

ストームトラックのフィードバックを含む順圧特異・固有モード計算

北海道大学大学院 地球環境科学研究科 森正人・渡部雅浩

1. 研究背景と目的

冬季北半球中高緯度対流圏における1ヶ月からそれ以上の時間スケールを持つ大気変動の中には、繰り返し現れる地理的に固定された循環偏差のパターンが存在し、その物理的な生成・維持過程を明らかにすることは気候変動を理解する上で重要である。こうした、いわゆるテレコネクションパターンの起源について、これまで数多くの研究がなされてきた。テレコネクションパターンの形状は波列状であることが多いことから、それらを熱帯・亜熱帯域の特定の熱源に対する中高緯度大気への応答として理解する試みが進んだが(例えば Horel and Wallace, 1981, Hoskins and Karoly, 1981)、一方で、中高緯度大気自身の持つ基本場の東西非一様性などの内部力学で決まる自由モードとして解釈する見方が出てきた(Simmons et al., 1983)。また、先行研究の中で、パターン形成におけるストームトラックからのフィードバックの重要性が指摘されている(例えば Lau, 1988)。

そこで本研究では、このストームトラックからのフィードバックを観測データから簡便な方法で見積もり、線形順圧モデルに組み込んだ。そしてフィードバックを組み込んだモデルと、組み込まないモデルで固有モードと特異モードをそれぞれ計算し、比較することで、テレコネクションパターンの形成・維持におけるストームトラックの役割を考察する。

2. データについて

本研究ではNCEP/NCAR再解析データから2種類のデータセットを用意した。1つは300hPaにおける流線関数の長周期成分で、1949~2002年の54年間の月平均データから、冬平均およびそれからの偏差を求めた。冬は、12, 1, 2月で定義した。もう1つは300hPaにおける物理量の短周期成分で、ストームトラックの描像を描くために、1979~1995年の17年間の1日2回のデータにバンドパスフィルター(Murakami, 1979)を通して、2~8日の総観スケールの擾乱を取り出した。これから二次の統計量(渦度 flux)を求め、その月平均データから冬平均およびそれからの偏差を求めた。ま

たこれらのデータセットはT21に内挿されている。

3. 準定常循環場とストームトラックの関係

まず始めに、大気の準定常循環場と非定常擾乱の関係について示唆を得るために、観測データを用いた解析を行った。その準備として、上記の関係を順圧渦度方程式で表現する。テレコネクションパターンは等価順圧構造をしていることが知られている。また、対流圏の上層での時間平均流に対する非定常渦強制は熱フラックスよりも渦度フラックスが卓越している(Lau and Holopainen, 1984)ことが知られているため、順圧渦度方程式を用いることは妥当な単純化であると考えられる。本研究では、以下全ての実験において冬季300hPa面に話を限定する。

物理量を長周期成分($\bar{\quad}$)と短周期成分(\prime)に分けて時間平均をとり、長周期成分に着目すると、散逸過程と外部強制を含む順圧渦度方程式は

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla (\bar{\zeta} + f) + \alpha \bar{\zeta} + \epsilon \nabla^4 \bar{\zeta} = -\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'}) + \bar{F}$$

と書ける。さらに物理量を気候値(\quad_c)とそれからの偏差(\quad_a)に分け、偏差場に着目する。渦度を流線関数で表記すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \bar{\psi}_a + J(\bar{\psi}_c, \nabla^2 \bar{\psi}_a) + J(\bar{\psi}_a, \nabla^2 \bar{\psi}_c + f) \\ + \alpha \nabla^2 \bar{\psi}_a + \epsilon \nabla^6 \bar{\psi}_a = -\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a + \bar{F}_a \quad (1) \end{aligned}$$

と書ける。これは、非定常な渦度フラックス収束偏差が長周期の流線関数偏差場を強制することを示す。ここで渦強制項による流線関数 tendency を

$$\left(\frac{\partial \bar{\psi}_a}{\partial t} \right)_{TE} \stackrel{\text{def}}{=} \nabla^{-2} \{ -\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a \}$$

とシンボリックに表現する。

長周期の流線関数偏差 $\bar{\psi}_a$ と、 $(\partial \bar{\psi}_a / \partial t)_{TE}$ との空間的に局所的な相関・回帰係数分布を示したのが図1である。流線関数1標準偏差あたりの回帰係数をカラーで、相関係数を等値線で示す。図1は、長周期の偏差場が変化した時に、自身がどの程度ストームトラックによって強制されるかを統計的に表している。つまり、暖色系は準定常循環

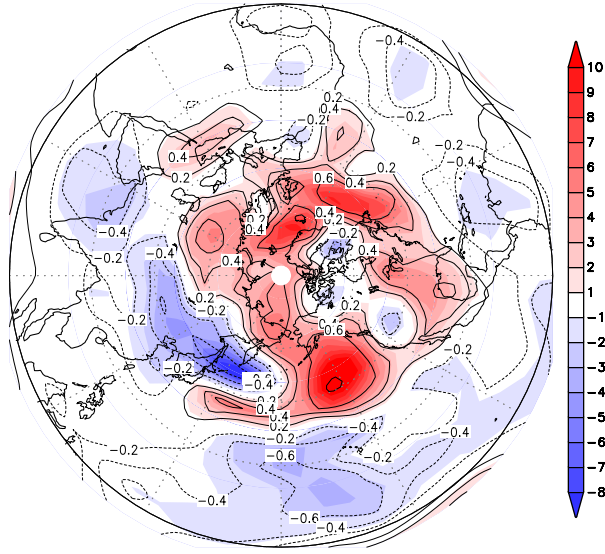


図 1: 冬季 300hPa 面における長周期の流線関数と非常渦度フラックス収束による流線関数 tendency との局所的な回帰係数分布 [1/s](カラー) と相関係数分布(等値線) .

場とストームトラックの間に正のフィードバックが、寒色系は負のフィードバックがあることを示唆している。この transient eddy feedback の分布は空間的に非一様で、流線関数偏差の変動(図には示さない)が大きい北東太平洋と北大西洋で極大を示す。

4. Transient Eddy Feedback のパラメタリゼーション (Empirical Storm Track Model)

図 1 より示唆された、水平構造を持った長周期の循環偏差場とストームトラックの相互作用によって、どのような循環偏差の構造が選択されやすいのかを調べるために、モデルを用いた実験を行う。本研究で用いたモデルは冬季 300hPa 面の気候値の回りで線形化した非発散の順圧渦度方程式から成る T21 スペクトルモデルで、Watanabe (2004) で用いられたものと同じである。

これに非常渦強制項を組み込むことを考えるのであるが、 $-\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a$ は $\overline{\psi}_a$ と相互作用するので外部強制ではなく、何らかの方法で推定する必要がある。純粋に力学的な方法で $\overline{\psi}_a$ に依存する $-\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a$ を求める、いわゆる Storm Track Model を用いた研究もあるが(例えば Watanabe and Kimoto, 2000a), 本研究ではより簡便な方法として、観測データを用いた経験則から $-\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a$ を $\overline{\psi}_a$ でパラメタライズする演算子 D_f (Empirical

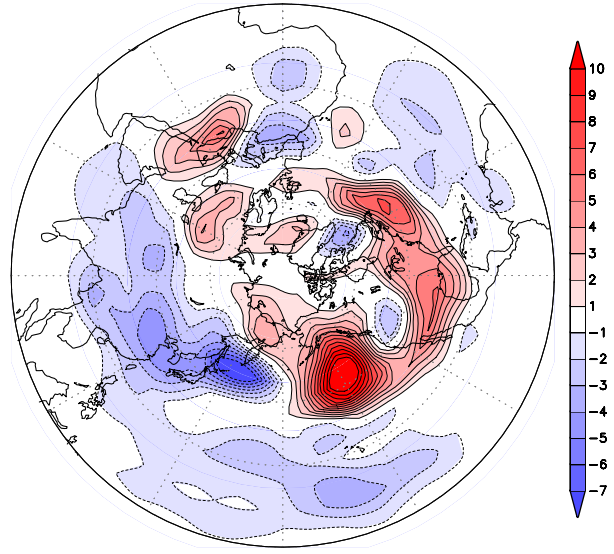


図 2: 長周期の流線関数偏差 $\overline{\psi}_a$ と $\nabla^{-2} D_f \overline{\psi}_a$ との回帰係数分布 [1/s] .

Storm Track Model : ESTM) を定義し、方程式 (1) を閉じさせる。

以下、ESTM の詳細について説明する。方針は、非常渦強制偏差の卓越するいくつかのパターンの元で経験的に現れやすい長周期の循環偏差のパターン(参照パターン)を観測データから抽出し、それを任意の長周期の循環偏差のパターンと比較することで、その循環偏差場での非常渦強制のパターンと大きさを決定するというものである。まず始めに、非常渦強制の卓越するパターンを得るために北半球で EOF 展開する。非常な渦度フラックス収束偏差は noisy で、グリッドスケールの誤差を含んでいるかもしれないので、ここで一種の空間平滑化として逆ラプラシアンを作用させてから EOF を計算する。つまり、流線関数場における非常渦強制について EOF 展開を行う。

$$\nabla^{-2} \{-\nabla \cdot (\overline{V' \zeta'})_a\} = \sum_{n=1}^N A_n(t) \sqrt{\sigma_n} E_n(x, y)$$

ここで $E_n(x, y)$ は固有ベクトル, σ_n は固有値, $A_n(t)$ は時系列 (principal coefficients) を表す。

次に、非常渦強制の各モードの元で経験的に現れやすい流線関数偏差パターン(参照パターン: ψ_n^{ref})を得るために、 $A_n(t)$ と長周期の流線関数偏差 $\overline{\psi}_a$ の相関係数を空間の各点で計算し ψ_n^{ref} を決定する。

$$\psi_n^{\text{ref}}(x, y) = r\{A_n(t), \overline{\psi}_a(x, y, t)\}$$

上記で示した諸量を用いて、任意の流線関数偏差に対するフィードバック演算子 D_f (ESTM) を次のように定義する。

$$D_f \bar{\psi}_a \stackrel{\text{def}}{=} \nabla^2 \left\{ \frac{1}{\gamma} \sum_{n=1}^M \langle \psi_n^{\text{ref}}, \bar{\psi}_a \rangle \sqrt{\sigma_n} E_n \right\} \quad (2)$$

ここで \langle , \rangle は内積を表し、各モードで参照パターンと任意の流線関数偏差場との比較を行う。もし、参照パターンと任意の流線関数偏差場が直交するならば内積は0で、まったく同じならば大きな値になる(ここで $\bar{\psi}_a$ が1に規格化されていれば内積は1である。長周期の流線関数偏差場の値が大きいときに、より大きなフィードバックを持つように、 $\bar{\psi}_a$ を1に規格化していない)。また、 M は切断モード数、 γ は次元を合わせるためのパラメータで流線関数の次元を持つ。本研究では、 $M = 10$ で切断しており、これは全分散の90%を説明する。南半球の影響を除去するために、内積をとる領域は北半球に限定している。

このパラメタリゼーションが妥当なものであることを示すために、 $\bar{\psi}_a$ とこれに eddy feedback 演算子を作用させたもの $\nabla^{-2} D_f \bar{\psi}_a$ (パラメタリゼーションで得た流線関数場の非定常渦強制) との空間的に局所的な回帰を計算した(図2)。図1との比較より、極域ならびに大西洋域で若干値が小さいが、観測を良く再現できていることが分かる。

ESTM よりモデルの方程式(1)は、eddy feedback を含む場合はシンボリックに $d\bar{\psi}_a/dt + (\mathbf{L}(\bar{\psi}_c) - D_f)\bar{\psi}_a = F$ と書け、同様に eddy feedback を含まない場合は $d\bar{\psi}_a/dt + \mathbf{L}(\bar{\psi}_c)\bar{\psi}_a = F$ と書ける。

5. 結果1: 特異値解析

ストームトラックとの相互作用、基本場の東西非一様性、並びにランダムな強制によって、長周期の循環偏差場がどのような構造を選択しやすいのかを調べるために特異値解析を行い、それぞれのモデルの特異モードを求めた。特異モードの理論に関しては Navarra (1993) や Itoh and Kimoto (1999) に詳しく書かれている。

得られた数あるモードの中で我々が注目するのは最も特異値の小さな(中立に近い)いくつかのモードである。最も中立に近いモードは特異モードの理論より、ランダムな強制下で最も現れやすいモードと言うことができるので、それが現実の長周期変動に対応すると考えられる。それぞれの演算子行列の特異値のスペクトルを図3に示す。演算子行列 \mathbf{L} のそれを黒で、 $\mathbf{L} - D_f$ を赤で示

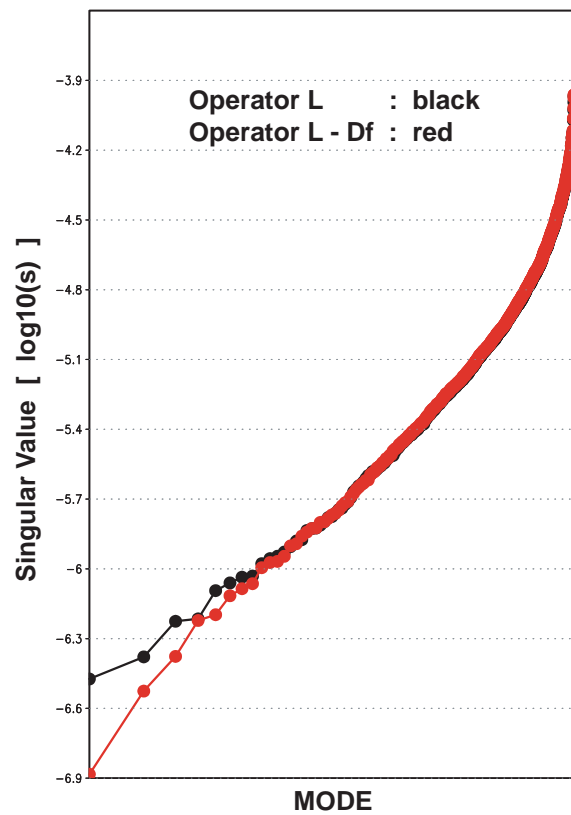


図3: $\mathbf{L} - D_f$ と \mathbf{L} の特異値のスペクトル [s/m^2]。散逸パラメータは $\alpha = 30\text{day}^{-1}$, $\epsilon = 1.0\text{day}^{-1}$ 。

す。これを見ると、特異値が大きな所では両者の特異値はほとんど変わらないが、特異値の小さな(上位の)いくつかのモードに関して、 $\mathbf{L} - D_f$ の neutrality が増加していることが分かる。このことは、eddy feedback が上位のモードにのみ効果的に働き、モードがより中立になっていることを示す。

$\mathbf{L} - D_f$ と \mathbf{L} の上位4つのモードの空間構造(Vベクトル)を図4、図5にそれぞれ示す。両者の比較から、eddy feedback によってモードの空間構造が変わることが分かる。また、異なる部分は多々あるが、 $\mathbf{L} - D_f$ の各モードはある程度現実の長周期変動と対応付けられると考えられる。第1モードはPNA的であるし、第2モードのannularな構造はAOを連想させる。また第3モードはEl Niñoに付随するパターンと似ている。

次に $\mathbf{L} - D_f$ のVベクトルと \mathbf{L} のそれとの対応関係を定量的に議論するために pattern correlation を計算し、表1にまとめた。これを見ると、 $\mathbf{L} - D_f$ の各モードは \mathbf{L} のモードのどれかと、ある程度一対一に対応していることが分かる。例えば $\mathbf{L} - D_f$ のV3は \mathbf{L} のV2と最も相関が良く、 \mathbf{L} のV2も

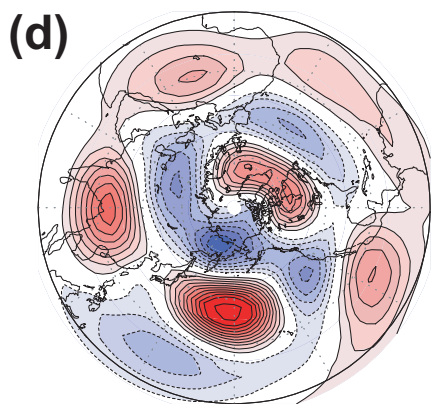
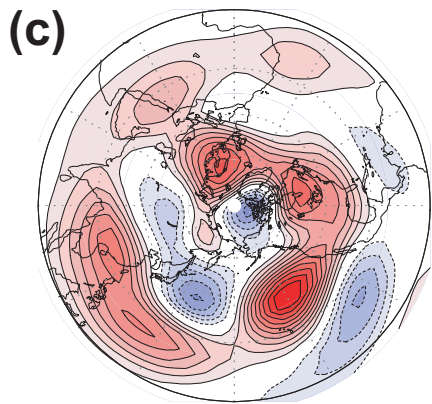
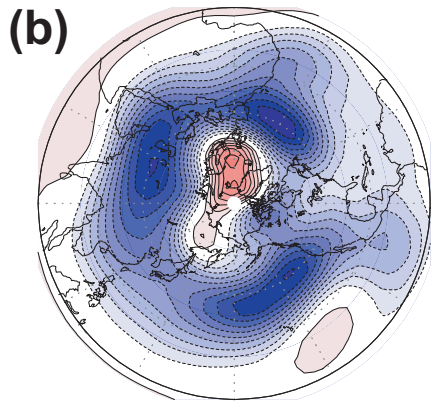
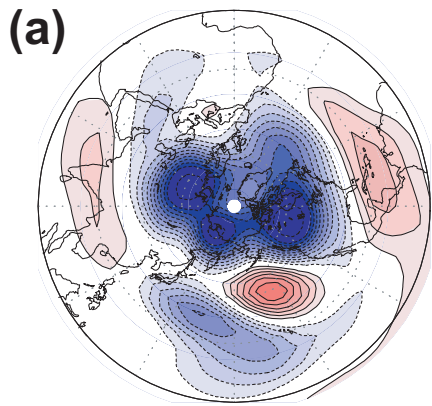


図 4: $L - D_f$ の特異モードの V ベクトル . (a) 第 1 モード , (b) 第 2 モード , (c) 第 3 モード , (d) 第 4 モード . コンター間隔は任意 [m^2/s] . 散逸パラメータは $\alpha = 30\text{day}^{-1}$, $\epsilon = 1.0\text{day}^{-1}$.

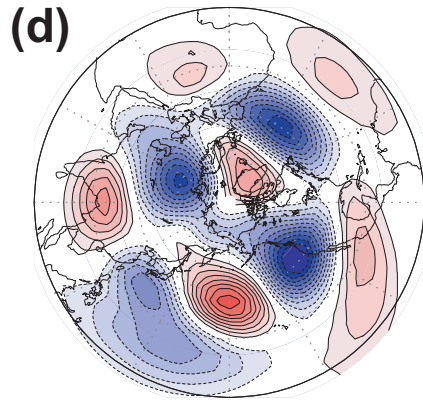
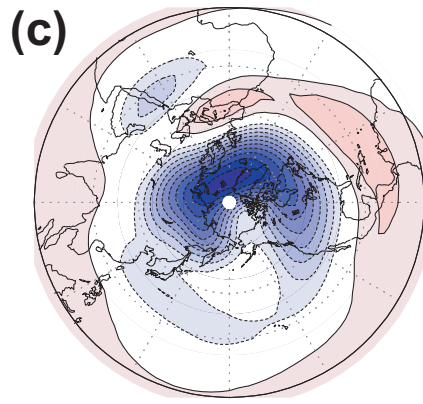
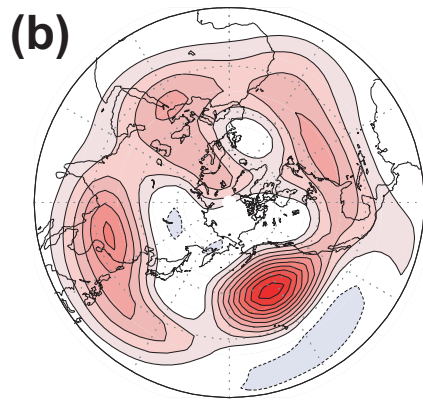
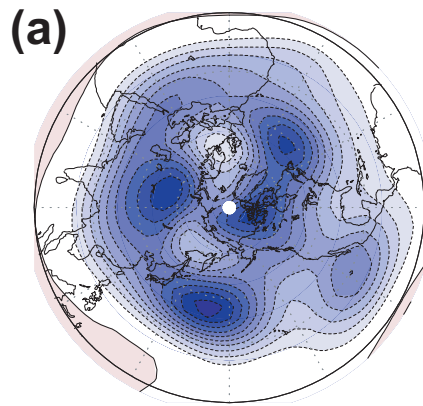


図 5: L の特異モードの V ベクトル . (a) 第 1 モード , (b) 第 2 モード , (c) 第 3 モード , (d) 第 4 モード . コンター間隔は任意 [m^2/s] . 散逸パラメータは $\alpha = 30\text{day}^{-1}$, $\epsilon = 1.0\text{day}^{-1}$.

$L - D_f$ の V3 と最も相関が良い。ただし、 $L - D_f$ の V2 は annular な構造をしているためか、全てのモードと同程度の相関がでている。このことから、eddy feedback はモードの空間構造を変えながらその順位を入れ換え、その効果は順位の変化したモード、つまり $L - D_f$ の V1 に、より積極的に働くことが示唆される。

6. 結果 2 : 固有値解析

ストームトラックとの相互作用、並びに基本場の東西非一様性によって (強制は含まない)、長周期の循環偏差場がどのような構造を選択しやすいのかを調べるために固有値解析を行った。その結果、現実的な散逸パラメータの範囲では不安定モードは見られなかった。よって、最も長周期で減衰率の小さなモード (最も固有値の絶対値が小さなモード: 第 1 固有モード) が現実の長周期変動に対応すると考えられる。それぞれのモデルにおける固有値の絶対値のスペクトルを図 6 に示す。演算子行列 L のそれを黒で、 $L - D_f$ を赤で示す。これを見ると、特異値解析の場合と同じように、固有値の絶対値の小さな (上位の) いくつかのモードで $L - D_f$ の neutrality が増加していることが分かる。このことは、固有モードに関しても、eddy feedback は上位のモードにのみ効果的に働き、それによりモードがより中立に近付いていることを示す。

$L - D_f$ と L の第 1 固有モードの空間構造の時間発展 (半周期) を図 7, 図 8 にそれぞれ示す。振幅の減衰成分は除いてある。両者の比較から、eddy feedback によってモードの空間構造はそれ程変わらないことが分かる。しかし、振幅は $L - D_f$ の方が強い。また、振幅の e -folding decay time が $L - D_f$ で 14 日、 L で 9 日となり、eddy feedback によってモードの持続性が増加している。周期も $L - D_f$ で 178 日、 L で 128 日となり、eddy feedback が

表 1: それぞれの演算子行列における上位 4 つの V ベクトル同士の対応関係を相関係数 (pattern correlation) の絶対値で示す。

	$L : V1$	$L : V2$	$L : V3$	$L : V4$
$L - D_f : V1$	0.58	0.42	0.77	0.29
$L - D_f : V2$	0.37	0.30	0.49	0.40
$L - D_f : V3$	0.34	0.64	0.20	0.16
$L - D_f : V4$	0.07	0.26	0.04	0.70

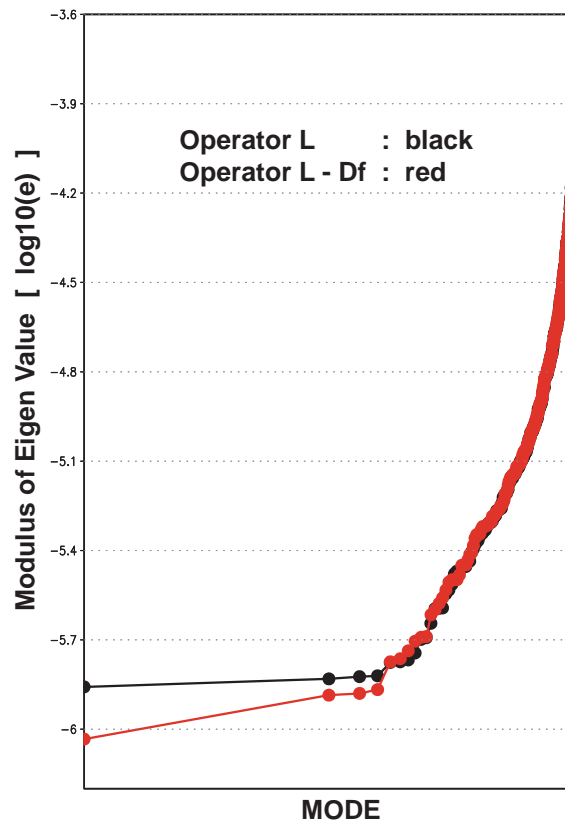


図 6: $L - D_f$ と L の固有値の絶対値

モードの周期をより長くすることがわかる。このことは、後に紹介する固有モードの tendency と eddy feedback の関係を見ることによっていっそう明らかになる。

7. 結果 3 : 特異モードと固有モードの関係

特異モードと固有モードを計算することによって長周期の循環偏差に対する eddy feedback の効果を調べてきたが、両モードの間にはどのような関係があるのだろうか?そこで、 $L - D_f$ の第 1 固有モードの各位相における空間構造を、 $L - D_f$ の特異モードを軸とする相空間上に射影 (相関係数) した。その結果、第 1, 第 2, 第 3 モードを軸とする相空間上で分散の多くを説明できた。図 9 に第 1, 第 2 モードを軸とした場合の射影を示す。これを見ると、点がまばらな所と密な所があるのが見て取れる。 L の第 1 固有モード (図には示さない) に関しても同じような粗密が見られる。点の間の時間間隔は同じであるから、それらは空間構造の変化速度が早い所と遅い所に対応する。つまり、固有モードには空間構造が比較的長い時間持続する位相があって、 $L - D_f$ の場合、それは V1 と V2 との相関が最も高くなる所と一致している。

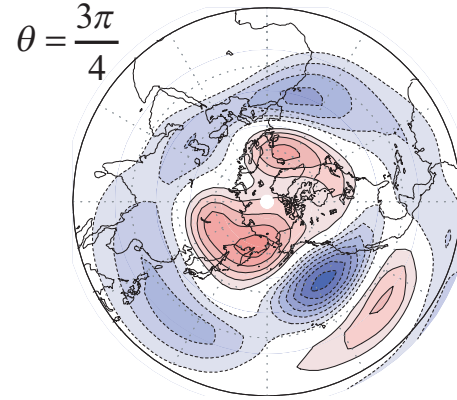
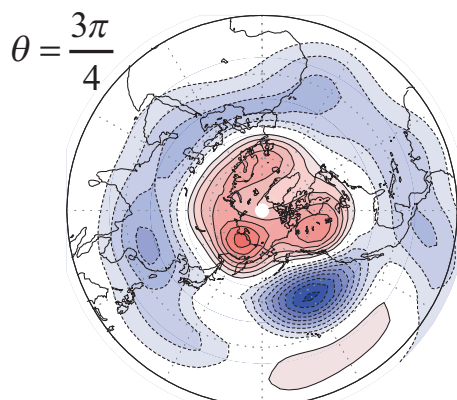
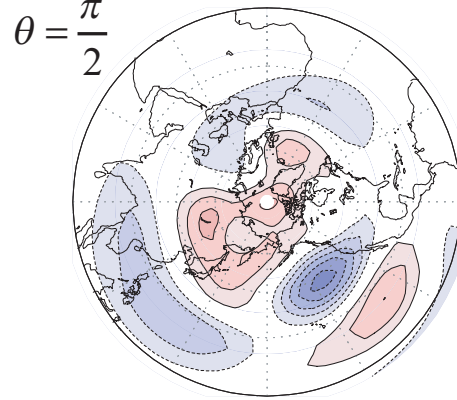
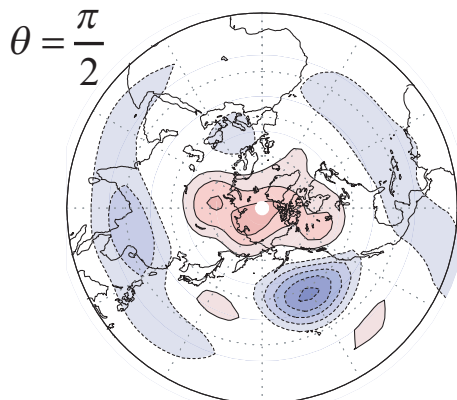
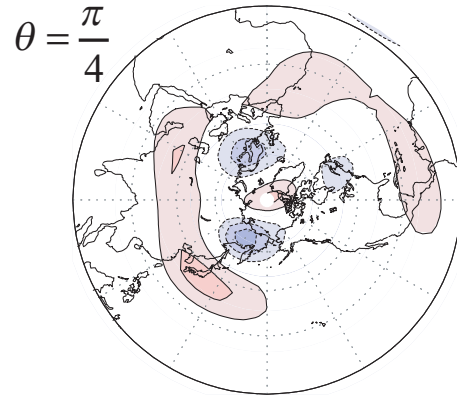
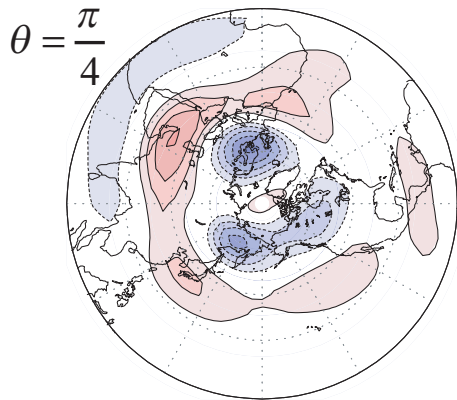
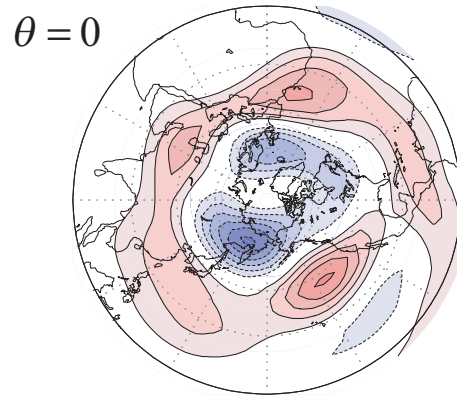
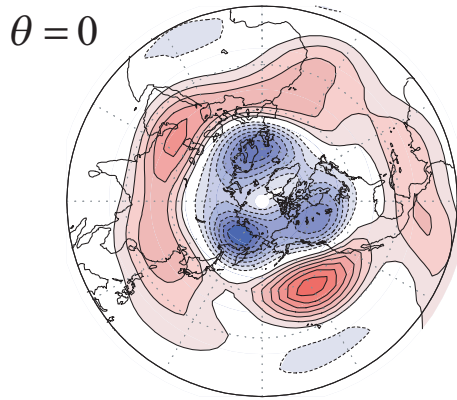


図 7: $L - D_f$ の第 1 固有モードの各位相 (半周期) における空間構造 .. 振幅の減衰成分は除いてある . コンター間隔は任意 [m^2/s] . 散逸パラメータは $\alpha = 30\text{day}^{-1}$, $\epsilon = 1.0\text{day}^{-1}$. 周期は 178 日 , e -folding decay time は 14 日 .

図 8: L の第 1 固有モードの各位相 (半周期) における空間構造 . 振幅の減衰成分は除いてある . コンター間隔は任意 [m^2/s] . 散逸パラメータは $\alpha = 30\text{day}^{-1}$, $\epsilon = 1.0\text{day}^{-1}$. 周期は 128 日 , e -folding decay time は 9 日 .

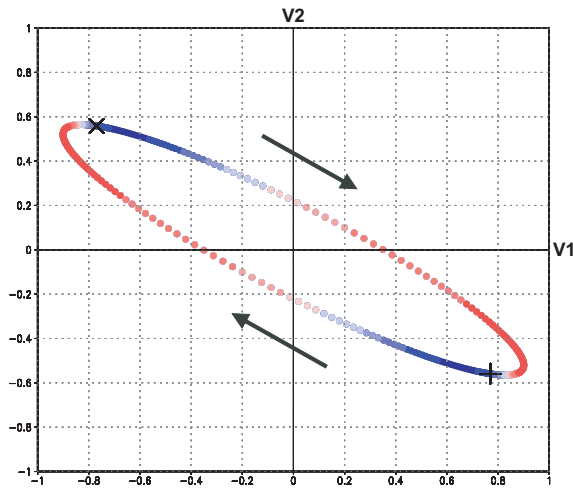


図 9: $L - D_f$ の $V1$ と $V2$ を軸とする相空間上への $L - D_f$ 第 1 固有モードの射影 (pattern correlation) . + は図 7 の $\theta = 0$ の位相に, \times は $\theta = 3\pi/4$ に対応する. 矢印は固有モードの時間発展の方向を示す. 色は, その位相での固有モードの tendency と eddy feedback との pattern correlation が正であれば暖色系, 負であれば寒色系となっている.

$V1$ との相関が最も高くなる時の固有解を図 10 に示す. このパターンは, Simmons et al. (1983) で示された SWB モードと非常に良く似ている. ここで, eddy feedback の役割を調べるために, 固有モードの各位相における空間構造に働く eddy feedback を ESTM を使って計算した. 例として, 図 10 に示した固有解に働く eddy feedback パターンを図 11 に示す. 図 10, 11 より, おおまかに見れば, 北米大陸上の正偏差やアフリカ大陸西部から中国へと伸びる正偏差を除けば, ほとんどの場所で正のフィードバックが働いていることが示唆される. では, 他の位相ではどうなのだろうか? それは各位相における固有モードの tendency と eddy feedback との比較から明らかになる. 図 9 は, 両者の pattern correlation の強さに応じて点に色が付けられている. 暖色系は相関係数が正で, 寒色系は負である. これを見ると, 固有モードが図 10 のような空間構造を示す位相 (空間構造の変化速度が遅い位相) に近づくに従って両者の相関は良くなり, ある臨界点を過ぎると急に負になる様子が見える. つまり, 寒色系の所ではモードの進む向きと eddy feedback が強制する向きが逆符号であり, eddy feedback はモードの進行にブレーキをかけていることが示唆され, また暖色系の所では, モードの進行をより加速するように働いていることが示唆される. つまりまとめると, eddy

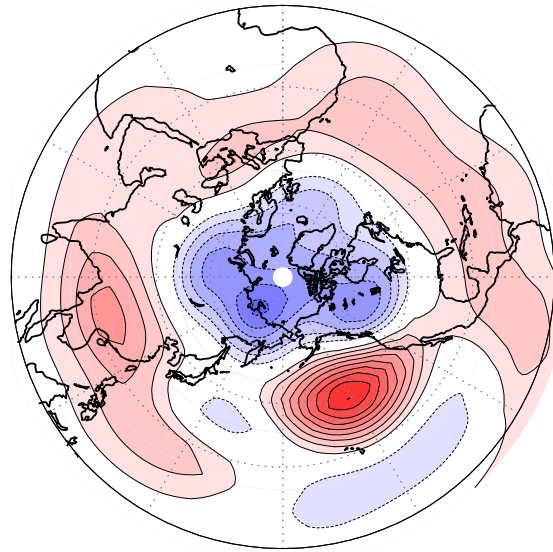


図 10: $L - D_f$ の $V1$ と最も相関が高くなる $L - D_f$ の第 1 固有モードの空間構造. コンター間隔は任意 [m^2/s].

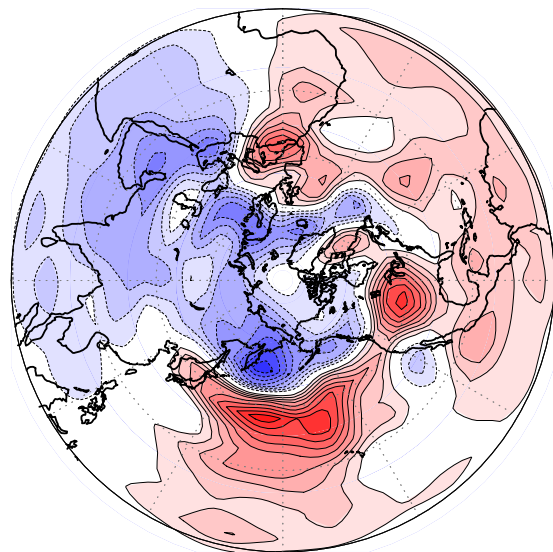


図 11: 図 10 に示した固有解に働く eddy feedback の空間構造. コンター間隔は任意 [m^2/s^2].

feedback は固有解を図 10 のような構造に留まらせるように働いていることが示唆される. このことは, $L - D_f$ の第 1 固有モードの周期が L のそれよりも長くなることや, 減衰率が小さくなることも整合的である.

8. まとめ

観測データを用いて非定常渦強制項をパラメタライズし, ストームトラックからのフィードバックを含んだ演算子行列に対して特異値解析, 固有

値解析を行った。特異値解析の結果得られた特異モードは、現実でよく知られるテレコネクションパターンにある程度対応付けられると考えられる。またその時、eddy feedbackは特定のモード(PNA的なモード)に積極的に働くことが示唆された。

固有値解析の結果、固有モードはeddy feedbackによってモードの周期が長くなり、減衰率が小さくなることが分かった。

また、第1固有モードは第1、第2、第3特異モードを軸とする相空間でほとんどの分散が説明され、遷移の遅い位相における固有解の構造は第1特異モードと似ていた。このときeddy feedbackは、固有解をそこに留める働きをしていた。

謝 辞

今回の特定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。本集会開催の代表者である木本昌秀教授(東京大学気候システム研究センター)、向川均助教授(京都大学防災研究所)、余田成男教授(京都大学大学院理学研究科)に感謝致します。

参考文献

- Branstator, G., 1985a : Analysis of general circulation model sea-surface temperature anomaly simulations using a linear model. Part I: Forced Solutions. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2225-2241.
- Branstator, G., 1985b : Analysis of general circulation model sea-surface temperature anomaly simulations using a linear model. Part II: Eigenanalysis. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2242-2254.
- Horel, J. D., and J. M. Wallace, 1981 : Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813-829.
- Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, 1981 : The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196.
- 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., 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.
- Lau, N. C., 1988 : Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718-2743.
- Lau, N. C., and E. O. Holopainen, 1984 : Transient eddy forcing of the time-mean flow as identified by geopotential tendencies. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 313-328.
- Murakami, M., 1979 : Large-scale aspects of deep convective activity over the GATE area. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 994-1013.
- Navarra, A., 1993 : A new set of orthonormal modes for linearized meteorological problems. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2569-2583.
- Simmons, A. J., 1982 : The forcing of stationary wave motion by tropical diabatic heating. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 503-534.
- 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.
- Watanabe, M. and M. Kimoto, 2000 : Atmosphere-ocean thermal coupling in the North Atlantic : A positive feedback. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **126**, 3343-3369.
- Watanabe, M., and F.-F. Jin, 2004 : Dynamical prototype of the Arctic Oscillation as revealed by a neutral singular vector. *J. Climate.*, in press, January 2004.
- Watanabe, M., 2004 : Asian jet waveguide and a downstream extension of the North Atlantic Oscillation. *J. Climate.*, revised, February 2004.
- Zhang, Y., and I. M. Held, 1998 : A linear stochastic model of a GCM's midlatitude storm track. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3416-3435.
- 渡部雅浩, 2004 : 北極振動の力学に関する一考察. 京都大学防災研究所 特定研究集会 - 対流圏長周期変動と異常気象 -