

平成28年度 卒業論文

線形傾圧モデルを用いた
SAMの地形依存性の解明

筑波大学生命環境学群地球学類
地球環境学主専攻

201310752

遠藤 あずさ

2017年1月

目次

目次	i
要旨	iii
Abstract	iv
表目次	v
図目次	vi
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の導出	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	14
5 結果	16
5.1 NAMの理論解	16
5.2 NAMの地形依存性	16
5.2.1 DJFの順圧高度の基本場	16
5.2.2 増幅率と振動数の分布	17
5.2.3 特異固有モードの順圧高度偏差	17
5.3 SAMの理論解	18
5.4 SAMの地形依存性	19
5.4.1 JJAの順圧高度の基本場	19
5.4.2 増幅率と振動数の分布	19
5.4.3 特異固有モードの順圧高度偏差	20
5.4.4 移動波を示すモードの順圧高度偏差	20

6	考察	22
6.1	考察	22
6.1.1	実験方法の検証	22
6.1.2	SAM の理論解	23
6.1.3	SAM の地形依存性	23
7	結論	25
	謝辞	26
	参考文献	27

線形傾圧モデルを用いた SAM の地形依存性の解明

遠藤 あずさ

要旨

SAM(Southern Hemisphere annular mode) は南半球環状モードのことで、南半球の気圧が高緯度と中緯度で逆相関を保ちながら変動する現象である。SAM は中緯度のジェットが南北に移動することで拡大、縮小する (Limpasuvan and Hartmann 2000)。地形の振幅が環状モードに与える影響について、地形の振幅を 0.0 ~ 1.0 倍に変化させながら大気大循環モデルを実行した西澤・余田 (2004) の実験では、地形の振幅を 0.4 倍、0.45 倍にすると波数 1 成分が卓越し環状変動は起こらず、それ以外の場合には環状モードが卓越した。

先行研究では地形の振幅を変化させた時の SAM の様子について統計的に解析しており、SAM の固有解を求めた研究はない。本研究では SAM が固有解として説明できるか検証し、地形の振幅を変化させながら SAM を理論的に解くことによって地形依存性について考察する。本実験で使用するモデルは Tanaka and Seki(2013) で示された 3 次元ノーマルモード関数を基底とした線形傾圧モデル (Linear Baroclinic Model: LBM) である。この方法では基礎方程式系のスペクトルモデルを線形化することによって、環状モードを固有値問題の形で解くことができる。

南半球の順圧高度は北半球と比べてほとんどゾーナルであり、順圧不安定解析を行うと特異固有解が求められた。特異固有モードとして得られた SAM の順圧高度偏差は極域に低圧部、中緯度に高圧部が存在し波数 3 成分が見られ、SAM の定義である南半球 700hPa 高度の月偏差 EOF 第一主成分とも一致する。このため SAM を固有解として説明できたといえる。

地形依存性については、地形の振幅を小さくしながら順圧不安定解析を行ったところ振幅 0.0 倍に至るまで特異固有解は連続しており、すべて環状モードを示すことが分かった。西澤・余田で波数 1 成分が卓越すると述べられた振幅 0.4 ~ 0.45 倍においても、理論解では環状モードであった。先行研究で現れた波数 1 成分は移動波であったと考えられる。

キーワード

(南半球環状モード、地形依存性、線形傾圧モデル、固有値問題)

Analysis of the geomorphological dependency of Southern Hemisphere annular mode using Linear Baroclinic Model

Azusa Endo

Abstract

It is known that Southern Hemisphere annular mode (SAM) is the phenomenon that pressures in mid and high latitudes in southern hemisphere change keeping opposite correlation. SAM expands and diminishes to move planetary wave northward and southward (Limpasuvan and Hartmann 2000).

Nishizawa and Yoden (2004) ran Global Circulation Model assuming the amplitude of topography 0.0 to 1.0 times and researched the geomorphological dependency of SAM. When the amplitude of topography is 0.4 to 0.45 times, there develops wavenumber 1 mode and does not appear annular mode. And the case of another amplitude, annular mode is distinguished.

Previous researches adopted statistical method and there are no researches that are used theoretical method. My objective is to explain that SAM is intrinsic solution and to find geomorphological dependency of SAM. I use a three-dimensional Spectral Linear Baroclinic Model (LBM) which developed by Tanaka and Seki (2013) and verify the geomorphological effect by reducing amplitudes of topography. This model can compute all the wave-wave / zonal-wave interactions and barotropic-baroclinic interactions.

Barotropic height in Southern Hemisphere is almost zonal. And specific eigensolution can be got by barotropic instability analysis. Barotropic height of the singular eigen-mode eigenvalue problem (EVP-1) is as characterized low pressures in high latitudes, high pressures in mid latitudes and wavenumber 3. It is similar to the definition of the SAM which is the leading mode of Empirical Orthogonal Function analysis of monthly mean 850 hPa height. Then, SAM can be explained that it is intrinsic solution.

When the amplitude of topography is changed from 0.0 to 1.0 times, a series of EVP-1 is characterized as annular mode. Wavenumber 1 which is referred by Nishizawa and Yoden (2004) is translation wave.

Keywords

(Southern Hemisphere Annular Mode, geomorphological dependency, Linear Baroclinic Model, Eigenvalue Problem)

表目次

1	使用データの詳細	4
---	--------------------	---

目次

1	北半球 1000hPa 海面更正気圧場の EOF 解析第一主成分 Thompson and Wallace(2000) より引用	28
2	南半球 850hPa 海面更正気圧場の EOF 解析第一主成分. Thompson and Wallace(2000) より引用	28
3	地形の振幅を左から 0.0 倍、0.45 倍、1.0 倍にした時の地表気圧の EOF 解析第一主成分. 西澤・余田 (2004) より引用	29
4	北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図. Tanaka and Matsueda(2005) より引用	29
5	北半球 1 月気候値図	30
6	北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図	30
7	北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図	31
8	北半球 1 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.0 倍	32
9	北半球 1 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.5 倍	32
10	北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . プラネタリー波の振幅は 0.0 倍	33
11	北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . プラネタリー波の振幅は 0.5 倍	33
12	北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図 . プラネタリー波の振幅 0.0 倍	34
13	北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図 . プラネタリー波の振幅 0.5 倍	34
14	南半球 7 月気候値図	35
15	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . 粘性摩擦項は $2.7 \times 10^{40} m^8/s$	35
16	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . 粘性摩擦項は $1.0 \times 10^{39} m^8/s$	36
17	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . 粘性摩擦項は $2.0 \times 10^{39} m^8/s$	36
18	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . 粘性摩擦項は $2.3 \times 10^{39} m^8/s$	37
19	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図 . 粘性摩擦項は $2.5 \times 10^{39} m^8/s$	37

20	南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $1.0 \times 10^{39} m^8/s$	38
21	南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $2.0 \times 10^{39} m^8/s$	38
22	南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $2.3 \times 10^{39} m^8/s$	38
23	南半球 7 月気候値図．プラネタリー波の振幅 0.0 倍	39
24	南半球 7 月気候値図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍	39
25	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.0 倍	40
26	南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.45 倍	40
27	南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.0 倍	41
28	南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍	41
29	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.0 倍．ライフサイクルは 0 度	42
30	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 0 度	42
31	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 30 度	42
32	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 60 度	42
33	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 90 度	43
34	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 120 度	43
35	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 150 度	43
36	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.45 倍．ライフサイクルは 180 度	43
37	南半球における移動波の順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 1.0 倍．ライフサイクルは 0 度	44

1 はじめに

両半球において長周期変動の主要モードは極を中心とした環状モードである。北半球では北半球環状モード (Northern Hemisphere annular mode: NAM)、南半球では南半球環状モード (Southern Hemisphere annular mode: SAM) と呼ばれ、気圧が高緯度と中緯度で逆相関を保ちながら変動する現象である。Thompson and Wallace(2000) では北半球 1000hPa 海面更正気圧場の経験的直交関数 (Empirical Orthogonal Function: EOF) 解析の第一主成分 (図 1) で NAM を、南半球 850hPa 海面更正気圧場の EOF 解析の第一主成分 (図 2) で SAM を定義している。図 1、図 2 に共通して見られるように高緯度では低圧部、中緯度では高圧部が発達している。NAM (図 1) は中緯度の高圧部が太平洋と大西洋上で特に顕著で、SAM (図 2) は中緯度の南太平洋、南大西洋、インド洋で高圧部が発達している。

環状モードは中緯度のジェットが南北に移動することで拡大、縮小し、特に冬季に変動が強く観察される。環状モードが縮小する時、ジェットは極側に位置し極域では低圧・寒冷に、中緯度では高圧・温暖になる。反対に、環状モードが拡大する時にはジェットは赤道側に位置し極域では高圧・温暖に、中緯度では低圧・寒冷になる。このような環状モードの変化の際に NAM ではプラネタリー波と帯状平均帯状流の相互作用が大きく関係するのに対して、SAM では傾圧擾乱と帯状平均帯状流の相互作用が重要である (Limpasuvan and Hartmann 2000)。

西澤・余田 (2004) は、人工的に生成した地形の振幅を変化させながら大気大循環モデルを実行することで、地形の振幅が環状モードに与える影響について調べた。地形の波数を 2、振幅を 1000m とした実験の地表気圧の EOF 解析の第一主成分は、地形の振幅が 0.4 倍、0.45 倍 (図 3 中央) の時には波数 1 成分が卓越し環状変動は起こらず、それ以外の場合 (図 3 左右) には環状モードが卓越した。環状モードでは寄与率が 50 % 近くになるが、波数 1 成分の出現に際して EOF-1 の寄与率の低下することも明らかになった。そのため、環状変動は地形の振幅が大きい場合と小さい場合に分けて考えることができると述べられている。

NAM の理論解を求める研究は Tanaka and Matsueda(2005) や Tanaka and Seki(2013) で行われている。Tanaka and Matsueda(2005) で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用いて固有値問題を解き NAM が固有解だと示した (図 4)。図 4 は図 1 と比べても局所的な低圧部・高圧部の再現性が良いと分かる。Tanaka and Seki(2013) では 3 次元ノーマルモード関数を基底とした線形傾圧モデルを開発した。このモデルでは波の相互作用をフルマトリックスで解くことができ、傾圧不安定波動の解析が可能になった。同研究では NAM に加えて傾圧不安定波動のポーラーモードやチャーニーモードの解析も行っている。

NAMについては固有解で説明できることが分かっており、EOF解析と比較しても再現性が高いことが明らかになっている。一方で、先行研究ではSAMをEOF解析に基づいて定義しており、SAMの固有解を求めた研究はない。地形の振幅を変化させた時のSAMの様子についてもEOF解析を用いて統計的に解析しているため、地形の振幅に依存して複数のモードが出現するのかは明らかになっていない。

2 目的

SAMは南半球700hPa高度の月偏差(1971~2000年)のEOF第一主成分を定義としており、SAMの固有解を求めた研究はない。また、西澤・余田(2004)では地形の振幅を変更しながらEOF解析を用いて環状モードの変化を調べ、振幅0.4~0.45倍において波数1成分が卓越すると述べている。本研究ではTanaka and Seki(2013)によって示された3次元ノーマルモード関数を基底としたLBMを用いて、SAMが固有解として説明できるか検証し、地形の振幅を変化させながらSAMを理論的に解くことによって地形依存性について考察する。

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) とアメリカ大気研究センター (National Center for Atmospheric Research) による再解析データを用いる。データは月平均気候値を使用し、期間は 1971 ~ 2000 年の北半球の冬季にあたる 12 月、1 月、2 月 (以下 DJF と記す) と南半球の冬季にあたる 6 月、7 月、8 月 (以下 JJA と記す) を用いた。データの詳細は以下の表 1 の通りである。

再解析データとは、長期間にわたって均質な気候データセットを作成するために、数値解析予報モデルとデータ同化手法を同一にして過去数十年間分のデータ同化を行ったものである。このような均質なデータセットはきわめて信頼度が高く、気候変動の解明や大気大循環の解析と全球のエネルギー循環の研究に用いられている。

表 1: 使用データの詳細

使用データ	: NCEP/NCAR 再解析データ
期間	: 1971 ~ 2000 年 JJA と 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)

4 解析手法

本実験では、Tanaka and Seki(2013) で開発された 3 次元ノーマルモード関数を基底とした線形傾圧モデルを用いて南半球の順圧高度場から特異固有解を求めることによって、特異固有モードの SAM を導く。この方法では基礎方程式系のスペクトルモデルを線形化することによって、環状モードを固有値問題の形で解くことができる。今回は順圧成分のみで方程式を閉じ、解を求めた。更に、SAM の地形依存性についても同モデルを使って特異固有解を求める。地形の振幅についてはモデルの基本場の擾乱成分の振幅を 0.0 ~ 1.0 倍にして実験を行い SAM の表れる振幅を検討した。

4.1 LBM の導出

4.1.1 基礎方程式系

本研究で用いる 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開発された。本節ではプリミティブモデルのもととなる基礎方程式系を説明する。基礎方程式系は球面座標系 (θ 、経度 λ 、気圧 p) において大気の状態を表すプリミティブ方程式系のことで、3 つの予報方程式と 3 つの診断方程式により構成される。

- ・ 水平方向の運動方程式 (予報方程式)

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

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

- ・ 熱力学の第一法則 (予報方程式)

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

- ・ 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)

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

- ・ 静力学平衡近似の式 (診断方程式)

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

これらの方程式系に含まれた記号を以下に示す。

{	θ : 緯度	ω : 鉛直 p 速度 (dp/dt)
	λ : 経度	F_u : 東西方向の摩擦力
	p : 気圧	F_v : 南北方向の摩擦力
	t : 時間	Q : 非断熱加熱率
	u : 東西風速度	Ω : 地球の自転角速度 ($7.29 \times 10^{-5} [rad/s]$)
	v : 南北風速度	a : 地球の半径 ($6371.22 [km]$)
	ϕ : ジオポテンシャル	C_p : 定圧比熱 ($1004 [JK^{-1}kg^{-1}]$)
	T : 気温	R : 乾燥空気の気体定数 ($287.04 [JK^{-1}kg^{-1}]$)
	α : 比容	

これらの方程式系を、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。

まずはじめに、気温 T と比容 α とジオポテンシャル高度 ϕ について、以下のような摂動を考える。

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

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

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

これを式 (1) ~ (6) の基礎方程式系に代入する。まず、熱力学第一法則式 (3) は式 (7) と (9) を代入することで以下のように変形できる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pC_p} \right) + \omega \frac{\partial T}{\partial p} = \frac{Q}{C_p} \quad (10)$$

この時、全球平均気温 T_0 と偏差量 T' の間には $T_0 \gg T'$ が成り立つ。そのため式 (10) の左辺第 6 項の気温の摂動成分の断熱変化項は無視できる。また、全球平均気温 T_0 を含む左辺第 3 項と第 4 項をまとめて、大気の静的安定度パラメーター γ と表す。

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

これらを使うと熱力学第一法則式は、気温偏差の予報方程式に変形され、

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{C_p} \quad (12)$$

となる。次に、式 (12) は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。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} = \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} V \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{C_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

よって、3つの予報方程式と3つの診断方程式から構成されるプリミティブ方程式系を、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つの予報方程式にまとめることができた。この時、 (u, v, ϕ') という3つの従属変数に対して3つの方程式が存在するので、解を一意的に求めることができる。これらの3つの予報方程式 (1)、(2)、(13) を、ベクトル表示によって以下のような簡単なベクトル式にまとめることができる。

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

行列式の各成分は以下の通りである。U：従属変数ベクトル

$$U = \begin{pmatrix} u \\ v \\ \phi \end{pmatrix} \quad (15)$$

M：線形演算子

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

L：線形演算子

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

N：非線形項からなるベクトル

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

F : 外部強制項からなるベクトル

$$F = \begin{pmatrix} F_u \\ F_v \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{pmatrix} \quad (19)$$

4.1.2 3次元ノーマルモード関数

続いて、基底関数である3次元ノーマルモード関数を導き、前節に示した基礎方程式系(式(14))をスペクトル展開する。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 Θ_{nlm} 、そして鉛直構造関数 $G_m(p)$ という3種類の正規直交基底から構成される。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。 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ は東西方向と南北方向の規定を合わせた水平構造関数である。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述べる。

3つの従属変数 (u, v, ϕ) で表した予報方程式系(式(14))で、静止大気を基本場として、そこに微小擾乱が重なっているものと考え摂動法により線形化すると ($N = 0$) とできる。外部強制力を与えないとすることで ($F = 0$) となる。すなわち、

$$M \frac{\partial U}{\partial t} + LU = 0 (= N + F) \quad (21)$$

次に、従属変数を水平方向と鉛直方向に変数分離させる。すると、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ようになる。すなわち、

$$u = u_m(\lambda, \theta, t) \mathbf{G}_m(p) \quad (22)$$

$$v = v_m(\lambda, \theta, t) \mathbf{G}_m(p) \quad (23)$$

$$\phi' = \phi'_m(\lambda, \theta, t) \mathbf{G}_m(p) \quad (24)$$

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式で表すことができる。すなわち、

・第一成分

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

・第二成分

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} - 2\omega \sin \theta \cdot u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \quad (26)$$

・第三成分

$$-\frac{1}{G_m(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) \right) \right] = -\frac{1}{\frac{\partial \phi_m}{\partial t}} \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right) \quad (27)$$

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) は左辺第一項が鉛直成分 (p) の関数で左辺第二項と左辺第三項は水平関数と時間 (θ, λ, t) で表されている。そのため、式 (27) は変数分離が可能である。用いる分離定数は鉛直波数 m の関数で表した等価深度 h_m と重力加速度 g の積の逆数である。式 (27) を $\frac{1}{gh_m}$ で変数分離すると

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

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} + gh_m \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (29)$$

等価深度は浅水方程式系の平均深度との対応関係があり、高さの次元をもつ。鉛直波数 m は鉛直モード番号に相当していて、 m が 0 から大きくなるほど鉛直波数は増加する。このような関係から、鉛直モード数が大きくなると、鉛直方向に大気の節は多くなり、等価深度は小さくなる。

以上により、式 (21) を水平成分の関数と鉛直成分の関数に分離することができた。式 (25)、式 (26) と式 (29) は水平構造方程式、式 (28) は鉛直構造方程式である。これらに適切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。大気上段と下端には以下の境界条件を与える。すなわち、

・下端境界条件

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

・上端境界条件

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

下端境界 (式 (30)) では大気下端で運動学的な風は無く、上端境界 (式 (31)) は運動エネルギー K と有効位置エネルギー A の和の積分地が有限である。 p_s は地上気圧のことで、

定数とする。下端境界条件式 (30) については地表の運動学的な鉛直速度 $\omega_s = dz'_s/dt$ が 0 であることから、

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

が含まれている。ここで、地表におけるジオポテンシャル偏差 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 (14)) を用いて線形化し、地表における鉛直 p 速度を ω_s とすると、以下が求められる。

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

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。

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

式 (33) と式 (34) から ω_s を消去し、式 (30) の下端境界条件をあてはめると、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、

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

式 (35) の左辺第一項は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) 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分かる。

得られた鉛直構造関数の鉛直モードの構造は $m = 0$ の時には鉛直方向に節を持たないため順圧大気に対応し、順圧モードと呼ぶ。一方、 $m \neq 0$ の時には、鉛直方向に m 個の節をもつので傾圧大気に対応しており、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数の解である。解くべき方程式系は式 (25)、式 (26) と式 (29) をまとめて以下のように表せる。

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

ただし、

$$\mathbf{M}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{gh_m} \end{pmatrix} \quad \mathbf{U}_m = \begin{pmatrix} u_m \\ v_m \\ \phi_m \end{pmatrix} \quad (37)$$

である。ここで、従属変数 U_m を無次元化するために、スケール行列 X_m と Y_m を以下のように設定する。

$$X_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{pmatrix} \quad Y_m = \begin{pmatrix} 2\omega\sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & 2\omega\sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & 2\omega \end{pmatrix} \quad (38)$$

これらを用いて、式 (36) を無次元化して、

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\mathbf{W}_m) + (Y_m^{-1}LX_m)(\mathbf{W}_m) = 0 \quad (39)$$

と表せる。ただし、 $\mathbf{W}_m = X_m^{-1}U_m = (\tilde{u}_m, \tilde{v}_m, \tilde{\phi}'_m)^T$ である。無次元化された従属変数ベクトルである。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, τ) と無次元時間成分 (τ) とに変数分離する。すなわち、

$$\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = H_{nlm}(\lambda, \theta) \exp(-i\sigma_{nlm}\tau) \quad (40)$$

式 (42) は振幅が水平構造を表すベクトル H_{nlm} で、振動数 σ_{nlm} で振動する波動解のような性質を持っている。この式を式 (41) に代入して、水平構造方程式は固有値問題に帰結できる。

$$Y_m^{-1}LX_m H_{nlm}(\lambda, \theta) = L_m H_{nlm}(\lambda, \theta) = -i\sigma_{nlm} H_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (41)$$

ここで、

$$L_m = \begin{pmatrix} 0 & -\sin \theta & \frac{\gamma}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \sin \theta & 0 & \gamma \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\gamma}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\gamma}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (42)$$

式 (43) を解くと、水平微分オペレーター L_m の固有値は無次元化固有振動数 σ_{nlm} であり、固有ベクトルは水平構造を表すベクトルの $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ となる。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。求められた振動数 σ_{nlm} はラプラス潮汐方程式の固有振動数と呼び、固有ベクトル $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ は水平構造関数、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} は実数固有値となるので異なる固有値をとれば 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て数値的に解くと、南北成分の Hough ベクトル関数 $\Theta_{nlm}(\theta)$ と東西成分の複素フーリエ関数 $\exp(in\lambda)$ とのテンソル積として、以下のように表される。

$$H_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) = \begin{pmatrix} U_{nlm}(\theta) \\ -iV_{nlm}(\theta) \\ Z_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \exp(in\lambda) \quad (43)$$

Hough ベクトル関数は、南北波数 l について異なる 3 種類のモードを持っている。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。そのため、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使用することで、余分な高周波成分を落としたスペクトルモデルが構築できる。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あるが、今回使用するモデルには南北対称なモードのみが採用されている。

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

3 つの従属変数で表された予報方程式である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。3 次元ノーマルモード関数 (式 (20)) は鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造 (Hough 調和) 関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ のテンソル積で定義される。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)) を波数展開することができる。

$$U = (\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) X_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (44)$$

$$F = (\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) Y_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (45)$$

添字の nlm は、順に東西波数 n 、南北波数 l 、鉛直波数 m を表しており、それぞれ、波数 N, L, M で切断されている。 $w_{nlm}(\tau)$ 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)) をに関する、3 次元ノーマルモード関数展開係数である。これらの展開係数は以下の内積で求めることができる。

$$w_{nlm}(\tau) = \langle \mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau), \mathbf{X}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (46)$$

$$f_{nlm}(\tau) = \langle \mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau), \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (47)$$

内積 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ の定義は、複素共役 $*$ を用いて領域積分的に以下の式で表すことができる。

$$\langle A, B \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} A \cdot B^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \quad (48)$$

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、

$$\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \rangle = \langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \rangle + \langle \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \rangle = 0 \quad (49)$$

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。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_j^K \sum_k^K r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, K \quad (50)$$

なお、式 (53) 中の添字 i, j, k はそれぞれ $i = nlm, j = n'l'm', k = n''l''m''$ であり、東西・南北・鉛直の 3 方向の波数のことなる組み合わせを簡略化して示している。また、 K は全波数を表しており $K = (2N + 1)(L + 1)(M + 1)$ である。

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 $(\)$ と、それに重なる微小擾乱 $(\)'$ 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。ただし、擾乱項の $(\)'$ は削除している。

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_j^K \left(\sum_k^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j + f_i \quad (51)$$

式 (55) の右辺第一項に表れた \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を任意に選ぶことができる。基本場に外力なし ($f_i = 0$) の静止大気 ($w_k = 0$) 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、

$$\frac{d\mathbf{w}}{d\tau} + i\mathbf{D}\mathbf{w} = -i\mathbf{B}\mathbf{w} - i\mathbf{C}\mathbf{w}^* + \mathbf{f} \quad (52)$$

ただし、式 (56) で使われる記号の意味は、

$$\mathbf{w} = (w_1, \dots, w_i, \dots, w_K)^T, \quad for \quad n_i \geq 0 \quad (53)$$

$$\mathbf{f} = (f_1, \dots, f_i, \dots, f_K)^T, \quad for \quad n_i \geq 0 \quad (54)$$

$$\mathbf{D} = diag(\sigma_1, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_K) \quad (55)$$

$$\mathbf{B} = \sum_j^K \left(\sum_k^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j, \quad for \quad n_i \geq 0 \quad (56)$$

$$\mathbf{C} = \sum_j^K \left(\sum_k^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w_j, \quad for \quad n_i < 0 \quad (57)$$

以上により、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、LBM の方程式系である。本研究で使用するモデルではこの LBM を東西波数 $-20 \sim 20$ 、南北波数 $0 \sim 20$ (ただし、赤道対称な 10 モードの

みを採用)、鉛直波数 0~6 の解像度で用いている。式 (53) で示された通り、モデルでは i, j, k の 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、行列 r_{ijk} は約 3000×3000 の組み合わせとなる。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

$$n_k = 0, \quad \text{and} \quad n_i = n_j \quad (58)$$

という制限を与え、東西平均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。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。しかし、異なる東西波数同士の相互作用を考慮していないため、モデルの解には波動の局地性や空間分布が反映できない問題があった。本研究で使用する Tanaka and Seki(2013) によって開発された LBM は式 (62) の仮定を与えず、あらゆる波数同士の相互作用を計算できるように行列を拡張したモデルである。

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を説明する。線形化したスペクトルプリミティブモデル式 (55) は、波動解を与えることで固有値問題として解くことができる。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。この時の固有値の実数部分が解の増幅率で、虚数部分が解の振動数となる。増幅率が正(負)の時、解は増幅(減衰)するモードになる。増幅率が 0 の時は中立モードとなる。また、振動数が 0 であるものは定在モードで、そうでないものは振動モードと呼ばれる。特異固有モードとしての NAM や SAM に注目する場合には増幅率が最大かつ、振動数 0 のモードを探せばよい。以上のように、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、線形不安定解析という。

続けて、3次元不安定解析の手順を説明する。最初に、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。また、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。よって解を求めると、実数部分 w_R と虚数部分 w_I に分かれて以下のように示せる。

$$\begin{pmatrix} w_R \\ w_I \end{pmatrix} (\tau) = \begin{pmatrix} \xi \\ \zeta \end{pmatrix} \exp(\nu\tau) \quad (59)$$

ξ と ζ は同会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

有値問題で解くことができる。

$$\nu \begin{pmatrix} xi \\ zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_I + C_I & B_R - C_R + D \\ -B_R - C_R - D & B_I - C_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \zeta \end{pmatrix} \quad (60)$$

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 が求めれば、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。この時、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のようなになる。

$$\begin{pmatrix} w_R \\ w_I \end{pmatrix} (\tau) = 2exp(\nu_R \tau) \left(\begin{pmatrix} \xi_R \\ \zeta_R \end{pmatrix} cos \nu_I \tau - \begin{pmatrix} \xi_I \\ \zeta_I \end{pmatrix} sin \nu_I \tau \right) \quad (61)$$

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。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。

5 結果

5.1 NAMの理論解

はじめに、既往研究でも解析されているNAMの理論解について、3次元ノーマルモード関数を基底としたLBMを用いて解析を行いLBMの確からしさを確認した。基本場として東西風・南北風・ジオポテンシャル偏差の1月気候値を与え(図5)、順圧不安定解析を行った。実験設定はLBMを順圧成分(鉛直波数 $m=0$)で閉じて計算し粘性摩擦、レイリー摩擦の外力項を含む。これはTanaka and Matsueda (2005)と同じ設定である。

増幅率と振動数の分布図(図6)からは、外力を与えたことで不安定モードが抑制され減衰モードか増幅率が0の中立モードが多く振動数の幅も狭いことが分かる。図6のひし形上には増幅率が最大で振動数が0の特異固有モードが出現した。図7はこの特異固有モードの順圧高度偏差である。NAMの高緯度に負偏差、中緯度に正偏差という環状構造が見られ、正偏差の顕著な場所は太平洋と大西洋に位置している。このことはTanaka and Matsueda (2005)で得られた特異固有解としてのNAMとも一致している。以上のことから、LBMを順圧成分で閉じ外力を含む実験設定で、特異固有解としてのNAMが出現し、既往研究とも一致した結果が得られた。

5.2 NAMの地形依存性

続いて、同モデルと同実験設定で地形の振幅を0.0倍から1.0倍まで変化させてNAMの理論解を求め、本研究の目的であるSAMの地形依存性を求める実験の手法を確認した。EOF解析により環状モードの地形依存性を確かめた西澤・余田(2004)によれば、地形の振幅の影響はプラネタリー波の振幅に表れる。本実験で使用するLBMに地形の振幅を変化させる変数を導入することはできないので、この性質を利用して1月気候値の擾乱成分を0.0倍から1.0倍まで変化させることで、地形の振幅を変化させた時と同様の効果を得た。以下に、基本場の擾乱成分を0.0倍から1.0倍まで変化させた、北半球1月の順圧高度の基本場、順圧不安定解析を行った時の増幅率と振動数の分布、特異固有モードの順圧高度偏差図の特徴を述べる。

5.2.1 DJFの順圧高度の基本場

擾乱成分を0.0倍から1.0倍まで変化させたDJFの順圧高度の基本場を図5、8、9に示す。各図を比較すると、擾乱成分の振幅を変更していない1.0倍の時(図5)には波数3成分が顕著で北アメリカ大陸、ユーラシア大陸の東西にトラフがあった。擾乱成分の振

幅を小さくするにつれて順圧高度の波数 3 成分は次第に目立たなくなり、0.5 倍にした時 (図 9) にはユーラシア大陸西部のトラフはほとんど確認できないほど小さくなった。一方、北アメリカ大陸とユーラシア大陸東部のトラフは確認され波数 3 成分よりも波数 2 成分が顕著になったといえる。しかし、これらのトラフも擾乱成分は 1.0 倍の時と比べて小さくなっていることが分かる。更に擾乱成分の振幅を小さくすると北アメリカ大陸とユーラシア大陸東部のトラフも解消され順圧高度場は極を中心とした同心円状に近づいていった。擾乱成分が 0.0 倍の時 (図 8) にはトラフは存在せず東西一様の分布が見られるようになった。

5.2.2 増幅率と振動数の分布

次に、基本場の波を小さくしながら順圧不安定解析を行った時の増幅率と振動数の分布図を示す (図 6、図 nam-spec-00.eps、図 nam-spec-05.eps)。基本場の波の振幅が 1.0 倍の時 (図 6) には特異固有解は正の値として出現した。振動数が 0 以外で増幅率が正の値をとる移動波を示す解は、全て特異固有解よりも増幅率が小さかった。粘性摩擦項を含めて実際の大気の様子に近い条件で実験しているため、固有解の多くは減衰モードとして表れている。基本場の波の振幅を 0.5 倍にする (図 11) と、特異固有解の増幅率は正で、中立モードの固有解の数にも変化はなかったものの増幅率は小さくなった。その他の固有解については振動数の幅には変化がなかったが、正の増幅率をとるものが減り、値も小さくなった。基本場の波の振幅を 0.0 倍にする (図 10) と特異固有解の増幅率は 0 になり、その他の中立モードは存在しなくなった。そのほかの固有解は振動数の幅には変化がないが、増幅率が正の値をとる解はほとんどなくなった。特異固有解の増幅率は基本場の波の振幅を小さくすると、連続性を保ちながら小さくなっておりモードは変化していないことが分かった。

5.2.3 特異固有モードの順圧高度偏差

続いて、特異固有モードの順圧高度偏差図を示す (図 7、nam-eig-00.eps、13)。基本場の波の振幅が 1.0 倍の時 (図 7) には低圧成分は高緯度に位置し、北アメリカ大陸やユーラシア大陸北部に低圧部が張り出している。高圧成分は中緯度に広く存在し、特に太平洋と大西洋で顕著で波数 2 成分が卓越しているのが分かる。順圧高度偏差の 0 線は北緯 70~80 度付近だった。基本場の波の振幅を 0.5 倍にする (図 13) と大まかな気圧配置は変わらないものの、低圧部の北アメリカ大陸やユーラシア大陸北部への張り出しがほとんどなくなり同心円状になっている。一方、高圧部は全体的に弱まったが太平洋と大西

洋に顕著に表れたことは変わらなかった。太平洋と大西洋上の高圧部の中心は大陸側から海洋側へと移動した。更に基本場の波の振幅を小さくすると、顕著だった太平洋と大西洋上の高圧部は徐々に目立たなくなり同心円状の気圧分布になる。低圧部も同様に東西一様になった。基本場の波の振幅が 0.1 倍から 0.0 倍の間で低圧部と高圧部の境界は急激に赤道側へ移動し、振幅 0.0 倍では境界が北緯 50 度付近になる。振幅 0.0 倍 (図 12) では局地的な低圧・高圧成分はなくなり、高緯度に低圧部、中緯度に高圧部が東西一様に広がる結果となった。

5.3 SAM の理論解

5.1 の結果を踏まえて、同モデルと実験設定は同一で SAM の理論解を求める実験を行った。基本場には SAM が顕著に現れる南半球冬季の東西風・南北風・ジオポテンシャル偏差の 7 月気候値 (図 14) を与え、順圧不安定解析を行った。

外力の粘性摩擦項を $2.7 \times 10^{40} m^8/s$ とした時の増幅率と振幅率の分布図 (図 15) では、特異固有解の増幅率は 0 となった。特異固有解の増幅率が正でないの特異固有解とは判断できない。このため、粘性摩擦項を $1.0 \times 10^{39} m^8/s$ から $2.7 \times 10^{40} m^8/s$ まで変化させ (図 15、図 16~19)、増幅率が正の特異固有解が現れる粘性摩擦項を探した。粘性摩擦項が $2.5 \times 10^{39} m^8/s$ の時 (図 19) には特異固有解の増幅率は 0 のままだった。粘性摩擦項を更に小さくした $1.0 \times 10^{39} m^8/s$ から $2.3 \times 10^{39} m^8/s$ (図 16~図 18) では増幅率が正の特異固有解が現れた。そこで、この範囲の特異固有モードの順圧高度偏差を求め、SAM の定義である南半球 850hPa 高度の EOF 解析の第一主成分と比較した。

粘性摩擦項を $1.0 \times 10^{39} m^8/s$ とする (図 20) と特異固有モードの順圧高度偏差図には南緯 70 度の南極大陸沿岸の一部に正の偏差、中緯度南太平洋に負の偏差が目立ち、南半球全体で見ると偏差の正負が二度反転する構造となっている。粘性摩擦項を $2.0 \times 10^{39} m^8/s$ にした場合 (図 21) には極域から南緯 50 度にかけて負偏差が広がるが南緯 70 度の南極大陸沿岸の一部に正の偏差が見られる。中緯度は正の偏差がほぼ東西一様に広がるが、低緯度では負の偏差になった。これらの粘性摩擦項を採用した時の特異固有モードの順圧高度偏差図を SAM の定義と比べると偏差の分布には異なりがあり環状モードとはいえない。

粘性摩擦項を $2.3 \times 10^{39} m^8/s$ (図 22) にしたところ、高緯度に負偏差、中緯度に正偏差が現れた。特に、南アメリカ大陸やアフリカ大陸、オーストラリア大陸の極側には局地的な低圧成分が発達し、中緯度の南太平洋や南大西洋には高圧成分が発達している。順圧高度偏差の 0 線は南緯 40 度付近に位置する。南半球 850hPa 高度の EOF 解析の第一主成分と比べると、順圧高度偏差の 0 線は北にずれているものの、高緯度の低圧成分や

中緯度の高圧成分がある環状構造になっていることや波数3成分があることは一致している。よって、SAMを特異固有解として説明できたといえる。

5.4 SAMの地形依存性

5.2と5.3の結果より、同モデルと同実験設定で地形の振幅を0.0倍から1.0倍まで変化させてSAMの理論解を求め、本研究の目的であるSAMの地形依存性を求めた。5.2と同様に基本場の擾乱成分の振幅を変化させることにより地形の振幅を変化させるのと同じ効果を得る。また、粘性摩擦項は $2.3 \times 10^{39} m^8/s$ としている。以下に、基本場の擾乱成分を0.0倍から1.0倍まで変化させた、南半球7月の順圧高度の基本場、順圧不安定解析を行った時の増幅率と振動数の分布、特異固有モードの順圧高度偏差図の特徴を述べる。

5.4.1 JJAの順圧高度の基本場

擾乱成分を0.0倍から1.0倍まで変化させた7月の順圧高度の基本場を図に示す(図14、23、24)。各図を比較すると、擾乱成分の振幅を変更していない1.0倍の時(図14)には南太平洋、南大西洋、インド洋にトラフが張り出し波数3の構造となっている。北半球1月の順圧高度の基本場と比較するとトラフの張り出しは小さく、極を中心としたほぼ同心円状の分布である。擾乱成分を小さくすると波数3の構造は次第に小さくなっていき、擾乱成分の振幅を0.45倍にする(図24)と南太平洋と南大西洋のトラフはほとんど確認できなくなった。インド洋に張り出すトラフは確認できるものの張り出しはかなり小さくなっている。更に擾乱成分の振幅を小さくするとインド洋のトラフの張り出しも確認が難しくなり、振幅0.0倍(図23)では極を中心とした完全な同心円状の順圧高度分布となった。

5.4.2 増幅率と振動数の分布

次に、基本場の波を小さくしながら順圧不安定解析を行った時の増幅率と振動数の分布図を示す(図22、28、27)。5.3に述べた過程で基本場の波の振幅が1.0倍の時に特異固有解の増幅率が正となる粘性摩擦項を調整した。基本場の波の振幅が1.0倍の時(図22)、振動数が0以外で増幅率が正の値をとる移動波を示す解の中には、特異固有解の増幅率よりも大きな値を示すものと増幅率0近傍のもの2グループが存在した。北半球において同様の解析を行った結果と比べると、増幅率が正となる固有解は少なく増幅率

の値も小さい。基本場の波の振幅を小さくすると、振動数の幅に変化はなかったが、特異固有解と移動波を示す解の両方で増幅率が0に近づいた。振幅0.45倍(図28)では不安定モードのうち増幅率が正なのは移動波を示す解の一部だけになり、特異固有解やその他の移動波を示す解は増幅率が0となった。移動波を示していた解の中には増幅率が負の減衰モードとなったものもある。振幅0.0倍(図27)では全ての不安定モードの増幅率が0となった。振動数の幅や、不安定モードとなる固有解の数に変化はなかった。基本場の波を1.0倍から0.0倍に変化させる過程で、特異固有解や移動波を示す解は全て連続性を保って増幅率が正から0に変化したことが分かった。

5.4.3 特異固有モードの順圧高度偏差

続いて、特異固有モードの順圧高度偏差図を示す(図22、27、28)。基本場の波の振幅が1.0倍の時(図22)には極域に低圧部、中緯度には高圧部が見られた。南アメリカ大陸やアフリカ大陸、オーストラリア大陸の極側には局地的な低圧成分が発達しており波数3の構造となっている。中緯度はほぼ東西一様で高圧成分が発達している。基本場の波の振幅を小さくすると、局地的に存在していた低圧部がだんだん結合し始め、高圧部は赤道側へ拡大した。振幅0.45倍の時(図28)には低圧部は南アメリカ大陸やアフリカ大陸、オーストラリア大陸の極側に張り出しているものの振幅1.0倍の時に比べると張り出しが小さくなった。負偏差と正偏差の境界の位置は1.0倍の時と変わらず南緯40度付近からほとんど変化しなかったが、中緯度の高圧部は赤道付近まで拡大した。更に基本場の波の振幅を小さくすると、低圧部の張り出しは目立たなくなり、高圧部の偏差もほとんど東西一様になる。基本場の振幅が0.1倍から0.0倍の間で、負偏差と正偏差の境界は極側に移動し南緯50度付近になった。基本場の振幅0.0倍(図27)では局地的な低圧・高圧成分はなくなり、高緯度に低圧部、中緯度に高圧部が東西一様に広がる結果となった。基本場の波を1.0倍から0.0倍に変化させると環状モードは保たれて、西澤・余田(2004)で振幅0.4倍、0.45倍の時に表れた波数1のモードは現れなかった。

5.4.4 移動波を示すモードの順圧高度偏差

次に、移動波を示すモードの順圧高度偏差図を示す(図29~37)。特異固有モードが定在的であるのに対して、移動波は極を中心として周期的な回転があるモードのことである。基本場の波の振幅が1.0倍の時(図37)には極を挟んで高圧部と低圧部が位置する波数1のモードが現れた。正偏差は南緯80度付近と南緯60度付近の2か所が特に顕著で、負偏差は南緯50度付近に中心が表れ、極への張り出しが観察された。基本場の波の振幅を小さくすると、高圧部の局地的な正偏差が結合し始め、正偏差・負偏差ともに偏差の

値が小さくなる。振幅 0.45 倍 (図 30) では局所的な高圧部は解消され南緯 50 度付近に正偏差の中心ができ、正偏差の値は小さくなった。極への低圧部の張り出しや負偏差の中心は変わらないものの、負偏差の値も減少した。更に基本場の波を小さくしたところ低圧部の極への張り出しも確認できなくなり始め、振幅 0.0 倍 (図 29) では極を挟んで高圧部と低圧部が左右対称に位置する分布となった。基本場の波の振幅を小さくすると、高圧部・低圧部ともに偏差も小さくなるものの基本場の波数 1 のモードは保たれた。また、振幅 0.45 倍の時の移動波のライフサイクルを調べたところ (図 30 ~ 36)、西向きに移動することが分かった。この移動解は西澤・余田 (2004) の振幅 0.4 倍、0.45 倍の時に表れた波数 1 のモードと一致する。

6 考察

6.1 考察

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線形傾圧モデルを使って、SAMが特異固有解であるか確かめ、地形の振幅を変化させながらSAMを理論的に解くことによって地形依存性について調べることである。これらの点について以下に考察を述べる。

6.1.1 実験方法の検証

はじめに、北半球について基本場既往研究と同じ実験設定で3次元ノーマルモード関数を基底としたLBMを使って順圧不安定解析を行い実験方法の検証をした。このLBMは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。実験ではLBMを順圧成分で閉じて粘性摩擦項とレイリー摩擦項を含めた。これはNAMの理論解を求めたTanaka and Matsueda(2005)と同じ実験設定である。実験を行ったところ、特異固有モードの順圧偏差図(図7)は極を中心とした環状構造になり中緯度太平洋と大西洋では局地的な高圧部ができた。この順圧高度偏差の分布は、NAMの定義である1000hPa高度地表気圧のEOF解析第一主成分(Thompson and Wallace 2000)(図1)とも、NAMが特異固有解であると述べたTanaka and Matsueda(2005)(図4)や本実験と同モデルを使用してNAMの理論解を求めた関(2011)とも整合する結果である。以上のことから、本研究で使用したLBMは大気の固有モードを調べるのに適していることが分かった。

次にこの結果をもとにして、基本場の擾乱成分の振幅を小さくしながら順圧不安定解析を行うことでNAMの地形依存性を確かめる実験を行った。基本場の擾乱成分の振幅を小さくすると特異固有解は連続性を保ちながら増幅率が小さくなったので、一つのモードが連続していることが分かった。特異固有モードの順圧高度偏差環状構造も保たれたままだったが、基本場の擾乱成分を小さくするのに伴って局地的な低圧・高圧成分が解消されて高緯度に低圧、中緯度に高圧の東西一様な分布となった。以上のことから、LBMを使用して地形の振幅を変更した際の特異固有解を求めると、NAMには地形依存性が認められた。このことは、EOF解析により環状モードの地形依存性を確かめた西澤・余田(2004)(図3)とも一致することが分かった。

6.1.2 SAMの理論解

6.1の内容より、実験に使用するLBMが目的に適していることが分かったのでSAMについても理論解を求めた。南半球7月の順圧高度の基本場は北半球と比べてトラフの張り出しは南太平洋、南大西洋、インド洋に存在するものの非常に小さく、ほとんど東西一様となる結果だった。南半球は北半球と比べて陸地が少なく81.6%の面積を海洋が占めており、特に南緯50度から60度にはほとんど陸地が存在しない(国立天文台2017)ので、ジェットを阻害するものが少ないからだと考えられる。外力として与える粘性摩擦項を北半球と同一にして順圧不安定解析を行ったところ、中立モードのうち最大の増幅率が0となり特異固有解を判別することができなかった(図15)。粘性摩擦項を北半球の約10分の1に変更して実験を再度行くと、中立モードの最大の増幅率が正となり(図18)、特異固有解を見出すことができた。粘性摩擦とは大気などの流体と物体の間に働く時間依存性のある動摩擦のことである。前述の通り南半球は北半球と比べて陸地の占める面積が小さいので、粘性摩擦項も北半球より小さくなったのだと考えられる。特異固有モードとして得られたSAMの順圧高度偏差(図22)は、極域に低圧部、中緯度に高圧部が存在し、波数3成分が見られる点がThompson and Wallace(2000)の定義である南半球地表気圧と一致し、SAMを固有解として説明することができた。しかしながら、正偏差と負偏差の境界が定義よりも緯度10度ほど南下している点、南極海の南緯70度付近の一部にわずかながら正偏差がある点、高圧部の偏差の値がほぼ東西一様で局地的な高圧部は存在しない点はSAMの定義と異なっている。粘性摩擦項を見直して、定義との整合性がより高い特異固有モードのSAMを発見することは今後の課題である。

6.1.3 SAMの地形依存性

6.2よりSAMが特異固有モードであると分かったので、5.2で確かめた方法と同様に基本場の擾乱成分の振幅を0.0倍から1.0倍まで変化させてSAMの理論解を求め、本研究の目的である地形によるSAMの構造変化について調べた。基本場の擾乱成分の振幅を小さくすると、南半球7月の順圧高度の基本場は低圧部の張り出しが小さくなり東西一様な分布になった(図14、23、24)。北半球の順圧高度の基本場で同様の操作を行った時よりも局所的な低圧部が目立たないのは南半球における海洋が占める面積の割合が大きいためだと考えられる。

増幅率と振動数の分布を見ると、基本場の擾乱成分を小さくしても特異固有解は連続した一つのモードであることが特徴だといえる(図18、25、26)。よって、地形の振幅の変化によってSAMのモードは変化しないことが分かる。このことは特異固有解として得られたSAMの順圧高度偏差図からも明らかで、基本場の波を小さくしても局地的

な低圧部・高圧部による波数3成分は目立たなくなるが、環状構造は保たれた(図22、27、28)。西澤・余田(2004)で波数1のモードが卓越すると述べられた振幅0.4倍、0.45倍においてもモードの変化はなかった。

増幅率と振動数の分布には北半球で解析を実行した時と異なり、特異固有解よりも大きな増幅率の移動波を示す解が見られる。基本場の波を小さくしてもこの移動解は、常に特異固有解よりも増幅率が大きく減衰モードにもならず、連続性を保っていた。この固有解に対しても順圧高度偏差を求めると、極を中心として正偏差と負偏差が二分する波数1の移動波となった(図37)。基本場の波を小さくすると(図29、30)、局地的な低圧・高圧成分はなくなり偏差の大きさは小さくなったがこのモードは波数1を保った。以上のことから、西澤・余田(2004)で地形の振幅0.4倍、0.45倍の時に卓越する波数1のモード(図3中央)はこの移動解だったと分かった。先行研究では地形の振幅を変化させた時の地表気圧のEOF解析第一主成分を示しており、振幅の変化による環状モードの連続性は考慮されていない。そのために、振幅0.4倍、0.45倍では移動波の寄与率の方が高くなり、環状モードが移動波に変わったように見えたのだと考えられる。今回の実験からSAMは地形の振幅に依存して環状モードを保ったまま、局所的な低圧・高圧成分の波数3成分は小さくなり東西一様な分布になると分かった。実験設定は全て順圧で閉じていたため、傾圧不安定解析を行ってより実際の大気の様子に近い状態でのSAMの様子について調べるのは今後の課題としたい。

7 結論

SAMは南半球 850hPa 海面更正気圧場の EOF 解析の第一主成分として定義され(Thompson and Wallace 2000)、地形依存性についても地表気圧の EOF 第一主成分を用いて議論されており(西澤・余田 2004)、理論解を求めた研究はこれまでになかった。本研究では Tanaka and Seki(2013)で開発された3次元ノーマルモード関数を基底とした線形傾圧モデルを用い固有値問題を解くことでSAMが理論解で表されることを明らかにした。特異固有モードとして得られるSAMの順圧高度偏差には、高緯度に低圧・中緯度に高圧の環状構造を示すこと、局所的な低圧部が見られ波数3となることが特徴として挙げられる。

SAMが特異固有解であると分かったのでSAMの地形依存性についても同モデルを使って検証した。西澤・余田では地形の振幅を0.4倍、0.45倍にすると波数1モードが卓越するので振幅が小さい時と大きい時の2つの環状モードが存在する可能性が指摘されていた。しかしながら、基本場の擾乱成分の振幅を小さくしながら順圧不安定解析を行い特異固有モードとしてのSAMを求めると、特異固有解は擾乱成分の振幅が0.0倍から1.0倍に至るまで連続していた。順圧高度の偏差においても擾乱成分の振幅を小さくすると局所的な低圧部による波数3は解消され東西一様な分布に変化していったものの、環状モードはどの振幅でも保たれた。次に、順圧不安定解析から求めた移動波を示すモードの一つに着目して、順圧高度偏差を求めると極を挟んで正偏差と負偏差の波数1の構造になり、西澤・余田(2004)が振幅0.4倍、0.45倍に卓越すると述べた波数1の構造と一致した。よって、SAMの振幅や局地的な気圧配置は地形の振幅に依存して変化するが、環状構造は地形の振幅によらず常に保たれる一つのモードであり先行研究で示唆されたようなモードの変化は起こらないと分かった。

SAMの理論解は定義と比べると波数3成分が大きすぎる点、正偏差と負偏差の境界がやや北上している点が問題である。これは粘性摩擦項を調整することで改善されると考えられる。本研究では全ての実験において順圧成分で閉じてモデルを実行したため環状構造をより明瞭に見ることができたといえるが、実際の大気は傾圧成分も含まれるため今後は傾圧不安定解析を行うことも課題である。

謝辞

本研究を進めるにあたり指導教員である筑波大学計算科学研究センター田中博教授には終始適切なお指導を賜りました。心より感謝申し上げます。

大循環ゼミに所属する松枝未遠助教授、大学院生の皆様、同期の友人からは適切なアドバイスを頂きました。同大学生命環境科学研究科植田宏昭教授、日下博幸教授、上野健一准教授からは中間発表、最終発表の場で貴重なご意見を頂きました。筑波大学大気科学分野の皆様からも貴重なご指摘を頂きました。卒業論文をともに進めた4年生の皆様には、発表前に予行演習を行い発表構成に指摘を頂きました。家族には、研究を行う環境を最大限提供して頂きました。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

- Limpasuvan, V., and D. L. Hartmann, 2000: Wave-maintained annular mode of climate variability. *J. Clim.*, **13**, 4414-4429.
- 西澤誠也, 余田成男, 2004 :環状変動における地形の役割 . 気象研究ノート, **No.206**, 109-124 pp .
- 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. 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.
- 関佐和香, 2012 :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 生命環境科学研究科 修士論文, 5-21, 24 pp.

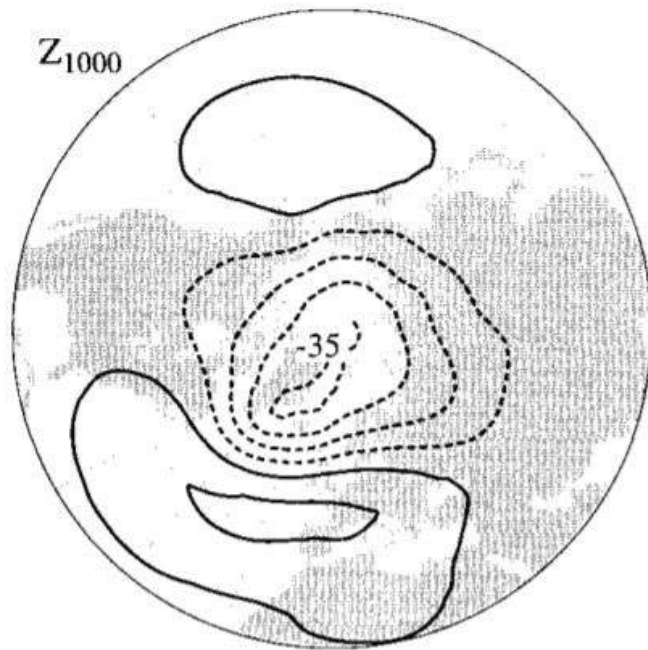


図 1: 北半球 1000hPa 海面更正気圧場の EOF 解析第一主成分 Thompson and Wallace(2000) より引用

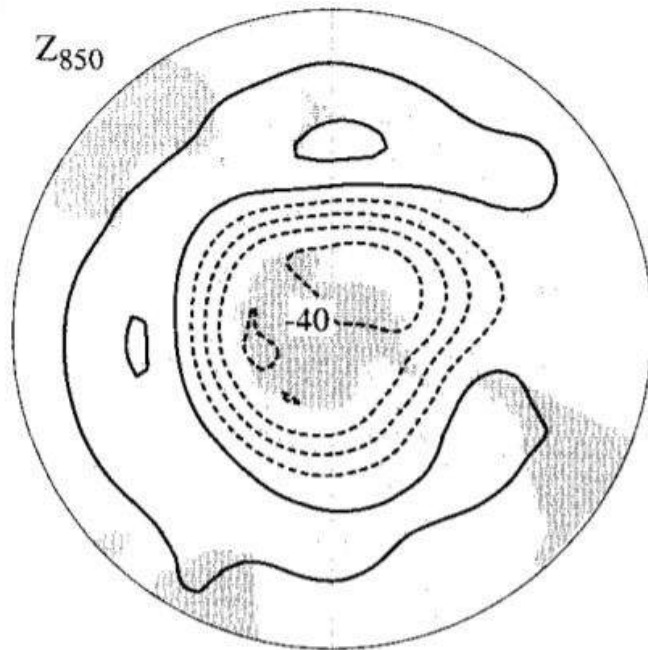


図 2: 南半球 850hPa 海面更正気圧場の EOF 解析第一主成分. Thompson and Wallace(2000) より引用

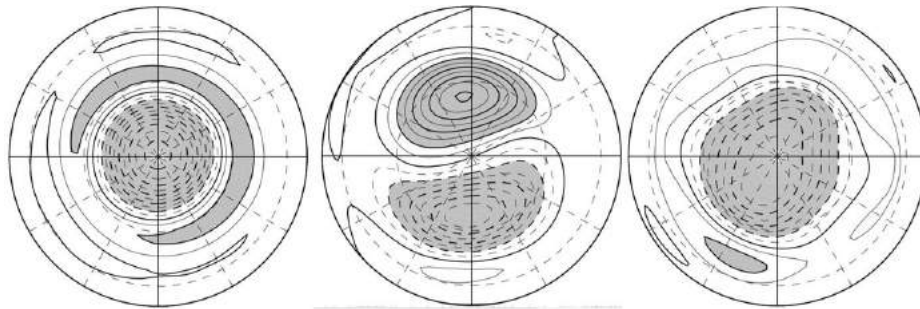


図 3: 地形の振幅を左から 0.0 倍、0.45 倍、1.0 倍にした時の地表気圧の EOF 解析第一主成分. 西澤・余田 (2004) より引用

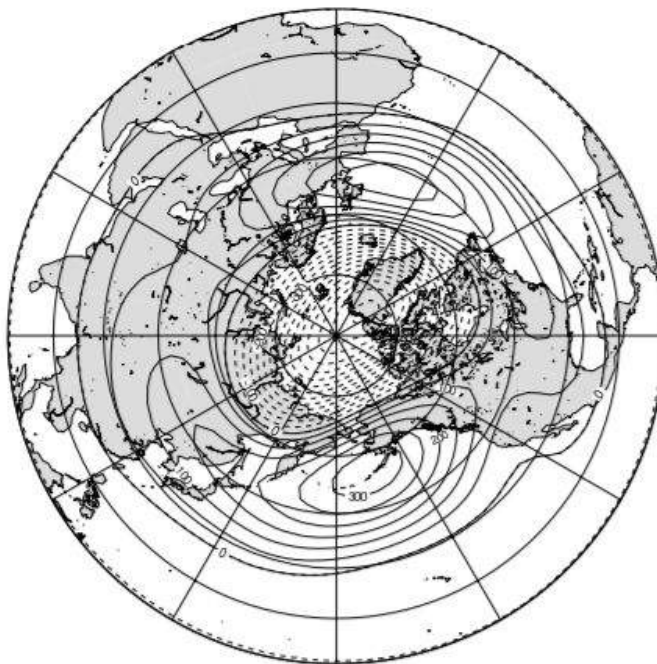


図 4: 北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図. Tanaka and Matsueda(2005) より引用

Barotropic Height

DJF mean for 1971–2000 scwa=1.0

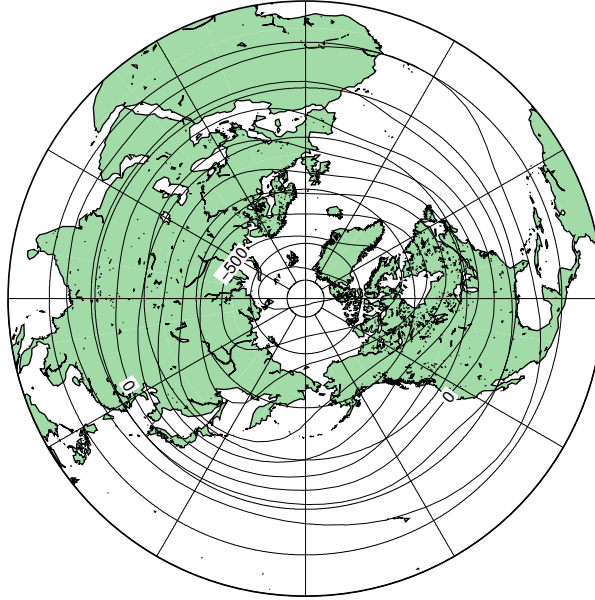


図 5: 北半球 1 月気候値図

Spectrum

Basic state (Jan 1971–2000) scwa=1.0 dif=2.7E40

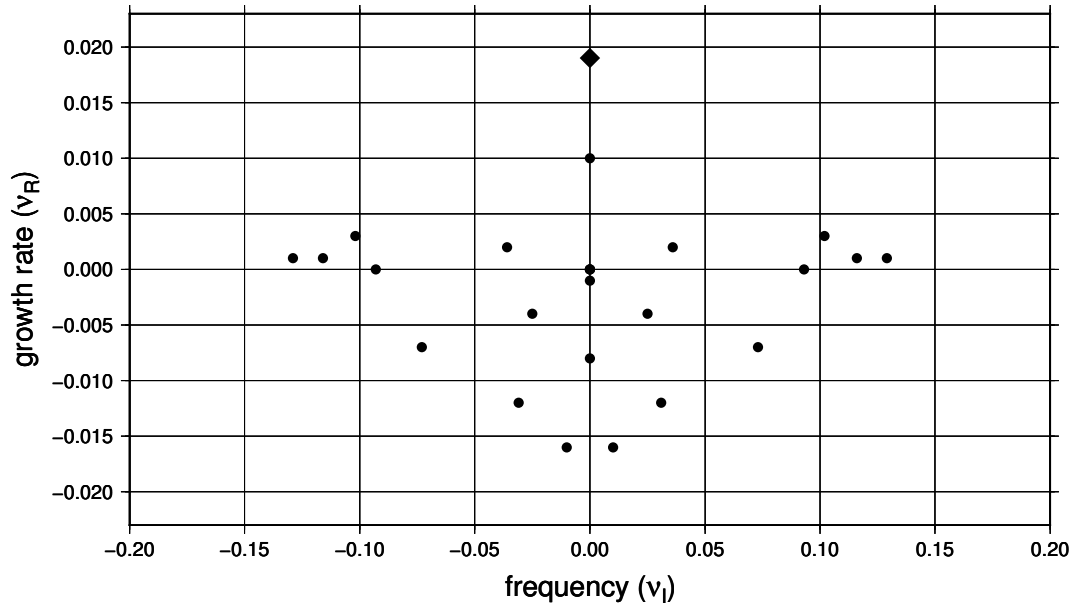


図 6: 北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図

Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=1.0 diffusion=2.7E40 0/360

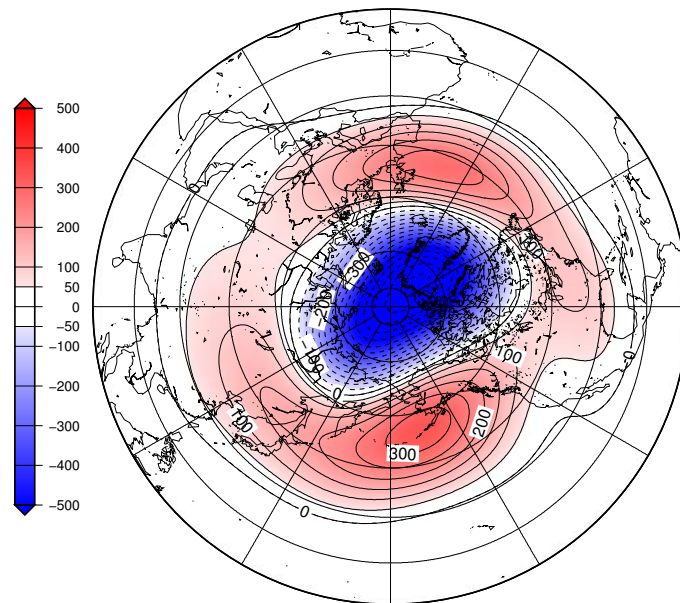
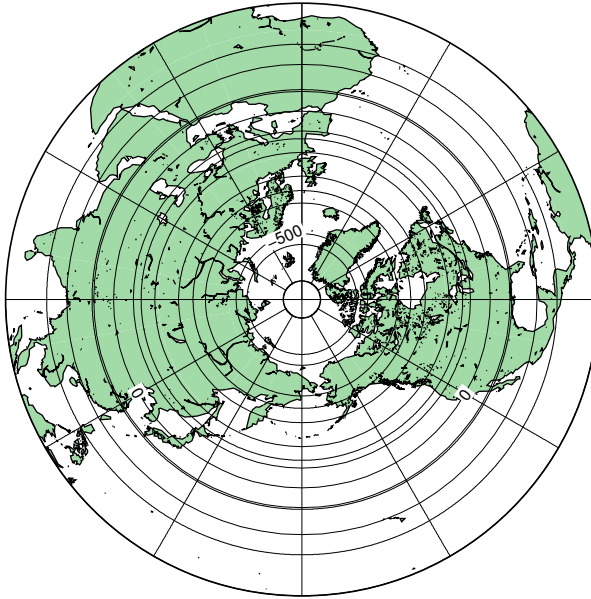


図 7: 北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図

Barotropic Height

DJF mean for 1971–2000 scwa=0.0



Barotropic Height

DJF mean for 1971–2000 scwa=0.5

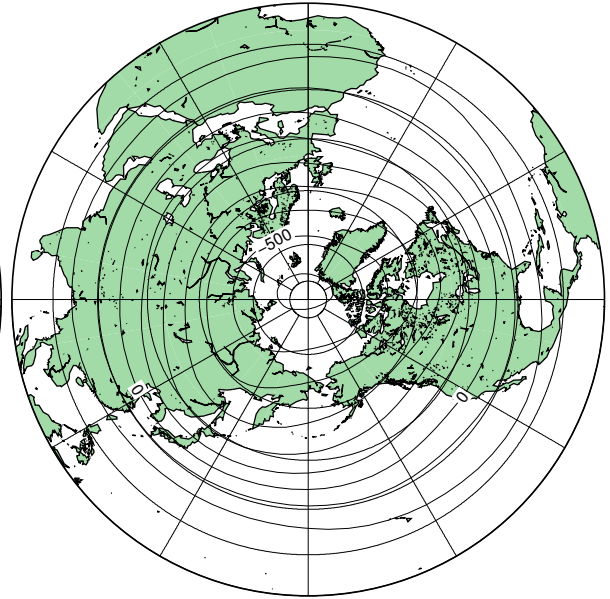


図 8: 北半球 1 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.0 倍
図 9: 北半球 1 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.5 倍

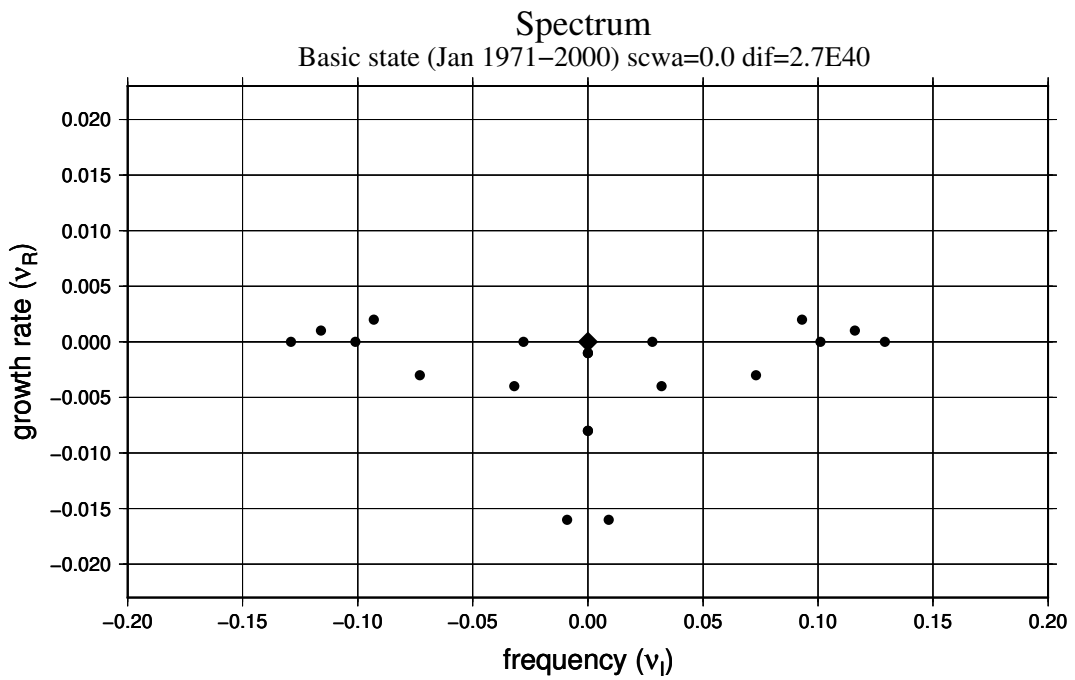


図 10: 北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.0 倍

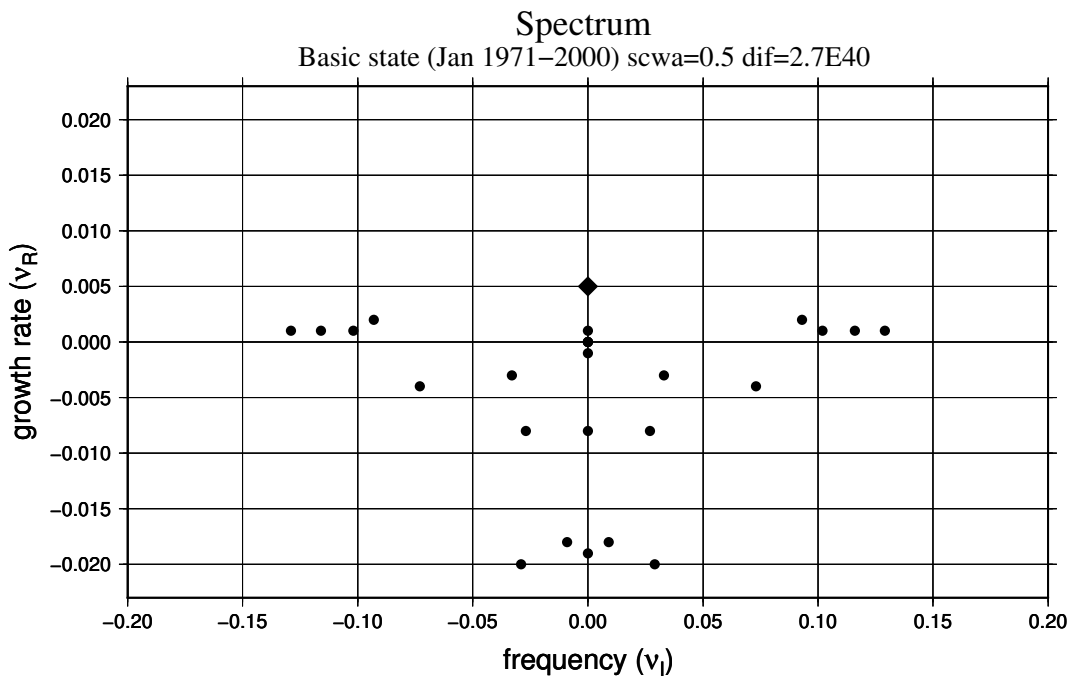
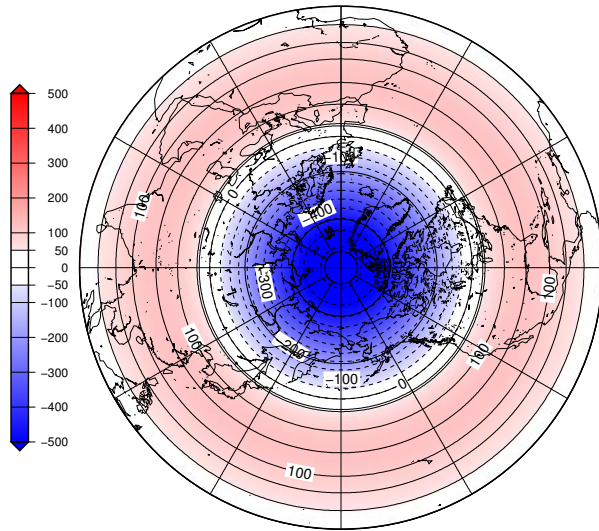


図 11: 北半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.5 倍

Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=0.0 diffusion=2.7E40 0/360



Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=0.5 diffusion=2.7E40 0/360

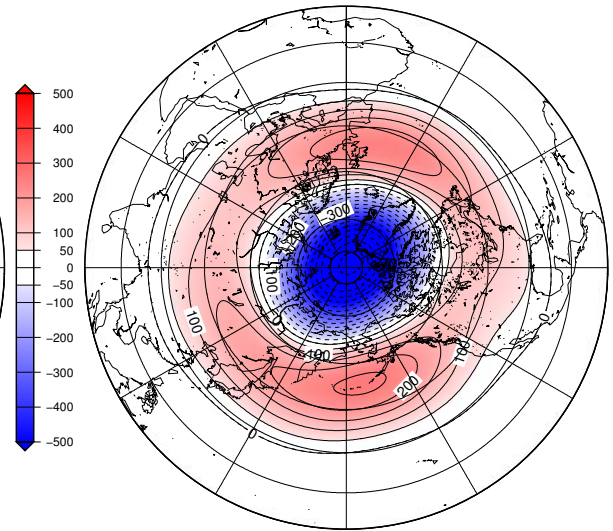


図 12: 北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.0 倍
図 13: 北半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．プラネタリー波の振幅 0.5 倍

Barotropic Height

JJA mean for 1971–2000 scwa=1.0

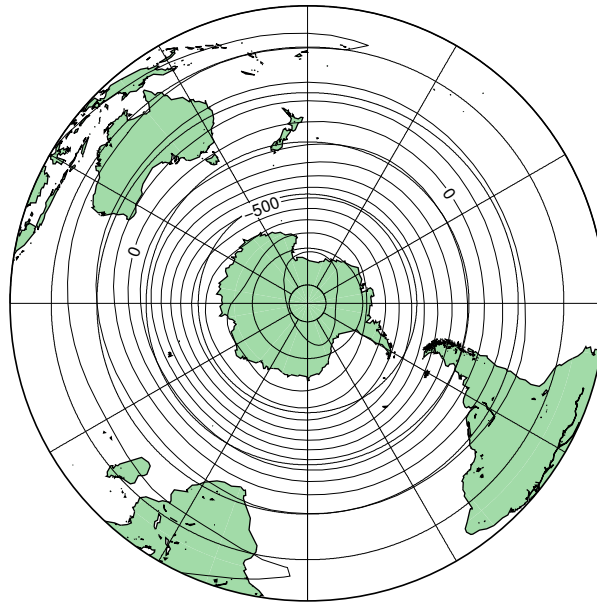


図 14: 南半球 7 月気候値図

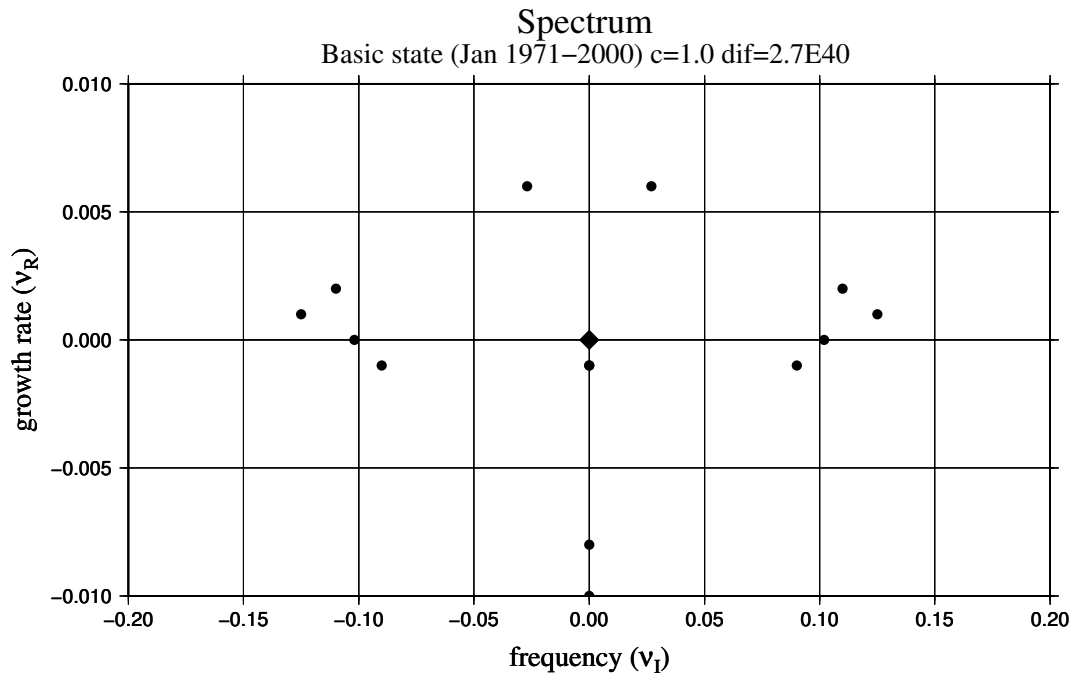


図 15: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．粘性摩擦項は $2.7 \times 10^{40} m^8/s$

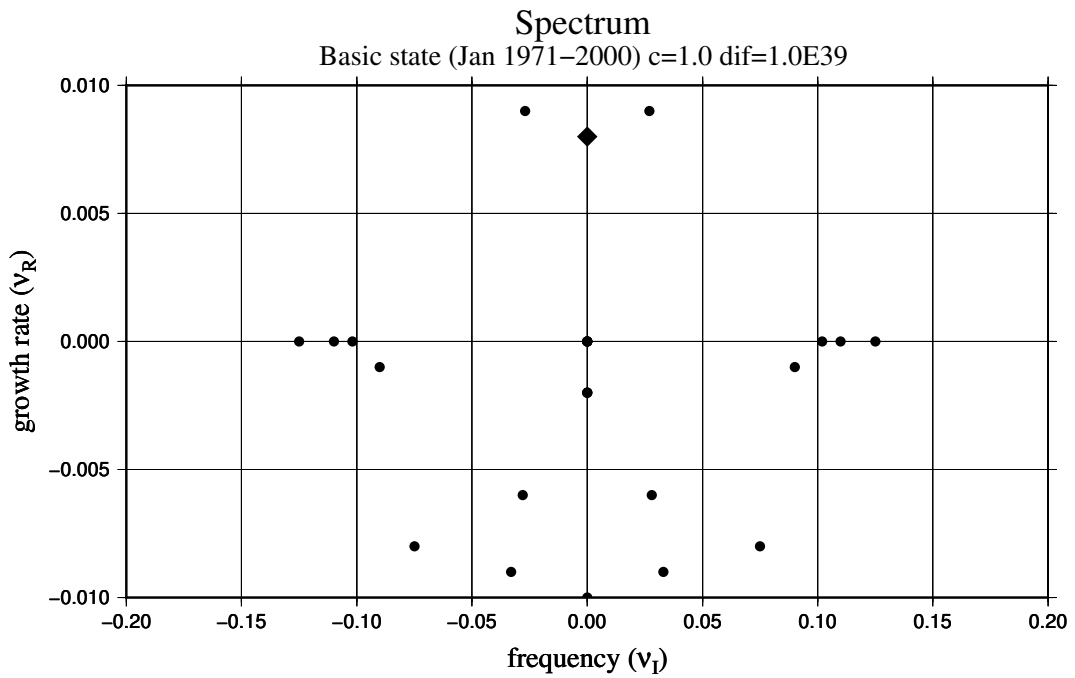


図 16: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．粘性摩擦項は $1.0 \times 10^{39} m^8/s$

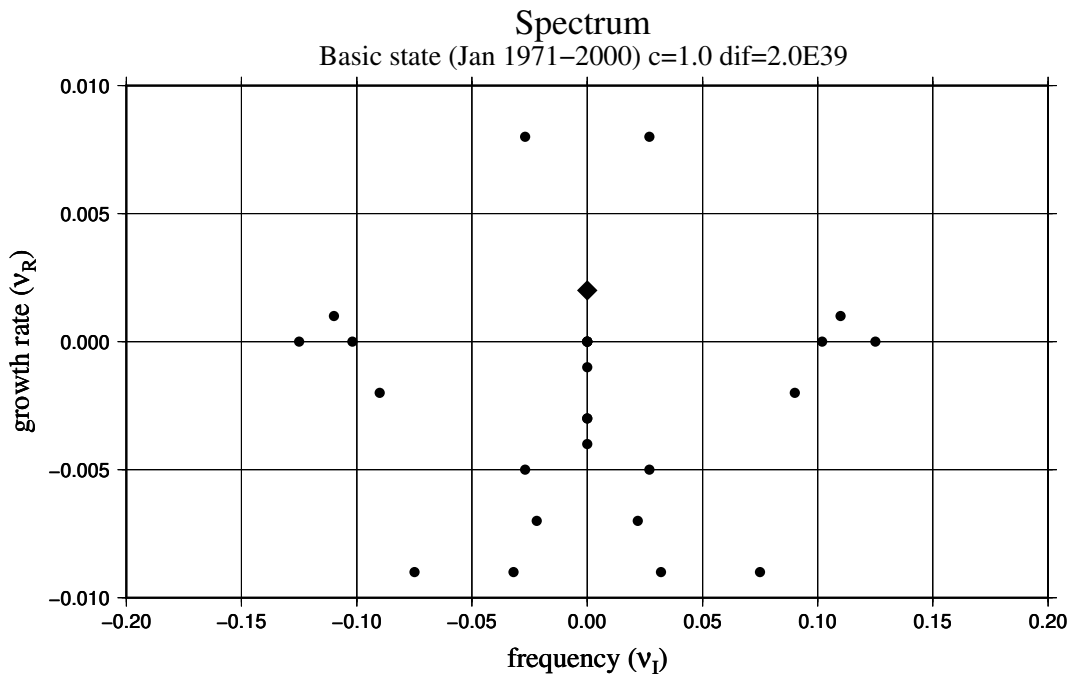


図 17: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．粘性摩擦項は $2.0 \times 10^{39} m^8/s$

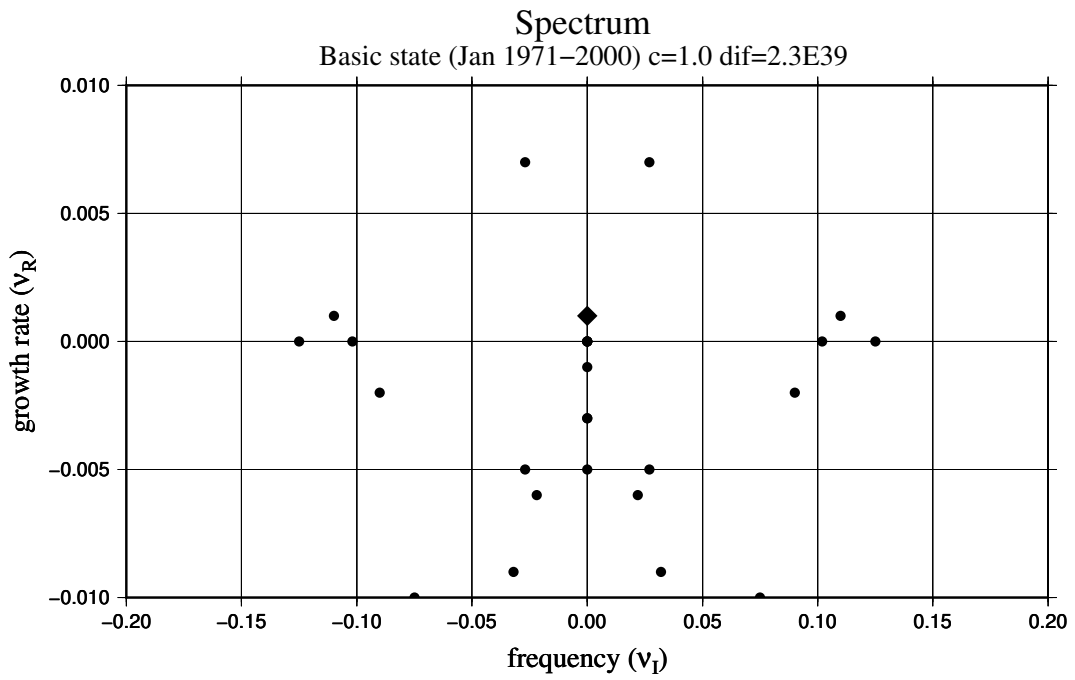


図 18: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．粘性摩擦項は $2.3 \times 10^{39} m^8/s$

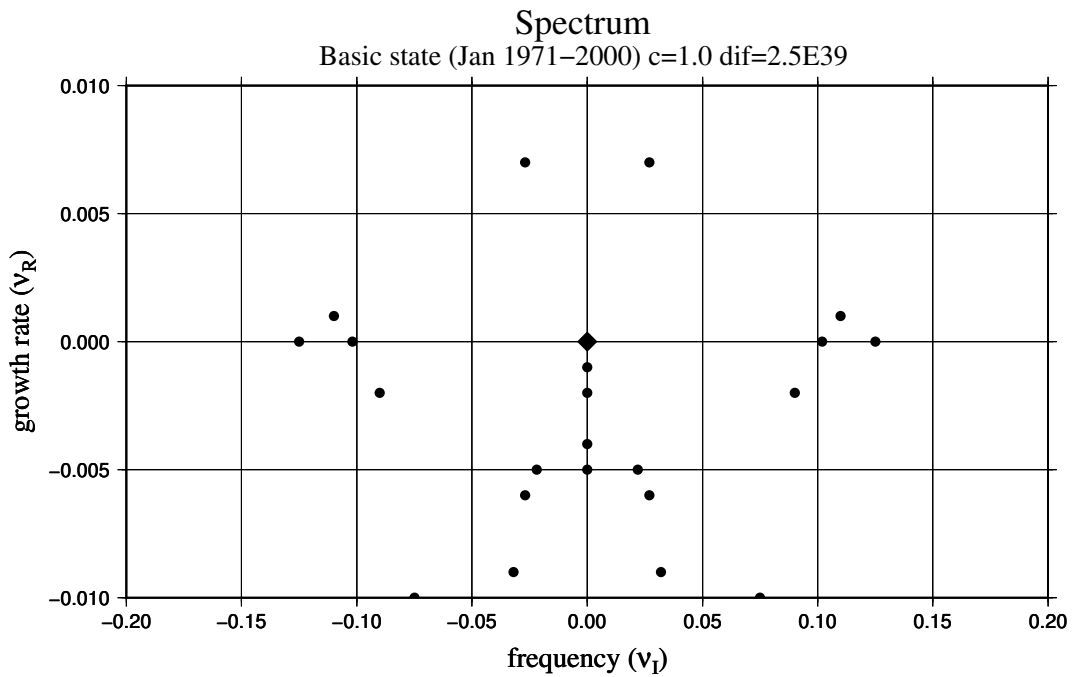


図 19: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．粘性摩擦項は $2.5 \times 10^{39} m^8/s$

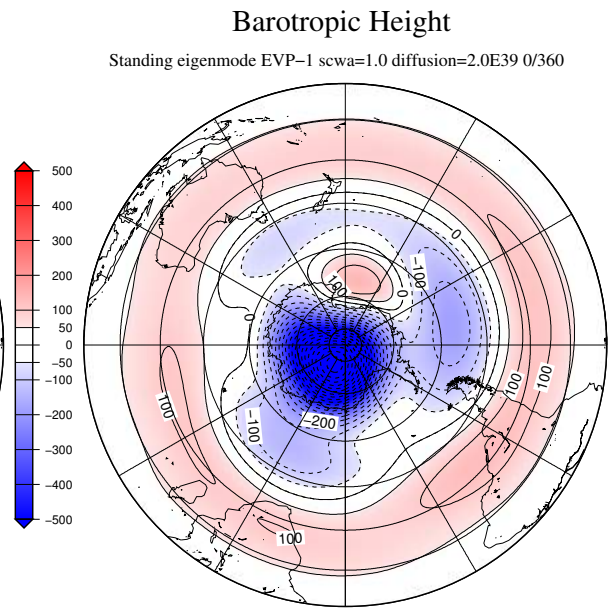
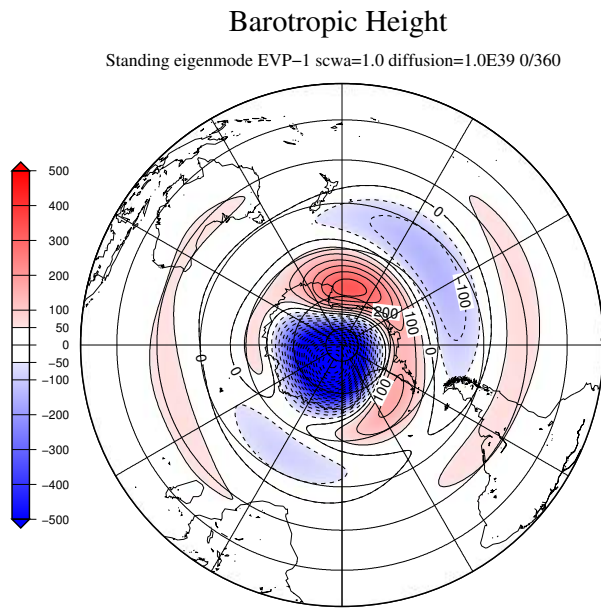


図 20: 南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $1.0 \times 10^{39} m^8/s$

図 21: 南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $2.0 \times 10^{39} m^8/s$

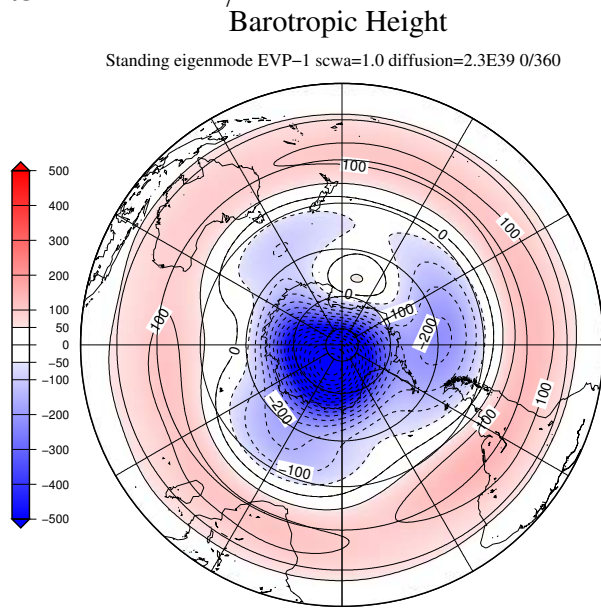
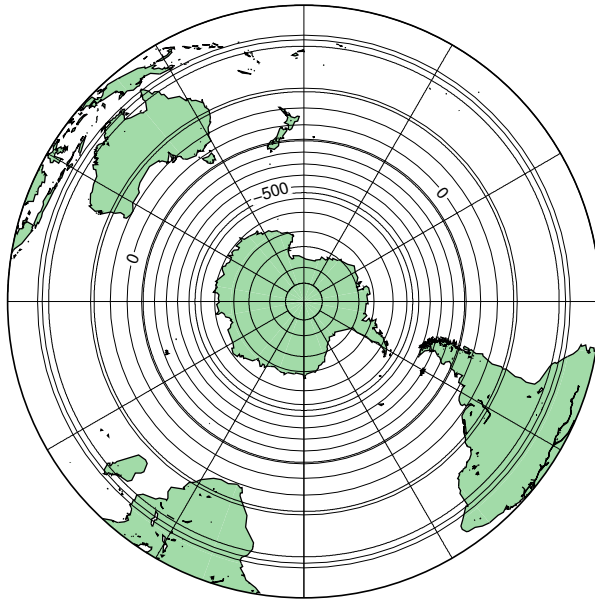


図 22: 南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図．粘性摩擦項は $2.3 \times 10^{39} m^8/s$

Barotropic Height

JJA mean for 1971-2000 scwa=0.0



Barotropic Height

JJA mean for 1971-2000 scwa=0.45

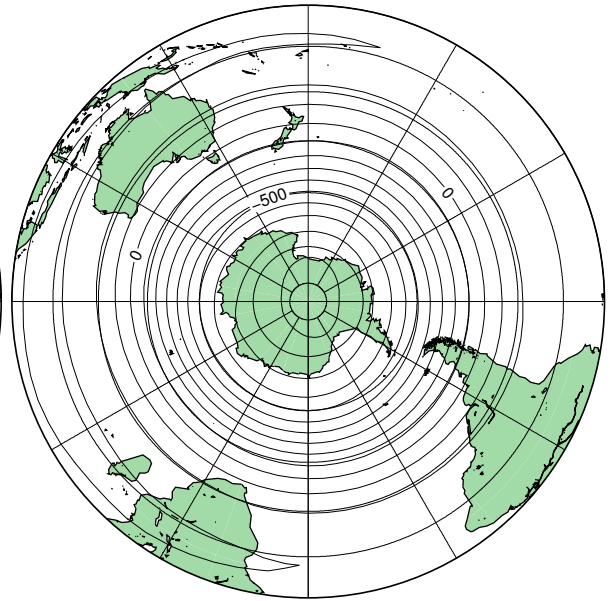


図 23: 南半球 7 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.0 倍
図 24: 南半球 7 月気候値図 . プラネタリー波の振幅 0.45 倍

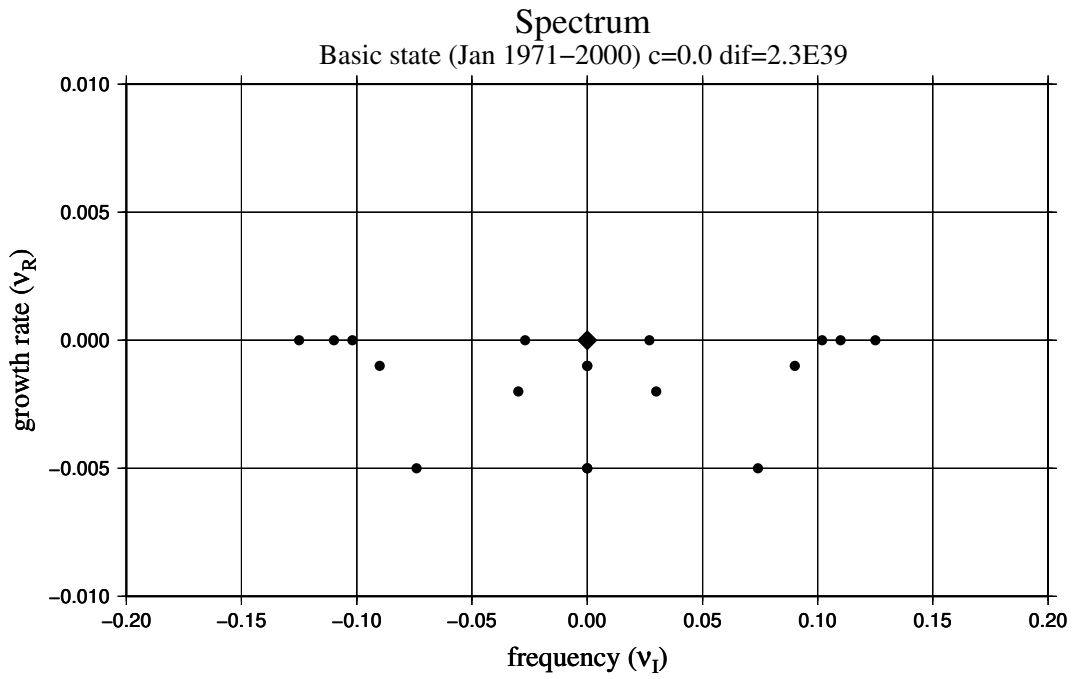


図 25: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.0 倍

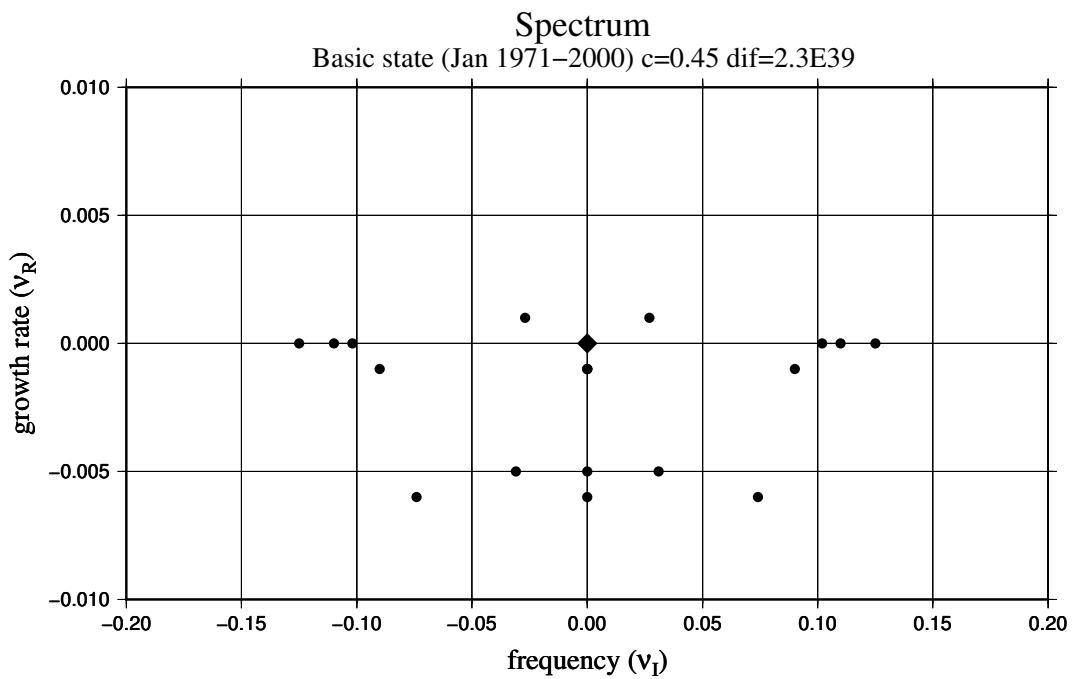
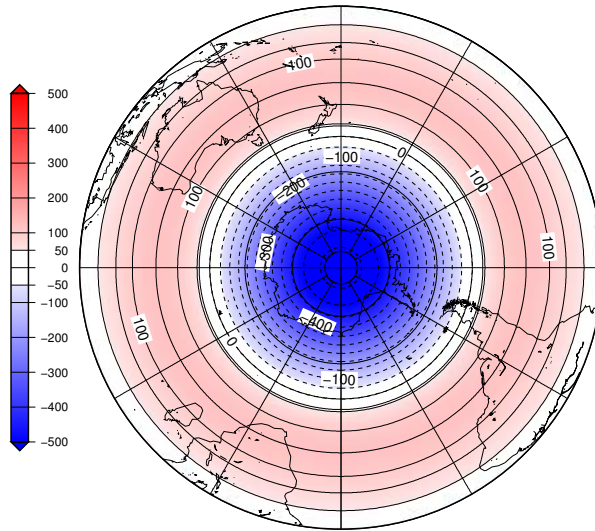


図 26: 南半球における順圧不安定解析の増幅率と振動数の分布図．プラネタリー波の振幅は 0.45 倍

Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=0.0 diffusion=2.3E39 0/360



Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=0.45 diffusion=2.3E39 0/360

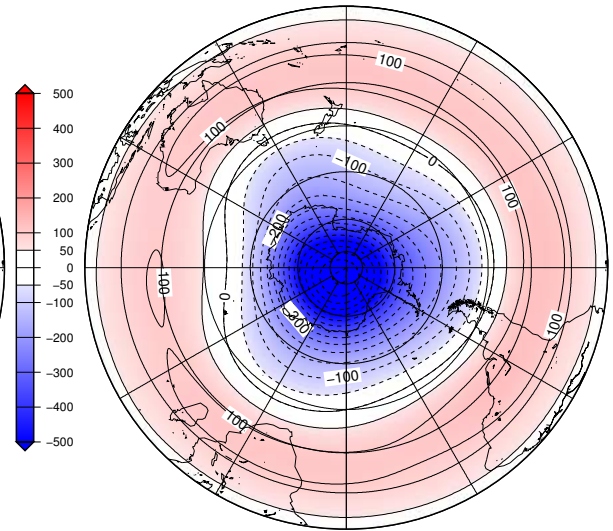


図 27: 南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図. プラネタリー波の振幅 0.0 倍
図 28: 南半球における順圧不安定解析の特異固有モードの順圧高度偏差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍

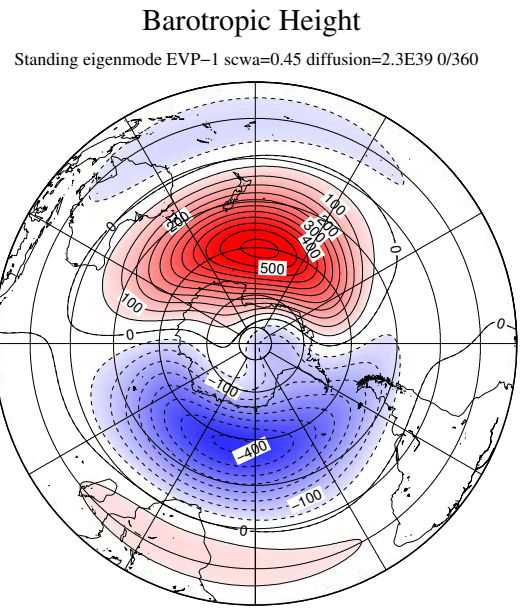
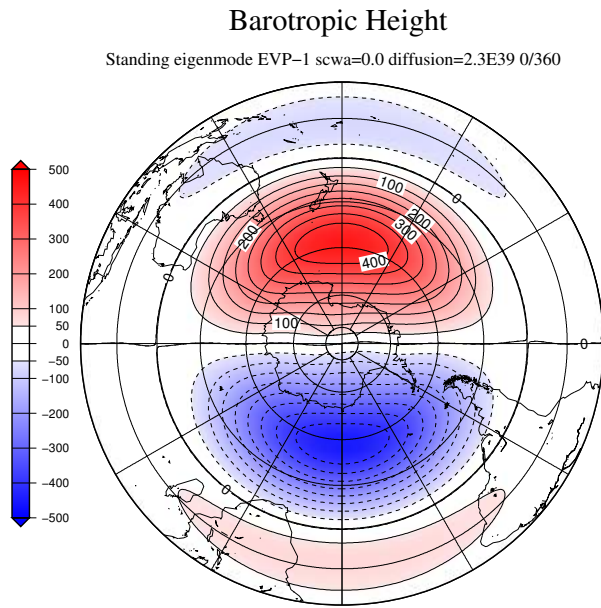


図 29: 南半球における移動波の順圧高度偏 図 30: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.0 倍. ライフ サ 差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
イクルは 0 度 サイクルは 0 度

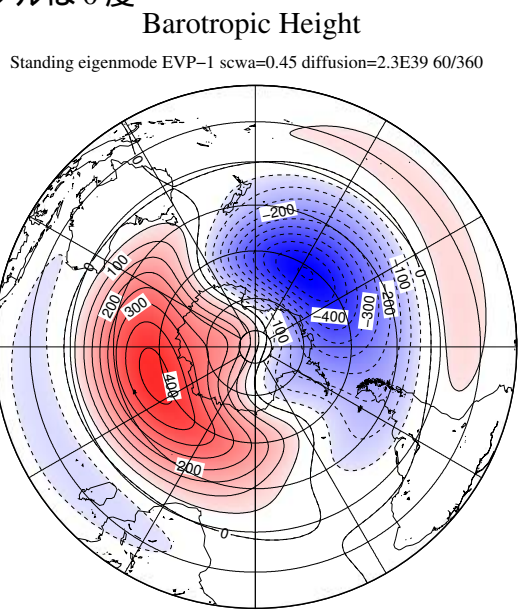
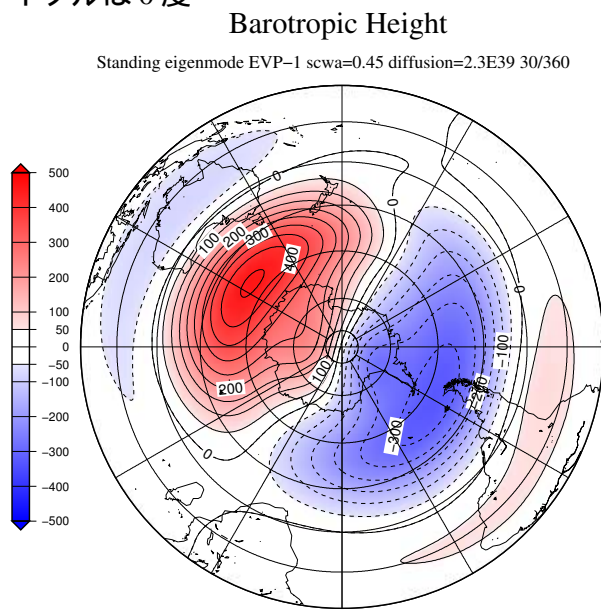


図 31: 南半球における移動波の順圧高度偏 図 32: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ 差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
サイクルは 30 度 サイクルは 60 度

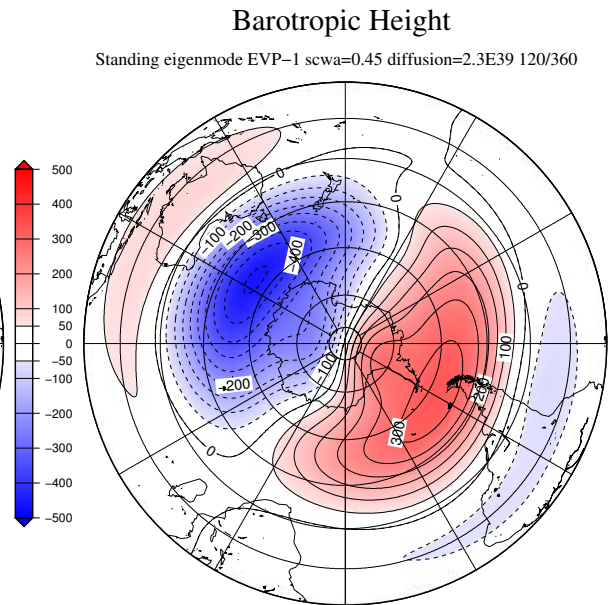
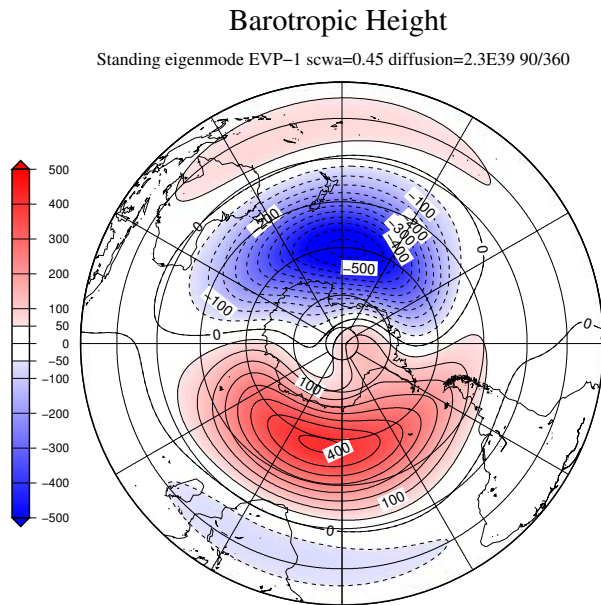


図 33: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
サイクルは 90 度

図 34: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
サイクルは 120 度

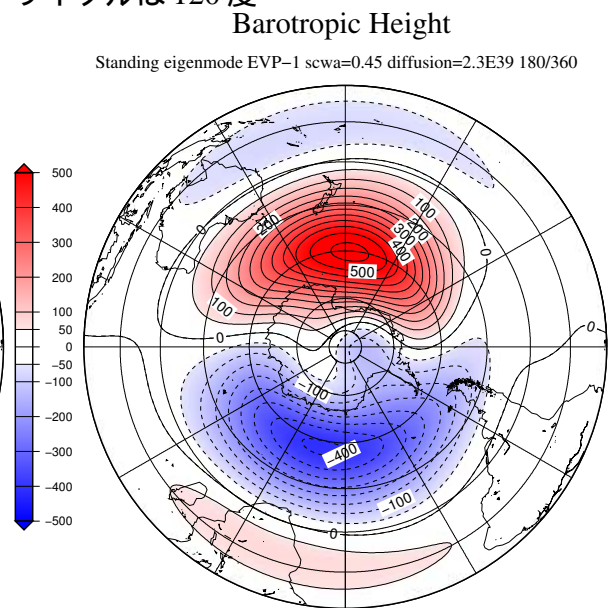
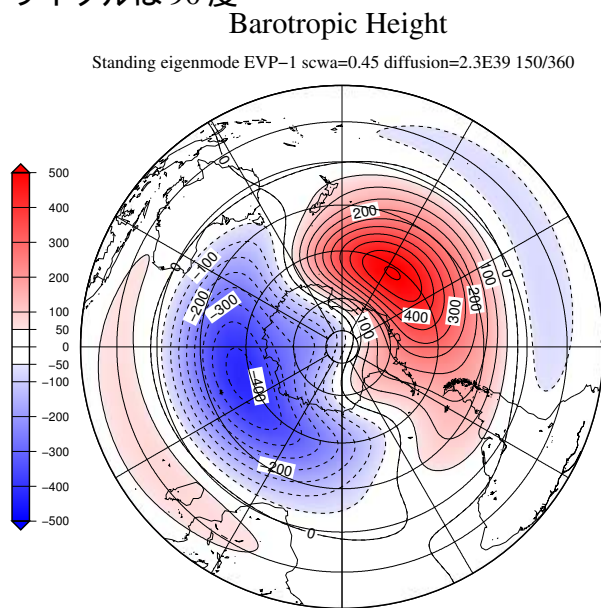


図 35: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
サイクルは 150 度

図 36: 南半球における移動波の順圧高度偏
差図. プラネタリー波の振幅 0.45 倍. ライフ
サイクルは 180 度

Barotropic Height

Standing eigenmode EVP-1 scwa=1.0 diffusion=2.3E39 0/360

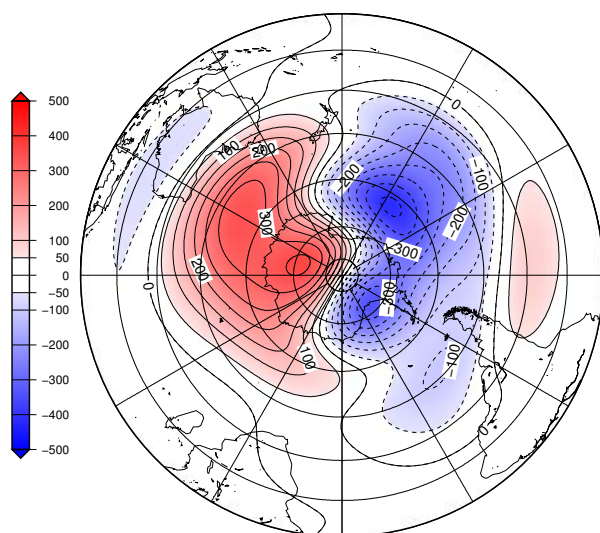


図 37: 南半球における移動波の順圧高度偏差図. プラネタリー波の振幅 1.0 倍. ライフサイクルは 0 度