

2007年3月に生じた成層圏惑星規模波下方伝播イベントの 力学と予測可能性 - 上部成層圏循環の安定性解析 -

Dynamics and Predictability of the Downward Propagation of Stratospheric Planetary Waves Occurred in March 2007: Stability Analysis of Upper Stratospheric Circulation

向川均・野口峻佑⁽¹⁾・黒田友二⁽¹⁾・水田亮⁽¹⁾・小寺邦彦⁽²⁾

Hitoshi MUKOUGAWA, Shunsuke NOGUCHI⁽¹⁾, Yuhji KURODA⁽¹⁾,
Ryo MIZUTA⁽¹⁾, and Kunihiko KODERA⁽²⁾

(1) 気象研究所気候研究部

(2) 名古屋大学宇宙地球環境研究所

(1) Climate Research Department, Meteorological Research Institute

(2) Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University

Synopsis

Dynamics of quasi-stationary precursory signal in the upper stratosphere related to a downward propagating event of stratospheric planetary waves observed in early March 2007 is examined using a non-divergent barotropic model. It is found that obtained unstable modes for basic states comprised of zonally varying 5-hPa streamfunction field of an ensemble mean forecast attain local maximum in growth rate with an e-folding time of about 1.3 days and become stationary prior to the downward propagating event. Moreover, the fastest growing modes have predominant planetary-scale structure similar to the precursory signal. Hence, it is suggested that the barotropic instability inherent to the distorted polar vortex in the upper stratosphere determines whether planetary waves incoming from the troposphere are eventually absorbed in the stratosphere or emitted downward into the troposphere.

キーワード: 力学的安定性, 上層成層圏, 惑星規模波

Keywords: dynamical stability, upper stratosphere, planetary wave

1. はじめに

向川他(2016)は, 気象研究所大気大循環モデル (AGCM) を用いたアンサンブル再予報実験結果について相関解析を行い, 2007年3月初旬に生じた成層圏惑星規模波の顕著な下方伝播イベントの発生と有意に関連する前駆現象は上部成層圏においてイベント直前に増幅する順圧的な惑星規模擾乱であることを見出した. この擾乱は, 定在的な東西波数1及び2成分が卓越する水平構造を持ち, しかも, その位相

はアンサンブル平均予測場における成層圏惑星規模波とは東西方向に90°ずれていた. このため, 擾乱の極性に依存して, アンサンブル平均予測場と擾乱場との合成場における成層圏惑星規模波の鉛直構造が変わり, 対流圏から入射した惑星規模波が成層圏で吸収されるか, あるいは, 下向きに伝播するかが決定される.

ここでは, この上部成層圏で成長する順圧的擾乱が上部成層圏循環の力学的不安定性から生ずる不安定擾乱で説明可能か否かを確認するため, 非発散順

圧モデルを用いた力学解析を行った．

2. 非発散順圧モデルと固有値解析

本研究では次式で与えられる球面上の非発散順圧モデルを用いた．

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + J(\psi, \zeta) + \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = F \quad (1)$$

ここで， $\psi(\lambda, \mu, t)$ は流線関数， λ は経度， $\mu \equiv \sin \theta$ はサイン緯度（ θ は緯度）， t は時間， $\zeta \equiv \Delta \psi$ は相対渦度， Ω は地球自転の角速度， a は地球半径， Δ は水平ラプラシアンで，

$$\Delta \equiv \frac{1}{a^2} \left[\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ (1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right\} \right] \quad (2)$$

と定義される．また，式(1)の $J(\alpha, \beta)$ はヤコビアンで，

$$J(\alpha, \beta) \equiv \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} \frac{\partial \beta}{\partial \mu} - \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} \frac{\partial \alpha}{\partial \mu} \right) \quad (3)$$

と定義される．さらに，式(1)右辺の F は外力を表す．同様のモデルは，成層圏循環の力学的安定性を調べるため，Matsuno and Hirota(1966)やHirota(1967)で用いられた．

次に，基本場の力学安定性を解析するため，流れ場を基本場（ $\bar{\psi}$ ）と擾乱場（ ψ' ）に分け，基本場が，

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \bar{\zeta}) + \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \lambda} = \bar{F} \quad (4)$$

を満たすと仮定し，擾乱場は外力の影響を受けない（ $F = \bar{F}$ ）と仮定すると，式(1)は，

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \zeta') + J(\psi', \bar{\zeta}) + J(\psi', \zeta') + \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda} = 0 \quad (5)$$

と書ける．さらに，擾乱の振幅は微小と仮定し，式(5)を線型化すると，次の線型化方程式を得る．

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \zeta') + J(\psi', \bar{\zeta}) + \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda} \\ = \nu \left(\Delta + \frac{2}{a^2} \right) \zeta' \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)の右辺に，水平スケールに依存する超粘性（係数が ν と，全角運動量を保存させるため $2/a^2$ の項を加えた）．

また，擾乱としてノーマルモード解

$$\psi'(\lambda, \mu, t) = \text{Re}\{\phi(\lambda, \mu)e^{\sigma t}\} \quad (7)$$

を仮定する．ここで， $\text{Re}\{\}$ は中括弧内の実数を意味する．さらに，擾乱場 $\phi(\lambda, \mu)$ と基本場を，球面調和関数を用いて

$$\phi(\lambda, \mu) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n \phi_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (8)$$

と波数分解する．ここで， $P_n^m(\mu)$ はルジャンドル陪関数， n は全波数で， m は東西波数である．式(8)を式(6)に代入すると，複素周波数 $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ に対する固有値問題を得る．なお，式(6)の各項の計算にはISPACK (Ishioka 2016) を利用した．

ここで固有値問題を解く際には，式(8)を全波数63（ $N=63$ ）で三角形切断した．また，超粘性係数 ν は，Yoden and Ishioka(1993)と同様に，全波数 $N=85$ での散逸時間スケールが0.1 dayとなるように与えた．一方，基本場の流線関数は，向川他(2016)で実施したAGCMを用いたアンサンブル予報実験から得られるアンサンブル平均予測値で与えた．但し，基本場で全波数21よりも大きな波数成分をゼロとおき，小さな空間スケールを持つ構造を基本場から除去した．

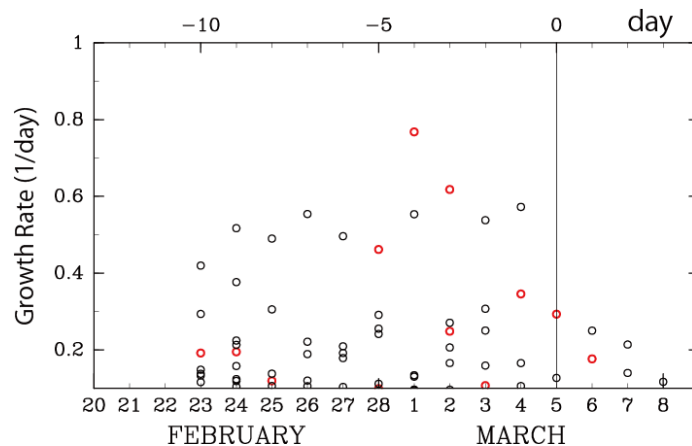


Fig. 1 Growth rate of unstable modes computed for the basic flow composed of the T21 truncated 5-hPa streamfunction of the ensemble mean field on each prediction date of the forecast starting from day -10 (unit: day⁻¹). Red (black) circles correspond to stationary (transient) modes with a zero (non-zero) imaginary component of the eigenvalue.

3. 結果

以下では、向川他（2016）と同様に、65°N以北で領域平均した100 hPaでの下向きのE-Pフラックス（EPz100）が最大となる2007年3月5日をday 0と表記する．また、day 0でのEPz100予測値のアンサンブル平均がほぼ0で、しかもそのスプレッドが大きい、2007年2月23日（day - 10）を初期日とするアンサンブル予報を用いて、上部成層圏循環の力学安定性解析を行った．

まず、Fig. 1に、day - 10を初期値とする予報から得られる各予報日における5 hPa流線関数アンサンブル平均予測値を基本場として与え、式（6）に基づいて固有値解析を行って得られた、擾乱の成長率 σ_r を示す（成長率が 0.1 day^{-1} 以上のモードのみを示す）．また、 $\sigma_i = 0$ の定在モードは赤丸で、 $\sigma_i \neq 0$ の移動性モードは黒丸で示した．この図から、各日で最大成長率を持つ第一不安定モードの成長率は、3月1日（day - 4）に最大となることがわかる．対応するe-folding timeは1.3 daysで、しかも、擾乱の空間構造が地理的に固定して増幅する定在性不安定モードである．さらに、その成長率是对流圏に内在する傾圧不安定モード（e-folding timeは2～3 days）よりもかなり大きく、上部成層圏には予測可能性を制限するpredictability barrierが存在することを示唆する．また、大きな成長率を持つ不安定モードは、下方伝播と有意に関連する前駆擾乱が出現する直前に存在することは大変興味深い．

次に、Fig. 2に、同じくday - 10を初期日とするアンサンブル予報でday - 3における各気圧面の流線関数アンサンブル平均予測値を基本場として与えた場合に得られた不安定モードの成長率の高度分布を示す．この図から、上層成層圏での不安定モードの成長率は、下部成層圏や対流圏におけるそれに比べ、2倍以上も大きいことがわかる．さらに、対応するe-folding timeは、AGCMで表現される散逸過程の時間スケール（1hPaで約10日）よりもずっと短い．従って、得られた不安定モードは、上部成層圏循環の時間発展において重要な役割を果たしていることが示唆される．

Fig. 3に、日々の5 hPa流線関数アンサンブル平均予測値（最上段）に対して得られた、day - 9、- 5、- 4、- 3における第一不安定モード（中段）と第二不安定モード（最下段）の水平構造を示す．なお、移動性モードについては、式（7）において $Re\{\phi(\lambda, \mu)\}$ に対応する水平構造を示した．まず、day - 9の基本場では東西波数1成分が卓越するが、どちらの不安定モードも、基本場における二つの渦の赤道側の端に相当する40°N - 50°Nの緯度帯に沿う東西波数6程

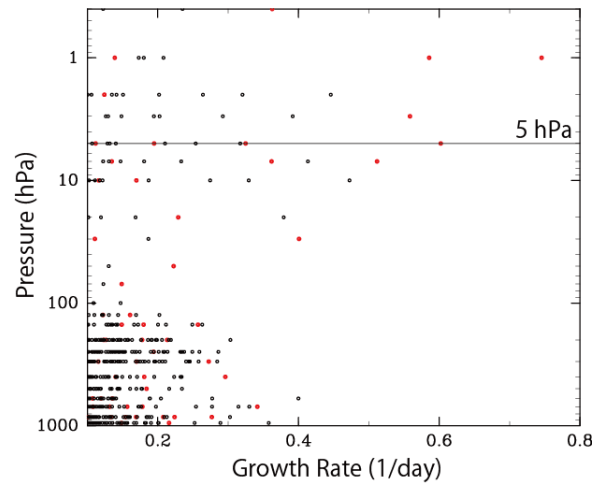


Fig. 2 As in Fig. 1, except for the basic flow composed of the T21 truncated streamfunction field on day -3 at each pressure level for the ensemble mean prediction starting from day -10.

度の比較的小さい空間スケールを持つ移動性擾乱として特徴づけられる．これらのモードは帯状風の順圧不安定性によって生ずる伝統的な順圧不安定擾乱に対応すると考えられる．

一方、day - 5以降の期間では、不安定モードは高緯度域で大きな振幅を持ち、東西波数1及び2成分が卓越する惑星規模擾乱で特徴づけられることがわかる．なお、この時期の基本場における極渦は極度に变形しており、スカンジナビア半島付近に存在する極渦に伴う循環によって、高気圧性渦がユーラシア域から北太平洋域まで延伸する．また、Fig. 3で示された第一不安定モードは、向川他（2016）で示された下方伝播イベントと有意に関連する回帰場や、アンサンブルスプレッドの第一EOFとよく似た空間構造を持つことは大変興味深い．特に、day - 3における第一不安定モードとスプレッドの第一EOFの空間構造とは極めて類似する．すなわち、第一不安定モードでは、ユーラシア北部とアラスカ上空に作用中心を持つ特徴的な波列を含む波数2成分で特徴づけられる．また、これら二つの作用中心は、基本場における高気圧性渦と東西方向に90°ずれた位相構造を持つ．さらに、40°N以北の領域で評価した、第一不安定モードと第一EOFの水平構造の空間相関は - 0.60で、空間パターンの類似性は統計的にも有意である．従って、これらの不安定モードが基本場に重畳して発達すると、成層圏上層の高気圧性渦を、その極性に依存して、さらに下流側あるいは上流側へと変位させ、下方伝播と関連する回帰場と同様に、対流圏から成層圏に入射した惑星規模波を下方あるいは上方に伝播させる．さらに、day - 5からday - 3の期間において、定在性の不安定モードが大きな成

長率を持つことは、回帰場やスプレッドの第一EOFが地理的に固定したパターンで特徴づけられることも整合的である。

4. まとめ

本研究では、向川他（2016）がAGCMを用いたアンサンブル再予報実験で見出した、2007年3月初旬に生じた成層圏惑星規模波の下方伝播イベントと関連する上部成層圏における前駆現象の力学的起源を明らかにするため、非発散順圧モデルを用いて東西非一様なアンサンブル平均予測値の力学安定性解析を行った。

その結果、下方伝播が生ずる直前の時期に、極度に変形した極渦で特徴づけられる上部成層圏循環は順圧不安定となり、前駆現象とよく似た惑星規模の

定在性不安定モードが出現することが明らかになった。このモードの成長率は 0.8 day^{-1} と極めて大きく、この時期の上部成層圏循環の予測可能性が極めて低下したことも整合的である。また、不安定擾乱の位相は基本場とは東西方向に90°ずれているため、不安定擾乱の極性に依存して、不安定擾乱と基本場が重畳した場における成層圏惑星規模波の鉛直位相は高さとともに東（西）に傾く。その結果、成層圏惑星規模波は下方に（上方に）伝播する。このように本研究によって、対流圏から入射した大振幅の惑星規模波によって極度に変形された極渦で特徴づけられる東西非一様な上部成層圏循環は力学的に不安定であり、その結果生ずる惑星規模の不安定擾乱が増幅することにより、成層圏惑星規模波の下方伝播が生じたと理解できる。

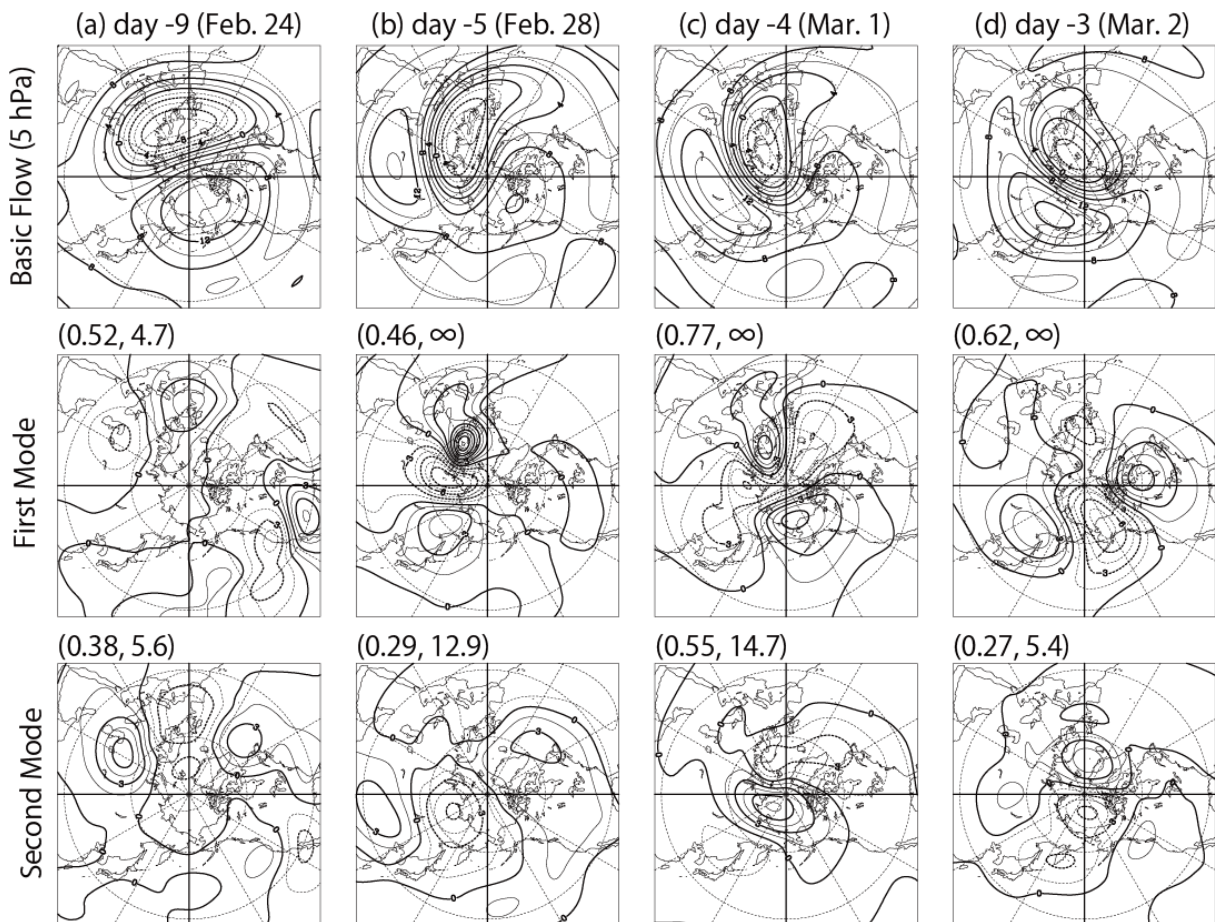


Fig. 3 (top) Horizontal structure of the basic flow given by the T21 truncated 5-hPa streamfunction field (unit: $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) of the ensemble mean prediction on day -9 (a), day -5 (b), day -4 (c), and day -3 (d) for the forecast starting from day -10. (middle and bottom) Streamfunction field for the first and second unstable modes computed for the basic flow. The first (second) number in parentheses at the top of each panel indicates the growth rate (unit: day^{-1}) and the period (unit: day) of the unstable mode, respectively. Stationary modes with a zero imaginary component of the eigenvalue are designated by the period of the infinity (∞).

謝 辞

作図には地球流体電脳ライブラリを，球面調和関数の計算にはISPACK (Ishioka 2016)を用いた．

参考文献

向川 均・野口 峻佑・黒田 友二・水田 亮小寺 邦彦
(2016): 2007年3月に生じた成層圏惑星規模波下方伝播イベントの予測可能性, 京都大学防災研究所年報, Vol. 59B, pp. 145-152.

Hirota, I. (1967): Dynamic instability of the stratospheric polar vortex, J. Meteor. Soc. Japan, Vol. 45, pp. 409-421.

Ishioka, K. (2016): ISPACK: A FORTRAN77 library for scientific computing, <http://www.gfd-708>

dennou.org/arch/ispack/index.htm.en.

Matsuno, T. and Hirota, I. (1966): On the dynamical stability of polar vortex in wintertime, J. Meteor. Soc. Japan, Vol. 44, pp. 122-128.

Yoden, S. and Ishioka, K. (1993): A numerical experiment on the breakdown of a polar vortex due to forced Rossby waves, J. Meteor. Soc. Japan, Vol. 71, pp. 59-72.

Yabu, S., Mizuta, R., Yoshimura, H., Kuroda, Y. and Mukougawa, H. (2014): Meteorological Research Institute Ensemble Prediction System (MRI-EPS) for climate research. Tech. Rep. Meteor. Res. Inst., Vol. 71, 63 pp.

(論文受理日：2017年6月13日)