

傾圧不安定波動の時間発展についての
数値実験
－ 擾乱と渦位場の変化との関係 －

北野 太郎

神戸大学理学研究科地球惑星科学専攻
地球および惑星大気科学研究室

2011年2月4日

要旨

地球大気において、温度風平衡した基本場を持つ中緯度では、高気圧・低気圧が日々の天気を支配する重要な要素となっている。

その高低気圧の発生・発達を理解する上で、最も重要な理論が「傾圧不安定理論」である。

傾圧不安定には、渦位場の時間変化を考えることが欠かせない。

渦位は、他の物理量にはない大きな 2 つの特徴を持っている。1 つは、等温位面に沿った運動において渦位の値が保存するという点で、この性質により、大気の 3 次元的な動きを 2 次元的な動きと捉えることができる。2 つめの特徴は、渦位の場と境界条件が与えられれば、風速や風向、温度、気圧といった大気の物理量を決定することができるという性質である。これにより、渦位分布図によって循環や温度場の時間変化を知ることができるため、擾乱の時間変化を解析するときには大変便利である。

傾圧不安定波の発生にはこの渦位の南北方向の勾配が深く関わっている。渦位保存則を満たす形で生じるロスビー波の伝播は、渦位の勾配によりその方向が規定される。この性質により鉛直シアが存在下で、逆向きの位相速度を持つ 2 つのロスビー波が相互作用し、不安定波が発生する。この不安定を傾圧不安定という。

等温位面での渦位、という量自体は、Ertel(1942) や Rossby(1940) によって考え出されたが、渦位の計算には多くの計算が必要なため、その普及は計算機技術の発展した時代に入ってからとなった。

Hoskins et al. (1985) と二階堂 (1986) は観測値を元に渦位分布と、気圧場や渦度場の解析を行っている。渦位場の変化のもたらす影響を記述している。いずれも観測結果の解析を中心に行っており、渦位場の変化の影響を指摘しているが、物理的な本質を突くには、十分ではない。Takayabu (1991) では、カップリングによる低気圧の発達がいつどのようにして起こるのかについて、上層と下層の擾乱の与え方を変える実験を行い、そのときの渦位分布の変化を求め、擾乱の発達との関係性を述べている。Takayabu (1991) では低気圧のカップリングに主に焦点を当てており、渦位分布の変動と擾乱の発達に関する議論が十分になされているとはいえない。

そこで物理的な本質に立ち返り, 渦位の時間変化による力学的な効果が, 擾乱の時間発展にどのような影響を与えるかを解析した.

実験の結果, 上層と下層での渦位偏差の強めあいが生じたとき, 擾乱の時間発展が生じることが確認された.

また擾乱の発達するところでは対流圏界面が温位面に沿って下降し, その渦が下層の渦度結びつくことが示された.

比較実験により, 圏界面の下降度合いの影響が擾乱の発達に深く関わっており, それと比べ, 下層の擾乱の大きさの影響は小さいことが示された.

目次

第1章	はじめに	2
第2章	渦位と傾圧不安定	4
2.1	渦位の特徴	4
2.1.1	渦位保存則	4
2.1.2	転換可能性の原則	6
2.2	基本場における渦位の南北勾配	9
2.3	ロスビー波の進行と傾圧不安定	10
第3章	渦位の観点で擾乱の成長を解析した過去の研究	11
第4章	モデルの概要	16
第5章	計算結果	19
5.1	Polvani et al. (2004) の設定による実験	20
5.2	位相の位置, 置き方に変化を加えた場合	31
5.2.1	初期擾乱を対流圏上層のみに与えた場合	31
5.2.2	初期擾乱を下層のみに与えた場合	31
5.2.3	初期擾乱を上層と下層に与えた場合	49
第6章	まとめ	58
	謝辞	59
	参考文献	60
	付録	62
1.2	付録 傾圧不安定の必要条件	62
1.3	付録 準地衡流の渦位の導出	62
1.4	付録 アノマリーのスケールの導出	62
1.5	付録 U.S. Standard Atmosphere で定義された温度場	62
1.6	付録 渦位分布の解像度による違い (水平編)	62
1.7	付録 渦位分布の解像度による違い (鉛直編)	63

第1章 はじめに

地球大気において、温度風平衡した基本場を持つ中緯度では、高気圧・低気圧が日々の天気を支配する重要な要素となっている。

その高低気圧の発生・発達を理解する上で、最も重要な理論が「傾圧不安定理論」である。

傾圧不安定には、渦位場の時間変化を考えることが欠かせない。

渦位は、他の物理量にはない大きな2つの特徴を持っている。1つは、断熱運動をし摩擦のない場では保存する、ということである。この性質から、渦位の値は等温位面に沿った運動においてはラグランジュ的に保存するということが分かる。これは等温位面上で見ることにより、大気の3次元的な動きを2次元的な動きと捉えることができるため、等温位面での渦位を計算したときの渦位の分布は空気塊の動きと完全に一致することになる。2つめの特徴は、転換可能性の原則と呼ばれるものである。これは、渦位の場合と境界条件が与えられれば、風速や風向、温度、気圧といった大気の物理量を決定することができるという性質である。これにより、渦位分布図によって循環や温度場の時間変化を知ることができるため、擾乱の時間変化を解析するときには大変便利である。

傾圧不安定波の発生にはこの渦位の南北方向の勾配が深く関わっている。基本場において渦位が南北方向に水平傾度を持つ場では、渦位保存則を満たす形でロスビー波の伝播が存在し、そのロスビー波は、渦位の勾配によって伝播する方向が異なる。この性質により逆向きの位相速度を持つロスビー波が存在し、風速の鉛直シアが存在する場では、その2つの波が相互作用することによって不安定波が発生する。この不安定を傾圧不安定という。

等温位面での渦位、という量自体は、Ertel(1942) や Rossby(1940) によって考え出されたが、渦位の計算には多くの計算過程を要し、その為、計算機技術のない時代には中々活用されなかった。しかし、計算機技術の発展した今では、大気現象を理解する際にしばしば用いられている。

Hoskins et al. (1985) では等温位面の渦位の概念を整理し、観測値を元に渦位分布の計算を行い、二階堂 (1986) は日本付近で低気圧が発達した場合の渦位場の変動を解析し、地表面気圧や対流圏中層の渦度場の変化と比較することで、渦位場の変化のもたらす影響を記述している。いずれも観測結果の解析を中心に行っており、渦位場の変化の影響を指摘しているが、物理的な本質を突くには、十分ではない。Takayabu (1991) では、カップリングによる低気圧の発達がいつどのようにして起こるのかについて、上層と下層の擾乱の与え方を変える実験を行い、そのとき

の渦位分布の変化を求め、擾乱の発達との関係性を述べている。Takayabu (1991) では低気圧のカップリングに主に焦点を当てており、渦位分布の変動と擾乱の発達に関する議論が十分になされているとはいえない。

そこで本研究では、3次元大気大循環モデル dcpam (<http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>) を用い、力学過程のみを考えて実験を行った Polvani et al. (2004) の設定を用いて傾圧不安定場の時間発展を計算し、擾乱の変化を渦位場の面から解析した。

また、擾乱の与え方に変化を加えた場合の実験を行い、そのときの渦位場の変動が、擾乱の時間発展に与える影響を比較するとともに、擾乱の発達への影響をより明確に解析した。

本論文の構成は以下の通りである。

第2章で渦位と傾圧不安定について説明する。

第3章では、渦位の観点で擾乱の成長を解析した過去の研究を紹介する。

第4章では、モデルの概要を示す。

第5章では、計算結果を示す。

第6章はまとめである。

第2章 渦位と傾圧不安定

2.1 渦位の特徴

傾圧不安定がどのようなものであるかを記述する前に、渦位、という量について説明することが非常に重要であるため、まずは渦位のもつ性質や特徴について紹介する。

2.1.1 渦位保存則

まずは、渦位保存則について紹介する。

ここでは、エルテルの渦位と、準地衡近似したときの渦位を紹介する。

エルテルの渦位

2つの等温位面(差が微小量 $\nabla\theta$)に挟まれた空気柱を考える。空気柱の底面積を dS 、厚さを dh 、温位傾度の方向を示す単位ベクトルを n 、空気柱の密度を ρ 、相対渦度 ζ として、絶対渦度を $\zeta_a = (\zeta + f)$ とする。

ここで、温位 θ は以下の式で与えられる。

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{C_p}} \quad (2.1)$$

断熱で、摩擦のない場においては、温位は保存される。 T は温度、 p は気圧、 R は気体定数、 C_p は定圧比熱、 $p_0 = 1000\text{hPa}$ である。これと理想気体の状態方程式、

$$p = \rho RT \quad (2.2)$$

を用いると、

$$\theta = \frac{\rho_0^{R/C_p} p^{1/\gamma}}{R \rho} \quad (2.3)$$

となり、等温位面上では、 ρ は p のみの関数になっていることが分かる。順圧で摩擦のないところでは、ケルビンの循環定理により、

$$\zeta_a \cdot ndS = \text{const.} \quad (2.4)$$

である。また、空気柱の質量は保存するので、

$$\rho dS dh = \text{const.} \quad (2.5)$$

である。 $n = \frac{\nabla\theta}{|\nabla\theta|}$ で、これと (2.5) を (2.4) に代入すると、

$$\frac{\zeta_a \cdot \nabla\theta}{\rho |\nabla\theta| dh} = \text{const.} \quad (2.6)$$

となり、また $|\nabla\theta| dh$ は一定なので、

$$P \equiv \frac{\zeta_a \cdot \nabla\theta}{\rho} = \text{const.} \quad (2.7)$$

が成り立つ。これをエルテルの渦位という。これは、等温位面に沿った運動においては、渦位が保存することを表している。

またこれを、温位座標系で見たときの渦位 P_θ は以下のように記述できる^{*1}。

$$P_\theta = -g(\zeta_\theta + f) \left(\frac{\partial\theta}{\partial p} \right). \quad (2.8)$$

ここで、 $\zeta_\theta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_\theta - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_\theta$ 、 f は惑星渦度である。渦位を等温位面で考えるのは、断熱運動をする際には、温位は保存する為、空気塊は等温位面に沿って動くと考えることができる。それにより、大気の3次元の動きを2次元的な動きと捉えることができ、非常に理解しやすくなるのである。

準地衡風の渦位

これに近似を行う。それにより、渦位保存則は以下のように書き換えることができる^{*2}。

$$P_g' = \zeta + \beta y + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s}{S} \theta \right) \quad (2.9)$$

これは、準地衡近似の渦位方程式である。ここで、 ζ は相対渦度、 S は静的安定度、 θ は温度、 ρ_s は基本場の密度である。

これは等圧面でのみ保存する量となっているため、3次元空間で保存するエルテルの渦位とは異なるが、解析的には扱いやすく、次項での説明の際に重要な役割を果たす。

^{*1}導出は付録を参照

^{*2}導出は付録を参照。

2.1.2 転換可能性の原則

ここでは、渦位の大きな特徴の 1 つである、転換可能性の原則、について紹介する。ここでの記述は、Hoskins et al. (1985), 二階堂 (1986), 小倉 (2006) を参照した。

渦位は定義式 (2.7) より、温度分布および速度分布を与えればその分布を得ることができるが、渦位分布のみからは温度場と風速場を与えることはできない。そこで、傾度風平衡の式を使って気圧場と速度場を結びつけ、静力学平衡の式を使って気圧場と温度場を結びつけることができる、という関係を使えば、適当な境界条件を用いることで、渦位場から速度場と温度場を同時に決めることができる (Thorpe(1985))。

このように、渦位分布から風速や温度の分布に変換することができる。つまり、渦位の分布がわかれば、温度や風速の分布も分かるということである。これを、転換可能性の原則という。これは渦位を利用する上で非常に重要な概念である。

渦位では、アノマリーという概念が非常に大切になる。これは渦位の基本場からのずれを表す。

アノマリーがどのような構造を持つかを図示したものが下記である (Hoskins et al. (1985))。これは、孤立した軸対称な渦位のアノマリーを考え、そのアノマリーによって生成された風速と温位場を図示したものである。(Thorpe (1985) による。)

風速と温位場は前項の変換可能性の原則に沿って計算されたものである。

図 2.1.2(a) は、対流圏界面に温位の振幅 $-24K$ の形で正の渦位アノマリーを与えたときの図である。渦の中心部では圏界面が垂れ下がっている。気圧は周囲と比較して 41hPa 下がっており、相対渦度は 1.7×10^{-4} と低気圧性循環を生じている。この循環は図の通り下層まで広がっており、地表付近では、 15m/s の風が吹いている。アノマリーの上の成層圏では安定度が大きく気温は周囲と比較して高くなっており、逆に対流圏では安定度が小さく、気温は周囲よりも低くなっている。

図 2.1.2(b) は、対流圏界面に温位の振幅 $+24K$ の形で負の渦位アノマリーを与えたときの図である。渦の中心部では圏界面が盛り上がっている。気圧は周囲と比較して 13hPa 上がっており、相対渦度は -6.0×10^{-4} と高気圧性循環を生じている。この循環は (a) ほどではないが、やはり図のように下層まで広がっており、地表付近では、 6m/s の風が吹いている。アノマリーの上の成層圏では気温は周囲と比較してやや低くなっており、逆に対流圏では気温は周囲よりも高くなっている。

図 2.1.2 (a) は、上層には渦位アノマリーはなく、 1000hPa に $+10K$ の温度偏差を与えた状況を考えている。ここでは、渦位アノマリーが非常に薄い厚さの領域に大きな値を持っており、暖気の温位偏差は地表面の一点に集中した低気圧性の渦位アノマリーと対応している。気圧は地表付近で最大で、周囲と比較して 31hPa 下がっており、相対渦度も 8.0×10^{-5} と低気圧性循環を生じている。

図 2.1.2 (b) は、上層には渦位アノマリーはなく、 1000hPa に $+10K$ の温度偏差を与えた状況を考えている。(a) と同様、渦位アノマリーが非常に薄い厚さの領域に大きな値を持っている。気圧は地表付近で、周囲と比較して 18hPa 上がっており、相対渦度は -5.0×10^{-5} と高気圧性循環を生じている。

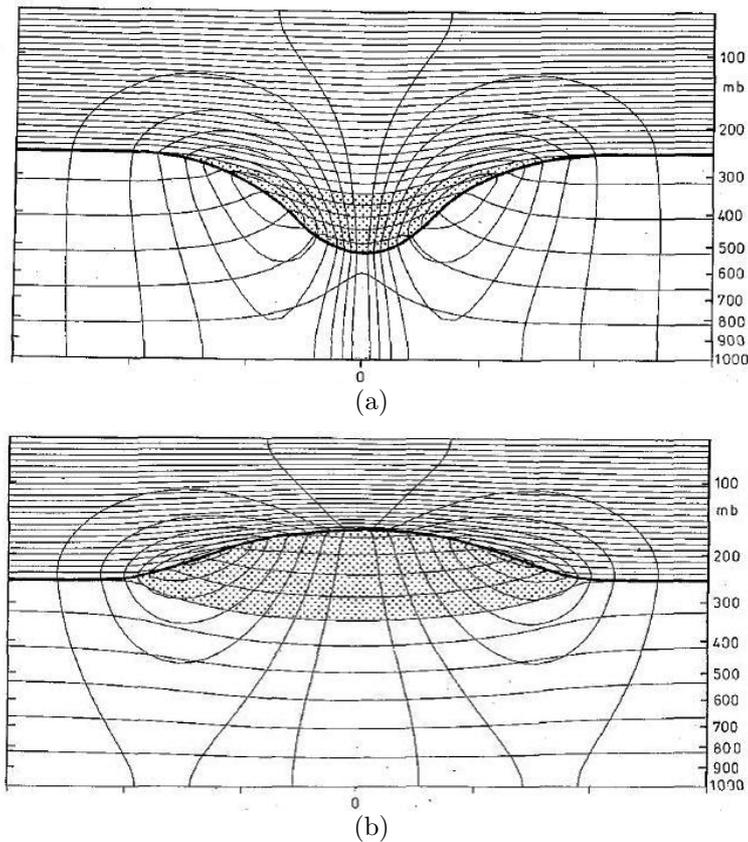


図 2.1: 対流圏界面に孤立して存在する軸対称な渦位アノマリーとそれに伴う風と温位の分布. (a) 正のアノマリー, (b) 負のアノマリーを表している. コリオリパラメタを一定とし, 静的安定度は, 成層圏の値が対流圏の値の 6 倍で一定とする. 対流圏界面の高度は 10km, 大気上端は 16.67km である. コリオリパラメタは $10^{-4} s^{-1}$ で一定とし, 等温位渦位は, $r < r_0$ で, $\frac{1}{2}A \left\{ \cos\left(\frac{\pi r}{r_0}\right) + 1 \right\}$ に沿って変化する圏界面の温位を取ることによって定義する. r_0 は 1667km である. A は, (a) で $-24K$, (b) で $+24K$ とする. ここでは $r < 2500km$ の領域のみが示されていて, 図の横軸の小さな印は, 833km である. 細い実線は, 5K ごとに引かれた等温位線と, 3m/s ごとに引かれた等風速線である. 太い実線は対流圏界面を表している. $r = 5000km$ で水平風と温位の偏差が 0 になる. (a), (b) とも, 最大風速は 21m/s である. 地表面気圧の偏差は, (a) で $-41hPa$, (b) で $+13hPa$ であり, 相対渦度の極値は, (a) で $1.7 \times 10^{-4} s^{-1}$, (b) で $-6.0 \times 10^{-5} s^{-1}$ となっている. また地表付近での最大風速は, (a) で 15m/s, (b) で 6m/s である.

図 2.1.1, 図 2.1.2 に共通することとしては, 渦位のアノマリーが存在する範囲よりも, アノマリーによって生じる風や温度の分布が広がっていると言える.

また, これは図から読み取れる性質ではないが, 渦位アノマリーによって生成さ

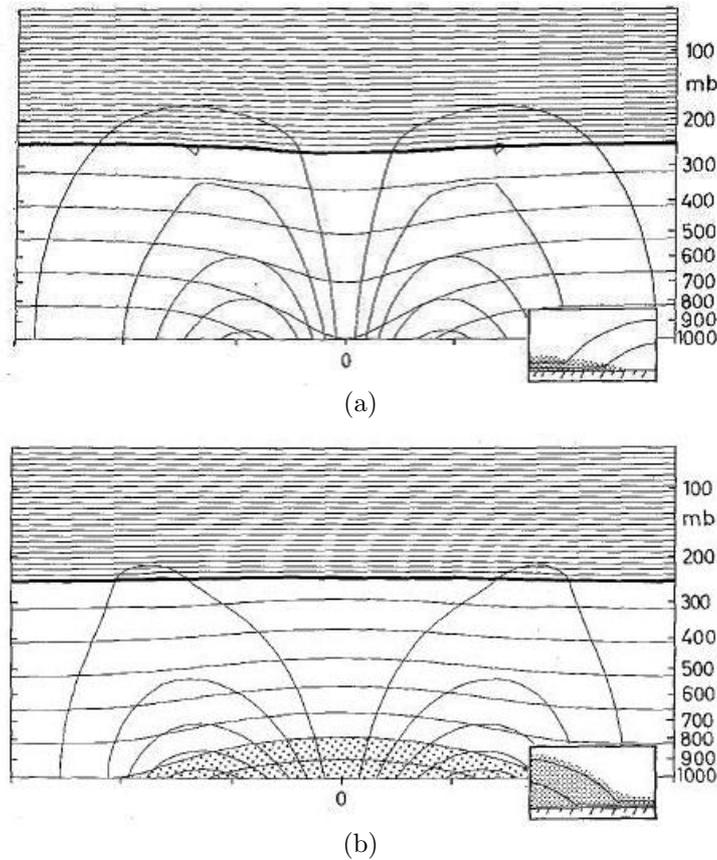


図 2.2: 地表付近に孤立して存在する軸対称な渦位アノマリーとそれに伴う風と温位の分布. (a) 正のアノマリー, (b) 負のアノマリーを表している. ここでは, 地表面付近の温位場が $r < r_0$ で, $\frac{1}{2}A \left\{ \cos\left(\frac{\pi r}{r_0}\right) + 1 \right\}$ という形で変化し, 圏界面では温位の変化はない. 振幅 A は, (a) で $+10\text{K}$, (b) で -10K とする. 細い実線は, 5K ごとに引かれた等温位線と, 3m/s ごとに引かれた等風速線である. 太い実線は対流圏界面を表している. 最大風速は (a) で 16m/s , (b) で 17m/s である. 地表面気圧の偏差は, (a) で -31hPa , (b) で $+18\text{hPa}$ であり, 相対渦度の極値は, (a) で $8.0 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$, (b) で $-5.0 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ となっている.

れた循環の水平スケールを L とすると, その鉛直スケールは, fL/N となる^{*3}. ここで f はコリオリパラメタ, N は大気安定度を示している ($N = g d(\ln\theta)/dz$). これにより, アノマリーによって生成された循環の鉛直スケールは, コリオリパラメタと大気安定度の値に左右される, ということが分かる.

安定度が大きい, あるいはコリオリパラメタが小さいと循環の鉛直スケールは小さく, 安定度の値が小さい, あるいはコリオリパラメタが大きいと循環の鉛直スケールは大きくなる.

これは, 安定度の高い成層圏では循環の鉛直スケールは小さく, 相対的に安定度の小さい対流圏では循環の鉛直スケールは大きいことを示している.

^{*3}導出は付録を参照

コリオリパラメタの影響も重要だが、それ以上に大事なものは安定度の大きさである。例えば、成層圏にある渦位アノマリーが温位面に沿って対流圏に移流したとすると、成層圏では安定度の値が大きいので、 N の値が大きく生成される循環の鉛直スケールは小さいが、それが対流圏に侵入すると、対流圏は成層圏に比べて安定度が格段に小さいため、循環の鉛直スケールが急に大きくなり、下層に影響を及ぼし、循環を生じることが考えられる。

2.2 基本場における渦位の南北勾配

ここからは、渦位の概念を用いて、不安定の生じる条件について記述する。

不安定条件は、そこに渦位フラックスの概念を導入することで得ることができる。それによって導出された関係が、

$$\int_0^{z_T} \int_{-1}^1 \rho_s \frac{\partial \Pi_0}{\partial y} \left[\frac{\partial \bar{\eta}^2}{\partial t} \right] dy dz - \int_{-1}^1 \left[\frac{L}{\varepsilon D} \left[\left(\frac{\partial z_*}{\partial y_*} \right)_{\theta_*} - \frac{\partial h_B}{\partial y_*} \right] \frac{\partial \bar{\eta}^2}{\partial t} \right]_{z=0} dy = 0 \quad (2.10)$$

である^{*4}。 ρ_s は基本場の密度、 Π_0 は基本場での渦位、 L は運動の水平スケール、 D は運動の鉛直スケール、 h_B は地形の高さ、 η は流体粒子の北向き変位である。

ここで、 $(\partial z_*/\partial y_*)_{\theta}$ は、基本場における温位面の傾きを表す。不安定が生じるためには、すなわち、 $\frac{\partial \bar{\eta}^2}{\partial t} > 0$ となるためには、地表付近で境界面の勾配と等温位面の勾配が等しくなり、渦位の南北勾配が正の領域と負の領域が存在しなければならないことを示している。

また、拡張した渦位 q_* を導入し、

$$\int_0^{z_T} \int_{y_1}^{y_2} \rho_s \overline{v q_*'} dy dz = 0 \quad (2.11)$$

が成り立つように、

$$q_*' = q' + \frac{1}{S} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \delta(z - 0_+) - \frac{1}{S} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \delta(z - z_{T-}), \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \bar{q}_*}{\partial y} = \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \frac{1}{S} \frac{\partial \theta}{\partial y} \delta(z - 0_+) - \frac{1}{S} \frac{\partial \theta}{\partial y} \delta(z - z_{T-}) \quad (2.13)$$

と定義することができる^{*5}。ここで、 $z = 0_+$ は、 $z = 0$ のすぐ上を、 $z = z_{T-}$ は、 $z = 0_+$ のすぐ下を表している。これは、渦位の擾乱がその場所にデルタ関数的に存在することが分かる。このことから、境界面付近では渦位の南北勾配が負であり、大気上層では、正であることが分かる。

この性質は、傾圧擾乱が発達することを示す上で、大切な性質である。

^{*4}導出は付録を参照

^{*5}導出は付録を参照

2.3 ロスビー波の進行と傾圧不安定

この節では、ロスビー波の進行方向について説明する。

アノマリーの項目で説明したように、渦位のアノマリーが正の値ならばそこには低気圧性の循環が生まれ、負の値ならば高気圧性の循環が生じる性質を用いて考える。

いま、渦位の南北勾配が正の場合において、流体粒子を北向きに η だけ変位させる。すると、その粒子ところの渦位は平均渦位場と比べて値が小さいことから、そのときの渦位アノマリーは負である。そのためそこでは高気圧性循環を生じる。逆に流体粒子を南向きに η だけ変位させる。すると、その粒子のところの渦位は平均渦位場と比べて値が大きいことから、そのときの渦位アノマリーは正である。そのためそこでは低気圧性循環が生成される。

この変位によって作られる渦位アノマリーによって北向き、南向きの流れが生じる。これにより、波の位相は時間とともに西向きに進む。これはロスビー波の西進の構造を表している。逆に渦位の南北勾配が負の値を持つときは、ロスビー波は東進することになる。

このように基本場の等温位渦位が南北勾配を持つ場では、ロスビー波が渦位保存則を満たす形で存在することが分かる。これまでに紹介した理論から、次のことを言うことができる。大気上層では渦位の南北勾配が正の値を持ち、境界面付近ではその値は負である。

ロスビー波は渦位の南北勾配が正の領域では西進し、負の領域では東進する性質を持つことから、大気上層では、ロスビー波は西進し、境界面付近では東進していることが分かる。

このようにロスビー波が逆向きの位相を持つとき、シア不安定により、擾乱が発達する (Sakai 1989)。

この、逆向きの位相速度を持つロスビー波の共鳴によって生じる不安定を傾圧不安定と呼ばれている。

第3章 渦位の観点で擾乱の成長を解析した過去の研究

二階堂 (1986) では、観測結果を用いて、擾乱の発達と渦位場の変化について記述している。

その二階堂 (1986) で行われた議論について紹介する。

ここでは、上層の寒冷渦が下層の前線上にある小さな低気圧とカップリングを起こし、下層の低気圧が短期間のうちに急速に発達することの一例を取り扱っている。

図 3.1 は、そのときの地上天気図で、華中から東進してきた前線を伴った低気圧が、1985 年 5 月 14 日 00Z に西日本を横断してから南岸沿いを東進している。この間、低気圧はほとんど発達せず、中心気圧は 1002 - 1004 hPa に過ぎない。しかし、5 月 15 日になると、急速に北東へ進む。15 日 00Z には十勝沖にあってすでに閉塞を始め、中心気圧は 998 hPa に低下している。更にその 12 時間後の 15 日 12Z には根室沖で発達していて、中心気圧は、12 時間のうちに 12 hPa 低下し、986

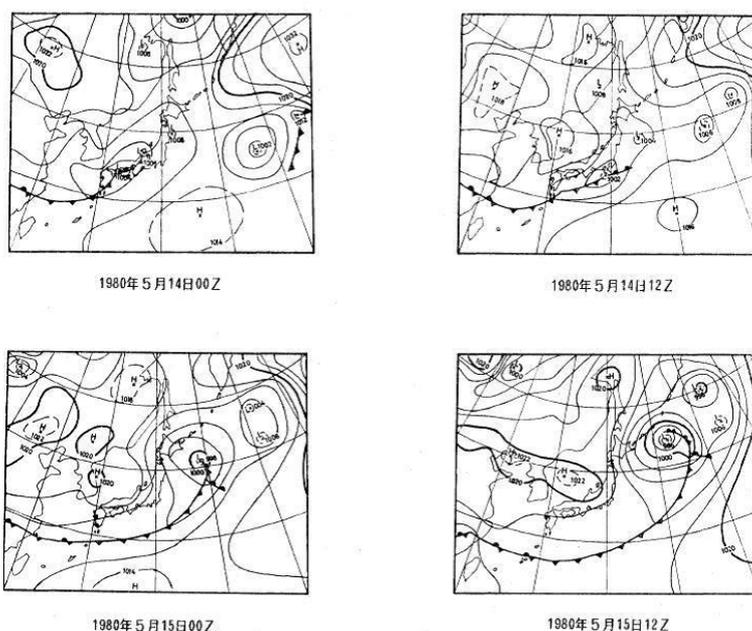


図 3.1: 1985 年 5 月 14 日 0Z から 15 日 12Z までの気圧配置. 南岸低気圧の発達が見られる.

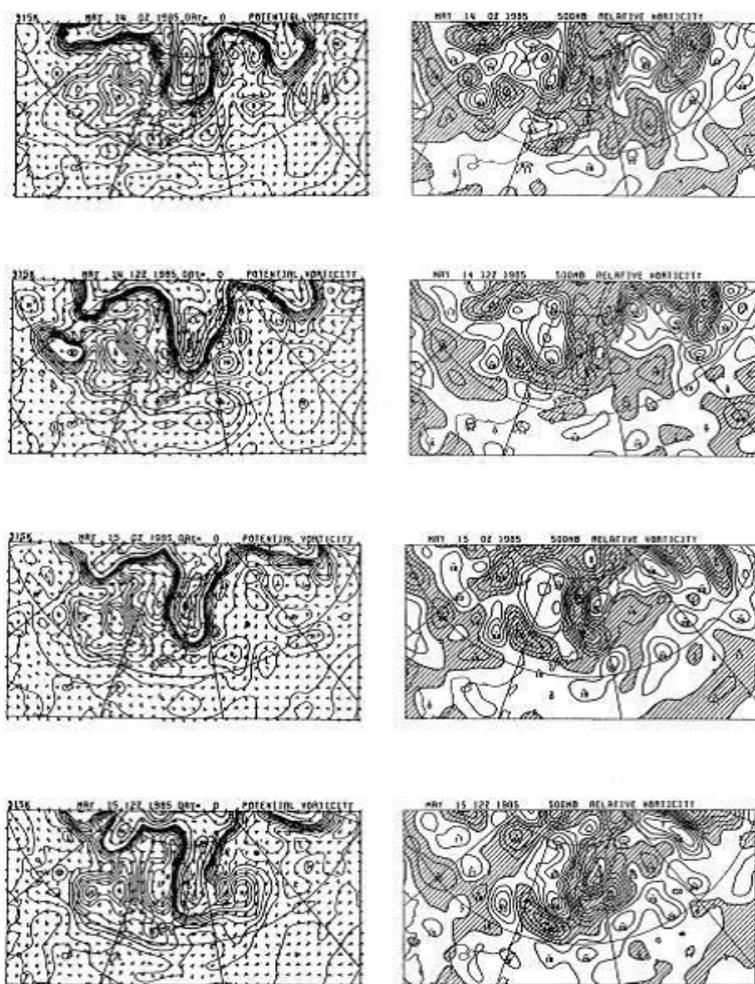


図 3.2: 5 月 14 日 0Z から 15 日 12Z までの $\theta = 315\text{K}$ の等温位面渦位分布図 (左) と 500 hPa 面渦度分布図 (右). 擾乱が発達している時間帯.

hPa になっている.

これら, 5 月 14 日から 15 日の間の状況を示した渦位分布図を図 3.2 の左側の列に示している. 前線を伴った低気圧は下層の擾乱であるため, 渦位分布図では見ることはできない. しかし 14 日 00Z に東部シベリアの北緯 60 度東経 135 度に中心のある, 正の渦位アノマリーが徐々に南下しサハリンを通過して 15 日 12Z には非常に発達した地上低気圧 (図 3.1) のすぐ後面にあたる北海道上空に入ってきているのが分かる.

では, この正の渦位アノマリーが低気圧の発達とどのような関係があるのかをより詳しく見るため, 低気圧の中心に沿って切った東西断面図を図 3.3 に示す. 図の上段の 5 月 14 日 00Z では, 低気圧は南岸の前線上にあって, 東経 140 度付近の 1000 hPa と 850 hPa に, 低気圧に対応するような反時計回りの風の水平シアが見られるが, 上層では見られないため, 低気圧は上層にまで構造を持たない下層だ

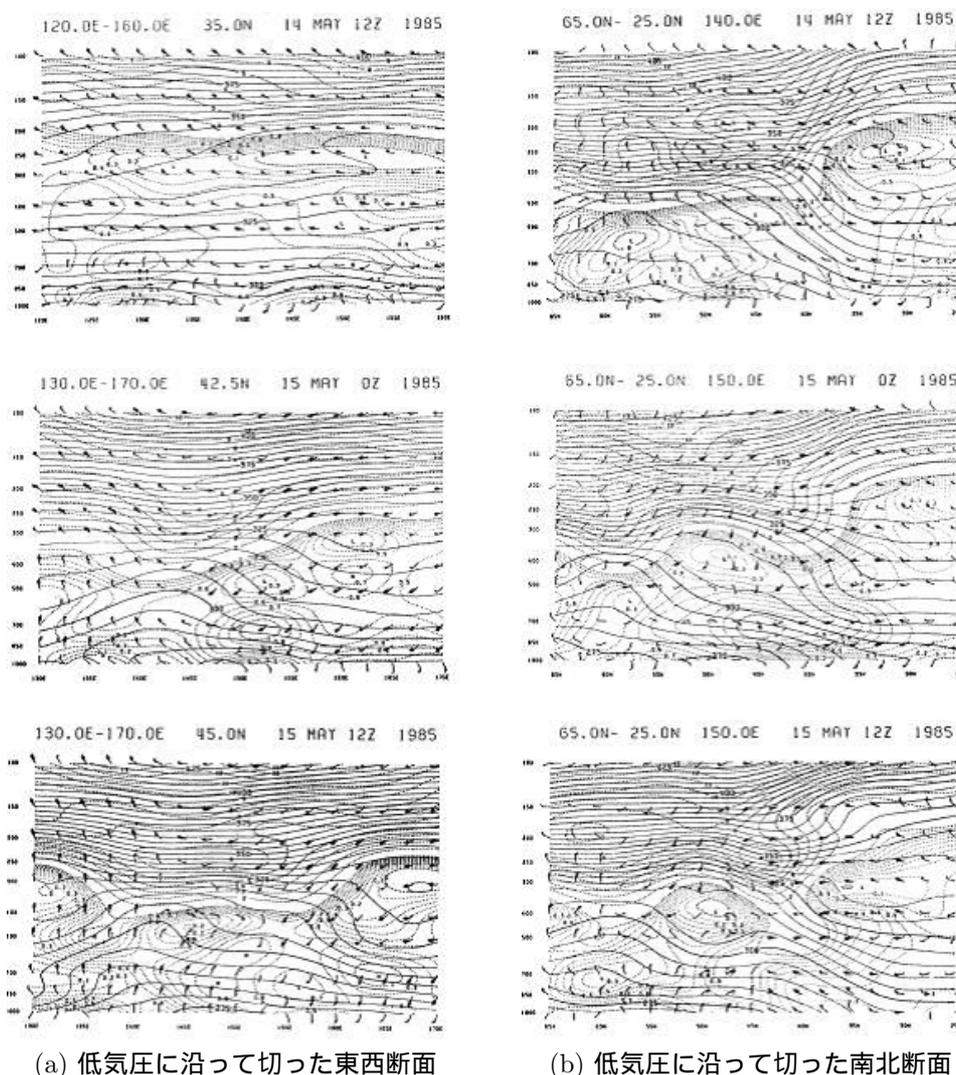


図 3.3: 南岸低気圧の中心に沿って切った東西断面図. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ, 北緯 35 度, 42.5 度, 45 度での断面図. 図中の実線は等温位線を表し単位は K. 破線は等渦位線を表し, 単位は 1PVU. また, 風速も重ねて記載してある.

けの現象であることが分かる. また, 図中に破線で示してある渦位の分布を見ても, 低気圧の上空周辺には目立った正の渦位アノマリーは見当たらない. しかし, 中段の 15 日 00Z になると, 東経 140 - 150 度の 200 - 400 hPa にかけて正の渦位アノマリーが見られ, その下には特徴的な等温位面の盛り上がりが見られる. この顕著な正の渦位アノマリーによって風の場合は下部成層圏から対流圏の広い範囲にわたって正の渦位アノマリーを中心とする低気圧性循環が形成されている.

ところで 15 日 0Z では, 東経 150 - 155 度の 700 - 850 hPa に, 上層の正の渦位アノマリーとは独立した正の渦位アノマリーがあって, 上層の High-Q によって作られた循環の南西風が吹いている場所に位置している. この下層の正の渦位アノ

マリーは十勝沖の低気圧に対応するものであり、前線帯で南西風が強いから暖気移流の大きい場所に存在していることになる。更に低気圧が大きく発達した、図下段の 15 日 12Z になると、東経 150 度付近で上層の正の渦位アノマリーと下層の正の渦位アノマリーがほぼ鉛直方向に並び、風の場合も下部成層圏から地表付近まで伸びている渦管を巡るような低気圧性循環を形成している。これがカップリングと呼ばれる状態である。

次に視点を変えて、低気圧の中心に沿った南北断面図で変化を見ることにする。図 3.3(b) の上段の 14 日 12Z の図では、300 - 325 K の等温位面は北緯 50 度以北ではほぼ一定の高度にあり、北緯 45 度から南に行くに従って勾配を持ち、下層に降りてきている。

高緯度で等温位面が水平になっているところでは、渦位の値も $2-8 \times 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$ (以後、PVU で表す) と大きい。一般に、1.5 PVU より値が大きいと成層圏の大気をあらわすので、これは成層圏の大気に属していることが分かる。一方、北緯 45 度以南の等温位面の傾いているところでは、0.4PVU まで減少し、対流圏の大気に移行している。これらの等温位面の傾いたところが前線面にあたり、成層圏と対流圏を結ぶ窓口になっている。図では、渦位の等値線が 1PVU 以上では 1PVU 毎に、それ以下では、1PVU 毎に引かれているので、その間が成層圏大気と対流圏大気の境界となっている。14 日 12Z では北緯 50 度の 250 hPa あたりに渦位の値が 8PVU という正の渦位アノマリーの中心があり、そこから等温位面に沿って北緯 40 度 400 hPa 付近まで正の渦位アノマリーが続いている。15 日 00Z になると、正の渦位アノマリーの中心は北緯 40 - 45 度まで南下してきているが、ここでもう 1 つの重要な特徴として、正の渦位アノマリーの中心の直下の北緯 45 度 700 - 800 hPa に正の渦位アノマリーが見られることである。

これは、上層の正の渦位アノマリーの等温位面とは、全く違う等温位面に属しているから、当然上層の正の渦位アノマリーから流れてきたものではない。

図 3.3 の東西断面とよく比較してみると、下層の正の渦位アノマリーは、東西断面図で上層の正の渦位アノマリーの前面にある下層の正の渦位アノマリー (十勝沖の低気圧) を指すことが分かる。15 日 12Z になると北緯 40 - 45 度で上層の High-Q は更に下降していて、1PVU の線は 500 hPa よりも下まで、5PVU の線も 300 hPa あたりまで下がって、対流圏に食い込んでいるように見える。このように、成層圏の大きな渦位を持った大気が対流圏に侵入してくる現象を tropopause folding と呼び、低気圧がカップリングして非常に発達しているときは低気圧上空で、tropopause folding がしばしば見られる。

では、以上で述べた上層の正の渦位アノマリーとのカップリングによって低気圧が発達した現象に関する一連の観測事実から立てられた仮説を紹介する。

15 日に低気圧を発達させた渦位アノマリーがそれ以前に地上に何も影響を与えなかったわけではない。12 日と 13 日の移動方向の前面に地上低気圧が見られた。しかし、これら高緯度の低気圧は南岸低気圧のような発達はしない。しかし、南岸低気圧が急発達をし始めた 15 日になると、正の渦位アノマリーの中心部よりも南

の先端部で渦度が急激に増加し, 15 日 12Z には $6 \times 10^{-5} s^{-1}$ となっている. 以上の事実は次のようにして説明できる.

最初, 正の渦位アノマリーは高緯度地方の成層圏にあった. このとき, 正の渦位アノマリーの周囲には, 低気圧性循環が形成され, 水平方向のスケールを L としたとき, 鉛直方向には fL/N の厚さを持っている. 成層圏では大気の安定度が高いから, N の値は大きく, したがって循環の厚さは薄く, 地上面まで届いていないか, あるいは届いても極弱いから, 正の渦位アノマリーの真下に発達した低気圧はできない. やがて, 正の渦位アノマリーは南下していくが, 前線帯にさしかかるまでは安定度はさほど変わっていない. 渦位は (2.8) で表されるように, (絶対渦度) \times (安定度) で定義されているから, この間, 絶対渦度は概ね保存されている. よって, 12 日から 14 日までの 500 hPa の相対渦度の増加の原因は, 南下によるコリオリパラメタの減少, つまり β 効果によるものと考えられる. 15 日になって, 正の渦位アノマリーが前線帯に入ってくると, 前線帯の傾斜した温位面に沿って正の渦位アノマリー気塊が成層圏から対流圏に降りてくる. 対流圏では成層圏よりも安定度が小さいため, N の値は小さくなり, 鉛直方向のスケールは, fL/N は大きくなる. 言い換えると, 正の渦位アノマリーは対流圏に入って鉛直方向に伸縮する. この結果, 渦位の保存性より, 安定度の減少した分を補うように, 絶対渦度は急増して, 第 21 図の中段に見られるように正の渦位アノマリーによって生成された強い低気圧性循環がそれを取り巻くように対流圏全体に形作られる.

以上が二階堂 (1986) の観測結果に基づいた渦位場の変化による低気圧の発達についての考察である.

第4章 モデルの概要

本研究では、傾圧不安定場で生じる擾乱の発達の数値実験を行った。その実験設定について記述する。

dcpam で行った計算設定を記述する。

座標系 / 離散化の方法

座標系は、経度を λ 、緯度を ϕ 、鉛直方向には、 $\sigma \equiv \frac{p}{p_s}$ を取る。

離散化は、水平方向にはスペクトル法を、鉛直方向には差分法を用いている。

支配方程式

支配方程式は、乾燥断熱でシグマ座標でのプリミティブ方程式を用いている。詳細は、dcpam ドキュメント (<http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>) を参考にされたい。

なお、条件を簡単化するため、物理過程は考えていない。

境界条件

境界条件は以下のように設定している。

$$\frac{d\sigma}{dt} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1. \quad (4.1)$$

計算設定

計算設定は以下のようにした。

解像度と時間ステップ

解像度	T21L20	T42L20	T85L20	T170L20	T341L20
時間ステップ	60 分	30 分	15 分	7.5 分	3.75 分

計算結果の解像度依存性については、付録に詳細を掲載しておく。Polvani et al. (2004) でも上記の解像度で計算を行った結果の比較をしており、それによると、

T170L20 以上では、ほぼ結果に差は見られない、との結論を出している。本論文でも比較を行い、同様の結果を得た。

そのため、今後の計算結果で示す図は全て T170L20 の解像度で行った結果を掲載することとしている。

拡散係数

拡散係数は、Polvani et al.(2004) に倣い、解像度に関わらず、次数：2、拡散係数： $7.0 \times 10^5 \text{m}^2/\text{s}^{-1}$ で一定としている。

初期条件

初期条件の設定は、Polvani et al. (2004) と同じで以下のようにしている。
 先ず、風速 $u(\phi, p)$ は以下のように決める。

$$u(\phi, p) = \begin{cases} u_0 \sin^3(\pi\mu^2) F(z) & \text{for } \phi > 0 \\ 0 & \text{for } \phi < 0. \end{cases} \quad (4.2)$$

ここで、 $\mu \equiv \sin\phi$, $z \equiv -H \log(p/p_0)$ であり、 $F(z)$ は次のような形を取る。

$$F(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh^3 \left(\frac{z - z_0}{\Delta z_0} \right) \right] \sin \left(\frac{\pi z}{z_1} \right). \quad (4.3)$$

なお、各パラメタの値は下の表を参考にされたい。

次に温度場は以下のように決める。

$$T(\phi, z) = \int^{\phi} \frac{\partial T(\phi', z)}{\partial \phi'} d\phi' + T_0(z). \quad (4.4)$$

いま、 $f = 2\Omega \sin \phi$ である。ここで、

$$\frac{\partial T(\phi, z)}{\partial \phi} = -HR^{-1}(af + 2u \tan \phi) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.5)$$

である。また、 $T_0(z)$ は、各層で $T(\phi, z)$ の全球平均が T_{US} (U.S. Standard Atmosphere, 1976) に等しくなるように選ばれる。 T_{US} については付録を参照。

これを図示したものが、図 4.1 である。

なお、各パラメタの値は下の表 4.1 を参考にされたい。

以上のような基本場を考えている。

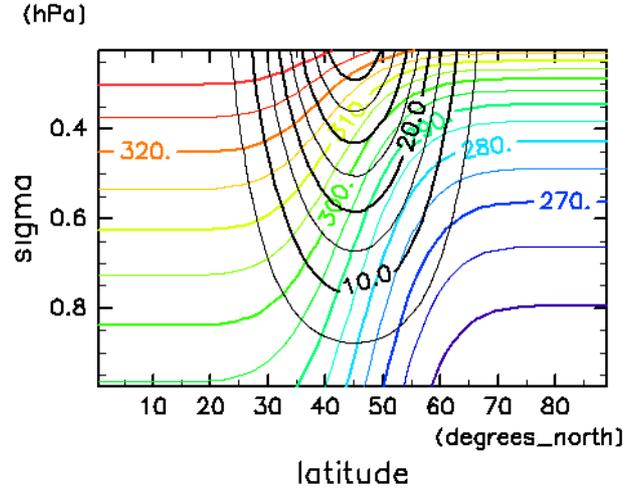


図 4.1: 初期の温位場と風速場を東西平均した図. 横軸は緯度 (北緯 0-90 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.2$). 色つきのコンターが等温位線, 黒色のコンターが等風速線.

パラメタ	値	単位	パラメタ	値	単位
g	9.806	m/s ²	Δz_0	5	km
a	6.371×10^6	m	z_0	22	km
Ω	7.292×10^{-5}	1/s	z_1	30	km
R	287	J/(kg · K)	\hat{T}	1	K
p_0	10^5	Pa	λ_0	0	rad
H	7.34	km	ϕ_0	$\pi/4$	rad
u_0	50	m/s	α	1/3	
β	1/6		ν	7.0×10^5	m ² /s ⁻¹

表 4.1: Polvani et al. (2004) の設定におけるパラメタをまとめた表.

この基本場に対して、以下の擾乱を加えることにする.

$$T'(\lambda, \phi) = \hat{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta}\right) \quad (4.6)$$

for $-\pi < \lambda < \pi$.

Polvani et al. (2004) では、各層に擾乱を与える設定となっている.

第5章 計算結果

傾圧不安定場での擾乱の時間発展を計算した。擾乱の与え方は以下の4通りを行った。

- 鉛直層全てに擾乱を与える (Polvani et al. (2004))
- 擾乱を対流圏上層 (11km) のみに与える
- 擾乱を対流圏下層 (0km) のみに与える
- 擾乱を対流圏上層 (11km) と下層 (0km) に与える

この結果、どの場合においても北緯 45 度と北緯 60 度付近で擾乱が最も成長することが確認されたため、以下の実験では北緯 45 度と北緯 60 度での場の変化に着目している。また、各場合とも最も成長している期間を選んで結果を掲載した。これらを前提とし、擾乱の時間発展について以下を解析した。

1. 北緯 45 度での渦位場の変動
 - (a) 対流圏上層 ($\theta = 340K$ の等温位面) での渦位場
 - (b) 地表付近 ($\sigma = 0.75$) での温位場
2. 北緯 60 度での渦位場の変動
 - (a) 対流圏上層 ($\theta = 340K$ の等温位面) での渦位場
 - (b) 地表付近 ($\sigma = 0.75$) での温位場
3. 対流圏中層での擾乱の時間発展
 - (a) 対流圏中層 ($\theta = 300K$ の等温位面) での渦位場
 - (b) 地表付近 ($\sigma = 0.52$ の等 σ 面) での渦度場
4. 対流圏下層での擾乱の時間発展 1
 - (a) 対流圏下層 ($\theta = 280K$ の等温位面) での渦位場
 - (b) 地表付近 ($\sigma = 0.75$ の等 σ 面) での渦度場

5. 対流圏下層での擾乱の時間発展 2
 - (a) 地表付近 ($\sigma = 0.75$ の等 σ 面) での気圧場
 - (b) 地表付近 ($\sigma = 0.75$ の等 σ 面) での温度場
6. 東西-鉛直断面 (北緯 45 度) での渦位/温位場と渦度場の変動
 - (a) 渦位場と温位場を重ねたもの
 - (b) 渦度場
7. 東西-鉛直断面 (北緯 60 度) での渦位/温位場と渦度場の変動
 - (a) 渦位場と温位場を重ねた図
 - (b) 渦度場
8. 南北-鉛直断面での渦位/温位場と渦度場の変動
 - (a) 渦位場と温位場を重ねた図
 - (b) 渦度場

1, 2 では対流圏上層と下層での渦位アノマリーの時間変化を示している。上に突起している部分は正のアノマリーを示し、下に突起している部分は負のアノマリーを示す。2.1 節より、下層の渦位アノマリーは地表面の温位分布に対応しているため、下層の渦位アノマリーの分布については、温度の変動により表している。

解析の中で時間とともに振幅が大きくなっているのは、2.4 節で示したようにシアー流中で上層と下層のロスビー波が相互作用しているためであると考えられる。

3, 4 では、温位面上での渦位分布の時間変化とそのときの渦度場の変化を表している。3(a), 4(a) は中緯度でのそれぞれ対流圏中層と下層を表している。3(b), 4(b) は中層と下層の渦度場である。

5 は下層での気圧場と温度場の時間変化を記述した。

6, 7 は東西-鉛直断面 (北緯 45, 60 度) で見た渦位分布と温位分布の変化を表している。断面の範囲となる経度は、擾乱の時間発展の見られる場所を選んだため、各実験設定ごとに異なっている。

8 は南北-鉛直断面で見た渦位分布と温位分布の変化を表している。断面を取る経度は、擾乱の時間発展の見られる場所を選んだため、各時間ごとに見た断面は異なっている。また断面の範囲となる緯度は、北緯 15 - 80 度の範囲で解析している。

5.1 Polvani et al. (2004) の設定による実験

ここでは擾乱を Polvani et al. (2004) の設定に従って与えた場合を考える。このときは 10 日目から 14 日目で擾乱が最も発達している。

10 日目に、北緯 45 度、60 度ともに、上層には、経度 90 度、140 度、200 度付近に正の渦位アノマリー (以後、アノマリー A1,A2,A3) が見られ、下層には、経度 110 度、160 度、220 度付近に正の温度偏差 (以後、アノマリー B1,B2,B3) が見られる (図 5.1, 図 5.2). A1 と B1 はこの時点でアノマリーの値が最も大きくなっており、これ以上大きくならないが、その他のアノマリーについては時間とともにその値が大きくなっていく。

位相の位置は、A1 と B1, A2 と B2, A3 と B3 の組み合わせでそれぞれ、下層の波の位置が上層の波よりも $1/4$ 波長だけ東にずれて互いに強め合う位置にあり、位相速度もほぼ近くなっていることから、このときロスビー波の共鳴が起きていると考えられる。A2 と B2 は 11-12 日目にかけて最も振幅が大きくなり、A3 と B3 は 12-13 日目にかけて最も振幅が大きくなっている。

このときの対流圏中層と下層の場を表したのが、図 5.3, 図 5.4, 図 5.5 である。

この期間の時間変化を等温位面上からみた渦位場の時間変化で見たものが図 5.3(左) である。ロスビー波の共鳴により、波の振幅は大きくなるため、正の渦位アノマリーは等温位面に沿って南下する度合いが大きくなる。温位面の南北傾度は、南に行くほど下向きに傾いているので、南下するにつれて渦位アノマリーも下降する。ここでは 1.5 PVU 以上は成層圏、1 PVU 以下は対流圏を示しているとする。成層圏にあった大気が擾乱の発達で南下することにより対流圏に入っている。1.5 PVU のコンターで見ると、A2 については 11-12 日目に、A3 のところでは 12-13 日目で北緯 45-50 度付近まで南下し、渦位の高い値を持つ空気が対流圏中層まで侵入していることが予想される (これについては後の南北断面図の考察の際に詳しく述べる)。渦位によって生じる波の鉛直スケールは先に示したように fL/N であるから、安定度は対流圏の方が成層圏に比べて非常に小さいので、対流圏に入ることによって鉛直スケールは大きくなる。結果としてその空気の持つ相対渦度は強められると解釈できる。

その効果が分かるのは図 5.3(右), 図 5.4(右) である。そのときの A2 と B2 が生成する循環に着目する。対流圏中層の循環を表した、図 5.3 の右図を見ると、11 - 12 日目には経度 160 - 180 度にかけて、A2 と B2 の共鳴によって生じたと思われる循環が見られる。下層では、図 5.4 によると、12- 13 日目にかけて経度 180 度付近にて正の渦度の値が最も大きくなっている。そのとき地表付近の気圧場と温度場の状況は、図 5.5 より、強い低気圧が生じ、暖気移流が強まっていることが示される。

A3 と B3 の共鳴によって生じている擾乱の発達も同様に確認することができる。

また図 5.2 より、北緯 60 度では特に、12 - 13 日目の間で地表付近の波の振幅が急速に強まっており、そのことが図 5.4 から分かるように擾乱の急速な成長に繋がっていることが見て取れる。

なお、A2, A3 と比較して A1 は突起状の部分の幅が広いため、その空気が誘起する渦度場の大きさも大きくなっていることが分かる。

さらに今度は、擾乱の発達した領域を切り出してその時間変化を、東西断面と南

北断面で調べることにする。ここでは特に A2 によって生じる擾乱の発達に注目したため、図 5.6 と図 5.7 では、経度を 130 - 230 度の範囲で切り出して掲載している。

北緯 45 度における擾乱の発達に関してみると、10 日の時点では、対流圏上層には経度 145 度付近に渦位のアノマリーが存在し、それによって生成された正渦度の中心領域 (値が $4.0 \times 10^{-5} s^{-1}$ 以上の領域) は、 $\sigma = 0.4$ の高度に存在する。このとき、下層の渦は強い値を示していない。しかし上層で渦度の値の大きい領域は時間とともに下降し、中下層で擾乱の最も発達している 11-12 日目になると最大 $\sigma = 0.55$ のあたりまで下降している。これは温位面上を渦位の値の大きい空気が下降していることと一致しており、それによって下層に存在している小さな擾乱と相互作用し、下層にある循環が強化されている様子を見ることができる。

北緯 60 度での断面図では渦の強化の様子がより鮮明に描かれている。北緯 60 度の図の方では、カップリングする前の下層の擾乱がより強くなっている。

では今度はこのときの南北断面を見ると、次のようになっている図 5.8。これは、A2 と B2 のアノマリーによって生じる擾乱の発達に着目したため、各経度断面は擾乱の中心で取っている。

10 日目の時点では北緯 40 度付近で水平温度傾度が大きくなり、そこでの渦位の値の勾配が大きくなっていることが確認できる。北緯 40 度付近では時間とともに渦位の値の大きい領域が下降しており、それにしたがって渦位の値の勾配は大きくなっている。最も下降しているのは 12 日目で、そのとき渦度の値の大きい領域も最も下降している。

またこのときは北緯 60 度でも渦位の値の大きな領域の下降がみられる。こちらは 10 日目にはほとんど見られず温位面の集中も存在しないが、12 - 13 日にかけて温位面の勾配が急になり、渦位の値の大きな領域が急速に下降する。

このとき、地表付近では擾乱が最も発達している様子が見られる。

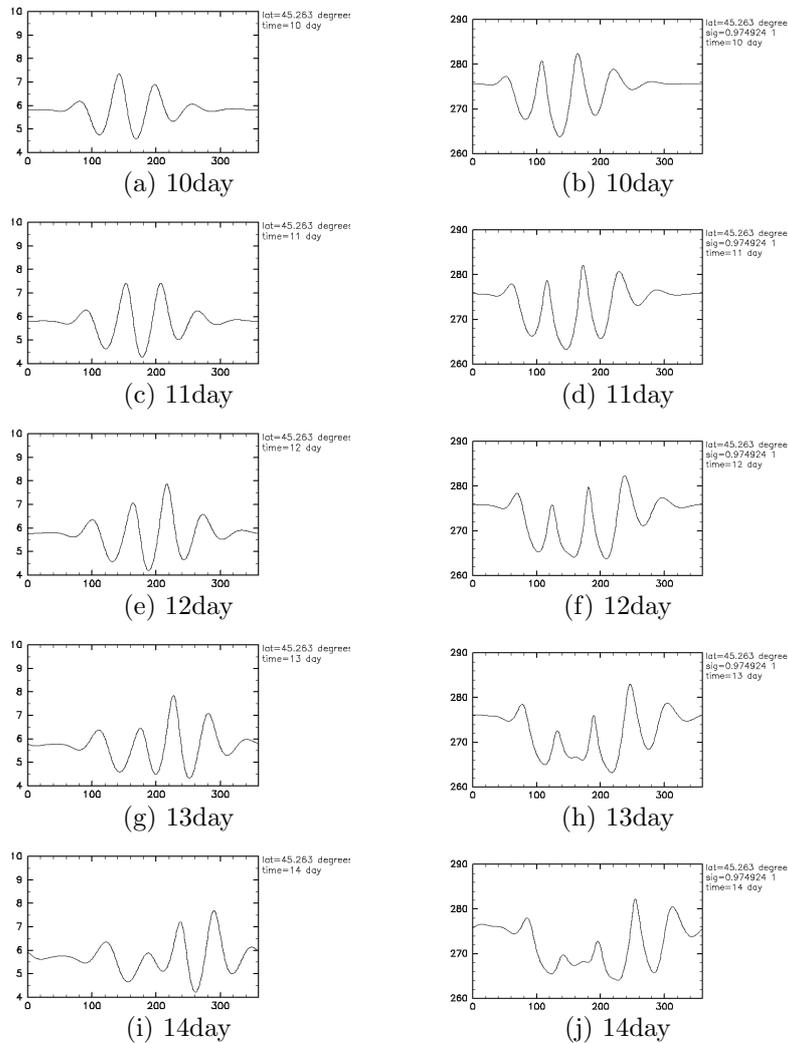


図 5.1: Polvani et al. (2004) の設定で、北緯 45 度における、10 日目から 14 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化。左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している。横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す。

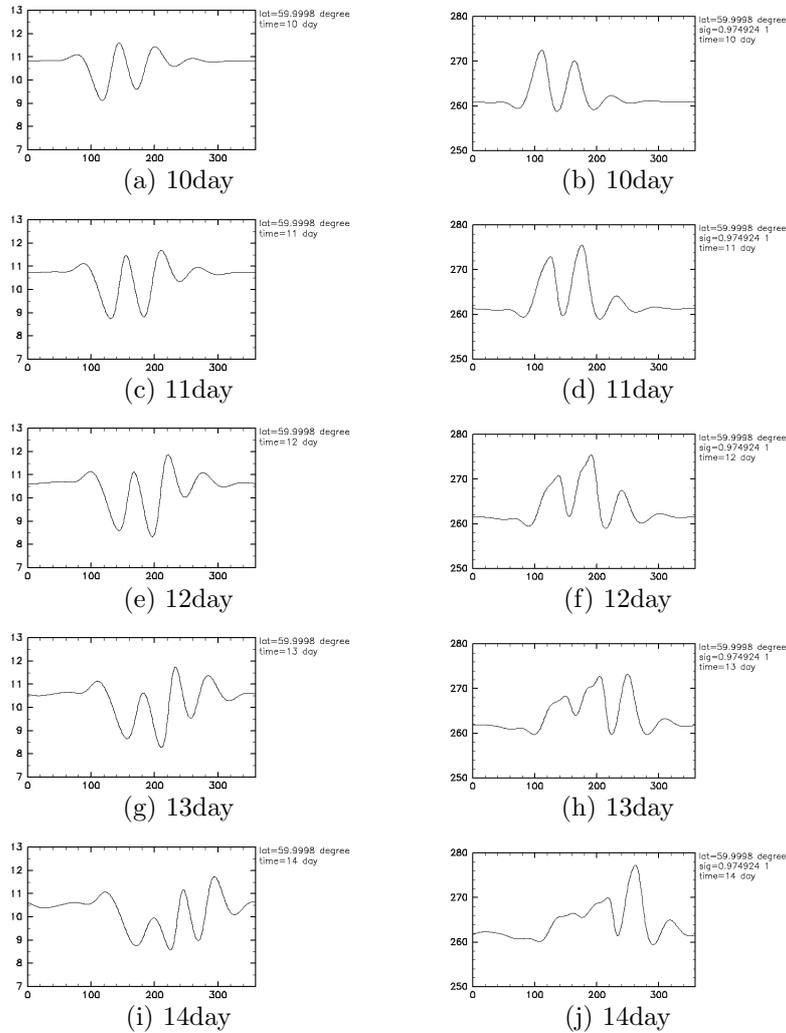


図 5.2: Polvani et al. (2004) の設定で、北緯 60 度における、10 日目から 14 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

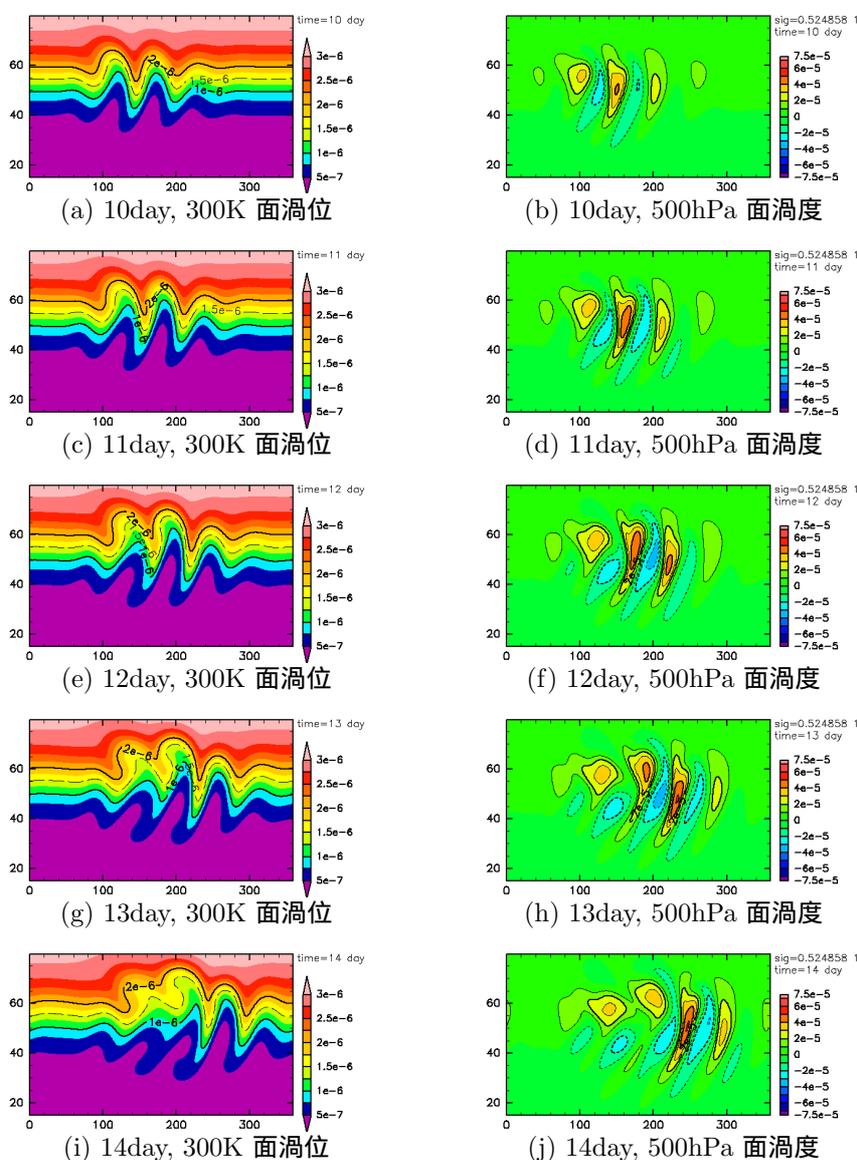


図 5.3: Polvani et al. (2004) の設定で、10 日目から 14 日までの 300K 面渦位場 (左) と 500hPa 面渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

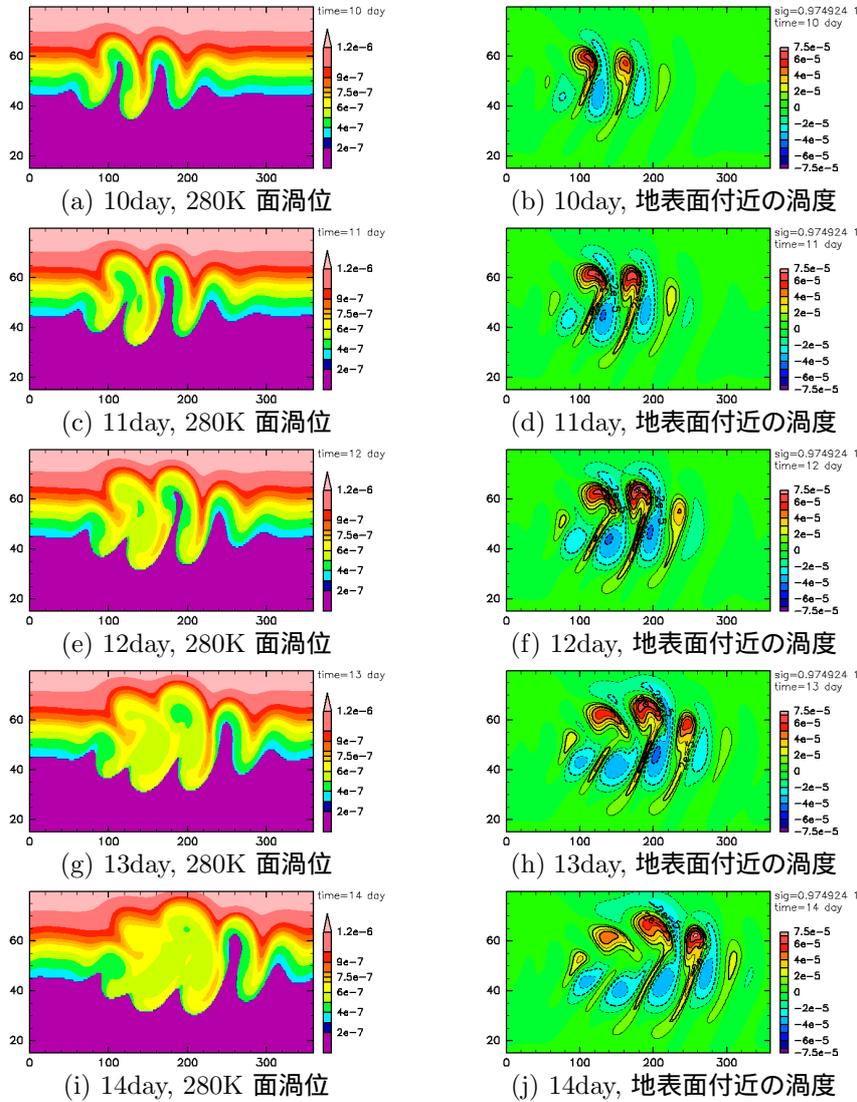


図 5.4: Polvani et al. (2004) の設定で、10 日目から 14 日までの 280K 面渦位場 (左) と 地表面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは、1PVU と 2PVU に実線を、1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は、 $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

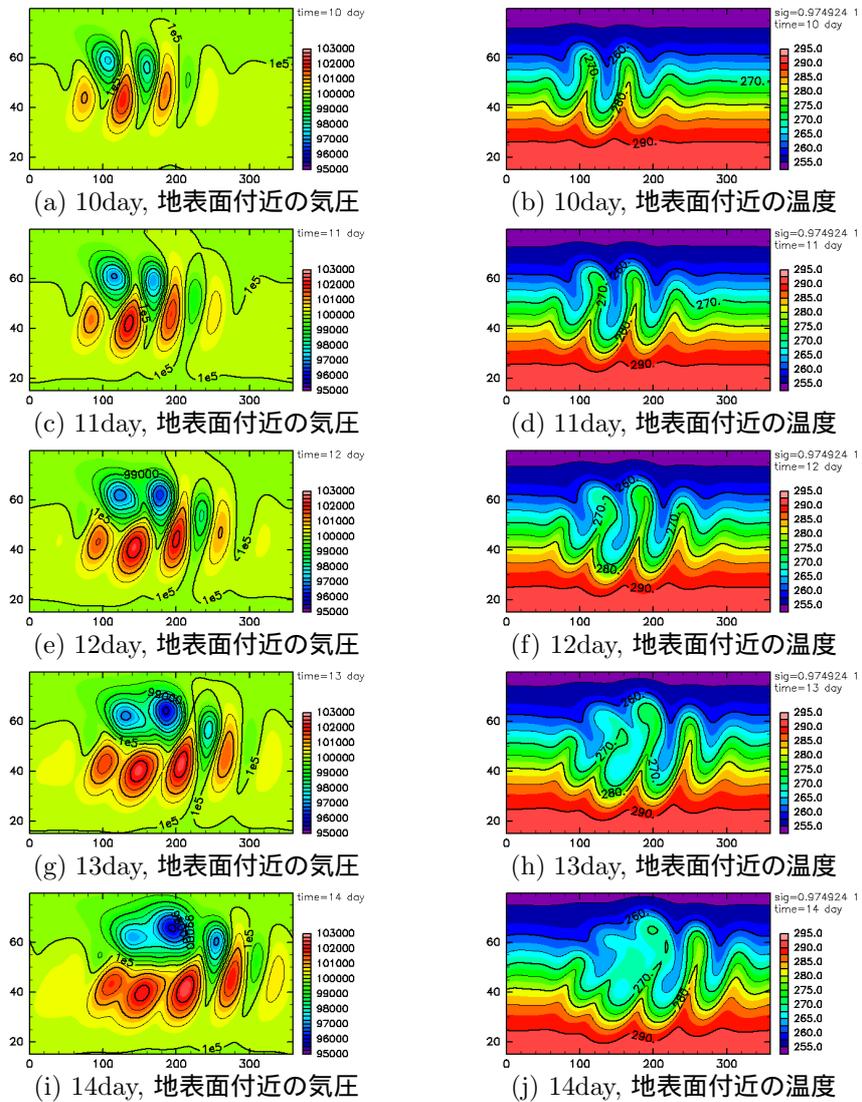


図 5.5: Polvani et al. (2004) の設定で, 地表面付近における, 10 日目から 14 日までの気圧場 (左), 温度場 (右) の時間変化. 気圧場は等値線の間隔は, 2.5×10^2 hPa. 温度場の等値線の間隔は, 2.5K. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度).

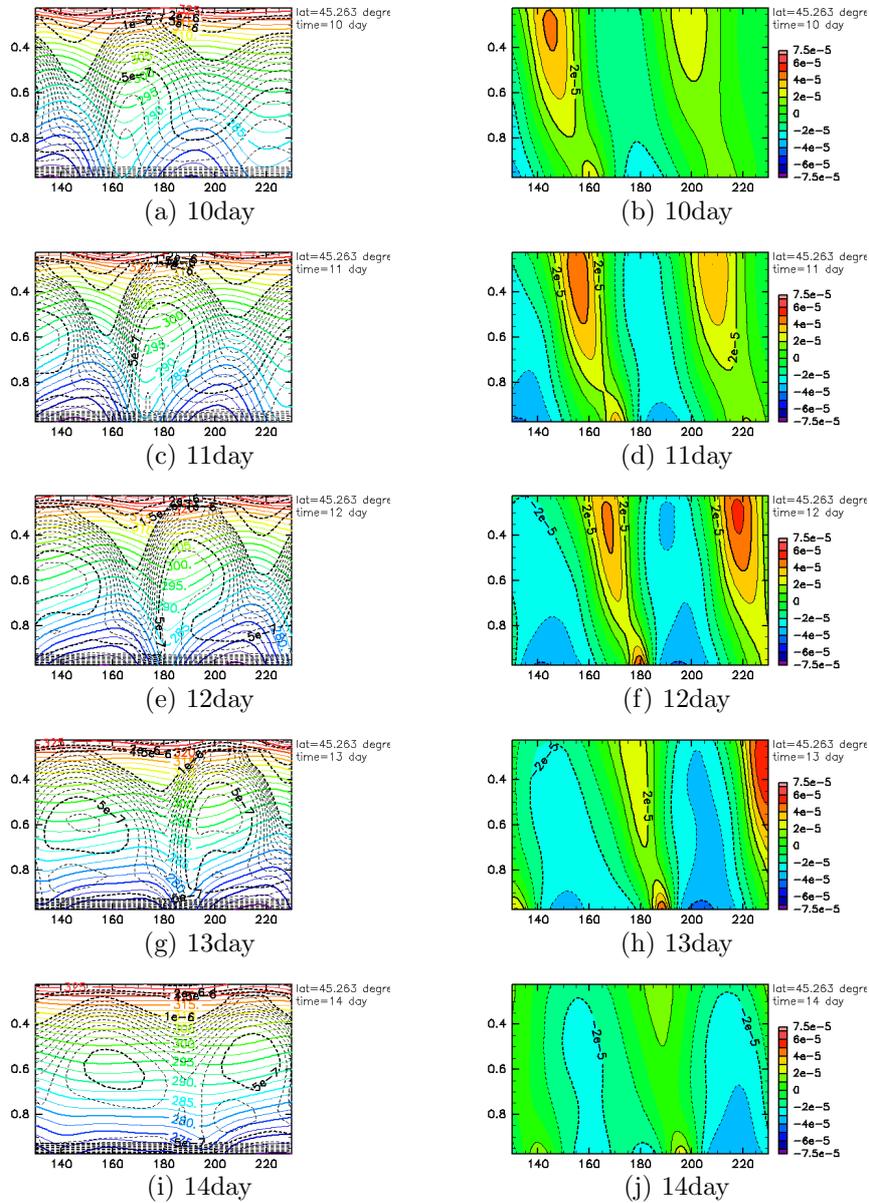


図 5.6: Polvani et al. (2004) の設定で、北緯 45 度において、10 日目から 14 日までの東西断面図。 (左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。 渦位は黒実線で表される。 コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。 温位は色つき実線。 コンター間隔は 2.5 K. 渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$. とともに横軸は経度 (130-230 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$).

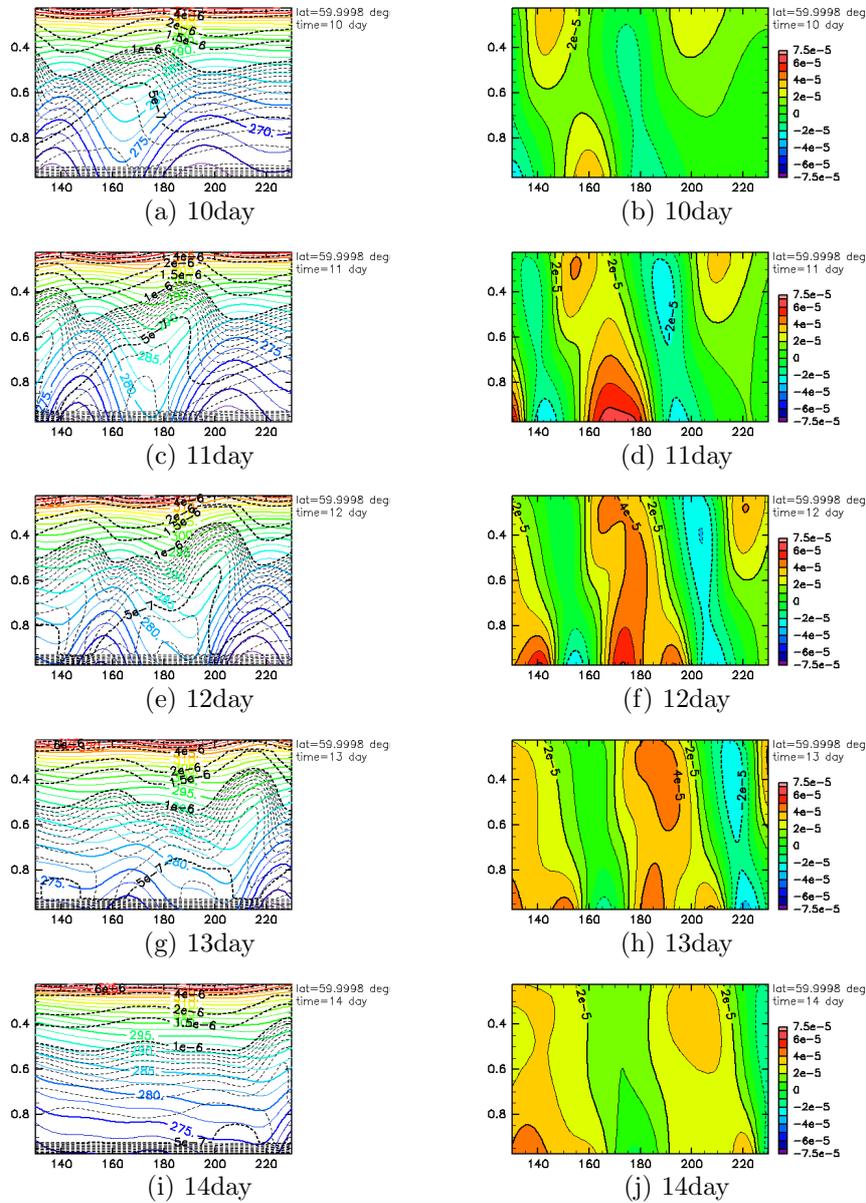


図 5.7: Polvani et al. (2004) の設定で、北緯 60 度において、10 日目から 14 日までの東西断面図. (左) は渦位と温位の場合, (右) は渦度場の時間変化. 渦位は黒実線で表される. コンター間隔は, 1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている. 温位は色つき実線. コンター間隔は 2.5 K. 渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$. とともに横軸は経度 (130-230 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$).

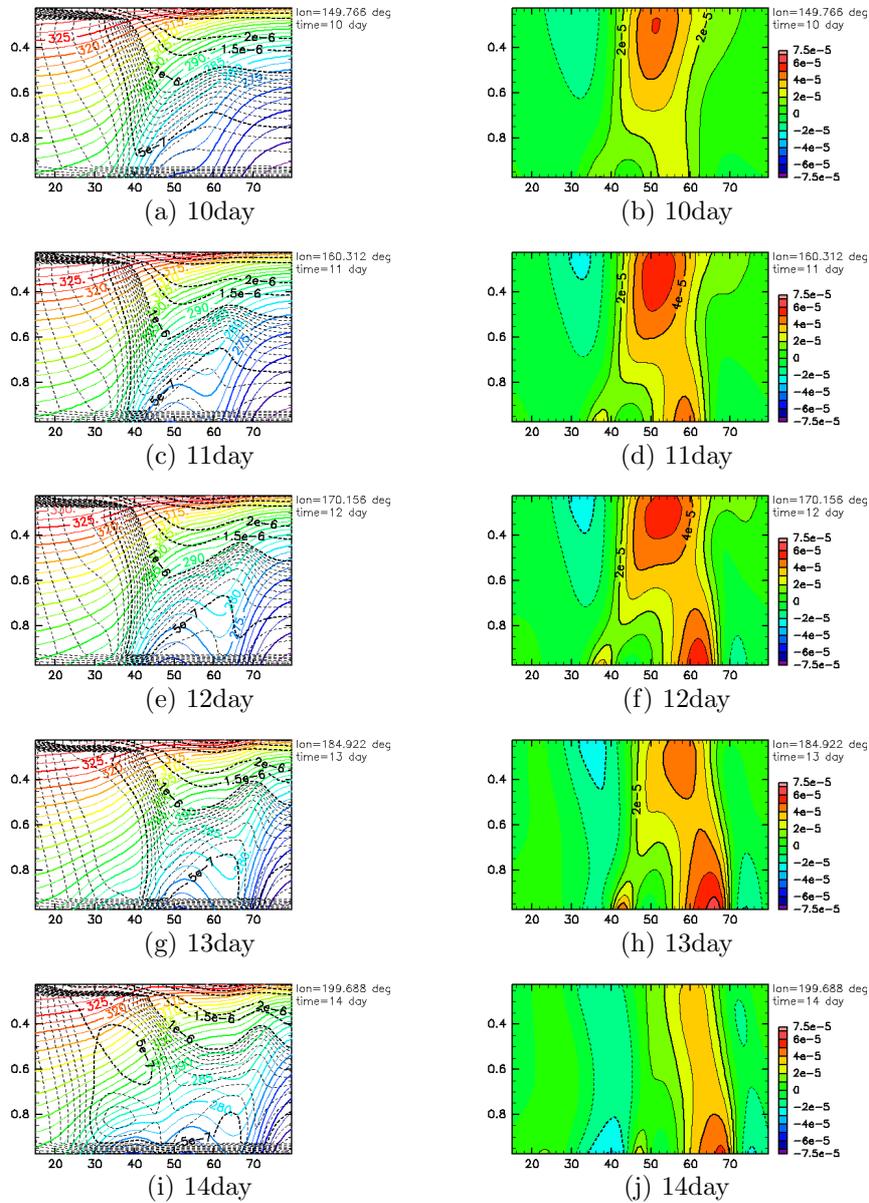


図 5.8: Polvani et al. (2004) の設定で, 10 日目から 14 日までの南北断面図. (左) は渦位と温位の場合, (右) は渦度場の時間変化. 渦位は黒実線で表される. コンター間隔は, 1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5,2.0,4.0,6.0 PVU で引いている. 温位は色つき実線. コンター間隔は 2.5 K. 渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} s^{-1}$. とともに横軸は緯度 (15-80 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$).

5.2 位相の位置, 置き方に变化を加えた場合

ここからは, Polvani et al. (2004) の位相の位置に变化を加え, それにより, 上下の波の作用が擾乱の発達にどれほど影響しているかを調べる.

5.2.1 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた場合

まずは, 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた場合を記述する. ここでは, 擾乱を対流圏界面 (高度 11km) に与えることとする.

期間は擾乱の発達が一番見られた 20 - 24 日目を取り出している.

基本的に発達の仕方については変わらないが, 上層下層とも, 渦位アノマリーの最大値は Polvani et al. (2004) の設定と比較して小さくなっている. また, Polvani et al. (2004) の設定では 10 日目前後で既に振幅が積分時間の中で最大になっているのに対し,

一番渦位アノマリーが大きくなった 20 日以降, 上層では経度 180 度, 240 度, 300 度付近に正の渦位アノマリー (以後, アノマリー C1, C2, C3) が見られ, 下層では経度 200 度, 260 度, 320 度付近に正の温度偏差 (以後, アノマリー D1, D2, D3) が見られる (図 5.9, 図 5.10).

C2, D2 は 20 - 22 日目にかけてアノマリーの値が大きくなり, C3, D3 は 21 - 23 日目にかけてアノマリーの値が大きくなっている.

このとき, 500 hPa 面の渦度場は, 北緯 45 度においてアノマリーが生じている箇所循環が生じ, 下層の擾乱を表す地表付近の渦度場は, D2 に対しては 22 - 23 日目, D3 に対しては 23 - 24 日目にかけて擾乱が成長している (図 5.11, 図 5.12). これに伴って地表面気圧も低下し, 温度移流も見られるが, Polvani et al. (2004) の実験ほど擾乱は成長していないことが分かる (図 5.13).

この場合には振幅が最大に成長するまでに 20 日程度かかっている. これは, 擾乱を上層にしか与えていないため, その波が成長し, 下層にロスビー波が発生し, それと相互作用するまでに時間がかかっているものと思われる.

この期間を東西方向と南北方向の断面で見たものが, 図 5.6, 図 5.7, 図 5.16 である. 東西断面では, 上層と下層のアノマリーの位置が Polvani et al. (2004) の設定の実験のときと比べて離れている様子が見られる. 南北断面でも温位面の集中帯で等渦位線の垂れ下がり, Polvani et al. (2004) の設定による実験と比べて小さい.

これは擾乱が上層のみにあることで, 全層に与えたときと比べてロスビー波の振幅が小さく, それにより渦位の大きい値を持つ領域が南下しにくかったことが原因であると推測される.

5.2.2 初期擾乱を下層のみに与えた場合

次に, 初期擾乱を下層のみに与えた場合を記述する. ここでは, 擾乱を地表 (高度 0km) に与えることとする.

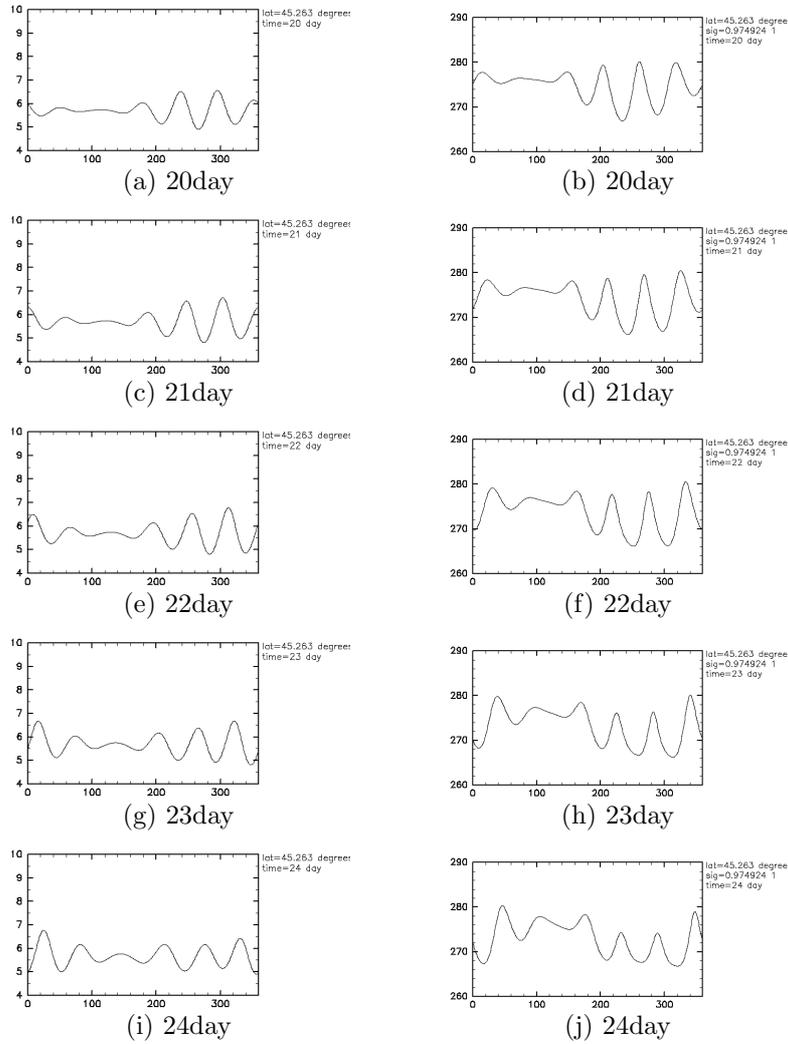


図 5.9: 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた設定で、北緯 45 度における、20 日目から 24 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

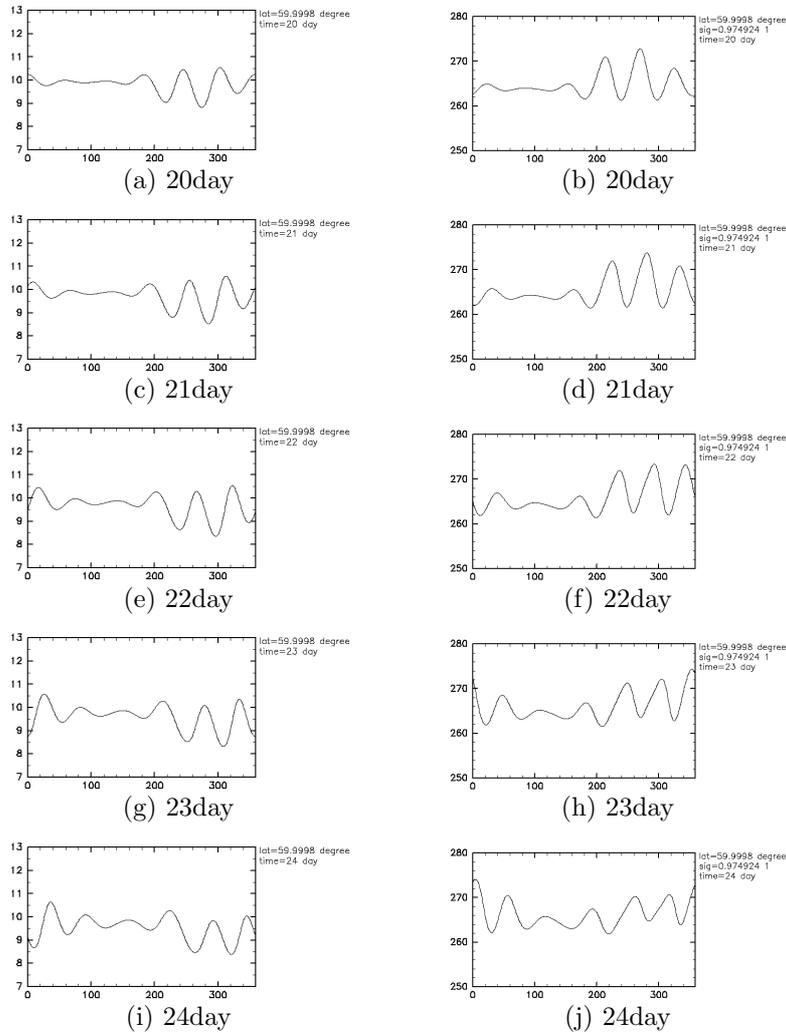


図 5.10: 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた設定で、北緯 60 度における、20 日目から 24 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

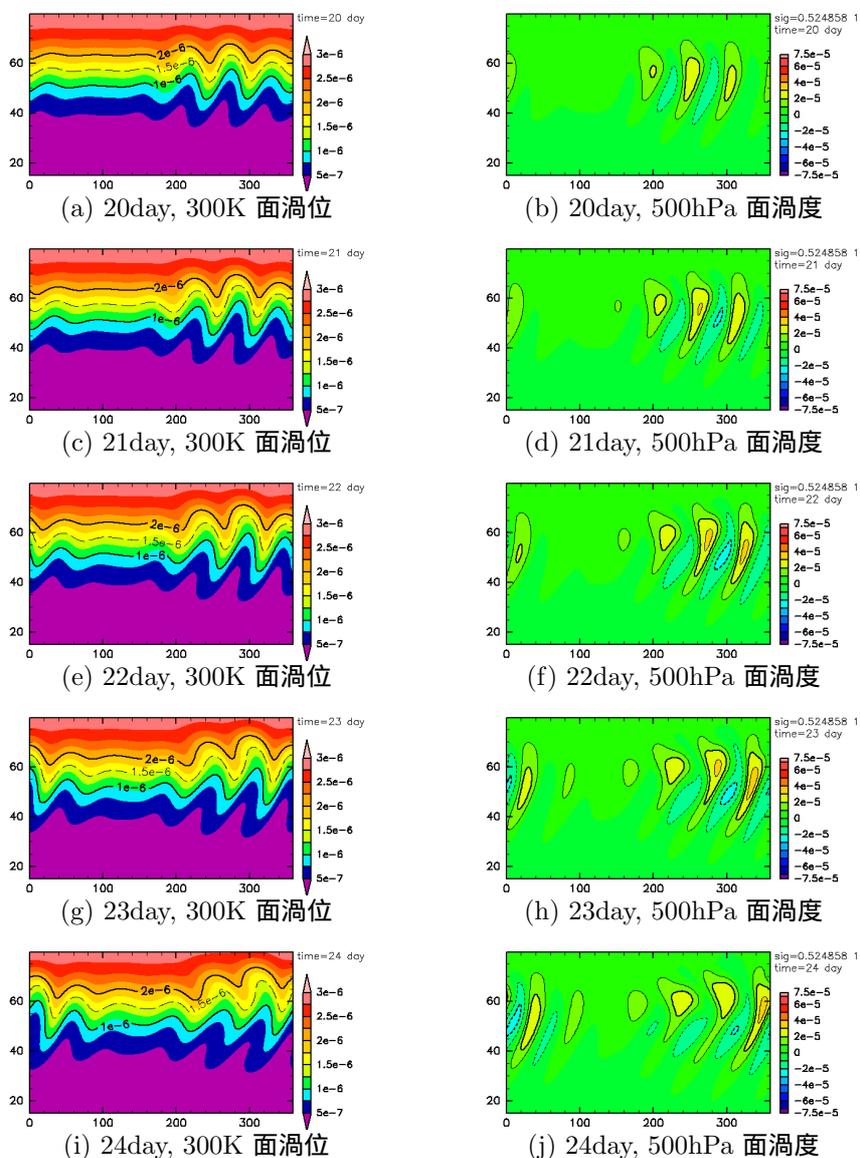


図 5.11: 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた設定設定で, 20 日目から 24 日までの 300K 面渦位場 (左) と 500 hPa 面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

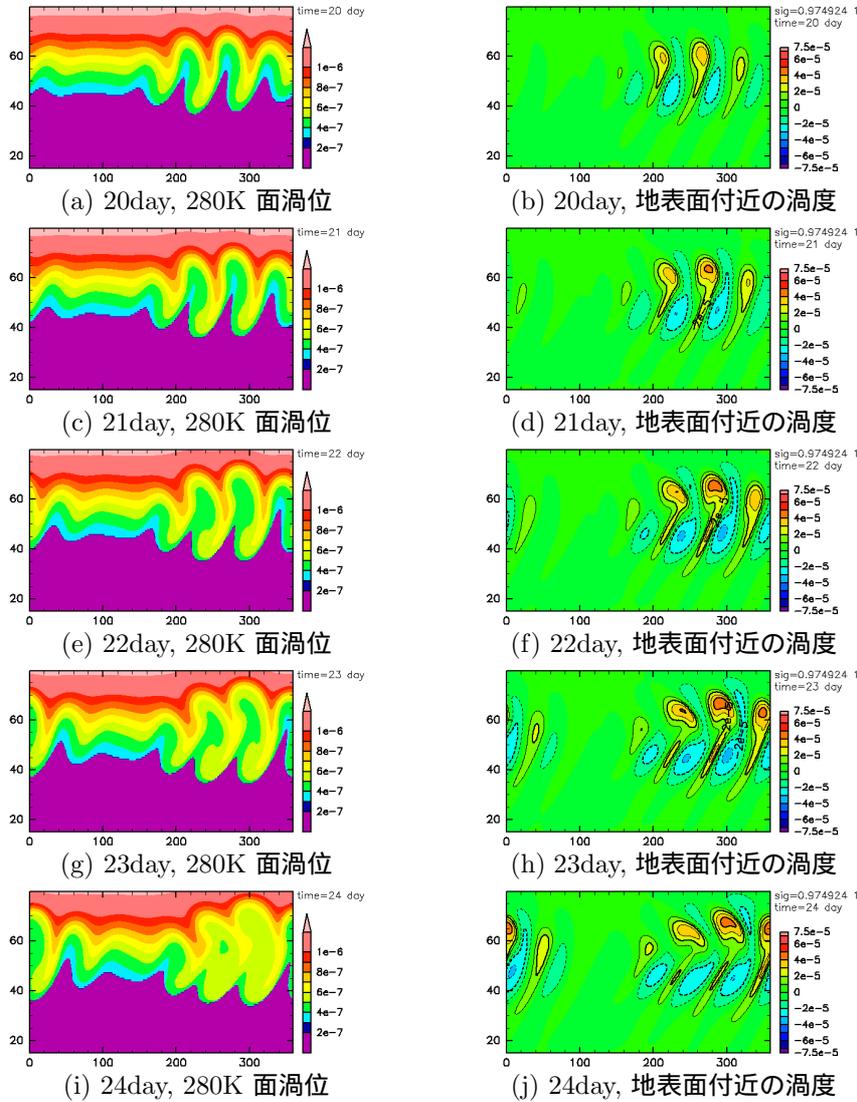


図 5.12: 初期擾乱を対流圏上層のみに与えた設定設定で, 20 日目から 24 日までの 280K 面渦位場 (左) と 地表面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

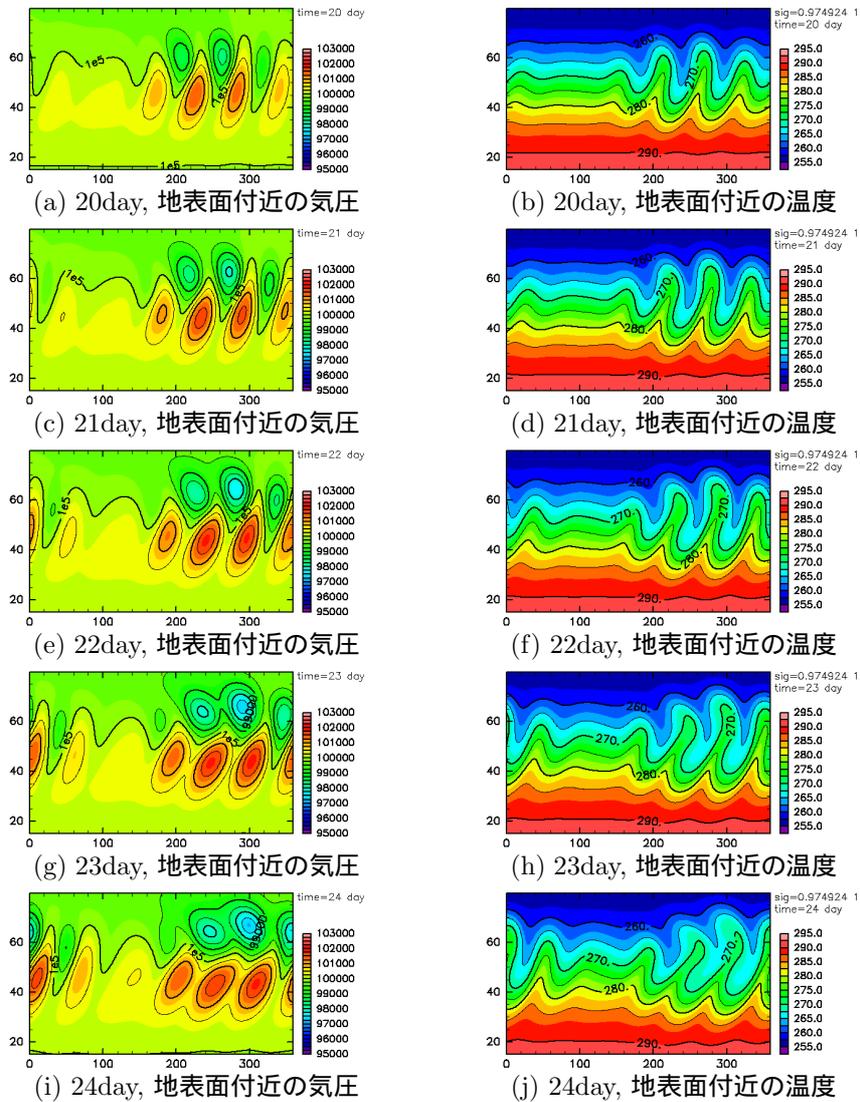


図 5.13: 擾乱を上層のみに与えた設定で, 地表面付近における, 20 日目から 24 日までの気圧場 (左), 温度場 (右) の時間変化. 気圧場は等値線の間隔は, $2.5 \times 10^2 \text{hPa}$. 温度場の等値線の間隔は, 2.5K . とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度).

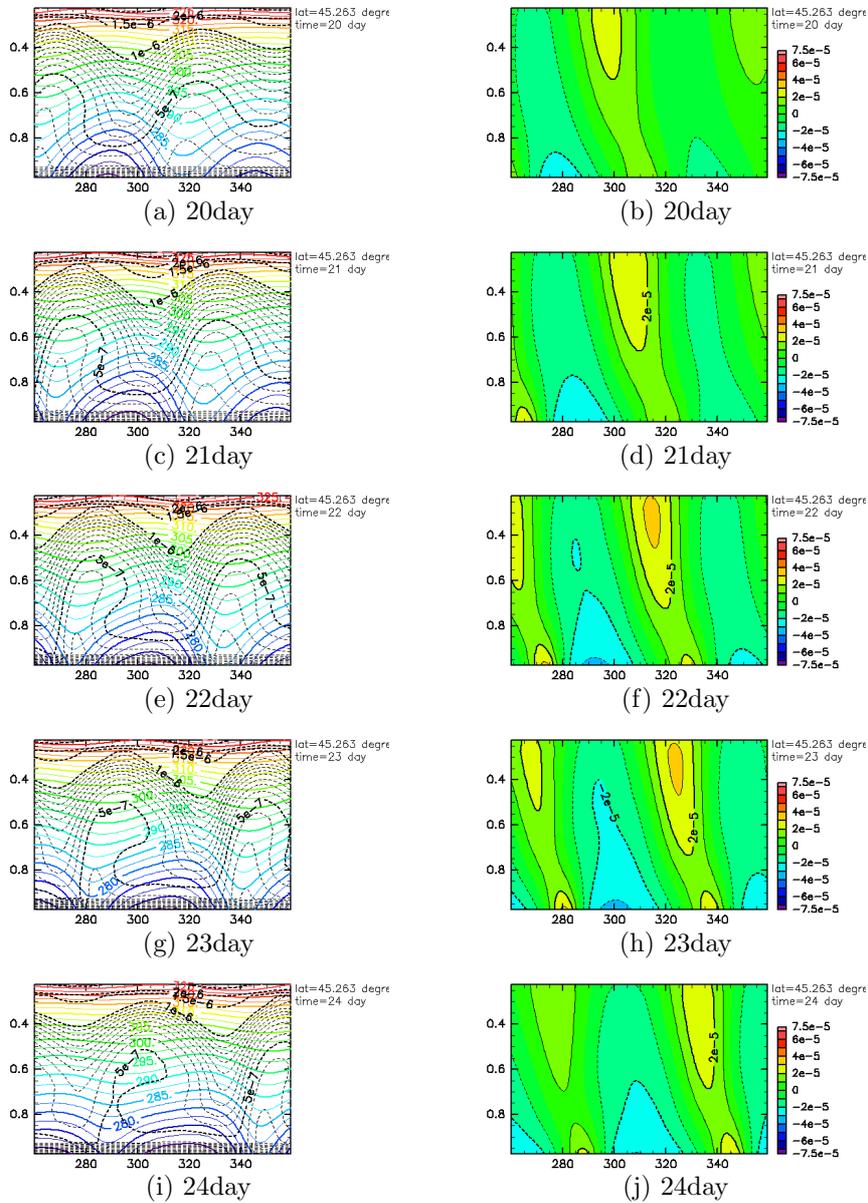


図 5.14: 擾乱を上層のみに与えた設定で、北緯 45 度において、20 日目から 24 日までの東西断面図。(左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

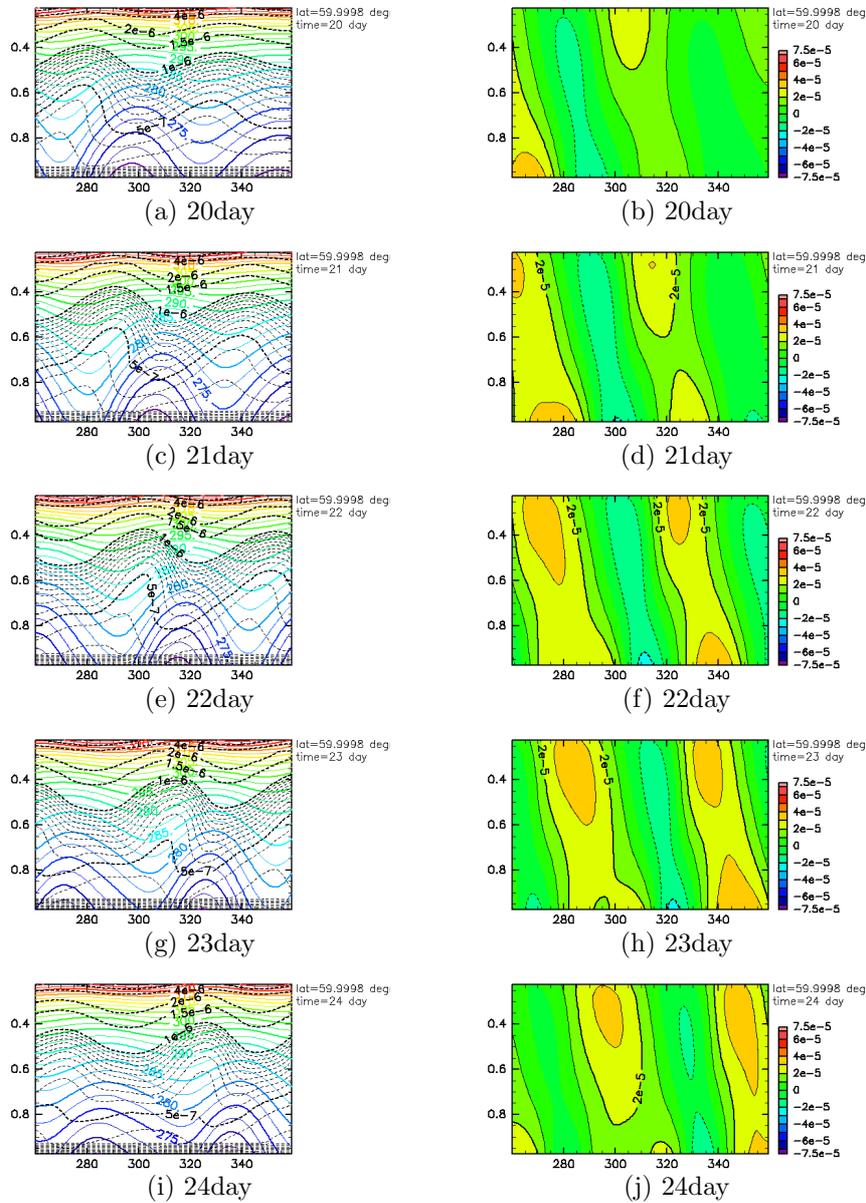


図 5.15: 擾乱を上層のみに与えた設定で、北緯 60 度において、20 日目から 24 日までの東西断面図。(左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

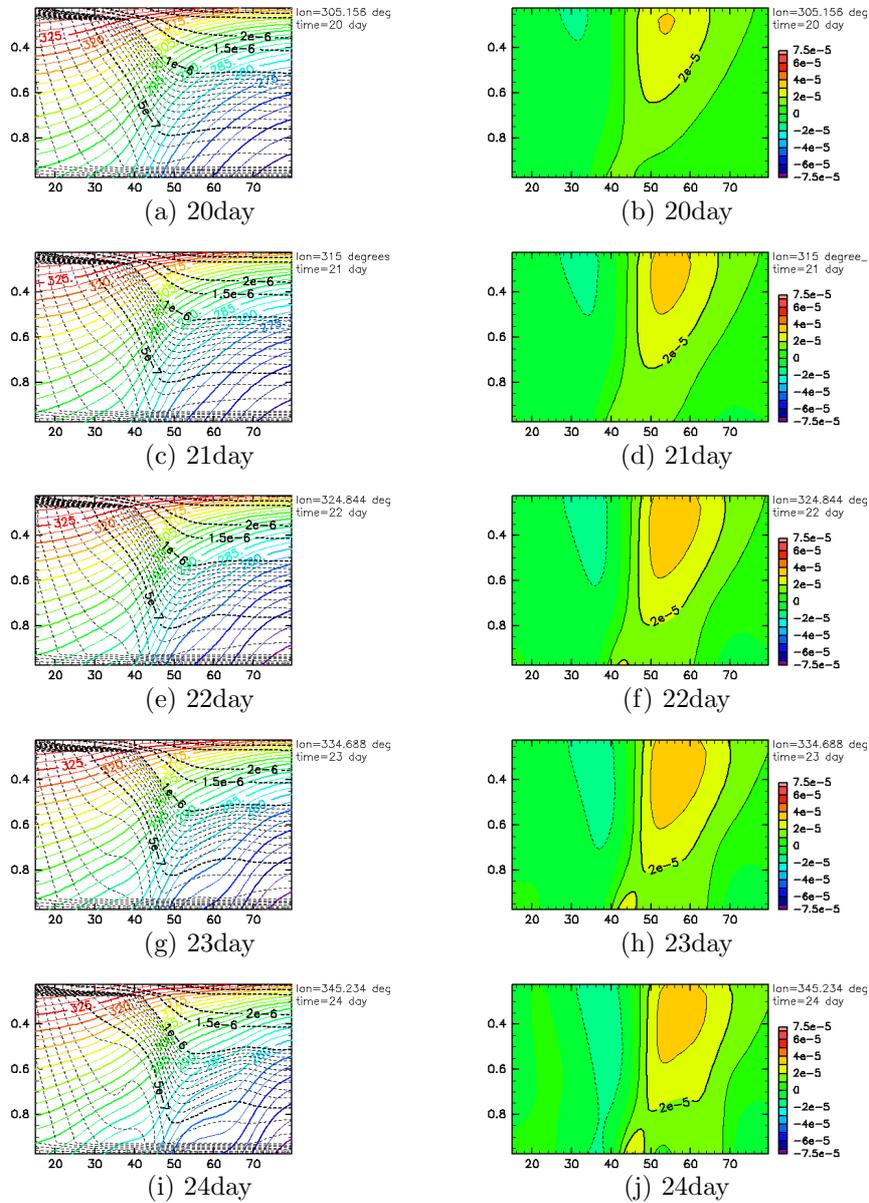


図 5.16: 擾乱を上層のみに与えた設定で、20 日目から 24 日までの南北断面図。(左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5,2.0,4.0,6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は緯度 (15-80 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

ここでは、擾乱を境界面(高度 0km)に与えることとする。

期間は擾乱の発達が一番見られた 14 - 18 日目に焦点を当てている。

北緯 45 度, 60 度ともに 14 日目で, 上層には, 経度 110 度, 160 度, 210 度, 270 度付近に正の渦位アノマリー(以後, アノマリー E1, E2, E3, E4)が見られ, 下層には, 経度 80 度, 130 度, 180 度, 240 度, 300 度付近に正の渦位アノマリー(以後, アノマリー F1, F2, F3, F4, F5)が見られる(図 5.17, 図 5.18)。この場合は, E2 と F3, E3 と F4, E4 と F5 が互いに強め合っているようである。E2 と F3 は 15 - 16 日目に最もアノマリーの大きさが大きくなり, E3 と F4 は 16 - 18 日目に最もアノマリーの大きさが大きくなっており, このとき共鳴により互いの振幅を強め合っているであろう。

そのときの対流圏中層および下層の擾乱を確認する。E2 と F3 に対応した擾乱は 500 hPa 面, 地表付近ともに, 15 - 17 日目にかけて擾乱が発達して中心の正の渦度の値が最も大きくなり, E3 と F4 に対応した擾乱は 500 hPa 面, 地表付近ともに, 16 - 18 日目に正の渦度の値が最も大きくなっている。それぞれにおいて擾乱の発達に伴って中心気圧は低下し, 温度移流も生じている。

300 K, 280 K の等温位面上での渦位の変動に着目すると, 前の 2 つの例と同様, 14 日目に, 経度 160, 210, 270 度付近(以後, 同様に E2, E3, E4)で下向きに飛び出ている部分は, 温位面に沿って渦位の値の大きい領域が南下していることを示しており, 1.5 PVU のコンターで見ると, E2 については 15 - 16 日目に, E3 のところでは 16 - 17 日目で北緯 45-50 度付近まで南下している。

このとき, 中下層の擾乱に影響を与えていることが分かる。

これを東西断面で見ると, E2 と F3 に対応した擾乱は 15 - 17 日目に上層の渦度の大きい領域が下降することで, 上層と下層の擾乱が相互作用をすることにより成長している。E2 と F3 に対応した擾乱は 16 - 18 日目にかけて同様の現象が生じている。

擾乱の発達は, 全層に初期擾乱を与えた Polvani et al. (2004) と比べると成長のスピードが遅く, 最も成長したときの渦度の値も小さいが, 擾乱を 1 箇所にとした点では対流圏界面のみに与えたときの実験と同じだが, そのときよりも上層に生じたアノマリーは大きく, よりも強い擾乱が早い速度で成長している。

南北断面で見たときでもその傾向は顕著である。

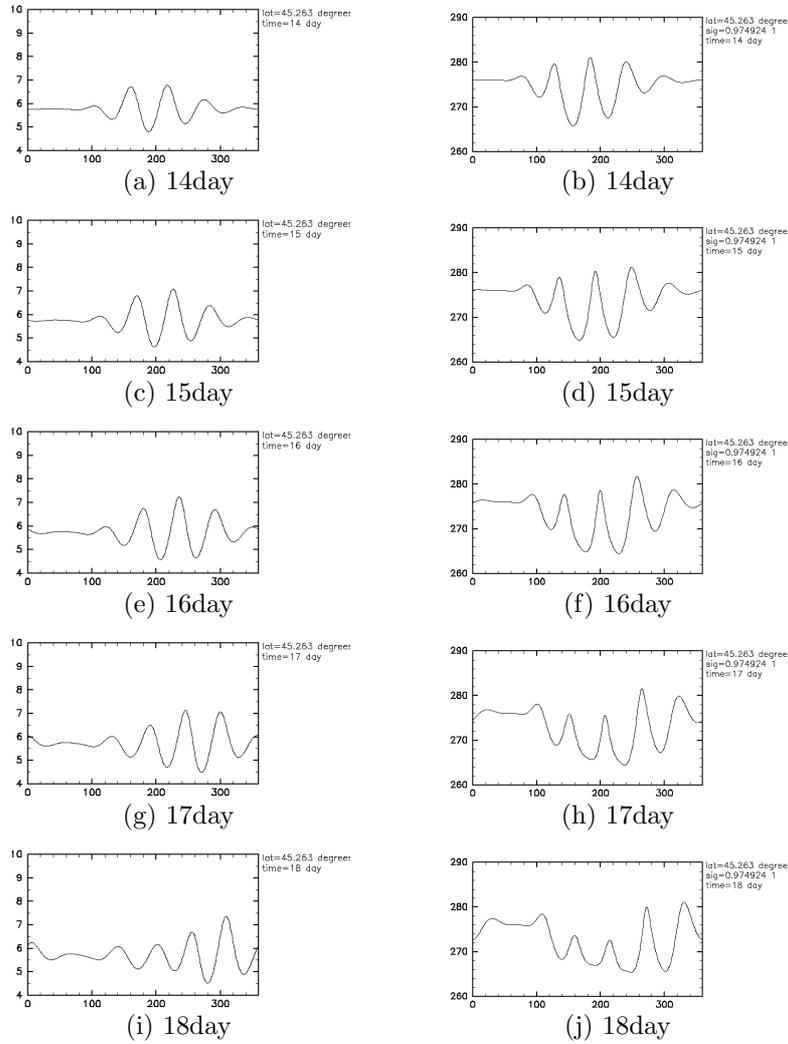


図 5.17: 初期擾乱を対流圏下層のみに与えた設定で, 北緯 45 度における, 14 日から 18 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し, 右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度, 縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を, 右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

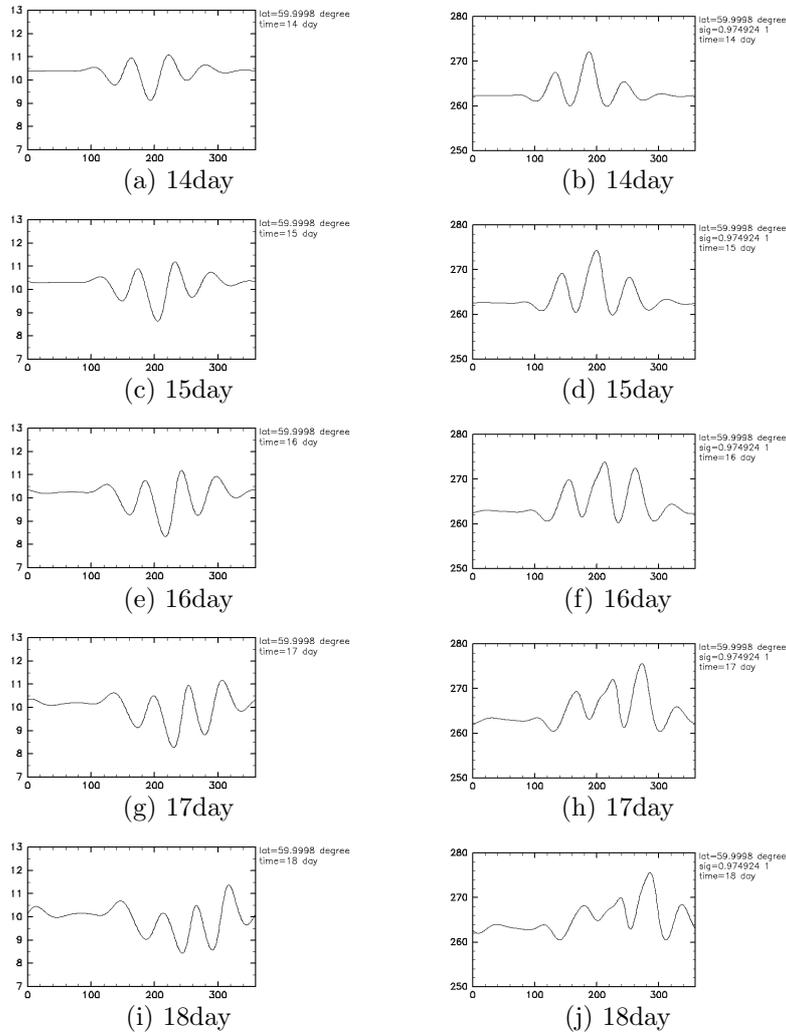


図 5.18: 初期擾乱を対流圏下層のみに与えた設定で、北緯 60 度における、14 日目から 18 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し, 右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度, 縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を, 右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

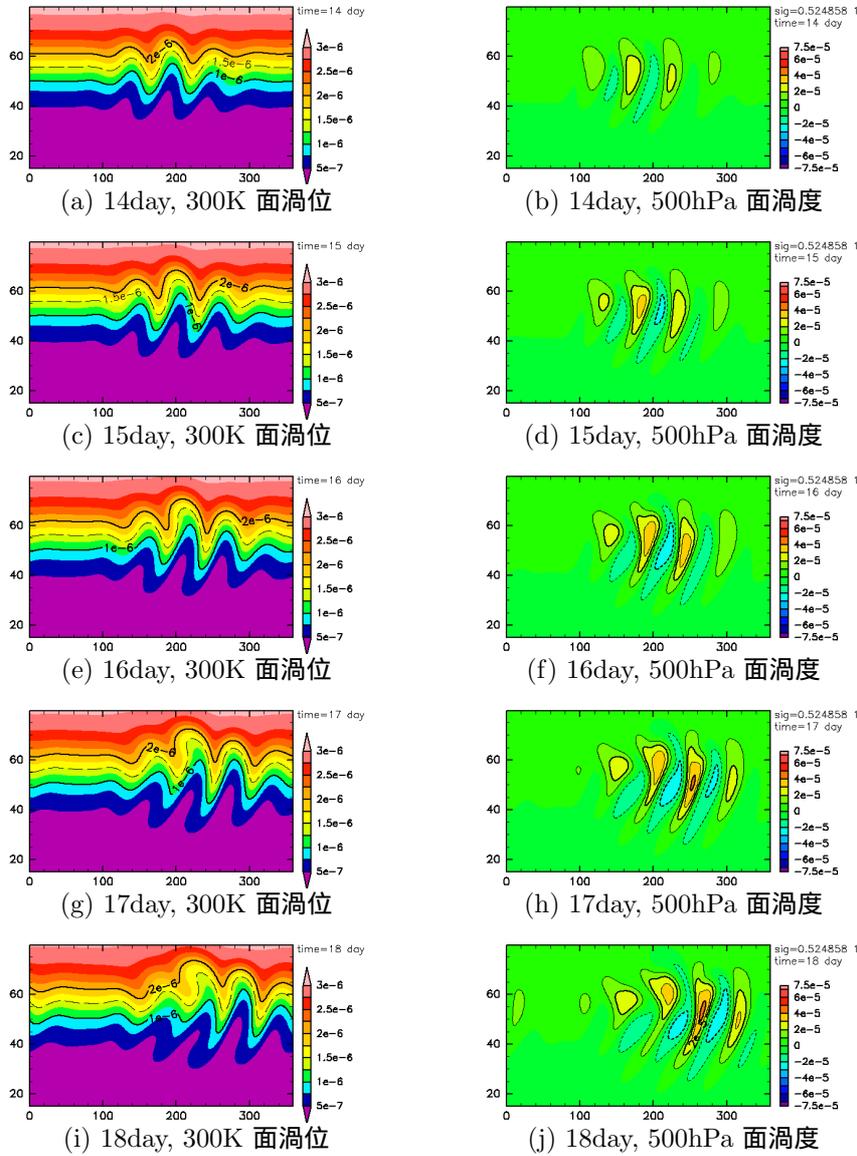


図 5.19: 初期擾乱を対流圏下層のみに与えた設定で, 14 日目から 18 日までの 300K 面渦位場 (左) と 500 hPa 面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

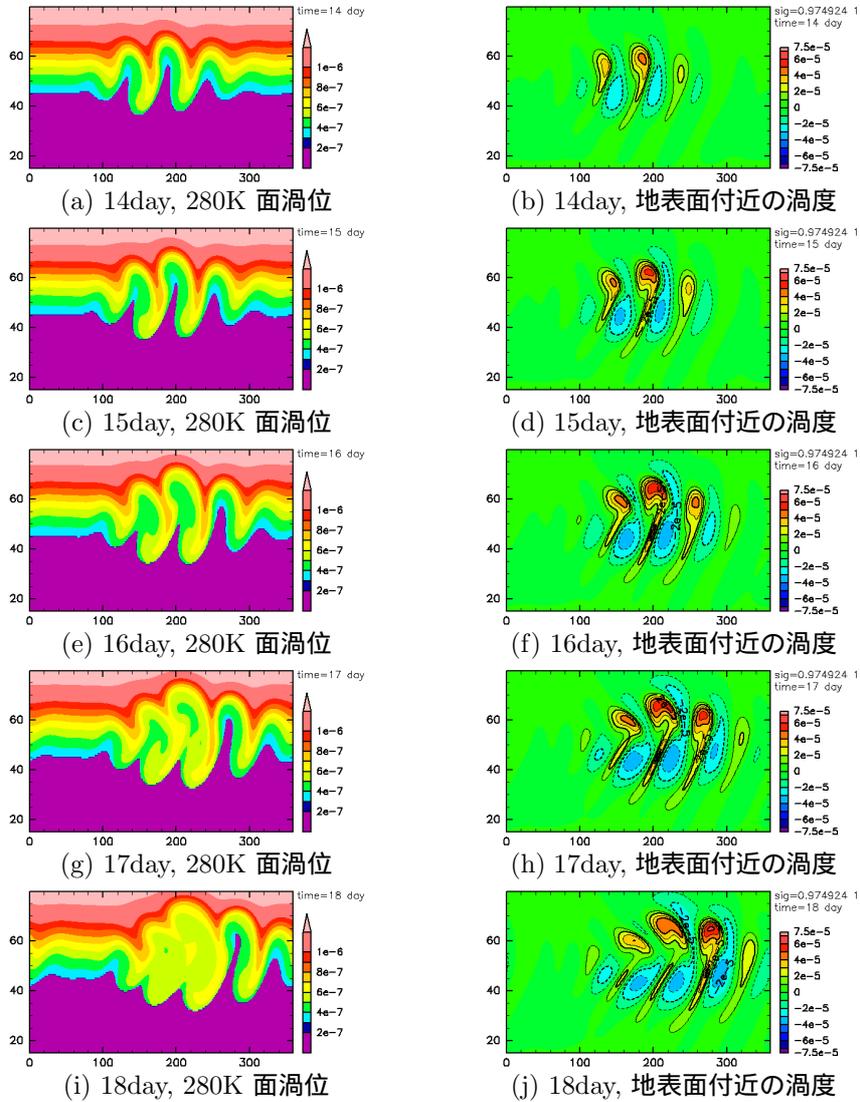


図 5.20: 初期擾乱を対流圏下層のみに与えた設定で, 14 日目から 18 日までの 280K 面渦位場 (左) と 地表面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

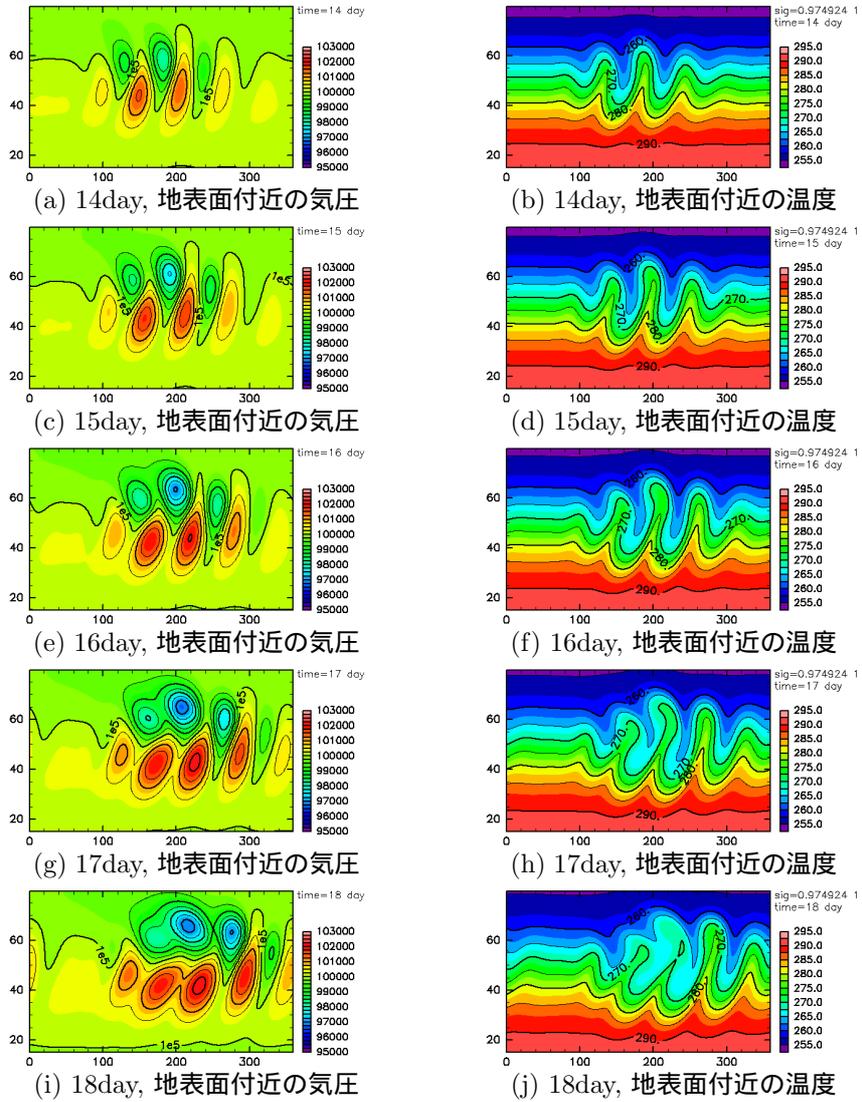


図 5.21: 擾乱を下層のみに与えた設定で, 地表面付近における, 14 日目から 18 日までの気圧場 (左), 温度場 (右) の時間変化. 気圧場は等値線の間隔は, $2.5 \times 10^2 \text{hPa}$. 温度場の等値線の間隔は, 2.5K . とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度).

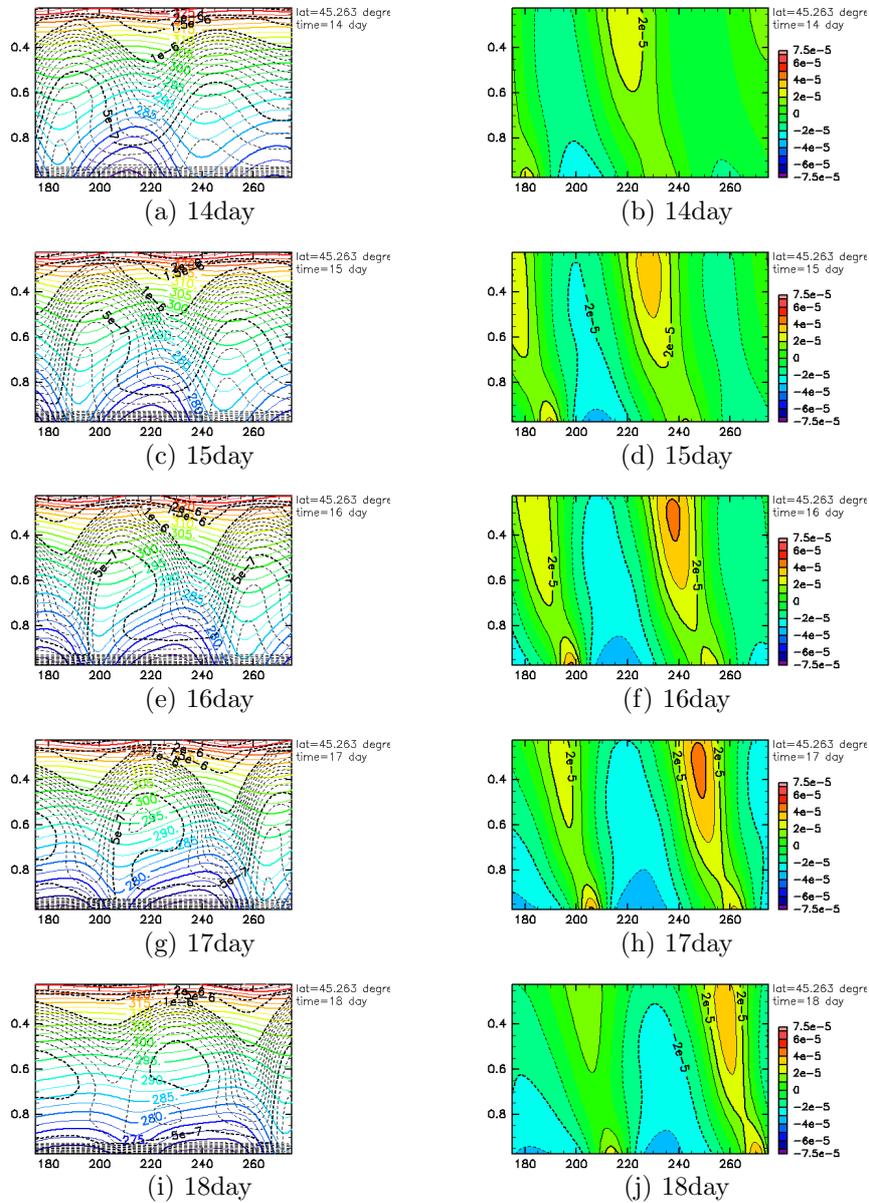


図 5.22: 擾乱を下層のみに与えた設定で、北緯 45 度において、14 日目から 18 日までの東西断面図。(左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

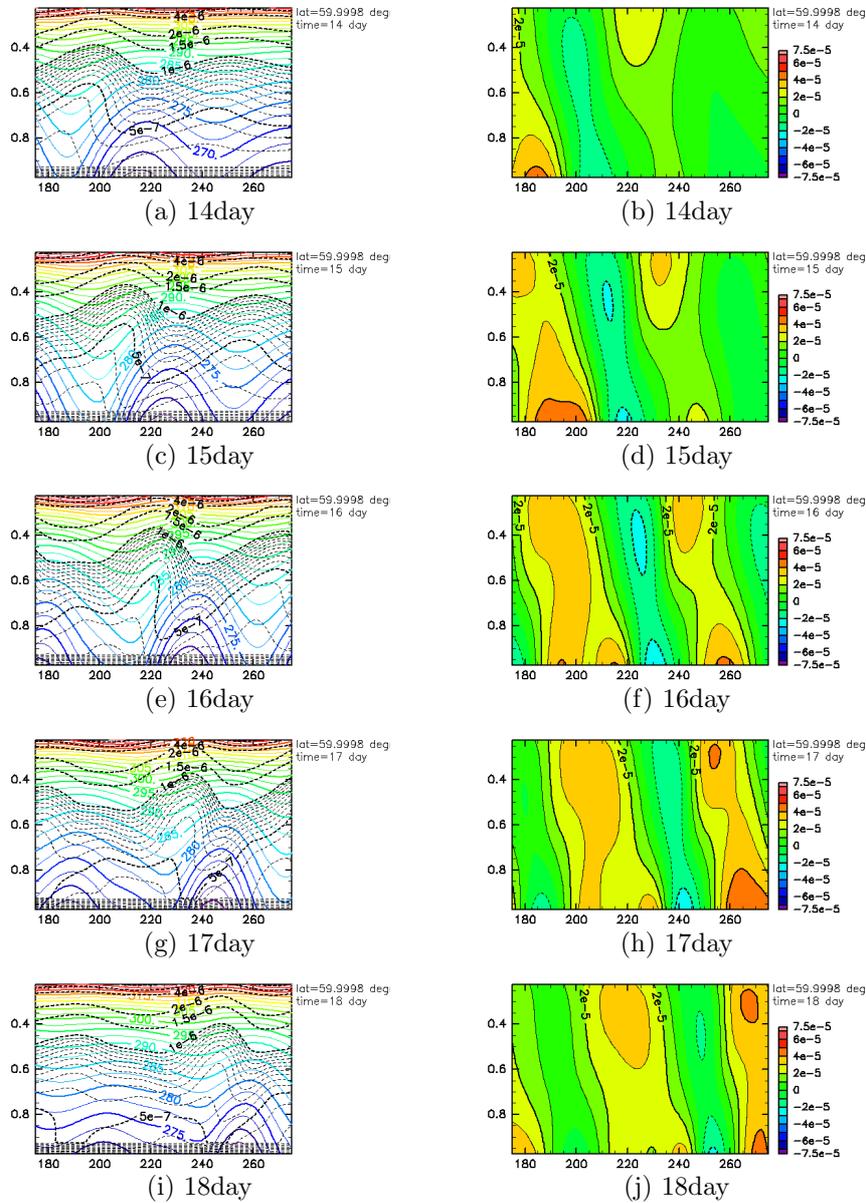


図 5.23: 擾乱を下層のみに与えた設定で、北緯 60 度において、14 日目から 18 日までの東西断面図。(左) は渦位と温位の場合、(右) は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

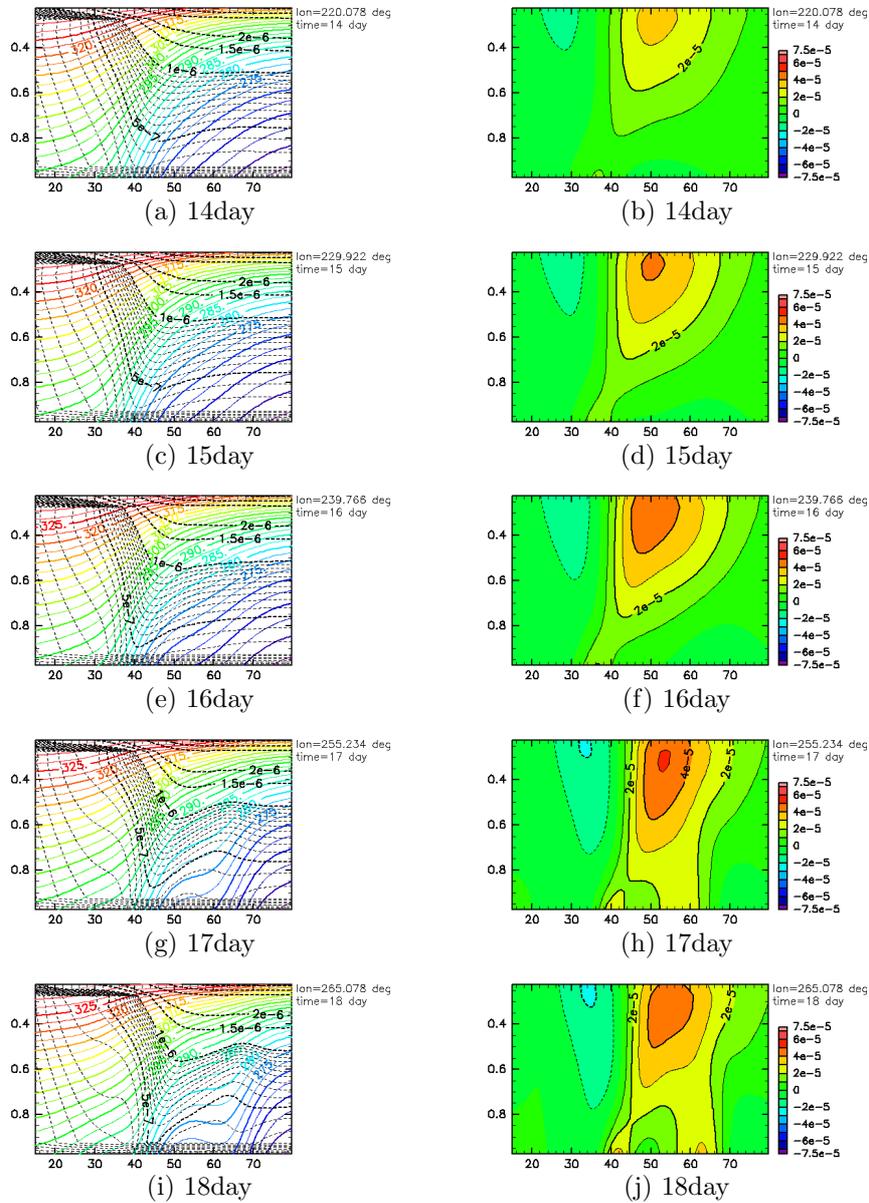


図 5.24: 擾乱を下層のみに与えた設定で、14 日目から 18 日までの南北断面図。(左)は渦位と温位の場合、(右)は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5,2.0,4.0,6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は緯度 (15-80 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

5.2.3 初期擾乱を上層と下層に与えた場合

Polvani et al. (2004) の設定では、擾乱を全層に渡って与えていた。今度は、上層と下層に与えた場合を調べてみることにする。

期間は擾乱の発達が一番見られた 14 - 18 日目を取り出している。

北緯 45 度, 60 度ともに 14 日目で、上層には、経度 110 度, 160 度, 220 度, 280 度付近に正の渦位アノマリー (以後、アノマリー G1, G2, G3, G4) が見られ、下層には、経度 80 度, 130 度, 180 度, 240 度, 300 度付近に正の渦位アノマリー (以後、アノマリー H1, H2, H3, H4, H5) が見られる (図 5.25, 図 5.26)。この場合は、G2 と H3 は 15 - 16 日目に、G3 と H4 は 16 - 18 日目に最も値が大きくなっており、このとき互いの振幅を強め合っている。これは下層にのみ擾乱を与えたときとほとんど同じ結果になっている。

そのときの対流圏中層および下層に生成された擾乱の成長を確認する。G2 と H3 に対応した擾乱は 500 hPa 面、地表付近ともに、15 - 17 日目にかけて擾乱が発達して中心の正の渦度の値が最も大きくなり、G3 と H4 に対応した擾乱は 500 hPa 面、地表付近ともに、16 - 18 日目に正の渦度の値が最も大きくなっている。それぞれにおいて擾乱の発達に伴って中心気圧は低下し、温度移流も生じている。

300 K, 280 K の等温位面上での渦位の変動に着目すると、前の 2 つの例と同様、14 日目に、経度 160, 220, 280 度付近 (以後、同様に G2, G3, G4) で下向きに飛び出ている部分は、温位面に沿って渦位の値の大きい領域が南下していることを示しており、1.5 PVU のコンターで見ると、E2 については 15 - 16 日目に、E3 のところでは 16 - 17 日目で北緯 50-55 度付近まで南下している。

このとき、中下層の擾乱に影響を与えていることが分かる。

これを東西断面、南北断面で見ると、G2 と H3 に対応した擾乱は 15 - 17 日目に上層の渦度の大きい領域が下降することで、上層と下層の擾乱が相互作用をすることにより成長している。G2 と H3 に対応した擾乱は 16 - 18 日目にかけて同様の現象が生じている。

擾乱の発達は、前述の擾乱を地表面のみに与えたときの実験とほぼ同じ速さで成長し、同じ強さの渦が生じている。

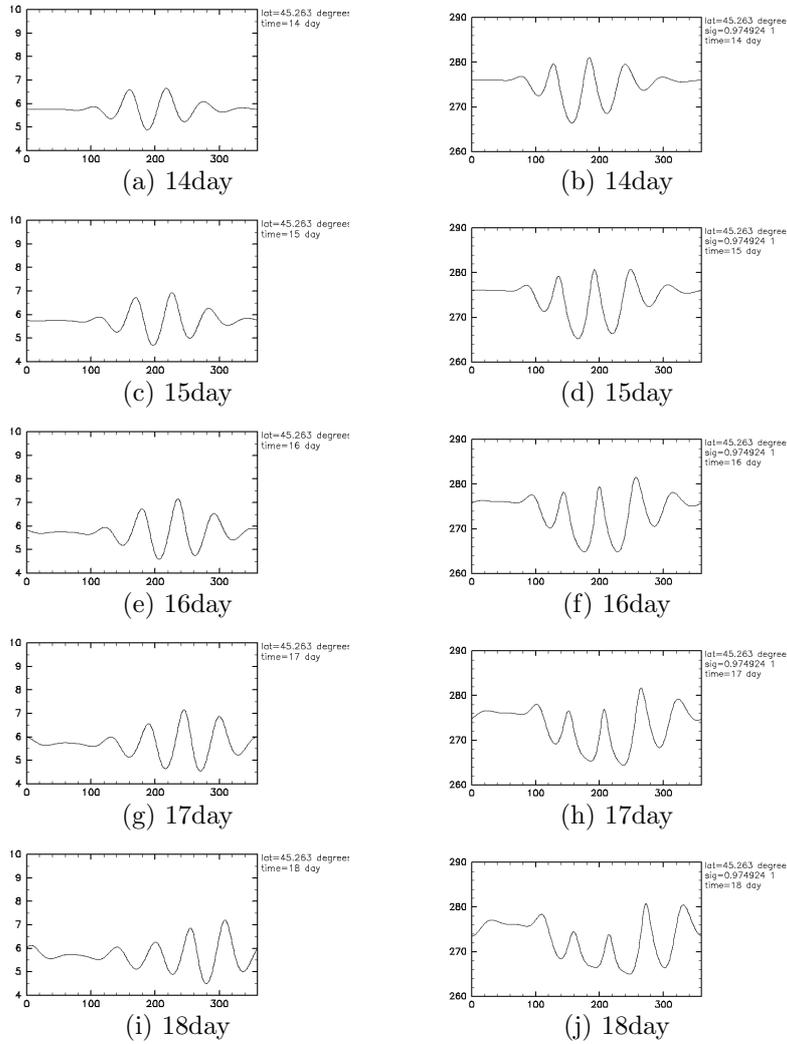


図 5.25: 初期擾乱を対流圏上層と下層に与えた設定で、北緯 45 度における、14 日から 18 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

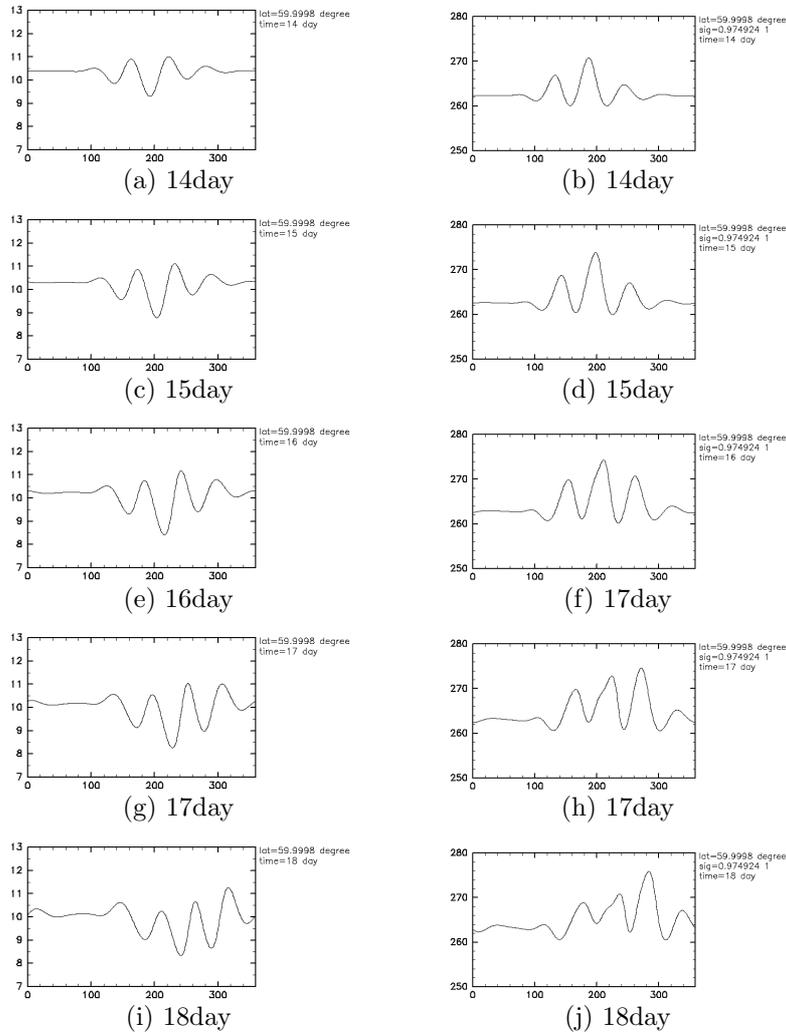


図 5.26: 初期擾乱を対流圏上層と下層に与えた設定で、北緯 60 度における、14 日から 18 日までの対流圏上層の等温位渦位の値と対流圏下層の温度偏差の値の時間変化. 左の図は $\theta = 340\text{K}$ 面 (対流圏界面付近) の渦位の変化を表し、右の図は $\sigma = 0.975$ (地表付近) の温度偏差の時間変化を表している. 横軸はともに経度、縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を、右図で縦軸は温度 (単位は度) を表す.

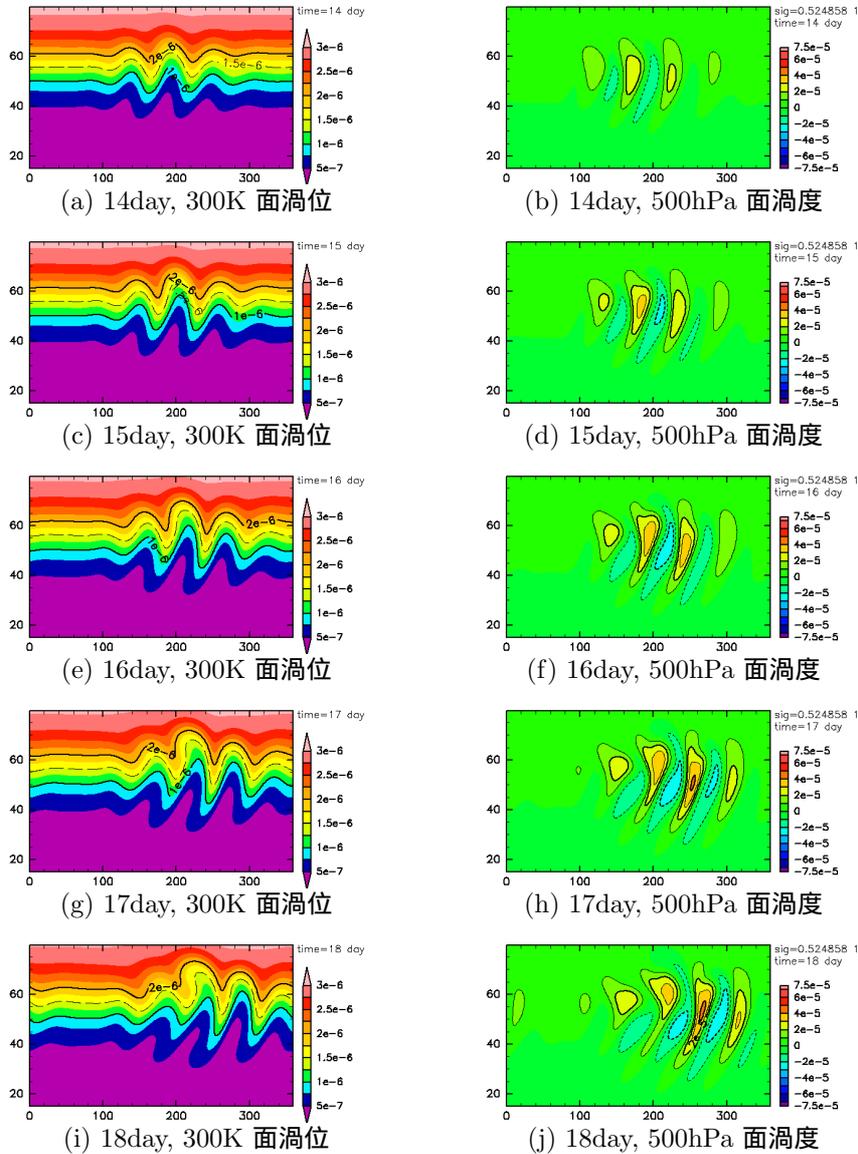


図 5.27: 擾乱を上層と下層に与えた設定において, 14 日目から 18 日までの 300K 面渦位場 (左) と 500 hPa 面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

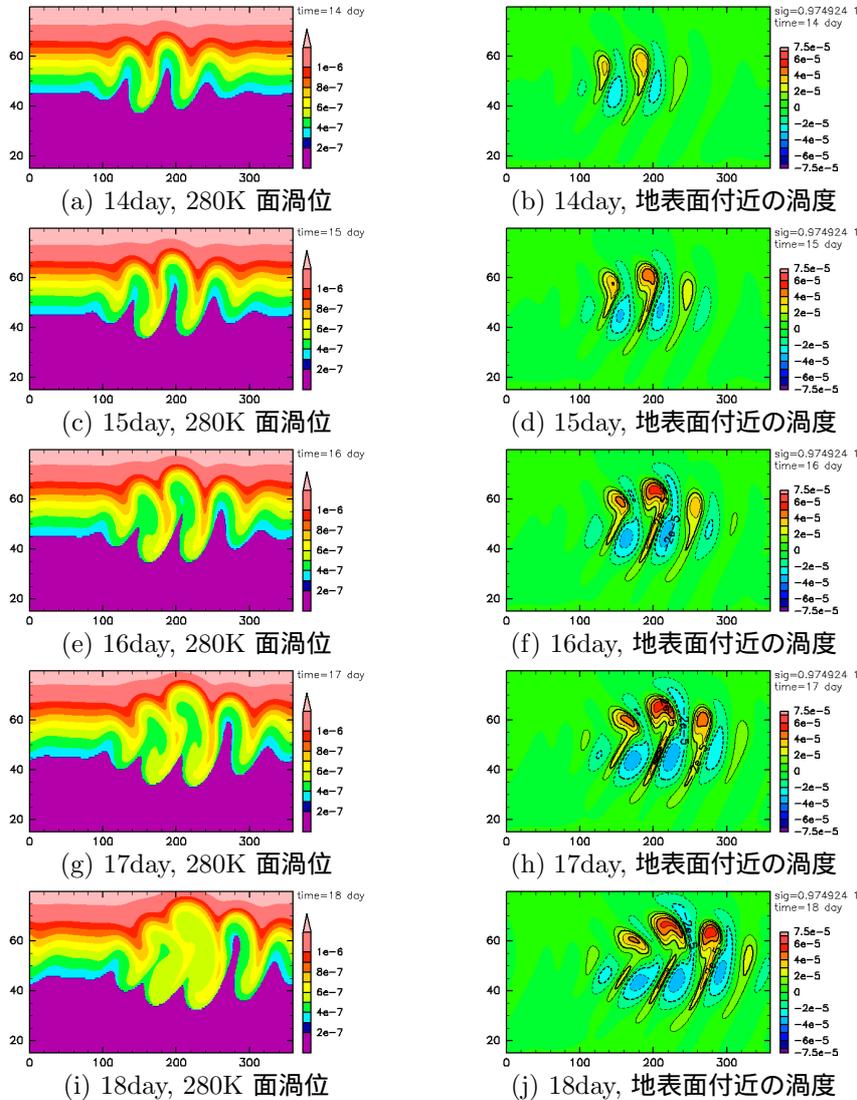


図 5.28: 擾乱を上層と下層に与えた設定において, 14 日目から 18 日までの 280K 面渦位場 (左) と地表面付近の渦度場 (右) の時間変化. とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度). 渦位場の単位は PVU [$10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$]. コンターは, 1PVU と 2PVU に実線を, 1.5 PVU に点線を引いている. 渦度場はコンターの間隔は, $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$.

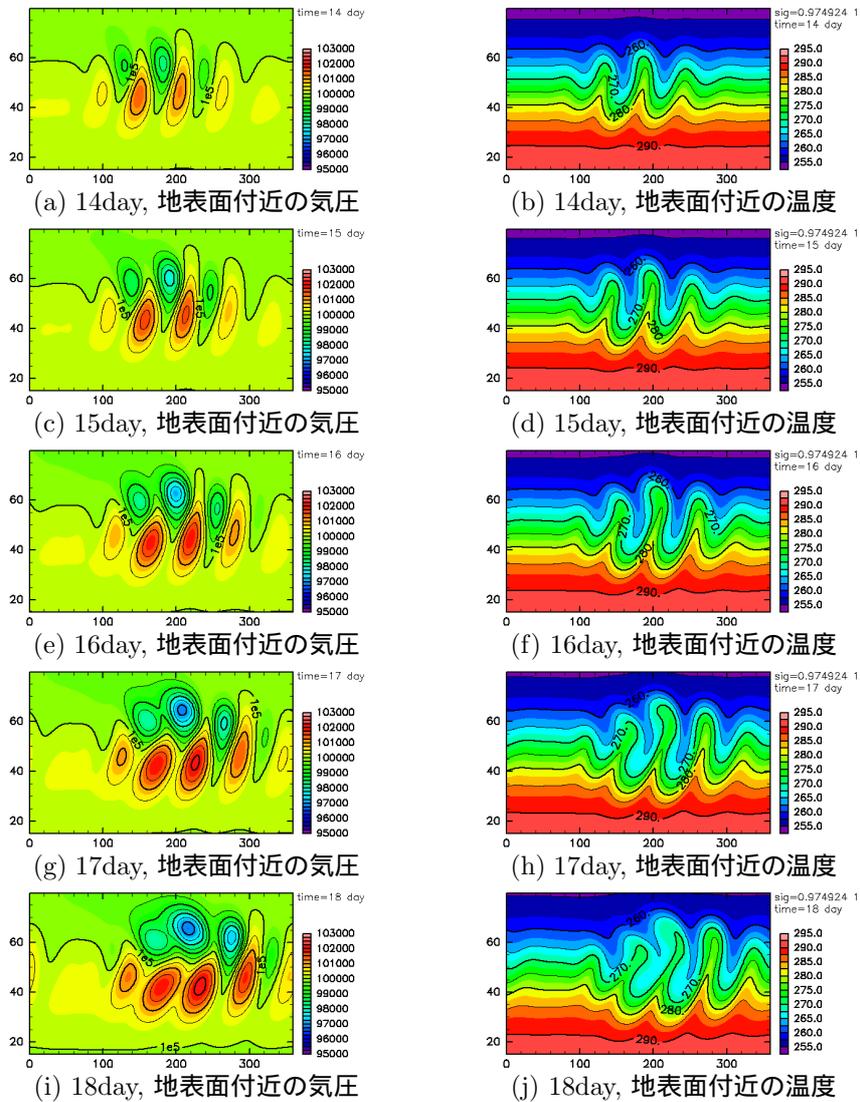


図 5.29: 擾乱を上層と下層に与えた設定で, 地表面付近における, 14 日目から 18 日までの気圧場 (左), 温度場 (右) の時間変化. 気圧場は等値線の間隔は, $2.5 \times 10^2 \text{hPa}$. 温度場の等値線の間隔は, 2.5K . とともに横軸は経度, 縦軸は緯度 (15-80 度).

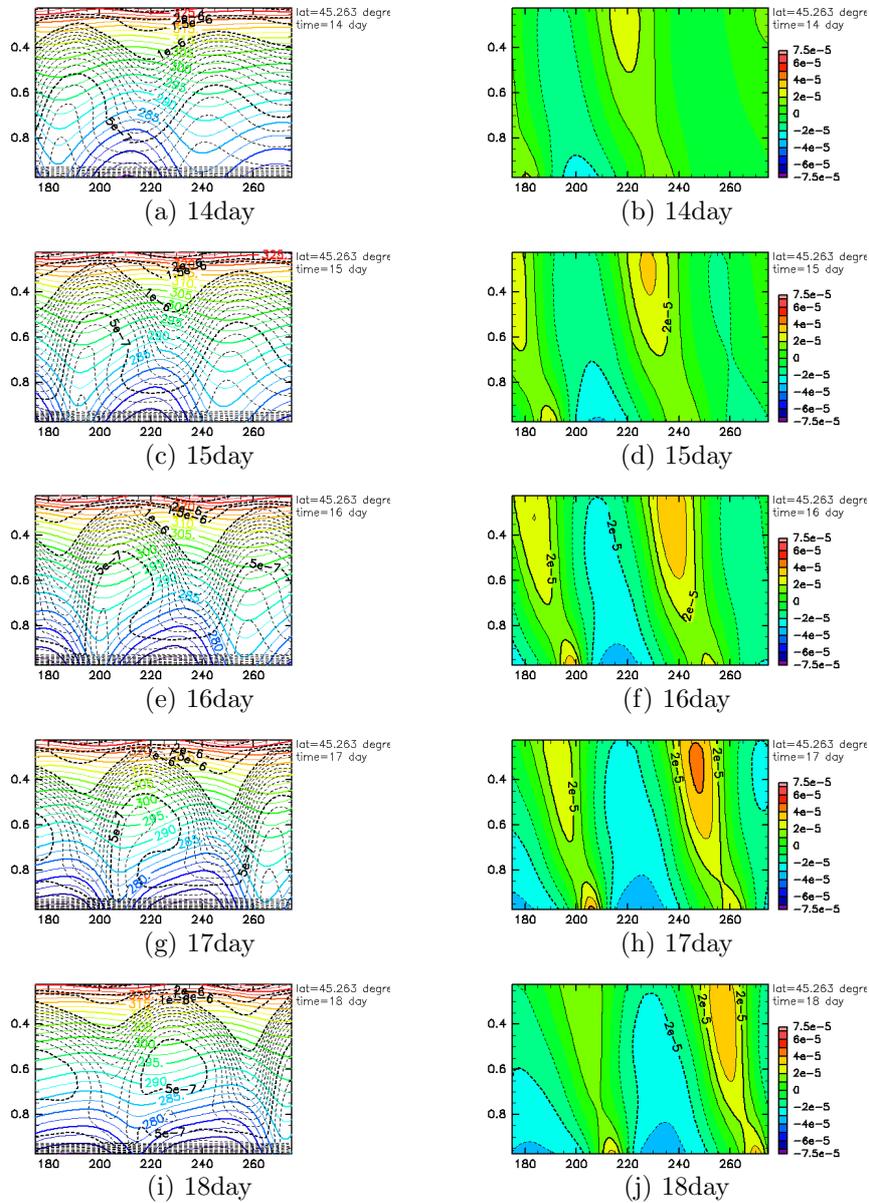


図 5.30: 擾乱を上層と下層に与えた設定で、北緯 45 度において、14 日目から 18 日までの東西断面図。(左)は渦位と温位の場合、(右)は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

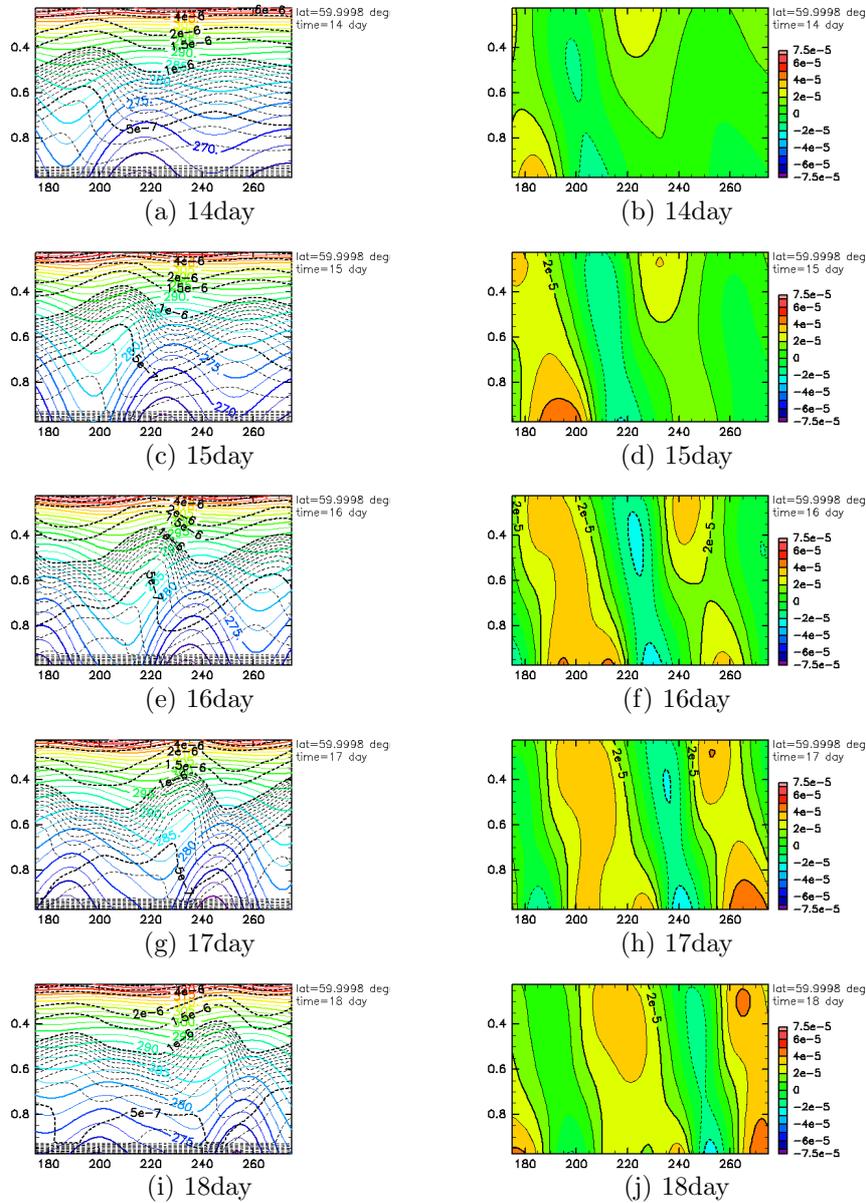


図 5.31: 擾乱を上層と下層に与えた設定で、北緯 60 度において、14 日目から 18 日までの東西断面図。(左)は渦位と温位の場合、(右)は渦度場の時間変化。渦位は黒実線で表される。コンター間隔は、1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は 1.5, 2.0, 4.0, 6.0 PVU で引いている。温位は色つき実線。コンター間隔は 2.5 K。渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。ともに横軸は経度 (130-230 度)、縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$)。

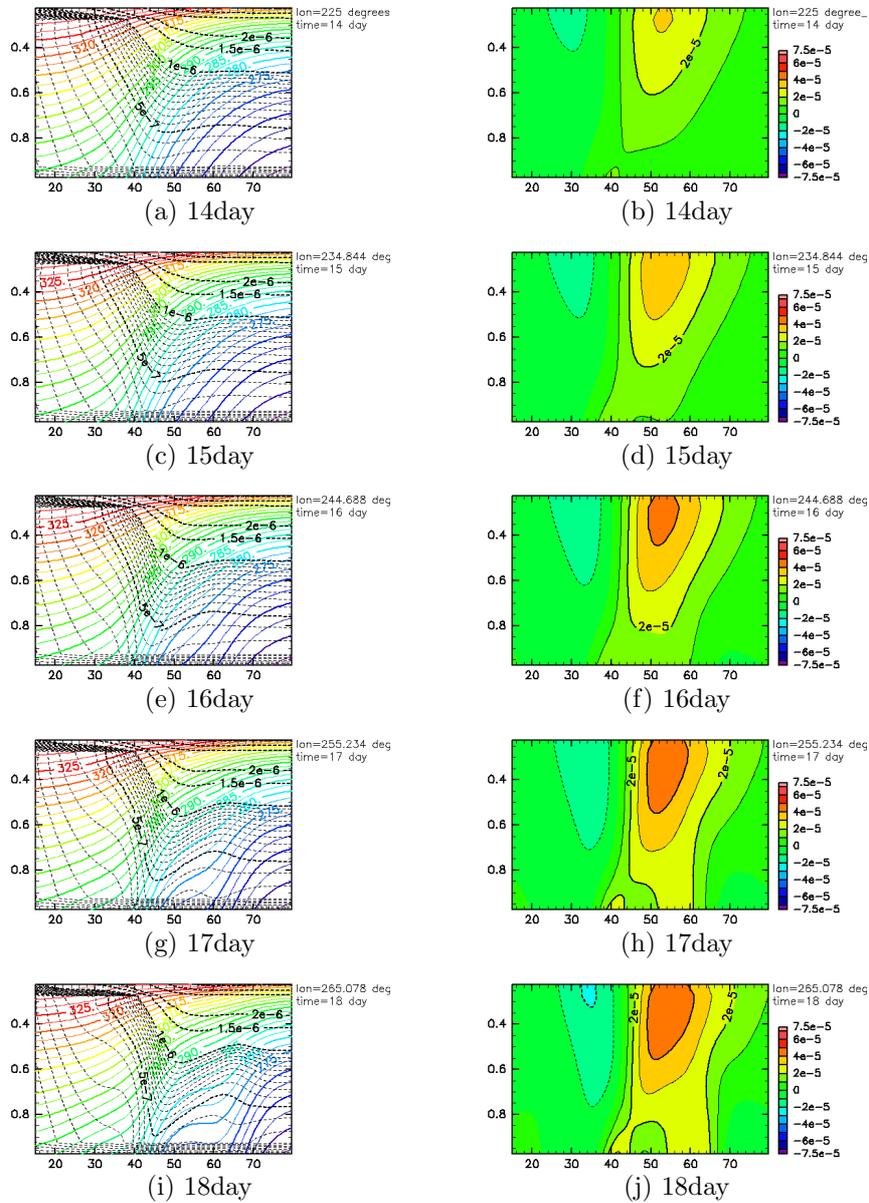


図 5.32: 擾乱を上層と下層に与えた設定で, 14 日目から 18 日までの南北断面図. (左) は渦位と温位の場合, (右) は渦度場の時間変化. 渦位は黒実線で表される. コンター間隔は, 1 PVU までは 0.1 PVU, 1PVU 以上は $1.5, 2.0, 4.0, 6.0$ PVU で引いている. 温位は色つき実線. コンター間隔は 2.5 K. 渦度のコンター間隔は $1 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$. とともに横軸は緯度 (15 - 80 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.22$).

第6章 まとめ

今回は、傾圧不安定場での擾乱について、その時間発展に深く関わっている渦位によって解析した。

計算は、傾圧不安定場の時間発展を計算した Polvani et al. (2004) の設定に倣って数値実験を行った。

ここでは Polvani et al. (2004) と同様、力学過程のみの簡単な条件で実験することにより、渦位場の時間変化と擾乱の成長の関係をより明確にし、過去に観測結果を元に行われた解析と比較することを目的とした。

まずは、Polvani et al. (2004) の設定にあわせて全層に擾乱を与えた場合 (以後、ケース 1) を計算した。このときは、10 - 14 日頃にかけて最も擾乱の成長している様子が見られた。続いて、擾乱を対流圏上層のみに与えた場合 (以後、ケース 2)、下層のみに与えた場合 (以後、ケース 3)、上層と下層に与えた場合 (以後、ケース 4) の実験を行った。

いずれも等温位面上で、渦位保存則に従って生じる波の南北方向の振幅が最大となったとき、擾乱が最も成長しているという結果が得られた。

また、各場合を比較すると、下層に発生した循環の大きさはそれほど大きな違いはなかったが、しかし上層に生じた循環においては傾向が異なり、ケース 1 で一番値が大きく、ケース 2 のときに最も小さい値を取る結果となった。ケース 3 とケース 4 は、ほぼ同程度の循環が生じることが示された。この様子は、東西断面図および南北断面図で顕著である。

そして発生した擾乱は、ケース 1 によるものが一番早く、最も強い擾乱に成長した。逆にケース 2 によるものが一番遅く、擾乱もほかのものほどは成長しなかった。

このことは、二階堂 (1986) が観測によって得た結果と近く、地表付近には弱い擾乱があれば、上層から渦位の値の大きい大気が近づくことで急速に擾乱が成長することが述べられている。

ここでの結果から、上層の循環の強さが、擾乱の発達に深く関係していることを表している。

ただし、上層のみに擾乱を与えた場合に、上層で循環が弱くなった理由は特定できていないため、これは今後の課題である。

謝辞

本論文を作成する際に、多くの方々にお世話になりました。林祥介教授は本論文の作成方針や、セミナーでの指導など、忙しい時間の中で方向性を示して下さいました。岩山隆寛准教授は、忙しいところ時間を割いて質問に答えて下さり、必要な文献の紹介もして下さいました。高橋芳幸助教はモデルに関することや渦位の考え方について普段から沢山の質問をさせて頂き、お忙しい中で時間を取ってご指導下さいました。西澤誠也助教は、プログラム作成の道筋を立てて下さり、また描画スクリプトについても基本的な質問から分かりやすく教えて下さいました。村上真也氏、納多哲史氏は研究室の先輩としてどんな疑問にもいつも優しく丁寧に答えて下さいました。また論文の修正・チェックもして下さい、本当にお世話になりました。

地球および惑星大気科学研究室の皆さまには、日々の研究生活で大変お世話になりました。

参考文献

- [1] Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves, *Tellus* 1, 33-52.
- [2] Ertel, H., 1942: Ein Neuer hydrodynamischer Wirbelsatz, *Met. Z.*, 59, 271-281.
- [3] Holton, J. R., 2004: An Introduce to Dynamic Meteorology fourth, Academic Press, 529pp.
- [4] Holton, J. R., Curry, J. A., Pyle, J. A., 2003: *ENCYCLOPEDIA OF ATMOSPHERIC SCIENCES*, Academic Press,
- [5] Hoskins, B. J., McIntyre, M. E., Robertson, A. W., 1985: On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 111, 877-946.
- [6] 伊賀啓太, 2005: ジェットと高低気圧・前線の力学, *天気* 52, 735-741.
- [7] 木村竜治, 1998: *地球流体力学入門*, 東京堂出版, 247pp.
- [8] Morikawa, Y., Ishiwatari, M., Takahashi, O. Y., Tsuchiya, T., Yamada, Y., Odaka, M., Horinouchi, T., Hayashi, Y.-Y., DCPAM Development Group, 2008: DCPAM: planetary atmosphere model, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>, GFD Dennou Club.
- [9] 日本気象学会, 1998: *気象科学事典*, 東京書籍, 636pp.
- [10] 二階堂義信, 1986: Q-map (等温位面上で解析された渦位分布図) – その 1 Q-map の原理 –, *天気* 33, 289-299.
- [11] 二階堂義信, 1986: Q-map (等温位面上で解析された渦位分布図) – その 2 Q-map の実際 –, *天気* 33, 300-331.
- [12] Pedlosky, J., 1987: *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, 703pp.
- [13] Sakai, S., 1989: Rossby-Kelvin instability : a new type of ageostrophic instability caused by a resonance between Rossby waves and gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 202, 149-176.
- [14] Satoh, M., 2004: *Atmospheric Circulation Dynamics and General Circulation Models*, Springer-Verlag, 643pp.

- [15] Takayabu, I., 1991: "Coupling Development" : An Efficient Mechanism for the Development of Extratropical Cyclones, *Journal of Meteorological Society of Japan*, 69, 609-628.
- [16] Vallis, G. K., 2006: *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*, Cambridge university Press, 745pp.

付録

1.2 付録 傾圧不安定の必要条件

すいませんが書き途中でです.

1.3 付録 準地衡流の渦位の導出

すいませんが書き途中でです.

1.4 付録 アノマリーのスケールの導出

1.5 付録 U.S. Standard Atmosphere で定義された温度場

ここでは, 初期の温度場を決めるときに用いられた U.S. Standard Atmosphere で定義された温度場を掲載する.

z_i (km)	$(dT/dz)_i$ (K/km)
0	-6.5
11	0
20	+1.0
32	+2.8
47	0
51	-2.8
71	-2.0
80	0

1.6 付録 渦位分布の解像度による違い(水平編)

すいませんが作成中です.

1.7 付録 渦位分布の解像度による違い(鉛直編)

すいませんが作成中です.