

平成18年度 卒業論文

順圧大気大循環モデルを用いた
北極振動指数の予測実験

筑波大学第一学群自然学類

地球科学主専攻

200310274

加藤 真悟

2007年1月

目 次

Abstract	iii
図目次	iv
1 はじめに	1
2 基礎方程式系	4
2.1 プリミティブ方程式系 球座標系 (θ, λ, p)	4
2.2 鉛直構造関数	10
2.3 水平構造関数	14
2.4 3次元ノーマルモード関数展開	17
3 使用データ	19
4 解析方法	20
4.1 大気の順圧成分の抽出	20
4.2 順圧 S-Model	20
4.3 アンサンブル予報	22
5 結果	25
5.1 1976/77 年冬の予測実験	25
5.1.1 天候の概況	25
5.1.2 1976 年 11 月 1 日を初期値とする予報	26
5.1.3 1976 年 11 月 6 日を初期値とする予報	26
5.1.4 1976 年 11 月 11 日を初期値とする予報	27
5.1.5 1976 年 11 月 16 日を初期値とする予報	27
5.1.6 1976 年 11 月 21 日を初期値とする予報	28
5.1.7 1976 年 11 月 26 日を初期値とする予報	28
5.1.8 1976 年 12 月 1 日を初期値とする予報	28
5.1.9 1976 年 12 月 6 日を初期値とする予報	29
5.2 1988/89 年冬の予測実験	30
5.2.1 天候の概況	30
5.2.2 1988 年 11 月 1 日を初期値とする予報	30
5.2.3 1988 年 11 月 6 日を初期値とする予報	31

5.2.4	1988 年 11 月 11 日を初期値とする予報	31
5.2.5	1988 年 11 月 16 日を初期値とする予報	31
5.2.6	1988 年 11 月 21 日を初期値とする予報	32
5.2.7	1988 年 11 月 26 日を初期値とする予報	32
5.2.8	1988 年 12 月 1 日を初期値とする予報	33
5.2.9	1988 年 12 月 6 日を初期値とする予報	33
5.3	2005 年 12 月の予測実験	33
5.3.1	天候の概況	33
5.3.2	2005 年 10 月 1 日を初期値とする予報	34
5.3.3	2005 年 10 月 6 日を初期値とする予報	35
5.3.4	2005 年 10 月 11 日を初期値とする予報	35
5.3.5	2005 年 10 月 16 日を初期値とする予報	35
5.3.6	2005 年 10 月 21 日を初期値とする予報	36
5.3.7	2005 年 10 月 26 日を初期値とする予報	36
5.3.8	2005 年 11 月 1 日を初期値とする予報	37
5.3.9	2005 年 11 月 6 日を初期値とする予報	37
5.4	気象庁 1 か月アンサンブルデータを使った AOI の予測実験	37
6	まとめと考察	39
7	結論	42
	参考文献	44

Prediction Experiment of the Arctic Oscillation Index Using a Barotropic General Circulation Model

Shingo KATO

Abstract

The Arctic Oscillation (AO) is one of the dominant atmospheric variabilities characterized as opposing atmospheric pressure patterns in northern middle and high latitudes. The oscillation exhibits a "positive phase" with relatively low pressure over the polar region and high pressure at midlatitudes.

In this study, we investigated whether long-term prediction of the Arctic Oscillation Index (AOI) would be possible, using a Barotropic General Circulation Model. AOI is related to the zonal mean polar jet anomaly, and a index of the winter weather in the Northern Hemisphere. This model developed by Tanaka (1998) predicts the vertical mean component (i.e., barotropic component) of the atmosphere with an external forcing of the barotropic-baroclinic interactions. In order to correct the bias by the model, the ensemble forecast using some error averages before an initial time was performed.

As a result, it is found that AOI could be predicted exceeding two weeks. Paticularly, the prediction skill in initial time about 50 days before when the AOI is changed sharply was good. And the ensemble forecast in consideration of the bias was good rather than the control run, therefore it is thought to be effective to use the ensemble forecast. On the other hand, the forecast occasionally changed a lot depending on the initial value. In order to improve the prediction skill, it is thought that we need to conduct more prediction experiments and examine the characteristics of the model, and to consider another method to correct the bias by the model.

Keyword: Arctic Oscillation Index, Barotropic Component, Long-Term Prediction

図 目 次

1	AO がプラスの時とマイナスの時の北半球の大気循環の模式図 . . .	46
2	1976 年 12 月の順圧高度場とアノマリ	47
3	1977 年 1 月の順圧高度場とアノマリ	48
4	1977 年 2 月の順圧高度場とアノマリ	49
5	1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	50
6	1976 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	50
7	1976 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	51
8	1976 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	51
9	1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	52
10	1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	52
11	1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	53
12	1976 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	53
13	1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	54
14	1976 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	55
15	1976 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	56
16	1976 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	57
17	1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	58
18	1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	59
19	1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	60
20	1976 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	61
21	1988 年 12 月の順圧高度場とアノマリ	62
22	1989 年 1 月の順圧高度場とアノマリ	63
23	1989 年 2 月の順圧高度場とアノマリ	64
24	1988 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	65

25	1988 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	65
26	1988 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	66
27	1988 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	66
28	1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	67
29	1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	67
30	1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	68
31	1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	68
32	1988 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	69
33	1988 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	70
34	1988 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	71
35	1988 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	72
36	1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	73
37	1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	74
38	1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	75
39	1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日 平均図)	76
40	2005 年 12 月の順圧高度場とアノマリ	77
41	2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	78
42	2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	78
43	2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	79
44	2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	79
45	2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	80
46	2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	80
47	2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	81
48	2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報	81

49	2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	82
50	2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	83
51	2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	84
52	2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	85
53	2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	86
54	2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	87
55	2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	88
56	2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)	89
57	2005 年 10 月 6 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	90
58	2005 年 10 月 13 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	90
59	2005 年 10 月 20 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	91
60	2005 年 10 月 27 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	91
61	2005 年 11 月 3 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	92
62	2005 年 11 月 10 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報	92
63	2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報 (順圧 P-Model)	93
64	1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした 60 日予報の RMSE とスプレッド	93
65	2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした 60 日予報の RMSE とスプレッド	94

1 はじめに

2005/06 年の冬は、当初の気象庁の暖冬予報に反して、12 月を中心に記録的な低温と大雪に見舞われ、全国各地でこれまでの記録を塗り替えるなど、社会的にも大きな影響が及んだ。詳しく見ると、全国 153 の気象官署のうち 29 地点で月平均気温の最低値を更新し、積雪を観測しているアメダスを含めた 339 地点のうち 106 地点で月最深積雪の最大値を更新した。特に東・西日本での低温が顕著で、福井市（観測開始 1897 年）、敦賀市（同 1898 年）、飯田市（同 1898 年）など、100 年以上の観測記録がある地点でも 12 月の低温の記録を更新する結果となった。また、秋田（同 1897 年）では、12 月の最深積雪の記録を更新した。これらの記録的な低温と大雪の原因の 1 つとして、北極振動指数（以下、AOI）が大きくマイナスとなり、日本付近で西高東低の強い冬型の気圧配置が持続したことが考えられる（前田ほか、2005）。

北極振動（Arctic Oscillation; AO）とは、冬季北半球の循環で卓越する変動パターンであり、Thompson and Wallace (1998、以下 TW98) が初めてこの言葉を使い、研究者の間で注目されるようになった。TW98 は北緯 20 度以北の北半球域で冬季（11 月～4 月）の月平均海面気圧偏差場の主成分分析（EOF 解析）を行い、最も卓越するモード（第 1 モード）を抽出し、それをその形状から AO と名付けた。AO は北極域の気圧偏差が負のとき、中緯度の海上を中心に正偏差となる変動で、この偏差パターンを「AO プラス」と定義する。AO がプラスのとき（図 1 左）は極域と中緯度の間の気圧差が大きく、上空のジェット気流が強まった状態になる。このとき、ヨーロッパでは偏西風の強化により温和で雨が多くなる。また、日本付近には寒気が流れ込みにくくなり、日本では暖冬となる。逆に AO がマイナスのとき（図 1 右）には、極域と中緯度の間の気圧差が小さくなり、上空のジェット気流は弱まる。つまり、偏西風が大きく蛇行した状態となり、ヨーロッパでは晴天が続く。また、日本付近には寒気が流れ込みやすくなり、日本では寒冬となる。このように、AO と冬季北半球の気候には密接な関係があり、言い換えると、どちらの AO パターンになるかが予測できれば、その冬の天候の傾向が読み取れることになる。

中期予報は、非線形流動体のカオスの壁によって妨げられ、数値予報が発達した現代においても 2 週間を超えて予測することは不可能とされている。しかし、大気の変動成分のうち、プラネタリー波のような動きがゆっくりでほぼ定常に近い成分だけを取り出したときの予報は、総観規模もしくはそれより小さい波動を含むときよりも予報精度がよくなる。しかもプラネタリー波のみを取り出すことに

より、ちょうど1週間後の天気がどうなるのかは分からないが、この先1週間の天候がどのような傾向であるか（平年よりも寒くなる、降水量が多くなるなど）ということを知ることができる。AOは長周期変動であるため、その予報をすることは非常に有益で価値があるものと考えられる。

Tanaka (1991) は、鉛直構造関数と水平構造関数を基底にとった3次元スペクトルプリミティブ方程式で構成される新しい順圧大気大循環モデルを開発した。このモデルは、大気の順圧成分（つまり鉛直平均場）を予測するものであり、このモデルの順圧成分は鉛直構造関数 G_0 を導入することで、次の鉛直変換の式により定義される。

$$(u, v, \phi')_0^\top = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} (u, v, \phi')^\top G_0 dp$$

ここで、 u, v は風速を表し、 ϕ' はジオポテンシャルの全球平均量からの偏差量を表す。順圧モードの鉛直構造関数 G_0 は鉛直方向においてほぼ一定であり、プリミティブ方程式系の鉛直平均と等しい。この順圧大気大循環モデルは、外部強制項の正確な見積もりが非常に難しいため、外部強制項のパラメタリゼーションがカギとなる。Tanaka (1998) では、外部強制項として、地形、傾圧不安定、粘性摩擦、地表摩擦を定式化してブロッキングの数値実験などを行い、観測されるようなブロッキングのライフサイクルの再現に成功している。ブロッキング用に作られたこのモデルは、その頭文字をとって順圧 B-Model とよばれる。しかし、このパラメタリゼーションは基本的には外力の線形近似であり、観測値から得られた現実の外力に対しては完璧とはいえなかった。そこで、Tanaka and Nohara (2001) では、モデルの最適外力を過去の観測値から線形回帰により統計的に求めた。外力を統計的 (statistically) に求めているので、このモデルは順圧 S-Model という。また、Tanaka and Nohara (2001) では、外力を観測値から診断的に求めて構築した擬似パーフェクトモデルが、初期値から100日以上も現実大気と同じ時間発展を示すことを示した。つまり、外力さえ精度よくパラメタライズできれば、順圧スペクトルモデルが予報モデルとして使えることを示唆している。完璧 (perfect) な外力を与えているので、このモデルを順圧 P-Model という。

AOは順圧的な構造で、しかも長周期におよぶ変動であるため、大気の順圧成分を予測することは有意義であると考えられる。また、これまで見てきたように、AOIがマイナスのとき日本付近には寒気が流れ込みやすく寒冬となるなど、AOは冬季における北半球の天候の指標であることから、冬季におけるAOIを予測することができれば、その冬の天候の傾向がつかめると考えられる。

そこで本研究では、日本において顕著な寒冬（暖冬）となった年を対象とし、順圧大気大循環モデルを用いて、その冬の AOI の長期予測が可能であったかどうかを検証することを目的とする。また、現在は 1 つの初期値からではなく、複数の初期値から複数の予測を行い、その平均をとることで予報精度の向上を図る「アンサンブル予報」が主流となっている。順圧大気大循環モデルでは、初期値に誤差を与えてもその時間成長は非常に遅いことから、従来のような初期値に誤差を与える方法は好ましくない。そこで、パラメタライズされた外力の誤差を見積もり、その誤差を少しずつ変えていく、従来とは違ったアンサンブル予報を本研究では行った。

2 章では基礎方程式系から出発して 3 次元ノーマルモード関数展開を導いた。また、3 章では使用したデータを、4 章では具体的な解析方法を示した。5 章ではいくつかの初期値から AOI の予測をし、長期予測が可能であったかどうかを検証した。そして、6 章でまとめと考察をし、最後に 7 章で結論を示した。

2 基礎方程式系

2.1 プリミティブ方程式系 球座標系 (θ, λ, p)

ここで使われる基礎方程式系は、球座標表現（緯度 θ 、経度 λ 、気圧 p ）で表した3つの予報方程式と3つの診断方程式から成り立つ。

・水平方向の運動方程式（予報方程式）

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

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

・熱力学の第一法則（予報方程式）

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

・質量保存則（診断方程式）

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

・状態方程式（診断方程式）

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

・静力学平衡近似の式（診断方程式）

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

ただし、水平移流に関しては

$$\mathbf{V} \cdot \nabla () = \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial ()}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial ()}{\partial \theta} \quad (7)$$

である。

上記の方程式系で用いられている記号は以下の通りである。

θ : 緯度	ω : 鉛直 p 速度 ($\equiv \frac{dp}{dt}$)
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 (7.29×10^{-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	

Tanaka (1991) によると、熱力学の第一法則の式 (3) に、質量保存則 (4)、状態方程式 (5)、静力学平衡近似の式 (6) を代入することで、基礎方程式系を 3 つの従属変数 (u, v, ϕ) のそれぞれの予報方程式で表すことができる。

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。

$$T(\theta, \lambda, p, t) = T_0(p) + T'(\theta, \lambda, p, t) \quad (8)$$

$$\alpha(\theta, \lambda, p, t) = \alpha_0(p) + \alpha'(\theta, \lambda, p, t) \quad (9)$$

$$\phi(\theta, \lambda, p, t) = \phi_0(p) + \phi'(\theta, \lambda, p, t) \quad (10)$$

ここで、 T_0, α_0, ϕ_0 はそれぞれの全球平均量で p のみの関数である。また、 T', α', ϕ' はそれぞれの摂動を表し、全球平均量からの偏差量である。

さらに、診断方程式 (5), (6) も以下のように、基本場 (全球平均) に関する式と、摂動に関する式とに分けることができる。

< 基本場 >

$$p\alpha_0 = RT_0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial p} = -\alpha_0 \quad (12)$$

< 摂動 >

$$p\alpha' = RT' \quad (13)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial p} = -\alpha' \quad (14)$$

$$(15)$$

以上の式 (8) ~ (14) を用いて、熱力学第一法則の式 (3) を変形する。

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla c_p T + \omega \frac{\partial c_p T}{\partial p} = \omega \alpha + Q \quad (16)$$

右辺第一項を左辺へ移項して、

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \mathbf{V} \cdot \nabla T + c_p \omega \left(\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\alpha}{c_p} \right) = Q \quad (17)$$

式 (8), (9) より、 $T = T_0 + T'$, $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$ なので、

$$c_p \frac{\partial}{\partial t} (T_0 + T') + c_p \mathbf{V} \cdot \nabla (T_0 + T') + c_p \omega \left[\frac{\partial}{\partial p} (T_0 + T') - \frac{\alpha_0}{c_p} - \frac{\alpha'}{c_p} \right] = Q \quad (18)$$

T_0 は p のみの関数であるので、 $\frac{\partial T_0}{\partial t} = 0$, $\nabla T_0 = 0$ 。したがって、

$$c_p \frac{\partial T'}{\partial t} + c_p \mathbf{V} \cdot \nabla T' + c_p \omega \left(\frac{dT_0}{dp} + \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\alpha_0}{c_p} - \frac{\alpha'}{c_p} \right) = Q \quad (19)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{\alpha_0}{c_p} \right) + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\alpha'}{c_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (20)$$

式 (11), (13) より、 $\alpha_0 = \frac{RT_0}{p}$, $\alpha' = \frac{RT'}{p}$ なので、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (21)$$

ここで、全球平均気温 T_0 と、そこからの偏差量 T' との間には、 $T_0 \gg T'$ が成り立つので、左辺第 4 項における、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、

$$\left| \omega \frac{RT_0}{pc_p} \right| \gg \left| \omega \frac{RT'}{pc_p} \right| \quad (22)$$

である (このような近似は下部成層圏においてよく成り立つ)。よって、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} + \omega \left(\frac{dT_0}{dp} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (23)$$

また、左辺第3項に関して、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)。

$$\gamma(p) \equiv \frac{RT_0(p)}{c_p} - p \frac{dT_0(p)}{dp} \quad (24)$$

よって、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\omega}{p} \left(\frac{RT_0}{c_p} - p \frac{dT_0}{dp} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (25)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (26)$$

となる。

ここで、式 (13), (14) より、

$$T' = \frac{p\alpha'}{R} = -\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \quad (27)$$

なので、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \mathbf{V} \cdot \nabla \left(-\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \omega \frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (28)$$

両辺に $\frac{p}{\gamma}$ をかけると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \omega = \frac{pQ}{c_p \gamma} \quad (29)$$

さらに、質量保存則を考慮するために両辺を p で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] \\ - \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (30)$$

ここで、式 (30) の第3項に、質量保存則 (4) を適用すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (31)$$

以上のように、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' に関する予報方程式 (31) を導くことができた。これで、3つの従属変数 (u, v, ϕ') に対して、3つの予報方程式 (1), (2), (31) が存在するので、解を一意的に求めることができる (吉野、1999)。

これら 3つの予報方程式 (1), (2), (31) は、以下のような簡単な行列表示でまとめることができる (Tanaka, 1991)。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (32)$$

式 (32) の各項の意味は以下のとおりである。

\mathbf{U} : 従属変数ベクトル

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ \phi' \end{pmatrix} \quad (33)$$

\mathbf{M} : 線形演算子

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} \end{pmatrix} \quad (34)$$

\mathbf{L} : 線形演算子

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (35)$$

\mathbf{N} : 非線形項からなるベクトル

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{\gamma R} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] \end{pmatrix} \quad (36)$$

\mathbf{F} : 外部強制項からなるベクトル

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_u \\ F_v \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{pmatrix} \quad (37)$$

モデルの基礎方程式系は式 (32) のようなベクトル方程式で構成されていて、時間変化項に含まれる従属変数ベクトル U を、他の3つの項（線形項： LU 、非線形項： N 、外部強制項： F ）のバランスから予測するようなモデルであるといえる。

2.2 鉛直構造関数

鉛直構造関数 $G_m(p)$ は以下のような直交条件を満たす。

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} G_m(p) G_n(p) dp = \delta_{mn} \quad (38)$$

ここで、添字 m, n は異なる固有ベクトルを意味し、 δ_{mn} はクロネッカーのデルタ、 p_s は平均地表気圧を示す。

このような鉛直構造関数 $G_m(p)$ の正規直交性を利用することで、気圧 p の任意の関数 $f(p)$ に関して、次の鉛直変換 (vertical transform) を導くことができる。

$$\begin{aligned} f(p) &= \sum_{m=0}^{\infty} f_m G_m(p) \\ &= f_0 G_0(p) + f_1 G_1(p) + \cdots + f_m G_m(p) + \cdots \end{aligned} \quad (39)$$

ここで、 f_m は第 m 鉛直モードの鉛直変換係数である。

両辺に $G_m(p)$ をかけて、 p について 0 から p_s まで積分すると、

$$\begin{aligned} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp &= \int_0^{p_s} (f_0 G_0(p) G_m(p) + f_1 G_1(p) G_m(p) + \\ &\quad \cdots + f_m G_m(p) G_m(p) + \cdots) dp \end{aligned} \quad (40)$$

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp = f_m \cdot \underbrace{\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} G_m(p) G_m(p) dp}_1 \quad (41)$$

よって、

$$f_m = \frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) G_m(p) dp \quad (42)$$

この鉛直変換を用いて \mathbf{U} を展開すると、

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ \phi' \end{pmatrix} \quad : \quad \mathbf{U} \text{ は } \theta, \lambda, p, t \text{ の関数} \quad (43)$$

$$= \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \\ \phi'_0 \end{pmatrix} G_0(p) + \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \\ \phi'_1 \end{pmatrix} G_1(p) + \cdots + \begin{pmatrix} u_m \\ v_m \\ \phi'_m \end{pmatrix} G_m(p) + \cdots \quad (44)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \begin{pmatrix} u_m \\ v_m \\ \phi'_m \end{pmatrix} G_m(p) \quad (45)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{U}_m G_m(p) \quad : \quad \mathbf{U}_m \text{ は } \theta, \lambda, t \text{ の関数} \quad (46)$$

ここで、添字 m は鉛直モード (vertical mode number) を意味する。

- $m \geq 1$: 傾圧モード (内部モード) ... 第 m モードは鉛直方向に m 個の節をもつ
- $m = 0$: 順圧モード (外部モード) ... 鉛直方向に節をもたず、鉛直方向には値がほとんど変化しない (鉛直平均場)

いま、基本状態として静止大気を考える。微小運動に対する摂動プリミティブ方程式 (32) で、非線形項 $\mathbf{N} = 0$ 、摩擦・非断熱加熱項 (外部強制項) $\mathbf{F} = 0$ を仮定すると、

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = 0 \quad (47)$$

ここで、式 (47) に式 (45) を代入し、第 m モードのみ取り出すと、

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} u_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \\ \frac{\partial}{\partial t} v_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \\ \frac{\partial}{\partial t} \phi'_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial (\cdot) \cos \theta}{\partial \theta} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t} u_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \\ \frac{\partial}{\partial t} v_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \\ \frac{\partial}{\partial t} \phi'_m(\theta, \lambda, t) G_m(p) \end{pmatrix} = 0 \quad (48)$$

・ 第一成分

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} u_m G_m(p) - 2\Omega \sin \theta \cdot v_m G_m(p) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \phi'_m G_m(p) &= 0 \\ \frac{\partial u_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta \cdot v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi'_m}{\partial \lambda} &= 0 \end{aligned} \quad (49)$$

・ 第二成分

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} v_m G_m(p) + 2\Omega \sin \theta \cdot u_m G_m(p) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \phi'_m G_m(p) &= 0 \\ \frac{\partial v_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta \cdot u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi'_m}{\partial \theta} &= 0 \end{aligned} \quad (50)$$

・ 第三成分

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} \phi'_m G_m(p) \right) \right] + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} u_m G_m(p) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} v_m G_m(p) \cos \theta &= 0 \\ -\frac{\partial \phi'_m}{\partial t} \left[\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) \right) \right] + \frac{G_m(p)}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{G_m(p)}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} &= 0 \end{aligned}$$

両辺を $G_m(p)$ 、 $\frac{\partial \phi'_m}{\partial t}$ で割って、

$$\begin{aligned} -\frac{1}{G_m(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) \right) + \frac{1}{\frac{\partial \phi'_m}{\partial t}} \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right) &= 0 \\ \underbrace{-\frac{1}{G_m(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) \right)}_{p \text{ のみの関数}} = \underbrace{-\frac{1}{\frac{\partial \phi'_m}{\partial t}} \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right)}_{\theta, \lambda, t \text{ の関数}} \end{aligned} \quad (51)$$

式 (51) の左辺は p のみの関数、右辺は θ, λ, t の関数である。よって、式 (51) が成り立つのは、両辺が定数のときのみに限られる。

そこで、等価深度 h_m (equivalent height) を用いて、

$$-\frac{1}{G_m(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{\gamma R} \frac{\partial}{\partial p} G_m(p) \right) = \frac{1}{gh_m} \quad (52)$$

とすると、

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

$$\frac{\partial \phi'_m}{\partial t} + gh_m \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (53)$$

式 (52) は鉛直構造方程式 (vertical structure equation) と呼ばれ、適当な境界条件を与えれば、有限要素法、あるいはガラーキン法 (Galerkin method) により解が得られる (Tanaka, 1985)。

本研究で使用し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、現実大気を鉛直方向に平均した大気特性をみるモデルである。また、式 (24) 中の静的安定度パラメータ γ は、1978 年 12 月から 1979 年 11 月までの、第 1 回 GARP (Global Atmospheric Research Program) 全球実験 (First GARP Global Experiment, FGGE) 期間中の平均気温データをもとに算出した。求めた順圧モードの等価深度 h_0 は、 $h_0 = 9728.4\text{m}$ である。

2.3 水平構造関数

鉛直方向に変数分離したあとの第 m モードの時間・水平方向に関する方程式である式 (49)、(50) および (53) は行列表示で、

$$\mathbf{M}_m \frac{\partial \mathbf{U}_m}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U}_m = 0 \quad (54)$$

と書ける。ここで、

$$\mathbf{M}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{gh_m} \end{pmatrix} \quad \mathbf{U}_m = \begin{pmatrix} u_m \\ v_m \\ \phi'_m \end{pmatrix} \quad (55)$$

である。

また、従属変数 \mathbf{U}_m と方程式系全体に次元をもたせるために、以下のようなスケール行列 \mathbf{X}_m と \mathbf{Y}_m を導入する。

$$\mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{pmatrix} \quad \mathbf{Y}_m = \begin{pmatrix} 2\Omega\sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & 2\Omega\sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & 2\Omega \end{pmatrix} \quad (56)$$

これらを用いて式 (54) を変形すると、

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m) \mathbf{M}_m \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (57)$$

ここで、

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m = \frac{1}{2\Omega} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (58)$$

なので、無次元時間 $\tau (\equiv 2\Omega t)$ を導入することで、

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (59)$$

となる。

式 (59) は、水平構造方程式、またはラプラス潮汐方程式と呼ばれる。この解は、水平構造関数、またはハフ調和関数と呼ばれ H_{nlm} と表す。ここで、 H_{nlm} は、第 m 鉛直モードに相当する水平ノーマルモード（つまり自由振動）を表し、添字の n は東西波数 (zonal wave number)、 l は南北波数 (meridional wave number) を

意味する。式 (59) の解 \mathbf{H}_{nlm} は、振動モード nlm に対応する無次元化固有振動数 σ_{nlm} とともに、固有値問題を解くことで求められる。

Kasahara and Puri (1981) によると、式 (59) の解 \mathbf{U}_m は、 \mathbf{H}_{nlm} を用いることで、次のように変数分離することができる。

$$\mathbf{U}_m(\lambda, \theta, \tau) = \mathbf{X}_m \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \exp(-i\sigma_{nlm}\tau) \quad (60)$$

この式を水平構造方程式 (59) に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} [\mathbf{X}_m^{-1}(\mathbf{X}_m \mathbf{H}_{nlm} \exp(-i\sigma_{nlm}\tau))] + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m)(\mathbf{X}_m^{-1}(\mathbf{X}_m \mathbf{H}_{nlm} \exp(-i\sigma_{nlm}\tau))) = 0 \\ -i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = 0 \end{aligned} \quad (61)$$

ここで、水平構造関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ は、南北構造を記述するハフベクトル関数 Θ_{nlm} と、東西波動を表す複素三角関数 $\exp(in\lambda)$ とのテンソル積として、以下のよう表される。

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (62)$$

$$= \begin{pmatrix} U_{nlm}(\theta) \\ -iV_{nlm}(\theta) \\ Z_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \exp(in\lambda) \quad (63)$$

水平構造関数 \mathbf{H}_{nlm} は次の直交条件を満たす。

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \cdot \mathbf{H}_{n'l'm}^* \cos \theta \, d\lambda d\theta = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \quad (64)$$

ここで、アスタリスクは複素共役を意味し、また、 nlm と $n'l'm$ は異なるモードを意味する。この関係から、次のフーリエハフ変換 (Fourier-Hough transform) が導かれる。

第 m 鉛直モードに相当する物理空間における任意のベクトル関数を $\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau)$ とすると、

$$\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_{nlm}(\tau) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (65)$$

と書くことができる。ここで、 w_{nlm} は、フーリエハフ変換係数である。

式 (65) の両辺に $\mathbf{H}_{nlm}^*(\lambda, \theta)$ をかけ、以下で定義される内積

$$\langle \mathbf{W}_m, \mathbf{H}_{nlm} \rangle \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} (\mathbf{W}_m \cdot \mathbf{H}_{nlm}^*) \cos \theta \, d\lambda d\theta \quad (66)$$

を作用させることで、

$$w_{nlm}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) \cdot \mathbf{H}_{nlm}^*(\lambda, \theta) \cos \theta \, d\lambda d\theta \quad (67)$$

を導くことができる。

式 (59) に、このフーリエハフ変換を施すと、

$$\frac{d}{d\tau} w_{nlm}(\tau) + i\sigma_{nlm} w_{nlm}(\tau) = 0 \quad (68)$$

となる。

この式によると、固有振動数 σ_{nlm} は実数なので、左辺第 2 項目の線形項は波動の位相のみを表現し、波の振幅は変化させないことを示している。

2.4 3次元ノーマルモード関数展開

ここでは、鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ を結合させ、静止大気を基本状態とした3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ を構成し、3次元ノーマルモード関数展開を用いて、プリミティブ方程式 (32) の3次元スペクトル表記を導く。

$\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ は、 $G_m(p)$ と $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ とのテンソル積で定義される。

$$\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) = G_m(p)H_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (69)$$

$$= G_m(p)\Theta_{nlm}(\theta)\exp(in\lambda) \quad (70)$$

この3次元ノーマルモード関数は、以下で定義される内積のもとで直交条件を満たすことが示されている (Tanaka and Sun, 1990)。

$$\langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm} \Pi_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \quad (71)$$

$$= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (72)$$

この3次元ノーマルモード関数の直交性を利用することで、式 (32) におけるベクトル \mathbf{U} , \mathbf{F} に関して、次のように波数展開することができる (Tanaka and Kung, 1989)。

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (73)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (74)$$

ここで、 $w_{nlm}(\tau)$, $f_{nlm}(\tau)$ はそれぞれ、従属変数ベクトル \mathbf{U} と、外部強制項ベクトル \mathbf{F} に関する展開係数 (3次元ノーマルモード展開係数) であり、時間 τ のみの関数である。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。

式 (32) と $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ の内積をとると、

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \Pi_{nlm} \right\rangle = 0 \quad (75)$$

となる。

この式に、式 (73), (74) の関係式を用いると、

$$\begin{aligned} & \left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \right\rangle \\ &= \left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \right\rangle + \left\langle \mathbf{L} \mathbf{U}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \right\rangle \\ & \quad - \left\langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \right\rangle - \left\langle \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \right\rangle = 0 \end{aligned} \quad (76)$$

よって、

$$\frac{d}{d\tau} w_{nlm} + i\sigma_{nlm} w_{nlm} = -i \sum_{n'l'm'}^K \sum_{n''l''m''}^K r_{nlmn'l'm'n''l''m''} w_{n'l'm'} w_{n''l''m''} + f_{nlm}$$

となる。

ここで、

$$\begin{cases} nlm & \longrightarrow i \\ n'l'm' & \longrightarrow j \\ n''l''m'' & \longrightarrow k \end{cases}$$

とすると、

$$\frac{d}{d\tau} w_i + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, K \quad (77)$$

と書くことができる。

以上のように、外部強制項を伴った連立常微分方程式として、スペクトル表示によるプリミティブ方程式を記述することができる。

なお、式 (77) 中の記号の意味は、以下のとおりである。

$$\left\{ \begin{array}{ll} K & : \text{全波数 } (= (2N+1)(L+1)(M+1)) \\ \sigma_i & : \text{静止大気を基本状態とした水平構造方程式 (ラプラス潮汐方程式)} \\ & \quad (59) \text{ の固有値問題より得られる無次元の固有振動数であり、潮汐振} \\ & \quad \text{動数と呼ばれる} \\ r_{ijk} & : \text{非線形の波 波相互作用 (wave-wave interaction) あるいは、帯状} \\ & \quad \text{波相互作用 (zonal-wave interaction) に関する相互作用係数 (in-} \\ & \quad \text{teraction coefficients) であり、すべての波数間の相互作用を示した} \\ & \quad \text{係数であり、実数である} \end{array} \right.$$

以上により、順圧成分と傾圧成分からなる鉛直構造関数 $G_m(p)$ 、ロスビー波と重力波モードからなる水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ 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 (77) で表すことができる。

3 使用データ

本研究で使⽤したデータは、NCEP (National Center for Environmental Prediction) /NCAR (National Center for Atmospheric Research) の全球解析データであり、詳細は以下のとおりである。

- 水平グリッド間隔： $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$
- 鉛直グリッド間隔：1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa の 17 層
- 気象要素：水平風 $\mathbf{V} = (u, v)$ 、ジオポテンシャル ϕ
- 期間：1950 年 1 月 1 日 ~ 2005 年 12 月 31 日
- 時間：0000Z, 0600Z, 1200Z, 1800Z

4 解析方法

4.1 大気の順圧成分の抽出

本研究で用いた順圧スペクトルモデル (Tanaka, 1998) は、大気の順圧成分のみを取り出したモデルである。大気の順圧成分は、式 (77) において、プリミティブ方程式 (32) と鉛直モード $m = 0$ の 3 次元ノーマルモード関数の内積をとることで抽出できる。

$$\left\langle \mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_0^{-1} \mathbf{\Pi}_{nl0} \right\rangle = 0 \quad (78)$$

これをスペクトル表示で表すと、

$$\frac{d}{d\tau} w_i + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, K \quad (79)$$

となる。ここで、 K はモデルにおける全波数を意味する。本研究では、東西波数は $n = 0, 1, \dots, 20$ で、南北波数は $l = 0, 1, \dots, 20$ の赤道対称モードのみで切断し、方程式系を構成する。

式 (78) において、プリミティブ方程式の線形項は、鉛直構造関数 G_m の直交性により順圧成分のみが残る。ここで、非線形項 \mathbf{N} の ω を含む項は、便宜上外部強制項 \mathbf{F} に含める。また、順圧 - 傾圧相互作用も \mathbf{F} に含まれる。よって、順圧成分のプリミティブ方程式 (78) を成分表示すると、

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta \cdot v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -\mathbf{V} \cdot \nabla u + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_u \quad (80)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta \cdot u + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \frac{\tan \theta}{a} uv + F_v \quad (81)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \phi' - gh_0 \nabla \cdot \mathbf{V} + F_z \quad (82)$$

となる。ただし、右辺の発散項はスケーリングにより線形化した。以上より、大気の順圧成分に関するプリミティブ方程式として、式 (80), (81), (82) が得られた。

4.2 順圧 S-Model

式 (79) を時間積分することで、ある時刻の従属変数 w_i が求まることになるが、式 (79) 中の物理過程としての外力 f_i の定式化は容易ではない。なお、任意の初期

値から診断的に得たパーフェクトな外力を与え続けて時間積分した場合、初期値から 100 日以上も現実大気とまったく同じ変動をすることが Tanaka and Nohara (2001) で示されているので、外力 f_i を、従属変数 w_i と時間 τ の関数としていかに精度よくパラメタライズできるかがカギとなる。

これまでの同様のモデルでは、外力 f_i として、地形、傾圧不安定、粘性摩擦、地表摩擦を定式化してブロッキングの数値実験などを行い、観測されるようなブロッキングのライフサイクルの再現に成功している (Tanaka 1991, 1998)。外力を個々の物理過程の寄せ集めで構築したこのモデルを順圧 B-Model をいう。順圧 B-Model は、内在する力学不安定が弱いめカオス性が極めて弱く、初期値に多少の誤差を加えても同じブロッキングが再現されるという特徴がある (Tanaka and Nohara, 2001)。しかし、地形効果の導入だけでは、気候値の再現性が充分とは言えず、定常プラネタリー波のトラフやリッジの再現にバイアスが残った。順圧大気の気候値を改善するには、海陸の熱的コントラストによる強制的パラメタリゼーションが必要となった。しかし、海陸の熱的コントラストは大気の傾圧場を強制し、それが力学的な相互作用でめぐりめぐって順圧場に影響するため、その定式化は容易ではない。

そこで本研究では、定式化された外力項の代わりに、観測データから統計的に算出した最適外力を用いるモデル (Tanaka and Nohara, 2001) を基に、外力 f_i を状態変数 w_i を用いて以下のように重回帰した。

$$f_i = \tilde{f}_i + \mathbf{A}_{ij}w_j + \mathbf{B}_{ij}w_j^* + \epsilon_i \quad (83)$$

ここで、 \tilde{f}_i は f_i の気候値で時間のみの周期関数、また、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。

$$\mathbf{A}_{ij} = \overline{f'_i w_j^+} \quad (84)$$

$$w_j^+ = w_k^H (\overline{w_k w_j^H})^{-1} \quad (85)$$

ここで、 $\overline{(\quad)}$ は時間平均、 f'_i は f_i のアノマリー、 $(\quad)^H$ 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、

$$\mathbf{B}_{ij} = \overline{\epsilon'_i w_j^{*+}} \quad (86)$$

ここで、 ϵ'_i は行列 \mathbf{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(79)から順圧大気の外力 f_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 f_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 f_i のデータから、気候値 \tilde{f}_i とアノマリ f'_i を計算する。このアノマリ f'_i を状態変数 w_i で回帰することで、式(83)のようにシステム行列 A_{ij} , 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(83)で表される外力 f_i を用いるモデルを順圧 S-Model と呼ぶ。

順圧 S-Model 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充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-Model 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-Model 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 f_i をパラメタライズした。

$$f_i = \tilde{f}_i + A_{ij}w_j + B_{ij}w_j^* + (BC)_{ij}w_i + (DF)_{ij}w_i + (DZ)_{ij}w_j + (DE)_{ij}w_i \quad (87)$$

上式の右辺第三項以下は次のとおりである。

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

以上のように、外力 f_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 f_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。

4.3 アンサンブル予報

式(87)のように外力 f_i をパラメタライズした結果、モデルの長期的 (50年) なバイアス (系統的誤差) は取り除かれたものの、このままではモデルによる短期

的（1ヶ月）なバイアスが生じることが考えられる。そこで本研究では、式(87)で求められた f_i をそのまま用いたもの（コントロールラン）と、モデルバイアスを考慮したもの（7パターン）計8メンバーによるアンサンブル予報を行った。

以下、モデルバイアスを考慮したアンサンブル予報について述べる。初期時刻から S-Model を6時間積分し、その予報値を w_f 、また、初期時刻から6時間後の真の値（本研究では解析値を代用）を w_a とすると、予報値と真の値の誤差 Δw は、

$$\Delta w = w_f - w_a \quad (88)$$

と書ける。

よって、単位時間あたりのモデル誤差 ϵ は、

$$\epsilon = \frac{\Delta w}{\Delta t} \quad (89)$$

となる。なお、本研究では $\Delta t = 6$ である。

この ϵ をモデルが算出する外力 f から差し引くことによって、順圧 P-Model に対応するようなモデルバイアスの修正が可能となる。

$$f' = f - \epsilon \quad (90)$$

ここで、 f' はバイアス修正後の外力を表す。この f' を使って時間積分を行うことにより、モデルバイアスを考慮した w を求めることができる。したがって、各ステップごとに正確な ϵ が手に入れば、正確な予報ができることになる。

しかし、このようにして求めた ϵ は初期値によって変化するうえに、将来の真の値は分からないため、正確な ϵ を事前に知ることはできない。そこで本研究では、 ϵ として、初期値直前のある一定期間の平均値 $\bar{\epsilon}$ を用い、それを各予報ステップにおいて、

$$f' = f - \bar{\epsilon} \quad (91)$$

のように f から差し引いた。なお、 $\bar{\epsilon}$ には、初期値直前の10日間、12日間、14日間、16日間、18日間、20日間、22日間の計7パターンの平均値を用いた。

本研究では、次のような手順でアンサンブル予報を行った。

1. 初期値直前 60 日間の ϵ の値を求める（1 日につき 4 回、計 240 個の ϵ が手に入る）。具体的には、ある時刻の解析値から順圧 S-Model を使って 6 時間予報をし、単位時間あたりの誤差 ϵ を求める。これを繰り返すことで、計 240 個の ϵ が求まる。
2. 求めた ϵ を使って、初期値直前のある一定期間での平均値 $\bar{\epsilon}$ を求める。
3. その $\bar{\epsilon}$ を、各予報ステップにおいて式 (91) のように外力に加え、バイアス補正をした上で w の予報値を求める。

5 結果

AOIの長期予測が可能であるかどうかを、外力を式(87)でパラメタライズした順圧 S-Model を用いて調べた。具体的には、顕著な寒冬であった 1976/77 年冬、顕著な暖冬であった 1988/89 年冬、そして記憶に新しい 2005 年 12 月を解析対象とし、各年の 11 月頃(2005 年は 10 月頃)を初期値として順圧 S-Model を 60 日分走らせ、現実の AOI と比べてどうであったかを検証した。また、初期値によるモデルの安定性を検証するために、初期値を 5 日間ずつずらし、数多くの予測実験を行った。さらに、北極振動は長周期変動であることから、初期値から 60 日間の平均した順圧高度場を求め、実際の場合と比較した。なお、予報図にはアンサンブル平均したものをを用いた。

5.1 1976/77 年冬の予測実験

5.1.1 天候の概況

1976/77 年冬は厳しい寒さとなり、1 月～2 月を中心に著しい低温となった。各地域の気温(平年差)は、北日本：-2.1、東日本：-1.6、西日本：-1.9、南西諸島：-0.9 と、全国的にみても厳しい冬であったことが分かる。ここ数十年をみても、1, 2 位を争うほどの寒冬であった。

図 2～4 は、月平均した順圧高度場とアノマリの図である。図中のコンターは月平均した順圧高度で、シェードはそのアノマリである。コンターは 40m 間隔で描かれており、80m ごとに太実線となっている。暖色系は平年よりも高度が高い場所を表しており、逆に寒色系は平年よりも高度が低い場所を表している。図 2 で示された 12 月を見てみると、北極域が高気圧偏差、また、中緯度域は所々低気圧偏差となっており、AO プラスの状態となっていることが分かる。それが 1 月になると(図 3)北極域の高気圧偏差、中緯度域の低気圧偏差ともに強まり、特に北極域は平年に比べて 400m 以上も高度が高くなっている。月平均でここまで偏差が強まるのは珍しく、まるである日のスナップショットを見ているかのようである。このことより、北極上空にほぼ毎日のように高気圧が居座っていたのがうかがえる。また、中緯度域に目を移すと、ヨーロッパから太平洋にかけて帯状に低気圧偏差が分布しており、日本列島も北日本を中心にその中に入っている。シベリアからアリューシャン列島付近にかけては閉じた等高度線で示される低気圧があり、この影響で日本付近の冬型の気圧配置が強まり、幾度となく寒波がもたらされた

ものと考えられる。2月になると（図4）、北極域の高気圧偏差はだいぶ解消されたが、ユーラシア大陸東部から太平洋にかけてはまだ低気圧偏差が強く、引き続き寒さが続いた。

5.1.2 1976年11月1日を初期値とする予報

図5は、1976年7月から1977年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1976年11月1日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。図中の細実線はAOIの実況、破線はコントロールラン、点線は初期値直前のモデルバイアスを考慮した摂動ラン、そして、太実線はアンサンブル平均を示している。これを見ると、初期値直後のAOIの低下をどのメンバーとも予測できていない。また、予報では初期値から約10日後にピークをむかえ、その後は低下傾向となるが、実況ほど深く落ち込んでいないことが分かる。さらに、初期値直前のモデルバイアスを考慮したメンバーの成績は思わしくなく、この中ではコントロールランが最も精度よく予報できていた。

図13は、1976年11月1日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。図中のコンターは順圧高度、シェードはアノマリを示している。これを見ると、予報では極域にかなり強い低気圧偏差、中緯度に高気圧偏差が見られ、実際とは逆のAOプラスの予測となっている。

5.1.3 1976年11月6日を初期値とする予報

図6は、1976年7月から1977年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1976年11月6日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、5日前を初期値としたときと同じく、初期値直後のAOIの低下を予測できていない。また、モデルバイアスを考慮した予報もコントロールランよりも悪くなっている。しかし、予報後半のAOIの急激な低下に対して、実況どおりの予報はできていないが、落ち込みのピークはほとんどのメンバーが正確に予測できていることが分かる。

図14は、1976年11月6日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図13と同じである。予報図を見ると、先ほどの1976年

11月1日00Zを初期値とした予報のような極域における顕著な低気圧偏差の予報はなくなったが、それでもまだ極域に低気圧偏差が残っている。また、アメリカ東部の低気圧偏差、太平洋東部の高気圧偏差はしっかりと予測できている。

5.1.4 1976年11月11日を初期値とする予報

図7は、1976年7月から1977年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1976年11月11日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、初期値直後のAOIの上昇は正確に予測できていることが分かる。また、12月中旬頃から下降に転じる流れもだいたい予測できており、アンサンブル予報の効果も出ている。しかしこれまでと同じく、予報期間後半の下降のピークは正確に予報できていない。

図15は、1976年11月11日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図13と同じである。予報図を見ると、先ほどの1976年11月6日00Zを初期値とした予報と同様、アメリカ東部とアラスカ付近の予報はよくできているが、ヨーロッパ西部のトラフが予報できていない。

5.1.5 1976年11月16日を初期値とする予報

図8は、1976年7月から1977年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1976年11月16日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、予報期間後半（12月下旬）のAOIの急激な低下をほぼ正確に予測できているメンバーがあることが分かる。また、破線で示したコントロールランよりも太実線で示したアンサンブル平均のほうが精度よく予報できており、モデルバイアス修正の効果が出ているといえる。

図16は、1976年11月21日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図13と同じである。これを見ると、これまでと同様、アメリカ東部とアラスカ付近の予報はよくできている。しかし、ヨーロッパ西部近辺の高度場が、予報と実況では逆転しており、また、極域の予報もできていない。

5.1.6 1976 年 11 月 21 日を初期値とする予報

図 9 は、1976 年 7 月から 1977 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、初期値から約 10 日は、どのメンバーとも正確に予報できている。また、その後は、コントロールランだけは大きく外してしまうが、モデルバイアスを考慮したメンバーは全体的に低下傾向を示し、よく予報できているといえる。また、12 月末に低下のピークをむかえ、その後急上昇するといった遷移も、アンサンブル平均を見るとしっかりと予測できている。

図 17 は、1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、極域が高気圧偏差、中緯度が低気圧偏差という AO マイナスの状態をよく予測できている。

5.1.7 1976 年 11 月 26 日を初期値とする予報

図 10 は、1976 年 7 月から 1977 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、先ほどの 1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした予報と同様、コントロールランよりもアンサンブル平均のほうが予報精度がよい。全体的に AOI がマイナスに遷移するという傾向は予測できているものの、5 日前の初期値に比べ精度が悪くなっている。

図 18 は、1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、極域の顕著な高気圧偏差は予報できていないが、極東から太平洋にかけての帯状の低気圧偏差の分布はしっかりと予測できている。

5.1.8 1976 年 12 月 1 日を初期値とする予報

図 11 は、1976 年 7 月から 1977 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model によ

る 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、全体的に 0 付近を予測しており、12 月末や 1 月中旬の急激な低下が予測できていない。

図 19 は、1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、アラスカ付近のリッジ場はしっかりと予報できているが、やはり北極域の高気圧偏差が予報できていない。しかし、ヨーロッパ西部や日本付近の低気圧偏差はよく予測できている。

5.1.9 1976 年 12 月 6 日を初期値とする予報

図 12 は、1976 年 7 月から 1977 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、実況ではこの先大きく低下するのに対して、全メンバーとも上昇するという予報を出している。また、上昇のピークをむかえたあともマイナスに転じるような予報を出していない。

図 20 は、1976 年 12 月 6 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、これまでと同様、極域の高気圧偏差が予報できていない。また、ヨーロッパ西部の予報はできているものの、日本付近の低気圧偏差が予報では見られなくなり、先ほどの 1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした予報よりも精度が悪くなっている。

5.2 1988/89年冬の予測実験

5.2.1 天候の概況

1988/89年冬は顕著な暖冬となり、1月～2月を中心に著しい高温となった。各地域の気温（平年差）は、北日本：+1.6、東日本：+1.2、西日本：+1.2、南西諸島：+0.5と、全国的にみても暖かな冬であったことが分かる。

図21～23は、月平均した順圧高度場とアノマリの図である。図中のコンターは月平均した順圧高度で、シェードはそのアノマリである。コンターは40m間隔で描かれており、80mごとに太実線となっている。暖色系は平年よりも高度が高い場所を表しており、逆に寒色系は平年よりも高度が低い場所を表している。12月（図21）を見ると、北極域は低気圧偏差となっており、偏差の中心では、高度が平年よりも約200m低くなっている。中緯度の高気圧偏差は全体的に見るとあまり顕著ではないが、ヨーロッパ西部から大西洋東部にかけては著しい高気圧偏差となっている。1月（図22）になると、極域の低気圧偏差はさらに強まり、場所によっては400m以上も平年に比べて高度が低くなっている。それに対して中緯度では高気圧偏差が強まり、日本も著しい高気圧偏差の中に入っている。この月はきれいなAOプラスの状態であり、日本は高温となった。2月に入ると（図23）、高・低気圧偏差の規模は小さくなったが、AOプラスの状態が続き、アラスカ付近ではかなり顕著な高気圧偏差であった。日本も帯状の高気圧偏差域の西端にあたり、高温傾向が続いた。

5.2.2 1988年11月1日を初期値とする予報

図24は、1988年7月から1989年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1988年11月1日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、AOIが予報期間前半（11月上旬～中旬）に上昇してピークをむかえ、その後下降するという傾向を、モデルはしっかりと予測している。12月前半においては実況よりもかなり下回ってしまったが、その後の上昇傾向も予測することができている。

図32は、1988年11月1日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図13と同じである。これを見ると、極域の低気圧偏差がほとんど予測できていない。また、ヨーロッパ西部付近にあるリッジが、予報ではやや西側にずれ、大西洋中部に予測されている。

5.2.3 1988年11月6日を初期値とする予報

図25は、1988年7月から1989年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1988年11月6日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、60日先までかなり実況に近い予報ができていているといえる。特に期間の後半については、実況とほとんど変わらない予報をしているメンバーもいた。

図33は、1988年11月6日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場(下)と、60日平均した実際の順圧高度場(上)である。なお、図の見方は図13と同じである。これを見ると、極域の低気圧偏差が、予報ではアメリカ方面へずれた形で予測されている。太平洋東部の高気圧偏差は比較的よく予測できている。

5.2.4 1988年11月11日を初期値とする予報

図26は、1988年7月から1989年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1988年11月11日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、5日前を初期値としたときと同様、期間全体を通してかなり精度のよい予報ができていている。コントロールランではしっかりと予測できていないAOIの上昇も、モデルバイアスを考慮したメンバーではしっかりと予測している。

図34は、1988年11月11日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場(下)と、60日平均した実際の順圧高度場(上)である。なお、図の見方は図13と同じである。これを見ると、北極域の低気圧偏差は先ほどの1988年11月6日00Zを初期値とした予報と同様、位置が少しずれてはいるものの、割と正確に予報できている。また、太平洋東部と大西洋東部の高気圧偏差もしっかりと予測できており、かなり精度のよい予報ができていている。

5.2.5 1988年11月16日を初期値とする予報

図27は、1988年7月から1989年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した1988年11月16日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、先ほどまでと比べて予報精度は落ちている。特に、期間前半の予測がしっかりと

できていない。ただ、期間後半の AOI 上昇の傾向は割とよく予測できていることが分かる。

図 35 は、1988 年 11 月 16 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、極域の低気圧偏差とそれを取り囲むような中緯度の高気圧偏差がよく予報できているといえる。特に、大西洋東部のリッジは実況とかなり近い。

5.2.6 1988 年 11 月 21 日を初期値とする予報

図 28 は、1988 年 7 月から 1989 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、この先プラスに転じていく傾向は予測できているが、1 月中旬の急激な上昇は、精度よく予測できていない。また、先ほどまでと比べて、メンバー間のばらつきが、期間後半を中心に大きくなっている。

図 36 は、1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、極域の低気圧偏差は、規模は小さいものの、しっかりと予測できている。また、大西洋東部の高気圧偏差の予報精度もよい。

5.2.7 1988 年 11 月 26 日を初期値とする予報

図 29 は、1988 年 7 月から 1989 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、12 月末までの AOI の遷移は非常によく予測できているが、1 月になるとマイナスに転じてしまい、やはり 1 月中旬の急激な上昇を予測できていない。

図 37 は、1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、極域の低気圧偏差がかなり縮小した形で予測されており、これまでと比べて予報精度はあまりよくない。大西洋東部のリッジ、太平洋の高気圧偏差は若干の位置の違いこそあれ、よ

く表現されているといえる。

5.2.8 1988 年 12 月 1 日を初期値とする予報

図 30 は、1988 年 7 月から 1989 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、全メンバーとも大きく外してしまっている。特に、12 月中旬から実況ではプラスに転じるところが、予報ではマイナス方向になってしまい、暖冬の予測ができていない。

図 38 は、1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、中緯度の高気圧偏差は比較的良好に予報できているが、極域の低気圧偏差の予報精度がよくない。

5.2.9 1988 年 12 月 6 日を初期値とする予報

図 31 は、1988 年 7 月から 1989 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした予報と同じく、精度のよい予報ができていない。ただ、メンバーによっては AOI の上昇を予測しているものもある。また、メンバー間のばらつきが大きい予報であった。

図 39 は、1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、先ほどの 1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした予報と同様、極域の予報ができていない。また、実況では大西洋東部にあるリッジも、予報では大西洋中部にずれている。

5.3 2005 年 12 月の予測実験

5.3.1 天候の概況

2005 年 12 月は記録的な寒さとなり、新潟県津南町では 4m を超える積雪、また、太平洋側の名古屋市でも 20cm を超える積雪を記録するなど、各地でこれまでの記

録を次々と塗り替えた。詳しく見ていくと、月平均気温は全国的に極端な低温となり、12月が全国で低温となったのは、1985年以来20年ぶりであった。寒気は東・西日本中心に入り、月平均気温平年偏差は東日本で -2.7 、西日本で -2.8 で、1946年の地域平均の統計開始以来の低い記録を更新した（これまでの1位は東日本では1947年の -2.6 、西日本では1967年の -2.7 ）。また、北日本の平年差は -1.9 （9位タイ）、南西諸島は -1.5 （6位）となった。地点の記録では、福井、敦賀、鳥取、洲本、阿蘇山、室戸岬など全国29地点で観測開始からの12月平均気温の最低記録を更新した。雪のほうは、積雪を観測している全国339地点において、106地点で観測開始以来の12月の最深積雪の記録を更新した。

図40は、月平均した順圧高度場とアノマリの図である。図中のコンターは月平均した順圧高度で、シェードはそのアノマリである。コンターは40m間隔で描かれており、80mごとに太実線となっている。また、暖色系は平年よりも高度が高い場所を表しており、逆に寒色系は平年よりも高度が低い場所を表している。これを見ると、北極域全体にわたって高気圧偏差は見られないが、顕著な高気圧偏差の部分がロシア方面へと張り出し、極東から太平洋にかけては帯状の低気圧偏差となっている。また、シベリアからアリューシャン列島付近には -360m の閉じた等高度線で示された低気圧が見られる。これは顕著な寒冬だった1976/77年と同じであり、日本の北東海上で低気圧が発達しやすかったことを表している。そのため冬型の気圧配置が強まり、強い寒気が流入したと考えられる。

5.3.2 2005年10月1日を初期値とする予報

図41は、2005年7月から2006年3月までの、順圧成分で定義したAOIの時間変化と、丸印で示した2005年10月1日00Zを初期値とした、順圧S-Modelによる60日予測の合成図である。なお、図の見方は図5と同じである。これを見ると、細かい変動を無視すると、どのメンバーとも、この先徐々にAOIが低下していく様子が予測できている。また、メンバー間のばらつきもそれほど大きくない。

図49は、2005年10月1日00Zを初期値として順圧S-Modelを60日間走らせ、その60日平均をとった順圧高度場（下）と、60日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図13と同じである。これを見ると、実況ではアノマリ場にあまり特徴は見られないが、予報では極域の高気圧偏差がかなり誇張して予測されている。

5.3.3 2005 年 10 月 6 日を初期値とする予報

図 42 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、期間の前半を中心に正確な予測ができていることが分かる。期間の後半については、実況ではマイナスとなるところを、コントロールランでは正確に予測できている。しかし、モデルバイアスを考慮したメンバーはすべて外している。

図 50 は、2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、位置の違いはあるが、極域周辺の高気圧偏差をよく予測している。

5.3.4 2005 年 10 月 11 日を初期値とする予報

図 43 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、全体的にマイナスに遷移していく様子がほぼ正確に予測できている。予報精度としてはコントロールランのほうがよかった。

図 51 は、2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、若干強めに予測されているが、先ほどの 2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした予報と同様、アノマリ場をよく予測している。

5.3.5 2005 年 10 月 16 日を初期値とする予報

図 44 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、これまでの初期値と同様、AOI がマイナスに遷移していく様子がきっちりと予測できている。アンサンブル平均よりもコントロールランのほうが、期間後半の AOI の低下をよりよく予測できていた点は、先ほどの 2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値

とした予報と同じである。

図 52 は、2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、高気圧偏差が予報では強く出過ぎているが、日本付近の帯状の低気圧偏差をだいたい予測している。

5.3.6 2005 年 10 月 21 日を初期値とする予報

図 45 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、AOI が一度プラスに転じてマイナスとなる傾向がよく予測できている。期間後半の予報も、メンバーによってはしっかりと予報できている。

図 53 は、2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、ロシア東部の高気圧偏差が予報ではまったく見られない。また、日本付近の低気圧偏差も予報では弱めに出ている。

5.3.7 2005 年 10 月 26 日を初期値とする予報

図 46 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、先ほどの 2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした予報と同様、AOI がプラスに転じてマイナスとなる流れがよく予測できている。コントロールランとアンサンブル平均ともに同じような予報を示した。

図 54 は、2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、ロシア東部を中心とする高気圧偏差が予測できていない。また、日本付近から北西太平洋にかけて分布している低気圧偏差も予報ではみられない。

5.3.8 2005 年 11 月 1 日を初期値とする予報

図 47 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、これまでの予報と一転して急激に精度が悪くなり、11 月下旬と 12 月の上旬・中旬の AOI の極小を予測できていない。この予報だけ見ると、12 月は暖冬傾向であるといえる。

図 55 は、2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、先ほどの 2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした予報と同様、ロシア東部を中心とする高気圧偏差の予報ができていない。しかし、アメリカ東部へトラフが張り出している場はしっかり予測できている。

5.3.9 2005 年 11 月 6 日を初期値とする予報

図 48 は、2005 年 7 月から 2006 年 3 月までの、順圧成分で定義した AOI の時間変化と、丸印で示した 2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした、順圧 S-Model による 60 日予測の合成図である。なお、図の見方は図 5 と同じである。これを見ると、先ほどの 2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした予報と同様、AOI の低下を予報できていない。特にモデルバイアスを考慮したメンバーはすべて AOI プラスの予報を出している。

図 56 は、2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値として順圧 S-Model を 60 日間走らせ、その 60 日平均をとった順圧高度場（下）と、60 日平均した実際の順圧高度場（上）である。なお、図の見方は図 13 と同じである。これを見ると、これまでの中では最も精度よく予報できている。太平洋とヨーロッパ西部の高気圧偏差、カナダ付近の低気圧偏差ともにほぼ正確に予測している。

5.4 気象庁 1 か月アンサンブルデータを使った AOI の予測実験

本研究の参考として、気象庁 1 ヶ月アンサンブルデータを使って、AOI の予測実験を行った。なお、EOF は、1950 年から 2000 年までの 12 月の月平均海面更正気圧（データは NCEP/NCAR）に対して施している。

ここで、気象庁の1か月アンサンブル予報について簡単に述べておく。1か月アンサンブル予報は毎週1回（金曜日の午後）に発表され、約4週間先までの予報を行っている。初期値メンバーの作成はBGM (Breeding of Growing Mode) 法 (Toth and Kalnay, 1993) によって行われており、週間アンサンブル予報と同じ作成法である。ここでBGM法とは、誤差が成長する擾乱（成長モード）を実際に現業に用いる数値予報モデル自身の中で自然に生育 (breeding) させ、その成分を初期値（解析値）に重ねることにより、アンサンブルメンバーの一つの初期値を作る方法である。日本語では「成長モード生育法」とよばれている。実際の予報作業では、毎週水曜日12Zに13個のメンバーから、また、翌日の木曜日12Zに同じく13個のメンバーから、それぞれ34日先まで時間積分を行っている。

以上のように作られた1か月アンサンブル予報のうち、海面更正気圧の予報データを用いて、AOIの予測実験を試みた。なお、上で述べたように、1か月アンサンブル予報は2回にわたって行われ、それぞれの初期値に対して13個の予報しか手に入らない。今回は26メンバーすべての予報を見たかったため、初期値を木曜日に統一し、水曜日を初期値としたときの13メンバーについては1日後（木曜日）の予報値を初期値とみなした。

図57～62が、予測実験の結果である。縦軸はAOI、横軸は初期値からの日数を示している。また、図中の実線が実況、破線が摂動ランである。

これを見ると、どの初期値に対しても、初期値から数日間はかなり精度のよい予報ができていることが分かる。しかし、その後はばらつき始め、特に図61や図62を見ると、予報期間の後半を中心にかなり大きくばらついており、12月のAOマイナスを予測できているとは言えない。

今回の結果を見る限りでは、気象庁のモデルでは、初期値から数日間是非常に精度のよい予報ができるが、予報期間の後半は大きくばらついてしまうという特徴があると言える。

6 まとめと考察

AOI の 60 日予報の結果をまとめたものが、次の表である。

初期値	11/1	11/6	11/11	11/16	11/21	11/26	12/1	12/6
1976/77 年冬	×							×
1988/89 年冬								×
2005 年 12 月							×	×

ここで、表の上段は初期値を示している。2 段目以降は、それぞれの初期値からの AOI の 60 日予報が精度よくできていたかどうかを 4 段階に分けて示した。表中の記号の意味は以下のとおりである。

- ・ ... 予報期間全体を通してかなり精度のよい予報ができて
いる
- ・ ... 大まかな傾向は予報できている
- ・ ... あまり精度のよい予報はできていない
- ・ × ... 実況ではプラスとなるところを予報ではマイナスと
なっているなど、実況とは逆の予報をしている

なお、2005 年 12 月の初期値に関しては、表中で示された日付より 1ヶ月前であることに注意されたい。

これによると、期間の中盤を中心に予報精度が高かったことが分かる。ここでいう期間の中盤とは、その冬の低温（あるいは高温）のピークの約 1ヶ半月前にあたる。また、1988/89 年冬や 2005 年 12 月は、かなり早い段階から精度のよい予報ができていた。つまり、それぞれの年の冬を迎える前にその冬の AOI の傾向がつかめていたといえる。現在の天気予報では、大気のカオス性などにより 2 週間を超える予測はできないが、大気の順圧成分を予測することで、2 週間を超えて予測できる可能性が示された。一方で興味深いことに、どの事例とも月をまたいだ瞬間、予報精度が悪くなった。一般的に、天気予報ではより新しい初期値を使うほど予報精度がよくなる。しかし、今回の予測実験をみる限りでは、新しい初期値を使ったほうが予報精度がよくなるとは言えなかった。

予報精度が悪くなる原因として、1 つは初期値の問題、もう 1 つはモデルの問題が考えられる。図 63 は、順圧 P-Model を用いて正確な外力を与えたときの AOI の 60 日予報である。図中の実線が実況、青線が予報を表す。これを見ると、60 日間にわたり正確な予報ができていたことが分かる。このことから、今回の場合、初期値の問題よりはモデルの問題のほうが大きいと思われる。

これを解消するため、今回は外力の誤差を考慮したアンサンブル予報を同時に行った。その結果、モデルバイアスがうまく修正されて予報精度が格段によくなっているときもあれば、実況とは正反対の予報を示すこともあった。この原因としては、モデルバイアスの修正に「平均値」を使っているためだと考えられる。各予報ステップで同じ値を用いて修正しているため、実際はもっと大きな修正が必要なところを小さめに見積もってしまい（あるいはその逆）、その誤差が時間とともに発展していき、結果として予報精度が悪くなってしまうのではないと思われる。したがって、予報ステップごとに考慮するモデルバイアスの値を、何らかの関数の形で与えることができれば、よりよい予報ができるのではないかと期待される。図 64、65 は、スプレッドと RMSE (Root Mean Square Error) の関係を表している。ここで、スプレッドとはメンバー間の予報のばらつき具合を表すもので、スプレッドが小さいほど、メンバー間のばらつきが小さく、スプレッドが大きいほど、メンバー間のばらつきが大きいことを示す。一方、RMSE とは、予報誤差の標準的な大きさを表す指数で、値が小さく 0 に近いほど予報精度が高いことを示す。アンサンブル予報では、このスプレッドと RMSE の比が 1 対 1 に対応していることが好ましいとされている。しかし、今回の予測実験では、スプレッドは RMSE の 5 割以下程度であった。このことは、アンサンブルメンバーが予報誤差の大きさを大きく下回った予報をしている、つまり、各メンバー間のばらつきは小さいものの、実況値とは大きくかけ離れた予報をしているということを意味する。このことから、外力のパラメタライズがあまりうまく行えていない（アンサンブル予報の方法があまり好ましくない）ということが言える。

また、参考として、2005 年については気象庁 1 か月アンサンブルデータを使って AOI を求め、順圧 S-Model の結果と比較した。その結果、2005 年 11 月を初期値とする予報では、両者とも精度のよい予報ができていなかった。このことから、2005 年 11 月は、予報しにくい大気の間であったのではないかと推測される。また、気象庁のモデルでは、初期値から数日間は非常に精度のよい予報ができていたが、予報期間の後半は大きくばらついてしまうという特徴があることが分かった。それに対して、順圧 S-Model を使った予報では、初期値直後の予報が正確に行えていないときもあれば、図 25 や図 41 のように、かなり先まで予報できているときもあった。モデルの安定性という問題点はあるが、うまく改良できれば、順圧 S-Model の予報精度が大きく向上する可能性があると考えられる。

本研究の問題点として、解析した事例もそれほど多くないことや、初期時刻によって予報が大きく変わることもあったことから、モデルの有用性を示すにはま

だまだ十分ではないと考えられる。今後はさらに多くの事例で実験し、寒冬（または暖冬）のときに精度がよい、急激な AOI の変化が起きているところではあまり精度がよくないなどのモデルの特性を把握する必要があると思われる。

さらに今回は、具体的な指標を用いて予報精度の検証をしていない。一般に、天気図などの予報精度の検証には RMSE (Root Mean Square Error: 根号平均二乗誤差) やアノマリ相関が用いられるが、本研究では AOI の予報をターゲットにしているため、これらの指標を用いることができなかった。また、北極振動は長期的な変動であるため、日々の AOI を検証することよりも、長期的な AOI の傾向をとらえることが大切であると考えられる。

7 結論

本研究では、大気の順圧成分を予測する順圧大気大循環モデルを用いて、北半球の冬の天候の指標である北極振動指数（AOI）の長期予測が可能であるかどうかを検証した。

具体的には、顕著な寒冬であった1976/77年冬、顕著な暖冬であった1988/89年冬、そして2005年冬を対象とし、それぞれの年の11月頃を初期値としてモデルを走らせ、AOIの60日予測を行った。そして現実のAOIと比べることで、長期予測が可能であったかどうかを調べた。なお、モデルによるバイアスを修正するため、初期値直前のある一定期間の誤差平均を用いたアンサンブル予報を行うことで、予報精度の向上を図った。その結果、AOのような順圧的で長い周期をもつ変動は、大気の順圧成分を予測することで、2週間を超えて予測できる可能性が示された。詳しくみると、各年ともAOIの値が大きく変動する約50日前を初期値とする予報の精度がよいことが分かった。一般に、新しい初期値を用いたほうが予報精度はよくなるが、本研究では、新しい初期値を用いることが、必ずしも予報精度を向上させることにはならなかった。また、モデルバイアスを考慮したアンサンブル予報はコントロールランよりもAOIの変化を正確に予測していることが多く、効果があるものと考えられる。一方で、初期値によっては予報が大きく変わることもあり、モデルの安定性といった問題点も浮かび上がった。

今後の課題としては、扱った事例数が少ないため、より多くの事例で実験をし、モデルの特性を把握する必要があると考えられる。また、モデルバイアスの修正として、今回は初期値直前の平均値を用いたが、新たな修正法を考える必要があると思われる。さらに予報精度の評価のために、具体的な指標を導入する必要があるだろう。

謝辞

本研究を進めるにあたって、指導教員である筑波大学計算科学研究センター田中博教授には、卒論テーマの設定、モデルの概要など、終始適切なご指導、ご鞭撻を賜り感謝しております。

また、同大学陸域環境研究センターの渡来靖準研究員、同大学生命環境科学研究科の松枝未遠さん、寺崎康児さん、横山直美さん、井尾展悠さん、向野智彦さん、同大学環境科学研究科の鈴木一歩さんには、ゼミなどを通じて多くの貴重なアドバイスを頂きました。特に松枝未遠さんには、気象庁データの利用をはじめ、研究を進めるにあたり、数多くのご指導をしていただきました。深く感謝いたします。

さらに、同大学生命環境科学研究科の木村富士男教授、林陽生教授、上野健一助教授、植田宏昭講師、日下博幸講師には、最終発表やポスター発表の場で、貴重なご意見を頂き、ありがとうございました。

最後に、同大学の大学院生の先輩方、共に卒業論文製作を進めた気候学・気象学専攻の友人、さらにはこの論文を書くにあたって関わっていただいた方すべてに感謝の意を表します。

なお、本研究で用いた図は、The GMT System (Wessel and Smith, 1991) にて作成した。

参考文献

- Kasahara, A. and K. Puri, 1981: Spectral representation of three-dimensional global data expansion in normal mode functions. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 37–51.
- 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., 1998: Numerical simulation of a life-cycle of atmosphere blocking and the analysis of potential vorticity using a simple barotropic model. *J. Meteor. Soc. Jpn.*, **76**, 983–1008.
- Tanaka, H. L. and E. C. Kung, 1989: A study of low-frequency unstable planetary waves in realistic zonal and zonally varying basic states. *Tellus*, **41A**, 179–199.
- Tanaka, H. L. and 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.
- Tanaka, H. L. and S. Sun, 1990: A study of baroclinic energy source for large-scale atmospheric normal modes. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2674–2695.
- Thompson, D. W. and J. M. Wallace, 1998: The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature field. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- Toth, Z. and E. Kalnay, 1997: Ensemble forecasting at NCEP and the breeding method. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3297–3319.
- 大内哲志, 2001: 順圧 P-Model におけるブロッキングの再現性と外力の関係. 筑波大学自然科学類卒業論文.

- 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.
- 高野清治, 2002: アンサンブル予報の利用技術. 気象研究ノート, 201, 73–103.
- 田中博, 2004: 順圧大気大循環モデルによる北極振動の数値実験およびその力学的
考察. 気象研究ノート, 206, 71–107.
- 前田修平, 佐藤均, 小林ちあき, 2005: 2005 年 12 月の日本の異常低温と大気大循環.
平成 18 年度季節予報研修テキスト, 74–86.
- 山崎孝治, 2004: 北極振動の概要. 気象研究ノート, 206, 1–9.
- 吉野純, 1999: 順圧大気における波と乱流のスペクトル特性に関する研究. 筑波大学
自然学類卒業論文.

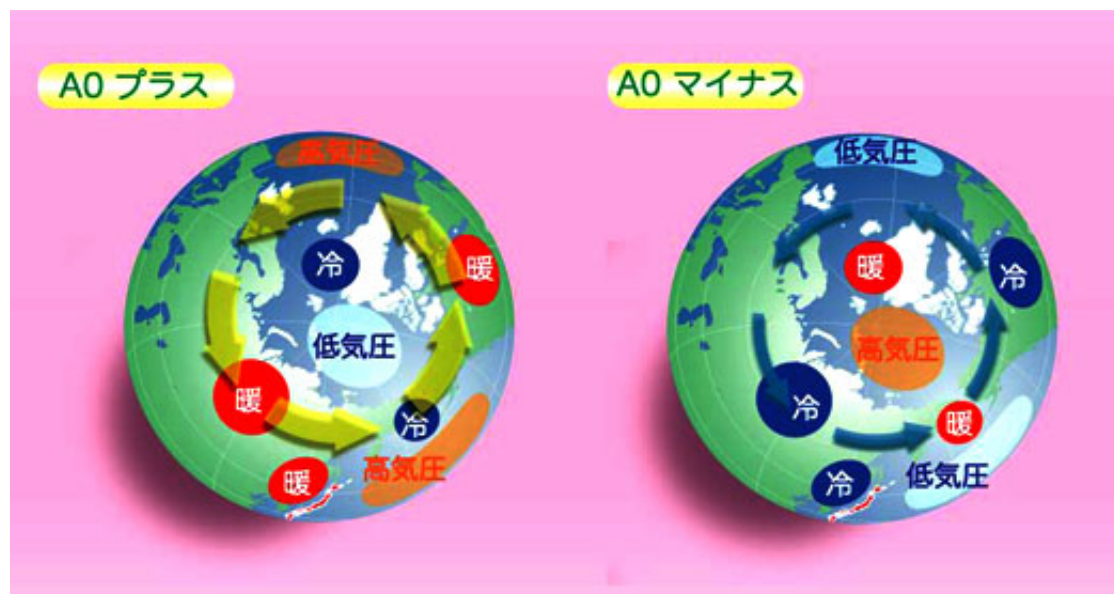


図 1: AO がプラスの時とマイナスの時の偏西風ジェット気流（矢印）と各地の気温偏差（暖冷）および気圧偏差（高低）の分布図

（ <http://www.jamstec.go.jp/frcgc/jp/report/2004/jan/tanaka.html> より ）

Barotropic Height and Anomaly

December, 1976

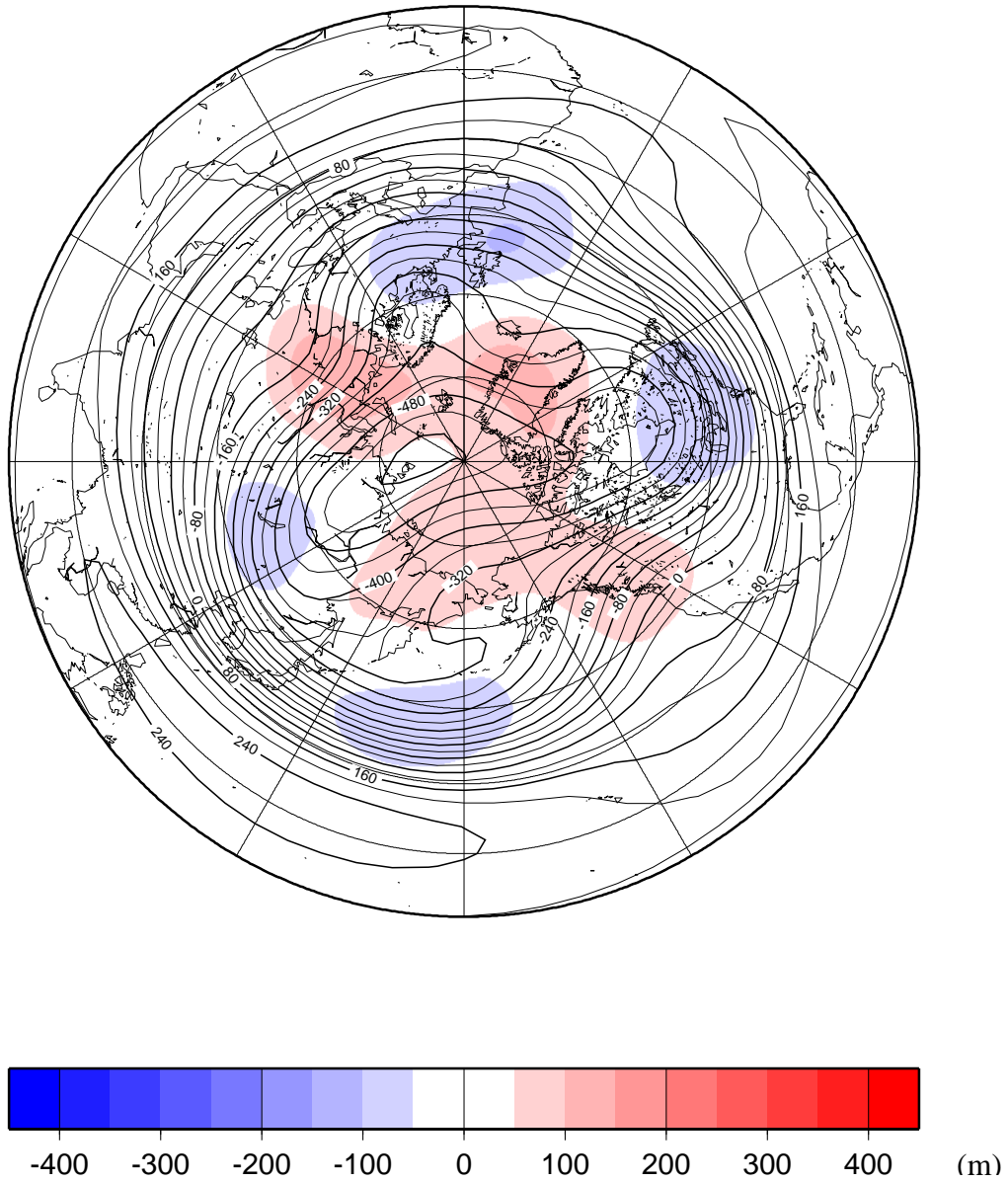


図 2: 1976 年 12 月の順圧高度場とアノマリ。コンターは順圧高度、シェードはアノマリを示す。

Barotropic Height and Anomaly

January, 1977

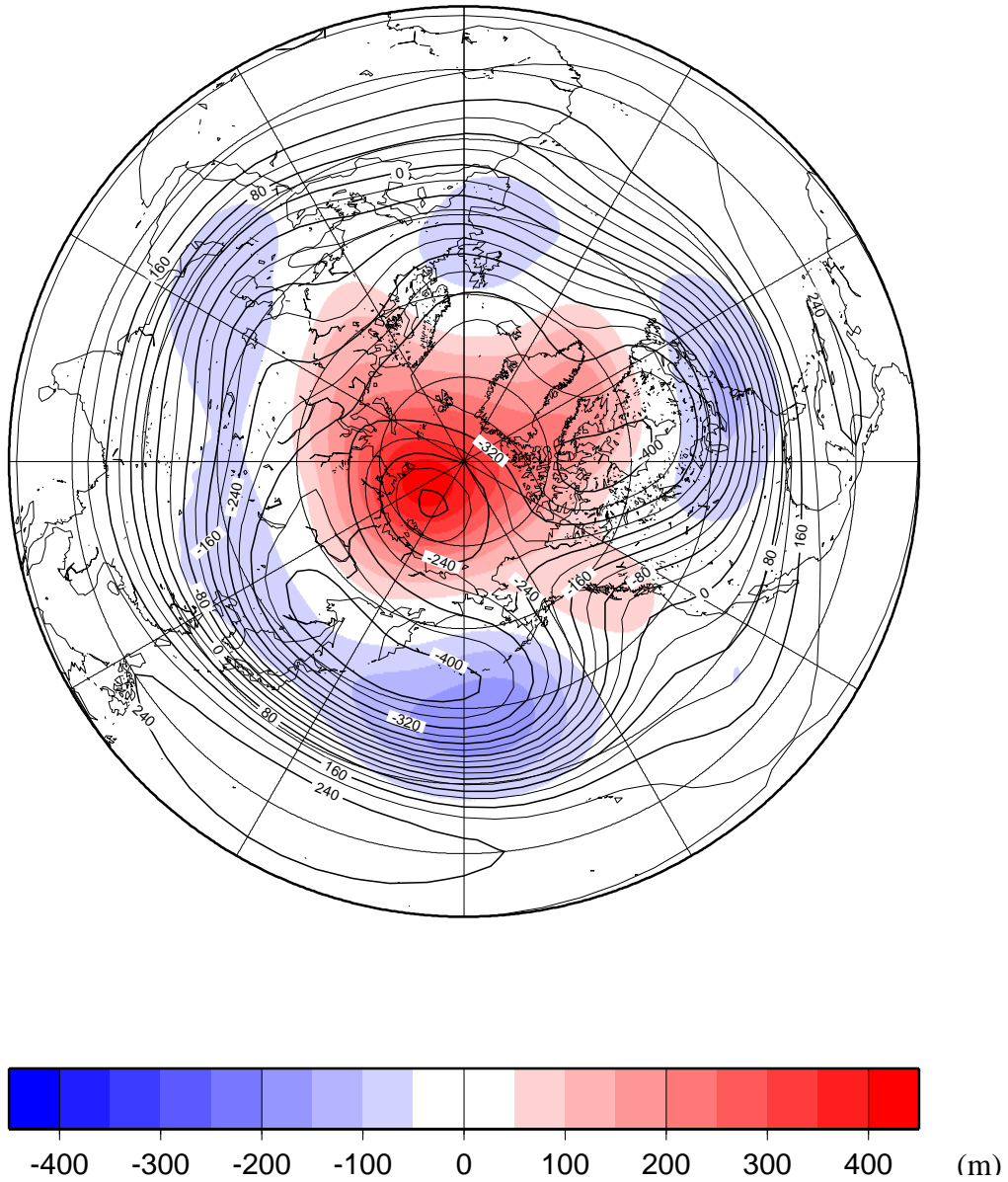


図 3: 1977 年 1 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

February, 1977

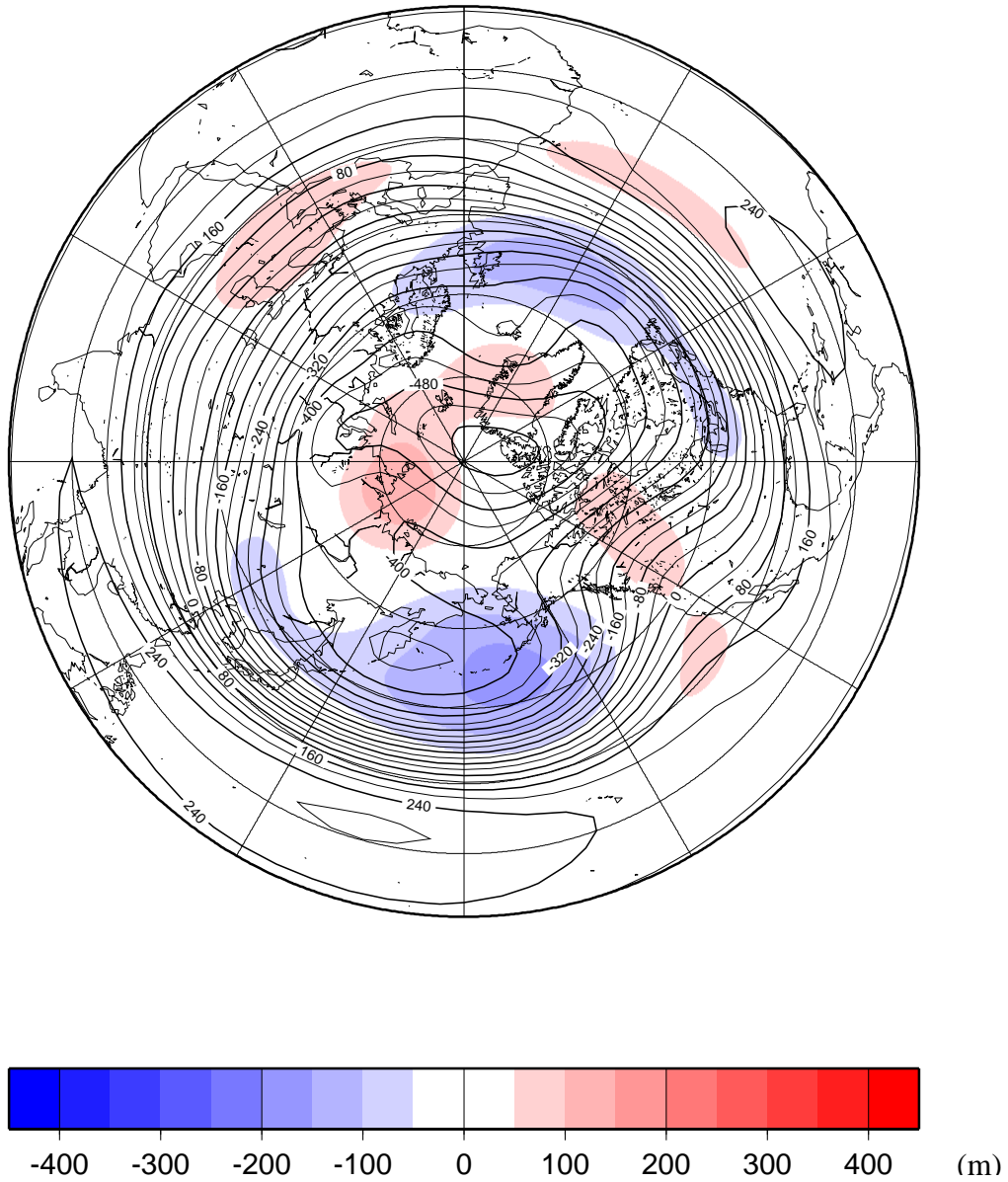


図 4: 1977 年 2 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

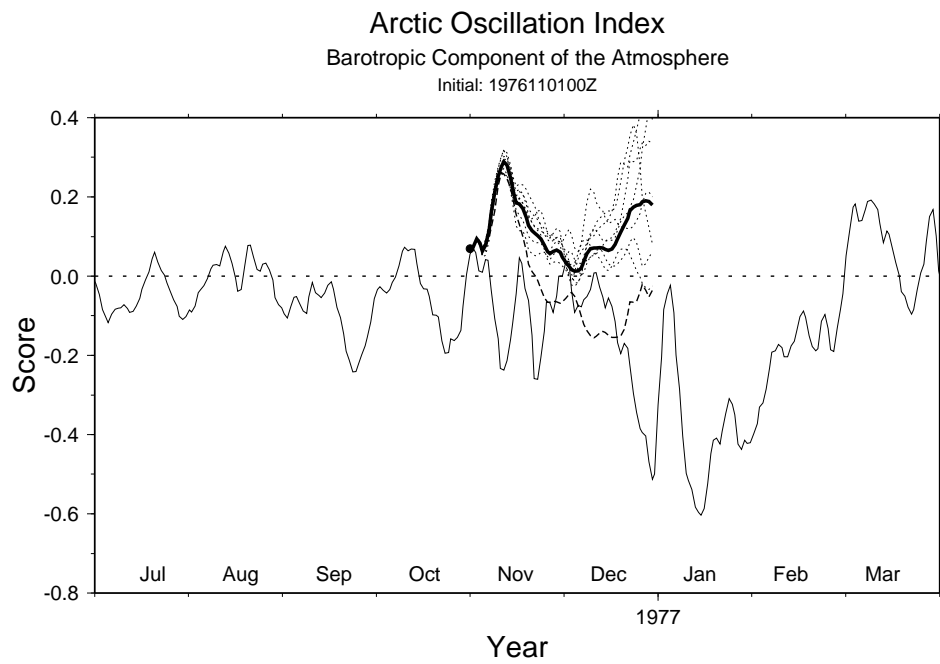


図 5: 1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。丸印は初期値、実線は実況、破線はコントロールラン、点線は摂動ランを示す。

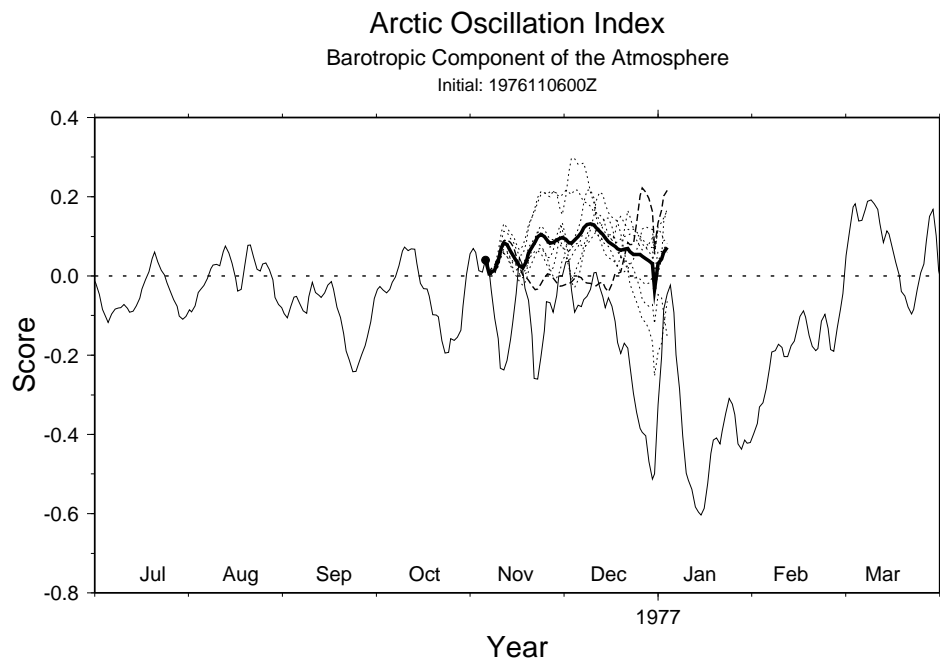


図 6: 1976 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

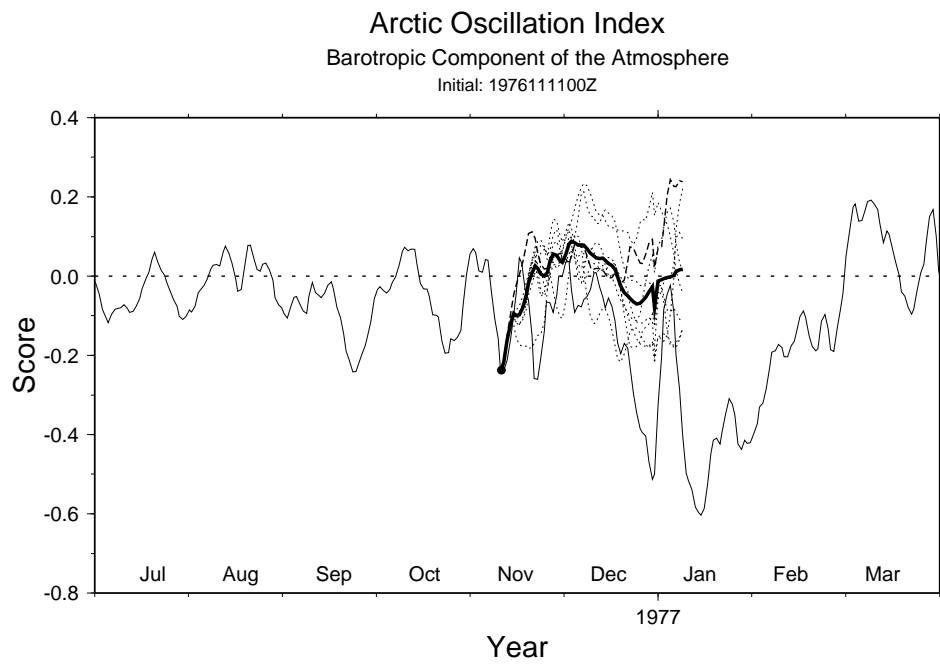


図 7: 1976 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

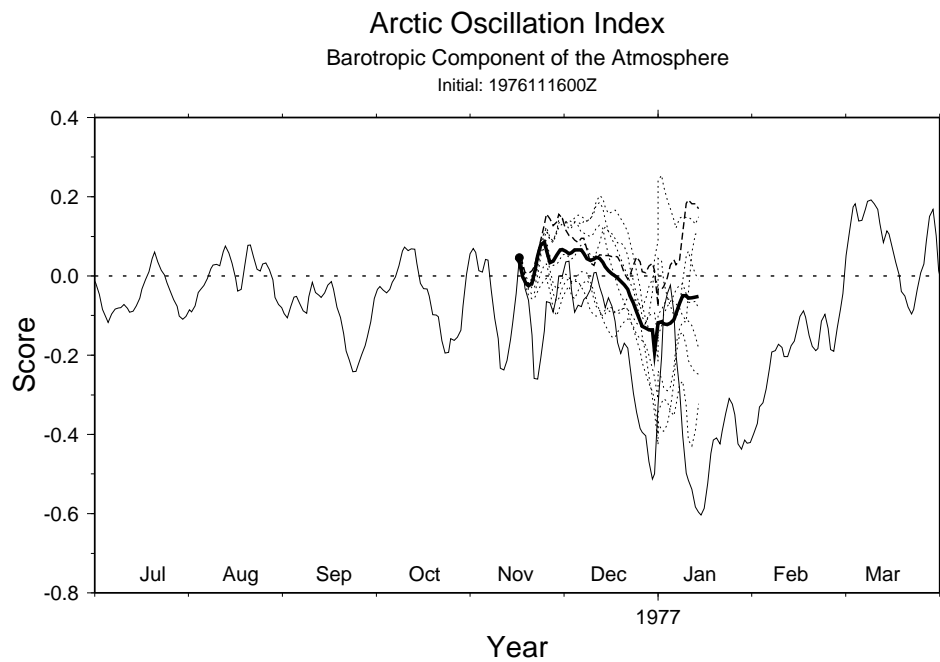


図 8: 1976 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

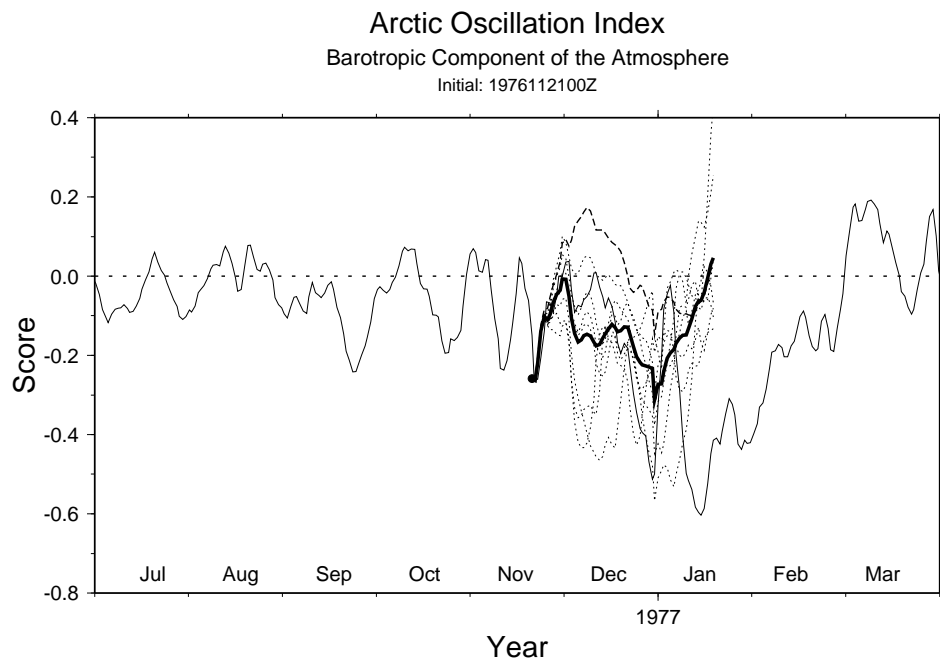


図 9: 1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

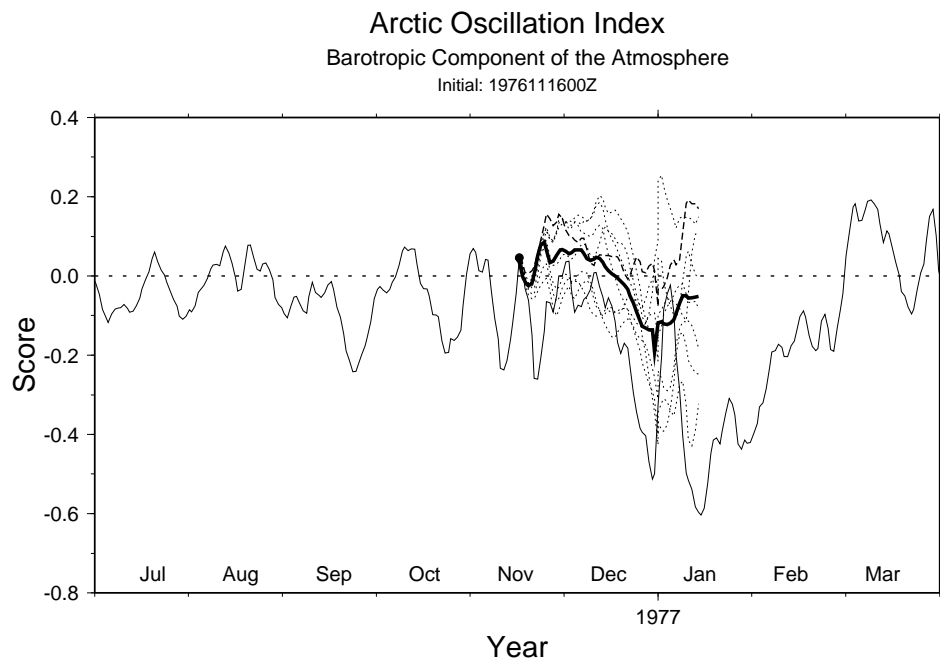


図 10: 1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

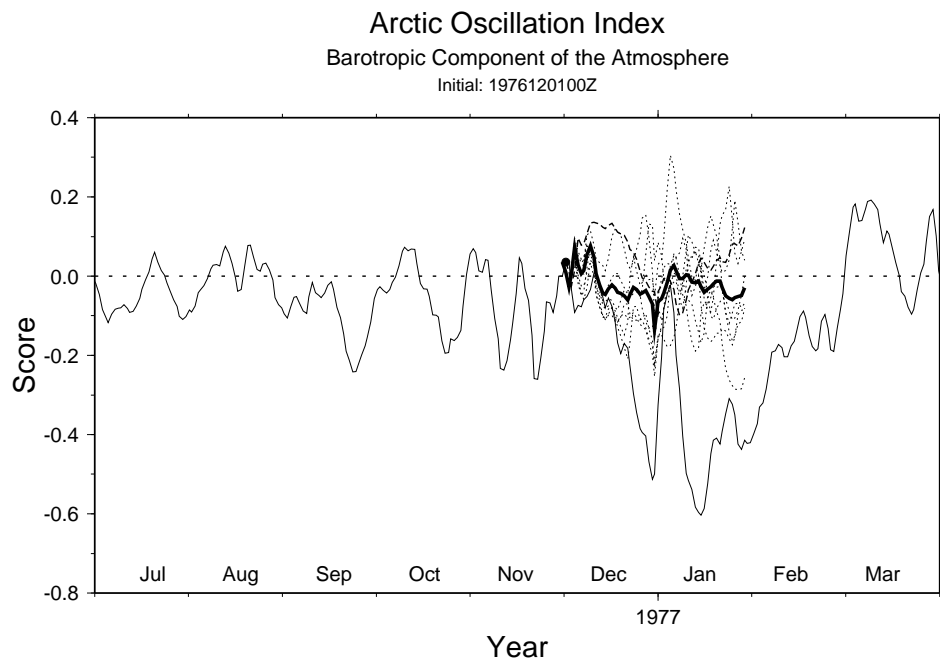


図 11: 1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

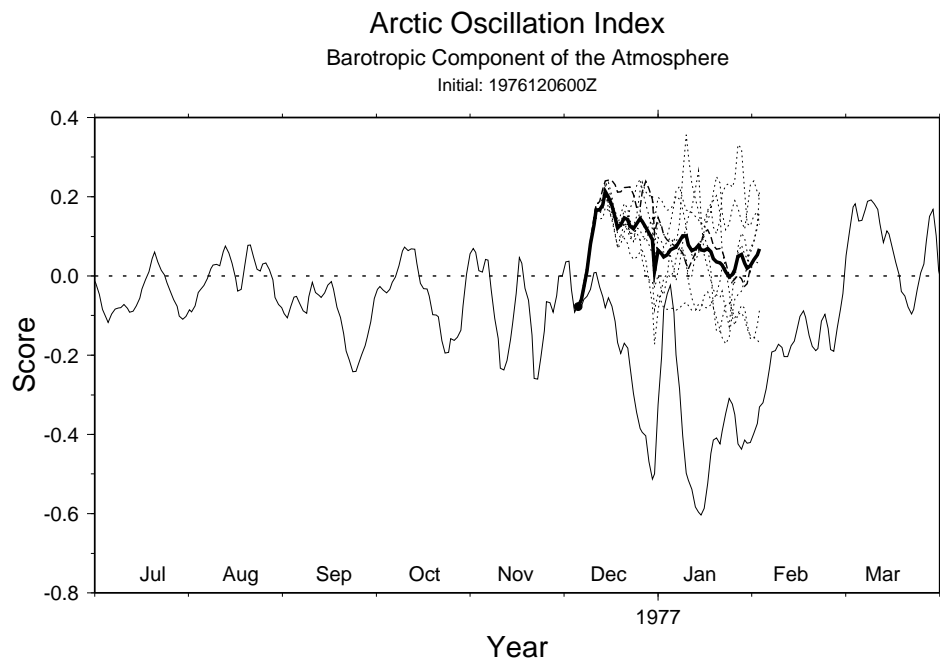
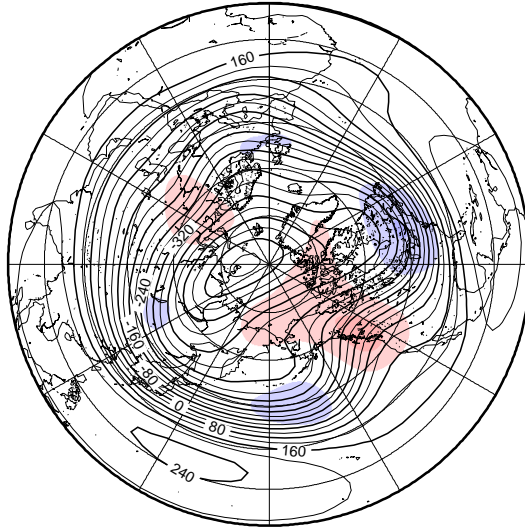


図 12: 1976 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976110100 + 60days

Analysis



Prediction

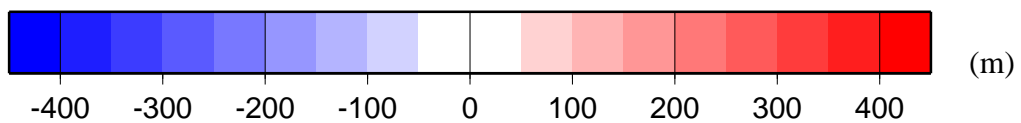
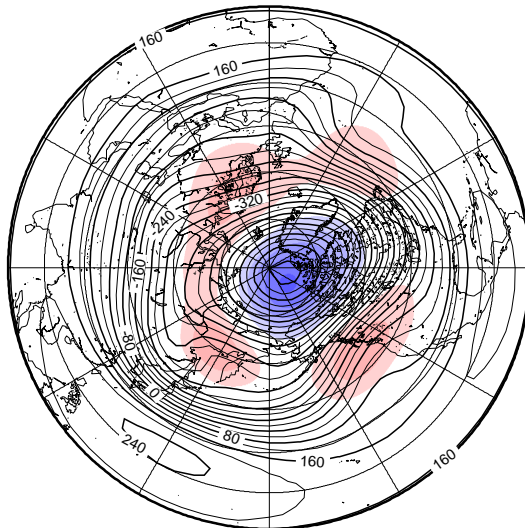
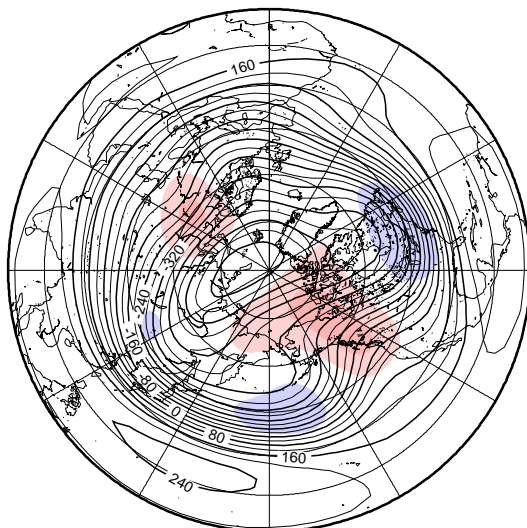


図 13: 1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。コンターは順圧高度、シェードはアノマリを示す。

Barotropic Height and Anomaly

1976110600 + 60days

Analysis



Prediction

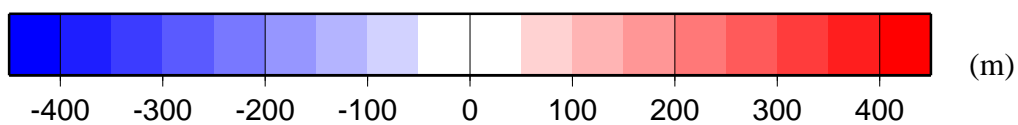
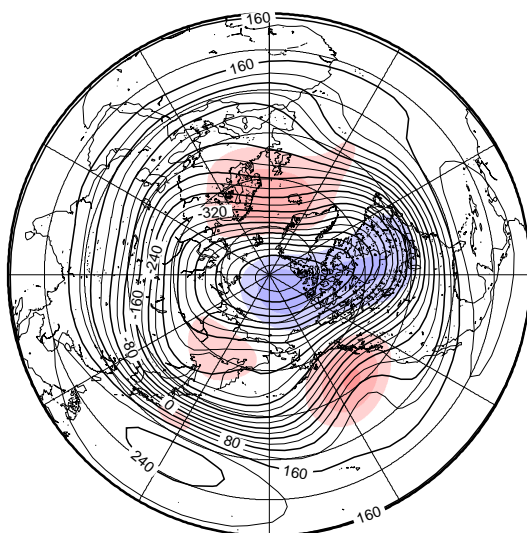
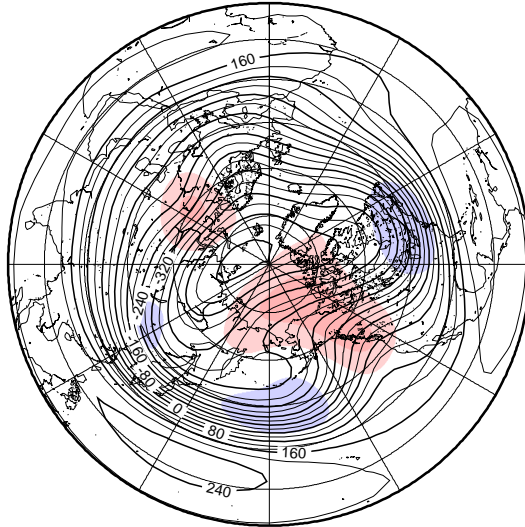


図 14: 1976 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976111100 + 60days

Analysis



Prediction

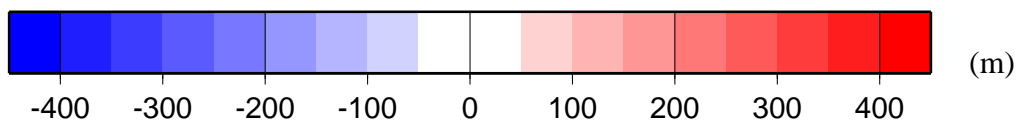
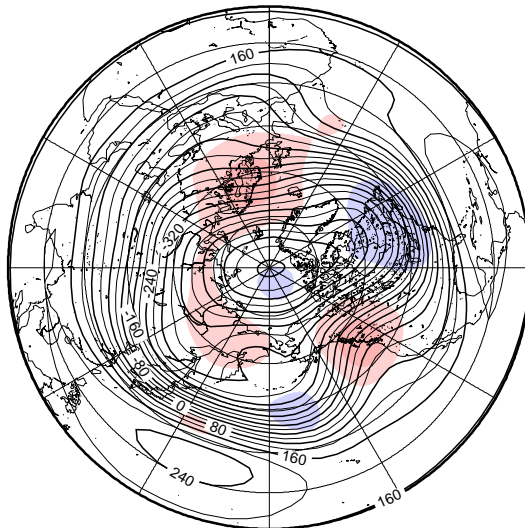
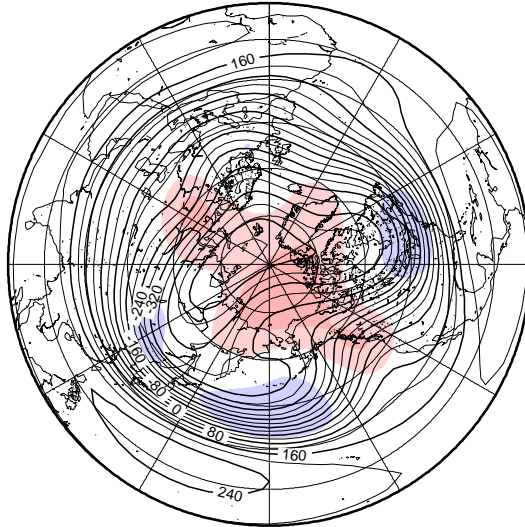


図 15: 1976 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976111600 + 60days

Analysis



Prediction

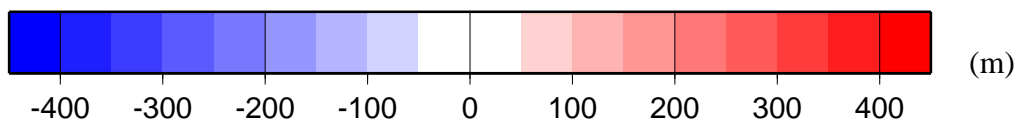
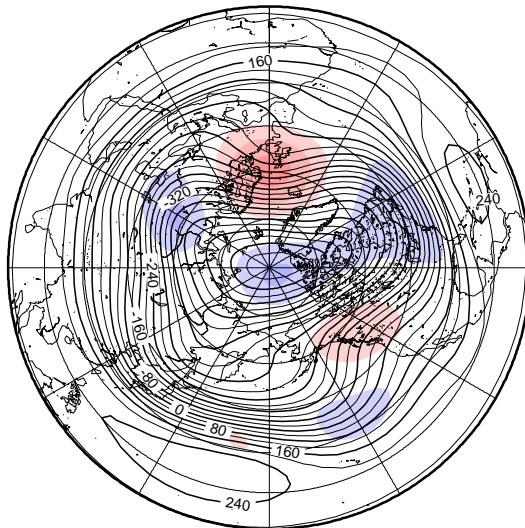
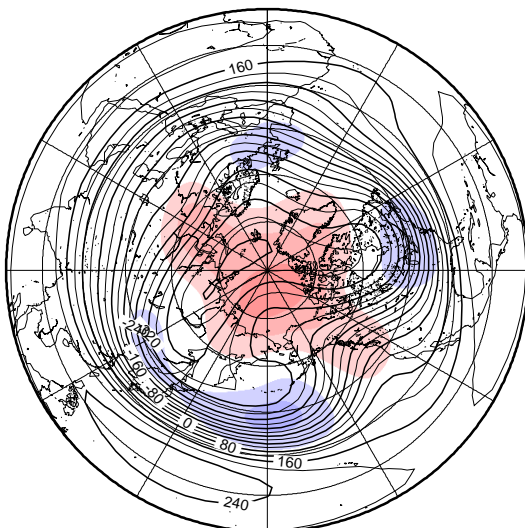


図 16: 1976 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976112100 + 60days

Analysis



Prediction

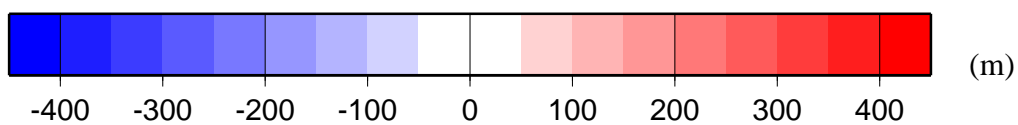
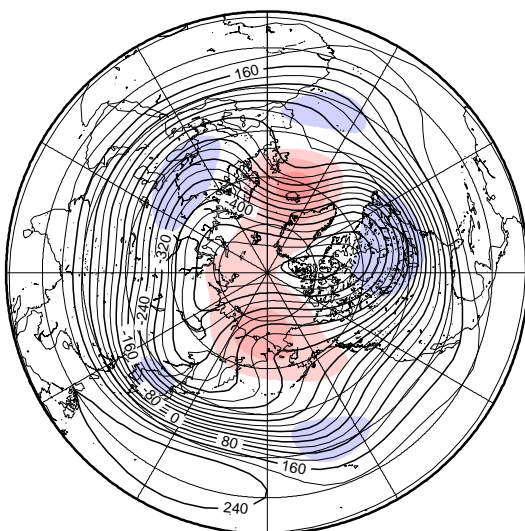
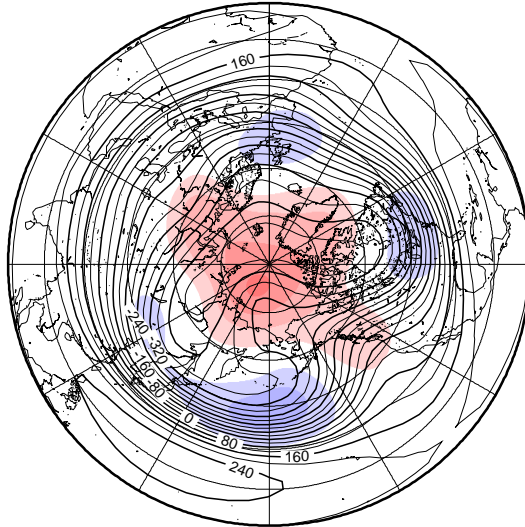


図 17: 1976 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976112600 + 60days

Analysis



Prediction

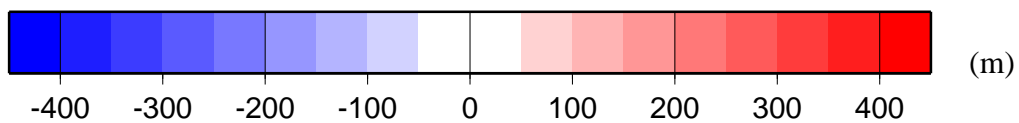
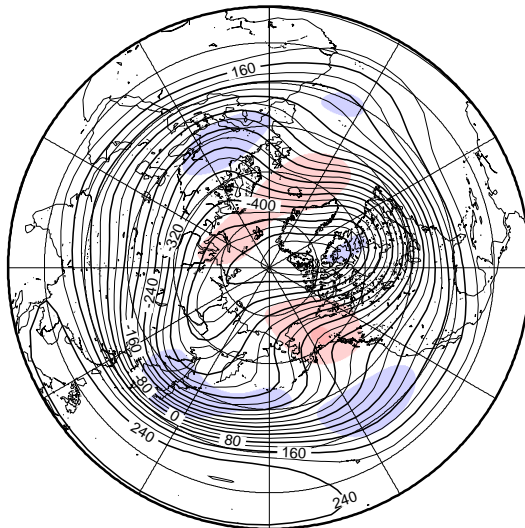
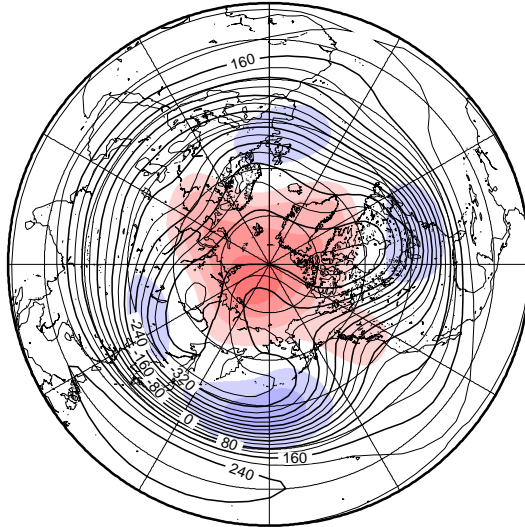


図 18: 1976 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976120100 + 60days

Analysis



Prediction

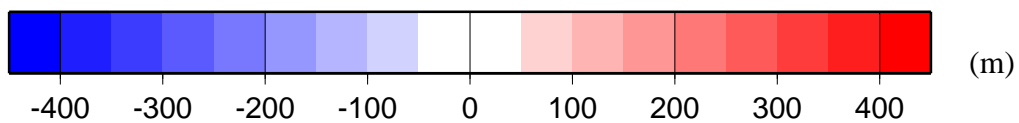
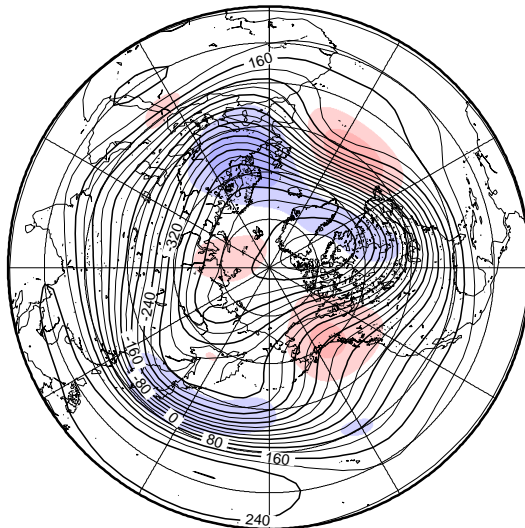
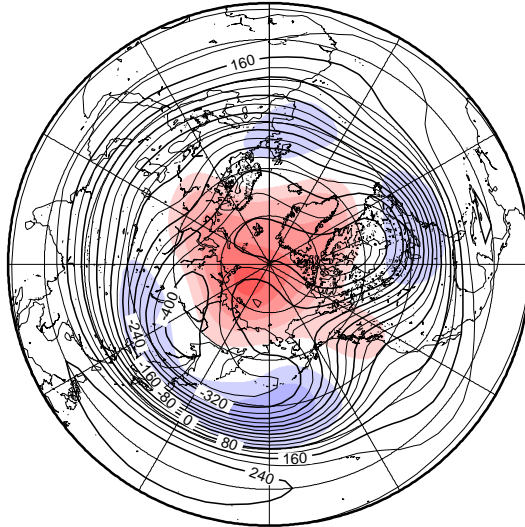


図 19: 1976 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1976120600 + 60days

Analysis



Prediction

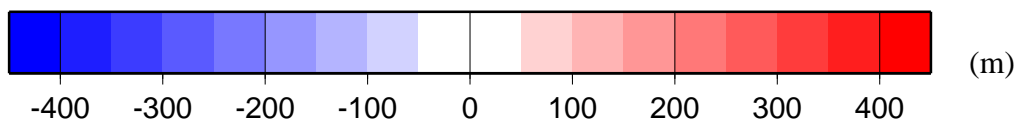
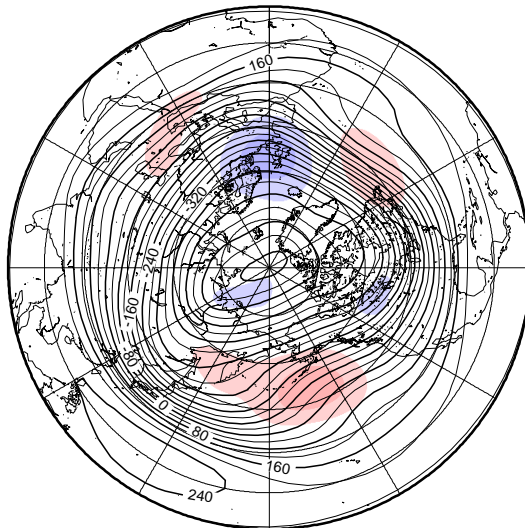


図 20: 1976 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

December, 1988

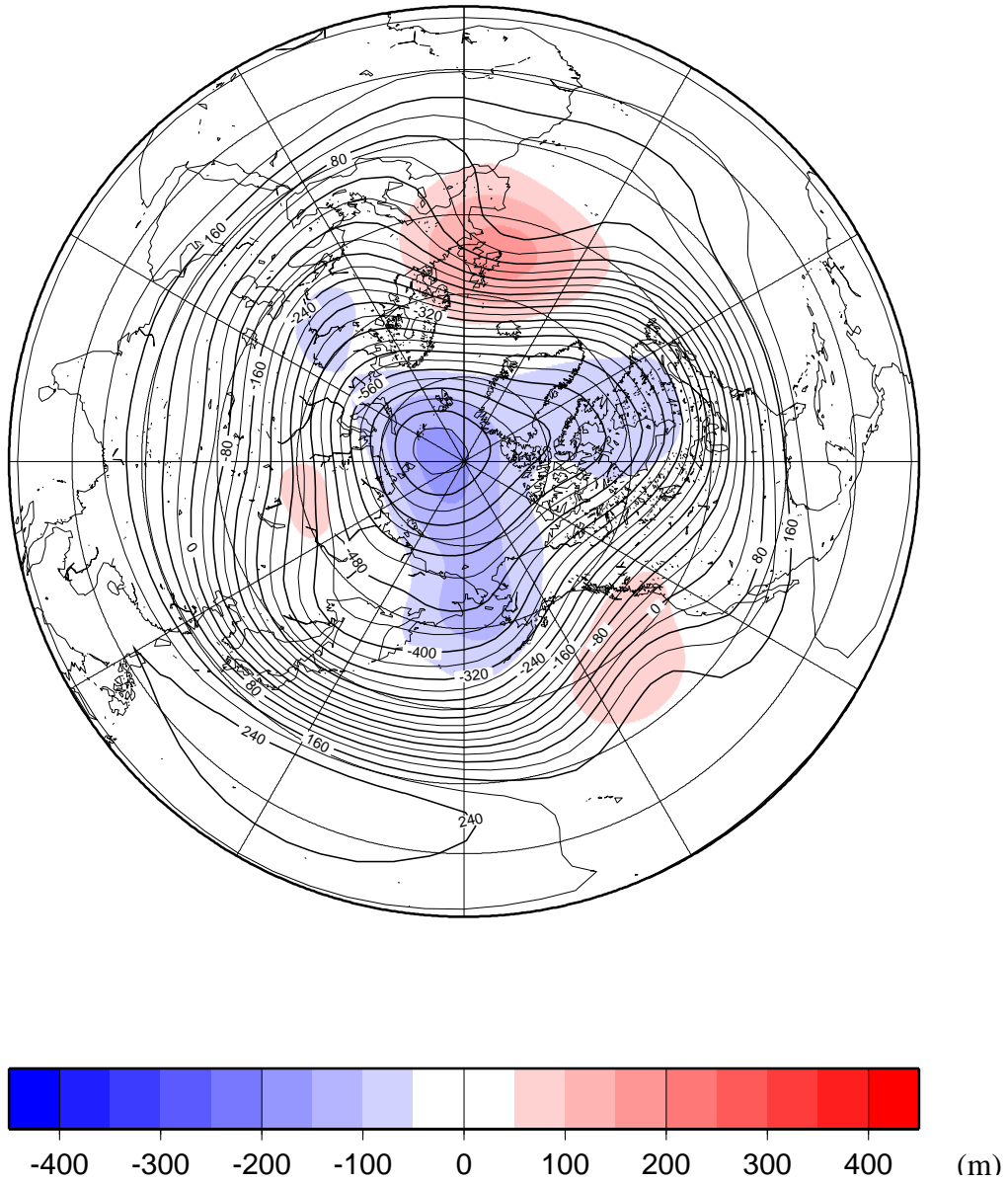


図 21: 1988 年 12 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

January, 1989

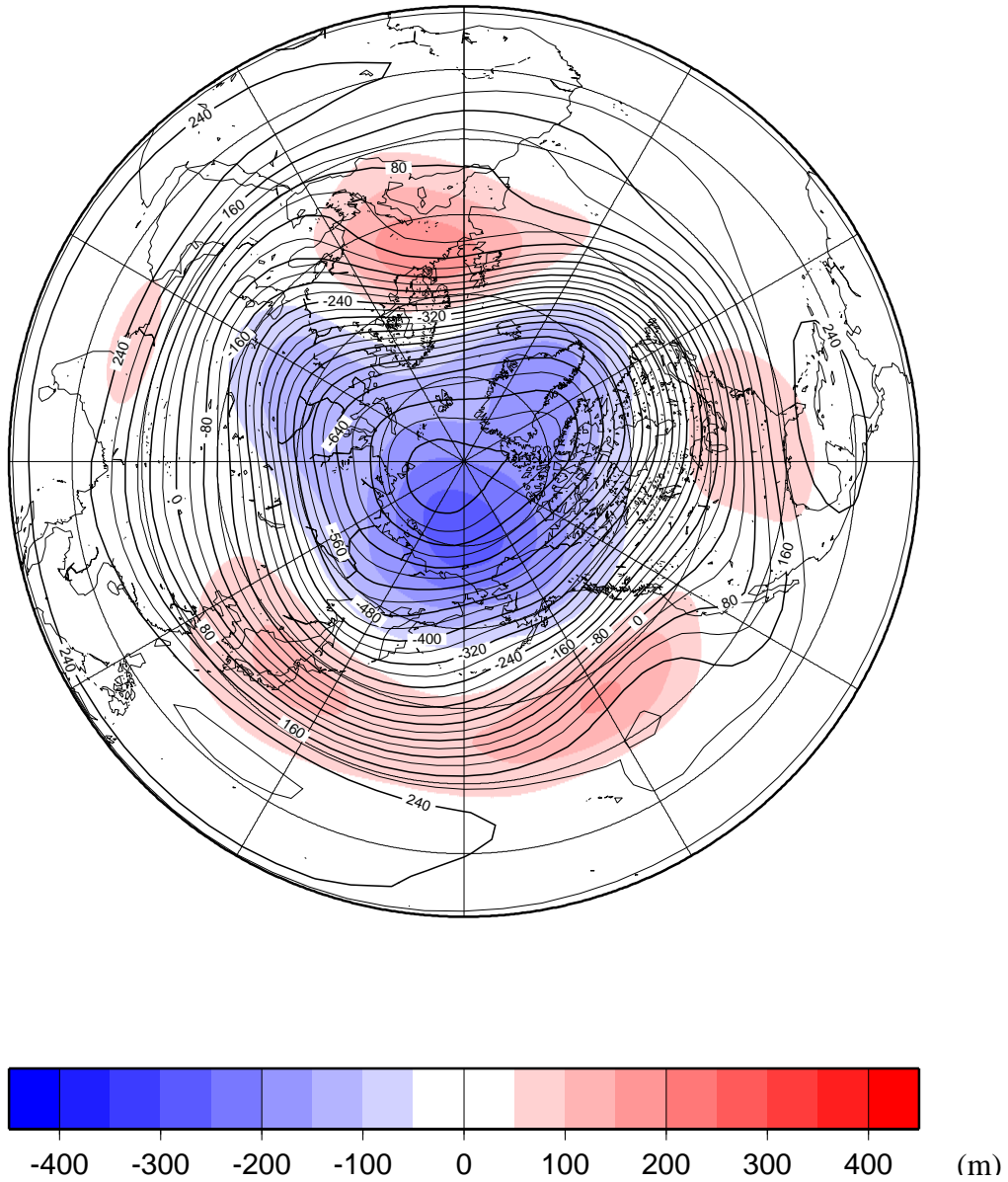


図 22: 1989 年 1 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

February, 1989

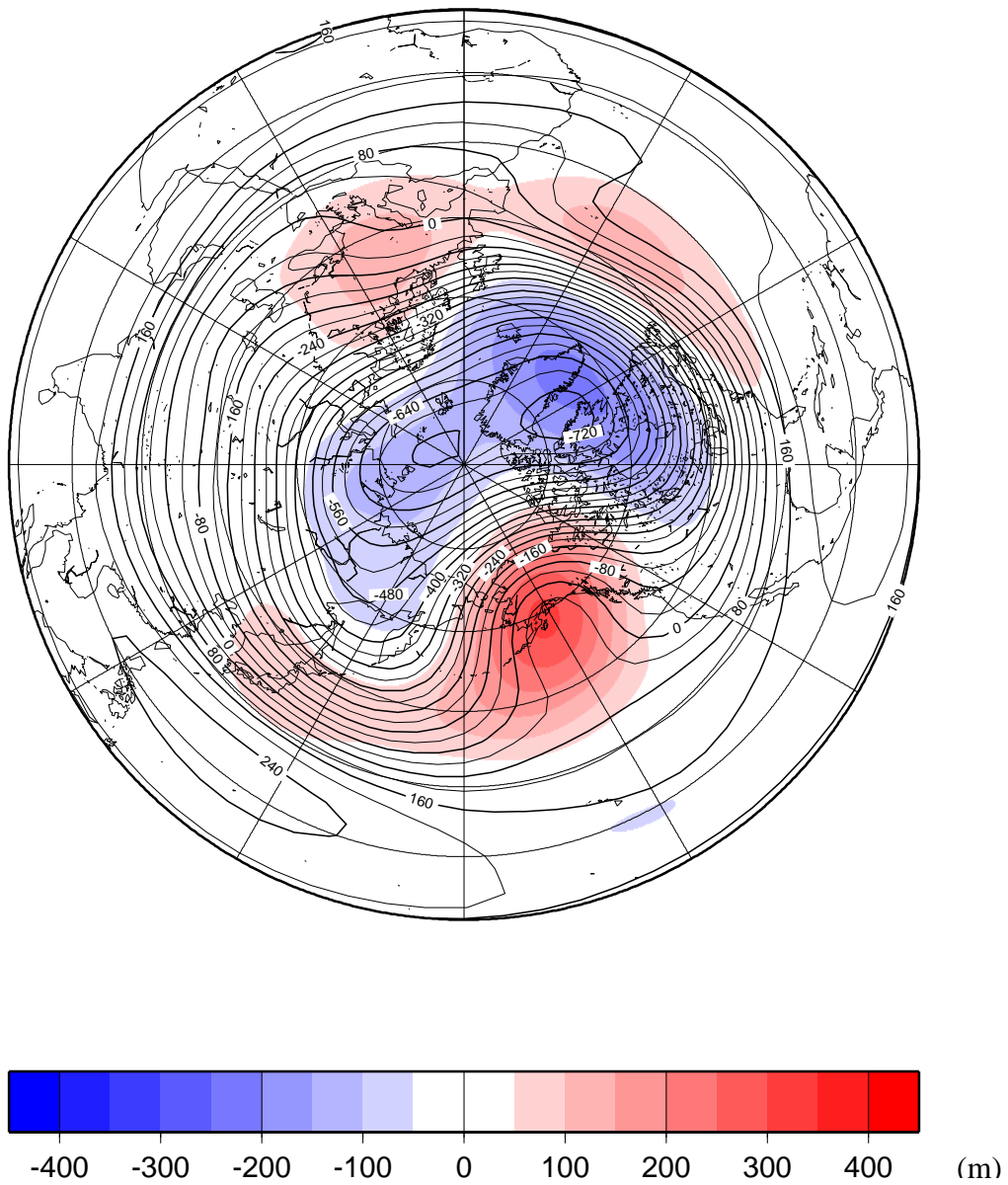


図 23: 1989 年 2 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

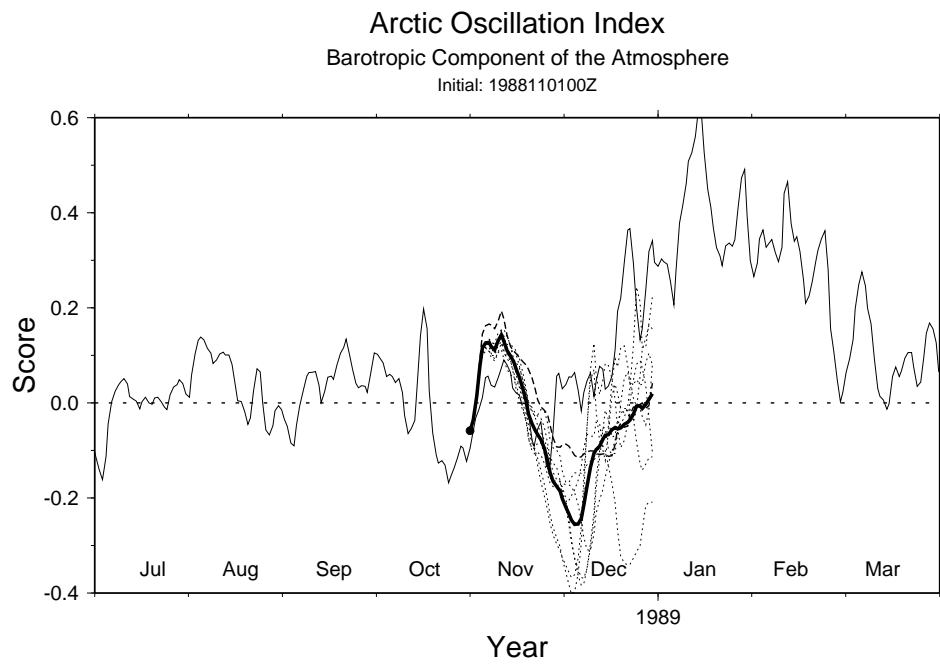


図 24: 1988 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

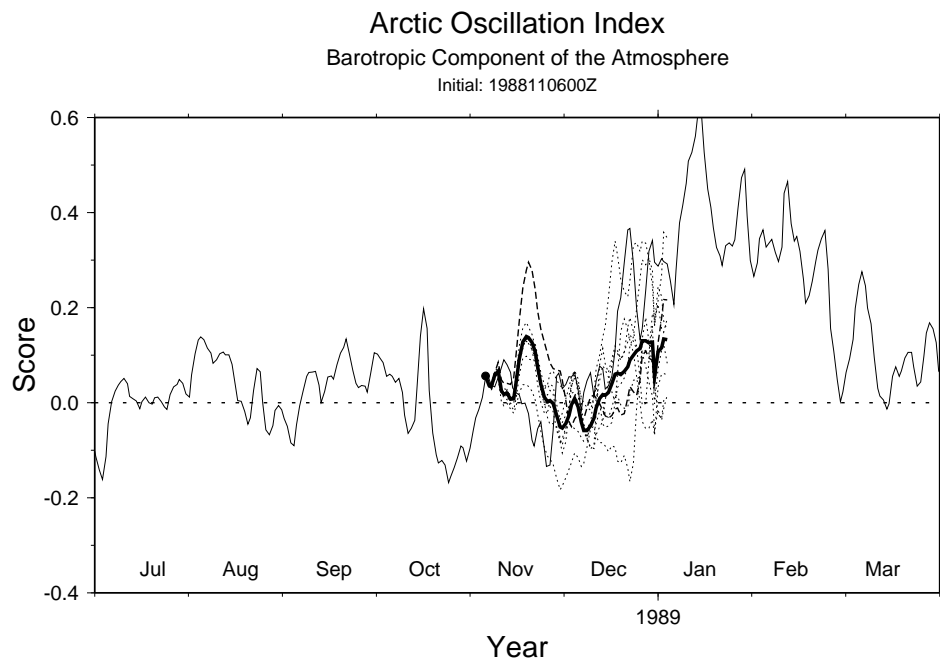


図 25: 1988 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

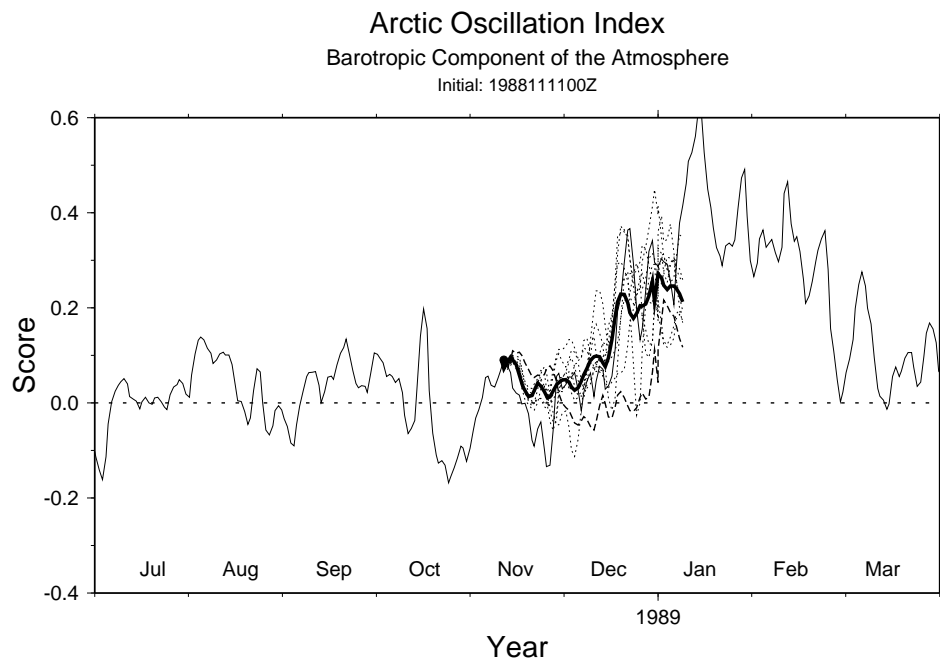


図 26: 1988 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

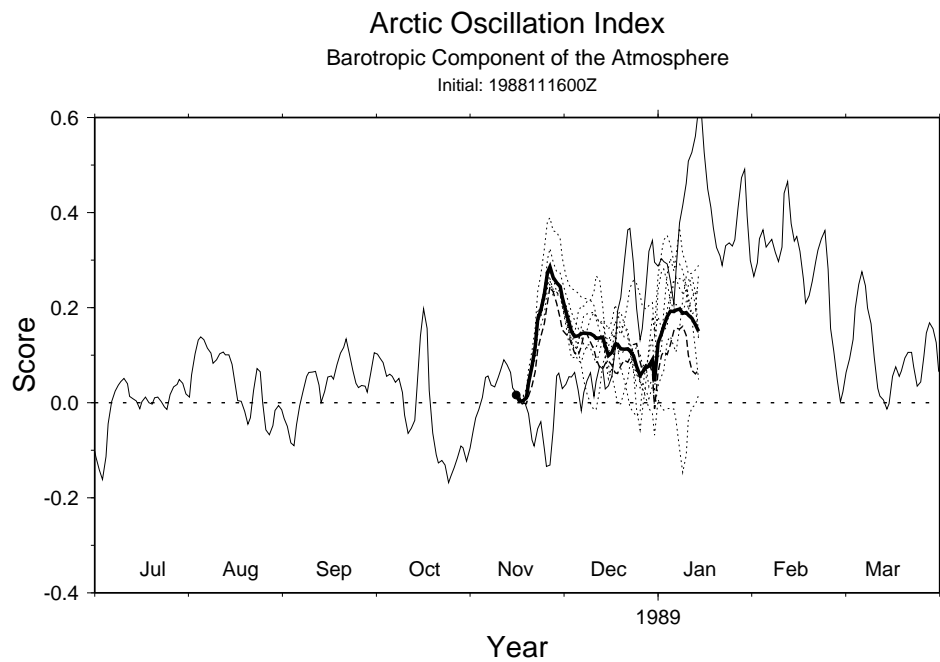


図 27: 1988 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

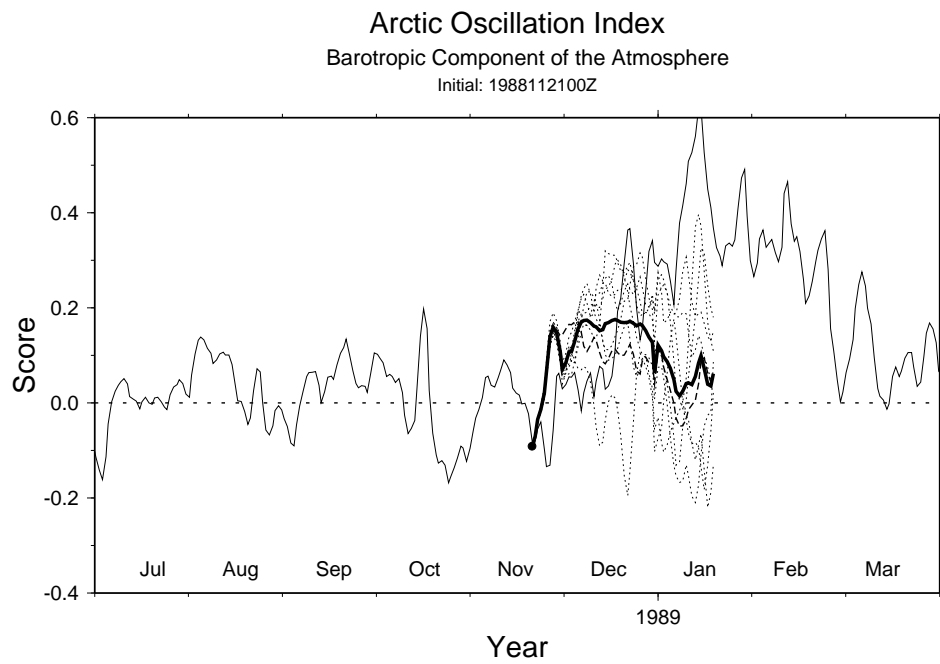


図 28: 1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

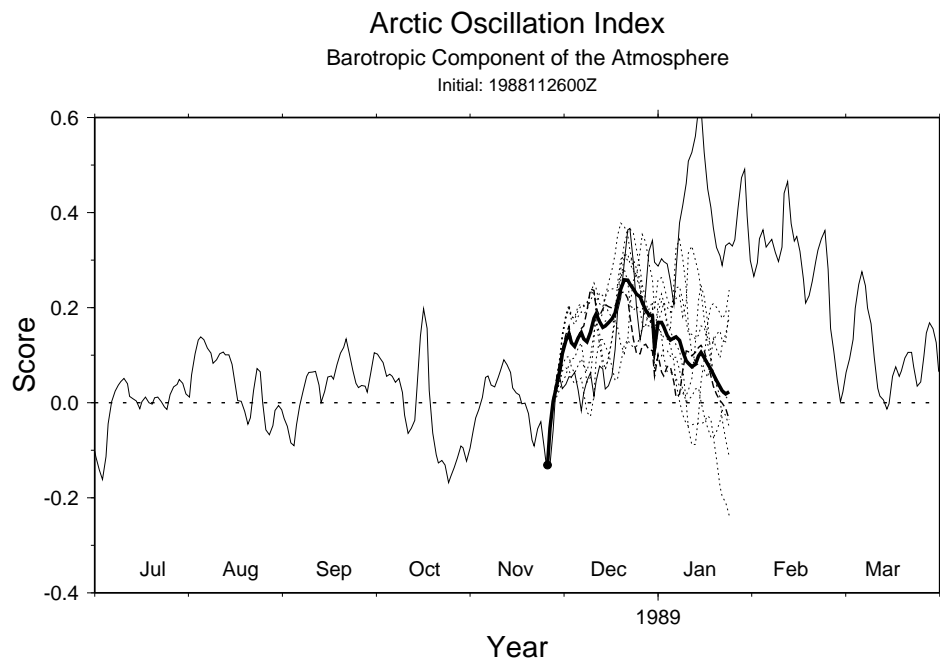


図 29: 1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

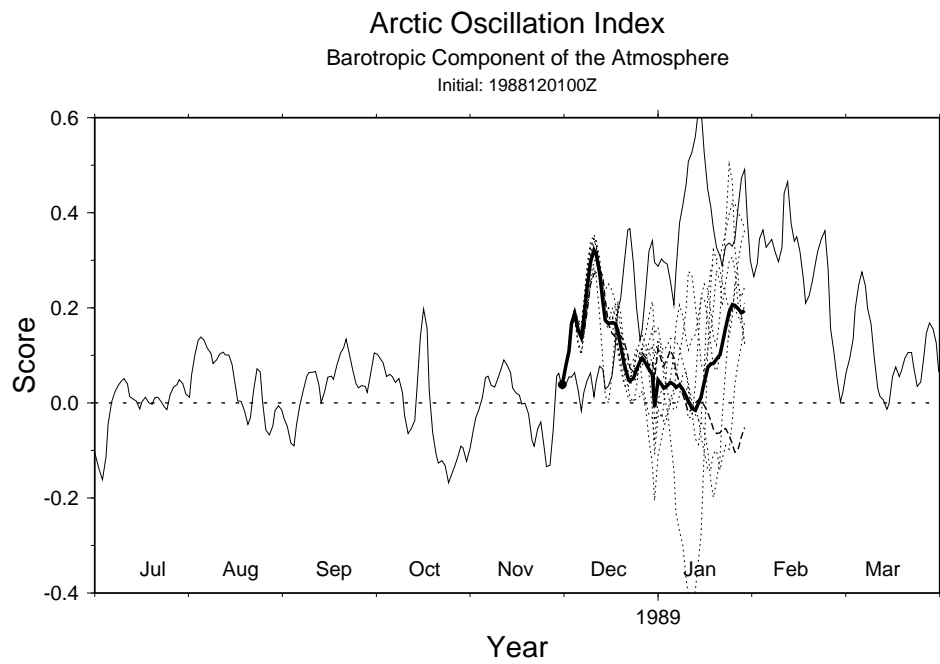


図 30: 1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

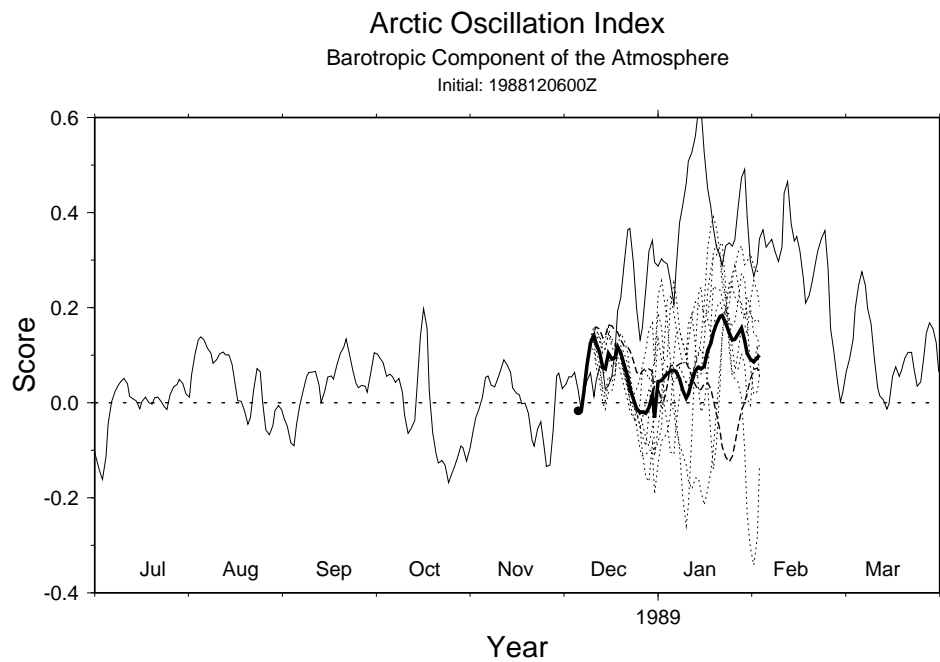
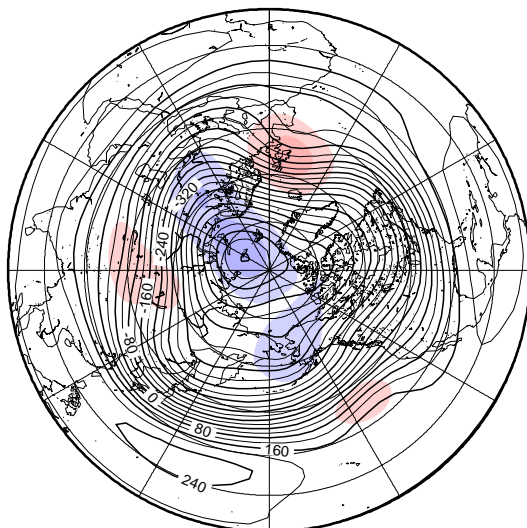


図 31: 1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988110100Z + 60days

Analysis



Prediction

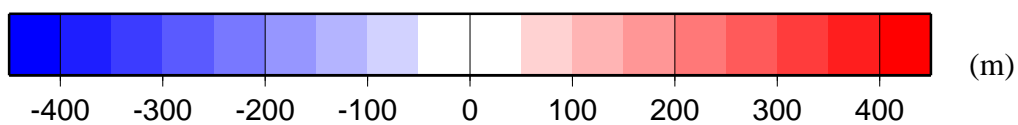
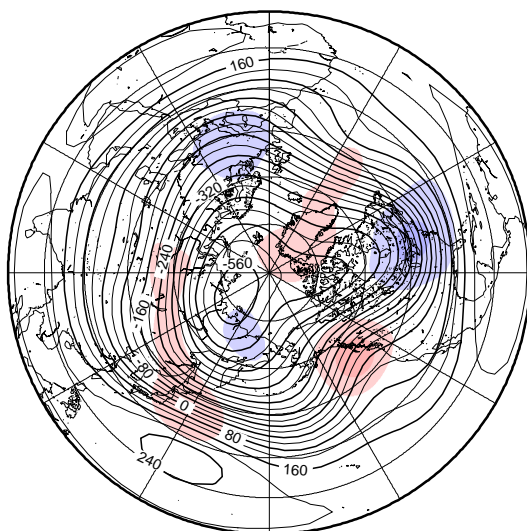
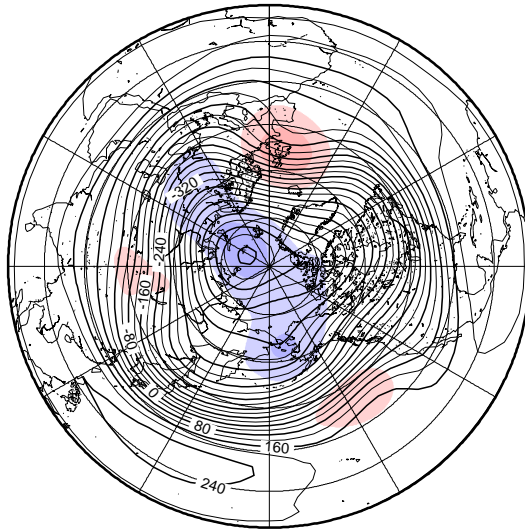


図 32: 1988 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988110600Z + 60days

Analysis



Prediction

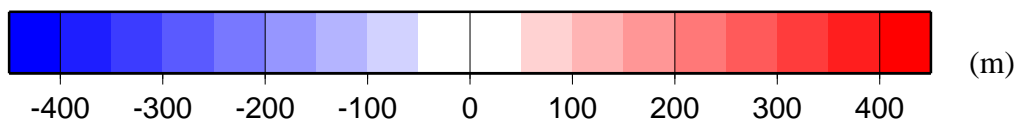
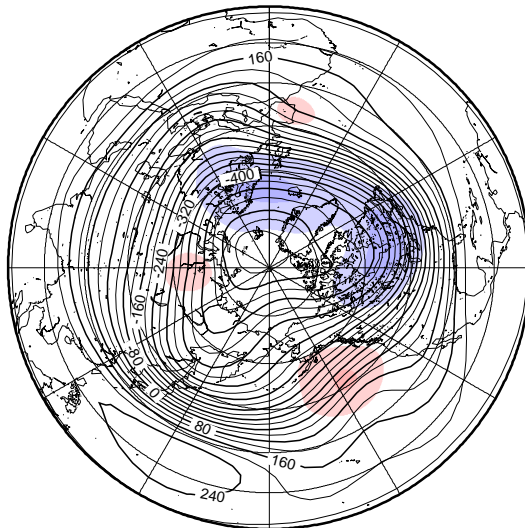
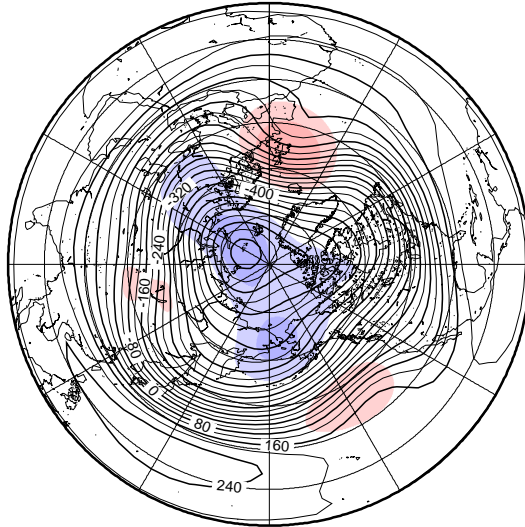


図 33: 1988 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988111100Z + 60days

Analysis



Prediction

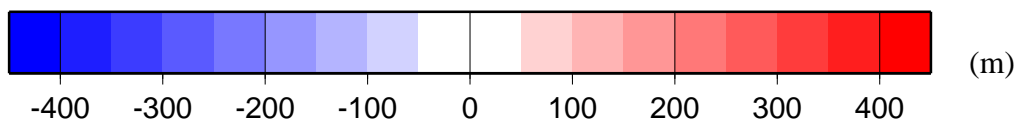
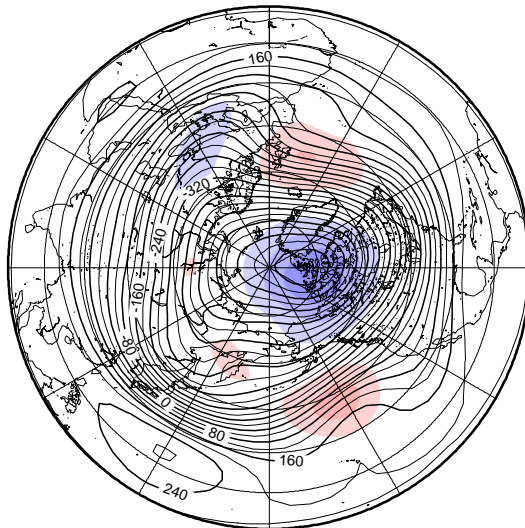
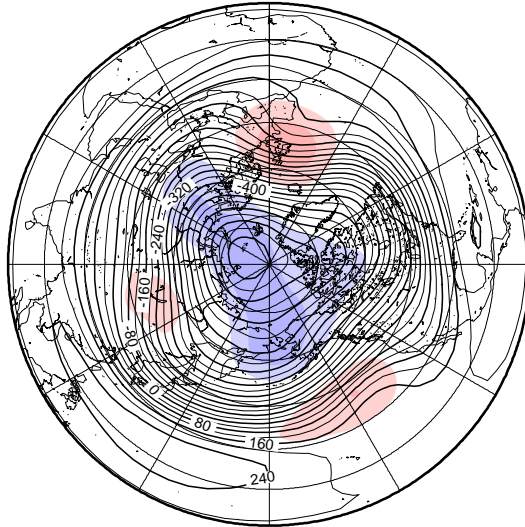


図 34: 1988 年 11 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988111600Z + 60days

Analysis



Prediction

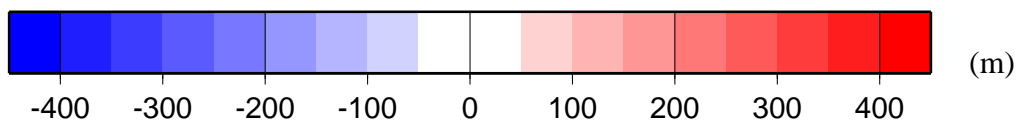
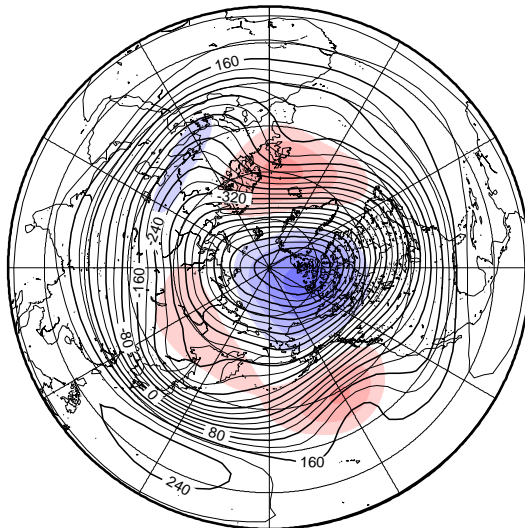
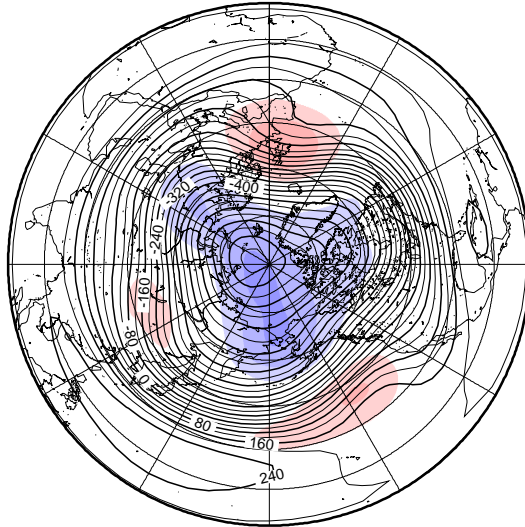


図 35: 1988 年 11 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988112100Z + 60days

Analysis



Prediction

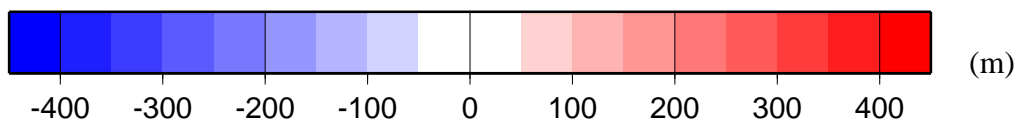
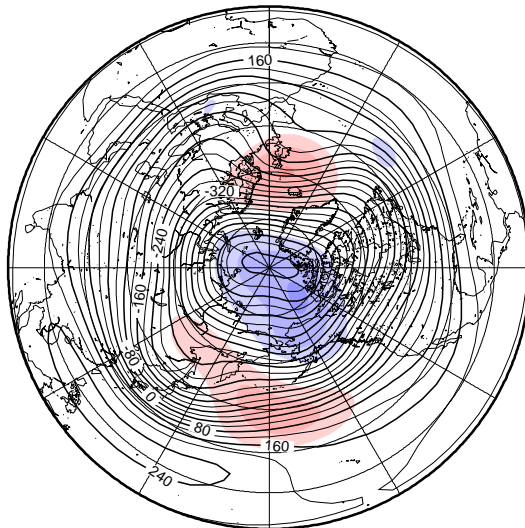
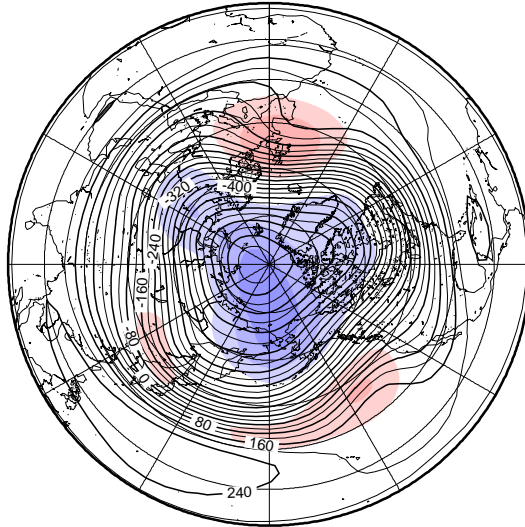


図 36: 1988 年 11 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988112600Z + 60days

Analysis



Prediction

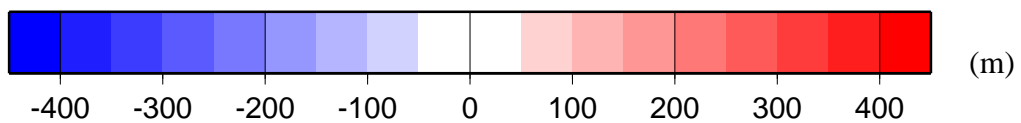
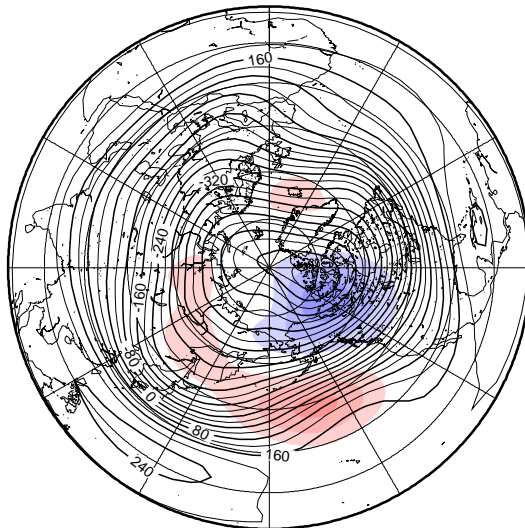
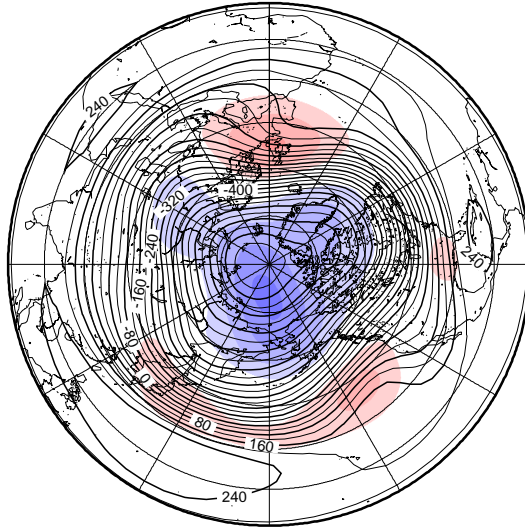


図 37: 1988 年 11 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988120100Z + 60days

Analysis



Prediction

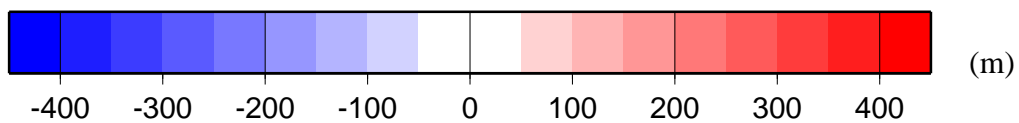
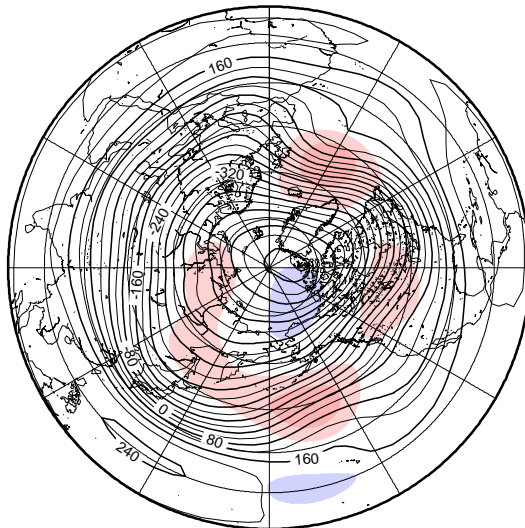
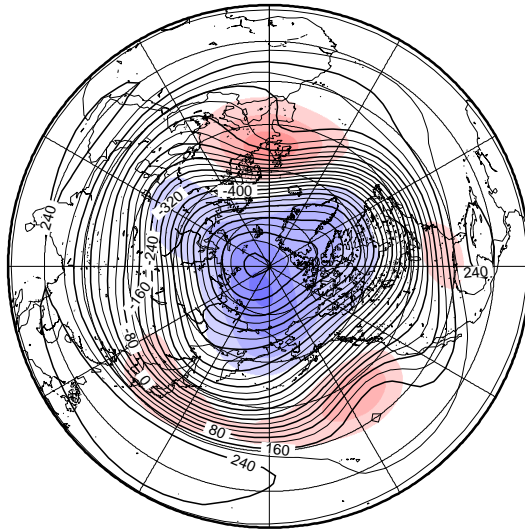


図 38: 1988 年 12 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

1988120600Z + 60days

Analysis



Prediction

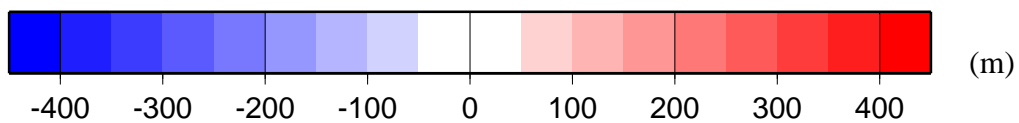
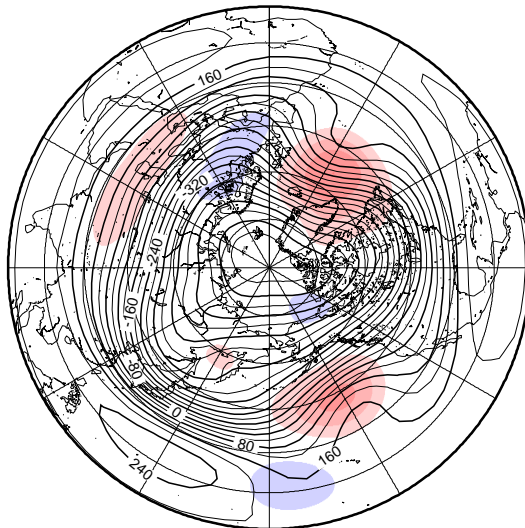


図 39: 1988 年 12 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

December, 2005

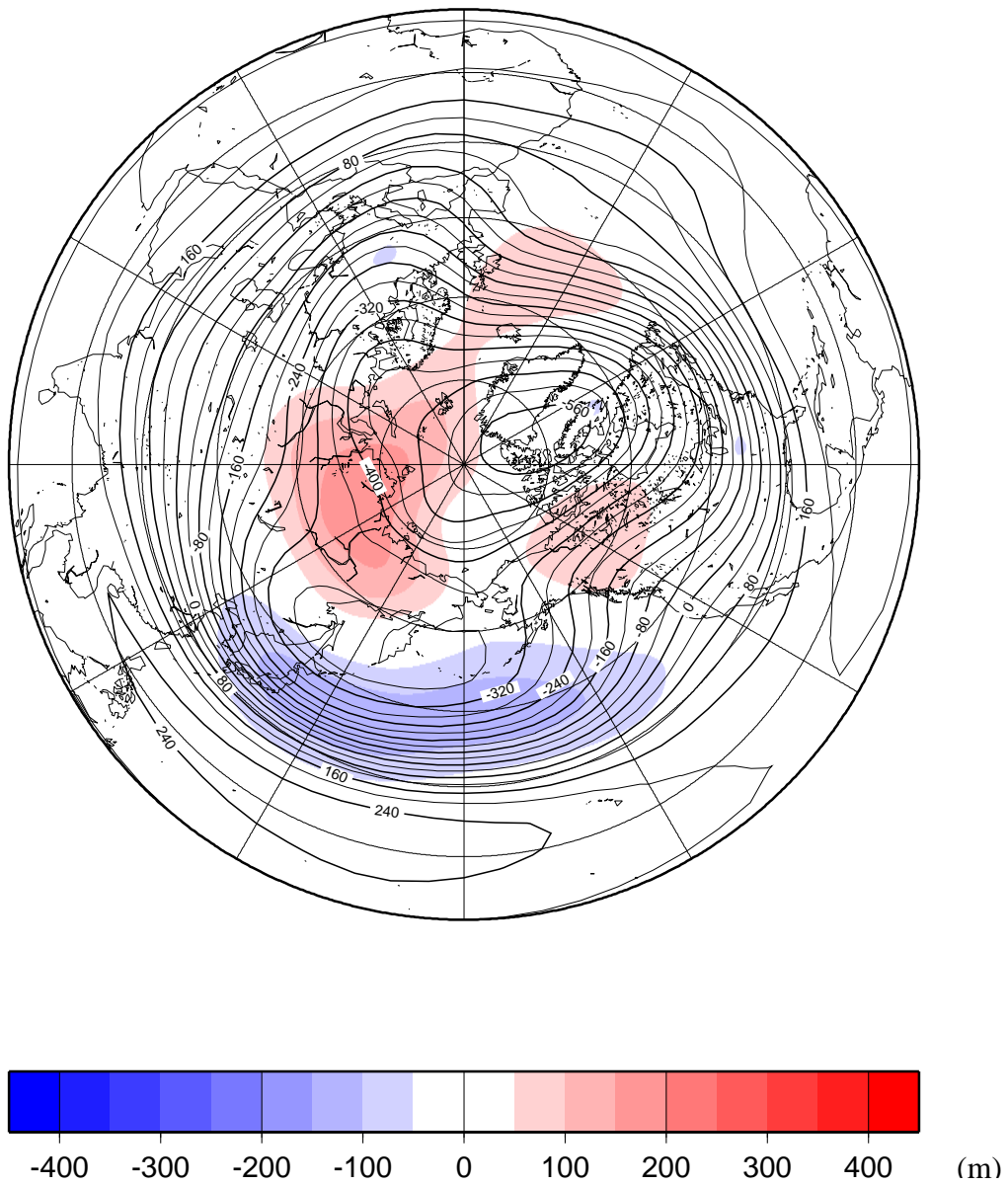


図 40: 2005 年 12 月の順圧高度場とアノマリ。図の見方は図 2 と同じ。

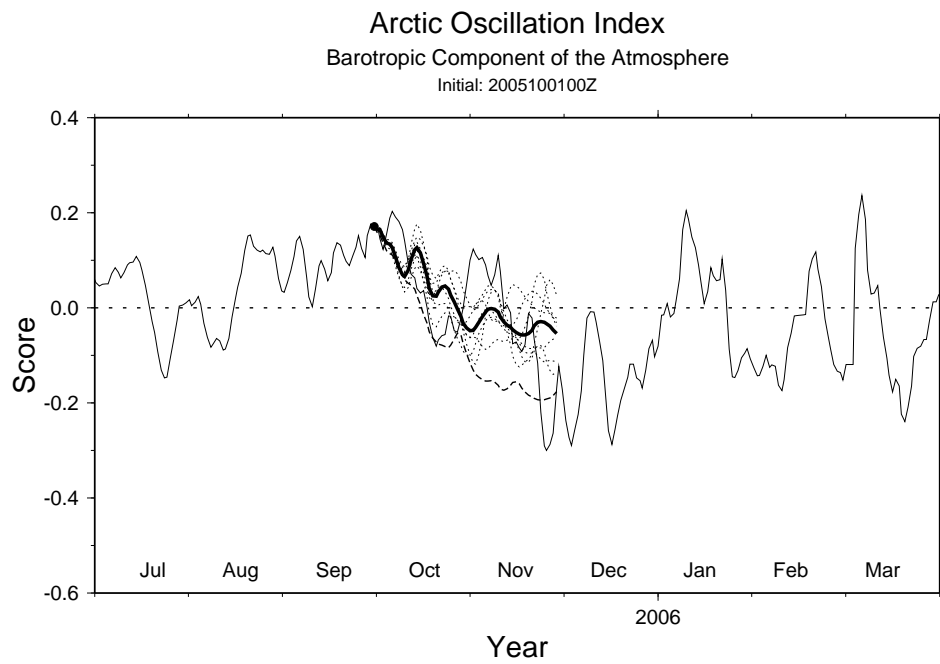


図 41: 2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

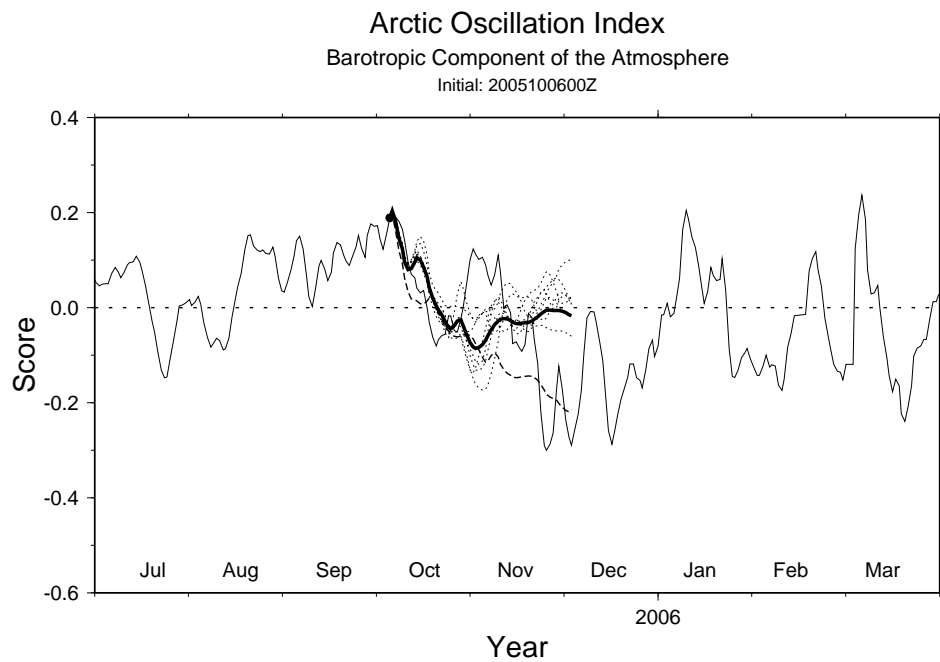


図 42: 2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

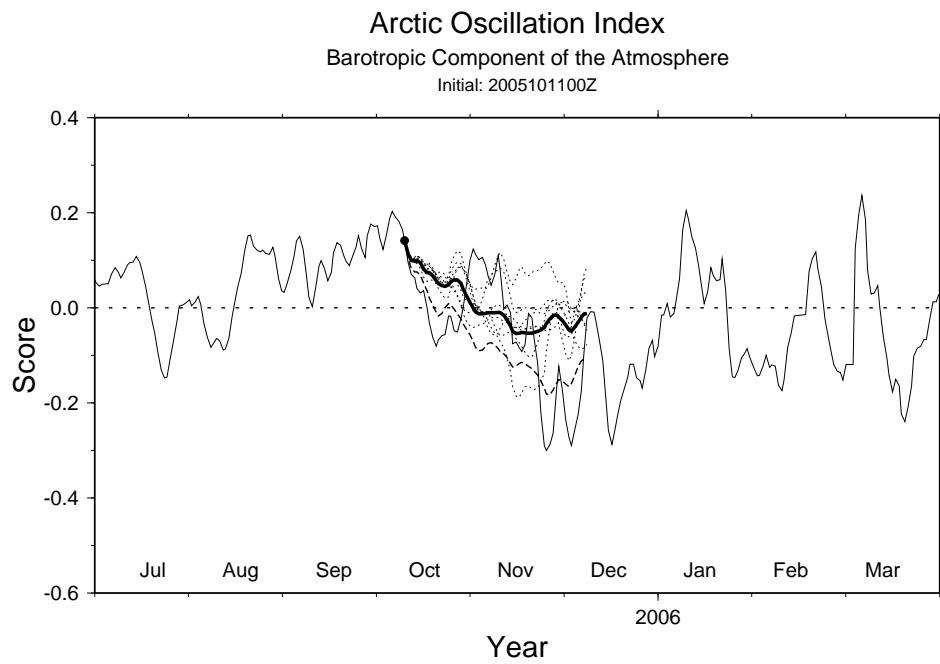


図 43: 2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

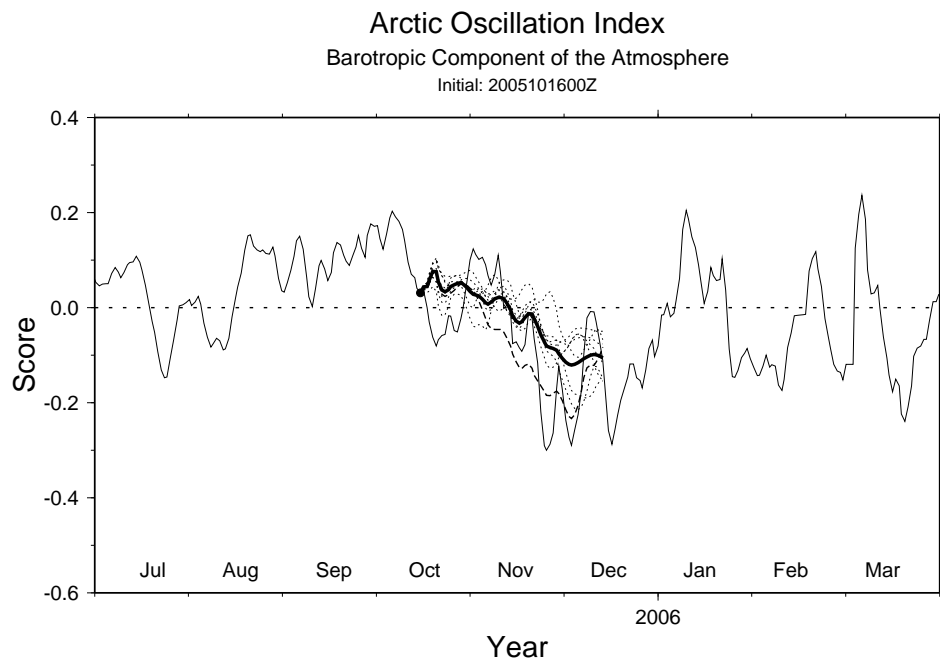


図 44: 2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

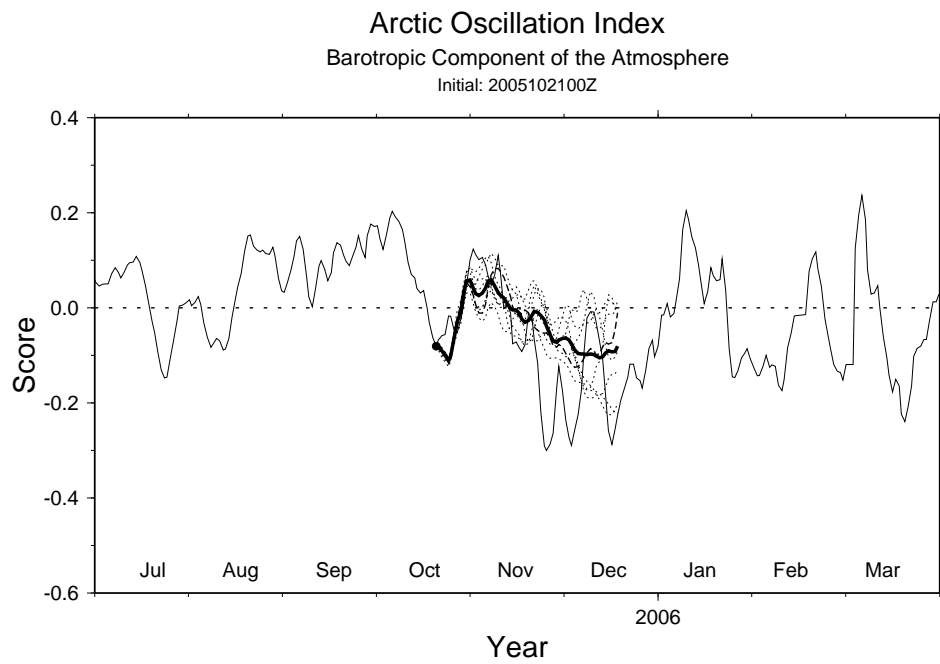


図 45: 2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

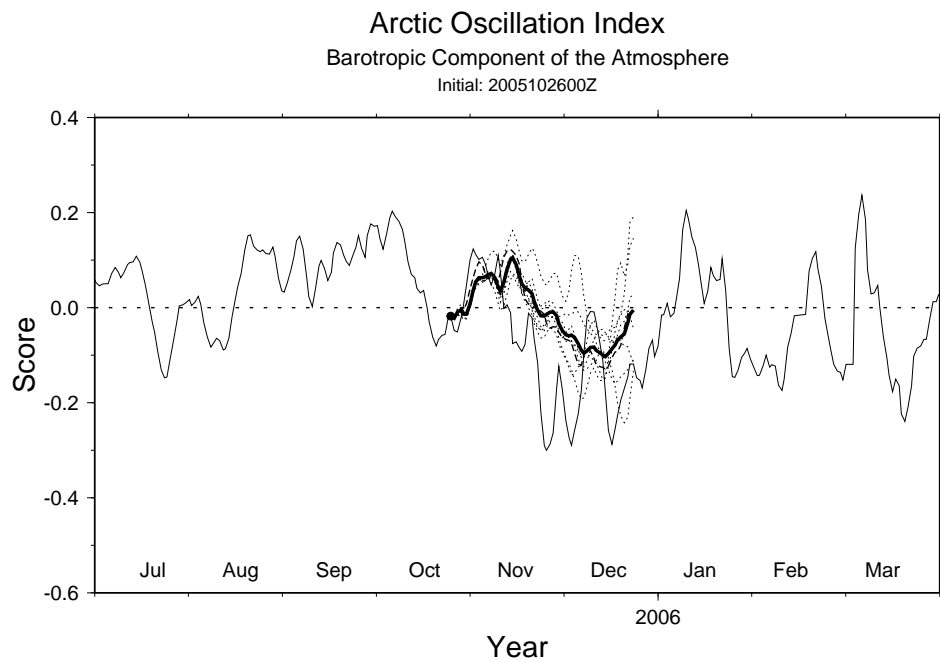


図 46: 2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

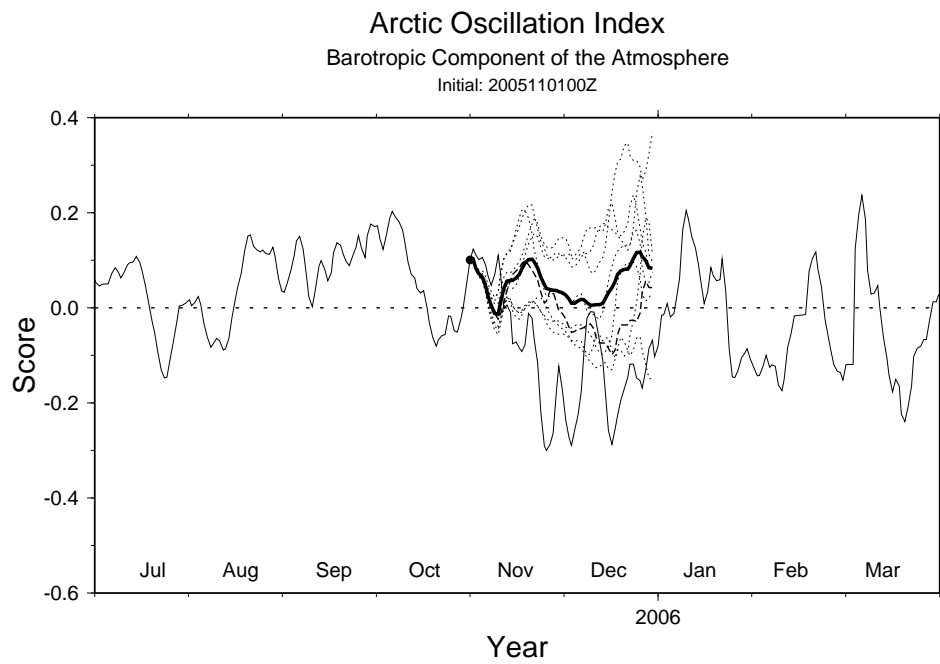


図 47: 2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

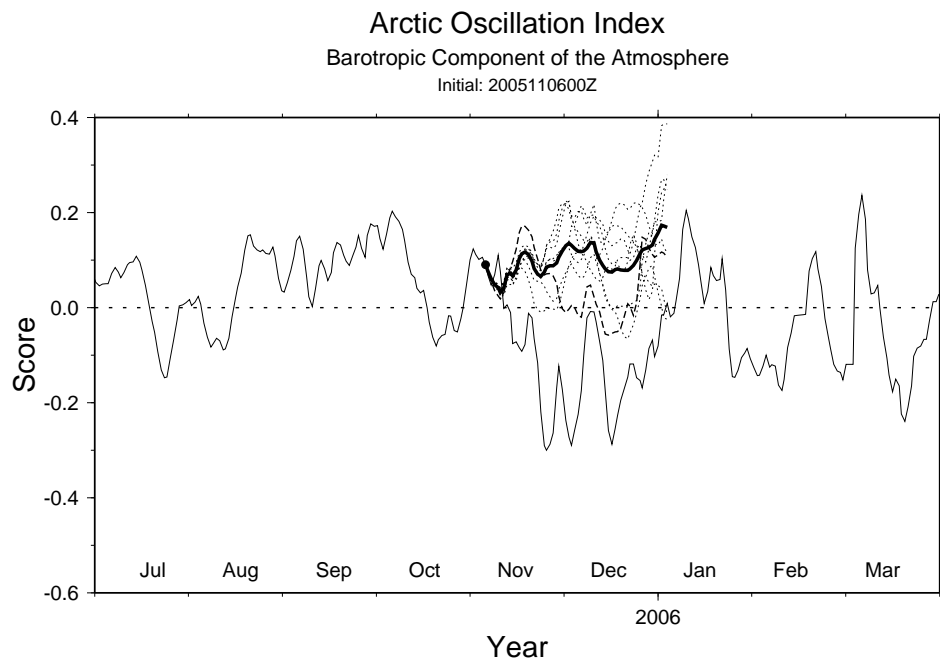
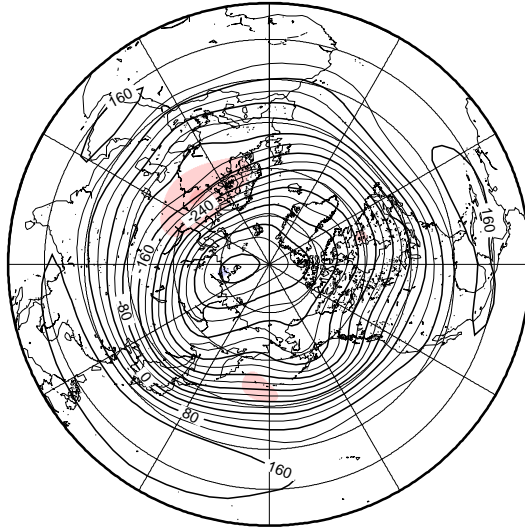


図 48: 2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 5 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005100100Z + 60days

Analysis



Prediction

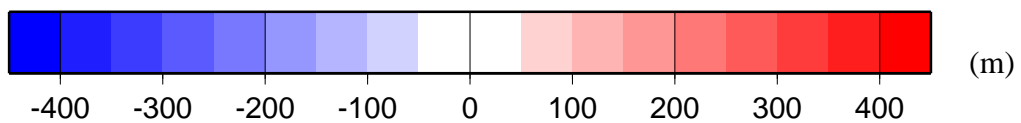
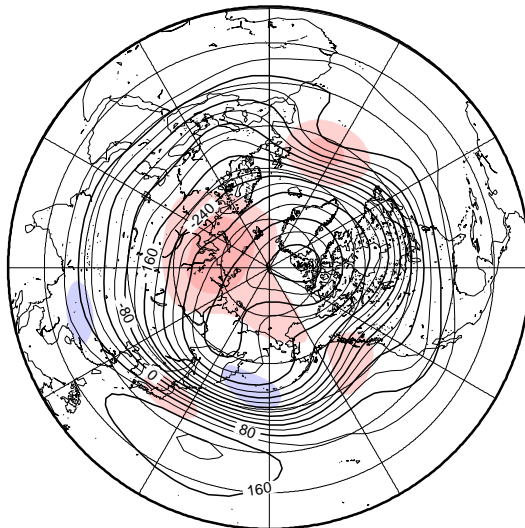
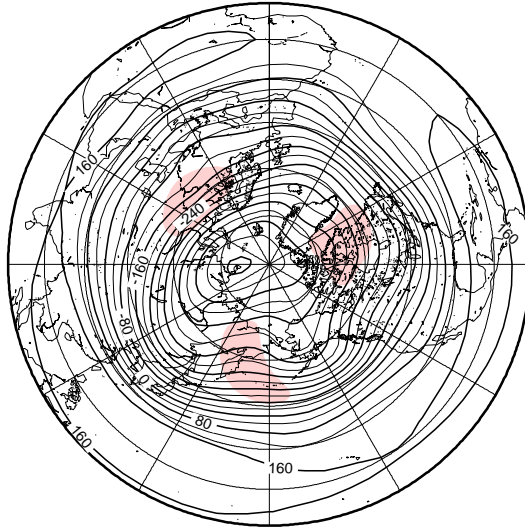


図 49: 2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005100600Z + 60days

Analysis



Prediction

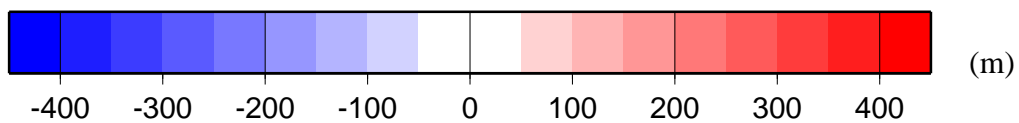
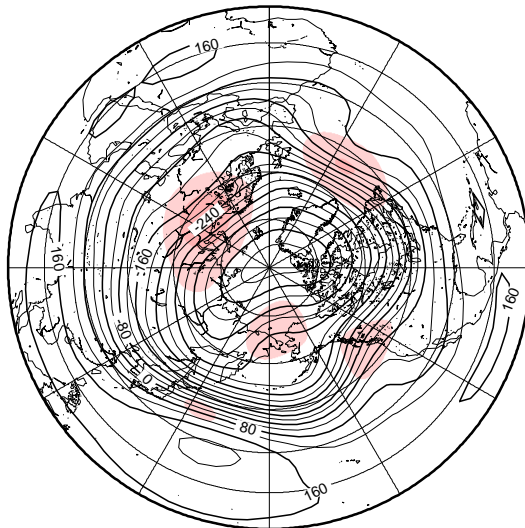
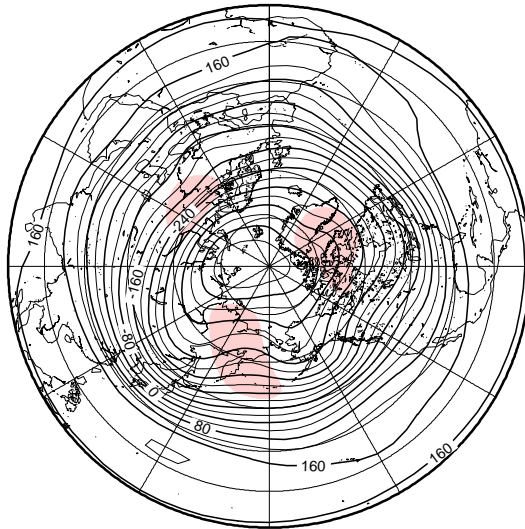


図 50: 2005 年 10 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005101100Z + 60days

Analysis



Prediction

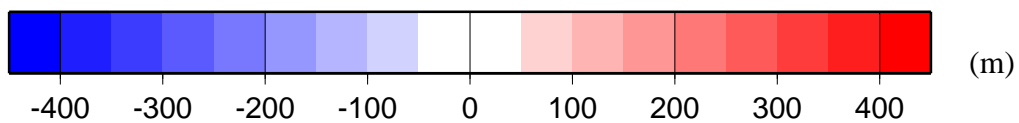
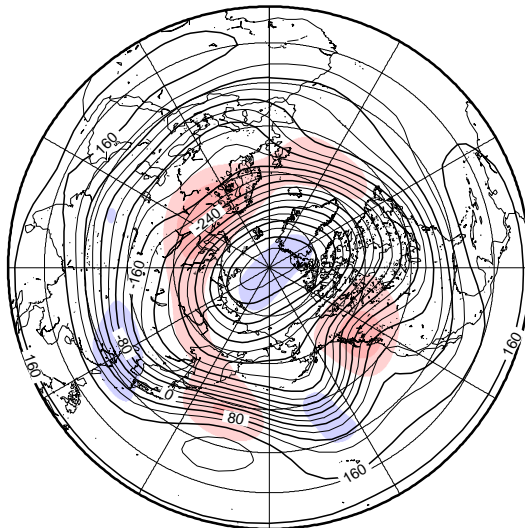
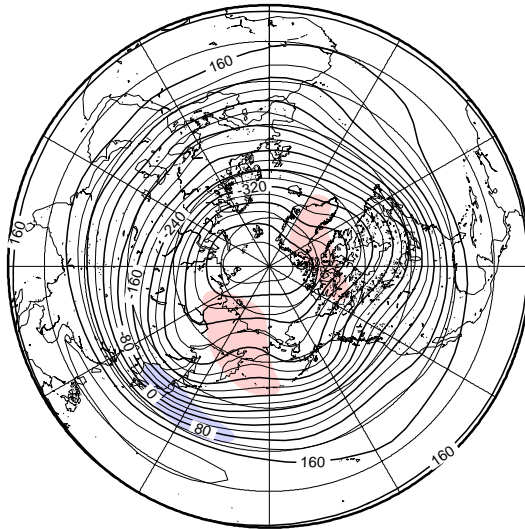


図 51: 2005 年 10 月 11 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005101600Z + 60days

Analysis



Prediction

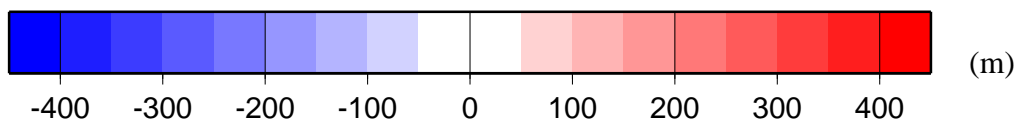
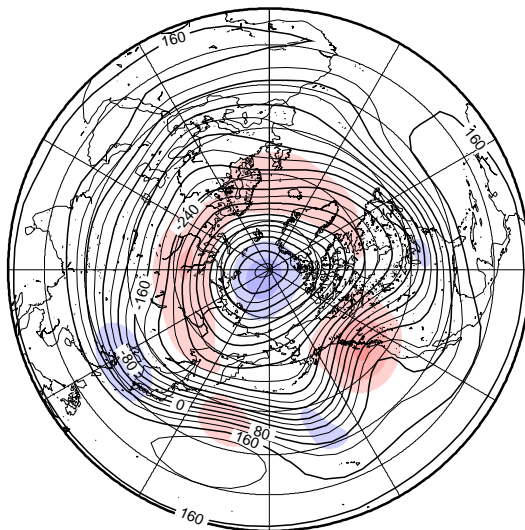
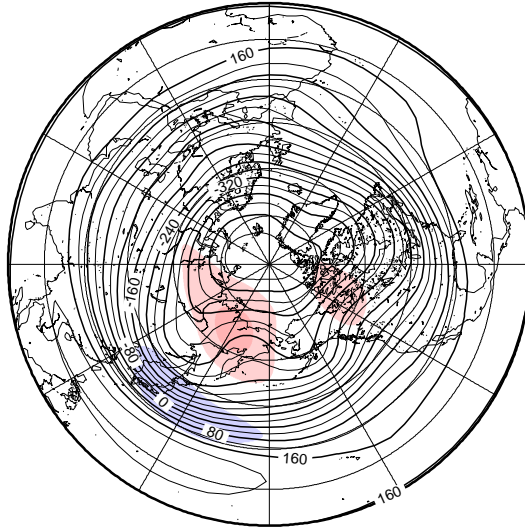


図 52: 2005 年 10 月 16 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005102100Z + 60days

Analysis



Prediction

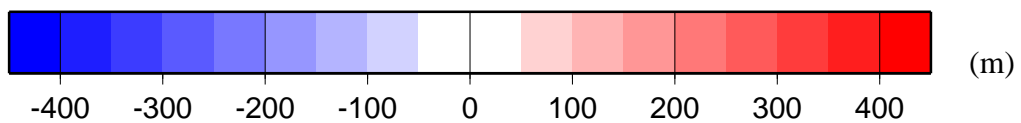
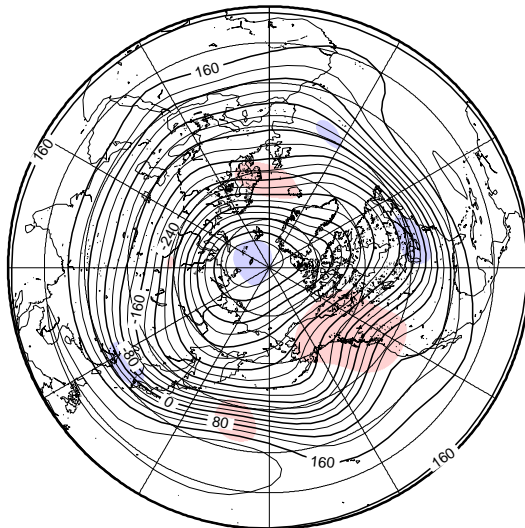
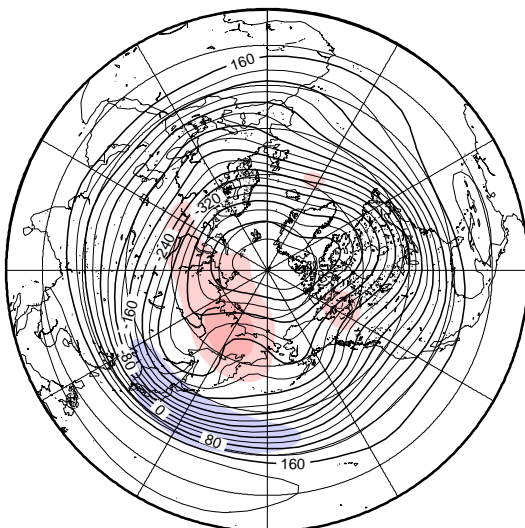


図 53: 2005 年 10 月 21 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005102600Z + 60days

Analysis



Prediction

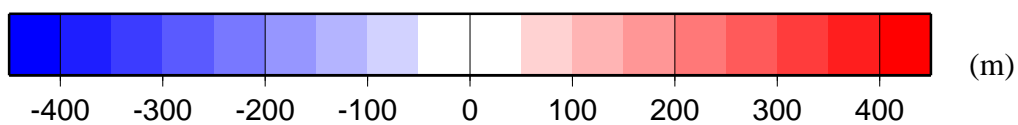
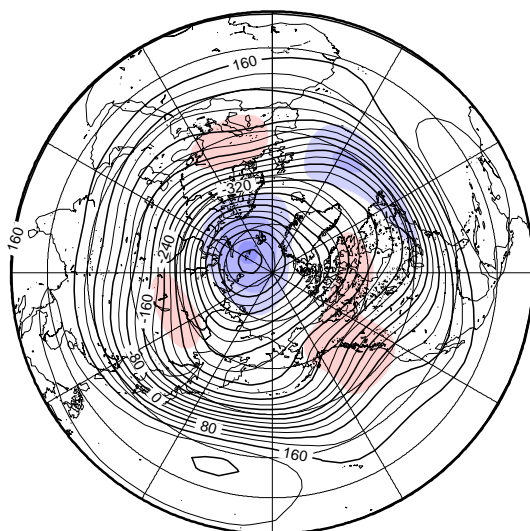
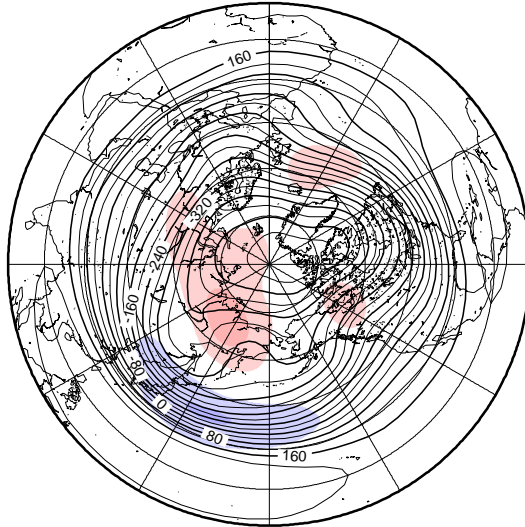


図 54: 2005 年 10 月 26 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005110100Z + 60days

Analysis



Prediction

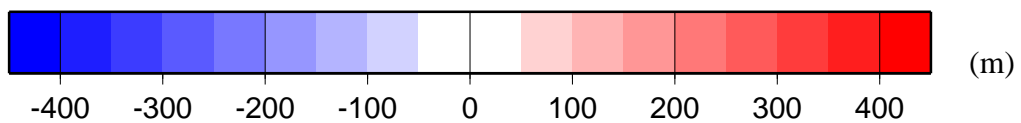
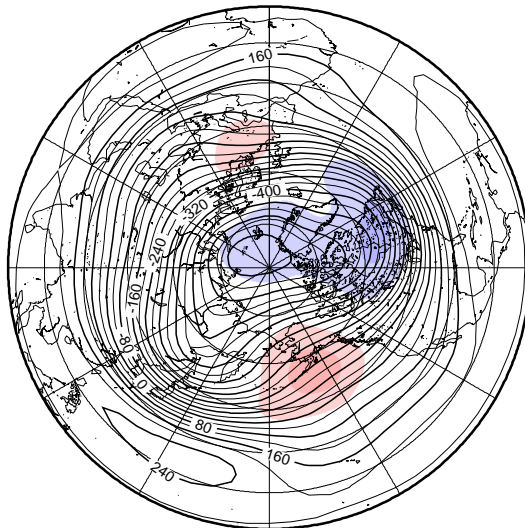
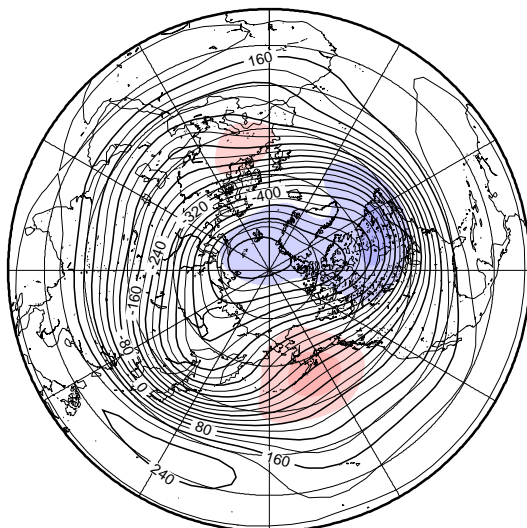


図 55: 2005 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

Barotropic Height and Anomaly

2005110600Z + 60days

Analysis



Prediction

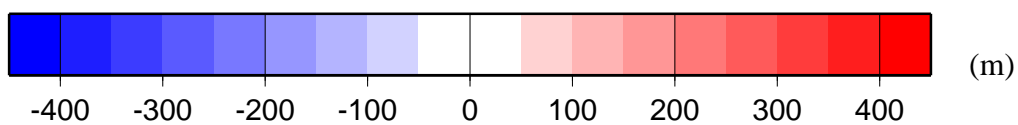
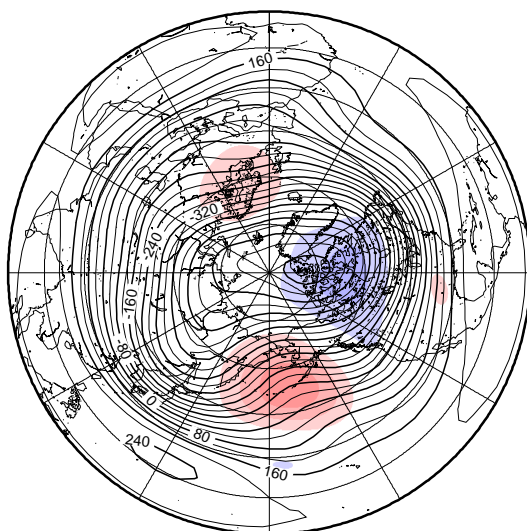


図 56: 2005 年 11 月 6 日 00Z を初期値とした順圧高度場の 60 日予報 (60 日平均図)。上が実況、下が S-Model による予報。図の見方は図 13 と同じ。

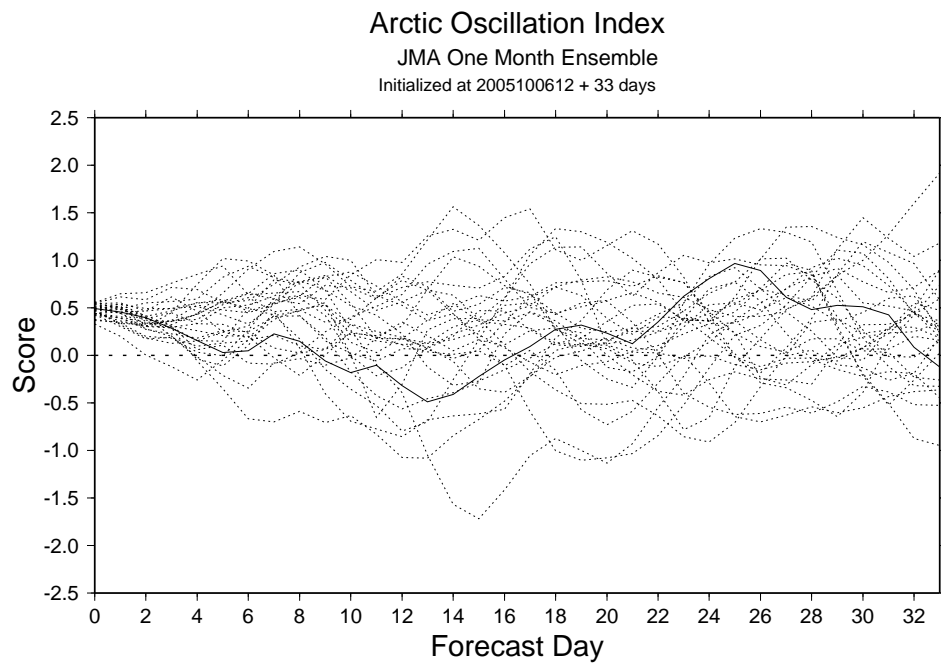


図 57: 2005 年 10 月 6 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。実線が実況、破線が摂動ランを表す。

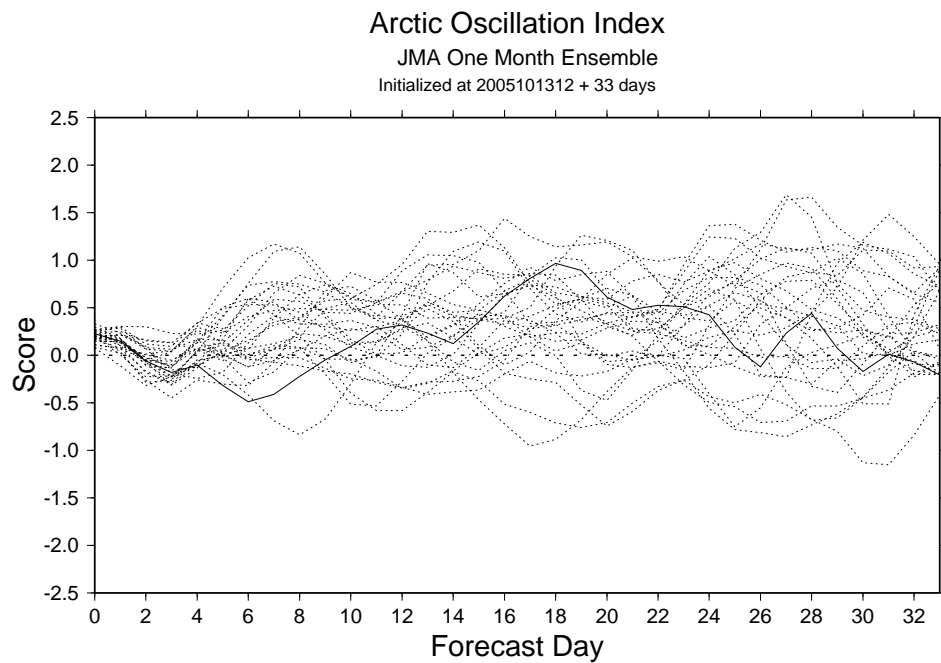


図 58: 2005 年 10 月 13 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 57 と同じ。

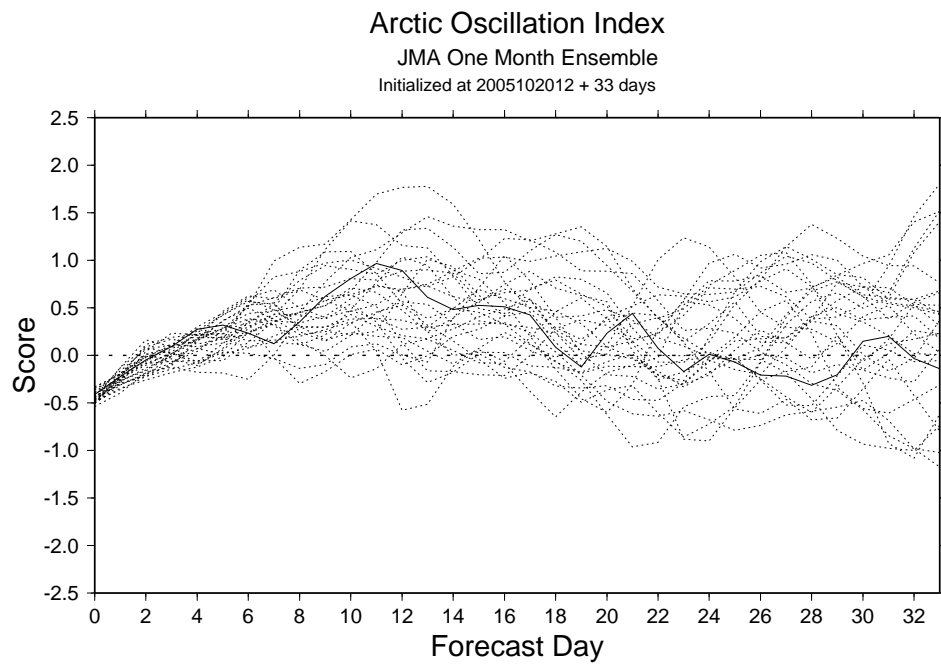


図 59: 2005 年 10 月 20 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 57 と同じ。

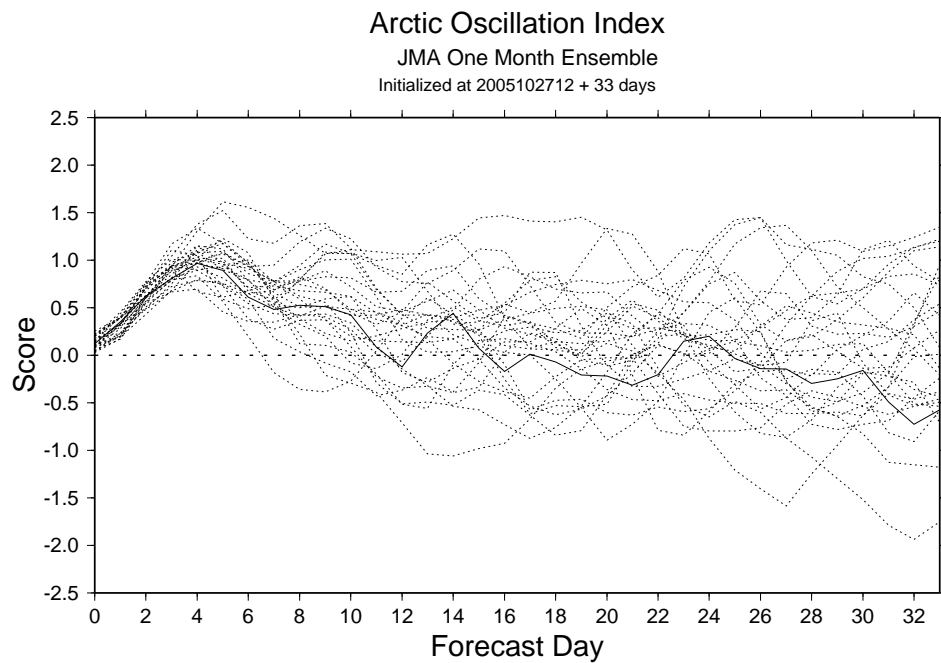


図 60: 2005 年 10 月 27 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 57 と同じ。

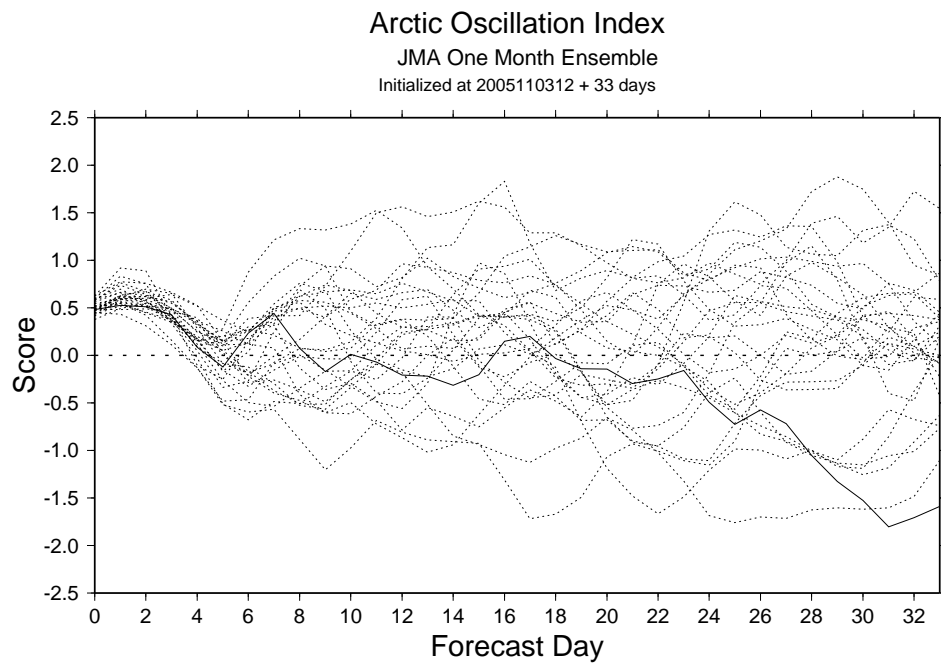


図 61: 2005 年 11 月 3 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 57 と同じ。

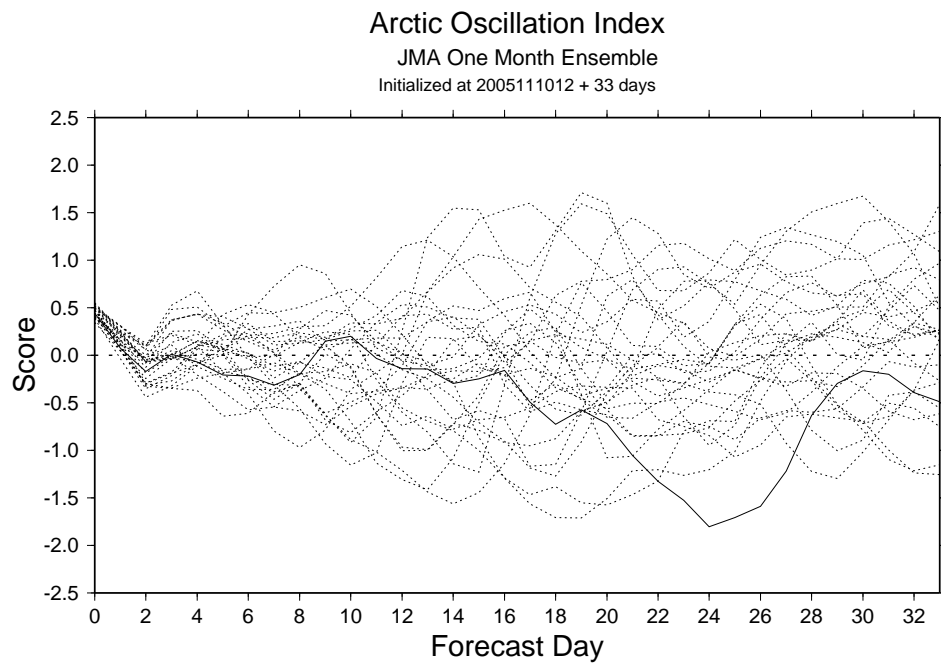


図 62: 2005 年 11 月 10 日 12Z を初期値とした AOI の 60 日予報。図の見方は図 57 と同じ。

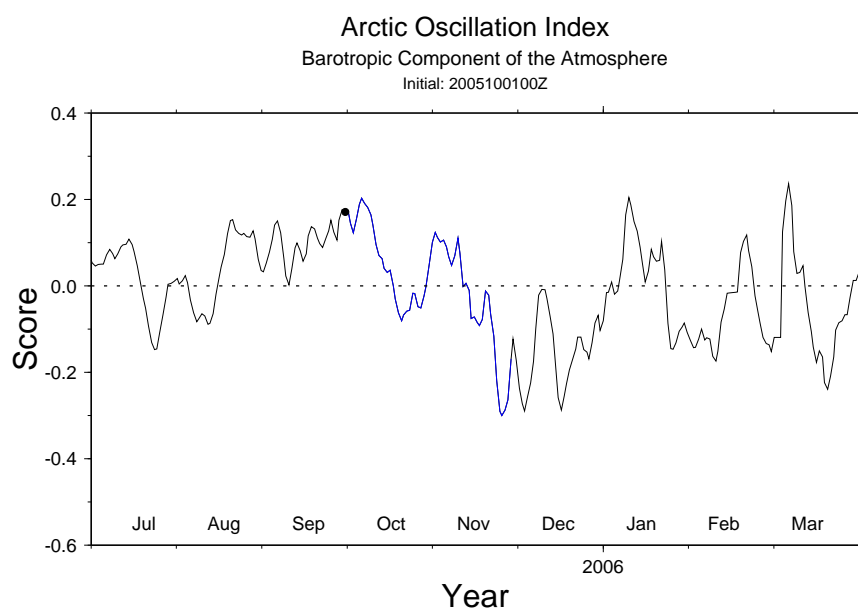


図 63: 2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした AOI の 60 日予報。ただし、正確な外力を与えている。実線が実況、青線が予報を表す。

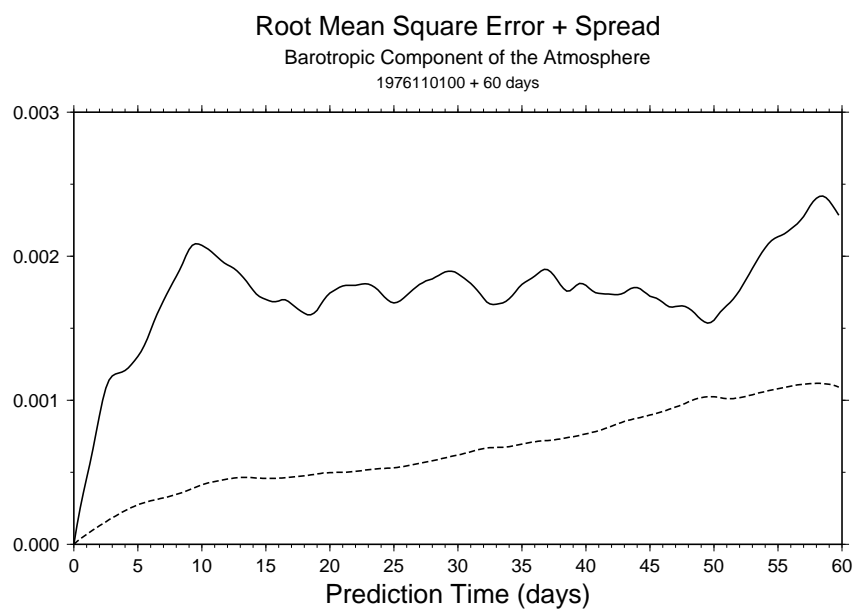


図 64: 1976 年 11 月 1 日 00Z を初期値とした 60 日予報の RMSE とスプレッド。実線が RMSE、破線がスプレッドを表す。

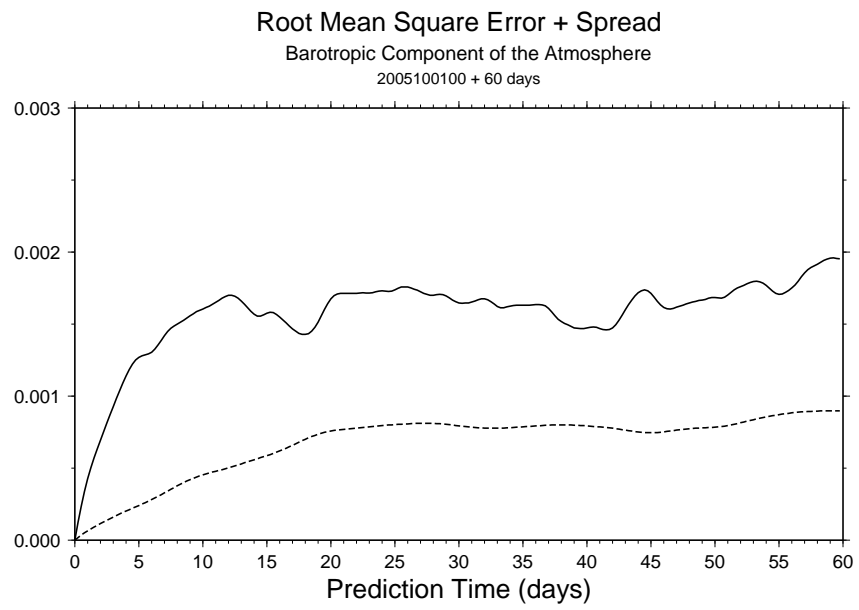


図 65: 2005 年 10 月 1 日 00Z を初期値とした 60 日予報の RMSE とスプレッド。図の見方は図 64 と同じ。