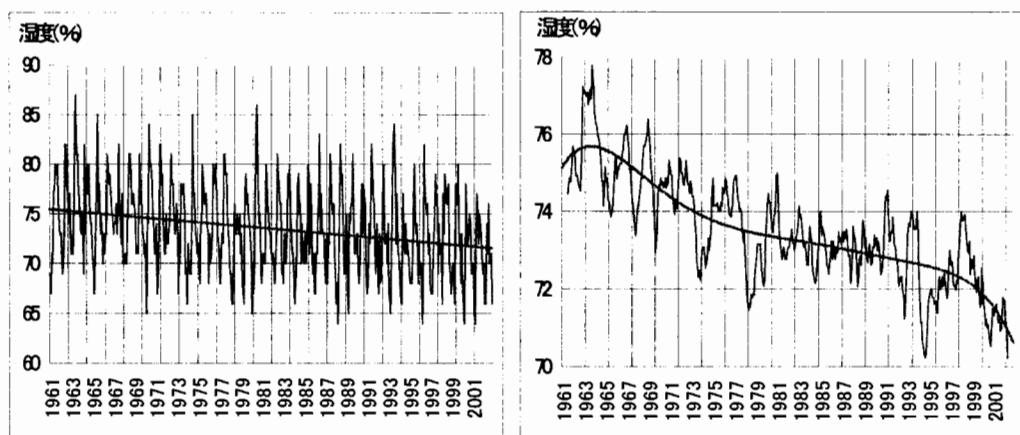


図4 中国地区の月平均湿度（左図）と13ヶ月移動平均（右図）の経年変化

太い実線はそれぞれトレンドを示す。

表2 地区別・季節別平均湿度の減少量(%) (42年間:1961年1月~2002年11月)

地区	春季	夏季	秋季	冬季	地区平均
北海道	-2.3	-1.4	-1.0	-3.3	-2.0
東北	-2.6	-3.0	-1.7	-4.0	-2.8
北陸	3.3	-3.8	-2.4	-3.7	-3.3
関東	-2.4	-3.3	-2.2	-2.4	-2.6
東海	-2.7	-3.4	-1.3	-1.0	-2.1
近畿	-4.1	-3.9	-2.7	-2.2	-3.2
中国	-4.8	-4.5	-3.3	-3.6	-4.1
四国	-5.9	-5.6	-4.2	-4.4	-5.0
九州	3.9	2.9	3.0	4.2	-3.5
沖縄	-2.8	-4.0	-3.5	-4.3	-3.7
全国平均	-3.5	-3.6	-2.5	-3.3	-3.2

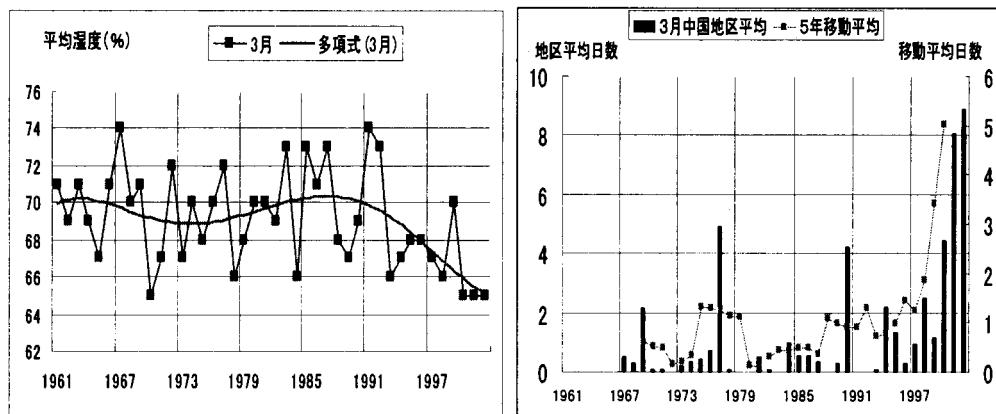


図5 3月の中国地区の平均湿度（左図）と黄砂観測日数（右図）の経年変化

## 6. 黄砂との関係

### 6.1 春季の湿度等の特徴

中国大陆のゴビ沙漠周辺では、3月～5月の3ヶ月間で年間の砂塵発生数の約60%が観測されている。日本国内で観測される黄砂も大半はこの時期である。そこで、近年の春先の平均湿度の減少傾向が黄砂観測日数の急増と関係しているのではないかという仮定のもと3月～5月の湿度と黄砂との関係を調べた。全国的に春先の黄砂観測日数は増加しているが、対応する湿度の状況は各月と各地区により異なった。近年に着目すると、3月は関東・四国・九州・沖縄地区で減少が大きく、次いで中国と近畿地区で大きくなかった。4月は3月と同じような傾向であったが、3月と比較して減少量は少なかった。反対に5月は北海道・関東・東北・沖縄地区では減少しているがその他の地区は増加していた。1例として、図5には3月の中国地区の平均湿度と黄砂観測日数の経年変化を示す。図5より、特に近年の西日本における3月（春季）の平均湿度の減少と黄砂観測日数の増加との間には何らかの関係があるように伺える。

### 6.2 湿度にフィルターをかけたときの特徴

これまでの湿度の解析には全ての天気が含まれており、黄砂観測時（特に晴天時）の状態の経年変化を調べるために日平均湿度にフィルターをかけることが必要となってくる。鳥取地方気象台の資料より検討した結果、日平均湿度90%以上をカットし

た場合（天気としては雨を想定）全資料の 36%の資料がカットでき、同 80%では 49%、同 70%で 62%がカットできた。雨の日を取り除くため、具体的には日平均湿度 70%以下のときの地区別平均湿度とその日数について全国集計した。図 6 には東日本と西日本の地区別・月別平均湿度と日数の経年変化を示す。平均湿度と日数との間には有意な線形の関係があり、相関係数は 0.8~0.9 と非常に高い。また、地区により若干トレンドは異なるが、特に西日本においては 1960 年代～1970 年代前半にかけての高湿度の時期、1970 年代中頃～1990 年代にかけての一定な時期、1990 年代中頃～現在までの低湿度の時期に概ね分類できる。東日本は西日本と比較して変化量は小さい。日数については全国的に増加傾向にあるが、近年の東日本で顕著となっている。

表 3 には 42 年間のトレンドから求めた地区別・季節別湿度の減少量と観測日数の増加日数を示す。図 7 には中国地区の経年変化を示す。全国的に春季の減少量が大きく、特に西日本の近畿・中国・四国・九州地区で顕著となっている。また、秋季の減少量は少なく夏季と冬季は同程度である。一方、観測日数は西日本で多くなっているが湿度に比べて季節による差は少ない。図 8 には湿度 70%以下のときの年平均湿度と春季（表 3 をグラフ化）について、トレンドから求めた湿度の減少量と増加日数の地区別平均を示す。沖縄を除く西日本での春季の湿度の減少量と日数の増加が東日本と比較して突出していることがわかる。

## 7.まとめ（推定）

全国的には平均湿度には長期的な減少傾向があり、特に西日本での減少が大きくなつた。乾燥空気塊の移流による近年の春先の湿度の減少が、黄砂観測急増の間接的な影響として想定された。調査の結果得られた主な結論（推定を含む）は以下の通りである。

- (1) 湿度の統計によると、季節的な要素も含まれているが特に近年の西日本の春季の減少が大きくなつた。この背景として、黄砂の日々の移流パターンより近年の春先の乾燥空気塊の日本付近への移流が顕著となっていることが推定された。
- (2) 全球的な温暖化のもとでの湿度の減少傾向があり、湿度の減少に伴う乾燥化により、特に春先に黄砂粒子が浮遊しやすい環境場が作り出されていると推定される。このことから、近年の春先に黄砂が国内で多く観測されるようになった背景の一つに乾燥化が考えられる。
- (3) 中国大陆のゴビ沙漠やタクラマカン沙漠周辺では 1996 年以降に砂塵の観測回数が増加していた。この時期の国内では湿度は減少傾向の中にあり、一方黄砂観測日数は 2000 年以降に急増した。2000 年以降の黄砂の急増の背景としては、まず作用する側としての中国大陆の変化があり、反応する側としての日本国内では、あるしきい値（この場合には湿度）を境に段階状の急激な変化が生じたのではないかと推定される。
- (4) 日平均湿度 70%以上をカットした場合、トレンドから求めた季節別の日数の増加分には差は少なかったが、湿度の減少量には大きな差が生じた。日数の増加分に対応する湿度の減少量から、西日本の春季の大きな湿度の減少に季節要因以外の別の要因が関係しているのではないかと推定された。一つの要因として中国大陆からの黄

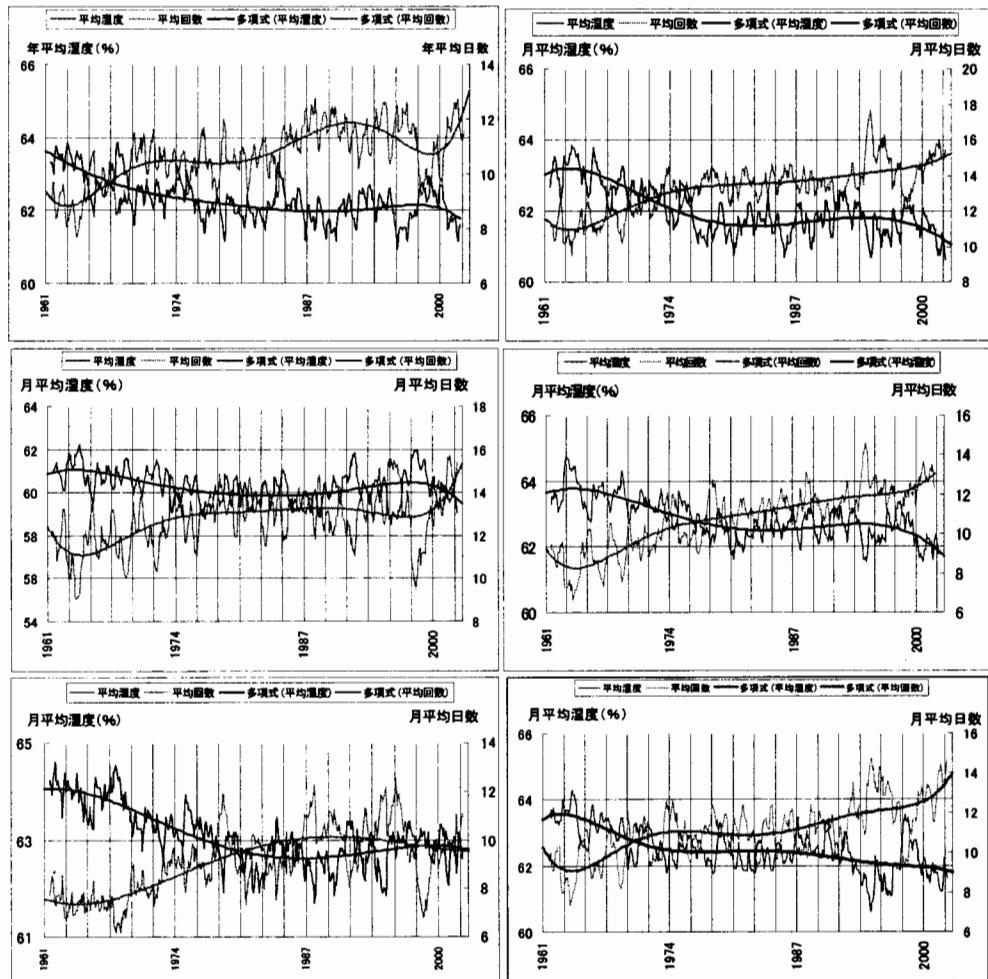


図6 東日本（左図：上から東北・関東・北陸地区）と西日本（右図：上から近畿・中国・九州地区）について温度70%以下のときの月別平均温度とその日数の経年変化。各13ヶ月移動平均している。

表3 湿度70%以下のときの月平均温度と日数について、42年間のトレンドから求めた地区別・季節別の減少量（左表）と同日数の増加日数（右表）

地区	春季	夏季	秋季	冬季	地区平均	地区	春季	夏季	秋季	冬季	地区平均
北海道	-1.9	0.5	-0.6	-1.2	-0.8	北海道	2.2	1.0	1.5	4.2	2.2
東北	-1.9	-1.0	-0.3	-1.3	-1.1	東北	2.0	2.2	1.6	3.6	2.4
北陸	-1.6	-2.7	-0.4	-0.7	-1.4	北陸	2.9	3.2	3.7	2.9	3.2
関東	-1.0	-0.8	-0.7	-1.2	-0.9	関東	1.7	3.8	2.1	1.8	2.4
東海	-1.9	-1.8	-0.5	0.0	-1.1	東海	2.2	3.9	2.3	1.2	2.4
近畿	-2.7	-1.8	-1.0	-1.3	-1.7	近畿	3.8	5.0	3.2	2.9	3.7
中国	-2.6	-1.7	-0.5	-1.4	-1.6	中国	5.0	5.1	4.3	3.8	4.6
四国	-3.1	-1.6	-1.2	-2.9	-2.2	四国	5.3	6.8	5.0	3.9	5.3
九州	-2.4	-0.7	-0.9	-2.2	-1.6	九州	3.3	2.5	3.3	5.0	3.5
沖縄	-1.0	-	-0.8	-2.0	-1.3	沖縄	1.4	1.2	2.0	3.5	2.0
全国平均	-2.0	-1.3	-0.7	-1.4	-1.4	全国平均	3.0	3.5	2.9	3.3	3.2

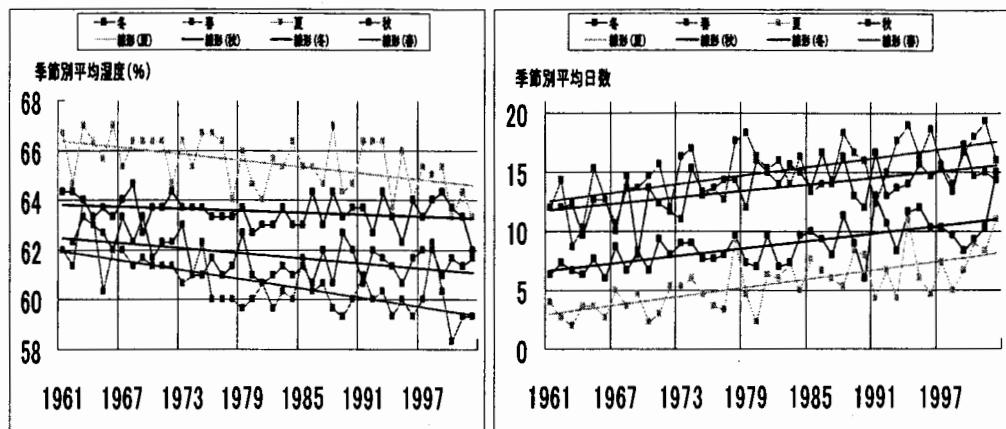


図7 中国地区の湿度70%以下のときの季節別平均湿度（左図）と日数（右図）の経年変化  
実線はトレンドを示す。

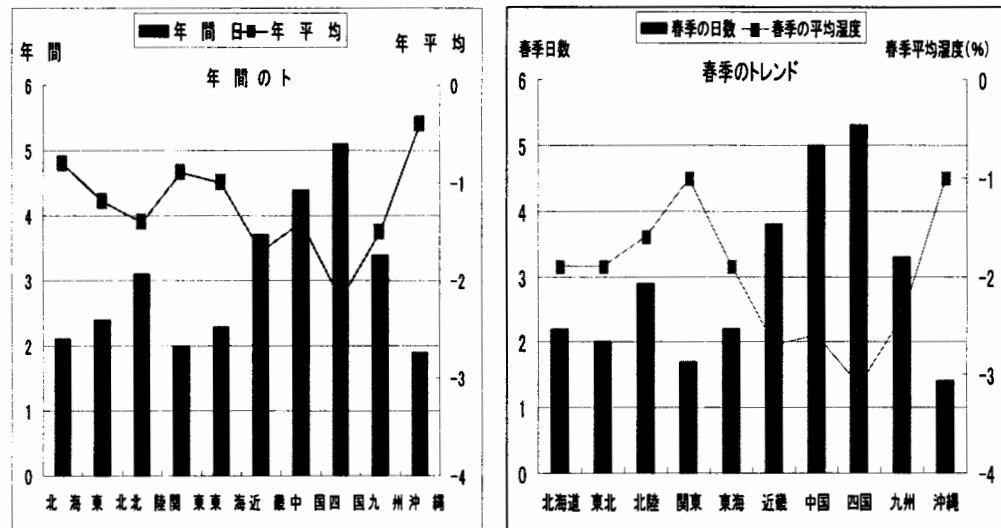


図8 湿度70%以下のときの年平均湿度（左図）と春季（右図）について、トレンドから求めた湿度の減少量と増加日数の地区別平均

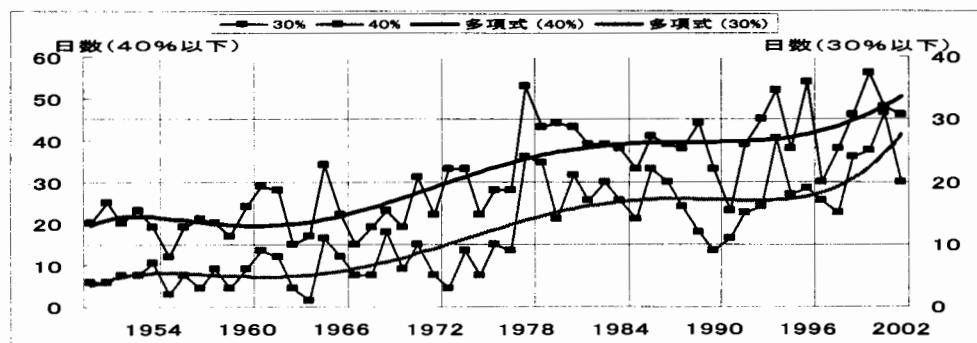


図9 鳥取における1950年～2002年の日平均湿度40%と30%以下の日数の経年変化

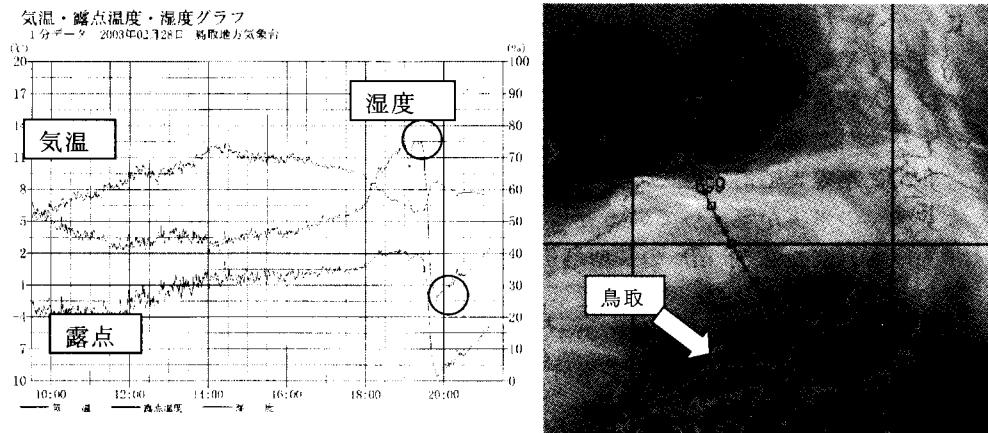


図 10 鳥取における 2003 年 2 月 28 日の気温・露点・湿度の時系列（左図）と 2 月 28 日 21 時における 925hPa 面の流軌線（右図）

砂に伴う乾燥空気塊の移流と温暖化に伴う気温の上昇が推定された。

## 8. 関連事項

上記の推定に対して、関連する事項をいくつか挙げてみる。

- (1) 気象庁(1999)は全国 34 地点の日最小湿度の小さい方から 1 位～3 位の出現数（期間：1950 年～1997 年）を調査した。この結果、出現数は増加傾向にあり、この増加傾向の主な原因として平均気温の上昇と異常な高温の増加が関係している可能性を示した。最小湿度に着目したものとして、図 9 には鳥取地方気象台における 1950 年以降の日平均湿度 40% と 30% 以下の出現日数を示す。観測器そのものに変遷はあるが、1970 年代後半以降低湿度の日数が増加傾向にあり、特に近年が顕著となっている。また、図 9 より 1970 年代後半に北半球規模で生じたと言われる気候ジャンプに対応した変化が見られる。
- (2) 気象庁気候情報課(1997)は、小気候モデルのテストの一環として都市化と湿度に関するシミュレーションを行った。この結果、都市化の影響は観測開始以来の大手町の年平均湿度の減少とほぼ同程度の最大約 15% の相対湿度の減少を示した。さらに、相対湿度減少に寄与する温度上昇の効果を見積もり、都市化の進んでいる地域では相対湿度の減少がほとんど温度の上昇によりもたらされることを示した。図 10 には鳥取における 2003 年 2 月 28 日の気温・露点・湿度の時系列と 2 月 28 日 21 時における 925 hPa 面の流軌線を示す。この日、19 時～20 時にかけて相対湿度 75% が 25% に急激に減少したが、湿度の減少と各要素との関係を調べると気温上昇に伴いこの現象が生じたことが伺えた。さらに、このときの地表付近の雲域（空気塊）を追跡すると日本海のシャーの南下が対応していた。この現象は黄砂を捕捉している乾燥空気塊の移流のシミュレーションとして視覚的に理解できるように思われる。
- (3) 近年、東アジア域では経済成長（急激な工業化）に伴い大気汚染物質が急激に増加していること、また春先にはゴビ沙漠やタクラマカン沙漠からの黄砂の飛来がある

ことから、様々な種類のエアロゾルが高濃度に混在しておりエアロゾルが気候変動へ及ぼす影響に関する研究が進められている。エアロゾルの間接的効果の代表としては、人間活動に伴いエアロゾルが増えると雲の量や放射特性を変化させるというシナリオがある。気象庁(2002)によると、エアロゾルの間接的な効果はその度合いは非常に不確実であるものの、負の値の放射強制力であり、現在この効果についてより多くの事実が集まっているとしている。一方、傍島等(2002)はエアロゾルの光学的厚さ（波長  $0.5 \mu\text{m}$ ）の長期解析を行った結果、光学的厚さは黄砂現象に伴い概ね春季に極大となり、さらに近年は増加傾向にあることを示した。光学的厚さに見られる地域差は中国大陸起源のエアロゾルが長期変動の主たる原因であり、原因の一つとして黄砂現象の増加を挙げている。これらは特に西日本の春季の湿度低下の間接的な要因となるように思える。

## 9. 今後に向けて

国内の湿度には年々の変動はあるものの全体として減少していた。ここで、特に春先の湿度の減少を黄砂観測と結びつけるためには他の気象要素（気温・日照・風速・降水量等）との比較が必要であり、併せて同様な気象要素を用いた中国大陸における解析も必要となる。また、蒸気圧と気温・湿度より飽和蒸気圧の経年変化等の解析や各気象要素にある周期分析も必要となる。今後は上述の解析を行なってみたいと考えている。

## 参考文献

- 牧田広道・金森恒雄(2002)：晚秋に発表された火災気象通報の解析（速報）、鳥取県気象研究会誌、pp.8-9.
- 牧田広道・金森恒雄(2003)：黄砂と湿度との関係、日本気象学会関西支部例会、No.99、pp.63-66.
- 気象庁(1999)：異常気象と気候変動の実態、近年における世界の異常気象と気候変動～その実態と見通し～(VI) (総論)、pp.5-34.
- 高橋俊二・上口弘晃・径田正幸 (1997)：「小気候」の概念と小気候モデル、気候情報課ニュースレター、第1号、pp.2-4.
- 気象庁(2002)：気候変動に関する政府間パネル (IPCC) 第三次評価報告書、第一作業部会報告書、気候変動 2001 科学的根拠～政策決定者向けの要約 (SPM) ～、気候変動監視レポート 2001、pp.55-78.
- 傍島明・岩淵弘信・浅野正二(2002)：NOAA/AVHRR を用いた東アジア海域におけるエアロゾル変動の長期解析、日本気象学会秋季大会予稿集、111.