

主論文

学位申請論文

南半球環状モードの遷移過程における  
長・短周期擾乱の役割

塩竈秀夫

京都大学大学院理学研究科  
地球惑星科学専攻

## 要旨

南半球環状モードの遷移過程について、NCEP/NCAR 再解析データを用いて統計解析を行った。特に擾乱がもたらす運動量フラックス偏差がどのように遷移過程を押し進めるかを調べた。本研究の特徴の1つは、擾乱がもたらす強制力の東西非対称性に着目したことである。また長周期擾乱・成分と短周期擾乱では遷移過程における役割が異なることを示した点も重要である。

まず極向き遷移過程について、その発展の仕方と、擾乱による強制力を調べた。極向き遷移過程の初期においては、長周期擾乱である東西波長 7000 km の準定常ロスビー波が重要な役割を果たす。準定常ロスビー波は中央および東太平洋上で赤道方向に散逸することにより、極ジェット気流の東への伸張と亜熱帯ジェット気流からの分離を強制する。この時、準定常ロスビー波が散逸する経度帯を限定しているのは極ジェット気流に伴う導波管である。準定常ロスビー波は遷移の前半期間で役割を終えるが、短周期擾乱の働きは後半期間において重要になる。極向き遷移過程の後半期間では、短周期擾乱のもたらす極向き運動量フラックス偏差が極ジェット気流を高緯度に移動させるように働く。インド洋上には短周期擾乱パケットが通過するシグナルが見られ、特に大きな極向き運動量フラックス偏差をもたらす。

次に赤道向き遷移過程について解析を行った。赤道向き遷移過程のしばしば観測される先駆現象はオーストラリアの南の正高度偏差である。この地点でブロッキング高気圧が統計的に有意に多く発生することが、この正高度偏差と関係している。オーストラリア南の正高度偏差が減衰する際、太平洋上に東西波長 7000 km の準定常ロスビー波列が形成される。その際、南極上空の渦位が低緯度に押し出され、遷移過程がトリガーされる。遷移過程が始まると短周期擾乱の活動が南半球全体で弱まり、極向き運動量フラックスが減少する。そのため短周期擾乱は極ジェット気流を高緯度で保つことができず、遷移の後半期間で極ジェット気流が低緯度側に移動することに寄与する。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>はじめに</b>	<b>1</b>
1.1	南北両半球冬季の偏西風ジェット気流 . . . . .	1
1.2	偏西風ジェット気流の季節変化 . . . . .	4
1.3	極ジェット気流の鉛直構造と短周期擾乱との関係 . . . . .	6
1.4	極ジェット気流の季節内変動が気象に及ぼす影響 . . . . .	7
1.5	南半球環状モード: 本研究の目的 . . . . .	9
<b>第2章</b>	<b>データ</b>	<b>15</b>
2.1	データ . . . . .	15
2.2	解析の前処理 . . . . .	15
<b>第3章</b>	<b>遷移イベントの定義</b>	<b>17</b>
3.1	遷移イベントの定義 . . . . .	17
3.2	極ジェット気流の振る舞い . . . . .	22

<b>第4章 極向き遷移過程</b>	<b>27</b>
4.1 解析手法 . . . . .	27
4.2 高度場の変動 . . . . .	30
4.3 擾乱による強制力の役割 . . . . .	31
4.4 長周期擾乱 . . . . .	35
4.5 短周期擾乱 . . . . .	38
4.6 まとめと考察 . . . . .	40
<b>第5章 赤道向き遷移過程</b>	<b>44</b>
5.1 解析手法 . . . . .	45
5.2 合成図解析 . . . . .	46
5.3 短周期擾乱 . . . . .	51
5.4 事例解析 . . . . .	52
5.5 ブロッキング高気圧の存在率 . . . . .	55
5.6 まとめと考察 . . . . .	57
<b>第6章 おわりに</b>	<b>59</b>
<b>基礎となった論文</b>	<b>61</b>
<b>謝辞</b>	<b>63</b>

	iii
付録	64
A クラスター分析 . . . . .	64
B 短周期擾乱の水平構造の指標 $\theta$ . . . . .	66
C Takaya and Nakamura (1997, 2001) 波活動度フラックス . . . . .	68
参考文献	72

# 第1章 はじめに

本論文では、南半球対流圏大気場の卓越した季節内変動である南半球環状モードの遷移過程を調べていく。南半球環状モードは中緯度ジェット気流(極ジェット気流)の南北変動を表している(Lorenz and Hartmann 2001)。南半球環状モードのシグナルは季節を問わず観測されるが、特に冬季においてその分散が大きい(Hartmann and Lo 1998)。そのため本研究では、冬季の南半球環状モードを扱う。

本章では、まず南北両半球における偏西風ジェット気流の性質とその季節変化について簡単に紹介する。偏西風ジェット気流に関する詳しい解説は、新田(1980)、James(1994)、木田(1998)などを参照してもらいたい。次に、南半球環状モードについて過去の研究から明らかになっている事を紹介し、本論文の問題意識を示す。

## 1.1 南北両半球冬季の偏西風ジェット気流

19世紀半ばに電報などの通信技術が普及し、さらに20世紀の初めにラジオゾンデが発明されたことによって、大気循環場の観測は飛躍的に進歩した(Bosart 1999)。新田(1980)によれば、ラジオゾンデの発明者についてははっきりしないが、1930年頃にフランス、ドイツ、ソビエト連邦で作られたらしい。この発明により高層観測が容易に行えるようになった。また第二次大戦後には世界中に広まった通信網を利用してラジオゾンデ観測データが集められ、偏西風ジェット気流の3次元分布を観測的に知ることが可能になった。

その結果、中高緯度の対流圏において偏西風循環が卓越することが観測的に確かめられ、広く知られるようになった。特に風速の大きい偏西風帯は偏西風ジェット

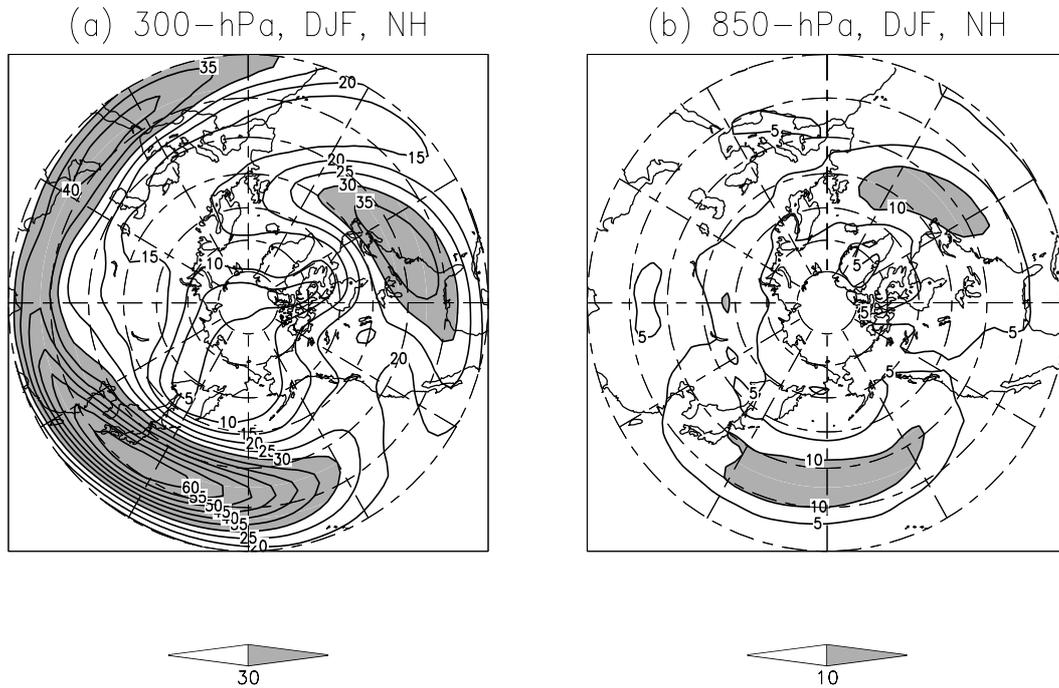


図 1.1: 水平風速の北半球冬季 (12 月, 1 月, 2 月) 気候値 (コンター). (a)300-hPa 面と (b)850-hPa 面における分布を描く. コンター間隔は  $5\text{ms}^{-1}$ . 左図では風速  $30\text{ms}^{-1}$  以上の領域を, 右図では風速  $10\text{ms}^{-1}$  以上の領域を陰影で表している.

気流と呼ばれる. ここでは冬季の南北両半球における偏西風ジェット気流の分布を簡単に見ていく.

通常, 偏西風ジェット気流の風速極大域は対流圏界面付近に存在する. 図 1.1a は, 北半球冬季において対流圏上層 (300-hPa 面) で観測される偏西風ジェット気流を示している. 偏西風の水平分布を見たとき, その風速極大域は 3カ所存在する. 最も低緯度に位置するのはアラビア半島上の偏西風ジェット気流である. その北西には, 北アメリカ大陸東海岸からヨーロッパまで大西洋上を東西に伸びる偏西風ジェット気流が見られる. ヨーロッパ上の任意の経度線に沿って東西風の緯度高度断面を見たとき, これら 2つのジェット気流が南北に離れて存在することが多い (Palmén and Newton 1969 の図 3.8). このような偏西風ジェット気流の配置をデュアル・ジェット構造またはダブル・ジェット構造と呼ぶ. 3つ目の偏西風極大域は, ユーラシア大陸の東岸から日本上空を通り, 太平洋上を東へと伸びている.

この太平洋上の偏西風ジェット気流は, アラビア半島上の偏西風ジェット気流と

つながって単一のジェット気流のようにも見える。しかし、それぞれの偏西風ジェット気流の鉛直構造を見ると、アラビア半島上の偏西風ジェット気流は他と異なる構造をしていることがわかる。図 1.1b は、850-hPa 面における偏西風ジェット気流を示している。対流圏上層で見られた偏西風ジェット気流に対応して、太平洋と大西洋上には西風の極大域が存在する。しかしアラビア半島上のジェット気流は対流圏上層にしか西風の極大域を持たない。このアラビア半島上の偏西風ジェット気流のように対流圏上層だけに存在するジェット気流を亜熱帯ジェット気流と呼ぶ。一方、大西洋上の偏西風ジェット気流のように対流圏全層で強い西風を持つものを極ジェット気流と呼ぶ<sup>1</sup>。太平洋上では、それら 2 種類の偏西風ジェット気流がほぼ重なって、1つの強風域を形成している。

北半球に比べて南半球ではゾンデ観測点は少ないが、1970 年代以降、衛星観測によって南半球全体で水平風分布を知ることが可能になった。具体的には赤外チャンネルで得た雲分布や水蒸気チャンネルで捉えた水蒸気分布の時間変化を追いかけて、雲や水蒸気を移動させる水平風の分布を推量している (例えば Velden et al. 1997)。

北半球と同様に、冬季南半球対流圏においても極ジェット気流と亜熱帯ジェット気流の 2 種類のジェット気流が存在する。図 1.2a-b は、それぞれ 300-hPa 面と 850-hPa 面におけるジェット気流の分布を表している。東半球の 40°-60°S に極ジェット気流が存在している。300-hPa 面で極ジェット気流が見られた場所では、850-hPa 面でも強い偏西風ジェット気流が観測される。これは、南半球でも極ジェット気流が対流圏全層で存在することを表している。低緯度の対流圏上層には、亜熱帯ジェット気流が 60°E から 120°W まで東西に伸びている。亜熱帯ジェット気流の下層には対応する強風域はない。

冬季の南北両半球における極ジェット気流の水平分布を比較すると、北半球の方が東西非一様性が高いことがわかる。北半球において極ジェット気流の局在化が顕著になる理由としては、地形による影響や熱的な強制などが考えられている (例えば Charney and Eliassen 1949; Smagorinsky 1953; Manabe and Terpstra 1974 ; Held 1983)。南半球は北半球に比べて大陸の占める割合が小さいために、東西一様性は比較的高い。それでも極ジェット気流は東半球に偏って分布している。Quintanar

<sup>1</sup>寒帯前線ジェット気流とも呼ばれるが、南半球環状モードを扱った研究では極ジェット気流と呼称されることが多く、本論文でも後者の用語を用いる。

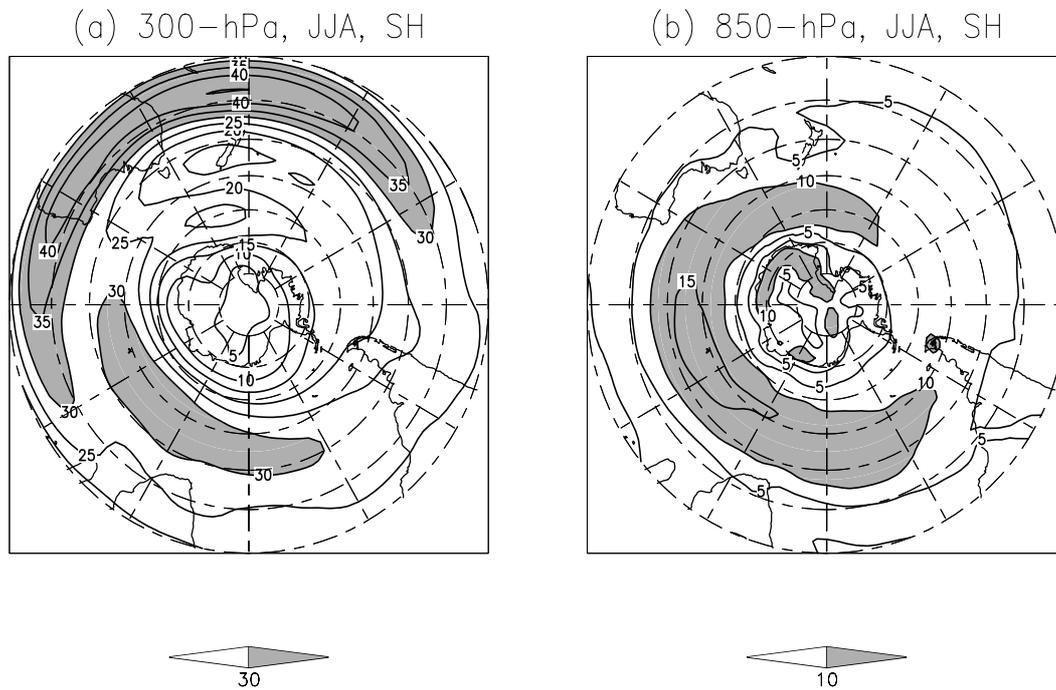


図 1.2: 図 1.1 と同様だが、ただし南半球冬季 (6 月, 7 月, 8 月) のもの。

and Mechoso (1995a, b) は、亜熱帯インド洋で強制される準定常ロスビー波や南極大陸の地形と熱的強制による影響などがこの偏りをもたらすと示唆した。

## 1.2 偏西風ジェット気流の季節変化

次に季節による偏西風ジェット気流の変化を見ていく。図 1.3 は南半球夏期における偏西風の分布である。

冬季との最も大きな違いは、亜熱帯ジェット気流が見られなくなることである。この違いは、亜熱帯ジェット気流の成因から説明できるだろう。非常に簡単に言うと、亜熱帯ジェット気流はハドレー循環によって生み出されている (Palmén and Newton 1969)。熱帯域には、夏半球側で活発な対流活動に伴う強い上昇流がある。夏半球で上昇した大気は、赤道を横切って冬半球の亜熱帯域で下降流をもたらす。これがハドレー循環であるが、この子午面循環に伴って、対流圏上層で熱帯から亜熱帯へと絶対角運動量が輸送される。地球の回転軸から大気までの距離は赤道か

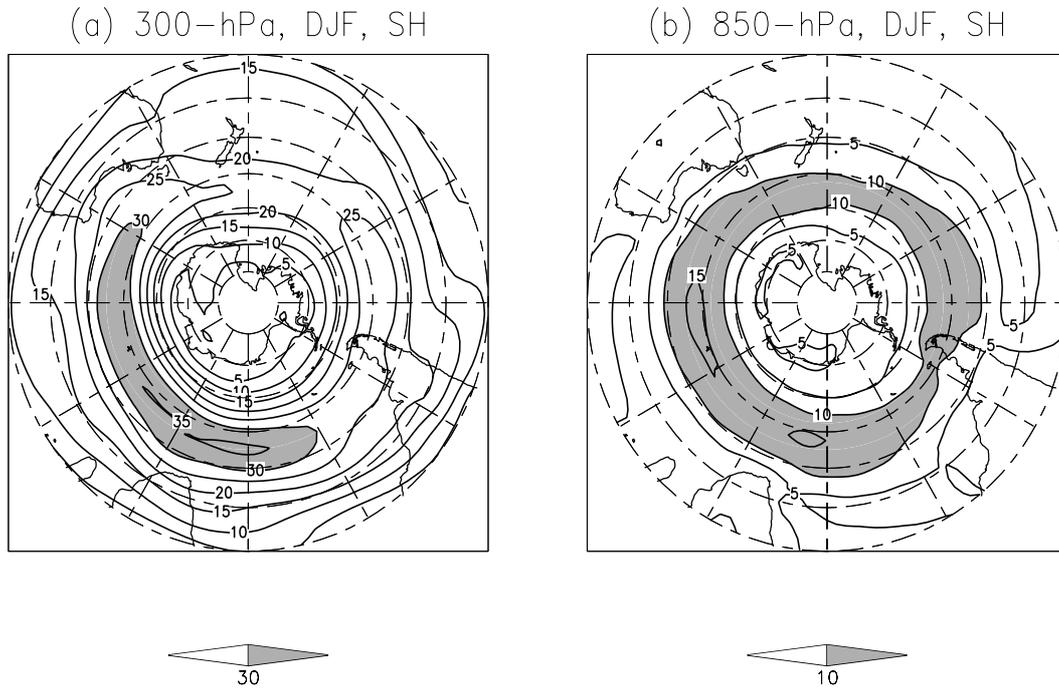


図 1.3: 図 1.1 と同様だが、ただし南半球夏季 (12 月, 1 月, 2 月) のもの。

ら離れるほど小さくなる。そのため、絶対角運動量を保存するために冬半球の亜熱帯で西風が強化され、亜熱帯ジェット気流が形成される。西太平洋の赤道域は地球上で最も対流活動の活発な地域である。それ故に、南半球冬季には図 1.2 に見られるような風速の大きい亜熱帯ジェット気流が形成される。一方で、南半球夏期では図 1.3 のように亜熱帯ジェット気流は観測されなくなる。

亜熱帯ジェット気流の風速が大きな変化を見せる一方で、極ジェット気流の風速変化は小さい。ただ対流圏下層 (図 1.3b) を見ると、極ジェット気流の東西一様性が冬期よりも夏期で高くなっていることがわかる。

次に北半球における変化を見てみる。図 1.4 は北半球夏期における偏西風ジェット気流の分布である。冬季に比べて太平洋、大西洋およびアラビア半島上の偏西風ジェット気流全てが弱くなっていることがわかる。特に風速の変化が大きいのは太平洋上の偏西風ジェット気流である。また全ての偏西風ジェット気流は、冬季に比べて極向きに移動している。南半球の極ジェット気流には、このような季節変化に伴う南北移動は見られなかった。

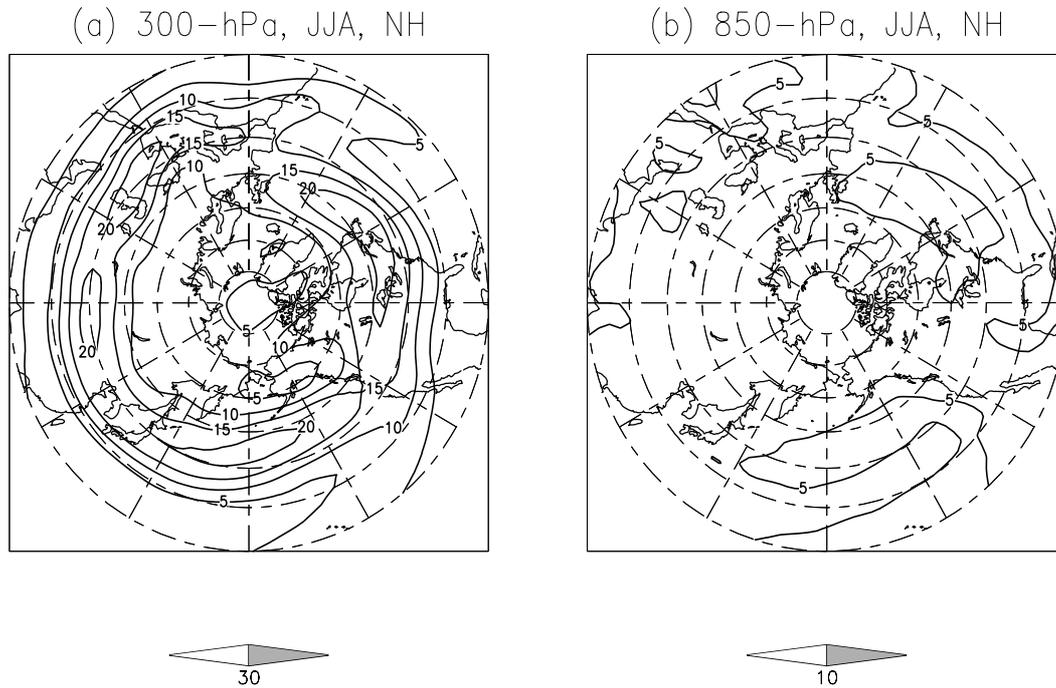


図 1.4: 図 1.1 と同様だが、ただし北半球夏季 (6 月, 7 月, 8 月) のもの。

### 1.3 極ジェット気流の鉛直構造と短周期擾乱との関係

極ジェット気流と亜熱帯ジェット気流の鉛直構造の違いは、短周期擾乱 (総観規模擾乱) との相互作用の強さが異なることに起因する。図 1.5 は、南半球冬季で短周期擾乱の活動が活発なストームトラックの分布を示している。ストームトラックは、極ジェット気流に沿って存在し、特にインド洋上で強い。したがって、亜熱帯ジェット気流に比べて極ジェット気流が短周期擾乱の影響を強く受けることがわかる。亜熱帯ジェット気流に対する短周期擾乱の影響が小さいのは、低緯度に行くほどコリオリ・パラメーターが小さくなり、コリオリ・パラメーターに正比例する傾圧不安定性が弱まるためであると考えられる。短周期擾乱は下記の過程を通して、極ジェット気流が対流圏全層で強い西風を持ったまま維持されるように働いている。

- 短周期擾乱は、傾圧不安定によって成長する際に、対流圏下層で西風加速、上層で減速に働き、極ジェット気流の鉛直シアを減少させる (例えば Edmon et al. 1980)。

- そうして成長した短周期擾乱は、減衰する際に対流圏上層で西風運動量を集め、極ジェット気流を上層で加速する (例えば Hoskins et al. 1983).
- また前述の対流圏下層で短周期擾乱がもたらす西風加速強制力は、地表摩擦により極ジェット気流が減衰することを妨げる.
- 短周期擾乱が引き起こす非断熱加熱は、極ジェット気流の鉛直シアを維持するように働く (Hoskins and Valdes 1990).

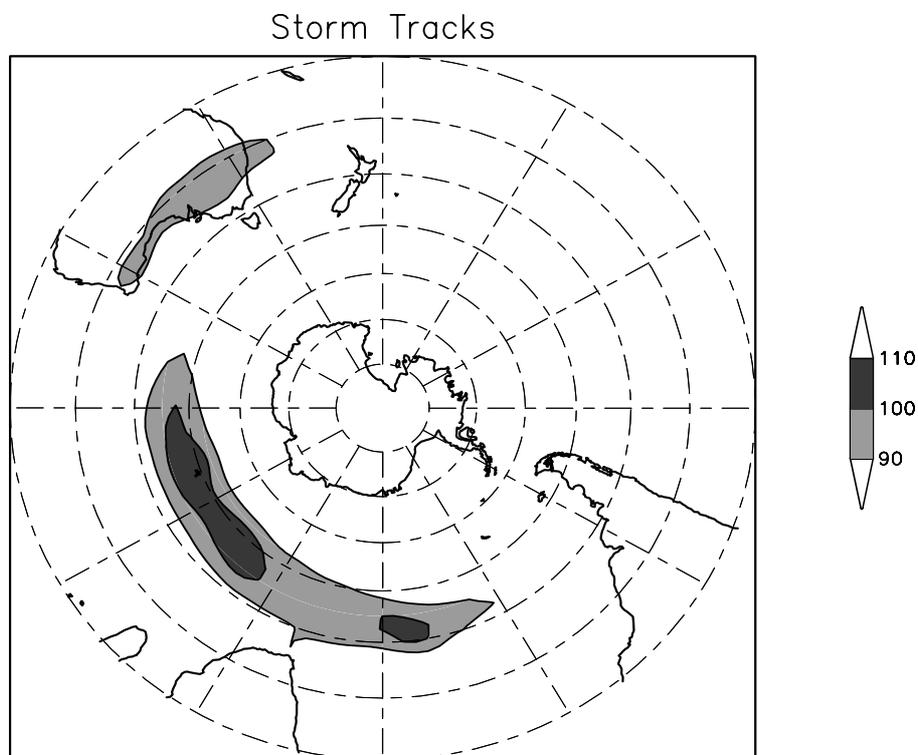


図 1.5: 周期 10 日以下の短周期擾乱が持つ渦運動エネルギー ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) の 300-hPa 面における南半球冬季気候値.

## 1.4 極ジェット気流の季節内変動が気象に及ぼす影響

前述したように、極ジェット気流はストームトラックを伴う。そのため極ジェット気流の季節内変動は短周期擾乱の移動経路を変え、極ジェット気流の下の気象要素にも長期間影響を与える。

図 1.6: 2002 年 8 月で平均したヨーロッパにおける 300-hPa 水平風。コンターは等風速線で, コンター間隔は  $3\text{ms}^{-1}$ . ベクトルは水平風ベクトル ( $\text{ms}^{-1}$ ) で, スケールは図の右下に示す.

極ジェット気流の季節内変動が, 降水に長期間影響を与えた例を示す. 2002 年の北半球夏期にヨーロッパ南部で長期間にわたり降雨が続き, 記録的な洪水被害をもたらされた. この時, 北大西洋極ジェット気流の出口部が長期間にわたり南北に分流しており (図 1.6), ヨーロッパ南部の降雨と関係していたと考えられる. この時の極ジェット気流の分流は, その出口部でブロッキング高気圧が発生し, 約一ヶ月間持続したことによってもたらされた.

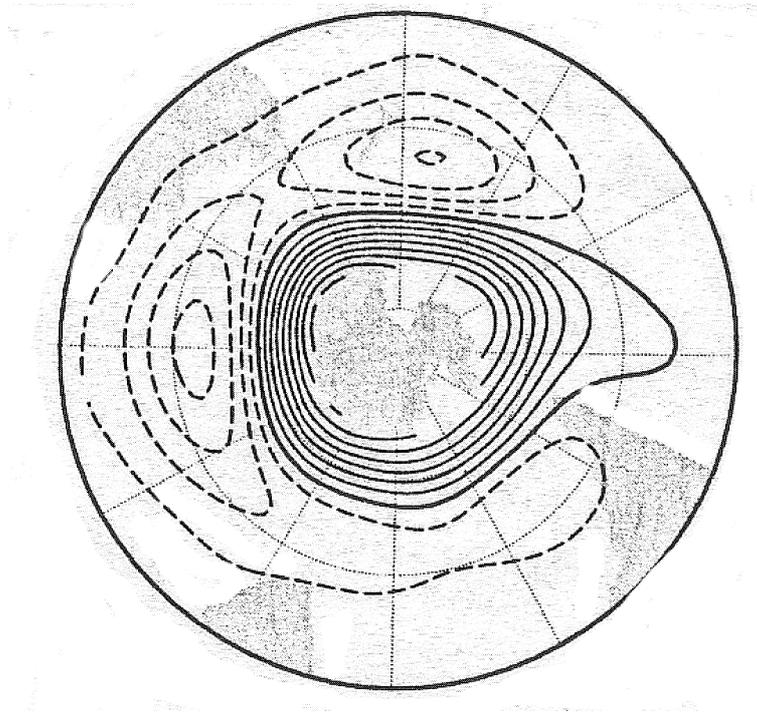


図 1.7: 平均海面気圧の月平均偏差の主成分分析第 1 モード. 寄与率は 19.9%. 実線は正の値を, 破線は負の値を示す (Sinclair et al. 1997 より引用).

## 1.5 南半球環状モード: 本研究の目的

南半球対流圏においては, 極ジェット気流全体が季節内で不規則に南北変動することが知られている. さらにその変動が季節内変動の中で卓越したモードであることもわかっている (Kidson 1999 およびその参考文献). ここ 20 年ほどの間, この卓越モードの力学を理解するために, データ解析 (Yoden et al. 1987; Kidson 1988a; Nigam 1990; Shiotani 1990; Kidson and Sinclair 1995; Aoki and Hirota 1998; Hartmann and Lo 1998; Feldstein and Lee 1998; Lorenz and Hartmann 2001), 大循環モデル (GCM) を用いた実験 (Kidson and Watterson 1999; Limpasuvan and Hartmann 1999, 2001; Watterson 2000, 2002), 簡単モデルによる考察 (Robinson 1991, 1996, 2000; Yu and Hartmann 1993; Lee and Feldstein 1996b; Feldstein and Lee 1996; Itoh et al. 1999) など様々なアプローチで多数の研究が行われてきた. この卓越モードのシグナルは帯状平均<sup>2</sup>東西風の偏差にはっきりと現れ, その空間パ

<sup>2</sup>本論文では, 各緯度線に沿って東西方向に地球を一周して平均を取ることを帯状平均と呼ぶ.

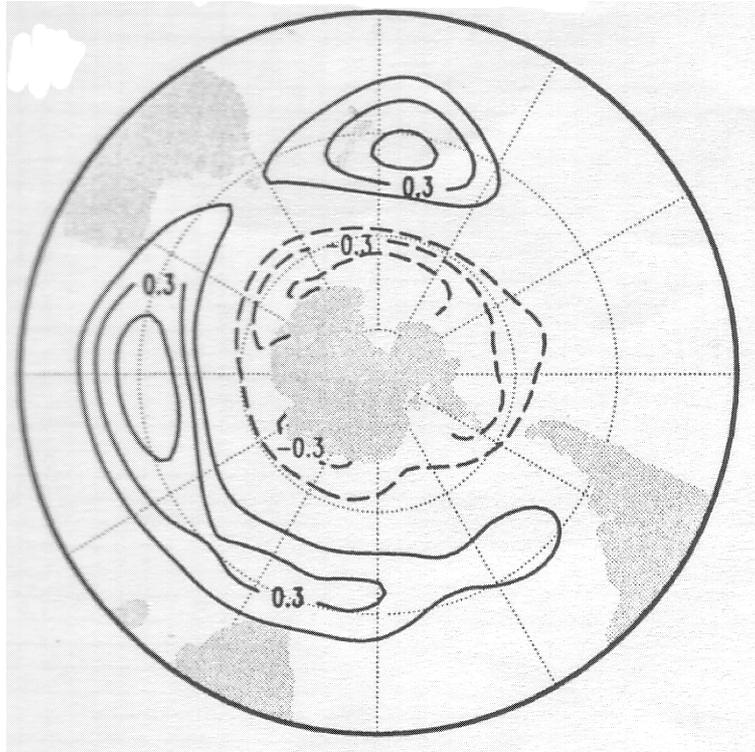


図 1.8: 図 1.7 で表される変動と、総観規模低気圧の通過回数との間の相関係数。コンター間隔は 0.15。実線は正の値を、破線は負の値を示す (Sinclair et al. 1997 より引用)。

ターンは  $40^{\circ}\text{S}$  と  $60^{\circ}\text{S}$  に逆相関の極値を持ち、鉛直には等価順圧な構造を示す (例えば Hartmann and Lo 1998)。

また同じモードは、対流圏全層の高度場変動としても捉えられる (Rogers and van Loon 1982; Kidson 1988b; Karoly 1990; Sinclair et al. 1997; Thompson and Wallace 1998, 2000)。その空間パターンを図 1.7 に示す。平均海面気圧の偏差パターンには顕著な東西一様性が見られ、南極上空を覆う偏差と、その周りを囲む逆符号のリング状偏差を持つ。近年、Thompson and Wallace (1998, 2000) は、この南半球卓越モードと北半球大気の大気の変動 (北極振動または北半球環状モード<sup>3</sup>) の相似性を指摘し、南半球環状モード (以下 SAM) と呼んだ。

SAM は極ジェット気流の南北移動を表すため、短周期擾乱の経路に大きな影響

<sup>3</sup>北半球環状モードに関しては、解析手法に問題があり、実際は北大西洋振動やアリューシャン・アイスランド低気圧シーソーのシグナルを拾っているにすぎないのではなかという疑問が提示されている (例えば Ambaum et al. 2001; Honda and Nakamura 2001)。

を与える。図 1.8 は、総観規模低気圧の通過頻度と図 1.7 に示した変動の時系列との間の相関係数である。極ジェット気流が南北に移動することにより、短周期擾乱の通過経路も南北に動くことを示している。そのため、SAM の予報が可能ならば、南半球全体の中期予報の改善に貢献できるであろうと考えられる。もし SAM が特定の周期で変動するなら、予報は比較的簡単である。しかし実際には、SAM の時系列は卓越周期を持たず、そのスペクトルは赤色雑音的であることが知られている (Hartmann and Lo 1998)。極ジェット気流が極端に南北に位置するフェーズ (以下極値フェーズ) は長時間持続し、極値フェーズから別の極値フェーズへの遷移は突発的に起きる (Yoden et al. 1987)。このような極値フェーズを長期間維持するメカニズムの解明と、遷移過程の理解は南半球の中期予報にとって重要な問題である。

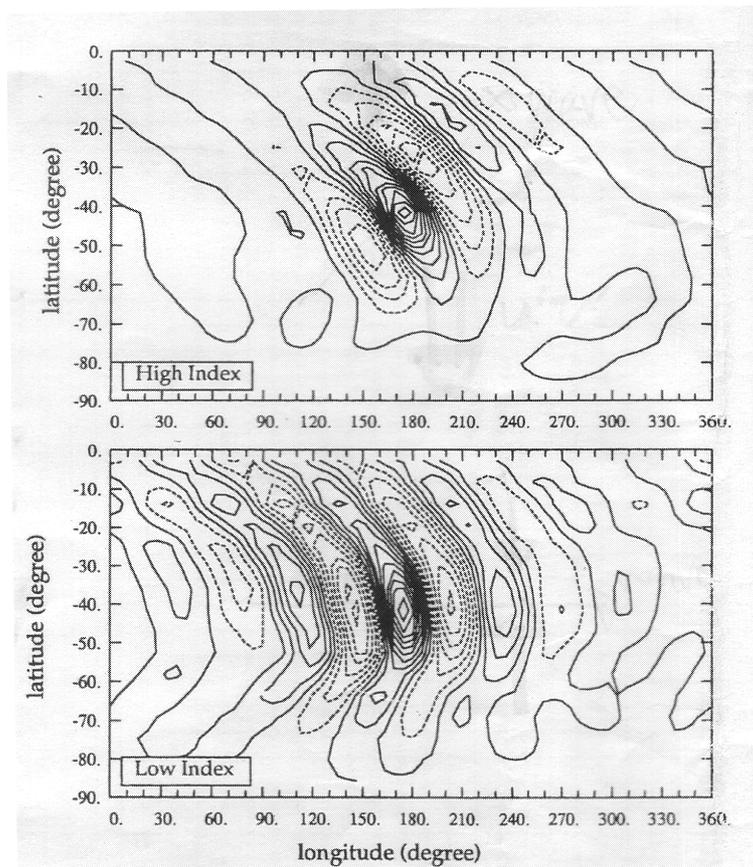


図 1.9: 41.5°S の緯度線に沿った各グリッドを基準点として、300-hPa 相対渦度の 1 点相関を計算し、緯度線上で平均を取ったもの。上図は極ジェット気流が高緯度にあるときに計算し、下図は極ジェット気流が低緯度にあるときに求めている (Yu and Hartmann 1993 より引用)。

極値フェーズが長期間持続する理由に関しては多くの研究が行われ、短周期擾乱と極ジェット気流の正の相互作用が原因であることが知られている (例えば Limpasuvan and Hartmann 2001). Lorenz and Hartmann (2001) はスペクトル解析を巧みに用いて、この正の相互作用が南半球の季節内変動の中で SAM が卓越した分散を持つ一因となっていることを示した.

短周期擾乱と極ジェット気流の正相互作用の詳細なプロセスとしては、2つのものが提唱されている. 1つは短周期擾乱の水平構造が変化することによる. Yu and Hartmann (1993) は、極ジェット気流が気候値よりも高緯度に位置するとき、短周期擾乱は南東-北西方向の傾きを増すことを示した (図 1.9 の上図). この水平形状は、短周期擾乱が渦運動量をより高緯度に輸送し、極ジェット気流の位置を高緯度に保つのに寄与する. 逆に、極ジェット気流が気候値よりも低緯度にある時は、短周期擾乱の南東-北西方向の傾きは弱くなり、極向きに輸送される渦運動量を減らすように働く (図 1.9 の下図). いくつかの研究 (Hartmann 1995; Akahori and Yoden 1997; Hartmann and Zuercher 1998; Hartmann 2000) では、これらの水平構造の違いは、極ジェット気流の南北シアーの変化に影響されて短周期擾乱の砕波プロセスが変わる (Simmons and Hoskins 1980; Thorncroft et al. 1993; Nakamura and Plumb 1994; Peters and Waugh 1996; Lee and Feldstein 1996a; Dong and James 1997a, b; Esler and Haynes 1999; Shapiro et al. 1999) ことによってもたらされていると考えている. もう1つの正相互作用は、ストームトラックが極ジェット気流とともに南北に移動することによる. ストームトラックが移動することにより、短周期擾乱の渦運動量が収束する緯度が変わり、極ジェット気流を極端な位置で維持することに貢献する (例えば Kidson and Sinclair 1995). これら2種類の正相互作用は、ともに SAM の極値フェーズが長期間持続するために重要である.

南半球の中期予報にとって、極値フェーズに対する知識とともに、SAM の遷移過程の理解も重要である. いくつかの研究は、帯状平均場で運動量と熱量の収支を計算することにより遷移イベントの力学を調べている (Shiotani 1990; Feldstein and Lee 1998; Kidson and Watterson 1999; Lorenz and Hartmann 2001). それらの研究の最も重要な主張は、短周期および長周期の擾乱による運動量フラックス偏差が遷移過程を駆動するということである. 短周期および長周期擾乱の運動量フラックス偏差は、帯状平均東西風の偏差が最大になる数日前にピークを持ち、帯状平均東西風偏差を強化する向きに働く. Feldstein and Lee (1998) は、帯状平均東西風偏

差が最大になった後は、短周期擾乱のみが帯状平均東西風偏差を維持し、長周期擾乱は逆に減衰するように働くことを示した。このように擾乱の運動量フラックスが遷移を押し進めるのに重要な働きをするのに対して、熱フラックスの役割は小さく、地上摩擦に対して帯状平均東西風偏差を保つために使われている (Kidson and Watterson 1999).

上記の運動量フラックス偏差をもたらす擾乱の実体や振る舞いに関してはほとんどわかっていない。例えば遷移過程に関わる長周期擾乱とは、準定常ロスビー波なのか、はたまたブロックングなのかといったことも知られていない。短周期擾乱に関しても、遷移イベントの際に擾乱の活動度に変化が見られることが示されているだけである (Kidson and Watterson 1999)。SAMの振る舞いを理解するために、擾乱の運動量フラックス偏差をもたらす要因を考えることは非常に重要である。

上記の遷移過程における擾乱の寄与は、全て帯状平均場で調べられてきた。しかし特に長周期擾乱の寄与について考えるとき、擾乱による強制力ははたして東西に一様性が強いのだろうか、という疑問が湧いてくる。例えば、極ジェット気流にトラップされた準定常ロスビー波が散逸することによって運動量フラックス偏差が発生すると仮定した場合、フラックスの経度分布は東西非一様性の強いものになりうる。なぜなら南半球冬季の極ジェット気流は東半球に偏った分布をしており (図 1.2)、極ジェット気流に捕捉されたロスビー波が南北に波活動度を散逸させられる場所は数カ所の経度帯に限られるからである (例えば Berbery et al. 1992)。このように擾乱による強制力は東西に非一様な分布を持つことが可能である。長周期および短周期擾乱による遷移過程に対する寄与の東西分布を調べることは価値があるだろう。

本研究では、長周期および短周期擾乱がその役割を果たす経度帯とタイミングを特定するために、帯状平均場と東西平均を行わない場に対して様々な運動量収支解析の手法を用いる。また、長周期擾乱と短周期擾乱の運動量フラックス偏差が発生する要因を調べ、それぞれの役割を区別することを試みる。さらに遷移イベントのトリガー現象と先駆現象も探ることにする。

本論文の基礎となった論文は以下の3篇であり、これらは筆者が中心的に研究を進めたものである。

- (i) The role of high-frequency eddy forcing in the maintenance and transition of the Southern Hemisphere annular mode  
(南半球環状モードの維持と遷移における短周期擾乱の役割)  
日本気象学会誌 Journal of the Meteorological Society of Japan, 投稿済み  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次の共著
- (ii) Roles of low- and high-frequency eddies in the transitional process of the Southern Hemisphere annular mode. Part I: poleward transitional events  
(南半球環状モードの遷移過程における長・短周期擾乱の役割. その1: 極向き遷移過程)  
アメリカ気象学会誌 Journal of Climate, 投稿済み  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次, 岩嶋樹也の共著
- (iii) Roles of low- and high-frequency eddies in the transitional process of the Southern Hemisphere annular mode. Part II: equatorward transitional events  
(南半球環状モードの遷移過程における長・短周期擾乱の役割. その2: 赤道向き遷移過程)  
投稿準備中  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次, 岩嶋樹也の共著

第2章では, データに関して述べる. 第3章では, 極向きおよび赤道向き遷移過程の定義を行う. 極向き遷移過程は第4章で議論する. 第4章の内容は主に論文(ii)を元としている. 第5章では, 論文(iii)を元に赤道向き遷移過程について述べる. 第4章, 第5章とも短周期擾乱の振る舞いに関する記述は論文(i)を元としている. 結論は第6章で述べられる.

## 第2章 データ

ここでは本論文全体で共通して使用するデータと、そのデータに施しておく前処理について記述する。

### 2.1 データ

本研究で使用するデータは、NCEP/NCAR 日平均再解析データ (Kalnay et al. 1996) である。1979-1999 の 21 年間のデータを用いる。グリッド間隔は緯度経度とも  $2.5^\circ$  である。解析期間は南半球冬季 (6-8 月) のみとするが、ただし移動平均や時間フィルターなどで必要とする場合は 5 月と 9 月のデータも利用する。時間フィルターは Ghil and Mo (1991) のものを用いる。解析する物理量は主に高度場 ( $Z$ )、東西風 ( $U$ )、南北風 ( $V$ ) であり、また温位 ( $\Theta$ )、渦度 ( $\zeta$ )、準地衡渦位 ( $q$ ) は必要に応じて他の物理量から求める。解析を行った気圧面は 100-hPa から 1000-hPa までの 12 レベルであり、例えば 300-hPa の東西風であれば  $U_{300}$  と表示することとする。

### 2.2 解析の前処理

解析を行う前に、以下の前処理を元のデータに施しておく。

解析期間である南半球冬季の間でも、大気循環場は季節進行にともなう変化をおこす。季節進行が解析結果の信頼性へもたらす影響を押さえるために、以下に定義する平均的季節進行をあらかじめデータから除いておく。21 年平均した日々の気候値に 31 日移動平均を施したものを平均的季節サイクルと呼ぶ。平均的季節サイ

クルの冬季気候値からのずれを平均的季節進行と定義する。この平均的季節進行を除いておく。

任意の物理量を  $a$  としたとき, 本研究では  $a$  を次のように3つの項に分ける。

$$a = a_{LF} + a_{HFT} = a_{CF} + a_{LFT} + a_{HFT}. \quad (2.1)$$

ここで,  $a_{LF}$  と  $a_{HFT}$  はそれぞれ10日長周期および10日短周期成分である。項  $a_{CF}$  と  $a_{LFT}$  はそれぞれ  $a_{LF}$  のアンサンブル平均とそこからのずれを表す。アンサンブル平均  $a_{CF}$  が遷移過程に関して計算される場合は, 5日移動平均を施す。これ以降  $a_{CF}$ ,  $a_{LF}$ ,  $a_{LFT}$ ,  $a_{HFT}$  をそれぞれ合成場, 長周期成分, 長周期擾乱 (LFT) および短周期擾乱 (HFT) と呼称する。

## 第3章 遷移イベントの定義

この章ではSAMの遷移イベントを見つけるインデックスの定義を行う。さらにそのインデックスに基づいたラグ合成図解析において、極ジェット気流の南北移動がうまく捉えられていることを示す。

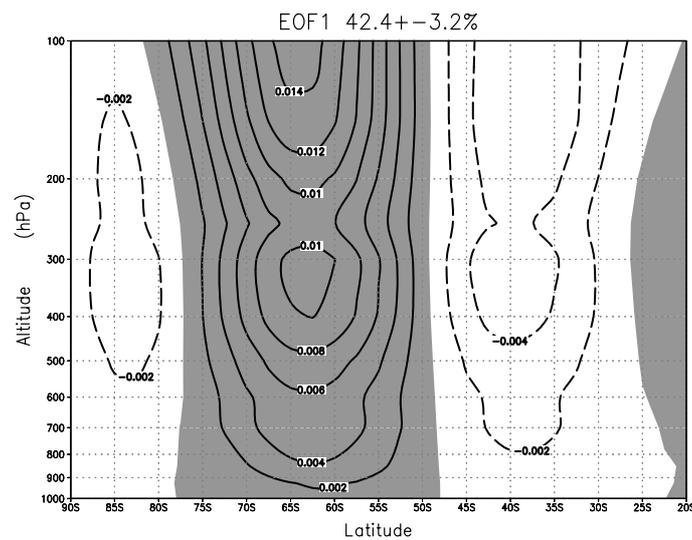


図 3.1: 緯度高度断面における帯状平均東西風の主成分分析第1モード。寄与率と North et al. (1982) テストで求めた寄与率の誤差を図上に示す。実線と破線のコンターはそれぞれ正、負の値を表す。コンター間隔は 0.002 で、0 線は除いている。正の値を持つ領域は陰影を重ねている。

### 3.1 遷移イベントの定義

SAMのシグナルを捉えるためにしばしば用いられる手法は、緯度高度断面における帯状平均東西風の主成分分析を行うことである (例えば Hartmann and Lo 1998)。

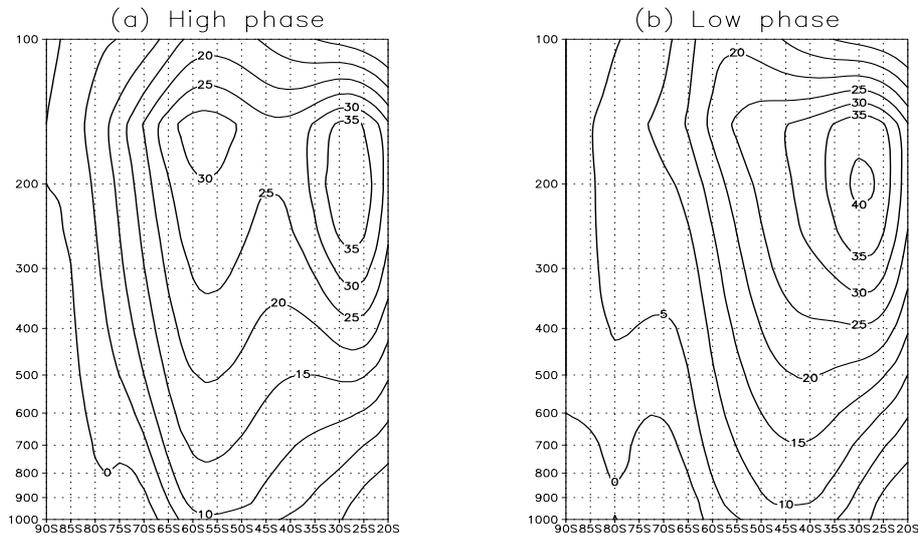


図 3.2: 緯度高度断面における帯状平均東西風の (a) $PC1 \geq 1$  と (b) $PC1 \leq -1$  の場合の合成図. コンター間隔は  $5 \text{ ms}^{-1}$ .

SAM は、気候値からのずれの第 1 モードとして現れる. その空間分布を図 3.1 に示す. 構造は等価順圧的で、 $40^{\circ}\text{S}$  と  $60^{\circ}\text{S}$  に逆相関の極を持つ (Yoden et al. 1987; Hartmann and Lo 1998; Itoh et al. 1999). この第一モードの主成分時系列を標準化したものをこれ以降 PC1 と呼ぶ. PC1 の変動に伴い、気候値で  $50^{\circ}\text{S}$  に存在する極ジェット気流が南北に移動する.

ここで、SAM の極値フェーズにおけるジェット気流と高度場の状態を簡単に振り返っておく. 以下に述べる結果は、過去の研究 (例えば Limpasuvan and Hartmann 2001) とよく一致している.

図 3.2a-b は、 $PC1 \geq 1$  および  $PC1 \leq -1$  の場合の帯状平均東西風の緯度高度分布を表している. 以下、Limpasuvan and Hartmann (2001) の用語にあわせて、前者のケースを *high phase (HP)*、後者を *low phase (LP)* と呼ぶ. HP では、 $55^{\circ}\text{--}60^{\circ}\text{S}$  と  $25^{\circ}\text{--}30^{\circ}\text{S}$  に 2 つの西風極大域がある. 後者は、亜熱帯ジェット気流を表している. 亜熱帯ジェット気流は、その最大風速を 200-hPa 面で持ち、高度が下がるに伴い急速に風速が減少する. 一方で前者の極大域は、極ジェット気流を表している. 最大風速を対流圏上層で持つことは亜熱帯ジェット気流と同じだが、高度が下がっても風速は比較的小さくならない. この高度分布の違いは、第 1 章で述べたように亜熱帯ジェット気流に比べて極ジェット気流が短周期擾乱の影響を強く受けることによ

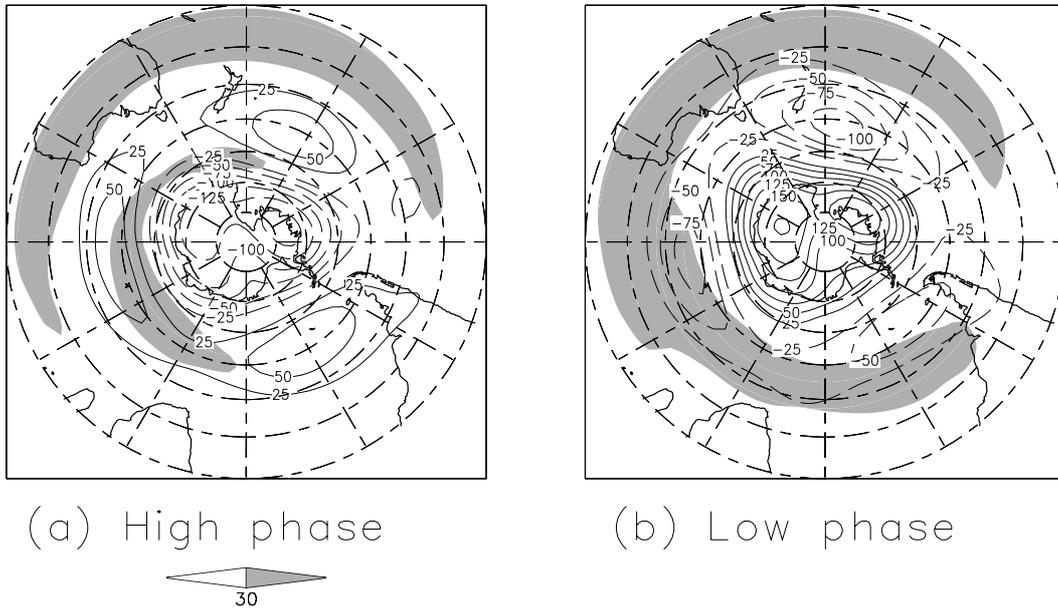


図 3.3: 300-hPa 面における高度偏差と水平風速の (a)HP と (b)LP の場合の合成図. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の高度偏差を表す. コンター間隔は 25 m で, 0 線は除いている. 水平風速が  $30 \text{ ms}^{-1}$  を越える場所を陰影で表している.

る. LP の時は, 極ジェット気流が低緯度側に移動し, 対流圏上層では亜熱帯ジェット気流と結合し, 区別が付きにくい. しかし対流圏下層を見ると,  $40^{\circ}\text{-}45^{\circ}\text{S}$  に風速の最大域があり, この緯度に極ジェット気流が存在することがわかる.

図 3.3 の陰影は 300-hPa 面におけるジェット気流の位置を表す. HP では, 極ジェット気流は  $10^{\circ}\text{E}$ ,  $50^{\circ}\text{S}$  から  $190^{\circ}\text{E}$ ,  $60^{\circ}\text{S}$  まで東西に延びている. 亜熱帯ジェット気流はインド洋から東太平洋までの  $20^{\circ}\text{-}30^{\circ}\text{S}$  の緯度線に沿って存在する. インド洋から中央太平洋にかけて, 2 つのジェット気流が南北に離れて存在する特徴的なデュアル・ジェット構造が見られる. LP では, 極ジェット気流は  $40^{\circ}\text{S}$  まで赤道方向に動き,  $90^{\circ}\text{E}$  で亜熱帯ジェット気流と結合している. 図 3.3a-b のコンターはそれぞれ HP, LP における Z300 偏差である. 極ジェット気流の南北位置から地衡風関係で想像されるように, HP (LP) では南極上空は負 (正) の高度偏差に覆われ, その周りを正 (負) の偏差が囲んでいる.

極向きと赤道向きの遷移過程は PC1 を用いて定義される. まず極向き遷移イベントの候補として, PC1 が  $-0.5$  から  $+0.5$  まで増加する事例を探す. そして PC1

DATE	Cluster
26-Aug-81	1
04-Jul-83	1
26-Jun-85	1
26-Jul-86	1
12-Jun-87	2
17-Jul-87	1
03-Aug-87	1
19-Jul-88	1
11-Jun-90	1
31-Jul-90	1
08-Aug-91	1
24-Aug-91	1
22-Aug-93	1
03-Jun-94	1
25-Jul-94	3
02-Jul-96	1
17-Aug-96	4
25-Aug-98	3
03-Jul-99	1
29-Jul-99	1
14-Aug-99	3

表 3.1: 極向き遷移過程の基準日を左コラムに示す. 右コラムの数字は, それぞれの事例が分類されるクラスターの番号である. 詳しくは本文を参照.

DATE	Cluster
26-Jun-80	1
02-Jul-82	1
19-Jun-83	1
21-Aug-83	1
10-Jun-86	2
14-Jul-86	1
19-Aug-86	1
23-Jun-87	2
26-Jul-87	1
14-Aug-88	1
24-Aug-89	1
05-Jul-90	2
28-Aug-90	1
11-Jun-91	1
14-Aug-91	1
05-Aug-93	1
09-Jun-94	1
07-Jun-95	1
24-Jun-96	1
30-Jul-96	3
22-Aug-96	1
17-Jun-97	1
15-Aug-98	3
16-Jul-99	1
08-Aug-99	3

表 3.2: 表 3.1 と同様だが, ただし赤道向き遷移過程のもの.

が初めて正の値を持った日を基準日と定義する. 少なくとも基準日の前後2日, 計5日間単調増加するケースだけを極向き遷移過程であると定める. 21年間の解析期間で21ケース見つかった(表 3.1). 赤道向き遷移過程は, 逆に定義し, 25ケース存在した(表 3.2).

次章以降では, 等圧面における高度場の変動を上記の基準日に基づいたラグ合成図解析で調べていく. その前に, 他の事例とは高度場の変動パターンが大きく異なる事例を取り除いておくために, 遷移イベントをクラスター分析で分類する. クラスター分析には様々な手法が存在するが, ここでは *Average-linkage* 法 (Wilks 1995 または付録 A 参照) を用いる. クラスター分析自体の説明は付録 A で行う. ここで解析される物理量は  $-10$  日から  $+4$  日までの  $Z500_{LF}$  である. ただし前処理として

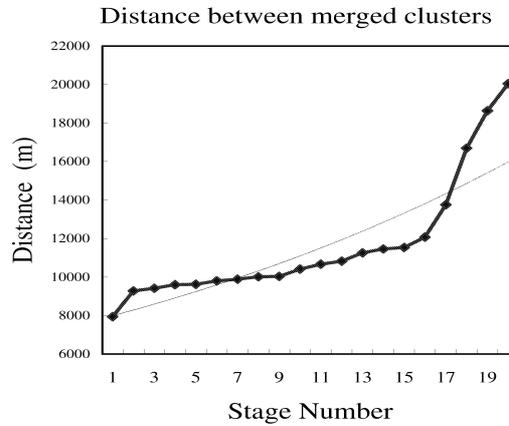


図 3.4: 極向き遷移過程のクラスター分析において、各ステージで結合されるクラスター間の距離 (m) を点と太実線で表す。Average-linkage 法を用いて、-10 日から +4 日までの  $Z500_{LF}$  をもとに全 21 事例を分類する。細実線は近似指数関数を示す。

20°S 以南のデータのみを取りだし、さらに  $\cos^{\frac{1}{2}} \phi \sin 45^\circ \sin^{-1} \phi$  ( $\phi$  は緯度) の重みをかける。ここで -10 日から +4 日までのデータを分析したのは、遷移過程の前半期間をより詳しく調べるためである。極向きおよび赤道向き遷移イベントをクラスター分析で分類したとき、各ステージにおいて結合されたクラスター間の距離をそれぞれ図 3.4 と図 3.5 に示す。近似指数関数曲線も重ねている。極向き遷移過程では、ステージ 18 で距離が近似曲線よりも明らかに大きくなっている。このことが意味するのは、ステージ 18 で結合された 4 つのクラスターは、非常に異なる変動パターンの集合だということである。これら 4 つのクラスターはそれぞれ 16, 1, 3, 1 個の事例を含んでいる (表 3.1)。本論文では、極向き遷移過程に関しては、第 1 クラスターの 16 ケースについてのみ解析結果を示す。赤道向き遷移過程に関しても同様の分析を行い、第 1 クラスターに含まれる 19 ケースのみを解析する (表 3.2)。

本論文で示す結果は、遷移過程の定義における上記の種々の基準を多少変更したとしても、本質的には変わらない。

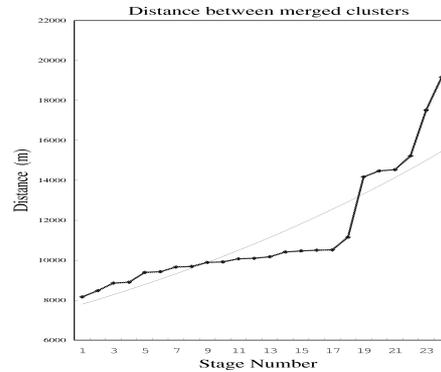


図 3.5: 表 3.4 と同様だが、ただし赤道向き遷移過程の 25 事例に対するもの。

## 3.2 極ジェット気流の振る舞い

本節では、前節で定義した遷移過程の基準日に基づき水平風のラグ合成図を作ったとき、極ジェット気流の変動がうまく捉えられていることを示す。

図 3.6 と図 3.7 は、それぞれ極向きおよび赤道向き遷移時の帯状平均東西風の緯度高度分布である。極ジェット気流は、図 3.2a-b の HP と LP に観測される緯度の間を、徐々に南北移動していることがわかる。その間に最大風速の変化はほとんど見られない。一方、亜熱帯ジェット気流は、南北位置、風速ともほぼ変わらない。

次に、300-hPa 面を見た極ジェット気流の変動を調べる。図 3.8 は極向き遷移時の 300-hPa 水平風速とその偏差の合成図である。−4 日では、南極を負の偏差が囲んでおり、極ジェット気流が気候値より低緯度側に位置することを意味している。このとき極ジェット気流は亜熱帯ジェット気流と結合しており、図 3.3b に示される LP でのジェット気流の配置と似ている。−2 日以降、極ジェット気流の出口部は東へと徐々に延びていき、西および中央太平洋上で特徴的なデュアル・ジェット構造を形作っていく。+6 日には、南極の周りに正の偏差が並び、極ジェット気流は気候値より高緯度側に移動して亜熱帯ジェット気流から離れている。この時のジェット気流の配置は HP 時のもの (図 3.3a) に似ている。以上の結果から、このラグ合成図は LP から HP への極ジェット気流の遷移をよく捉えていることがわかる。

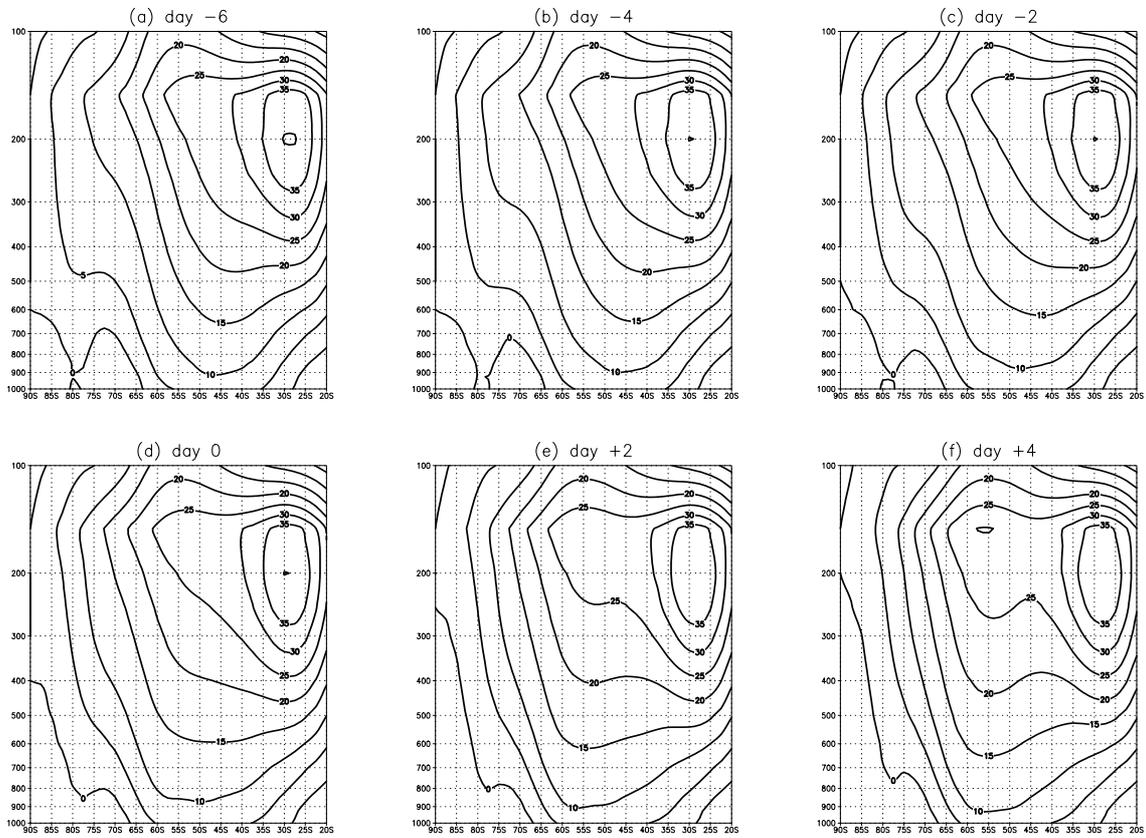


図 3.6: 緯度高度断面における帯状平均東西風時間発展を、極向き遷移過程の (a)−6 日から (f) +4 日まで描いている。コンター間隔は  $5 \text{ ms}^{-1}$ 。

赤道向き遷移時の極ジェット気流の変動は図 3.9 に示される。−4 日まで、正の風速偏差が南極の周りに並び、極ジェット気流が高緯度よりに位置することを示している。また、デュアル・ジェット構造がはっきり見られる。しかし−2 日以降、極ジェット気流の出口部はインド洋上のコア部から分離して徐々に弱まっていき、デュアル・ジェット構造は消失していく。また、インド洋上の極ジェット気流コア部は徐々に低緯度側へ移動し、亜熱帯ジェット気流と結合する。HP から LP への極ジェット気流の変化もうまく捉えられていることがわかる。

以上の結果から、表 3.1 と表 3.2 の基準日を用いて、SAM の遷移過程を議論することが示された。

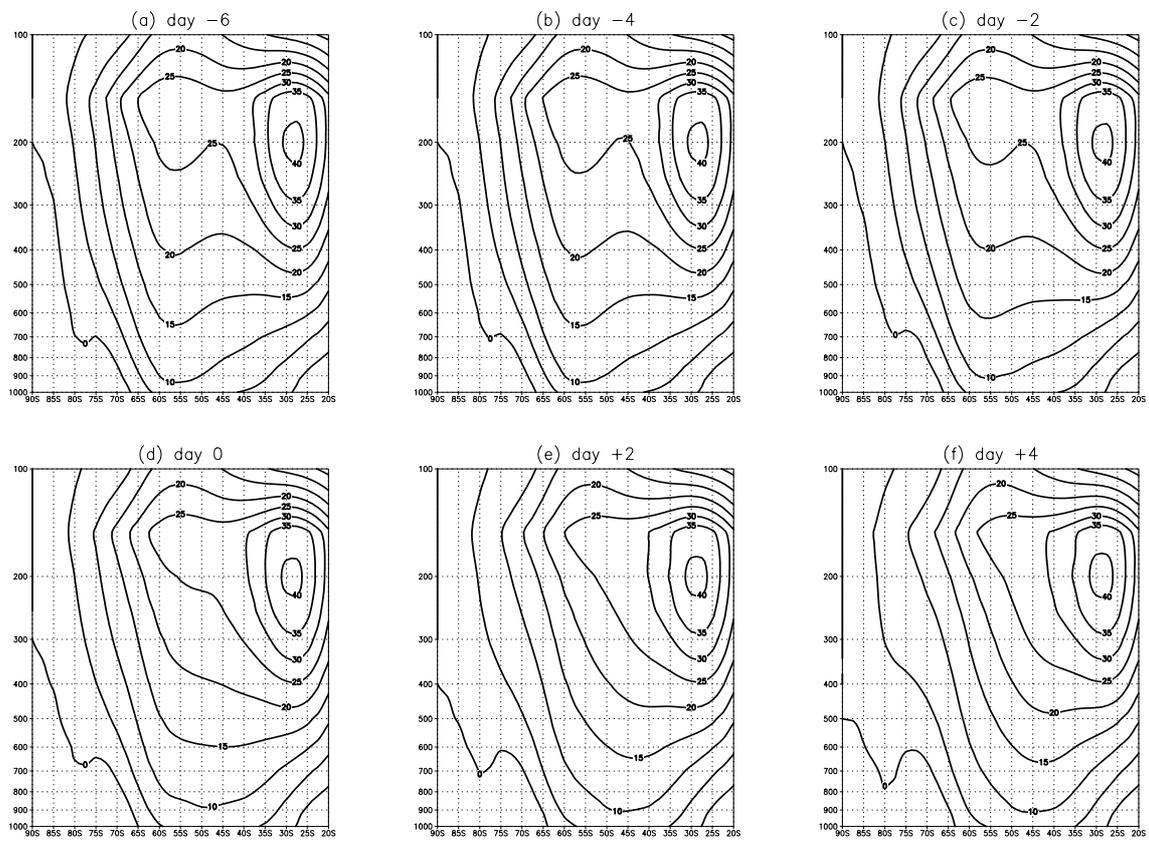


図 3.7: 図 3.6 と同様だが、ただし赤道向き遷移過程のもの。

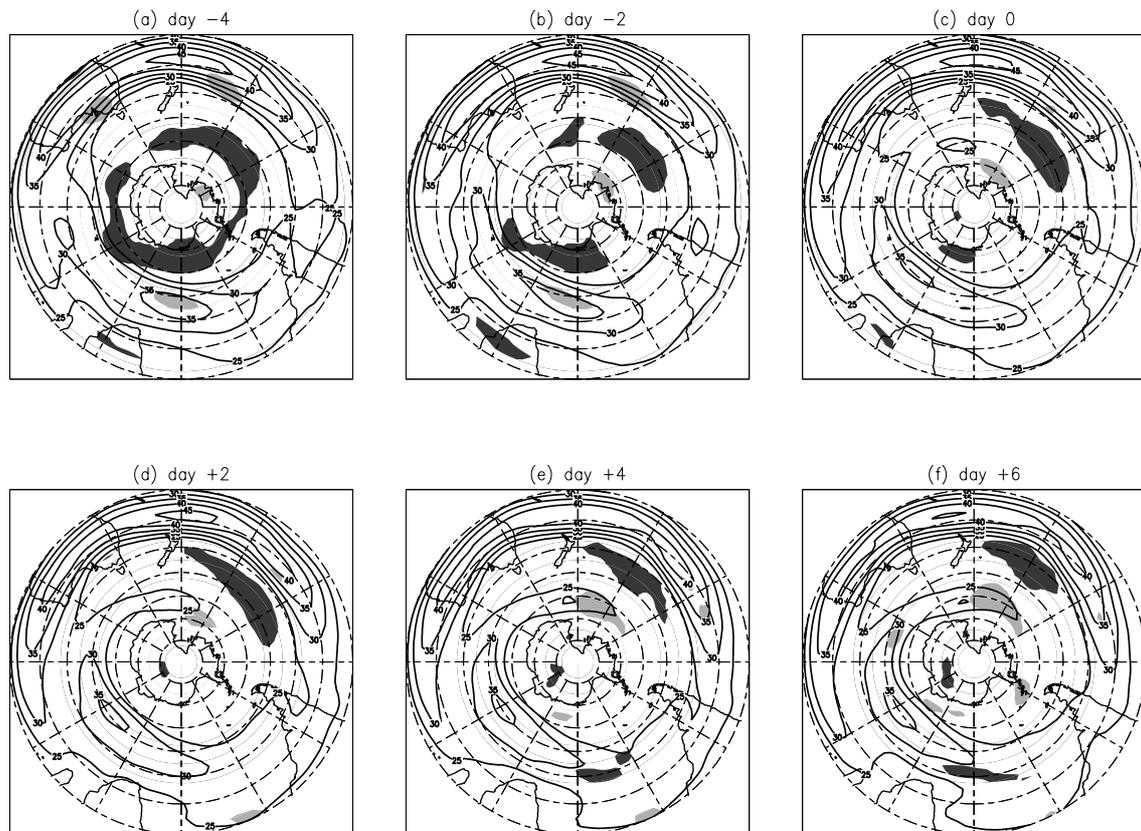


図 3.8: 300-hPa 面における水平風速 (コンター) とその偏差 (陰影) の合成図. 極向き遷移過程の (a)−4 日から (f)+6 日まで描く. コンター間隔は  $5 \text{ ms}^{-1}$  で,  $25 \text{ ms}^{-1}$  未満のコンターは除いている. 偏差が 90% の正 (負) 有意水準を満たす領域を明 (暗) 陰影で表す.

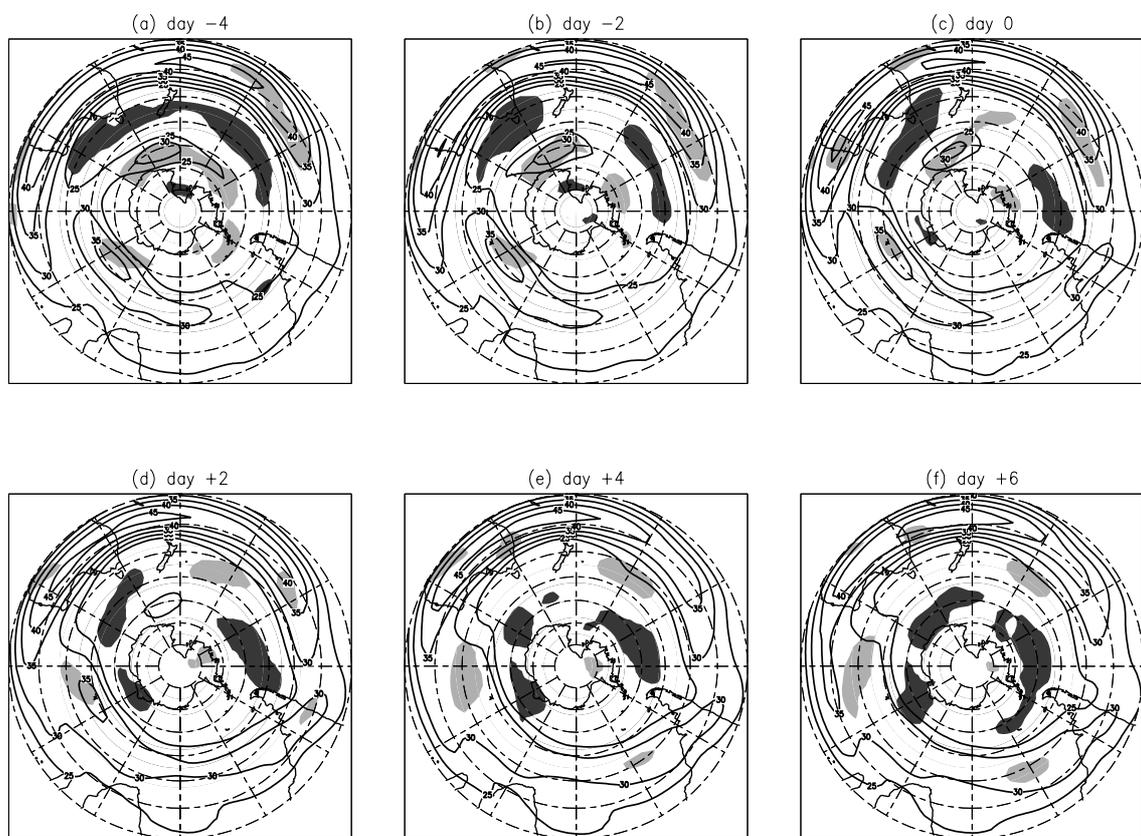


図 3.9: 図 3.8 と同様だが、ただし赤道向き遷移過程のもの.

## 第4章 極向き遷移過程

極向き遷移過程と赤道向き遷移過程が単純に対称な過程である証拠はない。ここからは、両遷移過程を別々に解析していく。まず本章においては極向き遷移過程の力学を調べていく。特に極向き遷移過程における長・短周期擾乱の役割を明らかにすることを主題とする。

### 4.1 解析手法

まず本章で用いる様々な解析手法について説明する。

長周期擾乱 (LFT) と短周期擾乱 (HFT) が合成場の変動に与える影響を調べるために、下記の3つの解析手法を用いる。これらの式では添え字  $\lambda$  は擾乱の時間スケール、すなわち LFT または HFT を指す。これらの式の各項が遷移過程に関して計算される際、擾乱の2次の項には5日移動平均を施しておく。

Eliassen-Palm (E-P) フラックスと3次元 E-P フラックスを求める。前者の定義は次式

$$\mathbf{F}_\lambda \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ -[\overline{U_\lambda^* V_\lambda^*}] \\ \frac{f}{\Theta_{0p}} [\overline{V_\lambda^* \Theta_\lambda^*}] \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

によって与えられる (Edmon et al. 1980)。ここで  $f$  はコリオリパラメーターである。また  $\Theta_0$  は温位の気候値を各気圧面で平均したものであり、 $\Theta_{0p}$  はその鉛直微分である。括弧 ( $[\cdot]$ ) とアスタリスク ( $*$ ) はそれぞれ帯状平均とそこからのずれを表

す. 任意のアンサンブル平均は上線 ( $\overline{\quad}$ ) で示す. 3次元 E-P フラックス (Hoskins et al. 1983; Trenberth 1986) は次のように求められる.

$$\mathbf{E}_{u\lambda} \equiv \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\overline{V_\lambda^2 - U_\lambda^2} \\ -\overline{U_\lambda V_\lambda} \\ \frac{f}{\Theta_{0p}}\overline{V_\lambda \Theta_\lambda} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

E-P フラックス  $\mathbf{F}$  は帯状平均した緯度高度断面で擾乱の波活動度が伝播する方向と強さを示すものである. また  $\mathbf{F}$  の南北成分は擾乱の運動量フラックスと逆方向を向き,  $\mathbf{F}$  が赤道向きなら運動量は極向きに運ばれるといったように, 擾乱がもたらす背景風への作用を議論するためにも使われる. この E-P フラックス  $\mathbf{F}$  を経度方向に広げて3次元化したものが3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  である. 逆に3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  の南北成分を帯状平均したものは E-P フラックス  $\mathbf{F}$  の南北成分と一致する. そのため  $\mathbf{F}$  偏差の南北成分と  $\mathbf{E}_u$  偏差の南北成分を比較することで, 帯状平均場で現れる  $\mathbf{F}$  偏差がどの経度帯の  $\mathbf{E}_u$  偏差と深い関わりがあるかを特定することができる.

LFT と HFT の相対渦度が収束することによってもたらされる高度場合成図の時間変化強制力 ( $\left(\frac{\partial \overline{Z}}{\partial t}\right)_\lambda$ ) を次の式で計算する (Holopainen et al. 1982; Nakamura 1992).

$$\left(\frac{\partial \overline{Z}}{\partial t}\right)_\lambda \equiv \frac{f}{g} \nabla^{-2} (-\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}_\lambda \zeta_\lambda}). \quad (4.3)$$

ここで  $g$  と  $\mathbf{V}$  は重力加速度と水平風ベクトルを表す. 3次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_u$  の南北成分と高度場強制力との比較に議論を集中させるために, LFT と HFT の波-波相互作用や合成場による移流に関しては議論しないことにする.

遷移過程において運動量フラックス偏差をもたらす HFT の振る舞いを統計的に調べるために, 下記の2つの量を調べる.

1つ目は HFT の渦運動エネルギー ( $EKE$ ) で

$$EKE \equiv \frac{1}{2} \overline{(U_{HFT}^2 + V_{HFT}^2)}, \quad (4.4)$$

と定義する. Kidson and Watterson (1999) は GCM を用いて, 遷移過程の際に HFT の活動度が変化することを示した. この  $EKE$  を調べることで, 現実大気においても HFT の活動度が変化するか調べる.

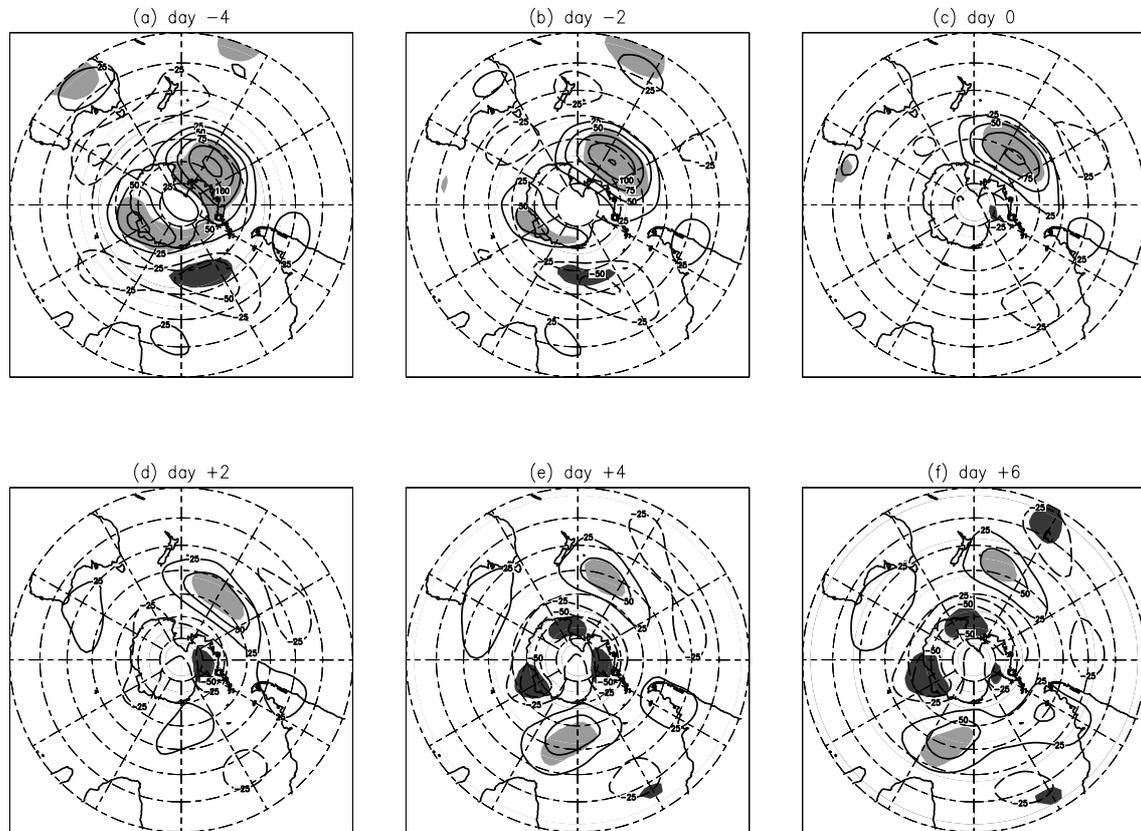


図 4.1: 300-hPa 面における高度偏差の合成図. 極向き遷移過程の (a)−4 日から (f)+6 日まで描く. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の高度偏差を表す. コンター間隔は 25 m で, 0 線は除いている. 偏差が 90% の正 (負) 有意水準を満たす領域を明 (暗) 陰影で表す.

2 つ目は HFT の水平構造を示す指標  $\theta$  である. この指標は Hoskins et al. (1983) の手法に基づいて求める. 角度  $\theta$  は,  $U_{HFT}$  と  $V_{HFT}$  から求めた共分散行列の主軸が子午線となす角度を表し, 次の計算式で求める.

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{-\overline{U_{HFT} V_{HFT}}}{\frac{1}{2} (\overline{V_{HFT}^2} - \overline{U_{HFT}^2})} \right), -45^\circ \leq \theta \leq 45^\circ. \quad (4.5)$$

南東-北西方向に伸びた HFT は正の  $\theta$  を持ち, 南西-北東に傾いた HFT は負の  $\theta$  を持つ.  $\theta$  が正に大きいと HFT の運動量が極向きに輸送されるのに有利に働く. 逆に  $\theta$  が負の場合は, 運動量は赤道向きに輸送される. 詳しい説明は付録 B を参照していただきたい.

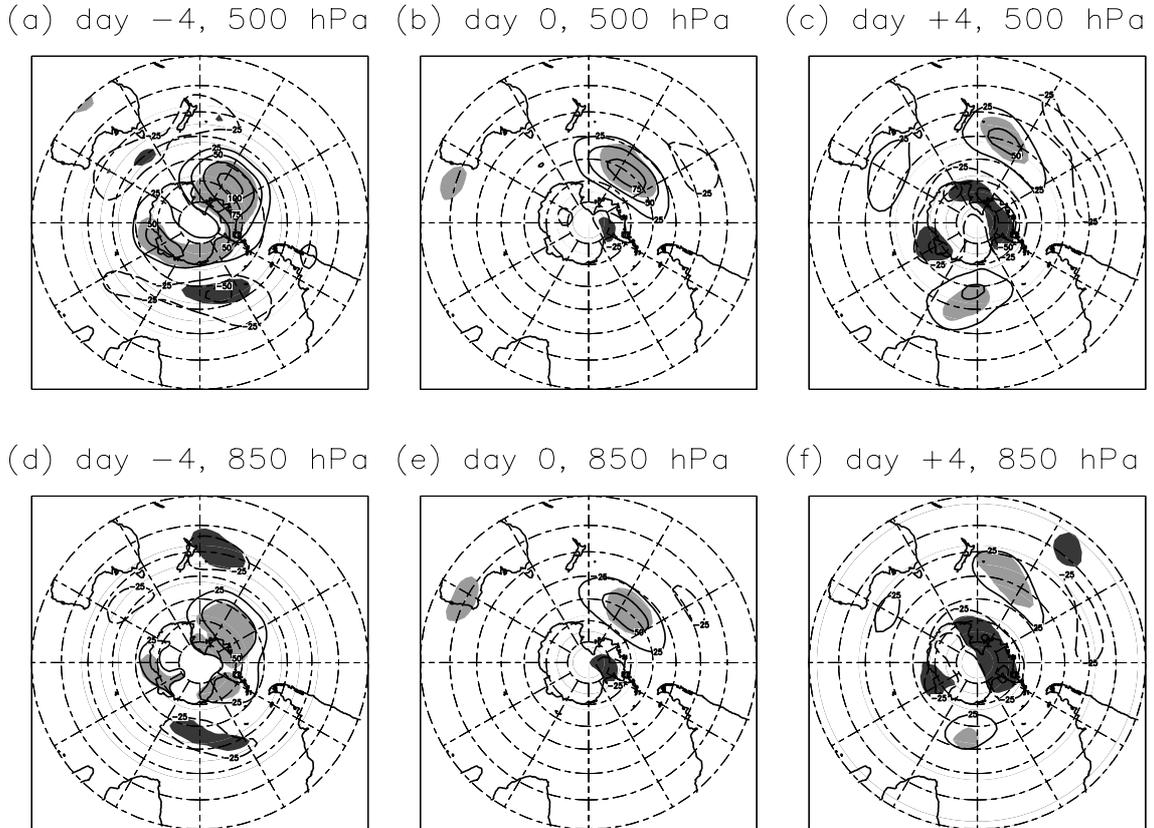


図 4.2: 極向き遷移時の 500-hPa 高度偏差 (上図) と 850-hPa 高度偏差 (下図) の時間発展. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の高度偏差を表す. コンター間隔は 25 m で, 0 線は除いている. 偏差が 90% の正 (負) 有意水準を満たす領域を明 (暗) 陰影で表す.

## 4.2 高度場の変動

ここでは等圧面における高度偏差のラグ合成図解析を行い, 極向き遷移過程における高度場の変動パターンを明らかにする.  $Z_{300}$ ,  $Z_{500}$  および  $Z_{850}$  偏差のラグ合成図を図 4.1 と図 4.2 に示す. これら各気圧面における高度偏差の変動パターンは非常に似ている. つまり極向き遷移イベントは基本的に等価順圧なプロセスであることがわかる. そのため, ここでは偏差の絶対値が最も大きい  $Z_{300}$  偏差についてのみ記述する.

-4 日では, 南極上空はまだ正高度偏差に覆われている. しかし, 詳しく観ると, 南極上空の正偏差は  $70^{\circ}\text{E}$  と  $140^{\circ}\text{W}$  を中心とする 2 つの極大域に分けられる.  $70^{\circ}\text{E}$

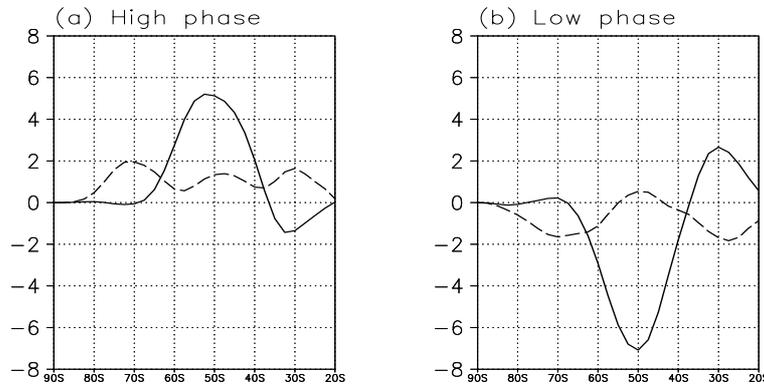


図 4.3: E-P フラックス南北成分偏差 ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) の 300-hPa 面における南北分布. それぞれ (a)HP と (b)LP における平均. 破線と実線はそれぞれ LFT と HFT によるもの.

の正偏差極大域は 0 日までに消えてしまう. 一方で, もう一つの  $140^\circ\text{W}$  の正偏差極大域はゆっくりと北西方向に移動し, +4 日にはニュージーランドの東に達する. 地衡風関係から考えると, 太平洋上におけるこの正高度偏差の移動はオーストラリアーニュージーランド域における極ジェット気流の東への伸張と, 亜熱帯ジェット気流からの分離を表している (図 3.8). +2 日以降, 負高度偏差が南極上空を徐々に覆っていく. それに伴い, 南極の周りに正の水平風速偏差が現れ, 極ジェット気流が極向きにシフトする (図 3.8).

### 4.3 擾乱による強制力の役割

HFT と LFT による強制力が前述した  $Z300$  偏差の変動に重要な影響を与える可能性がある. ここでは擾乱の渦運動量または相対渦度輸送による強制力を考える.

極向き遷移過程に関して調べる前に, まず参考のために極値フェーズにおける E-P フラックス ( $\mathbf{F}_{HFT}$  と  $\mathbf{F}_{LFT}$ ) の南北成分偏差を示す (図 4.3). どちらの極値フェーズにおいても HFT による寄与が圧倒的である. HP では  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は正 (赤道向き) である. これは極向きに擾乱の運動量が輸送されることを示し, その運動量フラックス偏差が高緯度よりの極ジェット気流を維持している. 逆に LP では  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は負 (極向き) であり, 極ジェット気流が気候値よりも低緯度に位置することを

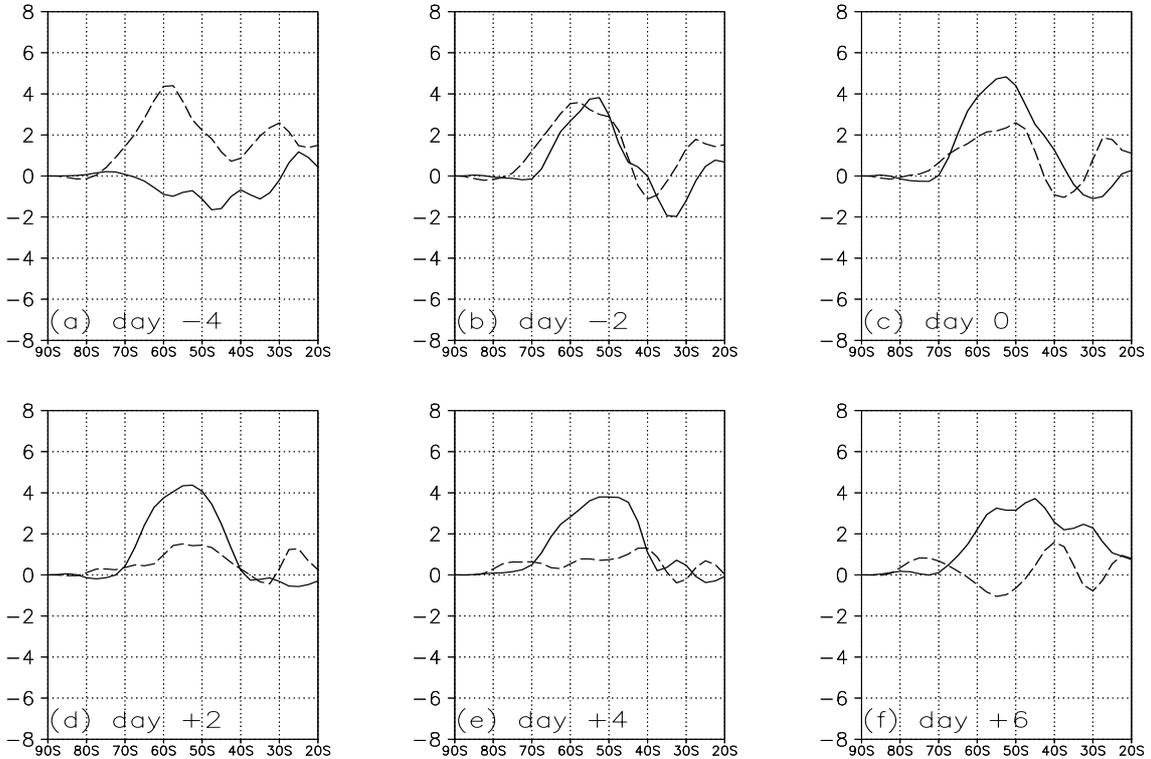


図 4.4: 図 4.3 と同様だが、ただし極向き遷移過程の (a)−4 日から (f)+6 日までのもの。

助けている。これらの結果は先行研究 (例えば Limpasuvan and Hartmann 2001) と一致する。

次に極向き遷移時の  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差および  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差の時間変化を調べる (図 4.4)。注目すべき点は、 $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が 0 日まで正 (赤道向き) に大きな値を持つことである。遷移が始まる前の LP では  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は小さかった (図 4.3b) が、極向き遷移過程の前半期間では赤道向き  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が現れ、0 日まで徐々に弱まりながらも極ジェット気流を極向きに移動させるように働く。さらに  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差が  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差より先行していることも興味深い。なぜならこの事実は、LFT が極向き遷移過程をトリガーしている可能性を示唆するからである。

この大きな赤道向き  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差に対応する 3 次元 E-P フラックス ( $\mathbf{E}_{uLFT}$ ) 水平成分偏差を図 4.5 に示す。3 次元 E-P フラックス  $\mathbf{E}_{uLFT}$  の空間分布を調べることで、LFT がどの経度帯で極ジェット気流の遷移に関わっているかがわかる。遷移の

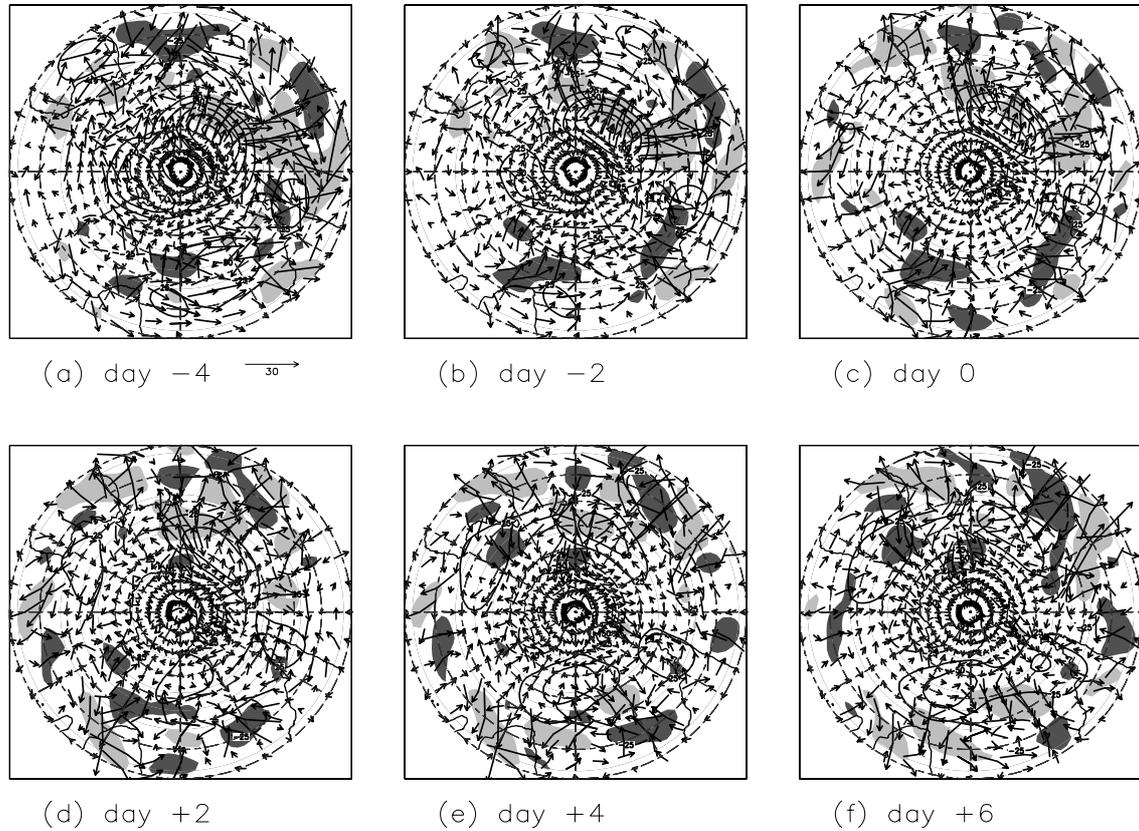


図 4.5: ベクトルは LFT による 3 次元 E-P フラックス偏差の水平成分 ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ; スケールを左上図の下の矢印で示す) で, 極向き遷移過程の (a)−4 日から (f)+6 日までのもの. 南北成分が  $10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  以上の場所と  $-10 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  以下の場所をそれぞれ明陰影と暗陰影で示す. 参照のために, 図 4.1 の高度偏差のコンターを重ねる.

前半期間では, 大きな赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差は中央および東太平洋上で観測され, この地点で極向き遷移に関わっていることがわかる.

では中央および東太平洋上で, LFT は極ジェット気流にどのような作用を及ぼしているのだろうか. LFT の相対渦度が収束することによる高度強制力偏差を図 4.6 に示す. −4 日の高度強制力偏差を見ると, 東太平洋の正 Z300 偏差の南北に正負の高度強制力偏差の対が見られる. この高度強制力偏差の対は徐々に弱まりながら, 東太平洋の正 Z300 偏差を赤道向きに移動させている. 地衡風の関係から, この高度強制力偏差の対は高緯度で西風を加速し, ニュージーランドの東で西風を減速しているとも言える. つまり遷移過程の前半期間において, LFT は極ジェット気流を太平洋上で東へと引き延ばし, 亜熱帯ジェット気流から引き離している. この

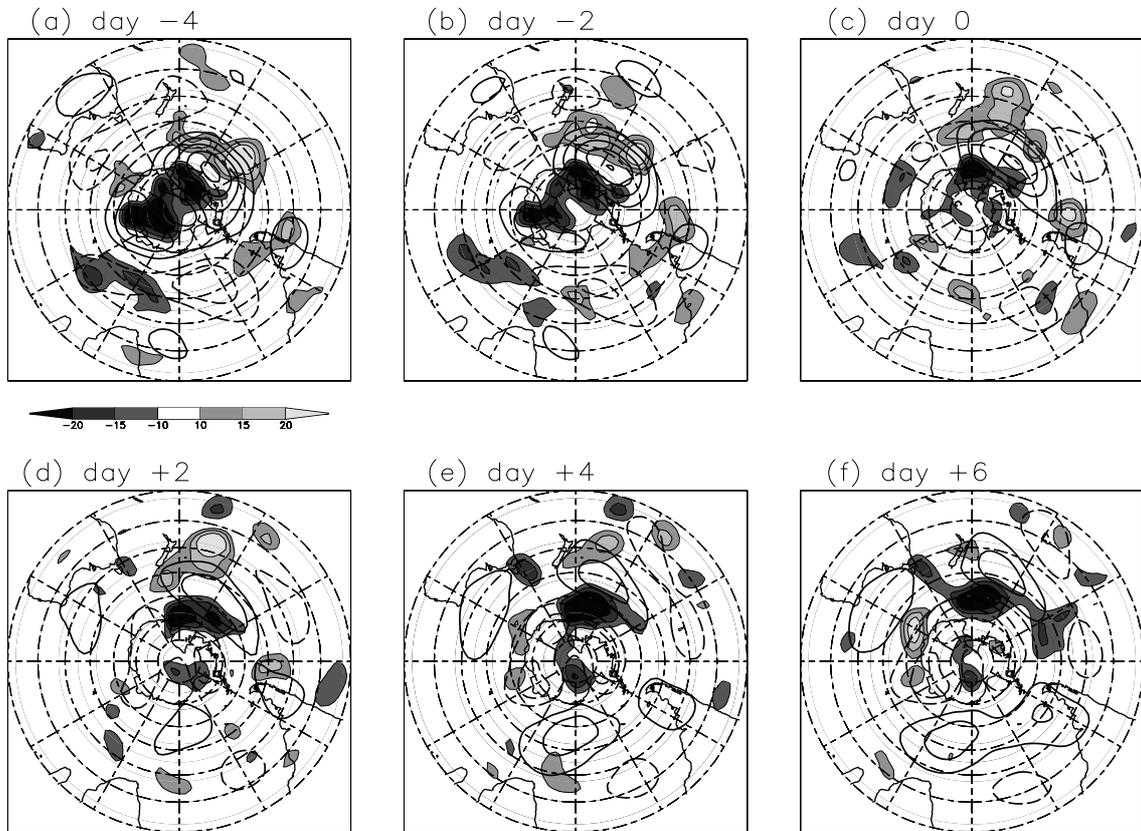


図 4.6: LFT による 300-hPa 高度強制力偏差 (陰影;  $\text{m}\cdot\text{day}^{-1}$ ) を, 極向き遷移過程の (a)–4 日から (f)+6 日まで示す. 明(暗)陰影は正(負)の強制力偏差を表す. 参照のために, 図 4.1 の高度偏差のコンターを重ねる.

経度帯は極ジェット気流の下流部に当たる. この領域で LFT が遷移に関わる理由は次節で考察する.

次に HFT の役割を考える. LFT とは異なり,  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は  $-4$  日には弱い (図 4.4). しかし  $-2$  日以降, 正 (赤道向き) の  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差が現れ, その強さは  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差を追い越していく.  $\mathbf{F}_{LFT}$  偏差は前半期間で弱まってしまいが,  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差は  $-2$  日以降その強さを維持する. これら HFT は,  $0$  日以降, 南極上空に負の高度強制力偏差をもたらす (図 4.7c-f). つまり HFT は, 遷移の後半期間で, 極ジェット気流の極向き移動を強制している.

$-2$  日以降  $\mathbf{F}_{HFT}$  偏差の強さと南北分布がほとんど変わらず, HP 時の偏差 (図 3.8a) とよく似ていることは強調すべきだろう. LP から極ジェット気流の遷移がス

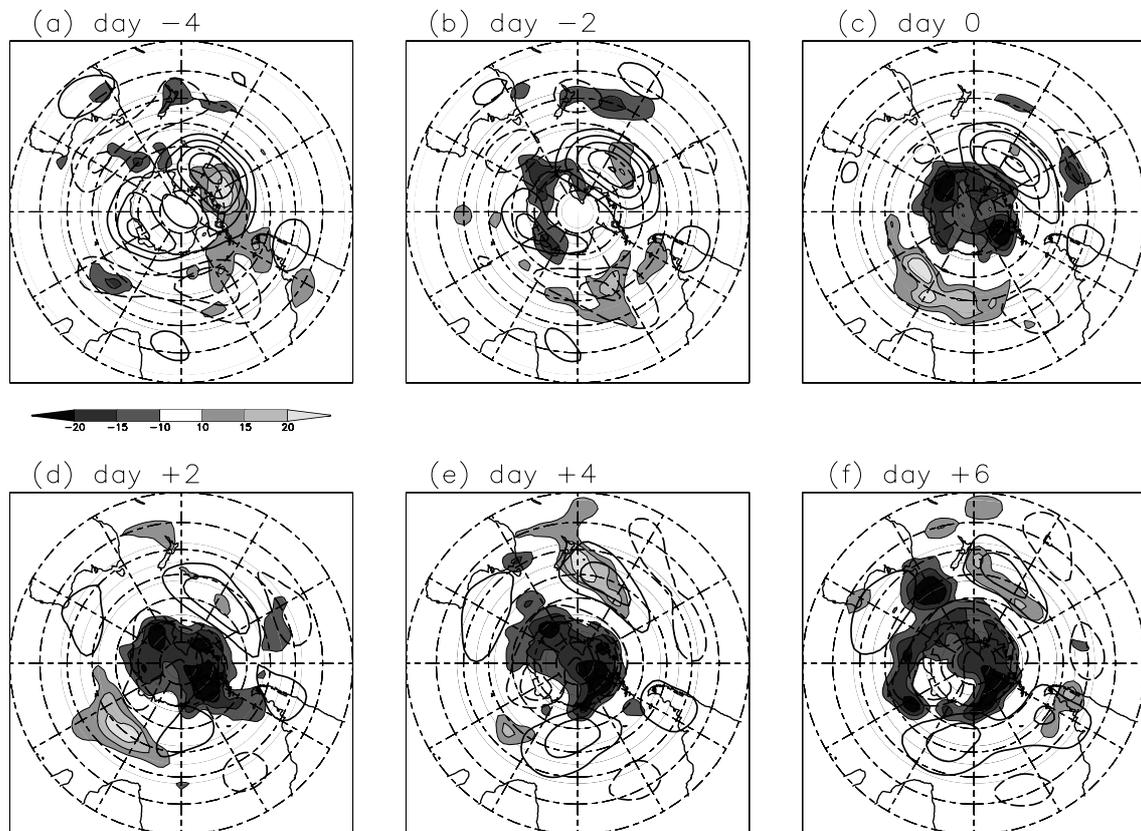


図 4.7: 図 4.6 と同様だが, ただし HFT によるもの.

ターゲットした後, HFT による運動量フラックスはすぐさま変化する. そしてもう一つの安定した位置である HP 時の緯度で極ジェット気流を維持するときと同じ強制力偏差を生み出している. 極ジェット気流自体は徐々に移動しているにもかかわらず, HFT の運動量フラックスが先回りして変化することは非常に興味深い.

#### 4.4 長周期擾乱

ここまで議論してきた遷移の前半期間で働く LFT とはどのようなタイプの擾乱であるかを調べる.  $V300_{LFT}$  のスペクトル解析 (図 4.8) と  $Z300_{LFT}$  の 1 点回帰図 (図 4.9) から, この LFT は東西波長 7000 km の準定常ロスビー波であることがわかる. パワースペクトル密度は  $V300_{LFT}$  から求め,  $-10$  日から  $+10$  日で平均を

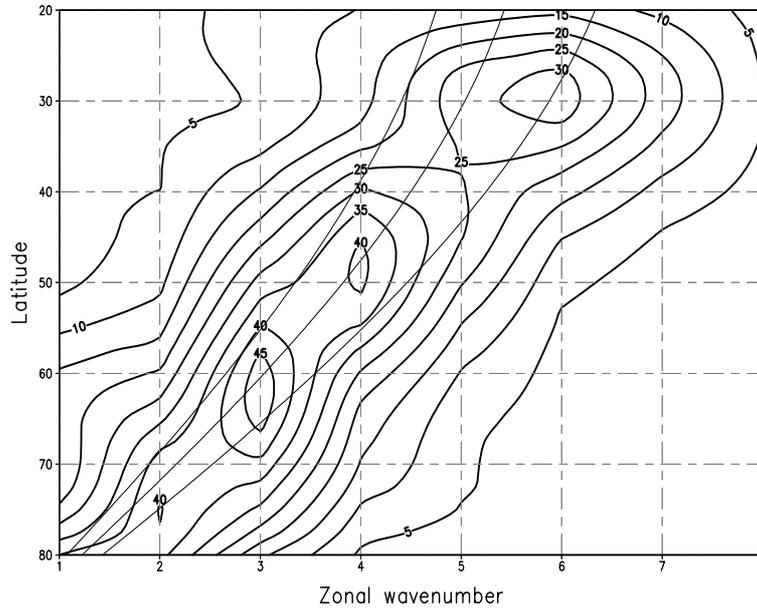


図 4.8:  $V300_{LFT}$  パワースペクトル密度の緯度-東西波数断面図.  $-10$  日から  $+10$  日までの平均. コンター間隔は  $5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ . 細線は右から順に東西波長がそれぞれ  $6000, 7000, 8000 \text{ km}$  である擾乱の各緯度における東西波数を示す.

取っている. 中高緯度では, スペクトルのピークは東西波長  $7000 \text{ km}$  の曲線に沿って存在する. この波長は  $55^\circ\text{S}$  では東西波数  $3-4$  にあたる. 1 点回帰図は,  $-10$  日から  $+10$  日の  $Z300_{LFT}$  データを基準時系列として用いて計算している. 回帰の基準点は  $120^\circ\text{W}$ ,  $55^\circ\text{S}$  で, 図 4.5a-c で強い赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差が見られた地点である. 回帰図の下の日付は, 遷移の基準日からのラグではなく, 回帰の基準日からのラグであることを注意して欲しい. パワースペクトルの結果と一致して, 東西波長  $7000 \text{ km}$  (東西波数  $3-4$ ) の準定常ロスビー波が太平洋上で見られる. このロスビー波の波活動度はインド洋から中央太平洋までは東進している. しかし中央太平洋から東太平洋上では赤道方向に散逸している. この赤道向きの準定常ロスビー波の散逸が, 中央および東太平洋上の赤道向き  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差をもたらしている.

図 4.10 に示しているのは, LP における平均水平風から計算した定常ロスビー波の全波数 ( $\mathbf{K}_s$ , Hoskins and Ambrizzi 1993 の定義に基づく) である.  $\mathbf{K}_s$  が  $3-4$  以下の領域で, さらに  $3$  未満の  $\mathbf{K}_s$  に南北を挟まれた場所は, 東西波数  $3-4$  の準定常ロスビー波にとっては導波管になる. 上記の準定常ロスビー波の波活動度が伝播する経路は, 遷移の前の導波管の分布によって決まっているように見える. インド洋

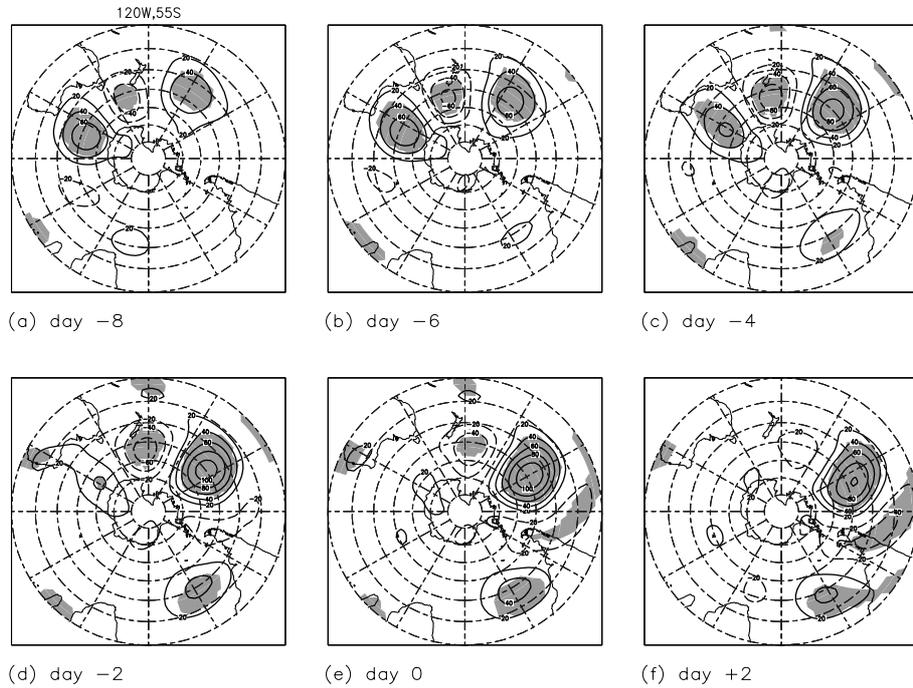


図 4.9:  $Z300_{LFT}$  を用いた 1 点回帰図. 基準点は  $120^{\circ}\text{W}$ ,  $55^{\circ}\text{S}$ . 基準時系列として用いたのは極向き遷移過程の 16 事例における基準日の 10 日前から 10 日後までの期間のデータ. 図の下の日付は, 遷移過程の基準日からのラグではなく, 回帰の基準日からのラグであることを注意して欲しい. 実線と破線のコンターはそれぞれ正と負の偏差を表す. コンター間隔は 20 m で, 0 線は除いている. PC1 の自己相関が  $e^{-1}$  におちる時間は 7 日であるので, 7 日ごとに独立な事象が起きると考えると, ここで扱うデータは 48 自由度を持つと見なされる. 1 点相関が  $t$ -テストの 95% 有意水準を満たす場所を陰影で表す.

から中央太平洋にかけての中緯度には極ジェット気流に伴う導波管が東西方向にのびている. 東西波数 3-4 の準定常ロスビー波はこの導波管中を東進してきたと考えられる. しかし東太平洋上を見ると  $\mathbf{K}_s$  がホーン岬の西で小さくなり, 導波管が赤道方向に曲がっていることがわかる. そのため東西波数 3-4 の準定常ロスビー波の波活動度は中央太平洋と東太平洋上で赤道向きに散逸し, 赤道向きの  $\mathbf{E}_{uLFT}$  偏差を生み出している. この時もたらされる極向き運動量フラックス偏差が, 極向き遷移過程の初期において, 極ジェット気流出口部の変動を強制している.

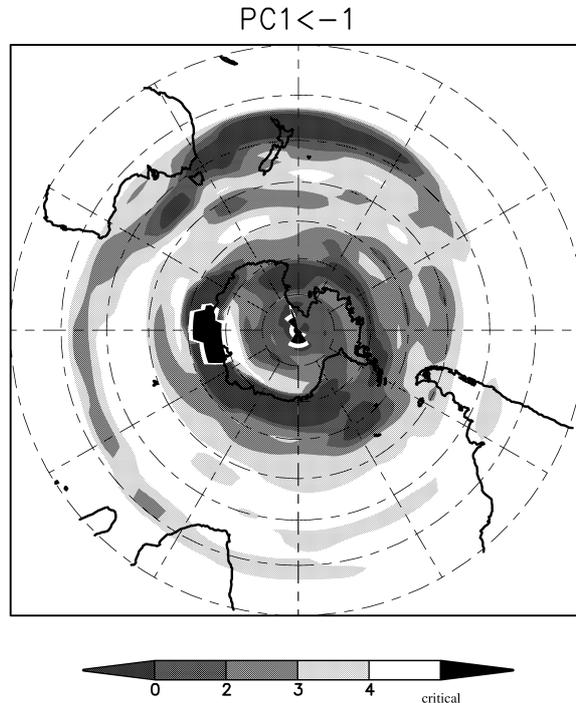


図 4.10: ロスビー波の分散関係式から計算した順圧定常ロスビー波の全波数. 基本場は LP の 300-hPa 水平風を用いている.

## 4.5 短周期擾乱

ここでは極向き遷移過程の後半で南極上空に見られる負高度強制力偏差 (図 4.7c-f) を生み出す HFT の振る舞いについて解析する. 図 4.11a は, 帯状平均  $\mathbf{E}_{uHFT}$  南北成分偏差の緯度時間断面図である. 帯状平均  $\mathbf{E}_{uHFT}$  南北成分偏差は図 4.4 に示した  $\mathbf{F}_{HFT}$  南北成分偏差と同じものであり,  $-4$  日を境に中高緯度で負 (極向き) から正 (赤道向き) へ変わっている. 図 4.11b-d は, 図 4.12 に示す 3 領域で東西平均した  $\mathbf{E}_{uHFT}$  南北成分偏差である. 帯状平均の場合と同様に, 3 領域の中高緯度で偏差が負から正に変わっている. しかし正偏差の大きさを見ると領域 A において最も大きく, 帯状平均の場合の 2 倍にもなる. 図 4.13 は東西平均を行っていない  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差の時間変動を示しているが,  $-2$  日から  $+4$  日にかけて大西洋からインド洋上を赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差領域が東進する様子が見られる. これは HFT のパケットが領域 A 上を通過しているものだと考えられる. Chang (1999) によると HFT パケットの群速度はインド洋上で約  $25 \text{ ms}^{-1}$  であり, 図 4.13b-d で赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差領

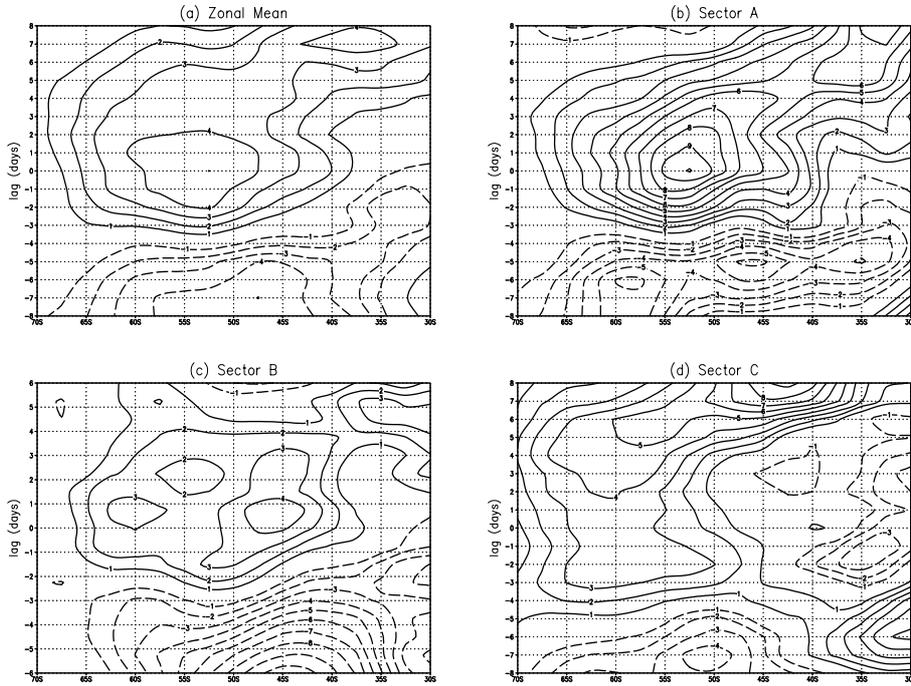


図 4.11:  $\mathbf{E}_{uHFT}$  の南北成分偏差を (a) 帯状平均と図 4.12 の (b) 領域 A, (c) 領域 B, (d) 領域 C で東西平均したものの緯度時間断面図. 実線と破線のコンターはそれぞれ正と負の偏差を表す. コンター間隔は  $1 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  で, 0 線は除いている.

域の東端がインド洋上を横断する速度とほぼ一致している. 南半球冬季の気候値で見たとき領域 A は傾圧不安定性の高い領域である. 傾圧不安定性が高い領域の上空に HFT パケットが侵入すると, HFT が発生, 発達することはよく知られている (B-タイプのサイクロジェネシス; Pettersson and Smebye 1971; Bosart 1999 によるレビューを参照). そのため, 領域 A で東西平均した EKE(図 4.14) は基準日付近で大きくなり, EKE の増大が  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差が強まる原因の 1 つになっている. さらに HFT の子午線に対する傾き  $\theta$  を見ると,  $-5$  日から  $-1$  日にかけて急速に正に大きくなっているのがわかる. これはパケットの通過に伴い, HFT が成長することで南東-北西方向の傾きが急に強まることを示す. この水平構造の変化も赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差 (極向き運動量フラックス偏差) が強くなることに寄与している.

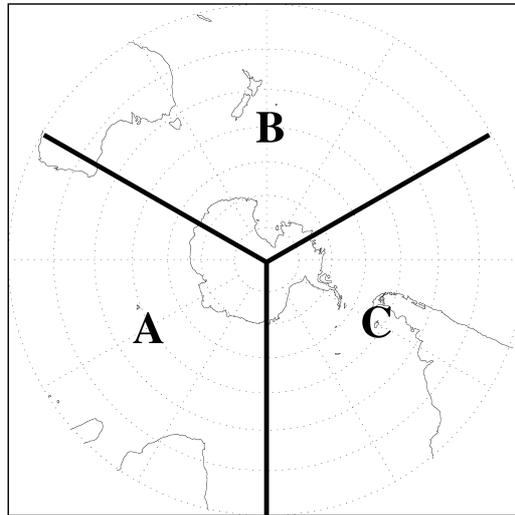


図 4.12: 東西平均を計算する領域 A, B, C.

## 4.6 まとめと考察

本章では SAM の極向き遷移過程を調べた。特に長周期および短周期擾乱 (LFT および HFT) による強制力を帯状平均場と東西平均を行わない場で詳しく議論した。その結果 LFT と HFT による強制力は、異なる役割を果たすことが明らかになった。

過去の研究 (例えば Kidson and Watterson 1999) と同様に、LFT と HFT による運動量フラックス偏差が遷移過程を駆動することが示された。さらに本研究では、LFT の寄与は HFT のそれに先行することが明らかにされた。この時、LFT は東西波長 7000 km の準定常ロスビー波列として存在する。極向き遷移過程の初期において、準定常ロスビー波は中央および東太平洋上で極向き運動量フラックス偏差を生みだし、極ジェット気流の東方への伸張と亜熱帯ジェット気流からの分離を強制する。この極向き運動量フラックス偏差が現れる過程は次のように考えられる:

- 準定常ロスビー波のパケットは極ジェット気流に伴う導波管内を通過して、インド洋から西太平洋まで東進してくる。
- その波活動度が中央および東太平洋まで達すると、導波管の終端であるので波活動度の東向き伝播は停滞する。

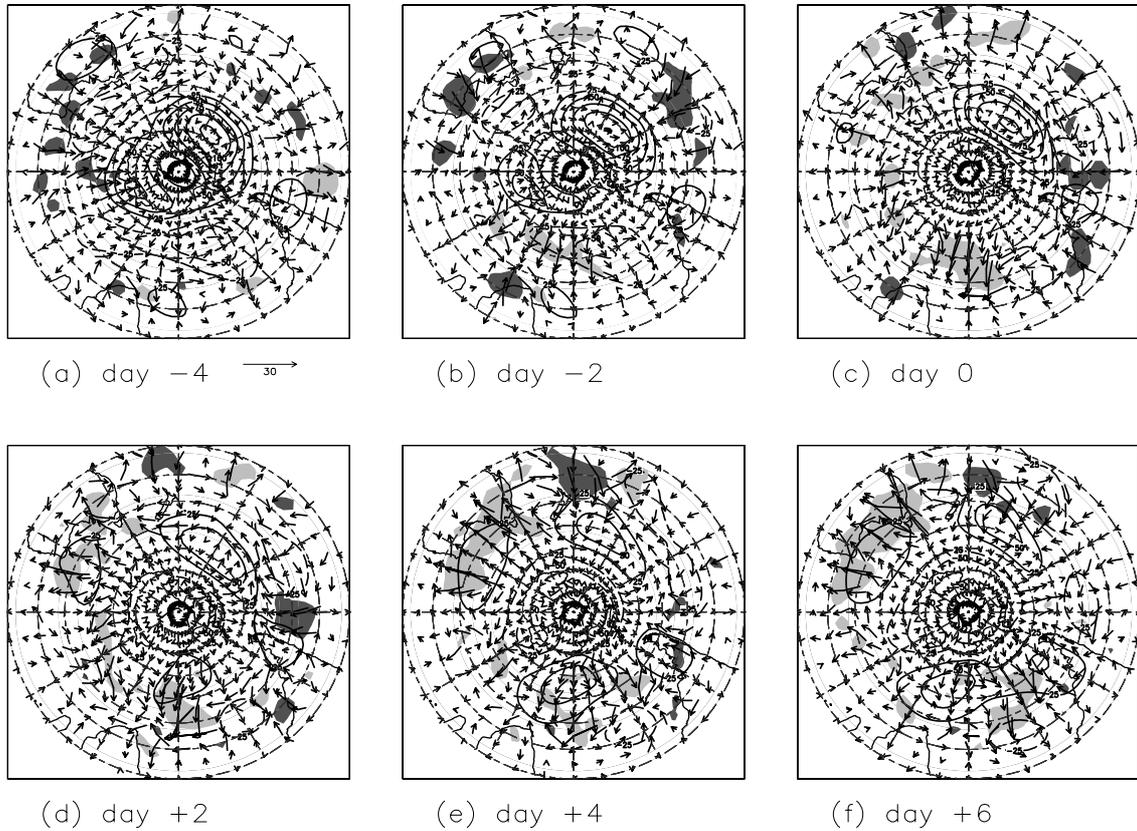


図 4.13: 図 4.5 と同様だが、ただし HFT によるもの。

- 上記のように停滞した波活動度は、赤道向きの抜け道を通して低緯度側に散逸し、強い極向きの運動量フラックス偏差をもたらす。

これらの結果は、遷移過程の前半期間において準定常ロスビー波伝播の東西非一様性が本質的に重要であることを示している。準定常ロスビー波伝播の東西非一様性は、極ジェット気流の東西非対称性に起因しているが、SAMは極ジェット気流の変動を表しているのであった。SAMの極値フェーズにおける高度場偏差分布(図3.3)が強い東西一様性を持つために、これまでの研究は東西非一様な過程を重視しこなかった。しかしSAMの理解のためには、少なくとも遷移過程に関しては東西に局在化した過程を含めて考えることが必要であるとわかった。

これら学術的な興味の外に、現実的な中期予報のためにも、極向き遷移過程の初期過程が東西に局在して起こるという発見は重要であると思われる。

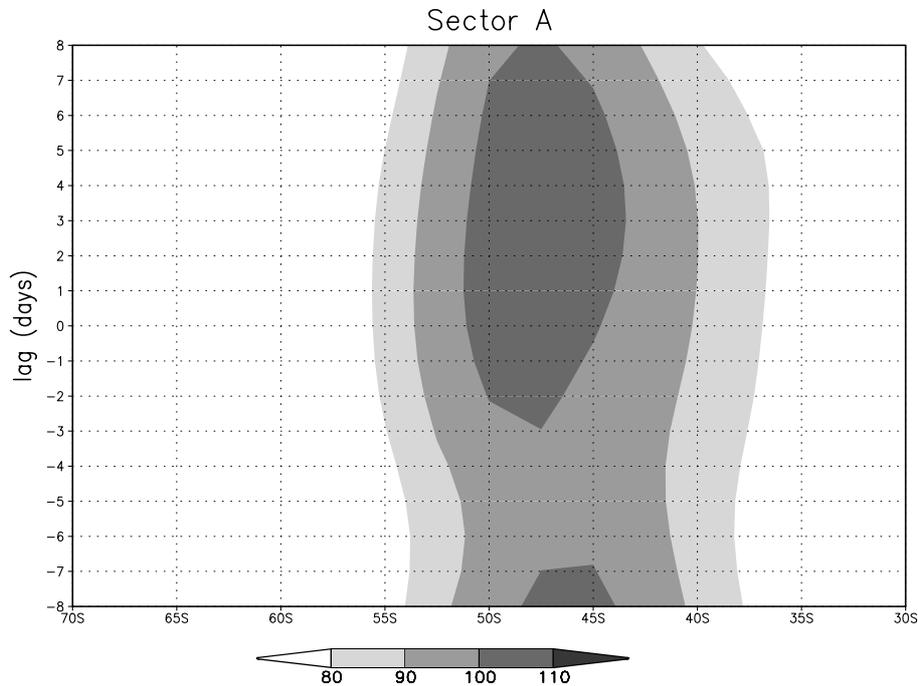


図 4.14: 領域 A で東西平均した  $EKE(m^2s^{-2})$  の緯度時間断面図.

以上の準定常ロスビー波に関する議論からは、「東西波長 7000 km の準定常ロスビー波は、どのような条件下で遷移の初期過程に関わるか?」という疑問が湧いてくる。Kidson (1999) は、東西波長 7000 km の準定常ロスビー波は、南半球冬季において頻繁に観測される擾乱であることを示している。そのような頻繁に見られる擾乱のうち、遷移過程を押し進める擾乱を決定する要因ははっきりしていない。

- 太平洋上での波活動度の収束が通常より強い
- 極ジェット気流の状態が LP からずれていて、前もって遷移しやすい状態にある

などの条件が想像できるが、本章で解析した 16 事例からは、統計的にはっきりとした答えを見いだすことはできなかった。

極向き遷移過程がスタートされた後は、HFT の役割がより重要になる。LFT による強制力偏差が前半期間で減衰するのに対して、HFT による強制力は極ジェット気流を極向きに駆動し続ける。HFT がもたらす極向き運動量フラックス偏差はイ

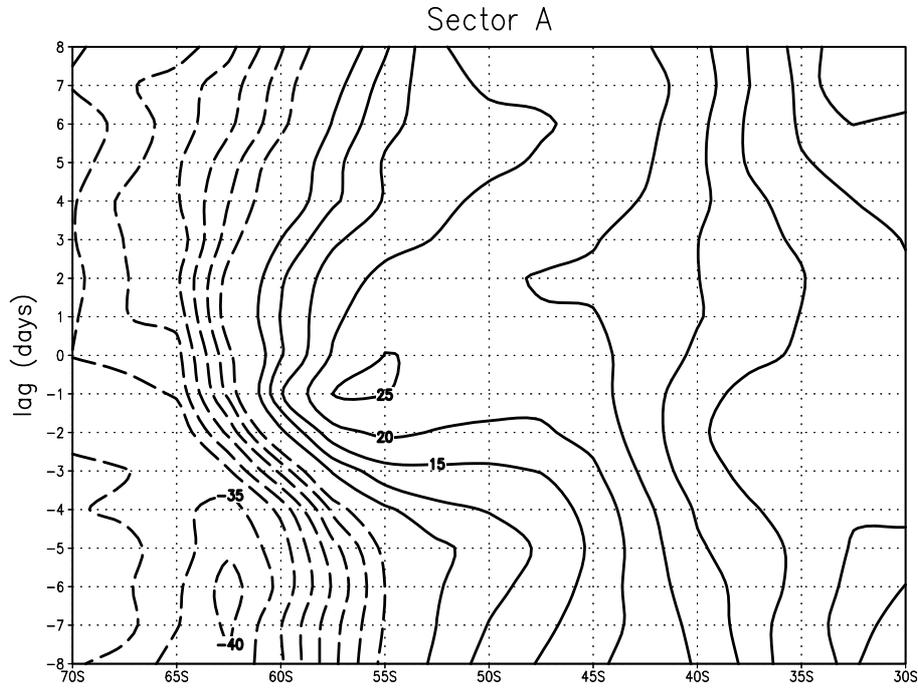


図 4.15: 領域 A で東西平均した共分散行列から求めた角度  $\theta$ (degree) の緯度時間断面図.

インド洋上で最も強い. これは HFT のパケットがインド洋上を通過することによる. パケットの通過に伴い, HFT の渦運動エネルギーが増大し, また南東-北西方向の傾きが強くなる. これらの HFT の変化は, 極向き運動量フラックスを増大させるように働いている.

LFT の強制力偏差により遷移過程が始まると, HFT による強制力偏差がすぐに現れる. これは LFT と HFT を結びつける何らかのプロセスの存在を示唆している. 前述の HFT のパケットが何らかの役割を担っている可能性はある. しかし, 本研究で用いた 21 年間のデータからは, はっきりした結論を導き出すことはできなかった. この問題の解決には, GCM の長時間積分を用いた解析が必要かもしれない.

## 第5章 赤道向き遷移過程

前章では、SAMの極向き遷移プロセスを明らかにした。特にその前半期間において極向き遷移過程は東西非対称性の強いプロセスであり、太平洋上で東西波長7000 kmの準定常ロスビー波が極ジェット気流の変動を駆動していた。短周期擾乱は遷移の後半期間で、極ジェット気流を高緯度に移動させる役割を担った。本章では赤道向き遷移過程における長周期成分と短周期擾乱の役割を明らかにする。さらにトリガープロセスの解明と先駆現象の発見も試みる。

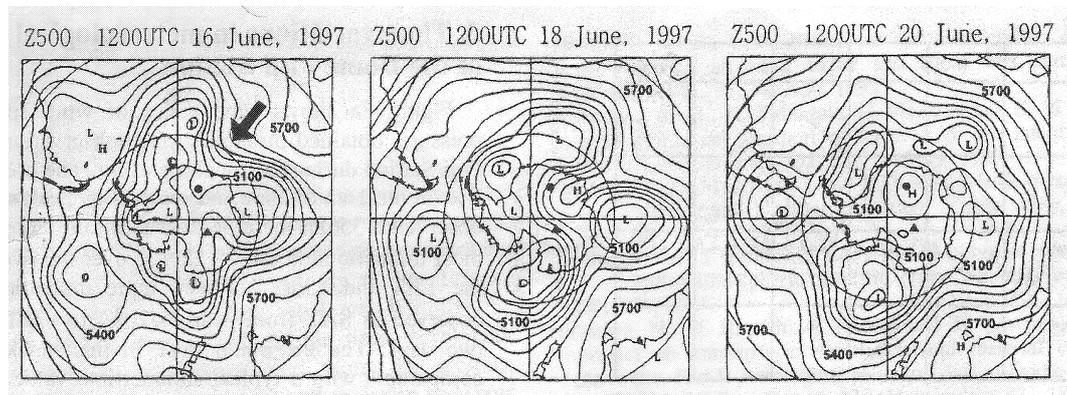


図 5.1: 1997年6月 (a) 16日, (b) 18日, (c) 20日の Z500 分布. コンター間隔は 100 m. ブロッキング高気圧の16日における位置を矢印で示す (Hirasawa et al. 2000 より引用).

Hirasawa (1999) と Hirasawa et al. (2000) による観測研究は、ブロッキング高気圧が赤道向き遷移イベントをトリガーする可能性を指摘している。彼らは1997年6月に東南極上でブロッキング高気圧を観測し、南極周辺の大気循環場に対する影響を調べた。そのブロッキング高気圧は、アフリカ大陸の南で発生した。発生後すぐに東南極の内陸奥深くまで入り込み、その場で5-6日間にわたり持続した(図5.1)。その際に、ブロッキング高気圧に伴う高気圧性循環が南極周辺の西風循環を弱め、極ジェット気流が低緯度側に遷移する原因になった(図5.2)。もちろんこの研究は

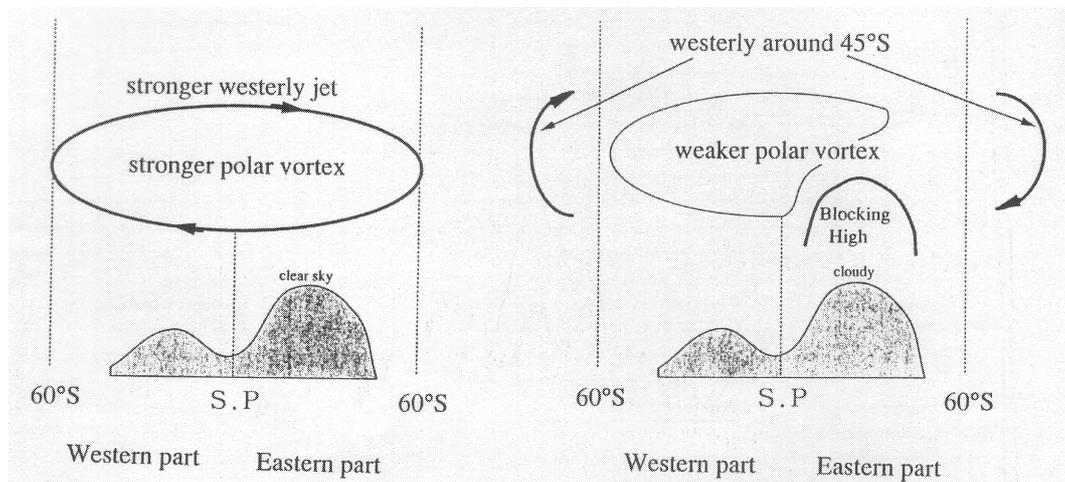


図 5.2: 図 5.1 のブロッキング高気圧が東南極上空に侵入したことによりもたらされた極ジェット気流変動の模式図. 左図が侵入前で右図が侵入後を表す (Hirasawa 1999 より引用).

1 事例に関する解析結果であり, 赤道向き遷移過程が常にブロッキング高気圧によって引き起こされるとは限らない. また東南極上空以外で観測されるブロッキング高気圧が遷移過程に影響を与える可能性もある. 本章では, 前章で解析したのと同じ 21 年間のデータセットを用いて赤道向き遷移過程の先駆現象やトリガー現象も探るが, 特にブロッキング高気圧の寄与に注目して統計解析を行う.

## 5.1 解析手法

本節では本章で用いる解析手法について説明するが, 前章で利用したものと同じ手法に関しては説明を省略する.

前章では長周期成分偏差を合成場偏差と長周期擾乱に分けて議論していた. それは, 極向き遷移過程においては, それぞれが極ジェット気流の変動と準定常ロスビー波という別の大気変動を表しているためであった. しかし, 赤道向き遷移過程においては, 両者を明確に分けて議論することができない. 図には示さないが, E-P フラックス偏差を合成場偏差と長周期擾乱に関して描いた場合, 極向き遷移過程では合成場の寄与はほとんど無い. しかし, 赤道向き遷移過程においては, 合成場偏

差と長周期擾乱による E-P フラックス偏差は同じような変動をする。また後述する Takaya and Nakamura (1997, 2001) の波活動度フラックスを両成分について描いた場合も、ほぼ同じ分布を見せる。これは、合成場偏差で表される現象のわずかな位相のずれを長周期擾乱が表しているにすぎないためだと思われる。そのため本章では長周期成分偏差を合成場偏差と長周期擾乱にわけて議論することは行わない。

長周期成分偏差の波活動度伝播が合成場の時間変化に与える影響を議論するために Takaya and Nakamura (1997, 2001) が定式化した波活動度フラックスを用いる。この波活動度フラックスを用いると、パケットのなかで保存される波活動度の伝播方向と強さを各経度緯度、各時間で計算することができる。ここでは気候値の循環場を基本場と定め、長周期成分の基本場からのずれを擾乱として各時間ごとに波活動度フラックスを計算し、そのアンサンブル平均の偏差を議論することにする。フラックスの定義については付録 C か Takaya and Nakamura (1997, 2001) を見ていただきたい。

ブロッキング高気圧と赤道向き遷移過程の関係を議論するために、ブロッキング高気圧の存在率を Trenberth and Mo (1985) の方法で求める。存在率は  $Z500_{LF}$  から計算する。前もって  $Z500_{LF}$  には  $\sin 45^\circ \sin^{-1} \phi$  の重みをかける。ここで  $\phi$  は緯度である。次に 31 日移動平均を  $Z500_{LF}$  から引く。各グリッドで見て、もしその差が連続 5 日間以上にわたり +100 m 以上であれば、その地点でブロッキング高気圧が存在すると見なす。存在率は各地点でブロッキング高気圧が存在した期間をアンサンブル期間で割って求める。上記の各基準を多少変動させても、本章の結果には本質的な変化はない。

## 5.2 合成図解析

ここでは全 19 ケースの合成図解析を行い、赤道向き遷移過程の時間発展と、変動をもたらす強制力を明らかにしていく。まず、高度場偏差の合成図を 300-hPa 面、500-hPa 面および 850-hPa 面で示す (図 5.3 と図 5.4)。極向き遷移過程の時と同様に、赤道向き遷移過程でも高度場偏差の時間発展が等価順圧的であることがわかる。以下では 300-hPa 面での結果を見ていく。

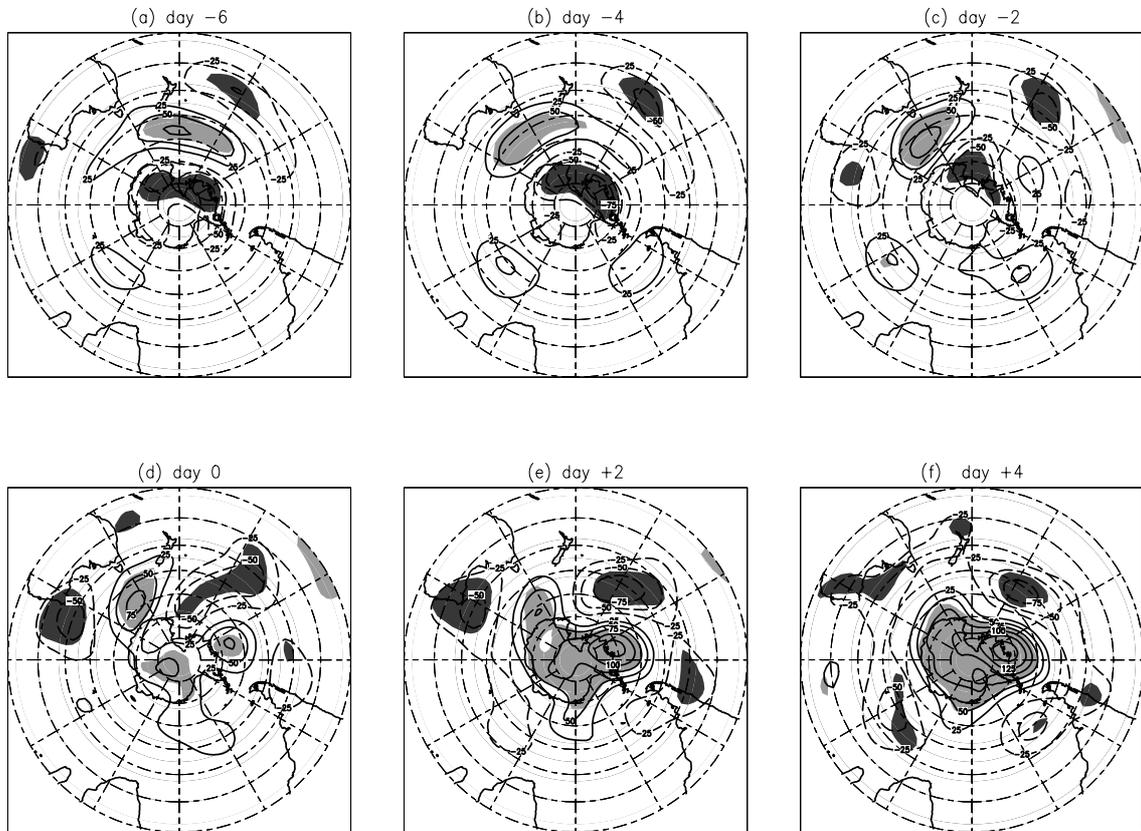


図 5.3: 300-hPa 面における高度偏差の合成図. 赤道向き遷移過程の (a)-6 日から (f)+4 日まで描く. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の高度偏差を表す. コンター間隔は 25 m で, 0 線は除いている. 偏差が 90% の正 (負) 有意水準を満たす領域を明 (暗) 陰影で表す.

-6 日では, 日付変更線付近の南極上空に負高度偏差が, 中緯度に正高度偏差が見られる (図 5.3a). これらは太平洋上で見られるデュアル・ジェット構造と対応している (図 3.9a). 南極上の負高度偏差は, HFT による高度強制力偏差で維持されている (図 5.5a).

-4 日以降, ニュージーランドの南東の正高度偏差は弱まっていくが, オーストラリアの南の正高度偏差は強まっていく. -2 日までオーストラリアの南の正高度偏差は HFT による強制力が強めている (図 5.5a-c). これはブロッキング高気圧が形成, 維持される際の力学と似ている (例えば Shutts 1983). このオーストラリア南の正高度偏差が, 以下に示すトリガープロセスの先駆現象である.

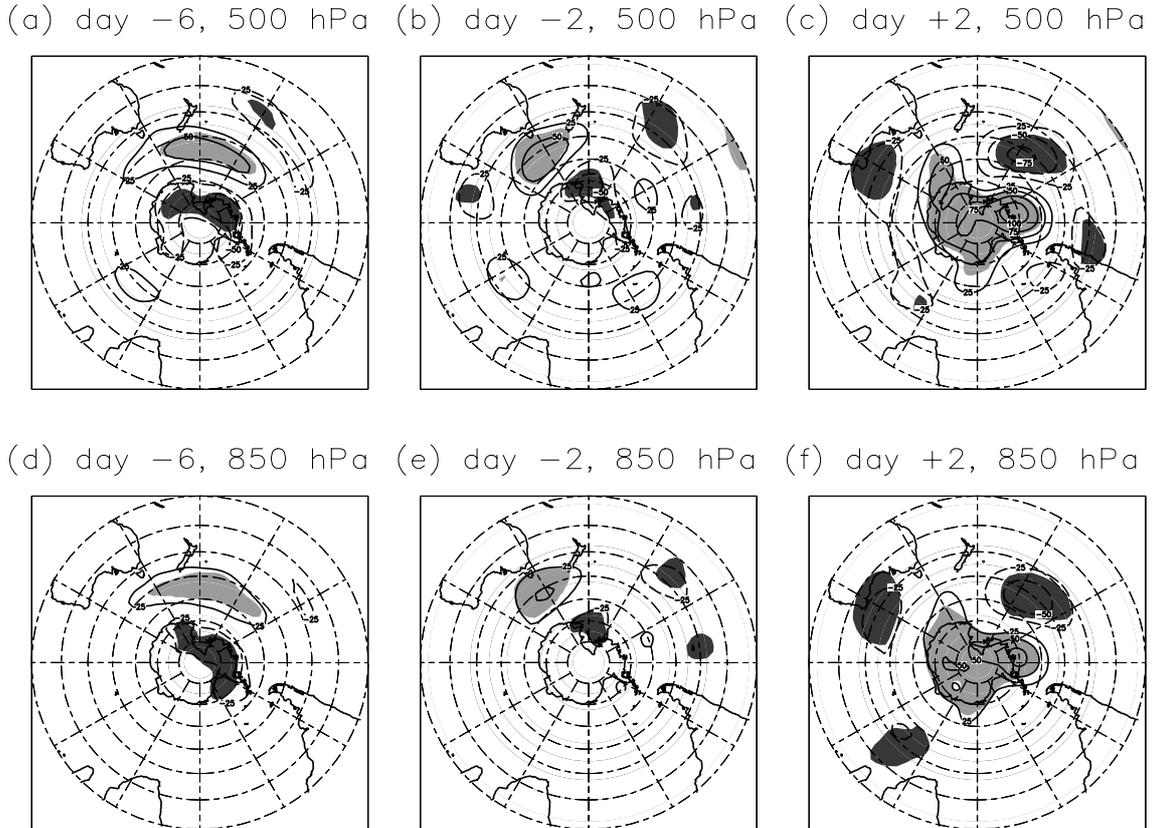


図 5.4: 赤道向き遷移時の 500-hPa 高度偏差 (上図) と 850-hPa 高度偏差 (下図) の時間発展. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の高度偏差を表す. コンター間隔は 25 m で, 0 線は除いている. 偏差が 90% の正 (負) 有意水準を満たす領域を明 (暗) 陰影で表す.

-2日から0日にかけて, 太平洋高緯度で西から順に東西波数 3-4 (東西波長 7000 km) の準定常ロスビー波列が形成される. この波列が形成されるに従い, 負高度偏差が南極上空からロス海上空を通過して中緯度へと移動する. 加えて, 新しい正高度偏差が南極半島の西に現れる. こうして太平洋上で準定常ロスビー波列が形成されることにより, 南極上空から負高度偏差が無くなり, 赤道向き遷移過程がトリガーされている. Takaya and Nakamura (1997, 2001) が導出した波活動度フラックスを用いると, オーストラリアの南の正高度偏差から東に射出された波活動度フラックスによってこのロスビー波列が形成されていることがわかる (図 5.6). -2日にオーストラリアの南の正高度偏差からロス海上空の負高度偏差に波活動度フラックスが入射している. これは波活動度フラックス偏差の東端で南風が吹き, 南極上空の負高度偏差をロス海上に移流していることを表している. この波活動度フラック

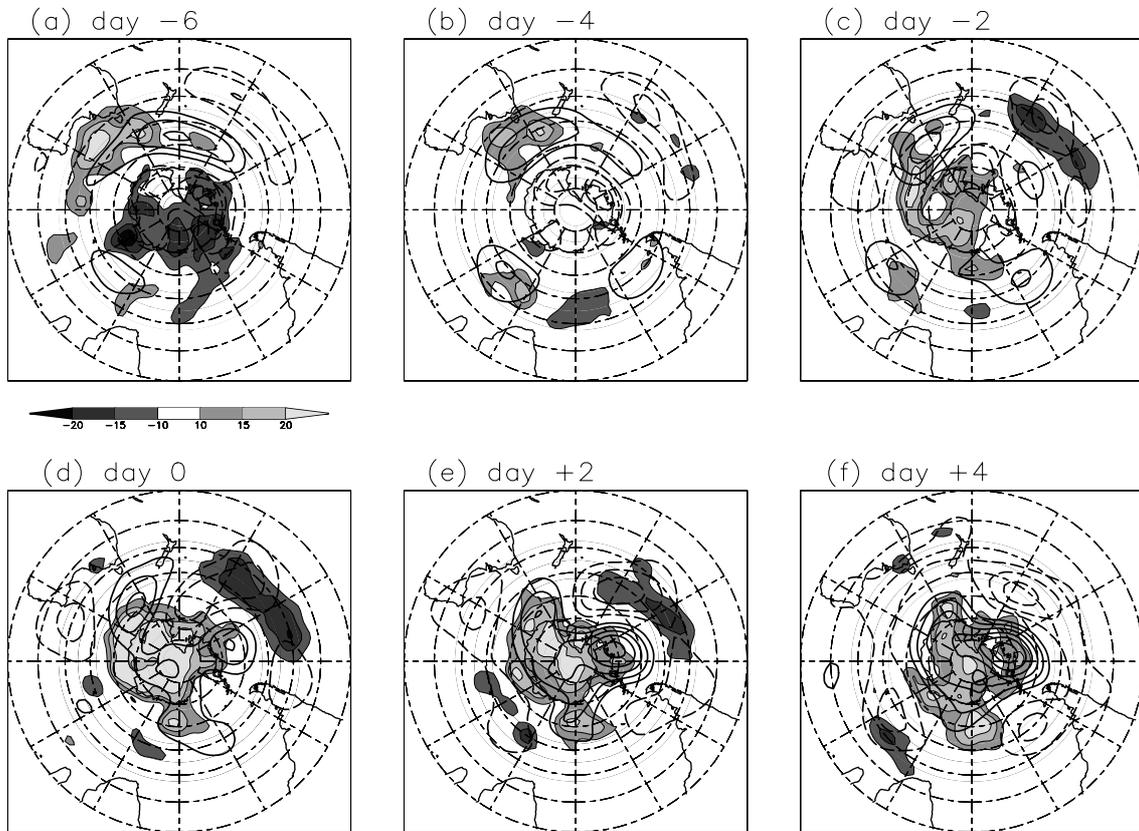


図 5.5: HFT による 300-hPa 高度強制力偏差 (陰影;  $\text{m}\cdot\text{day}^{-1}$ ) を, 赤道向き遷移過程の (a)–6 日から (f)+4 日まで示す. 明 (暗) 陰影は正 (負) の強制力偏差を表す. 参照のために, 図 5.3 の高度偏差のコンターを重ねる.

スは 0 日には南アメリカ大陸の南に達し, 南極半島の西で正高度偏差を形成している. これらの過程は, ブロッキング高気圧が減衰する際に, 下流に準定常ロスビー波を射出する過程と似ている (例えば Nakamura et al. 1997).

図 5.7 に示しているのは, HP 時の平均水平風から計算した定常ロスビー波の全波数 ( $\mathbf{K}_s$ ) である. オーストラリアの南から下流に射出された波活動度フラックスが, 太平洋上を東西に伸びた導波管に沿って伝播していることがわかる. 太平洋上のロスビー波に伴う南北風が南極上空の循環場を直接乱すことができる原因として, HP における導波管が南極大陸に近いことが考えられる.

このように遷移過程がスタートした後は, 南極上空を正高度偏差が急速に覆っていく (図 5.3d-f). この南極上空の正高度偏差は図 3.9c-f に見られる極ジェット気流

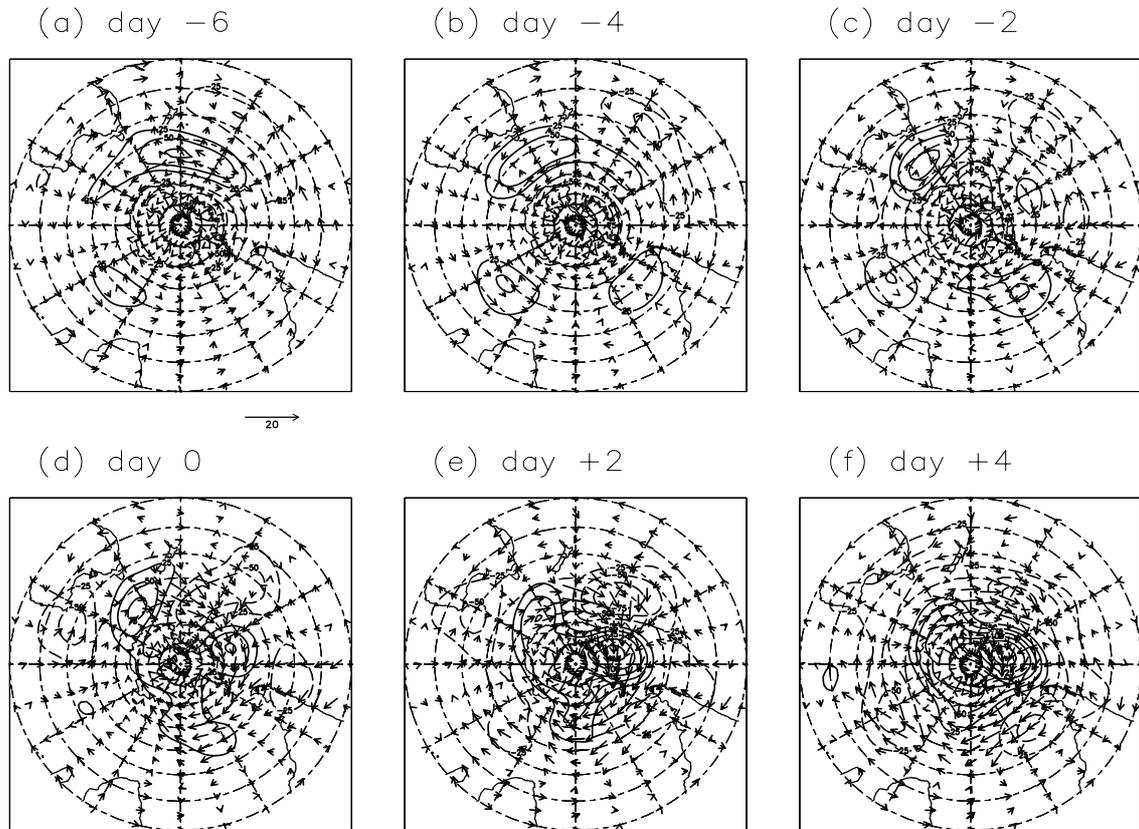


図 5.6: 300-hPa 面の長周期成分偏差による Takaya and Nakamura (1997, 2001) の波活動度フラックス偏差 (ベクトル;  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ; 左上図の下にスケールを示す). 赤道向き遷移過程の (a)−6 日から (f) +4 日まで示す. 波の位相速度は  $0 \text{ ms}^{-1}$  であり, 基本場は気候値であると仮定して計算している. 参照のために, 図 5.3 の高度偏差のコンターを重ねる.

の赤道向き移動を表しており, HFT による正高度強制力偏差によってもたらされている (図 5.5c-f). つまり遷移過程がトリガーされた後は, HFT による強制力偏差が極ジェット気流の移動を駆動している. この強制力偏差の原因となる HFT の振る舞いについては次節で説明する.

遷移の前半期間でロス海上と東太平洋上に形成された負と正の高度偏差は, その後それぞれ赤道向きと極向きに移動を続ける (図 5.3d-f). 南極上空の HFT による正高度強制力偏差が, 東太平洋上の正高度偏差を極向きに引き寄せ, ロス海上の負高度偏差が高緯度に戻ることを妨げるように働いているのかもしれない. このように太平洋上のロスビー波列は減衰する前に, その形状が非可逆に変化し, 砕波していると考えられる.

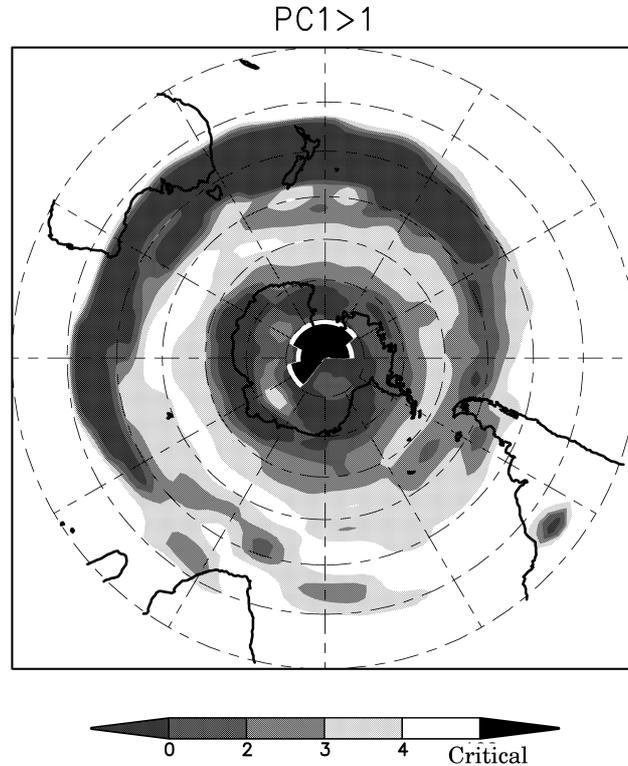


図 5.7: 図 4.10 と同様だが、ただし HP 時の 300-hPa 水平風から計算している。

### 5.3 短周期擾乱

ここでは、図 5.5c-f に見られる南極上空の正高度強制力偏差の原因になる HFT の振る舞いを調べる。図 5.8 に  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差の時間発展を示す。-6 日には大西洋からインド洋にかけて赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差 (極向き運動量フラックス偏差) が現れる。これらの赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差が、南極上空の負高度強制力偏差 (図 5.5a) をもたらしている。これら赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差は -4 日までに急速に弱まり、-2 日からはほぼ全経度で極向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差が現れ、南極上空の正高度強制力偏差 (図 5.5c-f) をもたらしている。このときの EKE 偏差の時間発展を示したものが図 5.9 である。-6 日では、大西洋とインド洋に正偏差が、太平洋上に負偏差が見られる。しかし時間がたつにつれ正偏差は弱まり、全経度で負偏差が現れる。つまり全経度で HFT の活動が弱まっていく。元々 HFT は極向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  よりも赤道向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  を持ちやすい性質がある (Hoskins et al. 1983)。図 5.8c-f の極向き  $\mathbf{E}_{uHFT}$  偏差は、

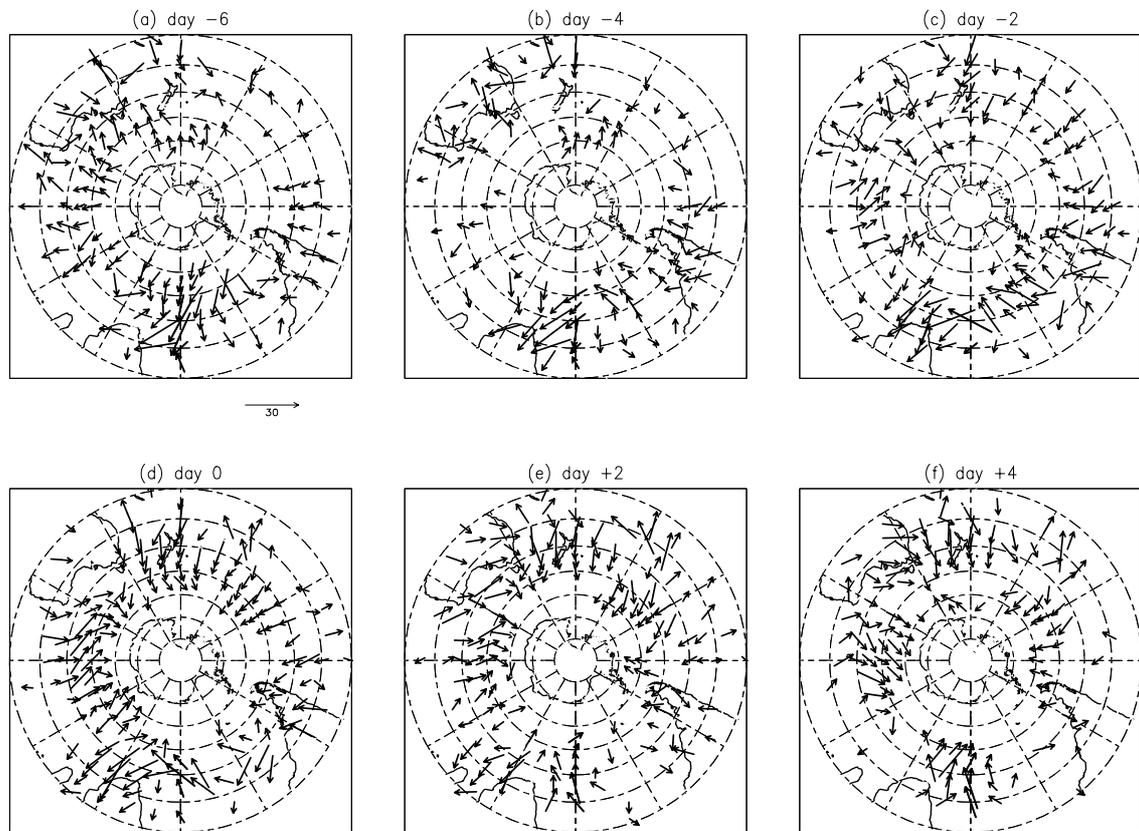


図 5.8: ベクトルは HFT による 3 次元 E-P フラックス偏差の水平成分 ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ; スケールを左上図の下の矢印で示す) で, 赤道向き遷移過程の (a)-6 日から (f)+4 日までのもの.

HFT の活動が弱まることで赤道向き  $\mathbf{E}_{u\text{HFT}}$  (極向き運動量フラックス) が減少していることを表している. そのために極ジェット気流を高緯度で維持することができず, 赤道向き遷移を押し進めるように働いている.

## 5.4 事例解析

本節では赤道向き遷移過程の 1 事例を示す. ここで示す事例の基準日は 1991 年 6 月 11 日である. この事例における大気循環場の時間変動の特徴は, 前述した合成図解析の結果とよく一致している.

ここでは基準日までの 300-hPa 準地衡渦位 ( $q300$ ) 時間発展を見ていく (図 5.10).

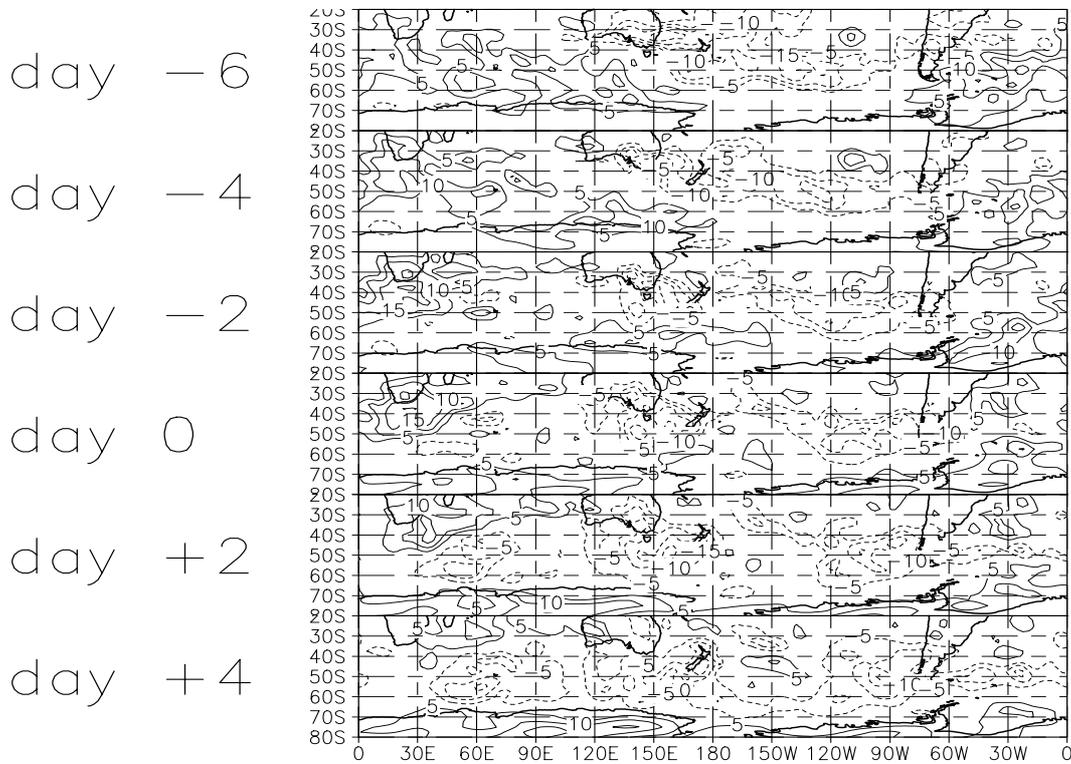


図 5.9: 赤道向き遷移過程の -6 日から +4 日までの EKE 偏差時間発展. 実線と破線のコンターはそれぞれ正, 負の EKE 偏差を表す. コンター間隔は  $5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  で, 0 線は除いている.

5月31日から6月2日にかけて, HFTのリッジAがインド洋上を東進している. しかし, 6月3日以降, リッジAの東進速度は急に遅くなり, オーストラリアの南で位相速度の遅い高気圧に変わっている. この時, 周期帯で見ると短周期(10日以下)から長周期(10日以上)に変わっている. 高気圧Aに対応する高度偏差のその後の時間発展を調べると, ブロッキング高気圧の基準を満たしている. そのためここではAはブロッキング高気圧に変わったと見なす.

6月6日以降, ブロッキング高気圧Aは, 東向きにロスビー波列(トラフBとリッジC)を射出しながら減衰する. この減衰過程は, Nakamura (1994) と Nakamura et al. (1997) が示した北大西洋上でブロッキング高気圧が減衰するプロセスと似ている. ここでトラフBは, リッジAに伴う高気圧性循環によって南極上空の渦位が低緯度側に押し出されることにより形成される. またリッジCはトラフBの低気圧性循環が低緯度から高緯度へと渦位を輸送することでできる. これらの渦位移流過程は, 図5.6で見た波活動度フラックスの伝播に伴いロスビー波列が形成され

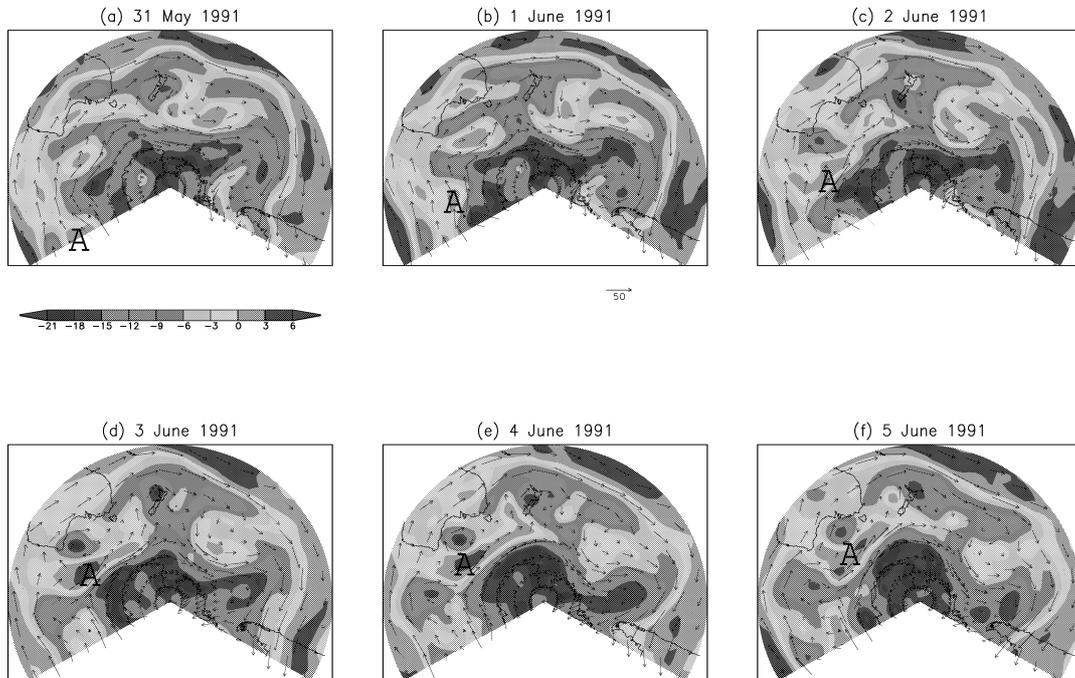


図 5.10: (a)1991年5月31日から (f)1991年6月5日までの 300-hPa 準地衡渦位  $q_{300}$ (陰影;  $10^{-5}\text{s}^{-1}$ ) と水平風 (ベクトル;  $\text{ms}^{-1}$ ; スケールを b 図の下の矢印で示す). リッジ **A**, **C** とトラフ **B** を本文中で議論する.

る過程と同じことを表現している. このようにして準定常ロスビー波列が太平洋上で形成され,  $q_{300}$  分布に南北のうねりが見られようになる. もしこのうねりが可逆的に減衰する, すなわちトラフ **B** とリッジ **C** が含む  $q_{300}$  が元の緯度に戻った場合, 結果的にはこのロスビー波列は帯状平均東西風の南北分布に影響を与えない. しかし, トラフ **B** とリッジ **C** はそれぞれ北向きと南向きに移動を続ける. これは準定常ロスビー波が太平洋上で砕波しているものと考えられる. そのため  $q_{300}$  の南北分布は変化すると予想される.

このロスビー波の形成・砕波と帯状平均東西風変動の関係を調べるために, 東西積分した  $q_{300}$  の時間変化を見ていく (図 5.11). 東西積分した  $q_{300}$  の極小域は 6 月 8 日までは高緯度にとどまり, 極ジェット気流が高緯度に位置することを示している. 6 月 9 日以降, 極小域は低緯度側に移動していき, 極ジェット気流が赤道向きに

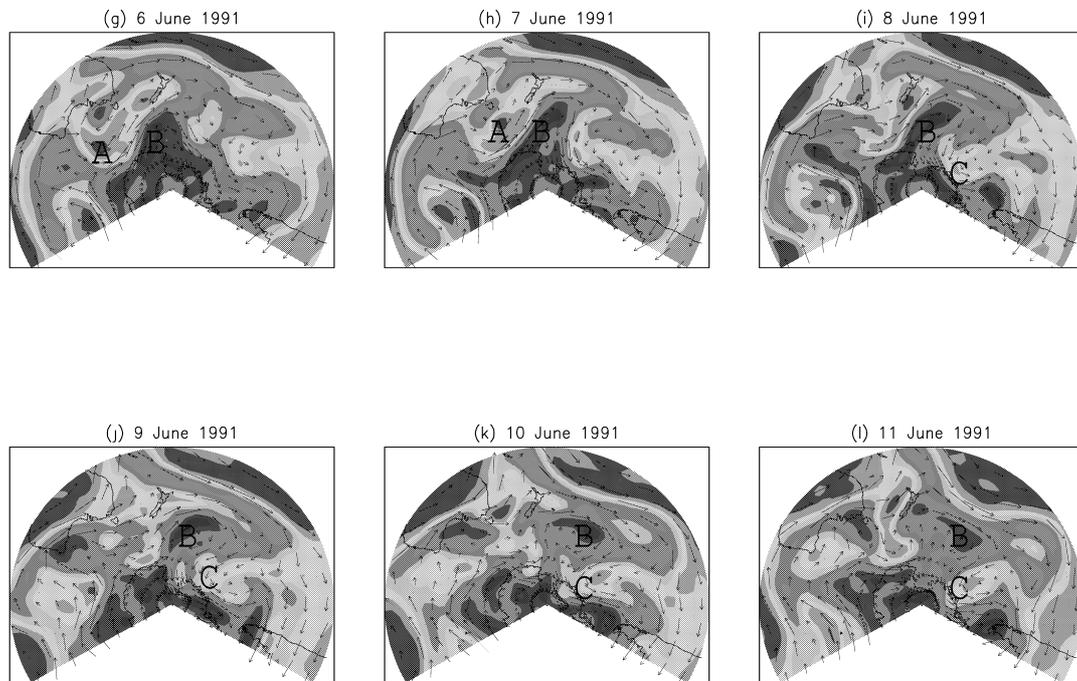


図 5.10: 続き

移動していることを表している。赤道向き遷移過程が始まった6月9日という日付は、図 5.10 で準定常ロスビー波が形成・碎波したタイミングと合っている。その準定常ロスビー波列は、オーストラリアの南のブロッキング高気圧から射出されたものであった。

## 5.5 ブロッキング高気圧の存在率

ここまでの解析結果は赤道向き遷移過程の先駆現象がオーストラリアの南の正高度偏差であることを示している。さらにその正高度偏差とブロッキング高気圧との関連もたびたび示唆されてきた。しかし、オーストラリアの南は気候値で見てもブロッキング高気圧が多く発生する場所ではない。図 5.12 は気候値におけるブロッ

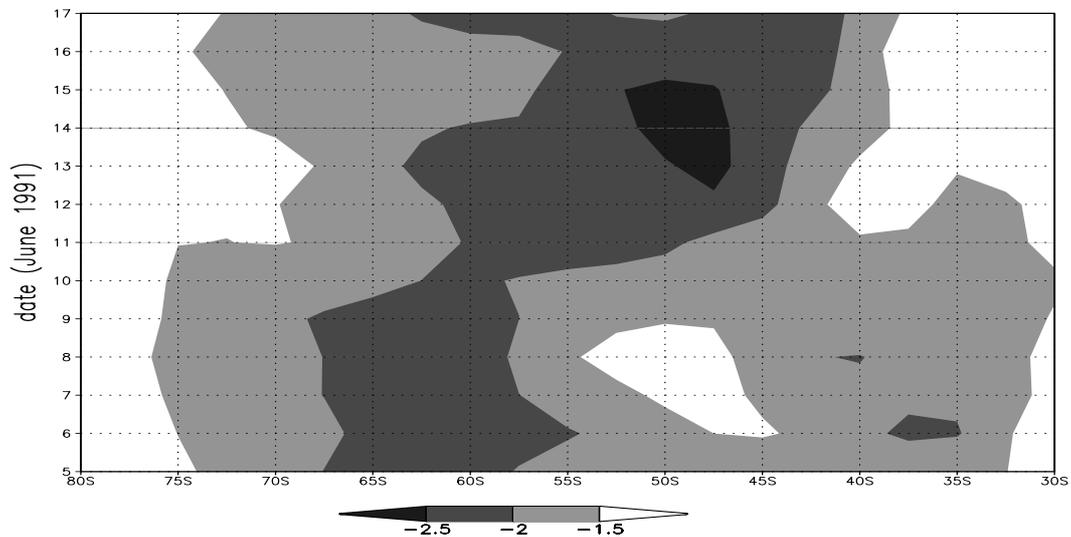


図 5.11: 基準日が 1991 年 6 月 11 日のケースで東西積分した  $q_{300}(10^3\text{ms}^{-1})$  の緯度時間断面. 縦軸は日付.

キング高気圧の存在率<sup>1</sup>の緯度経度分布である. 過去の多くの研究 (例えば Sinclair 1996) が示すように, 存在率の極大域 (0.075) は日付変更線よりも東の太平洋中高緯度で見られる. オーストラリアの南での存在率は, 気候値で見たとき, 0.025 程度と小さい. 本節では, 赤道向き遷移過程の前半期間におけるブロッキング高気圧の存在率分布を調べる.

図 5.13 が, 赤道向き遷移過程の前半における存在率である. 非常に興味深いことに, 存在率極大域の分布が気候値と大きく異なる. 最大存在率領域はオーストラリアの南とホーン岬の東の 2 カ所になる. これら 2 地域における存在率は 0.2 であり, 気候値よりも統計的に有意に大きい. 一方, 気候値で極大域だった領域ではむしろ存在率は減っている. これらの結果から, 赤道向き遷移過程の先駆現象であるオーストラリアの南の正高度偏差は, その場所でブロッキング高気圧が有意に多く観測されることと関係していると考えられる. 一方, ホーン岬の東で見られるブロッキング高気圧の存在率極大域は, 高度場合成図では統計的有意には現れていない.

Hirasawa et al. (2000) らが報告した事例でブロッキング高気圧が発生したアメリカの南では, 存在率は 0.1 である. この値は統計的には気候値と有意な差はない.

<sup>1</sup>ブロッキング高気圧の基準は 5.1 節で示したように, Trenberth and Mo (1985) に従う.

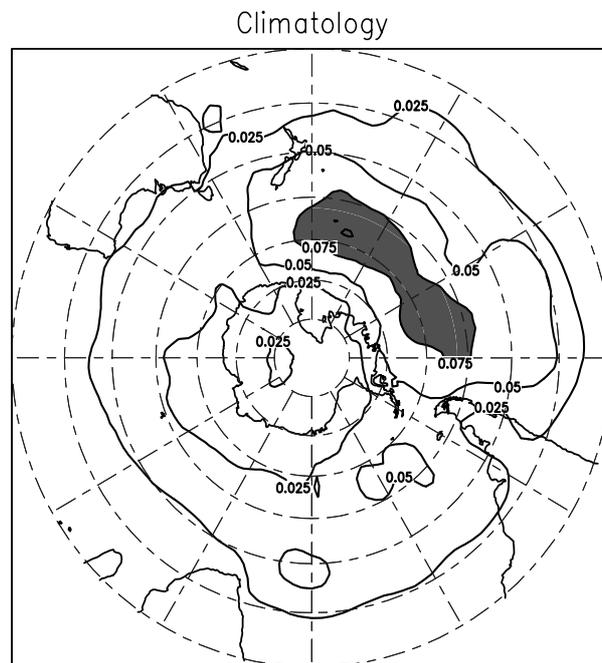


図 5.12: 気候値でのブロッキング高気圧の存在率分布. コンター間隔は 0.025 で, 0 線は除いている. 存在率が 0.075 以上の領域は, 陰影を重ねている.

## 5.6 まとめと考察

前章で SAM の極向き遷移過程を議論したのに引き続き, 本章では赤道向き遷移過程を調べた.

赤道向き遷移過程において, 統計的に有意に観測される先駆現象はオーストラリアの南の正高度偏差 (以下 **A**) であることがわかった. この正高度偏差 **A** は, 遷移過程の前半期間においてオーストラリアの南で多く存在するブロッキング高気圧と関係している. 正高度偏差 **A** が減衰する際に波活動度が下流に射出され, 太平洋上に東西に並ぶ波長 7000 km の準定常ロスビー波列が形成される. このロスビー波列の形成と砕波が南極上空の循環場を乱し, 赤道向き遷移過程をトリガーしている.

これら先駆現象とトリガープロセスの発見は, 中期予報にも貢献するとともに, 学術的にも興味深いものであると考えられる. すなわち, 前章の極向き遷移過程とともに, 赤道向き遷移過程においても東西に局在化した過程が本質的に重要であり, SAM の力学を考える際に考慮しなければならないことを示している.

day -3, Equatorward transitional Events

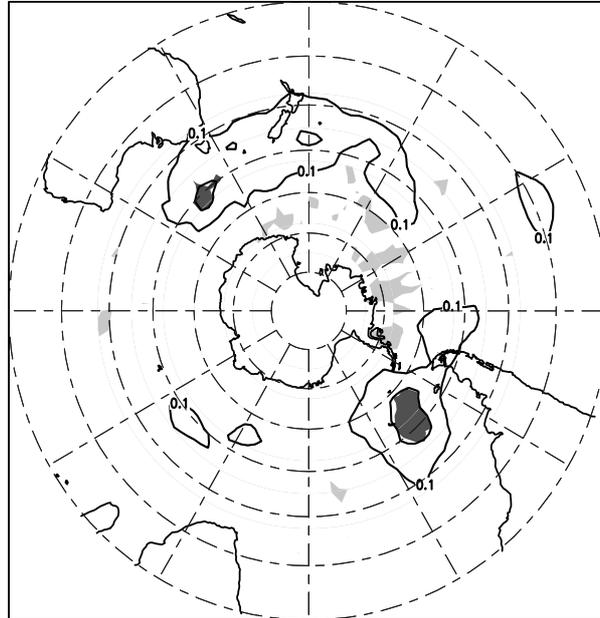


図 5.13: 赤道向き遷移過程の -3 日におけるブロッキング高気圧の存在率分布. コンター間隔は 0.1 で, 0 線は除いている. 気候値との差が正 (負) の 85% 有意水準を満たす場所を暗 (明) 陰影で表す.

HFT は, 赤道向き遷移過程の前半と後半で異なる役割を果たす. 遷移過程が始まる前は, HFT はオーストラリアの南の正高度偏差  $A$  を強めるように働く. 一方, 太平洋上に準定常ロスビー波列が形成された後は, HFT の強制力偏差は極ジェット気流を赤道向きに移動させる. このとき HFT の渦運動エネルギーは南半球全体で弱まる. もともと HFT は極向き運動量フラックスを生み出す. しかし, 赤道向き遷移過程の後半では, HFT の活動が弱まることで極向き運動量フラックスが減り, 極ジェット気流が低緯度に移動することに寄与している. また HFT による強制力偏差は, 太平洋上の準定常ロスビー波列が砕波することにも貢献しているかもしれない.

遷移過程がトリガーされた後に, すぐ HFT の活動が弱まる理由にははっきりしない. オーストラリアの南のブロッキング高気圧にエネルギーを供給したために, HFT のもつエネルギーが減少した可能性はある. しかし, はっきりとした結論は導くことができず, この問題は今後の課題となる.

## 第6章 おわりに

本研究では南半球環状モードの遷移過程を, NCEP/NCAR 再解析データを用いて調べた. 解析期間は 1979-1999 年 (21 年間) の南半球冬季である.

本研究の主張の 1 つは, SAM は極値フェーズでは東西一様性の高い高度偏差を持つが, 遷移過程では東西に局在化したプロセスが重要であるということである. また長周期擾乱, 長周期成分偏差と短周期擾乱が異なる役割を果たすことも強調すべき発見である.

極向き遷移過程の初期においては, 長周期擾乱である波長 7000 km の準定常ロスビー波が極ジェット気流の変動を押し進める. 中央および東太平洋で準定常ロスビー波が赤道方向に散逸することにより, 極向き運動フラックス偏差が発生する. この極向き運動フラックス偏差は, 極ジェット気流の出口部が東へと延び, さらに亜熱帯ジェット気流から分離するように働く. 一方, 短周期擾乱は, 遷移過程の後半期間において, 極ジェット気流を高緯度に移動させるように極向き運動量フラックス偏差を生み出す. この時, インド洋上には短周期擾乱のパケットが通過するシグナルが認められる. そのため, 短周期擾乱による極向き運動量フラックス偏差は, 特にインド洋上で大きい.

赤道向き遷移過程では, オーストラリアの南の正高度偏差がよく観測される先駆現象であることがわかった. この正高度偏差は, ブロッキング高気圧との関係が深いことが示された. この正高度偏差が減衰する際に, 下流の太平洋高緯度に波長 7000 km の準定常ロスビー波列が形成される. 準定常ロスビー波列のトラフが形成される際に, 南極上空の渦位が中緯度に押し出され, 遷移過程がトリガーされる. この準定常ロスビー波列は, その後砕波し, 南極上空と中緯度の渦位を混合させる. 遷移過程が始まるとすぐに, 短周期擾乱の活動が南半球全体で弱まる. そのため短

周期擾乱による極向き運動量フラックスは減少し、極ジェット気流が低緯度に移動することに寄与する。

両遷移過程の初期において、太平洋上の準定常ロスビー波が遷移を押し進める。しかし、両者において準定常ロスビー波が果たす役割は質的に異なる。赤道向き遷移過程においては、準定常ロスビー波が形成される際、そのパケットの東端で移流により直接南極上空の渦位を中緯度に移動させている。一方、極向き遷移過程においては、準定常ロスビー波が赤道向きに伝播することで西風を加速し、増大した西風に対応して南極上空の渦位が負に大きくなる。これは、準定常ロスビー波が間接的に南極上空の渦位を変えていることになる。この質的な違いは、遷移の前の導波管の分布に影響されたものだと考えられる。赤道向き遷移過程の前は、太平洋上の導波管は南極大陸に非常に近い。そのため準定常ロスビー波に伴う南北風が、直接南極上空の循環場を乱すことができるのであろう。一方、極向き遷移過程の前では、導波管は中央および東太平洋で赤道向きに曲がり南極大陸から離れていく。それ故、準定常ロスビー波は、間接的にしか南極周辺の循環を変えることができないと思われる。

本研究の発展として、以下の課題が有益であると思われる。ひとつは、南半球夏期における遷移過程を調べることである。夏期における極ジェット気流は、冬季におけるそれと比べて東西一様性が高いことが知られている(図 1.3)。そのため夏期における遷移過程は、冬季とは異なると予想される。ふたつ目は、エル・ニーニョ-南方振動(ENSO)によって遷移過程がどのような影響を受けるかという問題である。Renwick (1998) と Renwick and Revell (1999) は、特に南半球夏期において、ブロッキング高気圧の存在率分布に ENSO サイクルと関係した年々変動が見られることを示した。ENSO サイクルが遷移過程に影響を与えるかどうかを調べることは、SAM と熱帯域における現象の関係を探るという点で興味深いだけでなく、中期予報に貢献するという観点でも重要である。

## 基礎となった論文

Thesis の基礎となった投稿済みの論文は以下の 2 篇である.

1. The role of high-frequency eddy forcing in the maintenance and transition of the Southern Hemisphere annular mode  
(南半球環状モードの維持と遷移における短周期擾乱の役割)  
日本気象学会誌 Journal of the Meteorological Society of Japan, 投稿済み  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次の共著
2. Roles of low- and high-frequency eddies in the transitional process of the Southern Hemisphere annular mode. Part I: poleward transitional events  
(南半球環状モードの遷移過程における長・短周期擾乱の役割. その 1: 極向き遷移過程)  
アメリカ気象学会誌 Journal of Climate, 投稿済み  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次, 岩嶋樹也の共著

また, 以下の 1 篇は Thesis の基礎となり, 近日投稿を予定している.

3. Roles of low- and high-frequency eddies in the transitional process of the Southern Hemisphere annular mode. Part II: equatorward transitional events  
(南半球環状モードの遷移過程における長・短周期擾乱の役割. その 2: 赤道向き遷移過程)  
投稿準備中  
塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次, 岩嶋樹也の共著

その他参考となる出版済み論文は以下の通りである.

4. 南半球 Zonal flow vacillation における極向き遷移過程

平成 13 年度京都大学防災研究所年報, 第 44 号 B-1, 83 項-94 項, (平成 13 年 4 月刊行) 掲載

塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次の共著

5. 南半球環状モードの遷移過程. パート 2 赤道向き遷移過程

平成 14 年度京都大学防災研究所年報, 第 45 号 B, 275 項-287 項, (平成 14 年 4 月刊行) 掲載

塩竈秀夫, 寺尾徹, 木田秀次の共著

これら全ての論文は筆者が中心的に研究を進めたものである.

## 謝辞

本研究の遂行にあたり、絶えず熱心にご指導いただきました寺尾徹先生、木田秀次先生、岩嶋樹也先生に深く感謝申し上げます。また西憲敬先生とは何度も議論をさせていただき、本研究を推進する上で非常に有益でありました。東京大学気候システム研究センターの山森美穂博士には、波活動度フラックスの計算プログラム作成の際に貴重なアドバイスをいただきました。

本研究の作図および数値計算ライブラリとして Grid Analysis and Display System (GrADS) および地球流体電脳ライブラリを用いました。

筆者が本研究の一部を 2002 Western Pacific Geophysics Meeting において発表した際、日本気象学会より旅費を援助していただきました。

# 付録

## A クラスタ分析

ここではクラスタ分析について説明する。クラスタ分析は多数のデータを'似たもの同士'のグループに分類していく。この時、分類されるグループ数、各グループの特徴や含まれるデータ数などは前もっては指定しない。クラスタ分析では、探索的にデータを分類していく。データをグループ分けする際に中心となるアイデアは'距離'という概念を用いることである。まず初めに、全てのデータはそれぞれが自分自身だけを含む'クラスタ'というグループを形成していると考え、この時のクラスタ数を  $n$  とする。次に、最も距離の近い2つのクラスタを1つのグループと見なし、1つのクラスタに結合する。2つのクラスタが結合したために、クラスタ数は1つ減って  $n-1$  になる。この時結合したクラスタ間の距離が十分に大きければ、'似ていない'クラスタ同士を結合させた事になり、1ステップ前までのグループ分け ( $n$  個のクラスタに分類したこと) で十分だということになる。もし結合したクラスタ間の距離が十分小さければ、残った  $n-1$  の中で最も距離が近い2つのクラスタを結合させる。するとクラスタ数は、また1つ減って  $n-2$  になる。こうして結合するクラスタ間の距離が十分に大きくなるまで繰り返していく。

クラスタ間の距離には様々な定義が存在し、それぞれの定義によってクラスタ分析の方法は何種類も存在する。今  $n$  個のベクトルデータ  $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n$  をグループ分けすることを考える。2つのベクトルに対しては、もっとも直感的で一般的な距離は  $K$  次元空間でのオイラー距離であろう。すなわち2つのベクトル

$\mathbf{x}_i$  と  $\mathbf{x}_j$  の距離を

$$d_{i,j} \equiv \|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\| = \left[ \sum_{k=1}^K (x_{i,k} - x_{j,k})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

と定義する. クラスタ間の距離も, 多くのものはこの  $d_{i,j}$  を利用して定義される. 以下では, クラスタ分析の様々な手法における距離の定義を述べる.

- Single-linkage 法

クラスタ  $G_1$  の 1 要素とクラスタ  $G_2$  の 1 要素の間のオイラー距離を計算し, 最小の値をクラスタ間の距離とする.

$$d_{G_1, G_2} \equiv \min_{i \in G_1, j \in G_2} [d_{i,j}]. \quad (6.2)$$

- Complete-linkage 法

クラスタ  $G_1$  の 1 要素とクラスタ  $G_2$  の 1 要素の間のオイラー距離を求め, 最大の値をクラスタ間の距離とする.

$$d_{G_1, G_2} \equiv \max_{i \in G_1, j \in G_2} [d_{i,j}]. \quad (6.3)$$

- Average-linkage 法

クラスタ  $G_1$  の各要素とクラスタ  $G_2$  の各要素間のオイラー距離を全ての組み合わせで求め, その平均をクラスタ間の距離とする. クラスタ  $G_1$  が  $n_1$  個, クラスタ  $G_2$  が  $n_2$  個のデータを含むとすると

$$d_{G_1, G_2} \equiv \frac{1}{n_1 n_2} \sum_{i=1}^{n_1} \sum_{j=1}^{n_2} d_{i,j} \quad (6.4)$$

である.

- Centroid clustering

クラスタ  $G_1$  が含むベクトルの平均を  $\bar{\mathbf{x}}_{G_1}$  とする. 同じくクラスタ  $G_2$  が含むベクトルの平均を  $\bar{\mathbf{x}}_{G_2}$  とすると, クラスタ間の距離を

$$d_{G_1, G_2} \equiv \|\bar{\mathbf{x}}_{G_1} - \bar{\mathbf{x}}_{G_2}\| \quad (6.5)$$

と求める.

- Ward's minimum variance 法

$G+1$  個のクラスターのうち 2 個のクラスターを結合して  $G$  個のクラスターを作る際, 全ての組み合わせを試してみる. その際, 新しく分類された  $G$  個のクラスターそれぞれで平均からのずれの分散求め, その和

$$W \equiv \sum_{g=1}^G \sum_{i=1}^{n_g} \|\mathbf{x}_i - \bar{\mathbf{x}}_g\|^2 = \sum_{g=1}^G \sum_{i=1}^{n_g} \sum_{k=1}^K (x_{i,k} - \bar{x}_{g,k})^2 \quad (6.6)$$

が最小になる組み合わせを探す.

Wilks (1995) によれば, Average-linkage 法が最もよく使われる手法であるが, 一般的にどの手法が最も優れているかを定めることはできない. 現実的には, いくつかの手法を用いて解析し, 比較を行うべきである. 本研究では Average-linkage 法と Ward's minimum variance 法を用いて解析を行った. その結果, 2つの手法によって分類されたクラスターにはほとんど差がなかった. そのため Average-linkage 法による結果のみを示している.

## B 短周期擾乱の水平構造の指標 $\theta$

次に, HFT の水平構造を調べる際に指標とした角度  $\theta$  の導出方法を説明する.

HFT の水平風  $U_{HFT}$  と  $V_{HFT}$  の共分散行列は

$$C \equiv \begin{pmatrix} \overline{U_{HFT}^2} & \overline{U_{HFT}V_{HFT}} \\ \overline{U_{HFT}V_{HFT}} & \overline{V_{HFT}^2} \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

である. これを等方行列と非等方行列  $A$  に分けると

$$C = \begin{pmatrix} K+M & N \\ N & K-M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 0 \\ 0 & K \end{pmatrix} + A \quad (6.8)$$

となる. ここで,

$$A \equiv \begin{pmatrix} M & N \\ N & -M \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

であり,

$$K \equiv \frac{1}{2} \overline{U_{HFT}^2 + V_{HFT}^2}, \quad (6.10)$$

$$M \equiv \frac{1}{2} \overline{U_{HFT}^2 - V_{HFT}^2}, \quad (6.11)$$

$$N \equiv \overline{U_{HFT} V_{HFT}} \quad (6.12)$$

である.  $K$  は HFT の EKE であることに注意してもらいたい.

任意のベクトル  $\mathbf{x} = {}^t(x_1, x_2)$  に対して  $C$  の二次形式

$${}^t \mathbf{x} C \mathbf{x} \quad (6.13)$$

を考える. 座標系を回轉變換

$$\mathbf{R} \equiv \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (6.14)$$

を用いて,

$$\mathbf{x} = R \mathbf{x}' = R \begin{pmatrix} x'_1 \\ x'_2 \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

と変換する.  $C$  の二次形式は変形され

$${}^t \mathbf{x} C \mathbf{x} = {}^t \mathbf{x}' \begin{pmatrix} K + M \cos 2\theta + N \sin 2\theta & -M \sin 2\theta + N \cos 2\theta \\ -M \sin 2\theta + N \cos 2\theta & K - M \cos 2\theta - N \sin 2\theta \end{pmatrix} \mathbf{x}' \quad (6.16)$$

となる. この二次形式を標準形にするには, 回轉角度  $\theta$  が

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{N}{M} = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\overline{U_{HFT} V_{HFT}}}{\frac{1}{2} (U_{HFT}^2 - V_{HFT}^2)} \right) \quad (6.17)$$

$$= \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{-\overline{U_{HFT} V_{HFT}}}{\frac{1}{2} (V_{HFT}^2 - U_{HFT}^2)} \right) \quad (6.18)$$

$$= \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{\mathbf{E}_{uHFT} \text{の南北成分}}{\mathbf{E}_{uHFT} \text{の東西成分}} \right) \quad (6.19)$$

で求められる値を持つようにすればよい. その時, この二次形式は

$${}^t \mathbf{x} C \mathbf{x} = {}^t \mathbf{x}' \begin{pmatrix} K + (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & K - (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \mathbf{x}' \quad (6.20)$$

$$= \left\{ K + (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} \right\} x_1'^2 + \left\{ K - (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}} \right\} x_2'^2 \quad (6.21)$$

と標準形になる. ここで  $K \pm (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}}$  は共分散行列  $C$  の固有値であり, さらに  $\pm (M^2 + N^2)^{\frac{1}{2}}$  は非等方行列  $A$  の固有値である. また座標軸  $\hat{x}'_1, \hat{x}'_2$  方向の単位ベクトルは, 共分散行列  $C$  と非等方行列  $A$  の共通する固有ベクトル

$$\mathbf{e}'_1 \equiv \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{M^2+N^2+M}}{\sqrt{(\sqrt{M^2+N^2+M})^2+N^2}} \\ \frac{N}{\sqrt{(\sqrt{M^2+N^2+M})^2+N^2}} \end{pmatrix}, \quad (6.22)$$

$$\mathbf{e}'_2 \equiv \begin{pmatrix} -\frac{\sqrt{M^2+N^2-M}}{\sqrt{(\sqrt{M^2+N^2-M})^2+N^2}} \\ \frac{N}{\sqrt{(\sqrt{M^2+N^2-M})^2+N^2}} \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

である.

以上の結果から,  $U_{HFT}$  と  $V_{HFT}$  の共分散行列  $C$  の主軸が子午線となす角度は, 二次形式が標準形になるときの  $\theta$  で求められる事がわかる. 南東-北西方向に伸びた HFT は正の  $\theta$  を持ち, 南西-北東方向に伸びた HFT は負の  $\theta$  を持つ. さらに非等方行列  $A$  の固有値  $(M^2 + N^2)$  の EKE に対する比率が大きくなるほど, HFT の水平形状は円形から楕円形に変わっていく.

## C Takaya and Nakamura (1997, 2001) 波活動度フラックス

まず Takaya and Nakamura (1997, 2001) 以前の波活動度フラックスに関して簡単に振り返り, その後彼らが提唱した波活動度フラックスについて解説する. ここでは簡単な説明にとどめるので, 詳しい導出方法などは彼らの論文を見ていただきたい. 彼らの波活動度フラックスはすでに様々な研究で使用されており, 具体的な使用例を知りたい場合は気象庁月例気候診断<sup>1</sup>などを見ていただきたい.

一般的にいて, 背景流上への微小振幅擾乱の波活動度には保存則が存在し, その時間変化は次の式を満たす (例えば Andrews et al. 1987).

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = D, \quad (6.24)$$

<sup>1</sup><http://ddb.kishou.go.jp/climate/MRCS/mrcs.html>

ここで  $M$  と  $\mathbf{F}$  はそれぞれ波活動度密度とそのフラックスである。また項  $D$  は非保存項であるが、擾乱と背景風に外部強制力が働かないときはこの項は消える。また WKB 条件を満たすときは、擾乱の群速度  $\mathbf{C}_g$  と波活動度フラックス  $\mathbf{F}$  の間には  $\mathbf{F} = \mathbf{C}_g M$  という簡単な関係が成り立つ。そのため  $\mathbf{F}$  を描くことで、擾乱のパケットが伝播する向きと強さを知ることができる。また  $\mathbf{F}$  の発散と収束を調べることで、擾乱のパケットが射出され減衰する場所がわかる。

波活動度フラックスの実用的な定式例としては E-P フラックス (Edmon et al. 1980) や Plumb (1986) によるフラックスなどがすでに存在した。前者は東西平均場における波活動度フラックスの描写には大変有効だが、東西平均を施しているためにパケットの東西伝播を記述することはできない。後者は、時間平均場を背景場と定めることで移動性擾乱のパケットの東西伝播を記述することに成功している。しかし時間平均を施したために定常ロスビー波に対しては適用できない。また実用上の問題点がある。彼の波活動度フラックスには背景場渦位の勾配に反比例する項がある。したがって背景場渦位の勾配が小さい地点では、他の地点に比べて波活動度フラックスが大きすぎる値を持つ。また渦位の勾配は流線関数の 3 次の微分量であり、波活動度フラックスの発散は 4 次の微分量になる。そのため波活動度フラックスの収束発散を計算した際、物理的に意味のある値なのかそれとも計算上のノイズとして大きな値がでてくるのかを判断することが困難な場面がしばしばある。

本論文で用いた 3 次元 E-P フラックス (Hoskins et al. 1983; Trenberth 1986) は、定性的には背景風に対して相対的な群速度の向きを示すが、波活動度の保存則は記述できない。

Plumb (1985) は背景流として東西一様流を仮定し、定常ロスビー波パケットの 3 次元伝播を記述できる波活動度フラックスを定式化した。彼の定式化では時間平均を必要としないので、各時間における 'スナップショット' を描くことができる点で優れている。しかし彼の波活動度フラックスは擾乱のリッジとトラフにおいて大きくなり、節において小さくなるという '位相依存性' を持つ。波活動度フラックスは擾乱のパケットの伝播を描くために使われるので、解析者はこの技術的な問題による位相依存性を意識的に無視しなければならない。また収束発散を計算する際にも位相依存性はノイズの原因になり、正しい収束発散分布を描くことができない。さらに現実大気の特に対流圏においては東西一様な背景風は不自然な仮定であり、適用範囲が狭い (例えば図 1.1-1.4 を参照)。

このような過去の波活動度フラックスの問題点をふまえて, Takaya and Nakamura (1997, 2001) は, 擾乱の項に対して東西平均も時間平均も施す必要が無く, また位相依存性も持たない波活動度フラックスを考案した. 彼らのアイデアの中心は, 擾乱の波エンストロフィーと波エネルギーは  $1/4$  位相ずれて極大値を持つので, その平均を取れば位相依存性を消せるというものである. 以下, ログ気圧座標の準地衡方程式系で彼らの波活動度フラックスを説明する.

物理量  $\psi, q, u, v$  をそれぞれ流線関数, 準地衡渦位, 東西風, 南北風とする. 今, 微小振幅擾乱を考えるので, これらの各物理量を次式のように変動の少ない背景場 (大文字) と擾乱 ( $\cdot'$ ) に分ける.

$$u = U + u', \quad (6.25)$$

$$v = V + v', \quad (6.26)$$

$$\psi = \Psi + \psi', \quad (6.27)$$

$$q = Q + q'. \quad (6.28)$$

また  $\mathbf{U} = {}^t(U, V, 0)$  とする.

彼らは波エンストロフィーに比例する量  $A$  と波エネルギーに比例する量  $E$  を次のように定めた.

$$A \equiv \frac{pq'^2}{2|\nabla_H Q|}, \quad (6.29)$$

$$E \equiv \frac{pe}{|\mathbf{U}| - C_p}. \quad (6.30)$$

ここで  $p$  は気圧,  $\nabla_H$  は水平傾度微分を表し,  $C_p$  は  $\mathbf{U}$  方向に位相が伝播する速さである. また  $e$  は波エネルギーを表し

$$e = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \psi'}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi'}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{f_0}{N} \frac{\partial \psi'}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (6.31)$$

で求められる. ここで  $f_0$  と  $N$  はコリオリ・パラメーターと浮力振動数である. 定義からわかるように,  $A$  は擾乱のトラフとリッジで極大値を持ち, 一方  $E$  は節で極大値を持つ.

この  $A$  と  $E$  の平均を

$$M \equiv \frac{1}{2} (A + E) = \frac{p}{2} \left( \frac{q'^2}{2|\nabla_H Q|} + \frac{e}{|\mathbf{U}| - C_p} \right) \quad (6.32)$$

とすると  $M$  は擾乱のパケット内で保存し、位相依存性もない。この新たに定義された波活動度密度  $M$  の保存則は

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{W} = D_T \quad (6.33)$$

と書かれる。右辺  $D_T$  は非保存項である。また波活動フラックス  $\mathbf{W}$  は

$$\mathbf{W} = \frac{p}{2|\mathbf{U}|} \begin{pmatrix} U \left( \frac{\partial \psi'}{\partial x} \right)^2 - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} + V \left( \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial y} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial xy} \right) \\ U \left( \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial y} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial xy} \right) + V \left( \frac{\partial \psi'}{\partial y} \right)^2 - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y^2} \\ \frac{f_0^2}{N^2} \left[ U \left( \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial xz} \right) + V \left( \frac{\partial \psi'}{\partial y} \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial yz} \right) \right] \end{pmatrix} + \mathbf{C}_U M \quad (6.34)$$

で求められる。ここで  $\mathbf{C}_U$  は  $\mathbf{U}$  方向の位相速度ベクトル<sup>2</sup>

$$\mathbf{C}_U = C_p \frac{\mathbf{U}}{|\mathbf{U}|} = \begin{pmatrix} \frac{U}{|\mathbf{U}|} C_p \\ \frac{V}{|\mathbf{U}|} C_p \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.35)$$

である。

ここで導出された波活動度フラックス  $\mathbf{W}$  には位相依存性はない。そのほかに、この波活動度フラックスが優れている点は、

- E-P フラックスと違い、擾乱のパケットの3次元伝播を記述できる。
- 背景場は東西非一様でかまわない。Plumb (1985) では東西一様な背景場を前提としたために、適用できる現象の範囲が狭かった。
- $\mathbf{W}$  を計算する際に、擾乱成分の項に時間平均を施す必要がない。そのために各時間におけるスナップショットを描くことができる。Plumb (1986) では擾乱の項に時間平均を施すため、スナップショットを作ることはできなかった。

などである。

<sup>2</sup>定常ロスビー波では  $\mathbf{C}_U = \mathbf{0}$  である。また位相速度の遅い準定常ロスビー波の場合も  $\mathbf{C}_U = \mathbf{0}$  として  $\mathbf{W}$  を求めることが多い。移動性の擾乱に対しては前もって何らかの方法で  $\mathbf{C}_U$  を調べておかなければならない。

## 参考文献

- Akahori, K. and S. Yoden, 1997: Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic eddy life cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2349–2361.
- Ambaum, M. H. P. , B. J. Hoskins, and D. B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation? *J. Climate*, **14**, 3495–3507.
- Andrews, D. G. , J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: *Middle Atmosphere Dynamics*. ACADEMIC PRESS, 489 pp.
- Aoki, H. and I. Hirota, 1998: Quasi-stationary planetary waves in the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 581–596.
- Berberly, E. H. , J. Nogués-Paegle, and J. D. Horel, 1992: Wavelike Southern Hemisphere extratropical teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 155–177.
- Bosart, L. F. , 1999: Observed cyclon life cycles. *The life cycles of extratropical cyclones.*, , Shapiro, M. and S. Grønås, Eds, American Meteorological Society, 187–214.
- Chang, E. K. M. , 1999: Characteristics of wave packets in the upper Troposphere. Part II: Seasonal and hemispheric variations. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1729–1747.
- Charney, J. G. and A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, **1**, 38–54.
- Dong, B. W. and I. N. James, 1997a: The effect of barotropic shear on baroclinic instability. Part I. Normal mode problem. *Dyn. Atmos. Oceans*, **25**, 143–167.
- , and ———, 1997b: The effect of barotropic shear on baroclinic instability. Part II. The initial value problem. *Dyn. Atmos. Oceans*, **25**, 169–190.
- Edmon, H. J. , B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600–2616.

- Esler, J. G. and H. Haynes, 1999: Baroclinic wave breaking and the internal variability of the tropospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 4014–4031.
- Feldstein, S. B. and S. Lee, 1996: Mechanisms of zonal index variability in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3541–3555.
- , and ———, 1998: Is the atmospheric zonal index driven by an eddy feedback? *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3077–3086.
- Ghil, M. and K. Mo, 1991: Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part I: Northern Hemisphere and tropics. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 752–779.
- Hartmann, D. L. , 1995: A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2561–2576.
- , 2000: The key role of lower-level meridional shear in baroclinic wave life cycles. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 389–401.
- , and F. Lo, 1998: Wave-driven zonal flow vacillation in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1303–1315.
- , and P. Zuercher, 1998: Response of baroclinic life cycles to barotropic shear. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 297–313.
- Held, I. M. , 1983: Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: theory. *Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, Hoskins, B. J. and R. P. Pearce, Eds, Academic Press, 127–168.
- Hirasawa, N. , 1999: Summary of the atmospheric observation with meteorological sonde and of radiation and cloud at Dome Fuji Station in Antarctica and the preliminary results. *Tenki*, **46**, 97–102.
- , H. Nakamura, and T. Yamanouchi, 2000: Abrupt changes in meteorological conditions observed at an inland Antarctic station in association with wintertime blocking. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1911–1914.
- Holopainen, E. O. , L. Rontu, and N. C. Lau, 1982: The effect of large-scale transient eddies on the time-mean flow in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1972–1984.
- Honda, M. and H. Nakamura, 2001: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part II: Its significance in the interannual variability over the wintertime Northern Hemisphere circulation. *J. Climate*, **14**, 4512–4529.
- Hoskins, B. J. and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661–1671.

- , I. N. James, and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- , and P. J. Valdes, 1990: On the existence of storm-tracks. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1854–1864.
- Itoh, H., M. Kimoto, and H. Aoki, 1999: Alternation between the single and double jet structures in the Southern Hemisphere troposphere. Part I. Chaotic wandering. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 399–412.
- James, I. N., 1994: *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge Univ. press., 422 pp.
- Kalnay, E. and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Karoly, D. J., 1990: The role of transient eddies in low-frequency variations in the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, **42A**, 41–50.
- 木田秀次, 1998: 地球を巡る大気の流れ. *新教養の気象学*, , 日本気象学会, Ed, 朝倉書店, 61–71.
- Kidson, J. W., 1988a: Indices of Southern Hemisphere zonal wind. *J. Climate*, **1**, 183–194.
- , 1988b: Interannual variations in the Southern Hemisphere circulation. *J. Climate*, **1**, 1177–1198.
- , 1999: Principal modes of Southern Hemisphere low-frequency variability obtained from NCEP-NCAR reanalyses. *J. Climate*, **12**, 2808–2830.
- , and M. R. Sinclair, 1995: The influence of persistent anomalies on Southern Hemisphere storm tracks. *J. Climate*, **8**, 1938–1950.
- , and I. G. Watterson, 1999: The structure and predictability of the “High-Latitude Mode” in the CSIRO9 general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3859–3873.
- Lee, S. and S. B. Feldstein, 1996a: Two types of wave breaking in an aqua-planet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 842–857.
- , and ———, 1996b: Mechanisms of zonal index evolution in a two-layer model. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2232–2246.
- Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133–3136.
- , and ———, 2001: Wave-maintained annular modes of climate variability.

- J. Climate*, **13**, 4414–4429.
- Lorenz, V. and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal feedback in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312–3327.
- Manabe, S. and T. B. Terpstra, 1974: The effects of mountains and on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 3–42.
- Nakamura, H. , 1992: Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629–1642.
- , 1994: Rotational evolution of potential vorticity associated with a strong blocking flow configuration over Europe. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2003–2006.
- , M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074–2093.
- Nakamura, M. and R. A. Plumb, 1994: The effects of flow asymmetry on the direction of Rossby wave breaking. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2031–2045.
- Nigam, S. , 1990: On the structure of variability of the observed tropospheric and stratospheric zonal-mean zonal wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1799–1813.
- 新田尚, 1980 大気大循環論. 東京堂出版, 439 pp.
- North, G. , T. Bell, R. Cahalan, and F. Moeng, 1982: Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.
- Palmén, E. and C. W. Newton, 1969: *Atmospheric circulation system*. ACADEMIC PRESS, 603 pp.
- Peters, D. and D. W. Waugh, 1996: Influence of barotropic shear on the poleward advection of upper-tropospheric air. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3013–3031.
- Plumb, R. A. , 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217–229.
- , 1986: Three-dimensional propagation of transient quasi-geostrophic eddies and its relationship with the eddy forcing of the time-mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1657–1678.
- Quintanar, A. I. and C. R. Mechoso, 1995a: Quasi-stationary waves in the Southern Hemisphere. Part I: Observational data. *J. Climate*, **8**, 2659–2672.
- , and ———, 1995b: Quasi-stationary waves in the Southern Hemisphere. Part II: Generation mechanisms. *J. Climate*, **8**, 2673–2690.
- Renwick, J. A. , 1998: ENSO-related variability in the frequency of South Pacific

- blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 3117–3123.
- , and M. J. Revell, 1999: Blocking over the South Pacific and Rossby wave propagation. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2233–2247.
- Robinson, W. A. , 1991: The dynamics of the zonal index in a simple model of the atmosphere. *Tellus*, **43A**, 295–305.
- , 1996: Does eddy feedback sustain variability in the zonal index? *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3556–3569.
- , 2000: A baroclinic mechanism for the eddy feedback on the zonal index. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 415–422.
- Rogers, J. C. and H. van Loon, 1982: Spatial variability of sea level pressure and 500 mb height anomalies over the Southern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1375–1392.
- Shapiro, M. , H. Wernli, J.-W. Bao, J. Methven, X. Zou, J. Doyle, T. Holt, E. Donall-Grell, and P. Neiman, 1999: A planetary-scale to mesoscale perspective of life cycles of extratropical cyclones: The bridge between theory and observations. *The life cycles of extratropical cyclones.*, , Shapiro, M. and S. Grønås, Eds, American Meteorological Society, 139–186.
- Shiotani, M. , 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461–470.
- Shutts, G. J. , 1983: The propagation of eddies in diffluent jetstreams: eddy vorticity forcing of 'blocking' flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 737–761.
- Simmons, A. J. and B. J. Hoskins, 1980: Barotropic influences on the growth and decay of nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1679–1684.
- Sinclair, M. R. , 1996: A climatology of anticyclones and blocking for the Southern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 245–2563.
- , J. M. Renwick, and J. W. Kidson, 1997: Low-frequency variability of Southern Hemisphere sea level pressure and weather system activity. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2531–2543.
- Smagorinsky, J. , 1953: The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **79**, 342–366.
- Takaya, K. and H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary rossby waves on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.*, **24**,

- 2985–2988.
- , and ———, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasi-geostrophic eddies on a zonally-varying basic flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608–627.
- Thompson, D. W. and J. M. Wallace, 1998: The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- , and ———, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate.*, **13**, 1000–1016.
- Thorncroft, C. D. , B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.
- Trenberth, K. E. , 1986: An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070–2087.
- , and K. C. Mo, 1985: Blocking in the Southern-Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 3–21.
- Velden, C. S. , C. M. Hayden, S. J. Nieman, W. P. Menzel, S. Wanzong, and J. S. Goerss, 1997: Upper-tropospheric winds derived from geostationary satellite water vapor observations. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 173–195.
- Watterson, I. G. , 2000: Southern midlatitude zonal wind vacillation and its interaction with the ocean in GCM simulation. *J. Climate*, **13**, 562–578.
- , 2002: Wave-mean flow feedback and the persistence of simulated zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1274–1288.
- Wilks, D. S. , 1995: *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*. ACADEMIC PRESS, 468 pp.
- Yoden, S. , M. Shiotani, and I. Hirota, 1987: Multiple planetary flow regimes in Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 571–585.
- Yu, J. Y. and D. L. Hartmann, 1993: Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3244–3259.