

平成19年度 卒業論文

地球温暖化予測モデルに見られる
北極振動の解析的研究

筑波大学第一学群自然科学類

地球科学主専攻

200410276

大橋正宏

2008年1月

目次

Abstract	iii
図目次	iv
1 はじめに	1
2 目的	3
3 IPCC AR4モデル	4
3.1 使用データ	4
3.2 解析手法	5
3.3 結果	6
3.3.1 冬平均の EOF1	6
3.3.2 全球平均地上気温	7
3.3.3 内部変動と外部強制応答に見られる EOF1	8
3.3.4 全モデルのアンサンブル平均とバイアスに見られる EOF1	10
3.4 まとめと考察	11
4 順圧 S モデル	12
4.1 順圧 S モデルにおける方程式系	12
4.1.1 3次元スペクトルモデル	12
4.1.2 物理過程	24
4.1.3 固有モードと中立モード	25
4.2 使用データ	29
4.3 解析手法	30
4.4 結果	31
4.4.1 実験 A	31
4.4.2 実験 B	31
4.4.3 実験 C	32
4.5 まとめと考察	33
5 結論	34
謝辞	35

Appendix	36
EOF 解析とは	36
EOF 解析における固有ベクトルの計算方法	37
ラグランジュの未定乗数法	40
参考文献	41

Analytical Study of Arctic Oscillation Simulated by Global Warming Prediction Models

Masahiro OHASHI

Abstract

The Arctic Oscillation (AO) is a dominant atmospheric phenomenon characterized as opposing atmospheric pressure patterns in northern middle and high latitudes. As a long-term variability of surface temperature with recent global warming is highly associated with the Arctic Oscillation Index (AOI), it is attracting attention that the AO is an important research problem in the study of global warming.

In this study, we analyzed the AO simulated by 10 Atmosphere-Ocean General Circulation Models for the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) Fourth Assessment Report. Control scenarios used in this study are the '20th Century Climate in Coupled Model' scenario in 1901-2000 and the 'Special Report on Emission Scenarios-A1B' scenario in 2001-2099.

As a result, a primary mode of the empirical orthogonal functions in winter unexceptionally represents the AO pattern in all models. And 4 models that have some ensemble members simulate a variability of global mean surface temperature well. Then, we analyzed the AO separated in internal variability and external forcing response in a decadal scale variability by using 4 models. Internal variability appears commonly as the AO pattern, however the pattern of external forcing response varied widely with models and scenarios. In addition, timeseries of the AOI of external forcing response represented a remarkable positive trend since late the 20th century with the increase of greenhouse gases. Finally we conducted the same analysis using the barotropic S-model, and we got a similar result as IPCC models. It is concluded that the decadal variability of the AO can be explained by the purely internal variability of the atmosphere.

Key Words: Arctic Oscillation, Arctic Oscillation Index, global warming

目 次

1	北極振動の構造	43
2	CCCMA-CGCM3.1 (T47) で再現された冬平均 SLP の EOF1	44
3	CNRM-CM3 で再現された冬平均 SLP の EOF1	45
4	GISS-AOM で再現された冬平均 SLP の EOF1	46
5	GISS-EH で再現された冬平均 SLP の EOF1	47
6	INM-CM3 で再現された冬平均 SLP の EOF1	48
7	IPSL-CM4 で再現された冬平均 SLP の EOF1	49
8	MIROC3.2 (Medres) で再現された冬平均 SLP の EOF1	50
9	MRI-CGCM2.3.2 で再現された冬平均 SLP の EOF1	51
10	NCAR-PCM で再現された冬平均 SLP の EOF1	52
11	UKMO-HadCM3 で再現された冬平均 SLP の EOF1	53
12	MRI-CGCM2.3.2 (run2) で再現された冬平均 SLP の EOF1	54
13	MRI-CGCM2.3.2 (run3) で再現された冬平均 SLP の EOF1	55
14	MRI-CGCM2.3.2 (run4) で再現された冬平均 SLP の EOF1	56
15	MRI-CGCM2.3.2 (run5) で再現された冬平均 SLP の EOF1	57
16	GISS-EH で再現された全球地上気温偏差の時系列	58
17	MIROC3.2 (Medres) で再現された全球地上気温偏差の時系列	59
18	MRI-CGCM2.3.2 で再現された全球地上気温偏差の時系列	60
19	NCAR-PCM で再現された全球地上気温偏差の時系列	61
20	GISS-EH で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動に対する空間分布)	62
21	GISS-EH で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (外部強制応答に対する空間分布)	63
22	GISS-EH で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動と外部強制応答に対する時系列)	64
23	MIROC3.2 (Medres) で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動に対する空間分布)	65
24	MIROC3.2 (Medres) で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (外部強制応答に対する空間分布)	66
25	MIROC3.2 (Medres) で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動と外部強制応答に対する時系列)	67

26	MRI-CGCM2.3.2 で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動に対する空間分布)	68
27	MRI-CGCM2.3.2 で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (外部強制応答に対する空間分布)	69
28	MRI-CGCM2.3.2 で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動と外部強制応答に対する時系列)	70
29	NCAR-PCM で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動に対する空間分布)	71
30	NCAR-PCM で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (外部強制応答に対する空間分布)	72
31	NCAR-PCM で再現された十年スケールの SLP の EOF1 (内部変動と外部強制応答に対する時系列)	73
32	モデルのバイアスで再現された十年スケールの SLP の EOF1 の空間分布	74
33	モデルのアンサンブル平均で再現された十年スケールの SLP における EOF1 の空間分布	75
34	モデルのバイアスとアンサンブル平均で再現された十年スケールの SLP の EOF1 時系列	76
35	順圧 S モデルで再現された観測に見られる順圧高度場の EOF1 の時系列	77
36	順圧 S モデルで再現された SVD 解析による外力の時系列	77
37	順圧 S モデルで再現された SVD 解析による左ベクトル U と右ベクトル V の構造	78
38	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 A による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例	79
39	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 A による各メンバーおよびアンサンブル平均に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図	79
40	順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 A による内部変動と外部強制応答に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布	80
41	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 B による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例	81
42	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 B による各メンバーおよびアンサンブル平均に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図	81

43	順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 B による内部変動と外部強制応答に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布	82
44	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 C による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例	83
45	順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 C による各メンバーおよびアンサンブル平均に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図	83
46	順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 C による内部変動と外部強制応答に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布	84

1 はじめに

二酸化炭素をはじめとする温室効果ガスの増加など人為的起源の強制に伴い、中高緯度の気候が将来どのように変化するかが注目されている。また、北半球の中高緯度大気的主要な変動として、北極振動 (Arctic Oscillation: AO) がある。

AO とは北緯約 60 度を挟んで南北に地上気圧が逆相関を持つ現象をいい、Thompson and Wallace (1998) において定義された。Thompson and Wallace (1998) は、冬季 (11 月～4 月) の北半球 (北緯 20 度以北) 海面更正気圧 (Sea Level Pressure: SLP) を経験的直交関数 (Empirical Orthogonal Function: EOF) 展開したときの第 1 主成分としてこのような現象が存在していることを提唱した。

図 1 は AO の構造を示しており、気圧偏差の地理的な特徴としては北極域で低圧偏差があり、それを取り囲むように周極域 (主に大西洋と太平洋) で高圧偏差が生じている。このような気圧偏差のときの気温偏差の分布は、グリーンランド付近が低温域、シベリアからヨーロッパにかけてとカナダ北西部が高温域となる。日本はシベリアに中心を持つ大きな高温域の東部に含まれる。このような分布のときを AO 指数 (Arctic Oscillation Index: AOI) が正であるという。AOI が負のときは、分布のパターンが全て逆になる。AOI が正のときにはヨーロッパでは偏西風の強化により温和で雨が多くなり、日本付近では温和な天候が続く。逆に負のときにはヨーロッパでは晴天が続き、寒気の流入で寒冷化すると同時に日本付近も寒冷化する傾向がある。

主要な大気変動として古くから知られている北大西洋振動 (North Atlantic Oscillation: NAO) に伴って現れる北半球の海面気圧パターンが、太平洋を除けば AO のパターンとよく一致することや、NAO と AOI が有意な高い相関を持つことから、NAO が AO の主要部分であるとする見方もある。

AO は十日程度の短いスケール、年々から十年規模の変動、さらにそれ以上の長期傾向を示す。AO パターンが 20 世紀後半において顕著な上昇トレンドを示すことが報告され、その十年スケールの変動と近年の地球温暖化時に見られる気候変動パターンは非常によく対応している。近年の地球温暖化はシベリア付近で最も顕著であり、カナダ北部でも昇温が著しい一方で、グリーンランド周辺の気温は低下するという特徴的な分布が見られる。これは北極振動に伴う地上気温のパターンによく一致している (Hori et al. 2007)。両者の相関から近年の地球温暖化の約 40 % が北極振動の変動として説明できるといわれ (田中 2007)、AO の成因を理解することは温暖化研究において重要である。

Miller et al. (2006) では、気候変動に関する政府間パネル (Intergovernmental Panel on Climate Change: IPCC) の第4次評価報告書 (Fourth Assessment Report: AR4) におけるモデル14個のデータセットの解析から、AOIは温室効果ガスや対流圏硫酸エアロゾルの強制により正のトレンドを示すことが示唆された。また、行本 (2005) で指摘されているように観測される AOI の時系列を見ると 1970 年代以降に顕著な上昇トレンドが見られるが、1990 年代以降は逆に下降トレンドとなっており、大きな振幅の十年規模の変動が含まれている。年々変動より短い時間スケールの AO は、主に力学的な過程による大気の内変動と考えられているが、十年規模などの長い時間スケールにおける変動は、海面水温、海氷分布、陸面、あるいは人為起源および自然起源の外部強制に対する応答などが寄与していることが示唆されている (Hori et al. 2007)。しかし、それら寄与の定量的評価や詳しいメカニズムの解明は十分なされていない。観測に見られる AOI の時系列のうち、内変動と外部強制に対する応答がそれぞれどの程度の割合を占めるかについて、観測結果からはそれらを分離することが難しいためよくわかっていない。行本 (2005) によると、気象研究所の気候モデル (MRI-CGCM2.3) を用いた複数の気候予測のアンサンブル平均は温室効果ガスの増加という外部強制の応答であり、それが AO パターンになる一方で、そのスプレッドに見られる内変動もまた AO パターンになることが報告されている。

2 目的

本研究では, Hori et al. (2007), Miller et al. (2006) を参考に IPCC の AR4 で実施された 10 個の気候予測に見られる AO を解析し, 行本 (2005) の手法で平均的な強制応答パターンと, そこからのばらつきの特徴を解析することで, 地球温暖化時に見られる AO の特徴とその成因を明らかにする. また順圧 S モデルにおいても同様の解析を試みる.

3 IPCC AR4モデル

3.1 使用データ

IPCC AR4モデルにおける解析で使用したデータは、IPCCのAR4で使用された10個の大気海洋結合モデルにおける20世紀気候再現(20th Century Climate in Coupled Model; 20C3M)実験、温暖化シナリオ(Special Report on Emission Scenarios-A1B; SRES-A1B)実験結果の月平均のSLPと地上気温のデータである。

20C3M実験はモデルに19世紀末から20世紀の既知の外部強制力を与えることにより20世紀の気候変化を再現する実験である。またSRES-A1Bシナリオは温室効果ガスによる応答を表現しており、グローバル化の増加や急速な経済成長のもとで2100年までに二酸化炭素濃度を720ppmに固定している。

20世紀を20C3M実験、21世紀をSRES-A1B実験で行い、期間は1901年から2099年とした。また10個のモデルの詳細は以下のとおりである。

Model	Country	Horiz. Res	Levels	Top	Ensemble Size	
					20C	21C
CCCMA-CGCM3.1 (T47)	Canada	3.75 ° × 3.75 °	32	1 hPa	5	2
CNCM-CM3	France	2.8 ° × 2.8 °	45	0.05 hPa	1	1
GISS-AOM	USA	3 ° × 4 °	12	10 hPa	2	2
GISS-EH	USA	4 ° × 5 °	20	0.1 hPa	5	3
INM-CM3.0	Russia	4 ° × 5 °	21	10 hPa	1	1
IPSL-CM4	France	2.5 ° × 3.75 °	19	4 hPa	2	1
MIROC3.2 (Medres)	Japan	2.8 ° × 2.8 °	20	30 km	3	3
MRI-CGCM2.3.2	Japan	2.8 ° × 2.8 °	30	0.4 hPa	5	5
NCAR-PCM	USA	2.8 ° × 2.8 °	18	2.9 hPa	4	4
UKMO-HadCM3	UK	2.5 ° × 3.75 °	19	10 hPa	2	1

3.2 解析手法

それぞれのモデルごとに、北半球 (北緯 20 度以北) の冬 (DJF) 平均 SLP 偏差を 20 世紀と 21 世紀をつなげて EOF 解析し、その EOF 第 1 モード (EOF1) を見る。EOF 解析の詳細については Appendix を参照のこと。

次に行本 (2005) の手法により、AO の十年スケール変動を外部強制に対する応答と内部変動に分けて解析する。解析に使用するモデルは 20 世紀、21 世紀ともにアンサンブルメンバーが 3 つ以上揃っている GISS-EH, MIROC3.2 (Medres), MRI-CGCM2.3.2, NCAR-PCM の 4 個である。これらメンバー間では内部変動は独立であるが、外部強制力は共通であるので、実験のアンサンブル平均が外部強制に対する応答とみなされ、またアンサンブル平均を差し引いた残差は内部変動とみなすことができる。まず、年平均した北半球 (北緯 20 度以北) SLP 偏差から 11 年のローパスフィルタで十年変動成分を取り出す。さらに、外部強制に対する応答と内部変動成分とに分離するため、アンサンブル平均とそれからの残差に分け、残差はメンバー分をつなぎ合わせて 1 つの長期データとして扱う。EOF1 を計算し、それぞれの特徴を解析する。20 世紀と 21 世紀は別々に計算を行った。

最後に全モデルのコントロールランにおける 11 年のローパスフィルタを施した SLP 偏差のアンサンブル平均とそれを差し引いた残差について同様に 20 世紀、21 世紀それぞれ EOF1 を計算する。各モデルの格子点数を合わせるために、Bilinear 内挿を用いた。

3.3 結果

3.3.1 冬平均の EOF1

モデルの表現する AO がどの程度現実的かを検証しておくことは、モデルの AO の変動に対する信頼性を評価する上で重要である。図 2 から図 11 に IPCC の AR4 モデル 10 個における、それぞれの冬平均 SLP 場の EOF1 の空間分布と時系列を示した。

空間分布を見ると、どのモデルも共通して北極域で負の偏差、その周りの中緯度で正の偏差となった。さらに負の偏差の極大はアイスランド付近にあるものが多く、その南側の大西洋の正偏差とでダイポール構造をなして NAO 的なパターンを示している。一方で太平洋にも正の偏差が見られた。大西洋と太平洋それぞれの正偏差の大きさを比べるとモデル間によって異なっているのがわかる。例えば、GISS-EH, INM-CM3.0, MIROC3.2 (Medres), NCAR-PCM, UKMO-HadCM3 は太平洋側に正偏差の極大が見られ、GISS-AOM, IPSL-CM4 は大西洋側に正偏差の極大がある。全体的に正偏差の大きさが観測に比べて大きく再現されている。どちらにしても、これらの構造の全体的な特徴は観測されるパターンとよく一致し、どのモデルも例外なく EOF1 は現実的な AO パターンとなったといつてよい。

時系列を見ると、NCAR-PCM において、上昇トレンドが 20 世紀末から 21 世紀頭にかけて見られた。また若干ではあるが、CNRM-CM3, GISS-EH, IPSL-CM4, UKMO-HadCM3 においても 21 世紀にかけての上昇トレンドが見られる。下降トレンドとなるものは 1 つもなかった。これら以外に年々変動の時系列にはそれほど目立った特徴は見られなかった。

また図 12 から図 15 は、MRI-CGCM2.3.2 の図 9 で用いたメンバーとは異なる、残りの 4 メンバーにおける EOF1 の空間分布と時系列である。極域に見られる負の偏差、大西洋と太平洋に見られる正の偏差の分布や大きさは全て図 9 と似たような構造を再現し、いずれのメンバーにおいても AO パターンとなることがわかった。各メンバーは独立と見なせるので、もちろんメンバー間の時系列にはほとんど相関がない。

3.3.2 全球平均地上気温

20 世紀, 21 世紀の気候変化をモデルがどのように再現し予測しているかを確認するため, 最も代表的でかつ観測データの信頼性が比較的高い全球平均地上気温の変化について調べたものが図 16 から図 19 である. 20C3M 実験と SRES-A1B シナリオ実験による各メンバーの気候値 (100 年平均) からの偏差の時系列およびそれらのアンサンブル平均を示している.

20 世紀の 100 年間においては GISS-EH と MIROC3.2 (Medres) で約 0.75 の上昇, MRI-CGCM2.3.2 と NCAR-PCM で約 1 の上昇が見られる. また数十年規模の変化傾向としてはどのモデルも共通して 20 世紀前半に小さな上昇トレンドがあり, 20 世紀半ばは上昇がやや停滞し, 1970 年代以降に急激な上昇を示している. 行本 (2005) の観測値と比べると, 変化量, 変化傾向ともにどのモデルも 20 世紀の気候変化において, 外部強制応答の大きさおよび内部変動の大きさがほぼ現実的であることがわかった.

また 21 世紀の 100 年間については, GISS-EH で約 2.0 , MRI-CGCM2.3.2 と NCAR-PCM で約 2.5 , MIROC3.2 (Medres) で約 4.0 の上昇を示しており, 上昇幅は 20 世紀の 2 倍から 4 倍ほど大きく予測している. 変化傾向はどのモデルも例外なく単調増加となっていた.

3.3.3 内部変動と外部強制応答に見られる EOF1

図 20 から図 31 は、十年スケールの SLP 場の内部変動と外部強制応答それぞれにおける EOF1 の空間分布と時系列を示している。

GISS-EH

GISS-EH (図 20 から図 22) を見ると、内部変動においては 20 世紀、21 世紀ともに AO パターンとなった。ただし、大西洋の正偏差の極大がアメリカ大陸側にあり、観測される AO とは若干異なっている。極域の負偏差はアイスランド付近への集中など、観測される AO とよく似ていた。外部強制応答による EOF1 も同様に AO に似た構造が再現された。内部変動に比べて極域の負偏差や中緯度の正偏差の位置は同じだが、寄与率が高くなっており、特に 21 世紀では AO パターンが 87.2 % という非常に高い割合を占めている。時系列を見ると、外部強制応答においては、20 世紀は 1930 年頃から 1970 年頃までやや下降トレンドの後、20 世紀末にかけて比較的大きな上昇トレンドを示している。わずかではあるが 1990 代の下降トレンドを含め、これらは観測された AO の長期変動傾向とほぼ一致している。内部変動については、各メンバーは独立と見なせるため、当然ながらメンバー間の時系列にはほとんど相関がない。1970 年以前の内部変動による振幅は外部強制応答のそれよりも大きく、20 世紀半ばまでの数十年スケールの AO の変動は内部変動である可能性が高いと思われる。21 世紀になると温室効果ガスの増加という外部強制に伴い、AOI の単調増加が見られる。

MIROC3.2 (Medres)

MIROC3.2 (Medres) (図 23 から図 25) による解析結果からは、内部変動は 20 世紀、21 世紀ともに極域の負偏差、大西洋、太平洋の正偏差の位置からきれいな AO の構造が現れたことがわかる。一方で外部強制応答はというと 21 世紀では寄与率が 86.0 % の AO パターンが再現されたが、20 世紀は極域に負の偏差が見られるも大西洋に正偏差の応答がほとんどなく、太平洋の正偏差の位置も北東にずれており、AO パターンとは言いがたい結果となった。AOI の時系列においては GISS-EH と異なり、20 世紀の外部強制応答が単調増加している。したがって観測による AO の長期変動をあまり再現できていない。21 世紀は同様に単調増加を示している。

MRI-CGCM2.3.2

MRI-CGCM2.3.2 (図 26 から図 28) も内部変動のパターンは同様に 20 世紀, 21 世紀ともに観測される AO によく似たものとなっている。ただし, 観測される AO では中緯度の正偏差の極大が大西洋にあるのに対し, 数十年スケールの内部変動では太平洋に見られる。外部強制応答のパターンは 20 世紀においては AO に似た環状パターンであるが, 大西洋の正偏差が東にシフトしており, 極域の負偏差も北極海からベーリング海へと伸びていた。21 世紀になると, 太平洋全域は負の偏差となり AO パターンは崩れてしまう。これは GISS-EH や MIROC3.2 (Medres) とは異なる結果となった。寄与率も 77.1% と高めであるので EOF2 を見る必要性はない。尚, 20 世紀のパターンにおいては内部変動, 外部強制応答ともに行本 (2005) と同様の結果が得られた。一方で AOI の時系列を見てみると, 外部強制応答は 1930 年頃から 1990 年頃までの変動は GISS-EH と似たものとなり, 観測された AO の長期変動傾向をよく再現している。しかし観測に見られた 1990 年代の下降トレンドは再現できていない。行本 (2005) では, 1970 年代以降の観測された顕著な AOI の上昇トレンドは統計的にも過去に例のない振幅で, 再現された外部強制応答による振幅はその 3 分の 1 くらいしかないが, 内部変動の振幅をこれに足し合わせると観測された振幅に匹敵するとされている。21 世紀の外部強制応答による AOI は同様に単調増加のトレンドとなった。

NCAR-PCM

NCAR-PCM (図 29 から図 31) においては, 内部変動は 20 世紀と 21 世紀ともに他のモデルに共通して AO パターンとなる。外部強制応答は 20 世紀は, 極域の負偏差のアイスランド付近の集中が弱いもののはっきりと AO パターンが現れた。しかしながら, 21 世紀は大西洋の一部に正の偏差が見られるだけで中緯度にまで負の偏差が広がり, AO の構造は見られなくなっている。これは前述にあるように MRI-CGCM2.3.2 と似た傾向である。また時系列を見ると, 21 世紀に関してはこれまでのモデルと同様に外部強制応答が単調増加する様子が見られるが, 20 世紀の変動は他とは異なり 1930 年代半ば頃まで下降, その後 1960 年頃までに上昇・下降, さらに 1990 年頃までに大きな上昇・下降トレンドがあり, 20 世紀末に再度上昇している。

3.3.4 全モデルのアンサンブル平均とバイアスに見られる EOF1

図 32 から図 34 は 10 個のモデルのコントロールランのアンサンブル平均とそれを差し引いたバイアスに見られる EOF1 の空間分布と時系列の図である。

バイアスは 20 世紀, 21 世紀ともに共通して極域の負偏差と大西洋・太平洋の正偏差により観測に見られるような AO の構造が再現されている。一方でモデルのアンサンブル平均も 20 世紀, 21 世紀で AO パターンとなった。特に 21 世紀は EOF1 の寄与率が 88.1 % と非常に高い値を示している。

尚, AOI の時系列を見るとモデルのアンサンブル平均は, 1930 年頃から 1950 年頃までの緩やかな上昇, その後 1970 年頃までの下降トレンドに加え, 20 世紀末には大きな上昇トレンドとなった。観測に見られる AOI を上手く再現できていないのがわかる。21 世紀になるとアンサンブル平均に見られる AOI は, やはり単調増加となっている。

3.4 まとめと考察

IPCC の AR4 モデル群における 20 世紀, 21 世紀の冬平均 SLP 偏差場の EOF1 の構造は, 北極域で負偏差, 大西洋と太平洋で正偏差となり例外なく AO パターンとなった。この結果は, Hori et al. (2007), Miller et al. (2006) に一致した。中緯度に見られる正偏差は観測に比べて大きく再現されているが, SRES-A1B シナリオの影響であると考えられる。AOI の時系列には上昇トレンドとなるものがいくつか見られ, 20 世紀末以降の温室効果ガスの増加という外部強制が年々変動の時系列にも増加トレンドを及ぼすことが見て取れた。

それぞれのモデルは 20 世紀に観測された全球平均地上気温の数十年規模のトレンドや変化量をよく再現し, 21 世紀の変化傾向はどれも単調増加を示していた。21 世紀の変化量は各モデルで 2 ~ 4 と異なった。

また, 十年スケール変動について内部変動と外部強制応答に分離して解析した結果, 内部変動に見られる EOF1 の構造は 20 世紀と 21 世紀ともに共通して AO パターンとなる一方で, 外部強制応答のパターンはモデル間, シナリオ間で大きく異なることが示された。内部変動の EOF1 が AO パターンになることは, 4 つのモデルとも内部変動の AO の構造が前に示した分離する前の年々変動のパターンに似ていることから, 外部強制応答に対応するアンサンブル平均の変動幅が小さいためそれを差し引いても元々の AO の構造が現れてくると解釈できる。外部強制応答に関しては, モデル間にもシナリオ間にも共通性が見られず今回の結果だけからでは説明が難しい。Shindell et al. (1999) は, 二酸化炭素倍増に対する AO の応答を調べたモデル実験において, モデルが成層圏を十分な高さまで表現することが重要であることを示唆している。今回使用したモデルの中で最も高くまで成層圏を表現しているのは GISS-EH であり, 外部強制応答に見られる AOI の時系列も一番観測の AO の長期的変動に一致していた。そして唯一外部強制応答が 20 世紀, 21 世紀ともに AO に似たパターンになったのもこのモデルであった。これは非常に興味深い結果である。AOI の時系列においては, どのモデルも外部強制応答の AO 的変動が 20 世紀末以降に増加トレンドを示しており, 今後観測される AO のトレンドのかなりの部分が温室効果ガスの増加という人為的な強制力によるものと考えられた。

最後に全モデルのアンサンブル平均とそこからのバイアスについて EOF 解析を行ったところ, 両者の EOF1 の構造は共に AO パターンとなり, アンサンブル平均に見られる AOI の時系列は 20 世紀の観測を上手く再現できていないことが確認された。21 世紀の AOI は単調増加を示していた。

4 順圧Sモデル

4.1 順圧Sモデルにおける方程式系

4.1.1 3次元スペクトルモデル

本章では, Tanaka (2003) で開発された大気大循環モデルを用いた.

支配方程式

このモデルの基礎方程式系は, 球面座標系 (緯度 θ , 経度 λ , 気圧 p) で表された水平方向の運動方程式, 熱力学第一法則の式, 質量保存則, 状態方程式, 静力学平衡の式から成り立つ (小倉 1978).

• 水平方向の運動方程式

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

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

• 熱力学第一法則の式

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

• 質量保存則

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

• 状態方程式

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

• 静力学平衡の式

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

これらの方程式で用いられている記号は次の通りである.

θ : 緯度	α : 比容
λ : 経度	ω : 鉛直 p 速度
u : 東西方向の風速	F_u : 東西方向の摩擦
v : 南北方向の風速	F_v : 南北方向の摩擦
V : 水平方向の風速	Q : 非断熱加熱率
ϕ : ジオポテンシャル	Ω : 地球の自転角速度 ($7.29 \times 10^{-5}[\text{rad/s}]$)
p : 気圧	a : 地球の半径 ($6.371 \times 10^6[\text{m}]$)
t : 時間	c_p : 定圧比熱 ($1004[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$)
T : 気温	R : 乾燥気体の気体定数 ($287.04[\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}]$)

そして上記の方程式の中で熱力学第一法則の式に質量保存則, 状態方程式, 静力学平衡の式を代入することによって, これらの基礎方程式系を3つの従属変数 (u, v, ϕ) のそれぞれの予報方程式で表すことができる (Tanaka 1991).

まず始めに気温 T と比容 α , ジオポテンシャル ϕ について以下のような摂動を与える.

$$T = T_0 + T' \quad (7)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha' \quad (8)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi' \quad (9)$$

ここで T_0, α_0, ϕ_0 はそれぞれ全球平均量であり, T', α', ϕ' は全球平均量からの偏差である. (7) から (9) 式を状態方程式と静力学平衡の式に適用すると,

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

$$p\alpha' = RT' \quad (11)$$

$$\frac{d\phi_0}{dp} = -\alpha_0 \quad (12)$$

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

これら (7) ~ (13) 式を用いて熱力学第一法則の式を変形すると,

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (14)$$

となる. ここで $T_0 \gg T'$ が成り立つので, (14) 式の左辺の第3項において, 気温の摂動の断熱変化項は無視することができる. つまり,

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

である。また左辺の第4項において、全球平均気温 T_0 を用いることで、以下のような大気の静的安定度パラメータ γ を導入することができる (Tanaka 1985)。

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

よってこの関係式を用いて (14) 式を変形すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \omega = \frac{Qp}{c_p \gamma} \quad (17)$$

さらに (17) 式の両辺を p で微分し、質量保存則を適用すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ & = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。以上より熱力学第一法則の式 (3) から気温 T と比容 α を消去し、摂動ジオポテンシャル ϕ' の予報方程式を導くことができた。これによって3つの従属変数 (u, v, ϕ') に対して、3つの予報方程式 (1), (2), (18) 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つに式をまとめて行列表示すると次式のようなになる (Tanaka 1991)。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (19)$$

τ は無次元化された時間であり、 $\tau = 2\Omega t$ である。式 (19) の各記号は以下の通りである。

\mathbf{U} : 従属変数ベクトル

$$\mathbf{U} = (u, v, \phi')^T \quad (20)$$

\mathbf{M}, \mathbf{L} : 線形演算子

$$\mathbf{M} = 2\Omega \text{diag} \left(1, 1, -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \right) \quad (21)$$

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{\partial \theta} & 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

\mathbf{N} : 非線形項ベクトル

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \omega p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] \end{pmatrix} \quad (23)$$

\mathbf{F} : 外部強制項からなるベクトル

$$\mathbf{F} = \left(F_u, F_v, \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \right)^T \quad (24)$$

ただし,

$diag()$: 対角行列

$()^T$: 転置行列

とする.

式 (19) の基礎方程式系の基本状態として, 断熱かつ摩擦なし, つまり ($F = 0$) の静止大気 ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{\phi}$) = 0 を考え, そこに微小擾乱 (u', v', ϕ') を与える. このとき式 (19) の非線形演算子 \mathbf{N} は,

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

2 次以上の摂動項を無視すると, 結局 $\mathbf{N} = 0$ となり, 式 (19) を線形化した基本状態は以下のように表せる.

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U}' = 0 \quad (25)$$

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

これ以降は簡単のため, $\mathbf{U}' = (u', v', \phi')^T$ を $\mathbf{U} = (u, v, \phi)^T$ と略記する.

鉛直構造関数

このベクトル方程式 (25) において, 鉛直構造関数 $G_m(p)$ を導入して, 鉛直方向と水平方向に変数分離を行う.

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = (u, v, \phi)^T$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{m=0}^{\infty} (u_m, v_m, \phi_m)^T G_m(p) \\
&= \sum_{m=0}^{\infty} U_m(\lambda, \theta, \tau) G_m(p)
\end{aligned} \tag{26}$$

ここで添字の m は鉛直モード番号 (vertical mode number) を意味する. これを式 (27) に代入し, 分離された各変数に関する方程式を導く.

$$\frac{d}{dp} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} + \frac{1}{gh_m} G_m = 0 \tag{27}$$

$$\frac{1}{gh_m} \frac{\partial \phi_m}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \tag{28}$$

常微分方程式 (27) を鉛直構造方程式 (vertical structure equation) と呼ぶ. また水平風成分についても同様に鉛直構造関数を導入して,

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi_m}{\partial \lambda} = 0 \tag{29}$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \tag{30}$$

と導ける. 式 (28), (29), (30) をまとめて水平構造方程式 (horizontal structure equation) と呼ぶ. ここで分離定数中の h_m は長さの次元 (L) をもち, 鉛直構造方程式 (27) の固有関数である鉛直構造関数 $G_m(p)$ に対する固有値として求まる. また, 水平構造方程式 (28) は流体層の厚さ h_m の線形浅水方程式系と同じ形であることから, h_m は等価深度 (equivalent height) の意味を持つ.

鉛直構造関数 $G_m(p)$ の正規直交性により, 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できる.

$$f(p) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m G_m(p) \tag{31}$$

$$f_m = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp \tag{32}$$

ここで f_m は第 m 鉛直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 番目のモードに関しては鉛直方向に m 個の節を持つ. 本研究で用いた順圧スペクトルモデルは, 鉛直モード $m = 0$ の順圧モードだけを考慮したモデルであり, 鉛直方向に平均した大気の特性を考慮するのに適したモデルであると

いえる. 順圧モード $m = 0$ における等価深度 h_0 は 9728.4m である.

水平構造関数

前節で, 第 m 鉛直モードの鉛直構造関数の固有値として得た等価深度を用いて, 水平構造方程式 (28), (29), (30) を解く. ここで式 (28), (29), (30) を

$$\mathbf{M}_m \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{U}_m + \mathbf{L} \mathbf{U}_m = 0 \quad (33)$$

と行列表記する. 添字の m は第 m 鉛直モードを意味する. ただし

$$\mathbf{M}_m = 2\Omega \text{diag} \left(1, 1, \frac{1}{gh_m} \right)$$

$$\mathbf{U}_m = (u_m, v_m, \phi_m)^T$$

である. ここで次のスケール行列 $\mathbf{X}_m, \mathbf{Y}_m$ を導入する.

$$\mathbf{X}_m = \text{diag} \left(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, gh_m \right) \quad (34)$$

$$\mathbf{Y}_m = 2\Omega \text{diag} \left(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, 1 \right) \quad (35)$$

これらを式 (33) に以下のように作用させる.

$$\left(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m \right) + \left(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m \right) \left(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m \right) = 0 \quad (36)$$

ここで

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m = \text{diag} (1, 1, 1) \quad (37)$$

だから式 (36) は

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m \right) + \left(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m \right) \left(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m \right) = 0 \quad (38)$$

と書ける. 尚,

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} 0 & -\sin \theta & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \sin \theta & 0 & \alpha_m \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{\partial \theta} & 0 \end{pmatrix} \quad (39)$$

である. 式 (39) 中の α_m は次のように定義した笠原パラメータと呼ばれるものである.

$$\alpha_m = \frac{\sqrt{gh_m}}{2\Omega a} \quad (40)$$

このことは、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 : 地球の自転速度, a : 惑星半径) が唯一の惑星固有パラメータ α_m だけであらわせることを示している (Tanaka 1985).

式 (38) は時間 τ の線形システムであるから次のように解を仮定して、水平方向成分と時間成分とに変数分離することができる。

$$\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) e^{-i\sigma_{nlm}\tau} \quad (41)$$

$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ 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。添字の n は東西波数, l は南北モード番号を示している。

式 (41) を水平構造方程式 (38) に代入して、

$$-i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm} + \left(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m \right) \mathbf{H}_{nlm} = 0 \quad (42)$$

この固有値問題を解くことで固有関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ と対応する固有値 σ_{nlm} を求めることが出来る。式 (38) は緯度方向にパラメータが一定だから、Hough ベクトル関数 $\Theta_{nlm}(\theta)$ を用いて $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ を次のように経度依存と緯度依存とに変数分離できる。

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) e^{in\lambda} \quad (43)$$

ただし、

$$\Theta_{nlm}(\theta) = \begin{pmatrix} U_{nlm}(\theta) \\ -iV_{nlm}(\theta) \\ Z_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \quad (44)$$

とする。南北風成分に関しては位相を $\pi/2$ だけずらすために $i = \sqrt{-1}$ がかけられている。南北モードは3種類の異なるモードから構成される。一つは低周波の西進するロスビーモード (Rossby mode) l_r で、残りの二つは高周波の西進、および東進する重力波モード (gravity mode) l_{wg}, l_{eg} である。

Swartrauber and Kasahara (1985) によると、水平構造関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ は球面調和関数展開の和として得られる。この方法で求められる水平構造関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ が正規直交性をもつならば、これを基底にして波数展開することができる。水平構造

関数が直交関数であることは以下のように示される.

緯度と経度に関する内積は以下のように表される.

$$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} (U_{nlm}U_{n'l'm}^* + V_{nlm}V_{n'l'm}^* + Z_{nlm}Z_{n'l'm}^*) e^{-i(n-n')\lambda} \cos \theta d\lambda d\theta \quad (45)$$

アスタリスクは複素共役を意味し, nlm と $n'l'm$ は東西波数と南北モード番号の異なるモードを示している. 式 (39) の線形演算子 $\mathbf{L}_m = \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m$ は非対称のエルミート行列であるため, 次の関係 (skew-self adjoint) が成立する.

$$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{L}_m \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle + \langle \mathbf{L}_m \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = 0 \quad (46)$$

式 (46) に式 (42) を代入して,

$$(\sigma_{nlm} - \sigma_{n'l'm}^*) \langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = 0 \quad (47)$$

を得る. 式 (47) から以下の二つの条件が課せられる.

- $n = n'$ かつ $l = l'$ のとき

$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle$ は線形浅水方程式系の全エネルギー量に比例する量であり, 決して0にはならない. よって式 (47) を満たすためには $\sigma_{nlm} = \sigma_{nlm}^*$ である必要があり, 従って σ_{nlm} は実数でなくてはならない.

- それ以外のとき

$\sigma_{nlm} \neq \sigma_{nlm}^*$ であれば式 (47) を満たすためには $\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = 0$ が成り立つ必要がある. すなわち固有振動数 σ_{nlm} に相当する固有関数 \mathbf{H}_{nlm} が, 固有振動数 $\sigma_{n'l'm}$ に相当する固有関数 $\mathbf{H}_{n'l'm}$ と直交関係にあることを示している.

以上の二つの条件から, 任意のモード nlm について, 以下の正規直交関係が成立する.

$$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \cdot \mathbf{H}_{n'l'm}^* \cos \theta d\lambda d\theta = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \quad (48)$$

以上の水平構造関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ の直交性から, 次のフーリエ - ハフ変換が導かれる.

第 m 鉛直モードに相当する物理空間において, λ, θ, τ を変数とする任意のベクトル関数を $\mathbf{A}_m(\lambda, \theta, \tau)$ とすると,

$$\mathbf{A}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} a_{nlm}(\tau) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (49)$$

$$a_{nlm}(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{A}_m(\lambda, \theta, \tau) \cdot \mathbf{H}_{nlm}^* \cos \theta d\lambda d\theta \quad (50)$$

となる.

3次元ノーマルモード関数展開

鉛直構造関数と水平構造関数を結合させ, 3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ を構成し, 式 (19) を展開する. 3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ は鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ とのテンソル積であり, 以下のように定義される.

$$\begin{aligned}\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) &= G_m(p)\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \\ &= G_m(p)\Theta_{nlm}(\theta) e^{in\lambda}\end{aligned}\quad (51)$$

この3次元ノーマルモード関数も以下に示す内積の下で, 直交関係を満たす.

$$\begin{aligned}\langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle &= \frac{1}{4\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm} \cdot \Pi_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \\ &= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}\end{aligned}\quad (52)$$

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 (19) 中の \mathbf{U} と \mathbf{N} と \mathbf{F} は3次元ノーマルモード関数によって次のように展開される.

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (53)$$

$$\mathbf{N}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M n_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (54)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (55)$$

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} , 非線形項ベクトル \mathbf{N} , 外部強制ベクトル \mathbf{F} についての展開係数である. $w_{nlm}(\tau)$, $n_{nlm}(\tau)$, $f_{nlm}(\tau)$ は展開基底の正規直交性式 (52) より, 以下のフーリエ変換で求められる.

$$w_{nlm}(t) = \langle U(\lambda, \theta, p, t), \mathbf{X}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (56)$$

$$n_{nlm}(t) = \langle N(\lambda, \theta, p, t), \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (57)$$

$$f_{nlm}(t) = \langle F(\lambda, \theta, p, t), \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \rangle \quad (58)$$

同様の内積を式 (19) 全体に施すことによって, プリミティブ方程式系の3次元スペクトルモデルが導かれる.

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{U} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \right\rangle = 0 \quad (59)$$

式 (53), (54), (55) で展開した大気変数を式 (58) の各項に代入し, 内積の積分計算を実行すると, 空間依存は消えて時間のみの関数となり, 最終的に行列表記のプリミティブ方程式は以下のようなスペクトル表記のプリミティブ方程式系に書き直すことが出来る.

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (60)$$

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

ここで, τ は無次元時間, σ_i はラプラス潮汐方程式の固有振動数, r_{ijk} は非線形相互作用係数で実数となる. 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 は南北全波数, M は鉛直全波数を示す. 厳密には $K \rightarrow \infty$ としなくてはならないが, 通常はある波数で切断して方程式系を構成する.

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波モードからなる水平構造関数の両方を用いることで, プリミティブ方程式系をスペクトル表示で表すことができた.

鉛直モード $m = 0$ だけで方程式系 (59) を閉じると

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{U} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_0^{-1} \mathbf{\Pi}_{nl0} \right\rangle = 0 \quad (61)$$

これをスペクトル表記すると,

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + s_i \quad (62)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, K$$

ここで, K は式 (60) の K とは異なり, 順圧スペクトルモデルにおける全波数を意味し, $K = (2N + 1)(L + 1)$ である. 本研究では東西波数は $n = 0, 1, \dots, 20$ で, 南北モードはロスビーモード $l_r = 0, 1, \dots, 20$ の赤道対称モード (奇数モード) で波数切断している. 鉛直波数 $m = 0$ のみで方程式系を閉じたこのモデルは, 式 (62) における外力の順圧成分 s_i の他に順圧-傾圧相互作用の項 g_i が新たに加わってくる. ここでは $s_i = f_i + g_i$ を順圧成分の外力と呼ぶことにし, これを $s_i = s_i(w_i, \tau)$ のように従属変数 w_i と時間の関数としてパラメタライズした.

今回使用するモデルは、外力項 s_i を従属変数 w_i から、長期間の観測データより以下の重回帰によって統計的に求めたモデルである。

$$s_i = \tilde{s}_i + \mathbf{A}_{ij}w_j + \mathbf{B}_{ij}w_j^* + \epsilon_i \quad (63)$$

ここで、 \tilde{s}_i は s_i の気候値、アスタリスクは複素共役であり、残差 ϵ_i のノルムを最小化するようにシステム行列 \mathbf{A}_{ij} , \mathbf{B}_{ij} を観測データから順次以下の回帰式で求めている。

$$\mathbf{A}_{ij} = \overline{s'_i w_j^+} \quad (64)$$

$$w_j^+ = w_k^H (\overline{w_k w_j^H})^{-1} \quad (65)$$

ここでバーは時間平均、 s'_i は s_i のアノマリ、 $()^H$ は共役転置行列、 w_j^+ は w_j の偽逆行列 (pseudo-inverse) である。同様にして、

$$\mathbf{B}_{ij} = \overline{\epsilon'_i w_j^{*+}} \quad (66)$$

ここで、 ϵ'_i は行列 A による第一残差である。

観測データとして、本研究では1950年～1999年の50年間の冬季のNCEP/NCAR再解析データを用いた。1日4回の観測データから状態変数 w_i を求め、日変化を除去してからモデルのタイムステップに時間内挿し、式(60)から順圧大気の外力 s_i を診断的に算出する。力学過程の計算精度は1%以下の誤差の範囲で表現されていることから、残差として得られた外力 s_i の値は十分に意味のある値と考えられる。こうして得られた50年分の外力 s_i のデータから、気候値 \tilde{s}_i とアノマリ s'_i を計算する。このアノマリ s'_i を状態変数 w_i で回帰することで、式(63)のようにシステム行列 \mathbf{A}_{ij} , \mathbf{B}_{ij} を順次決定することができる。このように、観測データからモデルの最適外力を統計的 (Statistical) に求めていることから、式(63)で表される外力 s_i を用いるモデルを順圧Sモデルと呼ぶ。

順圧Sモデルの詳細についてはTanaka and Nohara (2001) に書かれているが、現実大気の順圧成分の予報を行った結果、このモデルは月平均で約8日の予報能力を持つことが示され、長周期変動の力学的解明に十分使える順圧大気大循環モデルであるということが言えた。

ところがこのモデルでは、統計的処理のためか、予報誤差の最大要因となる傾圧不安定波の増幅が弱いという特徴があり、このままの順圧SモデルではAOの再現はできなかった(岡田, 2003)。そこで本研究では、順圧Bモデルのように、傾圧不安

定などの物理過程を再導入し、以下のように外力 s_i をパラメタライズした.

$$s_i = \tilde{s}_i + \mathbf{A}_{ij}w_j + \mathbf{B}_{ij}w_j^* + (BC)_{ij}w_i + (DF)_{ij}w_i + (DZ)_{ij}w_j + (DE)_{ij}w_i \quad (67)$$

上記の右辺第三項以下は次のとおりである.

$$\left\{ \begin{array}{l} (BC)_{ij}w_i : \text{傾圧不安定} \\ (DF)_{ij}w_i : \text{粘性摩擦} \\ (DZ)_{ij}w_j : \text{带状地表摩擦} \\ (DE)_{ij}w_i : \text{エクマン摩擦} \end{array} \right.$$

以上のように、外力 s_i を状態変数 w の関数として表現することができた. 予報の各ステップにおいて、 w に応じて s_i が決定し、次のステップの w_i を求めることができる. これを繰り返すことで、初期時刻からある時間後の w_i を求めることができる.

4.1.2 物理過程

粘性摩擦としては変数のラプラシアン Δ に渦粘性係数を掛けたものが一般的である。本研究では、よりスケール依存性を持たせるために超粘性オペレータ Δ^4 による粘性摩擦を、球面ロスビー波のスケールパラメータ $c_i = \sigma_i/n$ との組み合わせで導入した。回転球面上の渦度方程式を解いて得られる Haurwitz 波の位相速度は球面調和関数に対応する固有値で表されるが、ここではこの関係式を回転球面上の浅水方程式を解いて得られる Hough 関数に拡張した。等価深度が無限となる極限では Hough 関数の球面ロスビー波は Haurwitz 波に収束することが知られている。ラプラシアンは波数空間では全波数 \hat{l} で表現されるので、球面ロスビー波の位相速度との間に以下の近似が成立する。

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

摩擦力は粘性摩擦項と地表摩擦項の二つを考慮するので、与えられる摩擦力は、

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

となる。ここで k_D は超粘性係数、 c_i はロスビー波の位相速度、 ν_S はレイリー摩擦係数である。レイリー摩擦係数は最初はゼロに設定しておき、固有解をシフトさせるために徐々に値を与えていく。それによってシステムが特異解へとシフトする。なお、超粘性係数の値は $k_D(2\Omega a^8) = 2.7 \times 10^{40} \text{m}^8 \text{s}^{-1}$ である (Itoh and Kimoto 1999)。

4.1.3 固有モードと中立モード

スペクトル表記した方程式 (62) は非線形項を含んでいるので、気候学的平均場を基本場として摂動法を用いた線形化を行う。時間依存性のない非帯状流である基本場を \bar{w}_i 、それからの偏差を w'_i とし、1 次のオーダーで線形化を行うと、

$$\frac{dw'_i}{d\tau} = -i\sigma_i w'_i - i \sum_{j=1}^K \left(\sum_{k=1}^K (r_{ijk} + r_{ikj}) \bar{w}_k \right) w'_j + (-k_d c_i^{-4} w'_i - \nu_s w'_i) + s'_i$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, K \quad (69)$$

ここで波数が負の値をとるとき、 w_i および f_i は複素共役となることに注意する。

状態変数 w_i は複素数なので、 $\mathbf{x} = (w_{Ri}, w_{Ii})$ 、 $\mathbf{f} = (f_{Ri}, f_{Ii})$ というように実部と虚部に分けることで方程式を実数化し、さらに行列表記をすると次のようになる。

$$\frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} Re(w'_1) \\ \vdots \\ Im(w'_{210}) \end{pmatrix} = \mathbf{A} \begin{pmatrix} Re(w'_1) \\ \vdots \\ Im(w'_{210}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Re(s'_1) \\ \vdots \\ Im(s'_{210}) \end{pmatrix}$$

$$\implies \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{f}$$

ここで \mathbf{x} は (w_R, w_I) からなる実数ベクトルで、 \mathbf{A} は基本場と摩擦力から決定する実数行列、 \mathbf{f} は主に順圧傾圧相互作用による外力で、ここでは乱数と考える。

固有モード

今、外力 \mathbf{f} を無視することで

$$\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \mathbf{A}\mathbf{x}$$

という線形システムを考える。正方行列 \mathbf{A} の固有ベクトル \mathbf{v}_i を列とする正則行列 \mathbf{P} は、 $\mathbf{P} = (\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 \dots \mathbf{v}_n)$ であるから、

$$\mathbf{A} = \mathbf{P} \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix} \mathbf{P}^{-1}$$

のように A が対角化可能であったとする. このとき, 上式は

$$\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \mathbf{P} \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix} \mathbf{P}^{-1} \mathbf{x}$$

のように書くことができ, この式の両辺に左から \mathbf{P}^{-1} をかけると,

$$\mathbf{P}^{-1} \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix} \mathbf{P}^{-1} \mathbf{x}$$

となる.

\mathbf{P} は時刻 t に無関係なので, $\mathbf{P}^{-1} \mathbf{x} = \mathbf{x}'$ とおくことで,

$$\frac{d\mathbf{x}'}{d\tau} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix} \mathbf{x}' \iff \mathbf{x}' = \begin{pmatrix} a_1 e^{\lambda_1 t} \\ a_2 e^{\lambda_2 t} \\ \vdots \\ a_n e^{\lambda_n t} \end{pmatrix}$$

となり, $\mathbf{P}^{-1} \mathbf{x} = \mathbf{x}'$ より微分方程式の解 \mathbf{x}' は

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{P} \mathbf{x}' = (\mathbf{v}_1 \ \mathbf{v}_2 \ \cdots \ \mathbf{v}_n) \begin{pmatrix} a_1 e^{\lambda_1 t} \\ a_2 e^{\lambda_2 t} \\ \vdots \\ a_n e^{\lambda_n t} \end{pmatrix} \\ &= a_1 \mathbf{v}_1 e^{\lambda_1 t} + a_2 \mathbf{v}_2 e^{\lambda_2 t} + \cdots + a_n \mathbf{v}_n e^{\lambda_n t} \end{aligned}$$

となる.

行列 A の固有値 $\lambda_i = a + bi$ の値によって, 各項 (各固有ベクトル) の解 \mathbf{x} に対する振る舞いが分類される. $b = 0$ すなわち固有値が実数であれば,

$$\begin{cases} \lambda_i > 0 & : \text{増幅 (不安定)} \\ \lambda_i = 0 & : \text{中立} \\ \lambda_i < 0 & : \text{減衰 (安定)} \end{cases}$$

のようになる。 $b \neq 0$ のとき、解の振る舞いは以下ようになる。

$$\begin{cases} \operatorname{Re}(\lambda_i) > 0 & : \text{増幅振動} \\ \operatorname{Re}(\lambda_i) = 0 & : \text{中立} \\ \operatorname{Re}(\lambda_i) < 0 & : \text{減衰振動} \end{cases} \quad (70)$$

$b \neq 0$ のとき、複素数の固有ベクトルが出現するが、複素共役の固有ベクトルが存在するため、 x は実数となる。

今回解析する w_i は複素数であるので、解の振る舞いは上記に従う。

中立モード

大気の支配方程式

$$\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{f}$$

を基本場のまわりで線形化し、数週間以上の長周期変動を考えることで時間変化項を無視すると、

$$\frac{d\mathbf{x}'}{d\tau} = \mathbf{A}\mathbf{x}' + \mathbf{f}' \quad \Longleftrightarrow \quad \mathbf{A}\mathbf{x}' = -\mathbf{f}'$$

となる。

ここで、任意の行列は特異値分解可能であるという性質を用いて、行列 \mathbf{A} を特異値分解 $\mathbf{A} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T$ する。 $\mathbf{\Sigma}$ は特異値 $\sigma_i (0 \leq \sigma_1 \leq \sigma_2 \leq \dots)$ を対角成分にもつ対角行列で、 $\mathbf{U} \equiv (\mathbf{u}_1 \ \mathbf{u}_2 \ \dots)$ 、 $\mathbf{V} \equiv (\mathbf{v}_1 \ \mathbf{v}_2 \ \dots)$ は左、及び右特異ベクトル \mathbf{u}_i 、 \mathbf{v}_i を列ベクトルに持つ行列である。

行列 \mathbf{A} を特異値分解した結果、

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= -\mathbf{A}^{-1}\mathbf{f}' = -(\mathbf{V}\mathbf{\Sigma}^{-1}\mathbf{U}^T)\mathbf{f}' = -\sum_i \mathbf{v}_i \frac{(\mathbf{u}_i, \mathbf{f}')}{\sigma_i} \\ &= -\frac{\mathbf{v}_1}{\sigma_1}(\mathbf{u}_1, \mathbf{f}') + \frac{\mathbf{v}_2}{\sigma_2}(\mathbf{u}_2, \mathbf{f}') + \dots + \frac{\mathbf{v}_n}{\sigma_n}(\mathbf{u}_n, \mathbf{f}') \end{aligned}$$

と表すことが出来る。この式から、 \mathbf{f}' に特定の形が卓越しなければ、最小の特異値 σ_1 に付随して得られる右特異ベクトル \mathbf{v}_1 が偏差場で卓越することが分かる。さらに、 σ_1 が他の特異値と比較して十分に小さいとき、 \mathbf{f}' の詳細に関わらず、右特異ベクトル \mathbf{v}_1 が偏差場で卓越することが分かる。すなわち、中立モードを考えることで、統計的に抽出された卓越する長周期変動の力学的起源を理解することが出来る。さ

らには, 変動を励起しやすい強制分布を得ることが出来る.

固有値のシフト

Watanabe and Jin (2004) において, 強制問題における中立モード理論は, システム行列 A の固有ベクトルが全て安定であることを要求している. 全て安定モードでないと, 月平均以上の時間スケールにおける定常応答に不安定モードが現れ, 卓越してしまうからである. その問題を解決するためにレイリー摩擦を導入する. レイリー摩擦を導入することで固有値をシフトさせることができ, 不安定モードを安定モードにすることができる. 固有値をシフトさせても固有ベクトルの構造は変化しないので, 同じモードを不安定から安定にすることができる.

4.2 使用データ

順圧 S モデルにおける解析およびモデルの初期値や外力を求めるために使用するデータは、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 Center for Atmospheric Research; NCAR) による再解析データである。その詳細は以下のとおりである。

使用期間	1950 年 1 月 – 2000 年 12 月
時間間隔	00, 06, 12, 18Z
気象要素	u (m/s), v (m/s), Z (gpm)
水平グリッド間隔	$2.5^\circ \times 2.5^\circ$
鉛直グリッド間隔	1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa の 17 層
解析範囲	北半球

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、長期間にわたって出来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。このような均質な大気解析データセットは、きわめて信頼度の高い基礎資料になりうる。特に気候変動の解明、大気大循環の解析と全球のエネルギー循環の研究の際には有用である。

NCEP/NCAR では 1949 年 1 月から 50 年以上という長期にわたって同一のデータ同化手法により再解析が行われており、このデータは解析に用いることが出来る。ただし、1979 年に初めて人工衛星 TIROS が打ち上げられ、客観解析に初めて衛星データが導入されたことにより、1979 年を境にデータの不連続的な変動が残っていることに留意しなくてはならない。モデルや解析スキーム等による見かけの気候変動は取り除かれているが、入力データの質の不連続は明瞭に残っている。また、 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ の等圧面データには、すべての変数に対して T30 の波数切断で平滑化施されているため、高緯度地方では波動状の誤差が顕著に現れる。しかし長周期の変動の研究では、長期間にわたる均質なデータである再解析データは貴重である。

NCEP/NCAR 再解析データに用いられている予報モデルの水平分解能は T62、鉛直分解能は 30 層、データ同化手法は 3 次元変分法で、その解析レベルはモデル面である。ただし、先に述べたように等圧面データには平滑化のために T30 の波数切断が行われている。

4.3 解析手法

また、順圧 S モデルにおいても同様に仮想的な外力応答によるトレンドと、それに重なる内部変動の特徴の解析する。

AO の特異固有解理論で導かれる最適外力 (SVD 解析の左ベクトル U) を 50 年の積分期間中に負から正にリニアに増加するようにトレンドとして加算する実験 (実験 A) と、右ベクトル V を同じように加算する実験 (実験 B)、さらに外力のアノマリのデータを上乘せしていく実験 (実験 C) を行った。

実験 A と実験 B においてトレンドとして与えた外力は、観測される外力の平均ノルムの大きさを基準とし、50 年間に左ベクトル U と右ベクトル V のノルムが基準値の -0.4% から $+0.4\%$ に変化するように与えてある。実験 C では外力のアノマリのデータを 1 時間値に内挿し、365 日のローパスフィルタを施した上でその 2% を上乘せしていった。

初期値は 1950 年 1 月 1 日 00Z から 24 時間おきに 6 日 00Z までの 6 通りを与え、6 メンバーのアンサンブル予報実験とした。IPCC のモデル群の解析のときと同様に各メンバーのアンサンブル平均を外部強制応答、それを差し引いた残差を内部変動とみなして解析を行う。

4.4 結果

図 35 に NCEP/NCAR 再解析データによる観測に見られる 365 日のローパスフィルタを施した AOI の時系列, 図 36 と図 37 に SVD 解析による外力の時系列と左ベクトル U , 右ベクトル V の構造を示した.

4.4.1 実験 A

図 38 と図 39 は SVD 解析の左ベクトル U を外力とした 6 メンバーの実験 A による個々の AOI の時系列のうちの 1 例と, 各メンバーおよびアンサンプル平均に対する AOI の時系列の合成図である. 6 メンバーは 1950 年 1 月 1 日から 1950 年 1 月 6 日を初期値としたものであり, AOI には 365 日のローパスフィルタが施してある. 図 38 より, AOI は外力に加えた僅かなトレンドに反応して 50 年の間に負から正へと増加しており, 大きな振幅の十年スケールの変動が重なっていることがわかる. これを図 35 の時系列と比較すると非常によく対応していることが確かめられた. また図 39 の結果を見ると, 外部強制応答に対応するアンサンプル平均の時系列がゆるやかな上昇トレンドで再現されている. また, 内部変動と外部強制応答の卓越モードを調べるために, アンサンプル平均からの偏差場を各メンバー継ぎ足した長期データとアンサンプル平均それぞれについて EOF 解析を行うと, 図 40 に示したように, 内部変動に関しては観測と同様に AO パターンとなったが, 外部強制応答の EOF1 には PNA を含む構造が現れた.

4.4.2 実験 B

次に SVD 解析の右ベクトル V , つまり AO を外力とした 6 メンバーの実験 B による結果を同様に図 41 から図 43 に示した. 各々の AOI の時系列には実験 A と同じように負から正への増加トレンドが再現され, 大きな振幅の十年スケールの変動が確認された. アンサンプル平均に対する AOI 時系列は変動幅の小さい上昇トレンドとなった. また内部変動と外部強制応答の EOF1 は実験 A のときとは異なり, どちらも AO の構造が現れた.

4.4.3 実験 C

最後に外力のアノマリのデータを上乘せしていく実験 C を行った。図 44 と図 45 にそれぞれ 6 メンバーの実験 C による個々の AOI の時系列と、各メンバーおよびアンサンブル平均に対する AOI の時系列の合成図を示した。図 44, 図 45 の時系列を見ると、内部変動、外部強制応答ともに前の実験に見られたような上昇トレンドは現れず、図 35 を上手く再現できなかったことがわかる。また、内部変動と外部強制応答それぞれの EOF1 の構造を図 46 に示した。両者とも観測に見られるような AO パターンを再現しており、外部強制応答も内部変動的な構造となって現れた。

4.5 まとめと考察

順圧 S モデルを用いて 1950 年から 50 年間の時間積分を多数行い, 仮想的外力応答によるトレンドと, それに重なる内部変動の特徴を行本 (2005) の手法で解析した.

SVD 解析の左ベクトル U と右ベクトル V を外力とした実験 A と実験 B では, 外力に加えた少しのトレンドに反応して AOI の増加傾向が見られた. そこに大きな振幅の十年スケールの変動が確認され, 観測による同様の時系列と比較すると非常に良く対応していた. 全てのメンバーとアンサンブル平均の時系列においても緩やかな上昇トレンドが再現されている. 一方で実験 C では外力にトレンドを加えなかったためか各メンバーとアンサンブル平均ともに上昇トレンドは再現できなかった. 内部変動と外部強制応答による EOF1 の構造は, 左ベクトル U を外力とした実験 A の外部強制応答で PNA のような構造が現れた以外は全て観測に見られるような AO パターンとなった.

内部変動パターンが全て AO となることは IPCC のモデル群における実験と同様の結果である. IPCC のモデル群のときに外部強制応答において AO パターンが再現されたものは, 観測や内部変動に見られるようなきれいな AO の構造は現れなかったのに対し, 今回順圧 S モデルによって再現された外部強制応答の AO パターンは実験 A, 実験 C ともに観測をよく再現しているのがわかる.

これらの結果から, 極めて単純な順圧大気大循環モデルを用いても IPCC の AR4 モデルと同様な特徴が再現され, 北極振動の数十年スケールの長期変動が, 大気の内変動として十分に説明できることが示唆された.

5 結論

本研究では IPCC の AR4 で使用された 10 個の大気海洋結合モデルを用いて 20 世紀, 21 世紀の地球温暖化時に見られる AO の解析を行った。

SLP 場においてどのモデルも例外なく 20 世紀, 21 世紀をつなげて計算した冬平均の EOF1 には現実的な AO の構造が現れ, AOI の年々変動における時系列には上昇トレンドを示すものが見られた。一方でモデルは 20 世紀に観測された全球平均地上気温の変化をよく再現し, 21 世紀の 100 年間では約 2 ~ 4 の上昇傾向を示した。

以上よりモデルの AO や気候変化における信頼性を十分評価した上で, 十年スケールの変動についてアンサンブルメンバーが 20 世紀, 21 世紀ともに十分揃っている 4 個のモデルのデータセットを使用し, AO を外部強制に対する応答と内部変動に分離して解析した。その結果, 内部変動に見られる EOF1 の構造はどのモデルも 20 世紀, 21 世紀ともに共通して AO パターンとなる一方で, 外部強制応答のパターンはモデル間, シナリオ間で大きく異なることが示された。外部強制応答の AO 的変動は 20 世紀末以降, 大きな上昇トレンドとなり, 今後観測に見られる AO のトレンドのかなりの部分が温室効果ガスの増加という人為的な強制力によるものと考えられる。

また, 10 個のモデルにおけるアンサンブル平均とそれを差し引いたバイアスに見られる EOF1 を計算したところ, 両者は 20 世紀, 21 世紀ともに観測に見られるような AO パターンを再現し, モデルのアンサンブル平均が示す AOI の時系列は 20 世紀末以降上昇傾向となった。

最後に極めて簡単な順圧大気大循環モデルを用いて同様の解析を行ったところ, IPCC の AR4 モデルと同じような特徴が再現され, AO の数十年スケールの長期変動が, 大気の純粋な内部変動として十分に説明できることが示唆された。

21 世紀の SRES-A1B シナリオのもとでの外部強制に対する AOI の増加など, 地球温暖化に伴う中高緯度の気候変化と AO の変化にはよい対応が見られたが, その空間パターンはモデル間で大きく異なった。また 20 世紀にモデルが再現した AOI が完全に観測を表現できてない部分もあり, AO の将来予測には多くの解明すべき課題が残されている。

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の田中博教授には本研究の動機となる論文の紹介、解析手法の提案、また筆者の質問等において終始丁寧な御指導、御鞭撻を賜り、心より感謝しております。

また同大学生命環境科学研究科の寺崎康児さん、大庭雅道さん、加藤真悟さん、近藤圭一さん、山崎真吾さん、釜江陽一さん、同大学環境科学研究科の鈴木一步さん、瀬田繭美さんにはセミナーおよび様々な場において多数の御助言、御意見を頂きました。そして、気象研究所の松枝未遠さんには研究を進めるにあたり数多くの貴重なアドバイス、御指導をして頂きました。

さらに同大学大学院生命環境科学研究科の木村富士男教授、林陽生教授、上野健一准教授、植田宏昭講師および同大学計算科学研究センターの日下博幸講師や大学院生の皆様には、方針発表、中間発表、最終発表、ポスター発表の場で御助言を頂き誠に有難うございました。

最後に、共に卒論作業を進めた地球科学専攻の4年生の皆様には時折よき相談相手となって頂きました。

本論文は以上の皆様の御協力により完成させることができました。心より感謝いたします。

尚、本研究で用いた主な図は、GMT (The Generic Mapping Tools; Wessel and Smith 1991) にて作成した。

Appendix EOF 解析

EOF 解析とは

AO は北半球における SLP を EOF 解析 (主成分解析) したものの第一主成分により定義される.

EOF 解析は, いくつかの地点における時系列データの主要な変動パターンを抽出して変動の特徴を把握するための統計的手法であり, 北半球における大気の変動パターンを見るためにこれを行う.

一般に何らかの相関関係がある p 個の地点でのデータ $x_1, x_2, \dots, x_p (p \geq 2)$ で, 時系列方向に N 個のデータ $x_{1\lambda}, x_{2\lambda}, \dots, x_{p\lambda} (\lambda = 1, 2, \dots, N)$ が得られたとする. これらの N 個の時系列データは, それぞれ p 個の地点での気象要素が相互に関連のある変動を示しているとみなせるので, この変動を説明する関数として, p 個の変量の一次結合で表すことができ, これを

$$z = l_1 x_1 + l_2 x_2 + \dots + l_p x_p \quad (71)$$

と仮定し, l_1, l_2, \dots, l_p を変化させ,

$$\sum_{i=1}^p l_i^2 = 1 \quad (72)$$

の条件の下で, z の分散が最大になるときの z を第一主成分という. このときの係数を $l_{1i} (i = 1, 2, \dots, p)$ で表すと,

$$z_1 = l_{11} x_1 + l_{12} x_2 + \dots + l_{1p} x_p \quad (73)$$

となる.

次に z_1 とは無相関な z のうちで, 式 (73) を満たす最大の分散を持つ z_2 が決定できる. この z_2 を第二主成分という. この時の係数を $l_{2i} (i = 1, 2, \dots, p)$ とすると z_2 は,

$$z_2 = l_{21} x_1 + l_{22} x_2 + \dots + l_{2p} x_p \quad (74)$$

と表すことができる. 以下同様にして第 m 成分 z_m までで全変動の大部分が説明できればこれ以上を求める必要はない. ここで, z_m を,

$$z_m = l_{m1} x_1 + l_{m2} x_2 + \dots + l_{mp} x_p \quad (75)$$

と書く。従って各係数は,

$$l_{\alpha 1}^2 + l_{\alpha 2}^2 + \cdots + l_{\alpha p}^2 = \sum_{k=1}^p l_{\alpha k}^2 = 1 \quad (76)$$

を満たし 各主成分は 以下の条件を満たすように定まる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{第一主成分 } z_1 \text{ の分散が最大である} \\ \text{第 } i \text{ 主成分と第 } j \text{ 主成分 } (i \neq j) \text{ は直交する (無相関である)} \end{array} \right.$$

各主成分の計算は, $p \times p$ の分散共分散行列の固有値問題に帰着する。これについては次節に記すこととする。

全球再解析データに対して EOF 解析をする際には注意が必要である。なぜなら, 全球再解析データはどの緯度帯でも, 経度方向には同じ数のグリッドが存在するからである。地球は球形であるので, 全球再解析データのままで, 高緯度になるほど各グリッドあたりの面積が小さくなる。そのため, 面積荷重を考慮せずに EOF 解析を行ってしまうと, 低緯度と比較して高緯度の変動が相対的に大きく見積もられてしまい, 実際に変動を特徴付けるパターンとは異なるパターンが現れる恐れがある。このグリッドの偏りを修正するために, 緯度方向に面積荷重 $\sqrt{\cos \theta}$ をデータにかけて偏りを解消する。

EOF 解析における固有ベクトルの計算方法

一般に, p 変数データ, すなわち N 個の各標本について, p 種類の変数 x_1, x_2, \dots, x_p が測定されたとし, そのデータに基づき, 主成分 $z_1, z_2, \dots, z_m (m \leq p)$ を求める方法について以下で述べる。

まず, 得られたデータより各変数の分散共分散 σ_{ij} を求め, それを

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \cdots & \sigma_{1p} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \cdots & \sigma_{2p} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sigma_{p1} & \sigma_{p2} & \cdots & \sigma_{pp} \end{pmatrix} \quad (77)$$

と表す。ここでの σ_{ij} は各変数の分散共分散の不偏推定値であり,

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{N-1} \left\{ \sum_{\lambda=1}^n (x_{i\lambda} - \bar{x}_i)(x_{j\lambda} - \bar{x}_j) \right\} \quad (78)$$

$$\bar{x}_i = \frac{1}{N} \sum_{\lambda=1}^N x_{i\lambda} \quad (79)$$

とし, さらに相関行列を求め, それを

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & \cdots & r_{1p} \\ r_{21} & r_{22} & \cdots & r_{2p} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{p1} & r_{p2} & \cdots & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (80)$$

$$(r_{ii} = 1; i = 1, 2, \dots, p)$$

と表す.

ここで, p 個の変量 x_1, x_2, \dots, x_p からなるベクトル変量を

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_p \end{pmatrix} \quad (81)$$

とする. ここで, \mathbf{X} のとりうる量は,

$$\begin{pmatrix} x_{11} \\ x_{21} \\ \vdots \\ x_{p1} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} x_{12} \\ x_{22} \\ \vdots \\ x_{p2} \end{pmatrix}, \dots, \begin{pmatrix} x_{1N} \\ x_{2N} \\ \vdots \\ x_{pN} \end{pmatrix}$$

また, 各主成分を式 (71) の形で求めるために各主成分の変量 x_i の係数をそれぞれベクトル

$$\mathbf{l}_1 = \begin{pmatrix} l_{11} \\ l_{21} \\ \vdots \\ l_{p1} \end{pmatrix}, \mathbf{l}_2 = \begin{pmatrix} l_{12} \\ l_{22} \\ \vdots \\ l_{p2} \end{pmatrix}, \dots, \mathbf{l}_m = \begin{pmatrix} l_{1m} \\ l_{2m} \\ \vdots \\ l_{pm} \end{pmatrix}$$

で表し, l_α の転置行列を l_α^T で表すと主成分は

$$\begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{l}_1^T \\ \mathbf{l}_2^T \\ \vdots \\ \mathbf{l}_m^T \end{pmatrix} \mathbf{X} \quad (82)$$

と書くことができる. ただし, 各 \mathbf{l}_α^T は単位ベクトル ($\mathbf{l}_\alpha^T \cdot \mathbf{l}_\alpha = 1$) とする.

これより, 各成分 z_α が条件 (76) を満たすように係数を求めればよい. したがって,

$$V\{z_1\} = v\{\mathbf{l}_1^T \mathbf{X}\} = \mathbf{l}_1^T V\{\mathbf{X}\} \mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_1^T \mathbf{S} \mathbf{l}_1 \quad (83)$$

z_1 の分散 $V\{z_1\}$ が最大になるような \mathbf{l}_1 を求めるために, ラグランジュの未定乗数法を用いる (次節参照). ここで, ラグランジュ未定乗数を λ として,

$$v = \mathbf{l}_1^T \mathbf{S} \mathbf{l}_1 - \lambda(\mathbf{l}_1^T \mathbf{l}_1 - 1) \quad (84)$$

の両辺を \mathbf{l}_1^T で微分すると, 微分方程式

$$\frac{\partial v}{\partial \mathbf{l}_1^T} = (\mathbf{S} - \lambda \mathbf{I}) \mathbf{l}_1 \quad (85)$$

\mathbf{I} : p 次の単位行列

が得られ, ラグランジュの未定乗数法よりこの微分方程式が 0 になるときに z_1 の分散 $V\{z_1\}$ は最大になる. すなわち, 以下の連立方程式

$$(\mathbf{S} - \lambda \mathbf{I}) \mathbf{l}_1 = 0 \quad (86)$$

を解けばよい. ここで, 式 (82) のベクトル \mathbf{l}_1 の要素がすべて 0 以外の解を持つためには λ が固有方程式

$$|\mathbf{S} - \lambda \mathbf{I}| = 0 \quad (87)$$

の解 (固有値) でなければならない. また, z_1 の分散 $V\{z_1\}$ を最大にするものが存在するとすれば, 式 (85) より

$$V\{z_1\} = \lambda \quad (88)$$

であり, 式 (87) の固有値に等しくなるので, z_1 における係数ベクトル \mathbf{l}_1 としては, 式 (87) の最大の固有値 λ_1 に対応する単位固有ベクトルとして第一主成分 z_1 を決定することができる. 一方, 式 (87) の固有値を展開すると λ についての p 次方程式になるので, p 個の固有値 (重複するものを含めて数えると) が存在し, しかも \mathbf{S} は非負の対称行列であるから固有値はすべて非負の実数である. その中の最大のものを λ_1 として \mathbf{l}_1 を求める. さらに大きさの順に $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_m$ を抽出し, $\lambda_k (1 \leq k \leq m)$ に対応する単位固有ベクトルを第 k 主成分 z_k における係数ベクトル \mathbf{l}_k として, 全部で m 個の主成分を求めるとこれらは条件を満たす.

ラグランジュの未定乗数法

関数 $y = f(x_1, x_2, \dots, x_p)$ について, 条件 $h(x_1, x_2, \dots, x_p) = 0$ のもとで, その極大, もしくは極小を求めるために, 以下の関数を導入する.

$$z = y = f(x_1, x_2, \dots, x_p) + \lambda h(x_1, x_2, \dots, x_p) \quad (89)$$

この仮定した関数において, z を最大にすることは, y を $h = 0$ のもとで極大, もしくは極小にすることと同値である. したがって,

$$\frac{\partial z}{\partial x_1} = \frac{\partial z}{\partial x_2} = \dots = \frac{\partial z}{\partial x_p} = h(x_1, x_2, \dots, x_p) = 0 \quad (90)$$

を解いて, x_1, x_2, \dots, x_p を求めると, この x_1, x_2, \dots, x_p に対する y の値が極大, もしくは極小となる. さらに条件が次のように 2 個以上あるときにおいても,

$$h_1(x_1, x_2, \dots, x_p) = 0, h_2(x_1, x_2, \dots, x_p) = 0, \dots, h_p(x_1, x_2, \dots, x_p) = 0 \quad (91)$$

上記の場合と同じように, 次の関数について,

$$z = y = f(x_1, x_2, \dots, x_p) + \lambda_1 h_1(x_1, x_2, \dots, x_p) + \lambda_2 h_2(x_1, x_2, \dots, x_p) + \dots + \lambda_p h_p(x_1, x_2, \dots, x_p) \quad (92)$$

上記の場合と同じように式 (90) を解くことにより y を極大, もしくは極小にすることができる.

参考文献

- Itoh, H. and M. Kimoto, 1999: Weather regimes, low-frequency oscillations, and principal patterns of variability: A perspective of extratropical low-frequency variability. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2684-2705.
- Hori, M. E, D. Nohara and Tanaka, H. L., 2007: Influence of Arctic Oscillation towards the Northern Hemisphere surface temperature variability under the global warming scenario, *J. Met. Soc. Japan*, **85**, 847-859.
- R. L. Miller, G. A. Schmidt, and D. T. Shindell, 2006: Forced annular variations in the 20th century Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report models, *J. Geophys. Res.*, **111**, D18101, doi:10.1029/2005JD006323.
- Shindell, D. T., R. L. Miller, G. V. Schmidt, and L. Pandolfo, 1999: Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse gas forcing. *Nature*, **399**,452-455.
- Tanaka, H. L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three-dimensional normal mode function during the FGGE winter *J. Meteor. Soc. Jpn.*, **63**, 180-200.
- Tanaka, H. L., 1991: A numerical simulation of amplification of low-frequency planetary waves and blocking formations by the upscale energy cascade. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2919-2935.
- Tanaka, H. L., 2003: Analysis and modeling the Arctic Oscillation using a simple barotropic model with baroclinic eddy forcing. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1359-1379.
- Tanaka, H. L., and D. Nohara, 2001: A Study of Deterministic Predictability for the Barotropic Component of the Atmosphere. *Science Reports, Institute of Geoscience, University of Tsukuba*, **22A**, 1-21.
- 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 F. -F. Jin, 2004: Dynamical prototype of the Arctic Oscillation as revealed by a neutral singular vector. *J. Clim.*, **17**, 2119-2138.

岡田亮, 2003: 順圧大気大循環モデルによる北極振動 (AO) の数値実験. 筑波大学生命環境科学研究科修士論文.

小倉義光, 1978: 気象力学通論. 東京大学出版会, 249pp.

田中博, 2007: 偏西風の気象学. 成山堂, 174pp.

行本誠史, 2005: MRI-CGCM2 による 20 世紀の気候再現実験における数十年スケールの北極振動的変動, *グロスベッター*, **43**, 84-92.

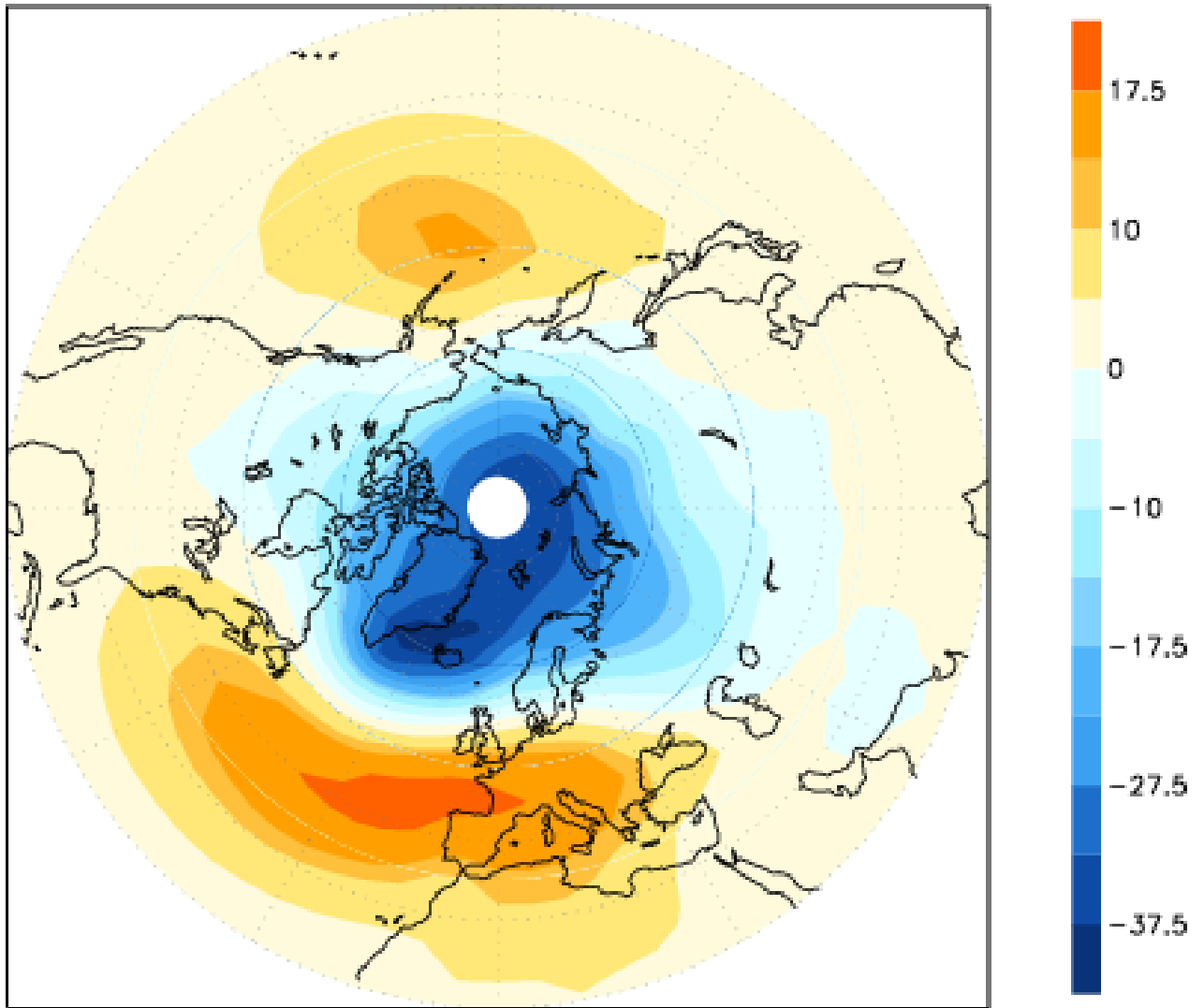
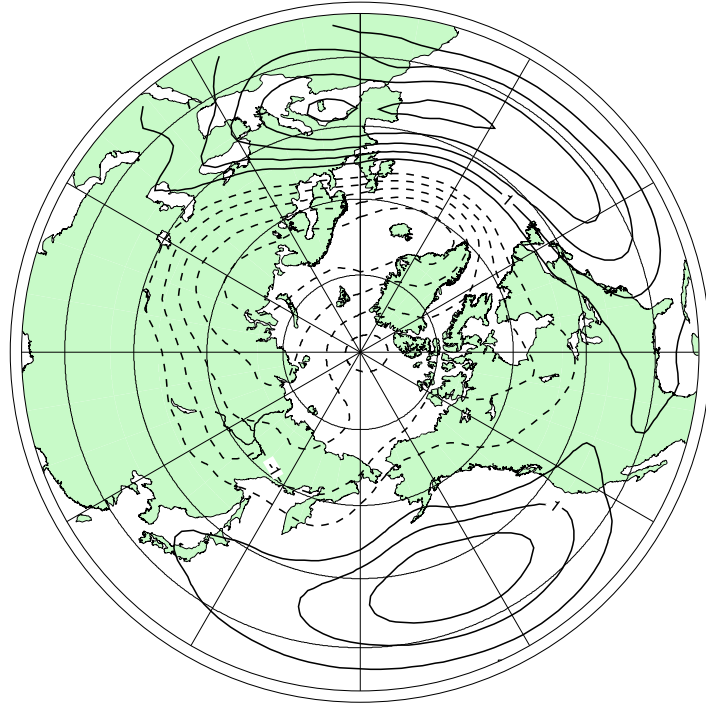


図 1: 北極振動の構造 (Thompson and Wallace 2000 より引用).

CCCMA-CGCM3.1 (T47) Eigenvector (EOF1; 34.0%)



Time Series of Score (EOF1)

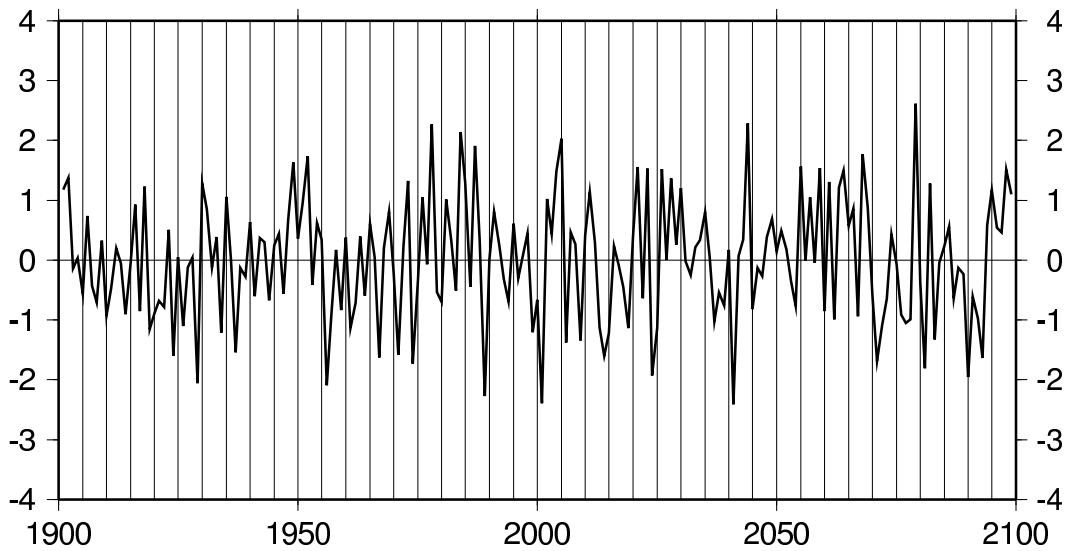
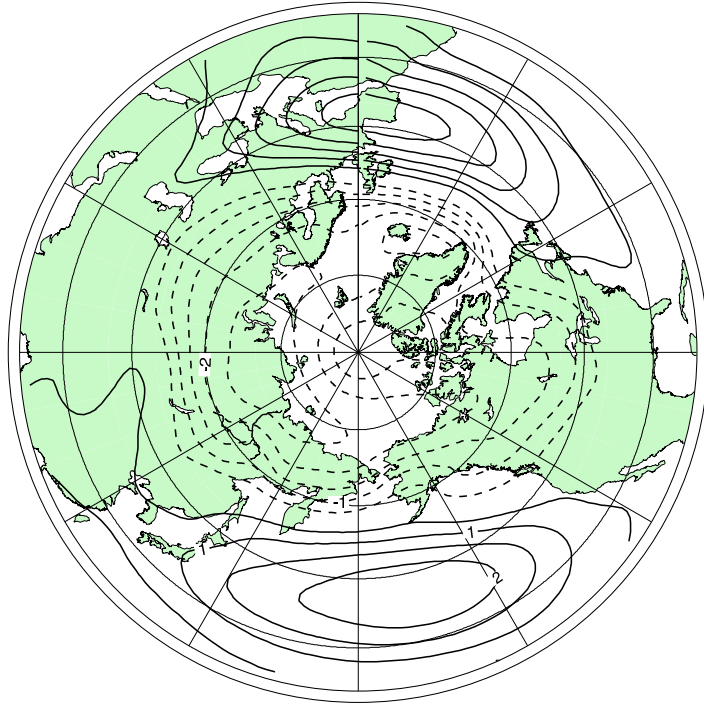


図 2: CCCMA-CGCM3.1 (T47) で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の冬平均 SLP 年々変動の EOF1 の空間分布と時系列. カッコ内は寄与率, コンター間隔は 0.5hPa である.

CNRM-CM3 Eigenvector (EOF1; 37.2%)



Time Series of Score (EOF1)

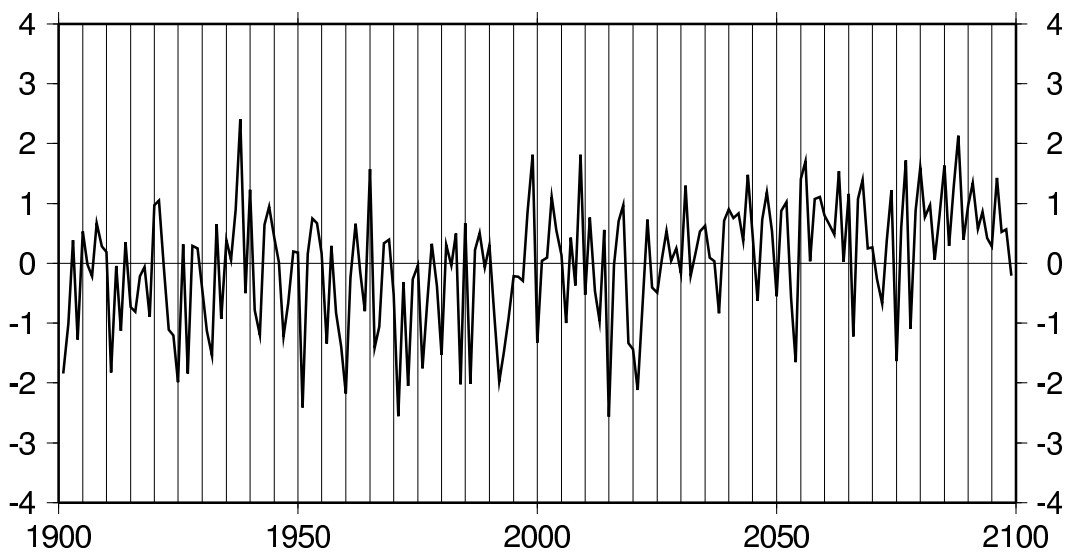
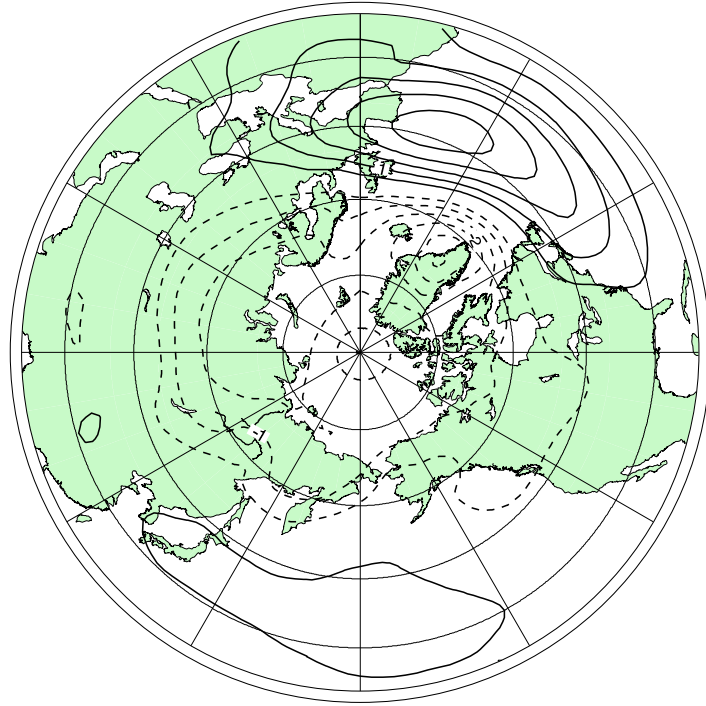


図 3: 図 2 と同様. ただしモデルは CNRM-CM3 である.

GISS-AOM Eigenvector (EOF1; 27.7%)



Time Series of Score (EOF1)

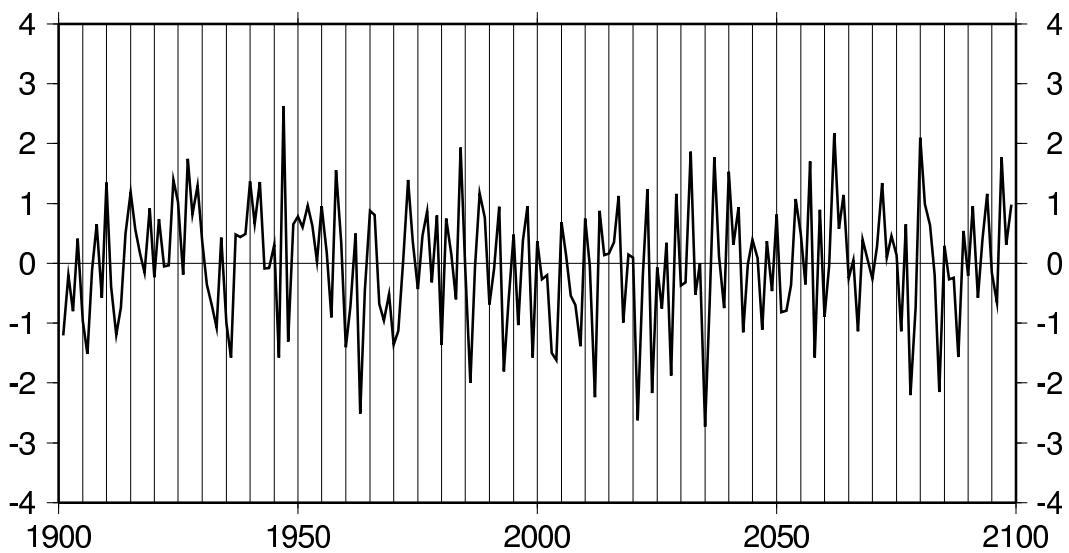
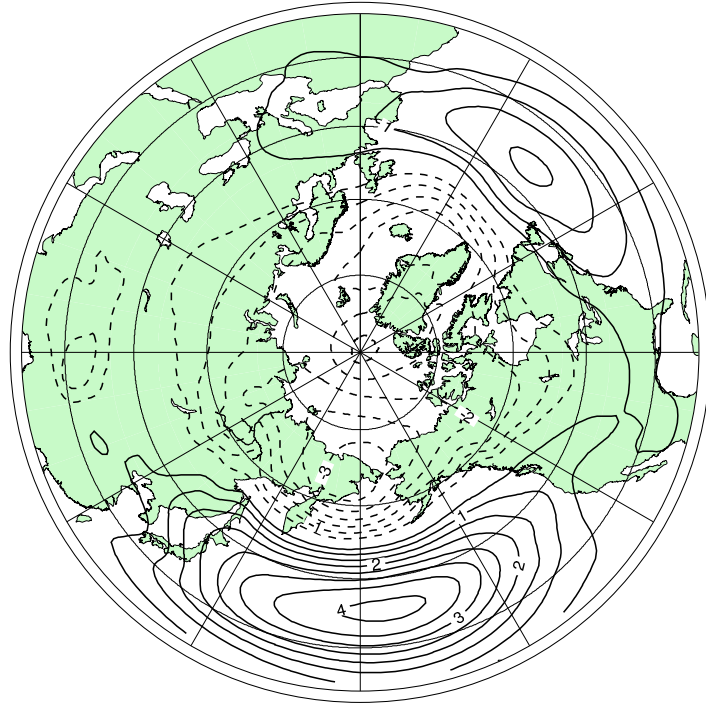


図 4: 図 2 と同様. ただしモデルは GISS-AOM である.

GISS-EH Eigenvector (EOF1; 37.8%)



Time Series of Score (EOF1)

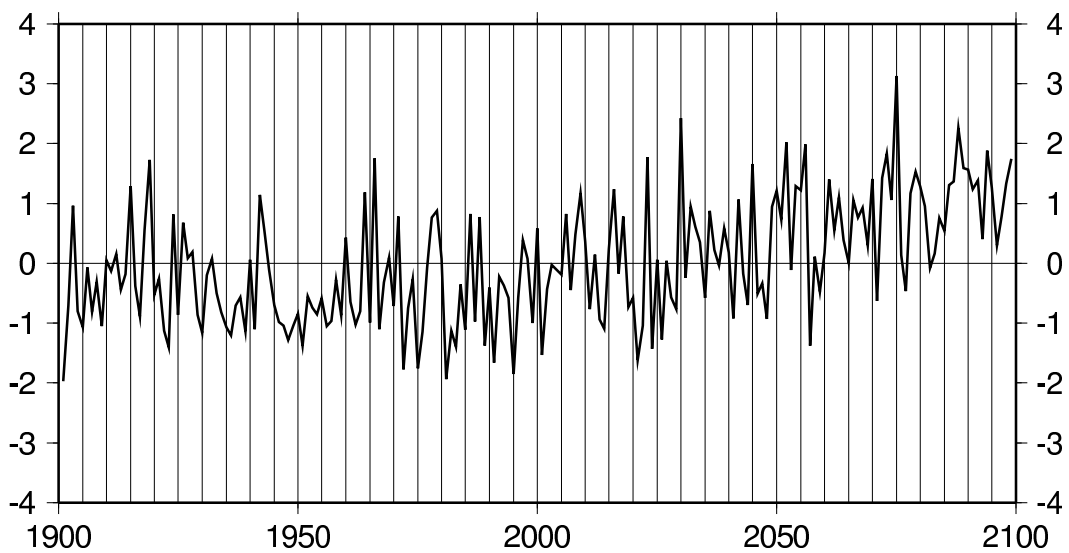
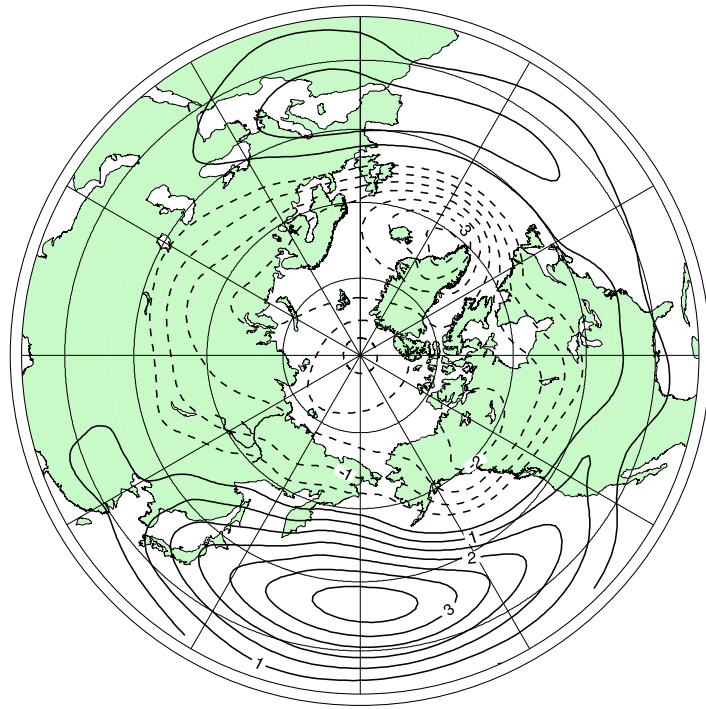


図 5: 図 2 と同様. ただしモデルは GISS-EH である.

INM-CM3.0 Eigenvector (EOF1; 35.5%)



Time Series of Score (EOF1)

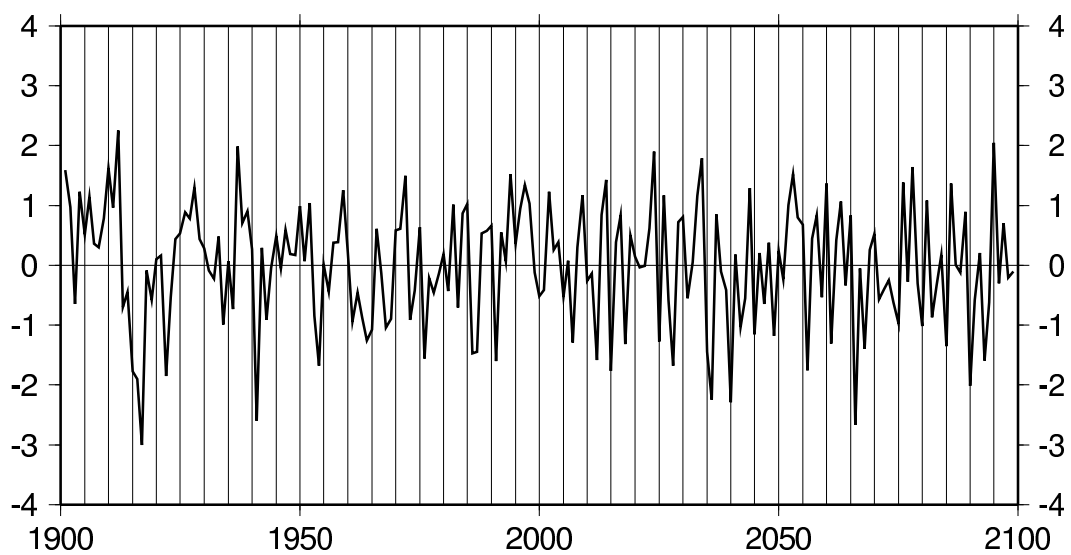
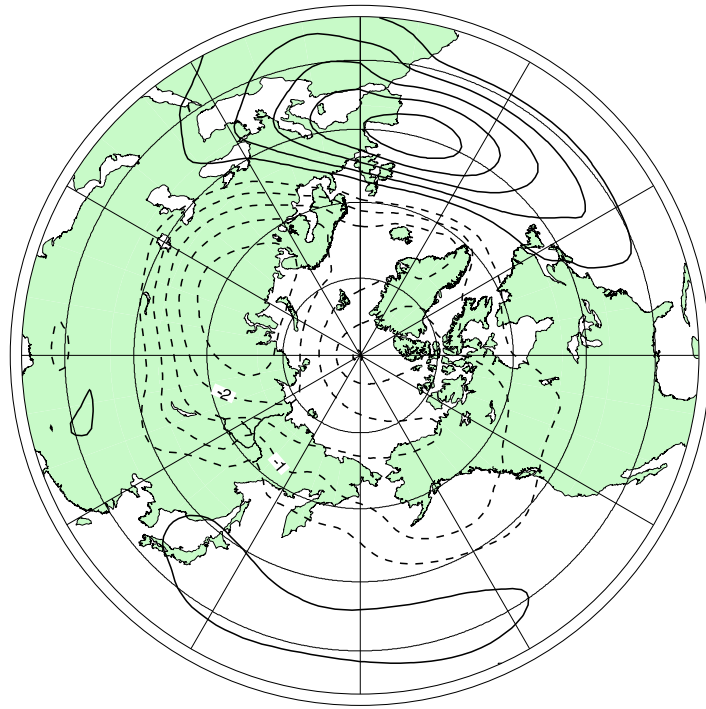


図 6: 図 2 と同様. ただしモデルは INM-CM3 である.

IPSL-CM4 Eigenvector (EOF1; 24.2%)



Time Series of Score (EOF1)

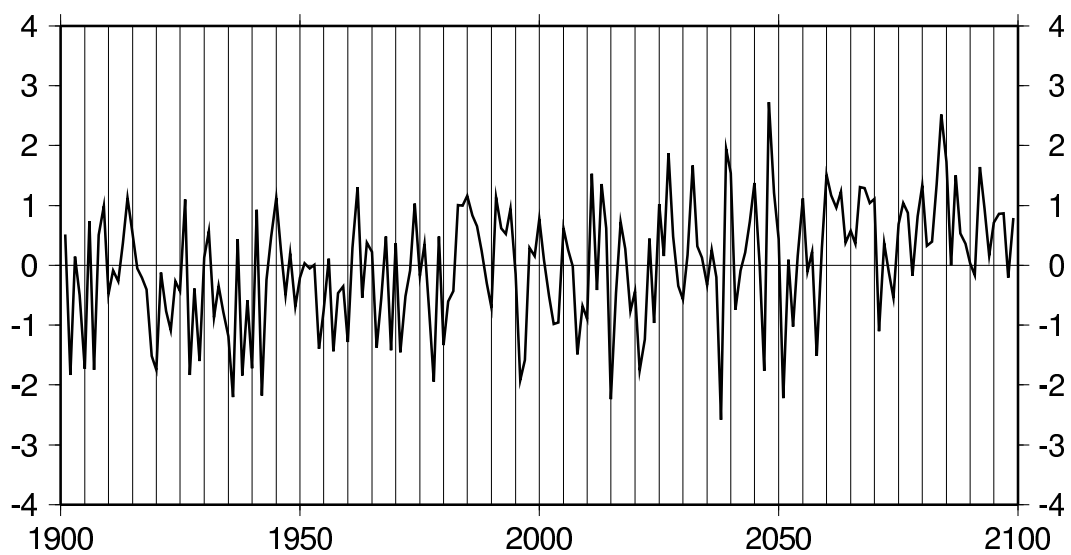
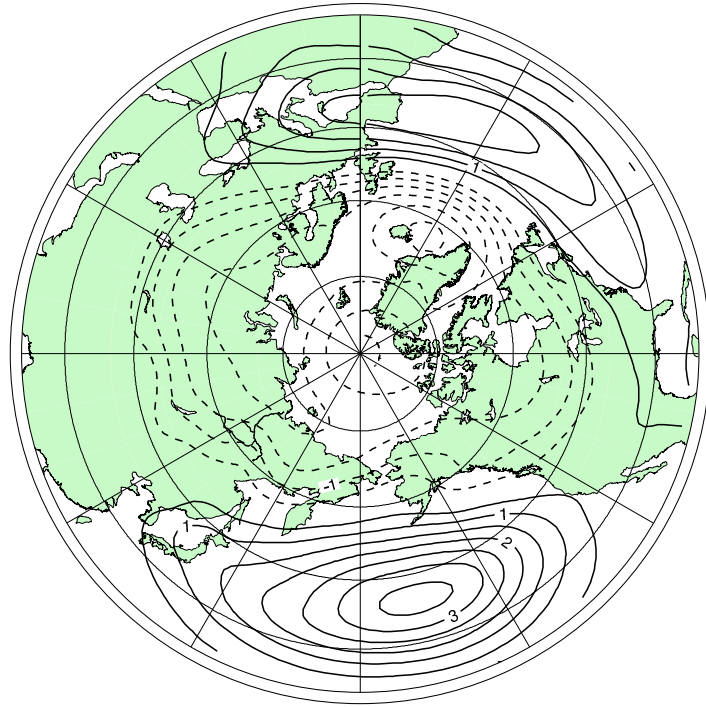


図 7: 図 2 と同様. ただしモデルは IPSL-CM4 である.

MIROC3.2 (Medres) Eigenvector (EOF1; 38.6%)



Time Series of Score (EOF1)

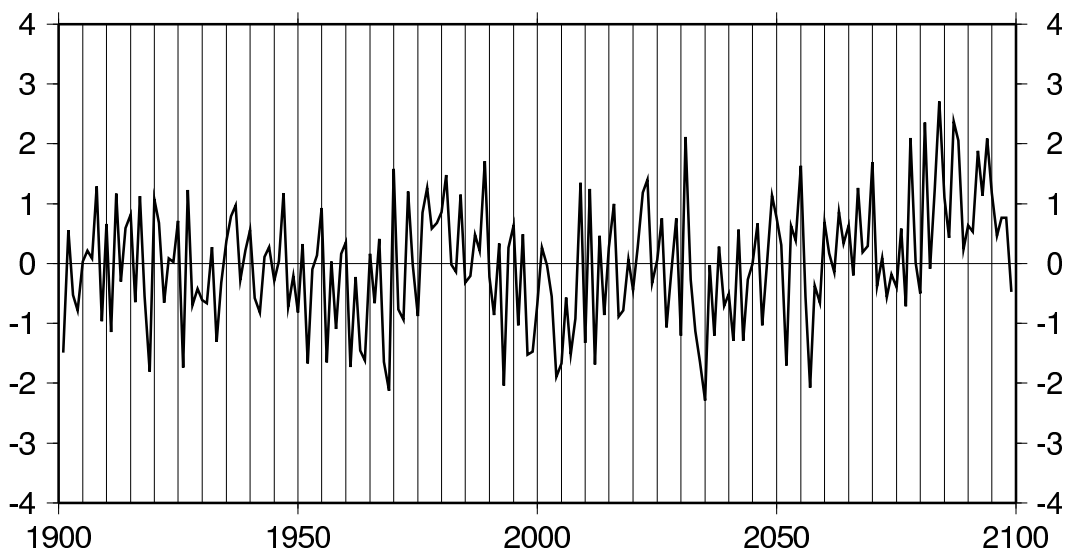
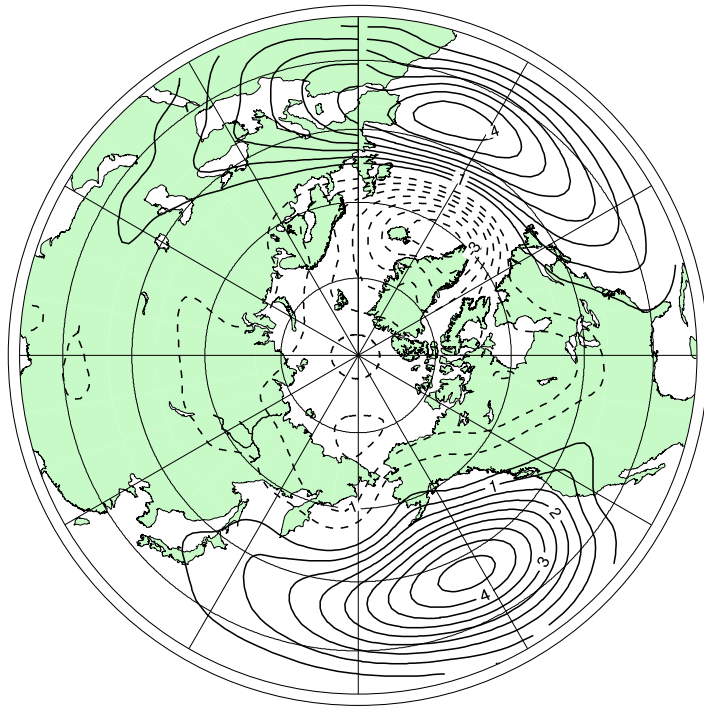


図 8: 図 2 と同様. ただしモデルは MIROC3.2 (Medres) である.

MRI-CGCM2.3.2 (run1)
Eigenvector (EOF1; 35.4%)



Time Series of Score (EOF1)

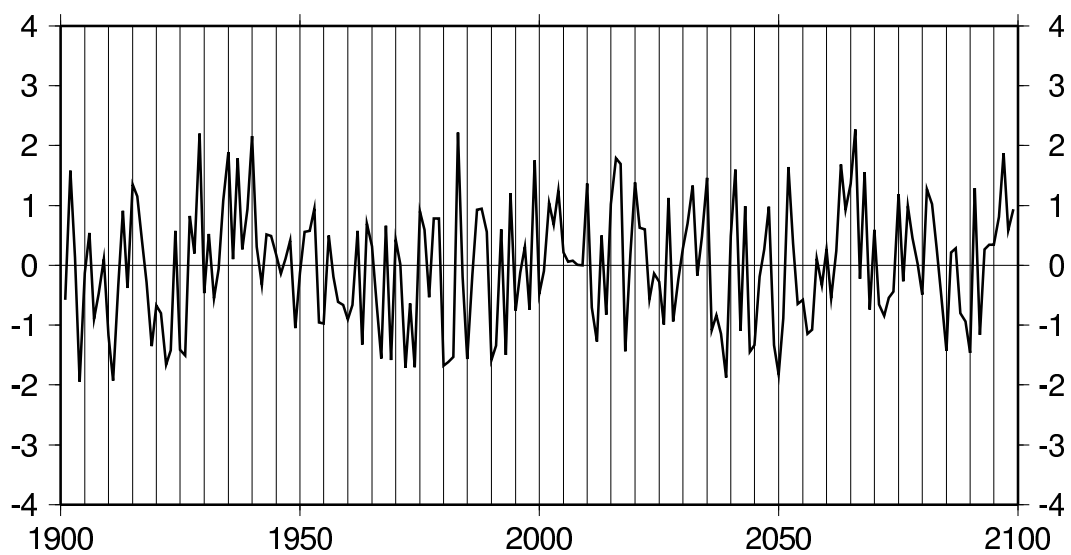
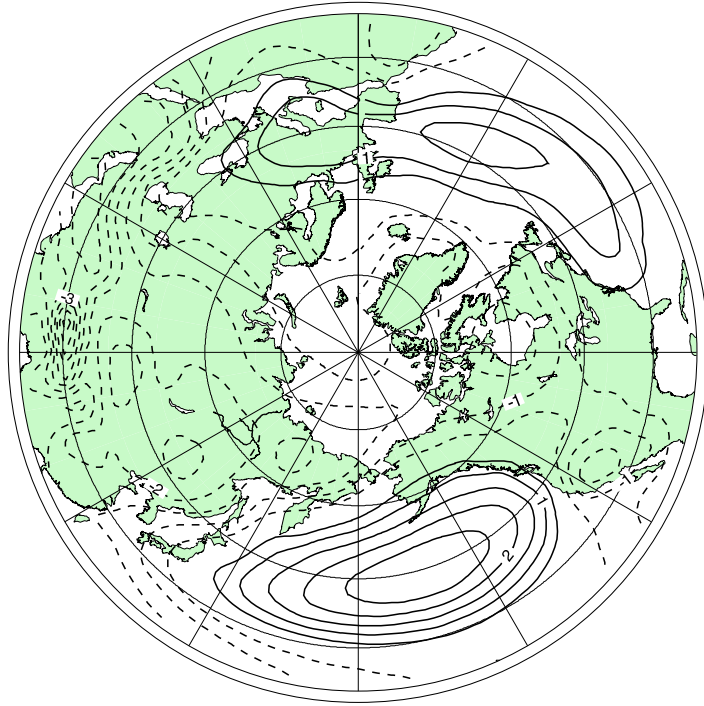


図 9: 図 2 と同様. ただしモデルは MRI-CGCM2.3.2 である.

NCAR-PCM Eigenvector (EOF1; 37.6%)



Time Series of Score (EOF1)

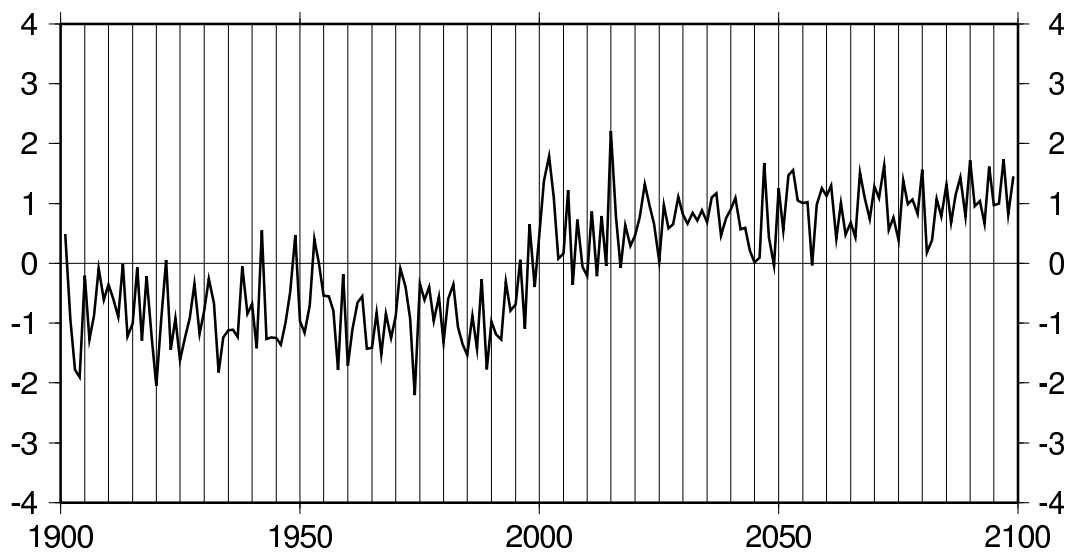
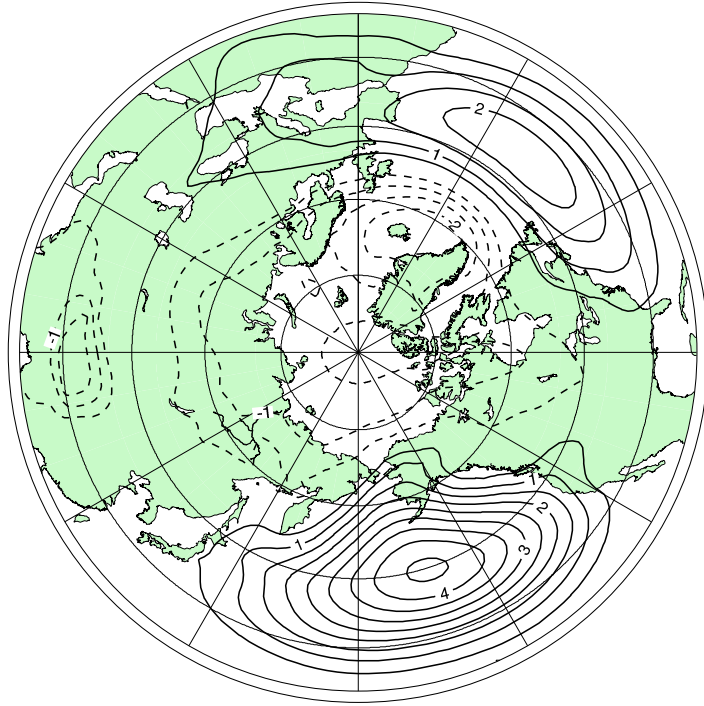


図 10: 図 2 と同様. ただしモデルは NCAR-PCM である.

UKMO-HadCM3 Eigenvector (EOF1; 30.9%)



Time Series of Score (EOF1)

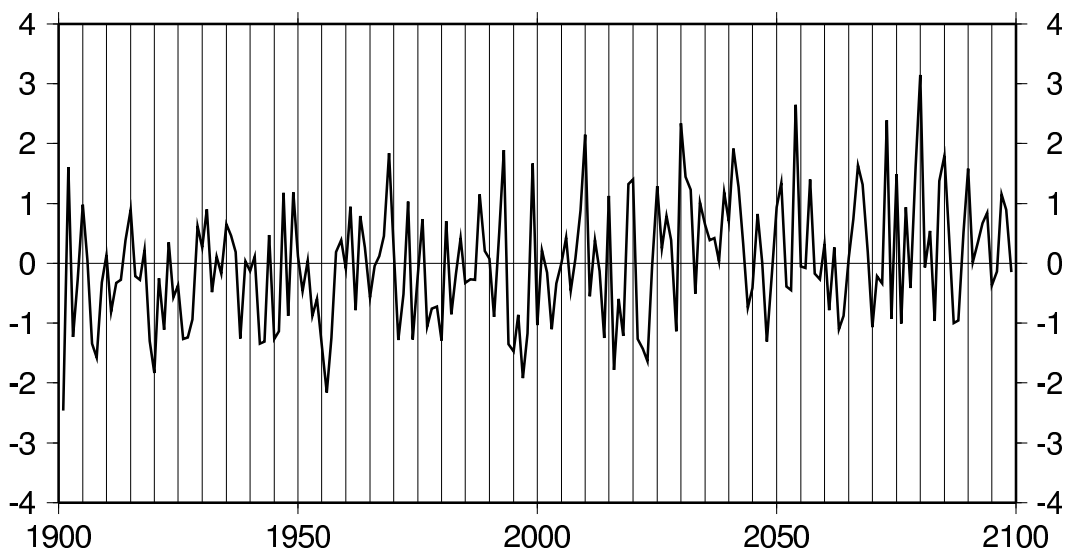
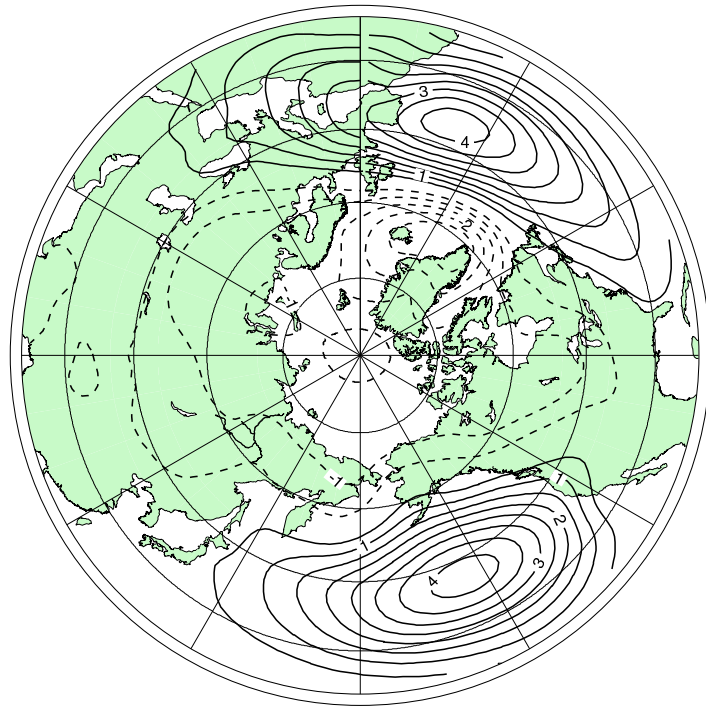


図 11: 図 2 と同様. ただしモデルは UKMO-HadCM3 である.

MRI-CGCM2.3.2 (run2)
Eigenvector (EOF1; 31.3%)



Time Series of Score (EOF1)

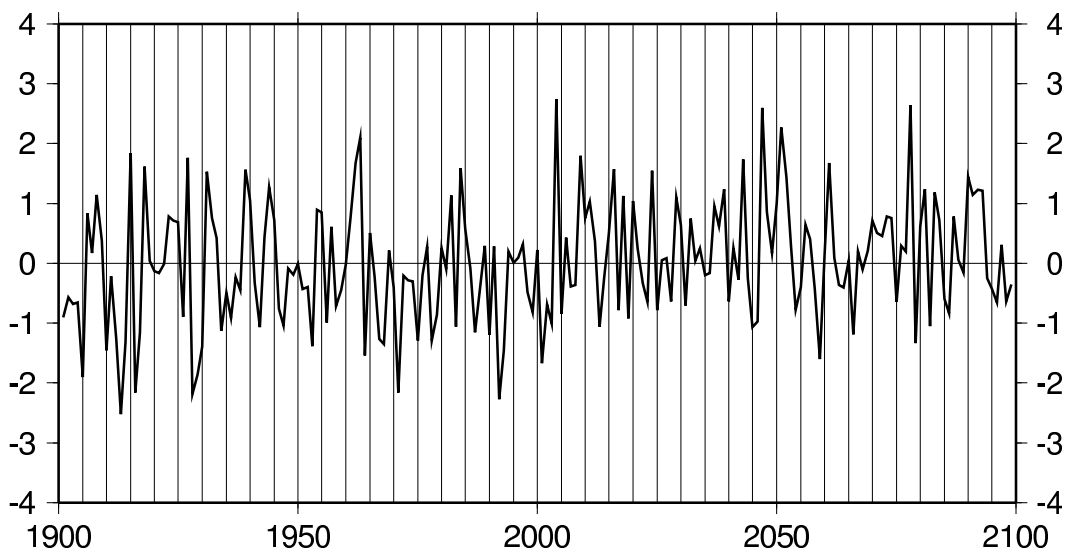
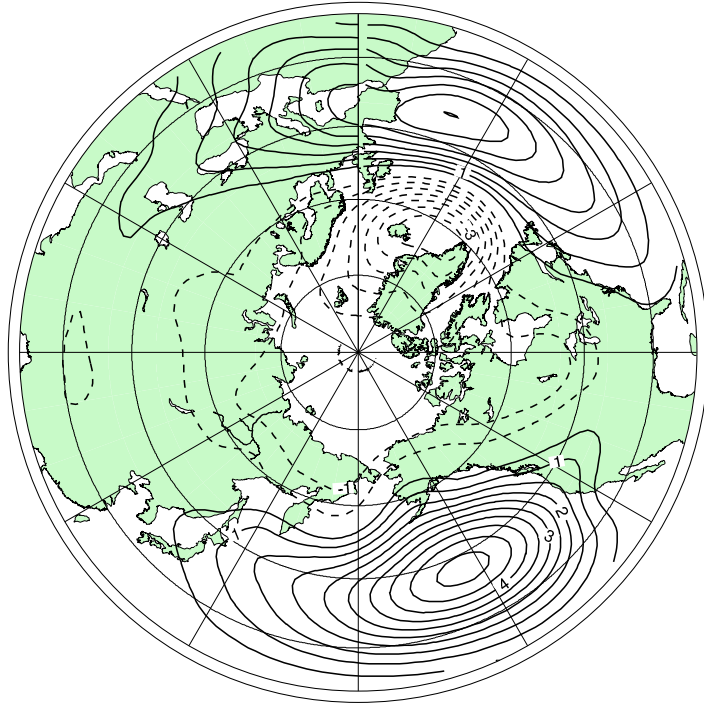


図 12: 図 9 と同様. ただし run2 によるものである.

MRI-CGCM2.3.2 (run3)
Eigenvector (EOF1; 37.7%)



Time Series of Score (EOF1)

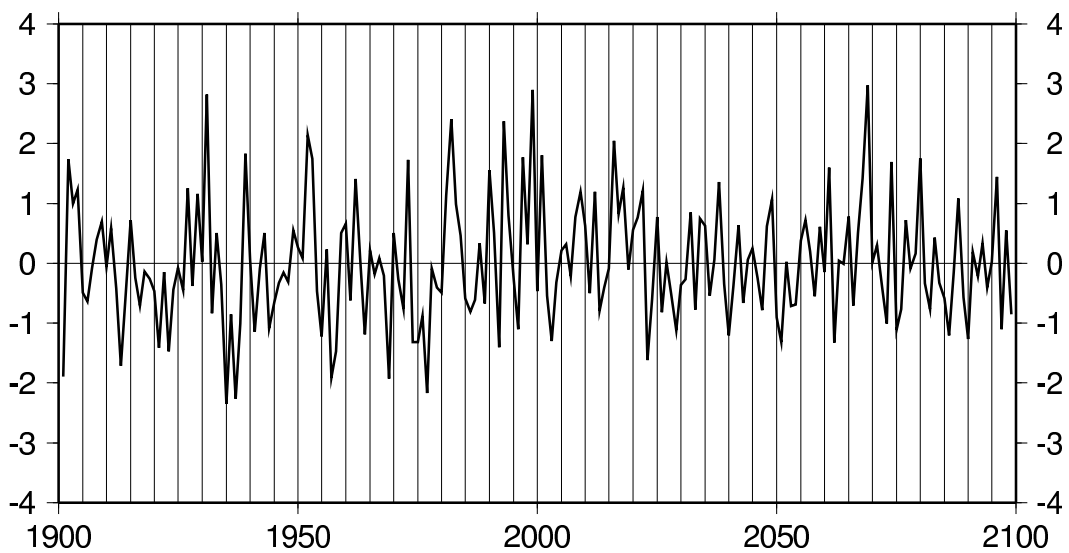
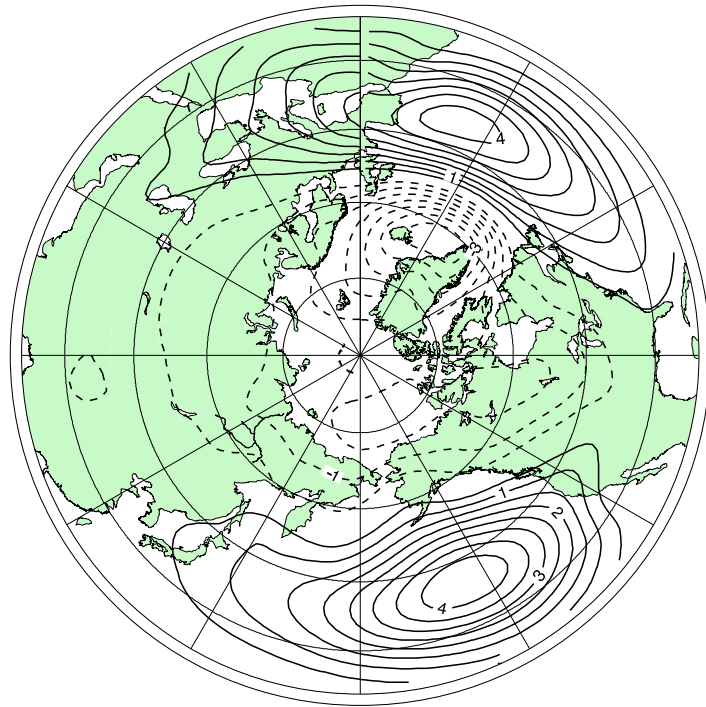


図 13: 図 9 と同様. ただし run3 によるものである.

MRI-CGCM2.3.2 (run4)
Eigenvector (EOF1; 36.9%)



Time Series of Score (EOF1)

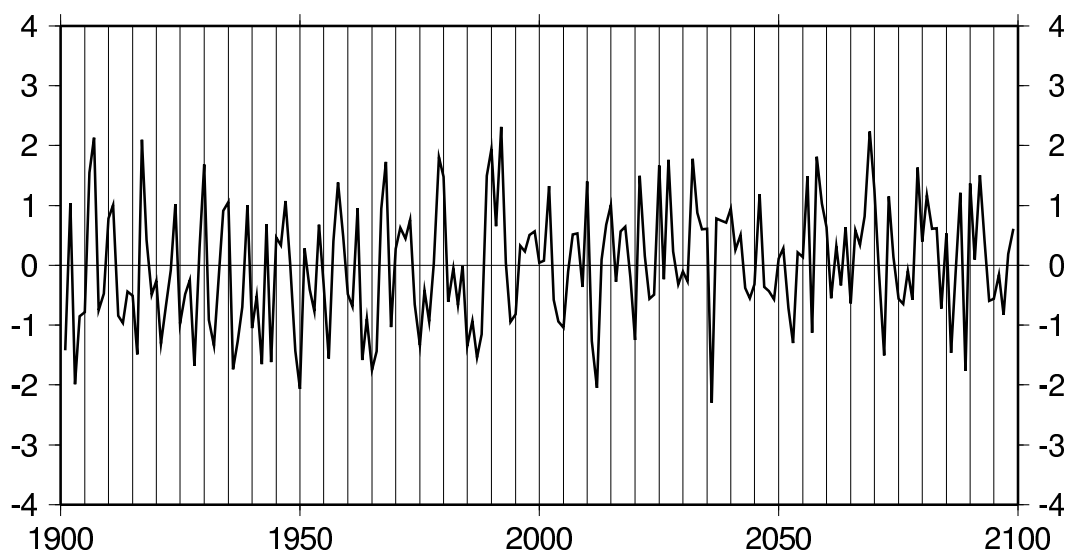
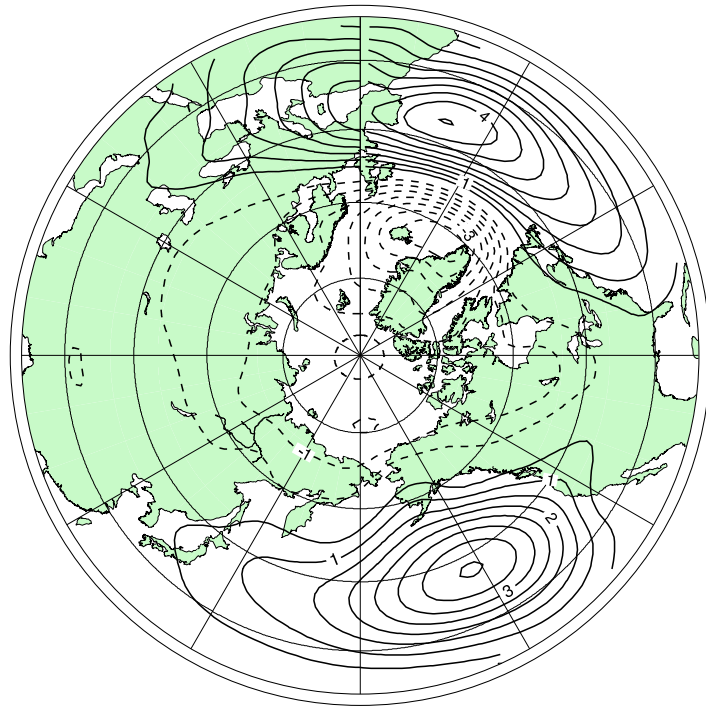


図 14: 図 9 と同様. ただし run4 によるものである.

MRI-CGCM2.3.2 (run5)
Eigenvector (EOF1; 33.7%)



Time Series of Score (EOF1)

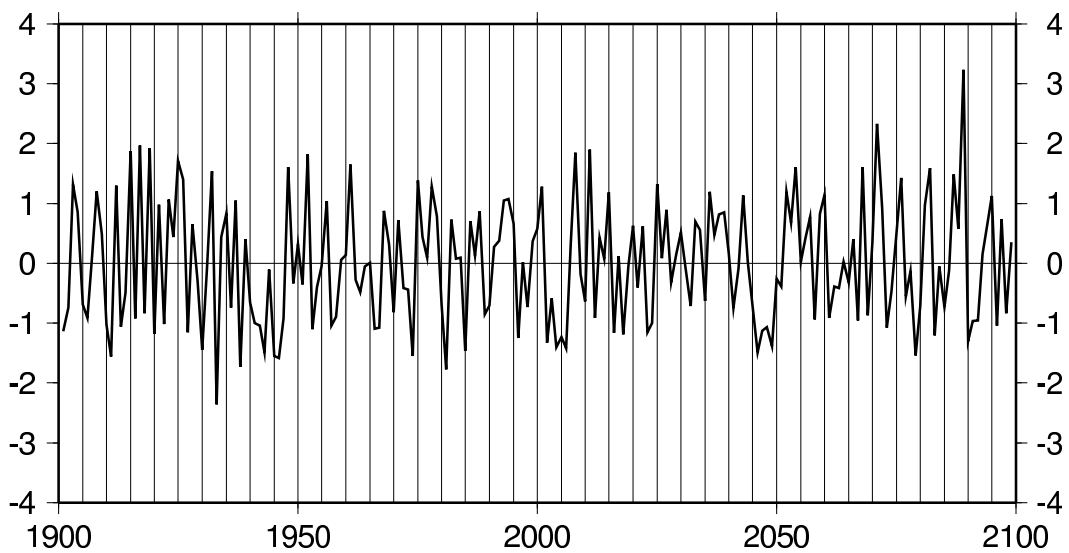


図 15: 図 9 と同様. ただし run5 によるものである.

GISS-EH

Temperature Anomaly (°C)

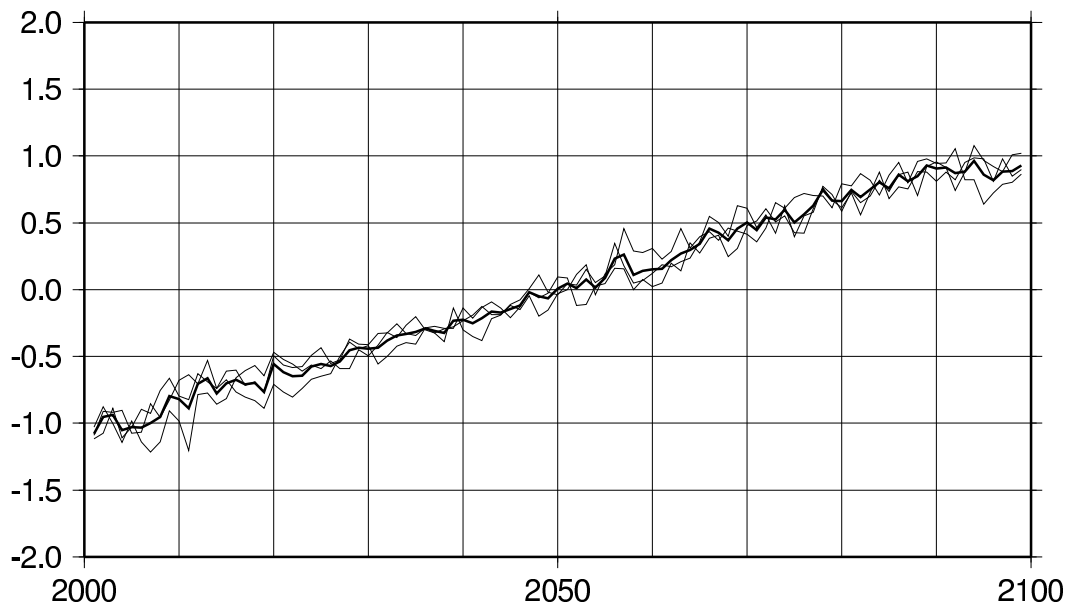
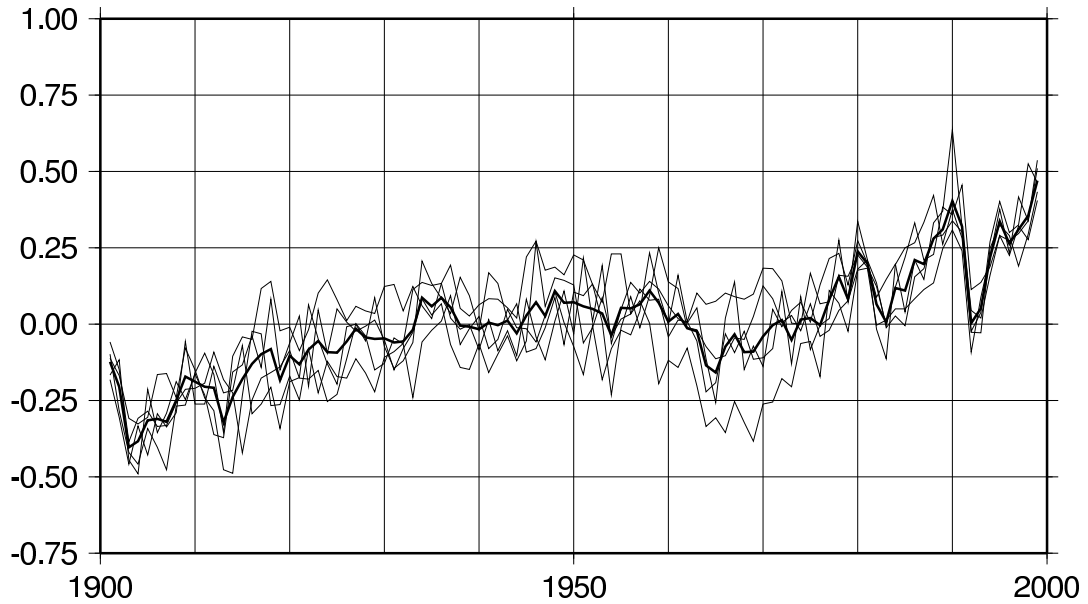


図 16: GISS-EH で再現された全球平均地上気温偏差の時系列. 細線は実験の各メンバー, 太線はアンサンブル平均である. (上)20世紀, (下)21世紀

MIROC3.2 (Medres) Temperature Anomaly (°C)

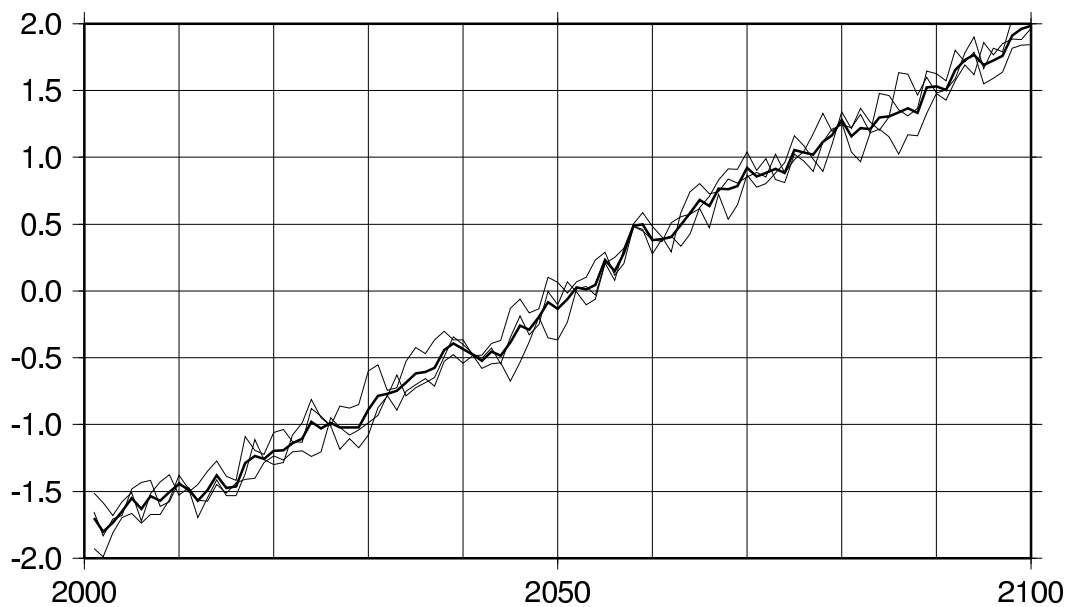
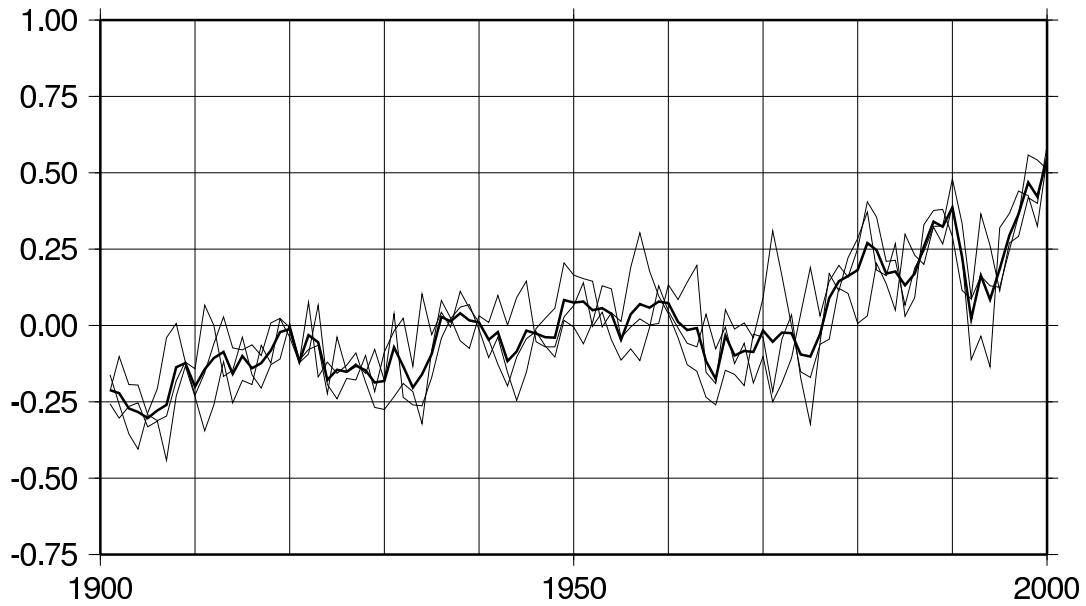


図 17: 図 16 に同様. ただしモデルは MIROC3.2 (Medres) である.

MRI-CGCM2.3.2

Temperature Anomaly (°C)

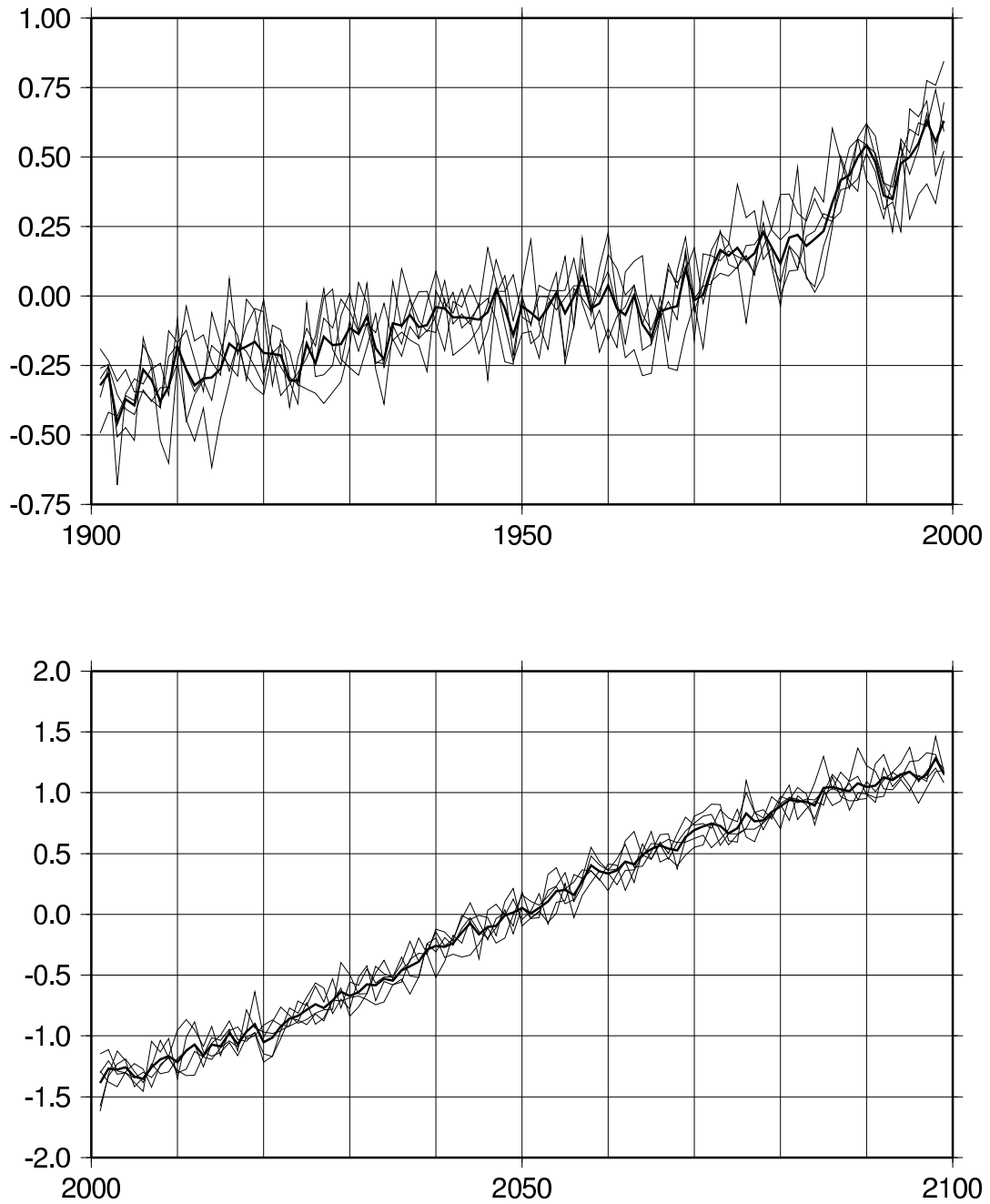


図 18: 図 16 に同様. ただしモデルはMRI-CGCM2.3.2である.

NCAR-PCM

Temperature Anomaly (°C)

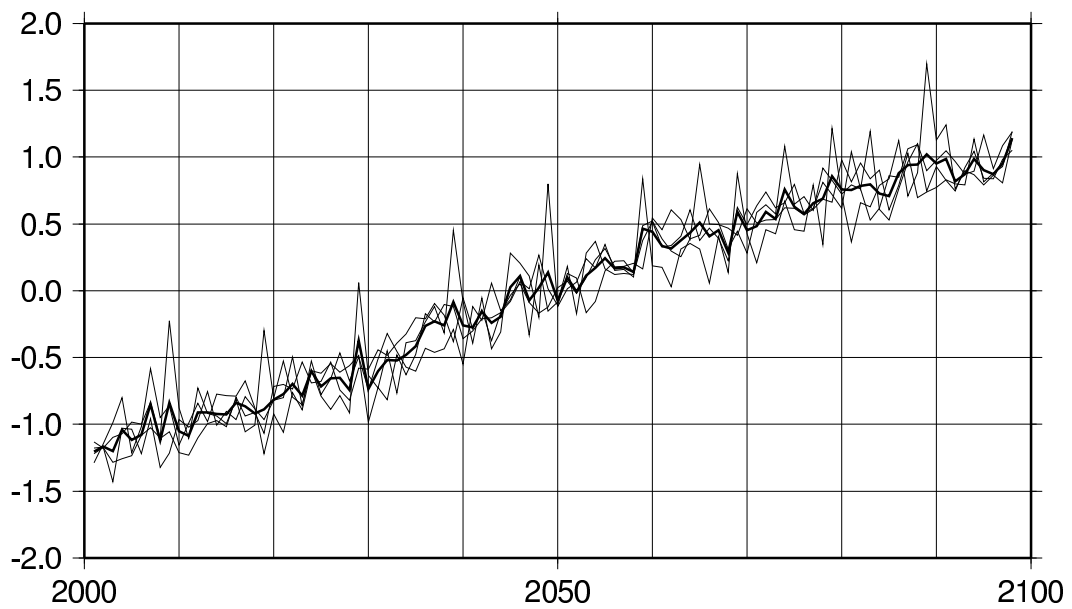
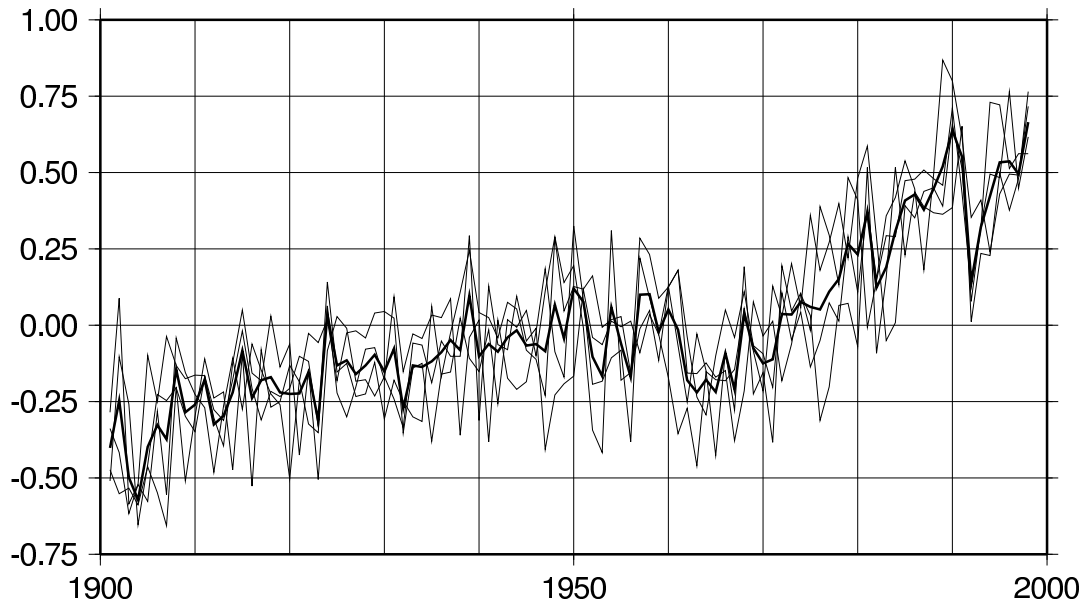
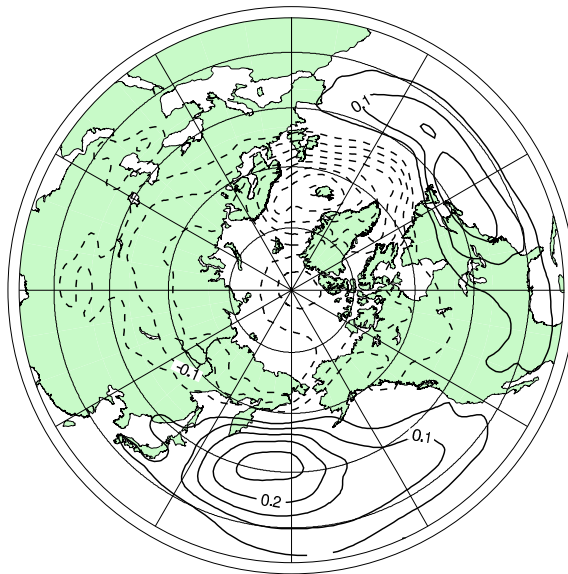


図 19: 図 16 に同様. ただしモデルはNCAR-PCMである.

GISS-EH

-Internal Variability-

20C Eigenvector (EOF1;27.4%)



21C Eigenvector (EOF1;29.9%)

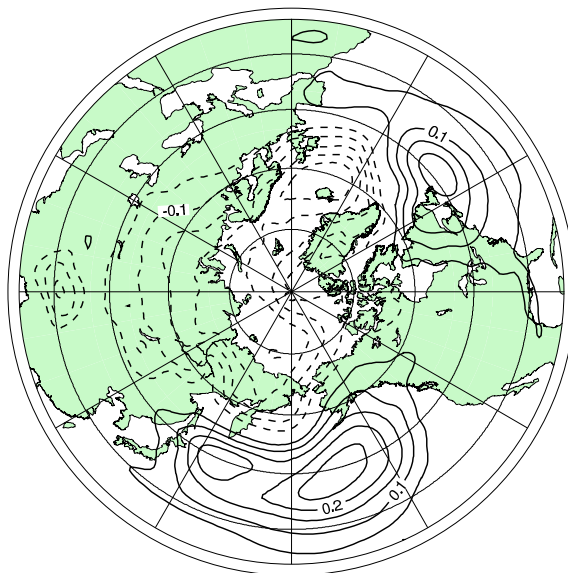
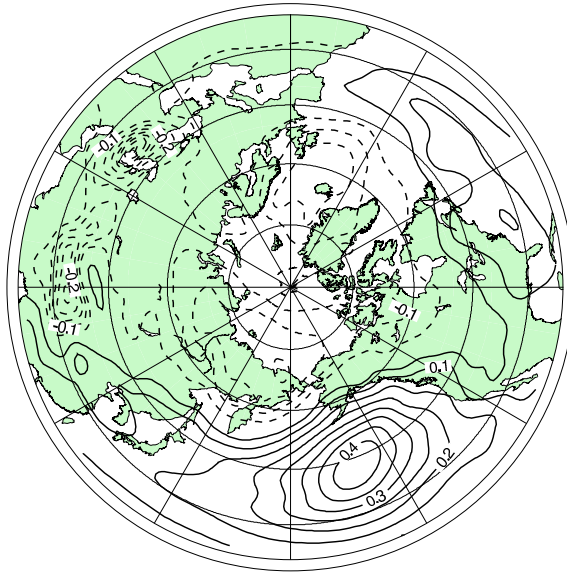


図 20: GISS-EH で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 (内部変動に対する空間分布). カッコ内は寄与率, コンター間隔は 0.05hPa である. (上)20 世紀, (下)21 世紀

GISS-EH

-External Response-

20C Eigenvector (EOF1;54.3%)



21C Eigenvector (EOF1;87.2%)

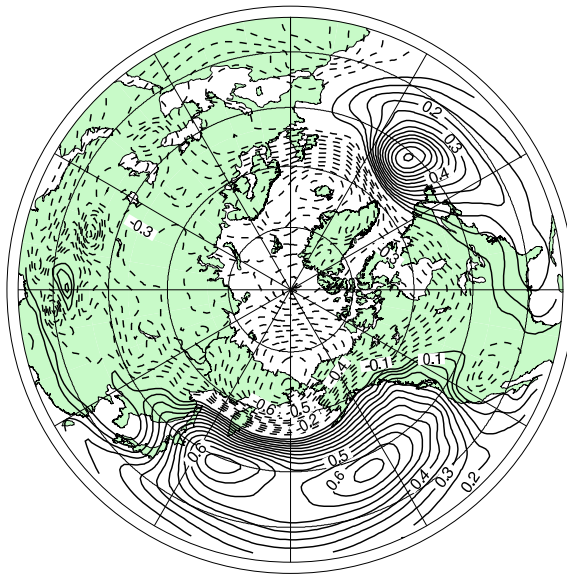


図 21: GISS-EH で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 (外部強制応答に対する空間分布). カッコ内は寄与率, コンター間隔は 0.05hPa である. (上)20 世紀, (下)21 世紀

GISS-EH

Time Series of Score (EOF1)

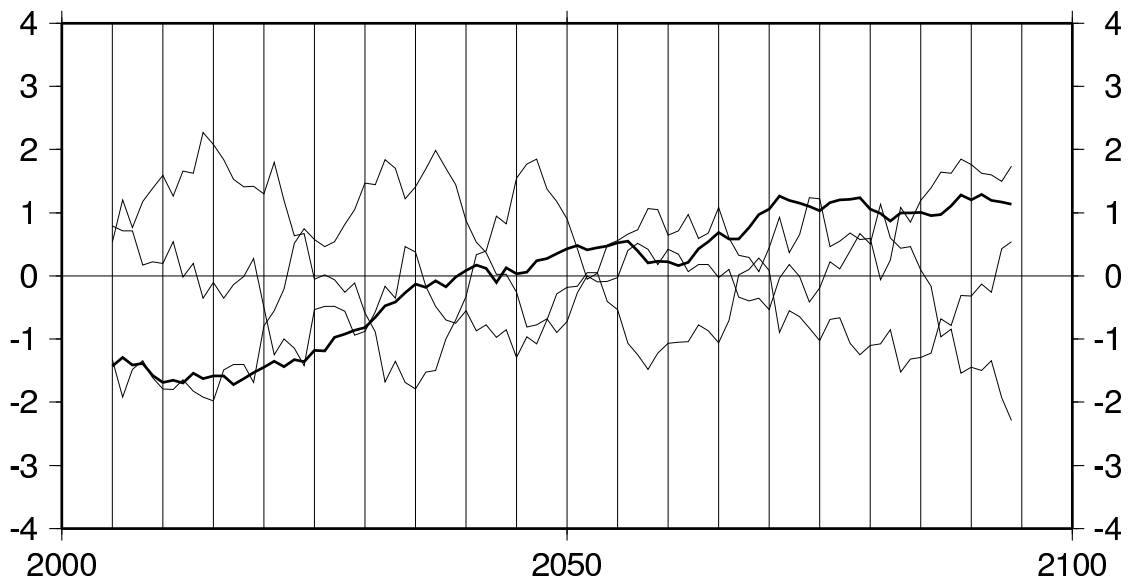
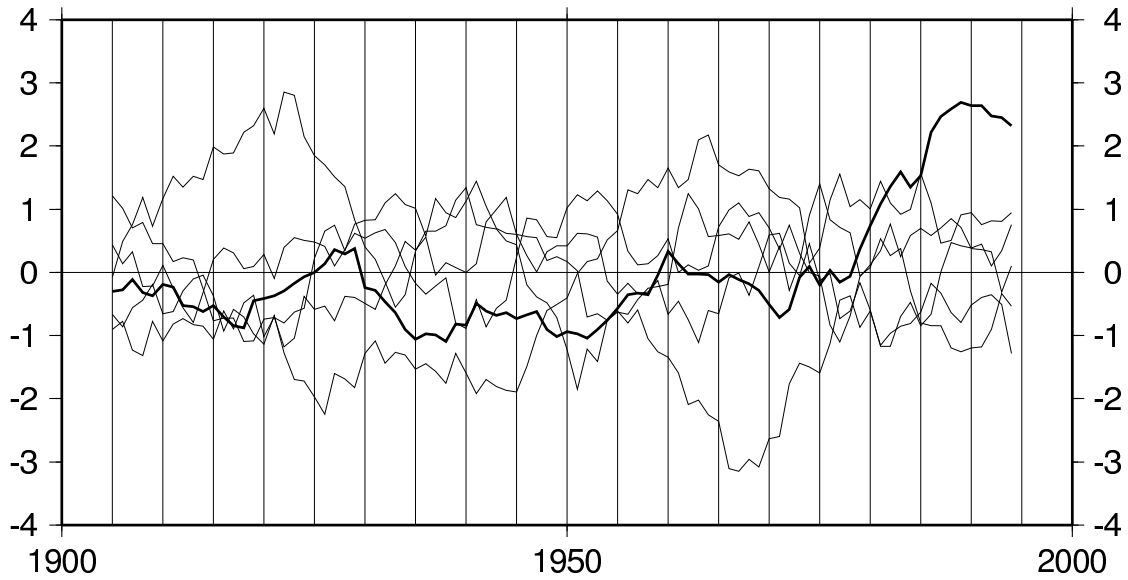
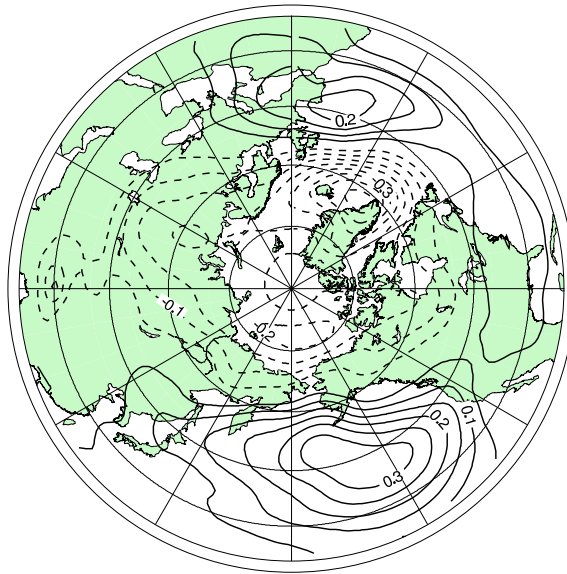


図 22: GISS-EH で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 の時系列. 細線は実験の各メンバー (内部変動), 太線はアンサンブル平均 (外部強制応答) である. (上)20 世紀, (下)21 世紀.

MIROC3.2 (Medres)

-Internal Variability-

20C Eigenvector (EOF1;40.0%)



21C Eigenvector (EOF1;38.6%)

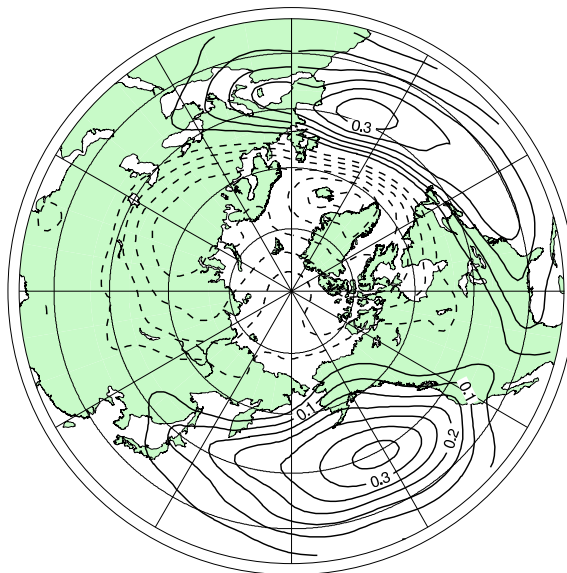
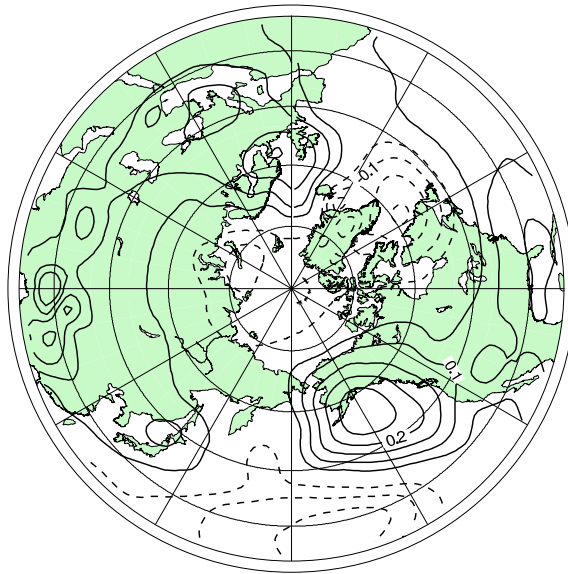


図 23: 図 20 に同様. ただしモデルは MIROC3.2 (Medres) である.

MIROC3.2 (Medres)

-External Response-

20C Eigenvector (EOF1;36.7%)



21C Eigenvector (EOF1;86.0%)

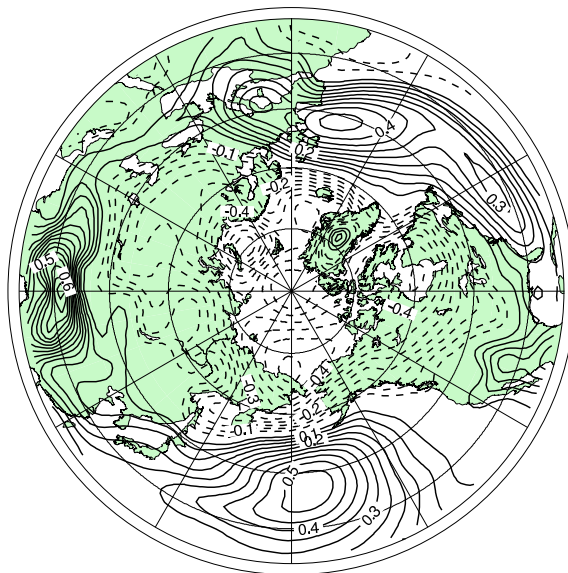


図 24: 図 21 に同様. ただしモデルは MIROC3.2 (Medres) である.

MIROC3.2 (Medres)

Time Series of Score (EOF1)

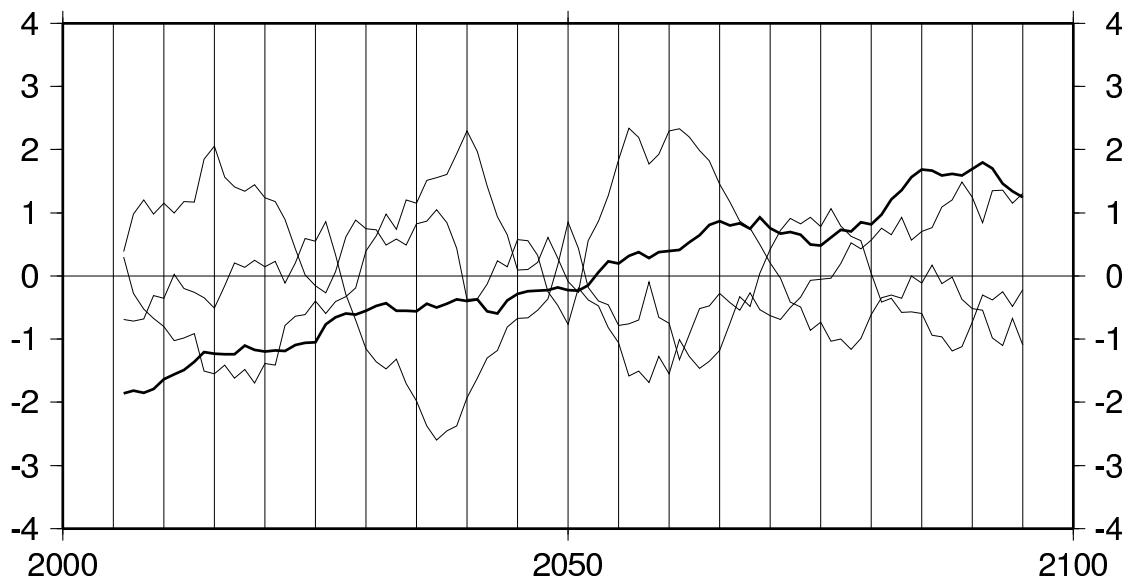
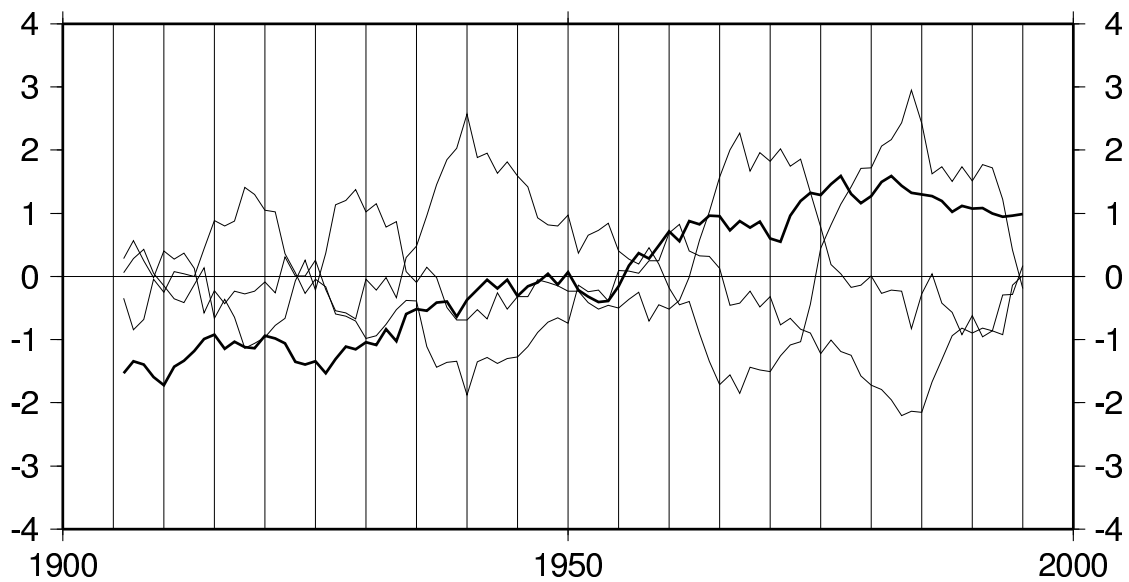
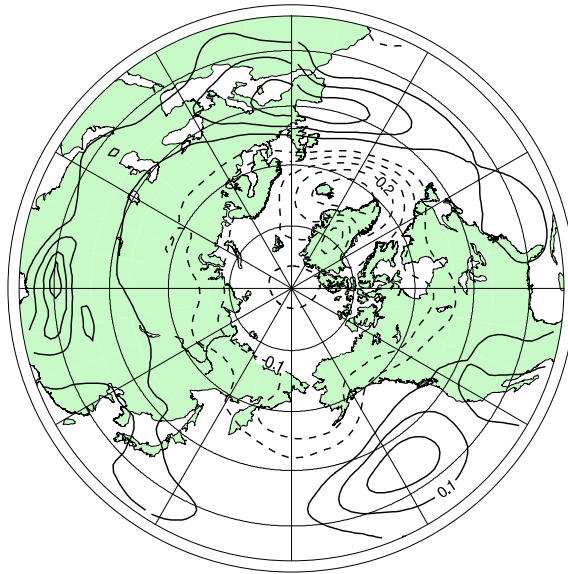


図 25: 図 22 に同様. ただしモデルは MIROC3.2 (Medres) である.

MRI-CGCM2.3.2

-External Response-

20C Eigenvector (EOF1;45.3%)



21C Eigenvector (EOF1;77.1%)

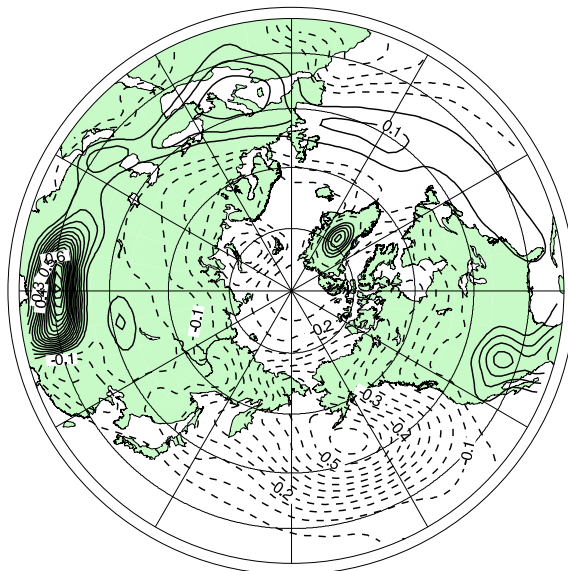


図 27: 図 21 に同様. ただしモデルは MRI-CGCM2.3.2 である.

MRI-CGCM2.3.2 Time Series of Score (EOF1)

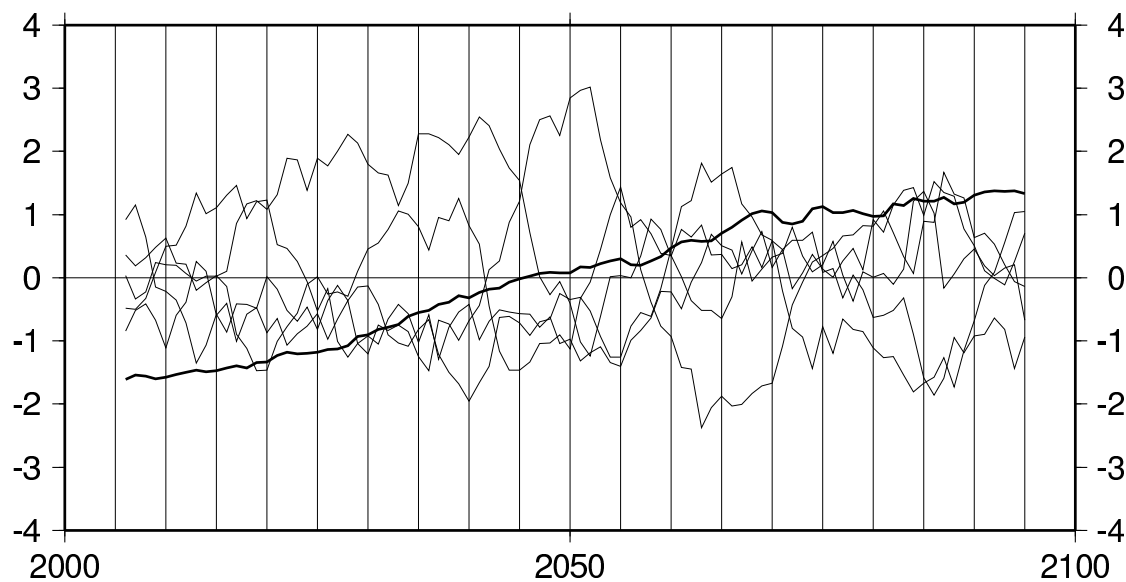
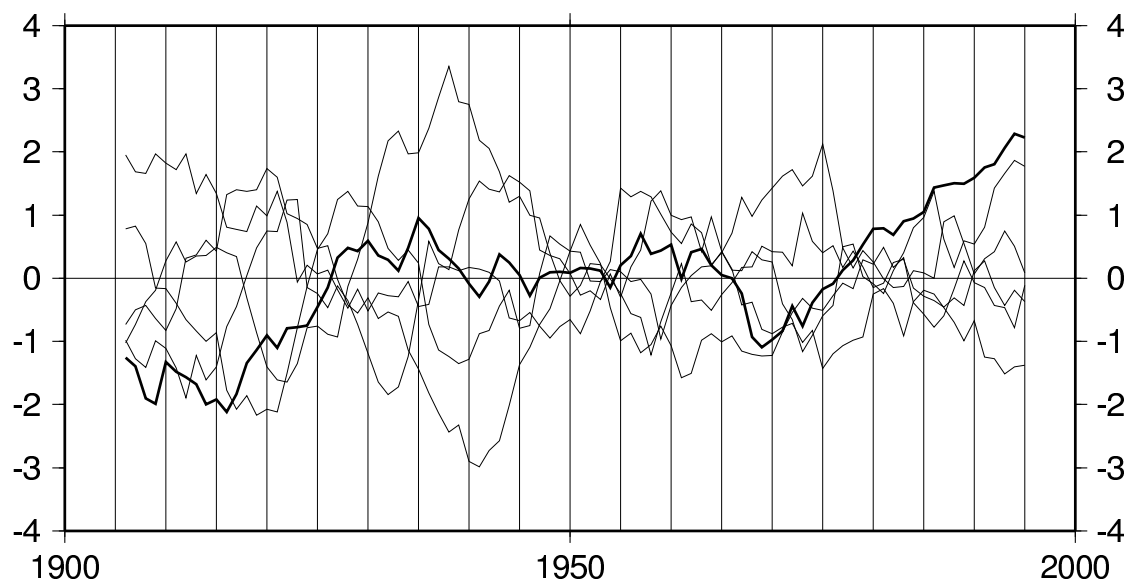
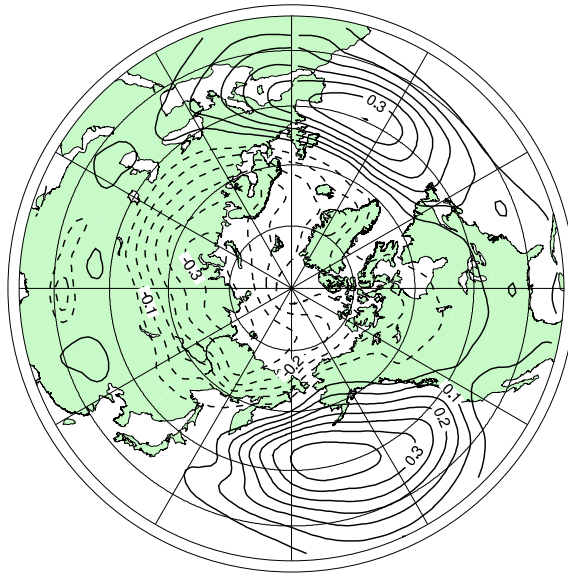


図 28: 図 22 に同様. ただしモデルは MRI-CGCM2.3.2 である.

NCAR-PCM

-Internal Variability-

20C Eigenvector (EOF1;37.3%)



21C Eigenvector (EOF1;38.1%)

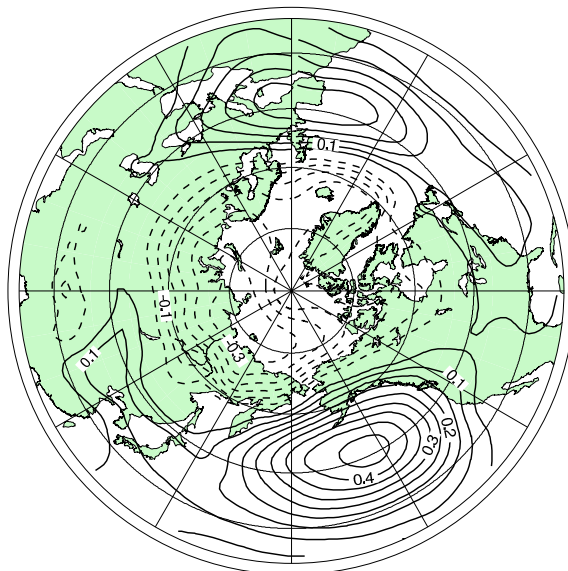
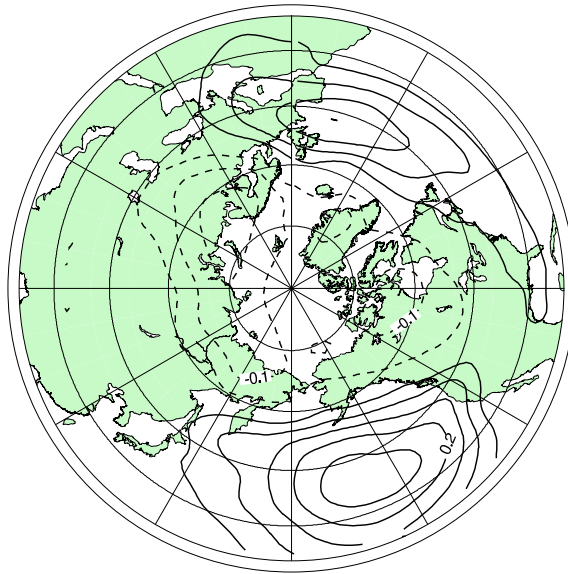


図 29: 図 20 に同様. ただしモデルはNCAR-PCMである.

NCAR-PCM

-External Response-

20C Eigenvector (EOF1;37.7%)



21C Eigenvector (EOF1;54.2%)

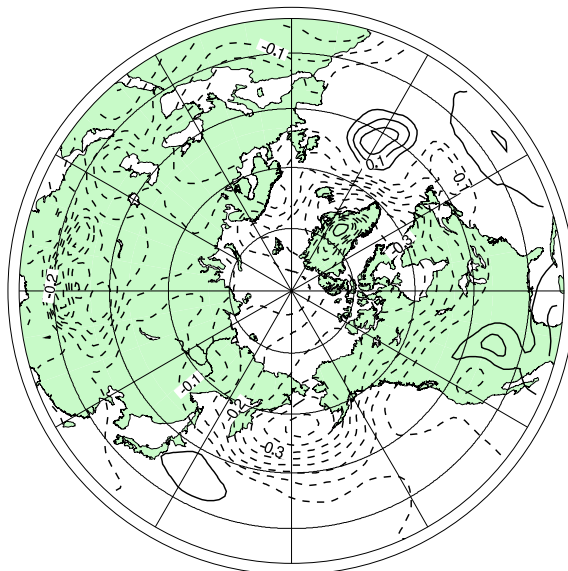


図 30: 図 21 に同様. ただしモデルはNCAR-PCMである.

NCAR-PCM

Time Series of Score (EOF1)

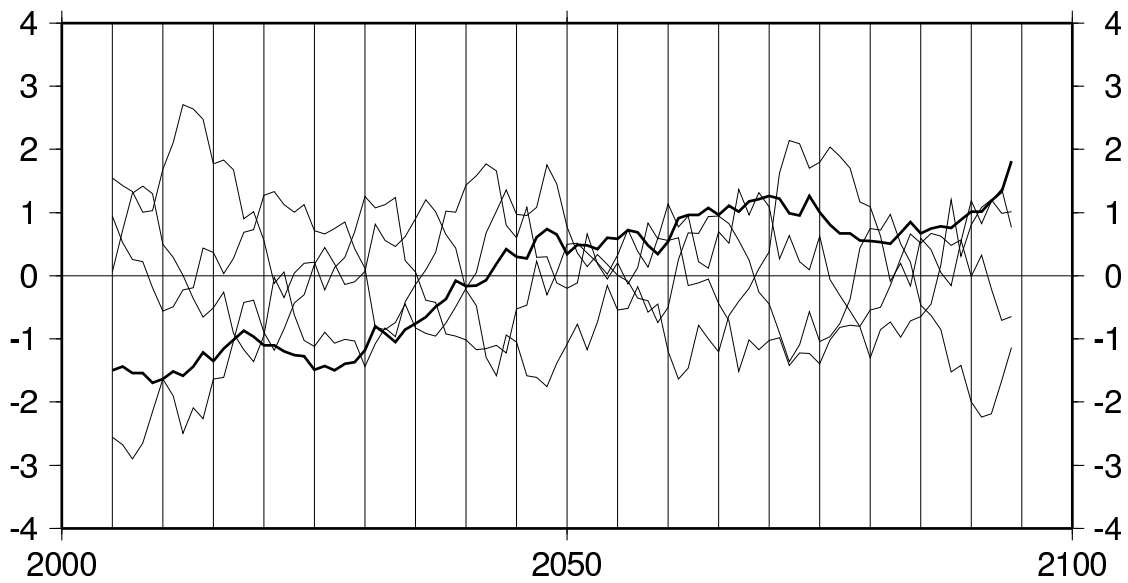
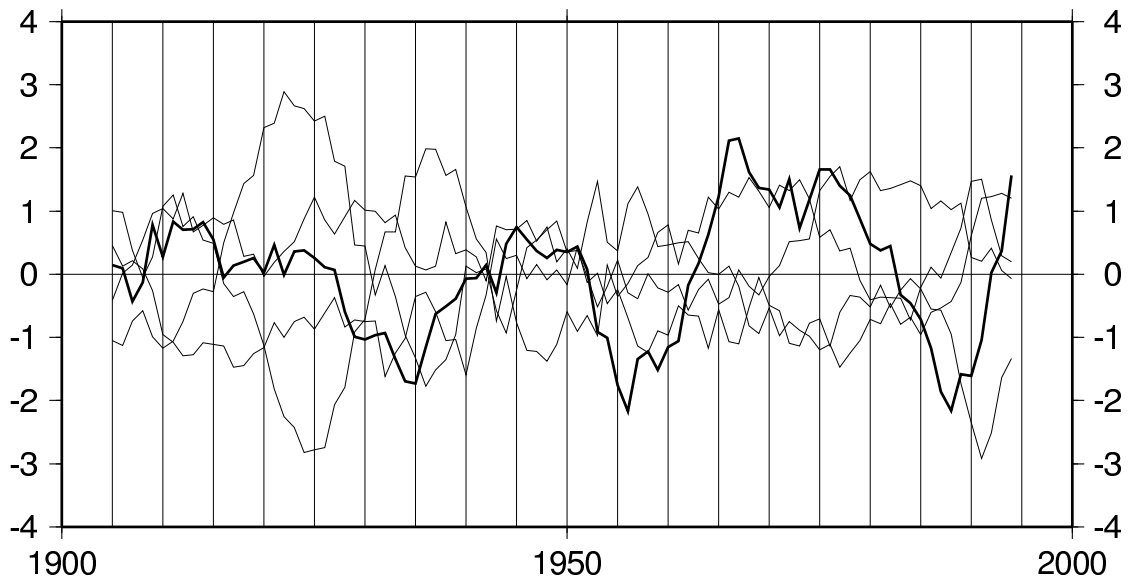
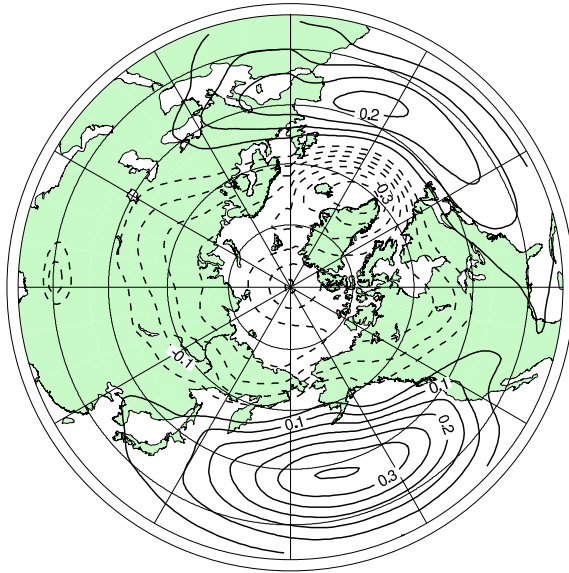


図 31: 図 22 に同様. ただしモデルは NCAR-PCM である.

Multi-Model

-Bias-

20C Eigenvector (EOF1;35.8%)



21C Eigenvector (EOF1;30.0%)

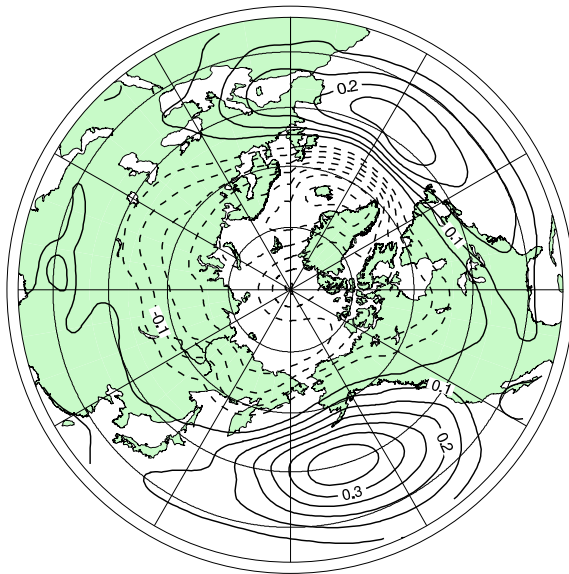
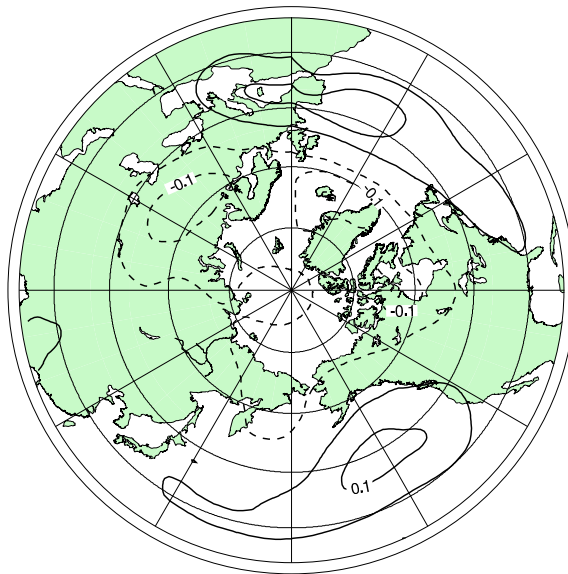


図 32: モデルのバイアスで再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 の空間分布. カッコ内は寄与率, コンター間隔は 0.05hPa である. (上)20 世紀, (下)21 世紀

Multi-Model -Ensemble-

20C Eigenvector (EOF1;40.6%)



21C Eigenvector (EOF1;88.1%)

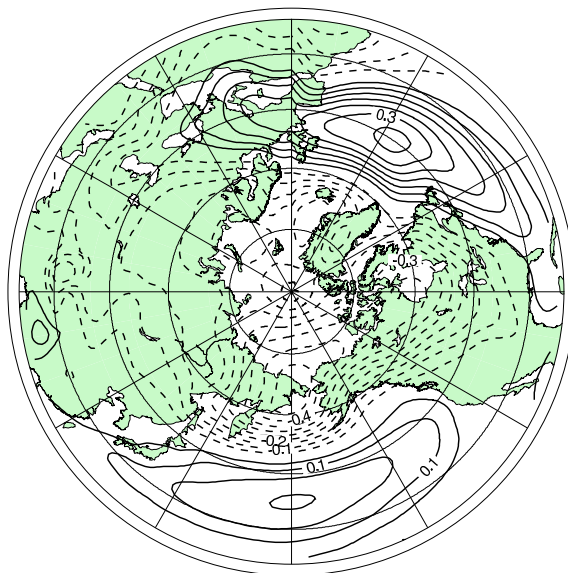


図 33: モデルのアンサンブル平均で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 の空間分布. カッコ内は寄与率, コンター間隔は 0.05hPa である. (上)20 世紀, (下)21 世紀

Multi-Model Time Series of Score (EOF1)

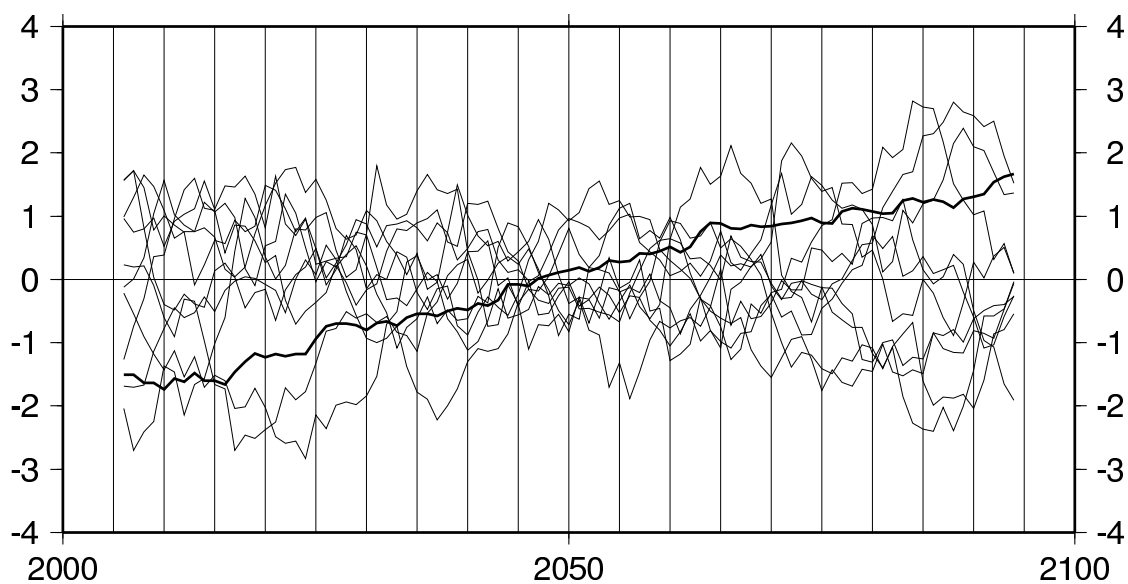
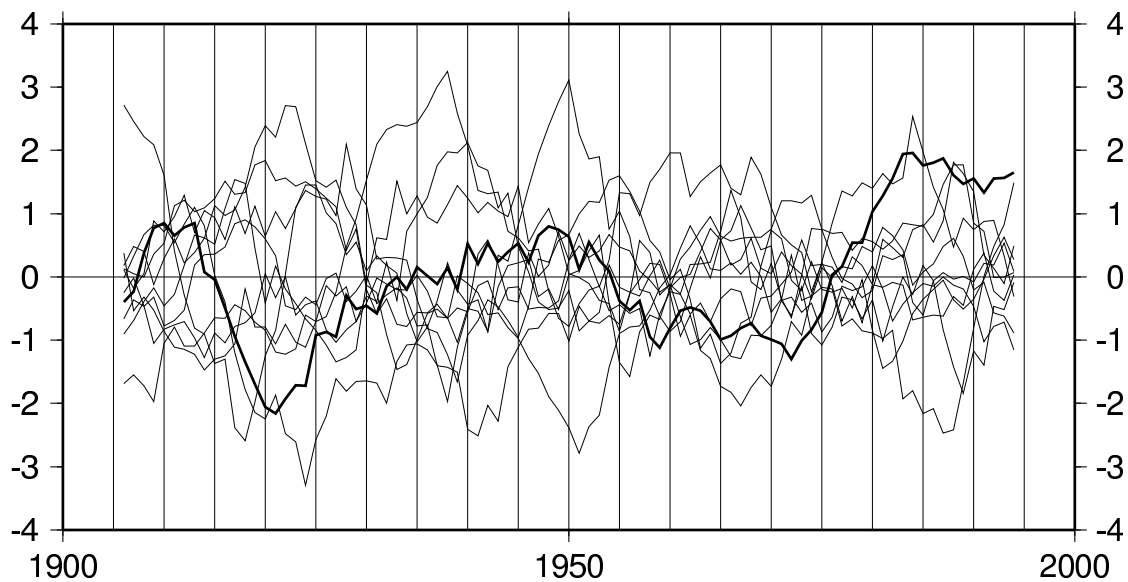


図 34: モデルのバイアスとアンサンブル平均で再現された北半球 (北緯 20 度以北) の SLP における十年スケールの EOF1 の時系列. 細線は各モデルのアンサンブル平均からの残差, 太線はアンサンブル平均である. (上)20 世紀, (下)21 世紀

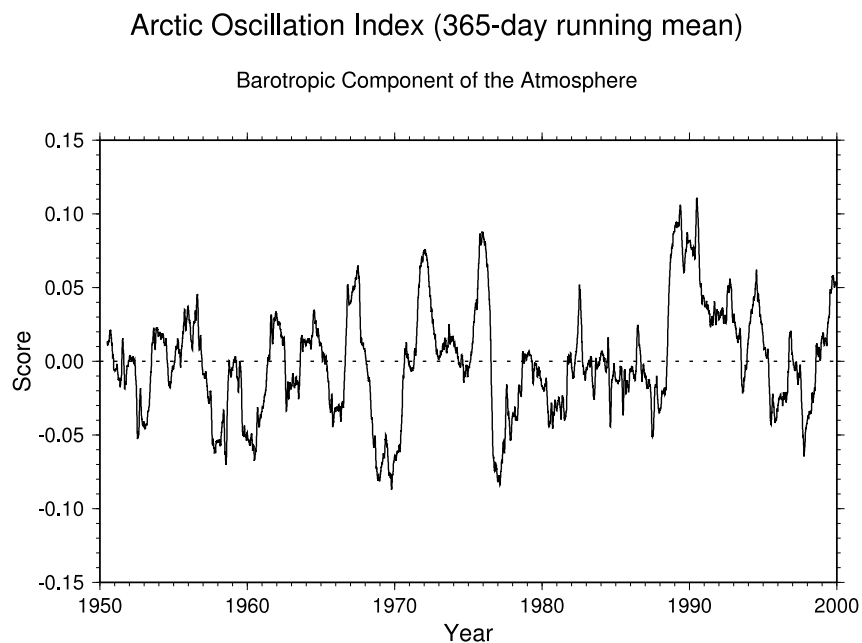


図 35: 順圧 S モデルで再現された観測に見られる順圧高度場の EOF1 の時系列. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

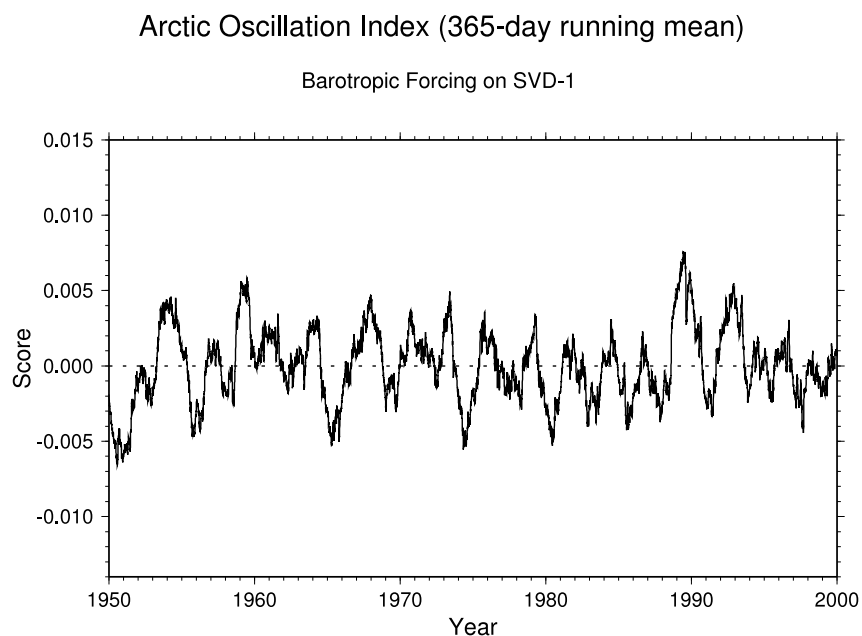
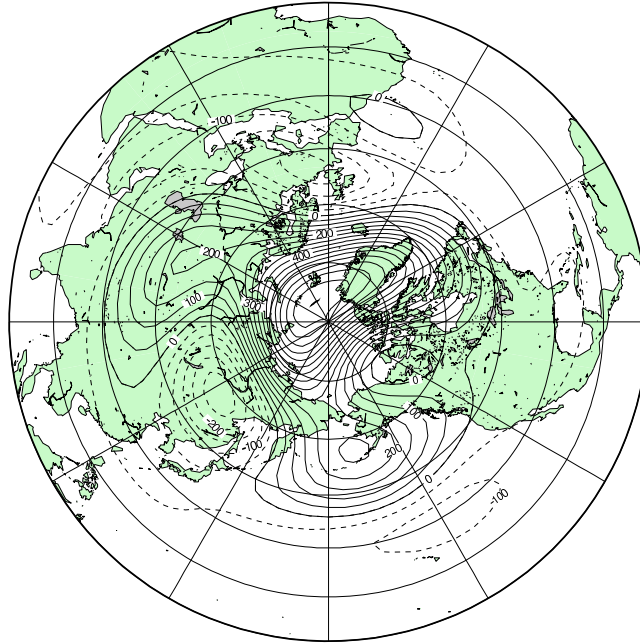


図 36: 順圧 S モデルで再現された SVD 解析による外力の時系列. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

Barotropic Forcing

Singular Vector SVD-1



Standing eigenmode EVP-1

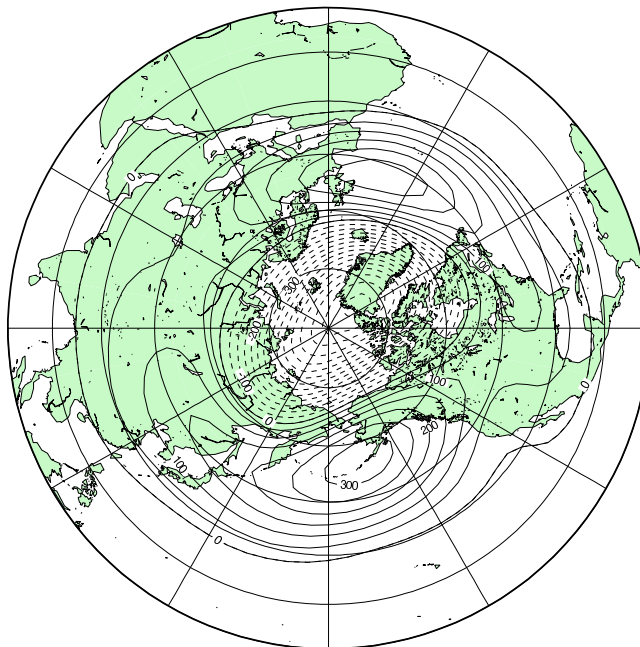


図 37: 順圧 S モデルで再現された SVD 解析による左ベクトル U (上) と右ベクトル V (下) の構造. コンター間隔は 50m である.

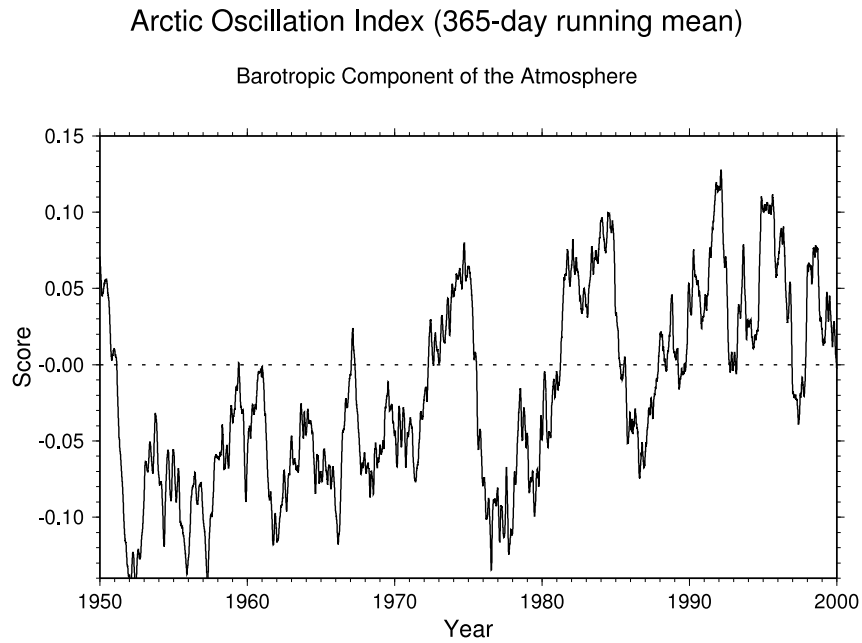


図 38: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 A による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

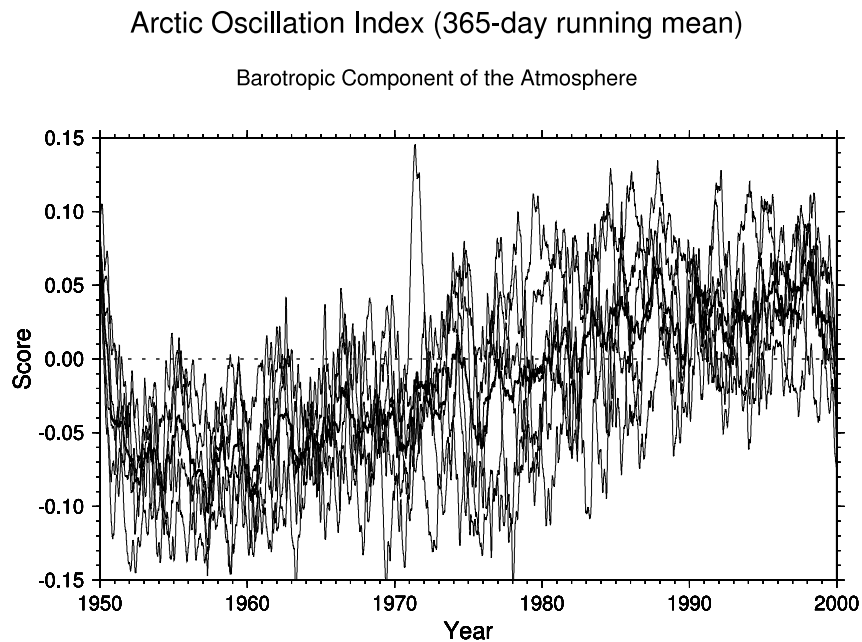
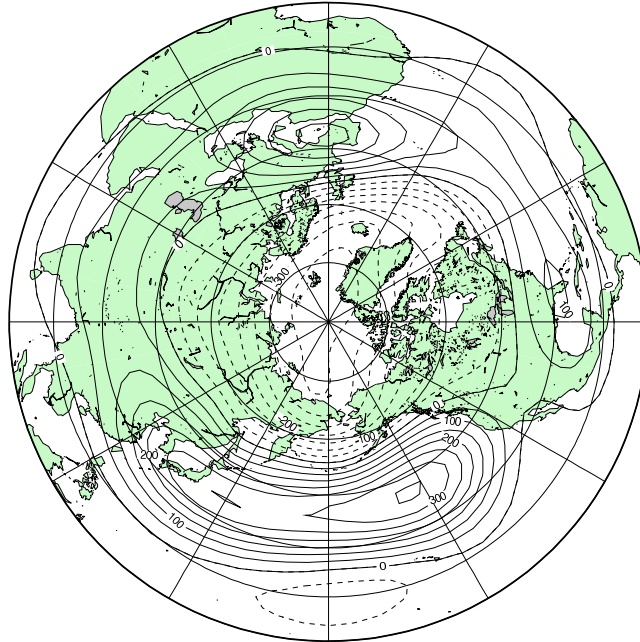


図 39: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 A による各メンバー (細線) およびアンサンブル平均 (太線) に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

Barotropic Height

-Internal Variability-

EOF-1 (31.9%)



-External Response-

EOF-1 (36.7%)

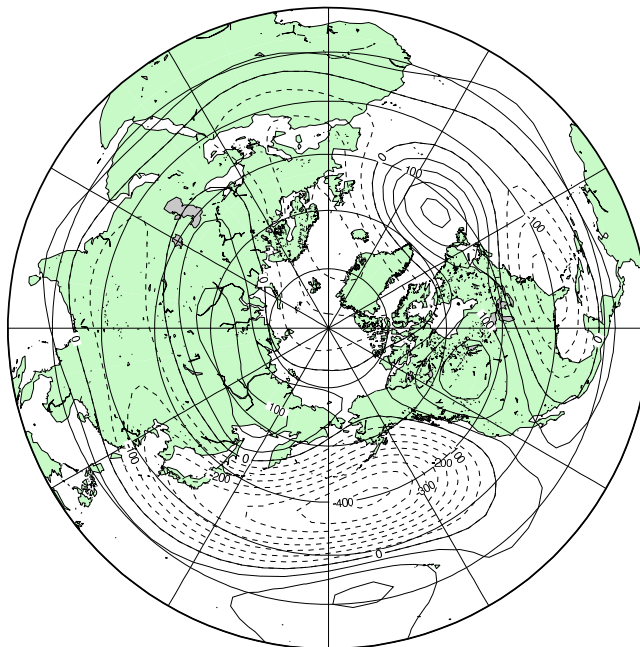


図 40: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 A による内部変動 (上) と外部強制応答 (下) に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布, カッコ内は寄与率, コンター間隔は 50m である.

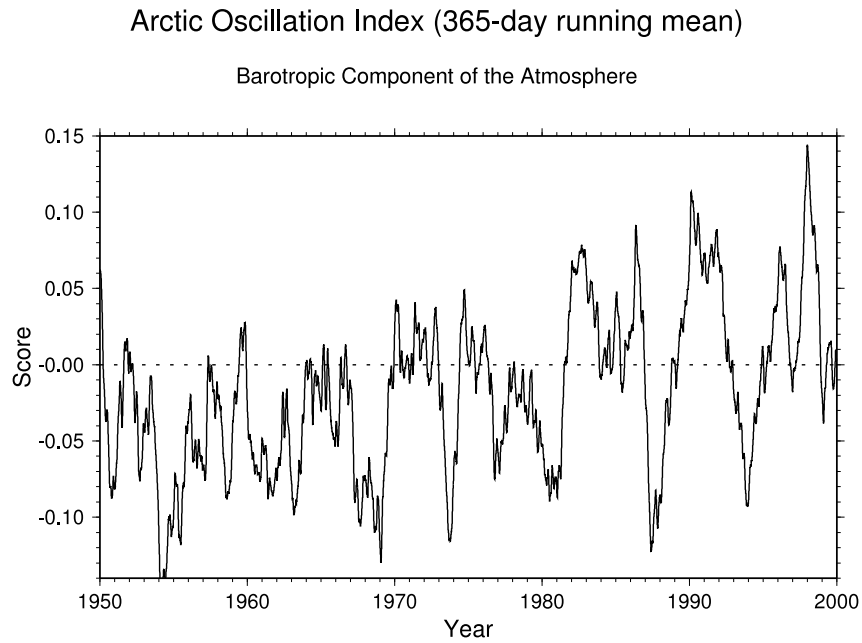


図 41: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 B による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

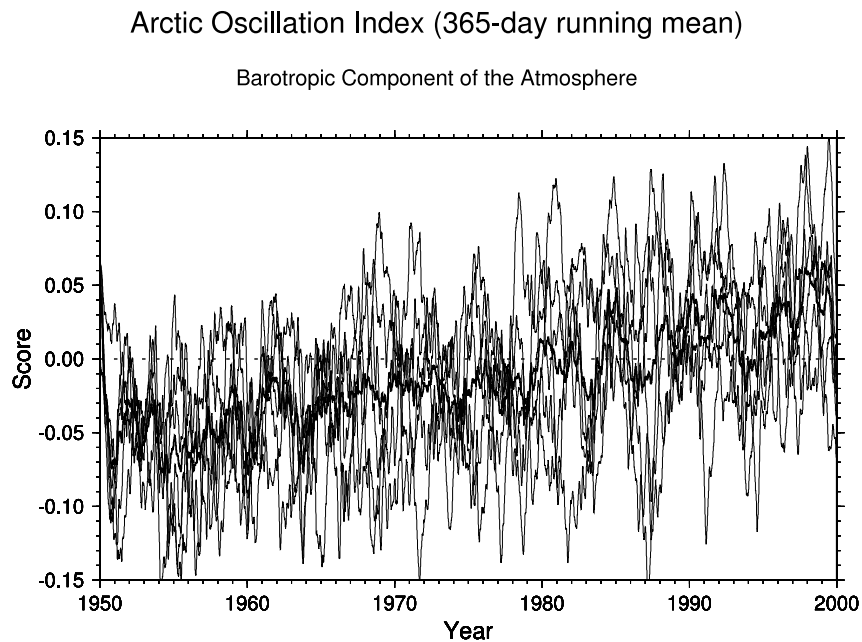
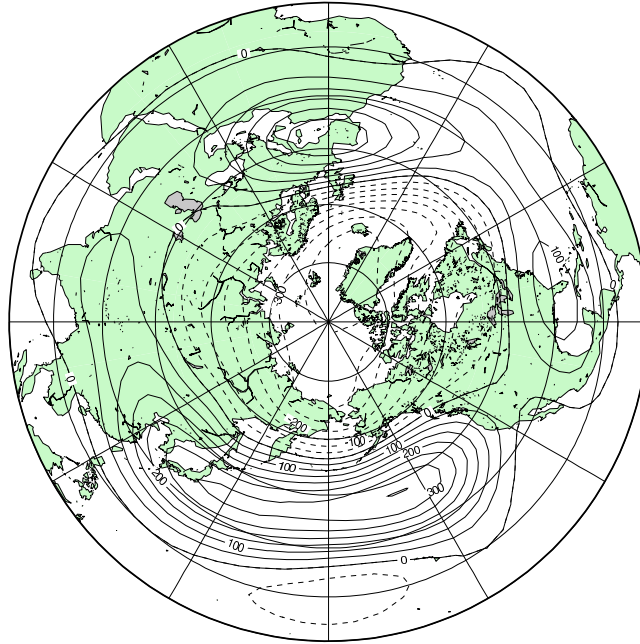


図 42: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 B による各メンバー (細線) およびアンサンブル平均 (太線) に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

Barotropic Height

-Internal Variability-

EOF-1 (31.9%)



-External Response-

EOF-1 (33.1%)

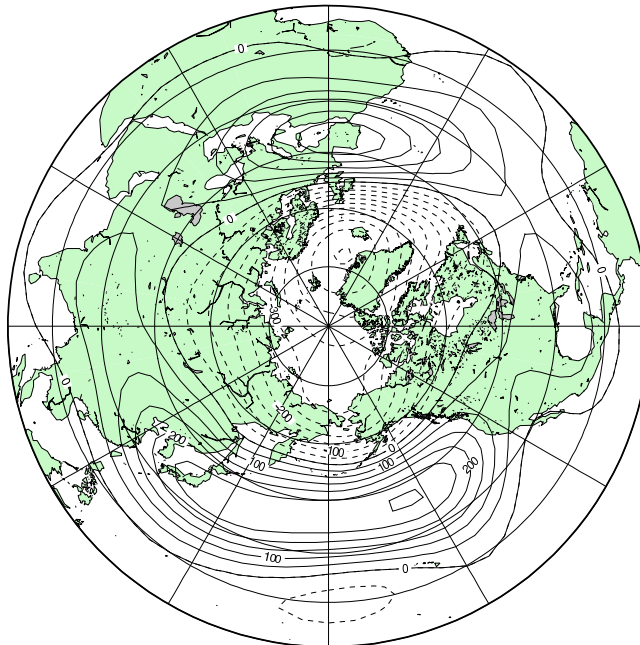


図 43: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 B による内部変動 (上) と外部強制応答 (下) に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布, カッコ内は寄与率, コンター間隔は 50m である.

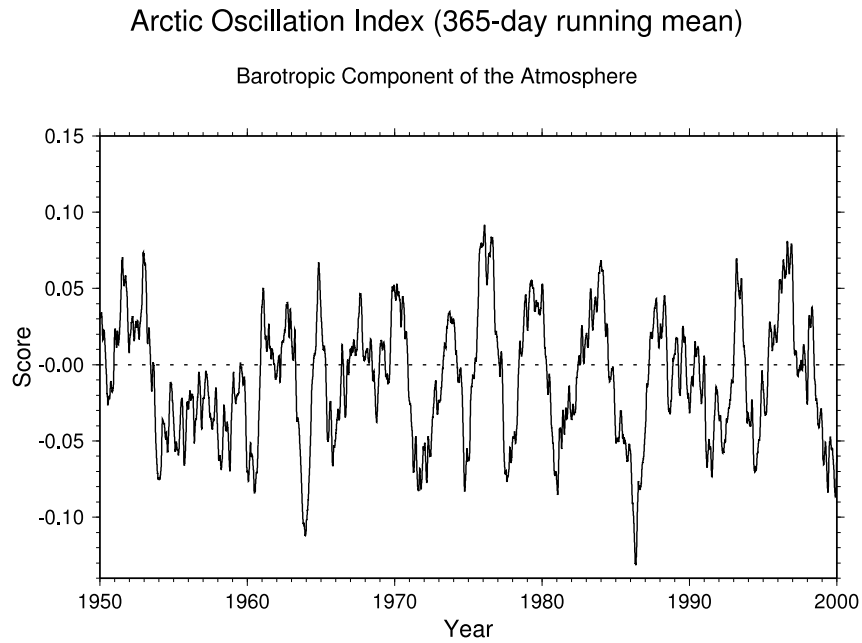


図 44: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 C による個々の順圧大気場の EOF1 時系列の 1 例. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

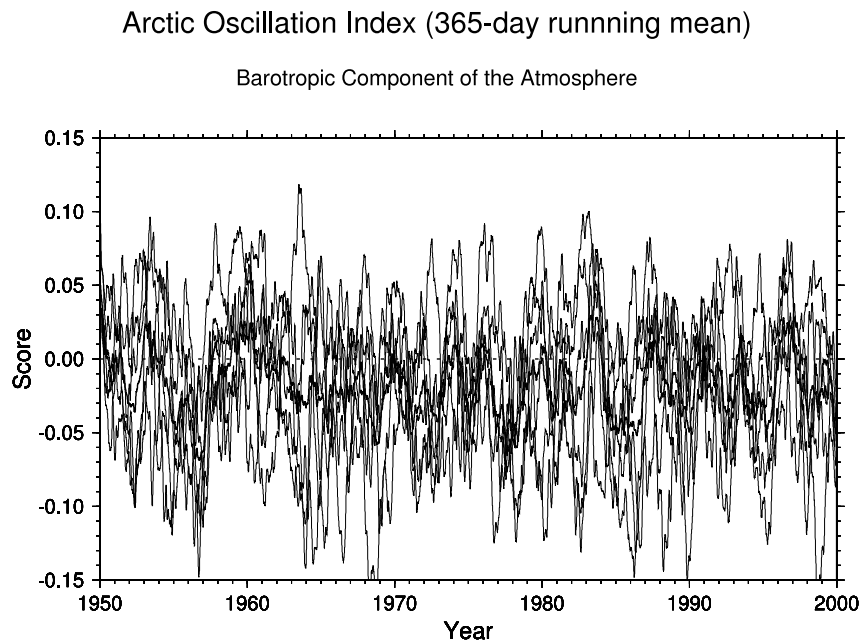
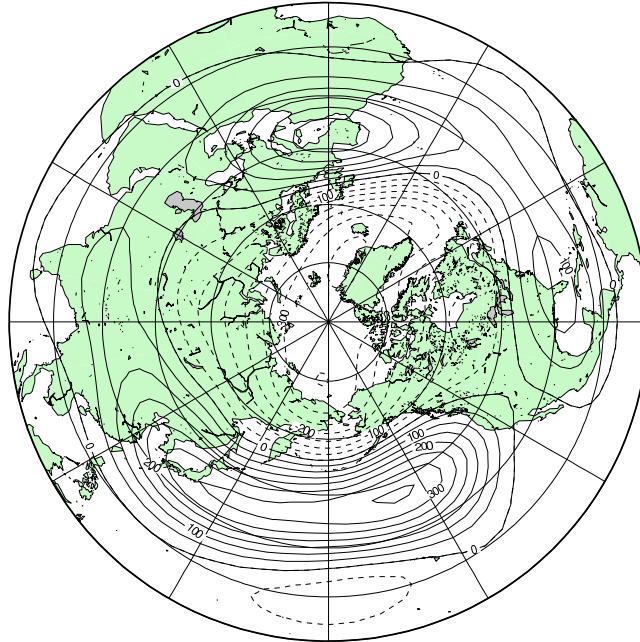


図 45: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバーの実験 C による各メンバー (細線) およびアンサンブル平均 (太線) に対する順圧大気場の EOF1 時系列の合成図. 期間は 1950 年から 2000 年で 365 日ローパスフィルタを施した.

Barotropic Height

-Internal Variability-

EOF-1 (35.8%)



-External Response-

EOF-1 (15.6%)

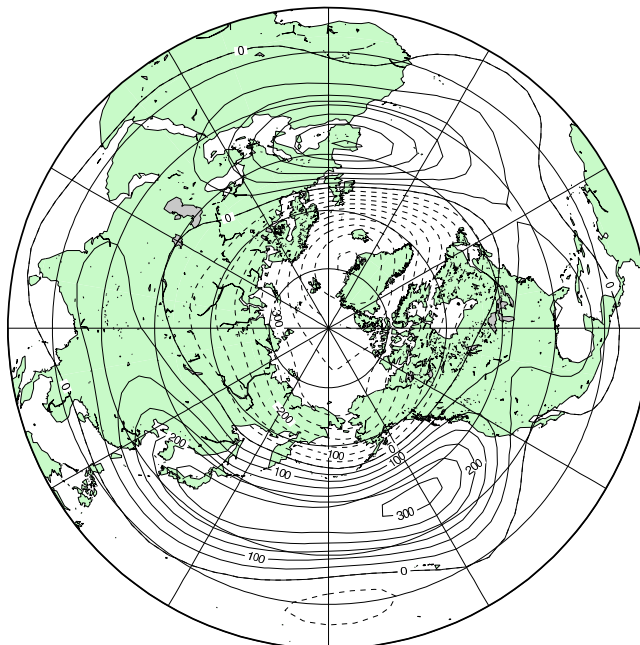


図 46: 順圧 S モデルで再現された 6 メンバー実験 C による内部変動 (上) と外部強制応答 (下) に対する順圧大気場の EOF1 の空間分布, カッコ内は寄与率, コンター間隔は 50m である.