

北極温暖化増幅と傾圧不安定波の 関係について

2017年1月

桜井 誠

北極温暖化増幅と傾圧不安定波の 関係について

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

桜井 誠

Modification of the Baroclinic Instability Wave associated with the Arctic Amplification

Abstract

Makoto SAKURAI

Recent years, temperature rise near the surface of the North Pole is about two times larger than the global temperature rise. This is called Arctic amplification. Arctic amplification appears in winter and autumn. The cause of Arctic amplification is ice albedo feedback, cloud feedback, heat transport. Heat transport includes the effects of latent heat and sensible heat due to extratropical cyclone. Baroclinic instability wave increases with the development of the solenoid. Those with a high amplification factor have a Charny mode, dipole Charny mode, and monopole Charny mode. Charny mode has a feature that causes subtropical jet to shift north. Dipole Charney mode has two large amplitudes at midlatitude and high latitude. In this study, I analyzed the structure, momentum flux, sensible heat flux of baroclinic instability waves in winter and autumn when Arctic amplification occurs. Specifically, comparisons were made before and after Arctic amplification occurred.

Key Words: Arctic amplification, Baroclinic instability wave, Momentum Flux, Sensible Flux

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 基礎方程式	5
4.2 プリミティブスペクトル方程式の導出	9
4.2.1 基礎方程式の線形化	9
4.2.2 鉛直構造関数	11
4.2.3 水平構造関数	14
4.2.4 3次元ノーマルモード関数展開	16
4.3 線形不安定解析	19
4.3.1 東西一様 (東西波数 0) の基本場	20
5 結果	22
5.1 DJF と SON の北極温暖化増幅指数が負と正の傾圧不安定波の構造の解析	22
5.1.1 DJF の傾圧不安定波の構造の解析	23
5.1.2 SON の傾圧不安定波の構造の解析	25
5.2 DJF と SON の AA 指数負と正の運動量フラックスおよび顕熱フラックスの解析	26
5.2.1 DJF の AA 指数負と正の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックス解析	26
5.2.2 SON の AA 指数負と正の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの運動量フラックス解析	26
5.2.3 DJF の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードと SON の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックス解析	27

6 考察	28
6.1 DJF の AA 指数負と正の傾圧不安定波の構造の違い	28
6.2 SON の AA 指数負と正の傾圧不安定波の構造の違い	28
7 結論	30
謝辞	31
参考文献	32
蛇り・枚迪	32

図 目 次

1	EOF-1 解析による北極振動に関係した温度場	34
2	EOF-1 解析による北極振動に関係した東西風	35
3	EOF-2 解析による北極温暖化増幅に関係した温度場	36
4	EOF-2 解析による北極温暖化増幅に関係した東西風	37
5	気候値 (DJF) 東西平均東西風	38
6	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風	39
7	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風	40
8	気候値 (DJF) 東西平均東西風の増幅率	41
9	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の増幅率	42
10	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の増幅率	43
11	気候値 (DJF) 東西平均東西風の位相速度	44
12	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の位相速度	45
13	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の位相速度	46
14	気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造	47
15	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造	48
16	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造	49
17	気候値 (SON) 東西平均東西風	50
18	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風	51
19	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風	52
20	気候値 (SON) 東西平均東西風の増幅率	53

21	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の増幅率	54
22	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の増幅率 .	55
23	気候値 (SON) 東西平均東西風の位相速度	56
24	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の位相速度 . . .	57
25	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の位相速度	58
26	気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニー モードの構造	59
27	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のダイポールチャーニーモードの構造	60
28	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの構造	61
29	気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運 動量フラックスの構造	62
30	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックスの構造	63
31	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックスの構造	64
32	気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニー モードの運動量フラックスの構造	65
33	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの運動量フラックスの構造	66
34	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの運動量フラックスの構造	67

35	気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	68
36	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	69
37	気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	70
38	気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	71
39	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	72
40	気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックスの構造	73

1 はじめに

近年、温室効果ガスの増加に伴い地球温暖化が起こっているが、この温暖化が特に顕著に現れているのが北極域である。特に秋季から冬季において北極域における気温上昇率は、全球平均と比較して約 2 倍大きくなっている (Serreze and Francis 2006)。この現象は北極温暖化増幅と呼ばれ、古くから気候モデルにおける CO_2 増加の感度実験の結果として得られている。北極温暖化増幅の要因には海氷や地表面の雪氷の融解によって引き起こされるアイス・アルベドフィードバック (Manabe and Wetherald 1975; Manabe and Stouffer 1980)、雲のフィードバック、中緯度から北極域への熱や水蒸気の輸送 (Graversen and Wang 2009) などがあるとされている。それぞれの要因の相対的な貢献度を定量化した結果、アイス・アルベドフィードバックが最も重要であることが Yoshimori et al. (2014) によって示された。しかし、Graversen and Wang (2009) の気候モデルの CO_2 増加の感度実験では、地表面のアルベドの変動がない場合でも北極温暖化増幅が起こることが示され、雲のフィードバックや中緯度から北極域への熱や水蒸気の輸送が重要な役割を果たすことが明らかにされた。Solomon (2006) は、中緯度からの熱や水蒸気の輸送が温帯低気圧によりもたらされることを示し、Overland et al. (2008) では、北極海上の地上気圧のダイポール構造が中緯度から北極海上へ熱供給をもたらすことを示した。また、Screen and Simmonds (2010) では、秋季から冬季の海氷減少に伴う海洋から大気への熱供給も北極温暖化増幅のメカニズムに貢献することが示された。さらに、Inoue and Hori (2011) は、北極海上で発生する低気圧が海洋から熱を取り込むことによって、北極域内部に熱を輸送して温暖化を強めることを指摘した。

傾圧不安定波とは、流体中のソレノイドの発達に伴って増幅する大気波動である (Chaney 1947)。Tanaka and Kung (1989) は、Kasahara (1976, 1977) の 3 次元ノーマルモード展開を用いたプリミティブ方程式による線形不安定解析を行い、総観スケールで最大増幅率を持つチャーニーモードやプラネタリースケールで大きな増幅率を持つダイポールチャーニーモード、高緯度で現れるモノポールチャーニーモードなどの存在を明らかにした。これらのモードのトラフ (リッジ) 軸の傾きにより、傾圧不安定波の西風渦運動量の輸送は変化する。南北両半球のジェット気流の強弱は、運動エネルギーの帯状-波相互作用によって変化する事が知られている (Limpasuvan and Hartmann 1999; Lorenz and Hartmann 2001, 2003)。また、その帯状-波相互作用は、ダブルジェットの場合に強まることが指摘されている (Eichelberger and Hartmann 2007)。Thompson and Wallace (1998) が提唱した北極振動 (Arctic Oscillation: AO) は、寒帯前線ジェット気流の強弱に対応する。AO とは、北緯 60 度を挟んで南北に地上気圧 (Sea

Level Pressure: SLP) が逆相関を示す現象で、冬季の北緯 20 度以北の SLP を経験的直交関数 (Empirical Orthogonal Function) 展開したときの第一主成分として定義される。線形不安定解析を用いて傾圧不安定波と AO の相互作用を理論的に証明したものに Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) がある。Tanaka and Tokinaga (2002) は、AO の正負によって傾圧不安定波の構造に正のフィードバックがあることを示した。AO が負のときは、チャーニーモードのトラフ (リッジ) 軸が、北緯 45 度付近を中心に逆くの字型となるので、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ながら北上させる。正のときは、チャーニーモードのトラフ (リッジ) 軸が逆くの字型からノの字型に傾くようになる。また、AO が負から正に変わったことで、プラネタリースケールで最も卓越するモードがダイポールチャーニーモードからモノポールチャーニーモードに変化する。その結果、中緯度から高緯度へ西風渦運動量を輸送することで、亜熱帯ジェットを弱め、寒帯前線ジェットを強めるといった正のフィードバックがあることを明らかにした。Seki et al. (2011) は、基本場の北極振動指数を負から正に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、ダイポールチャーニーモードがノの字型のトラフ (リッジ) 軸を持つポーラーモードに変化し、傾圧不安定波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なることで、AO と正のフィードバック関係があることを明らかにした。ポーラーモードとは、モノポールチャーニーモードの構造が変化したものである。Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の傾圧不安定波の解析方法では、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が、Tanaka and Seki (2013) では、Watanabe and Kimoto (2000) によって開発された線形傾圧モデル (Linear Baroclinic Model: LBM) を、3 次元ノーマルモード展開によりスペクトル化し、3 次元基本場に対しての線形不安定解析を可能にした。LBM を用いることで、東西非対称の基本場と地理的な分布も考慮できるようになり、Tanaka and Tokinaga (2002) と Seki et al. (2011) の東西一様の基本場の結果とは異なり、チャーニーモードやダイポールチャーニーモードの振幅が地域によって異なることが明らかとなった。例として、北極振動指数が正に大きい時、チャーニーモードが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ることで、AO と傾圧不安定波の正のフィードバックが見られるという地域依存性を示した。

2 目的

先行研究により, 温帯低気圧による北極域への熱輸送が北極温暖化増幅に貢献していることは明らかになっている. しかし, そのときの傾圧不安定波の構造を理論的に詳しく調べている研究は少ない. そこで本研究では AA 指数の変化に対応した傾圧不安定波の構造, 顕熱フラックス, 運動量フラックスの南北輸送がどのように変化するのかを理論的に解明することを目的とする.

3 使用データ

本研究では、アメリカ環境予報センター (National Centers for Environmental Prediction : NCEP)/アメリカ大気研究センター (National Centers for Atmospheric Research : NCAR) 再解析データを使用した。再解析データとは、同一の数値予報モデルとデータ同化手法を用いて過去数十年間にわたりデータ同化を行い、長期間にわたってできる限り均質になるように作成したデータセットのことである。

データ名	NCEP/NCAR 再解析データ
水平解像度	144 × 73 (2.5 ° × 2.5 °)
鉛直解像度	(1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10hPa の 17 層)
使用要素	東西風 (u), 南北風 (v), ジオポテンシャル高度 (Z)
期間	1948/49 ~ 2011/12 年の冬季 (DJF), 秋季 (SON)

これらのデータの偏差を利用する場合に用いる気候値は各データの期間全体の平均値とする。

4 解析手法

4.1 基礎方程式

本研究で用いた大気大循環モデルの基礎方程式系を表現するプリミティブ方程式系は，水平方向の運動方程式と熱力学の第一法則の予報方程式と，連続の式，状態方程式，静力学平衡の式の診断方程式で表される（小倉，1978）．

- 水平方向の運動方程式

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

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

- 熱力学の第一法則

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

- 連続の式

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

- 状態方程式

$$p \alpha = R T \quad (5)$$

- 静力学平衡の式

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

ただし，

$$\mathbf{V} = (u, v)$$

$$f = 2\Omega \sin \theta \quad (\text{コリオリ・パラメーター})$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla (\quad) = \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial (\quad)}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial (\quad)}{\partial \theta}$$

である．上記の方程式系で用いられている記号は以下のとおりである．

θ : 緯度	ω : 鉛直 p 速度 ($\equiv dp/dt$)
λ : 経度	F_u : 東西方向の粘性摩擦
p : 気圧	F_v : 南北方向の粘性摩擦
t : 時間	Q : 非断熱加熱
u : 東西風速	Ω : 地球自転角速度 ($= 7.29 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$)
v : 南北風速	a : 地球半径 ($= 6371.2 \text{km}$)
ϕ : ジオポテンシャル	c_p : 定圧比熱 ($= 1004 \text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$)
T : 気温	R : 乾燥空気の気体定数 ($= 287.04 \text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$)
α : 比容	

Tanaka (1985) によると, 熱力学の第一法則の式 (3) に, 連続の式 (4), 状態方程式 (5), 静力学平衡近似の式 (6) を代入することで, 基礎方程式系を 3 つの従属変数 (u, v, ϕ) それぞれの予報方程式で表すことが出来る.

はじめに, 気温 T と比容 α とジオポテンシャル ϕ について以下のような摂動を考える.

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

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

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

ここで, $(\)_0$ は等圧面平均量で (p) のみの関数である. また, $(\)'$ は摂動を表し, 等圧面平均からの偏差を表す.

これより, 診断方程式 (5), (6) も基本場 (等圧面平均) に関する式と, 摂動 (偏差) に関する式とに分けることが出来る.

$$p\alpha_0 = RT_0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial p} = -\alpha_0 \quad (11)$$

$$p\alpha' = RT' \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial p} = -\alpha' \quad (13)$$

これらの式 (7) ~ (13) を, 熱力学の第一法則の式 (3) に代入すると,

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{\partial T_0}{\partial p} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (14)$$

となる. 等圧面平均気温 T_0 とその偏差 T' との関係は $T_0 \gg T'$ となるため, 式 (14) において左辺第 3 項の摂動気温の断熱変化項は無視することが出来る. つまり,

$$\left| \omega \frac{RT_0}{pc_p} \right| \gg \left| \omega \frac{RT'}{pc_p} \right| \quad (15)$$

となる。

式 (14) の第 4 項を整理するために，大気の安定度のパラメータ $\gamma(p)$ を次のように定義する。

$$\gamma(p) \equiv \frac{RT_0(p)}{c_p} - p \frac{dT_0(p)}{dp} \quad (16)$$

式 (15)，(16) を用いて式 (14) を整理すると，

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (17)$$

となる。気温で表されたプリミティブ方程式系では，運動エネルギーと位置エネルギーの和として全エネルギーが保存されるが，気温の偏差で表されたプリミティブ方程式系では，運動エネルギーと有効位置エネルギーの和が全エネルギーとして保存される。

また，式 (12)，(13) より，

$$T' = \frac{p\alpha'}{R} = -\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \quad (18)$$

なので，これを式 (17) に代入すると，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \omega \frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (19)$$

となる。式 (19) の両辺に p/γ を掛けると，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \omega = \frac{Qp}{c_p \gamma} \quad (20)$$

となる。式 (20) によって，熱力学の第一法則の式 (3) を従属変数 ϕ' のみで表すことができる。方程式系 (1)，(2)，(20) は閉じているが，連続の式 (4) を組み込むために式 (20) の両辺を p で微分する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] - \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \quad (21)$$

式 (21) の左辺第 4 項に連続の式 (4) を代入すると，

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ & = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

となる。また，有効位置エネルギー $A = \frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)^2$ が，

$$\begin{aligned} \int_V \left(\mathbf{V} \cdot \nabla + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) A \frac{dV}{g} &= \int_V \frac{1}{2} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] \frac{dV}{g} \\ &= \int_V \left[\nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \mathbf{V} \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \omega \right) \right] \frac{dV}{g} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

となり保存されることを考慮して，式 (22) 中の大気の安定度のパラメータ $\gamma(p)$ の p 依存性を無視する．

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ &= \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \omega p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

以上より，熱力学の第一法則の式 (3) から温度 T と比容 α を消去し，ジオポテンシャルの摂動 ϕ' についての予報方程式を導くことができた．3つの従属変数 (u, v, ϕ') に対して，3つの予報方程式 (1), (2), (24) が存在するので，解を一意的に求めることが出来る．

これらの予報方程式 (1), (2), (29) からなるプリミティブ方程式系は以下のような簡単なベクトル表示でまとめることが出来る (Tanaka, 1991) ．

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (25)$$

ここで τ は無次元化された時間であり， $\tau = 2\Omega t$ である．式 (25) 中の各ベクトルは以下の通りである．

- \mathbf{U} : 従属変数ベクトル

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u & v & \phi' \end{pmatrix}^T \quad (26)$$

- \mathbf{M} : 鉛直線形演算子

$$\mathbf{M} = 2\Omega \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \end{pmatrix} \quad (27)$$

- \mathbf{L} : 水平線形演算子

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (28)$$

- \mathbf{N} : 非線形演算子

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right) \end{pmatrix} \quad (29)$$

- \mathbf{F} : 外部強制項からなるベクトル

$$\mathbf{F} = \left(F_u \quad F_v \quad \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \right)^T \quad (30)$$

ただし ,

$$()^T : \text{転置行列} \quad (31)$$

である .

モデルの基礎方程式系は (25) のようなベクトル方程式で構成され , 時間変化項に含まれる従属変数ベクトル \mathbf{U} を , 他の 3 つの項 (線形項: $\mathbf{L}\mathbf{U}$, 非線形項: \mathbf{N} , 外部強制項: \mathbf{F}) のバランスから予測するようなモデルであるといえる .

4.2 プリミティブスペクトル方程式の導出

4.2.1 基礎方程式の線形化

ベクトル表記でのプリミティブ方程式 (25) は非線形連立偏微分方程式である . そこで , 方程式の基本状態を静止大気 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{\phi}) = 0$ で断熱かつ摩擦なしとし , そこに微小擾乱 (u', v', ϕ') が重なったものとする . このとき式 (29) は ,

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} - \left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) u' - \omega \frac{\partial u'}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} u' v' \\ - \left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) v' - \omega \frac{\partial v'}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} u' v' \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R \gamma} \left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right) \end{pmatrix}$$

となり , 2 次以上の摂動項を無視すると , $\mathbf{N} = 0$ であり , 式 (25) を線形化した基本状態は以下ようになる .

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U}' = 0 \quad (32)$$

$$\mathbf{U}' = (u', v', \phi')^T$$

これ以降は簡単のため $\mathbf{U}' = (u', v', \phi')$ を $\mathbf{U} = (u, v, \phi)$ と記す . また , 鉛直方向のみに依存した関数である鉛直構造関数 $G_m(p)$ を導入し , 式 (33) を鉛直方向と水平方向に変数分離する .

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) &= (u, v, \phi)^T \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (u_m, v_m, \phi_m)^T G_m(p) \end{aligned} \quad (33)$$

ここで，添え字の m は鉛直モード番号 (vertical mode number) を意味する．これを式 (33) に代入し，分離された各従属変数に関する方程式を解く．第 m 鉛直モードのみの方程式について表すと，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} (\phi_m G_m) \right] + \frac{G_m}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{G_m}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (34)$$

となる．ここで， ϕ_m は (λ, θ, t) のみに依存し， p に依存しないことを考慮し，両辺を G_m で割ると，

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-\phi_m \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} \right] + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (35)$$

である．また， p, G_m は時間依存性がないことより，

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \quad (36)$$

となる．式 (36) を p に依存するものとそれ以外に変数分離すると，

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} \right)^{-1} \quad (37)$$

となる．式 (37) の左辺は λ, θ, t のみの関数であり，右辺は p のみの関数である．この等号が恒等的に成り立つためには，両辺が定数である必要がある．この分離定数を $-gh_m$ とすると，以下の二つの方程式を得ることができる．

$$\frac{d}{dp} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} + \frac{1}{gh_m} G_m = 0 \quad (38)$$

$$\frac{1}{gh_m} \frac{\partial \phi_m}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (39)$$

この常微分方程式 (38) は鉛直構造方程式 (vertical structure equation) と呼ばれている．

また，残りの水平風成分についても同様に鉛直構造関数を導入すると，

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (40)$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \quad (41)$$

と導かれる．式 (39), (40), (41) をまとめて水平構造方程式 (horizontal structure equation) と呼んでいる．ここで，分離定数 h_m は距離の次元を持ち，鉛直構造方程式 (38) の固有関数である鉛直構造関数 $G_m(p)$ に対応する固有値として求めることができる．また，水平構造方程式 (39) は，流体層の厚さ h_m の線形浅水方程式系での連続の式と同じ形をしていることより， h_m は等価深度 (equivalent height) の意味を持つことが分かる．

4.2.2 鉛直構造関数

ここでは、前節で導いた鉛直構造方程式 (38) の解であり、3次元ノーマルモード関数を構成する鉛直構造関数 $G_m(p)$ を導出する。また、鉛直構造関数を用いた鉛直方向の波数展開について述べる。

まず、鉛直構造方程式 (38) を次のように整理する。

$$\mathbf{L}[G_m(p)] + \frac{1}{gh_m} G_m(p) = 0 \quad (42)$$

ここで、

$$\mathbf{L} = \frac{d}{dp} \frac{\beta}{R} \frac{d}{dp} = \frac{\beta}{R} \frac{d^2}{dp^2} + \frac{1}{R} \frac{d\beta}{dp} \frac{d}{dp}$$

$$\beta \equiv \frac{p^2}{\gamma(p)}$$

である。今、次のような境界条件を考える。

$$\omega \rightarrow 0, \quad as \quad p \rightarrow 0 \quad (43)$$

$$(u, v, w) = 0. \quad at \quad p = p_s \quad (44)$$

式 (43) は上部境界において質量が保存されるという条件を、式 (44) は下部境界において物理的な速度がゼロであるという条件を表している。

以上の境界条件 (43), (44) は、以下の手順で鉛直構造関数に関する境界条件に置き換えられる。まず、熱力学の第一法則の式 (20) を線形化して、静止大気、断熱を考慮すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \omega = 0 \quad (45)$$

となる。式 (45) に対して上部境界条件 (43) を考慮し、式 (??) を代入することによって鉛直構造関数を導入すると、

$$p^2 \frac{dG_m(p)}{dp} \rightarrow 0, \quad as \quad p \rightarrow 0 \quad (46)$$

という上部境界条件を得る。

下部境界条件 (44) は、

$$gw = \frac{d\phi'}{dt} \Big|_{p=p_s} = \left[\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \phi' + \omega \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right]_{p=p_s} = 0 \quad (47)$$

となり、これに状態方程式 (5)、静力学平衡近似の式 (6)、地表面での水平風が 0 であることを考慮すると、

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} \Big|_{p=p_s} - \omega \frac{RT_0}{p_s} = 0 \quad (48)$$

となる．ここで式 (45) と (48) で ω を消去し，鉛直構造関数を導入すると次の式を得る．

$$\frac{dG_m(p)}{dp} + \frac{\gamma}{p_s T_0} G_m(p) = 0, \quad \text{at } p = p_s \quad (49)$$

鉛直構造方程式は同次型境界条件 (46) , (49) の下では，線形オペレーター L が自己随伴演算子 (self-adjoint operator) となるため，Sturm-Liouville 型の微分方程式として解くことが出来る．これが $G_m(p) = 0$ 以外の解 (自明でない解) をもつとき，その解は与えられた方程式 (42) および境界条件 (46) , (49) の固有関数であり，この固有関数 $G_m(p)$ が存在するような h_m の値は，その固有関数に対応する固有値となる．

この固有値問題については，有限要素法あるいは Galerkin 法により解を数値的に計算することが出来る (Tanaka, 1985)．本研究では Kasahara (1984) による Galerkin 法を用いて鉛直構造を求める．

まず，気圧座標系を以下のような座標系へと変数変換をする．

$$x = 2\sigma - 1 = 2\frac{p}{p_s} - 1 \quad (-1 \leq x \leq 1) \quad (50)$$

このとき，鉛直構造方程式 (42) ，上部境界条件 (46) ，下部境界条件 (49) は以下のように表される．

$$\frac{d}{dx}(x+1)^2 \frac{d}{dp} G_m(x) + \frac{R\gamma}{gh_m} G_m(x) = 0, \quad \text{for } -1 < x < 1 \quad (51)$$

$$(x+1)^2 \frac{dG_m(x)}{dx} \rightarrow 0, \quad \text{as } x \rightarrow -1 \quad (52)$$

$$\frac{dG_m(x)}{dx} + \frac{\gamma}{2T_0} G_m(x), \quad \text{at } x = 1 \quad (53)$$

鉛直構造関数を Legendre 多項式 $P_i(p)$ により級数展開できるとき，

$$G_m(x) = \sum_{i=0}^{J-1} a_i P_i(x) \quad (54)$$

と書ける．ここで J は自然数である．Legendre 多項式は直交性を持つので，

$$\int_{-1}^1 P_i(p) P_j(p) dx = \delta_{ij} \quad (55)$$

である．簡単のため Legendre 多項式のノルムは 1 とした． a_i は以下のように求めることができる．

$$\int_{-1}^1 \left(\frac{d}{dx}(x+1)^2 \frac{dG_m(x)}{dx} + \frac{R\gamma}{gh_m} G_m(x) \right) P_j(x) dx = 0 \quad (56)$$

この式に (54) を代入して ,

$$\int_{-1}^1 \left(\frac{d}{dx} \frac{(x+1)^2}{R\gamma} \frac{d}{dx} \sum_{i=0}^{J-1} a_i P_i(x) \right) P_j(x) dx + \frac{1}{gh_m} \sum_{i=0}^{J-1} a_i \int_{-1}^1 P_i(x) P_j(x) dx = 0 \quad (57)$$

となり , Legendre 関数の直交性 (55) より ,

$$\sum_{i=0}^{J-1} a_i \int_{-1}^1 \left(\frac{d}{dx} (x+1)^2 \frac{d}{dx} P_i(x) \right) P_j(x) dx + \frac{R\gamma}{gh_m} a_j = 0 \quad (58)$$

となる . 境界条件 (52) , (53) に式 (54) を適用すると ,

$$(x+1)^2 \frac{dP_i(x)}{dx} \rightarrow 0, \quad as \quad x \rightarrow -1 \quad (59)$$

$$\frac{dP_i(x)}{dx} + \frac{\gamma_s}{2T_0} P_i(x) = 0, \quad at \quad x = 1 \quad (60)$$

となる . これを考慮して式 (58) を整理すると ,

$$\sum_{i=0}^{J-1} \mathbf{K}_{ij} a_i = \frac{1}{gh_m} a_j \quad (61)$$

ただし ,

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_{ij} = & \frac{1}{p_s} \int_{-1}^1 (x+1)^2 \frac{dP_i(x)}{dx} \frac{dP_j(x)}{dx} dx \\ & + \frac{2\gamma}{T_0} P_i(x) P_j(x) \Big|_{x=1} + (x+1)^2 P_i(x) \frac{dP_j(x)}{dx} \Big|_{x=-1} \end{aligned} \quad (62)$$

とする . ここで , 上部境界条件 (52) より式 (62) の第 3 項は 0 となる . これは大気上端での放射境界条件と同値である . 式 (61) の固有値問題を解くことにより , 固有値 h_m と固有関数 a_i が求まり , 式 (54) に代入することによって鉛直構造関数 $G_m(p)$ が求まる . この解を求めるためには , γ を決定するために等圧面平均気温 $T_0(p)$ が必要だが , この値は Tanaka and Kung (1989) による 1978 年 12 月から 1979 年 11 月までの第 1 回 GARP (Global Atmosphere Research Program) 全球実験 (First GARP Global Experiment) 期間中の観測値を鉛直方向に 24 のガウスレベル (Gauss Level) に内挿した値を用いた .

Sturm-Liouville 型の微分方程式の解は直交性を持つという特徴があるので , 得られた鉛直構造関数 $G_m(p)$ は直交関数系であり , これを基底として物理量を鉛直方向に波数展開できる . G_m に適当な定数をかけて正規化することによって次の正規直交関数系を得る .

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} G_m(p) G_{m'}(p) dp = \delta_{mm'} \quad (63)$$

以上の鉛直構造関数 $G_m(p)$ の正規直交性によって，気圧 p の任意の関数 $f(p)$ について，次の鉛直変換を導くことが出来る．

$$f(p) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m G_m(p) \quad (64)$$

$$f_m = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp \quad (65)$$

ここで f_m は第 m モードの鉛直変換係数である．

鉛直モード $m = 0$ は順圧 (barotropic) モード，または外部 (external) モードといい，鉛直方向に節を持たず，ほとんど全層で一定のまま変化しないモードである．これに対して鉛直モード $m \geq 1$ は傾圧 (baroclinic) モード，または内部 (internal) モードといい， m 番目のモードは鉛直の m 個の節を持っている．

4.2.3 水平構造関数

ここでは，鉛直構造関数 $G_m(p)$ とともに 3 次元ノーマルモード関数を構成する水平構造関数 H_{nlm} を導出し，水平方向の波数展開について述べる．前節で第 m モードの鉛直構造関数の固有値として求められた等価深度 h_m を用いて固有値問題とし，その固有ベクトルとして水平構造関数を導く．鉛直方向に変数分離した後の第 m モードの時間水平方向に関する方程式 (39)，(40)，(41) は，行列表示で，

$$\mathbf{M}_m \frac{\partial \mathbf{U}_m}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U}_m = 0 \quad (66)$$

と書ける．ここで，

$$\mathbf{M}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{gh_m} \end{pmatrix} \quad \mathbf{U}_m = \begin{pmatrix} u_m & v_m & \phi_m \end{pmatrix}^T$$

である．ここで，次のようなスケール行列を導入する．

$$\mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{pmatrix} \quad \mathbf{Y}_m = 2\Omega \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (67)$$

これらを式 (66) に次のように作用させる．

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (68)$$

ここで，

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

であり，無次元時間 $\tau (\equiv 2\Omega t)$ を用いると式 (66) は，

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (69)$$

となる．式 (69) の線形演算子は次のようになる．

$$\mathbf{L}_m = \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} 0 & -\sin \theta & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \sin \theta & 0 & \alpha_m \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (70)$$

式 (70) 中の α_m は笠原パラメータと呼ばれるもので，以下のように定義される．

$$\alpha_m = \frac{\sqrt{gh_m}}{2\Omega a} \quad (71)$$

これは，浅水方程式中の 4 つの惑星パラメータ (g ：重力， h_m ：等価深度， Ω ：地球の自転角速度， a ：惑星半径) が，唯一の惑星固有パラメータ α_m のみで表されることを示している (Tanaka, 1985)．

式 (69) は水平構造方程式，またはラプラスの潮汐方程式 (Laplace's tidal equation) と呼ばれる．この方程式は時間 τ の線形システムであるから次のような解を仮定して，水平方向の成分と時間成分とに分離することが出来る．

$$\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) e^{-i\sigma_{nlm}\tau} \quad (72)$$

$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ は水平構造関数 (horizontal structure function)，または Hough 関数と呼ばれる．Hough 関数は第 m 鉛直モードに相当する水平ノーマルモード，すなわち水平自由振動を意味し，経度 λ と緯度 θ の関数である．添え字の n は東西波数， l は南北モード番号を示している．

式 (72) を水平構造方程式 (69) に代入すると，

$$i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm} + \mathbf{L}_m \mathbf{H}_{nlm} = 0 \quad (73)$$

となる．

4.2.4 3次元ノーマルモード関数展開

ここでは, 4.2.2 と 4.2.3 で扱った鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造関数 H_{nlm} を結合させ, 3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ を構成し, 式 (25) を展開する. 3次元ノーマルモード関数は鉛直構造関数と水平構造関数のテンソル積であり, 以下のように定義される.

$$\begin{aligned}\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) &= G_m(p) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \\ &= G_m(p) \Theta_{nlm}(\theta) e^{in\lambda}\end{aligned}\quad (74)$$

この3次元ノーマルモード関数も以下の正規直交性を持つ.

$$\begin{aligned}\langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle &= \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm} \cdot \Pi_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \\ &= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}\end{aligned}\quad (75)$$

この関係により, 3次元ノーマルモード関数展開が導かれる. 式 (33) 中の \mathbf{U} と \mathbf{N} と \mathbf{F} は以下のように展開される.

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (76)$$

$$\mathbf{N}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M n_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (77)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (78)$$

ここで, $w_{nlm}(\tau)$, $n_{nlm}(\tau)$, $f_{nlm}(\tau)$ はそれぞれ, 従属変数ベクトル \mathbf{U} , 非線形演算子 \mathbf{N} , 外部強制項からなるベクトル \mathbf{F} についての展開係数であり, それらは時間 τ のみの関数である.

式 (25) と 3次元ノーマルモード関数との内積を以下のようにとり, スペクトル表記を導く.

$$\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_{nlm}^{-1} \Pi_{nlm} \rangle = 0 \quad (79)$$

計算過程が複雑な非線形演算子の内積を計算しておく. ここからは3重の添字 $nlm, n'l'm', n''l''m''$ をそれぞれ i, j, k と表し, i で示される波数はそれぞれ n_i, l_i, m_i のように示して区別す

る． j, k についても同様である．

$$\langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_{m_i}^{-1} \mathbf{\Pi}_i \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} G_{m_i} e^{in\lambda} \left(\begin{array}{c} \frac{1}{2\Omega\sqrt{gh_m}} U_i \\ \frac{1}{2\Omega\sqrt{gh_m}} (iV_i) \\ \frac{1}{2\Omega} Z_i \end{array} \right)^T \left(\begin{array}{c} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right) \end{array} \right) \cos \theta d\lambda d\theta dp \quad (80)$$

式 (76) を成分で書くと以下のようになる．

$$\begin{aligned} u &= \sum_{i=0}^K w_i \sqrt{gh_{m_i}} U_i G_{m_i} e^{in_i \lambda} \\ v &= \sum_{i=0}^K w_i \sqrt{gh_{m_i}} (-iV_i) G_{m_i} e^{in_i \lambda} \\ \phi &= \sum_{i=0}^K w_i gh_{m_i} Z_i G_{m_i} e^{in_i \lambda} \end{aligned} \quad (81)$$

この級数展開 (81) を式 (80) の各変数に代入する．

また，鉛直 p 速度 ω は発散と関係することから，以下のように $\sigma_i Z_i$ を用いた級数展開を導くことが出来る (田中 他, 1997)．まず連続の式 (4) を鉛直積分して式 (81) を代入する．

$$\begin{aligned} \omega &= - \int_0^p \nabla \cdot \mathbf{V} dp \\ &= - \int_0^p \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \right) dp \\ &= - \sum_{i=0}^K w_i \int_0^p G_{m_i} dp \frac{\sqrt{gh_{m_i}}}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} U_i e^{in_i \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (-iV_i \cos \theta) e^{in_i \lambda} \right] \end{aligned} \quad (82)$$

ここで，水平構造方程式の第 3 成分 (39) より，

$$i\sigma_i \frac{2\Omega}{\sqrt{gh_m}} Z_i e^{in_i \lambda} = \frac{1}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} U_i e^{in_i \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (-iV_i \cos \theta) e^{in_i \lambda} \right] \quad (83)$$

なので，これを式 (82) 代入して，

$$\omega = \sum_{i=0}^K w_i 2\Omega \int_0^p G_{m_i} dp (-i\sigma_i Z_i) e^{in_i \lambda} \quad (84)$$

を得る．式 (84) 中の G_{m_i} の不定積分は鉛直構造方程式 (38) を積分することによって G_{m_i} の 1 階微分で表すことが出来る．

$$\int_0^p G_{m_i} dp = -\frac{gh_{m_i}}{R\gamma} p^2 \frac{dG_{m_i}}{dp} \quad (85)$$

また，式 (80) を展開する過程で現れる G_{m_i} の高次の微分は，次のように鉛直構造方程式 (38) を用いて G_{m_i} の 1 階微分で表現することが出来る．

$$-p \frac{d}{dp} \left(\frac{p}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} \right) = \frac{p}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} + \frac{1}{gh_m} G_m$$

これらを用いると，非線形演算子と 3 次元ノーマルモード展開関数との内積は以下のように表される．

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_{m_i}^{-1} \mathbf{\Pi}_i \rangle = & -i \sum_j \sum_k w_j w_k \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \\ & \begin{pmatrix} U_i \\ V_i \\ Z_i \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} P_1 \left(\frac{n_k U_k}{\cos \theta} + \tan \theta V_k \right) & -P_1 \frac{dU_k}{d\theta} & P_2 U_k \\ P_1 \left(\frac{n_k V_k}{\cos \theta} + \tan \theta U_k \right) & -P_1 \frac{dV_k}{d\theta} & P_2 V_k \\ P_3 \frac{n_k Z_k}{\cos \theta} & -P_3 \frac{dZ_k}{d\theta} & -P_4 Z_k \end{pmatrix} \\ & \begin{pmatrix} U_j \\ V_j \\ \sigma_j Z_j \end{pmatrix} e^{i(-n_i + n_j + n_k)\lambda} \cos \theta d\lambda d\theta dp \end{aligned} \quad (86)$$

ただし，

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{\sqrt{gh_{m_j}} \sqrt{gh_{m_k}}}{2\Omega a \sqrt{gh_{m_i}}} G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} \\ P_2 &= \frac{\sqrt{gh_{m_k}} gh_{m_j}}{\sqrt{gh_{m_i}} R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \\ P_3 &= \frac{\sqrt{gh_{m_j}}}{2\Omega} G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} - \frac{\sqrt{gh_{m_k}} gh_{m_j}}{2\Omega a R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \\ P_4 &= G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} + \frac{gh_{m_k}}{R\gamma} p G_{m_i} G_{m_j} \frac{dG_{m_k}}{dp} + \frac{gh_{m_j}}{R\gamma} p G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} G_{m_k} \\ &+ \left(\frac{gh_{m_k}}{R\gamma} - 1 \right) \frac{gh_{m_j}}{R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \end{aligned} \quad (87)$$

とする．

以上より，非線形演算子の内積を 3 次元ノーマルモードの 3 重積の定積分にまとめることができた．式 (86) における 3 重積分を非線形相互作用係数 r_{ijk} とおくと，式 (79)

は次のようにまとめることができ，展開係数のみでプリミティブ方程式系を記述することが出来る．

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (88)$$

$$i = 1, 2, \dots, K$$

非線形項中の r_{ijk} は非線形の波-波相互作用 (wave-wave interaction) および，帯状-波相互作用 (zonal-wave interaction) に関する相互作用係数 (interaction coefficients) であり実数である． K は全波数で， $K = (2N + 1)(L + 1)(M + 1)$ である． N は東西全波数， L は南北全モード， M は鉛直全モードを示す．

以上より，順圧成分と傾圧成分からなる鉛直構造関数，ロスビーモードと重力モードからなる水平構造関数を用いて，スペクトル表示したプリミティブ方程式 (88) を導出することができた．

4.3 線形不安定解析

ここでは，Tanaka and Kung (1989) に従いスペクトルプリミティブ方程式 (88) を線形不安定解析に用いるために線形化する．まず，従属変数ベクトルの展開係数である w_i と，外部強制項からなるベクトルの展開係数である f_i を，摂動法により $\bar{w}_i + w'_i$ ， $\bar{f}_i + f'_i$ と分解する．これをスペクトルプリミティブ方程式に代入し，擾乱の2乗の項を無視すると，

$$\frac{dw'_i}{d\tau} + i\sigma_i w'_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} (\bar{w}_j w'_k + \bar{w}_k w'_j) + f'_i$$

$$\frac{dw'_i}{d\tau} + i\sigma_i w'_i = -i \sum_{j=1}^K \left[\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right] w'_j + f'_i \quad (89)$$

となる．東西波数 $n(= -N, -N + 1, \dots, 0, \dots, N)$ に関して $w_{-nlm} = w_{nlm}^*$ という関係があるので，非線形項を東西波数の正の部分と負の部分にわけて，

$$\sum_{j=1}^K \left[\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right] w'_j$$

$$= \sum_{j=1}^S \left[\sum_{k=1}^S (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right] w'_j + \sum_{j=1}^S \left[\sum_{k=1}^S (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right] w'^*_j \quad (90)$$

と表すことができる．ここで， $S = (N + 1)(L + 1)(M + 1)$ である．この関係を用いて線形化されたプリミティブ方程式を次のように書き直すことができる．

$$\frac{d\mathbf{w}}{d\tau} + i\mathbf{D}\mathbf{w} = -i\mathbf{B}\mathbf{w} - i\mathbf{C}\mathbf{w}^* + \mathbf{f} \quad (91)$$

各項の行列は以下である．

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} w_1 & w_2 & \cdots & w_S \end{pmatrix}^T$$

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_1 & f_2 & \cdots & f_S \end{pmatrix}^T$$

$$\mathbf{D} = \text{diag} \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & \cdots & \sigma_S \end{pmatrix}^T$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{21} & \cdots & b_{S1} \\ b_{12} & b_{22} & \cdots & b_{S2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{1S} & b_{2S} & \cdots & b_{SS} \end{pmatrix}$$

$$b_{ij} = \sum_{k=1}^S (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \quad \text{for } n \geq 0$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{21} & \cdots & c_{S1} \\ c_{12} & c_{22} & \cdots & c_{S2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{1S} & c_{2S} & \cdots & c_{SS} \end{pmatrix}$$

$$c_{ij} = \sum_{k=1}^S (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \quad \text{for } n < 0$$

外力については後の節で説明する．

4.3.1 東西一様 (東西波数 0) の基本場

基本場の東西波数が 0 の場合，行列 \mathbf{C} がゼロとなり行列 \mathbf{B} のみが残る．また，相互作用係数の式 (86) から分かるように， $n_i = n_j + n_k$ という関係が成り立つので，東西

一様基本場 ($n_k = 0$) では $n_i = n_j$ となる．したがって，行列 B の対角成分のみが残るので，線形化されたスペクトルプリミティブ方程式 (91) は，

$$\frac{d\mathbf{w}}{d\tau} = -i\mathbf{D}_n\mathbf{w}_n - i\mathbf{B}_n\mathbf{w}_n \quad (92)$$

となる．この方程式の解として波動解 $\mathbf{w}_n = \xi \exp(-i\nu\tau)$ を仮定すると，

$$\nu\xi = (\mathbf{D}_n + \mathbf{B}_n)\xi \quad (93)$$

となり，固有値 ν ，固有ベクトル ξ の固有方程式が得られる．

5 結果

5.1 DJF と SON の北極温暖化増幅指数が負と正の傾圧不安定波の構造の解析

図 1 は, EOF 解析による EOF-1 の気温の鉛直子午面分布を示している. 図 2 は図 1 の温度の結果から温度風関係式を使って求めた鉛直子午面分布の東西風である. EOF-1 は, 北極振動に対応している. 先行研究で, Seki et al. (2011) は, 北極振動指数を負から正に連続的に変化させたときの傾圧不安定波の構造の変化を調べた. まず, EOF-1 による図 1 の温度場では北極域の上空で周囲よりも気温が低いという特徴があり, 温度風により求めた東西風の図 2 を見ると, 北緯 60 度付近で東西風が強まり, 北緯 40 度付近で, 東西風が弱まることがわかる. これは北極振動が正の時に寒帯前線ジェットが強まり, 亜熱帯ジェットが弱まる. 逆に北極振動が負なら寒帯前線ジェットが弱まり, 亜熱帯ジェットが強まるような特徴がみられる. Seki et al. (2011) は, この東西風を気候値の東西風に引いたり足したりした. 引いた場合には, 北極振動指数負の時の基本場に対応し, 足した場合には北極振動指数正の基本場に対応する. その結果, 負から正へと連続的に傾圧不安定波の構造を調べたことにより, ダイポールチャーニーモードの構造がポーラーモードの構造に変化するということを明らかにした. 本研究では, 北極温暖化増幅に対応している EOF-2 を用いて, Seki et al. (2011) と同じように解析を行った. 図 3 は, EOF-2 の温度場の解析であり, 温度風関係式によって東西風を示したのが図 4 である. そして, 気候値の東西平均東西風 (図 5) に図 4 の東西風を引いたときは北極温暖化増幅指数が負の大気場, 足したときは北極温暖化増幅指数が正の大気場ができる. 具体的には, 1958-1997 年の冬季と秋季の月平均気候値の東西平均東西風 (図 5, 図 17) に北極温暖化増幅に関係した風を -1 倍, -2 倍, +1 倍, +2 倍して加える. 北極温暖化増幅に関係した風を気候値の東西平均東西風に -1 倍, -2 倍して加えた場合には AA 指数負の大気場ができる. 気候値の東西平均東西風に +1 倍, +2 倍して加えると AA 指数正の大気場ができる. 本研究は, 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 2 次元の線形不安定解析を行い, 北極温暖化増幅指数が負から正に連続的に変化させたときの傾圧不安定波の構造, 運動量フラックス, 顕熱フラックスの解析をする. なお, 本研究では北極温暖化増幅指数が正の時は AA 指数正と呼び, 北極温暖化増幅指数が負の時は AA 指数負と呼ぶようにする.

5.1.1 DJF の傾圧不安定波の構造の解析

図 5 は気候値の東西平均東西風 (1958-1997), 図 6 は気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍,-2 倍して加えた AA 指数負の大気場, 図 7 は気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍,+2 倍して加えた AA 指数正の大気場の DJF 東西平均東西風を示した図である. 気候値の東西平均東西風は, 北緯 40 度, 高度 200hPa 付近に亜熱帯ジェットがあり風速の最大値は 40m/s となっている. AA 指数負の大気場では, 亜熱帯ジェットが弱まり, 寒帯前線ジェットが強まるような特徴がみられる. AA 指数正の大気場では, 図 4 の北極温暖化増幅に関係した風を加えるため亜熱帯ジェットがさらに強化し, 寒帯前線ジェットが弱まるようになる. 図 8, 図 9, 図 10 は東西風から線形不安定解析によって得られた増幅率を示す. 不安定解析によって得られた傾圧不安定波の増幅率の大きいものにチャーニーモード, ダイポールチャーニーモード, トリポールチャーニーモードが現れた. チャーニーモードは, 総観スケールで卓越しダイポールチャーニーモードやトリポールチャーニーモードはプラネタリースケールで卓越することがわかる. これは, Tanaka and Kung (1989) によって述べられたように卓越するモードがスケールによって異なるという点において同様な結果が得られた. そして増幅率の大きいものにチャーニーモード, ダイポールチャーニーモード, トリポールチャーニーモードが現れたということを示している. 気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍して加えた増幅率は気候値のものよりも全体的に増幅率が大きくなり-2 倍して加えたものは, 全ての東西波数 (スケール) でチャーニーモードが最も大きい増幅率を持っているということがわかる. 気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍して加えた増幅率を見ると 3 つのモードは全体的に増幅率が小さくなっていくことがわかる. 気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍して加えた増幅率ではダイポールチャーニーモードやトリポールチャーニーモードにおいては, 増幅率が約 0.1(/day) となっていることからほとんど増幅していないことがわかる. 図 11, 図 12, 図 13 は位相速度 ($^{\circ}/\text{day}$) を示している. 気候値の東西平均東西風のチャーニーモードの位相速度は約 9 ($^{\circ}/\text{day}$) の位相速度で東に移動している. プラネタリースケールで現れるダイポールチャーニーモードやトリポールチャーニーモードの位相速度はチャーニーモードよりも速く東に移動している. AA 指数負の大気場ではチャーニーモード, ダイポールチャーニーモード, トリポールチャーニーモードの位相速度が速くなるという傾向が見られる. これは寒帯前線ジェットの強化に伴って生じたものだと考えられる. 逆に AA 指数正の大気場では, チャーニーモードの位相速度はあまり変化がなく, ダイポールチャーニーモードやトリポールチャーニーモードの位相速度は小さくなっているのがわかる. 気候値, AA 指数負の大気場, AA 指数正の大

気場のチャーニーモードの東西波数 $N=8$ の構造を示したのが図 14, 図 15, 図 16 である。気候値は緯度 45 度の地表面付近に最大振幅があり、位相が逆くの字型の構造となっているので西風渦運動量は振幅の最大の南側で北向き、振幅の最大の北側で南向きに輸送されて両者は 45 度付近で収束する。その結果、亜熱帯ジェットを北上させているということがわかる。これは図 5 の気候値の東西平均東西風の亜熱帯ジェット的位置と寒帯前線ジェット的位置と図 14 の振幅が最大となっている位置関係が重要であると考えられる。振幅の最大となっているところから見てその南側に亜熱帯ジェットがあり、その北側に寒帯前線ジェットがある。位相の構造から亜熱帯ジェットの運動量を北向き、寒帯前線ジェットの運動量を南向きに輸送し、それらが振幅の最大となっている北緯 45 度付近で収束している。図 15 の気候値の東西平均東西風から北極温暖化増幅に関係した風を -1 倍して加えた時の AA 指数負のチャーニーモードの構造を見ると振幅は高度 400hPa, 緯度 45 度近にあり、位相はカタカナのノの字のような構造になっている。そのため亜熱帯ジェットの西風渦運動量を中緯度から高緯度に輸送することで寒帯前線ジェットが強化されるような構造になっていることが読み取れる。さらに北極温暖化増幅に関係した風を -2 倍して加えたものは、寒帯前線ジェットを強化するように西風渦運動量が中緯度から高緯度に輸送している構造が見られる。次に図 16 の気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を +1 倍して加えたときの AA 指数正の大気場の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造を見ると、AA 指数負の大気場の構造と異なる点は振幅の最大となる位置がやや南側に南下したことである。それに加えて位相構造から西風渦運動量の収束する位置が 42 °N 付近に南下することがわかる。気候値の東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を +2 倍したときの東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造においては振幅の最大はさらに南下し、西風渦運動量の収束する位置も南下する。この結果から AA 指数正の大気場のチャーニーモードの構造は、位相が逆くの字型の構造を持つことが同じであっても振幅最大となる緯度が南下することから亜熱帯ジェットを北上させる効果が弱まるということがわかる。そして AA 指数正の時は気候値と比較して寒帯前線ジェットから西風渦運動量をさらに奪い取って、亜熱帯ジェットに輸送することで寒帯前線ジェットをさらに弱めるといった結果が現れた。これらのチャーニーモードの構造をまとめると AA 指数負の大気場では、寒帯前線ジェットをさらに強めるように西風渦運動量が中緯度から高緯度に輸送され、傾圧性が強くなるといった正のフィードバックが見られる。逆に AA 指数正の大気場では、傾圧不安定波が弱まり、寒帯前線ジェットも弱まる。つまり AA 指数負から正に連続的に変化するにつれて寒帯前線ジェットを強化するようなノの字の構造から亜熱帯ジェットを北上させる逆くの字型の構造に変化している。この結果により AA 指数負と正で明らかに傾圧不安定波の構造が異なっているということがわかる。AA 指数負の時は、亜熱帯ジェットから西風渦運動

量を奪って寒帯前線ジェットをさらに強化し, AA 指数正の時は寒帯前線ジェットから西風渦運動量を亜熱帯ジェットに輸送することでさらに寒帯前線ジェットを弱めるといった正のフィードバックがあることを示した.

5.1.2 SON の傾圧不安定波の構造の解析

図 17 は気候値の東西平均東西風, 図 18 は AA 指数負の大気場, 図 19 は AA 指数正の大気場の SON の東西風を示した図である. 気候値の東西平均東西風は北緯 40 度, 高度 200hPa 付近に亜熱帯ジェットの最大があり風速は 25m/s となっている. AA 指数負の大気場では, 亜熱帯ジェットが弱くなり, 寒帯前線ジェットが強くなるように変化しているのがわかる. AA 指数正の大気場では, DJF の東西平均東西風と同じように亜熱帯ジェットが強化し, 寒帯前線ジェットが弱まる. DJF の東西風の解析と異なる点として, 亜熱帯ジェットが北上して北側に位置しているということである. 図 20, 図 21, 図 22 は不安定解析によって得られた増幅率を示す. DJF と同様に不安定解析によって得られた増幅率の大きいものにチャーニーモード, ダイポールチャーニーモード, トリポールチャーニーモードが現れた. AA 指数負の大気場においては, ダイポールチャーニーモードがプラネタリースケールと総観スケールで卓越している. AA 指数正の増幅率は, 総観スケールのより大きな東西波数のスケールでチャーニーモードが卓越し, プラネタリースケールと総観スケールでダイポールチャーニーモードが卓越している. この増幅率の結果は DJF の増幅率の結果とは明らかに異なっていてダイポールチャーニーモードの増幅率の変化が大きい. 図 23, 図 24, 図 25 は位相速度を示していて, ダイポールチャーニーモードの位相速度は AA 指数負から正にかけて東に移動する平均の速さが速くなっているのがわかる. 図 26, 図 27, 図 28 は東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの構造を示した. この図から AA 指数を負から正に連続的に変化させてもあまり明瞭な違いがないが, Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の解析によって示されていたダイポールチャーニーモードでは大きな振幅が南北 2 つ見られるのが特徴である. 本研究の結果では, 大きな振幅が緯度 60 度付近にあるものは明瞭であるものの, その南側にある振幅は不明瞭となっている. 位相をみると南側にある不明瞭な振幅付近の位相は, 順圧的な構造となっているが, 北側の最大の振幅付近の位相は, 逆くの字型となっていてチャーニーモードのような構造となっている. これは亜熱帯ジェットの位置が北緯 40 度付近にあることが原因と考えられ, 振幅の最大からみて南側では, 亜熱帯ジェットから運動量を奪っていると考えられる. また振幅最大の北側では, 寒帯前線ジェットから運動量を輸送している. そのためこのダイポールチャーニーモードは高緯度に振幅の最大を持つチャーニーモードのような構造であるということが考えられる.

5.2 DJF と SON の AA 指数負と正の運動量フラックスおよび顕熱フラックスの解析

先ほどの運動量の輸送は、傾圧不安定波の位相の構造から逆くの字型、カタカナのノの字型であるかによって輸送方向を述べた。この解析では、実際に南北方向の運動量フラックスの計算をして確認を行った。

5.2.1 DJF の AA 指数負と正の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックス解析

図 29, 図 30, 図 31 は、東西波数 $N=8$ のチャーニーモードが卓越しているときの運動量フラックスを示した図である。実線は正の値で破線は負の値である。線形不安定解析によって現れた位相から運動量を確認していたが、この図を用いることで明白に運動量フラックスを読み取れることができるということで解析を行った。図 29 の気候値の運動量フラックスを見ると北緯 45 度付近を境に南側に正の領域、北側に負の領域となっている。正の領域では運動量フラックスが南側から北側に輸送され、負の領域では北側から南側に輸送される南向きということを意味している。つまり北緯 45 度付近で運動量が収束するということがわかる。この結果は、図 14 の位相と振幅の図から読み取った逆くの字型の位相構造から読み取れる結果と一致している。図 30 の AA 指数負の運動量フラックスを見ると、35 度から 55 度付近に正の領域が見られる。これは図 29 の気候値の運動量フラックスと比較すると負の領域が見られなくなっている。そのため、西風渦運動量は南から北に輸送されることによって寒帯前線ジェットを強化するような構造になっていることが読み取れる。この結果は、図 15 のカタカナのノの字型の構造による西風渦運動量が中緯度から高緯度に向かって輸送されることと一致する結果となった。図 31 の AA 指数正の運動量フラックスは、北緯 40 度付近を境に正と負の領域がある。この結果は、気候値のものよりも西風渦運動量の収束する位置が南下するが、図 16 の逆くの字型の位相の構造と結果から読み取れることと一致している。

5.2.2 SON の AA 指数負と正の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの運動量フラックス解析

図 32, 図 33, 図 34 は、SON の気候値と AA 指数負と正の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの運動量フラックスを示した図である。図 26, 図 27, 図 28 のダイポールチャーニーモードの構造の結果では、AA 指数負から正であまり明瞭な違いは見られな

かったが、南北方向に2つの大きな振幅を持つことが特徴であるダイポールチャーニーモードの南側の振幅が不明瞭だった。そして、この構造は亜熱帯ジェットが北上したことによって現れた高緯度に逆くの字型の構造を持つチャーニーモードのようなダイポールチャーニーモードであると考えた。図 32, 図 33, 図 34(上) の運動量フラックスを見ても、北緯 60 度付近に南側で正と北側で負の領域がみられる。このことから、西風渦運動量が北緯 60 度付近で収束しているのは明らかであり、亜熱帯ジェットが北上したことによって収束する位置も北上したと考えられる。

5.2.3 DJF の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードと SON の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックス解析

AA 指数が負から正に変化したときの DJF の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造を図 35, 図 36, 図 37 に示す。北緯 45 度付近に正の値が占めるが、これは図 14, 図 15, 図 16 のチャーニーモードの位相構造において下層から上層にかけて西向きに傾いているため顕熱フラックスは北向きに輸送される。その構造を明瞭に見るために顕熱フラックスの解析を行った。AA 指数が正になるほど顕熱フラックスは小さくなっていく。これは AA 指数が正に増加するほど北極域が温まり、南北の温度勾配が小さくなることで北向きに輸送する顕熱フラックスが小さくなる。次に SON の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの顕熱フラックスを図 38, 図 39, 図 40 に示す。図 26, 図 27, 図 28 のダイポールチャーニーモードの振幅と位相は DJF の時よりも北側に位置しており、顕熱フラックスも緯度 60 度付近で正の値がみられる。亜熱帯ジェット的位置が北上したことによって顕熱フラックスが輸送される位置も高緯度へ移動したと考えられる。

6 考察

6.1 DJF の AA 指数負と正の傾圧不安定波の構造の違い

本研究では、北極温暖化増幅が顕著に現れる冬季 (DJF) と秋季 (SON) の期間を対象に AA 指数が負から正の傾圧不安定波の構造、運動量フラックス、顕熱フラックスがどのように変化するかを理論的に解析を行った。傾圧不安定波の構造では、増幅率の大きいものとして、チャーニーモードの構造を AA 指数負から正に連続的に変化させ、どのような違いがあるのかを調べた。図 14, 図 15, 図 16 の DJF の傾圧不安定波の構造の解析で、AA 指数負のチャーニーモードの構造では、北緯 45 度付近に振幅の最大があり、位相がカタカナのノの字型の構造となっていた。これは寒帯前線ジェットを強めるように亜熱帯ジェットから西風渦運動量を奪って中緯度から高緯度に輸送していることを示している。AA 指数正の大気場では亜熱帯ジェットが強まって寒帯前線ジェットが弱まる。チャーニーモードの構造では位相が逆くの字型の構造となっているため、亜熱帯ジェットを北上させるような特徴がみられる。ただし AA 指数正が増加するほどチャーニーモードの増幅率が小さくなっていくことで、亜熱帯ジェットを北上させようとする効果が小さくなっていくと考えられる。これはチャーニーモードの構造の振幅の最大となっている位置を気候値のものと AA 指数正のもので比較すると後者のほうが南下していることから考察することができる。以上の点から AA 指数負と正の傾圧不安定波の違いをまとめると AA 指数負では、寒帯前線ジェットが強く、亜熱帯ジェットが弱い。AA 指数正では、逆のことが起きる。つまり AA 指数正の大気場では寒帯前線ジェットの西風渦運動量を亜熱帯ジェットに輸送することでさらに寒帯前線ジェットを弱めるといった正のフィードバックがあると考えられる。チャーニーモードの構造は、AA 指数負から正で位相がカタカナのノの字型から逆くの字型に変化することで、傾圧不安定波の構造が明らかに異なっているということがわかった。運動量フラックス (図 29, 図 30, 図 31) と顕熱フラックス (図 35, 図 36, 図 37) の解析では傾圧不安定波の位相構造から読み取れた結果と同様な結果が得られ、整合的であった。

6.2 SON の AA 指数負と正の傾圧不安定波の構造の違い

DJF の解析と同様に SON の解析で増幅率 (図 20, 図 21, 図 22) は、AA 指数負から正でダイポールチャーニーモードの変動が大きくなっている。ダイポールチャーニーモードの構造 (図 26, 図 27, 図 28) を見ると AA 指数負から正で振幅や位相にあまり大きな違いは見られないが南側の振幅がどのパターンでも不明瞭となっている。また、北緯 60 度付近に振幅の最大があり、そこで位相が逆くの字型の構造となっているためチャー

二モードのような構造が見られる。これは、亜熱帯ジェット的位置が DJF のものと比較して約 10 度北上したことにより、西風渦運動量が収束する位置も北上したと考えられる。SON では、AA 指数負から正で比較をしても大きな違いは見られないが、DJF の解析結果と比較するとスケールによって卓越するモードが異なっていたり、構造に違いが見られた。DJF と同様に運動量フラックス (図 32, 図 33, 図 34) と顕熱フラックス (図 38, 図 39, 図 40) の解析では傾圧不安定波の位相構造から読み取れた結果と同様な結果が得られ、整合的であった。

7 結論

本研究では, Tanaka and Tokinaga (2002) や Seki et al. (2011) の研究手法を元に, 東西一様の 2 次元の線形不安定解析を用いて AA 指数負から正の傾圧不安定波の構造を見た. まず, DJF の AA 指数負の大気場では, 傾圧不安定波の増幅率の大きいチャーニーモードの構造は位相がカタカナのノの字型の構造となっていて, 寒帯前線ジェットをさらに強化するように亜熱帯ジェットから西風渦運動量を奪い, それを中緯度から高緯度に向かって輸送しているような構造になっている. AA 指数正の大気場では, 北極域が温まるので中緯度と高緯度で南北の温度勾配が弱まる. この結果は, AA 指数正の傾圧不安定波のチャーニーモードの構造から読み取れるように亜熱帯ジェットのやや北側の位置に振幅の最大があって, 位相は逆くの字型の構造となっている. これは亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットから西風渦運動量を奪って, その 2 つのジェットの間で収束している. 寒帯前線ジェットから西風渦運動量を南向きに輸送しているので寒帯前線ジェットは弱まり, 傾圧不安定波も弱まる. この両者には正のフィードバックがあると考えられる. そのため, DJF の AA 指数負から正の傾圧不安定波の構造は明らかに異なっていることがわかった. また本研究では北極温暖化増幅が顕著に見られる SON の季節の解析も行った. この解析結果の増幅率を見るとダイポールチャーニーモードの変動が, AA 指数負から正にかけて大きいことが読み取れた. その傾圧不安定波の構造を見るとダイポールチャーニーモードの特徴である 2 つの大きな振幅は見られず, 1 つしか大きな振幅が見られない. なお, その振幅は緯度 60 度付近に現れ, その付近の位相は逆くの字型の構造となっている. この結果は, AA 指数負から正でチャーニーモードの構造に明瞭な違いが見られなかった. 本研究では北極温暖化増幅が顕著に現れる冬季と秋季で解析を行ったが, 冬季の解析では AA 指数が正に増加するほど南北の温度勾配が弱まるため, 傾圧不安定波も弱まると予想はでき, 実際に傾圧不安定波の構造もそのような結果になった. また AA 指数が増加すると北極圏が温暖化するので傾圧性が低下するが, その範囲が寒帯前線ジェットの位置であり, 寒帯前線ジェットは弱化する一方で亜熱帯ジェットは強化し傾圧性が高まった. そのため, チャーニーモードは, AA 指数の増加に伴って発達すると思ったが, そのような結果とならなかったため興味深かった.

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員である筑波大学研究科学センター (CCS) の田中博教授にはプログラミングの操作、研究の結果や考察などについて適切な御指導を賜り、心より感謝しております。私は学部では、外部の大学を卒業し、修士課程として入学したにも関わらず、終始適切なコメントを頂きましたことを深く感謝いたします。また、大気大循環研究室の相澤拓郎氏、山上晃央氏には研究を進めていく上で、大変貴重なコメントを頂きました。相澤氏には、修士一年生の時に大気科学分野で行われる集中ゼミの発表に適切なご指導を頂きましたことを心から感謝しております。山上氏には、入学した時点から基礎的な気象学の知識や応用、プログラミングの使い方をご指導頂きました。私はプログラミングの使い方についての知識が乏しく、いつも悩んでばかりでしたが、山上氏の丁寧なご指導やご助言が大きな支えとなり、いつも前向きに取り組むことができました。山上氏には毎日、お忙しい中で私の研究のために時間を割いて頂いたこと、丁寧なご指導を頂いたことを心より御礼申し上げます。また、同大学生命環境科学研究科の植田宏昭教授、上野健一准教授、日下博幸教授、松枝未遠助教授には様々な発表の場において貴重な御意見、御指摘を頂きました。また、気象庁気象研究所の石井正好教授には、本研究の副査をお引き受け頂き、ありがとうございました。最後に大気大循環研究室の皆様をはじめ、本論文に関わって頂いた全ての皆様に心から感謝の意を表し、お礼を申し上げます。

参考文献

- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135-162.
- Eichelberger, S. J., and D. L. Hartmann, 2007: Zonal jet structure and the leading mode of variability. *J. Clim.*, **15**, 5149-5163.
- Graversen, R. G., and M. Wang, 2009: Polar amplification in a coupled climate model with locked albedo. *Clim. Dyn.*, **33**, 629-643.
- Inoue, J., and M. E. Hori, 2011: Arctic cyclogenesis at the marginal ice zone: A contributory mechanism for the temperature amplification? *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L12502, doi:10.1029/2011GL047696.
- Kasahara, A., 1976: Normal modes of ultralong waves in the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 669-690.
- Kasahara, A., 1977: Numerical integration of the global barotropic primitive equations with Hough harmonic expansions. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 687-701.
- Limpsuvan, 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.
- Manabe, S., and R. J. Stouffer, 1980: Sensitivity of a global climate model to an increase of CO₂ concentration in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **85**, 5529-5554.
- Manabe, S., and R. T. Wetherald, 1975: The effect doubling the CO₂ concentration on the climate of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 3-15.
- Overland, J. E., M. Wang, and S. Salo, 2008: The recent Arctic period. *Tellus.*, **60A**, 589-597.
- Screen, J. A., and I. Simmonds, 2010: The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification. *Nature*, **464**, 1334-1337.

- 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.
- Serreze, M. C., and J. A. Francis, 2006: The Arctic amplification debate. *Clim. Change*, **76**, 241-264.
- Solomon, A., 2006: Impact of latent heat release on polar climate. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L07716, doi:10.1029/2005GL025607.
- 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 S. Seki, 2013: Development of a three-dimensional spectral linear baroclinic model and its application to the baroclinic instability associated with positive and negative Arctic Oscillation indices. *J. Meteor. Soc. Japan*, **91**, 193-213.
- 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.
- 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.
- Yoshimori, M., A. Abe-Ouchi, M. Watanabe, A. Oka, and T. Ogura, 2014: Robust seasonality of Arctic warming processes in two different versions of MIROC GCM. *J. Clim.*, **27**, 6358-6375.

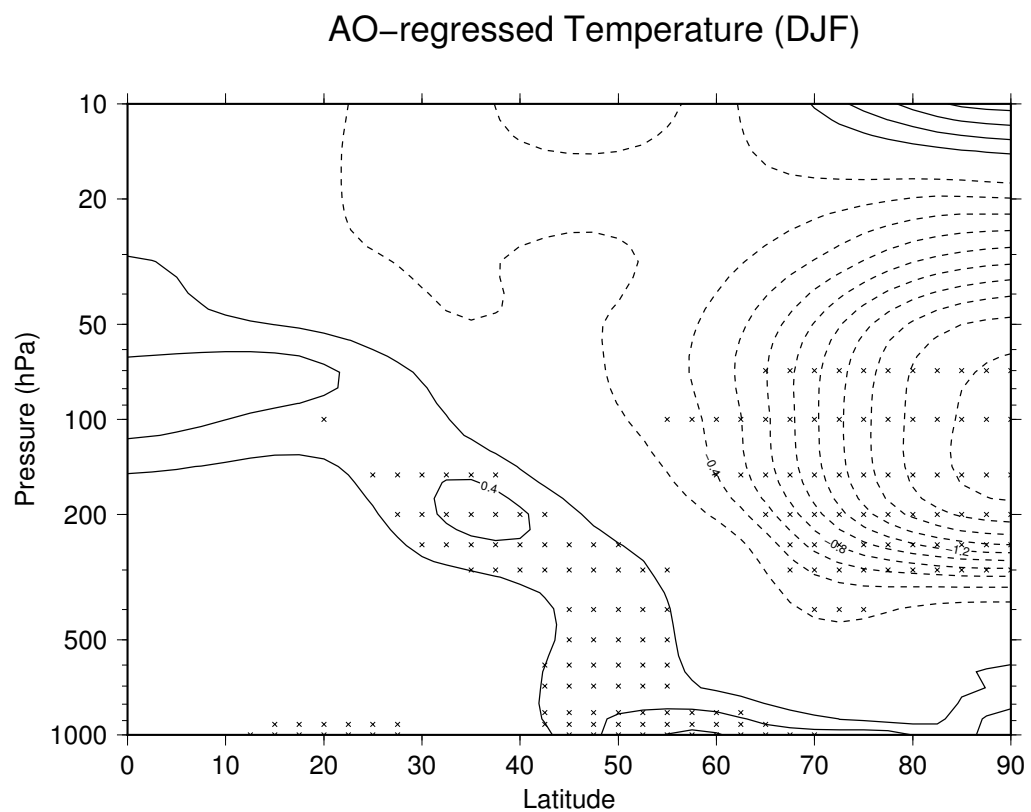


図 1: EOF-1 解析による北極振動に関連した温度場. 横軸は緯度, 縦軸は気圧 (hPa) を示す. 実線は正の値, 破線は負の値を表している. 単位は m/s で, 等値戦間隔は 0.2K である. \times 印は有意な領域を表している.

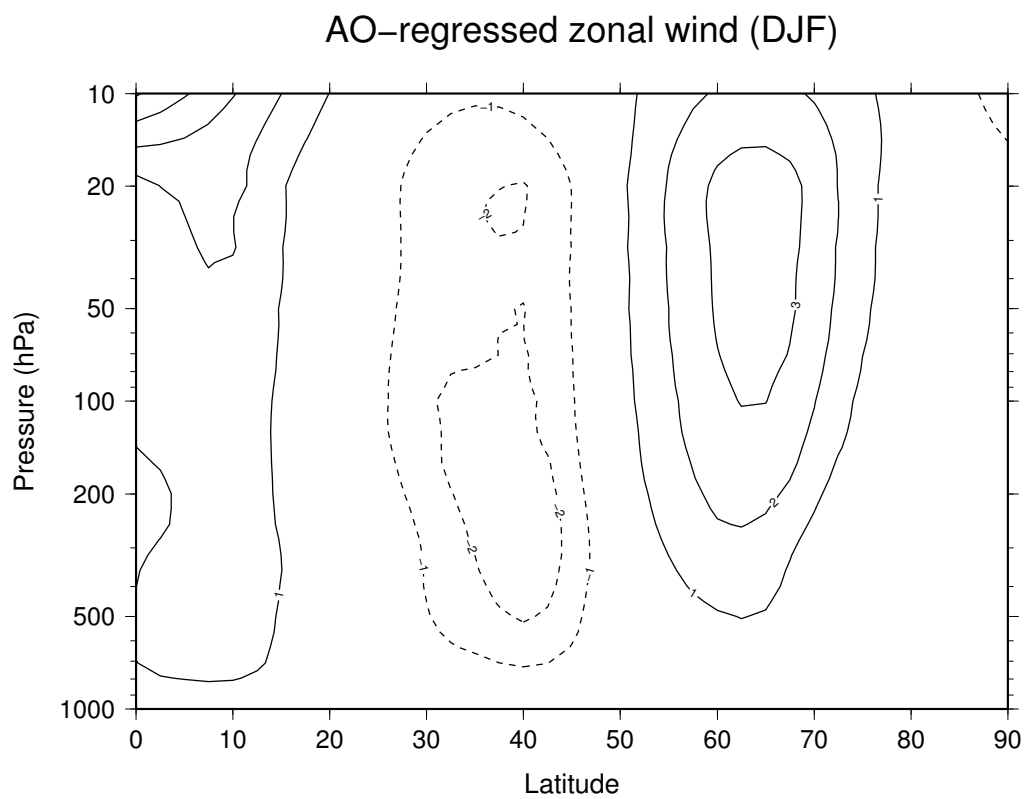


図 2: EOF-1 解析による北極振動に関係した東西風. 横軸は緯度, 縦軸は気圧 (hPa) を示す. 実線は正の値, 破線は負の値を表している. 単位は m/s で, 等値間隔は 1m/s である.

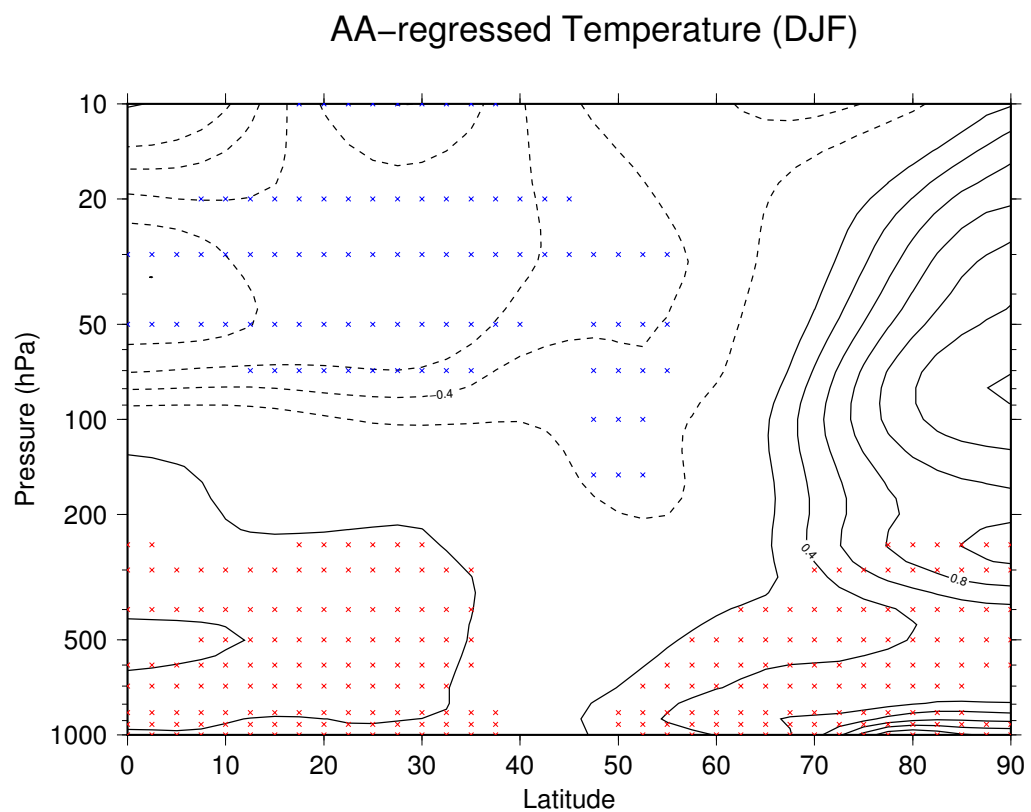


図 3: EOF-2 解析による北極温暖化増幅に関係した温度場. 横軸は緯度, 縦軸は気圧 (hPa) を示す. 実線は正の値, 破線は負の値を表している. 単位は m/s で, 等値戦間隔は 0.2K である. \times 印は有意な領域を表している.

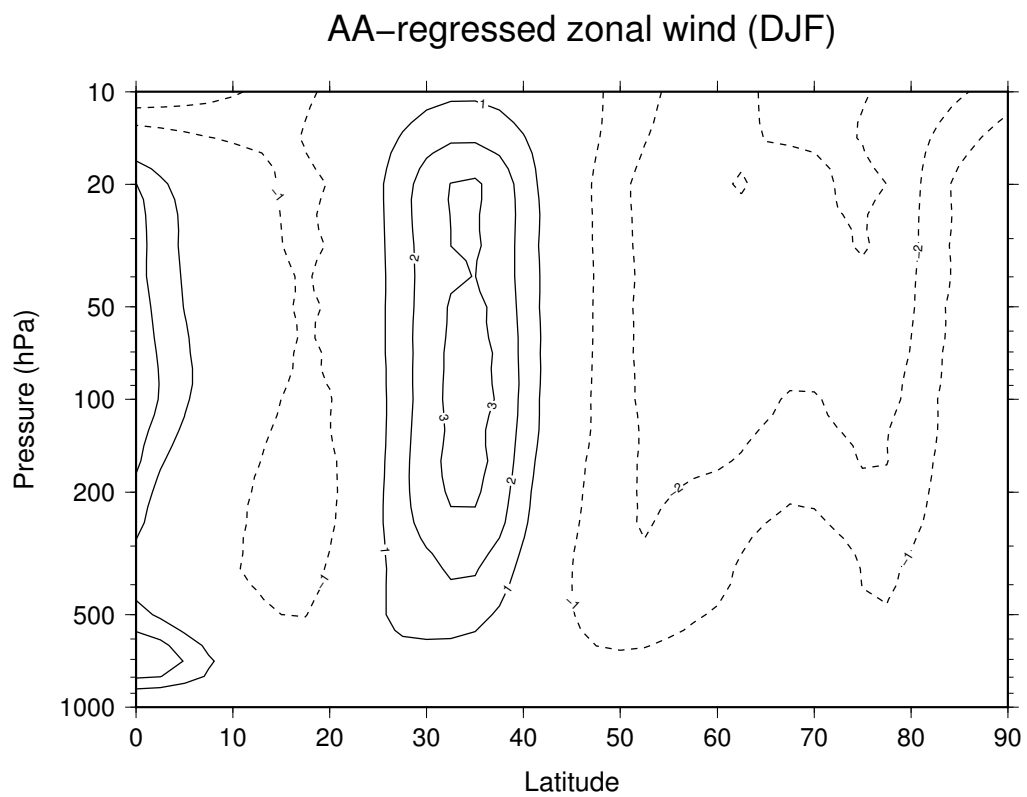


図 4: EOF-解析による北極温暖化増幅に関係した東西風. 横軸は緯度, 縦軸は気圧 (hPa) を示す. 実線は正の値, 破線は負の値を表している. 単位は m/s で, 等値間隔は 1m/s である.

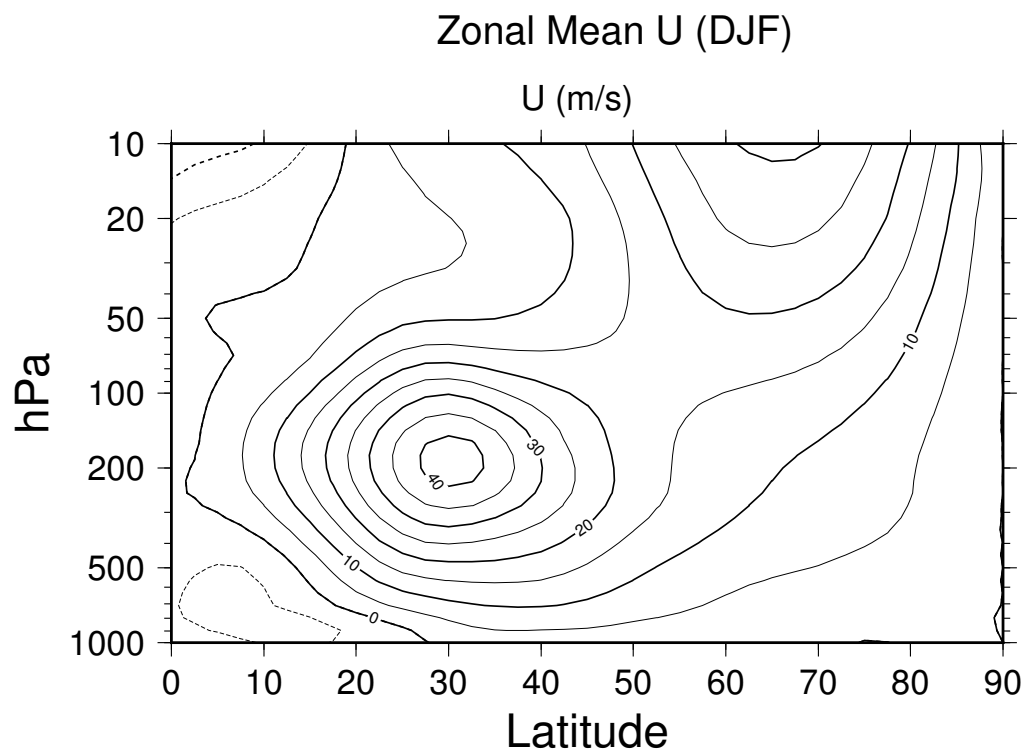


図 5: 気候値 (DJF) 東西平均東西風. 気候値の期間は 1958 ~ 1997 年としている.

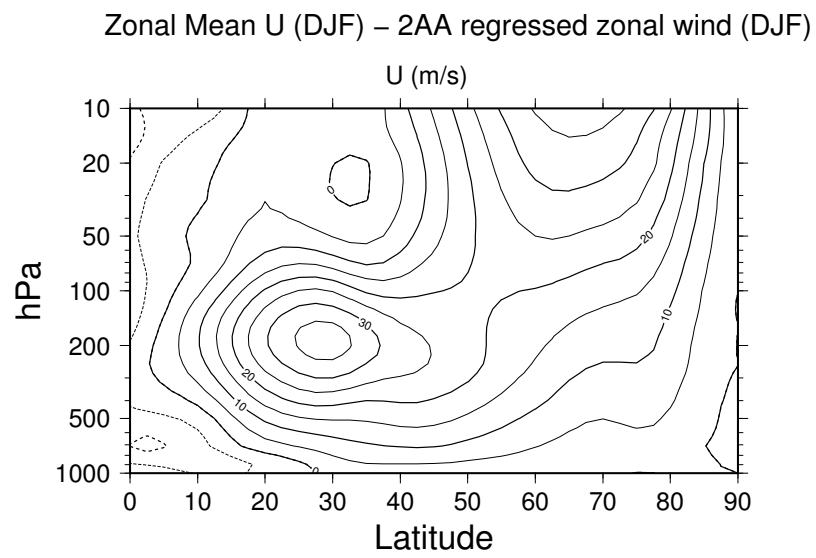
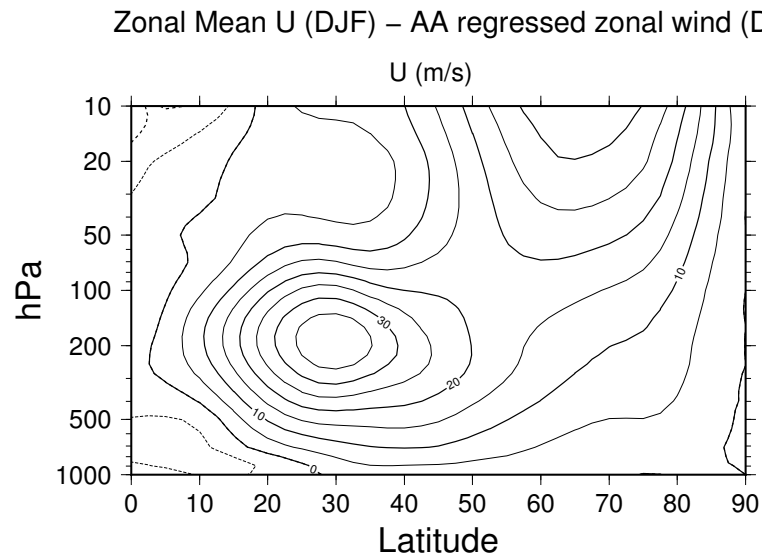


図 6: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた東西風.

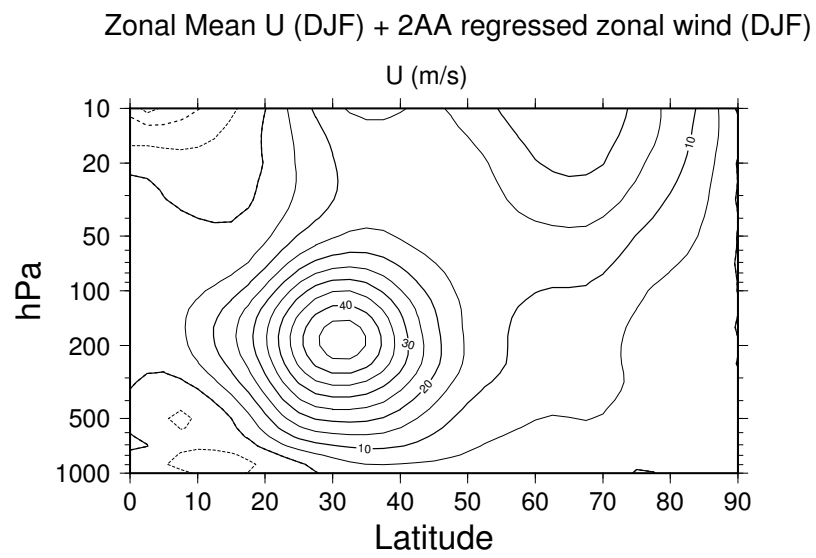
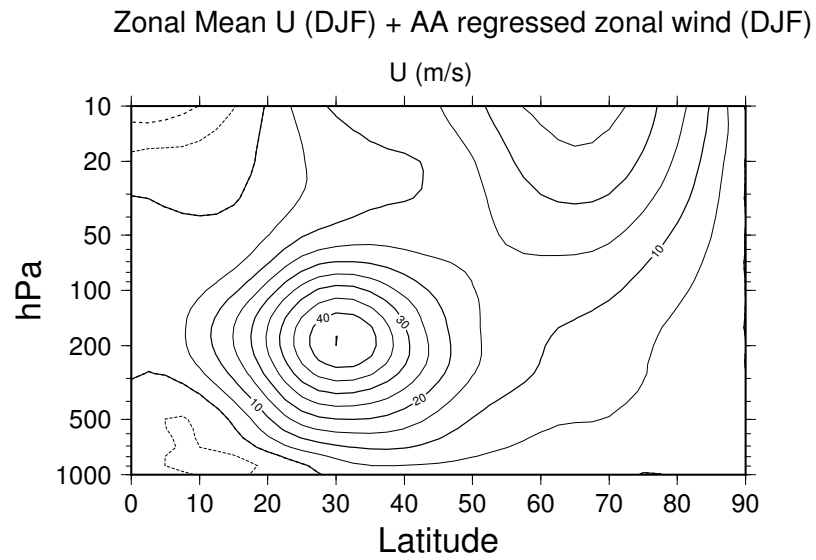


図 7: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた東西風.

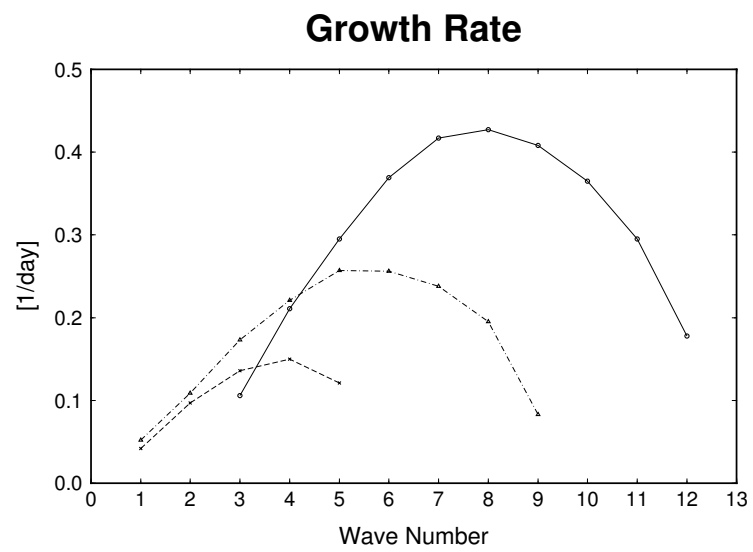


図 8: 気候値 (DJF) 東西平均東西風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 (○) はチャーニーモード, 点線 (△) はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

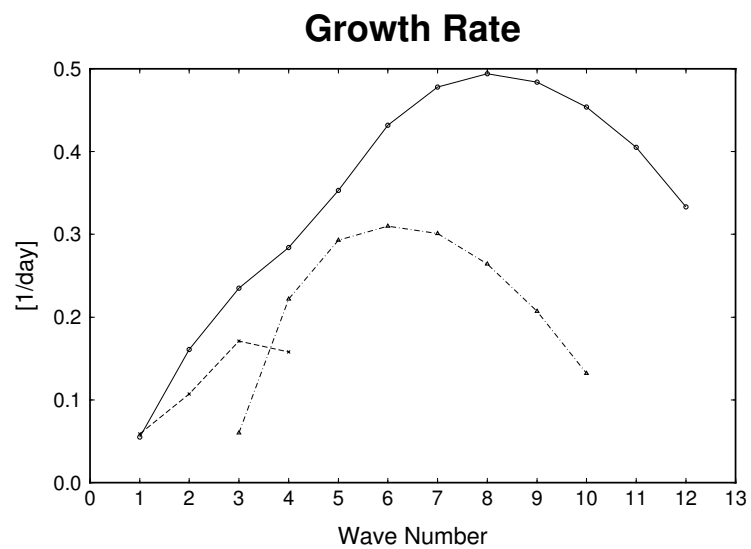
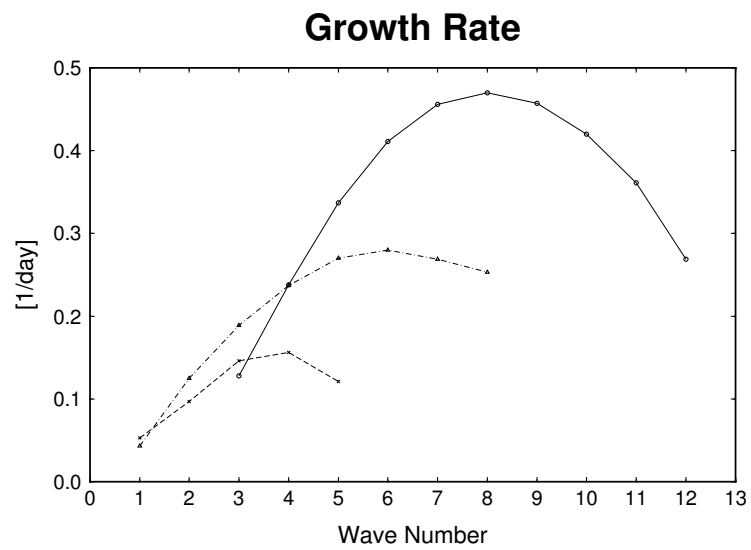


図 9: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 (○) はチャーニーモード, 点線 (△) はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

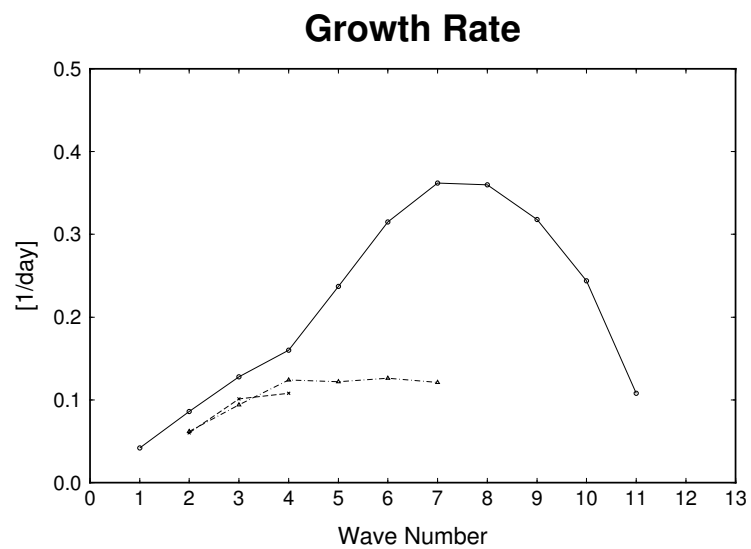
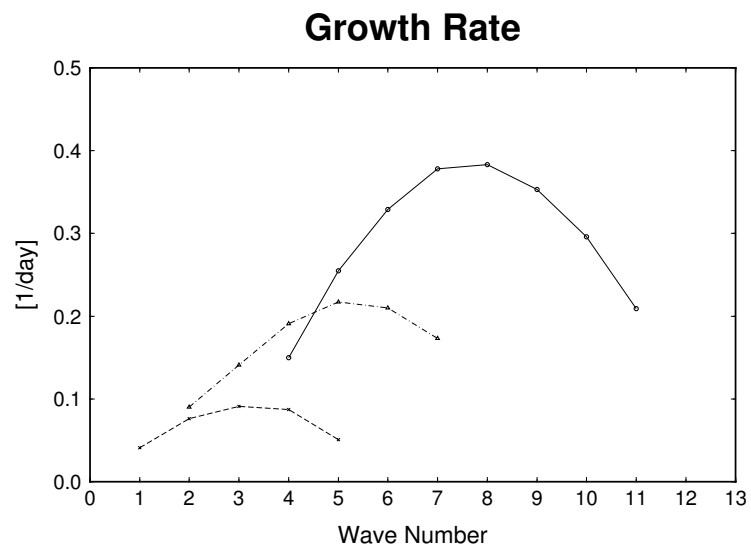


図 10: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

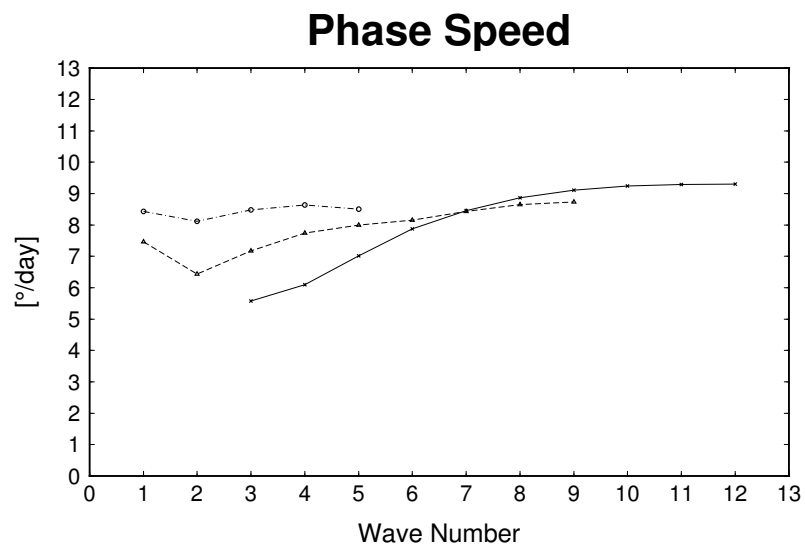


図 11: 気候値 (DJF) 東西平均東西風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 (+) はチャーニーモード, 点線 (Δ) はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (\circ) はトリポールチャーニーモード.

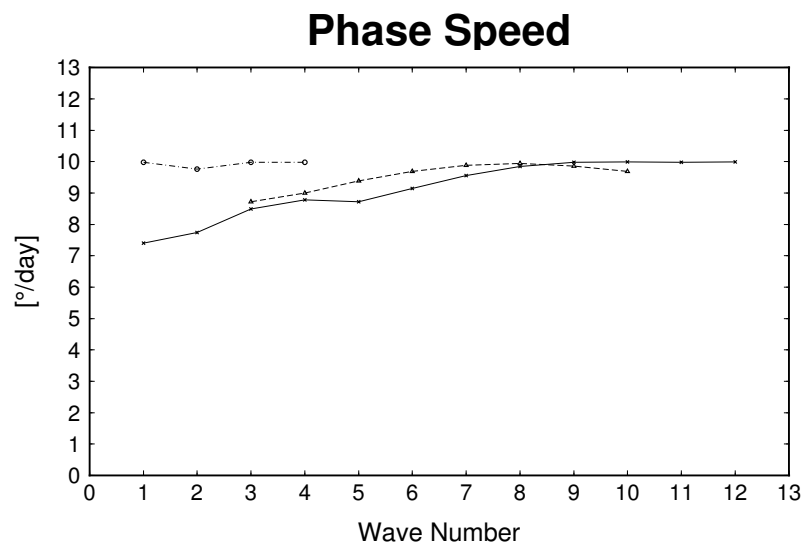
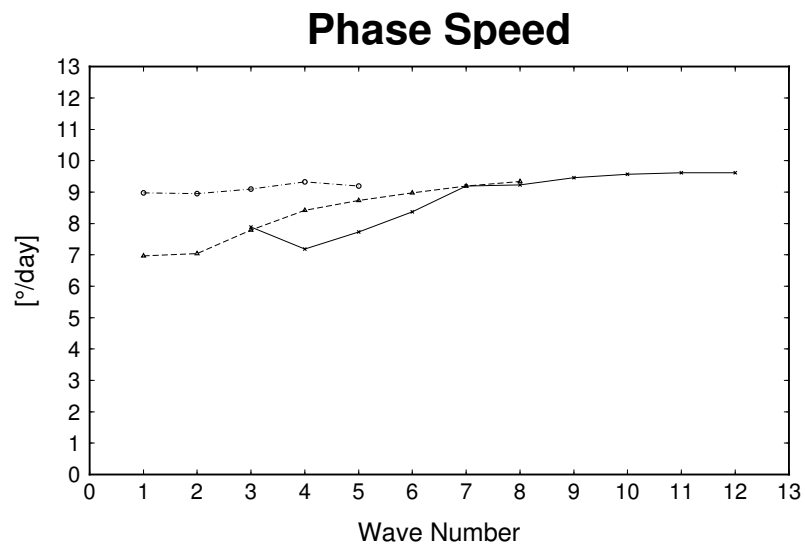


図 12: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

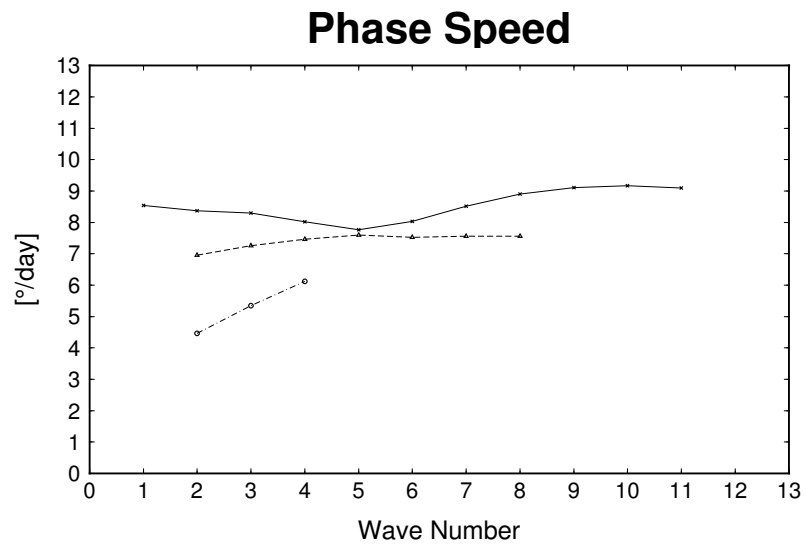
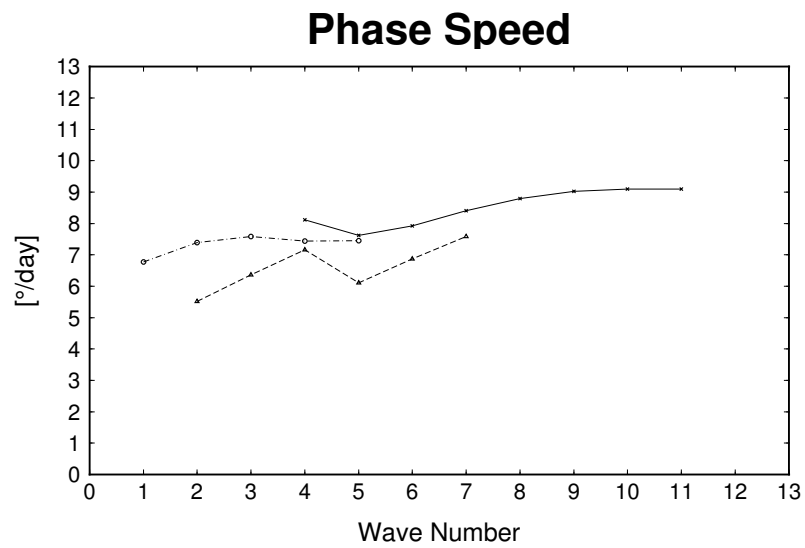


図 13: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

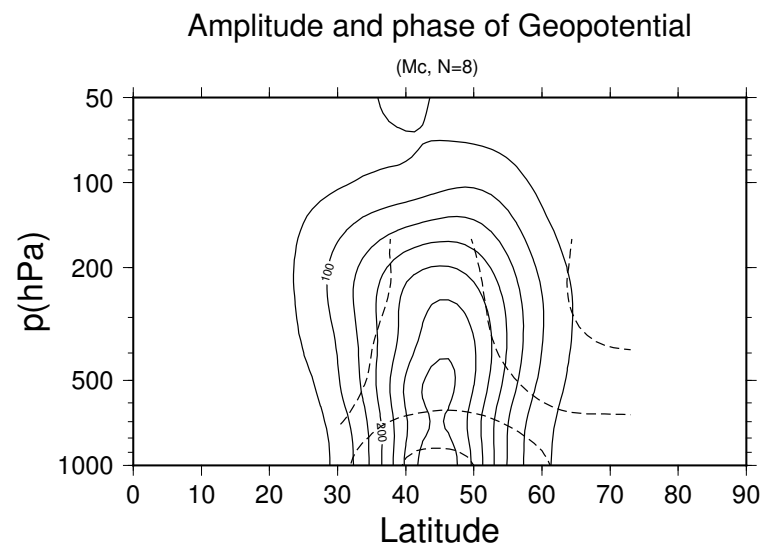


図 14: 気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 破線は位相で, 実線は振幅を表す.

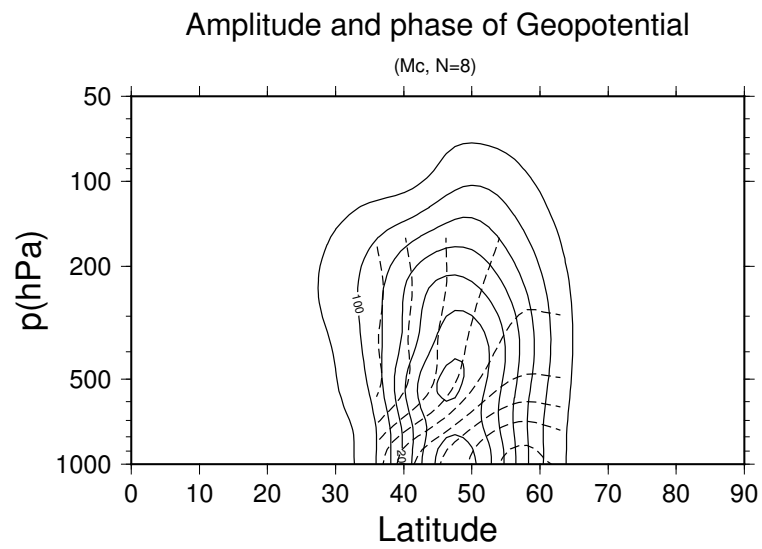
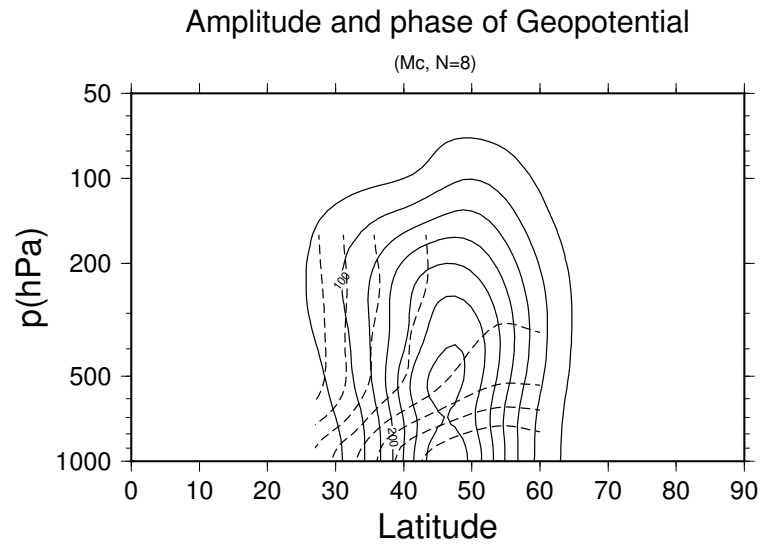


図 15: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 破線は位相で, 実線は振幅を表す.

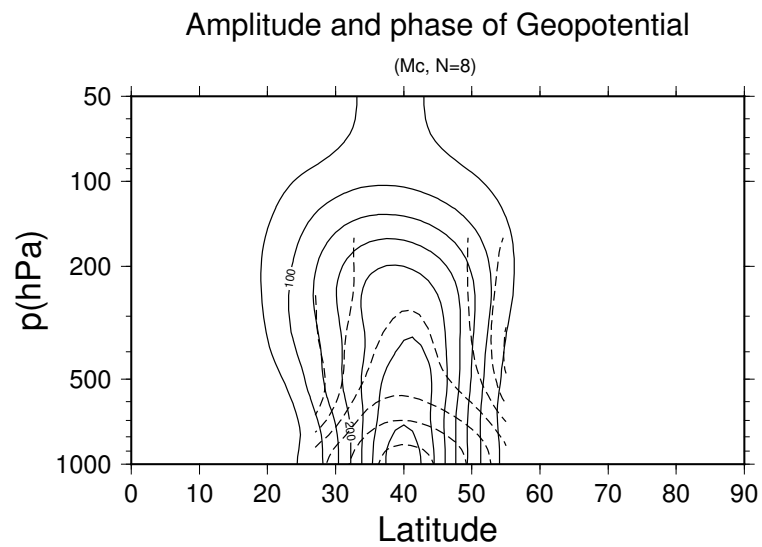
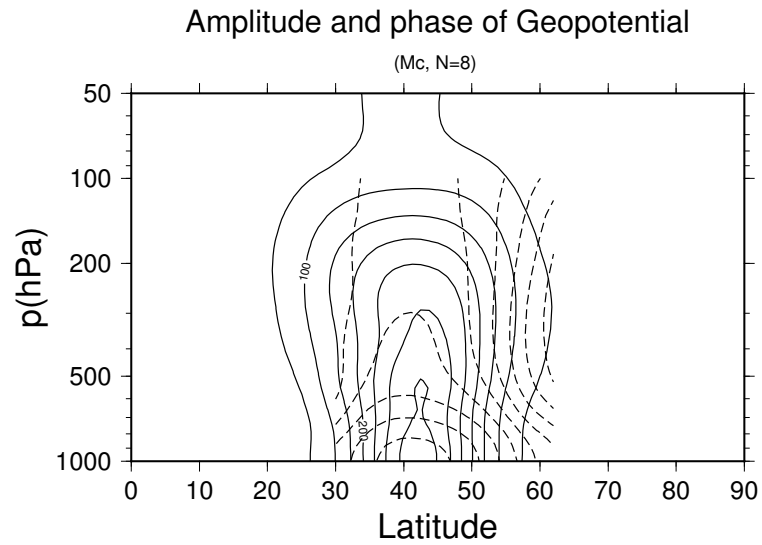


図 16: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 点線は破相で, 実線は振幅を表す.

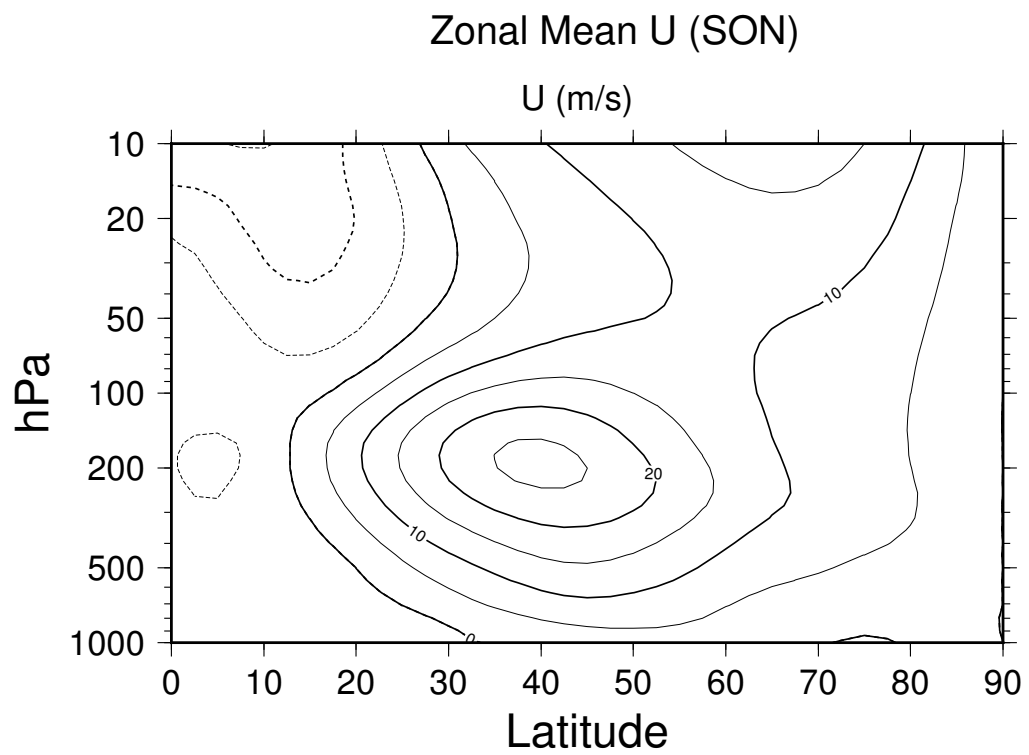


図 17: 気候値 (SON) 東西平均東西風. 気候値の期間は 1958 ~ 1997 年としている.

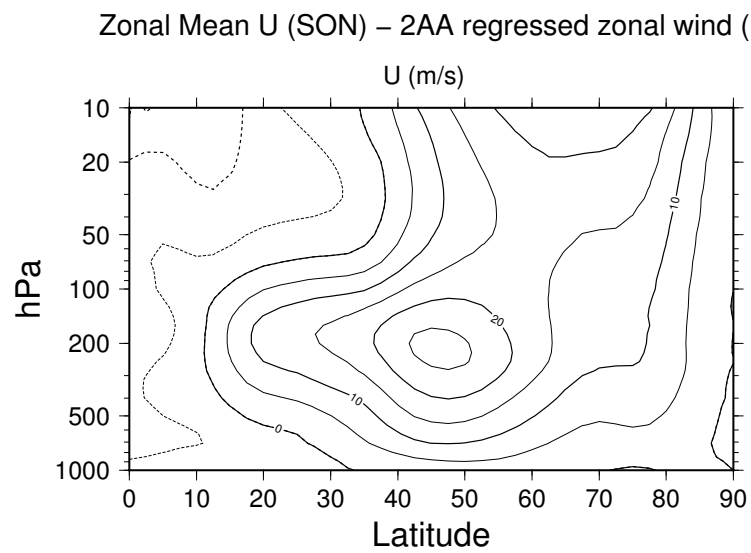
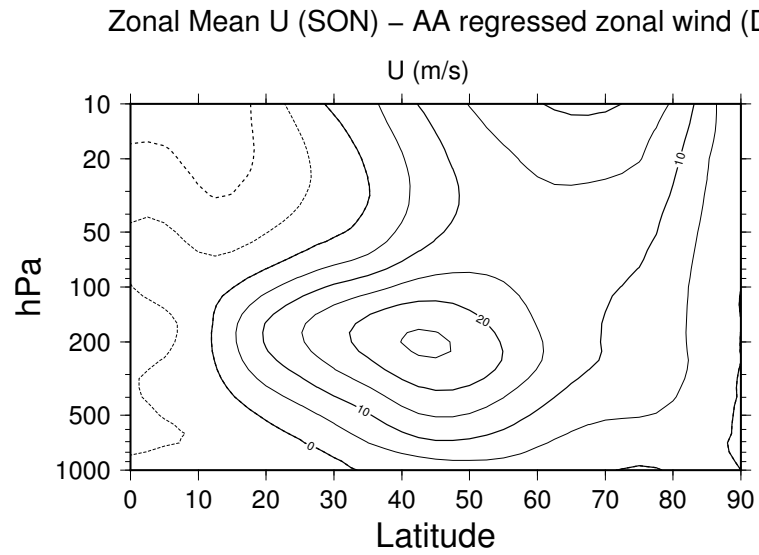


図 18: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた東西風.

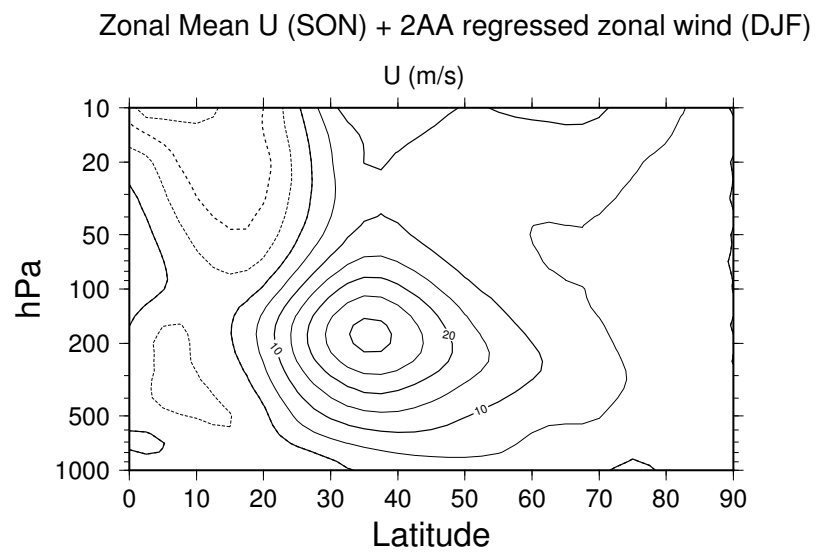
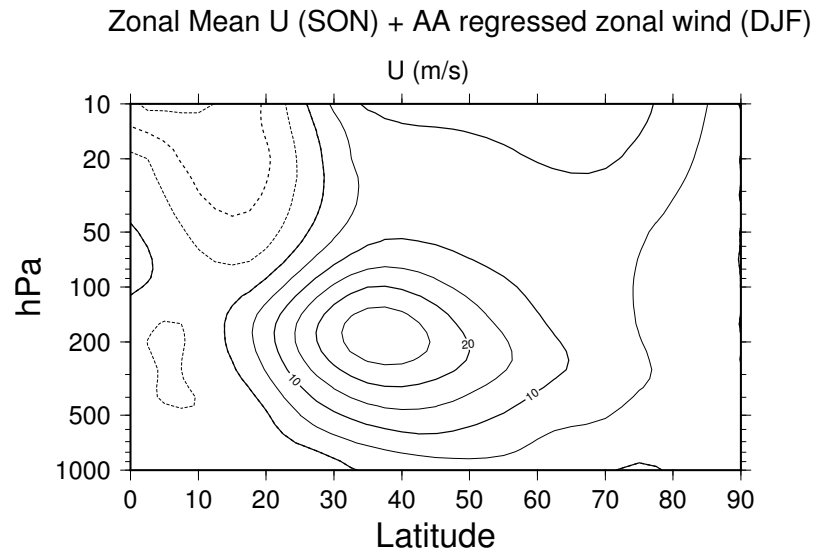


図 19: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた東西風.

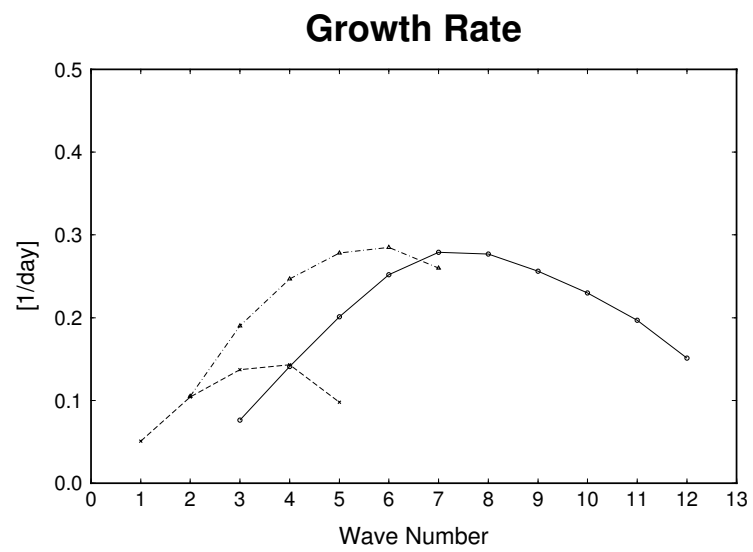


図 20: 気候値 (SON) 東西平均東西風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

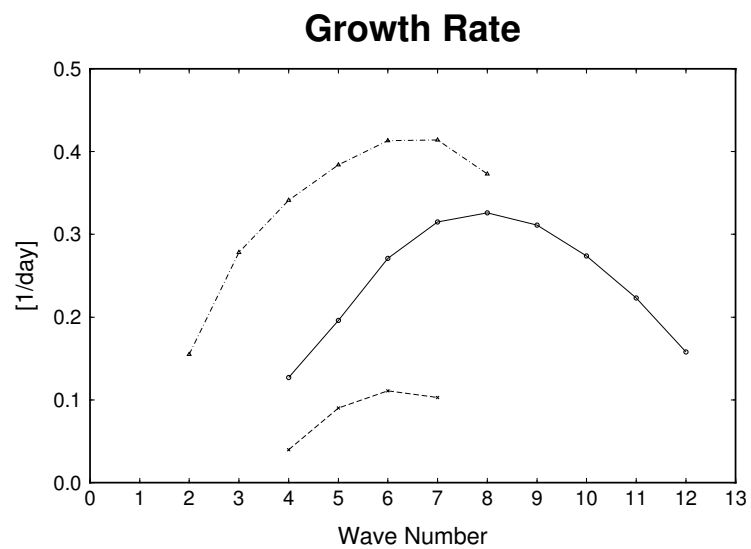
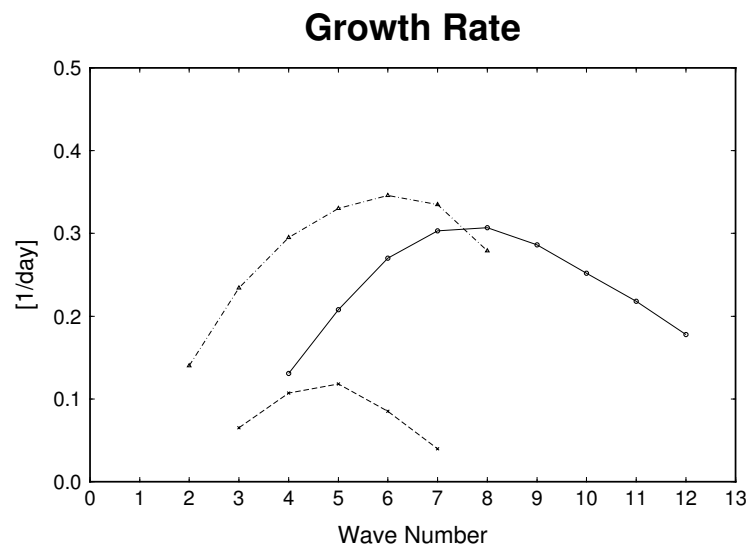


図 21: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 (○) はチャーニーモード, 点線 (△) はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (×) はトリポールチャーニーモード.

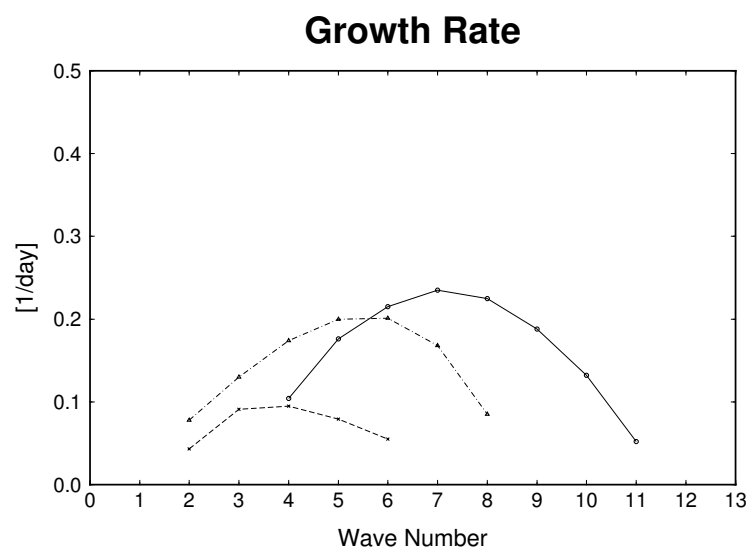
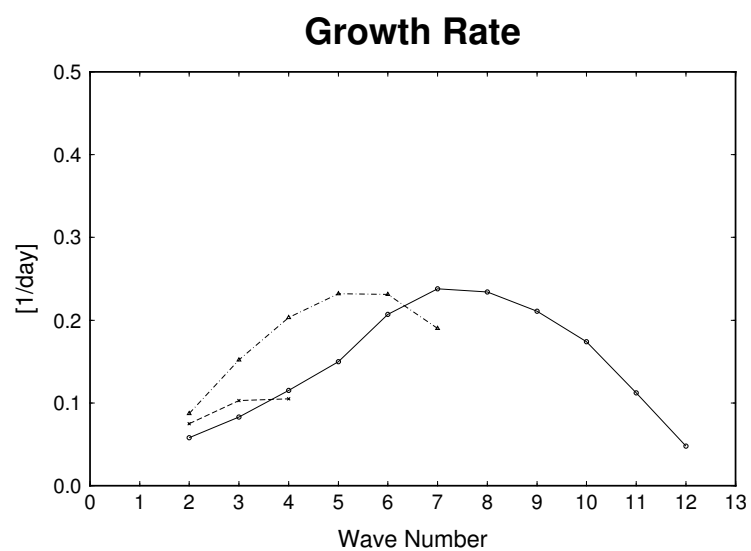


図 22: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の増幅率 [1/day]. 縦軸は増幅率 [1/day], 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

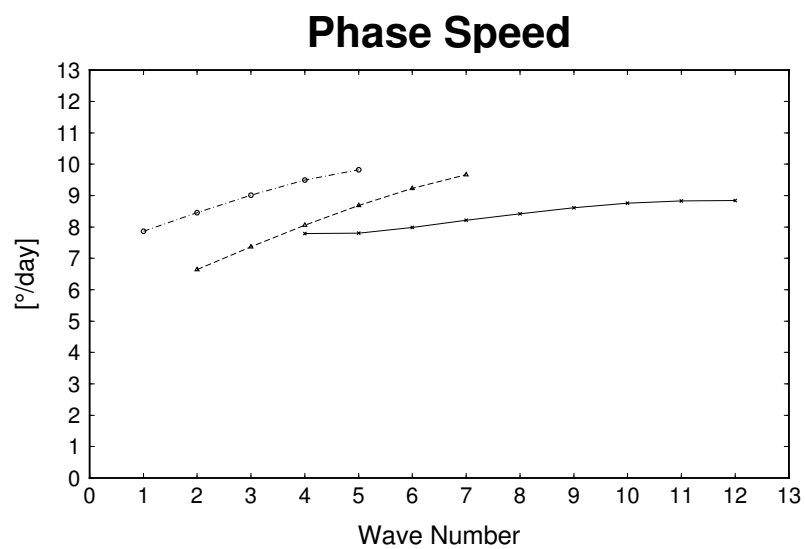


図 23: 気候値 (SON) 東西平均東西風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 (+) はチャーニーモード, 点線 (Δ) はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

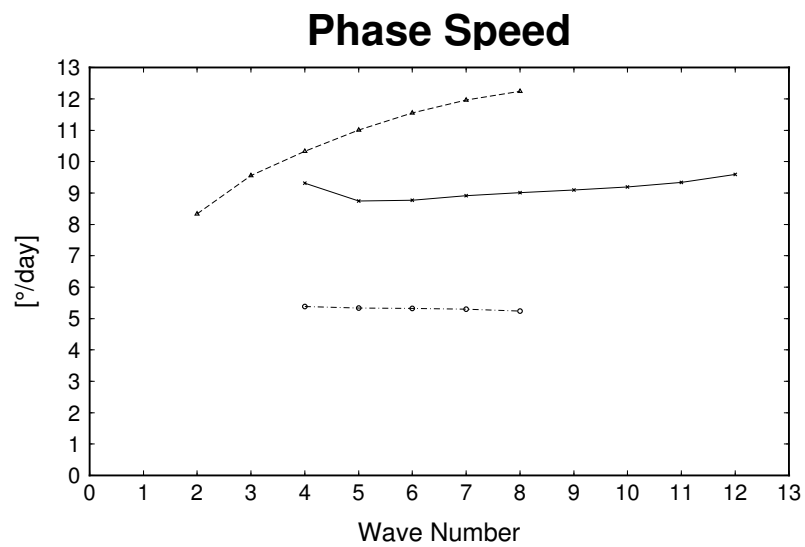
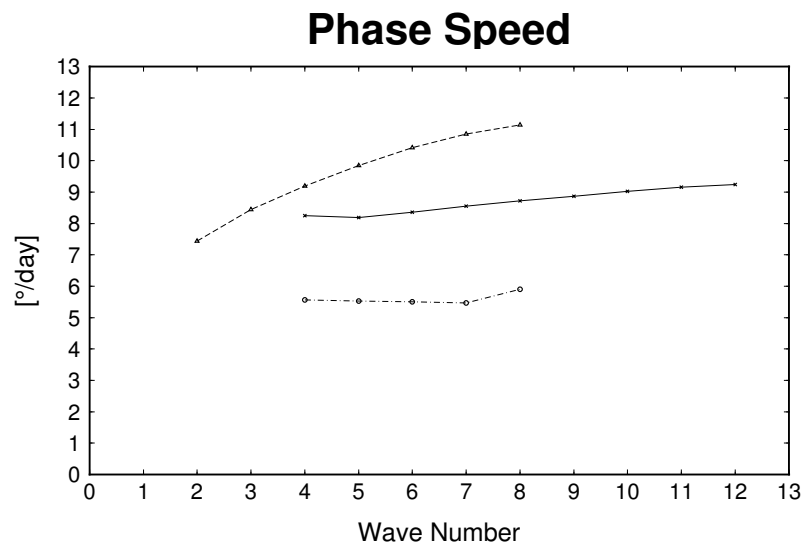


図 24: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

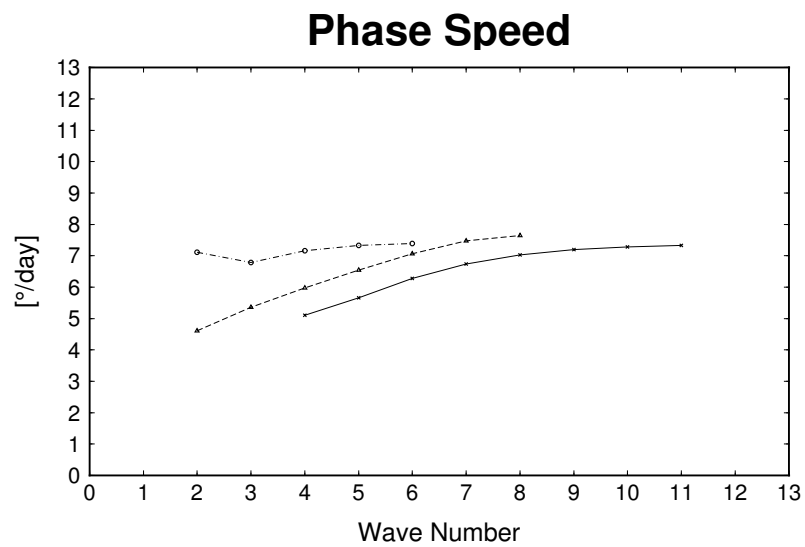
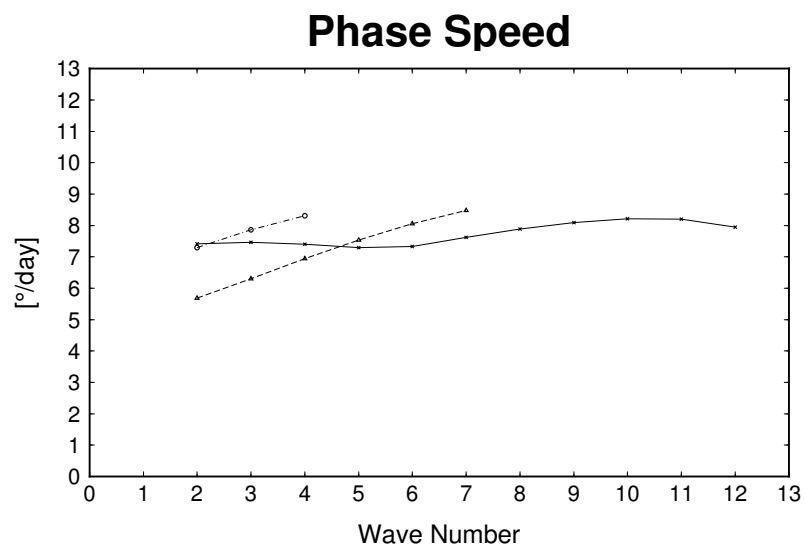


図 25: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の位相速度. 縦軸は位相速度, 横軸は東西波数を示す. 実線 () はチャーニーモード, 点線 () はダイポールチャーニーモード, 一点破線 (○) はトリポールチャーニーモード.

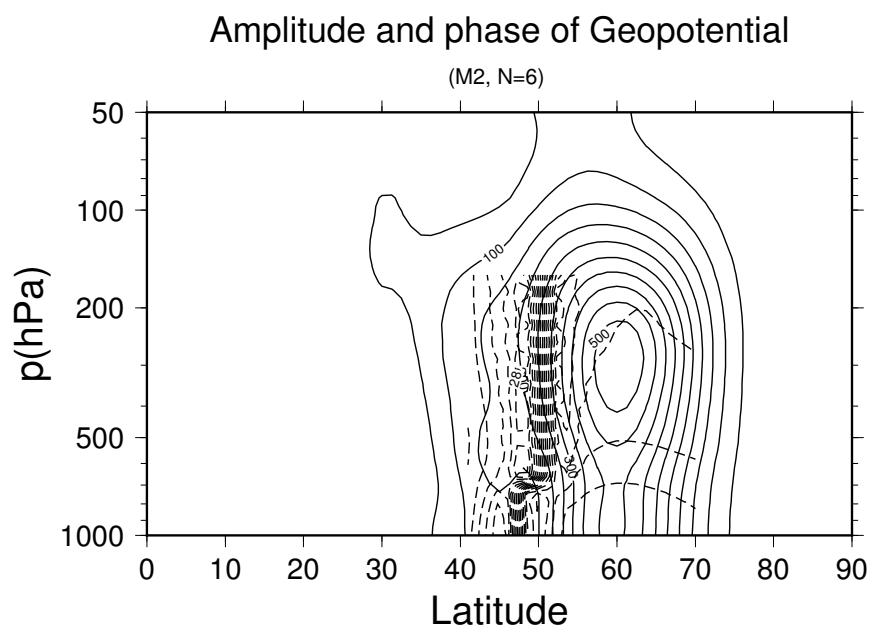


図 26: 気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 破線は位相で, 実線は振幅を表す.

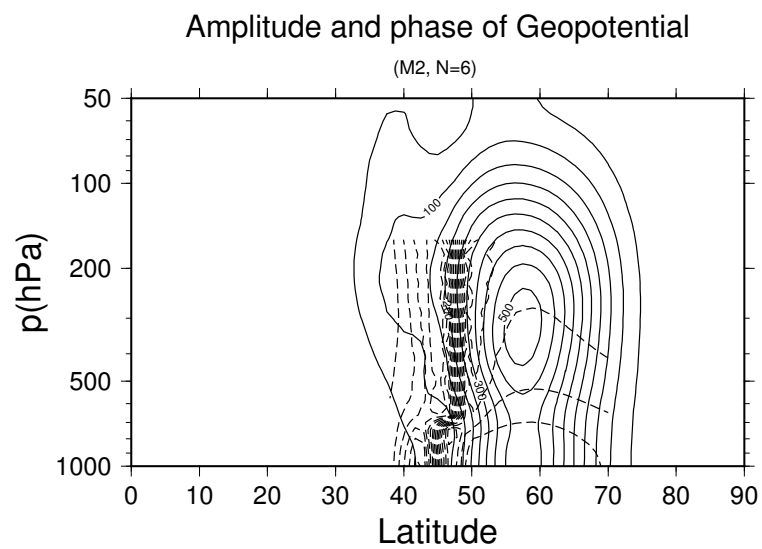
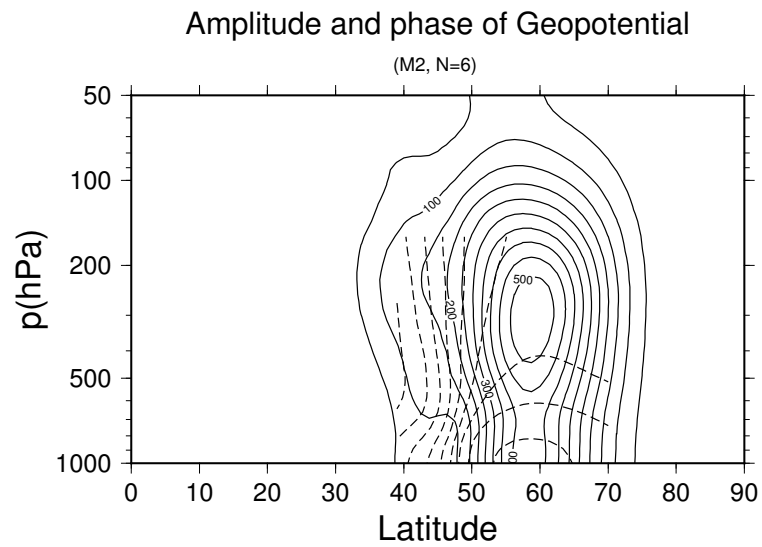


図 27: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーターニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 破線は位相で, 実線は振幅を表す.

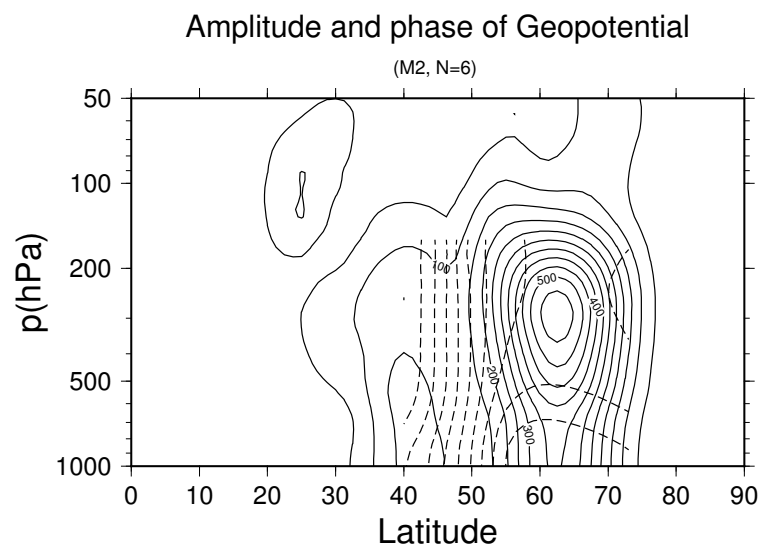
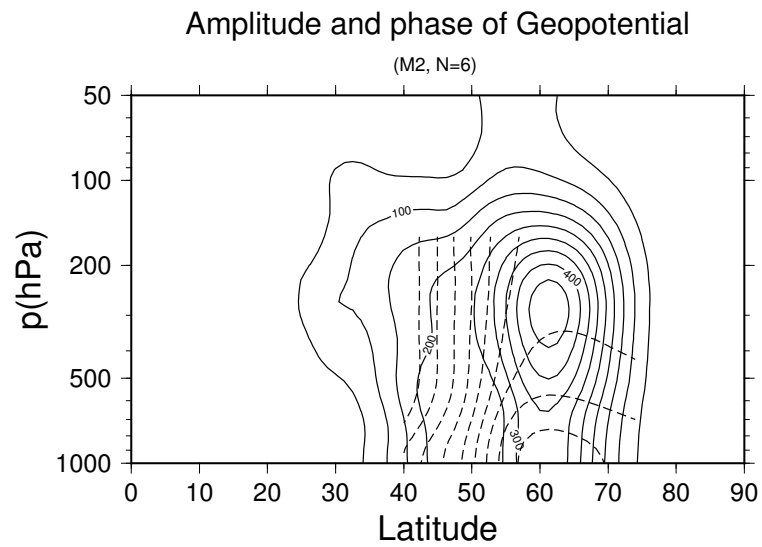


図 28: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーン二モードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 破線は位相で, 実線は振幅を表す.

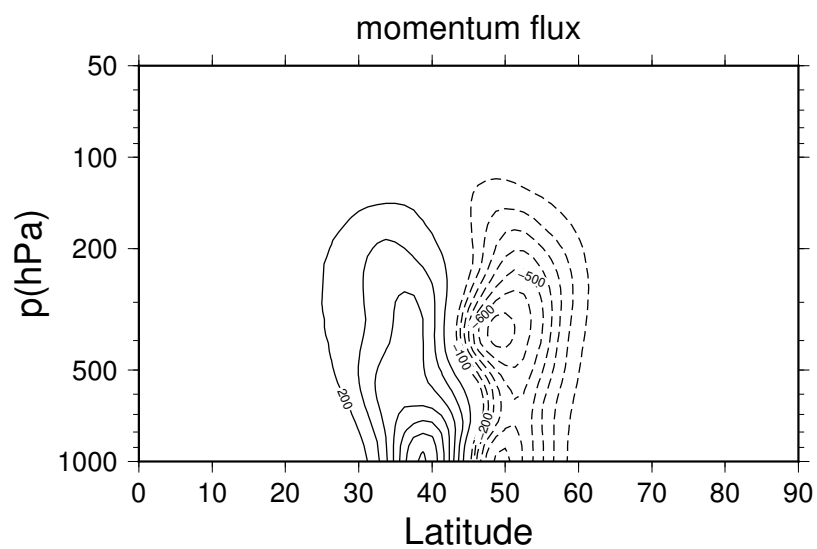


図 29: 気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

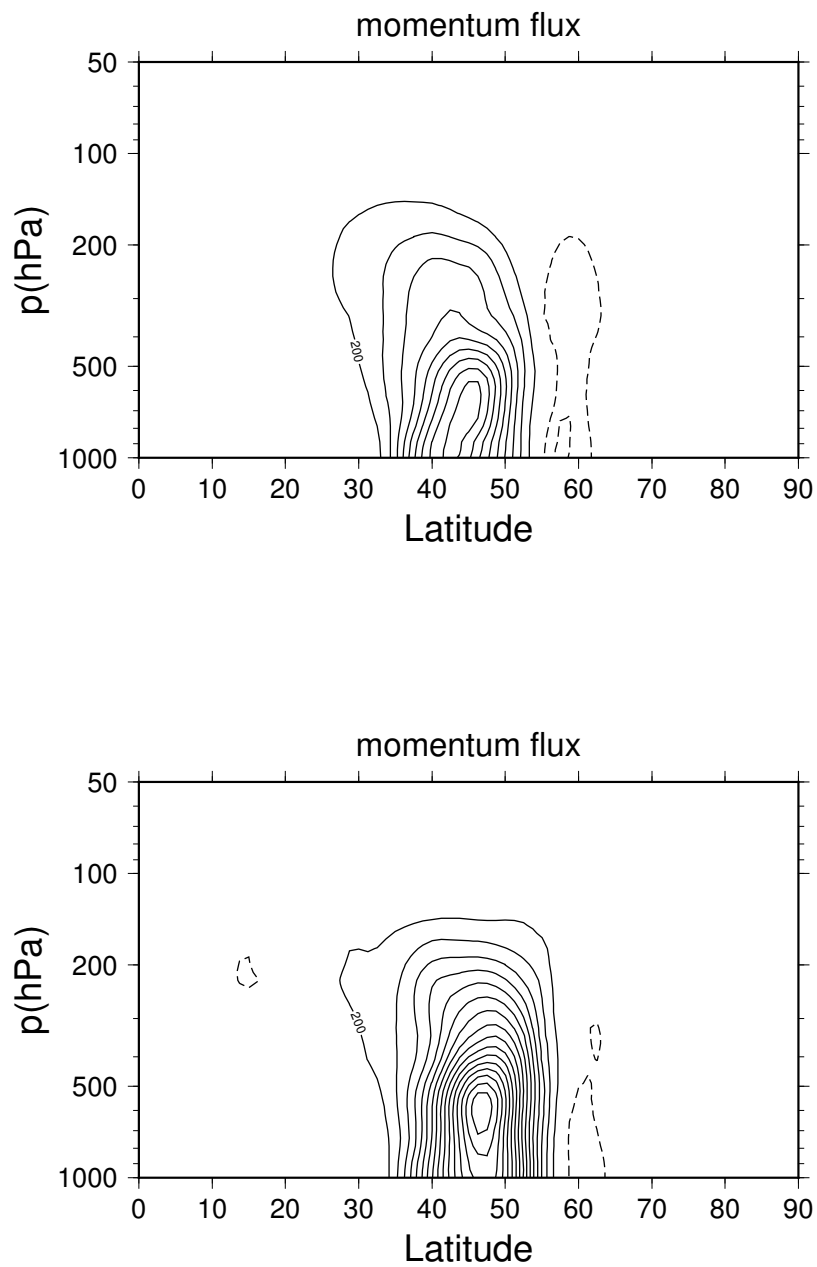


図 30: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

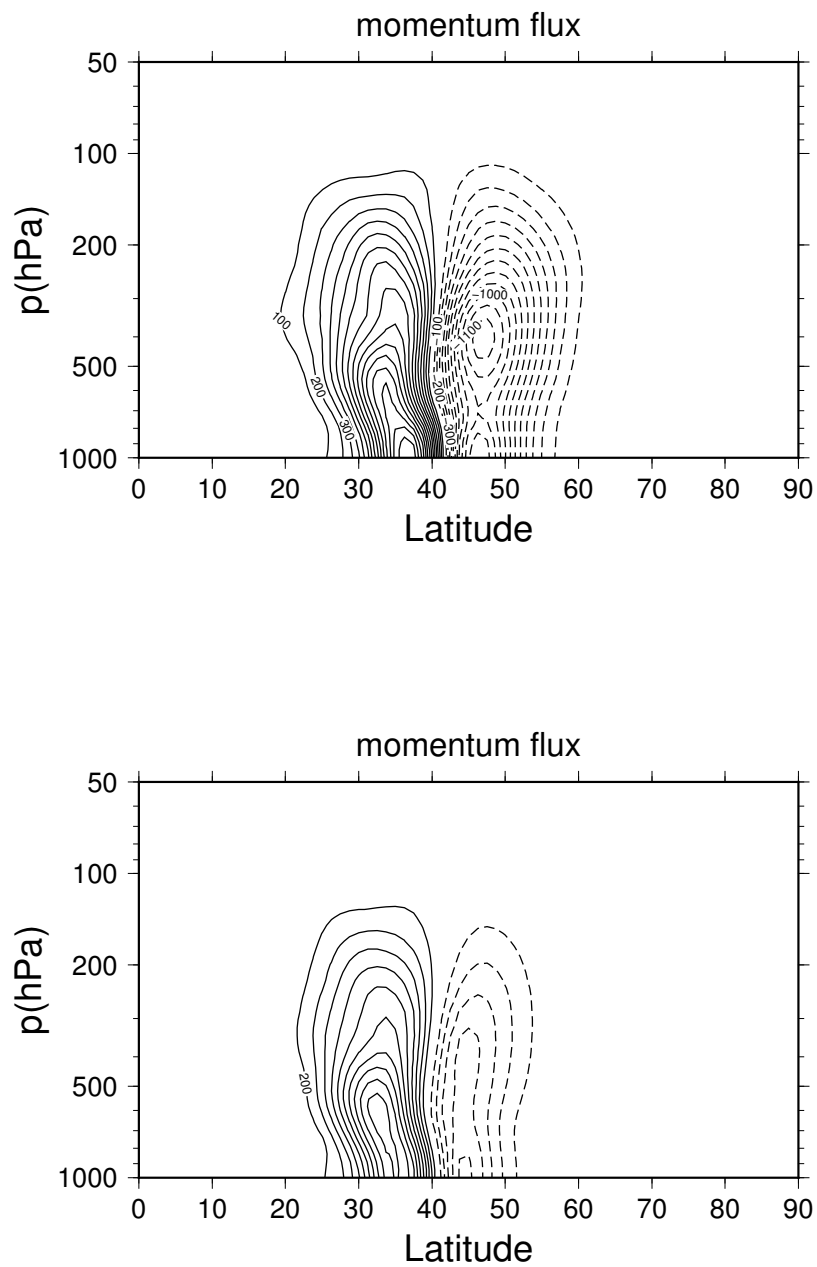


図 31: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの運動量フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

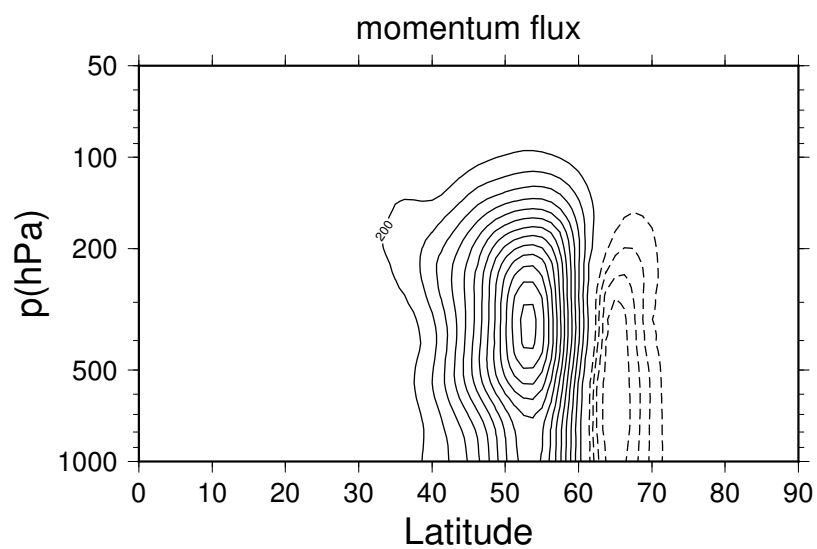


図 32: 気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

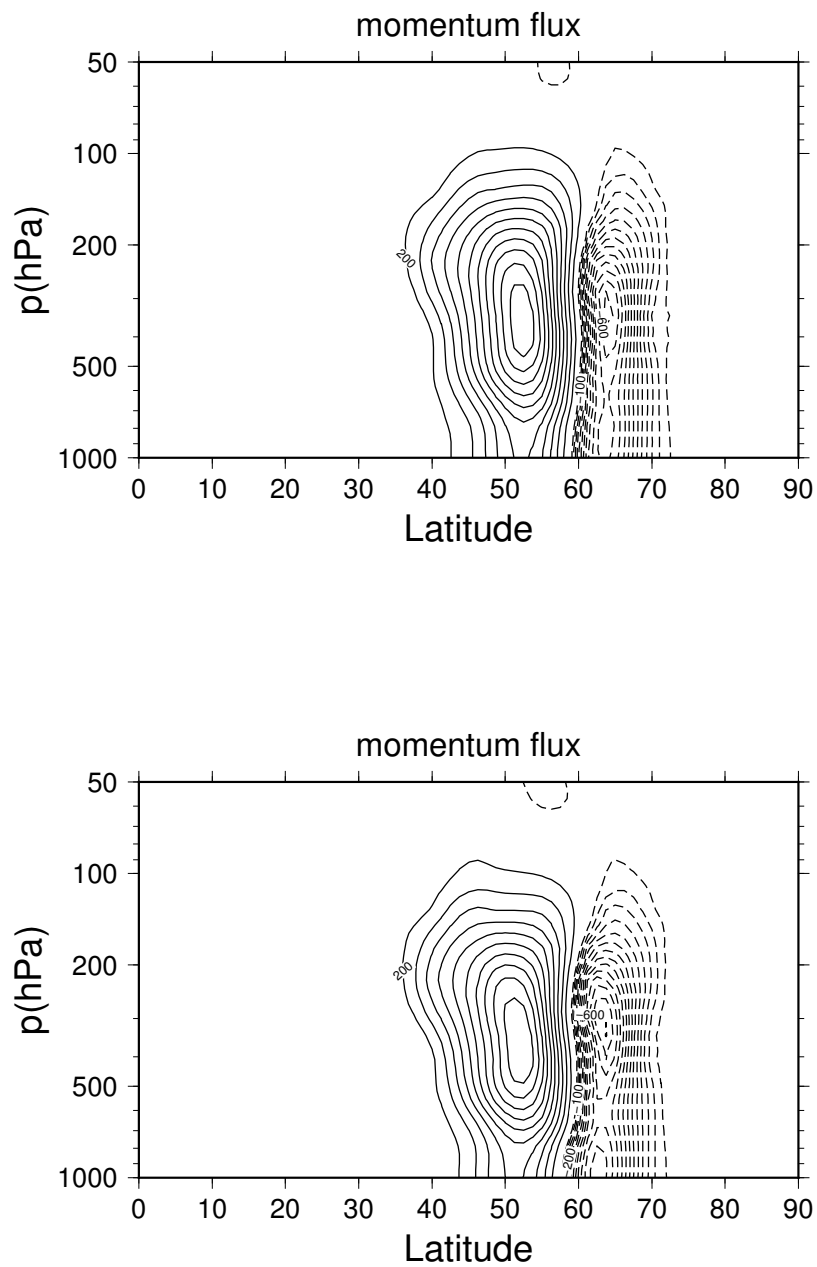


図 33: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーンモードの運動量フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

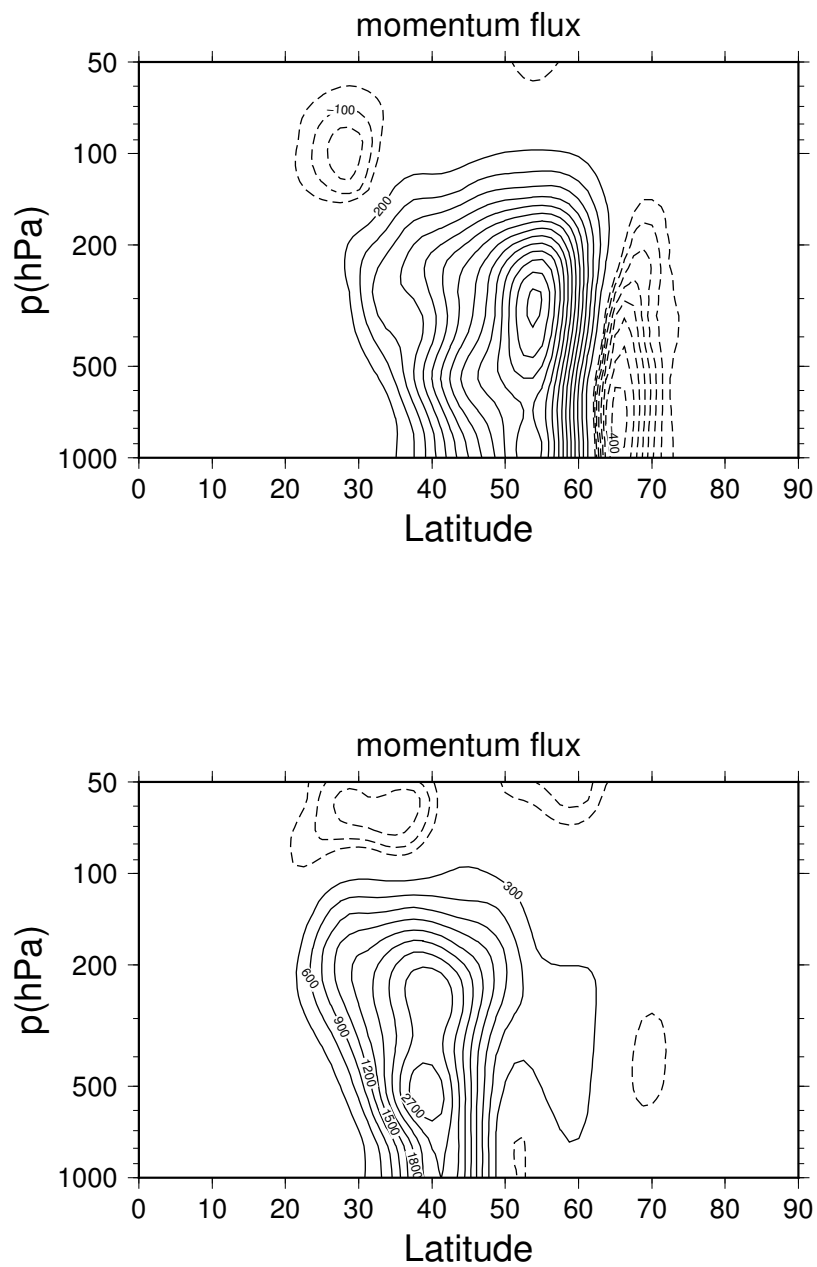


図 34: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーンモードの運動量フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値, 破線は負の値の運動量フラックスを表している.

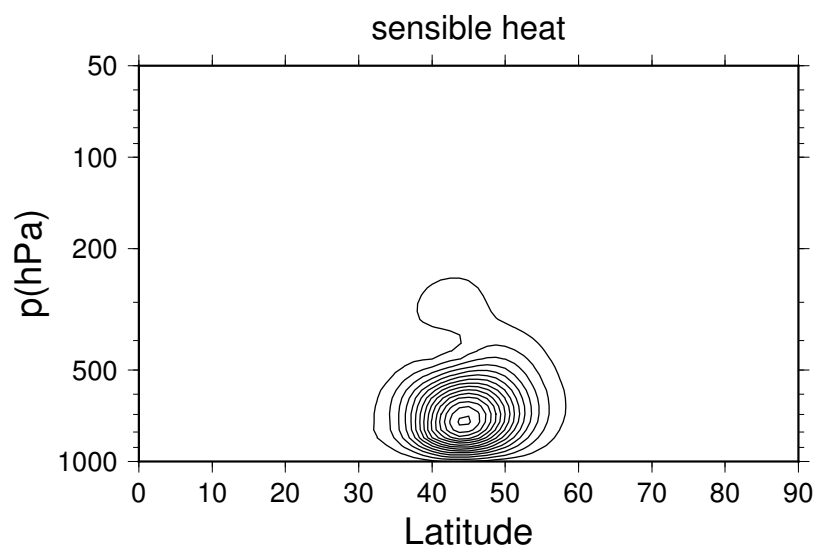


図 35: 気候値 (DJF) 東西平均東西風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.

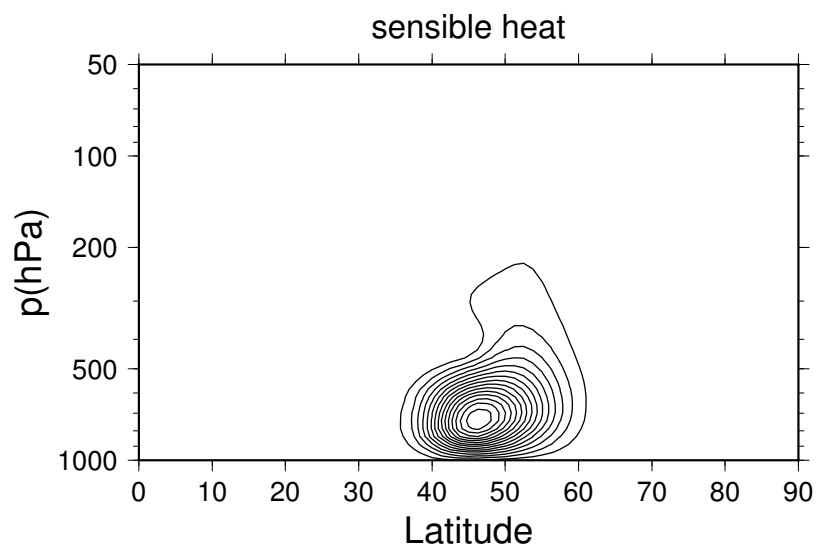
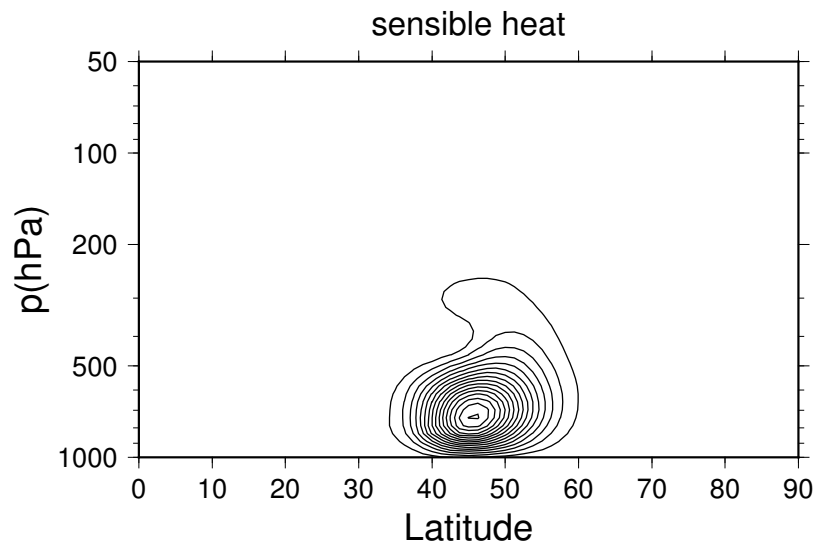


図 36: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.

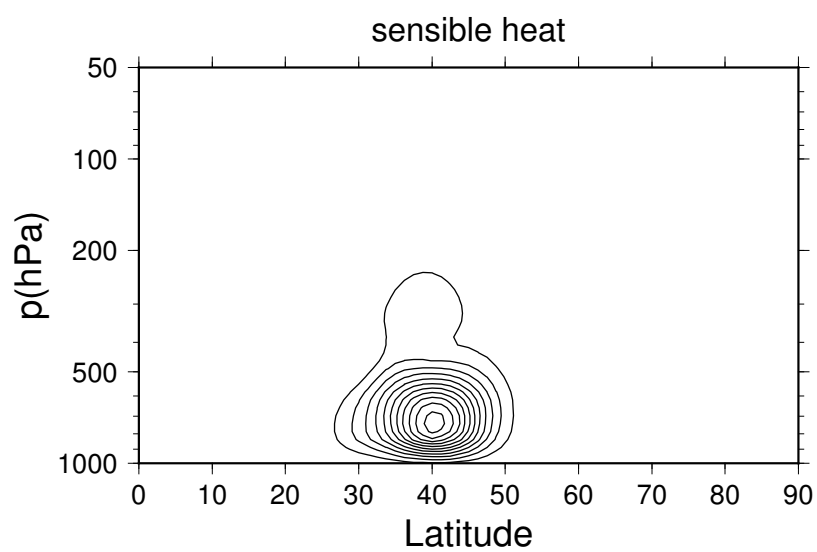
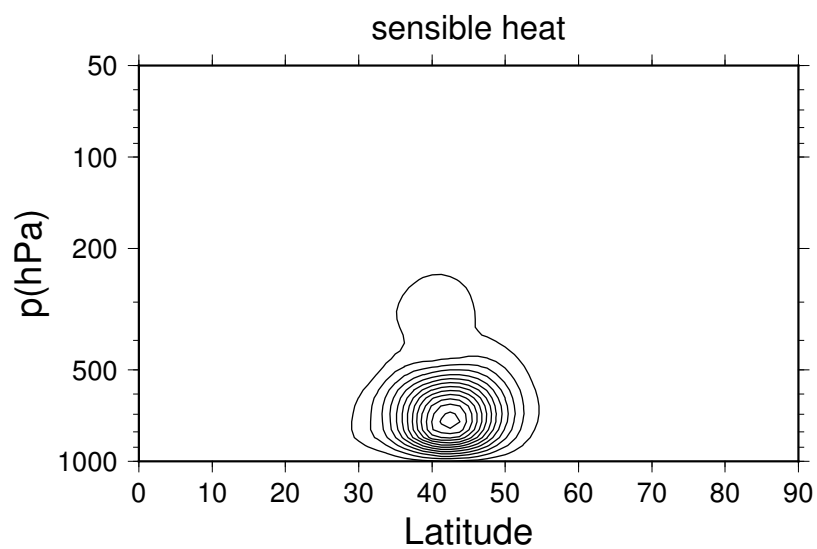


図 37: 気候値 (DJF) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=8$ のチャーニーモードの顕熱フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.

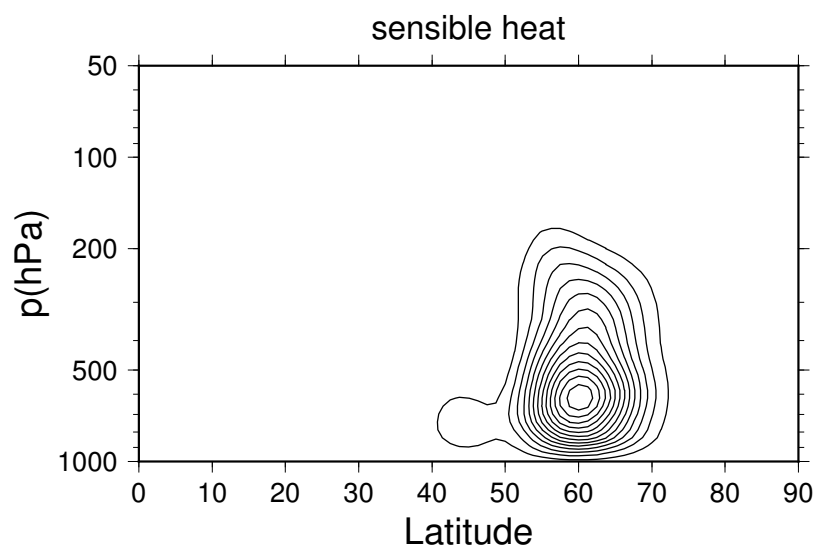


図 38: 気候値 (SON) 東西平均東西風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーニーモードの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.

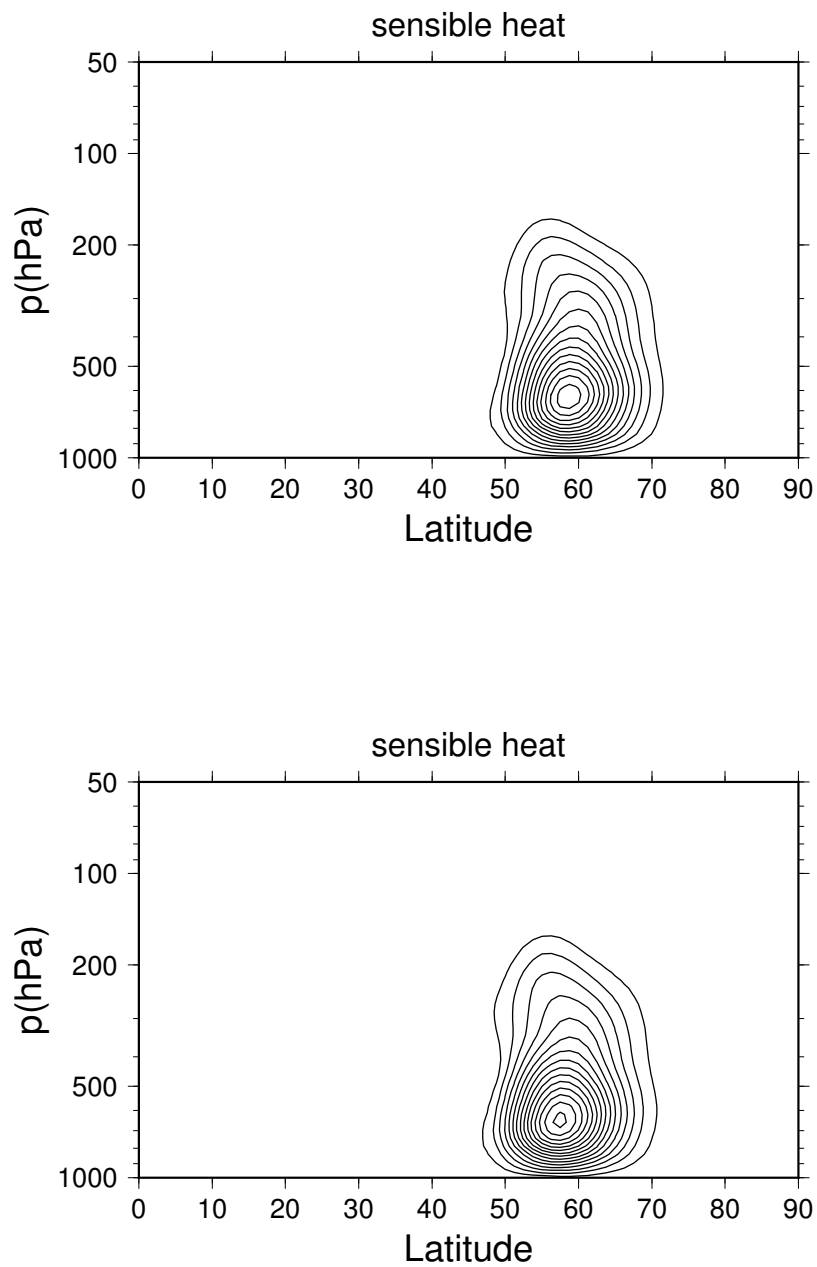


図 39: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を-1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を-2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーンモードの顕熱フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.

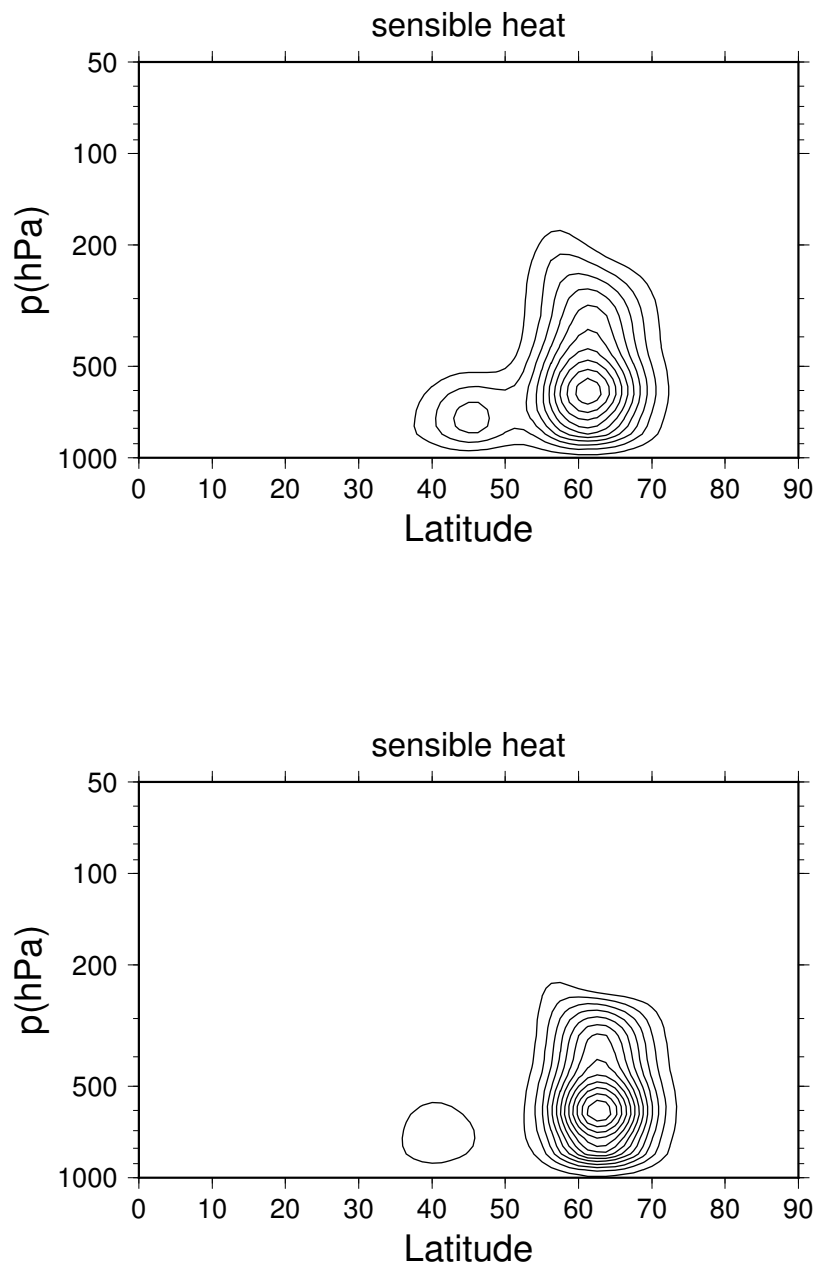


図 40: 気候値 (SON) 東西平均東西風に北極温暖化増幅に関係した風を+1 倍 (上), 北極温暖化増幅に関係した風を+2 倍 (下) して加えた風の東西波数 $N=6$ のダイポールチャーンモードの顕熱フラックスの構造. 縦軸は気圧 [hPa], 横軸は緯度. 実線は正の値を表している.