

# ブロッキングの持続メカニズムにおける渦と渦の相互作用

山崎 哲・伊藤 久徳 (九大院・理)

## 1. 選択的吸収メカニズム

筆者らはこれまで、ブロッキングの持続メカニズムについて研究を行ってきた。これまでの研究で、ブロッキング持続メカニズムとして選択的吸収メカニズム (SAM) を提唱し、SAM と他のブロッキング持続メカニズムとの比較や SAM の検証を行ってきた (例えば、山崎・伊藤, 2009 など)。

SAM のポイントを整理すると以下ようになる:

- PV の補給メカニズムに基づいている。ブロッキング高気圧に移動性高気圧や亜熱帯気団から低 PV が補給されることで、ブロッキングが摩擦や Rossby 波射出などによる散逸に抗して持続できる。
- 渦と渦の相互作用が働く。ブロッキング高気圧が、移動性高気圧を選択的に吸収し移動性低気圧を引き離す。この効果は、藤原効果や  $\beta$  ジャイアと本質的に同じメカニズムである。この渦と渦の相互作用によって、ブロッキング高気圧に対して移動性高・低気圧の運動は非対称となる。
- eddy-feedback mechanism (e.g., Green, 1977) である。つまり、ブロッキングと移動性擾乱 (eddy) との相互作用が重要となる。

これらについての詳細な議論は Yamazaki and Itoh (2009) や Yamazaki and Itoh (2011) に示される。

今回は、SAM に重要である渦と渦の相互作用を定量化する試みを示す。具体的には、渦と渦の相互作用の効果を方程式から抽出し、その効果を強制とした強制応答問題を解く。

## 2. 渦と渦の相互作用の定量化にむけて

### 2.1 方法

SAM に重要な渦と渦の相互作用と本質的に同じメカニズムである  $\beta$  ジャイアについては、 $\beta$  平面順圧渦度方程式における  $\beta$  効果の項  $\beta(\partial\psi/\partial x)$  と非線形項  $J(\psi, \nabla^2\psi)$  の複合効果が核となっていることが示されている (Chan and Williams, 1987; 上野, 2000)。

$\beta$  ジャイアの定式化を SAM に援用すると、 $\beta$  の代わりにブロッキング高気圧のつくる PV ( $q$ ) 勾配

を用いることで、渦と渦の相互作用の効果を抽出できると考えられる。

JRA-25 (Onogi et al., 2007) の再解析データと、球面等価順圧準地衡 PV 方程式のモデルを用いる。再解析データから得られる値を強制項として、モデルの方程式の右辺に代入し時間発展を計算する。強制項として、高・低気圧両方の相互作用の効果を含むもの (全 feedback 強制)  $F_{\text{tot}}$  と高気圧渦同士との相互作用の効果を含むもの  $F_{\text{anti}}$  と低気圧渦同士のそれ  $F_{\text{cyc}}$  と高気圧・低気圧渦の相互作用によるもの  $F_{\text{cross}}$  の 4 つに分けた。

PV を、 $q = q_{\text{clm}} + q'$  と分離する。 $q_{\text{clm}}$  と  $q'$  はそれぞれ 250 hPa 面準地衡 PV の 60 日 lowpass 成分と highpass 成分を表す。60 日 highpass 成分は、ブロッキングと移動性擾乱を含んだ成分となっている。また今、 $q' = (\nabla^2 - 1/L_d^2)\psi$  ( $L_d$  は Rossby の変形半径) という関係が成立している。PV-inversion (e.g., Hoskins et al., 1985) により、高、低気圧渦 ( $q' < 0$ ;  $q^{\text{H}}, q' > 0$ ;  $q^{\text{L}}$ ) が誘起する流線関数  $\psi^{\text{H}}, \psi^{\text{L}}$  がそれぞれ求まるので、高、低気圧渦同士の相互作用の効果が  $J(\psi^{\text{H}}, q^{\text{H}}), J(\psi^{\text{L}}, q^{\text{L}})$  の中にそれぞれ含まれている。 $F_{\text{tot}} = -J(\psi^{\text{H}}, q^{\text{H}}) - J(\psi^{\text{L}}, q^{\text{L}}) - J(\psi^{\text{H}}, q^{\text{L}}) - J(\psi^{\text{L}}, q^{\text{H}})$  で、 $F_{\text{anti}} = -J(\psi^{\text{H}}, q^{\text{H}})$ ,  $F_{\text{cyc}} = -J(\psi^{\text{L}}, q^{\text{L}})$ ,  $F_{\text{cross}} = -J(\psi^{\text{H}}, q^{\text{L}}) - J(\psi^{\text{L}}, q^{\text{H}})$  である。

モデルは、以下の方程式を積分する;

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + J(\psi', q_{\text{clm}}) + J(\psi_{\text{clm}}, q') + \nu_H \nabla^2 \psi' = \begin{cases} F_{\text{tot}} \\ F_{\text{anti}} \\ F_{\text{cyc}} \\ F_{\text{cross}} \end{cases} \quad (1)$$

( $\nu_H = \nu(\nabla^8 - 2^4/R^8)$ ) で、 $\nu$  は数値粘性、 $R$  は地球半径)。 (1) は  $q'$  について解かれ、 $q_{\text{clm}}$  ( $\psi_{\text{clm}}$ : 60 日 lowpass 成分流線関数) は観測から与えられる。実験で用いられるパラメータは、 $L_d = 845$  km,  $\nu = 2.1 \times 10^{35} \text{ m}^8 \text{ s}^{-1}$  である。積分開始はブロッキング持続期間の開始日であり、 $q' = 0$  を初期値として積分開始される。積分期間はブロッキングの持続期間で、客観的に定義されたブロッキング 10 事例 (表 1) それぞれについて数値実験を行い、それぞれの事例を積分期間で平均したもの 10 個をコンポジットした。ブロッキング持続期間の定義

表 1: 選択したブロッキング 10 事例の領域 (PAC: 太平洋領域, ATL: 大西洋領域), 期間, 持続日数.

領域	持続期間 (年/月/日)	持続日数 (日)
PAC	1990/2/25 から 3/4	8
	1996/2/27 から 3/12	8
	1997/11/9 から 11/16	8
	1997/11/3 から 11/11	8
	2003/3/3 から 3/17	15
ATL	1993/2/4 から 2/18	15
	1996/3/6 から 3/27	22
	2001/12/9 から 12/17	8
	2003/2/6 から 3/5	28
	2005/2/14 から 3/7	23

方法は, Pelly and Hoskins (2003) の手法を応用している. 詳細は Yamazaki and Itoh (2011) に示される.

## 2.2 結果

図 1 は 10 事例コンポジットの結果を示す<sup>1</sup>. 全 feedback 強制に対する応答パターン (図 1a) からわかるように, 移流効果によるブロッキングへの feedback 強制は, ブロッキング高気圧を同位相で強化していることがわかる. そして, 全 feedback のうちで,  $F_{anti}$  と  $F_{cross}$  が同じくらいの大きさで主に効いていることがわかる. これは, 全 feedback のうちの半分程度が, 高気圧渦同士の相互作用, つまり SAM の効果によって賄われていることを示している.

$F_{anti}$  に対する強制応答のパターン (図 1b) に注目すると, 概してブロッキング高気圧内部の負 PV 応答とその西側での正 PV 応答の 2 極構造を示している. これは, 移動性高気圧のブロッキングへの侵入経路を反映しているようだ, なぜならば移動性高気圧 (負 PV アノマリー) が西側からブロッキング高気圧へ侵入すると, その侵入先 (前) の場所で負 (正) PV 強制が生じるからである. 実際に移動性高気圧の trajectory を解析すると, その経路はほぼブロッキング高気圧の西側から内部へと侵入していた (Yamazaki and Itoh, 2011).

さらに  $F_{anti}$  と  $F_{cyc}$  による結果 (図 1b と c) を比べると, 強制に対する応答パターンが対称でない. これは, 移動性高・低気圧渦の非対称性の効

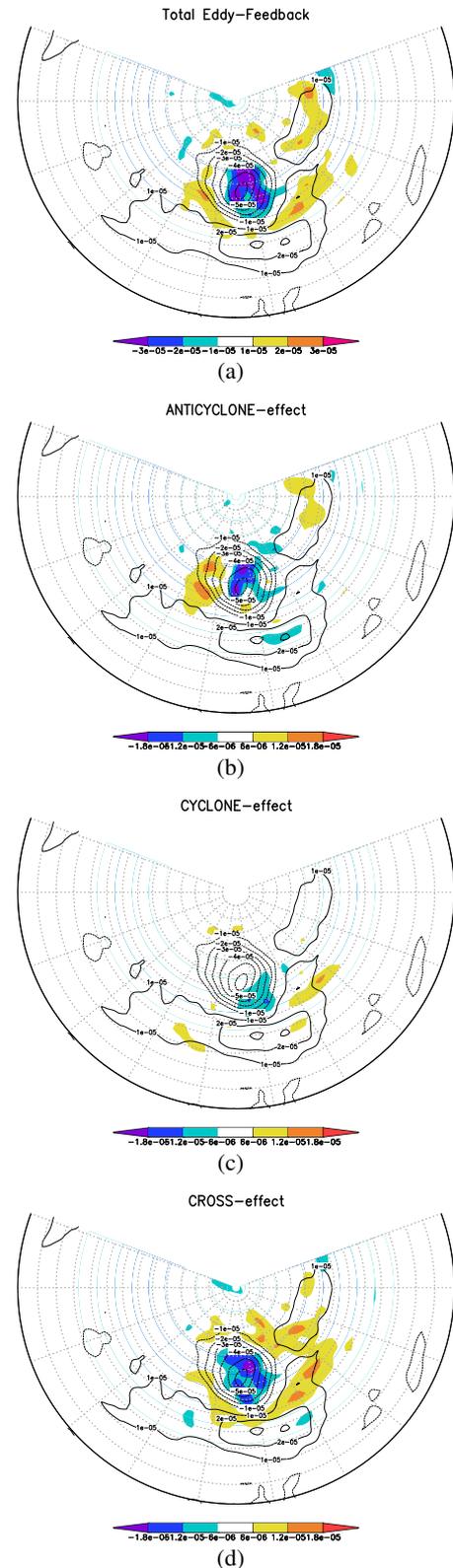


図 1: 10 事例ブロッキングのコンポジット図. (1) での右辺が (a)  $F_{tot}$ , (b)  $F_{anti}$ , (c)  $F_{cyc}$ , (d)  $F_{cross}$  の場合の結果に対応. コントアは観測から得られる 60 日 highpass PV (単位  $s^{-1}$ ) で, シェードは (1) での  $q' s^{-1}$ . コントア間隔は  $1 \times 10^{-5} s^{-1}$  で, 負値は点線で示される. 表示領域は経度  $220^\circ$  間, 緯度  $20-90^\circ$  である.

果を反映している. なお, 図 1c で, ブロッキング高気圧の南側に現れる負 PV 強制は, その南側の正 PV 領域 (低圧部) に向かって移動性低気圧が

<sup>1</sup>ここに示される図は, 研究集会で示した同様の図とパターンが異なっている. その理由は, 残念なことにプログラムのエラーが見つかったためである. しかし, 研究集会で示した結論と変わらない結果が得られている.

移流される結果を反映しているようだ。このことは、ブロッキング高気圧の南縁を通過する低気圧がより南側に移動することにより、その低気圧が移動した南側で正 PV 応答、北側で負 PV 応答が現れることと関係していることから推測される。

次に、 $F_{\text{cross}}$  による強制応答 (図 1d) が大きい理由について考察する。その中身は、ブロッキング高気圧南側の低気圧がブロッキング高気圧を上流へと移流する効果が大きいことがわかった。その理由を以下に示す。

強制  $F_{\text{cross}}$  の 2 項を分解してそれぞれの項の寄与を調べたところ、支配的な項は  $-J(\psi^L, q^H)$  の項であった (図には示さない)。この項は、 $q^H$  で表現されるブロッキング高気圧を、低気圧によって作られる  $\psi^L$  に関係した風場が上流へ移流する効果に対応している。その根拠を 2 つ挙げる: i) ブロッキング高気圧の南に現れる (ブロッキング) 低気圧の極大がブロッキング高気圧のちょうど南側からやや下流側に現れている。この極大域の低気圧が作る循環はブロッキング高気圧を上流へと移流される効果を持つはずである。ii) 移動性擾乱や上流からの Rossby 波入射を伴わない順圧チャンネルモデルで同様な実験を行ったところ、ブロッキング低気圧がブロッキング高気圧を上流へ移流する効果が支配的であることがわかった。

(ii) について具体的に説明する。初期にチャンネル中央に modon 解を置き、強制なしの条件下で 15 日間積分を行った (詳細は山崎・伊藤, 2009 や Yamazaki and Itoh, 2011)。図 2 は、15 日間積分を行ったうちの  $-J(\psi^L, q^H)$  に対する 5-15 日時間平均された強制応答を示している。強制応答とブロッキングの PV の分布を見比べて、ブロッキングの振幅や位相を  $-J(\psi^L, q^H)$  による強制応答がほぼ説明していることがわかる。このモデルでは、移動性擾乱や上流からの Rossby 波などの強制が含まれないので、ブロッキング低気圧がブロッキング高気圧を上流へ移流する効果しかない。また、図 2 のパターンと図 1d のそれを見比べると、負 PV 応答の下流に正 PV 応答が存在する形で似ていることがわかる。このパターンは、ブロッキング高気圧が上流に動くことに関係していると考えられる。その理由は、高気圧が移動する先の西側に負 PV 応答、移動して高気圧が去る東側に正 PV 応答が現れるはずだからである。つまり、図 1d は、ブロッキング高気圧南の低気圧が偏西風に抗してブロッキング高気圧の位置を維持する効果を表していると考えられる。

また、数値モデルのパラメータ依存性について議論する。このモデルでは、Rossby の変形半径と

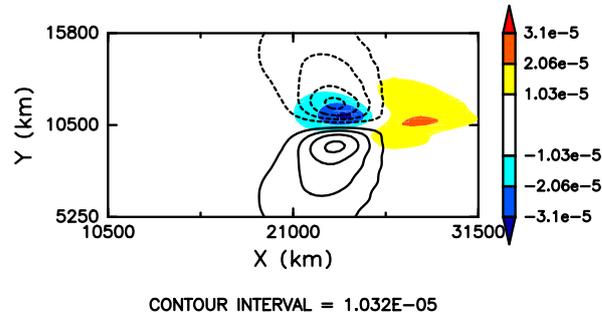


図 2: 移動性擾乱を含まない順圧チャンネルモデルにおける modon 解 (ブロッキング解) に対する eddy 強制応答の時間平均図。積分開始から 5-15 日の間で平均された  $-J(\psi^L, q^H)$  による強制応答 (カラー) [ $s^{-1}$ ] と PV 場 (コンター) [ $s^{-1}$ ]。コンター間隔は、 $1.03 \times 10^{-5} s^{-1}$ 。

散逸項について任意性がある。しかし、どちらのパラメータを変化させてもここで示した結果と同じ結論が得られる。まず、Rossby の変形半径を 1000 km にして同じ実験を行うと、わずかに各応答パターン分布が広がり、極大振幅が小さくなるだけでパターンはほぼ同じであった (図には示さない)。分布がわずかに広がる理由は、Rossby の変形半径が大きくなったことにより、PV 分布の小スケール構造を維持できなくなったためと考えられる。しかし、結論に影響を与えないほどわずかな変化であった。次に、(1) の左辺に Ekman 摩擦項  $+\mathcal{E}\nabla^2\psi'$  を加え、 $\mathcal{E} = 0.25 \text{ day}^{-1}$  を代入して実験を行った。それでもやはり結果はほぼ同じで、図 1 に示される PV 応答よりもわずかに振幅が小さくなっただけであった。つまり、散逸が強くなった条件でも整合的な結果が得られる。

### 3. 議論とまとめ

ここでの解析は、これまでの研究 (山崎・伊藤, 2009; Yamazaki and Itoh, 2011) の結果に加えて、SAM が本質的なブロッキング持続メカニズムであることをさらに裏付ける結果を与える。特に、図 1 に示される移動性高気圧渦と低気圧渦による feedback 強制的パターンが対称でないことは、渦と渦の相互作用の存在を反映している。

しかしこの解析方法により実用性を持たせるために、いくつかの課題を克服しなければならない:

- ブロッキングの持続メカニズムが、eddy-feedback mechanism で説明できるかということ。なぜならば、ブロッキング形成期において、移動性擾乱に対して Rossby 波成分 (移動性擾乱よりもより低周波な成分) からの相対的寄与も大きいことが示されているからである (Nakamura et al., 1997)。この解析では、ブロッキング高気圧と移動性高気圧との相互作用

用を見積る目的で高周波成分を 60 日 high-pass 成分としているので、時間フィルターの手法で移動性擾乱と Rossby 波成分を分離することができない。今後、さらに解析方法を発展させてブロッキングの持続において移動性擾乱と Rossby 波（より低周波な成分）からの相対寄与を見積る必要があるだろう。

- 振幅の持続に関与する feedback の効果だけを抽出するためにより直感的な解析へと発展させること。この報告で示した結果は、ブロッキングが偏西風中で停滞する効果を含んでおり、ブロッキングが散逸に抗して持続する効果を見積るのが難しい。解析手法を改良することにより、ブロッキングの振幅と直接結びついた効果だけを抽出すべきである。
- 傾圧大気モデルへ今回の解析を適用すること。Hakim et al. (1996) は、現実の傾圧大気場での低気圧発達事例に準地衡モデルを適用し、高気圧渦のみあるいは低気圧渦のみといった「極性が偏った」場について PV-inversion (つまり  $q^A \rightarrow \psi^A$ , あるいは  $q^C \rightarrow \psi^C$ ) を行うと、境界条件の選び方に特別な注意が必要であることを示した。今回の実験で用いた等価傾圧準地衡 PV 方程式の場合には、極性の偏った場についての PV-inversion によって求めた流線関数場による移流は、渦と渦の相互作用を考える上では評価できることが Egger (2009) によって示されている。つまり、本研究の解析方法は、Egger (2009) の主張とは衝突しない。しかし一方で、空間領域を区切って PV-inversion を行う手法<sup>2</sup>は Rossby 波や傾圧波の時間発展の理解には適さないことが示されている (Egger, 2008)。これからより複雑なモデルを扱う際には、PV-inversion の手法が、我々の解釈に何らかの影響を与える可能性があるので注意が必要である。いずれにしても、今後、傾圧モデルにおいて極性の偏った場についての PV-inversion を行うことができれば、より定量的・現実的に解析を行うことができるだろう。

## 謝 辞

今回の研究集会参加にあたり、京都大学防災研究所より旅費の補助を受けました。また、中村尚

<sup>2</sup>Egger (2009) では Piecewise PV inversion と呼ばれている。

教授・向川均教授・木本昌秀教授・森正人博士・塩竈秀夫博士から貴重なコメントをいただきました。感謝いたします。

## 参考文献

- Chan, J. C. L., and R. T. Williams, 1987: Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I: Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257-1264.
- Egger, J., 2008: Piecewise potential vorticity inversion: Elementary tests. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2015-2024.
- Egger, J., 2009: Piecewise potential vorticity inversion and vortex interaction. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3208-3216.
- Green, J. S. A., 1977: The weather during July 1976: Some dynamical considerations of the drought. *Weather*, **32**, 120-126.
- Hakim, G., D. Keyser, and L. Bosart, 1996: The Ohio valley wave-merger cyclogenesis event of 25-26 January 1978. Part II: Diagnosis using quasigeostrophic potential vorticity inversion. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2176-2205.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, 1985: On the use and significance of isentropic potential-vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877-946.
- 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.
- Onogi, K., and coauthors, 2007: The JRA-25 reanalysis. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **85**, 369-432.
- Pelly, J. and B. Hoskins, 2003: A new perspective on blocking. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 743-755.
- 上野充, 2000: 数値モデルによる台風予報. 気象研究ノート「台風—解析と予報—」, **197**, 131-286.
- 山崎哲・伊藤久徳, 2009: ブロッキングの持続機構に関する観測的・数値的研究. 平成 20 年度「異常気象と長期変動」研究集会報告, 148-154.
- Yamazaki, A., and H. Itoh, 2009: Selective absorption mechanism for the maintenance of blocking. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, doi:10.1029/2008GL036770.
- Yamazaki, A., and H. Itoh, 2011: Vortex-vortex interaction for the maintenance of blocking: The selective absorption mechanism. *J. Atmos. Sci.*, submitted.