

# ブロッキング流の特異モードと高周波擾乱との関係

気象研究所気候研究部 前田修平(Shuhehi Maeda)

気象庁気候情報課 小林ちあき(Chiaki Kobayashi)・高野清治(Kiyoharu Takano)

気象庁数値予報課 露木義(Tadashi Tsuyuki)

ブロッキング流の持続メカニズムを調べるために、二つのタイプの現実的な基本流の回りに線形化した球面上の順圧モデルを用いた数値実験を行った。基本流としては、アラスカ付近でブロッキングが卓越した流れ（ブロッキング流型）と北太平洋でゾーナル流が卓越した流れ（ゾーナル流型）を用いた。

実験では、まず、wave-makerによって人為的に東アジアに高周波擾乱を生成しモデルを時間積分した。生成された高周波擾乱（一次流れ）は、変形しつつジェットの内縁に沿って東向きに伝播する。次に、一次流れの渦度流束収束の時間平均を擾乱渦度強制として用いて二次流れを計算した。その結果、基本流がブロッキング流型の場合には二次流れがブロッキングを強化し、「ブロッキングにより変形された高周波擾乱がブロッキングを強化する」という正のフィードバック効果が働くことがわかった。一方、ゾーナル流型の場合には、ブロッキングを強化するような二次流れは得られなかった。

基本流による二次流れの違いの理由を明らかにするために、行列形式の順圧渦度方程式を特異値分解（SVD）した。その結果、ブロッキング流型の場合には、主要な特異モードが基本流のブロッキングに似た地理分布をしており、擾乱渦度強制がこれらの特異モードを効果的に励起し、基本流のブロッキングを強化していることがわかった。一方、ゾーナル流型の場合にはそうではないこともわかった。

これらの結果は、高周波擾乱はブロッキング流の主要な特異モードをブロッキングを強化する符号で励起することによって、その持続に貢献することを示唆している。しかしながら、実験では高周波擾乱が励起する特異モードの符号が擾乱の与え方に依存することも確認され、このことは、擾乱によるブロッキングの維持機構を詳しく調べるためには、順圧モデルに高周波擾乱を人為的に与えるという実験設定では十分でないことを示している。

## 1. はじめに

ブロッキングとは、通常東西に流れるジェット気流が南北に大きく蛇行して、その上を流れる移動性高・低気圧の経路を「ブロック」してしまう現象である。1ヶ月以上も続くことがあるなど持続期間が長く、大気循環に大きな影響を与える。古くから知られている現象であり、多くの研究があるものの、そのメカニズムは依然としてよく理解されてはならず（Kimoto,1993）、大気大循環モデルでも十分にはシミュレートされていない

（D'andreaら,1997）。

最もよく知られているブロッキングのメカニズムは、「ブロッキングにより「ブロック」された移動性高・低気圧（高周波擾乱）がブロッキングの維持に貢献する」というフィードバック効果である。多くの観測的・理論的研究（例えば、Shutts 1983; Illari 1984; Shutts 1986; Tanaka 1991; Nakamura et. al. 1997）によりこのフィードバック効果が調べられている。特に、Shutts(1983)は $\beta$ 平面等価順圧モデルに移動性高・低気圧に模した渦度ソースを与えた数値実験によって、このフィードバック効果を明確に示した。彼の実験は説得力があるものの、実験結果が球面上の現実的な流れでも成り立つかどうかは自明ではない。なぜなら、球面上の子午面方向へのロスビー波の伝播や現実的な流れの水平シアが影響を与える可能性があるからである。

そこで我々は、Shuttsの実験を発展させ、球面上の順圧モデルを用いて現実的な流れを基本流とする実験を行い、高周波擾乱のフィードバック効果を調べた。

## 2. 数値実験のデザイン

### (1) 数値モデル

数値実験は、Tsuyuki and Kurihara (1989)と同じく、以下の非発散順圧渦度方程式（地球半径と地球回転角速度の2倍で無次元化）に基づく全球スペクトルモデル(波数切断は三角切断 42)を用いて行った：

$$\frac{\partial(\nabla^2\phi)}{\partial t} + J[\phi, \nabla^2\phi] + \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} + r\nabla^2\phi + \nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi = G, \quad \dots\dots①$$

ここで、 $\lambda$ は経度、 $\mu$ は緯度 $\theta$ の正弦、 $\phi$ は流線関数、 $r$ は線形摩擦係数、 $\nu$ は四次の拡散係数、 $G$ はあとで述べる強制項である。  $J[A, B]$ は、以下で定義されるヤコビアン演算子、

$$J[A, B] = \frac{\partial A}{\partial\lambda} \frac{\partial B}{\partial\mu} - \frac{\partial A}{\partial\mu} \frac{\partial B}{\partial\lambda} \quad \dots\dots②$$

である。定常な基本流 $\phi_0(\lambda, \mu)$ に $O(\epsilon)$  ( $\epsilon \ll 1$ )以下の擾乱が乗っていると、流線関数 $\phi(\lambda, \mu, t)$ 及び強制 $G(\lambda, \mu, t)$ を、

$$\phi(\lambda, \mu, t) = \phi_0(\lambda, \mu) + \epsilon\phi_1(\lambda, \mu, t) + \epsilon^2\phi_2(\lambda, \mu, t) + O(\epsilon^3) \quad \dots\dots③$$

$$G(\lambda, \mu, t) = G_0(\lambda, \mu) + \epsilon G_1(\lambda, \mu, t) \quad \dots\dots④$$

と $\epsilon$ で展開し式①に代入すると、 $O(1)$ の方程式、

$$\frac{\partial(\nabla^2\phi_0)}{\partial t} + J[\phi_0, \nabla^2\phi_0] + \frac{\partial\phi_0}{\partial\lambda} + r\nabla^2\phi_0 + \nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi_0 = G_0 \quad \dots\dots⑤$$

が得られる。本研究では、定常な基本流 $\phi_0(\lambda, \mu)$ が⑤式の解となるような定常な強制 $G_0(\lambda, \mu)$ を仮定する。 $O(\epsilon)$ の方程式は以下のとおりである：

$$\frac{\partial(\nabla^2\phi_1)}{\partial t} + J[\phi_1, \nabla^2\phi_0] + J[\phi_0, \nabla^2\phi_1] + \frac{\partial\phi_1}{\partial\lambda} + r\nabla^2\phi_1 + \nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi_1 = G_1 \quad \dots\dots⑥$$

$O(\epsilon^2)$ の方程式は以下のとおりである：

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\nabla^2\phi_2)}{\partial t} + J[\phi_2, \nabla^2\phi_0] + J[\phi_0, \nabla^2\phi_2] + \frac{\partial\phi_2}{\partial\lambda} \\ + r\nabla^2\phi_2 + \nu(\nabla^4-4)\nabla^2\phi_2 = -J[\phi_1, \nabla^2\phi_1] \end{aligned} \quad \dots\dots⑦$$

④式の $G_1$ は、東経120~180度、北緯40~60度の範囲内に以下のように与えた：

$$G_1 = S \times \cos\left\{\frac{\pi(x-x_0)}{L_x}\right\} \cos\left\{\frac{\pi(y-y_0)}{L_y}\right\} \cos\left\{\frac{3\pi(x-x_0-Ut)}{L_x}\right\}, \quad \dots\dots⑧$$

ここで、 $x = (\frac{180}{\pi})\lambda$ 、 $y = (\frac{180}{\pi})\theta$ 、 $x_0 = 150^\circ E$ 、 $y_0 = 50^\circ N$ 、 $L_x = 60^\circ$ 、 $L_y = 20^\circ$ 、 $U$ は基本場の領域平均（東経120~180度、北緯40~60度）の角速度である。 $S$ は強制の振幅で、渦度の次元で表すと $10^{-5}s^{-1}$ とした。 $G_1$ は、移動性高・低気圧に模した高周波擾乱を極東域に生成する wave-maker を表している。

$O(\epsilon)$ の方程式(⑥式)は、基本流 $\phi_0(\lambda, \mu)$ の周りに線形化した $\phi_1(\lambda, \mu, t)$ についての球面上の非発散順圧渦度方程式であり、「Wave-maker によって次々に生成される高周波擾乱 $\phi_1(\lambda, \mu, t)$ が、緯度方向にも経度方向にも曲がった定常な基本流 $\phi_0(\lambda, \mu)$ によって流されたり、変形されたり、摩擦や粘性で減衰したり、あるいは基本流 $\phi_0(\lambda, \mu)$ からエネルギーを補給されたりしながらどのように時間発展するか」を表している。一方、 $O(\epsilon^2)$ の流れ(二次流れ) $\phi_2$ の支配方程式(⑦式)には、擾乱 $\phi_1$ による擾乱渦度強制項 $-J[\phi_1, \nabla^2\phi_1]$ が右辺に現れてくる。この式は、「擾乱 $\phi_1$ が強制した二次流れ $\phi_2$ の時間発展」を表わしている。実験では基本流に

より変形を受けた擾乱  $\phi_1$  が集団として作る二次流れを見るために、Shutts(1983)にならい、擾乱渦度強制項  $-\overline{J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1]}$  は時間平均値  $-\overline{J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1]}$  とする。時間積分の結果⑦式の定常解  $\phi_2(\lambda, \mu)$  が得られれば、その定常解は、基本流により変形を受けた擾乱  $\phi_1$  が基本流自身をどのように変形するかを表す(即ち、 $\phi_0(\lambda, \mu) + \varepsilon^2 \phi_2(\lambda, \mu)$ )。

計算は、線形摩擦係数  $r=(5 \text{ 日})^{-1}$  で行った。順圧モデルを使った研究(Tsuyuki and Kurihara, 1989 など)でよく用いられている値よりもやや強い摩擦である。結果の摩擦係数に対する依存性については後述する。四次の拡散係数  $\nu$  は、 $2 \times 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$  とした。これは、Simmonsら(1983), Tsuyuki and Kurihara (1989) などと同じである。

## (2) 基本流

定常を仮定する基本流  $\phi_0(\lambda, \mu)$  としては、実際に観測された二つの1ヶ月平均300hPa流線関数(1989年1月と2月)およびそれらの加重平均値を与えた。本報告で用いる基本流の名称と各基本流における1989年1月と2月の流線関数の比を表1に示す。1989年1月は、北太平洋でゾーナル流が持続した。一方、2月はアラスカ付近で大規模なブロッキング高気圧が発生し、強弱を繰り返しながら1ヶ月程度持続した。従って、W1000, W0802, W0505, W0208, W0010の順に、基本流は北太平洋でゾーナル流からブロッキング流に変わる。

表1 基本流  $\phi_0(\lambda, \mu)$  における1989年1月と2月の流線関数の比

基本流の名称	1989年1月と2月の流線関数の比	北太平洋における流れの型
W1000	1.0 : 0.0	ゾーナル流型 ↑↓ ブロッキング流型
W0802	0.8 : 0.2	
W0505	0.5 : 0.5	
W0208	0.2 : 0.8	
W0010	0.0 : 1.0	

## 3. 数値実験結果

### (1) $O(\varepsilon)$ の時間積分結果

まず、 $O(\varepsilon)$  の方程式(式⑥)の時間積分によって求めた高周波擾乱  $\phi_1$  を示す。図1はW1000とW0010の基本流  $\phi_0$  と積分30日目の擾乱  $\phi_1$  である。Wave-makerによって作られた高周波擾乱が、

基本場によって変形されながらジェットの北縁に沿って下流に移動しつつ減衰している。基本流がブロッキング流であるW0010の方が、擾乱  $\phi_1$  の変形が強く、より北向きに移動している。なお、擾乱の振幅が指数関数的に発展することはないので、これらの基本流は安定であることがわかる。

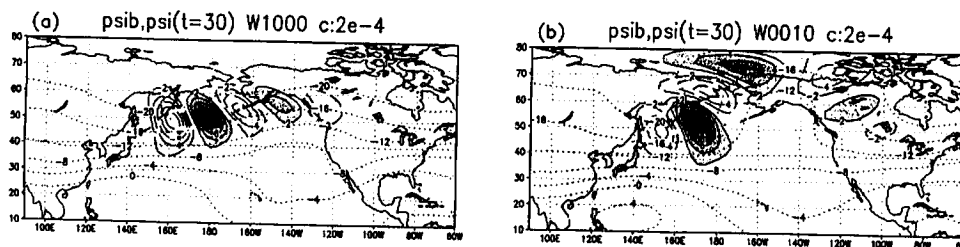


図1 無次元化した基本流  $\phi_0$  (点線) と積分30日目の一次流れ  $\phi_1$  (以後の図では、ことわらない限りすべて無次元化した値を表示)。  $\phi_0$  の等値線間隔は  $4 \times 10^3$ 。  $\phi_1$  (実線: 正, 破線: 負) の等値線間隔は  $2 \times 10^{-4}$  で、0線は省略し、 $2 \times 10^{-4}$  以上に影をつけた。(a)W1000 (b) W0010。

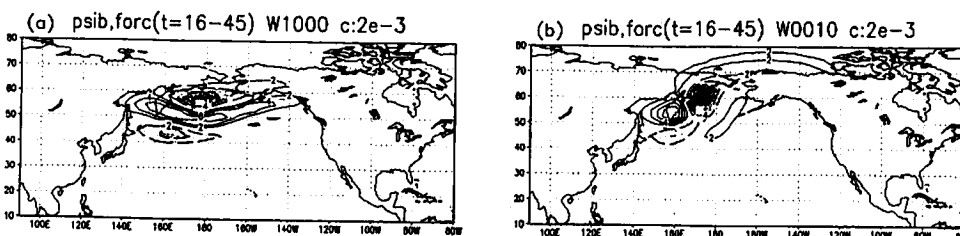


図2 二次流れ  $\phi_2$  の渦度強制  $\overline{J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1]}$  等値線間隔は  $2 \times 10^{-3}$  (実線: 正, 破線: 負) で0線は省略し、 $-2 \times 10^{-3}$  以下に影をつけた。(a)W1000 (b)W0010

図2は、擾乱  $\phi_1$  の積分16-45日目の時間平均渦度流束取

束  $-\overline{J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1]}$ 、つまり二次流れ  $\phi_2$  の渦度強制項である。

W1000では、北から負の渦度強制域、正の渦度強制域が東西に帯状に伸びている。一方、W0010では、基本流のブロッキングの西のベーリング海付近に負の渦度強制域が、

その西のカムチャッカ半島付近に正の渦度強制域が見られる。

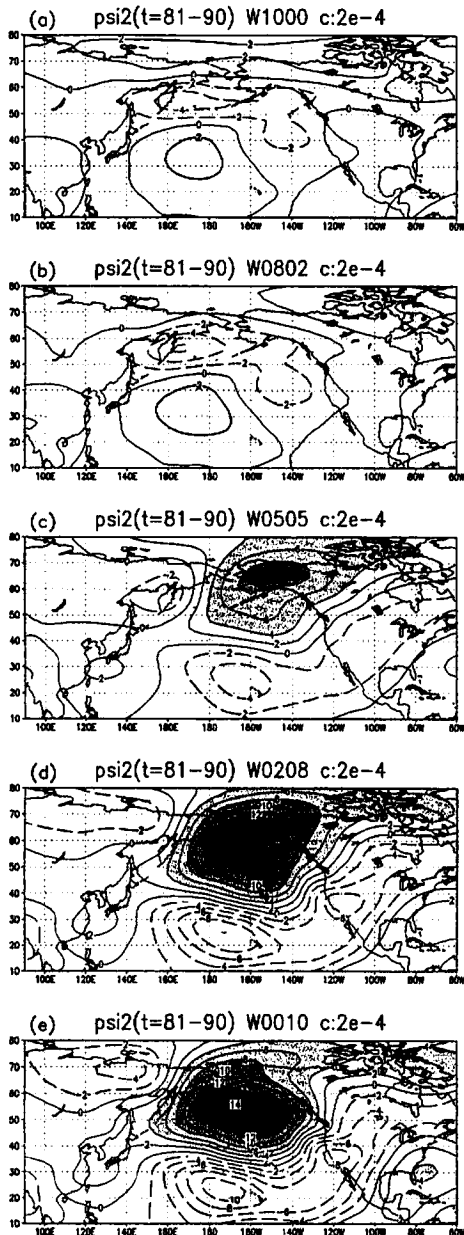


図3 二次流れ $\psi_2$ (積分81-90日目の10日平均). 等値線間隔は $2 \times 10^4$ (実線:正と0, 破線:負)で, $4 \times 10^4$ 以上に影をつけた。(a)W1000 (b)W0802 (c)W0505 (d)W0208 (e)W0010

より以下のとおり調べる。

式⑦の両辺に逆ラプラシアン演算子 $\nabla^{-2}$ をかけ行列形式で書くと、

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi + A \psi = \mathbf{f} \quad \dots\dots \textcircled{9}$$

となる。ここでAは式⑦の左辺第二～第六項の逆ラプラシアンを表す行列である。 $\psi$ は二次流れ $\psi_2$ 、 $\mathbf{f}$ は渦度強制(式⑦の右辺)の逆ラプラシアンをそれぞれベクトル形式で記述したものである。今、⑨式の時間変化項を落として、定常強制 $\mathbf{f}$ に対する定常応答 $\psi$ を考える。行列Aを特異値分解し、二次流れ $\psi$ を右特異ベクトルで

## (2) $O(\epsilon^2)$ の時間積分結果

次に、図2で示した定常な渦度強制の応答として得られる二次流れ $\psi_2$ を示す。 $O(\epsilon^2)$ の方程式(式⑦)の時間積分によって二次流れ $\psi_2$ を求めた。二次流れ $\psi_2$ の全球平均運動エネルギーは時間とともに直線的に値が大きくなり、W0505とW0208では積分90日目でもまだ定常状態に達しない(図略)。しかしながら、積分10日目ごろから $\psi_2$ の地理的分布はほとんど変化しない(図略)ので、本研究では、積分81-90日目の10日平均値を準定常状態として取り扱う。

図3は積分81-90日目の10日平均の二次流れ $\psi_2$ である。二次流れ $\psi_2$ は、基本流 $\phi_0$ の違いにより、明確に二つのグループに分かれる。すなわち、基本流がブロッキング流あるいはそれに近いW0505、W0208及びW0010の二次流れ $\psi_2$ は、振幅が大きく、かつブロッキング流を強める分布をしている。一方、基本流がゾーナル流であるW1000とW0802は振幅が小さく、ブロッキング流を強める分布もしていない。以後、前者をブロッキンググループ、後者をゾーナルグループと呼ぶ。

以上の結果より、球面上の現実的なブロッキング流の場合には「ブロッキングにより変形された高周波擾乱がブロッキングを強化する」という正のフィードバック効果が働くが、ゾーナル流型の場合にはそうではないことがわかった。

## 4. 特異値分解(SVD)による実験結果の解釈

ブロッキンググループでは、二次流れ $\psi_2$ がブロッキングそのものとも言える特徴的な地理的分布となったが、なぜそうなったのだろうか。図2で示した渦度強制が地理的分布を決めているのだろうか。あるいは、基本流自身がこのような地理的分布を好むのだろうか。試みにW0010の渦度強制をW1000に与えて時間積分を行っても図3のW1000と大きな違いはなく(図略)、基本流によって変形された渦度強制の違いだけでは応答の違いを説明できないことがわかる。このことを、Itoh and Kimoto(1999)にならって特異値分解(SVD)に

展開する：

$$\psi = \sum_{i=1}^n \psi_i = \sum_{i=1}^n \frac{\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{f} \rangle}{\sigma_i} \mathbf{v}_i, \quad \dots\dots \textcircled{10}$$

ここで  $\sigma_i$  ( $0 < \sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3 < \dots$ )、 $\mathbf{v}_i$ 、そして  $\mathbf{u}_i$  はそれぞれ  $i$ -番目の 特異値、右特異ベクトル、左特異ベクトルである。 $\sigma_i$  は非負の実数である。添え字  $i$  (モード番号) は、特異値  $\sigma$  の小さい順につける。時間積分を行った数値モデルと同じく最大全波数=42 で三角切断するので行列  $A$  の行数  $n=1848$  である。 $\langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle$  は、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の内積である。

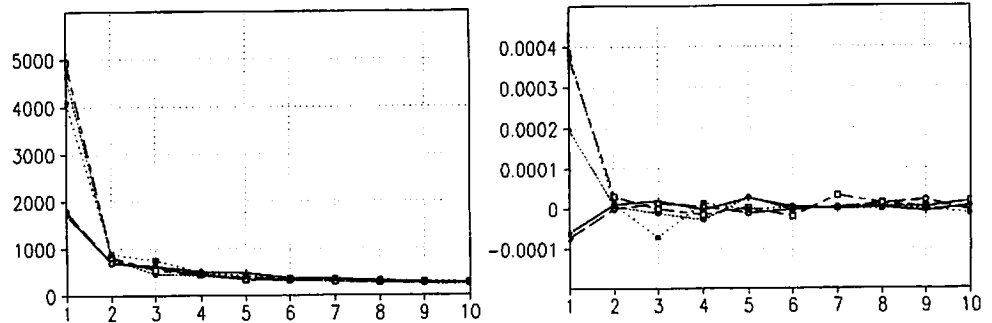


図4 左：各特異値の逆数  $1/\sigma_i$ 。  
右：各特異モードの振幅  $\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{f} \rangle / \sigma_i$  ( $i=1 \sim 10$ )。  
実線(+):W1000 長破線(O):W0802  
短破線(●):W0505 一点鎖線(□):W0208 点線(■):W0010

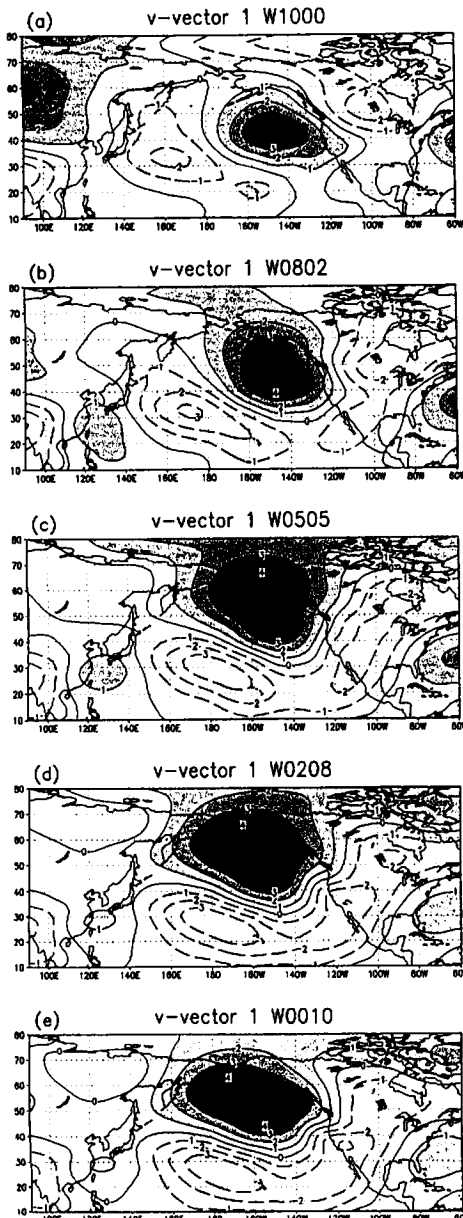


図5 第1右特異ベクトル  $\mathbf{v}_1$  の地理分布。等値線間隔は1で、破線は負.1以上に影をつけた。(a)W1000 (b)W0802 (c)W0505  
(d)W0208 (e)W0010.

このように分解することによって、大きな振幅  $\frac{\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{f} \rangle}{\sigma_i}$

を持つ右特異ベクトル  $\mathbf{v}_i$  に対応する特異モード  $\psi_i$  が卓越する、特異値  $\sigma_i$  の小さな左特異ベクトル  $\mathbf{u}_i$  への射影が大きい強制  $\mathbf{f}$  が効果的な強制である、 $\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{f} \rangle$  が負の場合には特異モード  $\psi_i$  は右特異ベクトル  $\mathbf{v}_i$  と逆符号となる、などのことがわかる。

この特異値分解を本研究の数値実験に適用する。図4は、特異値の逆数  $\frac{1}{\sigma_i}$  と各特異モードの振幅  $\frac{\langle \mathbf{u}_i, \mathbf{f} \rangle}{\sigma_i}$  を、モード  $i=1 \sim 10$  について示す。全ての基本流で第1モードの特異値の逆数  $\frac{1}{\sigma_1}$  とそれ以下のモードのそれとの差が大きく、第1モードが

卓越しやすいことがわかる。また、第1モードの特異値の逆数が、ブロッキンググループはゾーナルグループの

2倍以上と大きく、第1モードがより強く励起されやすいことを示している。振幅  $\frac{\langle \mathbf{u}_1, \mathbf{f} \rangle}{\sigma_1}$  の分布からは、

第1モードが卓越していること、また、高周波擾乱の強制  $\mathbf{f}$  によりブロッキンググループの第1モードがより効果的に励起されていることがわかる。図5は第1右特異ベクトル  $\mathbf{v}_1$  の地理分布である。  $\mathbf{v}_1$  は全ての基本流でアラスカ付近において値が大きい、ゾーナルグループでは東西方向の波列的な分布をしており、ブロッキンググループでは南北ダイポールのブロッキング的な分布をしている。図4~図5からわかるとおり、高周波擾乱の強制  $\mathbf{f}$  はブロッキンググループの第1モードを基本流のブロッキングを強化する符号で、また、ゾーナルグループの第1モードをアラスカ付近のリッジを弱める符号で励起している。

### 5. 高周波擾乱の与え方は適当か？

本研究では、移動性高気圧に模した高周波擾乱を wave-maker によって人為的に与えたが、これにより擾乱強度強制は適当に得られたであろうか？ 本節ではこのことを、W0010 についてこれまでの観測データに基づく研究と比較することにより検討する。

Mullen (1987) は、観測データに基づいてブロッキング流と総観規模擾乱（高周波擾乱）による強制との関係を調べ、ブロッキングの中心の約  $1/4$  波長上流に高気圧性の擾乱強制によるジオポテンシャル高度の時間変化傾向が位置するという関係を得た。図6aは、観測された大西洋のブロッキング（17例合成）の擾乱渦度流束収束によるジオポテンシャル高度（300hPa面）の時間変化傾向である（Mullen (1987) の図5から抜粋）。図の影は、彼の定義によるブロッキング域である。ブロッキングの西側で高度が上がり（高気圧性）、さらにその西で高度が下がる（低気圧性）時間変化傾向を示している。一方図6bには、本研究の W0010 の渦度強制の逆ラプラシアン  $\nabla^2 (-\mathcal{J}[\phi_1, \nabla^2 \phi_1])$  を示す。これは、擾乱強制による流線関数の時間変化傾向であり、概ね図6aのジオポテンシャル高度の時間変化傾向に対応するものである。図6bでは基本流のブロッキングの西に高気圧性の、さらにその西に低気圧性の時間変化傾向があり、ブロッキングの上流側では図6aとよく似た分布をしている。このことは、wave-maker によって擾乱  $\phi_1$  を人為的に生成したにもかかわらず、ある程度現実的で適当な渦度強制項が得られたことを示している。なお、図6cに W0010 の第1モードの左特異ベクトル  $\mathbf{u}_1$  を示す。図6aや図6bと同様に、ブロッキングの西—カムチャッカ半島の東—で正（高気圧性）の、さらにその西—カムチャッカ半島の西—で負（低気圧性）の値が大きい。このことは、これらの領域で観測あるいは実験で得られたよう強制があると、効率的にブロッキング的な応答が得られることを示している。

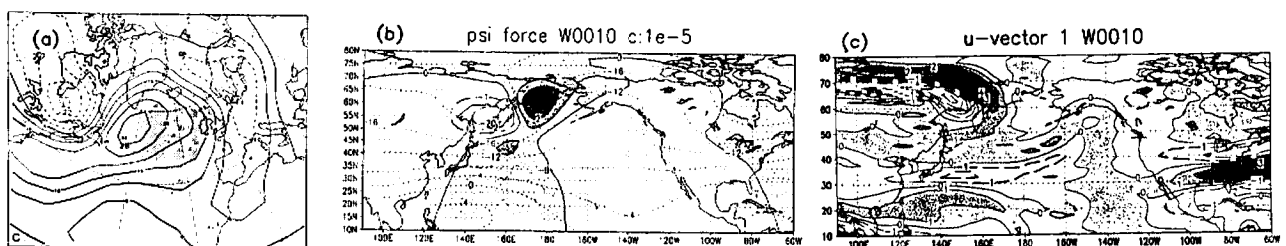


図6 (a)観測された総観規模擾乱の渦度流束収束によるジオポテンシャル高度（300hPa）変化傾向（Mullen(1987)の図5Cより）。大西洋の17例のブロッキングの合成。等値線間隔は  $5 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  で、破線は負。図中の影は帯状平均高度からの差が300mを越える領域。

(b)W0010の二次流れ  $\phi_2$  の渦度強制の逆ラプラシアン  $\nabla^2 (-\mathcal{J}[\phi_1, \nabla^2 \phi_1])$ 。等値線間隔は  $1 \times 10^{-5}$  で、破線は負。正の領域に影をつけた。点線は基本流  $\phi_0$ 。等値線間隔は  $4 \times 10^{-3}$

(c) W1000の第1左特異ベクトル  $\mathbf{u}_1$ 。等値線間隔は1で、破線は負。正の領域に影をつけた。

しかしながら、高周波擾乱の生成位置による二次流れの違いを調べたところ、擾乱渦度強制がブロッキング流を弱化する場合があることもわかった。図7には、高周波擾乱の生成位置を30度西にずらした(式⑧で $x_0 = 120^\circ E$ に変えた)場合のW0010の二次流れ $\phi_2$ (積分81-90日目の10日平均)を示す。図3のW0010

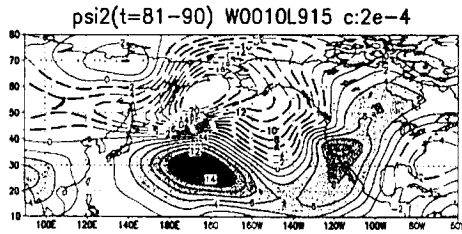


図7 図3(e)と同じ。但し、wave-makerを30度西へずらしたW0010の二次流れ $\phi_2$ ...

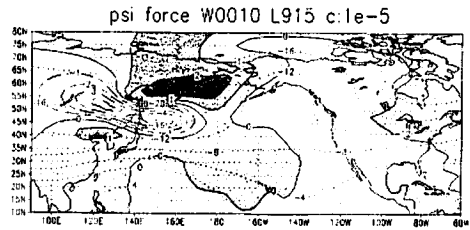


図8 図6(b)と同じ。但し、wave-makerを30度西へずらしたW0010の二次流れ $\phi_2$ の渦度強制の逆ラプラシアン $\nabla^{-2}(-J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1])$ ...

とは異なり、基本流のブロッキングを弱化するような流れとなっている。図8には、この場合の擾乱渦度強制の逆ラプラシアン $\nabla^{-2}(-J[\phi_1, \nabla^2 \phi_1])$ を示す。図6bとは異なり、日本の北に東西に伸びる帯状の強い低気圧性の強制があり、これが影響して基本流のブロッキングを弱化するような流れとなった。この強制は観測(図6a)では見られず現実的ではないと考えられるものの、擾乱の生成位置によって実験結果が異なったという事実は、順圧モデルに高周波擾乱を人為的に与えるという実験設定の限界を示している。高周波擾乱のフィードバックプロセスを詳しく調べるためには、擾乱が自励的に生成される傾圧モデルなどを用いた実験を行う必要があるといえる。

## 6. 線形摩擦係数依存性

数値実験結果の線形摩擦係数 $r$ に対する依存性を調べるために、W0010について、 $r$ を $(5日)^{-1}$ から $(10日)^{-1}$ に小さくして⑧式の積分を行った。その結果、擾乱 $\phi_1$ の振幅は、積分10日目ごろから指数関数的に増大し、その地理分布は図9(積分36-45日目の10日平均)のとおりで時間的に変化しなかった。このことは、W0010の基本流は $r = (10日)^{-1}$ では不安定で、振動しない(あるいは周期が非常に長い)順圧不安定モードが存在することを示す。順圧不安定モードの地理分布は、 $(5日)^{-1}$ の場合の二次流れ $\phi_2$ の地理分布(図3のW0010)とよく似ている。このことは、線形摩擦係数 $r$ が大きい場合には、擾乱渦度強制によって励起された二次流れ $\phi_2$ ——第1特異モードで説明できる——が基本流のブロッキングを強化し、 $r$ が小さい場合には擾乱 $\phi_1$ で順圧不安定モードが卓越し、基本流のブロッキングを強化あるいは弱化する(初期擾乱に依存する)ことを示している。現実大気を考える場合に、どちらの摩擦係数がより適切かはわからないが、定常強制に対する定常応答として特異モードが卓越しても、あるいは、初期擾乱に含まれる順圧不安定モードが発展しても、ブロッキングに似た地理分布をした解(符号は初期擾乱に依存する)が得られることにはかわりがない。

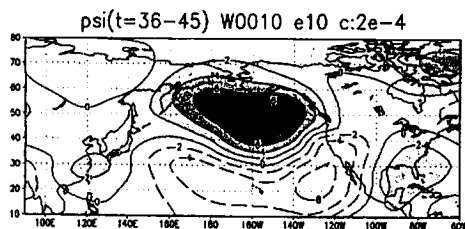


図9 線形摩擦係数 $r=(10日)^{-1}$ とした場合のW0010の一次流れ $\phi_1$ 。積分36-45日目の10日平均。等値線間隔は $2 \times 10^4$ で、破線は負、 $2 \times 10^4$ 以上に影をつけた。

## 7. まとめと今後の課題

現実的な基本流の周りに線形化した球面上の順圧モデルを使った数値実験により、ブロッキングの持続と高周波擾乱との関係を調べた。その結果、基本流がブロッキング流の場合には「ブロッキングにより変形された高周波擾乱がブロッキングを強化する」という正のフィードバック効果が働くが、ゾナル流型の場合にはそうではないことがわかった。さらに、特異値分解 (SVD) により、高周波擾乱はブロッキング流の主要な特異モードをブロッキングを強化する符号で励起することによって、その持続に貢献することがわかった。しかしながら、高周波擾乱の与え方によっては実験結果が変わるなどあいまいな点も多く、今後の課題は以下のとおり山積みである。

### (1) 傾圧モデルによる数値実験の実行

5節で述べたように本研究の数値実験結果は高周波擾乱の与え方に依存する。高周波擾乱のフィードバック効果を詳しく調べるためには、擾乱が自発的に生成される傾圧モデルなどを用いた実験を行う必要がある。

### (2) 基本流の選び方の検討

ここでは、観測から求めた基本流は定常(定常となるような強制がある)と仮定して実験している。このことが、数値実験結果に影響を及ぼしている可能性もある。球面上のモドン(Verkley, 1987)などモデルの厳密解を基本流をする実験を行い、この仮定の妥当性を評価する必要がある。

### (3) 特異モードの気象学的解釈

4節では、二次流れ $\phi_2$ の地理分布は基本流の主要な特異モードで説明できるという結論を得た。この結果は数学的には明確であるものの、固有値問題を解いただけなので気象学的にわかったような気がしない。ロスビー波の強制・伝播・捕捉などの気象学的な概念により、特異モードの地理分布を説明できないだろうか？ また、6節では線形摩擦が強い場合の定常強制に対する定常応答と、線形摩擦が弱い場合に得られる不安定モードが似るという結果を得た。言い換えれば、特異モードと不安定モードが似るということだが、なぜだろうか？ このことには、第1特異モードのみが卓越することと順圧不安定モードが振動しない(あるいは周期が非常に長い)ことが関わっているようだが、よくわからない。これらのことを調べ、議論する必要がある。



## 参考文献

- D'Andrea, F., S. Tibaldi, M. Blackburn, G. Boer, M. Deque, M. R. Dix, B. Dugas, L. Ferranti, T. Iwasaki, A. Kitoh, V. Pope, D. Randall, E. Roeckner, D. Straus, W. Stern, H. Van den Dool and D. Williamson, 1998: Northern Hemisphere atmospheric blocking as simulated by 15 atmospheric general circulation models in the period 1979-1988. *Clim. Dyn.*, 14, 385-407.
- Green, J. S. A., 1977: The weather during July 1976: some dynamical considerations of the drought. *Weather*, 32, 120-128.
- Haines, K. and J. Marshall, 1987: Eddy-forced coherent structures as a prototype of atmospheric blocking. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 113, 681-704.
- Illari, L., 1984: A diagnostic study of the potential vorticity in a warm blocking anticyclone. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3518-3526.
- Itoh, H. and M. Kimoto, 1999: Weather regimes, low-frequency oscillations, and principal patterns of variability: A perspective of extratropical low-frequency variability. *J. Atmos. Sci.*, 56, 2684-2705.
- Kimoto, M., 1993: Blocking. *Kishou Kenkyuu Note*, 179, 319-367 (in Japanese).
- Mullen, S. L., 1987: Transient eddy forcing of blocking flows. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3-22.
- Nakamura, H., M. Nakamura and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 2074-2093.
- Shutts, G. J., 1983: The propagation of eddies in diffluent jetstreams: eddy vorticity forcing of 'blocking' flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 109, 737-761.
- , 1986: A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. *Adv. Geophys.*, 29, 135-162.
- Simmons, A. J., J. M. Wallace and G. W. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1363-1392.
- Tanaka, H. L., 1991: A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formation by the upscale energy cascade. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 2919-2935.
- Tsuyuki, T. and K. Kurihara, 1989: Impact of convective activity in the western tropical Pacific on the East Asian summer circulation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, 231-247.
- Verkley, W. T. M., 1987: Stationary barotropic modons in westerly background flows. *J. Atmos. Sci.*, 44, 2383-2398.