

修 士 学 位 論 文

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の関係 －

平成 23 年 3 月 18 日

専攻名 地球惑星科学専攻
学籍番号 097s410s
氏名 北野 太郎

神戸大学 大学院理学研究科 博士課程前期課程

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。なぜなら渦位は、他の物理量にはない大きな2つの特徴を持っているからである。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、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。不安定解析はこの渦位の性質を利用して理解を容易にする。手法としては、ノーマルモードを求める固有値問題として解く方法と、初期値問題として解く方法が知られている。1つめのノーマルモード問題として解く場合は、初期に擾乱を与える際に、その擾乱をフーリエ級数展開し、基本場に対して不安定な波の成長を調べることにより擾乱の時間発展を考える方法で、中心になっているのは、Charney (1947), Eady (1949) である。この理論は現実と比べると非常に簡略化した場を仮定しているのだが、高気圧や低気圧の性質をよく表しており、これらを元に行われた研究は大変多くある。しかし、擾乱が常に1つの微小なモードから成るものとして説明できるとは限らず、また、実際の低気圧においてはノーマルモードと違い、それぞれで大きさや循環の強さは異なっているという点で、現実と対応していない部分が多い。そこで、いくつかの観測から低気圧の発達するメカニズムとして重要なものだと示されているのが、上層と下層にある渦のカップリング、という過程である。この過程においては上層に存在する渦が大切な役割を果たすため、初期値問題として、上層である振幅を持つ渦を考えることにより、傾圧擾乱の発達を議論する方法を導入する。二階堂 (1986) は観測事例を用いて、上層の渦と下層の渦がカップリングすることによって擾乱が発達することを示しており、渦位場の観点を導入することで、擾乱の発達を一目で知ることができることが言及されている。Takayabu (1991) では上層・下層に存在する初期擾乱の位置関係と、擾乱の発達の関係性について、単純化した3次元モデルを利用した数値実験を行った。また、最も発達した際に、渦位場の観点から見ると、どのような変化を生じているかについて論じている。Takayabu (1991) により、どのような擾乱の与え方をしたときに傾圧擾乱がより発達するかは示されたが、

その違いが渦位場の観点から見た際にはどのように現れているのかを調べることは、擾乱の発達を考える上で興味深く重要であると考えられる。

そこで本研究では、3次元大気大循環モデルを用いて、力学過程のみを考えて傾圧不安定場の時間発展を実験した Polvani et al. (2004) の設定を利用して計算を行い、初期擾乱の与え方を変えた場合に、発達する擾乱と発達しない擾乱を比較して、渦位場にはどのような違いが現れているのか、数値実験を行った。実験は温度風平衡した場に 1 K の温度擾乱を与える形で行った。与え方は、次の 4 通りである。(i) 鉛直方向に一様に与える。(ii) 上層のみに与える。(iii) 下層のみに与える。(iv) 上層と下層に与える。これらはいずれも西風の中心軸と一致する場所に置くことにしている。(i) は Polvani et al. (2004) で与えられた設定に基づく擾乱であり、(ii)-(iv) は Takayabu (1991) の実験で行われた初期擾乱のパターンの一部である。(i) に関しては、今回の研究で最も擾乱の発達が見られた場合であったため、擾乱が発達しにくかった他の場合とはその構造にどのような違いが生じるかを比較する対象として今回掲載している。計算結果は、渦位分布を 300 K の等温位面で見た場合、擾乱の中心を通る緯度/経度で切った場合を示している。渦位分布図で見ると、擾乱は、渦位の値の大きな領域が南下したときほど成長し、その領域の南下が弱いときにはその成長が抑えられていることが示された。また、断面図で見た場合に、東西断面で見ると、その渦位の値の大きな領域がより南下している場合には、対流圏上層の渦の前面の下層に発生する新たな擾乱はより強くなることが示され、上層の渦位の南下が小さい場合には、下層の擾乱とのカップリングが弱い様子も示された。南北方向の断面で見ると、渦位の値の大きな領域がより南下している場合にはその領域がより下降していることが分かり、いずれの場合からも、下層で擾乱が発達する過程を上層の渦位場の違いで考えることが有用な方法であることが示された。

目次

第1章	はじめに	2
第2章	渦位の性質	4
2.1	渦位保存則	4
2.1.1	エルテルの渦位	4
2.1.2	準地衡風の渦位	5
2.2	invertibility principle	5
第3章	渦位の観点から傾圧擾乱の発達を説明した過去の研究	9
3.1	ノーマルモードによる傾圧不安定の理解	9
3.2	カップリングによる擾乱の発達についての研究	10
3.2.1	観測例に基づく研究 – 二階堂 (1986) –	10
3.2.2	モデルによる低気圧のカップリング実験 – Takayabu (1991) –	16
第4章	数値計算の概要	21
4.1	モデルの概要	21
4.2	計算設定	22
第5章	計算結果	27
5.1	実験 P で擾乱が発達したときの場の変動	27
5.2	擾乱の与え方を変えたときの渦位場の違いの比較	29
5.2.1	等温位面上での渦位場の変動	29
5.2.2	東西断面で見たときの渦位場と温位場の変化	34
5.2.3	南北断面で見たときの渦位場と温位場の変化	39
第6章	結論	44
	謝辞	45
	付録	46
1.1	付録 準地衡風の渦位の導出	46
1.2	付録 U.S. Standard Atmosphere で定義された温度場	47

参考文献

48

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。なぜなら渦位は、他の物理量にはない大きな2つの特徴を持っているからである。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(二階堂(1986))。2つめの特徴は、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。等温位面での渦位、という量自体は、Ertel(1942)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する為、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。ここまでは渦位の持つ特徴の説明を行った。

ここからは不安定場での擾乱の発達を調べる方法として、ノーマルモードを求める固有値問題として解く方法と、初期値問題として解く方法の2つを紹介する。このどちらを使って傾圧不安定を理解するのもにも重要な役割を果たすのが、渦位、である。1つめのノーマルモード問題として解く場合について記述する。これは初期に擾乱を与える際に、その擾乱をフーリエ級数展開し、基本場に対して不安定な波の成長を調べることにより擾乱の時間発展を考える方法である。これを最初に行ったのは、Charney(1947), Eady(1949)で、彼らは温度風平衡した基本場を簡単な形で表し、その基本場に対して微小振幅を持つ擾乱を与え、成長するモードを調べることを行った。この理論は現実と比べると非常に簡略化した場を仮定しているのだが、高気圧や低気圧の性質をよく表しており、これらを元に行われた研究は大変多くある。このように擾乱を例えばEadyのモデルで考えたとき、不安定モードの増幅が2つの波の共鳴によって生じるという考え方で傾圧不安定を説明することができる。Eadyの設定では、対流圏上層と境界面付近に逆向きの位相速度を持つロスビー波が存在すると考えることができる。その波は上層では西向きに進み、下層では東向きに進む性質を持ち、これらは風速の鉛直シアを持つ場において、相互

作用することにより発達することが知られており、これをシア不安定といい、傾圧不安定を説明するメカニズムである (Sakai (1989)). ロスビー波は渦位保存則を満たす形で生じる波であるため、基本場の渦位の存在が逆向きの位相速度を持つ波を生成する過程に深く関わっていることが分かる。この理論は高低気圧の性質を簡単に理解でき、有用な方法であるが、一方で、擾乱が常に 1 つの微小なモードから成るものとして説明できるとは限らず、また、ノーマルモードでは不安定モードが相似的に発達することになるが、実際の低気圧においてはそれぞれで大きさや循環の強さは異なっているという点で、現実と対応していない部分が多い。

そこで、いくつかの観測から低気圧の発達するメカニズムとして重要なものだと示されているのが、上層と下層にある渦のカップリング、という過程である。この過程においては上層に存在する渦が大切な役割を果たすため、初期値問題として、上層である振幅を持つ渦を考えることにより、傾圧擾乱の発達を議論する方法を導入する。二階堂 (1986) はある日本付近に発生した低気圧が急速に発達した観測事例をもとに、そのときの温位面上での渦位場の変化と対流圏中・下層における渦度場の変化を比較し、上層の渦と下層の渦がカップリングすることによって擾乱が発達したことを示している。これは、擾乱を対流圏中・下層の渦度場や温度場だけで見る場合と比較して、渦位場の観点を導入した場合には、下層でのどの擾乱の発達する可能性が高いかをより分かりやすくなることが示されている。Takayabu (1991) では上層・下層に存在する初期擾乱の位置関係と、擾乱の発達の関係性について、単純化した 3 次元モデルを利用した数値実験を行った。また、最も発達した際に、渦位場の観点から見ると、どのような変化を生じているかについて論じている。Takayabu (1991) により、どのような擾乱の与え方をしたときに傾圧擾乱がより発達するかは示されたが、その違いが渦位場の観点から見た際にはどのように現れているのかを調べることは、擾乱の発達を考える上で興味深く重要であると考えられる。

そこで本研究では、3 次元大気大循環モデル dcpam を用い、力学過程のみを考えて実験を行った Polvani et al. (2004) の設定を利用して、傾圧不安定場の時間発展を計算し、初期擾乱の与え方を変えた場合に、発達する擾乱と発達しない擾乱を比較して、渦位場にはどのような違いが現れているのか、数値実験を行った。

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章で渦位の性質について説明する。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 章は結論である。

第2章 渦位の性質

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 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、準地衡風の渦位を紹介する。

2.1.1 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 、 f は惑星渦度として、絶対渦度を $\zeta_a = (\zeta + f)$ と書く。

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、

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

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.

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

ここで, $\zeta_\theta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_\theta - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_\theta$ 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.

2.1.2 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^{*1}.

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

これは, 準地衡風の渦位を表す. 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.

2.2 invertibility principle

ここでは, 渦位の大きな特徴の 1 つである, invertibility principle, について紹介する. invertibility principle とは, 渦位の空間分布と境界条件を与えただけで, 大気の物理的状態 (風向, 風速, 気圧, 温度など) を決定することができるという性質である. これは渦位を利用する上で非常に重要な概念である. また渦位は渦位の基本場からのずれを考えることが大切である.

^{*1}導出は付録を参照.

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 invertibility principle にしたがって計算されたものである. 図 2.2(a)

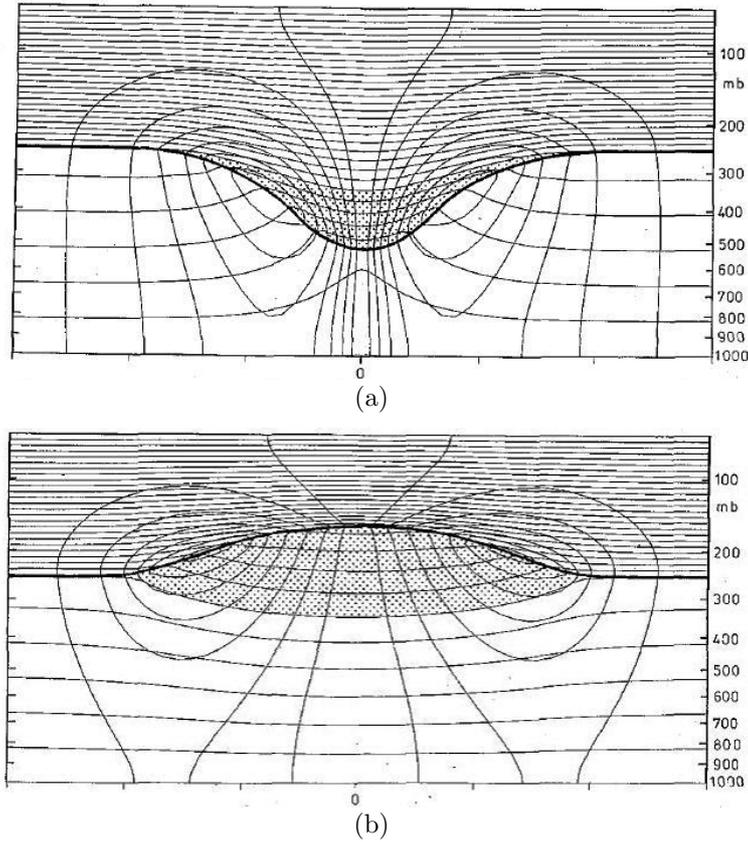


図 2.1: 対流圏界面に孤立して存在する軸対称な渦位アノマリーとそれに伴う風と温位の分布. (a) 正のアノマリー, (b) 負のアノマリーを表している. コリオリパラメタを一定とし, 静的安定度は, 成層圏の値が対流圏の値の 6 倍で一定とする. 対流圏界面の高度は 10 km, 大気上端は 16.67 km である. コリオリパラメタは 10^{-4} s^{-1} で一定とし, 等温位渦位は, $r < r_0$ で, $\frac{1}{2} A \left\{ \cos\left(\frac{\pi r}{r_0}\right) + 1 \right\}$ に沿って変化する圏界面の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

は, 対流圏界面に温位の振幅 -24 K 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 41 hPa 下がっており, 相対渦度は $1.7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 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、15 m/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 2.2(b) は、対流圏界面に温位の振幅 +24 K の形で負の渦位アノマリーを与えたときの図である。渦の中心部では圈界面が盛り上がっている。気圧は周囲と比較して 13 hPa 上がっており、相対渦度は $-6.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 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、6 m/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 2.2 (a) は、

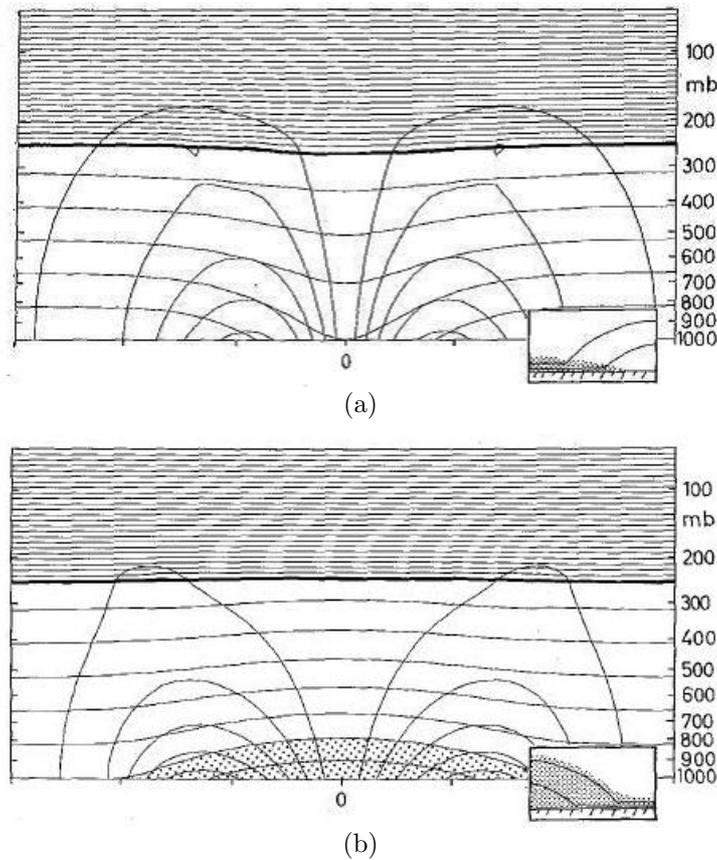


図 2.2: 地表付近に孤立して存在する軸対称な渦位アノマリーとそれに伴う風と温位の分布. (a) 正のアノマリー, (b) 負のアノマリーを表している. ここでは、地表面付近の温位場が $r < r_0$ で、 $\frac{1}{2}A \left\{ \cos\left(\frac{\pi r}{r_0}\right) + 1 \right\}$ という形で変化し、圈界面では温位の変化はない. 振幅 A は、(a) で +10 K, (b) で -10 K とする. 細かい実線は、5 K ごとに引かれた等温位線と、3 m/s ごとに引かれた等風速線である. 太い実線は対流圏界面を表してい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

上層には渦位アノマリーはなく、1000 hPa に +10 K 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 31 hPa 下がっており、相対渦度も $8.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ と低気圧性循環を生じている。図 2.2 (b) は、上層には渦位アノマリーはなく、1000 hPa に +10 K 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 18 hPa 上がっており、相対渦度は $-5.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ と高気圧性循環を生じている。図 2.2, 図 2.2 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いうことが言える。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。ここで f はコリオリパラメタ、 N は大気の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の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。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。

第3章 渦位の観点から傾圧擾乱の発達を説明した過去の研究

3.1 ノーマルモードによる傾圧不安定の理解

ここでは、擾乱をノーマルモード解で仮定して考えたとき、特に、Eady のモデルで考えたときに、傾圧不安定がどのように説明されているかを紹介する。Eady のモデルによって傾圧不安定を説明するためには、基本場における渦位の南北勾配を考慮することが必要になるため、そのことについて記述する。渦位フラックスの式を用いて考える。ここでは前節で示された準地衡風の渦位を用いる。

渦位フラックス v_0q を x 方向に平均すると、

$$\overline{v_0q} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \left[\nabla^2 \phi + \rho_s \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s}{S} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right] \quad (3.1)$$

$$= \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u_0v_0}) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{S} \overline{v_0\theta_0} \right) \quad (3.2)$$

となる。ここで、境界条件として $y = y_1, y_2$ で $v_0 = 0$ を設定し、両辺に ρ_s をかけて全領域で積分すると、

$$\int_{y_2}^{y_1} \int_0^{z_H} \rho_s \overline{v_0q} dz dy - \int_{y_2}^{y_1} \left[\frac{\rho_s}{S} \overline{v_0\theta_0} \right]_0^{z_T} = 0. \quad (3.3)$$

となる。流体の y 方向の変位を η とすると、 $\overline{v_0\theta_0}$ と $\overline{v_0q}$ は次のように表すことができる。

$$\overline{v_0q} = -\frac{\partial \overline{Q}}{\partial y} \frac{d}{dt} \left(\frac{\overline{\eta^2}}{2} \right), \quad (3.4)$$

$$\overline{v_0\theta_0} = -\frac{\partial \overline{\Theta}}{\partial y} \frac{d}{dt} \left(\frac{\overline{\eta^2}}{2} \right). \quad (3.5)$$

(3.3) の第 1 項は内部領域での流体の変位による基本場の渦位の移流フラックスである。全体として渦位を保存させるためには、(3.3) の第 2 項でこの内部の渦位フラックスを打ち消さなければならない。この項は、境界面 ($z = 0$ [境界面], z_H [対流圏界面]) での渦位フラックスであると解釈できる。このフラックスは境界での

等温位面を横切るような変位によって生じる. ここで拡張した渦位 q_* を導入し, (3.3) を,

$$\int_{y_2}^{y_1} \int_0^{z_H} \rho_s \overline{v_0 q_*} dz dy = 0 \quad (3.6)$$

と書くこととする. そのためには,

$$\begin{aligned} q_* &= q + \frac{1}{S} \frac{\partial \phi}{\partial z} \delta(z - 0_+) - \frac{1}{S} \frac{\partial \phi}{\partial z} \delta(z - z_{H-}), \\ \frac{\partial \overline{Q_*}}{\partial y} &= \frac{\partial \overline{Q}}{\partial y} + \frac{1}{S} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \delta(z - 0_+) - \frac{1}{S} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \delta(z - z_{H-}) \end{aligned} \quad (3.7)$$

とすればよい. ここで $z = 0_+$ は $z = 0$ のすぐ上を, $z = z_{H-}$ は $z = z_H$ のすぐ下を表している. これにより, 基本場の渦位が対流圏上層と下層においてデルタ関数的に存在することになる. 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. このような場において, 流体粒子を南北方向に微小量 η だけ変位させることを考える. 渦位の南北勾配が正である場において, 北向きに変位させると, その粒子のところの渦位の値は基本場と比べて小さくなっているため, 渦位偏差は負である. そのため, 渦位の性質からそこでは高気圧性循環が生じる. 逆に上層で流体粒子を南向きに η だけ変位させると, その粒子のところの渦位は基本場の渦位の値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. いま, 対流圏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ことから, 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. このロスビー波の形をノーマルモードで仮定するとき, その2つの波が共鳴して互いの振幅を増幅させることが Sakai (1989) によって示されている. これをシア不安定と言い, これによって傾圧不安定を説明することができる.

3.2 カップリングによる擾乱の発達についての研究

3.2.1 観測例に基づく研究 – 二階堂 (1986) –

二階堂 (1986) では, 観測結果を用いて, 擾乱の発達を渦位分布の観点から記述している. 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

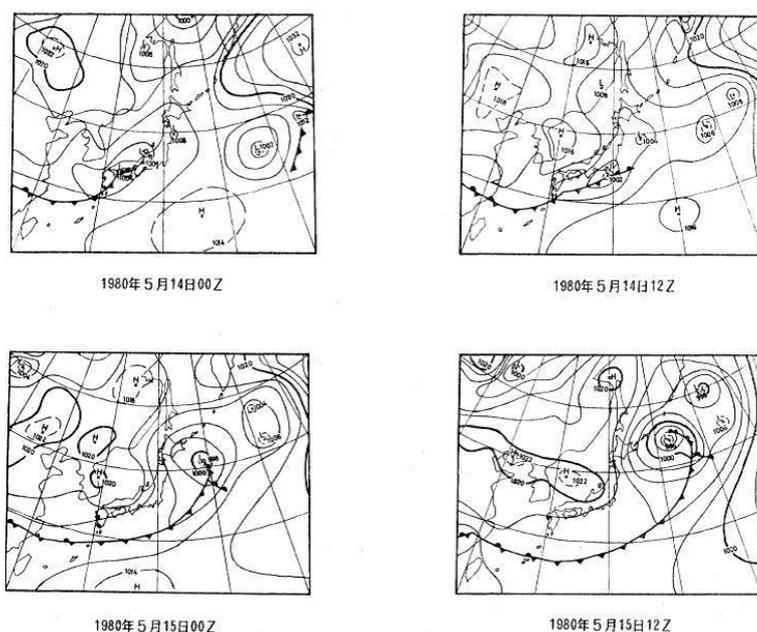


図 3.1: 1985 年 5 月 14 日 0Z から 15 日 12Z までの気圧配置. 南岸低気圧の発達が見られる.

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. なお, ここで示す時刻は二階堂 (1986) に倣い, 全てグリニッジ標準時による表記となっている. 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 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 3.3 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 3.4 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,

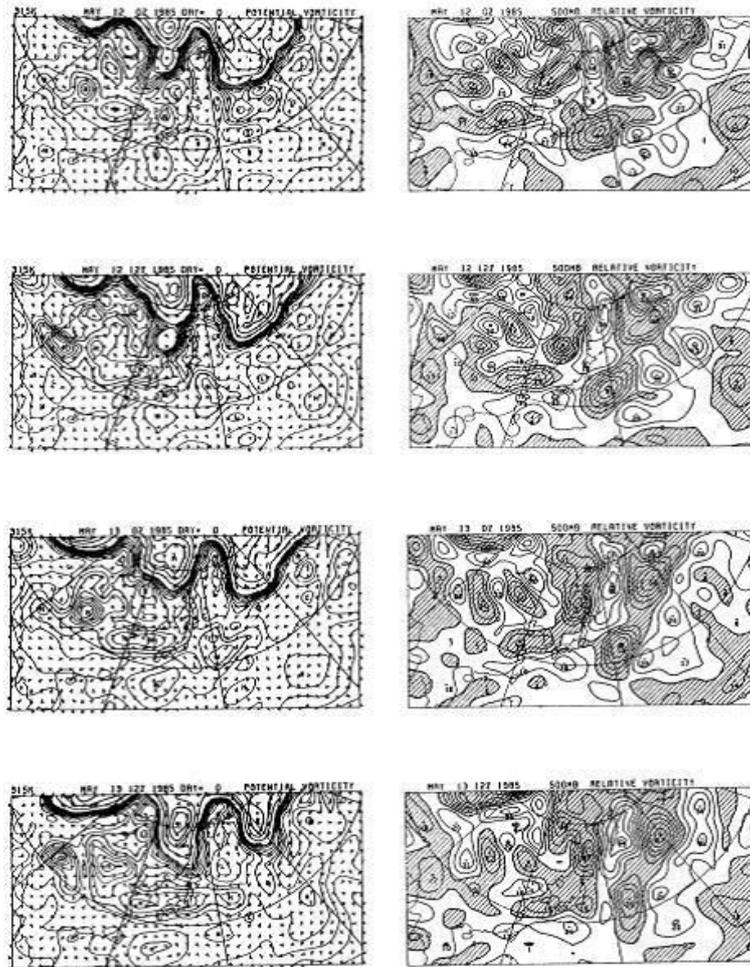


図 3.2: 5 月 12 日 0Z から 13 日 12Z までの $\theta = 315$ K の等温位面渦位分布図 (左) と 500 hPa 面渦度分布図 (右). 擾乱が発達する前の時間帯.

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間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, 上層にある正の渦位アノマリー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, 風の間も下部成層圏から

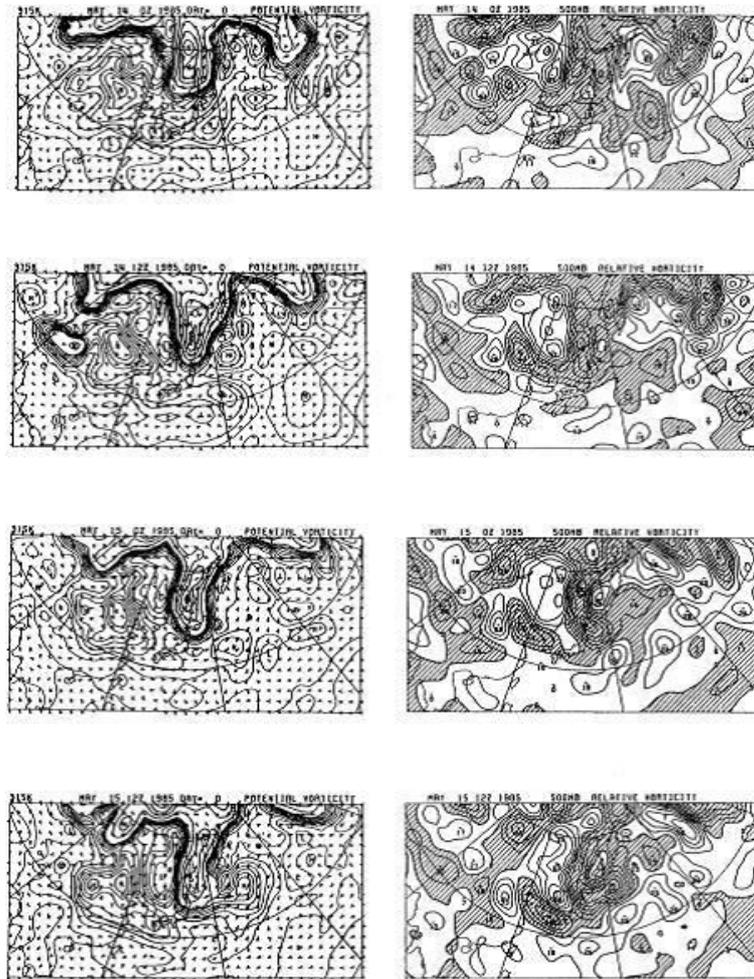


図 3.3: 5 月 14 日 0Z から 15 日 12Z までの $\theta = 315$ K の等温位面渦位分布図 (左) と 500 hPa 面渦度分布図 (右). 擾乱が発達している時間帯.

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 3.4(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 PVU (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, 0.4 PVU 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 1 PVU 以上では 1 PVU 毎に, それ以下では, 1 PVU 毎に引かれているので, その間が成層圏大気

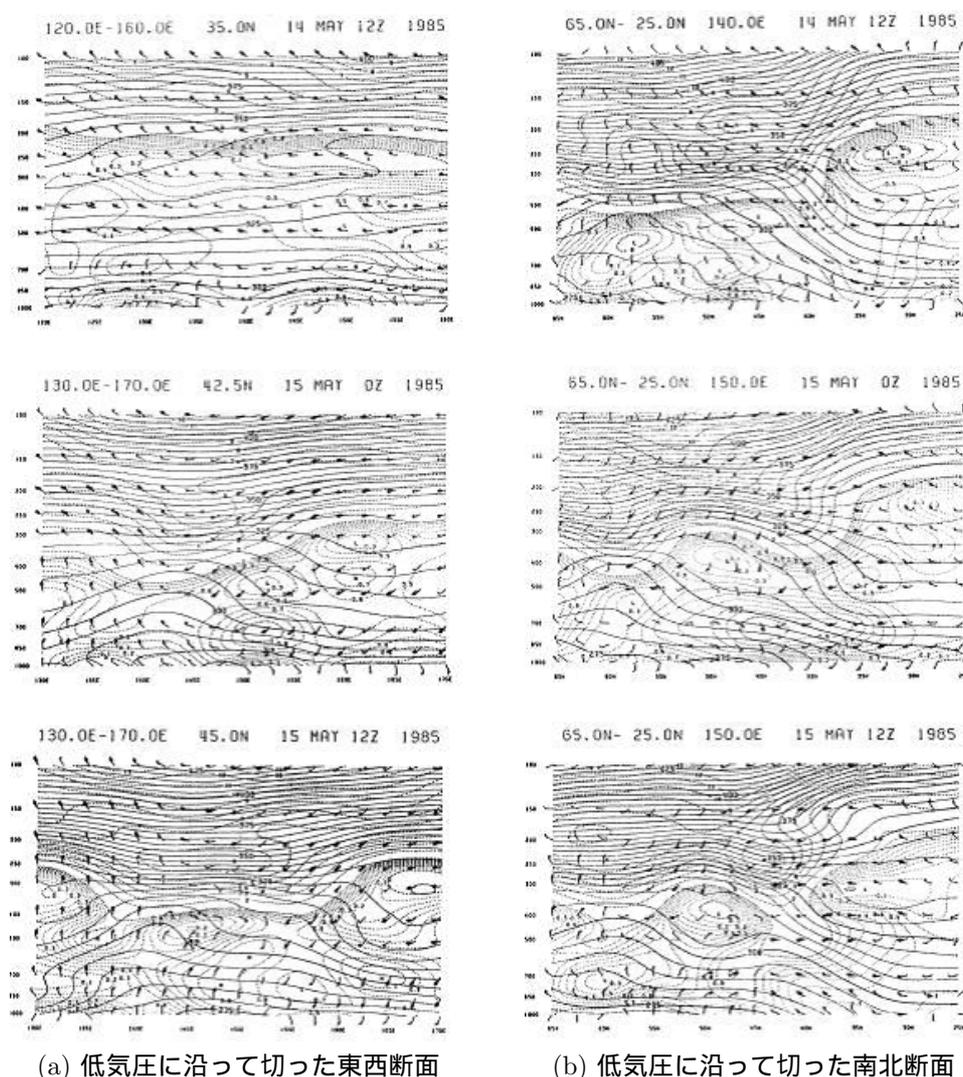


図 3.4: 南岸低気圧の中心に沿って切った東西断面図. 上段, 中段, 下段の図はそれぞれ, 北緯 35 度, 42.5 度, 45 度での断面図. 図中の実線は等温位線を表し単位は K. 破線は等渦位線を表し, 単位は 1PVU. また, 風速も重ねて記載してある.

と対流圏大気境界となっている. 14 日 12Z では北緯 50 度の 250 hPa あたりに渦位の値が 8 PVU 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 3.4 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 度で上層の正の渦位アノマリーは更に下降して、1 PVU の線は 500 hPa よりも下まで、5 PVU 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。図 3.2 の左側には 5 月 12 日 00Z から 15 日 12Z までの 12 時間ごとの Q-map が並べてあるが、問題の正の渦位アノマリーは 12 日 00Z のサハリン上空にきた時まで渦位の値 5 - 6 PVU とほぼ一定の値を保ちながら動いている。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が、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 $6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ となっている。以上の事実を二階堂 (1986) では次のようにして説明されている。

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、あるいは届いても弱いため、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 (断面積) で定義され、断面積は大気の安定度によるため、この間の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、 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、図 3.4 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。このとき、地表付近には前線帯があり、正の渦位アノマリーの東側ではそれによって生成された循環のために、暖気移流の場ができる。これは 2.1.2 節で示した性質 (図 2.2) から、地表付近に正の渦位アノマリーが生じたことを表している。この渦位アノマリーも周囲に低気圧性循環を形成し、上層の正の渦位アノマリーによる低気圧性の循環と重なり合い、地表付近か

ら下部成層圏に及ぶ非常に強い低気圧性循環が作られる。このため、地上の低気圧は 15 日 00Z で既に閉塞し始めているにも関わらず、閉塞後も更に発達を続けているのである。

低気圧が上層の寒冷渦とカップリングして強く発達するかどうかを見極めることは重要なことであるが、そのためには寒冷渦の動向を正しく把握することが必要である。その際、図 3.2(a)、図 3.3(b) の右側にある 500 hPa 面での相対渦度分布図を見ただけでは、どの低気圧性渦が強く発達する寒冷渦かということを判別できず、渦度の強まりを見て初めて強いものであると知ることができる。一方で、図 3.2(a)、図 3.3(b) の左側にある渦位分布図ならば、下層で擾乱が発達する 2 - 3 日前の時点で既に正の渦位アノマリーは明確になっており、その追跡は簡単に行うことができる。前に記述したように、上層で正の渦位アノマリーが存在することが即ち下層の低気圧を発達させることには繋がらず、対流圏内に入ってこない限り地表面の場の変化は小さいが、それが対流圏に入った際には下層で強い擾乱を生成することになるため、渦位分布に着目することは重要である。

以上が二階堂 (1986) の観測結果に基づいた、渦位場の変化から見たことによる低気圧の発達についての考察である。

3.2.2 モデルによる低気圧のカップリング実験

– Takayabu (1991) –

この節では Takayabu (1991) によって行われた研究の結果を示す。この研究は、対流圏上層に存在する渦と対流圏下層に存在する渦のカップリングが低気圧の発達過程に関わる重要なメカニズムの 1 つである、という色々の条件下で行われた観測に基づいた研究 (Nitta et al. (1973), Buzziani and Tibaldi (1978), Mullen (1983), Uccellini et al. (1985), Ogura and Juang (1990)) の結果に基づき、上層と下層に与える初期擾乱の条件を変えることで、擾乱の発達にどのような変化が生じているかを数値モデルによる実験を行った。この結果に基づき、本研究を行う際に初期擾乱をどのように与えるかを決定する。

実験設定

Takayabu (1991) で行われた実験の設定について示す。

支配方程式

シグマ座標系で記述した 3 次元プリミティブ方程式を用いた。水蒸気は含まれていない。この設定は Takayabu (1986) と同じである。

なお、以下の効果を考慮している。

- ・鉛直方向の運動量拡散

拡散係数を以下のように設定した.

$$K_m = \begin{cases} 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} (\text{下部境界 [850 hPa から地表まで]}) \\ 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} (\text{自由大気}) \end{cases}$$

- 対流調節
断熱減率は -9.8 K/km .
- ニュートン冷却
緩和時間は 20 日とする.
- 水平方向の非線形な運動量拡散
これは高振動数の計算ノイズを除去するために導入された.

計算領域・境界条件

計算領域

計算領域は、経度方向に 10500 km, 緯度方向に 8100 km の β 平面を用いている.

境界条件

- 東西方向：周期境界条件
- 南北方向
以下のように設定している.

$$v = 0, \quad \frac{du}{dy} = 0.$$

- 鉛直方向
以下のように設定している.

$$\frac{d\sigma}{dt} = 0, \quad \sigma = 0, 1.$$

差分スキーム

ここでは, Arakawa and Mints (1974) による差分スキームを用いている.

- 水平方向
格子間隔は 100 km である.
- 鉛直方向
鉛直方向は, 25 hPa まで 16 層に分かれている.

基本場

基本場は、単に西風が存在する場を選んだ。東西方向には均一で、南北方向には北緯 45 度を中心に対称となっている。温度場は、対流圏では -6.5 K/km で変化し、成層圏では一定である。対流圏界面は 200 hPa としている。東西風は高度とともに値が増加し、対流圏界面で最大となる。成層圏では高度とともに減少している。西風の中心は北緯 45 度で、最大値は 38 m/s である。この基本場でノーマルモードを計算したところ、擾乱の水平スケールが $1800 - 2000 \text{ km}$ のとき、もっとも成長率が大きい。

初期擾乱水平スケール

この研究では、最も不安定なモードよりも成長率の小さな初期擾乱としている。その水平スケールは 900 km である。

鉛直構造と擾乱の特徴

この研究で用いられた擾乱の鉛直構造は、実際の観測例 (1986 年 4 月 25 - 28 日に日本付近で発達した低気圧) をもとに決められている。下層の初期の擾乱は、上層の擾乱と比べて 1200 km 南にあり、 1500 km 東にある。各擾乱の特徴は以下である。

・ 上層の初期擾乱

上層の初期擾乱としては、対流圏界面の上に正の温度偏差を、対流圏上層に負の温度偏差を置き、その最大値は 9 K 、最小値は -9 K である。これにより、上層では相対渦度が最大 $1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ となる。

・ 下層の初期擾乱

下層の初期擾乱としては、対流圏下層に 4 K の正の温度偏差を置いている。下層では相対渦度が最大 $3.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ となる。

擾乱の配置を変えた実験

上記で定められた鉛直構造を持つ擾乱 (ケース C) に加え、この研究では 9 通りの実験が行われており、表 3.1 にまとめられている。

なお、ケース C では上層の渦と下層の渦の東西方向の差は 1500 km 、E5 では 1700 km 、E3 では 1500 km である。また表中で、N の文字は渦がジェット軸の北

表 3.1: カップリング構造の研究のために行われた実験

実験名	上層の渦	下層の渦	備考
C	yes (N)	yes (O)	
E1	yes (N)	no	下層に渦はない
E2	no	yes (O)	上層に渦はない
E3	yes (O)	yes (O)	上層と下層の渦
E4	yes (O)	no	で子午面方向の
E5	yes (N)	yes (N)	変位差はない
E6	no	yes (N)	
E7	E1+E2		
E8	E1+E6		
E9	E2+E4		

1200 km に位置することを表し、O の文字は渦がジェット軸上にあることを表している。

実験結果

Takayabu (1991) で行われた実験の結果を表したグラフが、図 3.5 である。

ここでは、低気圧の強さの指標として地表面での渦度の値の時間変化に注目し、その値を比較している。その結果、上層の擾乱はジェット軸の北側に与え、下層の擾乱はジェット軸と重なる位置に与え、互いの擾乱を東西方向にずらしたケース C でその値が最も大きくなり、次いで、上層にのみジェット軸の北側に擾乱を与えた場合に渦度の値が大きくなった。また、いずれも軸上で、擾乱を上層のみに置いた場合 (E1)、擾乱を下層のみに置いた場合 (E4)、擾乱を上層と下層に置いた場合 (E3) では、E3 と E4 で変化が大きく、相対的に E1 ではあまり発達していないことが分かる。このように初期擾乱の与え方によって、低気圧の発達の仕事に変化が生じることが示された。

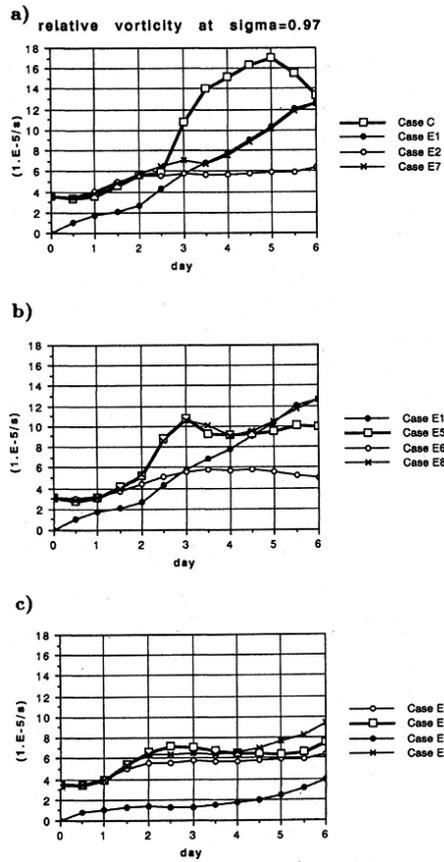


図 3.5: $\sigma = 0.97$ 面での相対渦度の発達. (a) はケース C, E1, E2, E7, (b) はケース E1, E5, E6, E8, (c) はケース E2, E3, E4, E9 である.

第4章 数値計算の概要

本研究では、以下の設定で数値実験を行った。

4.1 モデルの概要

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。以下に簡単に記述する。詳細は、`dc pam` ドキュメント を参考にされたい。

運動方程式

$$\frac{du}{dt} - fv - \frac{uv}{a} \tan\phi = -\frac{1}{a \cos\phi} \frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} - \frac{RT_v}{a \cos\phi} \frac{\partial \ln p_s}{\partial\lambda} + F_\lambda, \quad (4.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu - \frac{u^2}{a} \tan\phi = -\frac{1}{a} \frac{\partial\Phi}{\partial\phi} - \frac{RT_v}{a} \frac{\partial \ln p_s}{\partial\phi} + F_\psi \quad (4.2)$$

連続の式

$$\frac{d \ln p_s}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{v}_H + \frac{\partial}{\partial\sigma} \frac{d\sigma}{dt} = 0 \quad (4.3)$$

熱力学の式

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT_v}{C_p} \left\{ \frac{\partial \ln p_s}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \ln p_s + \frac{1}{\sigma} \frac{d \ln p_s}{dt} \right\} + \frac{Q^*}{C_p} \quad (4.4)$$

静力学平衡の式

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma} \quad (4.5)$$

ここで, u は x 方向の速度成分, v は y 方向の速度成分, w は z 方向の速度成分, p は圧力, ρ は密度, T は温度, q は比湿 $= \frac{\rho_v}{\rho}$, Φ は重力ポテンシャル ($=gz$), F は外力, f はコリオリパラメタ $2\Omega \sin \phi$, Q^* は外部からの加熱の項と, 粘性による加熱の項をまとめたものを表している. また, T_v は, $T_v \equiv T(1 + \varepsilon_v q)$ と定義する量である. ここで, $\varepsilon_v \equiv \frac{R_v}{R} - 1$ である. 上付き d と上付き v はそれぞれ, 乾燥空気および水蒸気に関する量である. a は地球半径, R は乾燥空気の気体定数を表す. なお, 条件を簡単化するため, 物理過程は考えていない.

4.2 計算設定

境界条件

東西方向

周期境界条件である.

鉛直方向

$$\frac{d\sigma}{dt} = 0 \quad \text{at } \sigma = 0, 1. \quad (4.6)$$

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

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になっている.

基本場

基本場の設定は, Polvani et al. (2004) と同じである.

風速場

先ず, 風速 $u(\phi, p)$ は以下のように決める.

$$u(\phi, p) = \begin{cases} u_0 \sin^3(\pi\mu^2) F(z) & \text{for } \phi > 0 \\ 0 & \text{for } \phi < 0. \end{cases} \quad (4.7)$$

表 4.1: 今回用いたパラメタをまとめた表.

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
κ	2/7		C_p	R/κ	J/(kg · 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

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.

$$F(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh^3 \left(\frac{z - z_0}{\Delta z_0} \right) \right] \sin \left(\frac{\pi z}{z_1} \right). \quad (4.8)$$

なお, 各パラメタの値は下の表を参考にされたい.

温度場

次に温度場は以下のように決める.

$$T(\phi, z) = \int^{\phi} \frac{\partial T(\phi', z)}{\partial \phi'} d\phi' + T_0(z). \quad (4.9)$$

いま, $f = 2\Omega \sin \phi$ である. ここで,

$$\frac{\partial T(\phi, z)}{\partial \phi} = -HR^{-1}(af + 2u \tan \phi) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.10)$$

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.

初期擾乱

前節で示したの基本場に対して, 初期擾乱を与える. Takayabu (1991) で示されたように, 擾乱の与え方によってその擾乱が時間発展した場が大きく異なるため, どのような擾乱を与えるかの検討を行うことでは重要である. 本研究では, 以下の

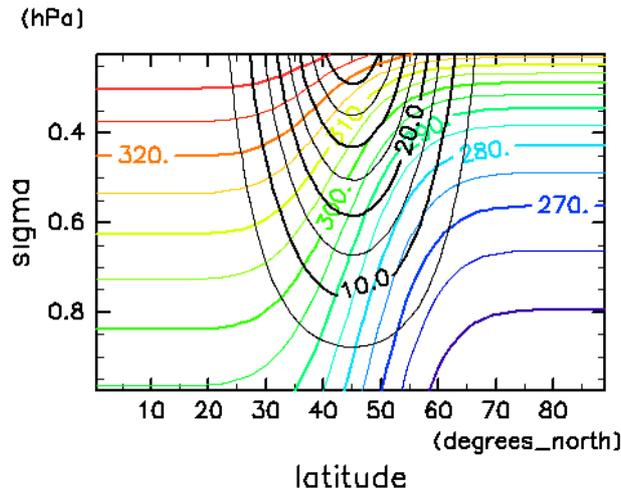


図 4.1: 初期の温位場と風速場を東西平均した図. 横軸は緯度 (北緯 0-90 度), 縦軸は高度 ($\sigma = 1.0 - 0.2$). 色つきのコンターが等温位線 (単位は K), 黒色のコンターが等風速線 (単位は m/s).

4 通りの与え方をすることとした. いずれも擾乱の中心はジェット軸と一致したも
のになっている.

1. Polvani et al. (2004) の設定

まずは, Polvani et al. (2004) の設定に従い, 以下で擾乱を与えることとした. こ
の設定で擾乱は鉛直方向に一様に与えられている.

$$T'(\lambda, \phi) = \hat{T} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha} \right) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta} \right) \\ \text{for } -\pi < \lambda < \pi.$$

このときの実験を以後, 実験 P と呼ぶ.

2. 上層のみに擾乱を与えた場合

次に擾乱を上層のみに与える場合を考えた. この場合を実験 1 と呼ぶ. 具体的
には以下のように与える.

$$T'(\lambda, \phi) = \hat{T} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha} \right) \operatorname{sech}^2 \left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta} \right) \operatorname{sech}^2(z - 0) \\ \text{for } -\pi < \lambda < \pi.$$

3. 下層のみに擾乱を与えた場合

次に擾乱を下層のみに与える場合を考えた. この場合を実験 2 と呼ぶ. 具体的には以下のように与える.

$$T'(\lambda, \phi) = \hat{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta}\right) \operatorname{sech}^2(z - 0) \\ + \hat{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta}\right) \operatorname{sech}^2(z - z_T) \\ \text{for } -\pi < \lambda < \pi.$$

4. 上層と下層に擾乱を与えた場合

次に擾乱を上層と下層に与える場合を考えた. この場合を実験 3 と呼ぶ. 具体的には以下のように与える.

$$T'(\lambda, \phi) = \hat{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta}\right) \operatorname{sech}^2(z - 0) \\ + \hat{T} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\alpha}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{\beta}\right) \operatorname{sech}^2(z - z_T) \\ \text{for } -\pi < \lambda < \pi.$$

これらを図示したものが図 4.2 である.

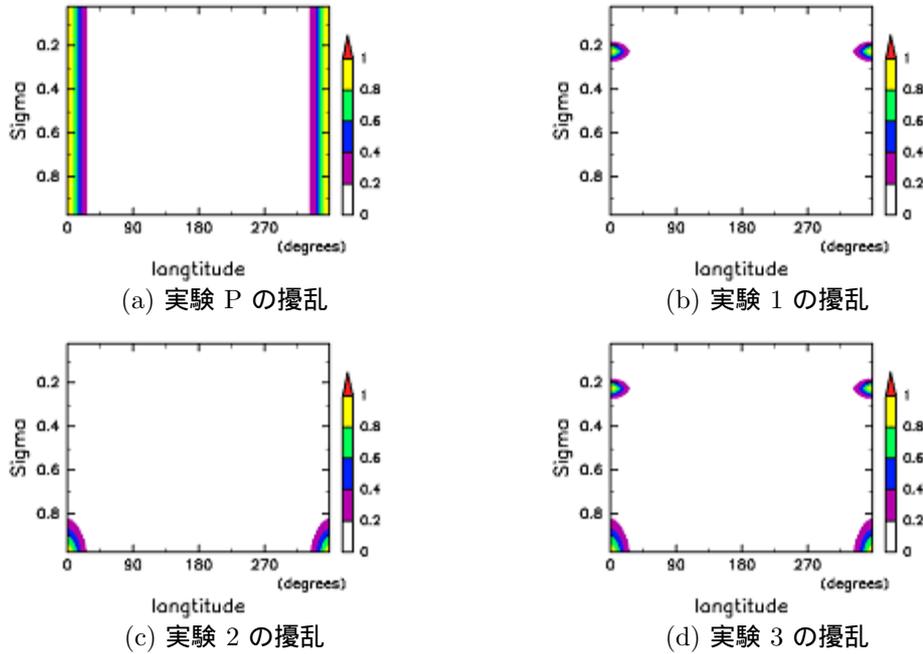


図 4.2: 各実験で与えた初期の温度擾乱. 最大値は 1K, 等値線の間隔は 0.2 K.

以上の擾乱を与えた場合の渦度場の変化に着目したところ, Takayabu (1991) で示されたように, ジェット軸上に擾乱を与える条件下では, 上層にのみ擾乱を与え

た場合と比べて、下層のみに与えた場合と、上層および下層に擾乱を与えた場合の方が、地表面付近での渦の時間発展が大きいことが確認された。それを示したのが以下の図 4.3 である。

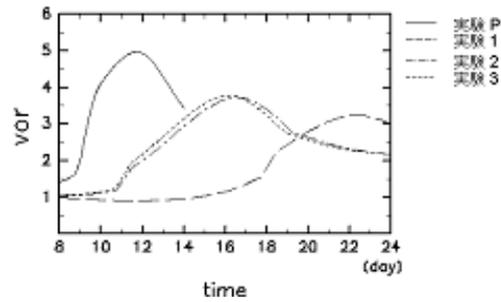


図 4.3: 4 通りの温度擾乱を与えたときの渦度場の時間発展.

第5章 計算結果

5.1 実験 P で擾乱が発達したときの場の変動

今回行った数値実験の結果である。まずは4つの擾乱の与え方の中で一番成長した実験 P において、擾乱の成長が最も分かりやすいときの場の状況を示す(図 5.1)。これは、実験 P で擾乱が最も発達したときの様子が見られる12日目の300 K面の渦位場、地表付近の渦度場、地表付近の温度場、地表面の気圧場の変化を掲載している。渦位場で見ると、経度160度と220度付近に正の渦位の値の大きい領域が南下していることが分かる。これは上層の渦位アノマリーが温位面に沿って南下していることを表しており、二階堂(1986)で下層の低気圧が発達したときと同じ状況である。このことは下層で低気圧性の循環を生じていることを表しており、その上層の渦が下層の渦とカップリングすることで強い擾乱の発達を引き起こす。そのことは、図 5.1(b)に表れている。渦位の値の大きい領域とほぼ同じところに正の渦度の大きい領域が発生している。これに伴い、図 5.1(c)では循環の前面で暖気移流、後面で寒気移流が確認できる。図 5.1(d)より勿論、その中心が低気圧であることも示されている。

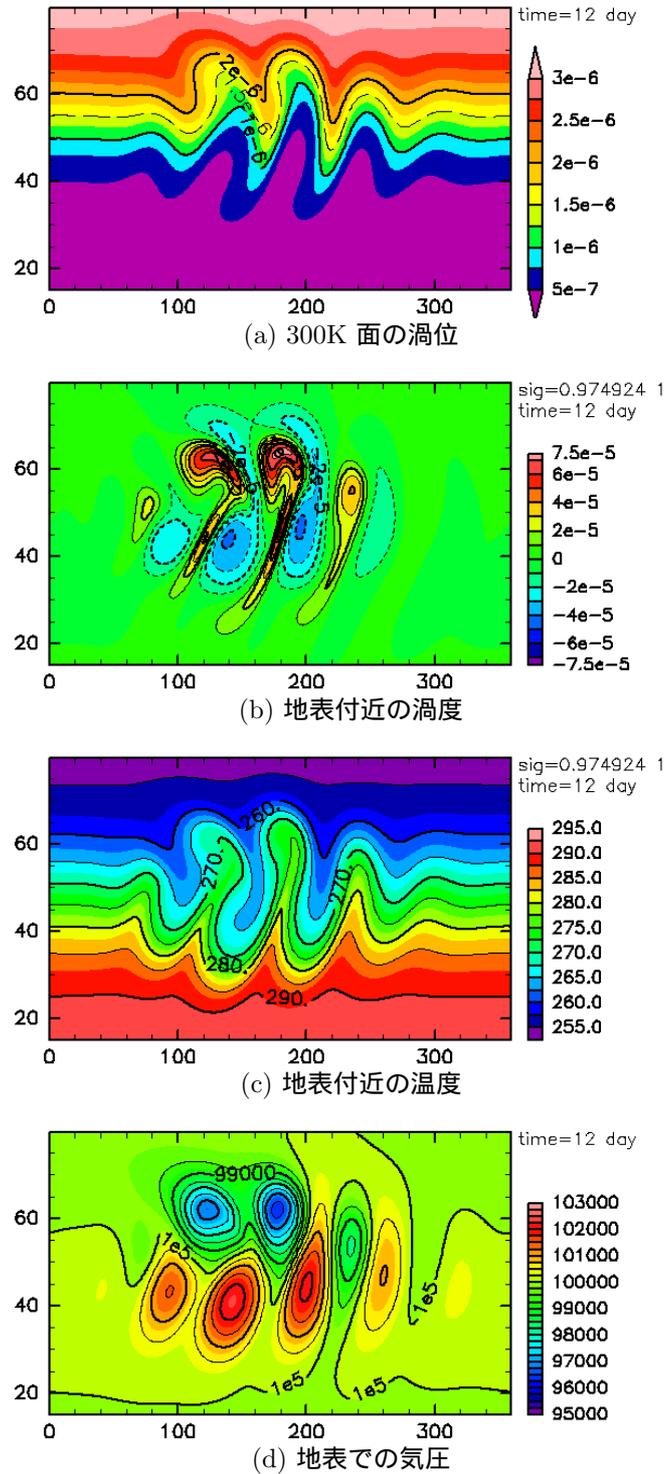


図 5.1: 実験 P の 12 日目. 縦軸は左図では渦位 (単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$) を, 右図で縦軸は温度 (単位は K) を表す.

5.2 擾乱の与え方を変えたときの渦位場の違いの比較

ここから, Takayabu (1991) の実験に基づき, 擾乱の与え方による渦位場の違いを計算した結果を示す.

示している図は以下である.

1. $\theta = 300K$ の等温位面上で見た渦位分布図.
2. 東西方向の断面で見た渦位分布図.
3. 南北方向の断面で見た渦位分布図.

ここでは 12 日目, 17 日目, 23 日目の各分布図を掲載している. なぜなら, 実験 P で注目した擾乱の最も発達した時間が 12 日目, 実験 2,3 で注目した擾乱の最も発達した時間が 17 日目, 実験 1 で注目した擾乱の最も発達した時間が 23 日目であるため, 各場合を比較して, それぞれが最も発達した時間には渦位場がどのような状況になっているか, 再発達する前後の時間ではどのような状況が見られるかを比較するため, このような形を取っている.

5.2.1 等温位面上での渦位場の変動

最初の結果は温位面上の渦位場の変動を表している. 図 5.2, 5.3, 5.4 は, それぞれ, 12 日目, 17 日目, 23 日目における 300 K の等温位面での渦位分布図である. 結果は日付でまとめ, 日付毎で実験設定の間でどのような差が見られるかを比較しやすいようにした. そのため, 図の中では, 左上に実験 P, 右上に実験 1, 左下に実験 2, 右下に実験 3 の結果を示している. いずれも横軸は経度で, 縦軸は緯度である. それぞれ擾乱の発達している箇所に合わせて切り出しており, 経度はそれぞれの図によって異なる (幅は 100 度). 緯度はいずれも北緯 30 - 80 度である. 図中のコンターは 1.0 PVU, 1.5 PVU, 2.0 PVU を示している. 1.5 - 2.0 PVU 以上の大気が安定度の高い領域, 成層圏にある大気とされている.

初期擾乱の与え方によって擾乱の時間発展に違いが生じることは Takayabu (1991) によって述べられている. ではその違いは渦位分布図ではどのように見られるのかについて記述する. この図で重要なことは, 渦位の値の大きな領域が高緯度側から低緯度側に南下している状況である. なぜなら, 温位面は図 4.1 で見ると分かるように, 中緯度で傾きを持っており, 緯度が高いほど高高度にあり, 低いほど低高度にある. そのため, 渦位の値の大きな領域が温位面上に沿って南下していることは, その領域が低高度に移動していることを意味する. このことに伴って生じることを二階堂 (1986), Takayabu (1991) の考察を用いて考える. 二階堂 (1986) によれば (このときは上層の渦の下層に渦があるとする), 南下することで, 安定度の高い成層圏領域にある大気が下降して大気が安定度の低い対流圏に侵入するため, 渦位の式 (2.8) に従い, 渦度の値が大きくなり, 下層の擾乱があればその渦を発達さ

せる. Takayabu (1991) によれば (このときは上層の渦の下層の前面に渦があると
する), 上層の渦は等温位面に沿って下降することで渦が強まる一方, 上層のうずが
下層の渦の位置に作る風は南風であるため, 下層の渦はこの流れに沿って北向きに
輸送される. このとき温位面に沿って上昇するため上層の渦と近づき, カップリン
グすることで擾乱は発達すると説明されている. そのため, 上層の渦が南下するこ
とは, 擾乱の発達を示す重要な指標となる. このことを踏まえて以下の計算結果を
考察する. 12 日目の時点で一番大きく南下しているのは, 実験 P の場合で, 経度
160 - 180 度にかけて特に大きく蛇行する形で南に下がっている. 実験 1 ではほと
んど波打っている様子は見られず, 擾乱の生成もない. 実験 2 と実験 3 では, 緯度
で言うと最大 2 - 4 度ほどの振幅を持つ波が見られるが, 擾乱の発達を引き起こす
ほどではない. 17 日目になると, 12 日目からの変化が顕著に見られるのは実験 2
と実験 3 である. 12 日目に 190 - 210 度付近に生じていた波と比べ, 240 - 270 度
付近にできた波の振幅が大きくなっていることが一目で分かる状況となっている.
実験 2 と実験 3 では 17 日目の前後で下層の擾乱が最も発達しており, このよう
に渦位場の変化でその事実を確認することができる. 一方, 実験 P においては, 等
渦位線の振幅は小さくなっている. これは渦位の値の大きな領域の南下が収まって
いることを示している. また, 実験 1 に関しては, 波がほとんど生じていなかった
12 日目と比べると波打つようになってはいるが, まだ変化は小さいものである. 23
日目になると, 実験 P, 実験 2, 実験 3 では波の振幅はほとんどなくなり, 渦位の値
の大きな領域の南下は見られなくなっている. 下層の擾乱の発達も収まる傾向にあ
り, 関係性がよく表れている. この時間で最も波の振幅が大きいのは, 実験 2 であ
る. 17 日目に経度 270 - 280 度付近に生じていた波が, 320 - 340 度にかけて大き
な振幅を持つ波に成長し, 最も南下している. これにより, 下層の擾乱の値も大き
くなっている.

これらの渦位分布図を, 実験設定どうしで比較する. 上記のように, 実験 P, 1, 2,
3 で, 等渦位線 (1.5 PVU と 2.0 PVU) の振幅が一番大きくなったときはそれぞれ,
12 日目, 23 日目, 17 日目, 17 日目である. その 4 つについて比較すると, その中
で振幅が最大なのは, 実験 P である. 続いて実験 2 と実験 3 で, 最小が実験 1 で
ある. その差は緯度で数度の違いであるが, 振幅の差はその領域の \approx 方向の下降幅
の違いとして表れ, それは下層で生じるの循環の違いと考えることができる. 事実,
初期擾乱を上層にのみ置いた場合 (実験 1) の下層での渦度の最大値は小さく, 全
高度に擾乱を置いた場合 (実験 P) には実験 1 と比べて大きくなっている. これを
グラフで表すと図 5.5 のようになる. 以上より, 渦位場の変動を見ることにより, 擾
乱の時間発展を知ることのできることを確認できる.

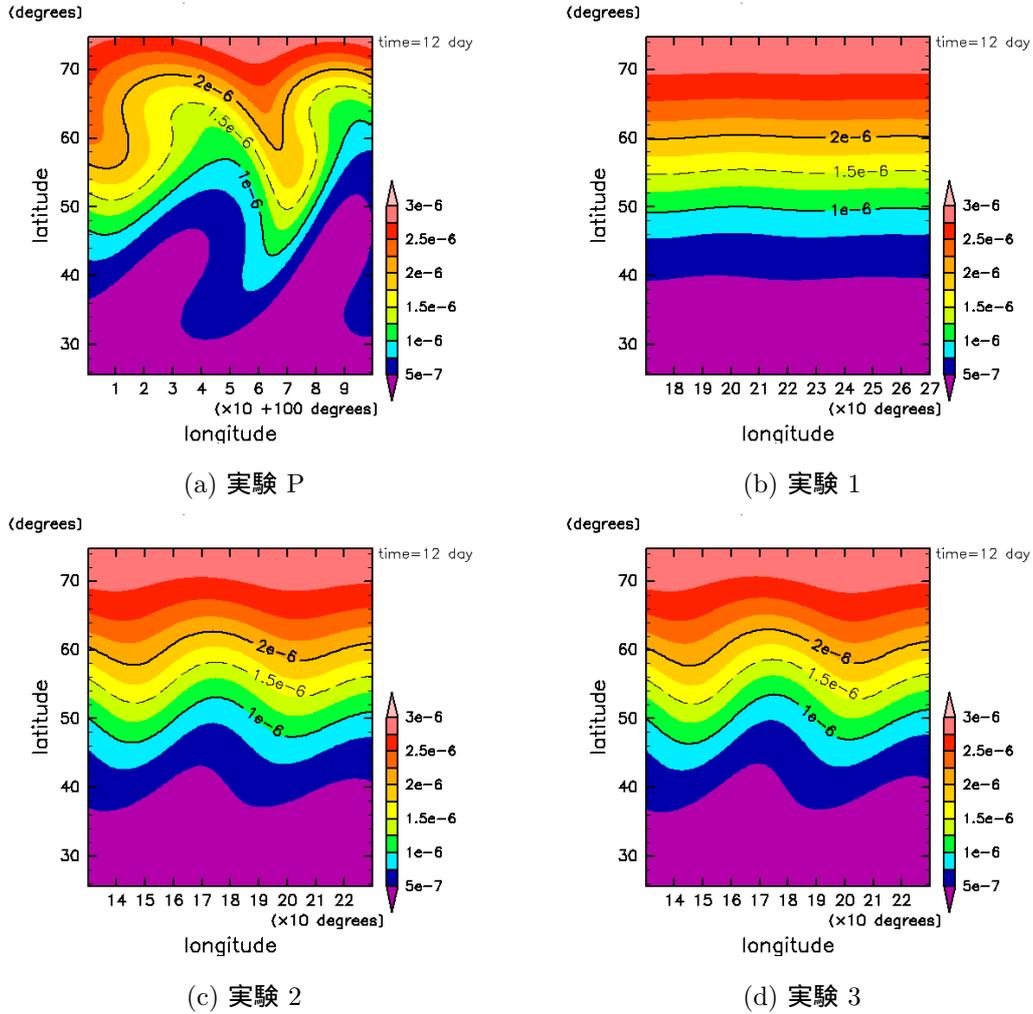


図 5.2: 12 日目の等温位面上の渦位分布図. 経度の範囲は各場合で異なっている. 経度幅は 100 度. 緯度は北緯 25 - 75 度である. 等値線は, 1, 1.5, 2.0 PVU[$10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}$] で描いている. トーンは, 0.25 PVU 間隔となっている.

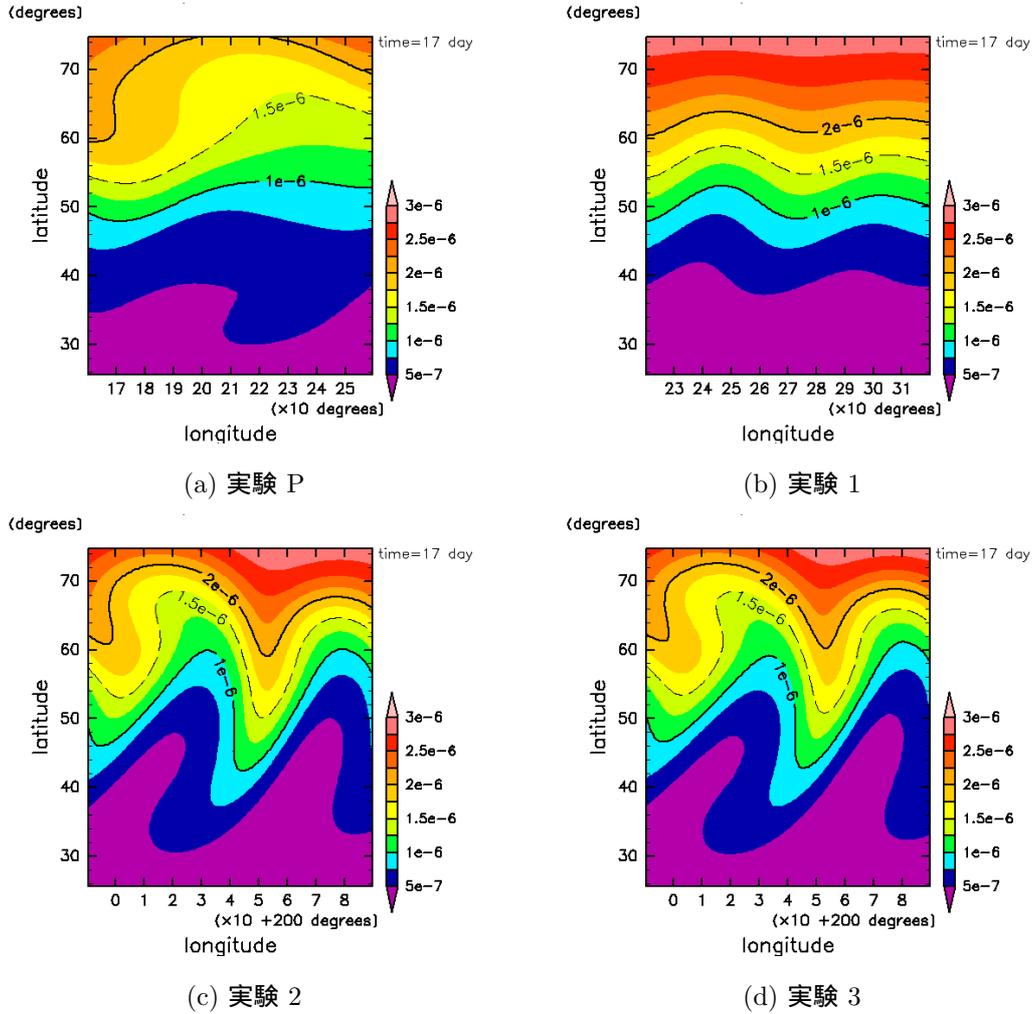


図 5.3: 17 日目の等温位面上の渦位分布図. 経度の範囲は各場合で異なっている. 経度幅は 100 度. 緯度は北緯 25 - 75 度である. 等値線は, 1, 1.5, 2.0 PVU [$10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$] で描いている. トーンは, 0.25 PVU 間隔となっている.

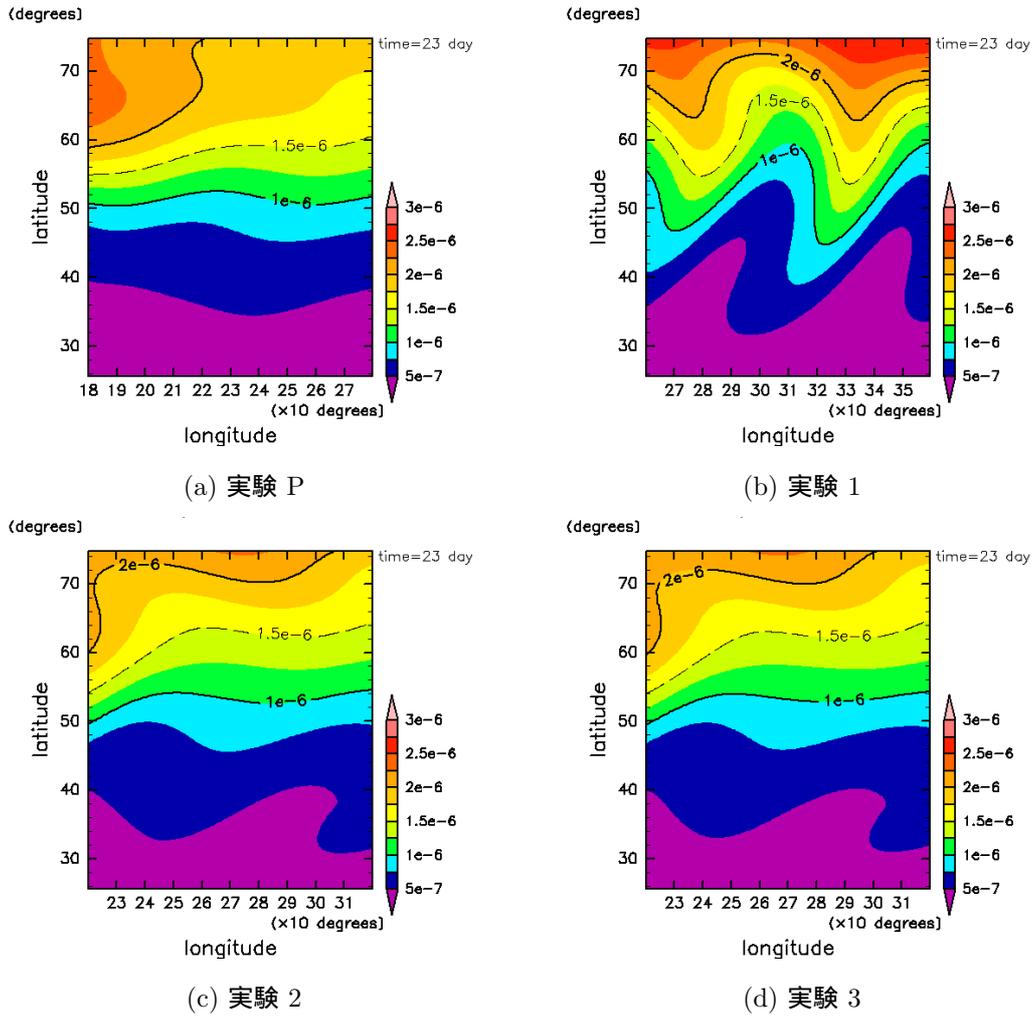


図 5.4: 23 日目の等温位面上の渦位分布図. 経度の範囲は各場合で異なっている. 経度幅は 100 度. 緯度は北緯 25 - 75 度である. 等値線は, 1, 1.5, 2.0 PVU [$10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$] で描いている. トーンは, 0.25 PVU 間隔となっている.

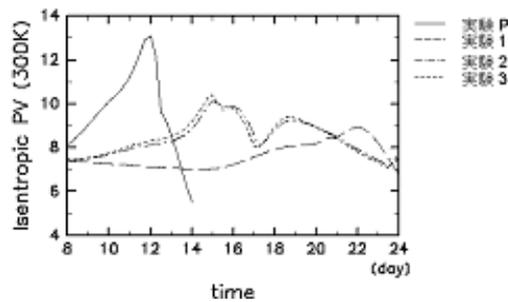


図 5.5: 4 通りの温度擾乱を与えたときの渦位場の時間発展.

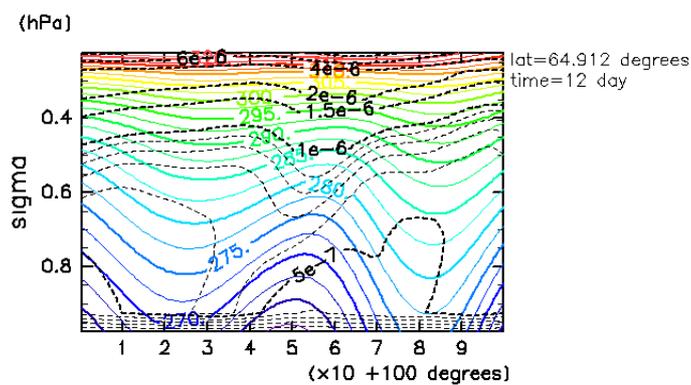
5.2.2 東西断面で見たときの渦位場と温位場の変化

次に、渦位場があらわす状態を東西断面で見た場合を示している。

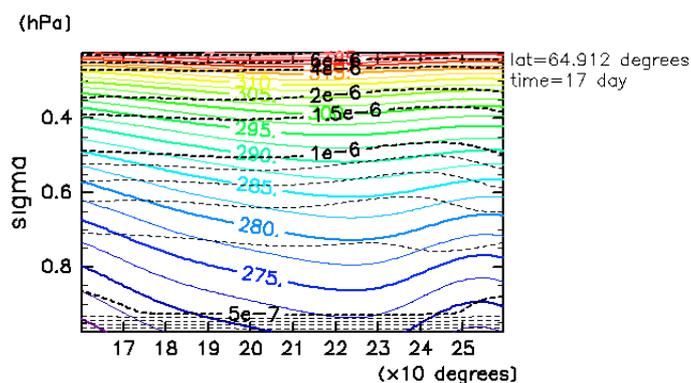
ここでは、前節とは違い、結果を各実験ごとにまとめる形で掲載している。それは各場合で注目した擾乱のところで場がどのような変化をしているかを分かりやすくするためである。まず各場合ごとの結果を確認し、その上で実験設定どうしでの違いを比較することになっている。また、日付ごとに断面を取る経度幅は異なっている。断面を取った緯度は全て北緯 65 度である。

擾乱を東西断面から見ることによる重要な点は、上層にある正の渦位アノマリーと、下層の正の渦位アノマリーの位置関係である。なお下層では正の渦位アノマリーは正の温度偏差によって表される(第 2 章参照)。下層にある正のアノマリーが上層の渦位のアノマリーの東側に位置するとき擾乱が発達するため (Takayabu 1991)、東西断面ではそのことに着目することが重要である。実験 P (図 5.6) では、12 日目の時点で上層(経度 160 度)と下層(経度 180 度)にアノマリーが存在している。上層のアノマリーによって南風が生じる領域に下層のアノマリーが存在し、両者は強めあう関係にあることが分かる。実際、このとき擾乱は発達している。その後、17 日目、23 日目にはこの擾乱の発達は収まり上層下層ともアノマリーの発達も生じていない。実験 1 (図 5.7) では、12 日目の時点ではアノマリーの存在は見られない。17 日目では経度 270 - 290 度にわずかな上層のアノマリーが見られ、経度 300 度周辺には小さな下層のアノマリーが見られる。23 日目には、上層(経度 330 度)と下層(経度 350 度)にアノマリーをはっきりと確認することができる。ここでも上層のアノマリーの前面に下層のアノマリーが存在し、擾乱の発達を生じる形となっている。実験 2(図 5.8)、実験 3 (図 5.9) は、同じように変化しているのでまとめて記述する。12 日目に、上層では経度 200 度付近にわずかな正のアノマリーが見られ、下層では、経度 220 度付近にこちらも小さなアノマリーが見られる。これが 17 日目になると、上層では経度 250 度付近に、下層では経度 270 度付近にアノマリーの存在を確認できる。このとき、着目した擾乱は最も発達している。23 日目ではわずかなアノマリーは見られるが、衰退過程にあり強めあう関係にはない。

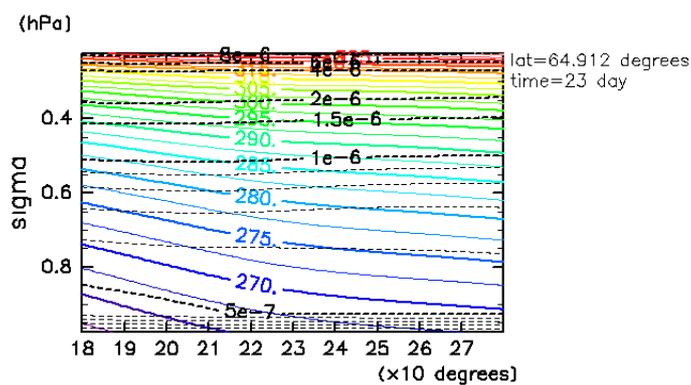
この断面で見たときの実験設定どうしの比較を行うと、上層の渦位アノマリーや、上層と下層の渦位アノマリーの位置関係においては、実験設定による大きな差は見られない。一方、下層の温度偏差は下層の渦位アノマリーとして考えることができるものであるため、下層で渦度の値が大きな場合ほど、温度偏差の値も大きくなっている。



(a) 12 日目, 経度 100 - 200 度

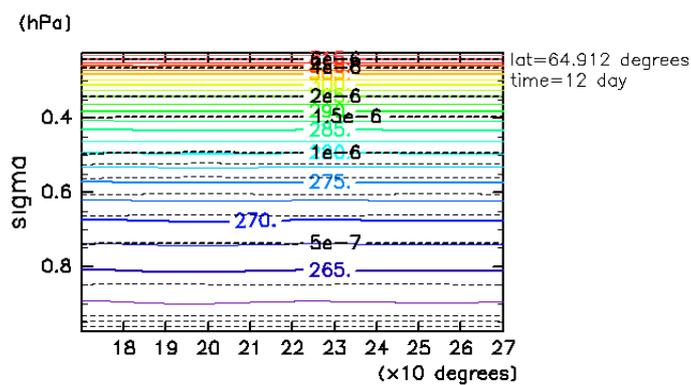


(b) 17 日目, 経度 160 - 260 度

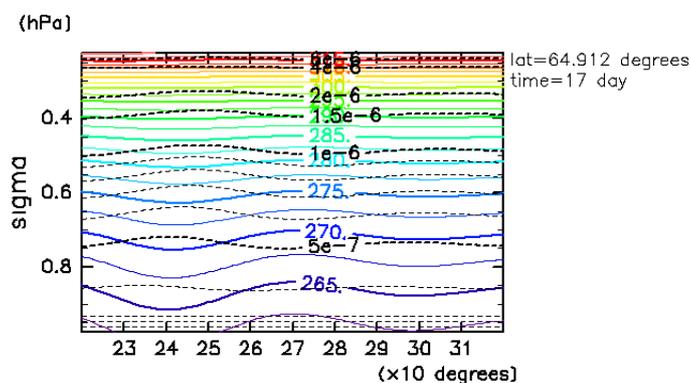


(c) 23 日目, 経度 180 - 280 度

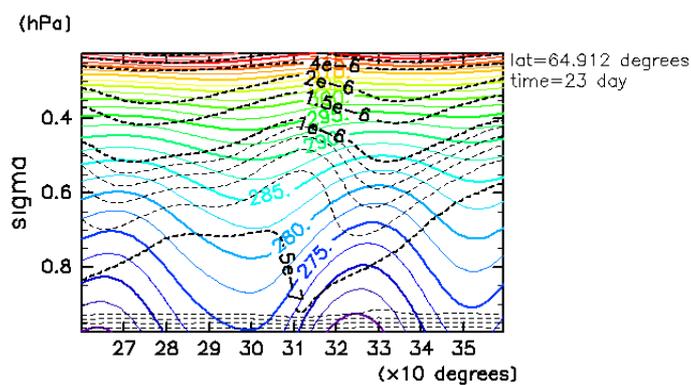
図 5.6: 実験 P の東西断面. 渦位の単位は PVU [$10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$] で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.



(a) 12 日目, 経度 170 - 270 度

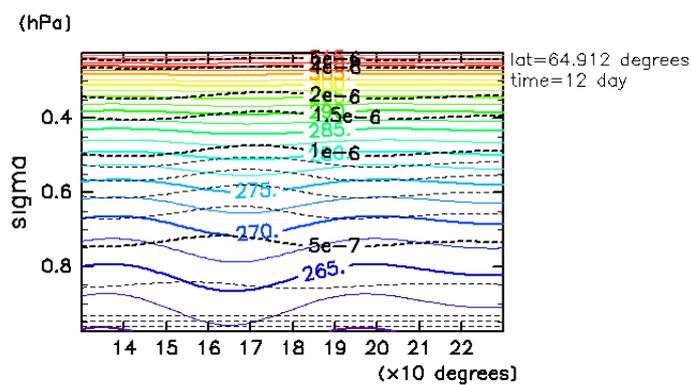


(b) 17 日目, 経度 220 - 320 度

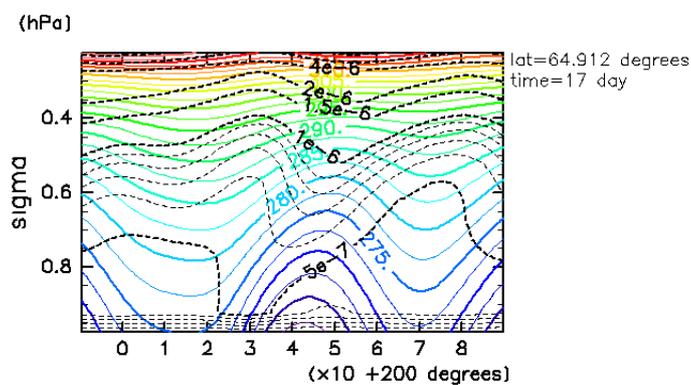


(c) 23 日目, 経度 260 - 360 度

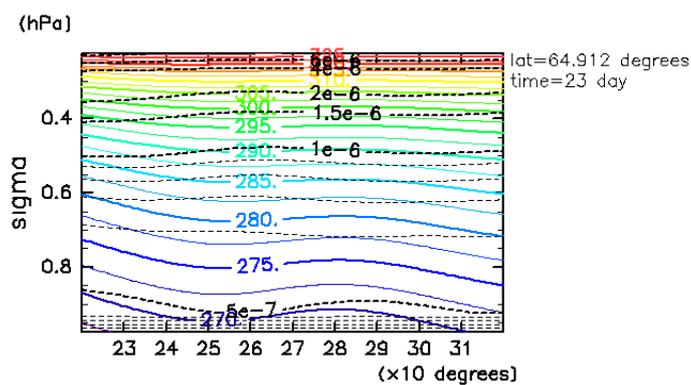
図 5.7: 実験 1 の東西断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.



(a) 12 日目, 経度 130 - 230 度



(b) 17 日目, 経度 190 - 290 度



(c) 23 日目, 経度 220 - 320 度

図 5.8: 実験 2 の東西断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.

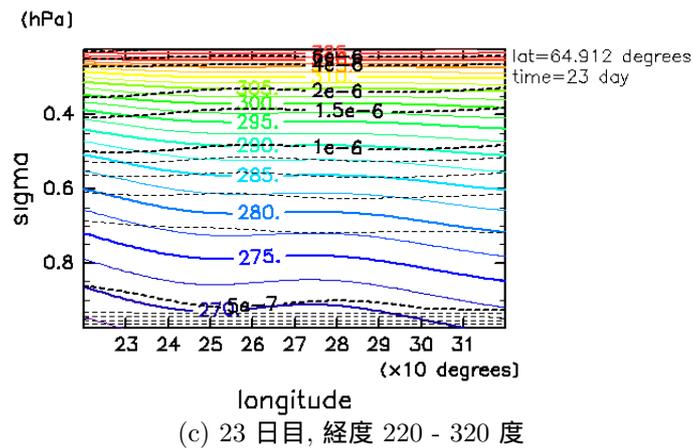
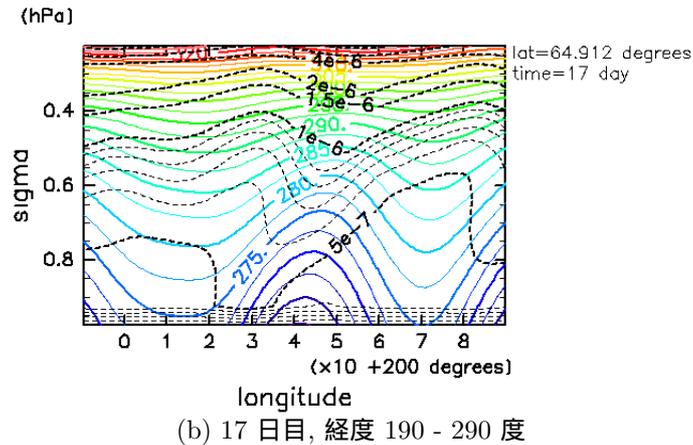
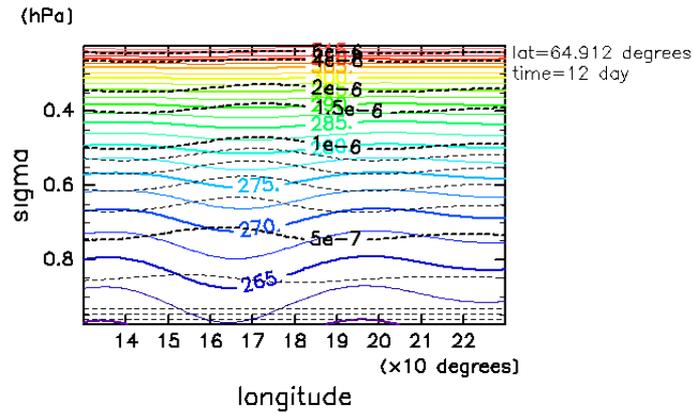


図 5.9: 実験 3 の東西断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.

5.2.3 南北断面で見たときの渦位場と温位場の変化

最後に、南北断面を示す。ここでは、東西断面図と同じように、結果を各実験ごとにまとめる形で掲載している。各場合で注目した擾乱のところで場がどのような変化をしているかを分かりやすくするためである。まず各場合ごとの結果を確認し、その上で実験設定どうしでの違いを比較することにしている。また、日付ごとに断面を取る経度は異なっている。断面を取った緯度は擾乱の発達の見られた箇所にあわせて全て北緯 50 - 80 度である。南北断面図で着目すべき重要な点は、上層の渦位アノマリーがどの程度温位面に沿って下降しているか、ということである。断面は下層で生じている擾乱の中心に沿ったものである。第 3 章で、温位面上に沿って渦位の値の大きい領域が南下することが擾乱の発達には重要であることが示された。南下することで上層の渦が下降する過程を南北断面によって知ることができるため、その点に注意して読み取りを行う。実験 P の場合 (図 5.10) では、12 日目には、北緯 64 - 70 度にかけて 0.5 PVU の等渦位線は高度が著しく下がっており、他の領域で、この等値線は $\sigma = 0.7$ 程度のところにあるが、この緯度帯では、地表付近まで垂れ下がっている。また、これと重なる領域では等温位線が集中しておりその勾配は急で、そのコンターの集中帯に沿って等渦位線が垂れ下がっている様子が見られる。これは温位面に沿って上層の渦位の値の大きい領域が下降していることを意味している。このことにより、12 日目のこの断面では上層の渦が下層の渦を強めるように作用していることが分かる。17 日目、23 日目には擾乱は衰退しており、目立った変化は見られない。実験 1 の場合 (図 5.11) では、12 日目と 17 日目には特に注目すべきことは起こっていないが、23 日目になって、地表面では北緯 64 - 70 度にかけて 0.4 PVU 等渦位線の下降が見られ、そこでは等温位線が集中している。このことから、上層の渦と下層の渦の強めあいが起こっていることが確認できる。実験 2, 3 の場合 (図 5.12, 図 5.13) では、12 日目では目立った現象は起きていないが、17 日目になると、地表面で北緯 64 - 70 度にかけて 0.4 PVU 等渦位線の下降が見られ、他の実験例と同様、等温位線が集中している。このことから、上層の渦と下層の渦の強めあいが起こっていることが確認できる。いずれの場合でも、上層から渦位の値の大きい領域が下降している様子が見られるが、その下降の仕方には、実験によって違いが見られる。各設定で最も渦位アノマリーの下降が確認されたのは、実験 P で 12 日目 (図 5.10(a)), 実験 1 で 23 日目 (図 5.11(c)), 実験 2,3 で 17 日目 (図 5.12(b), 図 5.13(b)) であるが、それらの中で最も渦位の値の大きな領域が下降しているのは、実験 P の場合である。次いで実験 2 と実験 4、最後が実験 1 である。この結果から、等温位線がより集中している時ほど、そこでは強い擾乱が生じていることも確認される。北緯 64 - 70 度で見ると、実験 P の 12 日目で 15 K の温度差が生じているのに対し、実験 1 の 23 日目で 10 K、実験 2,3 の 17 日目で 12.5 K と擾乱の強さと対応している。

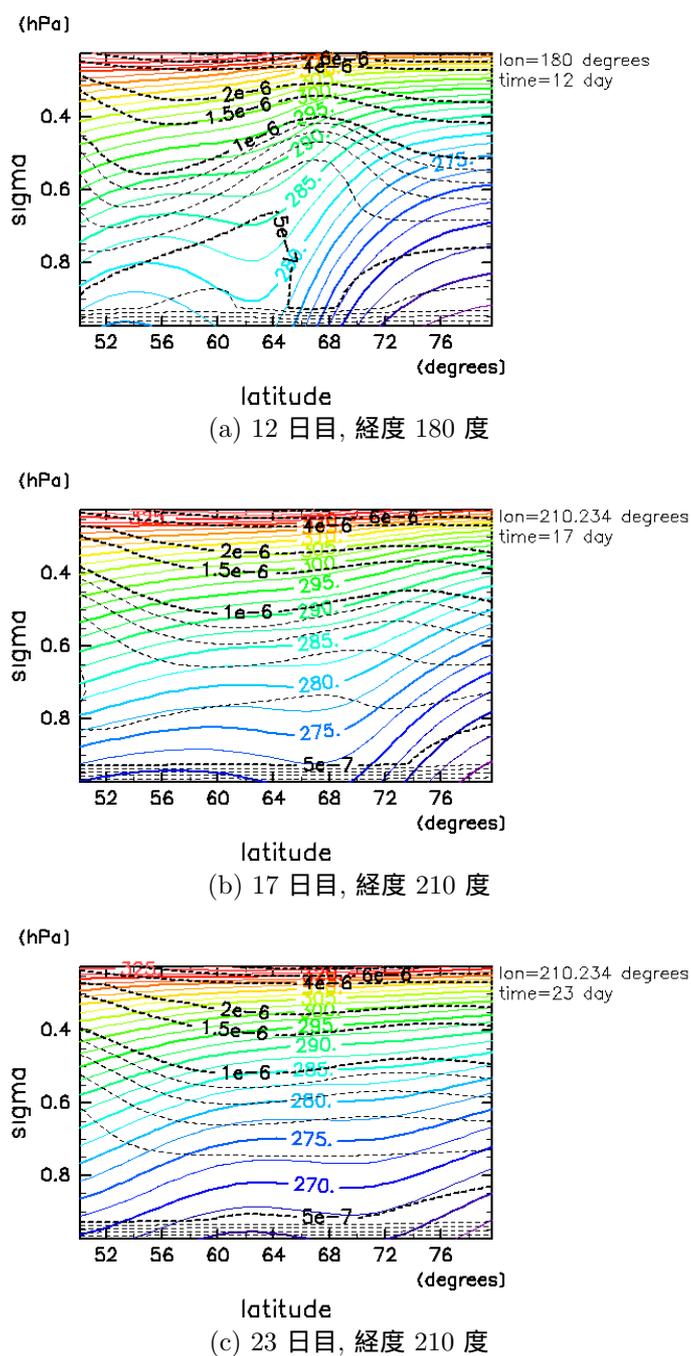
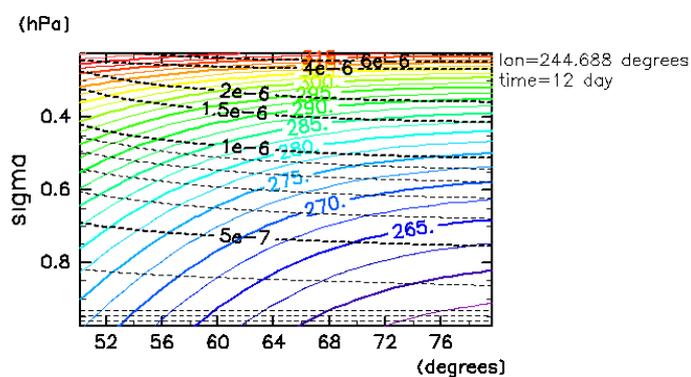
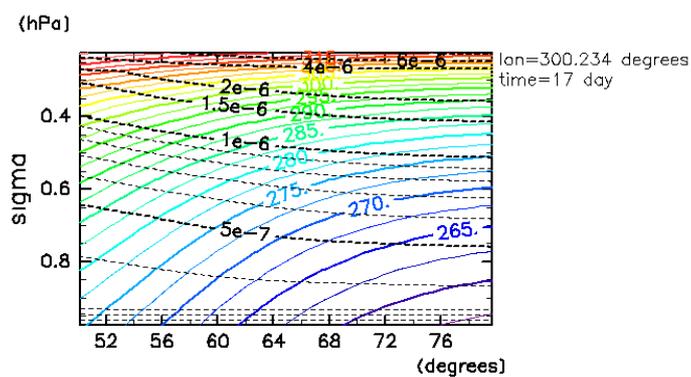


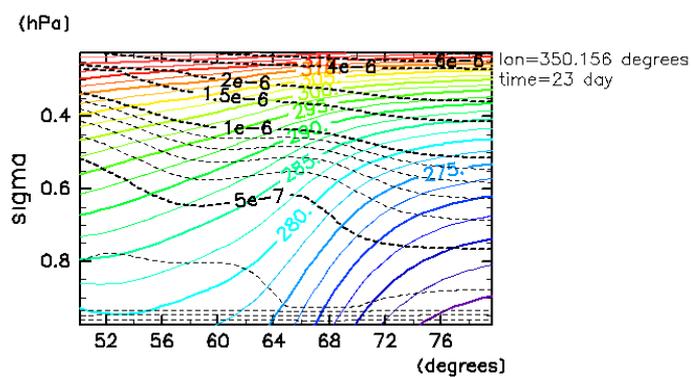
図 5.10: 実験 P の南北断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.



latitude
(a) 12 日目, 経度 245 度



latitude
(b) 17 日目, 経度 300 度



latitude
(c) 23 日目, 経度 350 度

図 5.11: 実験 1 の南北断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.

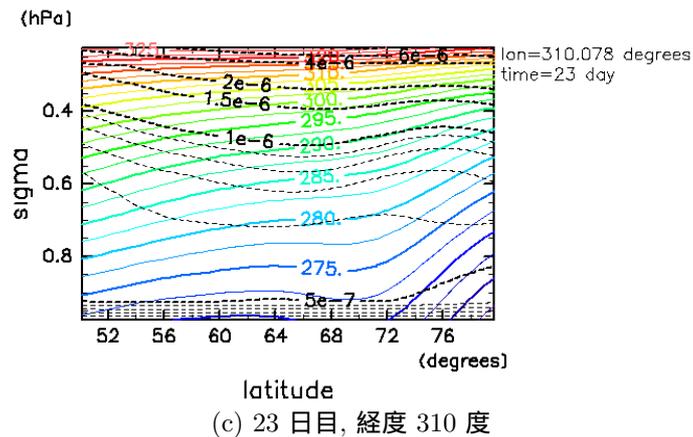
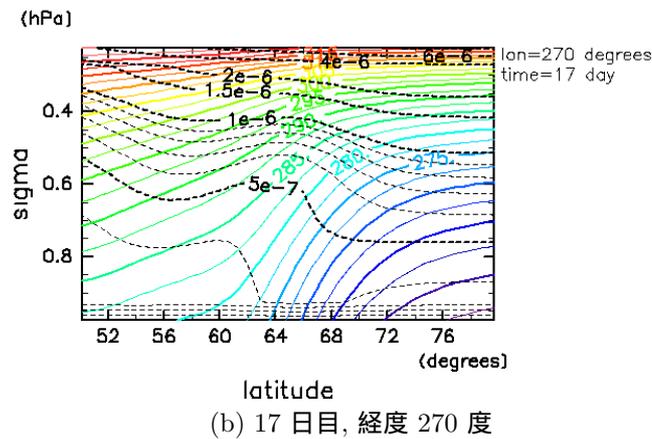
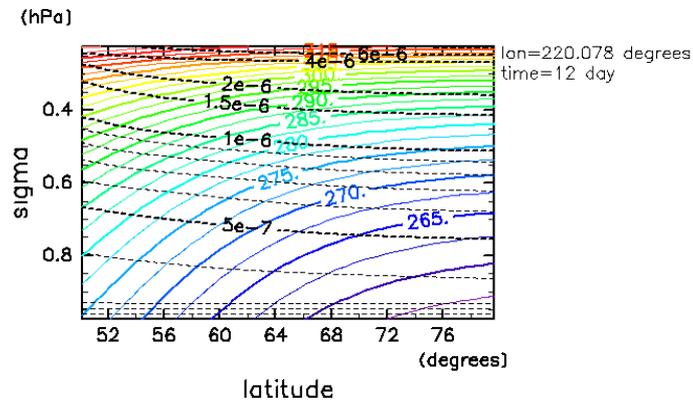
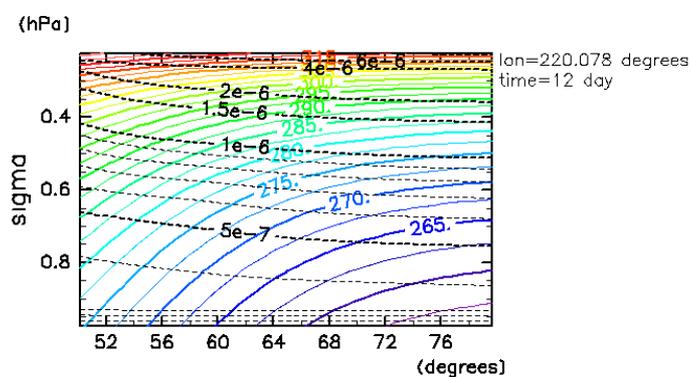
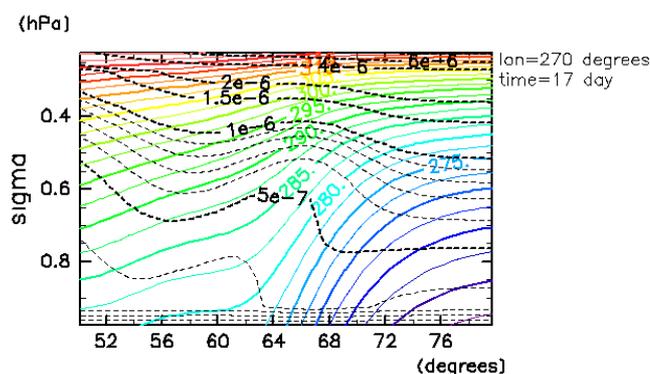


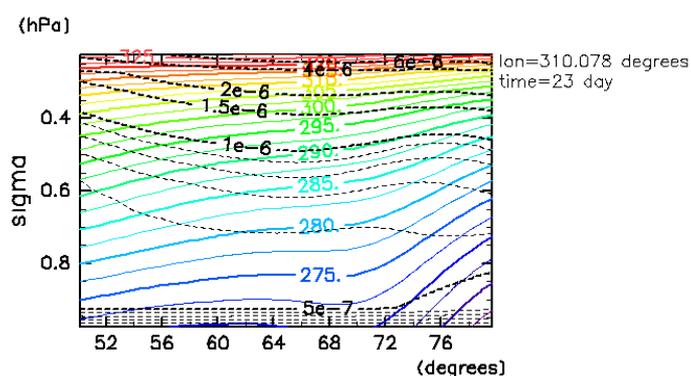
図 5.12: 実験 2 の南北断面. 渦位の単位は PVU [$10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$] で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.



latitude
(a) 12 日目, 経度 220 度



latitude
(b) 17 日目, 経度 270 度



latitude
(c) 23 日目, 経度 310 度

図 5.13: 実験 3 の南北断面. 渦位の単位は $\text{PVU}[10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}]$ で, 等渦位線は 1 PVU 以下では 0.1 PVU ごとに, 1 PVU 以上では 1 PVU ごとに引いてある. 温位の単位は K で, 等温位線は 2.5 K おきに引いてある.

第6章 結論

本論文では、高低気圧の発達を説明する傾圧不安定について、物理的に重要な意義があり、傾圧不安定によって生じる擾乱を理解する際に骨格となる渦位場の時間変化を数値計算によって実験し、異なる初期擾乱の時間変化がどのように現れるのかについて研究した。

どのような初期擾乱が発達しやすいかを実験した Takayabu (1991) の結果を利用し、擾乱を以下の 4 通りで与えることとした。(i) 鉛直方向に一様に与える。(ii) 上層のみに与える。(iii) 下層のみに与える。(iv) 上層と下層に与える。これらはいずれも西風の中心軸と一致する場所に置くことにしている。

計算結果は、渦位分布を 300 K の等温位面で見えた場合、擾乱の中心を通る緯度/経度で切った場合で示した。渦位分布図で見ると、擾乱は、渦位の値の大きな領域が南下したときほど成長し、その領域の南下が弱いときにはその成長が抑えられていることが示された。また、断面図で見えた場合に、東西断面で見ると、その渦位の値の大きな領域がより南下している場合には、対流圏上層の渦の前面の下層に発生する新たな擾乱はより強くなることが示され、上層の渦位の南下が小さい場合には、下層の擾乱とのカップリングが弱い様子も示された。南北方向の断面で見ると、渦位の値の大きな領域がより南下している場合にはその領域がより下降していることが分かり、いずれの場合からも、下層で擾乱が発達する過程を上層の渦位場の違いで考えることが有用な方法であることが示された。

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。

付録

1.1 付録 準地衡風の渦位の導出

ここでは、エルテルの渦位 (2.7) を用いて、準地衡風の渦位の導出を行う。以下、有次元変数には * をつける。

先ず、渦位保存則から、

$$\begin{aligned}\frac{dP^*}{dt} &= 0, \\ \frac{d}{dt^*} \frac{\zeta_a^* \cdot \nabla^* \theta^*}{\rho^*} &= 0, \\ \frac{d}{dt^*} \frac{(\zeta^* + 2\Omega) \cdot \nabla^* \theta^*}{\rho^*} &= 0.\end{aligned}\quad (1.1)$$

ここでの文字の定義は本文に従う。渦度 $\zeta^* + 2\Omega$ を経度方向 i , 緯度方向 j , 半径方向 k に分けると、

$$\zeta^* + 2\Omega = \xi^* i + (\eta^* + 2\Omega \cos \phi) j + (\zeta^* + 2\Omega \sin \phi) k \quad (1.2)$$

となる。ここで、相対渦度の成分は、 (ξ, η, ζ) とする。また、 ρ^*, θ^* を

$$\begin{aligned}\rho^* &= \rho_s^* (1 + \varepsilon F \rho'), \\ \theta^* &= \theta_s^* (1 + \varepsilon F \theta')\end{aligned}\quad (1.3)$$

とする。なお、 L を水平方向の長さスケール、 D を半径方向の長さスケールとして、 ε はロスビー数 ($\equiv U/2\Omega L$) を、 F は回転フルード数 ($\equiv (2\Omega L)^2/gD$) を表している。これを P^* に代入すると、

$$P^* = \frac{1}{\rho_s^* (1 + \varepsilon F \rho')} \left[(\zeta^* + 2\Omega \sin \phi) \frac{\partial \theta^*}{\partial r^*} + \xi^* \frac{\partial \theta^*}{\partial x^*} + (\eta^* + 2\Omega \cos \phi) \frac{\partial \theta^*}{\partial y^*} \right]. \quad (1.4)$$

これを無次元化すると、

$$\begin{aligned}P^* &= \frac{2\Omega/D}{\rho_s^* (1 + \varepsilon F \rho')} \left\{ [\varepsilon \zeta + (\sin \phi_0 + \varepsilon \beta y + O(\varepsilon^2))] \left[\frac{\partial \theta_s^*}{\partial z} + \varepsilon F \frac{\partial \theta_s^*}{\partial z} \right] \right. \\ &\quad \left. + \theta_s^* \varepsilon F \left[\varepsilon \xi \frac{\partial \theta}{\partial x} + (\varepsilon \eta + \varepsilon \delta \cos \phi_0 + O(\varepsilon^2)) \frac{\partial \theta'}{\partial y} \right] \right\}\end{aligned}\quad (1.5)$$

となる。また,

$$\frac{d}{dt^*} = \frac{U}{L} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (1.6)$$

である。 u は x 方向の速度, v は y 方向の速度, w は z 方向の速度である。また,

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \varepsilon u_1 + \cdots, \\ v &= v_0 + \varepsilon v_1 + \cdots, \\ w &= w_0 + \varepsilon w_1 + \cdots, \\ \theta' &= \theta_0 + \varepsilon \theta_1 + \cdots \end{aligned} \quad (1.7)$$

とし, $O(\varepsilon^2, \varepsilon F, \varepsilon \frac{\partial \theta_s^*}{\partial z} / \theta_s^*)$ を残すと,

$$\frac{d_0}{dt} (\zeta_0 + \beta y) + \frac{F}{\frac{\partial \theta_s^*}{\partial z} / \theta_s^*} \frac{d_0}{dt} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} + \frac{\rho_s^* w_1}{\partial \theta_s^* / \partial z} \frac{\partial \left(\frac{\partial \theta_s^* / \partial z}{\rho_s^*} \right)}{\partial z} = 0 \quad (1.8)$$

となる。これに, 熱力学の式,

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial y} + S w_1 = 0 \quad (1.9)$$

を用いると ($S \equiv \frac{1}{F} \frac{\partial \theta_s^* / \partial z}{\rho_s^*}$),

$$\begin{aligned} \frac{d_0}{dt} (\zeta_0 + \beta y) + \frac{1}{S} \frac{d_0}{dt} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} - \frac{\rho_s^*}{S^2} \left(\frac{d_0}{dt} \theta_0 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S}{\rho_s^*} \right) &= 0, \\ \frac{d_0}{dt} \left[\zeta_0 + \beta y + \frac{1}{\rho_s^*} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s^*}{S} \theta_0 \right) \right] &= 0 \end{aligned} \quad (1.10)$$

となり, 示せた。

1.2 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

参考文献

- [1] Buzzi, A., Tibaldi, S., 1978 : Cyclogenesis in the lee of the Alps: A case study, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 271-287.
- [2] Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Met.* **4**, 135-163.
- [3] COESA, 1976: U.S. Standard Atmosphere, 1976. U.S. Government Printing Office, 227pp.
- [4] Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves, *Tellus* **1**, 33-52.
- [5] Ertel, H., 1942: Ein Neuer hydrodynamischer Wirbelsatz, *Met. Z.*, **59**, 271-281.
- [6] 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.
- [7] Mullen, S. L., 1983 : Explosive cyclogenesis associated with cyclones in polar air streams, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1537-1553.
- [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] Nitta, Ts., Nambu, M., Yoshizaki, M., 1973: Wave disturbances over the China Continent and the Eastern China Sea in February 1968, *J. Meteor. Soc. Japan*, **51**, 11-28.
- [10] Ogura, Y., Juang, H. -M. H., 1990 : A case study of rapid cyclogenesis over Canada. Part I : Diagnostic study, *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 655-672.
- [11] Polvani, L. M., Scott, R. K., Thomas, S. J., 2004: Numerically Converged Solutions of the Global Primitive Equation for Testing the Dynamical Core of Atmospheric GCMs, *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 2539-2552.
- [12] 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.

-
- [13] Takayabu, I., 1991: "Coupling Development" : An Efficient Mechanism for the Development of Extratropical Cyclones, *Journal of Meteorological Society of Japan*, **69**, 609-628.
- [14] Thorpe, A. J., 1985 : Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 397 - 406.
- [15] Uccellini, L. W., Keyser, D., Brill, K. F., Wash, C. H., 1985 : The Presidents' Day cyclone of 18 - 19 February 1979 : Influence of upstream trough amplification and associated tropopause folding of rapid cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 963 - 988.
- [16] 伊賀啓太, 2005: ジェットと高低気圧・前線の力学, *天気* **52**, 735-741.
- [17] 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.
- [18] 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.