

大気大循環の線形傾圧モデルの開発と 3次元線形不安定解析への応用

2012年2月

関 佐和香

大気大循環の線形傾圧モデルの開発と
3次元線形不安定解析への応用

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

関 佐和香

Three-Dimensional Baroclinic Instability Analysis with a Newly Developed Linear Baroclinic Model of the Atmosphere

Sawaka SEKI

Abstract

A three-dimensional spectral primitive model was developed into a Linear Baroclinic Model (LBM) using a three-dimensional normal mode expansion. The LBM can compute all the wave-wave / zonal-wave interactions and barotropic-baroclinic interactions. The aims of this study are to speculate a three-dimensionally spatial relationship between the Arctic Oscillation (AO) and the baroclinic instability and to analyze the AO in terms of a singular eigenmode under the barotropic-baroclinic interactions with the LBM.

Computational results of the LBM show the reasonable correspondences with the past researches. In addition, the LBM revealed that the barotropic atmosphere contains an origin of the AO as an eigen solution in stationary barotropic instability modes. In general, the AO is known as a singular eigenmode in the barotropic atmosphere with the damping effects. However, this study represented that the origin of the AO is already contained in the barotropic atmosphere without any forcing effects.

The relationship between the AO and the baroclinic instability waves was also examined spatially. As a result, as the AO index became positive and high, an ordinary Charny mode (M_C) changed its structure transferring the eddy momentum to the higher latitudes to intensify the polar jet especially in the Atlantic Ocean. Thus, the positive AO constructed a positive feedback with the baroclinic instability wave in the Atlantic Ocean. This is because the subtropical jet and the polar jet were well separated in the Atlantic sector by the positive AO. In addition, as the AO index became negative, the baroclinic instability waves transported the eddy momentum to the higher latitudes to shift the location of the subtropical jet poleward.

Moreover, the AO described by a singular eigenmode, which is excited by the resonant response to the arbitral forcing, was well recognized under the barotropic-baroclinic interactions. So, it was proved that the AO is not a statistical unrealistic mode, but an atmospherically realistic state in the Northern Hemispheric winter.

Key Words : Linear Baroclinic Model, Baroclinic Instability, Arctic Oscillation

目次

Abstract	i
目次	ii
図目次	iv
1 はじめに	1
2 目的	3
3 使用データ	4
4 解析手法	5
4.1 LBMの開発	5
4.1.1 基礎方程式系	5
4.1.2 3次元ノーマルモード関数	8
4.1.3 スペクトルプリミティブモデルの構築とLBMへの拡張	12
4.2 3次元線形不安定解析	17
4.3 北極振動解析への応用	20
5 結果	22
5.1 LBMの検証	22
5.1.1 基本場の東西波数 (n_k) を0のみで閉じて計算・外力なし	23
5.1.2 LBMを傾圧成分(鉛直波数 $m=0$)で閉じて計算・外力なし	23
5.1.3 LBMを傾圧成分(鉛直波数 $m=0$)で閉じて計算・外力あり	24
5.1.4 LBMをフルマトリックスで計算・外力なし	24
5.1.5 LBMをフルマトリックスで計算・外力あり(傾圧成分のみ)	25
5.2 傾圧不安定波動と北極振動の相互作用	27
5.2.1 北極振動指数の正負に対する傾圧不安定波動の変化	27
5.2.2 傾圧不安定波動の分布特性とジェット気流の関係	29
5.3 LBMを用いた北極振動の理論的解析	32
5.3.1 1971~2000年1月気候値	32
5.3.2 1971~2000年DJF気候値	35
6 考察	36
6.1 LBMの検証	36
6.2 傾圧不安定波動と北極振動の相互作用	37

6.3 LBM を用いた北極振動の理論的解析	37
7 結論	39
謝辞	41
参考文献	42

目次

1	1951年～2010年の冬季(DJF)における北極振動指数.	44
2	1951年～2010年の1月における北極振動指数.	44
3	鉛直構造関数.	45
4	東西波数の相互作用に制限があるときのLBM行列計算の概念図.	46
5	全ての波-波・帯状-波相互作用を解くLBM行列計算の概念図.	46
6	ダイポールチャーニーモードの水平・鉛直構造.	47
7	チャーニーモードの水平・鉛直構造.	48
8	モノポールチャーニーモードの水平・鉛直構造.	49
9	(a)1971～2000年のDJFにおける東西風の気候値, (b) 同期間で北極振動指数 に回帰した東西風偏差.	50
10	(a)1971～2000年のDJFにおける南北風の気候値, (b) 同期間で北極振動指数 に回帰した南北風偏差.	51
11	(a)1971～2000年のDJFにおけるジオポテンシャル高度の気候値からの偏差, (b) 同期間で北極振動指数に回帰したジオポテンシャル高度偏差.	52
12	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した30hPa等圧面高度偏差.	53
13	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した250hPa等圧面高度偏差.	53
14	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した500hPa等圧面高度偏差.	53
15	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した1000hPa等圧面高度偏差.	53
16	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した気温偏差の緯度-高度断面.	54
17	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した, 北半球500hPa面における気温 偏差.	54
18	1971～2000年1月の北極振動指数に回帰した, 北半球1000hPa面における気 温偏差.	54
19	LBMで基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動 数 (ν_i) の分布図.	55
20	LBMで基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 東西波数6におけ るチャーニーモードの順圧高度偏差.	55
21	LBMで基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 東西波数2におけ るダイポールチャーニーモードの順圧高度偏差.	55
22	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の 分布図.	56
23	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときに, 中立モードとして出現した AOパターンの順圧高度偏差.	56

24	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときの、ブロッキングパターンの順圧高度偏差.	57
25	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときの、ストームトラックパターンの順圧高度偏差.	57
26	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	58
27	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに特異固有モードとして出現した、AOパターンの順圧高度偏差.	58
28	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに中立モードとして出現した、AOパターンの順圧高度偏差.	58
29	特異固有モードとして得られたAOパターンの順圧高度偏差 (Tanaka and Matsueda 2005).	59
30	LBMで鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに中立モードとして出現した、ブロッキングパターンの順圧高度偏差.	59
31	LBMをフルマトリックス・外力なしとしたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	60
32	LBMをフルマトリックス・外力なしとしたときの、チャーニーモード (東西波数 6) の順圧高度偏差.	60
33	LBMをフルマトリックス・外力なしとしたときの、ダイポールチャーニーモード (東西波数 3) の順圧高度偏差.	60
34	LBMをフルマトリックス・外力なしとしたときの、チャーニーモード (東西波数 7) の順圧高度偏差.	61
35	LBMをフルマトリックス・外力なしとしたときの、チャーニーモード (東西波数 5) の順圧高度偏差.	61
36	LBMをフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	62
37	LBMをフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの、AOパターン (定在モード) の順圧高度偏差.	62
38	LBMをフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの、AOパターン (振動モード) の順圧高度偏差.	62
39	LBMをフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの、チャーニーモードの順圧高度偏差.	63
40	LBMをフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの、ポーラーモードの順圧高度偏差.	63
41	北極振動指数が (a)+ 3σ , (b)- 3σ のときの東西平均東西風.	64

42	基本場の北極振動指数を -3σ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	65
43	基本場の北極振動指数を -2σ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	65
44	基本場の北極振動指数を -1σ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	65
45	基本場に北極振動指数を与えないときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	65
46	図 45 と同様.	66
47	基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	66
48	基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	66
49	基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	66
50	注目する最大不安定モードを示した, 基本場に北極振動指数を与えないときの 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	67
51	最大不安定モードの, 北極振動指数に対する振動数 (ν_I) の変化図.	68
52	最大不安定モードの, 北極振動指数に対する増幅率 (ν_R) の変化図.	68
53	基本場の北極振動指数を -3σ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	69
54	基本場の北極振動指数を -2σ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	69
55	基本場の北極振動指数を -1σ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	69
56	基本場に北極振動指数を与えないときの, 低振動数最大不安定モードの順圧高 度偏差.	69
57	図 56 と同様.	70
58	基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	70
59	基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	70
60	基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの, 低振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	70
61	基本場の北極振動指数を -3σ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	71
62	基本場の北極振動指数を -2σ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	71
63	基本場の北極振動指数を -1σ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧 高度偏差.	71
64	基本場に北極振動指数を与えないときの, 高振動数最大不安定モードの順圧高 度偏差.	71

65	図 64 と同様.	72
66	基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差.	72
67	基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差.	72
68	基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの, 高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差.	72
69	北極振動指数 -3σ における低振動数最大不安定モードの, (a) 大西洋と (b) 太平洋での等圧面高度偏差の経度-高度構造.	73
70	基本場に北極振動指数を与えないときの, 低振動数最大不安定モードの (a) 大西洋と (b) 太平洋における等圧面高度偏差の経度-高度構造.	74
71	北極振動指数 $+3\sigma$ における低振動数最大不安定モードの, (a) 大西洋と (b) 太平洋での等圧面高度偏差の経度-高度構造.	75
72	基本場に北極振動指数を与えないときの, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造.	76
73	北極振動指数に回帰した, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風偏差の緯度-高度構造.	77
74	北極振動指数 $+3\sigma$ における, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造.	78
75	北極振動指数 -3σ における, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造.	79
76	1971 ~ 2000 年 1 月の基本場に外力を与えて LBM を解いたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	80
77	AO-1 の順圧高度偏差.	80
78	AO-2 の順圧高度偏差.	80
79	(a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した等圧面高度偏差の緯度-高度断面.	81
80	31hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差.	82
81	230hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差.	82
82	539hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差.	82
83	1011hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差.	82
84	(a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した東西風偏差の緯度-高度断面.	83
85	(a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した気温偏差の緯度-高度断面.	84
86	31hPa 面における AO-1 の等圧面気温偏差.	85
87	230hPa 面における AO-1 の等圧面気温偏差.	85
88	539hPa 面における AO-1 の等圧面気温偏差.	85

89	1011hPa 面における AO-1 の等圧面気温偏差.	85
90	AO-1 における, 鉛直波数毎の全エネルギー分布.	86
91	AO-1 における, 水平波数毎の全エネルギー分布.	87
92	1971 ~ 2000 年 DJF の基本場に外力を与えて LBM のフルマトリックスを解いたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.	88
93	1971 ~ 2000 年 DJF の基本場に外力を与えて LBM のフルマトリックスを解いたときに, 特異固有解として出現した AO の順圧高度偏差.	88
94	AO-DJF における, 東西平均した (a) 等圧面高度偏差と (b) 東西風偏差の緯度-高度断面.	89
95	AO-DJF における, 東西平均した気温偏差の緯度-高度断面.	90
96	539hPa 面における AO-DJF の等圧面気温偏差.	90
97	1011hPa 面における AO-DJF の等圧面気温偏差.	90

1 はじめに

大気大循環における傾圧不安定波動は、ソレノイドの発達に伴い増幅する大気波動である。傾圧不安定波動のうち、増幅率が特に大きいものに、チャーニーモードやダイポールチャーニーモードがある。これらのモードは、それぞれ特有なリッジ (トラフ) 軸の傾きを持つため、渦運動量の輸送特性によりジェット気流の強弱と相互作用をする (Tanaka and Kung 1989)。このように、ジェット気流の波動から発達した傾圧不安定波動によって西風渦運動量フラックスが収束・発散し、帯状流の強さや南北方向の位置を変動させて、傾圧不安定波動の渦運動量輸送特性に再び影響を与える、といった双方向の働きを、帯状-波相互作用という。再解析データや数値シミュレーションによる研究から、傾圧不安定波動は、帯状-波相互作用を通して、南北両半球冬季の帯状流を最も強化することが明らかにされている (Limpasuvan and Hartmann 1999, Yamazaki and Shinya 1999, Lorenz and Hartmann 2001, 2003)。帯状流は、両半球で環状モードを形成する。つまり、環状モードは、帯状-波相互作用によって維持されている。このうち、北半球の環状モードは北極振動 (Arctic Oscillation, AO) として知られている (Thompson and Wallace 1998)。したがって、傾圧不安定波動に伴う西風渦運動量の輸送が、帯状流と正のフィードバックの関係にあり、北半球では AO の変動と相互作用をしていると考えられている (Limpasuvan and Hartmann 1999, Yamazaki and Shinya 1999, Lorenz and Hartmann 2003)。

傾圧不安定波動と AO の相互作用を理論的に証明したのが、Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) である。Seki et al. (2011) では、北極振動指数が正に大きくなるほど、傾圧不安定波動がより多くの西風渦運動量を寒帯前線ジェット気流へ輸送する構造に変化し、AO を強化することを明らかにした。これは、AO を背景として、波と帯状流との間に正のフィードバックがあることを意味している。しかし、これらの既往研究では、計算資源上の問題から、3次元ノーマルモード関数展開したスペクトルプリミティブモデルに東西対称な基本場を与え、同じ東西波数同士の相互作用のみを許す、という制限を与えた。このままでは、本来東西非対称である大気場を扱うことができず、波-波あるいは帯状-波相互作用を完全な形で計算結果に反映することができない。加えて、傾圧不安定波動の地理的な強弱の分布を解析することもできない。例えば、AO とストームトラックには、太平洋よりも大西洋で高い相関があることが知られている (Chang and Fu 2002, 2003)。Limpasuvan and Hartmann (1999) は、大西洋でジェット気流が極方向へシフトするほど、帯状-波相互作用が強まることを示している。さらに、シングルジェットよりもダブルジェットにおいて、帯状-波相互作用が強まることも指摘されている (Eichelberger and Hartman 2007)。AO に対応した東西非対称な基本場を与えることで、傾圧不安定波動は空間的にどのような振る舞いをするのだろうか。全ての波-波・帯状-波相互作用を計算でき、東西非対称な基本場を扱うことのできるモデルを用いて、より現実に近い理論的解析を行う必要がある。

一方、先の3次元ノーマルモード関数を基底としたスペクトルプリミティブモデルは、鉛

直波数 0 の順圧成分のみで閉じることもできる。これを、筑波大学順圧 S-model と呼ぶ。このモデルは、AO のような等価順圧的な構造をする大気現象の解析に用いられてきた。Tanaka and Matsueda (2005) では、筑波大学順圧 S-model に減衰項としてパラメタライズした外部強制力を与えて計算を行い、増幅率と振動数が共に 0 である特異固有モードとして、AO が出現することを明らかにした。これは、AO が統計的な虚像ではなく、減衰項以外の任意の外力に対する共鳴応答によって励起される大気の実像であることを意味している。しかし、順圧で閉じたモデルでは、大気のエネギーが傾圧から順圧へと流れる相互作用 (順圧-傾圧相互作用) が、最大不安定となる傾圧不安定波動モードでのみパラメタライズされている。そのため、順圧-傾圧相互作用と AO との関係を完全に与えることができない。同時に、順圧高度場で再現された AO の、鉛直構造を調べることも難しい。AO の 3 次元構造を再現した既往研究には、Kimoto et al. (2001) や Watanabe and Jin (2004)、Pan et al. (2006) などがある。彼らは、北半球冬季の気候場を傾圧モデルに与えて特異値分解し、AO が減衰率の最も小さい中立モードとして存在することを明らかにした。しかし、波-波・帯状-波相互作用の効果が与えられていなかったり、あるいはパラメタライズされていたりして、波の相互作用そのものは解かれていない。また、AO に対応する低周波モードを効率よくとらえるために、水平方向の切断波数が小さい。さらに、鉛直方向は差分で計算されており、成層圏での解像度には不安が残る。

傾圧不安定波動や AO を解析する際に生じたこれらの解析手法上の課題は、3 次元ノーマルモード関数展開したスペクトルプリミティブモデルを、波の相互作用に制限を与えない形へ拡張することで解決できる。つまり、東西・南北・鉛直の 3 次元方向で、あらゆる波-波・帯状-波相互作用を計算できるように、モデルの行列計算を拡張すればよいのである。このような拡張モデルを、線形傾圧モデル (Linear Baroclinic Model, LBM) と呼ぶ。

これまででは計算資源が限られていたため、LBM を開発しても十分に動かすことができなかった。しかし、計算機の進歩により、現在は小型の計算機で問題なく計算を行うことができる。扱う行列の大きさは、切断波数を東西で 0 ~ 20、南北で 0 ~ 20 (ただし Hough 関数の対称モードのみを抽出)、鉛直で 0 ~ 6 とすると、2940 × 2940 である。

3 次元ノーマルモード関数を基底とした LBM には、多くの利点も伴う。それは、3 次元スペクトル展開により鉛直方向の連続性に優れること、南北方向に Hough 関数を基底としているため東西方向の解像度を保ちながら重力波成分を効果的に削除できること、さらに、あらゆる波-波・帯状-波相互作用を与えることができること、という 3 点である。これらの利点は、既存の線形不安定解析や AO の理論的研究における手法の欠点を効果的にカバーできる。よって、3 次元ノーマルモード関数を基底とした LBM を用いて、傾圧不安定波動と AO の空間的な相互作用や振る舞い、さらには順圧-傾圧相互作用下における AO の特異固有性を明らかにすることが期待される。

2 目的

本研究の目的は、3次元ノーマルモード関数を基底としたLBMを開発し、基本場に東西非対称性を与え全ての波の相互作用を考慮して、AOと傾圧不安定波動の相互作用を地理的・空間的に明らかにすることである。北極振動指数が正に大きくなるにつれて、傾圧不安定波動はリッジ(トラフ)軸の傾きが変わり、渦運動量を高緯度に収束させて寒帯前線ジェット気流をさらに強めることが知られている(Tanaka and Tokinaga 2002, Seki et al. 2011)。しかし、既往研究では、スペクトルモデルに東西対称な基本場を採用して東西波数の相互作用に制限を与えているため、全ての波数同士の波-波・帯状-波相互作用が計算されていない。したがって、AOを背景とした傾圧不安定波動と帯状流との正のフィードバックが、東西非対称な基本場を採用し全ての波-波・帯状-波相互作用を与えた場合にも起こりうるのか、LBMを用いて明らかにする必要がある。さらに、全ての波の相互作用を与えたことによって得られる、傾圧不安定波動の3次元構造や空間分布の変化を明らかにする。LBMの開発によって、AOを背景としたときの傾圧不安定波動の局地性や鉛直構造、ライフサイクルなどを調べることが可能になる。これらを利用し、AOと傾圧不安定波動の相互作用をより現実に近い理論で明らかにすることを目指す。

同時に、減衰項としてパラメタライズした外部強制力を方程式系に与えてLBMを解き、傾圧-傾圧相互作用下においてもAOが大気の特異固有解として励起されるのかどうかを調べる。AOが大気固有モードであるのか、統計的な虚像であるのかといった議論は、未だ決着がついていない。AOが大気内部変動として励起されるという既往研究は数多くあるが、スペクトルモデルで帯状-波相互作用が制限されていたり、切断波数が小さかったりと、解析手法には課題が多く残されている。LBMを用いることで、これらの課題を解決し、AOが大気に固有のモードであるのかどうかを改めて調べる必要がある。さらに、LBMでは鉛直方向に波数展開を与えているため、成層圏まで連続性を保ちながらAOの鉛直構造を調べることができる。加えて、AOの定義は統計的な側面を含むが、LBMでAOに相当するモードが励起された場合、そこではAOに伴う大気そのものの構造を解析することができる。以上の利点を踏まえ、本研究ではLBMにおけるAOの特異固有性や空間構造を明らかにする。

3 使用データ

本研究では、National Centers for Environmental Prediction (NCEP)/ National Center for Atmospheric Research (NCAR) が提供する再解析データを使用した。データは6時間毎のデータと月平均気候値を採用し、期間は1971～2000年の冬季(12月、1月、2月、以下DJFと記す)とした。尚、LBMの検証では1月平均気候値のデータを、傾圧不安定波動とAOの相互作用解析ではDJFにおける6時間毎のデータを、LBMを用いたAOの理論的解析では1月平均気候値のデータとDJFにおける6時間毎のデータを、それぞれ採用している。データの空間解像度や使用要素は以下の通りである。

□ 使用データの詳細

データ	: NCEP/NCAR 再解析データ
期間	: 1971～2000年 冬季 (DJF)
水平格子間隔	: 2.5度 × 2.5度
鉛直格子間隔	: 1000,925,850,700,600,500,400,300,250,200,150, 100,70,50,30,20,10 hPa の17層
要素	: ジオポテンシャル高度 (z), 東西風 (u), 南北風 (v), 気温 (T)

また、3次元不安定解析の際、北極振動指数と各気象要素との回帰を計算してLBMに与える基本場を求める必要がある。この際用いる北極振動指数は、気象庁全球スペクトルモデル (Japan Meteorological Agency - Global Spectral Model, JMA-GSM) で計算されたGPVリアルタイムデータを用いて求めた。DJFと1月における北極振動指数の時系列変化を、それぞれに図1と図2に示す。北極振動指数は、北半球冬季の海面更正気圧における、経験直交関数第一モード (Empirical Orthogonal Function - 1st. mode, EOF-1) のスコア時系列として得られる。詳しくは、Thompson and Wallace (1998) をご参照願いたい。

4 解析手法

4.1 LBMの開発

4.1.1 基礎方程式系

本研究で用いたLBMは、プリミティブ方程式系を3次元ノーマルモード関数で展開した、スペクトルプリミティブモデルを基本としている。ここではまず、基本となるプリミティブ方程式系を説明する。球面座標系（緯度 θ , 経度 λ , 気圧 p ）で大気の状態を表現するプリミティブ方程式系は、3つの予報方程式と3つの診断方程式によって、以下のように構成される (Tanaka and Kung 1989)。

- ・水平方向の運動方程式 (予報方程式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2v\Omega\sin\theta + \frac{1}{a\cos\theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan\theta}{a} uv + F_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2u\Omega\sin\theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan\theta}{a} uv + F_v \quad (2)$$

- ・熱力学の第一法則 (予報方程式)

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla c_p T + \omega \frac{\partial c_p T}{\partial p} = \omega \alpha + Q \quad (3)$$

- ・質量保存則 (診断方程式)

$$\frac{1}{a\cos\theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a\cos\theta} \frac{\partial v\cos\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

- ・状態方程式 (診断方程式)

$$p\alpha = RT \quad (5)$$

- ・静力学平衡近似式 (診断方程式)

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha \quad (6)$$

ここで、方程式系に含まれた記号は以下の通りである。

t :	時間 (s)	F_u :	東西方向の粘性摩擦
u :	東西風 (m/s)	F_v :	南北方向の粘性摩擦
v :	南北風 (m/s)	Q :	非断熱加熱率
ϕ :	ジオポテンシャル (m^2/s^2)	Ω :	地球自転角速度 ($7.29 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$)
T :	気温 (K)	a :	地球半径 (6371.22 km)
α :	比容 (m^3/kg)	c_p :	定圧比熱 (1004 J/K/kg)
ω :	鉛直 p 速度 (Pa/s)	R :	乾燥空気気体定数 (287.04 J/K/kg)

次に、これらの方程式系をまとめ、東西風 u 、南北風 v 、ジオポテンシャル ϕ の、3つの従属変数の予報方程式に帰結させる。

はじめに、摂動法の要領で、気温 T 、比容 α 、ジオポテンシャル ϕ を、全球平均量 $()_0$ とそこからの偏差量 $()'$ とに分離する。

$$T(\theta, \lambda, p, t) = T_0(p) + T'(\theta, \lambda, p, t) \quad (7)$$

$$\alpha(\theta, \lambda, p, t) = \alpha_0(p) + \alpha'(\theta, \lambda, p, t) \quad (8)$$

$$\phi(\theta, \lambda, p, t) = \phi_0(p) + \phi'(\theta, \lambda, p, t) \quad (9)$$

これを式 (1) ~ 式 (6) の基礎方程式系に代入する。すると、熱力学第一法則式 (3) は、式 (7) と式 (9) を代入して、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (10)$$

このとき、全球平均気温 T_0 と偏差量 T' との間には、 $T_0 \gg T'$ が成り立つ。よって、式 (10) の左辺第6項における、気温の摂動成分の断熱変化項は無視することができる。同時に、全球平均気温 T_0 を含む左辺第3項と4項を、大気の静的安定度パラメータ γ として、以下のようによまとめる。

$$\gamma(p) \equiv \frac{RT_0(p)}{c_p} - p \frac{dT_0(p)}{dp} \quad (11)$$

すると、熱力学第一法則は、気温偏差の予報方程式に変形され、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (12)$$

となる。次に、式 (12) をジオポテンシャル偏差 ϕ' の予報方程式に変形する。状態方程式 (式 (5)) と静力学平衡近似式 (式 (6)) の偏差成分を代入し、両辺を気圧 p で微分して、質量保存則式 (4) を適用すると、熱力学第一法則は、ジオポテンシャルの偏差に関する予報方程式として以下のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial p^2}{\partial p} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} = \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

よって、プリミティブ方程式系における3つの予報方程式と3つの診断方程式が、東西風の運動方程式 (式 (1))、南北風の運動方程式 (式 (2))、ジオポテンシャル偏差の時間発展方程式 (式 (13)) という3つの予報方程式に帰結された。このとき、 (u, v, ϕ') の3つの従属変数に対して3つの方程式で系が閉じられているから、解を一意的に求めることができる。これらが非線形傾圧モデルを構成する、物理空間における基本方程式系である。これらは、ベクトル表示によってひとつの行列式に簡素な形でまとめることができる。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (14)$$

行列式の各成分は以下に示すとおりである。

\mathbf{U} : 従属変数ベクトル

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ \phi' \end{bmatrix} \quad (15)$$

\mathbf{M} : 鉛直線形演算子

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial P} \end{bmatrix} \quad (16)$$

\mathbf{L} : 水平鉛直演算子

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 0 & -2\Omega \sin\theta & \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin\theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial(\cdot) \cos\theta}{\partial \theta} & 0 \end{bmatrix} \quad (17)$$

\mathbf{N} : 非線形項からなるベクトル

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan\theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan\theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right) \end{bmatrix} \quad (18)$$

\mathbf{F} : 外部強制項からなるベクトル

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_u \\ \mathbf{F}_v \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{bmatrix} \quad (19)$$

4.1.2 3次元ノーマルモード関数

次に、先の基礎方程式系 (式 (14)) をスペクトル展開するために、基底関数である 3次元ノーマルモード関数を導出する。3次元ノーマルモード関数は、東西方向に複素フーリエ関数、南北方向に Hough ベクトル関数 $\Theta_{nlm}(\theta)$ 、そして鉛直方向に鉛直構造関数 $G_m(p)$ といった 3種類の正規直交基底を採用している。すなわち、

$$\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) = G_m(p)\Theta_{nlm}(\theta)\exp(in\lambda) \quad (20)$$

である。ここで、 n は東西波数、 l は南北波数、 m は鉛直波数を表す。また、東西方向と南北方向の基底を合わせて水平構造関数とする。鉛直構造関数と水平構造関数は、非線形連立偏微分方程式である式 (14) を摂動法により線形化し、外部強制力 F を取り除いた時の、固有解として得られる。つまり、ノーマルモード関数は、静止大気を基本場とする、地球大気の固有振動を表した基底関数である。本章では、この正規直交基底の導出方法を示す。

3つの従属変数 (u, v, ϕ') に関する予報方程式系 (式 (14)) を、静止大気を基本場を選び、そこに微小擾乱が重なっているものとして、摂動法により線形化する ($N = 0$)。同時に、外部強制力も与えないとする ($F = 0$)。すなわち、

$$\mathbf{M}\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L}\mathbf{U} = 0 \quad (21)$$

次に、従属変数を水平方向と鉛直方向に変数分離させる。これにより、式 (21) の水平方向の固有解を水平構造関数として、鉛直方向の固有解を鉛直構造関数として、別々に求めることができる。すなわち、

$$u = u_m(\theta, \lambda, t)G_m(p) \quad (22)$$

$$v = v_m(\theta, \lambda, t)G_m(p) \quad (23)$$

$$\phi' = \phi'_m(\theta, \lambda, t)G_m(p) \quad (24)$$

として、式 (21) に代入する。すると、行列式の各成分は以下の 3式に帰結する。

・ 第一成分

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} - 2v_m\Omega\sin\theta + \frac{1}{a\cos\theta}\frac{\partial \phi'_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (25)$$

・ 第二成分

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + 2u_m\Omega\sin\theta + \frac{1}{a}\frac{\partial \phi'_m}{\partial \theta} = 0 \quad (26)$$

・ 第三成分

$$-\frac{1}{G_m(p)}\frac{\partial}{\partial p}\frac{p^2}{\gamma R}\frac{\partial}{\partial p}G_m(p) + \frac{1}{\frac{\partial \phi'_m}{\partial t}}\left(\frac{1}{a\cos\theta}\frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a\cos\theta}\frac{\partial v_m\cos\theta}{\partial \theta}\right) = 0 \quad (27)$$

式 (25) や式 (26) は水平成分 (θ, λ, t) の関数で表現されている。一方、式 (27) は、左辺第一項に鉛直成分 (p) の関数が、左辺第二項と第三項に水平成分と時間 (θ, λ, t) の関数が、それぞれ含まれている。よって、式 (27) は適当な分離定数と用いて変数分離をすることができる。ここでは、鉛直波数 m の関数で表した等価深度 h_m と重力加速度 g の積の逆数を分離定数とする。等価深度は浅水方程式系の平均深度に対応し、高さの次元を持つ。また、鉛直波数 m は、正確には鉛直モード番号に相当する数であり、 m が 0 から大きくなるほど鉛直波数は増加する。よって、鉛直モード数が大きくなるほど、鉛直方向に大気の節は多くなり、等価深度は小さくなる。以上を踏まえて、式 (27) を $1/gh_m$ で変数分離すると

$$-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) = \frac{1}{gh_m} G_m(p) \quad (28)$$

$$\frac{\partial \phi'_m}{\partial t} + gh_m \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (29)$$

以上より、式 (21) が水平成分の関数と鉛直成分の関数とに分離された。式 (25)、式 (26) と式 (29) を水平構造方程式と呼び、式 (28) を鉛直構造方程式と呼ぶ。これらに適当な境界条件を与えたり、固有値問題に帰結させたりすることで、水平構造関数や鉛直構造関数が方程式の解として得られる。得られた解は正規直交系を示し、3次元ノーマルモード関数の基底となる。次に、鉛直構造関数と水平構造関数の導出方法と特徴を簡単に説明する。

□ 鉛直構造関数

鉛直構造関数は、式 (28) の解として得られる正規直交関数である。このとき、大気上端と下端に境界条件を与える。すなわち、

- ・ 下端境界条件

$$(u, v, w) = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (30)$$

- ・ 上端境界条件

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} K + A dp < \infty \quad (31)$$

下端境界 (式 (30)) では、大気下端で運動学的な風が無いことを与え、上端境界 (式 (31)) では、運動エネルギー K と有効位置エネルギー A の和の積分値が有限であることを与える。 p_s は地上気圧であり、定数とする。また、下端境界条件式 (30) については、地表における運動学的な鉛直流 $w_s = dz'_s/dt$ が 0 であることから、

$$gw_s = \frac{d\phi'_s}{dt} = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (32)$$

が含まれている。ここで、地表におけるジオポテンシャル ϕ'_s は、全球平均からの偏差であることに気を付ける。これを式 (30) や静力学平衡近似式 (式 (6)) を用いて線形化すると、地表における鉛直 p 速度を ω_s としたとき、以下が求められる。

$$\frac{d\phi'_s}{dt} = \frac{\partial\phi'_s}{\partial t} - \frac{RT_0}{p_s}\omega_s = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (33)$$

また、熱力学第一法則の式 (式 (12)) を、地表の気温偏差 T'_s について断熱を仮定して線形化すると、状態方程式と静力学平衡近似式の関係から、以下が得られる。

$$\frac{\partial T'_s}{\partial t} - \frac{\gamma}{p_s}\omega_s = -\frac{p_s}{R}\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial\phi'_s}{\partial p} - \frac{\gamma}{p_s}\omega_s = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (34)$$

式 (33) と式 (34) から ω_s を消去すると、大気下端で運動学的な風が無いとした下端境界条件式 (30) から、ジオポテンシャルに関する下端境界条件が以下のように得られる。すなわち、

$$\frac{\partial\phi'_s}{\partial p} + \frac{\gamma}{p_s T_0}\phi'_s = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (35)$$

式 (35) は、左辺第一項が地表気温の偏差に相当する。このことから、鉛直構造関数の下端境界条件式 (30) には、地表気温の偏差が左辺第二項に含まれる地表のジオポテンシャル偏差の大きさに比例する、と言う条件が含まれていることがわかる。

下端境界条件と上端境界条件を、式 (30) と式 (31) のように定めたことにより、鉛直構造方程式は Singular Sturm-Liouville タイプの境界値問題となり、差分法や有限要素法などで様々な解くことができる。詳細は、Kasahara and Puri (1981) や Kasahara (1984)、Tanaka (1985) などをご参照願いたい。

鉛直構造方程式は、静的安定度パラメータ γ (式 (11)) が高さ方向に変化する量であるため、解析的に解を求めることが難しい。また、上部境界の与え方によっても、解の特徴が変化する。本研究では、Tanaka and Kung (1989) で用いられた鉛直構造関数を採用した。得られた鉛直構造関数の、鉛直モード m 別の構造は、図 3 に示すとおりである。このとき、 $m = 0$ のモードは、鉛直方向に節を持たないため、順圧大気に対応する。これを、順圧モードと呼ぶ。一方、 $m \neq 0$ のモードは、鉛直方向に m 個の節を持つため、傾圧大気に対応する。これを、傾圧モードと呼ぶ。

□ 水平構造関数

水平構造関数は大気の水平固有振動の解であり、式 (25)、式 (26) と式 (29) から得られる。解くべき方程式系は、以下のようにまとめられる。

$$\mathbf{M}_m \frac{\partial \mathbf{U}_m}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U}_m = 0 \quad (36)$$

ただし、 $\mathbf{U}_m = (u_m, v_m, \phi'_m)^T$ であり、

$$\mathbf{M}_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{gh_m} \end{bmatrix} \quad (37)$$

である。ここで、従属変数 \mathbf{U}_m を無次元化するために、スケール行列 \mathbf{X}_m と \mathbf{Y}_m を以下のよう
に与える。

$$\mathbf{X}_m = \begin{bmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{bmatrix} \quad (38)$$

$$\mathbf{Y}_m = \begin{bmatrix} 2\Omega\sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & 2\Omega\sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & 2\Omega \end{bmatrix} \quad (39)$$

これらを用いて、式 (36) を無次元化すると、

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{W}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{W}_m) = 0 \quad (41)$$

ここで、 $\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = \mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m = (\tilde{u}_m, \tilde{v}_m, \tilde{\phi}'_m)^T$ であり、無次元化された従属変数ベクトル
を表す。また、 $\tau (\equiv 2\Omega t)$ は無次元化された時間を表す。次に、式 (41) の解 \mathbf{W}_m を、水平成
分 (λ, θ) と無次元時間成分 (τ) とに変数分離する。すなわち、

$$\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \exp(-i\sigma_{nlm}\tau) \quad (42)$$

式 (42) は、水平構造を表すベクトル \mathbf{H}_{nlm} を振幅とし、振動数 σ_{nlm} で振動する波動解のよう
な性質を持つ。この式を式 (41) に代入すると、水平構造方程式は固有値問題に帰結する。

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \mathbf{L}_m \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (43)$$

ここで、

$$\mathbf{L}_m = \begin{bmatrix} 0 & -\sin\theta & \frac{\gamma}{\cos\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \sin\theta & 0 & \gamma \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\gamma}{\cos\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\gamma}{\cos\theta} \frac{\partial(\cdot)\cos\theta}{\partial \theta} & 0 \end{bmatrix} \quad (44)$$

式 (43) を解くことで、水平微分オペレータ \mathbf{L}_m の固有値として無次元化固有振動数 σ_{nlm} が、
固有ベクトルとして水平構造を表すベクトル $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ が求まる。式 (43) は水平構造方程
式、又はラプラス潮汐方程式と呼ばれる。得られた振動数 σ_{nlm} をラプラス潮汐方程式の固
有振動数と呼び、固有ベクトル $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ を水平構造関数、又はこの問題を最初に解いた研

究者の名前を取って、Hough 調和関数と呼ぶ。 σ_{nlm} は実数固有値であり、異なる固有値に対応する Hough 調和関数は互いに直交する。Hough 調和関数は、ルジャンドル倍関数を用いることで、数値的に解くことができる (Kasahara 1976)。すると、Hough 調和関数は、南北成分の Hough ベクトル関数 $\Theta_{nlm}(\theta)$ と東西方向の複素フーリエ関数 $exp(inx)$ とのテンソル積として、以下のように表される。

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta)exp(in\lambda) \quad (45)$$

$$= \begin{bmatrix} U_{nlm}(\theta) \\ -iV_{nlm}(\theta) \\ Z_{nlm}(\theta) \end{bmatrix} exp(in\lambda) \quad (46)$$

Hough ベクトル関数は、南北波数 l について異なる 3 種類のモードを含んでいる。それらは、低周波の西進するロスビーモード、高周波の西進する慣性重力波モード、高周波の東進する慣性重力波モードである。したがって、水平方向の基底関数に Hough ベクトル関数を採用し、ロスビーモードに対応する基底関数を選択的に採用すれば、余分な高周波成分を効果的に落としたスペクトルモデルの構築が可能になる。スペクトル法を用いたこれまでの LBM では、南北方向の展開にルジャンドル関数を使用することが多く (Watanabe and Kimoto 2001)、AO のような大気の高周波成分に焦点を合わせるためには、切断波数を小さくして高周波成分の増幅を抑制しなければならなかった。しかし、Hough ベクトル関数を採用すれば、東西方向の解像度を保ちながらこの問題を解決できるのである。この点から、3 次元ノーマルモード関数に含まれる水平方向の正規直交基底には、この Hough 調和関数が採用されている。また、Hough ベクトル関数には、赤道を挟んで南北対称なモードと非対称なモードが含まれている。今回は、南北対称なモードのみを採用した。

4.1.3 スペクトルプリミティブモデルの構築と LBM への拡張

前章では、3 次元ノーマルモード関数を構成する、水平構造関数と鉛直構造関数の成り立ちと性質について述べた。この章では、3 つの従属変数の予報方程式にまとめたプリミティブ方程式系 (式 (14)) を、3 次元ノーマルモード関数 (式 (20)) を用いてスペクトルプリミティブモデルに展開させる。

式 (20) の通り、3 次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ は、鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造 (Hough 調和) 関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ のテンソル積で定義される。 $G_m(p)$ と $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ はそれぞれ正規直交系であるから、 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ も正規直交条件を満たす (Tanaka and Sun 1990)。この直交性を利用して、プリミティブ方程式系 (式 (14)) における従属変数ベクトル (式 (15))

と外部強制項ベクトル (式 (19)) を波数展開すると、

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (47)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (48)$$

ここで、切断波数は東西波数 n について N 、南北波数 l について L 、鉛直波数 m について M とした。また、 $w_{nlm}(\tau)$ と $f_{nlm}(\tau)$ はそれぞれ、従属変数ベクトル (式 (15)) と外部強制項ベクトル (式 (19)) に関する、3次元ノーマルモード関数展開係数である。基底関数の直交性から、これらの展開係数は以下の内積で求めることができる。

$$w_{nlm}(\tau) = \langle \mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau), \mathbf{X}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (49)$$

$$f_{nlm}(\tau) = \langle \mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau), \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (50)$$

このとき、内積 $\langle \quad \rangle$ は複素共役 $*$ を用いて、領域積分的に以下の形で定義される。

$$\langle A, B \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} A \cdot B^* \cos\theta d\lambda d\theta dp \quad (51)$$

このようにして、従属変数や外部強制項は、3次元ノーマルモード関数で波数展開される。以上を踏まえて、プリミティブ方程式系 (式 (14)) を3次元ノーマルモード関数展開し、スペクトルプリミティブモデルに移行させる。そのために、式 (14) と式 (20) の内積をとる。すなわち、

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \right\rangle = \langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \rangle + \langle \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \rangle \quad (52)$$

式 (49)、式 (50)、Hough 調和関数の固有値問題 (式 (43)) を使い、各行列成分をほどくと、式 (52) は最終的に従属変数ベクトルの3次元ノーマルモード展開係数 $w_{nlm}(\tau)$ に関する予報方程式に帰結する。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, K) \quad (53)$$

式 (53) の左辺第一項は展開係数の時間変化を、第二項は中立波のノーマルモードによる効果を表し、左辺全体がプリミティブ方程式系の線形項に対応する。また、右辺第一項は波-波・帯状-波相互作用を表し、風速・温度の移流項や曲率項といった非線形項に対応する。右辺第2項は外部強制力を表す。ここで、 $i = nlm$ 、 $j = n'l'm'$ 、 $k = n''l''m''$ であり、東西・南北・鉛直の3方向の波数の異なる組み合わせを簡略化して示している。特に、添え字の i は虚数と同じシンボルを使用しているが、意味合いが異なるため、注意する必要がある。また、 K は全波数を表し、 $K = (2N + 1)(L + 1)(M + 1)$ である。全波数のうち東西波数のみ2倍に

なるのは、東西方向に複素フーリエ関数を基底としているため、負の波数領域も含まれることに由来する。正の東西波数はエネルギーカスケードを、負の東西波数はエネルギーの逆力スケードを大まかに意味する。さらに、非線形の波-波・帯状-波相互作用項 r_{ijk} は以下のよう構成されている (田中 (2004))。

$$r_{ijk} = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \begin{bmatrix} U_i \\ V_i \\ Z_i \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} P_1 \left(\frac{n_k U_k}{\cos\theta} + \tan\theta V_k \right) & -P_1 \frac{dU_k}{d\theta} & P_2 U_k \\ P_1 \left(\frac{n_k V_k}{\cos\theta} + \tan\theta U_k \right) & -P_1 \frac{dV_k}{d\theta} & P_2 V_k \\ P_3 \frac{n_k Z_k}{\cos\theta} & -P_3 \frac{dZ_k}{d\theta} & P_4 Z_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_j \\ V_j \\ \sigma_j Z_j \end{bmatrix} e^{i(-n_i+n_j+n_k)\lambda} \cos\theta d\lambda d\theta dp \quad (54)$$

ここで、 n_k は基本場の東西波数を、 n_i と n_j は基本場と相互作用をする東西波数をそれぞれ表す。 P_1 から P_4 は鉛直構造関数 G_m の 3 重積と次元量をまとめたものである (田中 (2004))。式 (54) から明瞭な通り、波-波・帯状-波相互作用項は、ネピアの定数 e の乗数 $-n_i + n_j + n_k = 0$ を満たさない限り、積分すると 0 になってしまう。よって、相互作用しあう東西波数間には、 $n_i = n_j + n_k$ の条件が課されている。また、式 (53) との比較で分かる通り、積分の外側に虚数 i が出されている。これにより、 r_{ijk} そのものは実数となる。以上より、物理空間におけるスペクトルプリミティブ方程式系が、3 次元ノーマルモード関数を基底とした波数展開により、スペクトルプリミティブモデルへ拡張された。

次に、摂動法により式 (53) を線形化する。 w_i と f_i を時間依存しない基本場 ($\bar{\quad}$) と、そこに重なる微小擾乱 (\quad)' とに分けて代入し、時間依存しない基本場に関する方程式系との差を取ると、一次の擾乱項に関する基礎方程式系が以下のように得られる (簡単のため、擾乱項の (\quad)' は削除している)。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \left(\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j + f_i \quad (55)$$

ここで、右辺第一項に現れた \bar{w}_k は、時間依存しない従属変数成分であるから、モデルに与える基本場として任意に選ぶことができる。例えば、基本場に外力なし ($f_i = 0$) の静止大気 ($\bar{w}_k = 0$) を与えると、式 (55) の解はノーマルモードとなる。また、負の東西波数成分は正の東西波数成分の複素共役として得られることから、式 (55) は、東西波数 $n \geq 0$ について行列の形でまとめることができる。すなわち、

$$\frac{d\mathbf{w}}{d\tau} + i\mathbf{D}\mathbf{w} = -i\mathbf{B}\mathbf{w} - i\mathbf{C}\mathbf{w}^* + \mathbf{f} \quad (56)$$

このとき、

$$\mathbf{w} = (w_1, \dots, w_i, \dots, w_K)^T, \quad \text{for } n_i \geq 0 \quad (57)$$

$$\mathbf{f} = (f_1, \dots, f_i, \dots, f_K)^T, \quad \text{for } n_i \geq 0 \quad (58)$$

$$\mathbf{D} = \text{diag}(\sigma_1, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_K) \quad (59)$$

$$\mathbf{B} = \sum_{j=1}^K \left(\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j, \quad \text{for } n_j \geq 0 \quad (60)$$

$$\mathbf{C} = \sum_{j=1}^K \left(\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j, \quad \text{for } n_j < 0 \quad (61)$$

以上より、3次元ノーマルモード関数展開した線形化スペクトルプリミティブモデル式 (56) が導かれた。この式 (56) が、線形傾圧モデル (Linear Baroclinic Model, LBM) の方程式系である。本研究では、この LBM を東西波数-20~20、南北波数 0~20 (ただし、赤道対称な 10 モードのみを採用)、鉛直波数 0~6 の解像度で用いる。式 (53) で示された通り、モデルでは i, j, k といった 3 種類の異なる波数の組み合わせについて相互作用を計算するため、東西波数が満たすべき条件 ($n_i = n_j + n_k$) を考慮すると、行列 r_{ijk} の大きさは約 3000 × 約 3000 となる。これまでは、計算資源の制限から、この行列を全て解くことは不可能であった。そのため、東西波数に

$$n_k = 0, \quad \text{and} \quad n_i = n_j \quad (62)$$

という制限を与え、東西平均をした東西対称な基本場を採用し、同じ東西波数同士の相互作用のみを計算していた (Tanaka and Tokinaga 2002)。ここで、 n_k は式 (55) より、外部から与える基本場の東西波数に対応する量である。基本場に帯状流を与える、つまり基本場の東西波数 n_k を 0 とすることで、非線形の波-波・帯状-波相互作用行列は効果的に対角化され、計算量を大幅に削減することができる (図 4)。図 4 において、 $n_i \geq 0$ かつ $n_j \geq 0$ を満たす行列成分が式 (56) の行列 B に、 $n_i \geq 0$ かつ $n_j < 0$ を満たす行列成分が行列 C にそれぞれ相当する。また、 $n_i < 0$ かつ $n_j < 0$ を満たす行列成分は $n_i \geq 0$ かつ $n_j \geq 0$ の複素共役として、 $n_i < 0$ かつ $n_j \geq 0$ を満たす行列成分は $n_i \geq 0$ かつ $n_j < 0$ の複素共役としてそれぞれ求まる。これを踏まえると、基本場に帯状流を与えて式 (62) を課すと、行列の対角化により $n_i \geq 0$ かつ $n_j < 0$ を満たす行列成分は計算する必要がなくなるから、式 (56) では $\mathbf{B} \neq 0$ かつ $\mathbf{C} = 0$ となる。しかし、これでは異なる東西波数同士の相互作用が考慮されておらず、モデルの解には波動の局地性や空間分布が反映されない。よって、本研究では式 (62) を与えず、あらゆる波数同士の相互作用を計算できるように行列の拡張を行った (図 5)。計算機の進歩により、小型のマシンでもこの程度ならば行列計算が可能になったためである。本研究で使用した LBM では、基本場に帯状流ではなく 3 次元大気を与えて、東西波数の全ての相互作用を計算した。このため、図 5 から明瞭なとおり、式 (56) は $\mathbf{B} \neq 0$ かつ $\mathbf{C} \neq 0$ となる。このようにして、本研究ではスペクトルプリミティブモデルを LBM へと拡張した。

他の既往研究で使用された LBM は、鉛直方向に差分を用いていたたり、高周波成分を除去するために東西波数を小さく切断していたり、波の相互作用をパラメタライズしていたりと、様々な課題が残されていた (Kimoto and Watanabe 2001, Watanabe and Jin 2004, Pan et al. 2006)。一方、本研究で使用する LBM は 3 次元ノーマルモード関数を基底としている。そのため、鉛直方向にもスペクトル展開をし、Hough ベクトル関数で重力波モードを効果的に削除し、波の相互作用をフルマトリックスで解くことができる。したがって、本研究の LBM はこれらの課題を解決した初めての 3 次元スペクトルモデルであると言える。

4.2 3次元線形不安定解析

次に、LBMを用いた線形不安定解析の手法について述べる。線形化したスペクトルプリミティブモデル式 (55) は、波動解を与えると固有値問題に帰結する。すると、式 (55) の解 w は、固有値と固有ベクトルの組み合わせとして、固有値問題で解かれる行列の大きさの数だけ得られる。このとき、固有値の実数部分は解の増幅率、虚数部分は解の振動数の役割を担い、増幅率と振動数で解を区別することができる。増幅率が正 (負) に大きければ解は増幅 (減衰) する不安定モードであり、増幅率が0であるときは中立モードとなる。また、振動数が0であるモードは定在モードであり、そうでないものは振動モードである。例えば、傾圧不安定波動に注目したいときは、増幅率が正に大きい不安定モードを探し、特異固有モードとしてのAOに注目したいときは、増幅率と振動数がともに0となる中立・定在モードを探せばよい。このように、固有値問題によって得られた解の増幅率と振動数から、注目するモードに当てはまる解を抽出し、その構造を解析することを、線形不安定解析と呼ぶ。

Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) では、線形化したスペクトルプリミティブモデル式 (55) に、帯状平均した基本場 (式 (62)) を与えて、傾圧不安定波動に注目した線形不安定解析を行った。これは、東西波数が同じもの同士の波-波・帯状-波相互作用のみを計算しているため、東西対称な帯状平均基本場に関する2次元の線形不安定解析であったと言える。本研究では、拡張したLBMを用いて、あらゆる波数の組み合わせ同士の相互作用を計算し、東西非対称な空間パターンを持つ基本場について、3次元の線形不安定解析を行う。

次に、3次元線形不安定解析の流れを説明する。はじめに、線形不安定解析を行うために、式 (56) の解 w を導出する。ここでは非粘性で断熱的な擾乱を対象とするため、外部強制項の擾乱成分 f は無視する。LBMでは、基本場が東西方向に非対称であるから、波-波・帯状-波相互作用行列 (式 (60)、式 (61)) は複素数となる。よって、波動解の形で解を与えると、 w は実数部分 w_R と虚数部分 w_I に分かれ

$$\begin{bmatrix} w_R \\ w_I \end{bmatrix} (\tau) = \begin{bmatrix} \xi \\ \zeta \end{bmatrix} \exp(\nu\tau) \quad (63)$$

となる。 ξ と ζ は波動解の構造ベクトルであり、 ν は振動数である。これを式 (56) に代入すると、波の相互作用行列 B 、 C も実数部分と虚数部分に分離され、支配方程式系は以下の固有値問題に帰結する。

$$\nu \begin{bmatrix} \xi \\ \zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_I + C_I & B_R - C_R + D \\ -B_R - C_R - D & B_I - C_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \zeta \end{bmatrix} \quad (64)$$

固有値問題として解かれる式 (64) 右辺の行列は、外から与える任意の基本場によって決定される。よって、固有値 ν と各固有値に対応する固有ベクトル ξ 、 ζ が求まれば、式 (63) よりスペクトルプリミティブ方程式系の解が導かれる。このとき、式 (63) の右辺を実数部分と虚

数部分に分け、固有解の実数部分のみを抜き出すと、最終的に解の形は以下ようになる。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{w}_R \\ \mathbf{w}_I \end{bmatrix} (\tau) = 2exp(\nu_R \tau) \left(\begin{bmatrix} \xi_R \\ \zeta_R \end{bmatrix} \cos \nu_I \tau - \begin{bmatrix} \xi_I \\ \zeta_I \end{bmatrix} \sin \nu_I \tau \right) \quad (65)$$

式 (65) から明らかな通り、式 (64) の解として得られる固有値 ν は、実数部分 ν_R に解の増幅率、虚数部分 ν_I に解の振動数という役割がある。固有値は行列の大きさの数だけ得られ、固有ベクトルのまとまりは各固有値について得られる。よって、多数の固有値 ν から増幅率の大きい物のみを抽出し、卓越する傾圧不安定モードとして 3 次元構造やライフサイクルを解析する。波動解 (式 (65)) を用いた物理空間への移行は、式 (47) を通して行う。

2 次元線形不安定解析において、Tanaka and Kung (1989) は、1979 年 1 月の月平均値を基本場としたとき、プラネタリー波領域にダイポールチャーニーモード (M_2) が、総観規模波領域にチャーニーモード (M_C) がそれぞれ卓越することを示した。 M_2 は、南北に二つの振幅の極大を持ち、東西波数 1~3 で卓越するモードである (図 6)。図 6 では不明瞭であるが、 M_2 は高緯度側で順圧的、低緯度側で傾圧的な構造をすることから、プロッキング高気圧を駆動する可能性がある。一方、 M_C は中緯度に一つの振幅の極大を持ち、東西波数 4~13 程度の総観規模で卓越する (図 7)。 M_C はリッジ (トラフ) 軸が北緯 45 度付近を中心に逆くの字型をしている。これにより、西風渦運動量を中緯度に収束させ、亜熱帯ジェット気流を強める。これらの傾圧不安定モードは、基本場の北極振動指数が正に大きくなるほど構造が変わり、リッジ (トラフ) 軸はノの字型に傾くようになる (Tanaka and Tokinaga 2002)。すると西風渦運動量は高緯度側へと輸送され、寒帯前線ジェット気流をさらに強めるように働く。寒帯前線ジェット気流は AO の構造そのものであるから、結果として AO 正はさらに強化される。これは、傾圧不安定波動と AO の間に、渦運動量輸送特性を通した正のフィードバック関係があることを示している。同様に、Seki et al. (2011) では、基本場の北極振動指数を負から正へと連続的に変化させたとき、北極振動指数が正に大きくなるほど M_2 がノの字型のリッジ (トラフ) 軸を持つモノポールモードへと変わり、西風渦運動量を高緯度まで輸送して AO と正のフィードバック関係を築くことを明らかにした。このモードをモノポールチャーニーモード (M_1) と呼ぶ (図 8)。

本研究では、2 次元線形不安定解析の結果を踏まえて、3 次元線形不安定解析を行い、AO と傾圧不安定波動との相互作用を調べる。2 次元線形不安定解析ではスペクトルプリミティブモデルにおいて波-波・帯状-波相互作用に制限が課されたうえ、基本場の東西波数を 0 としたことで傾圧不安定波動の地理的空間分布や 3 次元構造を調べるができなかった。3 次元線形不安定解析では、東西非対称な基本場を採用し、全ての波の相互作用を計算できる LBM を用いることで、これらの点を解消しより現実に近い状態で線形不安定解析を行う。また、基本場には Seki et al. (2011) と同様に、北極振動指数に対応させた従属変数を与える。具体的には、1971~2001 年で DJF 平均した東西風 (図 9(a))、南北風 (図 10(a))、ジオポテンシャル偏差 (図 11(a)) の気候値に、同じ期間で北極振動指数に回帰した各従属変数の偏差

(図 9(b)、図 10(b)、図 11(b)) を足す。このとき、北極振動指数は正規化されているから、北極振動指数に回帰した従属変数の偏差を、例えば 3 倍して気候値に与えると、その結果は気候値に対して北極振動指数が $+3\sigma$ の大気場に相当する。このようにして、北極振動指数を -3σ から $+3\sigma$ まで変化させた基本場をつくり、LBM に与えて 3 次元線形不安定解析を行った。

ここで、Seki et al. (2011) では帯状平均した従属変数を、地衡風バランスを保たせて基本場に与えたことに注意する。具体的には、帯状平均した東西風の値から、地衡風バランスを保つようにジオポテンシャルの偏差成分を求め、南北風を 0 として地衡風バランスを保つ基本場を作成してモデルに与えていた。一方、本研究では東西風・南北風・ジオポテンシャルの偏差成分からなる従属変数を、地衡風バランスを保たせずに、3 次元空間値として再解析データからそのまま LBM に与えた。これにより、基本場には無数の重力波成分が含まれているため、一般的な LBM であれば、重力成分の増幅による不安定波動が励起される恐れがある。しかし、本研究では 3 次元ノーマルモード関数を基底とした LBM を採用しているため、Hough 調和関数により、重力波成分を効果的に除去しながら傾圧不安定波動を増幅させることができる。

4.3 北極振動解析への応用

次に、LBMを用いた北極振動の解析について述べる。Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の2次元線形不安定解析では、3次元ノーマルモード関数展開したスペクトルプリミティブ方程式系を、東西波数に制限を与えて閉じた。これに対し、東西・南北波数の相互作用には制限を与えず、鉛直方向に波数 $m = 0$ の順圧成分でモデルを閉じることできる。このモデルを、順圧 S-model と呼ぶ (Tanaka 2002)。Tanaka and Matsueda (2005) は順圧 S-model を用い、任意の外力に対する共鳴応答で特異固有解としての AO が励起されることを明らかにした。つまり、式 (64) に力学過程としてパラメタライズした外力成分 (粘性摩擦、帯状流摩擦など) を与えて固有値問題を解いたとき、振動数と増幅率が共に 0 となるような解として、力学過程にパラメタライズされない任意の外力成分 (非断熱加熱など) との共鳴応答で、AO が出現したということである。この結果は、AO が統計的な虚像ではなく、大気に固有な実像であることを意味している。しかし、順圧で閉じたスペクトルモデルを採用しているため、順圧-傾圧相互作用の効果や、AO の3次元空間構造を解析することは出来なかった。本研究では、LBM を用いてこの点を解決し、傾圧大気においても AO が大気の特異固有解であることを明らかにする。

線形不安定解析では外部強制項 f_i を無視したが、AO は外力に対する応答として励起されるため、今回は考慮する必要がある。Tanaka and Matsueda (2005) では、本来外部強制力である粘性摩擦とレイリー摩擦を力学過程としてパラメタライズし、大気の前圧成分に与えた。それに加えて、本研究では、重力波抵抗の効果も力学過程としてパラメタライズし、固有値問題に与えた。なぜなら、本研究で拡張した LBM には、大気の前圧成分が含まれているためである。鉛直構造関数の構造 (図 3) から分かる通り、鉛直波数 $m \neq 0$ で鉛直方向に節を持つ傾圧モードの振幅は、高さとともに包絡線状に増加する。これにより、鉛直構造関数を基底として LBM を拡張する場合、成層圏上部から大気上端にかけて予報変数の振幅が過大評価される可能性がある。これを抑えるために、重力波抵抗の効果は大気の前圧成分にのみ与えて、基底関数の構造による変数の増幅を抑制した。加えて、重力波抵抗の効果は、Hough ベクトル関数でとらえきれない微小な重力波の増幅も抑えることができる。また、粘性摩擦は、高周波成分の減衰速度を速めるため超粘性を採用した。各外部強制力は、以下の形で力学過程にパラメタライズされ、減衰項として方程式系に与えられる。

$$d_i w_i = -k_D \Delta^{-4} w_i - \nu_s w_i - G_D w_i \quad (66)$$

$$\Delta = \frac{-1}{(n+l)(n+l+1)} \quad (67)$$

式 (66) の右辺第一項は粘性摩擦、第二項はレイリー摩擦、第三項は重力波抵抗を表す。粘性摩擦係数は Tanaka and Matsueda (2005) に倣い $k_D(2\Omega a^8) = 2.7 \times 10^{40} m^8 s^{-1}$ 、レイリー摩擦係数は 1 月気候値で $\nu_s = 6.08 \times 10^{-4}$ 、DJF 気候値で $\nu_s = 1.08 \times 10^{-3}$ とし、重力波抵抗係数は $G_D = 0.08$ とした。また、粘性摩擦項では、球面ラプラシアンを東西波数と南北波数

で式 (67) のように与えた。鉛直方向の粘性摩擦は微小量であるとして、今回は考慮しない。

これらの減衰項を与えて、3次元ノーマルモード関数展開したスペクトルプリミティブモデルの解を求める。式 (66) から分かる通り、減衰項の各成分は、3次元ノーマルモード展開係数 w_i を用いてパラメタライズされている。これにより、LBM の固有値問題 (式 (64)) に外部強制の効果を減衰項として与えることができる。よって、固有値問題を解いて得られた固有値のうち、増幅率と振動数が 0 である特異固有モードに焦点を当て、AO が傾圧大気においても任意の外力に対する共鳴応答として励起されるのかどうかを調べる。同時に、LBM で可能になった AO の 3次元空間構造を調べ、北極振動指数に回帰した東西風偏差 (図 9(b))、ジオポテンシャル高度偏差 (図 11(b)、図 12~図 15)、気温偏差 (図 16~図 18) などの観測値と比較し、特異固有解としての AO の構造を解析する。

5 結果

5.1 LBMの検証

はじめに、既往研究と同じ計算設定でLBMを用いた実験を行い、その結果を既往研究等と比較してLBMの確からしさを検証した。基本場として与えたのは、従属変数の1月の気候値である。その上で、3次元に拡張したフルマトリックスを解き、3次元線形不安定解析を行った。実験設定は以下の通りである。

1. 基本場の東西波数 (n_k) を0のみで閉じて計算・外力なし (Seki et al. (2011)と同じ設定)
2. LBMを順圧成分 (鉛直波数 $m=0$) で閉じて計算・外力なし (順圧不安定解析)
3. LBMを順圧成分 (鉛直波数 $m=0$) で閉じて計算・外力あり (粘性摩擦、レイリー摩擦) (Tanaka and Matsueda (2005)と同じ設定)
4. LBMを制限なしのフルマトリックスで計算・外力なし (3次元不安定ノーマルモード)
5. LBMを制限なしのフルマトリックスで計算・外力あり (順圧成分にのみ、粘性摩擦、レイリー摩擦)

ここで、外力とは、LBMの固有値問題 (式 (64)) に減衰項として含める、パラメタライズされた外部強制項を表す。1、3は既往研究と同じ計算設定でLBMを走らせ、その結果を比較する。2は、3の設定から外力の効果を差し引いている。3の設定を採用した Tanaka and Matsueda (2005) では、外部強制の効果を固有値問題に減衰項として与えることで、AOが大気の特異固有解として励起されることを明らかにしているため、2の設定では、外力を固有値問題に与えない場合に、AOの種となる要素が順圧大気に埋め込まれているかどうかを検証することができる。1~3で検証が済んだら、4、5の設定で、LBMを波の制限を与えない完全な系として解き、得られた固有解の構造を調べる。ここで、3や5で使用した外力は、Tanaka and Matsueda (2005) で使用された外部強制項のパラメタリゼーションを採用した。すなわち、

$$d_i w_i = -k_D c_i^{-4} w_i - \nu_s w_i \quad (68)$$

$$c_i = \frac{\sigma_i}{n} \simeq \frac{-1}{\hat{l}(\hat{l}+1)} \quad (69)$$

である。式 (68) は、右辺第一項が超粘性の粘性摩擦、第二項がレイリー摩擦を表す。粘性摩擦係数は $k_D(2\Omega a^8) = 2.7 \times 10^{40} m^8 s^{-1}$ 、レイリー摩擦係数は $\nu_s \approx 1.5 \times 10^{-3}$ とした。 c_i は Hough ベクトル関数の位相速度、 \hat{l} は全波数で東西波数 n と南北波数 l の和である。粘性摩擦のラプラシアンは一般的に式 (69) の最右辺が採用されるが、Tanaka and Matsueda (2005) では粘性摩擦の東西波数に対するスケール依存性を考慮するため、ラプラシアンを c_i で近似

している。これにより、 n が 0 でない時はラプラス潮汐方程式の固有振動数 σ_i と n で c_i とし、 n が 0 であるときは、 l のみで c_i を与えている。5 では、試みとして、式 (68) を LBM の順圧成分にのみ与えて計算を行った。ここでは、LBM で順圧-傾圧相互作用を考慮したときにも、AO が大気の特異固有解として得られるかどうか焦点となる。しかし、式 (68) は順圧で閉じたスペクトルモデルを対象としており、傾圧成分も含む LBM にこのままの形で与えることはできない。よって、LBM による AO の詳細な解析には、減衰項として前述の式 (66) を採用した。この結果は 5.3 章をご参照願いたい。

5.1.1 基本場の東西波数 (n_k) を 0 のみで閉じて計算・外力なし

はじめに、基本場の東西波数 (n_k) を 0 のみで閉じて計算を行った。外力は与えていない。図 19 は、式 (64) で固有値問題を解いて得られた固有値の、増幅率 (実数部分 ν_R) と振動数 (虚数部分 ν_I) の分布をとったものである。一つの点が一つのモードに対応する。図 19 から、増幅率が 0 でない不安定モードの山なりが、原点を中心として複数見られることがわかる。振動数が 0 の定在モードは出現しなかった。増幅率が最大の山なりはチャーニーモード M_C であり、東西波数 6 の構造は図 20 の通りである。Seki et al. (2011) と同様に、 M_C は中緯度に振幅の極大を持つ逆くの字型の構造をしている。また、図 19 の振動数は、モードの東西波数に相当するため、実線で結ばれた一連の M_C は、振動数が大きくなるほど東西波数が大きくなった。

同様に、破線で結ばれた、増幅率が二番目に大きい山なりは、ダイポールチャーニーモード M_2 の構造をしている (図 21)。図 19 では、振動数が 0 に近づくにつれて M_C から M_2 へと最大不安定モード入れ替わった。これは、 M_C が総観規模で卓越し、 M_2 が惑星規模で卓越することを反映しており、Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) と一致する結果と言える。

以上より、基本場の東西波数 (n_k) を 0 のみで閉じ、外力を与えないという計算設定で LBM を走らせた結果、既往研究との良い対応が見られた。

5.1.2 LBM を順圧成分 (鉛直波数 $m=0$) で閉じて計算・外力なし

次に、LBM を順圧成分 (鉛直波数 $m=0$) で閉じ、外力を与えずに計算を行った。これは、順圧不安定解析を意味する。増幅率と振動数の分布を見ると (図 22)、図 19 のような不安定モードの山なりは見られず、最も増幅率の大きなモードは振動数が 0 の定在モードであることがわかる。図 22 のうち、増幅率が 0 でないモードは、順圧モデルから励起された順圧不安定である。増幅率の大きさも、図 19 と比較すると 10 分の 1 程度と小さい。

最大増幅率を持つ定在モード (図 22 の星印) の構造は AO パターンとよく似ており、極域とその周辺とで順圧高度偏差の符号が反転した (図 23)。これは、AO の原型が順圧不安定と

して大気に埋め込まれていることを意味している。また、増幅率が2番目に大きく、振動数が0でないモード(図22の三角印)は、ブロッキングのようなパターンをしていた(図24)。さらに、振動数が最大で増幅率が正であるモード(図22のひし形印とその周辺)では、ストームトラックのような構造が見られた(図25)。振動数を表す固有値の虚数部分(ν_i)を応用してライフサイクルを調べると、このストームトラックはライフサイクルにおいて他の領域に移動せず、大西洋に留まり続けていた。

5.1.3 LBMを順圧成分(鉛直波数 $m=0$)で閉じて計算・外力あり

次に、LBMを順圧成分(鉛直波数 $m=0$)で閉じ、外力を与えて計算を行った。これは、Tanaka and Matsueda (2005)と同じ計算設定である。増幅率と振動数の分布を見ると(図26)、外力を与えたことで図22に出現した不安定モードは抑制され、ほとんどが減衰モードか、増幅率が0の中立モードに変化していることがわかる。同時に、振動数の幅も狭い。

この計算設定において、増幅率と振動数がともに0である特異固有モードが出現した(図26の星印上)。図27はこのモードの順圧高度偏差を示しているが、AOの環状構造が明瞭に見られることがわかる。同様に、増幅率は負であるものの、振動数が0の定在モード(図26の星印下)にも、AOの構造が出現した(図28)。これらのAOパターンを、Tanaka and Matsueda (2005)で得られた特異固有解としてのAOと比較すると(図29)、環状パターンの極大の位置や強さなど、両者の特徴がよく似ていることがわかる。また、AOの構造が複数のモードに見られるという点も、彼らと一致している。さらに、同じ定在モードのうち、図26の三角印で示したモードに、北米で砕波するブロッキングのような波列パターンが見られた(図30)。

以上より、LBMを順圧成分のみで閉じて外力を与えた結果、大気の特異固有解としてAOパターンが出現し、既往研究との良い対応が得られた。

5.1.4 LBMをフルマトリックスで計算・外力なし

1~3の検証により、本研究で拡張させたLBMが既往研究とよく対応し、両者の整合性が良いことが示された。これを踏まえ、次に波の相互作用に制限を与えずにLBMのフルマトリックスを解き、得られた解の構造を調べる。

はじめに、外力を与えずに計算を行った結果を示す。これは、Seki et al. (2011)の解析手法を、基本場に東西非対称性を与えて全ての波-波・帯状-波相互作用を加味したものに拡張したことに等しく、基本場を気候値としたときの3次元不安定ノーマルモード解析に相当する。増幅率と振動数の分布を見ると(図31)、図19と同様に、増幅率が0より大きいモードが山なりに出現していることがわかる。一方、増幅率の大きさは、波-波・帯状-波相互作用を加味したことで、わずかに減少している。プロットされる点の数がこれまでに比べて多い

のは、東西波数に制限のあった従来のモデルを LBM に拡張したことで、解くべき行列が大きくなったことに由来している。

次に、増幅率が 0.02 前後と比較的大きいモードの構造を調べた (e-folding time は約 4 日)。その結果、全てが東西波数 5~9 程度の M_C であることがわかった (図 32)。同時に、増幅率 0.012、振動数 0.04 の点に、東西波数 3 のダイポールチャーニーモード M_2 のような構造が出現した (図 33)。特に、図 32 から分かる通り、 M_C は太平洋よりも大西洋で、振幅の極大が北寄りにシフトしていることがわかる。また、振動数が比較的大きく東西波数が 8~9 程度の M_C は、太平洋よりも大西洋で逆くの字型の構造が明瞭に見られた (図 34)。反対に、振動数が比較的小さく東西波数が 5~6 程度の M_C は、大西洋よりも太平洋で逆くの字型の構造が卓越していた (図 35)。これは、基本場を 3 次元で与えたことによって、偏西風やジオポテンシャルの地理的な分布特性が反映されたためだと考えられる。Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) では、基本場を東西平均して東西に一樣な空間分布を与えたため、傾圧不安定波動にこのような局地性は反映されなかった。特に冬季の偏西風は、太平洋でシングルジェットに、大西洋でダブルジェットになる傾向があり、これによって渦運動量輸送特性が変化することが指摘されている (Eichelberger and Hartmann 2007)。また、AO は寒帯前線ジェット気流や極渦の強弱によって特徴づけられるから、基本場の北極振動指数により、偏西風の構造や強弱も変動すると考えられる。したがって、AO と傾圧不安定波動との相互作用を、LBM を用いて理論的かつ 3 次元空間的に解析することは、とても興味深いと言える。この点は次章で検証する。加えて、これらの M_C は、各々のライフサイクルにおいて東進した。一方、 M_2 (図 33) は M_C に比較して構造は明瞭ではない。したがって、 M_2 は、波-波・帯状-波相互作用によって構造が崩れやすいと考えられる。

5.1.5 LBM をフルマトリックスで計算・外力あり (順圧成分のみ)

最後に、LBM のフルマトリックスを、試みとして順圧成分にのみ外力を与えて解く。外力は式 (68) の通りであり、Tanaka and Matsueda (2005) と同じ設定である。ここでは、順圧-傾圧相互作用を加味した LBM においても、AO が任意の外力に対する共鳴応答として、特異固有解の形で出現するかどうかには焦点を当てる。

まず、増幅率と振動数の分布を見ると (図 36)、外力を与えたことで図 31 よりも増幅率が小さくなっていることがわかる。また、振動数の比較的小さい領域に、特に増幅率の大きいモードが複数卓越した。このとき、図 36 の星印で示された振動数が 0 である定在モードに、図 37 のような AO パターンが出現した。これは、AO が大気固有解であることを支持する結果であると言える。また、振動モードも含めると AO の構造は複数見られ (図 38)、Tanaka and Matsueda (2005) の結果と一致した。しかし、得られた AO パターンは北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation, NAO) との対応が見られず、環状構造もあまりきれいとは言えない。また、LBM では傾圧成分の相互作用も含まれているから、順圧成分だけでなく、

傾圧成分にも外力を与える必要がある。次々章ではこれらの点を検証し、新たにパラメタライズした外力を減衰項として与えて、AOが順圧-傾圧相互作用化においても特異固有モードとして励起されるかどうか検証を行う。

一方、増幅率が0.01よりも大きい不安定モードは、図32などと同様に、 M_C の構造をしていた(図39)。振幅の極大が大西洋で極寄りという点や、振動数の大小によって卓越する海域が異なる点などは、LBMに外力を与えずにフルマトリックスを解いた場合と同様である(図は省略)。同時に、増幅率が0.0068、振動数が0.0060であるモードにポーラーモード M_1 の構造が見られた(図40)。

以上の検証結果から、本研究で3次元に拡張したLBMは、既往研究との整合性がよく、大気の線形変化に関する解析手法として問題なく使用できることが証明された。同時に、

- 基本場の東西非対称性やジェット気流の空間構造を通した、傾圧不安定波動とAOの地理的・空間的な相互作用
- LBMに適切な減衰項を与えた場合の、順圧-傾圧相互作用下におけるAOの特異固有性

といった点に更なる解析が必要であることがわかった。これらについて、5.2章と5.3章で解析を行う。

5.2 傾圧不安定波動と北極振動の相互作用

次に、傾圧不安定波動と AO の地理的・空間的な相互作用について、LBM を用いた解析を行う。LBM には外力を与えず、式 (64) の固有値問題を解いて、得られた傾圧不安定モードの構造や分布を調べる。LBM に与える基本場は、Seki et al. (2011) と同様に、北極振動指数を反映させた従属変数を与える。つまり、北極振動指数に回帰した 3 つの従属変数 (u, v, ϕ') の偏差を、整数倍して各従属変数の気候値に加える。本研究で使用した北極振動指数は正規化されているから、北極振動に回帰した変数の偏差を、例えば 3 倍して気候値に加えれば、結果として $+3\sigma$ の北極振動指数に対応する基本場を作ることができる。このようにして、北極振動指数が -3σ から $+3\sigma$ のときの基本場を 1σ 刻みで計算し、LBM に与えて卓越する傾圧不安定波動の変化を調べた。図 41 は、北極振動指数が $+3\sigma$ と -3σ のときの、東西風の基本場を東西平均した図である。北極振動指数が正に大きいと寒帯前線ジェット気流と極渦が強化され (図 41(a))、北極振動指数が負に大きいと亜熱帯ジェット気流が強化されている (図 41(b))。図 41 は東西平均した図であるが、本研究では、LBM を採用することで、基本場を 3 次元空間的に与えている点に注意する。

5.2.1 北極振動指数の正負に対する傾圧不安定波動の変化

はじめに、北極振動指数を -3σ から $+3\sigma$ に変化させた時の、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_I) の分布図を図 42 ~ 図 49 に示す。各図を比較すると、北極振動指数が正に大きくなるほど、増幅率の最大値がわずかに増加していることがわかる。

このうち、増幅率が約 0.01 より大きい傾圧不安定モード (e-folding time は約 8 日以下) は、その多くがチャーニーモード (M_C) の構造をしていた。東西波数は 5 ~ 11 前後で、振動数が大きくなるほど、 M_C の東西波数も大きくなった。これを踏まえて、全体を通して特に増幅率が大きいモードを 2 つ選択し、それらの構造について解析を行った。注目したモードは、図 50 に星印 (低振動数側) と四角印 (高振動数側) で示したものである。以降、星印を低振動数最大不安定モード、四角印を高振動数最大不安定モードと呼ぶ。この 2 つのモードについて、増幅率と振動数の北極振動指数に対する変化を図 51 と図 52 に示した。振動数の変化 (図 51) から、各モードの振動数は、基本場の北極振動指数が 0σ のときに一度上昇することを除くと、ほぼ連続的に推移していることがわかる。また、増幅率の変化 (図 52) から、各モードの増幅率は、北極振動指数が正に大きくなるにつれて増加する傾向にあり、北極振動指数が -3σ から $+3\sigma$ へ変化する間に 0.005 程大きくなっている。これは、e-folding time が約 0.8 日速くなったことに相当する。これらの特徴が東西対称な基本場を採用した Seki et al. (2011) と異なるのは、本研究で拡張した LBM では、東西非対称な基本場を与えているためである。また、図 51 で振動数の推移に一部不連続性が見られたことも、東西非対称な基本場によって全ての波の相互作用が計算されたために、全ての固有解に全ての東西波の成分が

含まれたことを反映している。これらを踏まえて、次に、低振動数最大不安定モードと高振動数最大不安定モードの構造を調べる。

まず、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差を調べる。図 53～図 60 を見ると、北極振動指数が負に大きいときは、特に大西洋と太平洋で、逆くの字型の M_C の構造が見られることがわかる (図 53～図 56)。太平洋では、北極振動指数が負に大きくなるほど、逆くの字型の構造は不明瞭になった (図 53)。

一方、北極振動指数が正に大きくなるにつれて、太平洋の傾圧不安定波動は徐々に弱まり、大西洋の傾圧不安定波動のみが強く卓越する構造に変化した (図 57～図 60)。同時に、傾圧不安定波動のリッジ (トラフ) 軸は逆くの字型から \backslash の字型のポーラーモード M_1 のような構造に変わり、西風渦運動量を高緯度へと輸送するように変化している。これは、傾圧不安定波動が AO と正のフィードバックの関係にあるという、Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の結果と一致している。したがって、基本場に東西非対称性を与えて全ての波・帯状-波相互作用を考慮した場合でも、AO 正と傾圧不安定波動が正のフィードバックの関係にあることが確認された。加えて、大西洋でのみ明瞭なモードの変化が見られたことから、両者の正のフィードバックは、主に大西洋で生じていると考えられる。これは、AO とストームトラックとの相関関係が、太平洋よりも大西洋で高いとした Chang and Fu (2002, 2003) の結果とも一致する。さらに、北極振動指数が正に大きくなるほど、傾圧不安定波動の極大域は極域側にシフトした。加えて、基本場の北極振動指数が $+1\sigma$ になると、傾圧不安定波動の東西波数が 7 から 6 に変化し、傾圧不安定波動の東西スケールが大きくなった。

次に、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差を見ると (図 61～図 68)、低振動数最大不安定モードと同じ特徴が表れていることがわかる。つまり、北極振動指数が負に大きいと太平洋と大西洋で M_C が現れる一方で、北極振動指数が正に大きいと M_C が大西洋のみに出現し、リッジ軸の傾きが逆くの字型から \backslash の字型へと変化して振幅の中心も極方向へシフトし、西風渦運動量を高緯度に収束させるといった特徴である。また、北極振動指数が正に大きくなるにつれて、傾圧不安定波動の東西波数は 8 から 7 へと小さくなった。また、図 66～図 68 を見ると、太平洋の傾圧不安定波動が急激に弱まり、大西洋では波動の振幅が強まっていることがわかる。

以上から、傾圧不安定波動と AO の相互作用は、北極振動指数の変化に伴い空間パターンが大きく変化することがわかった。特に大西洋と太平洋で傾圧不安定波動の変化が大きく、大西洋では、正の北極振動指数と傾圧不安定波動との正のフィードバックが明瞭に見られた。これを踏まえ、次に、低振動数最大不安定モードについて、海域別の M_C の変化に注目し、北極振動指数が -3σ 、0、 $+3\sigma$ のときの太平洋と大西洋におけるジオポテンシャル高度偏差の経度-高度断面を調べた (図 69～図 71)。ここで、大西洋は範囲を東経 150～240 度、大西洋は東経 300 度～360 度とした。また、経度-高度断面を調べる緯度は、 M_C の振幅が極大となる位置を選択した。

図 69 ~ 図 71 を見ると、 M_C の鉛直構造は、北極振動指数の大きさによらず、高さとともに西に傾いていることがわかる。これは、傾圧不安定波動の基本的な特徴と一致する。特に、太平洋では北極振動指数が負に大きい時に M_C の振幅が大きく、背も比較的高いことがわかる (図 69(b))。北極振動指数が正に大きくなると、太平洋の傾圧不安定波動は振幅が弱くなり、背も低くなった (図 71(b))。

一方、大西洋の傾圧不安定波動は、北極振動指数が -3σ から 0σ であると、高さはあまり変わらなかった (図 69(a)、図 70(a))。 -3σ においては、200 hPa から上部ではリッジ (トラフ) 軸の西傾が見られず、順圧的な構造をしていることがわかる。振幅の強さは、太平洋と同程度であった。しかし、北極振動指数が正に大きくなると傾圧不安定波動の振幅は急激に強くなり、振幅は成層圏までつながるようになった (図 71(a))。リッジ (トラフ) 軸は 200 hPa より高いところまで西傾し、傾圧不安定の構造が強化されていることがわかる。また、北極振動指数が負の時に比べて、波動の水平スケールが大きくなっている。これは、図 58 ~ 図 59 で見られたように、北極振動指数が正に大きくなるにつれて M_C の東西波数が小さくなったことに由来する。

このように、北極振動指数が正に大きくなると主に大西洋で、負に大きくなると太平洋と大西洋で、それぞれ傾圧不安定波動が卓越し、西風渦運動量輸送特性を通して AO と相互作用の関係にあることがわかった。次に、このような北極振動指数に対応した傾圧不安定波動の分布特性が、何によってもたらされるのかを調べる。

5.2.2 傾圧不安定波動の分布特性とジェット気流の関係

基本場の北極振動指数の正負によって、卓越する傾圧不安定波動は異なる空間分布を示すことがわかった。これは、西風渦運動量輸送特性が北極振動指数の正負によって変化することを意味している。傾圧不安定波動による帯状-波相互作用は、ジェット気流が亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェット気流の 2 本に分かれているか (ダブルジェット)、一つに結合しているか (シングルジェット) によって強弱が変わると指摘されている。Eichelberger and Hartmann (2007) は、ジェット気流がダブルジェットの構造をし、且つ 2 本のジェット気流の距離が離れ、位置が極向きにシフトしているほど帯状-波相互作用は強まり、反対にシングルジェットでは弱まることを明らかにした。特に、大規模山岳や海陸分布の影響で、太平洋ではシングルジェットになりやすく、大西洋ではダブルジェットになりやすい。加えて、AO は寒帯前線ジェット気流や極渦の強さによって特徴づけられる現象である (図 41)。したがって、本研究で得られた北極振動指数に伴う傾圧不安定波動の局地性は、LBM に与えた基本場の、ジェット気流の空間構造によってもたらされた可能性がある。

このことを調べるために、図 72 に、基本場を気候値としたとき (基本場を北極振動に対応させないとき) の、大西洋と太平洋における東西平均東西風の緯度-高度断面を示す。図 72 から、基本場に北極振動指数を与えない場合において、大西洋ではダブルジェット、太平洋で

はシングルジェット構造がそれぞれ見られることがわかる。大西洋では、ジェット気流の極大が 200 hPa 付近で北緯 20 度と北緯 45 度の付近に 2 つ存在し、極渦との繋がりも見られる。地表付近では北緯 50 度前後にジェット気流の極大がある。一方、太平洋では、同心円状に引き締まったシングルジェットの形状をしており、大西洋よりも 15m/s 程風速が大きい。極渦との繋がり大西洋ほど強くは無く、地表付近では北緯 40 度付近にジェット気流の極大がある。同時に、北極振動指数に回帰した東西風偏差を、太平洋と大西洋でそれぞれ帯状平均をとり、緯度-高度断面図にしたものを図 73 に示す。図 73(a) から、大西洋では寒帯前線ジェット気流の強化と亜熱帯ジェット気流の弱化に対応する東西風アノマリが、対流圏上層から下層まで伸びていることがわかる。一方、太平洋では、対流圏下層で寒帯前線ジェット気流の強化に対応する西風アノマリが大西洋より弱く、亜熱帯ジェット気流の弱化に対応する東風アノマリが大西洋より強いことがわかる (図 73(b))。

次に、北極振動指数が $+3\sigma$ のときの、大西洋と太平洋における東西平均東西風の緯度-高度断面 (図 74) を見ると、大西洋ではダブルジェットの構造がより一層明瞭になり、ジェット気流間の距離も図 72(a) に比べて広がっていることがわかる (図 74(a))。また、地表付近では北緯 60 度付近にジェット気流の極大が見られ、気候値に比べてやや極向きにシフトしている。一方、太平洋では極渦や寒帯前線ジェット気流がやや強まるものの、対流圏では依然としてシングルジェットのままである (図 74(b))。北極振動指数が $+3\sigma$ のとき、大西洋でのみ傾圧不安定波動が卓越し、逆ノの字型の構造によって西風渦運動量を極域まで輸送し、寒帯前線ジェット気流をさらに強めていた (図 60)。したがって、北極振動指数が正に大きいときに見られた、大西洋を中心とした局地的な傾圧不安定波動は、大西洋のジェット気流が明瞭なダブルジェット型で、2 本のジェット気流間の距離が広く、且つジェット気流が極向きにシフトしたことで、大西洋で帯状-波相互作用が強化され、その結果として励起されたと考えられる。言い換えると、LBM の基本場にシングルジェットとダブルジェットの構造を併せ持つ基本場を与えると、ダブルジェットの領域にのみ、傾圧不安定波動が卓越したということである。これは、Eichelberger and Hartmann (2007) の主張が理論的に証明された結果であるとも言える。同時に、図 60 では M_1 のような傾圧不安定波動が卓越したことから、リッジ (トラフ) 軸がノの字型に傾く傾圧不安定波動は、寒帯前線ジェット気流によって励起され、渦運動量輸送特性により寒帯前線ジェット気流をさらに強化していることがわかる。

同様に、北極振動指数が -3σ のときの、大西洋と太平洋における東西平均東西風の緯度-高度断面 (図 75) を見ると、ジェット軸は太平洋・大西洋共に北緯 30 ~ 40 度に位置しており、極渦や寒帯前線ジェット気流は明らかでないことがわかる。大西洋では熱帯の対流圏界面付近に小さなジェット気流の極大があり、わずかながらダブルジェットの構造を呈している (図 75(a))。しかし、極渦との繋がり弱く、 $+3\sigma$ の図 74 と比較すると、シングルジェットとしての特徴が強化されている。北極振動指数が負に大きいとき、太平洋と大西洋の両方で弱い M_C 型の傾圧不安定波動が卓越していた (図 53 ~ 図 55)。よって、北極振動指数が負である

時に、傾圧不安定波動が両海域で励起されたのは、基本場のジェット気流が両海域ともシングルジェット構造をしていたからであると考えられる。また、太平洋では、北極振動が負に大きくなるにつれて、シングルジェットの構造と風速が大西洋よりも強くなると、 M_C の逆くの字型の構造は大西洋よりも弱くなった。これは、Eichelberger and Hartmann (2007) が示した、風速の強いシングルジェットほど帯状-波相互作用が弱くなるという結果と矛盾しない。さらに、北極振動指数が負に大きいとき、 M_C は西風渦運動量を北緯 45 度付近で収束させるのに対し (図 53 ~ 図 55)、ジェット軸はそれより赤道側の北緯 30 ~ 40 度に位置している。したがって、 M_C は亜熱帯ジェット気流の傾圧性から励起され、西風渦運動量輸送特性によって、亜熱帯ジェット気流を北上させると考えられる。

以上から、基本場の北極振動指数が正に大きくなるほど、大西洋では基本場のジェット気流がダブルジェットの構造となり、帯状-波相互作用が強化され、AO 正と傾圧不安定波動が正のフィードバックの関係を築くことがわかった。また、基本場の北極振動指数が負に大きくなるほど、太平洋と大西洋ではシングルジェットの構造が同時に強化され、 M_C の構造が見られることがわかった。加えて、 M_C と負の AO との相互作用は、亜熱帯ジェット気流を北上させると考えられる。

5.3 LBM を用いた北極振動の理論的解析

前々章では、試みとして Tanaka and Matsueda (2005) に即した順圧外力を LBM に与えても、AO パターンが出現することがわかった。しかし、LBM には順圧成分に加えて傾圧成分も含まれている。さらに水平波においても、基本場を東西非対称としているため、全ての波・帯状・波相互作用が計算されている。したがって、大気の順圧成分だけでなく、傾圧成分にも適切な外力をパラメタライズし、減衰項の形で力学過程に与えなければならない。加えて、順圧-傾圧相互作用下において、順圧外力のみによって励起された AO パターンは、環状構造が明瞭ではなかった (図 37、図 38)。これを踏まえ、本章では、LBM の外力として、順圧成分と傾圧成分に粘性摩擦とレイリー摩擦を、傾圧成分のみに重力波抵抗 (式 (66)) をパラメタライズし、減衰項として方程式系の力学過程に含めて固有値問題を解き、順圧-傾圧相互作用下においても、AO が大気の特異固有解として出現するのかどうかを調べた。

5.3.1 1971 ~ 2000 年 1 月気候値

はじめに、1971 ~ 2000 年 1 月気候値を基本場を与えて固有値問題を解く。1 月気候値を採用した理由は、DJF の北極振動指数時系列 (図 1) と 1 月の北極振動指数時系列 (図 2) を比較したとき、1 月の北極振動指数が DJF の変動パターンを保ちながら、全体的に大きな値を示しているためである。また、1 月気候値と DJF 気候値は、両者とも冬季であることや、DJF 気候値の中に 1 月気候値が含まれていることなどから、構造にそれほど大きな変化は見られない。本研究では、1 月気候値で特異固有解としての AO を解析した後、DJF 気候値でも同様の解析を行い、AO が北半球冬季の大気に固有のモードであるのかを調べた。

1971 ~ 2000 年 1 月気候値を基本場を与えて固有値問題を解いたときの、増幅率と振動数の分布を図 76 に示す。図 76 から、振動数が 0 の定在モードが複数出現していることがわかる。この定在モードのうち、増幅率も殆ど 0 である特異固有モードに (図 76 星印上)、AO の構造が出現した (図 77)。さらに、増幅率は負であるが定在するモード (図 76 星印下) にも、AO パターンが明瞭に見られた (図 78)。この結果は、AO が大気の特異固有モードとして、任意の外力に対する共鳴応答によって励起されるとした、Tanaka and Matsueda (2005) と一致する。よって、1971 ~ 2000 年 1 月気候値を基本場としたとき、AO が大気の固有モードとして存在することが示された。しかし、増幅率が正に大きく振動数が 0 でないような傾圧不安定波動は、本来なら AO と同時に存在し互いに相互作用をするはずであるが、今回は十分に増幅しなかった。これは、力学系に与えた減衰項によって、傾圧不安定波動が抑制されてしまったためであると考えられる。この点は、減衰項のパラメタリゼーションに残された課題である。

次に、得られた AO モードの 3 次元空間構造を調べる。ここで特異固有解として得られた AO モード (図 76、星印上) を AO-1 (図 77)、増幅率が負の定在モードとして得られた AO

モード (図 76、星印下) を AO-2 (図 78) と呼ぶことにする。まず、AO-1 と AO-2 の、東西平均をした等圧面高度偏差の緯度-高度断面を図 79 に示す。図 79 は、順圧成分と傾圧成分を両方含んでいる。同期間で北極振動指数に回帰した等圧面高度偏差 (図 11) と比較すると、AO-1 と AO-2 は、観測値との対応が非常に良いことがわかる。特に、北緯 50 度付近で符号が反転する点や順圧的な構造をしている点など、AO に特徴的な等圧面高度偏差の特徴が明瞭に現れている。ここで、AO-1 と AO-2 の方が観測値に比べて地表付近の値が大きくなっているのは、LBM の外力に地表摩擦の効果を与えていないことや、LBM の下端境界条件 (式 (35)) に課題が残されているためであると考えられる。

続いて、AO-1 の 31、230、539、1011hPa 面における等圧面高度偏差を、図 80 ~ 図 83 に示す。図 80 ~ 図 83 では、全高度を通して AO の環状構造が非常に明瞭に現れている。高気圧偏差の帯には、太平洋と大西洋に極大が見られ、太平洋のブロッキングパターンと NAO が AO と共に出現していることもわかる。さらに、成層圏中部から対流圏下層にかけて AO の構造が殆ど形を変えないことから、AO-1 は順圧性が高いと言える。これらの特徴は、1 月の北極振動指数に回帰した、30、250、500、1000hPa における等圧面高度偏差とも一致する (図 12 ~ 図 15)。

次に、AO-1 と AO-2 に伴う東西風の東西平均を計算し、緯度-高度分布を調べた (図 84)。観測値 (図 9) から分かる通り、AO は寒帯前線ジェット気流及び極渦の強化と亜熱帯ジェット気流の弱化といった、風速のシーソーパターンで特徴づけられる。これを踏まえて図 9 と図 84 を比較すると、AO に伴う風速のシーソーパターンが非常によく一致していることがわかる。両者とも、北緯 45 度付近で風速の符号が反転しており、低緯度側よりも高緯度側の方が風速の絶対値が大きくなっている。さらに、風速の大きさも全体的に整合性が良い。一方で、地表摩擦の欠如や LBM の下端境界条件の課題等により、地表付近で風速が閉じておらず、最大で 4m/s の西風が下部境界まで達してしまっている。さらに、亜熱帯ジェット気流に相当する、対流圏北緯 30 度付近の東風アノマリも明瞭ではない。しかし、対流圏上層から上部境界までは観測との対応は良いことから、適切な地表摩擦や下端境界条件を与えることで、AO の構造はさらに観測大気に近づくと期待される。

続いて、AO-1 と AO-2 に伴う気温偏差の東西平均について、緯度-高度分布を調べた (図 85)。観測値 (図 16) と比較すると、高度偏差や東西風と同様に、両者はとてもよく一致していることがわかる。特に、北緯 60 度以北で顕著な低温偏差が見られることや、200hPa より下層で一度低温偏差が弱まった後に下部境界で再び強まること、さらに対流圏下層の北緯 40 度付近で弱い高温偏差が見られることなど、共通する特徴が多く現れている。さらに、等圧面における温度偏差の分布を調べるために、AO-1 の 31、230、539、1011hPa 面における等圧面温度偏差を調べた (図 86 ~ 図 89)。図 86 ~ 図 89 から、全体を通して極域で低温偏差、その周辺で環状に高温偏差が見られており、AO に伴う気温構造と一致することがわかる。特に、図 87 ~ 図 89 の対流圏では、低温偏差の極大がグリーンランドや東シベリア海の付近に

出現している。これは、500hPa 面における観測 (図 17) や 1000hPa 面における観測 (図 18) ともよく対応している。特に、539hPa 面 (図 88) では 500hPa 面における観測との対応が非常によく、低温偏差のパターンに加え、ユーラシア大陸東部から太平洋にかけてと北米東岸やヨーロッパ北部における高温偏差のパターンも、観測と共通して見られた。一方で、AO に伴う温暖化パターンは、本来地表付近で議論されるべきである。しかしながら、1011hPa 面における気温偏差分布 (図 89) から明らかとなっており、下部境界付近では特異固有解と観測があまり一致していない。この点も、地表摩擦の欠如や下端境界条件といった LBM の設定に問題があることを示唆している。式 (35) から明らか通り、本研究で使用した LBM には、大気下端の気温偏差が大気下端のジオポテンシャル偏差に比例するという条件が課されていた。この条件を踏まえると、地表付近の気温偏差 (図 89) は、他の高度に比べて、地表付近のジオポテンシャル高度偏差 (図 83) の分布との比例関係が強いことが分かる。したがって、地表付近の気温偏差パターンと観測値との不一致は、式 (35) の下端境界条件によって引き起こされている可能性がある。これらの点は今後の重要な課題となるが、本研究は AO が大気の特異固有解であることを明らかにするという点に重点を置いており、加えて地表付近を除いた気温偏差パターンは観測と似た分布を示していることから、研究の目的には支障をきたしていない。

最後に、AO-1 について、鉛直波数毎にエネルギースペクトルを計算し、どの鉛直モードに最もエネルギーが蓄積されているのかを調べた。ここで、エネルギースペクトルは、3次元ノーマルモード展開係数 w_{nlm} を用いて、以下のように求めた (Terasaki and Tanaka 2007)。

$$E_{0lm} = \frac{1}{4} p_s h_m |w_{0lm}|^2 \quad (70)$$

$$E_{nlm} = \frac{1}{2} p_s h_m |w_{nlm}|^2 \quad (71)$$

式 (70) が東西波数 0 の全エネルギースペクトル、式 (71) が、東西波数が 0 以外の全エネルギースペクトルを表す。式 (71) が式 (70) の 2 倍であるのは、0 以外の東西波数に正と負の波数があるためである。式 (70) と式 (71) を鉛直波数 m で閉じ、各鉛直波数毎の全エネルギー分布を調べたのが、図 90 である。図 90 から、 $m = 0$ の順圧成分に最も多くのエネルギーが蓄積されていることがわかる。同様にして、東西波数 n 毎の全エネルギー分布を調べると (図 91)、東西波数が大きくなるにつれてエネルギーが小さくなるレッドノイズスペクトルが見られ、東西波数 0 に最も多くのエネルギーが蓄積されていた。これは、AO-1 が環状構造をしていることと整合的である。同時に、南北波数毎の全エネルギー分布は、南北波数 3 と 5 に最も多くのエネルギーが蓄積されていた (図は省略)。これは、南北方向の基底関数である Hough ベクトル関数の南北波数 3 と 5 が、AO に対応する構造をしていることの反映であり、Tanaka and Terasaki (2005) と一致する。以上のことから、エネルギースペクトルにおいても、AO-1 が順圧的な構造をしていることが示された。一方で、観測された AO に対する、鉛直スペクトルの解析は行われていない。今後、観測の値と比較をし、整合性を確かめる必要がある。

以上の解析から、1971～2000年1月気候値に対する固有モードとして、AOが励起されることが示された。そのうち、AO-1は特異固有解として出現している。また、順圧高度、等圧面高度、東西風、気温の全てにおいて、AOの特徴的な構造が観測と非常によく一致していた。これは、AOが統計的な虚像ではなく、大気固有解として得られる実像であることを示す結果である。次章では、確認のため、1971～2000年DJF気候値をLBMに与えて同様の解析を行い、DJF気候値に対してもAOが固有モードとして励起されるのかを調べる。

5.3.2 1971～2000年DJF気候値

同様の解析を1971～2000年DJF気候値について行い、AOが固有モードとして北半球冬季の大気に内在されていることを確かめる。図92は、固有値問題を解いたときの、増幅率と振動数の分布図である。図92は、同期間の1月気候値を用いた図76と分布傾向が似ている。振動数0の定在モードが複数出現し、その周辺に振動数が0でなく増幅率が正である不安定モードが励起されている。このうち、振動数が0で増幅率も0である特異固有モードに(図92星印)、AOパターンが出現した(図93)。等圧面高度偏差を東西平均し、緯度-高度断面を調べると(図94(a))、北緯60度付近で偏差の符号が逆転し、順圧的な構造をしていることがわかる。これらは、観測(図11下)やAO-1、AO-2で見られた特徴(図84)と一致している。同様に、東西平均した東西風の緯度-高度断面は(図94(b))、風速のシーソーパターンが明瞭に見られ、観測とも整合的であった(図9下)。一方で、等圧面高度や東西風は観測よりもやや強い傾向が見られた。

次に、温度分布を比較する。東西平均をした気温の緯度-高度断面を見ると(図95)、極域の低温偏差パターンが見られる点や、対流圏中層で寒気偏差が一度弱まる点が、観測と一致していることがわかる(図16)。北緯45度付近の高温偏差も、わずかながら見られた。さらに、539hPa面と1011hPa面における気温偏差の水平分布を見ると、極域の低温偏差と、それを取り囲む環状の高温偏差が明瞭に見られることがわかる(図96、図97)。特に、539hPa面(図96)では観測(図17)との対応が非常によく、低温偏差の中心がグリーンランド付近と東シベリア海付近に見られる点や、ユーラシア大陸東部から太平洋にかけてと北米東岸やヨーロッパ北部に見られる高温偏差パターンなどが共通して見られた。一方で、地表付近の1011hPa面(図97)では全体的な偏差パターンは観測(図18)と共通するものの、細かな気温偏差パターンの形状は観測と一致しなかった。これは、前述の通り、地表摩擦の効果やLBMの下端境界条件に課題が残されているためであると考えられる。

以上から、1971～2000年DJF気候値においても、AOは大気の特異固有解として出現することが示された。得られたAOは順圧的な環状構造をしており、極域で低温偏差、それを取り囲む中・高緯度で環状の高温偏差が明瞭に見られた。したがって、AOは北半球冬季の大気に固有なモードであり、特異固有解として任意の外力による共鳴応答で励起されることが示された。

6 考察

本研究の目的は、線形傾圧モデル (LBM) を構築してあらゆる波-波・帯状-波相互作用を考慮した 3 次元線形不安定解析を行い、AO と傾圧不安定波動の空間的な相互作用や、順圧-傾圧相互作用下における AO の特異固有性を調べることである。これらの点について、検証や解析を行ってきた。以下に、各点に関する考察を述べる。

6.1 LBM の検証

本研究では、3 次元ノーマルモード関数を基底としたスペクトルプリミティブモデルを元に、全ての波の相互作用を含む LBM を構築した。この LBM は、筑波大学順圧 S-model や Seki et al. (2011) の東西波数で閉じたスペクトルモデルを、あらゆる波-波・帯状-波相互作用と順圧-傾圧相互作用を計算できるように拡張したモデルである。

はじめに、既往研究と同じ実験設定を与え、LBM が解析手段として有効なものであるか、検証を行った。その結果、Seki et al. (2011) や Tanaka and Matsueda (2005) と整合的な結果が得られた。したがって、本研究で拡張をした LBM は、大気の固有モードや外力への定常応答を調べるのに、有効な手段であると言える。

さらに、LBM を鉛直波数 0 の順圧成分で閉じ、外力を与えずに固有値問題を解いたところ、振動数 0 の定在モードのうち、増幅率が大きいものに、AO に似た構造が出現した。これは、AO が順圧不安定として順圧大気に埋め込まれていることを示唆している。これまでは、AO は任意の外力に対する共鳴応答として励起されると示されてきた (Tanaka and Matsueda 2005)。しかし、本研究の結果から、AO は外力の有無に問わず、その種となる構造が順圧大気に含まれている可能性があることが示された。

また、1971 ~ 2000 年 1 月の気候値を LBM に与え、外力を与えずにフルマトリックスを計算したところ、基本場に東西非対称性を与えて全ての波-波・帯状-波相互作用を計算した場合でも、Tanaka and Kung (1989) や Tanaka and Tokinaga (2002) 等と同様に、東西波数 5 ~ 9 前後のチャーニーモード M_C やダイポールチャーニーモード M_2 が出現した。また、 M_C は太平洋よりも大西洋で振幅の極大が極寄りにシフトしたが、このような傾圧不安定波動の局地性は、LBM に与える基本場を、東西対称な 2 次元空間値ではなく東西非対称な 3 次元空間値としたために出現したと考えられる。つまり、基本場の空間的・地理的特性が、傾圧不安定波動の構造に影響を与えた可能性がある。これは、基本場のジェット気流の構造によって、渦運動量輸送特性が変化するとした Eichelberger and Hartmann (2007) の主張とも一貫性がある。一方、 M_2 は Seki et al. (2011) ほど明瞭には見られなかった。これは、様々な波-波・帯状-波相互作用が加味されたことで、Seki et al. (2011) の実験設定に比べ、 M_2 が卓越するプラネタリースケールから、 M_C が卓越する総観スケールへとエネルギーが流れていったためであると考えられる。

6.2 傾圧不安定波動と北極振動の相互作用

LBM に北極振動指数の正負と対応させた東西非対称な基本場を与えて固有値問題を解き、増幅率の大きい傾圧不安定波動の構造や、傾圧不安定波動と AO の相互作用を空間的に調べた。その結果、北極振動指数が正に大きくなるほど、 M_C は大西洋でのみ卓越するようになり、逆くの字型の構造がノの字型に変化することがわかった。同時に、傾圧不安定波動の中心も極方向へシフトする。したがって、北極振動指数が正に大きい時、 M_C は主に大西洋で西風渦運動量を極方向へ輸送して寒帯前線ジェット気流を強め、AO 正の構造をさらに強化すると考えられる。この AO 正と傾圧不安定波動の正フィードバックは、Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の指摘とも一致するが、本研究によって、基本場に東西非対称性を与えて全ての波-波・帯状-波相互作用を計算すると、両者の正のフィードバックが大西洋に特化して出現することが明らかにされた。このような局地性は、LBM に東西非対称な基本場を与えたことに由来すると考えられる。特に、基本場のジェット気流の構造に注目すると、大西洋冬季はダブルジェット構造が、太平洋冬季はシングルジェット構造が卓越するうえ、このようなジェット気流構造の違いが、波の相互作用の強さを変化させるという指摘がある (Eichelberger and Hartmann 2007)。特に、ダブルジェット構造は、2本のジェット気流が離れて極方向へシフトするほど、帯状-波相互作用の効果が強まる。実際に、大西洋のジェット気流は、北極振動指数が正に大きくなるにつれてこの条件を満たしたことから、基本場の東西非対称性に伴う局地的な帯状-波相互作用の強化が、結果的に大西洋における傾圧不安定波動の卓越や AO 正とのフィードバックとして現れたと考えられる。

加えて、北極振動指数が負に大きくなると、太平洋と大西洋の両海域で M_C が卓越し、振幅は大西洋の方が太平洋よりわずかに強くなった。同時に、 M_C のリッジ (トラフ) 軸は、逆くの字型の傾きが弱まる傾向が見られた。これは、北極振動指数が負に大きくなるほど、基本場のシングルジェット構造が強まるうえに、赤道側にシフトしたためであると考えられる。それにより、波の相互作用が抑制され、傾圧不安定波動は弱い西風渦運動量輸送を行う形状で励起されたと言える。また、北極振動指数が負に大きくなるほど、基本場のジェット軸は北緯 30 ~ 40 度付近へ南下するのに対して、卓越する M_C は北緯 45 度付近へ西風渦運動量を収束させた。これは、負の北極振動と傾圧不安定波動の相互作用において、亜熱帯ジェット気流の傾圧性によって励起された M_C が、渦運動量輸送特性を通して、亜熱帯ジェット気流を極側へシフトさせるような働きをすることを示している。

6.3 LBM を用いた北極振動の理論的解析

最後に、順圧-傾圧相互作用を与えた LBM においても、AO が大気の特異固有解として得られるのかどうかを調べた。基本場に 1971 ~ 2000 年冬季の気候値を採用し、粘性摩擦やレイリー摩擦、重力波抵抗などの外部強制項を減衰項の形にパラメタライズして方程式系に与

え、固有値問題を解いたところ、振動数と増幅率が共に0である特異固有解として、AOの構造が明瞭に出現した。等圧面高度偏差は、下端境界から上端境界まで順圧的な構造をしており、東西風のシーソーパターンや、グリーンランド・東シベリア海を中心とした低温偏差パターンなど、AOの特徴的な構造が見られ、観測とも非常に良い対応が見られた。加えて、鉛直波数毎のエネルギースペクトルは、鉛直波数 $m = 0$ の順圧成分に、圧倒的に多くのエネルギーが蓄積されていた。したがって、AOは統計的な虚像ではなく、北半球冬季の大気に特異固有モードとして埋め込まれた実像であることは明らかであると言える。

しかし、本研究では、減衰項に地表摩擦を与えておらず、LBMの下端境界条件にも課題が残されている。それにより、対流圏下層では、観測値と一致しない点が見られた。例えば、特異固有解としてのAOでは、地表付近にまで強風軸が達していたり、等圧面高度偏差が地表付近まで強くなっていたりと言った点である。本研究では、AOが順圧-傾圧相互作用下においても特異固有解として出現するかどうかには焦点を当てているため、この点は障壁にはならない。しかし、AOの3次元構造を検証することに焦点を当てる場合、これらを改良することは重要な課題の一つである。同時に、AOと相互作用の関係にあるべき傾圧不安定波動が十分に励起されなかった。これは、固有値問題に与えた粘性摩擦や重力波抵抗の効果によって、傾圧不安定波動が減衰してしまったためであると考えられる。したがって、粘性摩擦やレイリー摩擦、重力波抵抗といった外部強制力のパラメタリゼーション方法をさらに検討する必要がある。

7 結論

本研究では、3次元ノーマルモード関数を基底とし、基本場に東西非対称性を与え、全ての波-波・帯状-波相互作用と順圧-傾圧相互作用を含むLBMを構築し、3次元線形不安定解析を行った。研究の目的は、AOと傾圧不安定波動の3次元空間的な相互作用と、順圧-傾圧相互作用下におけるAOの特異固有性を調べることである。

構築したLBMの性能を検証したところ、既往研究との整合性はよく、3次元線形不安定解析や線形応答解析において有効なツールであることが示された。同時に、AOの種となる構造が、定在な順圧不安定として、順圧大気の固有モードに埋め込まれていることがわかった。これまで、AOは任意の外力に対する共鳴応答として励起されると言われてきた (Tanaka and Matsueda 2005)。しかし、本研究により、外力はAOを0から励起するのではなく、順圧大気に埋め込まれたAOの原形を発達させる働きをすることが明らかとなった。

次に、LBMを応用して、AOと傾圧不安定波動との相互作用を3次元空間的に調べた。その結果、北極振動指数が正に大きくなるほど、主に大西洋において、AOと傾圧不安定波動が正のフィードバック関係を築くことがわかった。 M_C はリッジ (トラフ) 軸が逆くの字型からノの字型に変化し、振幅の極大域が極側へシフトして、西風渦運動量を極域まで輸送するようになり、寒帯前線ジェット気流を強化させた。したがって、全ての波-波・帯状-波相互作用を考慮した場合においても、正のAOと傾圧不安定波動は相互作用をし、互いに勢力を強めあうことが示された。また、両者の相互作用は大西洋でのみ卓越した。これは、北極振動指数が正に大きくなるほど、太平洋でシングルジェット構造が、大西洋ではダブルジェット構造がそれぞれ強化されたためである。LBMは基本場の3次元空間性を保つため、このような海域別のジェット気流構造の違いにより、波の相互作用に局地性が生じ、それが傾圧不安定波動に反映されたと考えられる。加えて、ダブルジェット構造の方が、シングルジェット構造よりも波の相互作用が強いため、結果として太平洋でのみ傾圧不安定波動が卓越した可能性がある。よって、AO正と傾圧不安定波動の正のフィードバックが、大西洋で顕著であることが示された。これは、AO正とストームトラックとの相関が大西洋で高いとした、Chang and Fu (2002, 2003) とも整合的である。

また、北極振動指数が負に大きいと、 M_C は太平洋と大西洋の両海域に出現した。これは、北極振動指数が負に大きいほど、基本場のジェット気流の構造が、北緯30~40度を中心とした強いシングルジェット構造となるためである。シングルジェットは風速が強く南偏するほど、波の相互作用が弱くなることから、 M_C の逆くの字型は、基本場の北極振動指数が強くなり過ぎない場合の方が明瞭に見られた。さらに、 M_C は基本場のジェット軸よりも高緯度側で西風渦運動量を収束させていた。したがって、AO負と傾圧不安定波動の相互作用は、亜熱帯ジェット気流の傾圧性によって M_C を励起し、 M_C の渦運動量輸送特性を通して亜熱帯ジェット気流を北上させていると考えられる。

最後に、順圧-傾圧相互作用の下でも、任意の外力に対する共鳴応答で、AOが特異固有解

として励起されるのかどうかを調べた。粘性摩擦、レイリー摩擦、重力波抵抗の効果を与えて固有値問題を解いた結果、北半球冬季の特異固有解として、AO が出現することがわかった。得られた AO の構造は、観測によるものと非常によく一致しており、順圧的な構造や東西風偏差のシーソーパターン、極域の低温偏差や AO に埋め込まれた北太平洋ブロッキングや NAO の構造にいたるまで、整合性が確認された。したがって、AO 統計的な虚像ではなく、北半球冬季の大気に特異固有モードとして埋め込まれた実像であることが明らかにされた。今回は LBM を用いた AO の特異固有性の検証に焦点を当てたが、AO の 3 次元構造そのものを解析するには、地表摩擦の効果や LBM の下端境界条件を適切に扱う必要がある。また、減衰項の効果により、AO と相互作用すべき傾圧不安定波動が十分に励起されなかった。したがって、外部強制項のパラメタリゼーションにも改善の余地が残されている。これらの点は、LBM を用いた様々な研究に対する、今後の課題と言える。

謝辞

本研究を進めるにあたり、生命環境科学研究科地球科学専攻 専攻長 / 筑波大学計算科学研究センター 田中博教授には、終始あたたかく適切なご指導を賜りました。心より感謝いたしますとともに、篤く御礼申し上げます。また、同専攻の林陽生教授、上野健一准教授、植田宏昭准教授、日下博幸准教授、若月泰孝助教、寺崎康児研究員には、研究内容や手法、今後の発展に関して様々な助言を頂戴いたしました。心より感謝致します。さらに、大気大循環研究室卒業生の藤原冬樹様には、線形不安定解析に関する研究を引き継がせて頂きました。深く御礼申し上げます。

最後に、大気大循環研究室の皆様をはじめ、これまで支えてくださった全ての皆様に心より御礼申し上げます。

参考文献

- Chang, E. K. M., and Y. Fu, 2002: Interdecadal variations in northern hemisphere winter storm track intensity. *J. Clim.*, **15**, 642-658.
- Chang, E. K. M., and Y. Fu, 2003: Using mean flow change as a proxy to infer interdecadal storm track variability. *J. Clim.*, **16**, 2178-2196.
- Eichelberger, S. J., and D. L. Hartmann, 2007: Zonal jet structure and the leading mode of variability. *J. Clim.*, **15**, 5149-5163.
- Jin, F.-F., L.-L. Pan, and M. Watanabe, 2006: Dynamics of synoptic eddy and low-frequency flow interaction. Part II: A theory for low-frequency modes. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1965-1708.
- Kasahara, A., 1977: Numerical integration of the global barotropic primitive equations with Hough harmonic expansions. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 687-701.
- Kasahara, A., and K. Puri, 1981: Spectral representation of three-dimensional global data by expansion in normal mode functions. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 37-51.
- Kasahara, A., 1984: The linear response of a stratified global atmosphere to tropical thermal forcing. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2217-2237.
- Kimoto, M., F.-F. Jin, M. Watanabe, and N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 737-740.
- Limpasuvan, V., and D. L. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133-3136.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal flow feedback in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312-3327.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2003: Eddy-zonal flow feedback in the Northern Hemisphere winter. *J. Clim.*, **16**, 1212-1227.
- Pan, L.-L., F.-F. Jin, and M. Watanabe, 2006: Dynamics of synoptic eddy and low frequency flow interaction. Part III: Baroclinic model results. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1709-1725.
- Seki, S., H. L. Tanaka, and F. Fujiwara, 2011: Modification of the baroclinic instability associated with positive and negative Arctic Oscillation index: A theoretical proof of the positive feedback. *SOLA*, **7**, 53-56.

- Tanaka, H., 1985: Global energetics analysis by expansion into three-dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180-200.
- Tanaka, H. L., 2003: Analysis and modeling of the Arctic Oscillation using a simple barotropic model with baroclinic eddy forcing. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1359-1379.
- 田中博, 2004: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験及びその力学的考察. 気象研究ノート, **206**, 71-107.
- Tanaka, H. L., and E. C. Kung, 1989: A study of low-frequency unstable planetary waves in realistic zonal and zonally varying basic states. *Tellus*, **41A**, 179-199.
- Tanaka, H. L., and M. Matsueda, 2005: Arctic Oscillation analyzed as a singular eigenmode of the global atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 611-619.
- Tanaka, H. L., and S. Sun, 1990: A study of baroclinic energy sources for large-scale atmospheric normal modes. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2674-2695.
- 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 H. Tokinaga, 2002: Baroclinic instability in high latitudes induced by polar vortex: A connection to the Arctic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 69-82.
- Terasaki, K., and H. L. Tanaka, 2007: An analysis of the 3-D atmospheric energy spectra and interactions using analytical vertical structure functions and two reanalysis. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 785-796.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 1998: The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297-1300.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 2000: Atmosphere-ocean thermal coupling in the North Atlantic: A positive feedback. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 3343-3369.
- Watanabe, M., and F.-F. Jin, 2004: Dynamical prototype of the Arctic Oscillation as revealed by a neutral singular vector. *J. Clim.*, **17**, 2119-2138.
- Yamazaki, K., and Y. Shinya, 1999: Analysis of the Arctic Oscillation simulated by AGCM. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 1287-1298.

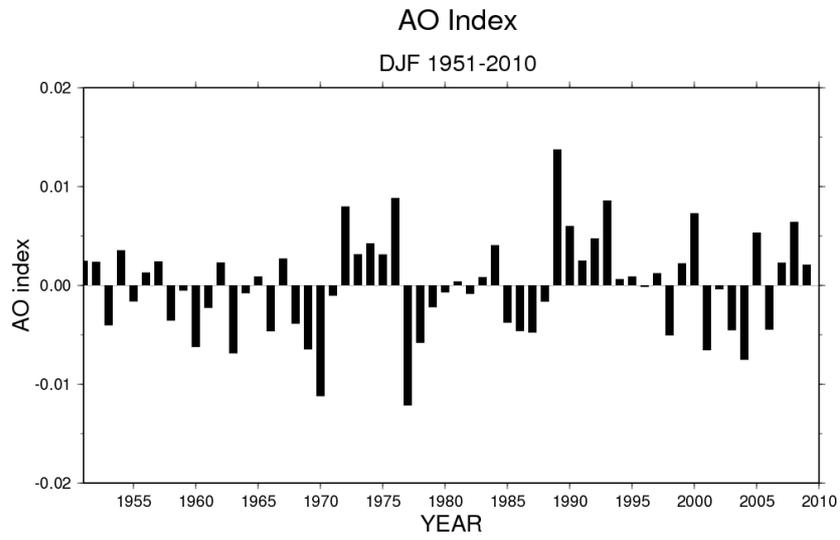


図 1: 1951 年 ~ 2010 年の冬季 (DJF) における北極振動指数.

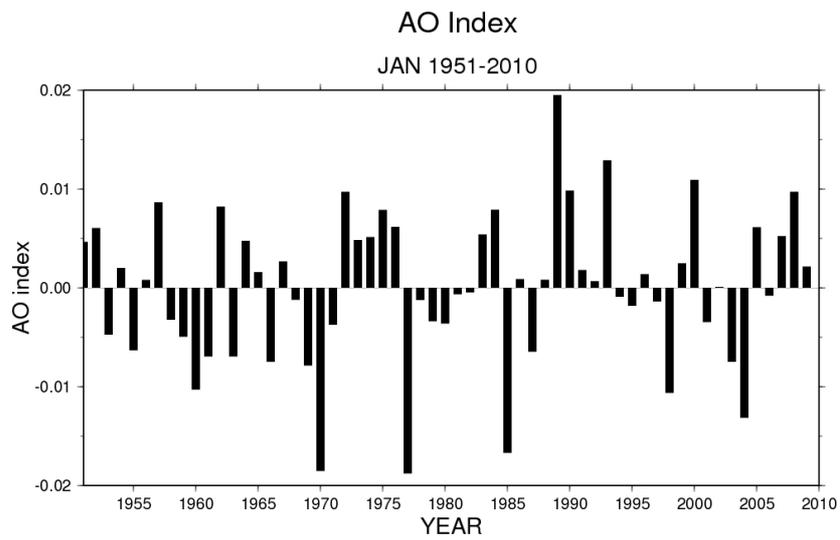


図 2: 1951 年 ~ 2010 年の 1 月における北極振動指数.

Vertical Structure Function

M = 0 to 6

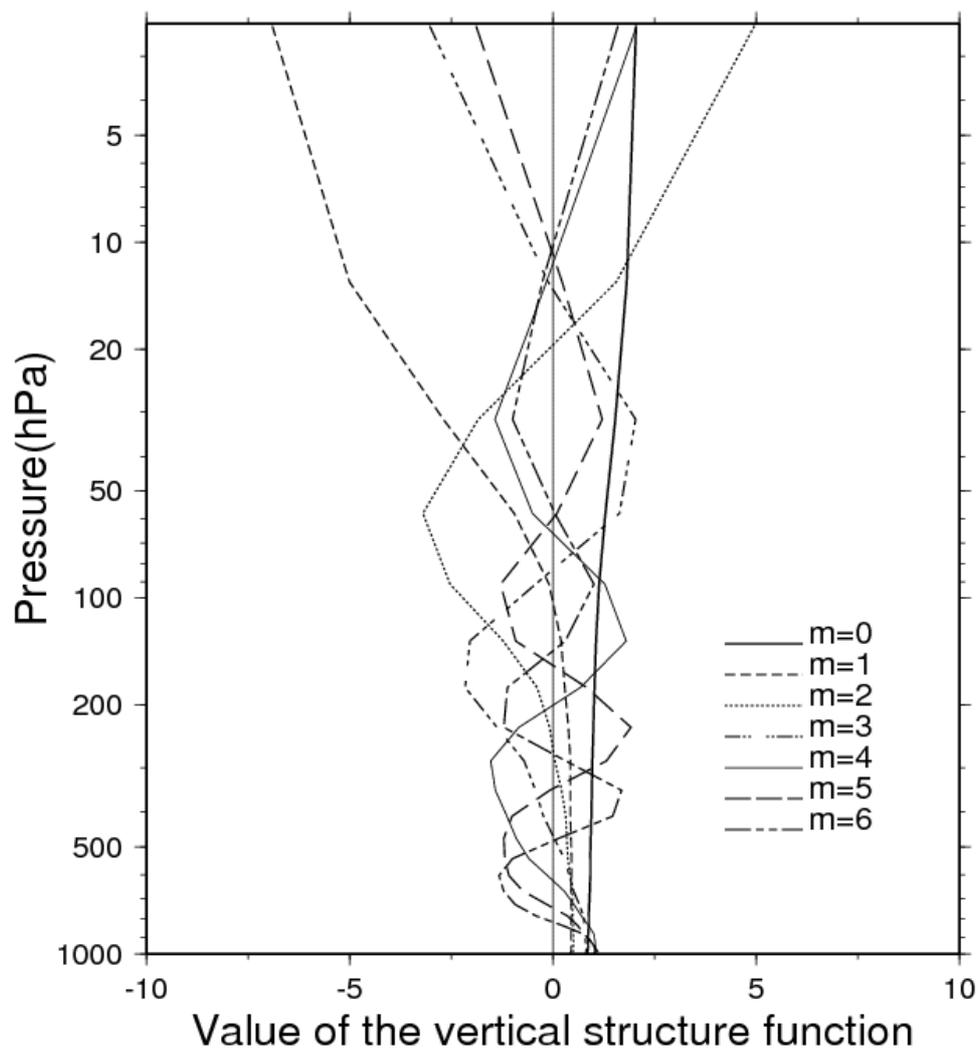


図 3: 鉛直構造関数のモード別構造. 鉛直モードは $m = 0 \sim 6$.

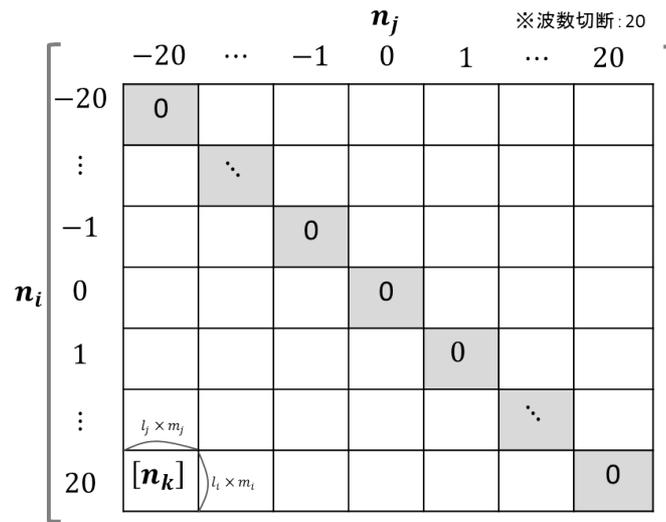


図 4: 東西波数の相互作用に制限があるときの LBM 行列計算概念図. 相互作用する 3 つの東西波数 (行成分 n_i , 列成分 n_j , 行列の各成分 n_k (基本場の東西波数)) について, 基本場に東西対称な帯状平均値 ($n_k=0, n_i = n_j$) を与えるという制限を課して対角成分のみを計算. 行列の各成分は, 南北・鉛直全波数の大きさを持つ正方行列.

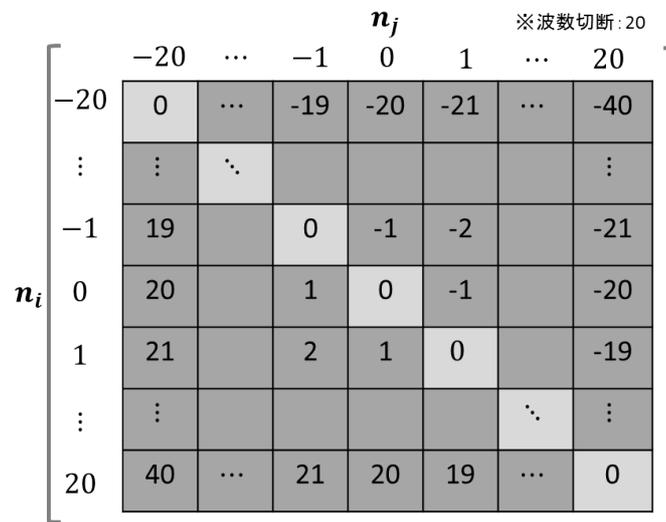


図 5: 全ての波-波・帯状-波相互作用を解く LBM 行列計算の概念図. 相互作用する 3 つの東西波数 (行成分 n_j , 列成分 n_i , 行列の各成分 n_k (基本場の東西波数)) について, 基本場に東西非対称な 3 次元空間値 ($n_i = n_j + n_k$) を与えて全ての行列成分を計算. 行列の各成分は, 南北・鉛直全波数の大きさを持つ正方行列.

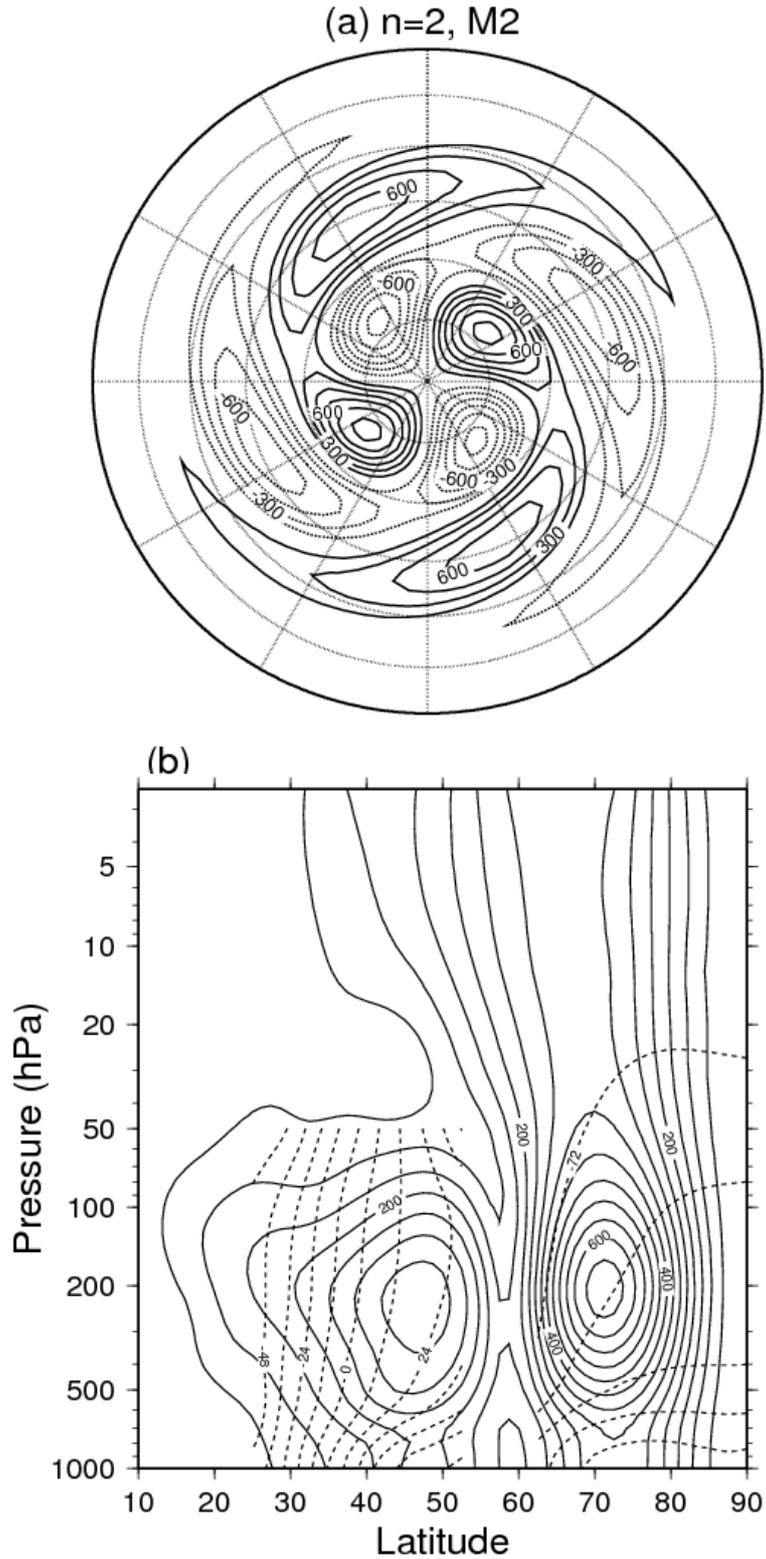


図 6: (a) ダイポールチャーニーモード (M_2) の北半球における 500 hPa ジオポテンシャル高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差. 等経度線は 30 度毎, 等緯度線は 15 度毎. (b) M_2 の振幅と位相の緯度-高度断面図. 実線は振幅, 破線は位相.

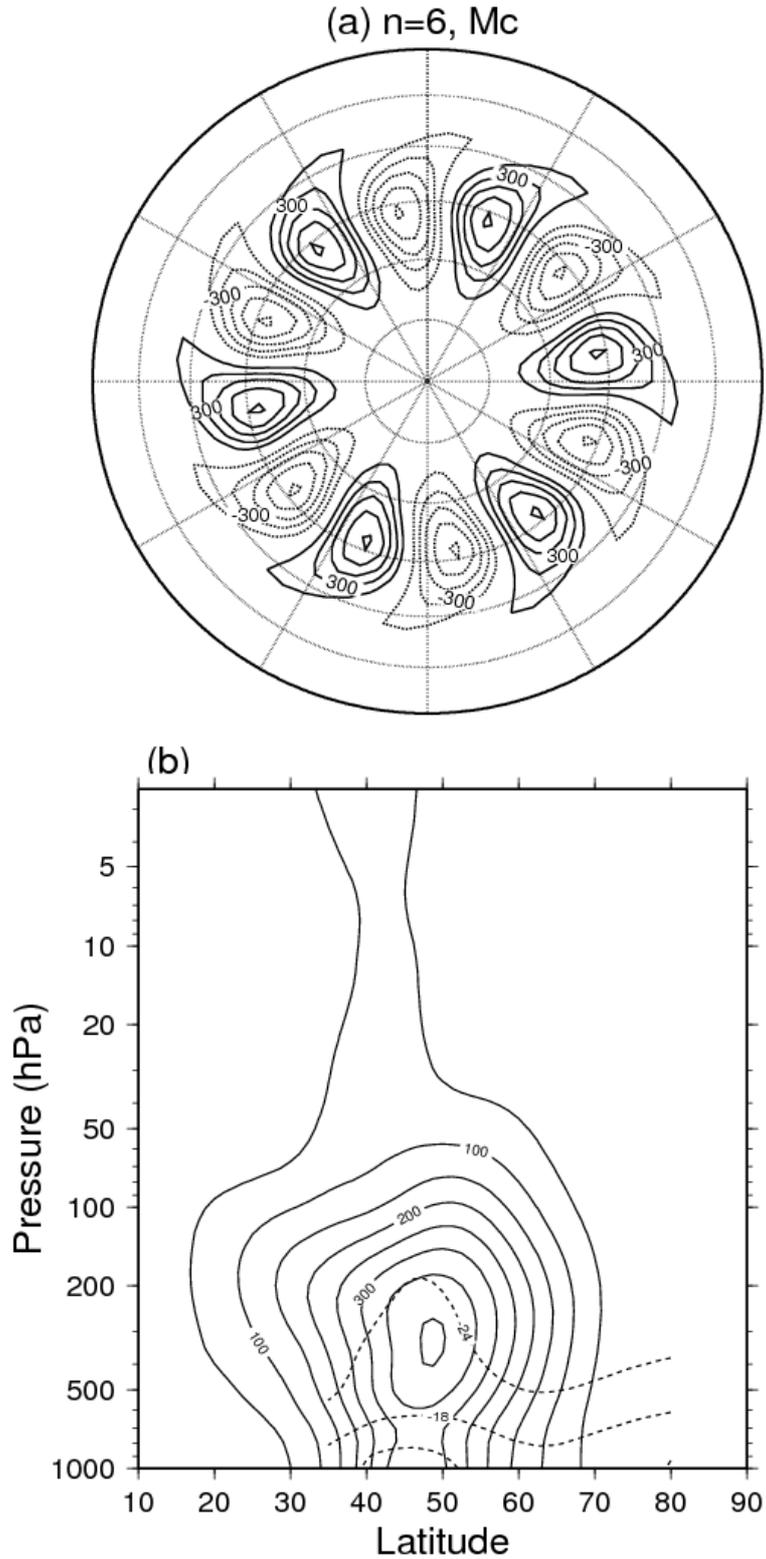


図 7: (a) チャーニーモード (M_C) の北半球における 500 hPa ジオポテンシャル高度偏差. 実線は正偏差, 破線は負偏差 (m). 等経度線は 30 度毎, 等緯度線は 15 度毎. (b) M_C の振幅と位相の緯度-高度断面図. 実線は振幅, 破線は位相.

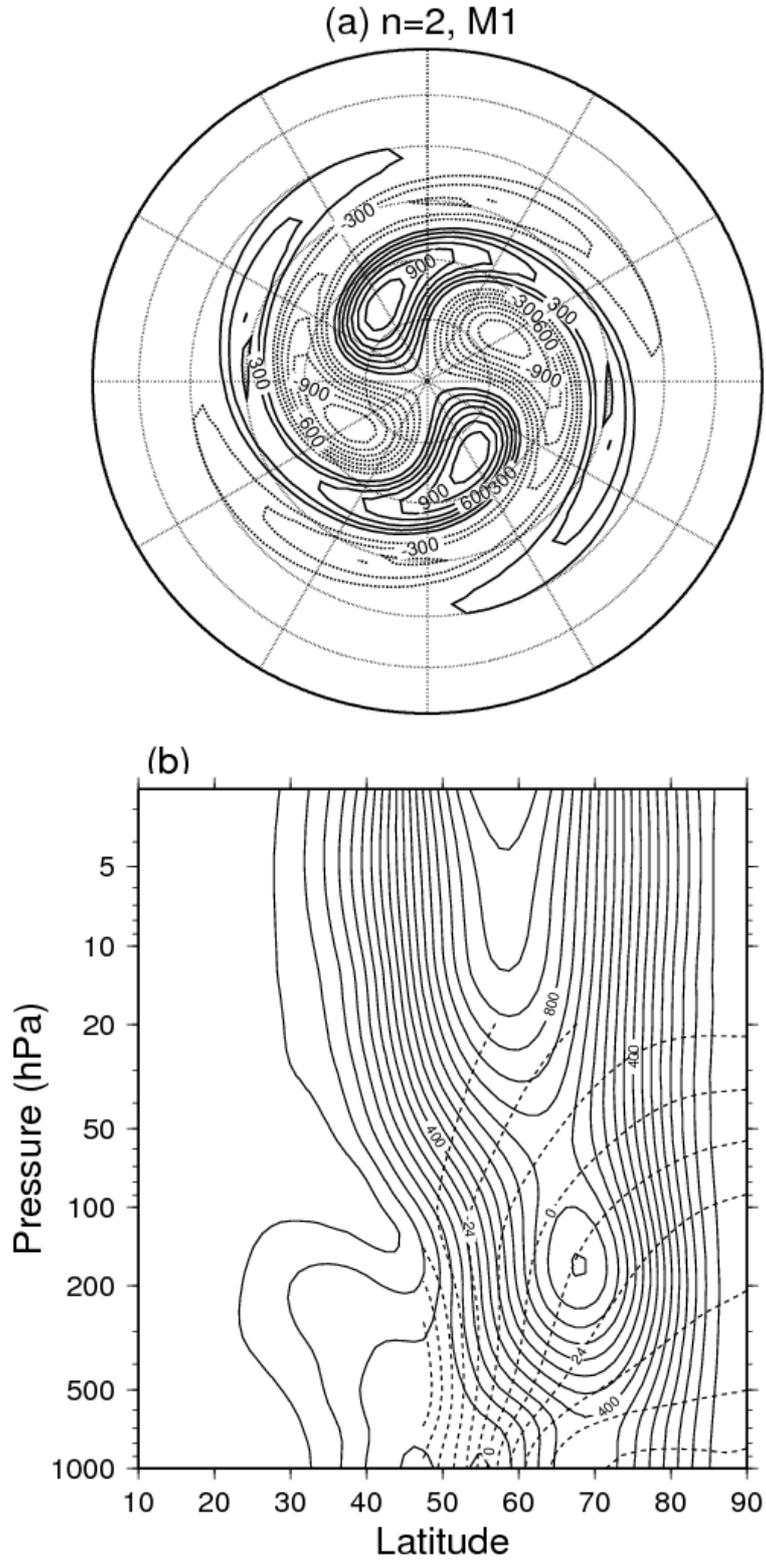


図 8: (a) モノポールチャーニーモード (M_1) の北半球における 500 hPa ジオポテンシャル高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差. 等経度線は 30 度毎, 等緯度線は 15 度毎. (b) M_1 の振幅と位相の緯度-高度断面図. 実線は振幅, 破線は位相.

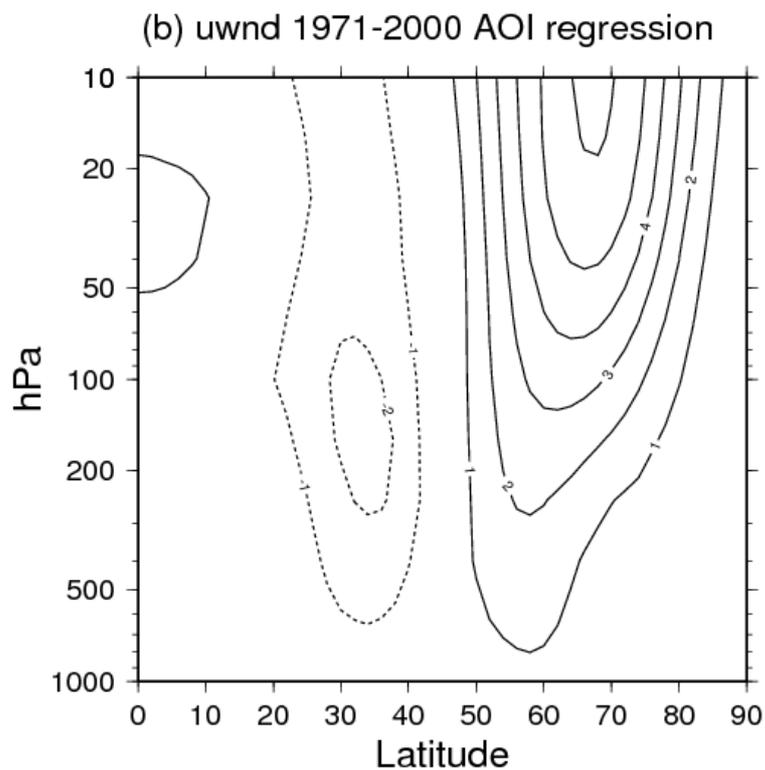
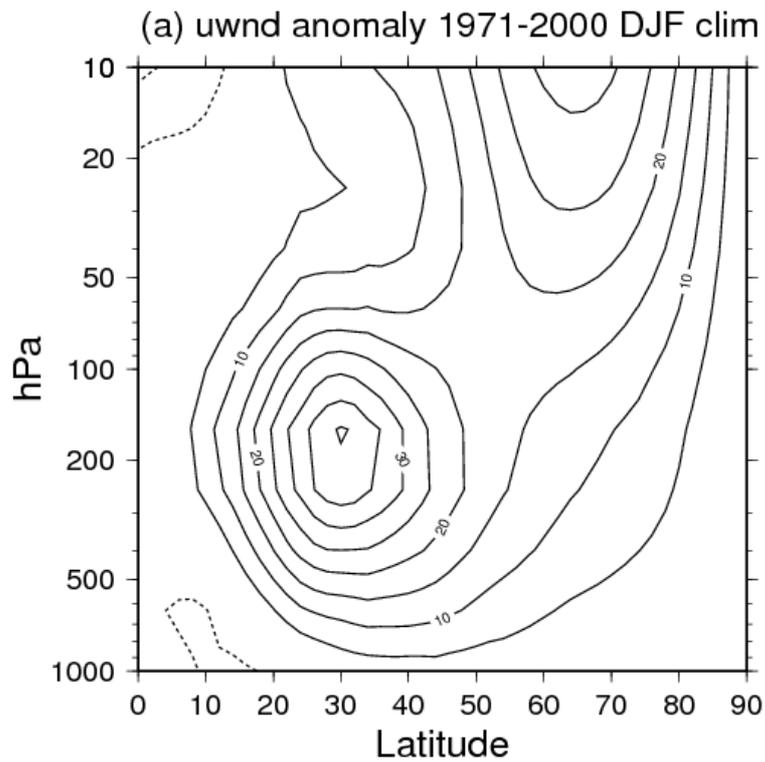


図 9: (a)1971 ~ 2000 年の DJF における東西風の気候値 (東西平均値の緯度-高度分布). 実線は西風, 破線は東風. (b) 同期間で北極振動指数に回帰した東西風偏差 (東西平均値の緯度-高度分布). 実線は正 (西風) 偏差, 破線は負 (東風) 偏差, 単位は m/s .

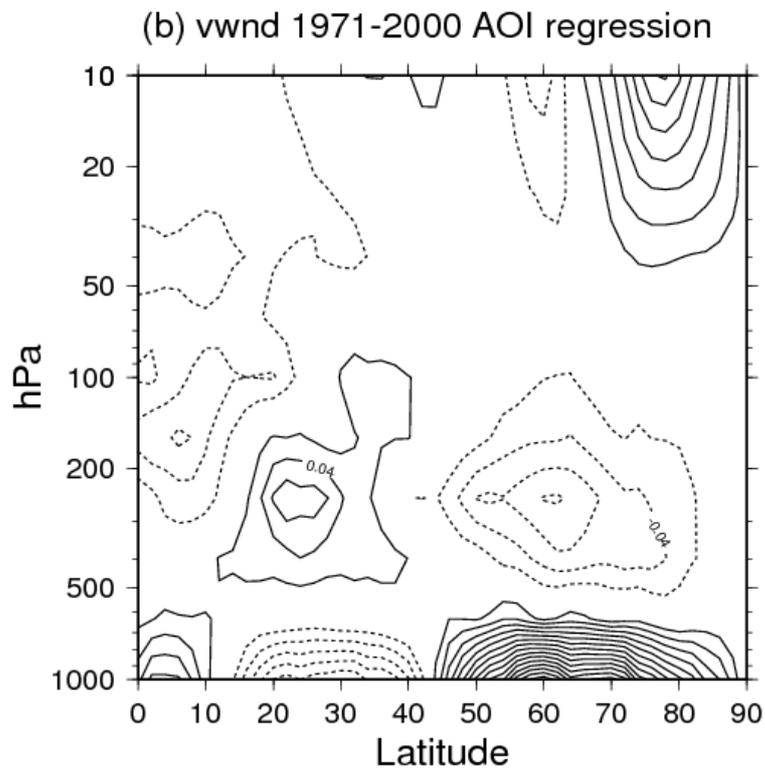
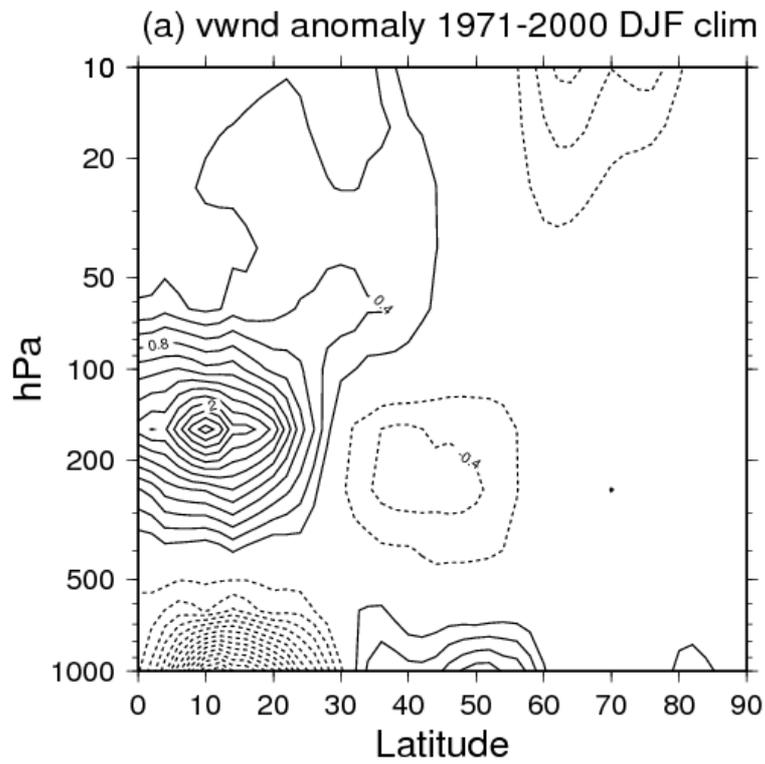


図 10: (a)1971 ~ 2000 年の DJF における南北風の気候値 (東西平均値の緯度-高度分布). 実線は南風, 破線は北風. (b) 同期間で北極振動指数に回帰した南北風偏差 (東西平均値の緯度-高度分布). 実線は正 (南風) 偏差, 破線は負 (北風) 偏差, 単位は m/s .

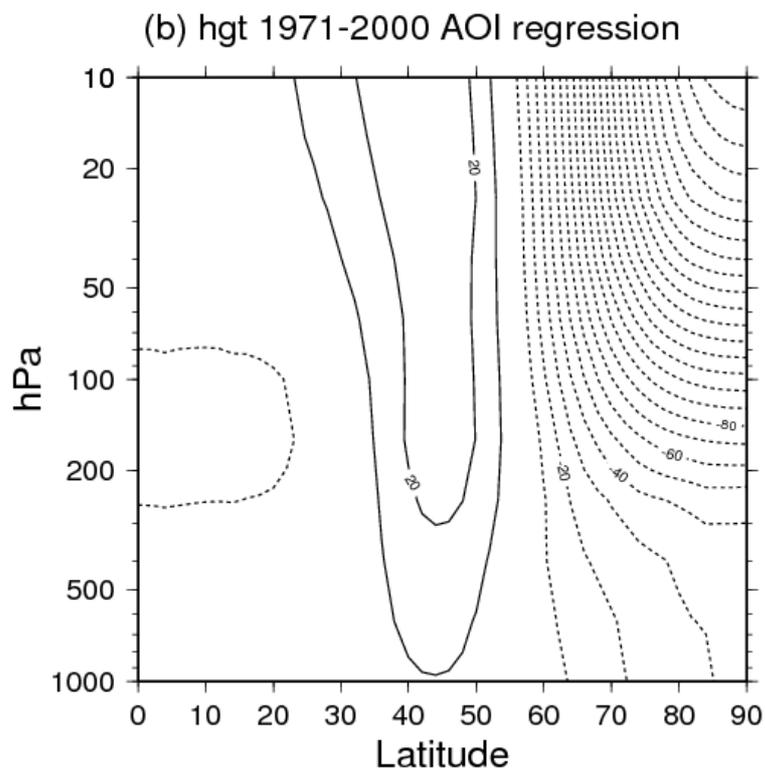
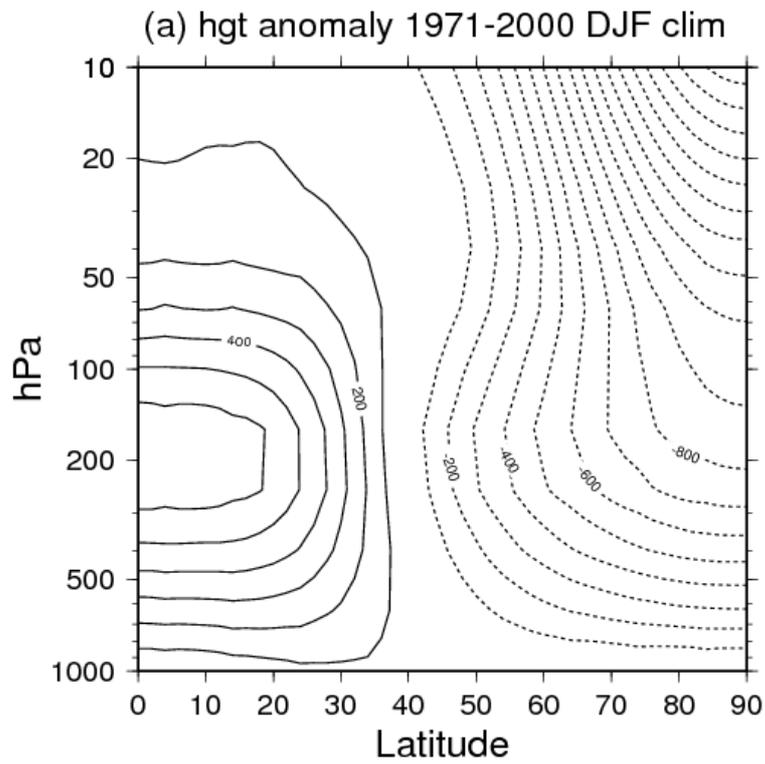


図 11: (a)1971～2000年のDJFにおけるジオポテンシャル高度の気候値からの偏差（東西平均値の緯度-高度分布）. (b) 同期間で北極振動指数に回帰したジオポテンシャル高度偏差（東西平均値の緯度-高度分布）. 実線は正偏差, 破線は負偏差, 単位は m .

30 hPa height regressed on AOI

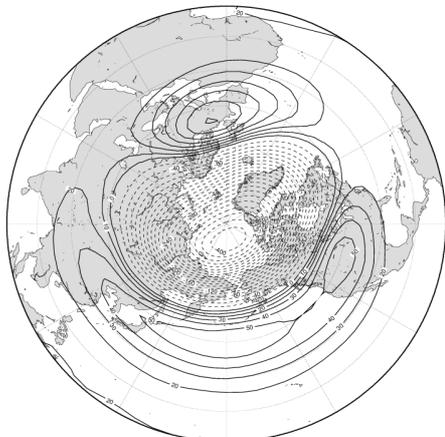


図 12: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した 30hPa 等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

250 hPa height regressed on AOI

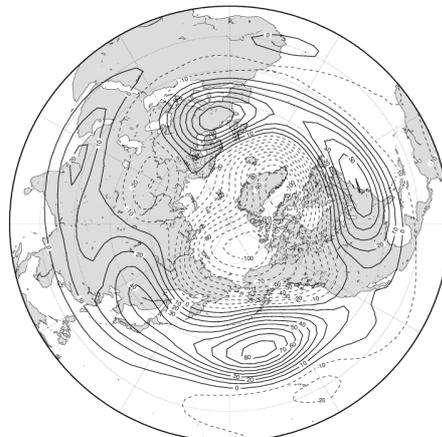


図 13: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した 250hPa 等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

500 hPa height regressed on AOI

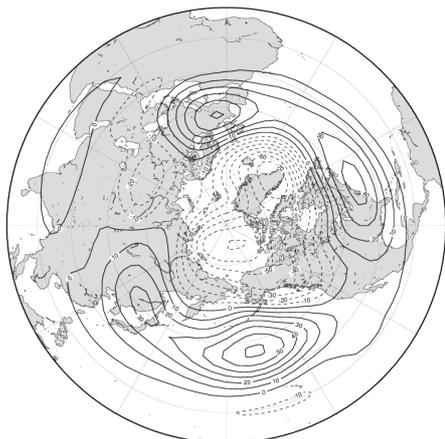


図 14: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した 500hPa 等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

1000 hPa height regressed on AOI

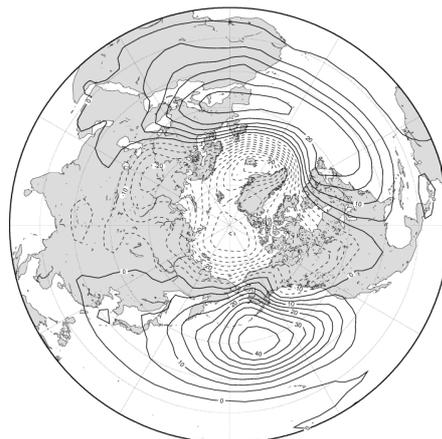


図 15: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した 1000hPa 等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

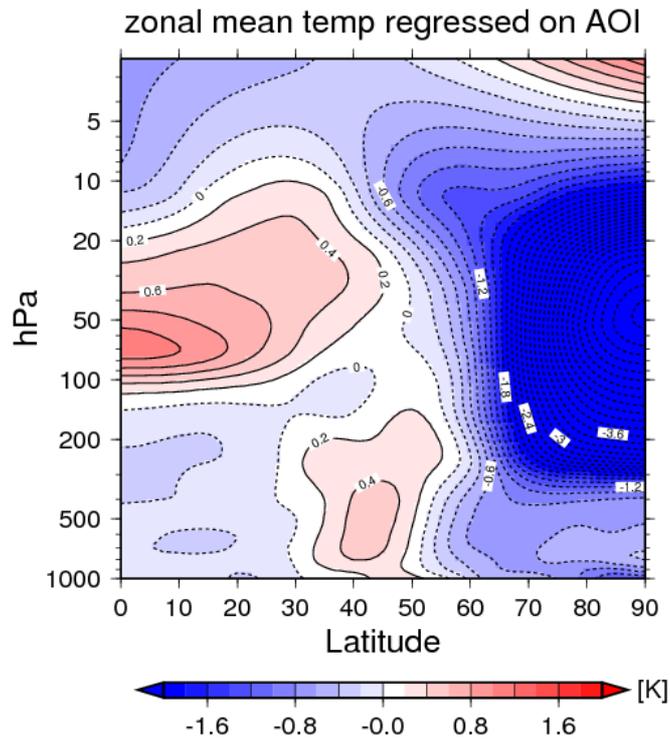


図 16: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した気温偏差の緯度-高度断面. 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差を表す. 等値線は $0.2K$ 毎.

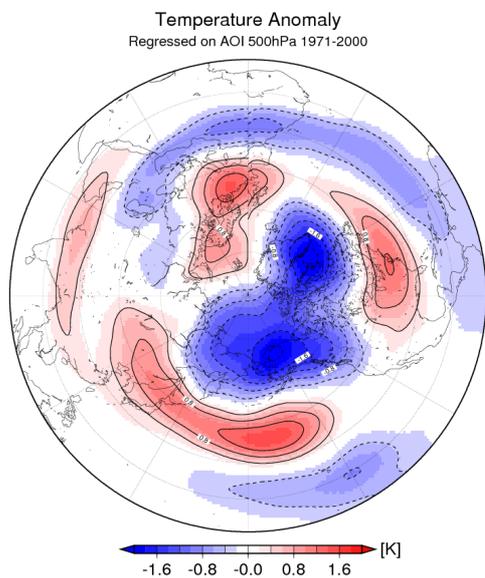


図 17: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した, 北半球 500hPa 面における気温偏差. 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差を表す. 等値線は $0.2K$ 毎.

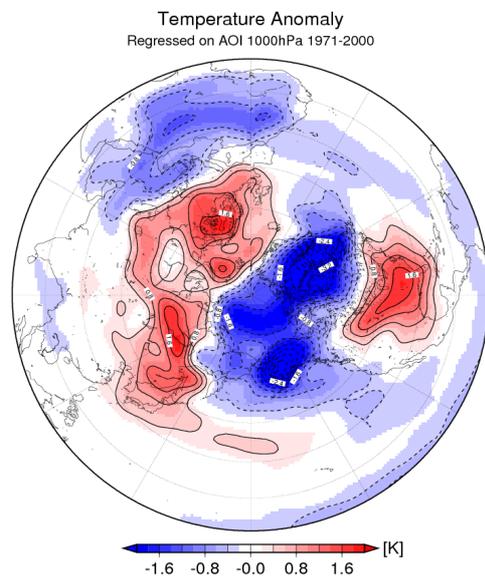


図 18: 1971 ~ 2000 年 1 月の北極振動指数に回帰した, 北半球 1000hPa 面における気温偏差. 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差を表す. 等値線は $0.2K$ 毎.

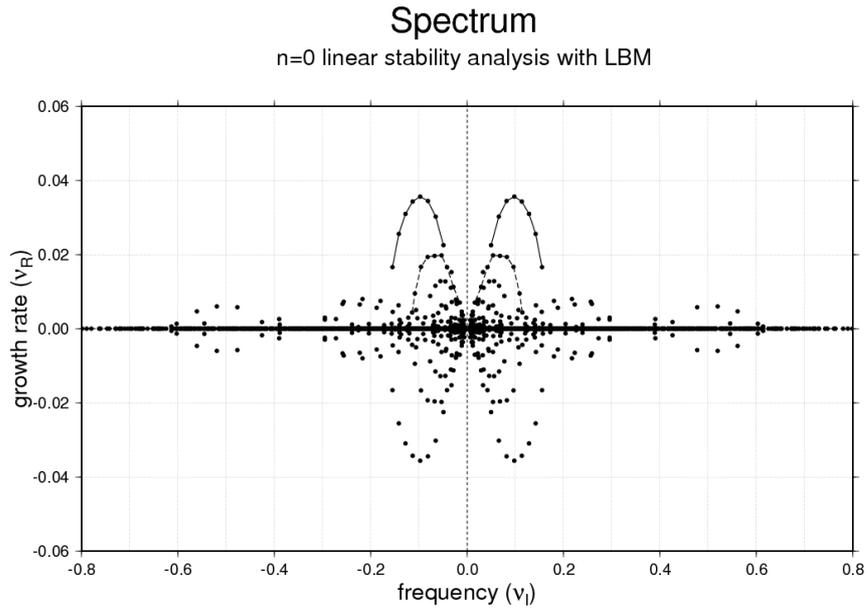


図 19: LBM で基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 実線は M_C , 破線は M_2 を表す.

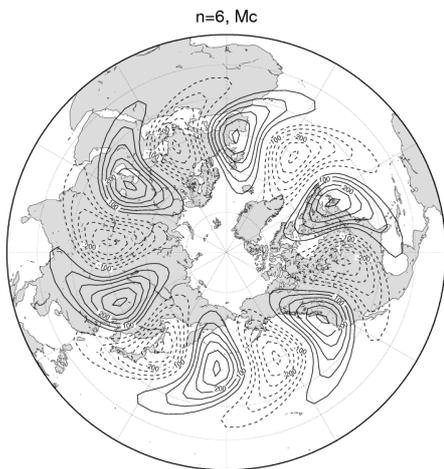


図 20: LBM で基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 東西波数 6 における M_C の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

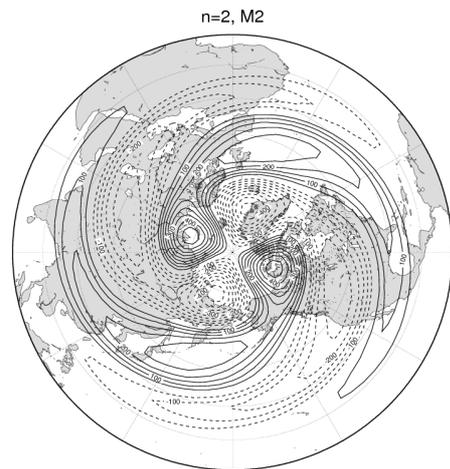


図 21: LBM で基本場の東西波数 $n_k = 0$ ・外力なしとしたときの, 東西波数 2 における M_2 の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

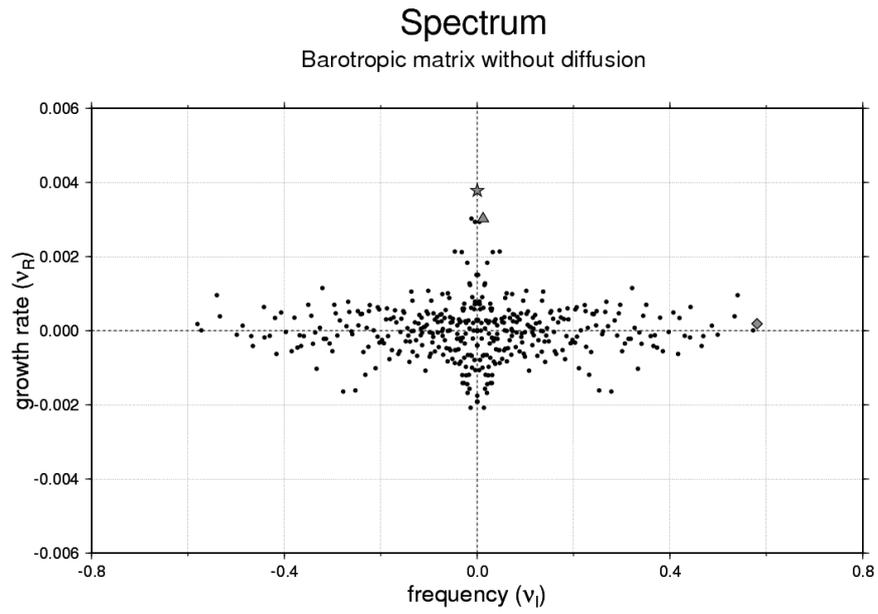


図 22: LBM で鉛直波数 $m = 0$ (順圧)・外力なしとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星は AO, 三角はブロッキング, ひし形はストームトラックを表す.

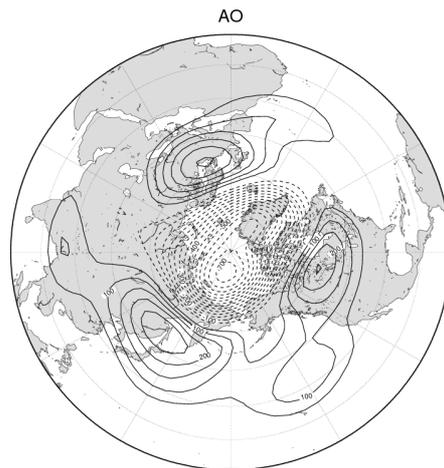


図 23: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときに, 中立モードとして出現した AO パターンの順圧高度偏差 (m) (図 22 の星印の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

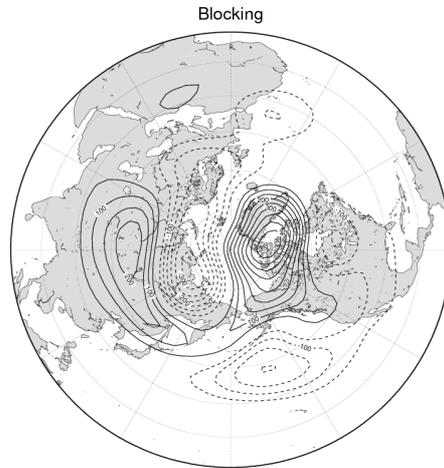


図 24: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときの、ブロッキングパターンの順圧高度偏差 (m) (図 22 の三角印の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

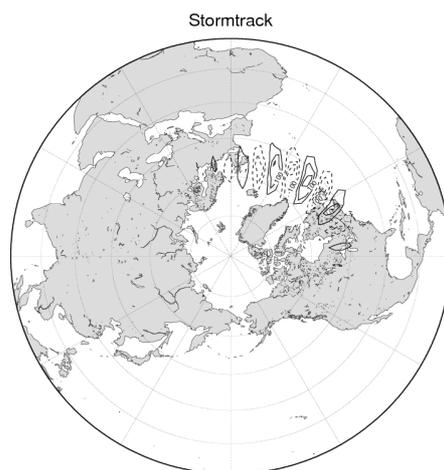


図 25: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力なしとしたときの、ストームトラックパターンの順圧高度偏差 (m) (図 22 のひし形印の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

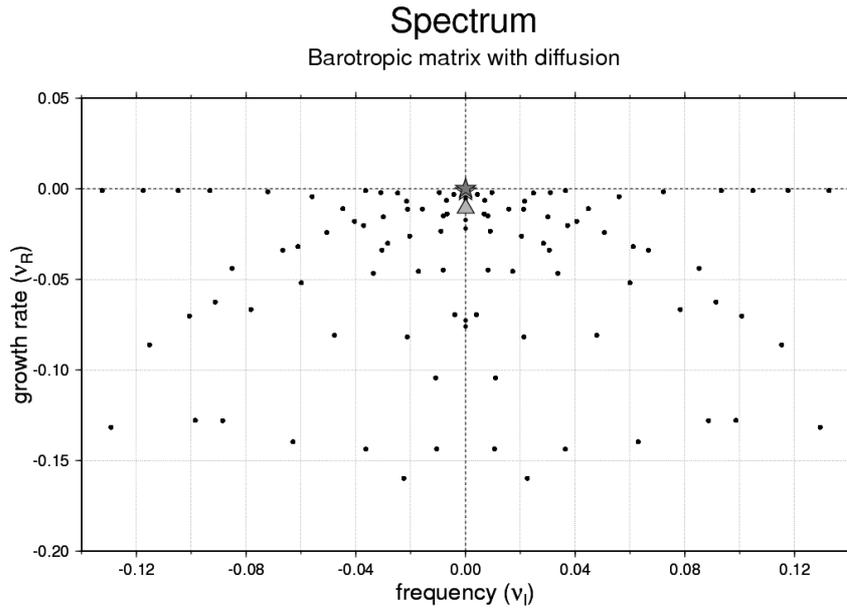


図 26: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星は AO, 三角はブッキングを表す.

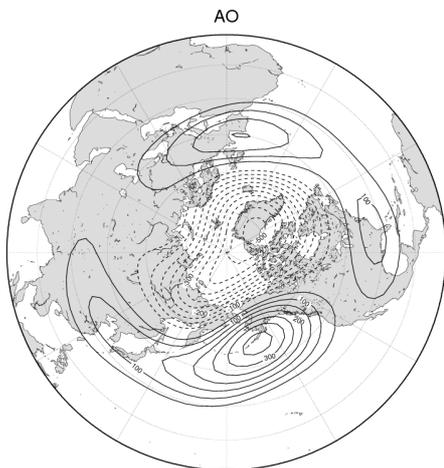


図 27: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに, 特異固有モードとして出現した AO パターンの順圧高度偏差 (m) (図 26 の星印上の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

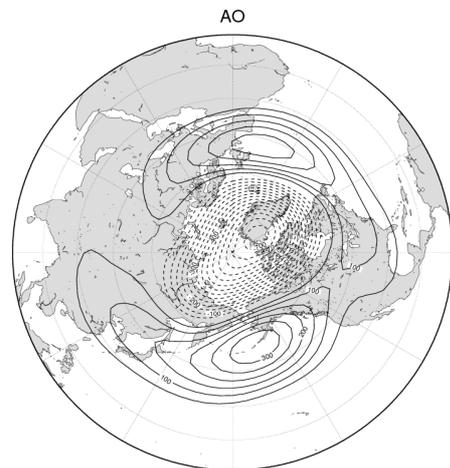


図 28: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに, 中立モードとして出現した AO パターンの順圧高度偏差 (m) (図 26 の星印下の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

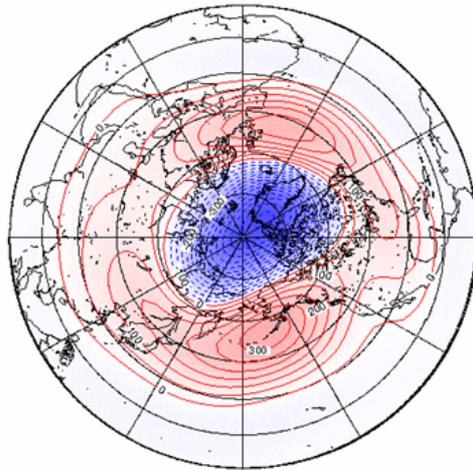


図 29: 特異固有モードとして得られた AO パターンの順圧高度偏差 (Tanaka and Matsueda 2005).
実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

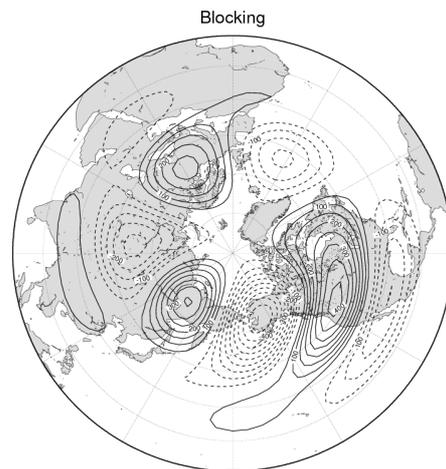


図 30: LBM で鉛直波数 $m = 0$ ・外力ありとしたときに, 中立モードとして出現したブロッキングパターンの順圧高度偏差 (m) (図 26 の三角印の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

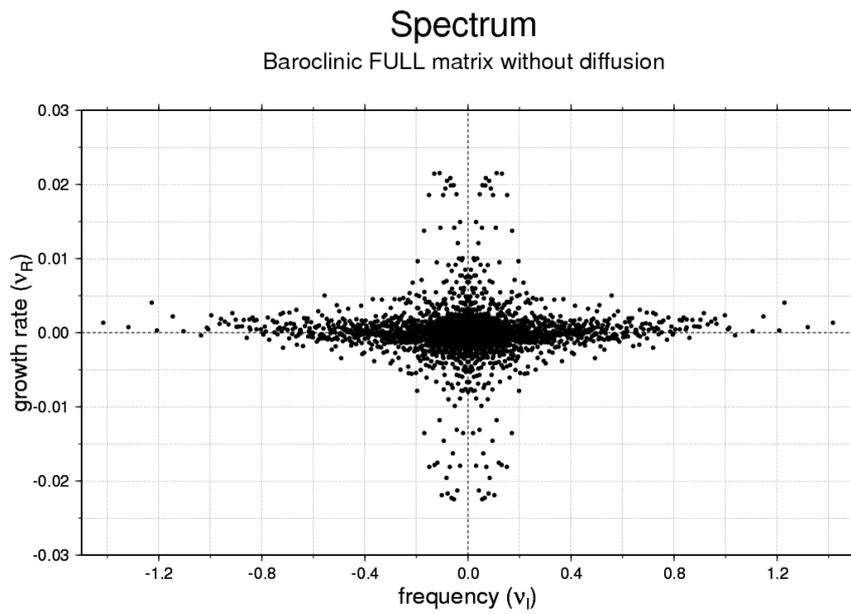


図 31: LBM をフルマトリックス・外力なしとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

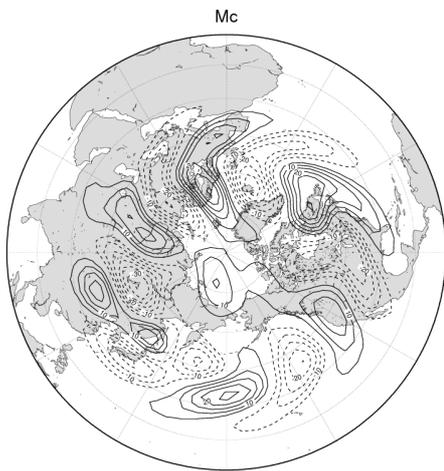


図 32: LBM をフルマトリックス・外力なしとしたときの, M_C (東西波数 6) の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

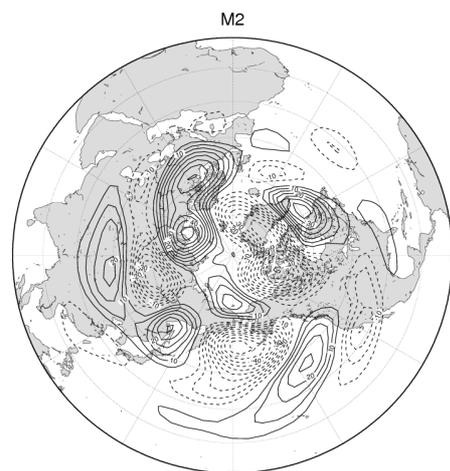


図 33: LBM をフルマトリックス・外力なしとしたときの, M_2 (東西波数 3) の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

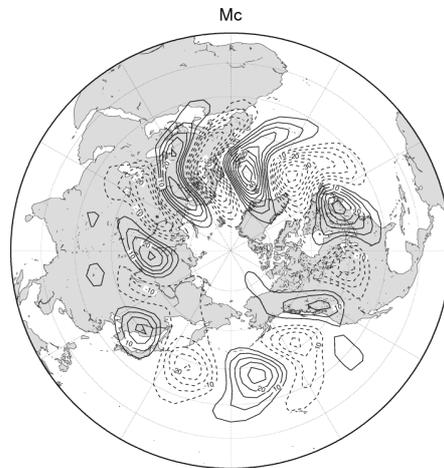


図 34: LBM をフルマトリックス・外力なしとしたときの, M_C (東西波数 7) の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す. 図 32 に比べて, 大西洋で波列パターンが強い.

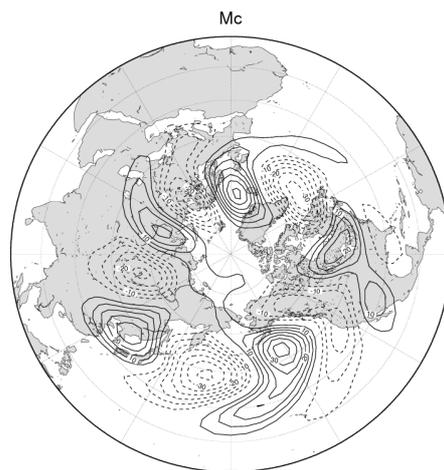


図 35: LBM をフルマトリックス・外力なしとしたときの, M_C (東西波数 5) の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す. 図 32 に比べて, 太平洋で波列パターンが強い.

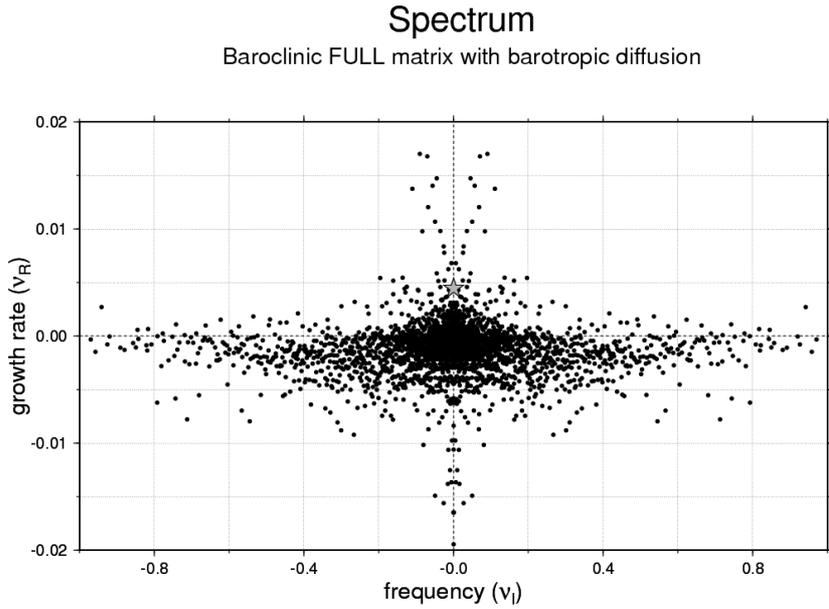


図 36: LBM をフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星は AO を表す.

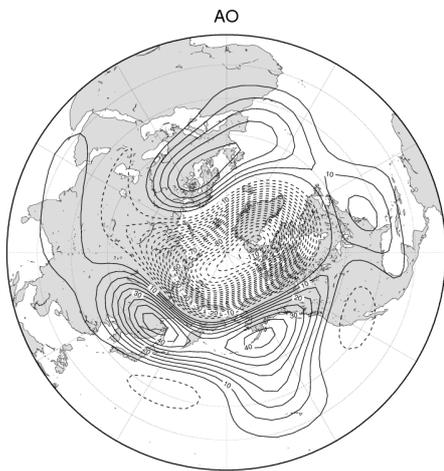


図 37: LBM をフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの, AO パターン (定在モード) の順圧高度偏差 (m) (図 36 の星印の構造). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

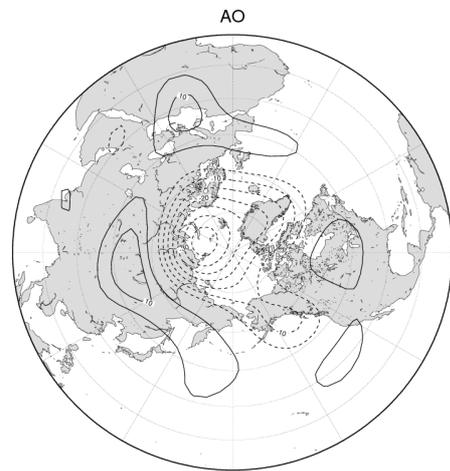


図 38: LBM をフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの, AO パターン (振動モード, $\nu_I = 4.7 \times 10^{-3}$, $\nu_R = 8.6 \times 10^{-4}$) の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

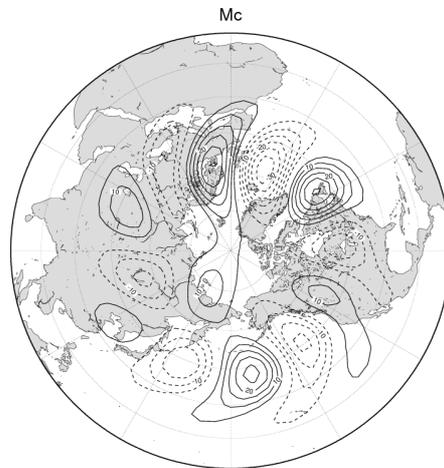


図 39: LBM をフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの, M_C の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

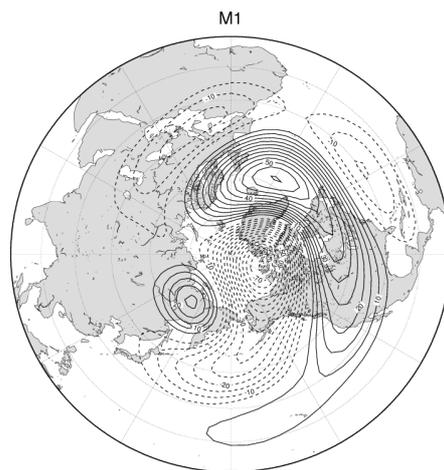


図 40: LBM をフルマトリックス・順圧外力ありとしたときの, M_1 の順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

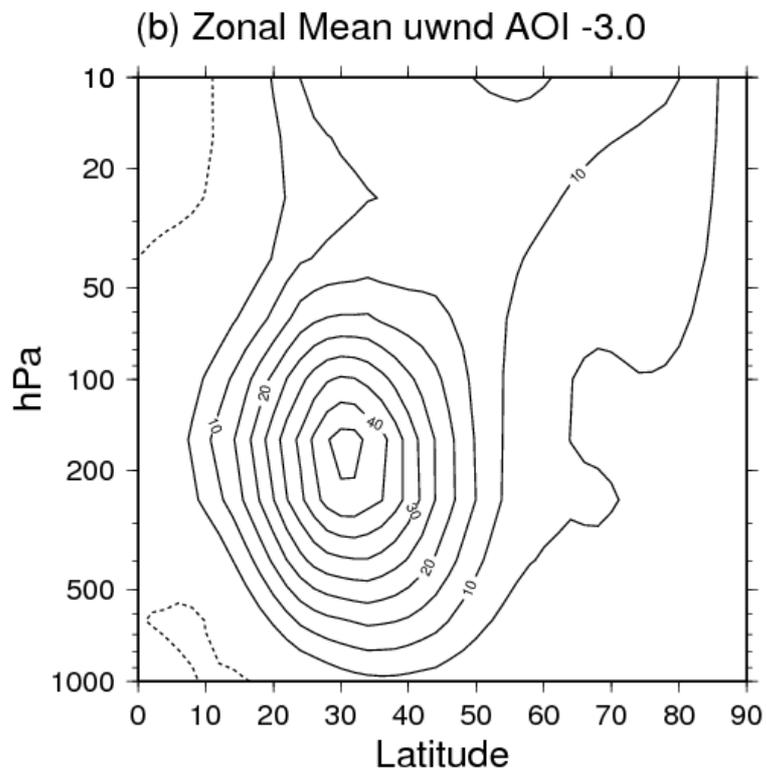
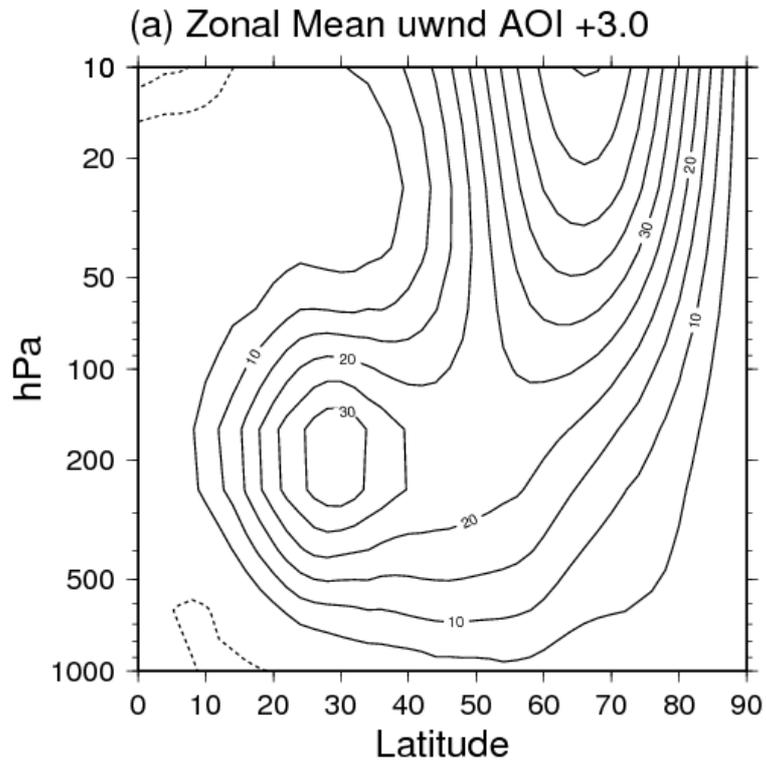


図 41: 北極振動指数が (a) $+3\sigma$, (b) -3σ であるときの, 東西平均東西風の緯度-高度分布 (m/s).
 実線は西風, 破線は東風.

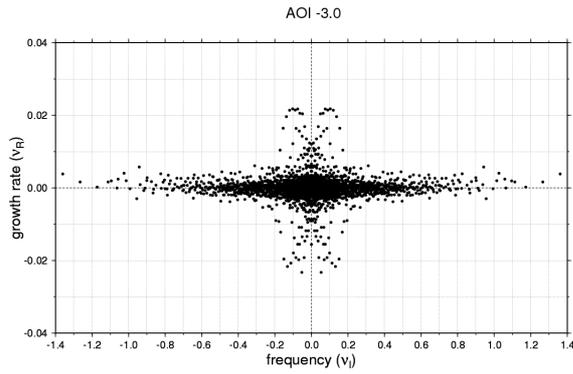


図 42: 基本場の北極振動指数を -3σ としたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

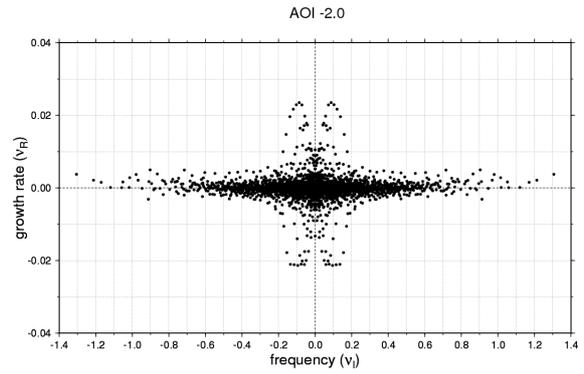


図 43: 基本場の北極振動指数を -2σ としたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

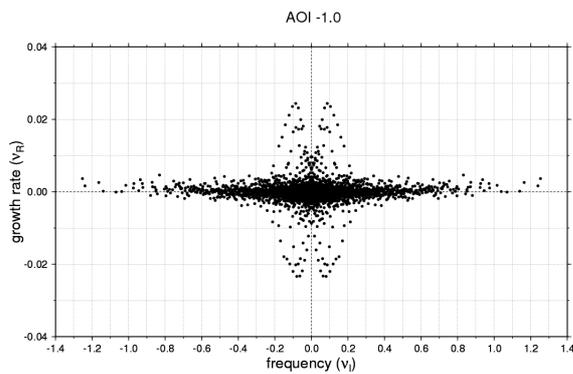


図 44: 基本場の北極振動指数を -1σ としたときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

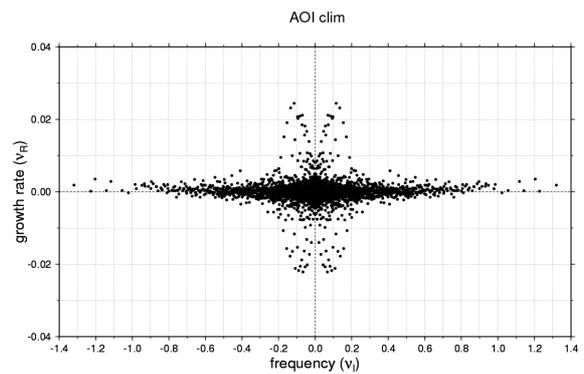


図 45: 基本場に北極振動指数を与えないときの、増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

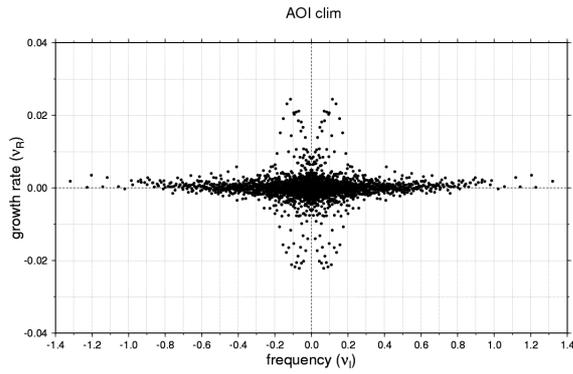


図 46: 基本場に北極振動指数を与えないときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

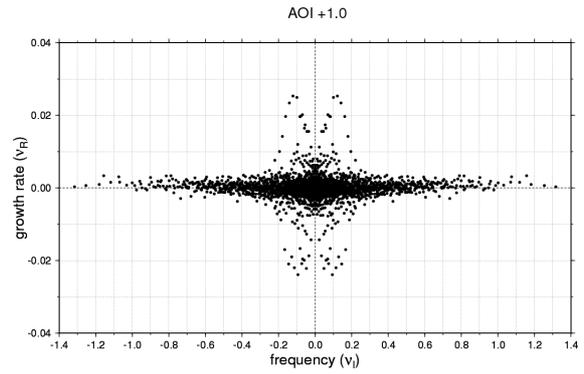


図 47: 基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

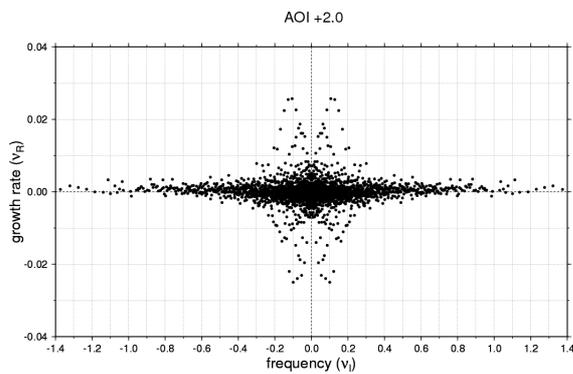


図 48: 基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

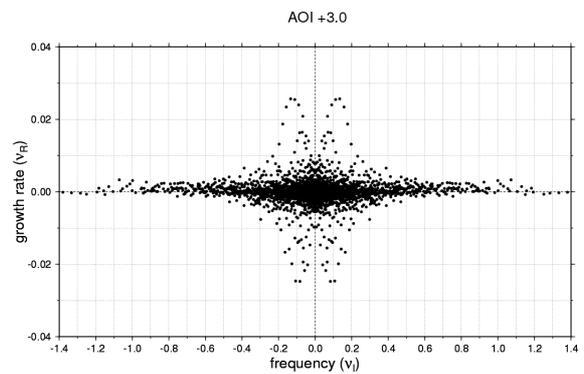


図 49: 基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図.

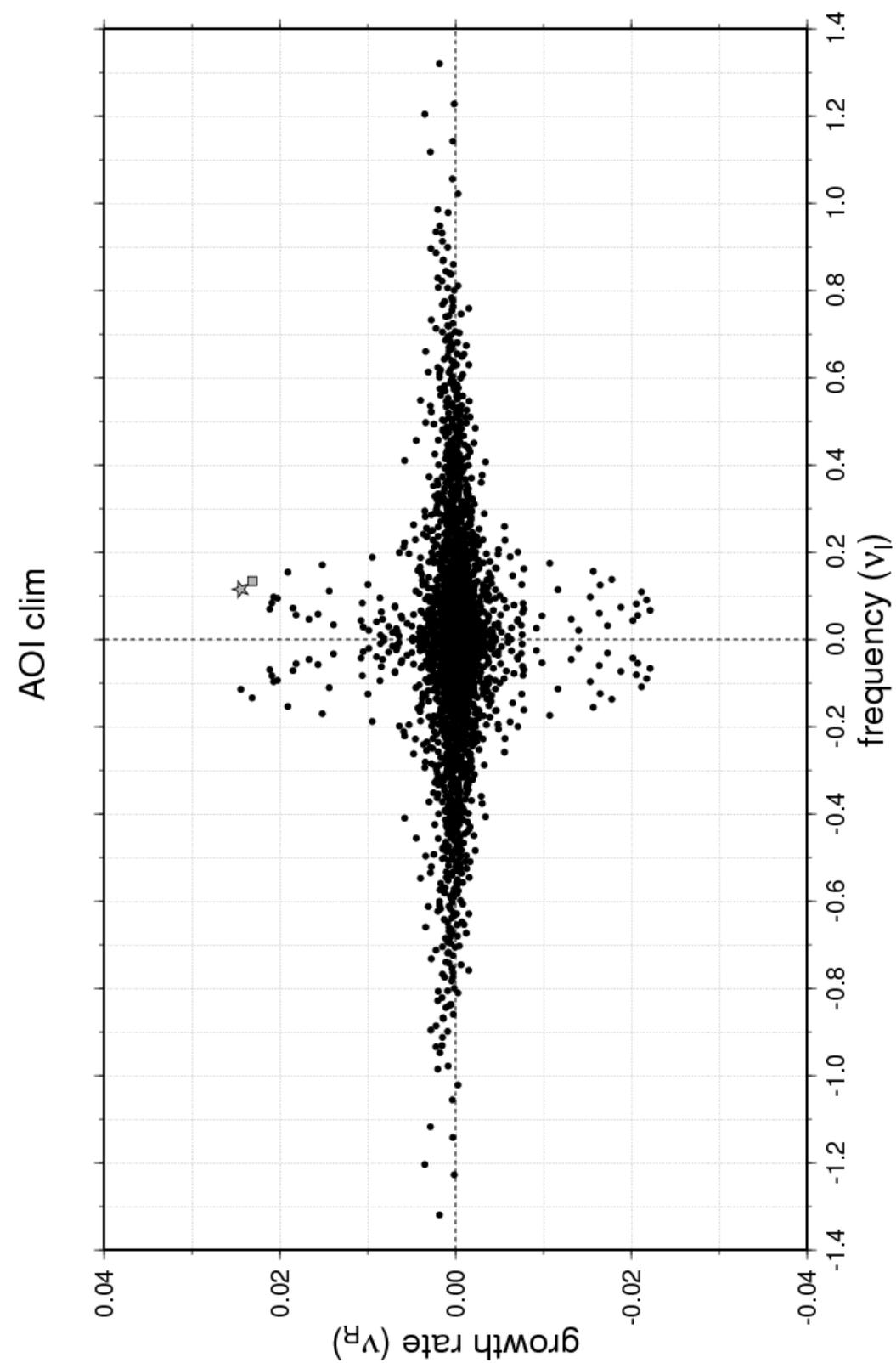


図 50: 注目する最大不安定モードを示した, 基本場に北極振動指数を与えないときの増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星印が低振動数の最大不安定モード, 四角印が高振動数の最大不安定モードを示す.

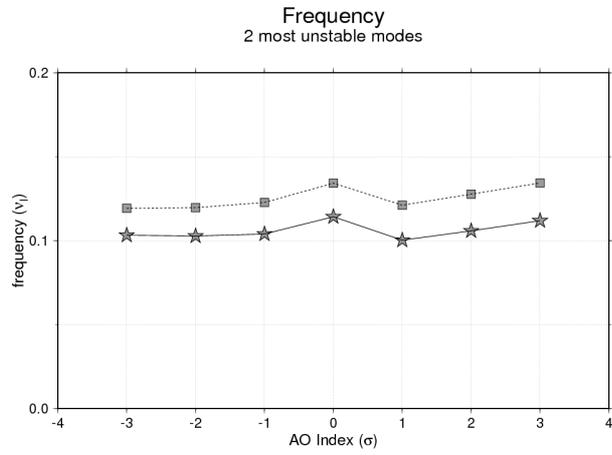


図 51: 最大不安定モードの、北極振動指数に対する振動数 (ν_I) の変化図. 星印が低振動数の最大不安定モード, 四角印が高振動数の最大不安定モードを示す.

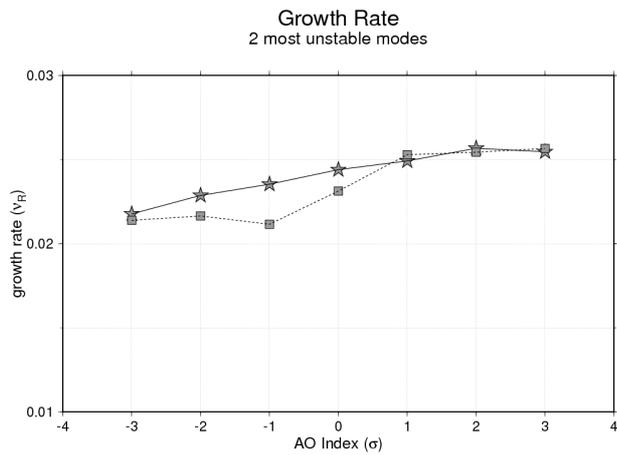


図 52: 最大不安定モードの、北極振動指数に対する増幅率 (ν_R) の変化図. 星印が低振動数の最大不安定モード, 四角印が高振動数の最大不安定モードを示す.

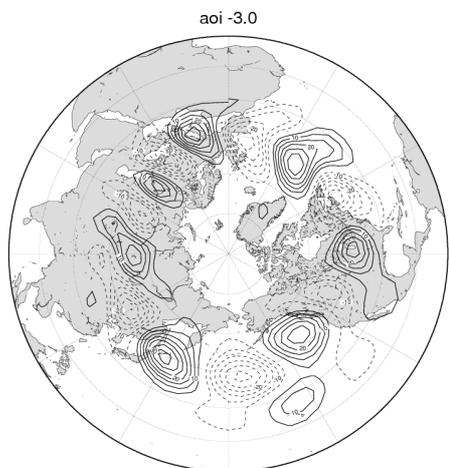


図 53: 基本場の北極振動指数を -3σ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

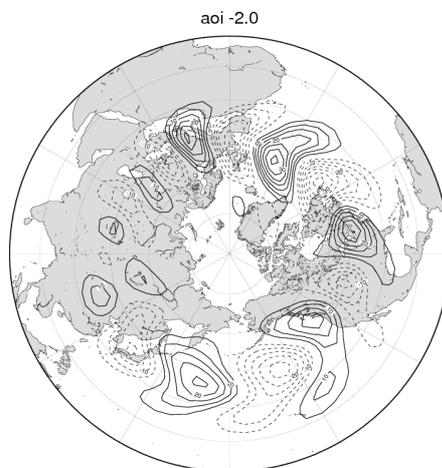


図 54: 基本場の北極振動指数を -2σ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

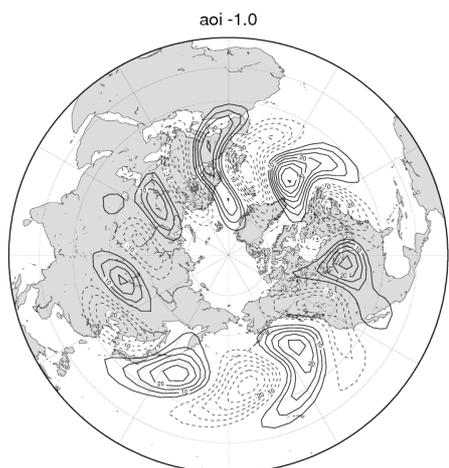


図 55: 基本場の北極振動指数を -1σ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

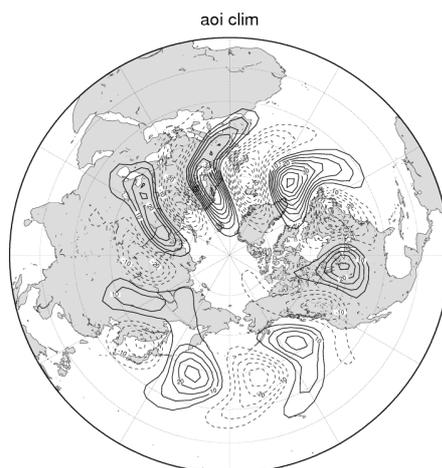


図 56: 基本場に北極振動指数を与えないときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

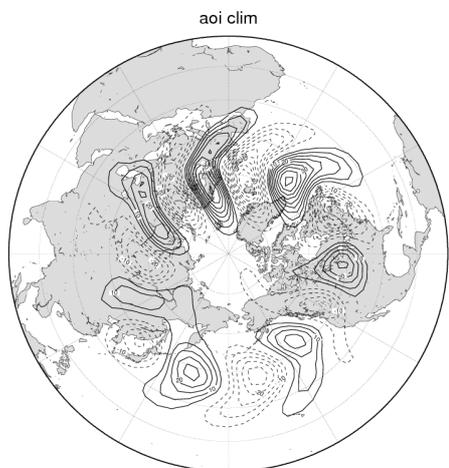


図 57: 基本場に北極振動指数を与えないときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

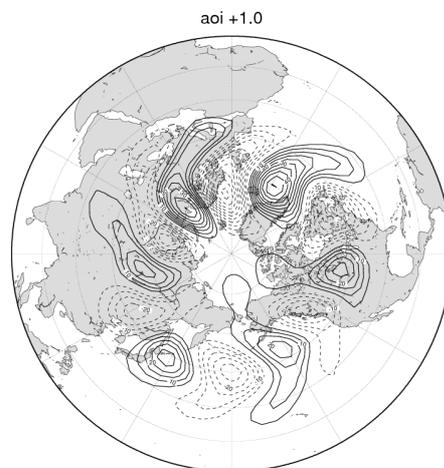


図 58: 基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

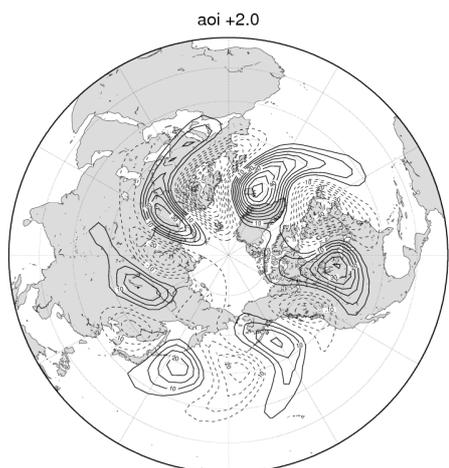


図 59: 基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

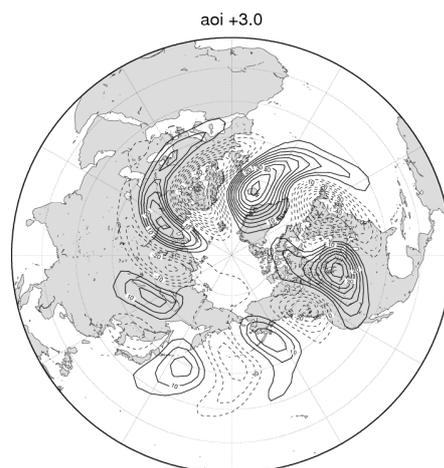


図 60: 基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの、低振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

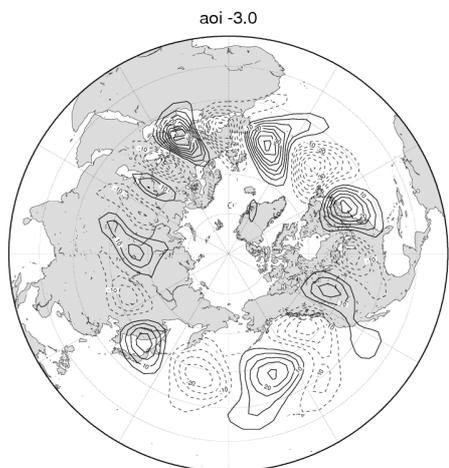


図 61: 基本場の北極振動指数を -3σ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

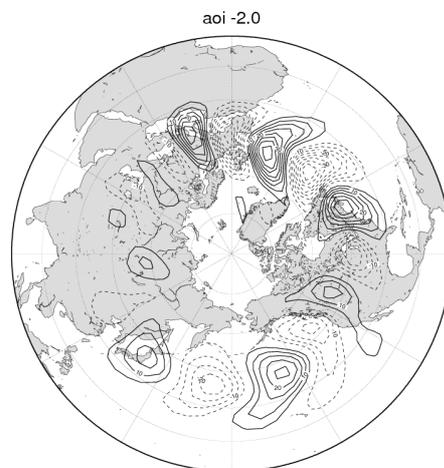


図 62: 基本場の北極振動指数を -2σ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

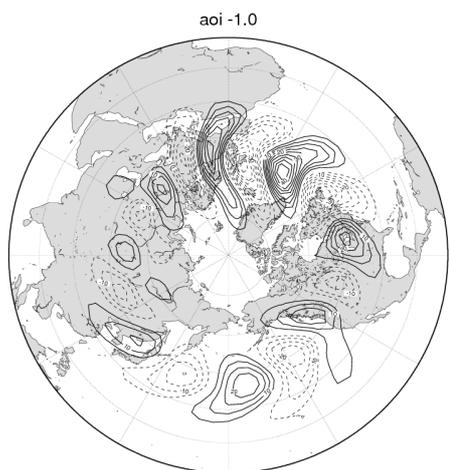


図 63: 基本場の北極振動指数を -1σ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

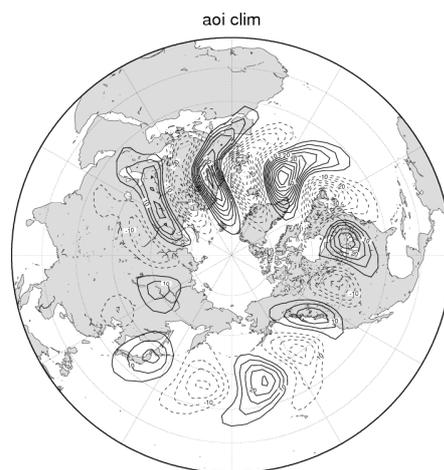


図 64: 基本場に北極振動指数を与えないときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

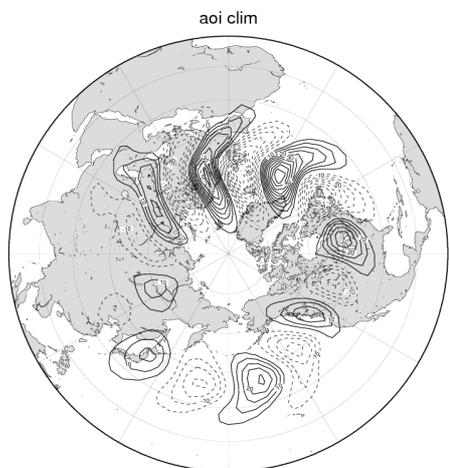


図 65: 基本場に北極振動指数を与えないときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

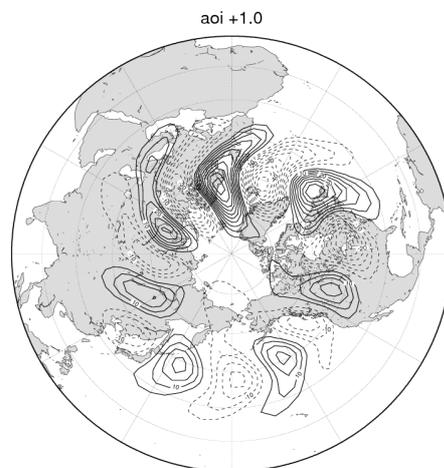


図 66: 基本場の北極振動指数を $+1\sigma$ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

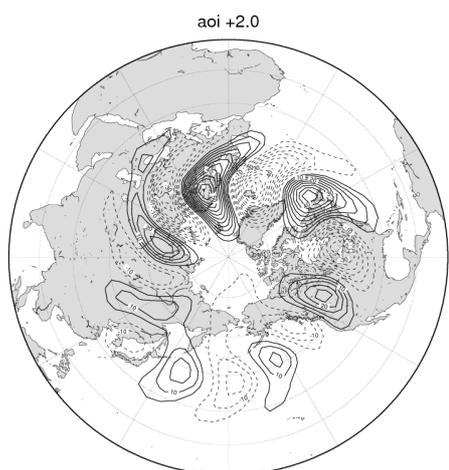


図 67: 基本場の北極振動指数を $+2\sigma$ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

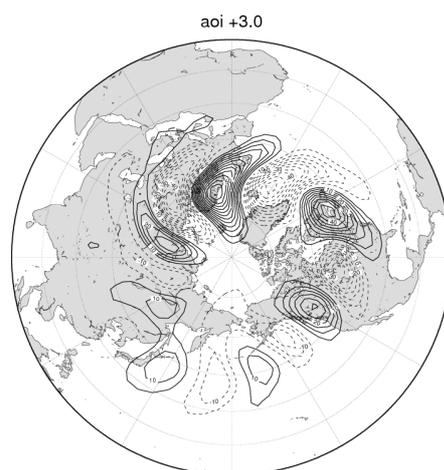


図 68: 基本場の北極振動指数を $+3\sigma$ としたときの、高振動数最大不安定モードの順圧高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

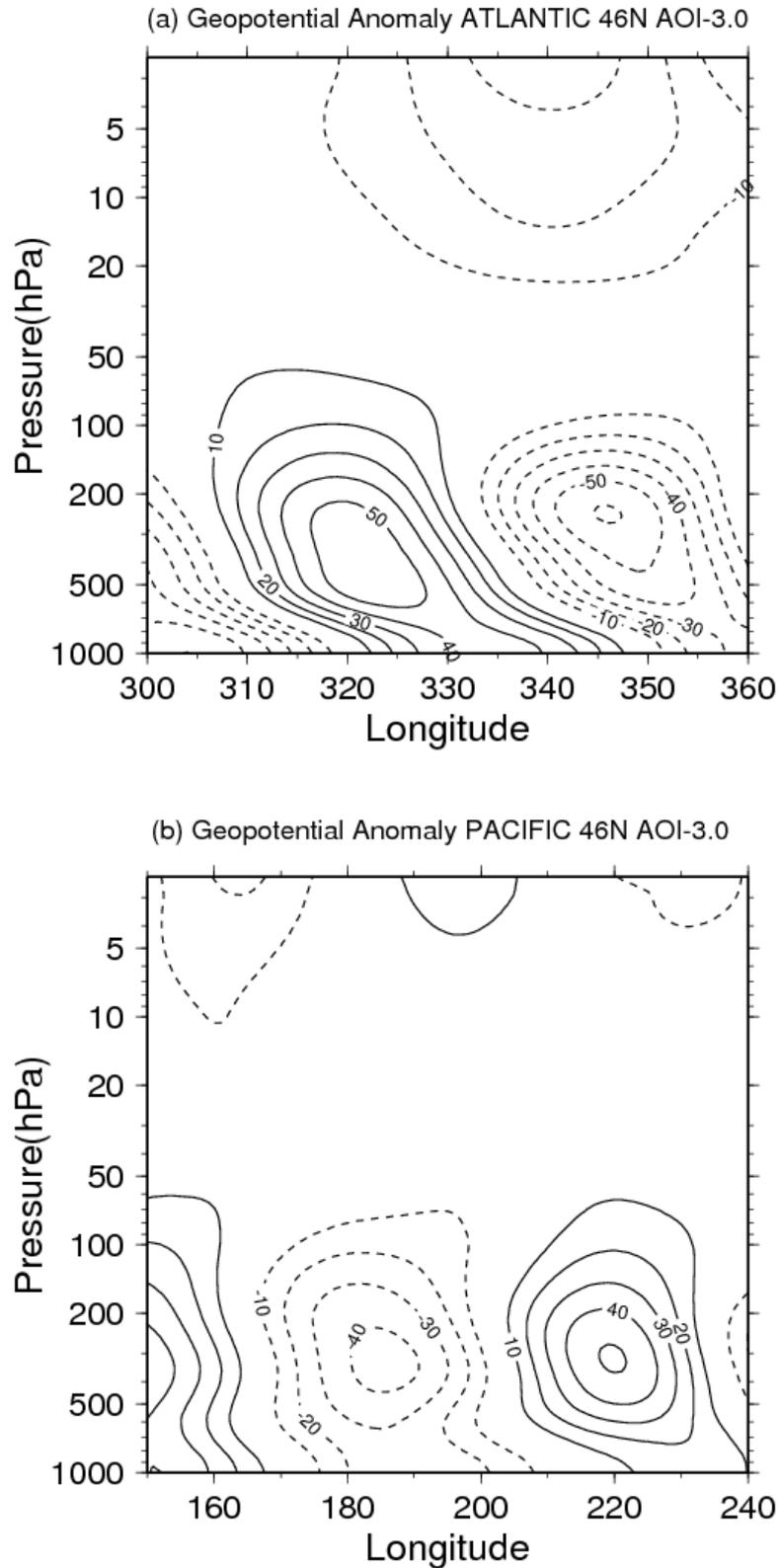


図 69: 北極振動指数 -3σ における低振動数最大不安定モードの, (a) 大西洋 (北緯 46 度) と (b) 太平洋 (北緯 46 度) での等圧面高度偏差の経度-高度構造 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

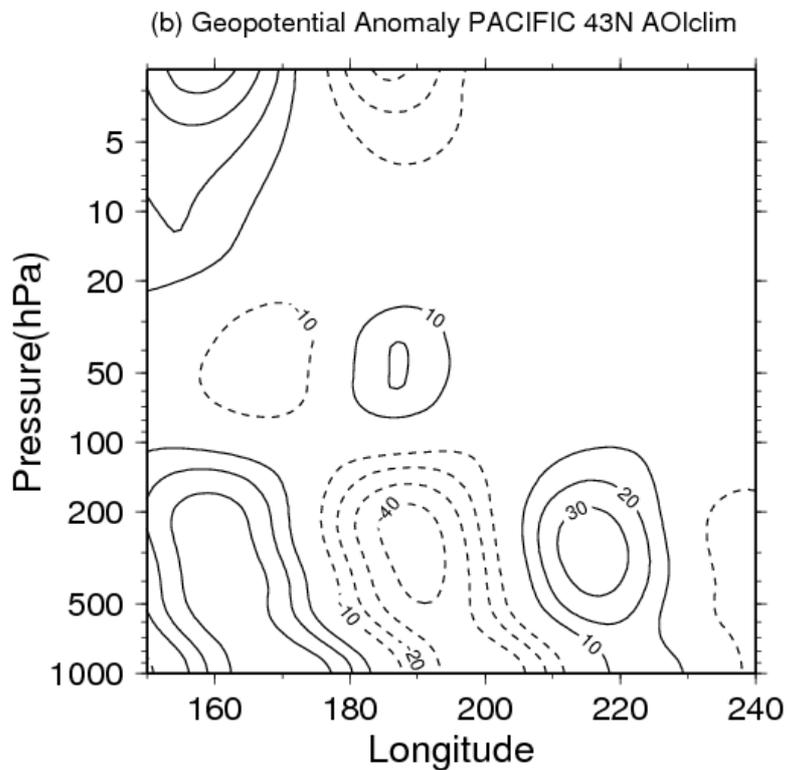
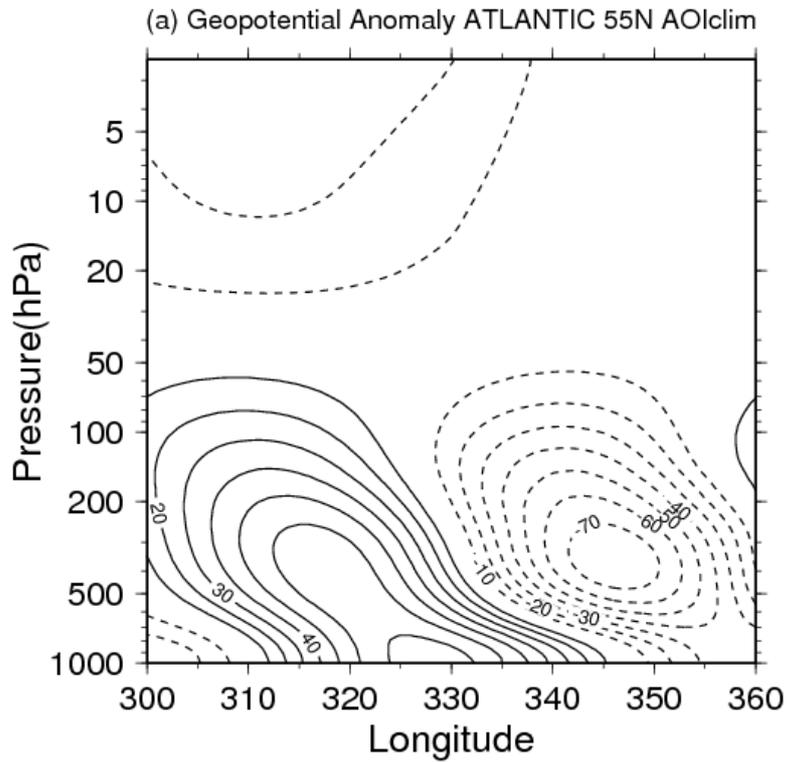


図 70: 基本場に北極振動指数を与えないときの、低振動数最大不安定モードの (a) 大西洋 (北緯 55 度) と (b) 太平洋 (北緯 43 度) における等圧面高度偏差の経度-高度構造 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

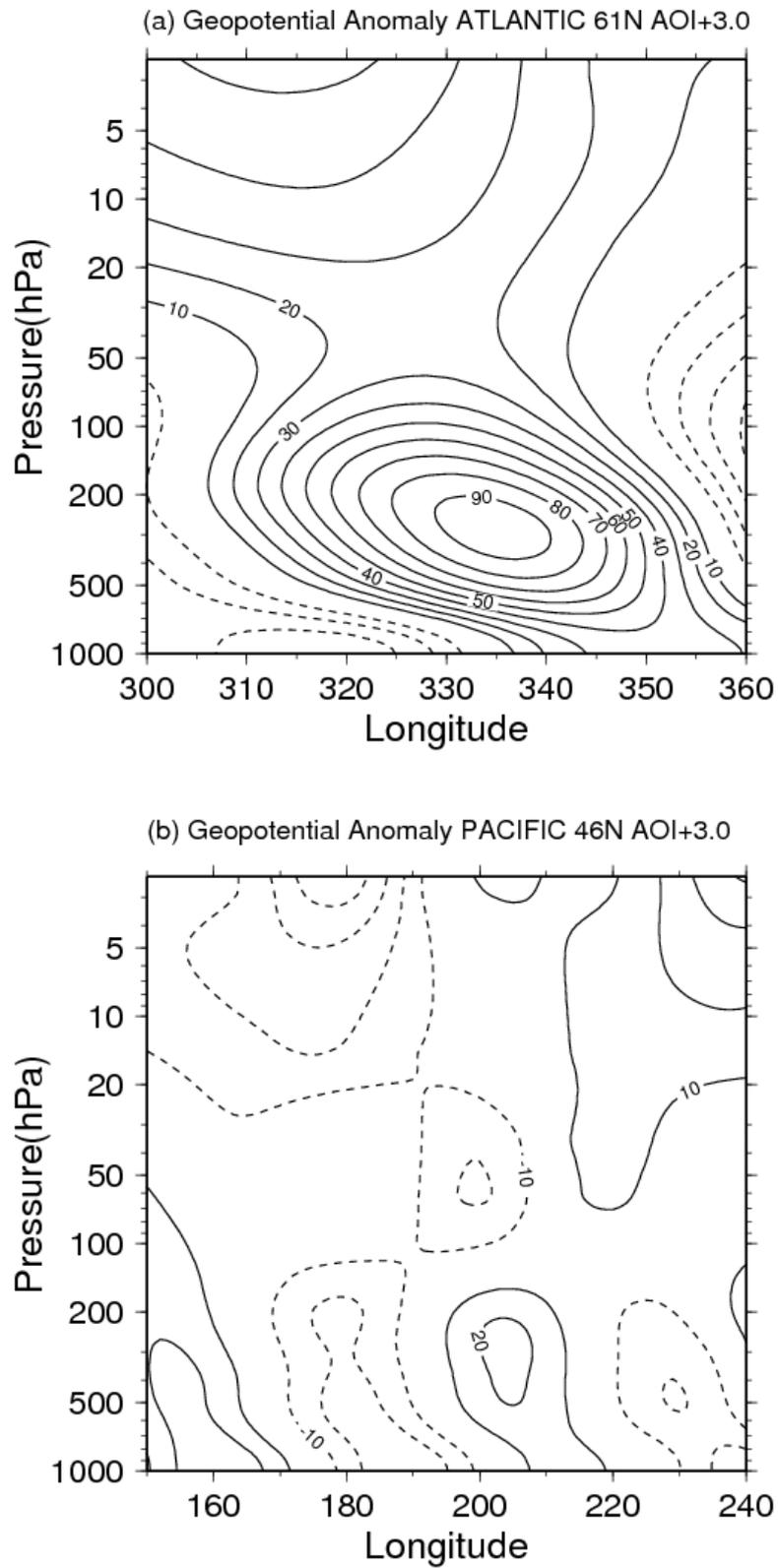


図 71: 北極振動指数+ 3σ における低振動数最大不安定モードの, (a) 大西洋 (北緯 61 度) と (b) 太平洋 (北緯 46 度) での等圧面高度偏差の経度-高度構造 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

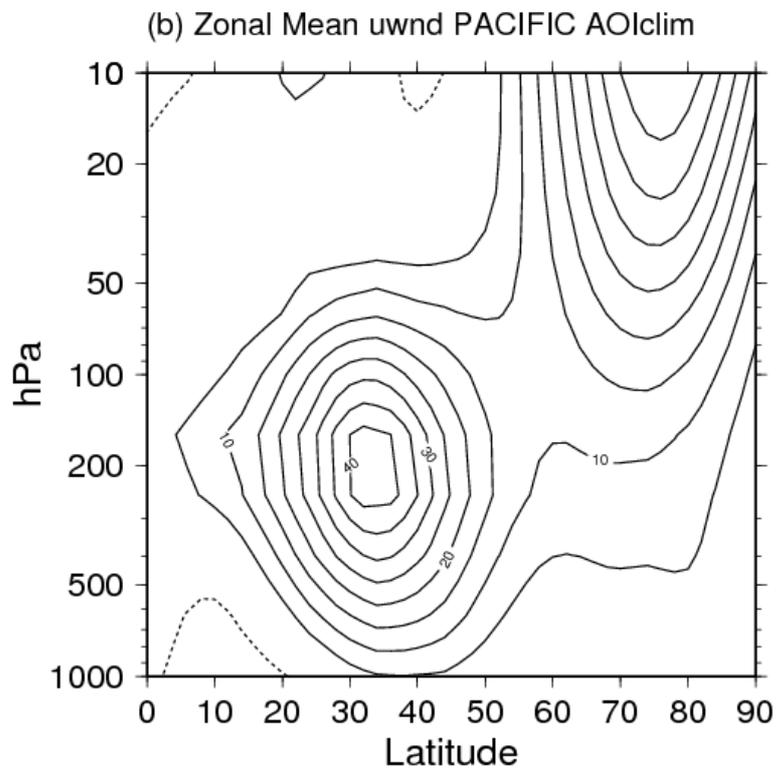
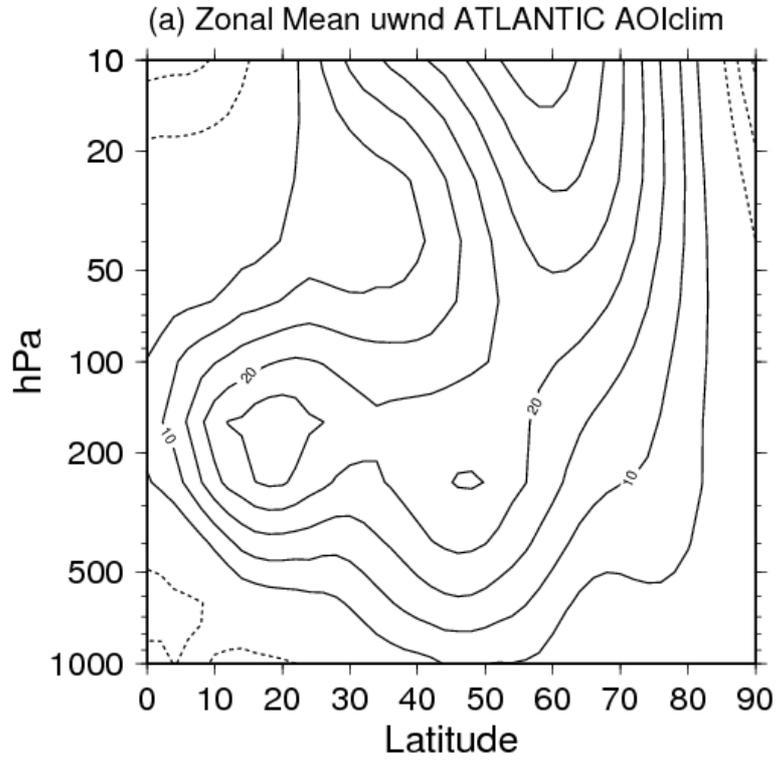


図 72: 基本場に北極振動指数を与えないときの, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造 (m/s). 実線は西風, 破線は東風.

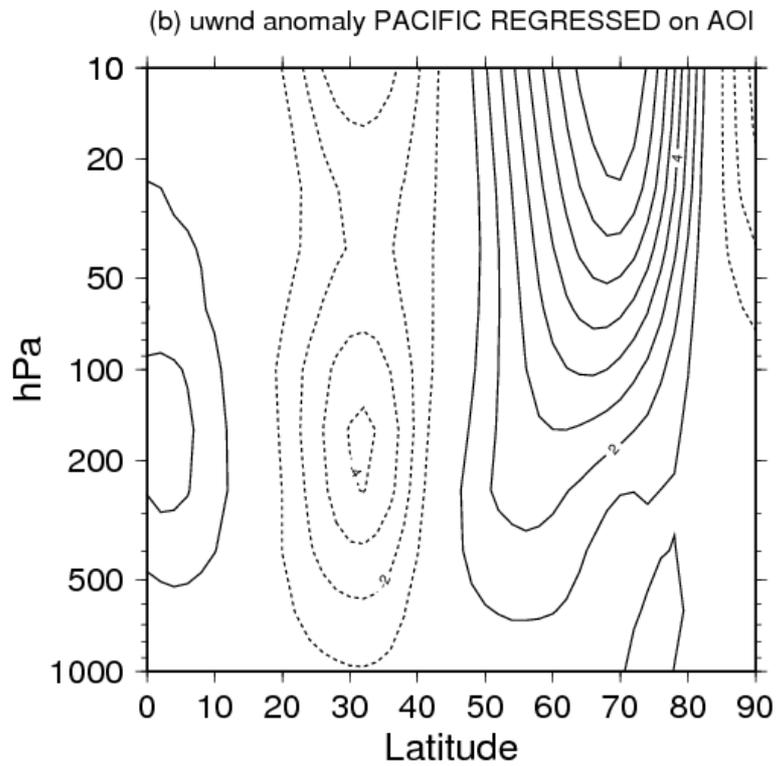
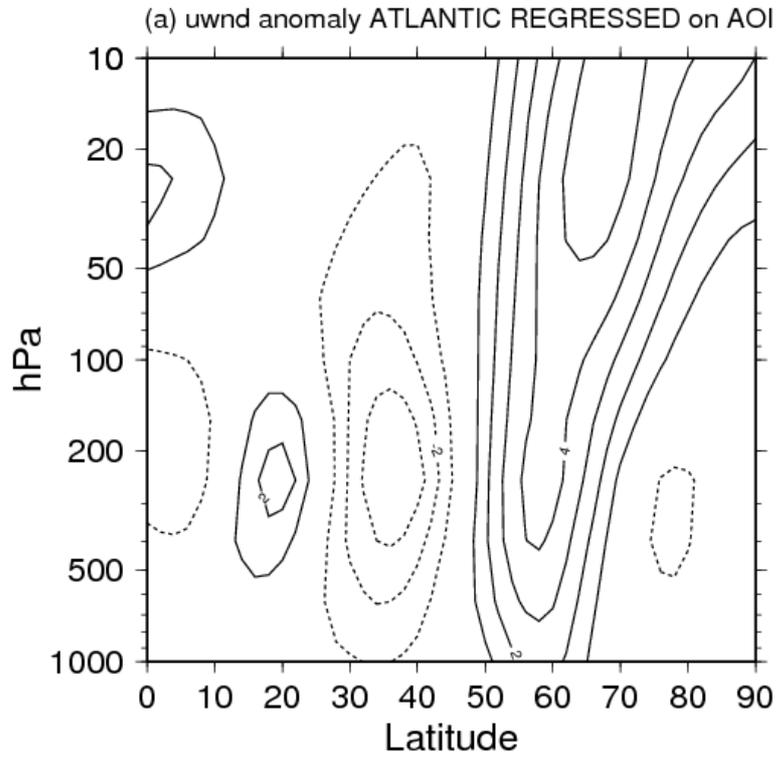


図 73: 北極振動指数に回帰した, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風偏差の緯度-高度構造 (m/s). 実線は正 (西風) 偏差, 破線は負 (東風) 偏差.

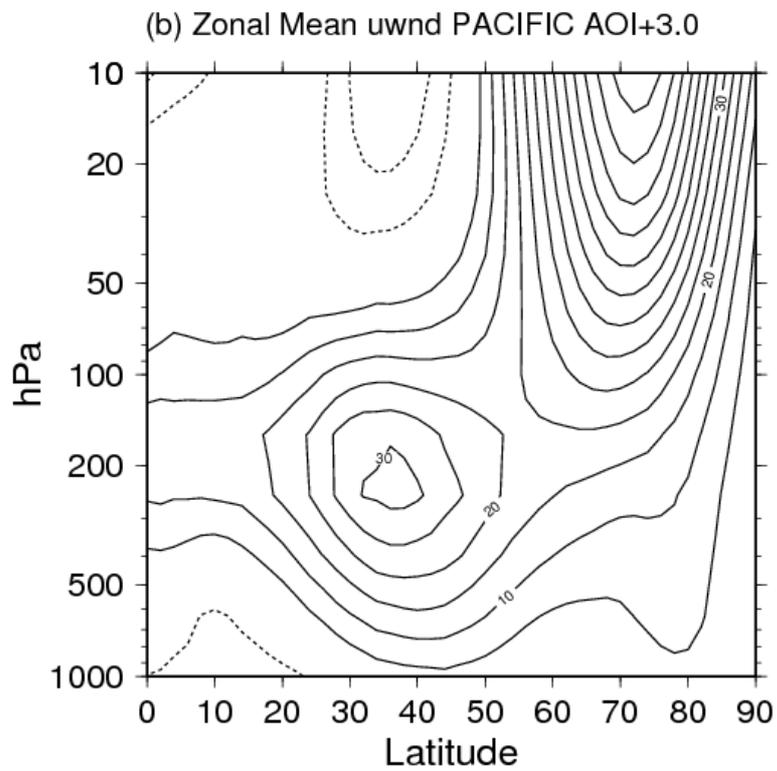
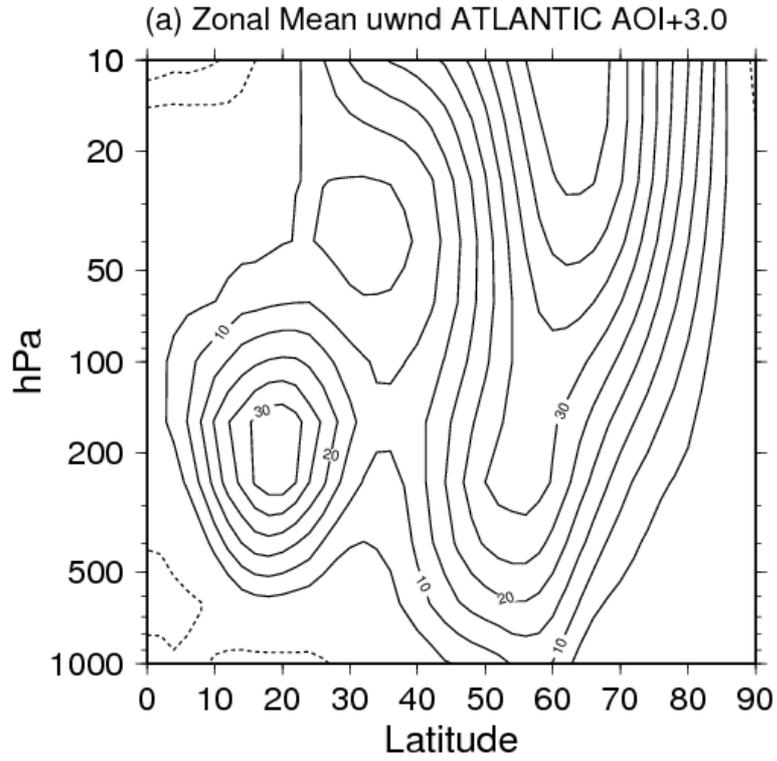


図 74: 北極振動指数 $+3\sigma$ における, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造 (m/s). 実線は西風, 破線は東風.

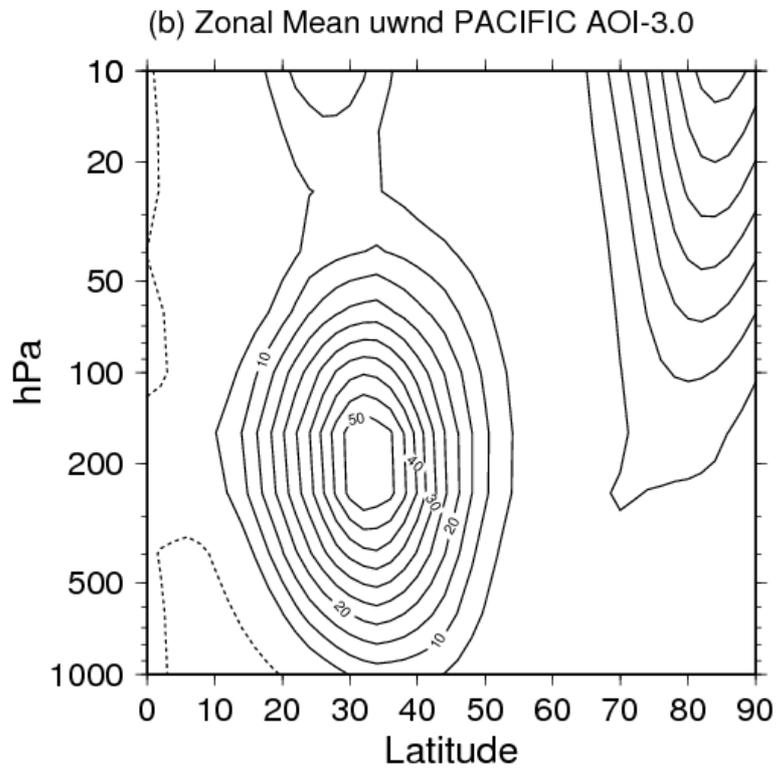
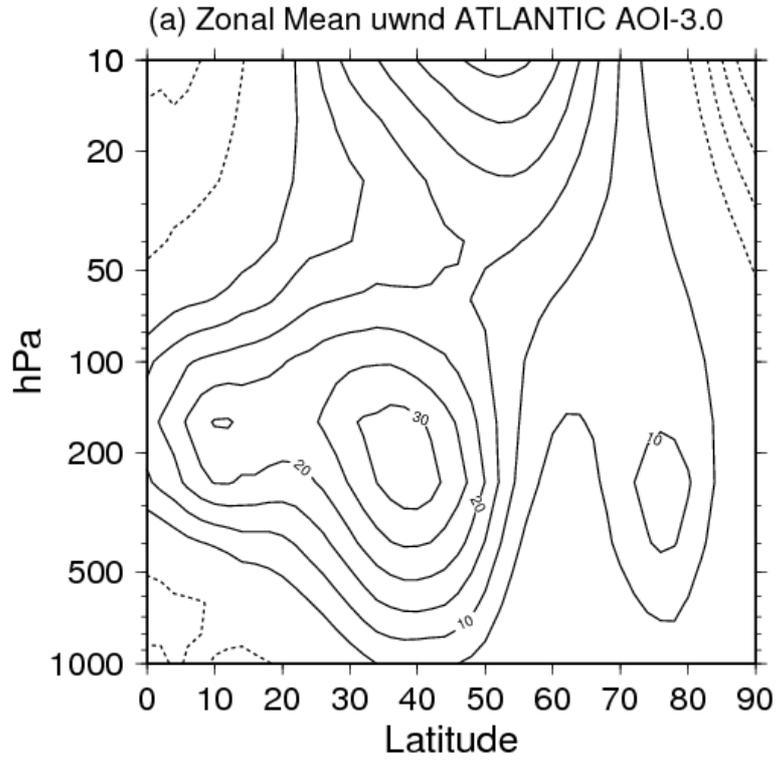


図 75: 北極振動指数 -3σ における, (a) 大西洋と (b) 太平洋における東西平均東西風の緯度-高度構造 (m/s). 実線は西風, 破線は東風.

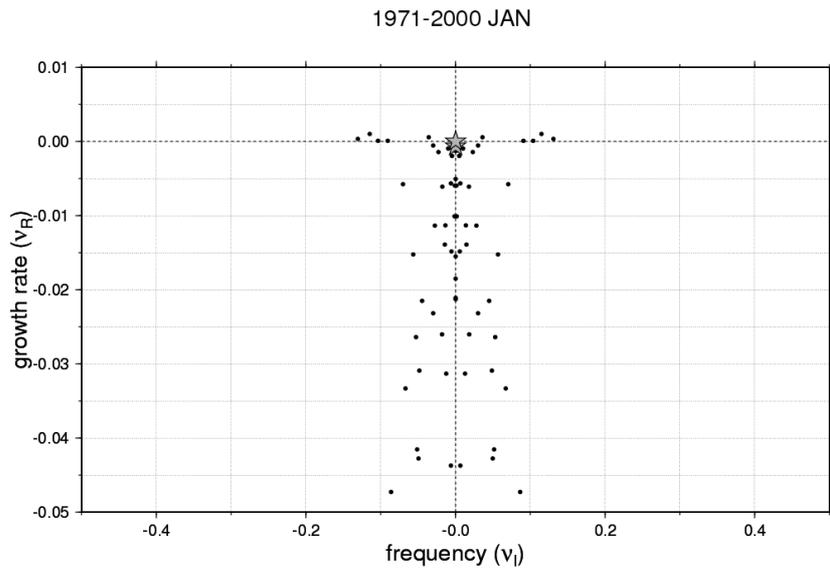


図 76: 1971 ~ 2000 年 1 月の基本場に外力を与えて LBM を解いたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星印は AO が出現した解.

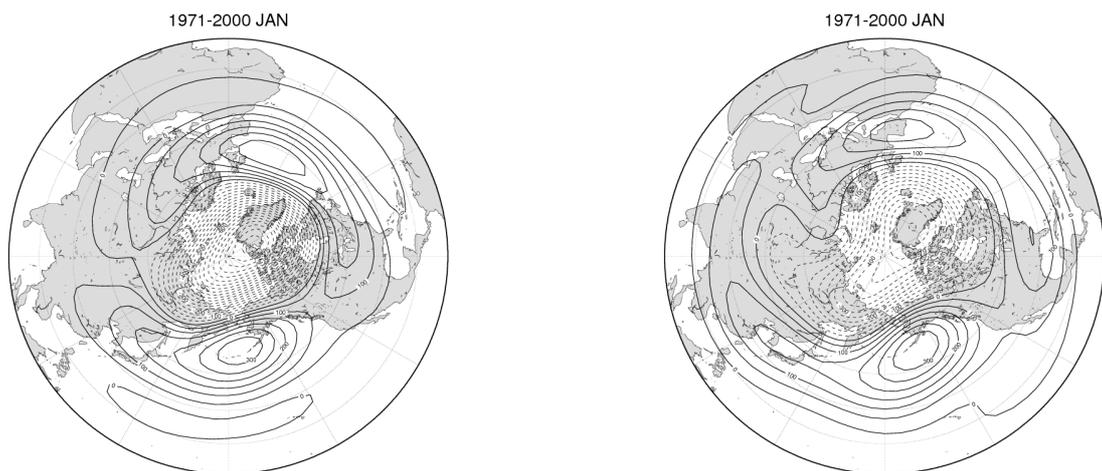


図 77: AO-1 の順圧高度偏差 (m) (図 76 の星印上). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す. 図 78: AO-2 の順圧高度偏差 (m) (図 76 の星印下, AO-2). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す.

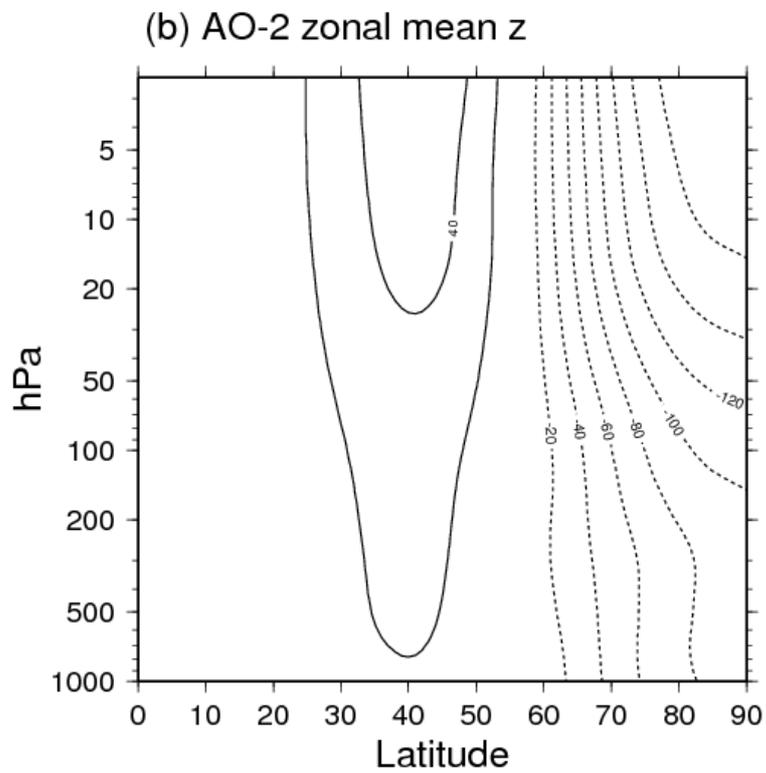
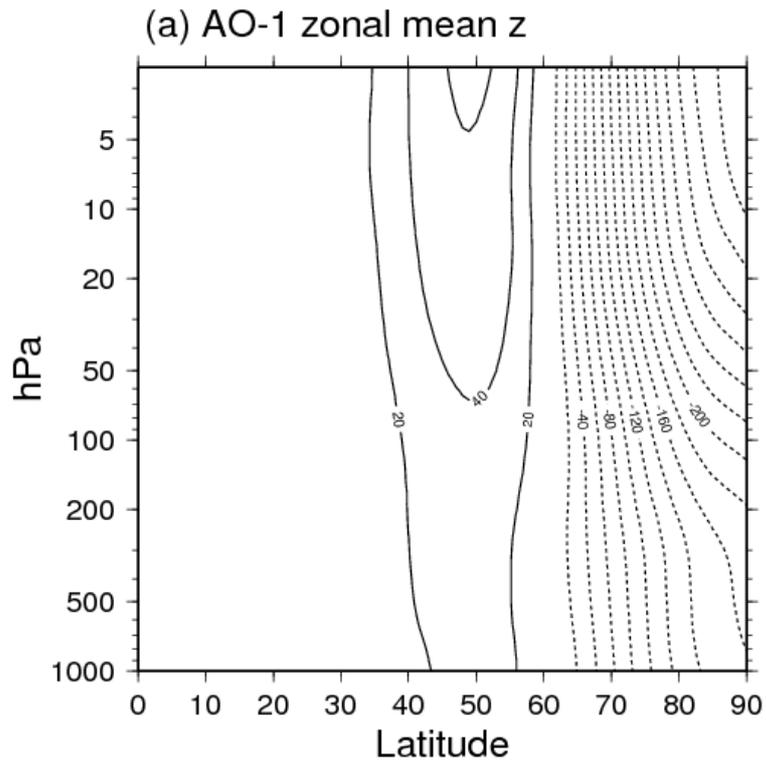


図 79: (a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した等圧面高度偏差の緯度-高度断面 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差. 等値線間隔は $20m$.

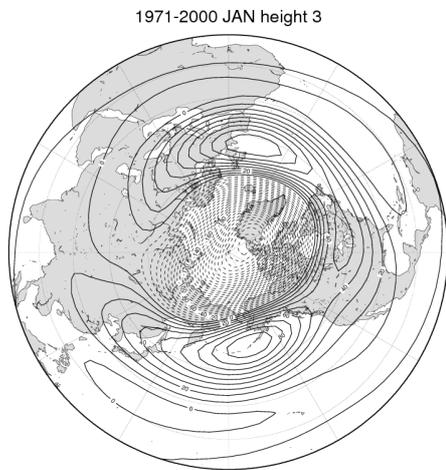


図 80: 31hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

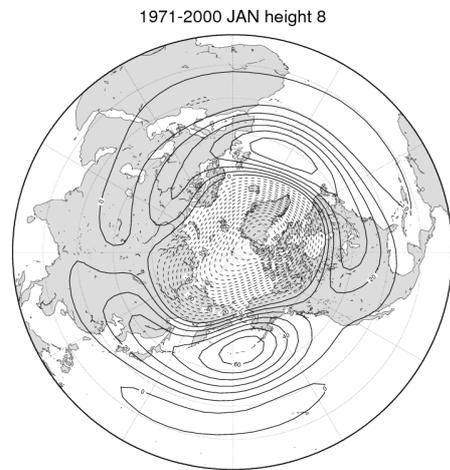


図 81: 230hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

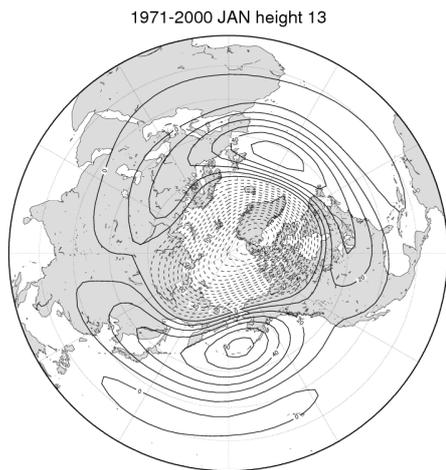


図 82: 539hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

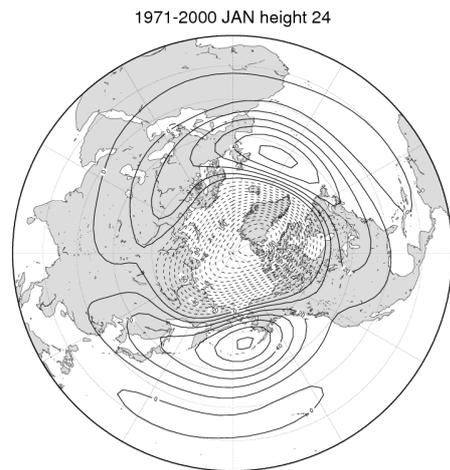


図 83: 1011hPa 面における AO-1 の等圧面高度偏差 (m). 実線は正偏差, 破線は負偏差.

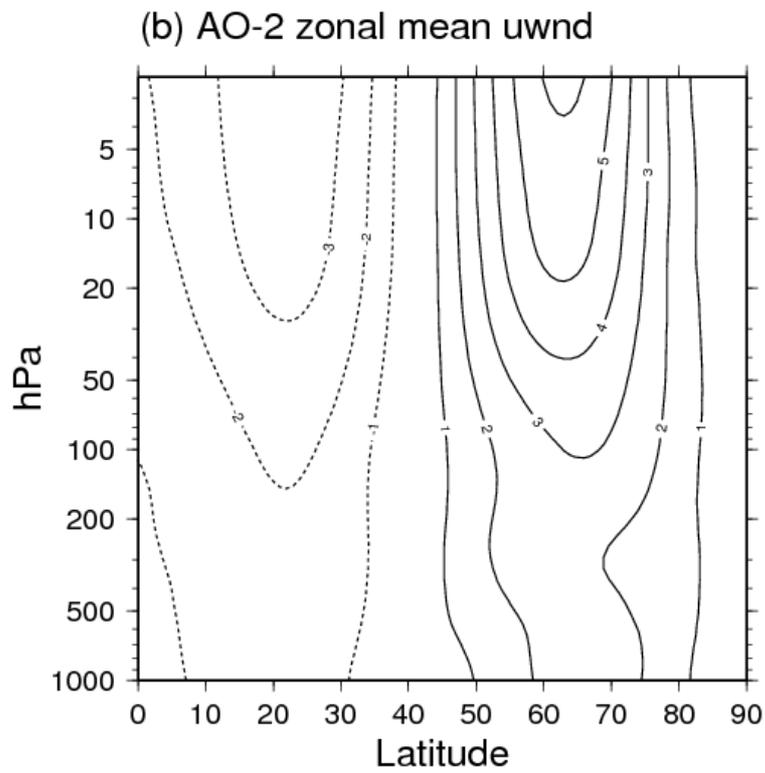
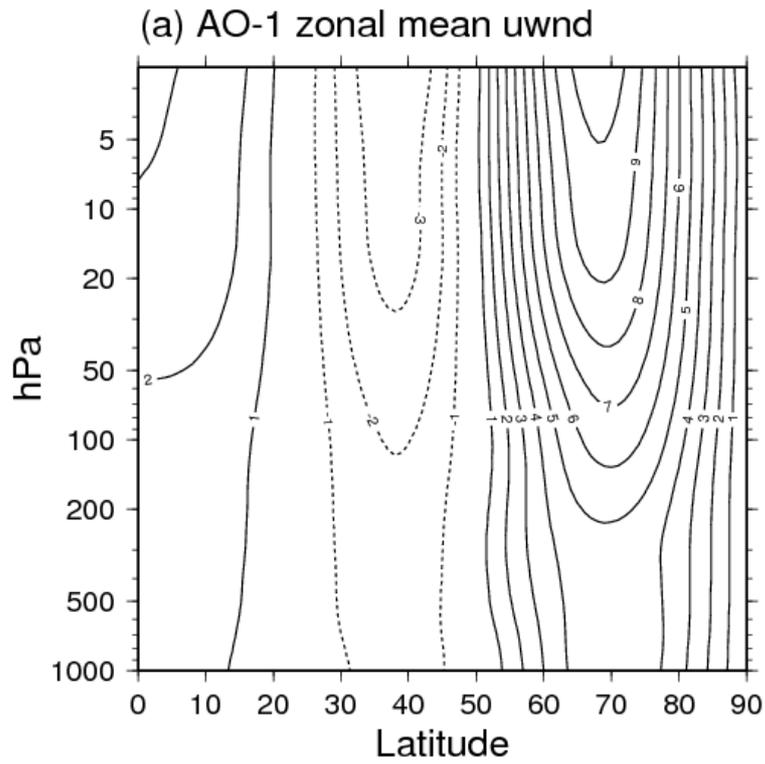


図 84: (a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した東西風偏差の緯度-高度断面. 実線は正 (西風) 偏差, 破線は負 (東風) 偏差. 等値線間隔は $1m/s$.

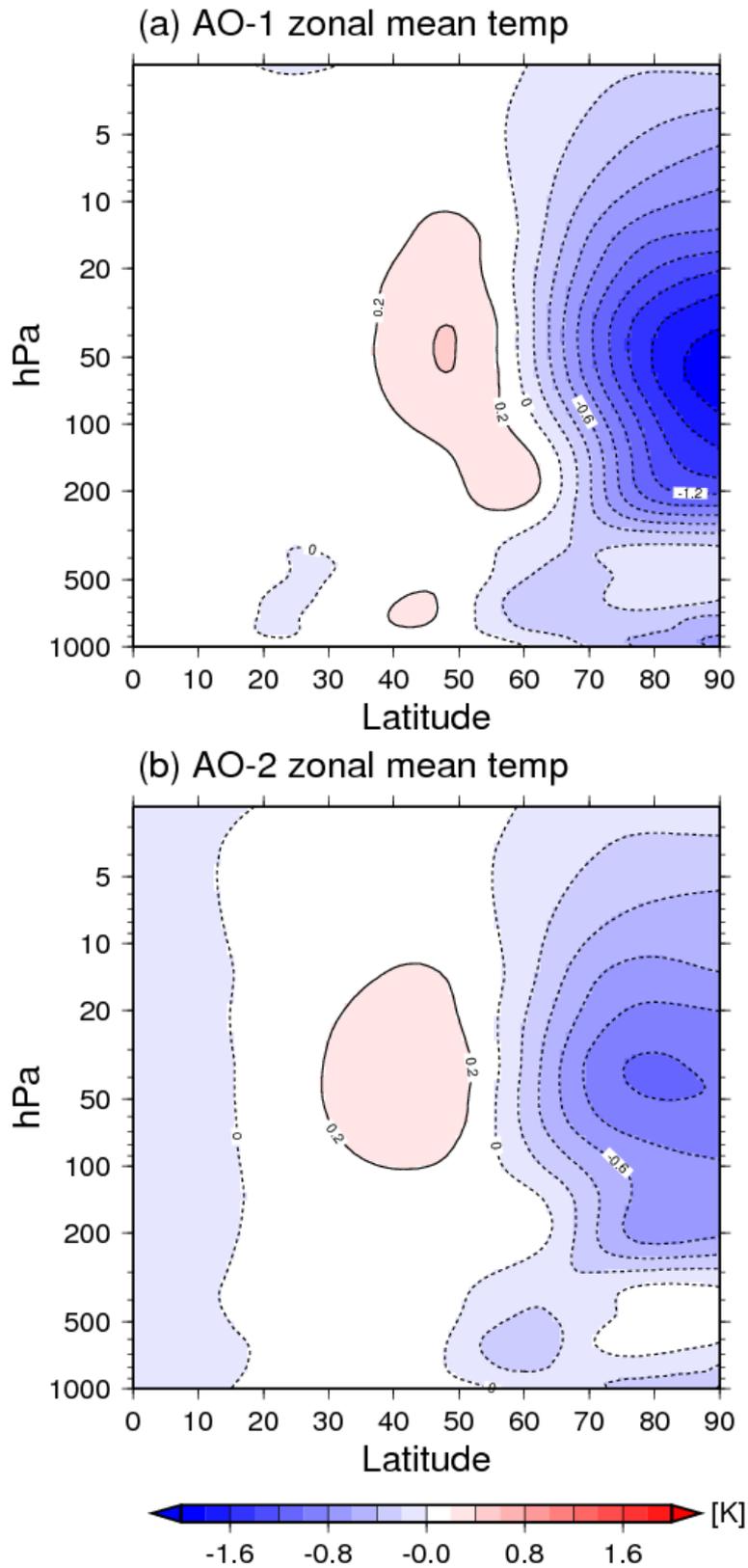


図 85: (a)AO-1, (b)AO-2 における, 東西平均した気温偏差の緯度-高度断面. 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差. 等値線間隔は $0.2K$.

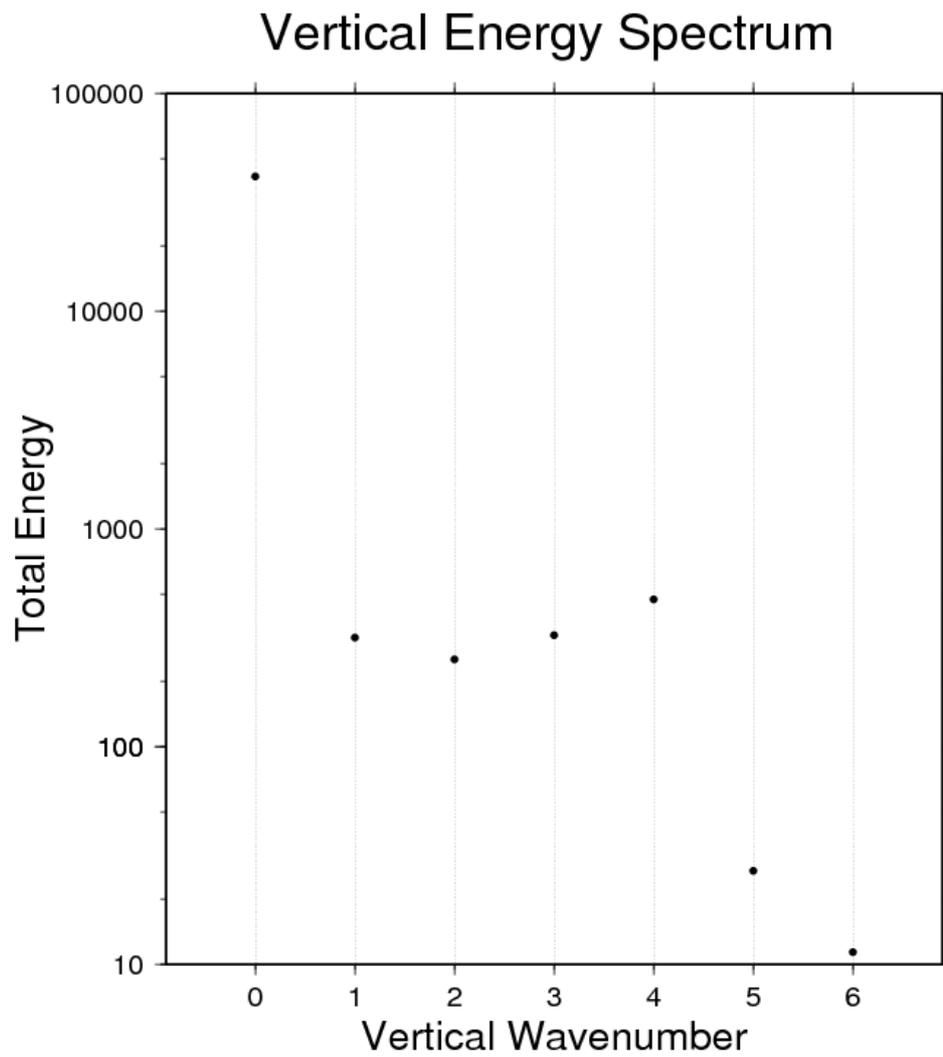


図 90: AO-1 における, 鉛直波数毎の全エネルギー分布.

Zonal Energy Spectrum

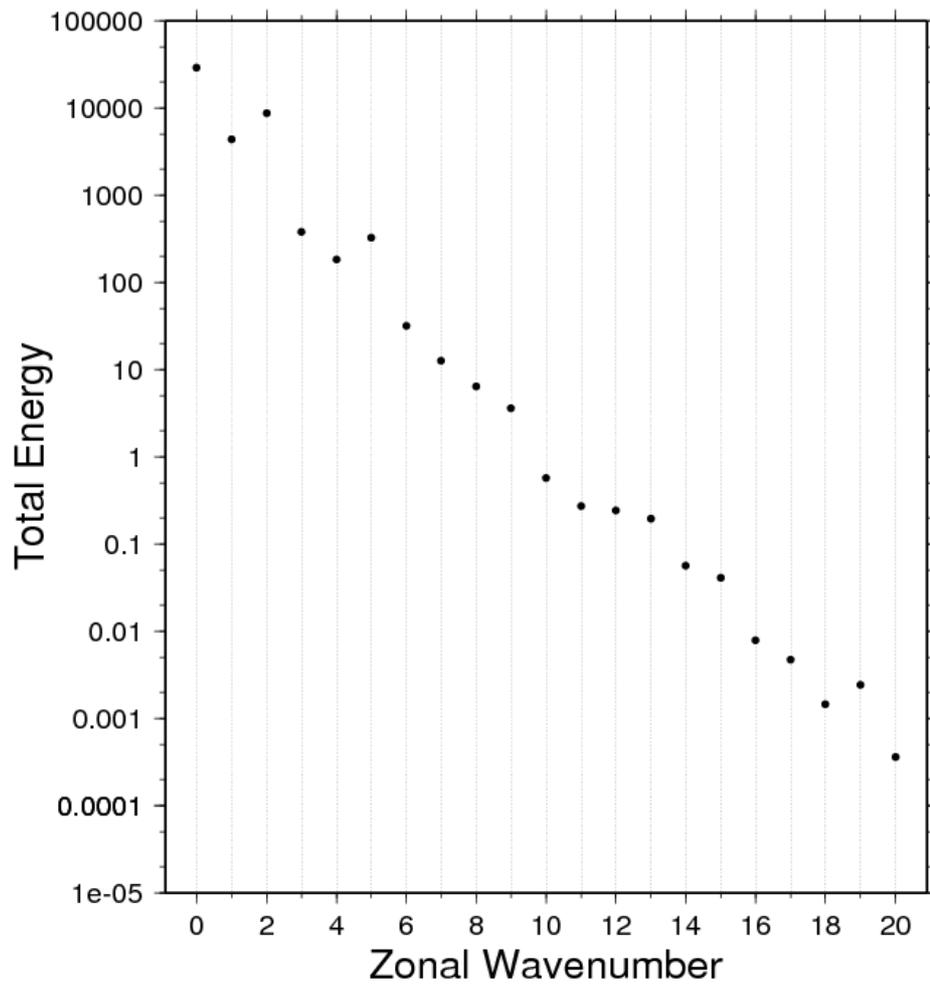


図 91: AO-1 における, 水平波数毎の全エネルギー分布.

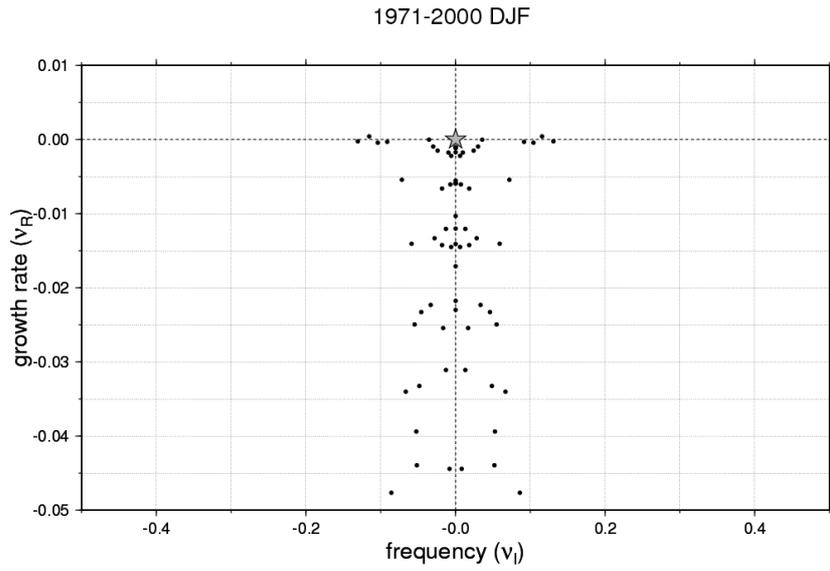


図 92: 1971 ~ 2000 年 DJF の基本場に外力を与えて LBM のフルマトリックスを解いたときの, 増幅率 (ν_R) と振動数 (ν_i) の分布図. 星印は AO が出現した解.

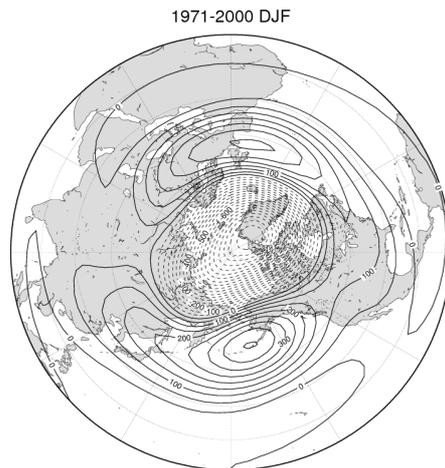


図 93: 1971 ~ 2000 年 DJF の基本場に外力を与えて LBM のフルマトリックスを解いたときに, 特異固有解として出現した AO の順圧高度偏差 (m) (図 92 の星印, AO-DJF). 実線は正偏差, 破線は負偏差を表す. 等値線は $50m$ 毎.

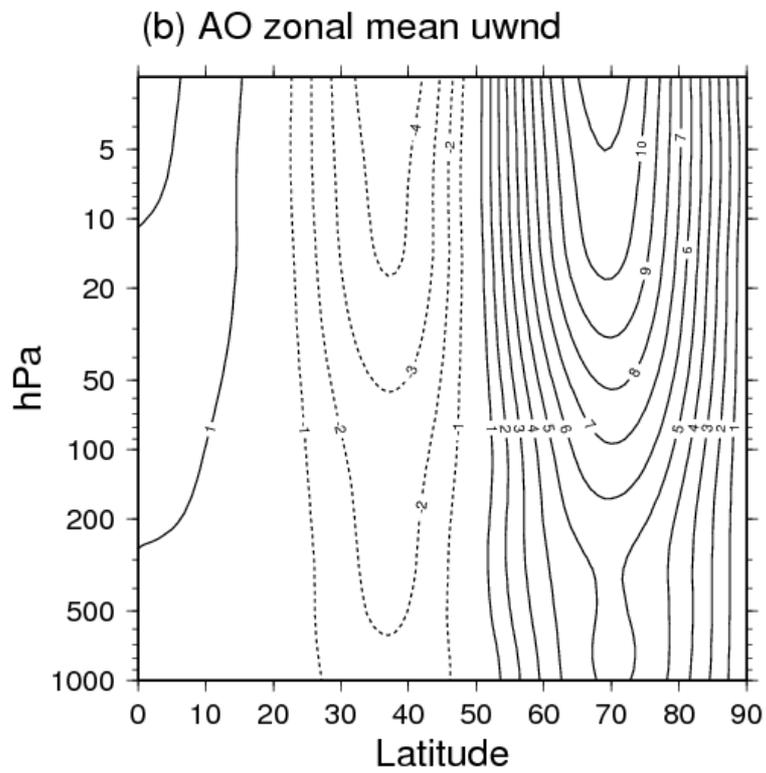
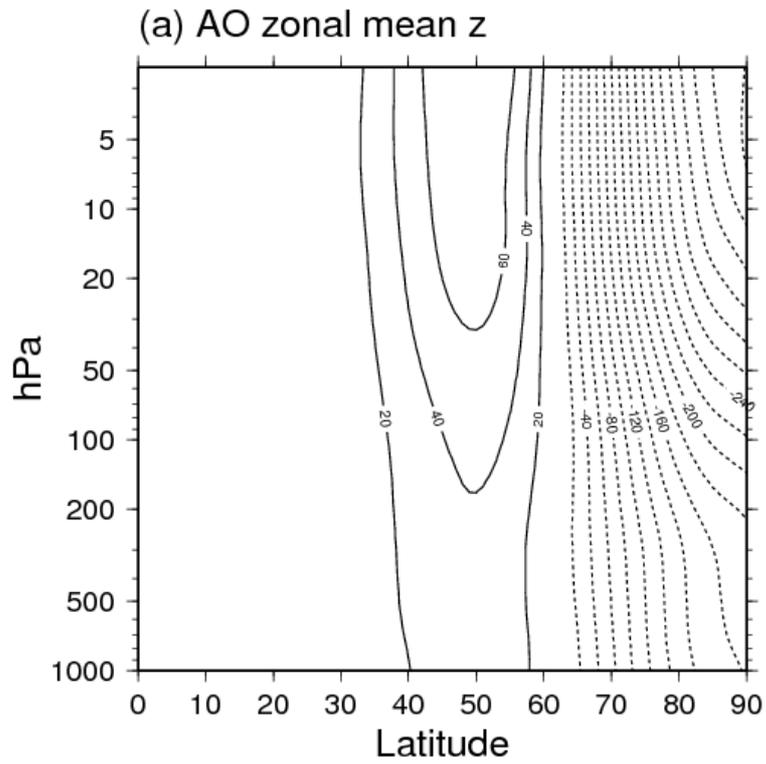


図 94: AO-DJF における, 東西平均した (a) 等圧面高度偏差と (b) 東西風偏差の緯度-高度断面. 実線は正偏差, 破線は負偏差. 等値線間隔は (a) 20m, (b) 1m/s.

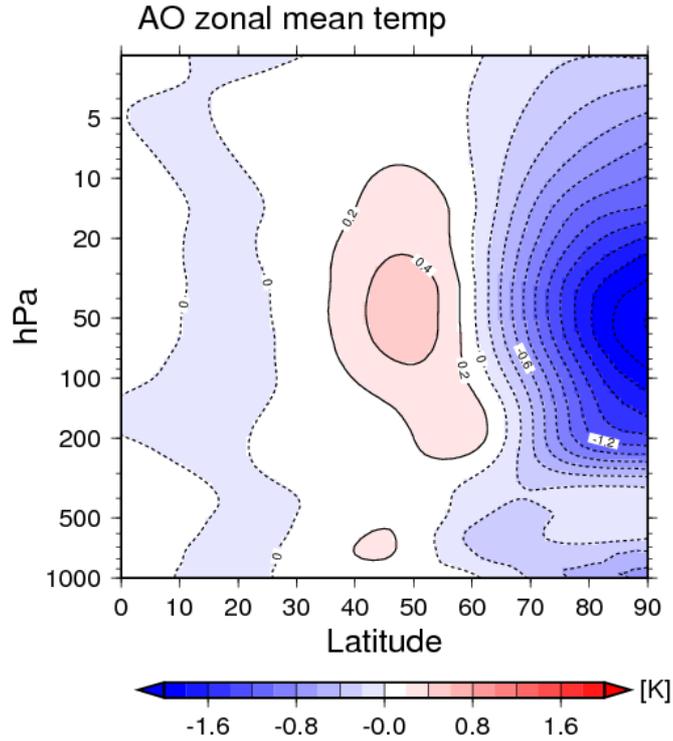


図 95: AO-DJF における, 東西平均した気温偏差の緯度-高度断面. 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差を表す. 等値線は $0.2K$ 毎.

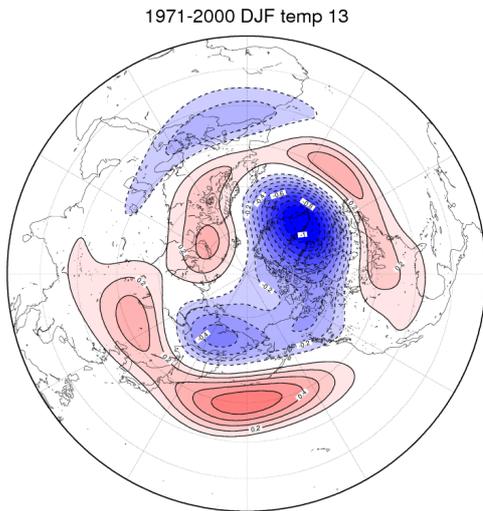


図 96: 539hPa 面における AO-DJF の等圧面気温偏差 (K). 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差. 等値線は $0.1K$ 毎.

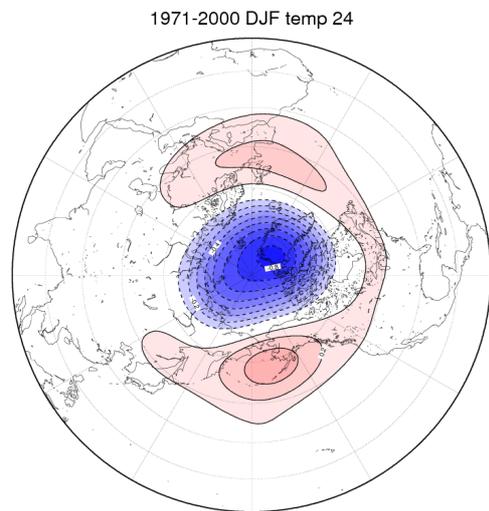


図 97: 1011hPa 面における AO-DJF の等圧面気温偏差 (K). 実線・赤色は正 (高温) 偏差, 破線・青色は負 (低温) 偏差. 等値線は $0.1K$ 毎.