

# ブロッキング高気圧と 北極振動の関係

2010 年 1 月

池田 正樹

# ブロッキング高気圧と 北極振動の関係

筑波大学大学院  
生命環境科学研究科  
地球科学専攻  
修士(理学) 学位論文

池田 正樹

# Relationship between the Blocking High and the Arctic Oscillation

Masaki IKEDA

## Abstract

In this study, the relationship between the blocking high and the Arctic Oscillation is examined with the barotropic mode by the 3D normal mode decomposition of the NCEP/NCAR reanalysis data for 1950/51 to 2000/01 winter time. The 167 blocking events are examined that are picked up by the new blocking index based on the framework of the anticyclonic barotropic height anomaly near the area of the Rossby wave breaking.

The blocking highs are present in both the positive and the negative AO phase, but the locations of the blocking highs strongly depend on the phase of the AO. In the positive AO phase, the blocking highs tend to appear at the mid-latitude. On the other hand, the blocking highs tend to appear at the high latitudes in the negative AO phase. But, in the blocking life cycle, we find a very few transitions of the AO phase.

In the phase speed domain, we find an accumulation of wave energy at the Rhines scale when the blocking occurs regardless of the zonal energy that is connected to the AO phase. Additionally, in the blocking life cycle, the amount of the up-scale energy flux from the Rhines scale is not enough to change the zonal energy.

The results suggest that the blocking does not change the AO phase drastically, but the phase of AO determines the location of the blocking that occurs with the planetary wave amplification.

**Key Words:** blocking high, Arctic Oscillation, Rossby wave breaking, energy, Rhinse scale

# 目次

Abstract	i
目次	ii
表目次	iv
図目次	v
第 1 章 序論	1
第 2 章 解析手法	4
2.1 使用データ	4
2.2 3次元ノーマルモード展開係数	4
2.3 ブロッキングインデックス	6
2.4 北極振動	10
2.5 エネルギー解析	10
第 3 章 結果	12
3.1 ブロッキングインデックス	12
3.2 ブロッキング高気圧の発生位置と AO	12
3.3 ブロッキングの時間発展と AO	13
3.4 エネルギー解析	14
3.5 ブロッキングの時間発展とエネルギー	16
第 4 章 考察	19
4.1 ブロッキングインデックス	19
4.2 実空間におけるブロッキングと AO の関係	19
4.3 波数空間におけるブロッキングと AO の関係	20
4.4 ブロッキングと AO	21
第 5 章 結論	22



謝辞	24
参考文献	25
付録	41

## 表目次

表 1	緯度帯ごとの $C_{WBI}$ 値 . . . . .	28
表 2	緯度帯ごとの $C_{HGT}$ 値 . . . . .	28
表 3	ブロッキングインデックスによって検出されたブロッキングイベント . . . . .	28
表 4	太平洋のブロッキング . . . . .	42
表 5	表 4 の続き . . . . .	43
表 6	大西洋のブロッキング . . . . .	44
表 7	表 6 の続き . . . . .	45

## 図目次

図 1	ロスビー波砕波の概略図 . . . . .	29
図 2	AO の構造 . . . . .	29
図 3	ブロッキング高気圧発生時における AO-index の頻度分布 . . . . .	30
図 4	ブロッキングの経路と AO-index . . . . .	31
図 5	最盛期のブロッキングの位置と AO-index . . . . .	31
図 6	最盛期のブロッキングの緯度と AO-index . . . . .	32
図 7	ブロッキング期間中の AO-index の変化 . . . . .	33
図 8	ブロッキング期間中のブロッキング高気圧の緯度の変化 . . . . .	33
図 9	ブロッキング高気圧の緯度の変化と AO-index の変化 . . . . .	34
図 10	AO の位相ごとのブロッキング期間中の AO-index の変化 (太平洋) . . . . .	35
図 11	AO の位相ごとのブロッキング期間中の AO-index の変化 (大西洋) . . . . .	35
図 12	位相空間における大気のエネルギー . . . . .	36
図 13	位相空間におけるエネルギーフラックス . . . . .	37
図 14	AO-index と帯状流エネルギーの時系列 . . . . .	38
図 15	エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (太平洋、AO 正) . . . . .	39
図 16	エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (太平洋、AO 負) . . . . .	39
図 17	エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (大西洋、AO 正) . . . . .	40
図 18	エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (大西洋、AO 負) . . . . .	40
図 19	太平洋のブロッキング . . . . .	46
図 20	図 19 の続き . . . . .	47
図 21	図 20 の続き . . . . .	48
図 22	大西洋のブロッキング . . . . .	49
図 23	図 22 の続き . . . . .	50
図 24	図 23 の続き . . . . .	51

## 第 1 章 序論

ブロッキング現象（以下、ブロッキングとする）は、中・高緯度において、ジェット気流が分流し南北に大きく蛇行することで、移動性の高・低気圧の東進がブロックされる現象のことである。このジェットの分流・蛇行の高緯度側には、直径が数 1000 km に及ぶ等価順圧的の構造を持った高気圧が発生する。このような高気圧をブロッキング高気圧と呼ぶ。ブロッキングはジェット気流の大きな蛇行を伴うことから、異常気象の引き金となることで知られている。ブロッキングは、北半球冬季において太平洋と大西洋上で発生することが多く、一度発生すると長期間持続する傾向がある。

ブロッキング高気圧に対しては主に、発生条件や持続メカニズムなどの研究がなされてきた。例えば、ブロッキング高気圧は対流圏上層でロスビー波が増幅し砕波することによって発生するが、その時に順圧 - 傾圧相互作用によって順圧成分にエネルギーが供給されることが重要である (Watarai and Tanaka 2002)。また、Tanaka and Terasaki (2006) は、波数空間において、波と波の相互作用が働くことにより、総観規模のエネルギーソースからプラネタリースケールに向かってエネルギーが逆カスケードし、ラインズスケール (Rhines 1975) にエネルギーが蓄積することでブロッキング高気圧が発生するとした。ラインズスケールとは運動方程式において線形項と非線形項の大きさが同程度になるスケールであり、ラインズスケールより大きなスケールでは乱流の効果よりも波動の効果が支配的となる。一方、ブロッキング高気圧が持続するためには、高・低周波のスケール間相互作用が重要であり (Luo 2005)、ブロッキング高気圧自身が選択的に総観規模の低渦位を吸収することで維持される (Yamazaki and Itoh 2009)。ブロッキング高気圧の衰退、消滅に関しては、総観規模擾乱による正のフィードバックの消失や総観規模擾乱による負のフィードバックプロセスが働くことの他に、プラネタリースケールの循環の変化が関係している (Lupo et al. 2007)。

一方、北極振動 (Arctic Oscillation: AO) とは、Thompson and Wallace (1998) により、北半球冬季の月平均海面更正気圧の第一経験直交関数 (EOF-1) として提唱されたもので、北半球冬季の循環で最も卓越する変動パターンである。AO の構造は、等価順圧的で太平洋と大西洋に極大を持ち、ほぼ環状であることから北半球環状モード (Northern Annular Mode: NAM) とも呼ばれる。また、AO は寒帯前線ジェットの強さの変動である

といえ、AO の位相が正の場合、極渦が強まりジェットはゾーナルな流れとなり、AO の位相が負の場合は極渦に伴うジェット気流が蛇行し寒帯前線ジェットは弱まる (山崎 2004)。

気候学的に見た場合、南半球の環状モード (Southern Annular Mode: SAM) の維持には総観規模擾乱による eddy forcing が重要であるのに対して、AO の維持にはプラネタリースケールの定在波による eddy forcing が重要な役割を果たしている (Limpasuvan and Hartmann 1999)。さらに、Tanaka and Tokinaga (2002) は、傾圧不安定理論により、AO が正の時には寒帯前線ジェットの傾圧性により励起されるポーラーモードが、AO が負の時には亜熱帯ジェットの傾圧性により励起されるチャーニーモードが、それぞれ正のフィードバックとして働き AO を維持していることを示した。また、波数空間においては、AO が正の時というのは帯状流の南北波数 3 のスケールにエネルギーが蓄積しており、AO が負の時は帯状流の南北波数 5 のスケールにエネルギーが蓄積している状態である (Tanaka and Terasaki 2005)。このような大規模スケールにエネルギーが蓄積するためには、ラインズスケールを超えてエネルギーが流れなければならない。これは、波と帯状流の相互作用が支配的に働くことによって可能となる。

また、AO や SAM といった環状モードが正から負、または負から正へと遷移する場合に対しても、eddy forcing は重要である。Shiogama et al. (2005) は、SAM の遷移時には、東西非一様な低周波擾乱による forcing と、東西一様に分布する高周波擾乱による forcing の両方が働いているとしている。さらに、ロスビー波の碎波する方向と碎波が起こる緯度によっても AO に対する forcing が異なることが明らかになっている (Strong and Magnusdottir 2008)。

この様に、ブロッキングと AO のそれぞれの特徴、特にブロッキングの分布と AO のシグナルが一致していること、そして、ブロッキング高気圧の消滅にプラネタリースケールの循環の変化が関係していることを考慮すると、この両者の間には何らかの関係があると推測される。

AO は、大西洋域のみを見れば北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation: NAO) とよく似ており、昔から NAO と大西洋のブロッキング (又はロスビー波の碎波) の関係については多くの研究がなされている。例えば、Croci-Maspoli et al. (2007) は、NAO が負の時には北大西洋中部でブロッキングの発生頻度が大きくなる他、ブロッキング高気圧は、発生から消滅にかけて NAO を負の方向に維持しようとする働きがあることを統計的に示

した．また，Woollings et al. (2008) は，大西洋の高緯度で発生するブロッキングによる高・低気圧偏差が，月平均の NAO の一部として現れていることを示し，NAO が負の時は高緯度にブロッキングが発生している状態であり，NAO が正の時はブロッキング高気圧が存在しておらずジェット気流がゾーナルな状態であると述べている．

しかしながら，局所的な現象であるブロッキングと，プラネタリースケールの変動パターンである AO の関係についての研究はまだ少ないというのが現状である．そんな中，Woollings and Hoskins (2008) は，太平洋と大西洋の高緯度で同時にブロッキングが発生した時の海面更正気圧のパターンは AO が負の場合の構造とよく似ていることを指摘し，負の AO パターンというのは単に，太平洋と大西洋に存在するブロッキング高気圧のシグナルの現れであるという可能性を示している．また，Tanaka and Terasaki (2005; 2006) より，AO を駆動するエネルギーフラックスの湧き出しはラインズスケールにあることから，AO の変動にはブロッキングからのエネルギー供給が重要であることが示唆される．

そこで本研究では，Woollings and Hoskins (2008) で触れていない中緯度のブロッキングも含めて，統計的な解析及び波数空間におけるエネルギー解析によって，北半球冬季に発生するブロッキングと AO の関係を明らかにすることを目的とする．その中で，Tanaka and Terasaki (2005; 2006) で示唆される，ブロッキングから AO に向かうエネルギーフラックスについても検証する．

## 第 2 章 解析手法

### 2.1 使用データ

本研究で使用したデータは、NCEP/NCAR 再解析データである。このデータの概要、及び本研究で使用した気象要素は以下の通りである。

- 水平グリッド間隔： $2.5^\circ \times 2.5^\circ$
- 鉛直グリッド数：17 層 (1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa)
- 気象要素：水平風 ( $u, v$ ) , ジオポテンシャル高度 ( $Z$ )
- 期間：1950/51 ~ 2000/01 年の冬季 (DJF)
- 時間間隔：6 時間 (00Z, 06Z, 12Z, 18Z)

本研究の解析対象である、ブロッキング及び北極振動の構造は等価順圧的であり、両者の間に働く相互作用も順圧成分が支配的であると推測される。そのため、本研究では、上記の再解析データの状態変数を 3 次元ノーマルモード展開 (Tanaka 1985) し、得られた展開係数  $w_i$  の順圧成分のみを使用した。3 次元ノーマルモード展開係数  $w_i$  においては次節で紹介する。

### 2.2 3 次元ノーマルモード展開係数

経度、緯度、気圧、時間をそれぞれ  $(\lambda, \theta, p, t)$  とすると、気圧座標系におけるプリミティブ方程式は以下のベクトル方程式で表せる。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{U} = (u, v, \phi')^T$  は大気の状態変数で、 $\mathbf{V} = (u, v)$  は水平風ベクトル、 $\phi'$  はジオポテンシャルの各等圧面全球平均からの偏差である。以下プライムは省略する。左辺の  $\mathbf{M}$  と  $\mathbf{L}$  は鉛直方向と水平方向の微分オペレータ、右辺の  $\mathbf{N}$  は非線形項、 $\mathbf{F}$  は外部強制項であり、以下のようにまとめられる。

$$\mathbf{U} = (u, v, \phi)^T \quad (2)$$

$$\mathbf{M} = \text{diag}(1, 1, -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p}) \quad (3)$$

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[ \mathbf{V} \cdot \nabla \left( \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \omega p \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{p}{R\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] \end{pmatrix} \quad (5)$$

$$\mathbf{F} = \left( F_u, F_v, \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{pQ}{C_p \gamma} \right) \right)^T \quad (6)$$

ここで,  $a$  は地球の平均半径,  $\Omega$  は地球の自転の角速度,  $R$  は乾燥空気の気体定数,  $C_p$  は定圧比熱,  $\gamma$  は静的安定度のパラメータ,  $Q$  は非断熱加熱率,  $(F_u, F_v)$  は粘性摩擦を表す. また,  $()^T$  は転置行列,  $\text{diag}$  は対角行列を示す. 3次元ノーマルモード展開により, このプリミティブ方程式をスペクトル表記で表すと,

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

となる. ここで  $w_i$  は大気の状態変数  $\mathbf{U} = (u, v, \phi)^T$  の展開係数で,  $\tau$  は無次元時間,  $\sigma_i$  はラプラス潮汐方程式の固有振動数という無次元量である.  $r_{ijk}$  は非線形の波 - 波相互作用あるいは帯状流 - 波相互作用に関する相互作用係数である. この相互作用係数  $r_{ijk}$  はすべての波数間の相互作用を示した係数であり, 実数である.  $f_i$  は外力. 添え字  $i, j, k$  は3重添え字  $nlm, n'l'm', n''l''m''$  を簡略化したものである.  $n, l, m$  はそれぞれ, 東西波数, 南北モード, 鉛直モードを表す.

大気の状態変数および外力には,

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} w_{nlm}(t) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (8)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nlm} f_{nlm}(t) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (9)$$

の関係が成り立つ.  $\mathbf{X}_m, \mathbf{Y}_m$  は従属変数  $\mathbf{U}$  と方程式系全体を無次元化するためのスケール行列で,

$$\mathbf{X}_m = \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, gh_m) \quad (10)$$

$$\mathbf{Y}_m = 2\Omega \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, 1) \quad (11)$$



である．ここで， $g$  は重力加速度， $h_m$  は等価深度と呼ばれる量である． $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$  は実空間から波数空間への展開基底となる 3 次元ノーマルモード関数であり，鉛直構造関数  $G_m(p)$  とハフ調和関数  $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$  のテンソル積で， $\Pi_{nlm} = G_m \mathbf{H}_{nlm}$  である．ハフ調和関数  $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$  は，ハフベクトル関数  $\Theta_{nlm}(\theta)$  と三角関数  $\exp(in\lambda)$  とのテンソル積であるので，

$$\Pi_{nlm} = G_m \mathbf{H}_{nlm} \quad (12)$$

$$= G_m(p) \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (13)$$

$$= G_m(p) \begin{pmatrix} \mathbf{U}_{nlm}(\theta) \\ -i\mathbf{V}_{nlm}(\theta) \\ \mathbf{Z}_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \exp(in\lambda) \quad (14)$$

となる．ここで， $G_0(p)$  は鉛直方向にほぼ一様であることから， $m = 0$  を順圧成分， $m \neq 0$  を傾圧成分とする．本研究では，式 (8) において  $m = 0$  として順圧成分のみ取り出す．つまり，各東西波数，南北モードのみを足し合わせるので，

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nl} w_{nl0}(t) \mathbf{X}_0 \Pi_{nl0}(\lambda, \theta, p) \quad (15)$$

として表される．

## 2.3 ブロッキングインデックス

### 2.3.1 ロスビー波の砕波とブロッキング高気圧

ブロッキングは対流圏上層でロスビー波が増幅し砕波することによって発生するとされているが，ロスビー波の砕波は図 1 のように，LC1，LC2，及び P1，P2 といった種類に分けられる (Gabriel and Peters 2008; Tyrlis and Hoskins 2008)．P1 及び LC2 は，低気圧性シアの流れの中で起こりやすい．このとき，低緯度側から高緯度側に向かって伸びる空気塊が，高緯度側から低緯度側に向かう空気塊よりも支配的なものを P1，高緯度側から赤道方向に向かって伸びてくる空気塊が支配的なものを LC2 と呼ぶ．一方，P2 及び LC1 は高気圧性シアの流れの中で起こりやすい．その内，低緯度側から高緯度側に向かって伸びる空気塊が，高緯度側から低緯度側に向かって伸びる空気塊よりも支配的なものを P2，高緯度側から赤道方向に向かって伸びる空気塊が支配的なものを LC1 と呼ぶ．気候学的にみた場合，赤道から高緯度向かうに従って渦位は大きくなってゆく．そのため，高緯度の High-Q が低緯度に向かって大きく伸びる LC1 や LC2 の先端付近では，周囲に

比べ大きな渦位を持っており、地上の天気図では切離低気圧として現れることが多い。一方、P1 及び P2 は、低緯度の Low-Q が高緯度側に大きく張り出し、先端付近では周囲に比べ渦位が小さくなる。つまり、高気圧となる。水平スケールが大きな砕波が、この P1 や P2 のタイプであるとき、ブロッキング高気圧が形成されることがある。

### 2.3.2 既存のブロッキングインデックス

ブロッキングインデックスは、1 次元のインデックスと 2 次元のインデックスに大別することができる。1 次元のインデックスは、経度ごとのブロッキングの強度や発生頻度を表すために用いられる。Tibaldi and Molteni (1990) は、各経度毎に基準とする緯度における 500 hPa 高度の南北勾配を求め、ある閾値を超えたときブロッキングが起こったとみなしている。また、Pelly and Hoskins (2003) は、力学的対流圏界面である 2 PVU (Potential Vorticity Unit) 面において、気候学的なストームトラックの南北での温位差を求めることによって、ブロッキングを検出した。このような 2 次元のブロッキングインデックスではいずれも、ブロッキング強度や発生頻度の空間的な分布を知ることはできない。また、基準とする緯度から離れた、高緯度に存在するブロッキングを検出することも難しいと考えられる。

本研究では、ブロッキングと北極振動の関係を調べるため、北極振動の特徴も考慮してブロッキングインデックスを選ぶ必要がある。北極振動は、極域と中緯度での気圧偏差のシーソーのような変動である。また、寒帯前線ジェットと亜熱帯ジェットの強さの変動としてもとらえることができる。このように、北極振動は緯度方向の変動が重要であることを考えると、ブロッキングに対しても経度方向に加え、緯度方向も考慮した 2 次元のインデックスを用いる必要があると考えられる。

2 次元のブロッキングインデックスとして Schwierz et al. (2004) は、Ertel の渦位 (Ertel 1942) を 500 ~ 150 hPa で鉛直平均し、そのアノマリからブロッキングの中心を求めた。しかし、このインデックスには、ロスビー波の砕波という条件を含んでいないため、上空のリッジに伴う移動性高気圧を検出している可能性がある。また、Berrisford et al. (2007) は、力学的対流圏界面である 2 PVU 面における温位の南北勾配を各グリッドで計算することで、ブロッキングの空間分布を求めた。この手法は、ロスビー波の砕波条件を満たす領域を検出することと同義である。しかしながら、このインデックスではロスビー波の砕波の種類を特定することができないため、LC1 や LC2 タイプの砕波による切離低気圧を

含んでいる可能性がある．また，1つのブロッキングに対して，ロスビー波の砕波条件を満たす領域は必ずしも1か所とは限らないという点や，ブロッキング高気圧の中心位置とロスビー波の砕波条件を満たす領域の位置は一致しないという点を考えると，このインデックスを用いることが適切であるとはいえない．

このように，既存のインデックスは，気候学的にブロッキングの発生しやすい領域を求める場合や，ブロッキングとなり得る擾乱の検出に対しては有用であるといえる．しかし，本研究では，ブロッキングを総観規模擾乱や切離低気圧と分離し，ブロッキングのみを扱いたいため，新しいブロッキングインデックスの開発を行った．

### 2.3.3 新しいブロッキングインデックスの開発

新しいブロッキングインデックスの開発にあたり，ブロッキング高気圧及びブロッキング発生時の周囲の環境場が以下のような特徴を持っていると仮定する．

- (1) ブロッキングに伴う擾乱の水平スケールが大きい
- (2) 周囲にロスビー波の砕波条件を満たす領域を伴っている
- (3) ロスビー波の砕波条件を満たす領域での渦位の南北勾配の絶対値が大きい
- (4) ブロッキング高気圧の中心気圧が高い
- (5) 移動速度が遅い（停滞性がある）
- (6) 5日以上持続する

はじめに，ノーマルモード展開係数  $w_i$  より浅水方程式系の渦位を求める．この時， $G_0(p)$  は鉛直方向にほぼ一様であるため， $G_0(p)$  を定数で近似する．まず，展開係数  $w_i$  からの逆変換を行う際に (1) の条件を満たすため，以下のように波数切断によってローパスフィルターを施した．

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, t) = \sum_{n=-8}^8 \sum_{l=0}^8 w_{nl0}(t) \mathbf{X}_0 \Pi_{nl0}(\lambda, \theta) \quad (16)$$

またここで，水平格子間隔を  $1^\circ \times 1^\circ$  に内挿する．

浅水方程式系の渦度方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial (f + \zeta)}{\partial x} + v \frac{\partial (f + \zeta)}{\partial y} + (f + \zeta) \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (17)$$

と，連続の式

$$\frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + h \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (18)$$

$$h = h_m + z$$

より，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{f + \zeta}{h} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{f + \zeta}{h} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{f + \zeta}{h} \right) = 0 \quad (19)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{f + \zeta}{h} \right) = 0 \quad (20)$$

が得られる．ここで， $f = 2\Omega \sin \theta$  はコリオリパラメータ， $z$  は順圧高度である．式 (20) は惑星渦度  $f$  と相対渦度  $\zeta$  の和を流体の厚さ  $h$  で割った量である渦位は保存すること意味している．順圧モードのときの等価深度  $h_m$  は 9746.47 m である．

ブロッキング高気圧は太平洋と大西洋で発生しやすいが，大西洋と太平洋のブロッキング間の相関は小さいとされている．そのため，本研究では，太平洋域と大西洋域で独立してブロッキングの検出を行った．太平洋域を  $30^\circ\text{N}$  以北， $90^\circ\text{E} \sim 90^\circ\text{W}$ ，大西洋域を  $30^\circ\text{N}$  以北， $90^\circ\text{W} \sim 90^\circ\text{E}$  としている．

式 (20) から定義される渦位  $Q = (f + \zeta) / h$  の南北勾配を計算し，各グリッドにおいて以下のような Wave Breaking Index (WBI) を導入する．

$$\text{WBI}(\lambda, \theta) = \begin{cases} \left| \frac{\partial Q}{\partial y} \right| & \text{at } \frac{\partial Q}{\partial y}(\lambda, \theta) \leq C_{\text{WBI}}(\theta) \\ 0 & \text{at } \frac{\partial Q}{\partial y}(\lambda, \theta) > C_{\text{WBI}}(\theta) \end{cases} \quad (21)$$

ここでの定数  $C_{\text{WBI}}$  は，(3) の仮定を考慮して，各緯度帯ごとに作成した  $\partial Q / \partial y$  の確率密度分布の 5 パーセンタイル値を参考にして決定した．各緯度帯ごとの  $C_{\text{WBI}}$  の値は表 1 に示す．

次に，(2) の仮定を満たすため，ロスビー波の碎波条件を満たす領域の近くで高気圧の中心を探す．以下の式で，ノーマルモード展開係数  $w_i$  より順圧高度を求める．

$$\phi(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{nl} w_{nl0}(t) g h_0 G_0(p) \mathbf{Z}_{nl0}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (22)$$

$$z(\lambda, \theta, p, t) = \phi / g \quad (23)$$

式 (21) より求めた WBI の重心から，半径 2000 km の範囲で，順圧高度のアノマリが極大かつ，閾値  $C_{\text{HGT}}$  を超える位置を高気圧の中心として定義する．同時に，この定義が

成り立つ時刻を、『一時的なブロッキング』が起きている時刻とする． $C_{HGT}$  は  $C_{WBI}$  と同じように、各緯度帯ごとの順圧高度アノマリの確率密度分布の 95 パーセンタイル値を参考にして決定した (表 2)． $C_{HGT}$  を定義することで、(4) の仮定も満たすとする．

最後に、時間方向に高気圧の中心位置を比べてゆき、6 時間で高気圧の移動距離が 600 km 以内であり、かつ、5 日間以上持続するものをブロッキング高気圧として定義し、この期間を『ブロッキング』が起きている期間とする．以上により (5) と (6) の仮定も満たされる．

## 2.4 北極振動

本研究における AO は、Thompson and Wallace (1998) の定義である、北半球冬季の月平均海面更正気圧の EOF-1 ではなく、ブロッキング高気圧のライフサイクル程度の時間スケールにおける解析を可能にするため、6 時間ごとの 3 次元ノーマルモード展開係数の順圧成分である  $w_{nl0}$  の EOF-1 として定義した． $w_{nl0}$  の EOF-1 の実空間における構造は、太平洋と大西洋に極大を持つ環状モードであり、AO であるといえる (図 2)．

## 2.5 エネルギー解析

3 次元ノーマルモード展開係数  $w_i$  は元のプリミティブ方程式における  $u, v, \phi$  の情報を含んでいる．式 (7) において、 $w_i$  はある波の振幅を表しているので、ある波数の波のエネルギーは、

$$\begin{aligned} E_{nlm} &= \frac{1}{2} p_s h_m |w_{nlm}|^2 \\ E_{0lm} &= \frac{1}{4} p_s h_m |w_{0lm}|^2 \end{aligned} \quad (24)$$

と表すことができる．ここで  $E_{0lm}$  の添え字の 0 は東西波数 0 を示している．逆複素フーリエ変換において波数 0 の展開係数は、波数 1 以上の展開係数の  $\frac{1}{2}$  となる．この式においてのみ  $n$  は波数 0 以外を示す．この式の両辺を時間  $t$  で微分すると、

$$\frac{dE_i}{dt} = \Omega p_s h_m \left( \frac{dw_i}{d\tau} w_i^* + \frac{dw_i^*}{d\tau} w_i \right) \quad (25)$$

となる．この式の右辺に式 (7) を代入して整理すると，

$$\begin{aligned} \frac{dE_i}{dt} = \Omega p_s h_m \left[ \left( -i\sigma_i w_i - i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + f_i \right) w_i^* \right. \\ \left. + \left( i\sigma_i w_i^* + i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^* + f_i^* \right) w_i \right] \end{aligned} \quad (26)$$

$$= \Omega p_s h_m \left[ \left( -i w_i^* \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + i w_i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^* \right) + w_i f_i^* + w_i^* f_i \right] \quad (27)$$

となり，線形項が消去される形となる．さらに，この式において，

$$N_i = \Omega p_s h_m \left( -i w_i^* \sum_{j,k} r_{ijk} w_j w_k + i w_i \sum_{j,k} r_{ijk} w_j^* w_k^* \right) \quad (28)$$

$$F_i = w_i f_i^* + w_i^* f_i \quad (29)$$

と置くことによって，次のようなエネルギー方程式を得ることができる．

$$\frac{dE_i}{dt} = N_i + F_i \quad (30)$$

ここで， $N$  は非線形相互作用， $F$  は摩擦などの粘性項によるエネルギーの消散を表している．また，

$$N_i = N_{Zi} + N_{Wi} \quad (31)$$

のように，非線形相互作用  $N_i$  は，帯状流 - 波相互作用  $N_{Zi}$  と波 - 波相互作用  $N_{Wi}$  に分けることができる．

次に，位相空間におけるエネルギーフラックス  $F_i$  を定義する．ある位相速度  $C_i$  へのエネルギーフラックス  $F_i$  は，位相速度の小さなスケールから  $C_i$  まで非線形相互作用  $N_i$  を積分した値であり，以下の式で表せる．

$$(F_i, F_{Zi}, F_{Wi}) = \sum_{k=1}^i (N_k, N_{Zk}, N_{Wk}) \quad (32)$$

## 第 3 章 結果

### 3.1 ブロッキングインデックス

表 3 は、本研究で用いたブロッキングインデックスによって検出されたブロッキングのイベント数と、ブロッキングの平均継続時間を示した表である。太平洋のブロッキングは、50 シーズンで 76 イベント検出できた。また、ブロッキング発生期間中に、大西洋にブロッキングがなく、太平洋のみのブロッキングイベントが 48、大西洋にもブロッキングがあり、ダブルブロッキングとなっていたイベントが 28 あった。太平洋のブロッキングの平均継続時間は 7.62 日であった。一方、大西洋では、合計 91 のブロッキングイベントを検出できた。その中で、大西洋ブロッキングのみのイベントが 61、ダブルブロッキングのイベントが 30 であった。また、大西洋ブロッキングの平均継続時間は 7.00 日であった。本研究では、このインデックスにより検出された合計 167 のブロッキングに対して解析を行う。なお、検出されたブロッキングイベントの発生、最発達、消滅の日時を付録の表に、最発達時の順圧高度場を付録の図に掲載している。

また、図 3 は、一時的なブロッキング及びブロッキングが形成されている時の AO-index の頻度分布である。白い領域が全解析期間における AO-index の頻度分布、薄い灰色の領域が一時的なブロッキングが起こっていた時、濃い灰色がブロッキングが起こっていた時の AO-index の頻度分布を示している。全解析期間における AO-index の頻度分布は正規分布に似た形をしている。また、一時的なブロッキング及びブロッキングが起こっている場合においても、AO-index の値は正規分布に似た分布をとり、ブロッキングの有無によって AO-index の位相が正や負に偏ることはない。

### 3.2 ブロッキング高気圧の発生位置と AO

図 4 は、ブロッキング高気圧の発生から消滅までの移動経路（実線）と、その時刻における AO-index の値（色）である。発生位置を黒丸、消滅位置を灰色の丸で示している。また、図 5 は、ブロッキング高気圧が最盛期を迎えた時の位置とその時刻の AO-index の値を色で示している。

まず、図 4 より、ブロッキング高気圧は太平洋と大西洋の中・高緯度、及び北極海域に

存在しやすいことが分かる．また，ジェット気流の強い中緯度では，ブロッキング高気圧は発生した位置から東に移動する傾向がある．さらに，図 5 より，ブロッキング高気圧の最盛期には，中緯度において太平洋，大西洋共に東よりにブロッキング高気圧が集中していることが分かる．

ブロッキング高気圧と AO-index の関係としては，まず，太平洋域では北緯約 60 度を挟んで南にブロッキング高気圧が存在している時に AO-index は正であることが多く，北にブロッキング高気圧が存在している時に AO-index は負であることが多い．一方，大西洋域では，グリーンランド付近にブロッキング高気圧が存在している時に AO-index は負，それ以外の領域にブロッキング高気圧が存在している時に AO-index は正であることが多い．このような分布は，図 2 で示した AO の構造と良く一致する．つまり，AO の構造の正偏差の領域にブロッキング高気圧の中心が存在する時，AO-index は正であることが多く，負偏差の領域にブロッキング高気圧の中心が存在する時，AO-index は負であることが多いということである．

図 6 は，最盛期のブロッキング高気圧の緯度と AO-index の散布図である．相関係数は，太平洋において  $-0.61$  (図 6(a))，大西洋において  $-0.39$  (図 6(b)) であり，どちらにも負の相関がある．また，回帰直線を引くと，どちらの領域においても北緯約 63 度で AO-index がゼロの線と交わる．

### 3.3 ブロッキングの時間発展と AO

本節ではブロッキング高気圧の持続時間を規格化し，コンポジット解析を行った．図 7 は，ブロッキング高気圧の発生を規格化時間 0，消滅を規格化時間 1 として，ブロッキング高気圧の発生領域に分けてコンポジットをとった AO-index の時系列であり，ブロッキング高気圧発生時からの AO-index の変化量を示している．図 7(a) は太平洋，図 7(b) は大西洋についてのコンポジットである．また，平均値を実線，時間帯ごとの標準偏差の広がりやを灰色のシェードで示している．まず，どちらの領域においても，AO-index はブロッキング高気圧発生時よりも減少する傾向にあることが分かる．しかし，AO-index の変化量の絶対値はそれほど小さくなく，比較的標準偏差が大きいため有意な変化であるとは言いがたい．

図 8 は，太平洋と大西洋におけるブロッキング高気圧発生期間中のブロッキング高気圧



の緯度の変化である．どちらの領域においても，ブロッキング高気圧は発達するにつれて北上する傾向があることが分かる．また，シェードの大部分が正の領域にあることから，ブロッキング高気圧の北上は有意な特徴であるといえる．

図 9 は，ブロッキング高気圧発生から最盛期までの，緯度の変化量と AO-index の変化量の散布図である．太平洋における相関係数は  $-0.33$  (図 9(a))，大西洋の相関係数は  $-0.25$  (図 9(b)) である．ブロッキング高気圧の移動距離が大きいと，AO-index の変化量も大きいという明確な関係は見られない．

図 10 は，太平洋のブロッキング高気圧発生時における AO の位相ごとにコンポジットをとった，AO-index の時系列である．図 10(a) は，ブロッキング高気圧発生時に AO-index が正であったブロッキングイベント，図 10(b) は，ブロッキング高気圧発生時に AO-index が負であったブロッキングイベントである．ブロッキング高気圧発生時に AO-index が正であったイベントでは，ブロッキング高気圧の発達に伴って AO-index の値は多少減少するが基本的に元の値を維持している．さらに，シェードの領域のほとんどが AO-index が正の部分にあるため，ほとんどのブロッキングイベントにおいて，ブロッキング高気圧発生期間中に AO の位相が逆転することはないといえる (図 10(a))．一方，ブロッキング高気圧発生時に AO-index が負であったイベントでは，ブロッキング高気圧の発達に伴って AO-index の値ほぼ負のままである．また，シェードの領域のほとんどが AO-index が負の部分にあるため，ブロッキング高気圧発生期間中に AO の位相が変化することはほぼないといえる (図 10(b))．

上記と同様のことが大西洋におけるブロッキングイベントに対してもいえる (図 11)．つまり，大西洋においても，ブロッキング高気圧発生期間中において，ブロッキング高気圧発生時の AO の位相が変化することはほぼないといえる．

### 3.4 エネルギー解析

図 12 は，ブロッキング高気圧が最盛期を迎えた時のブロッキング高気圧の位置と AO の位相で分けた，大気的全エネルギー偏差のコンポジットである．横軸にロスビー波の位相速度をとっており， $C_R$  はライズスケールを表している．ここでの位相速度は  $c_i = \sigma_i / n$  で表される無次元の速度である．黒丸が東西波数 0 であり帯状流のエネルギーを，白丸が東西波数 0 以外であり波のエネルギーを表している．また，東西波数が同一のものを点線

で繋いでいる．なお，帯状流のエネルギー偏差は，波のエネルギー偏差に比べて絶対値が大きいので 2 分の 1 の値をプロットしている．ブロッキング高気圧が太平洋中緯度にあり，AO が正の時の大気エネルギー偏差をみると (図 12(a))，ライنزスケールに波のエネルギーが蓄積していることが分かる．また，帯状流は南北モード 3 のエネルギーが大きく，南北モード 5 のエネルギーが小さい．一方，ブロッキング高気圧が太平洋高緯度にあり，AO が負の時の大気エネルギー偏差は，波のエネルギーに関しては図 12(a) と同じように，ライنزスケールに蓄積しているが，帯状流は南北モード 5 のエネルギーが大きく，南北モード 3 のエネルギーが小さい (図 12(b)) というように逆転している．大西洋にブロッキング高気圧が存在しているイベントに対しても太平洋と同様のことがいえる (図 12(c), 12(d))．ブロッキング高気圧の存在する緯度や AO の位相に関わらず，波のエネルギーはライنزスケールに蓄積しているが，帯状流のエネルギー偏差は，AO-index が正の時は南北モード 3 で大きく，南北モード 5 で小さい，一方，AO-index が負の時は南北モード 5 で大きく，南北モード 3 で小さい．

図 13 は，ブロッキング高気圧が最盛期時のエネルギーフラックスである．横軸はロスビー波の位相速度であり， $C_R$  はライنزスケールを表す．黒線は帯状流と波の相互作用によるエネルギーフラックスで，灰色の線が波と波の相互作用によるエネルギーフラックスである．それぞれ，実線がコンポジット値，破線が冬季の気候値である．ブロッキング高気圧が太平洋中緯度に存在し，AO-index が正の時をみると (図 13(a))，位相速度の速い領域での帯状流と波の相互作用によるエネルギーフラックスが大きいことが分かる．つまり，大規模なスケールに向かうエネルギーが大きいということである．また，波と波の相互作用によるエネルギーフラックスはすべてのスケールでほぼ平年並みである．一方，太平洋の高緯度にブロッキング高気圧が存在し，AO-index が負の時のエネルギーフラックスは，帯状流と波の相互作用による，大規模スケールへ向かうエネルギーフラックスが小さい．波と波の相互作用によるエネルギーフラックスは，図 13(a) と同様にほぼ平年並みである．大西洋のブロッキングイベントにおいても太平洋と同様のことがいえ，中緯度にブロッキング高気圧が存在し，AO-index が正の時は，大規模スケールへのエネルギーフラックスが大きく，高緯度にブロッキング高気圧が存在し，AO-index が負の時は，大規模スケールへのエネルギーフラックスが小さい．一方の波と波の相互作用によるエネルギーフラックスに関しては，ブロッキングの緯度や AO の位相に関係なく，ほぼ平年並みであ

る (図 13(c), 13(d)) .

またここで, AO の位相によって, 帯状流の南北モード 3 と 5 のエネルギー偏差が逆転していることが分かる. そこで, 帯状流の, 南北モード 3 のエネルギーから南北モード 5 のエネルギーを引いた値と AO-index を比較してみると, 図 14 のように両者の変動はおおよそ一致する. つまり, 帯状流の南北モード 3 と 5 のエネルギーによって, AO の変動を定性的に表すことができるといえる.

### 3.5 ブロッキングの時間発展とエネルギー

第 3.3 節と同様に, ブロッキング高気圧の持続時間を規格化し, コンポジット解析を行った. 図 15 から図 18 は, ブロッキング高気圧の発生領域とブロッキング発生時の AO の位相ごとに分けてコンポジットした, エネルギーとエネルギーフラックスの偏差の時系列である. 上段から (a) は東西波数 0, 南北モード 3 のエネルギー, (b) は東西波数 0, 南北モード 5 のエネルギー, (c) はラインズスケール周辺で平均した波のエネルギー, (d) はラインズスケールよりも大規模なスケールの領域で平均した非線形相互作用によるエネルギーフラックス, そして, (e) は総観規模のスケールからラインズスケールの領域で平均した非線形相互作用によるエネルギーフラックスである. ここで, ラインズスケールは約  $0.02 (18 \text{ ms}^{-1})$  であるため, (c) で平均した領域は,  $c_i = 0.01 \sim 0.04$ , (d) は,  $c_i = 0.02 \sim 0.1$ , (e) は,  $c_i = 0.005 \sim 0.02$  とした.

まず, 太平洋でブロッキング高気圧発生時に AO-index が正であったイベントでは, 帯状流の南北モード 3 のエネルギーは正偏差を維持し (図 15(a)), 帯状流の南北モード 5 のエネルギーは負偏差を維持している (図 15(b)). また, ラインズスケールのエネルギーは, ブロッキング高気圧発生時に約  $2500 \text{ Jm}^{-1}$  であったが, ブロッキング高気圧の発達とともに大きくなり, 衰退期にかけて減少している (図 15(c)). ラインズスケールより大きなスケールのエネルギーフラックスは, ブロッキング高気圧発生時にほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  であったが, 発達期にかけて負偏差へと遷移し, その後増加しながら衰退期にかけて正偏差へと推移している (図 15(d)). ラインズスケールより小さなスケールのエネルギーフラックスは, ブロッキング高気圧発生時に約  $0.05 \text{ Wm}^{-1}$  であったが, 徐々に減少してゆき, 規格化時間が 0.4 あたりからほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  を維持している (図 15(e)).

次に, 太平洋でブロッキング高気圧発生時に AO-index が負であったイベントでは, 帯

状流の南北モード 3 のエネルギーは負偏差，南北モード 5 のエネルギーは正偏差を維持している (図 16(a), (b)) . ラインズスケールのエネルギーは，ブロッキング高気圧発生時には負偏差であったが，発達期に増加するとともに正偏差となっている (図 16(c)) . ラインズスケールより大きなスケールのエネルギーフラックスは，ブロッキング高気圧発生期間中はほぼ負偏差を維持しているが，ブロッキング高気圧が消滅する少し前に増加し，消滅時にはほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  となっている (図 16(d)) . ラインズスケールより小さなスケールのエネルギーフラックスは，ほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  のまま推移している (図 16(e)) .

大西洋でブロッキング高気圧発生時に AO-index が正であったイベントでは，帯状流のエネルギーは (図 15(a), (b)) と同様に，南北モード 3 のエネルギーが正偏差，南北モード 5 のエネルギーが負偏差を維持している (図 17(a), (b)) . ラインズスケールのエネルギーは，一貫して正偏差であるが，ブロッキング高気圧の発達に伴って増加し，衰退に伴って減少している (図 17(c)) . ラインズスケールより大きなスケールのエネルギーフラックスは，ブロッキング高気圧発生時は正偏差であったが，ブロッキング高気圧の発達に伴って減少してゆき，規格化時間 0.1 ごろから負偏差となった . その後，ブロッキング高気圧の衰退に伴って増加してゆき，規格化時間 0.6 ごろから再び正偏差となった (図 17(d)) . ラインズスケールより小さなスケールのエネルギーフラックスは，期間中のほとんどで値は小さいながらも正偏差を維持している (図 17(e)) .

最後に，大西洋でブロッキング高気圧発生時に AO-index が負であったイベントについて，帯状流のエネルギーは (図 16(a), (b)) と同様に，南北モード 3 は負偏差，南北モード 5 は正偏差を維持している (図 18(a), (b)) . ラインズスケールのエネルギーは，正偏差を維持しているが，ブロッキング高気圧の衰退とともに減少し，消滅時にはほぼ  $0 \text{ Jm}^{-1}$  となっている (図 18(c)) . ラインズスケールよりも大きなスケールのエネルギーフラックスは，ブロッキング高気圧発生時は約  $-0.05 \text{ Wm}^{-1}$  であったが，徐々に増加してゆき，ブロッキング高気圧消滅時にはほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  となっている (図 18(d)) . ラインズスケールより小さなスケールのエネルギーフラックスは，ブロッキング高気圧発生期間中ほぼ  $0 \text{ Wm}^{-1}$  である (図 18(e)) .

以上より，太平洋と大西洋に共通していえることをまとめると，帯状流のエネルギーは，AO-index が正であるイベントでは一貫して南北モード 3 のエネルギーが正偏差，南北モード 5 のエネルギーが負偏差である . 反対に，AO-index が負であるイベントでは南北モー

ド 3 が負偏差，南北モード 5 が正偏差である．ラインズスケールのエネルギーは AO の位相に関係なく，ブロッキング高気圧の発達に伴って増大し，衰退と共に減少している．さらに，ラインズスケールより大きなスケールのエネルギーフラックスは，AO-index が正のイベントでは，ブロッキング高気圧の発達時に減少しその後増加傾向となるが，AO-index が負のイベントでは，ブロッキング高気圧発生期間中は一貫して負偏差を維持している．

## 第 4 章 考察

### 4.1 ブロッキングインデックス

まず、本研究で新しく開発したブロッキングインデックスについて考察する．表 3 で示した冬季 50 シーズンにおけるブロッキングイベント数、平均継続時間が現実的である点、及び、図 4 のブロッキング高気圧の移動経路図から見られるように、ブロッキング高気圧の空間的な分布がブロッキングの特徴と一致する点や、停滞性、西進性のある高気圧をとらえてられている点を考慮すると、このブロッキングインデックスを用いることは妥当であると考えられる．

### 4.2 実空間におけるブロッキングと AO の関係

第 3.2 節では、ブロッキング高気圧の位置と AO-index には有意な相関があることが分かった．つまり、日々の AO-index を決定する際、AO の構造の正偏差の領域にブロッキング高気圧が存在すると、AO の構造とその時刻の気圧配置の空間的な相関が正となり AO-index は正となる．逆に、負偏差の領域にブロッキング高気圧が存在すると空間相関は負となり AO-index は負となる．しかしながら、ブロッキングと AO の関係に対して、空間的な相関だけではどちらが原因であり、どちらが結果であるのかという疑問に対する説明にはならない．この、ブロッキングと AO との因果関係には以下の 2 つのシナリオが考えられる．

- (1) ブロッキング高気圧が発生し、その発生位置や移動に伴って AO-index の値が変動する
- (2) 本来ブロッキングとは関係のない AO の変動があり、確率論的に発生するブロッキング高気圧の位置が AO の位相によって決まる

これらのシナリオを検証してゆくため、ブロッキング高気圧発生期間中の AO-index の時系列を調べた．まず、図 8 で見られるブロッキング高気圧が北上するという傾向は、ロスビー波の増幅とともに変位が大きくなり、高気圧となる Low-Q が大きく北に張り出すためであると考えられる．しかし、このブロッキング高気圧の北上に伴った AO-index の急

変は見られない (図 7, 9) . さらに , 図 10, 11 のようにブロッキング高気圧発生期間中は , ブロッキング高気圧発生時の AO の位相が維持されていることから , ブロッキング高気圧の位置が大きく変化し , それに伴って , AO の位相が変わるほど AO-index の値が急変するのではなく , AO の位相によってブロッキング高気圧の発生する位置が限定されていると考えられる .

#### 4.3 波数空間におけるブロッキングと AO の関係

図 12 や図 13 のようなエネルギーやエネルギーフラックスのスナップショットを見る限りでは , Tanaka and Terasaki (2006) の , ブロッキング発生時にはラインズスケールにエネルギーが蓄積しているという特徴や , Tanaka and Terasaki (2005) の AO の位相ごとにみた帯状流のエネルギーや , 大規模スケールへのエネルギーフラックスの特徴と一致している . また , AO の位相によって , 帯状流のエネルギーが大きく変化するにも関わらず , ブロッキングが存在する時には常に , 波のエネルギーがラインズスケールに蓄積しているということが分かる . ただし , 図 13 の波と波の相互作用によるエネルギーフラックスが平年並みであるのは , Tanaka and Terasaki (2006) がブロッキングの発達期を解析しているのに対して , 本研究ではブロッキングの最盛期を解析したためであると考えられる .

ブロッキング高気圧発生期間中の時系列においても , ブロッキング高気圧の位置や AO の位相に関わらず , ラインズスケールでの波のエネルギーがブロッキング高気圧の発達とともに増大し , 衰退とともに減少している様子が見られる . しかし , 帯状流のエネルギーはブロッキング高気圧発生期間中 , 位相が変わることなく推移している . ラインズスケールよりも大きなスケールへのエネルギーフラックスの偏差は , 高々  $0.05 \text{ Wm}^{-1}$  であり , 5 日間積分しても , 約  $2 \times 10^4 \text{ Jm}^{-1}$  であることから , 帯状流のエネルギーを劇的に変化させることは難しいと考えられる . これらの結果からも , ブロッキング高気圧の発生や発達が AO をコントロールしているとは考えにくい .

一方 , ラインズスケールのエネルギーは , ラインズスケールの周囲のエネルギーフラックスによってコントロールされている . ラインズスケールにエネルギーが蓄積するためには , ラインズスケールから大規模なスケールへ向かうエネルギーフラックスが小さく , ラインズスケールへ向かうフラックスが大きければよい . 図 15 から図 18 の (d) , (e) より , ラインズスケールへ向かうエネルギーフラックスの変動が比較的小さいことから , ラ

インズスケールより大きなスケールへ向かうエネルギーが小さいということが、ブロッキング高気圧の発達にとって重要であると考えられる。また、ラインズスケールより大きなスケールのエネルギーフラックスは、ブロッキング高気圧発生時に AO が正であったイベントでは、一時的に減少しているだけであるのに対して、ブロッキング高気圧発生時に AO が負であったイベントでは、一貫して負である。つまり、帯状流の南北モード 3 のスケールまでエネルギーが届かずに、AO の位相が維持されていると同時に、AO の位相が負である時は潜在的にブロッキング高気圧が発生しやすい環境であると考えられる。これは、IPCC AR4 の将来予測モデルにおいて、AO-index は増加傾向であり (Miller et al. 2006)、ブロッキング高気圧の発生頻度は減少する (Matsueda et al. 2009) という結果とも矛盾しない。

#### 4.4 ブロッキングと AO

ブロッキングと AO の因果関係について、ブロッキング高気圧が発生することや、その移動に伴って AO-index が急激に変化するのではなく、ブロッキングには関係がない自然変動的な AO の変動があり、カオス的に発生するブロッキング高気圧の位置が AO の位相によって限定されているということが考えられる。実際、図 3 で示したように、ブロッキングや持続時間の短い一時的なブロッキングの発生頻度は、AO の位相に依存していない。AO の位相に伴ってブロッキング高気圧の発生位置が限定されることに対しては、次のようなメカニズムが考えられる。まず、AO-index が正の時は、寒帯前線ジェットが強く、亜熱帯ジェットが弱い状態である。これはつまり、亜熱帯ジェットの存在する中緯度で、いつもより波の活動度が大きい状態であるともいえる。波の活動が激しいところでは、ロスビー波の砕波も頻繁に起こり、この内のある波が増幅しブロッキング高気圧を形成すると考えられる。一方、AO-index が負の時は、亜熱帯ジェットが強く、高緯度の寒帯前線ジェットが弱まり波の活動度が大きくなっている状態であるといえる。この、波の活動が激しい領域でロスビー波が砕波するが、その内の 1 つがブロッキング高気圧を形成する。また、北半球では大山岳の影響でプラネタリー波の増幅しやすい領域が太平洋と大西洋に限られるため、ブロッキング高気圧の発生も、この領域に限られると考えられる。



## 第 5 章 結論

ブロッキング現象は、ブロッキング高気圧の発生によってジェット気流がブロックされる現象で、異常気象の原因となることで知られている。このブロッキング高気圧は、北半球冬季に太平洋と大西洋で発生しやすく、一度発生すると長期間持続する。一方、北極振動 (AO) は北半球冬季において、もっとも卓越した循環であり、中・長期予報の観点からも重要であるといえる。AO の構造は等価順圧的であり、太平洋と大西洋に極大を持つことから、ブロッキングとの関係があると推測される。

本研究では、ブロッキングと AO の関係について、1950/51 年から 2000/01 年の冬季を対象に解析を行った。ブロッキングと AO の関係について解析するにあたって、両者は等価順圧的な構造を持っており大規模スケールの現象であるため、本研究では、NCEP/NCAR 再解析データの状態変数を 3 次元ノーマルモード展開し、得られた展開係数  $w_i$  の順圧成分のみを用いた。

まず、ブロッキング高気圧検出のために、新しいブロッキングインデックスを開発した。このインデックスは、ロスビー波の砕波条件を満たす領域の周辺において高気圧偏差の極大を探すというアルゴリズムによって、ブロッキング高気圧の検出を行っている。検出されたブロッキングイベントは、太平洋で 76 個、大西洋で 91 個であった。本研究では、この合計 167 のブロッキングイベントについて解析を行っている。

検出したブロッキング高気圧の移動経路とともに、その時刻における AO-index の値をプロットしたところ、AO の位相に関係なく、ブロッキング高気圧は存在しているが、中緯度にブロッキング高気圧が存在している時に AO-index は正、高緯度に存在している時に AO-index は負になりやすいということが分かった。また、ブロッキング高気圧発生から消滅までの間に AO の位相は変化しないことから、ブロッキング高気圧の影響によって AO-index が大きく変化することは考えにくい。

また、本研究では、Tanaka and Terasaki (2005; 2006) で示唆された、ブロッキングから AO に向かって流れるエネルギーについての解析も行った。まず、AO の位相によって帯状流のエネルギー偏差には特徴的な相違があるにも関わらず、ブロッキング高気圧が発生している時には常にラインズスケールにエネルギーが蓄積しているということが分かった。しかしながら、ブロッキング高気圧の発生期間中に、AO と同値であると考えられる帯

状流のエネルギー偏差の位相は、一貫したままであった。また、ブロッキング高気圧発生時にラインズスケールから大規模スケールへ流れるエネルギーは、帯状流のエネルギーを変化させるには不十分である。このように、エネルギーの観点からもブロッキングが AO をコントロールしているとはいえない。

以上のことから、AO の維持や遷移に対してブロッキングは重要でないことが分かる。しかし、AO の位相によって緯度によるジェット気流の強さが異なり、ロスビー波の碎波が起こりやすい領域が異なる。そのため、プラネタリー波の増幅によって確率論的に発生するブロッキング高気圧の位置は、AO によって支配されていると考えられる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、指導教員である筑波大学計算科学研究センターの田中博教授には、研究手法、図の作成、考察などについて終始適切な御指導を賜り、心から感謝しております。気象研究所/地球科学技術総合推進機構松枝未遠研究員には、研究を進めるにあたり数多くの貴重なアドバイスやコメントを頂きましたことをありがたく思っております。また、筑波大学計算科学研究センター寺崎康児研究員には、ゼミをはじめ様々なところで貴重なアドバイスを頂きました。特に、計算機関係における多くの御助力には大変感謝しております。さらに、同大学生命環境科学研究科の木村富士男教授、林陽生教授、上野健一准教授、植田宏昭准教授、日下博幸講師および大学院生の皆様には、大気分野ゼミ、中間発表および最終発表の場で貴重な御意見、御助言を頂きました。共に助け合いながら研究を進めてきた研究室の仲間や生命環境科学研究科大気化学分野の修士2年の皆様、昨年度卒業された研究室の諸先輩方、共に机を並べて学んだ修士1年の皆様にも大変お世話になりましたことを深く感謝しております。

最後になりましたが、このような研究にめぐり合うことができ、すばらしい環境の中で研究を続けることが出来たのは、両親をはじめとする家族の陰ながらの支援のおかげであると思っております。心から感謝しております。

## 参考文献

- Berrisford, P., B. J. Hoskins, and E. Tyrlis, 2007: Blocking and Rossby wave breaking on the dynamical tropopause in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2881–2898.
- Croci-Maspoli, M., C. Schwierz, and H. C. Davies, 2007: Atmospheric blocking: space-time links to the NAO and PNA. *Clim. Dynam.*, **29**, 713–725.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelansatz (A novel hydrodynamic eddy approach). *Meteor. Z.*, **59**, 277–281.
- Gabriel, A. and D. Peters, 2008: A Diagnostic Study of Different Types of Rossby Wave Breaking Events in the Northern Extratropics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **86**, 613–631.
- Limpasuvan, V. and D. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133–3136.
- Luo, D., 2005: A barotropic envelope rossby soliton model for block-eddy interaction. Part IV: Block activity and its linkage with a sheared environment. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3860–3884.
- Lupo, A. R., I. I. Mokhov, S. Dostoglou, A. R. Kunz, and J. P. Burkhardt, 2007: Assessment of the impact of the planetary scale on the decay of blocking and the use of phase diagrams and enstrophy as a diagnostic. *Izv. Atmos. Ocean. Phys. (Engl. Transl.)*, **43**, 45–51.
- Matsueda, M., R. Mizuta, and S. Kusunoki, 2009: Future change in wintertime atmospheric blocking simulated using a 20-km-mesh atmospheric global circulation model. *J. Geophys. Res.*, **114**, doi:10.1029/2009JD011919.
- Miller, R. L., G. A. Schmidt, and D. T. Shindell, 2006: Forced annular variations in the 20th century Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report models. *J. Geophys. Res.*, **111**, doi:10.1029/2005JD006323.
- Pelly, J. and B. Hoskins, 2003: A new perspective on blocking. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 743–755.

- Rhines, P. B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane. *J. Fluid Mech.*, **69**, 417–443.
- Schwierz, C., M. Croci-Maspoli, and H. Davies, 2004: Perspicacious indicators of atmospheric blocking. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, doi:10.1029/2003GL019341.
- Shiogama, H., T. Terao, H. Kida, and T. Iwashima, 2005: Roles of low- and high-frequency eddies in the transitional process of the Southern Hemisphere Annular Mode. *J. Climate*, **18**, 782–794.
- Strong, C. and G. Magnusdottir, 2008: Tropospheric Rossby wave breaking and the NAO/NAM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2861–2876.
- Tanaka, H., 1985: Global energetics analysis by expansion into 3-dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180–200.
- Tanaka, H. and H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: A connection to the arctic oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69–82.
- Tanaka, H. L. and K. Terasaki, 2005: Energy spectrum and energy flow of the Arctic Oscillation in the phase speed domain. *SOLA*, **1**, 65–68.
- Tanaka, H. L. and K. Terasaki, 2006: Blocking formation by an accumulation of barotropic energy exceeding the Rossby wave saturation level at the spherical rhines scale. *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 319–332.
- Thompson, D. and J. Wallace, 1998: The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- Tibaldi, S. and F. Molteni, 1990: On the operational predictability of blocking. *Tellus*, **42A**, 343–365.
- Tyrlis, E. and B. J. Hoskins, 2008: The morphology of Northern Hemisphere blocking. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1653–1665.
- Watarai, Y. and H. Tanaka, 2002: Characteristics of barotropic-baroclinic interactions during the formation of blocking events in the Pacific region. *J. Meteor. Soc. Japan*, **80**, 387–402.
- Woollings, T. and B. Hoskins, 2008: Simultaneous Atlantic-Pacific blocking and the Northern Annular Mode. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1635–1646.

- Woollings, T., B. Hoskins, M. Blackburn, and P. Berrisford, 2008: A new Rossby wave-breaking interpretation of the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 609–626.
- Yamazaki, A. and H. Itoh, 2009: Selective absorption mechanism for the maintenance of blocking. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, doi:10.1029/2008GL036770.
- 山崎孝治, 2004: 北極振動の概要. 気象研究ノート, Vol. 206, 1–9.

表 1 緯度帯ごとの  $C_{WBI}$  値

Latitude	$C_{WBI}$ ( $10^{-10} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ )
30 ~ 45°N	-1.0
45 ~ 60°N	-11.0
60 ~ 75°N	-9.0
75 ~ 90°N	-10.0

表 2 緯度帯ごとの  $C_{HGT}$  値

Latitude	$C_{HGT}$ (m)
30 ~ 45°N	120.0
45 ~ 60°N	180.0
60 ~ 75°N	230.0
75 ~ 90°N	230.0

表 3 ブロッキングインデックスによって検出されたブロッキングイベント

領域	Total	Single	Double	継続時間
太平洋	76	48	28	7.62 日
大西洋	91	61	30	7.00 日

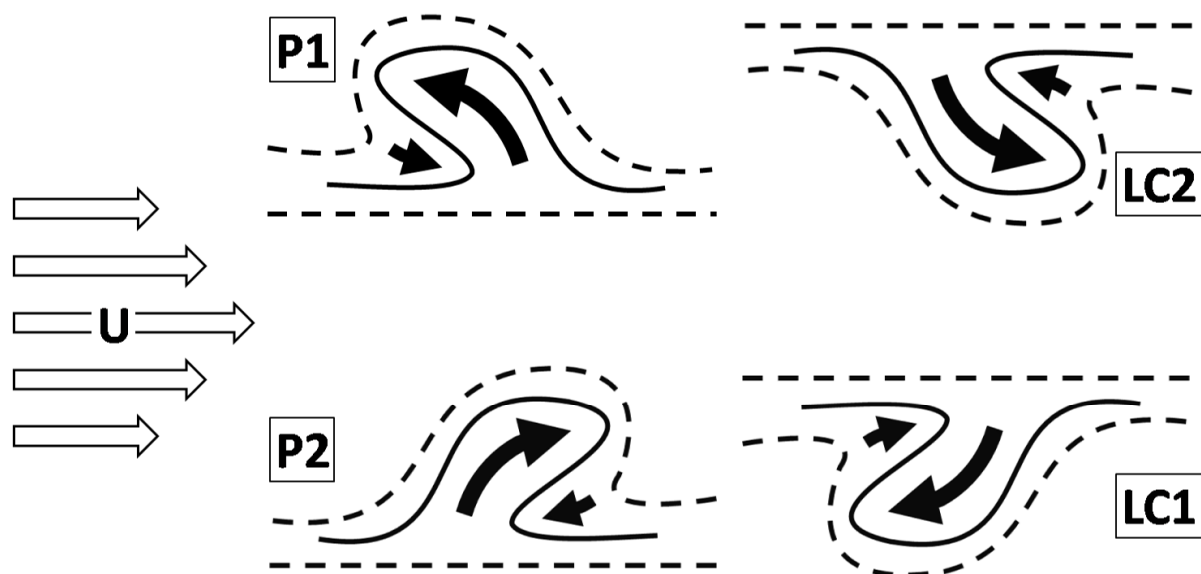


図 1 ロスビー波砕波の概略図（実線が等渦位線，点線が等ジオポテンシャル線，黒矢印が空気塊の動き，白矢印が水平シアアのある東西風を表す。）

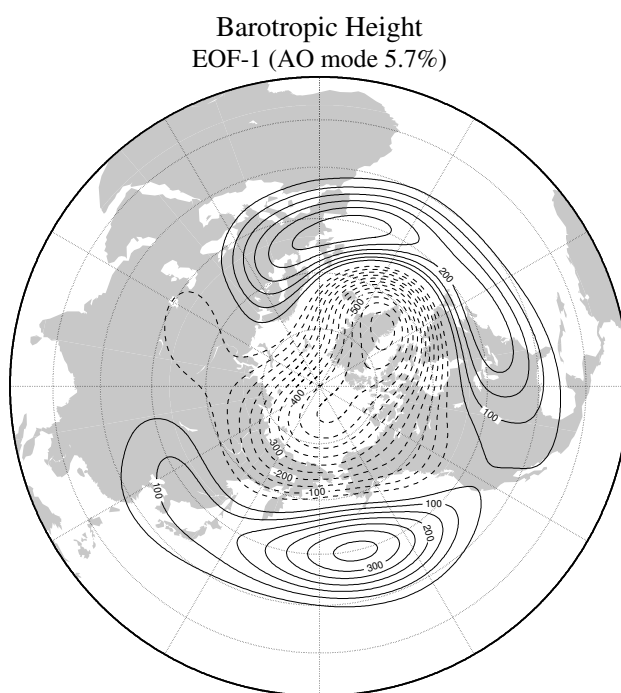


図 2 AO の構造



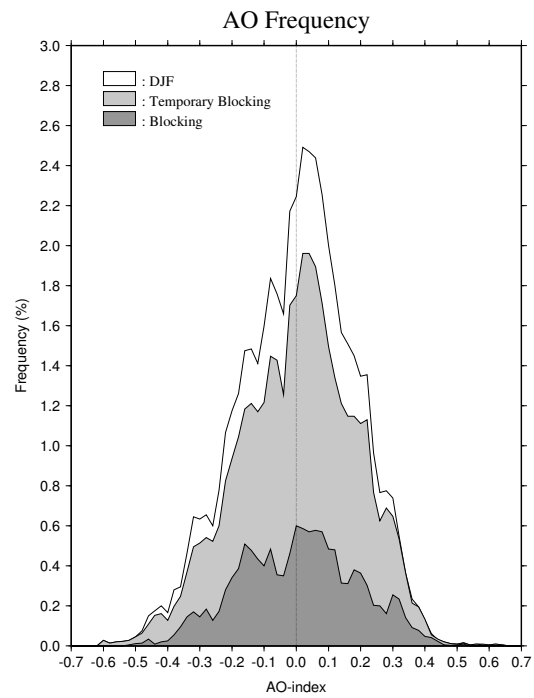


図 3 ブロッキング高気圧発生時における AO-index の頻度分布（白い領域が全解析期間，薄い灰色が一時的なブロッキングが起こっている時，濃い灰色がブロッキングが起こっている時の頻度分布）

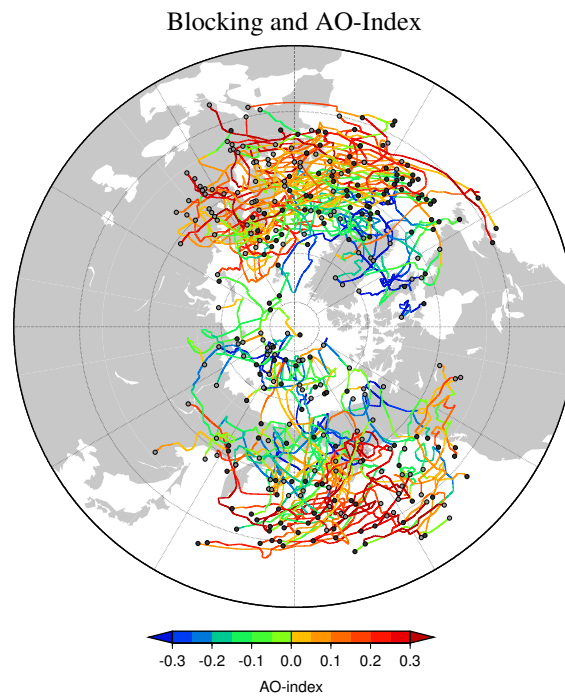


図 4 ブロッキングの経路と AO-index (黒丸はブロッキングの発生位置，灰色の丸はブロッキングの消滅位置)

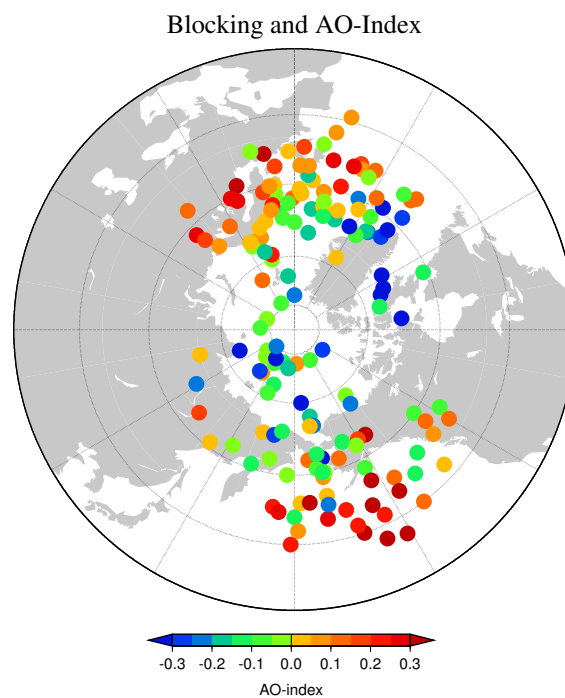
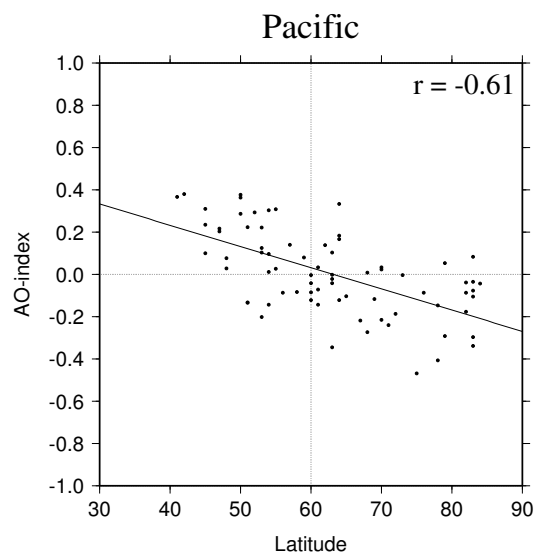
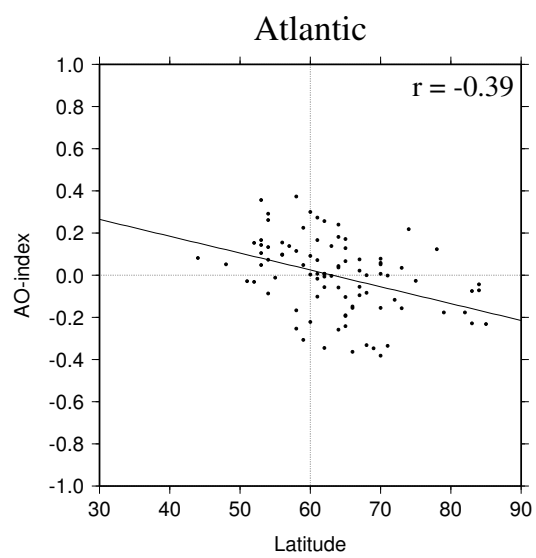


図 5 最盛期のブロッキングの位置と AO-index

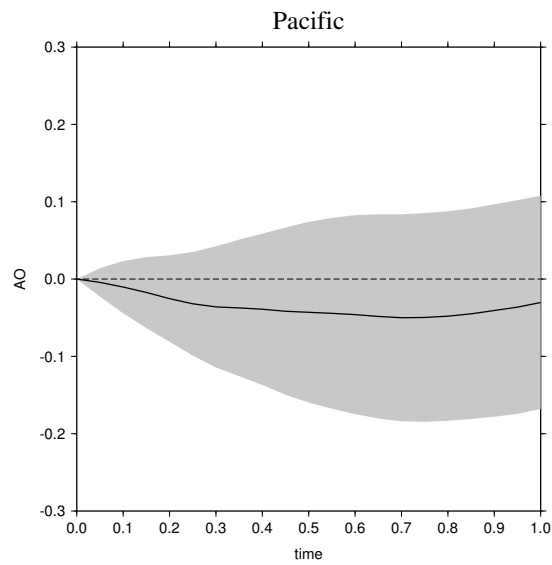


(a) 太平洋

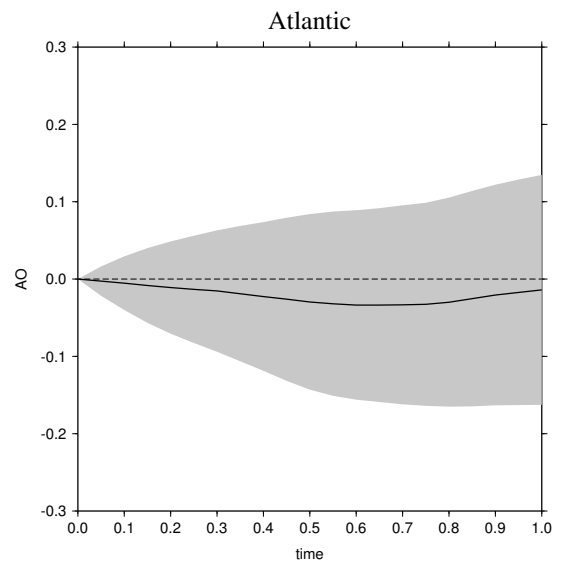


(b) 大西洋

図6 最盛期のブロッキングの緯度と AO-index

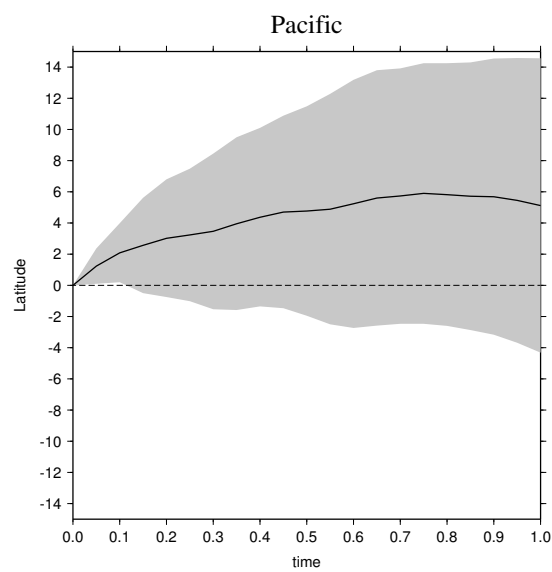


(a) 太平洋

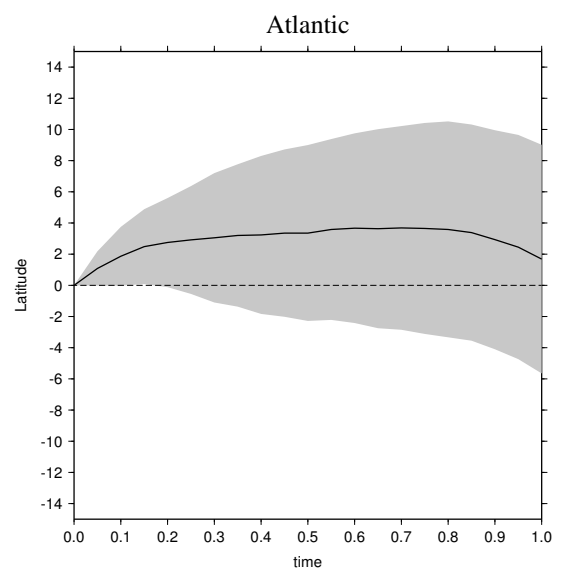


(b) 大西洋

図 7 ブロッキング期間中の AO-index の変化 (実線は平均, シェードは平均  $\pm 1\sigma$  の領域)

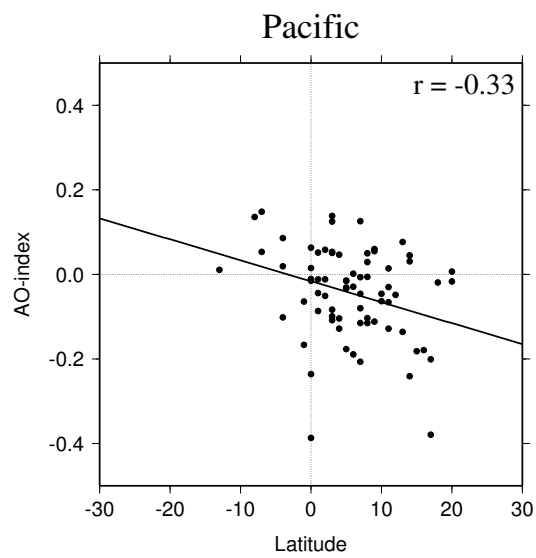


(a) 太平洋

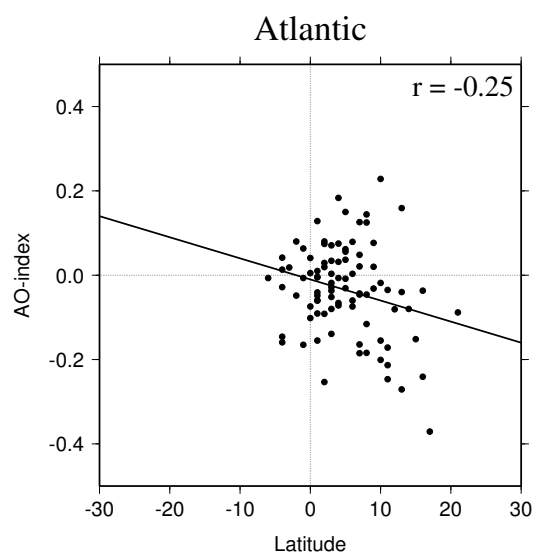


(b) 大西洋

図 8 ブロッキング期間中のブロッキング高気圧の緯度の変化 (実線は平均, シェードは平均  $\pm 1\sigma$  の領域)

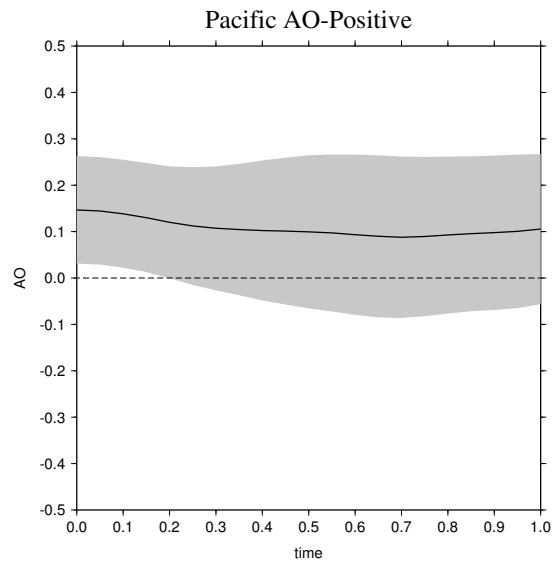


(a) 太平洋

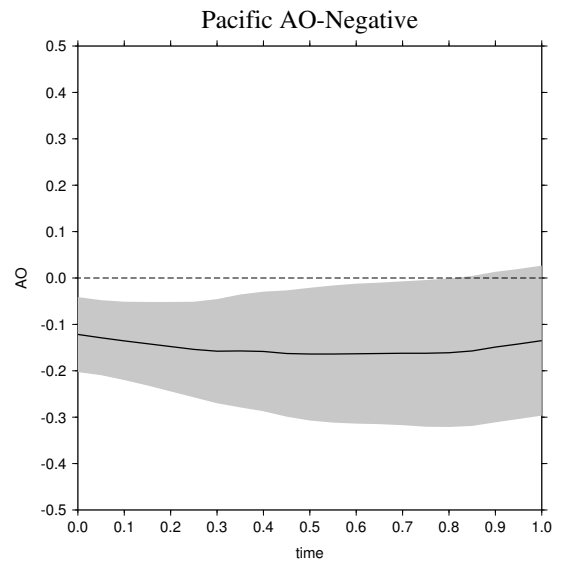


(b) 大西洋

図9 ブロッキング高気圧の緯度の変化と AO-index の変化

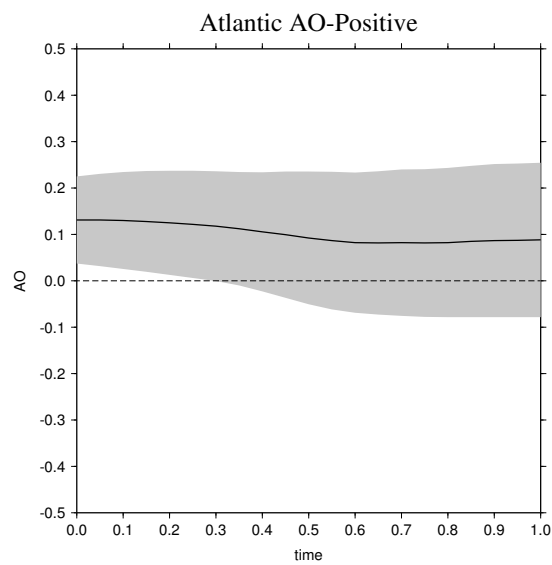


(a) AO 正

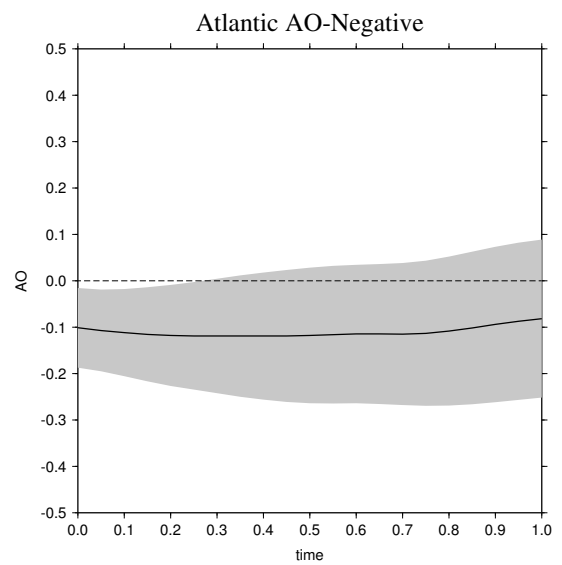


(b) AO 負

図 10 AO の位相ごとのブロッキング期間中の AO-index の変化 (太平洋), (実線は AO-index の平均, シェードは平均  $\pm 1\sigma$  の領域)

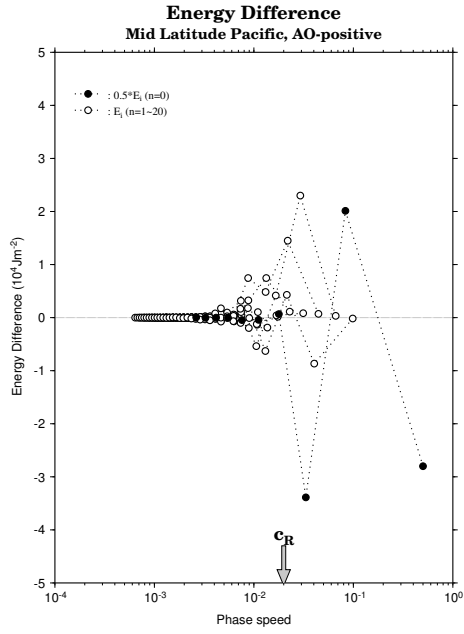


(a) AO 正

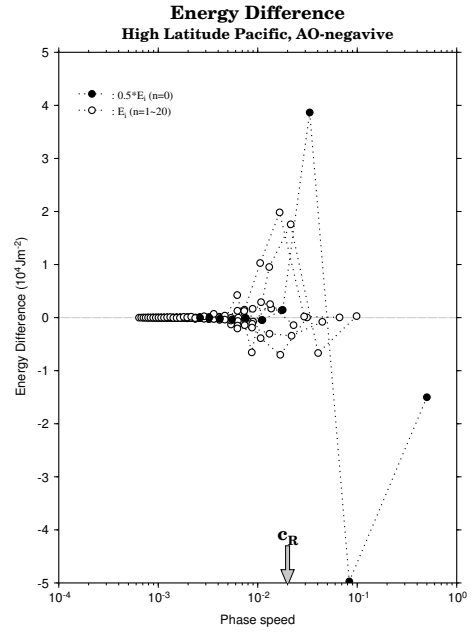


(b) AO 負

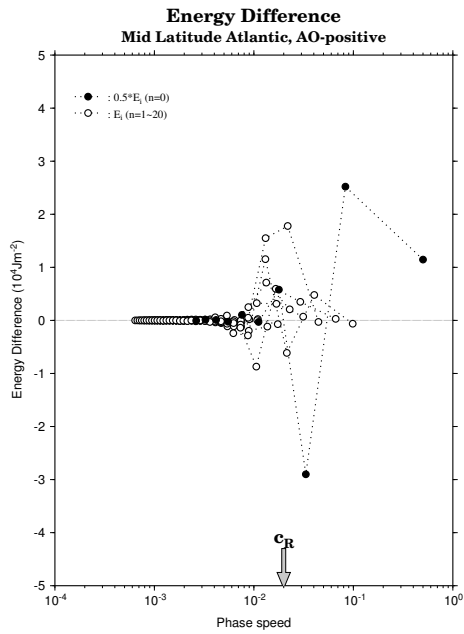
図 11 AO の位相ごとのブロッキング期間中の AO-index の変化 (大西洋), (実線は AO-index の平均, シェードは平均  $\pm 1\sigma$  の領域)



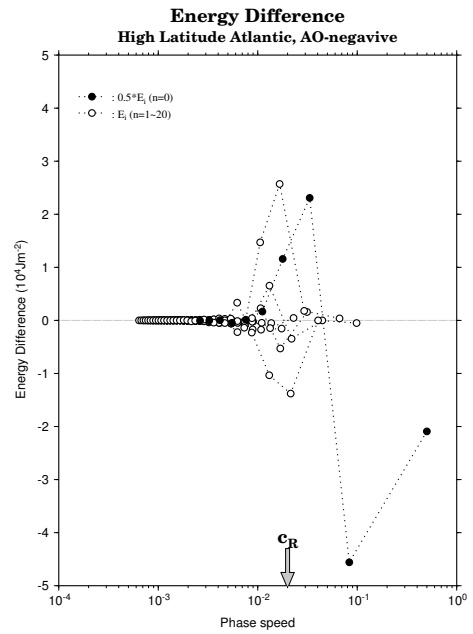
(a) 太平洋中緯度のブロッキング、AO 正



(b) 太平洋高緯度のブロッキング、AO 負

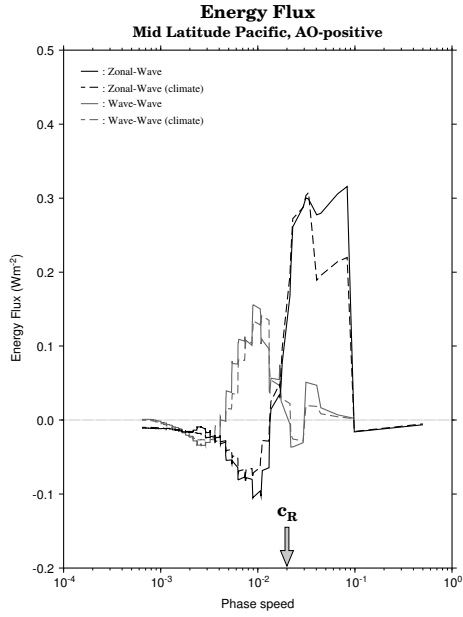


(c) 大西洋中緯度のブロッキング、AO 正

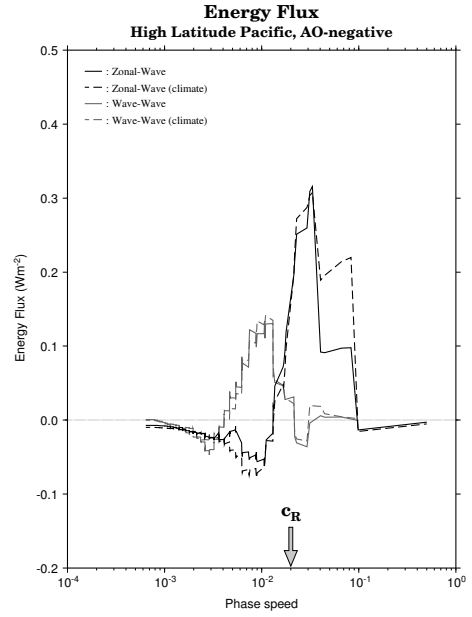


(d) 大西洋高緯度のブロッキング、AO 負

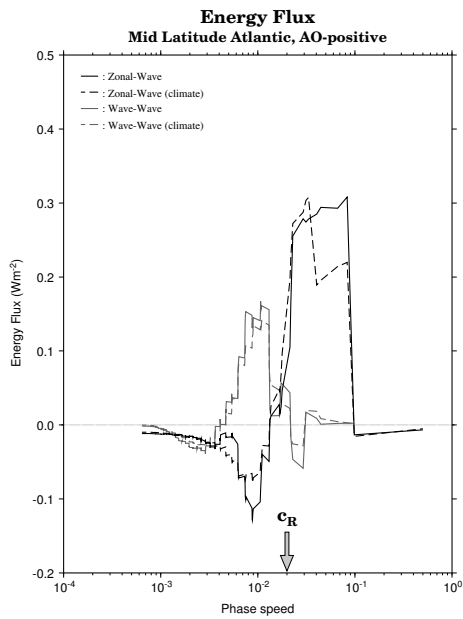
図 12 位相空間における大気のエネギー、(横軸に位相速度、縦軸に各波数のエネギーのアノマリをとっている。黒丸が帯状流のエネギーで、白丸は波のエネギーを示している。また、東西波数が同一のものを点線で繋いでいる。)



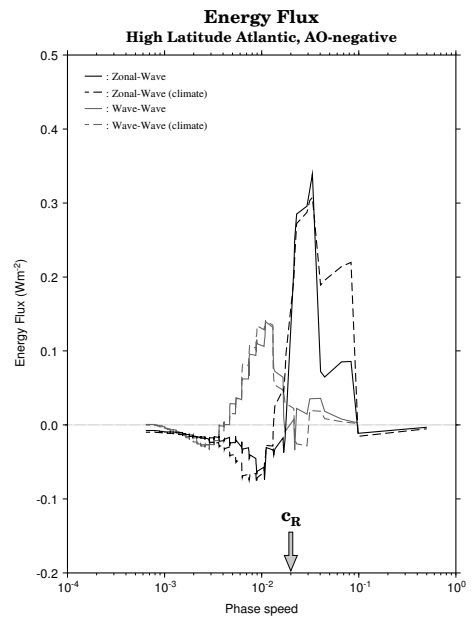
(a) 太平洋中緯度のブロッキング、AO 正



(b) 太平洋高緯度のブロッキング、AO 負



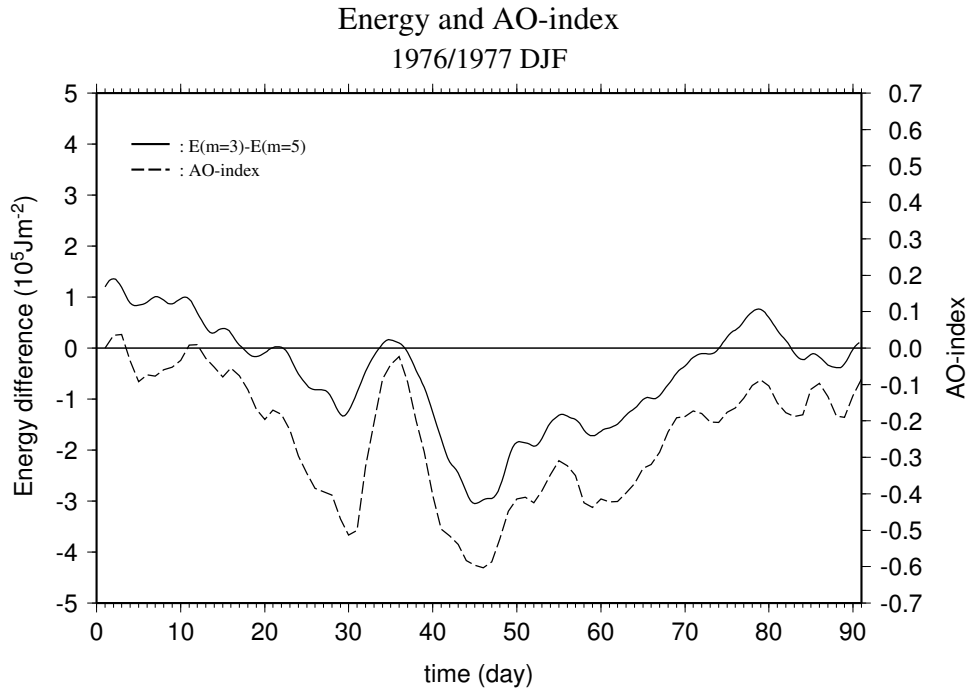
(c) 大西洋中緯度のブロッキング、AO 正



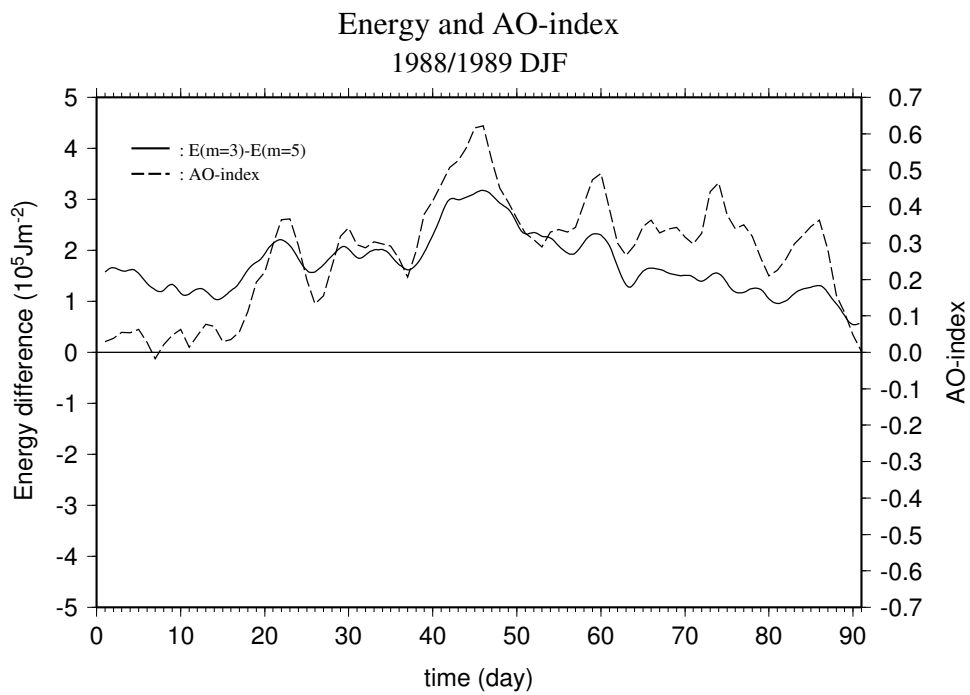
(d) 大西洋高緯度のブロッキング、AO 負

図 13 位相空間におけるエネルギーフラックス（横軸に位相速度，縦軸に非線形相互作用によるエネルギーフラックスを表している．黒線が帯状流と波の相互作用によるエネルギーフラックス，灰色が波と波の相互作用によるエネルギーフラックスを示している．共に破線が冬季の気候値である．）





(a) 1976/77 年



(b) 1988/89 年

図 14 AO-index と帯状流エネルギーの時系列 ( 実線が東西波数 3 のエネルギーから東西波数 5 のエネルギーを引いた値 , 破線が AO-index である . また , 横軸は 12 月 1 日からの日数である . )

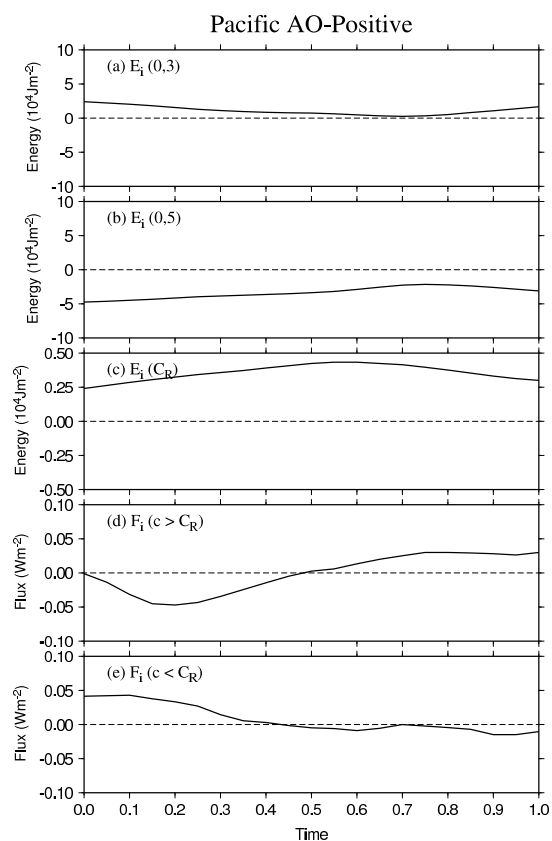


図 15 エネルギーとエネルギーフラックスの時系列(太平洋、AO 正), (a) は東西波数 0, 南北波数 3 のエネルギー, (b) は東西波数 0, 南北波数 5 のエネルギー, (c) はラインズスケールの波のエネルギー, (d) はラインズスケールよりも大規模なスケールでのエネルギーフラックス, (e) はエネルギーソースからラインズスケールの領域でのエネルギーフラックスである.)

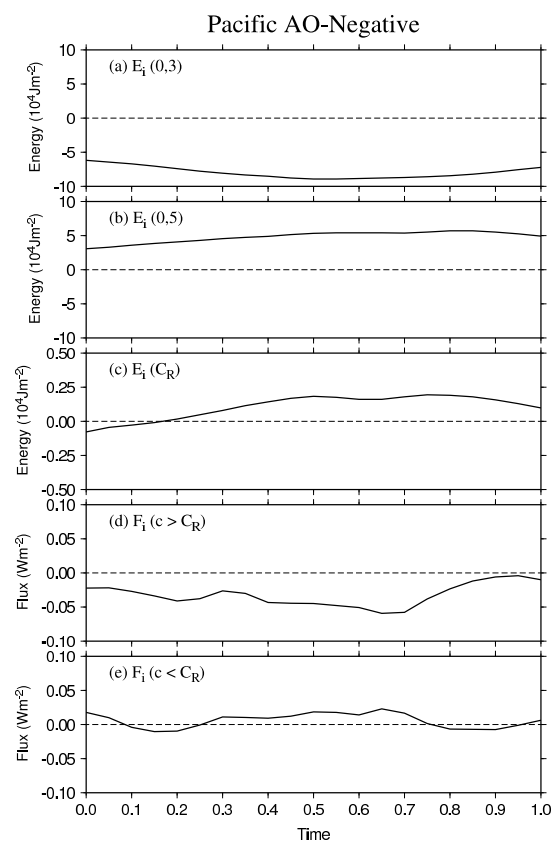


図 16 エネルギーとエネルギーフラックスの時系列(太平洋、AO 負), (図の構成は図 15 と同じ)

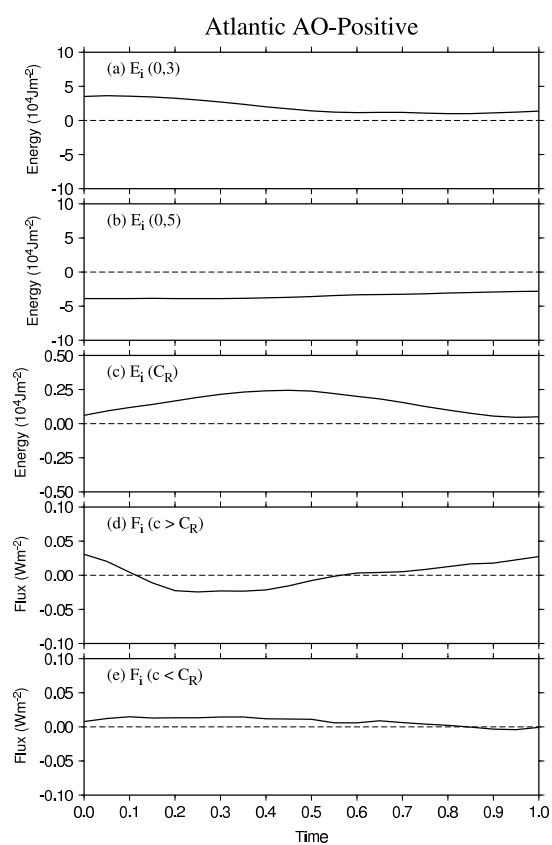


図 17 エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (大西洋、AO 正),( 図の構成は図 15 と同じ )

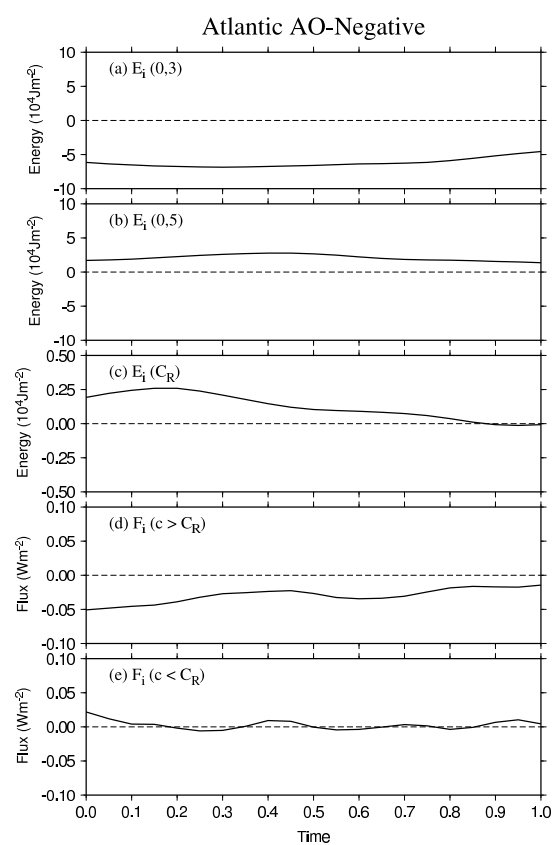


図 18 エネルギーとエネルギーフラックスの時系列 (大西洋、AO 負),( 図の構成は図 15 と同じ )

## 付録

以下に、ブロッキングインデックスにより検出されたブロッキングイベントについて、発生、最発達、消滅の日時とそのブロッキング高気圧の持続時間を表にまとめた。また、ブロッキング高気圧が最盛期を迎えた時刻の順圧高度場も示す。ただし、ブロッキング高気圧のライフサイクルにおいて、高気圧偏差のピークが見られなかった事例は除いている。

表 4 太平洋のブロッキング

No.	発生	最発達	消滅	持続時間(日)
1	1950 12 29 06Z	1951 01 03 06Z	1951 01 04 18Z	6.50
2	1951 12 08 06Z	1951 12 11 00Z	1951 12 13 12Z	5.25
3	1951 12 23 06Z	1951 12 28 06Z	1951 12 31 18Z	8.50
4	1952 01 19 06Z	1952 01 23 18Z	1952 01 27 18Z	8.50
5	1954 01 12 12Z	1954 01 24 18Z	1954 02 00 12Z	19.00
6	1955 12 31 00Z	1956 01 04 00Z	1956 01 06 12Z	6.50
7	1956 01 06 18Z	1956 01 09 12Z	1956 01 12 18Z	6.00
8	1956 12 06 06Z	1956 12 12 12Z	1956 12 13 00Z	6.75
9	1958 02 04 06Z	1958 02 09 12Z	1958 02 12 00Z	7.75
10	1959 01 02 18Z	1959 01 06 12Z	1959 01 10 06Z	7.50
11	1959 01 15 12Z	1959 01 20 18Z	1959 01 25 06Z	9.75
12	1959 02 10 18Z	1959 02 12 00Z	1959 02 16 00Z	5.25
13	1959 12 31 18Z	1960 01 04 06Z	1960 01 13 12Z	12.75
14	1961 01 18 06Z	1961 01 24 06Z	1961 01 24 06Z	6.00
15	1961 12 13 18Z	1961 12 17 00Z	1961 12 22 12Z	8.75
16	1962 01 15 00Z	1962 01 19 00Z	1962 01 20 12Z	5.50
17	1962 02 20 18Z	1962 02 24 00Z	1962 02 26 00Z	5.25
18	1962 12 08 00Z	1962 12 11 18Z	1962 12 14 06Z	6.25
19	1963 01 08 12Z	1963 01 13 00Z	1963 01 15 00Z	6.50
20	1963 01 25 18Z	1963 01 30 12Z	1963 02 05 18Z	11.00
21	1964 02 14 00Z	1964 02 22 06Z	1964 02 24 18Z	10.75
22	1964 12 17 06Z	1964 12 21 12Z	1964 12 24 00Z	6.75
23	1964 12 24 06Z	1964 12 25 12Z	1964 12 29 06Z	5.00
24	1965 01 13 06Z	1965 01 15 18Z	1965 01 20 06Z	7.00
25	1965 01 25 06Z	1965 02 04 12Z	1965 02 07 12Z	13.25
26	1965 02 08 12Z	1965 02 11 06Z	1965 02 13 18Z	5.25
27	1965 12 05 18Z	1965 12 06 18Z	1965 12 12 12Z	6.75
28	1965 12 24 12Z	1965 12 27 00Z	1966 01 02 00Z	8.50
29	1966 12 28 18Z	1966 12 30 00Z	1967 01 02 18Z	5.00
30	1967 12 24 12Z	1967 12 29 06Z	1968 01 01 18Z	8.25
31	1968 01 24 18Z	1968 01 29 06Z	1968 02 00 18Z	7.00
32	1968 12 17 18Z	1968 12 21 12Z	1968 12 23 18Z	6.00
33	1969 01 03 00Z	1969 01 08 18Z	1969 01 09 18Z	6.75
34	1969 02 10 12Z	1969 02 16 18Z	1969 02 19 18Z	9.25
35	1970 12 13 06Z	1970 12 18 12Z	1970 12 20 00Z	6.75
36	1971 01 10 00Z	1971 01 14 18Z	1971 01 17 00Z	7.00
37	1971 01 23 00Z	1971 02 05 12Z	1971 02 10 06Z	18.25
38	1971 12 11 00Z	1971 12 11 12Z	1971 12 16 00Z	5.00
39	1971 12 16 18Z	1971 12 18 06Z	1971 12 26 18Z	10.00
40	1972 02 00 12Z	1972 02 02 00Z	1972 02 08 18Z	8.25
41	1972 02 20 12Z	1972 02 24 18Z	1972 02 27 12Z	7.00
42	1975 01 13 12Z	1975 01 15 12Z	1975 01 19 18Z	6.25
43	1975 12 06 12Z	1975 12 12 06Z	1975 12 13 00Z	6.50
44	1977 01 06 06Z	1977 01 11 06Z	1977 01 11 06Z	5.00
45	1978 12 07 18Z	1978 12 10 12Z	1978 12 13 00Z	5.25
46	1978 12 31 12Z	1979 01 05 12Z	1979 01 06 12Z	6.00
47	1980 01 07 00Z	1980 01 08 12Z	1980 01 12 06Z	5.25
48	1980 02 09 06Z	1980 02 14 12Z	1980 02 14 18Z	5.50
49	1982 01 20 18Z	1982 01 24 06Z	1982 01 29 12Z	8.75
50	1984 01 17 12Z	1984 01 19 18Z	1984 01 23 00Z	5.50

表 5 表 4 の続き

No.	発生	最発達	消滅	持続時間 (日)
51	1984 12 08 18Z	1984 12 10 06Z	1984 12 14 00Z	5.25
52	1984 12 14 06Z	1984 12 17 06Z	1984 12 19 06Z	5.00
53	1984 12 24 00Z	1984 12 31 06Z	1985 01 01 12Z	8.50
54	1985 12 11 00Z	1985 12 12 18Z	1985 12 16 12Z	5.50
55	1986 02 10 06Z	1986 02 19 18Z	1986 02 25 18Z	15.50
56	1986 12 26 12Z	1986 12 29 00Z	1987 01 02 06Z	6.75
57	1987 02 12 12Z	1987 02 14 00Z	1987 02 17 18Z	5.25
58	1989 01 04 18Z	1989 01 07 18Z	1989 01 09 18Z	5.00
59	1989 01 30 06Z	1989 02 04 00Z	1989 02 09 06Z	10.00
60	1989 02 11 06Z	1989 02 17 12Z	1989 02 19 18Z	8.50
61	1990 02 16 18Z	1990 02 18 00Z	1990 02 21 18Z	5.00
62	1990 12 17 12Z	1990 12 25 00Z	1990 12 26 12Z	9.00
63	1991 01 06 06Z	1991 01 09 06Z	1991 01 14 00Z	7.75
64	1992 02 05 06Z	1992 02 09 12Z	1992 02 10 12Z	5.25
65	1993 12 30 00Z	1994 01 09 00Z	1994 01 14 12Z	15.50
66	1994 01 17 12Z	1994 01 24 00Z	1994 01 26 06Z	8.75
67	1994 02 13 06Z	1994 02 14 12Z	1994 02 19 12Z	6.25
68	1995 02 12 18Z	1995 02 14 18Z	1995 02 18 00Z	5.25
69	1996 01 04 12Z	1996 01 07 00Z	1996 01 11 00Z	6.50
70	1996 12 18 06Z	1996 12 21 12Z	1996 12 30 12Z	12.25
71	1997 01 10 00Z	1997 01 11 12Z	1997 01 16 18Z	6.75
72	1998 01 06 12Z	1998 01 09 18Z	1998 01 11 18Z	5.25
73	1998 12 21 18Z	1998 12 23 12Z	1998 12 29 12Z	7.75
74	1999 12 18 12Z	1999 12 23 12Z	1999 12 24 18Z	6.25
75	1999 12 25 00Z	1999 12 27 00Z	1999 12 30 06Z	5.25
76	2000 01 04 12Z	2000 01 11 18Z	2000 01 14 12Z	10.00

表 6 大西洋のブロッキング

No.	発生	最発達	消滅	持続時間(日)
1	1951 01 24 18Z	1951 01 26 06Z	1951 01 30 12Z	5.75
2	1951 01 30 18Z	1951 02 03 06Z	1951 02 07 12Z	7.75
3	1953 01 24 12Z	1953 01 28 12Z	1953 01 30 12Z	6.00
4	1953 02 11 18Z	1953 02 13 12Z	1953 02 17 00Z	5.25
5	1954 02 13 12Z	1954 02 17 06Z	1954 02 19 06Z	5.75
6	1955 02 09 06Z	1955 02 14 18Z	1955 02 16 18Z	7.50
7	1956 01 07 00Z	1956 01 08 00Z	1956 01 12 00Z	5.00
8	1956 01 29 00Z	1956 02 02 06Z	1956 02 03 00Z	5.00
9	1956 02 18 06Z	1956 02 22 00Z	1956 02 24 00Z	5.75
10	1957 12 08 06Z	1957 12 13 06Z	1957 12 15 00Z	6.75
11	1958 01 17 12Z	1958 01 22 18Z	1958 01 24 12Z	7.00
12	1958 02 02 00Z	1958 02 06 00Z	1958 02 11 12Z	9.50
13	1958 12 26 06Z	1958 12 27 12Z	1958 12 31 06Z	5.00
14	1959 01 03 00Z	1959 01 04 12Z	1959 01 10 00Z	7.00
15	1959 01 24 00Z	1959 01 27 18Z	1959 01 30 06Z	6.25
16	1959 01 30 12Z	1959 02 04 06Z	1959 02 06 00Z	6.50
17	1959 12 01 12Z	1959 12 09 00Z	1959 12 10 06Z	8.75
18	1960 01 24 18Z	1960 01 26 06Z	1960 02 01 18Z	8.00
19	1960 12 17 00Z	1960 12 18 06Z	1960 12 22 00Z	5.00
20	1961 02 19 00Z	1961 02 24 12Z	1961 02 27 18Z	8.75
21	1962 01 30 00Z	1962 02 01 12Z	1962 02 04 12Z	5.50
22	1962 02 13 12Z	1962 02 13 12Z	1962 02 18 12Z	5.00
23	1962 12 10 18Z	1962 12 11 18Z	1962 12 16 18Z	6.00
24	1962 12 25 06Z	1962 12 26 12Z	1963 01 02 18Z	8.50
25	1963 01 14 06Z	1963 01 19 18Z	1963 01 23 00Z	8.75
26	1963 01 29 12Z	1963 02 00 06Z	1963 02 07 12Z	9.00
27	1964 01 12 06Z	1964 01 13 12Z	1964 01 17 18Z	5.50
28	1965 02 02 06Z	1965 02 07 12Z	1965 02 09 00Z	6.75
29	1965 02 13 00Z	1965 02 20 00Z	1965 02 26 00Z	13.00
30	1965 12 02 06Z	1965 12 06 18Z	1965 12 09 06Z	7.00
31	1966 12 08 18Z	1966 12 12 00Z	1966 12 16 18Z	8.00
32	1967 01 07 00Z	1967 01 08 00Z	1967 01 17 06Z	10.25
33	1968 02 04 00Z	1968 02 08 00Z	1968 02 09 18Z	5.75
34	1969 12 27 06Z	1969 12 31 06Z	1970 01 01 18Z	5.50
35	1970 12 06 00Z	1970 12 09 18Z	1970 12 13 06Z	7.25
36	1970 12 20 00Z	1970 12 22 18Z	1970 12 26 18Z	6.75
37	1971 02 01 12Z	1971 02 04 18Z	1971 02 06 12Z	5.00
38	1971 12 01 18Z	1971 12 05 06Z	1971 12 06 18Z	5.00
39	1971 12 07 00Z	1971 12 08 18Z	1971 12 12 18Z	5.75
40	1971 12 27 00Z	1971 12 31 18Z	1972 01 03 06Z	7.25
41	1972 01 03 18Z	1972 01 10 12Z	1972 01 21 06Z	17.50
42	1972 01 28 12Z	1972 01 30 12Z	1972 02 03 06Z	5.75
43	1972 02 07 12Z	1972 02 12 00Z	1972 02 12 12Z	5.00
44	1972 02 22 00Z	1972 02 24 06Z	1972 02 27 00Z	5.00
45	1973 01 30 12Z	1973 02 01 00Z	1973 02 04 18Z	5.25
46	1974 01 06 00Z	1974 01 07 06Z	1974 01 12 00Z	6.00
47	1974 01 17 12Z	1974 01 19 18Z	1974 01 22 12Z	5.00
48	1975 02 01 12Z	1975 02 03 12Z	1975 02 09 00Z	7.50
49	1975 12 23 18Z	1975 12 25 00Z	1975 12 29 00Z	5.25
50	1976 02 08 00Z	1976 02 12 06Z	1976 02 13 06Z	5.25

表 7 表 6 の続き

No.	発生	最発達	消滅	持続時間(日)
51	1976 02 16 00Z	1976 02 17 18Z	1976 02 21 06Z	5.25
52	1977 12 01 12Z	1977 12 07 06Z	1977 12 13 06Z	11.75
53	1977 12 13 12Z	1977 12 16 06Z	1977 12 18 12Z	5.00
54	1978 01 04 12Z	1978 01 06 12Z	1978 01 09 18Z	5.25
55	1978 12 18 12Z	1978 12 23 00Z	1978 12 28 00Z	9.50
56	1979 01 16 00Z	1979 01 18 18Z	1979 01 21 00Z	5.00
57	1979 02 16 06Z	1979 02 21 12Z	1979 02 23 06Z	7.00
58	1979 12 21 06Z	1979 12 23 00Z	1979 12 27 00Z	5.75
59	1981 01 18 06Z	1981 01 21 06Z	1981 01 23 18Z	5.50
60	1982 01 30 12Z	1982 02 04 06Z	1982 02 05 18Z	6.25
61	1983 02 04 12Z	1983 02 06 18Z	1983 02 13 00Z	8.50
62	1984 02 08 06Z	1984 02 12 18Z	1984 02 14 00Z	5.75
63	1985 01 02 00Z	1985 01 02 12Z	1985 01 07 12Z	5.50
64	1985 02 06 06Z	1985 02 07 18Z	1985 02 11 18Z	5.50
65	1985 12 03 00Z	1985 12 03 18Z	1985 12 12 00Z	9.00
66	1987 02 16 18Z	1987 02 23 18Z	1987 02 25 18Z	9.00
67	1987 12 12 00Z	1987 12 12 06Z	1987 12 19 12Z	7.50
68	1988 12 05 12Z	1988 12 14 00Z	1988 12 16 00Z	10.50
69	1988 12 27 06Z	1988 12 29 06Z	1989 01 04 12Z	8.25
70	1989 01 04 18Z	1989 01 06 18Z	1989 01 11 12Z	6.75
71	1989 02 05 12Z	1989 02 10 18Z	1989 02 12 06Z	6.75
72	1990 12 14 00Z	1990 12 17 00Z	1990 12 19 06Z	5.25
73	1991 01 13 00Z	1991 01 15 06Z	1991 01 20 00Z	7.00
74	1991 02 00 18Z	1991 02 03 18Z	1991 02 10 12Z	9.75
75	1992 01 16 06Z	1992 01 21 00Z	1992 01 22 12Z	6.25
76	1992 01 26 06Z	1992 01 29 06Z	1992 02 01 12Z	6.25
77	1992 02 03 00Z	1992 02 04 00Z	1992 02 08 06Z	5.25
78	1992 12 30 00Z	1993 01 02 06Z	1993 01 06 00Z	7.00
79	1993 02 05 00Z	1993 02 07 18Z	1993 02 12 00Z	7.00
80	1994 01 04 12Z	1994 01 09 00Z	1994 01 10 18Z	6.25
81	1994 02 09 06Z	1994 02 14 18Z	1994 02 17 12Z	8.25
82	1995 12 02 00Z	1995 12 06 06Z	1995 12 09 12Z	7.50
83	1996 02 13 06Z	1996 02 19 12Z	1996 02 21 00Z	7.75
84	1996 12 14 00Z	1996 12 14 06Z	1996 12 23 12Z	9.50
85	1996 12 26 06Z	1996 12 29 00Z	1997 01 05 12Z	10.25
86	1997 01 12 00Z	1997 01 15 00Z	1997 01 17 06Z	5.25
87	1997 01 27 00Z	1997 02 00 06Z	1997 02 02 06Z	6.25
88	1997 12 14 12Z	1997 12 16 00Z	1997 12 19 12Z	5.00
89	1999 01 24 00Z	1999 02 00 06Z	1999 02 05 12Z	12.50
90	2000 01 12 00Z	2000 01 16 18Z	2000 01 19 12Z	7.50
91	2000 01 19 18Z	2000 01 23 12Z	2000 01 26 12Z	6.75



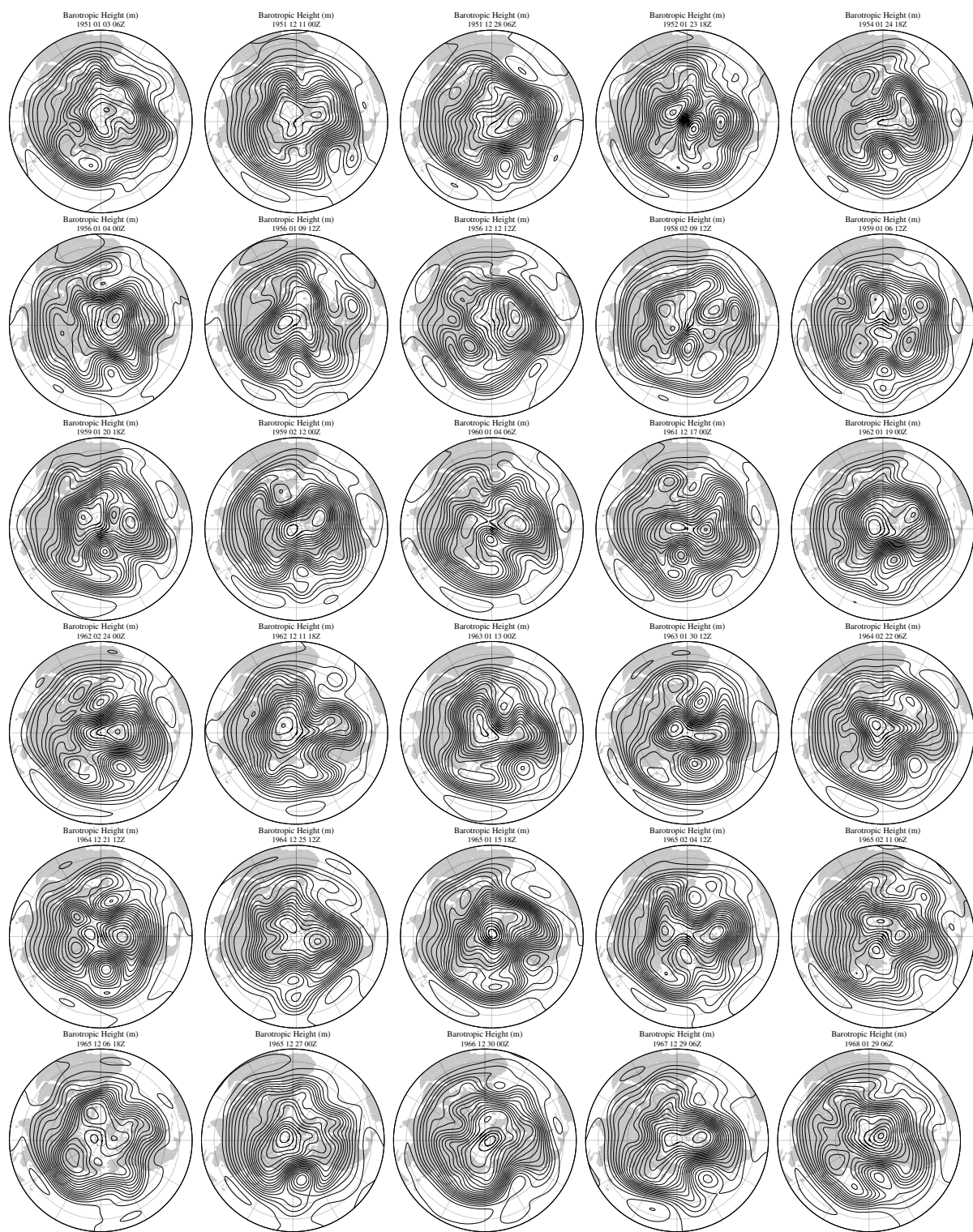


図 19 太平洋のブロッキング

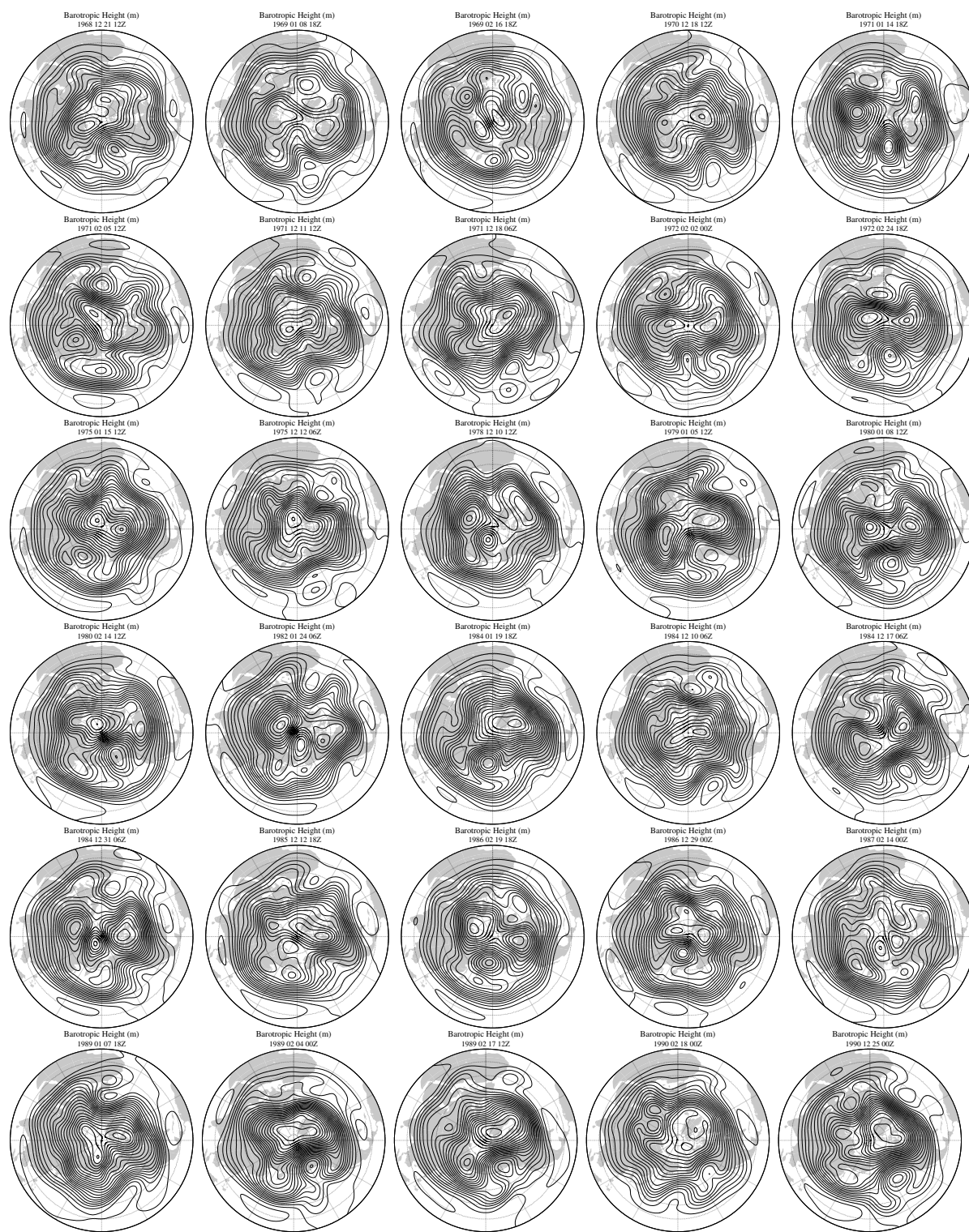


図 20 図 19 の続き

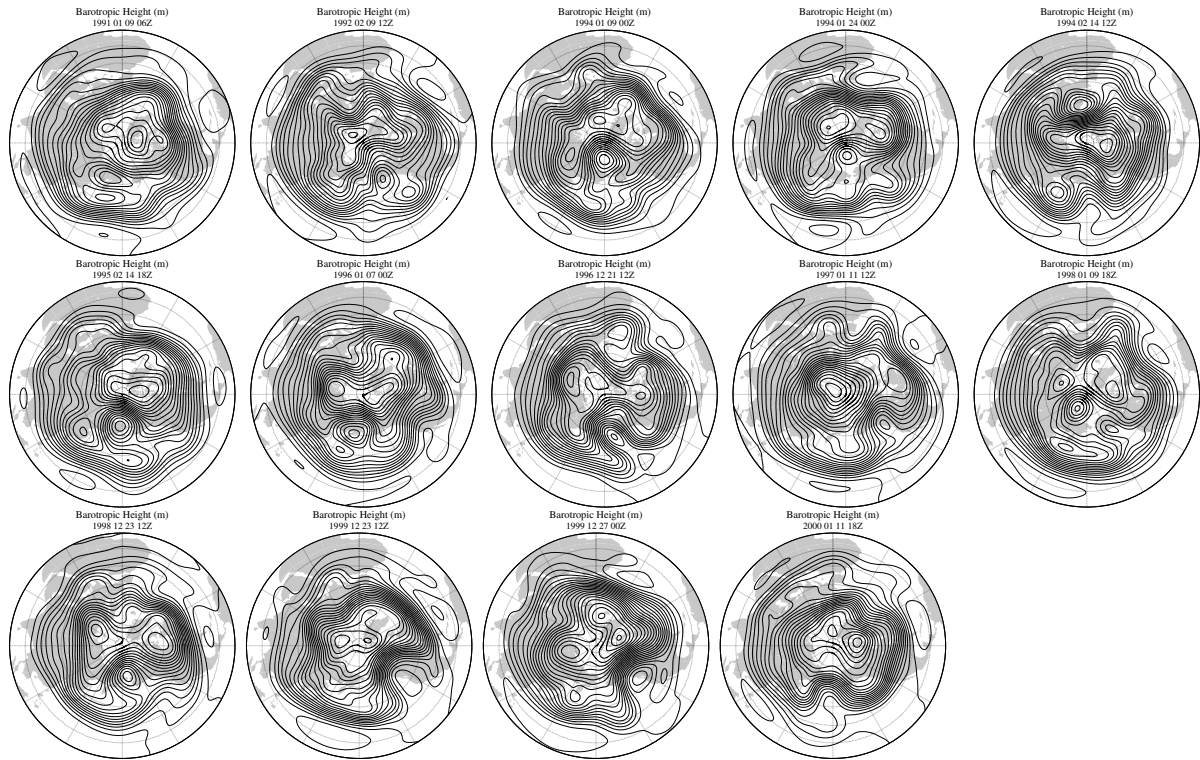


図 21 図 20 の続き

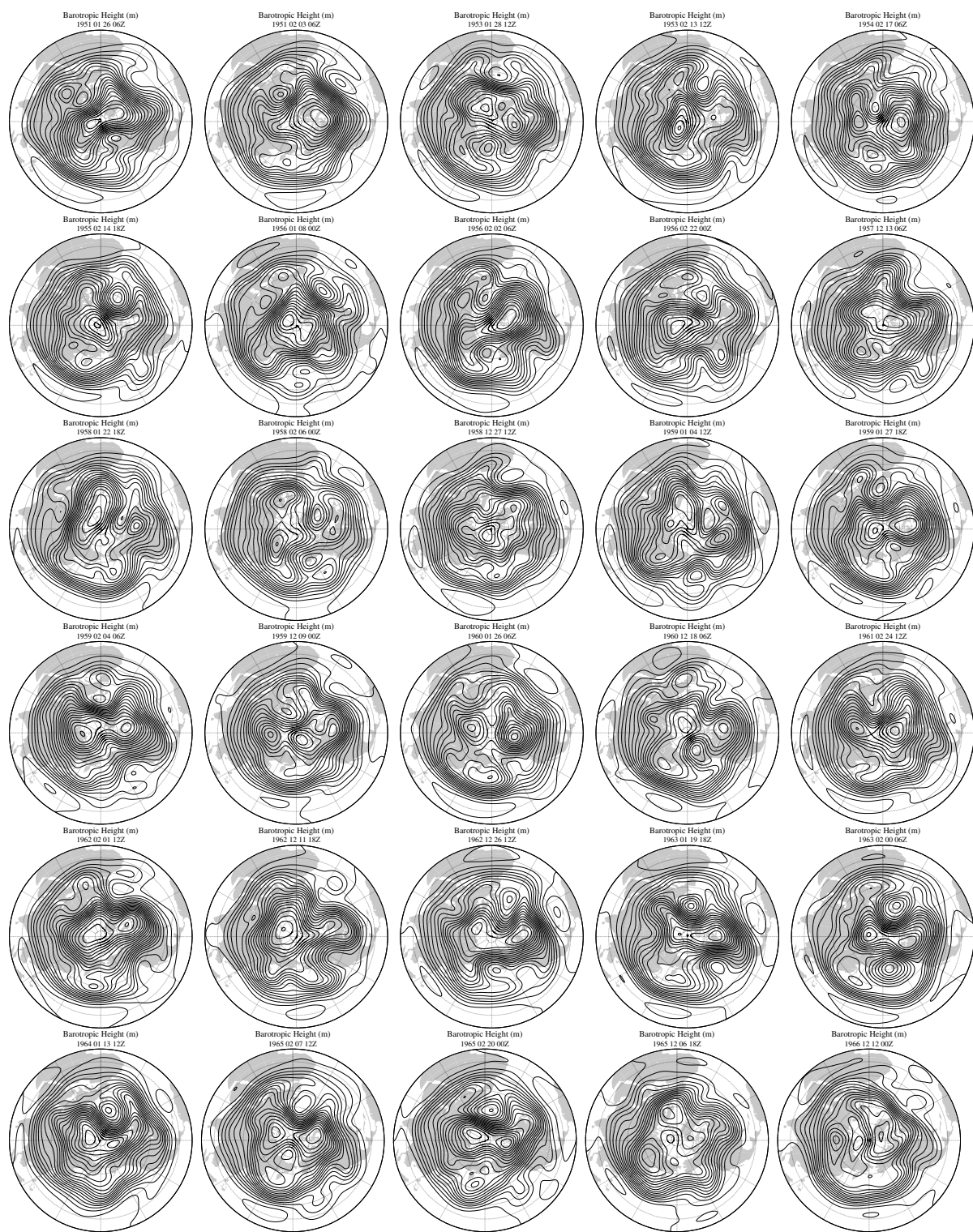


図 22 大西洋のブロッキング



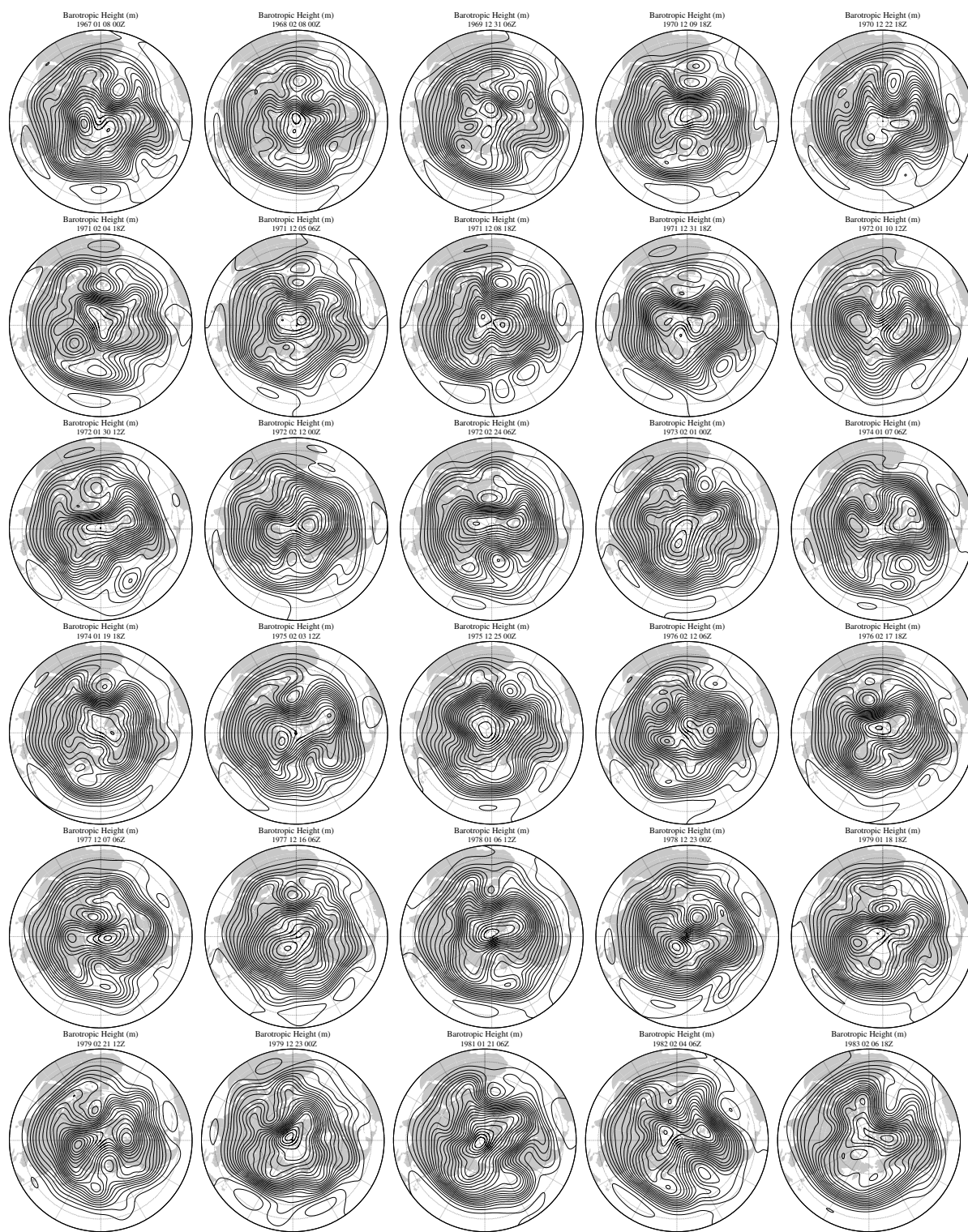


図 23 図 22 の続き

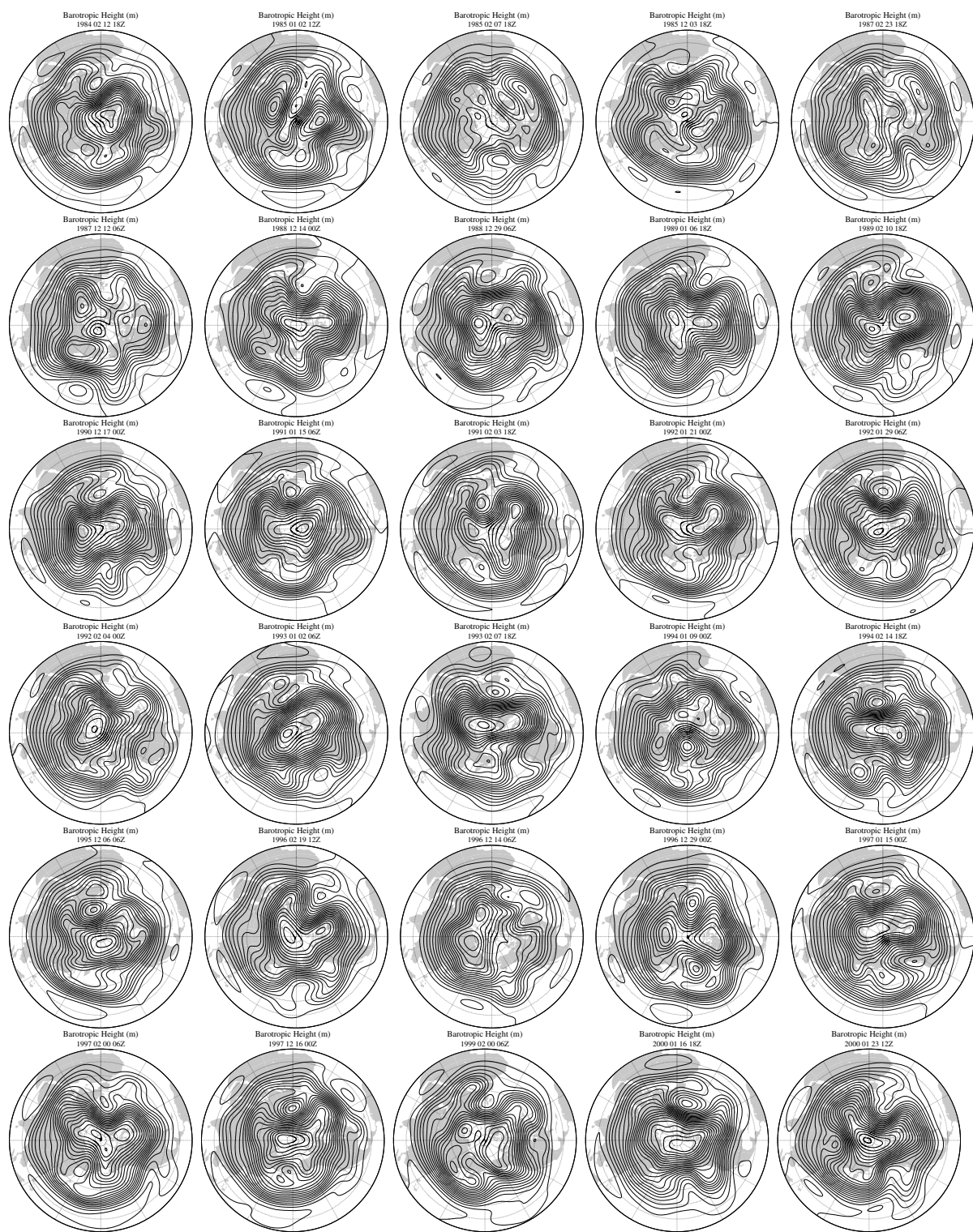


図 24 図 23 の続き