

平成20年度 卒業論文

ロスビー波の砕波とブロッキング形成の
シミュレーション

筑波大学第一学群自然科学類
地球科学主専攻

200712291

屋代 義博

2009年1月

目次

Abstract	iv
1 序論	1
1.1 背景	1
1.2 ブロッキング形成理論	2
1.3 目的	3
2 使用モデルの概要と解析方法	4
2.1 順圧 B-モデル	4
2.2 基礎方程式系	4
2.2.1 プリミティブ方程式系	4
2.2.2 鉛直構造関数	6
2.2.3 水平構造関数	7
2.2.4 3次元ノーマルモード関数展開	8
3 研究手法	10
3.1 ロスビー波砕波の実験	10
3.2 全波数でのモデル実験	10
3.3 ブロッキングの解析	10
3.4 エネルギースペクトル解析	10
4 結果と考察	12
4.1 ロスビー波砕波実験	12
4.1.1 波数 6 のロスビー波砕波	12
4.1.2 波数 5 のロスビー波砕波	14
4.1.3 波数 4 のロスビー波砕波	15
4.1.4 波数 8 のロスビー波砕波	17
4.2 全波数でのモデル実験	19
4.2.1 100 日間の全波数のロスビー波砕波実験	19
4.2.2 観測値でのエネルギースペクトル解析	20
4.2.3 1000 日間での全波数のモデル実験	20
4.3 ブロッキング形成実験	23
4.3.1 帯状流のエネルギーが低いときの解析	23
4.3.2 帯状流のエネルギーが高いときの解析	24
5 まとめ	25
6 謝辞	27

目 次

1	ブロッキング高気圧の例	29
2	ロスビー波砕波の模式図	30
3	順圧高度場での波数 6 のロスビー波とその砕波	31
4	波数 6 のロスビー波におけるエネルギー時系列	32
5	波数 6 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエ ネルギースペクトル	33
6	波数 6 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエ ネルギースペクトル	34
7	波数 6 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネ ルギースペクトル	37
8	順圧高度場での波数 5 のロスビー波とその砕波	38
9	波数 5 のロスビー波におけるエネルギー時系列	39
10	波数 5 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエ ネルギースペクトル	40
11	波数 5 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエ ネルギースペクトル	41
12	波数 5 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネ ルギースペクトル	44
13	順圧高度場での波数 4 のロスビー波とその砕波	45
14	波数 4 のロスビー波におけるエネルギー時系列	46
15	波数 4 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエ ネルギースペクトル	47
16	波数 4 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエ ネルギースペクトル	48
17	波数 4 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネ ルギースペクトル	51
18	順圧高度場での波数 8 のロスビー波とその砕波	52
19	波数 8 のロスビー波におけるエネルギー時系列	53
20	波数 8 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエ ネルギースペクトル	54
21	波数 8 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエ ネルギースペクトル	55
22	波数 8 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネ ルギースペクトル	58

23	順圧高度場での全波数にエネルギーをくわえたときのロスビー波 . . .	59
24	全波数にエネルギーをくわえたときのロスビー波におけるエネルギー時系列	60
25	全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波の東西波数領域におけるエネルギースペクトル	61
26	全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波の位相速度領域におけるエネルギースペクトル	62
27	全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル	65
28	観測値を用いた、東西波数領域におけるエネルギースペクトル . . .	66
29	観測値を用いた、位相速度領域におけるエネルギースペクトル . . .	67
30	1000 日 Run での 100 日ごとのエネルギー時系列	72
31	1000 日 Run での 100 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル	75
32	帯状流のエネルギーが低い 221 日前後の順圧高度場の天気図	77
33	帯状流のエネルギーが低い 221 日前後の、東西波数領域におけるエネルギースペクトル	78
34	帯状流のエネルギーが低い 924 日前後の順圧高度場の天気図	80
35	帯状流のエネルギーが低い 924 日前後の東西波数領域におけるエネルギースペクトル	81
36	帯状流のエネルギーが高い 384 日前後の順圧高度場の天気図	83
37	帯状流のエネルギーが高い 384 日前後の東西波数領域におけるエネルギースペクトル	84
38	帯状流のエネルギーが高い 740 日前後の順圧高度場の天気図	86
39	帯状流のエネルギーが高い 740 日前後の東西波数領域におけるエネルギースペクトル	87

Numerical Simulation of the Rossby Wave Breaking and Atmospheric Blocking Formation

Yoshihiro YASHIRO

Abstract

There is atmospheric blocking phenomenon as one of the source of unusual weather and long-range forecast. When an atmospheric blocking occurs, westerly jet is blocked, and meanders around an atmospheric blocking. It is very important to understand the mechanism of blocking formation in study of unusual weather.

Based on Tanaka and Terasaki (2006)'s atmospheric blocking formation theory and Tanaka and Watarai (1999)'s Rossby wave breaking condition, we confirm the process from Rossby wave breaking to blocking formation in the numerical simulation. In Tanaka and Terasaki (2006)'s blocking formation theory, the energy of atmospheric blocking is accumulated at the spherical Rhines scale c_R exceeding the Rossby wave saturation. In Tanaka and Watarai (1999)'s Rossby wave breaking theory, Garcia (1991)'s condition appears to be a criterion for the Rossby wave saturation, but is not for the Rossby wave breaking. The Rossby wave breaking occurs when the noise energy becomes comparable to the wave energy.

In this study, criterion of the Rossby wave breaking and atmospheric Blocking formation is examined, using a simple barotropic B-model. we conducted the analysis of energy in the time-series and of energy spectrum in the phase speed domain and in the zonal wave-number domain.

According to the result, we showed that Tanaka and Terasaki's atmospheric blocking formation theory and Tanaka and Watarai's Rossby wave breaking condition could be examined, using simple barotropic B-model. In the all-wave-number's model experiment, when the zonal energy is high, because the zonal energy is accumulated excessively exceeding the eddy energy spectrum peak, realistic atmospheric blocking is formed. Therefore, realistic atmospheric blocking might occur when atmosphere comes into the geostrophic turbulence.

Keywords

Blocking formation, Rossby wave, Spherical Rhines Scale, phase speed domain

1 序論

1.1 背景

異常気象がもたされる要因として、偏西風ジェットのスネ行がよく言われている。その偏西風ジェットがスネ行する要因を調べることは非常に重要である。その要因の一つとしてとして挙げられるのがブロッキング現象である。ブロッキングとは、対流圏中高緯度に発生する背の高い高気圧のことをいう。ブロッキングが発生する時にはブロッキングの南方に切離低気圧を伴うことが多い。偏西風ジェットは、中緯度に発生するこのブロッキング高気圧と切離低気圧にブロックされ、それらを迂回するように南北に分流される。このブロッキングと切離低気圧は長時間その場に停滞するため、北極域などの北側では暖気が強い移流によって氷が融けるくらいの高温に見舞われたり、逆に南側ではブリザードが吹き荒れるなど低温に見舞われる。ブロッキングは冬季によく発生するため、冬季の異常気象との関係が非常に強いと考えられている。したがって、ブロッキングは冬季の長期予報において重要であるといえる。そこで、ブロッキングが形成されるメカニズムを解明することは、冬季などの異常気象、長期予報の研究において必要であるといえる。

ブロッキングが形成されるメカニズムとして Tanaka and Terasaki (2006) のブロッキング形成理論がある。Tanaka and Terasaki (2006) によると、ブロッキングはロスビー波が砕波することによって発生されるといわれている。ここでロスビー波の砕波の条件は、Garcia (1991) よりポテンシャル渦度の南北勾配が逆転することであらわされるといわれている。しかし、Tanaka and Watarai (1999) より、Garcia (1991) の理論はロスビー波砕波条件ではなく、ロスビー波の飽和条件であることがいわれている。そして、Tanaka and Watarai (1999) は、新たなロスビー波の砕波条件についても言及している。Tanaka and Watarai (1999) のロスビー波の砕波条件では、ノイズのエネルギーの増幅が重要である。ノイズのエネルギーが波のエネルギーに匹敵するくらいに増加していき、その両者の間に逆相関の関係がみられることから、ロスビー波の砕波はノイズのエネルギーと波のエネルギーの間にある非線形相互作用によって引き起こされていると、Tanaka and Watarai (1999) でいわれている。Garcia (1991) のロスビー波飽和条件、Tanaka and Watarai (1999) のロスビー波砕波理論が重要である Tanaka and Terasaki (2006) によるブロッキング形成理論は、次のサブセクションでより詳しく説明している。

図1は、2007年12月2日の北半球の500 hPaのジオポテンシャル高度の天気図である。北太平洋からアラスカ上空に巨大なブロッキング高気圧ができています。これにより、北極海に向けて南風が長時間吹いて高温となり、氷が融ける原因となった。また、アメリカ中部付近では北風が卓越して、大雪となった。

1.2 ブロッキング形成理論

Tanaka and Terasaki (2006) によるブロッキング形成理論では、ロスビー波の砕波が重要と考えられている。ロスビー波が砕波する条件は、Garcia (1991) より、次のようにあらわされる。

$$\frac{\partial q}{\partial y} < 0 \quad (1)$$

これは、ポテンシャル渦度の南北勾配が逆転することを意味している (図 2)。

また、プリミティブ方程式の三次元スペクトル表示における、線形項と非線形項の比 R_i を球面ラインズ比と呼び、次のように書くことができる。

$$R_i = \frac{|\sum_{jk} r_{ijk} w_j w_k|}{|\sigma_i w_i|} \quad (2)$$

ここで、 $R_i = 1$ の時を球面ラインズスケールと呼び、ブロッキングの形成に大きな役割を持っている。Tanaka and Terasaki (2006) では、この球面ラインズスケールの時の位相速度を特に球面ラインズ速度と呼んで使用している。

傾圧不安定により順圧成分に総観規模のエネルギーが供給される。そのエネルギーが二次元乱流の束縛により逆カスケードする。つまり、小さいスケールから大きいスケールに変化していく。逆カスケードしたエネルギーは、ラインズスケールで $E = ac^2$ の飽和スペクトルを超えて過剰にエネルギーが溜まる。すると、ラインズスケールのロスビー波が砕波して、それがブロッキングとなることが Tanaka and Terasaki (2006) で言われている。

1.3 目的

本研究では、Tanaka and Terasaki (2006) で示されたブロッキング形成理論と Tanaka and Watarai (1999) での順圧スペクトルモデルによるロスビー波砕波を基にして、ラインズスケールで過剰のエネルギーが蓄積されロスビー波が砕波し、ブロッキングが発生するという一連のプロセスを数値シミュレーションにより明らかにすることを目的とした。

2 使用モデルの概要と解析方法

2.1 順圧 B-モデル

この研究では、順圧 B-モデルを使用した。順圧 B-モデルとは、Tanaka (1991) の順圧スペクトルモデルにおいて地形強制を除いたモデルである。基礎方程式は球面座標系であらわしたプリミティブ方程式である。

2.2 基礎方程式系

2.2.1 プリミティブ方程式系

球面座標系 (λ, θ, p) のプリミティブ方程式系を考える。

- ・ 水平方向の運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = -V \cdot \nabla u - w \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_u \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = -V \cdot \nabla v - w \frac{\partial v}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_v \quad (4)$$

- ・ 熱力学第一法則

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} + V \cdot \nabla c_p T + \omega \frac{\partial c_p T}{\partial p} = \omega \alpha + Q \quad (5)$$

- ・ 質量保存則

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (6)$$

- ・ 状態方程式

$$p\alpha = RT \quad (7)$$

- ・ 静力学平衡

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha \quad (8)$$

これら 5 式で使用されている記号は以下の通りである。

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

Tanaka (1997) によると、基礎方程式系は以下の行列表現で書くことができる。

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = \mathbf{N} + \mathbf{F} \quad (9)$$

ここで、

\mathbf{U} : 大気の状態変数

$$\mathbf{U} = (u, v, \phi')^T \quad (10)$$

\mathbf{M} : 鉛直方向の微分オペレーター

$$\mathbf{M} = diag \left(1, 1, -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \right) \quad (11)$$

\mathbf{L} : 水平方向の微分オペレーター

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{a \cos \theta \partial \theta} & 0 \end{bmatrix} \quad (12)$$

\mathbf{N} : 非線形項

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \omega p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right) \end{bmatrix} \quad (13)$$

\mathbf{F} : 外部強制項

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_u \\ F_v \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \end{bmatrix} \quad (14)$$

ϕ'	: ジオポテンシャルの全球平均からの偏差量
γ	: 静的安定度パラメータ
∇	: 水平ナブラ演算子
$diag()$: 対角行列
$()^T$: 転置行列

\mathbf{U} は従属変数 u, v, ϕ を成分とするベクトル、 \mathbf{M} 、 \mathbf{L} はそれぞれ鉛直微分、水平微分を含む線形微分演算子、 \mathbf{N} は非線形項からなるベクトル、そして、 \mathbf{F} は粘性摩擦力と非断熱加熱からなる外部強制項ベクトルである。

2.2.2 鉛直構造関数

帯状流の大気が静止していて、断熱的、摩擦なしの状態を仮定すると、式 (9) の右辺の非線形移流項 \mathbf{N} と外部強制項 \mathbf{F} はともに消去することができ、次のように線形化される。

$$\mathbf{M} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \mathbf{L} \mathbf{U} = 0 \quad (15)$$

ここで、鉛直構造関数 (vertical construction function) $G_m(p)$ を導入して、鉛直方向に変数分離をおこなう。鉛直構造関数は次にしめす直交条件をみたす。

$$\frac{1}{p_s} \int_0^{p_s} G_m(p) G_{m'}(p) dp = \delta_{mm'} \quad (16)$$

ここで、 p_s は平均地表面気圧で、 $\delta_{mm'}$ はクロネッカーのデルタである。よって、 $G_m(p)$ を用いて、鉛直方向について波数展開することができる。式 (10) を変形すると、

$$\mathbf{U} = (u, v, \phi')^T \quad (17)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} (u_m, v_m, \phi_m)^T G_m(p) \quad (18)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \mathbf{U}_m G_m(p) \quad (19)$$

ここで、 $\mathbf{U}_m = (u_m, v_m, \phi_m)^T$ は $\mathbf{U} = (u, v, \phi)^T$ に対する鉛直波数 m の展開係数を示す。これを、式 (9) に代入すると、鉛直波数 m について次の式を得る。

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \quad (21)$$

$$-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \frac{\partial}{\partial t} (\phi_m G_m(p)) + \nabla \cdot (\mathbf{V}_m G_m(p)) = 0 \quad (22)$$

変数分離された式 (22) から、鉛直構造方程式と水平構造方程式が以下のように導かれる。

$$\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m(p)}{\partial p} + \frac{1}{gh_m} G_m(p) = 0 \quad (23)$$

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} + gh_m \nabla \cdot \mathbf{V}_m = 0 \quad (24)$$

ここで、 h_m は、等価深度であり、順圧モードでは $h_0 = 9728.4$ m となる。式 (23) は p のみの関数であり、大気の鉛直構造を決定している。

2.2.3 水平構造関数

式 (20)、式 (21)、式 (24) は、水平構造方程式またはラプラス潮汐方程式と呼ばれ、静止大気を基本状態としている。この 3 式を行列表示で書くと、鉛直波数について、

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

ここで、

$$\mathbf{M}_m = \text{diag} \left(1, 1, \frac{1}{gh_m} \right) \quad (26)$$

また、スケール行列 \mathbf{X}_m 、 \mathbf{Y}_m を次のように定義する。

$$\mathbf{X}_m = \text{diag} \left(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, gh_m \right) \quad (27)$$

$$\mathbf{Y}_m = 2\Omega \text{diag} \left(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, 1 \right) \quad (28)$$

これらを用いて式 (25) を変形すると、

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m) \frac{\partial}{\partial \tau} (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) (\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (29)$$

ここで、

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{M}_m \mathbf{X}_m) = 2\Omega^{-1} \text{diag}(1, 1, 1) \quad (30)$$

より、

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m)(\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m) = 0 \quad (31)$$

式 (31) は対角化により、個有値問題として解くことができる。東西波数を n 、南北波数 l とすると、

$$-i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm} + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) \mathbf{H}_{nlm} = 0 \quad (32)$$

ここで、ハフ調和関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ はハフベクトル関数 Θ_{nlm} と三角関数 $\exp(in\lambda)$ とのテンソル積として以下のように表わされる。

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (33)$$

$$\Theta_{nlm}(\theta) = \begin{bmatrix} U \\ -iV \\ Z \end{bmatrix}_{nlm}(\theta) \quad (34)$$

ハフ調和関数は、次の直交性を満たし、正規直交系を構成する。

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \cdot \mathbf{H}_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \quad (35)$$

アスタリスクは複素共役を意味する

南北波数 l に関しては、異なった 3 種類のモードから構成される。1 つは低周波の西進するロスビーモード (Rossby mode) lr で、残りの 2 つは、高周波の西進と東進の重力波モード (gravity mode) lw, le から成り立つ。

2.2.4 3次元ノーマルモード関数展開

3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ は、これまでに述べた鉛直構造関数 (鉛直ノーマルモード) $G_m(p)$ とハフ調和関数 (水平ノーマルモード) $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ の積で定義される。すなわち、

$$\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) = G_m(p) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (36)$$

$$= G_m(p) \Theta_{nlm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (37)$$

3次元ノーマルモード関数もまた直交性を持ち、正規直交系を構成する。

$$\langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm} \cdot \Pi_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \quad (38)$$

$$= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (39)$$

このように、3次元ノーマルモード関数は正規直交系をなすので、この関数を基底として波数展開することができる。U、Fについて、以下のように展開される。

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M \omega_{nlm}(t) \mathbf{X}_m \mathbf{\Pi}_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (40)$$

$$\mathbf{F}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(t) \mathbf{Y}_m \mathbf{\Pi}_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (41)$$

ここで $\omega_{nlm}(t)$ 、 $f_{nlm}(t)$ はそれぞれ U、F に対する展開係数で、ともに時間のみの関数である。

式 (9) のプリミティブ方程式系と $\mathbf{\Pi}_{nlm}$ との内積をとると、

$$\langle \mathbf{M} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \mathbf{L} \mathbf{U} - \mathbf{N} - \mathbf{F}, \mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{\Pi}_{nlm} \rangle = 0 \quad (42)$$

となる。式 (42) に、式 (40)、式 (41) を代入して整理すると、次のようなスペクトル表示の非線形方程式系となる。

$$\frac{d\omega_i}{d\tau} + i\sigma_i \omega_i = -i \sum_{jk} r_{ijk} \omega_j \omega_k + f_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (43)$$

ここで、 r_{ijk} は非線形波-波相互作用を示す係数であり実数である。添え字の i 、 j 、 k はそれぞれのモード nlm 、 $n'l'm'$ 、 $n''l''m''$ を示す。

3 研究手法

3.1 ロスビー波碎波の実験

順圧 B-モデルを用いて、ある特定の波数において 100 日のロスビー波碎波実験を行う。ある特定の波数に傾圧不安定でエネルギーをくわえていき、ロスビー波のふるまいを調べた。また、そのロスビー波について、エネルギーがどのようにふるまうのかを調べた。

- 特定の波数のロスビー波碎波実験

まず、順圧 B-モデル上の大気において、傾圧不安定によってエネルギーをくわえていき、波数 6 の波が励起されるようにモデルを走らせた。エネルギー時系列、東西波数領域でのエネルギースペクトル、位相速度領域でのエネルギースペクトルの図を描いて波数 6 のロスビー波においてエネルギー解析をおこなった。波数をそれぞれ 5、4、8 と変えて波数 6 のときと同様のモデル実験とエネルギー解析をおこなった。

3.2 全波数でのモデル実験

特定の波数でおこなっていたロスビー波碎波実験を、今度は全波数に傾圧不安定でエネルギーをくわえていった。その全波数のモデル実験において、エネルギー解析をおこない、特定波数にエネルギーをくわえたときと比較する。また、実際の観測値を用いてエネルギー解析をおこない、全波数のモデル実験との比較もおこなった。

3.3 ブロッキングの解析

全波数でのモデル実験の結果を 100 日から 1000 日までのばしてブロッキングが形成されるかを調べた。100 日ごとのエネルギー時系列を描き、エネルギーのふるまいについて解析をおこなった。その結果から、ブロッキングができたときとできなかったときの事例を 2 つずつ取りだし、そこでエネルギースペクトル解析をおこない、ブロッキングの形成とエネルギーの関係について解析をおこなった。

3.4 エネルギースペクトル解析

本研究では鉛直波数を 0 として考えている。つまり、順圧スペクトルモデルの順圧モードのみを考えていると言える。そのときの全エネルギーを表すと、Tanaka(1985)より、

$$E_i = \frac{1}{2} p_s h_m |w_i|^2 \quad (44)$$

$$E_0 = \frac{1}{4} p_s h_m |w_0|^2 \quad (45)$$

この時、 p_s は、地表面気圧、 h_m は等価深度である。添え字の 0 は、東西波数 0 をしめしている。逆複素フーリエ変換において波数 0 の展開係数は、波数 1 以上の展開係数の $\frac{1}{2}$ となる。

これらの関係式に出てくるラプラス潮汐方程式の固有振動数 σ_i を用いて、ロスビー波の西進位相速度 c_i は、

$$c_i = \frac{\sigma_i}{n} \quad (46)$$

と表せる。ここで n は東西波数である。これら 3 式を用いることで、大気のエネルギースペクトルをロスビー波の西進位相速度 c_i を用いて示すことができる。式 (43)、式 (44)、式 (46) の 3 式を用いることで、大気のエネルギースペクトルをロスビー波の西進位相速度 c_i を用いて示すことができる。

4 結果と考察

4.1 ロスビー波碎波実験

Garcia (1991) によって定義されているポテンシャル渦度の南北勾配が逆転するように、傾圧不安定の増幅率を変化させて、様々な波数でロスビー波を碎波させた。本研究では、波数をそれぞれ 6、5、4、8 として実験をおこなった。

4.1.1 波数 6 のロスビー波碎波

波数 6 のロスビー波碎波実験では、ロスビー波を碎波させるために、傾圧不安定の増幅率を 2.0 倍に設定して実験をおこなった。

図 3 は、波数 6 のロスビー波を碎波させた結果の図である。範囲は、北極を中心とした北半球で、順圧高度場での天気図をあらわしている。左上の図は実験開始から 1 日後、右上の図は 22 日後、左下の図は 31 日後、右下の図は 33 日後の図である。実験開始から 1 日後は、初期値にかなり近く、順圧高度はほとんど等心円状である。22 日後、傾圧不安定の影響により、順圧高度は六角形の形に変化してきている。31 日後の順圧高度場の図から、六つの低気圧ができてきて波数 6 のロスビー波が現われていて、さらに南北勾配の逆転もみられはじめてきた。33 日後の図から、31 日後と同様に波数 6 のロスビー波がみられ、さらに強い南北勾配の逆転がみられている。よってこの図と Tanaka and Watarai (1999) のロスビー波碎波理論から、波数 6 のロスビー波は飽和に達しているといえる。

図 4 は、100 日間のエネルギー時系列をあらわしている。横軸は経過日数、縦軸はエネルギーを指数であらわしている。実線は波数 0 の帯状流のロスビー波のエネルギーをあらわしていて、破線は波数 6 の擾乱場でのロスビー波のエネルギーをあらわしている。20 日くらいまでは、エネルギーは少しずつ減少していき、そのあいだわずかな振動 (ノイズ) がみられる。20 日をすぎると、エネルギーは傾圧不安定により指数関数的に増加するのがみられる。そして、40 日くらいにエネルギーは飽和に達してそれ以上増加しなくなる。エネルギーが飽和した 40 日を過ぎた後から 60 日くらいまで、帯状流のエネルギーと擾乱場のエネルギーは、逆相関の関係がみられる。よって、Tanaka and Watarai (1999) より、両者の間で非線形相互作用を起こしていることがわかる。また、エネルギーが飽和した後の 40 日以降は、エネルギーは帯状流、擾乱場ともに減少傾向がみられる。Tanaka and Watarai (1999) から、擾乱場のエネルギーが帯状流のエネルギーを逆転して、お互いが逆相関がみられているので、波数 6 のロスビー波は碎波しているといえる。

図 5 は、東西波数領域でのエネルギースペクトルの図である。横軸は東西波数、縦軸はエネルギースペクトルを指数であらわしている。エネルギースペクトルは、東西波数が増加するにつれ、減少傾向にあることがわかる。また、傾圧不安定をくわえていった波数が 6 のときは周辺の波数よりも卓越していることがわかる。ま

た、波数 6 と同様に波数が 12、18 のときでも波数 6 からエネルギーが流れていき、周辺の波数より卓越している。

図 6 は、100 日間の位相速度領域でのエネルギースペクトルの図である。横軸は位相速度を指数で、縦軸は図 5 と同様にエネルギースペクトルを指数であらわしている。エネルギースペクトルの計算は 100 日間の平均をとっている。波数が 1 から 10 までは丸のポイントで、11 から 20 までは十字のポイントであらわし、点線でポイント間を結んでいる。また、傾圧不安定でエネルギーをくわえていった波数 6 を星のポイントであらわし、図 5 で卓越していた波数 12、波数 18 をそれぞれひし形と三角形のポイントであらわしている。この図から、最初は位相速度が大きくなっていくとエネルギースペクトルは増加傾向であるが、エネルギースペクトルにピークがあることがわかる。図 5 でエネルギーの卓越が見られた波数 6 は、周辺の波数より傾きが大きいことがわかる。また、波数 12 も周辺の波数より若干傾きが大きいことがわかる。波数 18 は、この図からは明瞭には見ることができない。この図 6 からエネルギースペクトルのピーク、つまり球面ライNZ速度がわかり、そのときのスケールであるライNZスケールの場所を見つけることができる。よって、ライNZスケールは、 3×10^{-2} あたりと推測できる。

図 7 は、10 日間ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトルの図である。図 7 の情報は図 6 とほとんど一緒である。図 7 は、エネルギースペクトルの計算を 100 日間の平均ではなく、10 日間の平均を十枚の図であらわした。まず、初期値でのエネルギースペクトルは、約 10^2 くらいのオーダーであることがわかる。0 日からの 10 日平均の図では、エネルギーの卓越がみられた波数 6、12、18 とともに周辺の波数とほとんど変わらなかったが、全体的に粘性摩擦の影響で初期値と比べエネルギーが落ちているのがわかる。10 日からの 10 日平均になると、エネルギーが前の 10 日と比べエネルギーがかなりおちているのがわかる。しかし、傾圧不安定でエネルギーくわえられはじめてきたので、波数 6 の波が他の波数から立ち上がってきている。傾圧不安定によりエネルギーが増幅し続けている 20 日からの 10 日平均になると、波数 6 だけでなく波数 12、波数 18 の波のエネルギーが他の波数から立ち上がってきている。そして、エネルギースペクトルのピークは 10^5 くらいのオーダーまで増加してきた。擾乱場のエネルギーが飽和に達した 30 日からの 10 日平均になると、波数 6 のエネルギースペクトルのピークは、約 10^6 くらいのオーダーまで増加してきている。さらに周辺の波数の波が少しずつ増幅された波数 6、12、18 の波にせまってきた。エネルギーが飽和に達している 40 からの 10 日平均の図からは、増幅された波数 6、12、18 の波が周辺の波数の波に追いつかれてしまっている。しかし、エネルギースペクトルのピークは約 10^6 くらいのオーダーで留まっている。また最小の値も約 10^1 のオーダーまで増加してきている。逆相関の関係が弱まってきた 50 日からの 10 日平均の図からは、波数 6、12、18 の波が他の波数の波に完全にのみこまれてエネルギーは減少しはじめた。このときのエネルギーの最小は約 10^0 のオーダーくらいまで減少してきている。60 日から 10 日平均の図からは、さらにエネルギーの減少がみられ、エネルギーの最小

の値のオーダーも 10^{-1} 付近まで下がってきた。その後の図からは、エネルギースペクトルの最小の値は下がり続けている。また、最大の値はエネルギースペクトルのピークを越えてラインズスケールにエネルギーが蓄積されていくのがわかる。よって、Tanaka and Terasaki (2006) のブロッキングの形成理論の条件を満たしているといえる。

4.1.2 波数 5 のロスビー波砕波

波数 5 のロスビー波の砕波実験をおこなった。傾圧不安定で増幅率させる波を波数 6 から波数 5 に変化させ、ロスビー波の砕波実験をおこない解析をした。波数 5 では、傾圧不安定の増幅率を 2.7 倍とした。

図 8 は波数 5 のロスビー波砕波の実験の結果で、図 3 と同様に順圧高度場の天気図を示している。左上の図は実験開始から 1 日後、右上の図は 28 日後、左下の図は 47 日後、右下の図は 68 日後の図である。波数 6 のときと同様に実験開始から 1 日後は、初期値にかなり近く、順圧高度はほとんど等心円状であることがわかる。28 日後になると、傾圧不安定の影響で波数 5 の波が励起されてきて、五角形の形に変化してきた。47 日後になると、5 カ所で順圧高度の南北勾配の逆転がみられるようになる。68 日後になると、47 日後と同様に 5 カ所で順圧高度の南北勾配の逆転がみられている。この図から、波数 5 のロスビー波のエネルギーは飽和に達したことがわかる。

図 9 は、図 4 と同様の波数 5 のロスビー波におけるエネルギーの時系列を示している。図 8 の情報は図 4 とほとんど同じであるが、擾乱場は波数 5 のロスビー波をあらわしている。最初の 2 日くらいは粘性摩擦によるエネルギーの減少がみられるがその後は約 45 日くらいまでエネルギーは振動しながら増加する傾向がみられる。45 日あたりでエネルギーの増幅は止まるので飽和に達した。その後は、帯状流のほぼ一定だったエネルギーに増減がみられてくる。70 日以降になると、擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーの間で逆相関の関係がみられてくる。また、波数 6 のときと違い、擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーの逆転はみることがほとんどできなかった。しかし、逆相関の関係がみられていることから、Tanaka and Watarai (1999) の条件を満たしているのでロスビー波は砕波しているといえる。

図 10 は、図 5 と同様の波数 5 のロスビー波における東西波数領域でのエネルギースペクトルをあらわしている。図 5 と同様に波数が増えるとエネルギースペクトルは減少傾向がある。また、エネルギーを増幅した波数 5 の波は他の波数より卓越しているのがわかり、さらに波数 10、15 にもエネルギーが流れていき他の波数より卓越しているのがわかる。

図 11 は、図 6 と同様の波数 5 のロスビー波における位相速度領域での 100 日平均のエネルギースペクトルをあらわしている。この図では、波数 5 を星のポイント、波数 10 をひし形のポイント、波数 15 を三角形のポイントで示している。丸と

十字のポイントは図6と同じで、それぞれ波数が1から10と11から20である。増幅させた波数5とそれに伴う波数10、波数15の波は他の波数から立ち上がっているのがわかる。また、エネルギースペクトルのピークは 10^5 くらいのオーダーで最小の値は 10^0 くらいのオーダーであることがわかり、ラインスケールは 2×10^{-2} くらいのオーダーの位相速度のときであることがわかる。

図12は、図7とほとんど変わらずに波数を5にしたときのロスビー波における、位相速度領域での10日平均ごとのエネルギースペクトルをあらわしている。図のポイントは図11と同じものを使用している。初期値は図7と変わらず、 10^2 くらいのエネルギースペクトルである。0日からの10日平均の図から、エネルギースペクトルは初期値に比べて粘性摩擦の影響で減少してきているが、増幅がはじまっているので波数5の波がわずかに立ち上がりはじめているのがわかる。10日からの10日平均の図から、エネルギースペクトルの最小値は粘性摩擦の影響で 10^{-3} 以下のオーダーまで下がってきている。また、波数5の波が他の波数の波から完全に立ち上がっていて、スペクトルピークは 10^4 くらいのオーダーまで増加してきている。20日からの10日平均の図から、波数10の波が立ち上がってきている。また、波数15の波もわずかに立ち上がってきている。30日からの10日平均の図から、波数5、10、15の波が他の波数から完全に立ち上がっているのがわかる。また、波数5の波のエネルギースペクトルのピークは、 10^5 くらいのオーダーまで増加している。40日からの10日平均の図からも、波数5、10、15の波が卓越してきているのがわかり、他の波数の波のエネルギースペクトルが増加してきている。50日からの10日平均の図から、波数5、10、15の波の卓越が小さくなってきている。60日からの10日平均の図から、波数5、10、15の波は位相速度が遅い領域ではエネルギースペクトルが他の波数のエネルギースペクトルにのみこまれはじめている。70日以降からの10日平均の図から、波数10、15の波は他の波数のエネルギースペクトルが増加してきて、ほとんどのみこまれてしまってきているが、波数5は100日間では完全には他の波数にのみこまれていないことがわかる。

4.1.3 波数4のロスビー波砕波

傾圧不安定の増幅率を変えて、波数6、波数5と同様にロスビー波を砕波させた。波数4の実験では、増幅率を3.0倍にしておこなった。

図13は、波数4のロスビー波砕波実験の結果で、図3、18と同様の順圧高度場での天気図を示している。左上の図は実験開始から1日後、右上の図は15日後、左下の図は24日後、右下の図は55日後である。1日後の図は、波数6、5のロスビー波砕波実験と同じで初期値に近い等心円状の天気図である。15日後の図は、ほとんど1日後の図から変わりはないが、波数4の波が励起してきて、少しずつ四角形の形に変化してきている。左下の図から、24日後は中緯度地域と低緯度地域に波数4のロスビー波のわずかな南北勾配の逆転がみることができる。特に、中緯度地域のロスビー波は低緯度のロスビー波にくらべ明瞭にみることができる。しか

し、波数 6 や波数 5 を励起させたときとくらべると、明瞭にみることができなかった。右下の図から、55 日後からも波数 4 のロスビー波がみることができる。しかし、ロスビー波の南北勾配の逆転は北大西洋上とシベリア付近の 2 カ所でしかみることができない。よって、波数 4 のロスビー波を増幅させたときは、ロスビー波のエネルギーは飽和に達していることがわかる。

図 14 は、波数 4 のロスビー波碎波実験におけるエネルギーの時系列である。擾乱場のエネルギー時系列は波数 4 の波であるが、その他の情報は、図 4、9 と同じである。2 日くらいまでエネルギーは粘性摩擦の影響で減少するが、すぐに増加するのがわかる。20 日過ぎるころまでは急激に増加する傾向にあるが、擾乱場のエネルギーは帯状流のエネルギーに追いつくことなくピークに達している。その後は、70 日くらいまで擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーから逆相関の関係を見ることができる。70 日を過ぎると、エネルギーは擾乱場、帯状流の両方とも緩やかな減少傾向が見られる。擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーは逆相関の関係がみられたので、波数 4 のロスビー波は碎波しているといえる。

図 15 は、波数 4 のロスビー波碎波実験における東西波数領域でのエネルギースペクトルを示している。図の情報は、図 5、10 とほとんど同じである。エネルギースペクトルは、図 5、図 10 と同じで減少傾向にあるが、傾圧不安定で増幅させた波数 4 の波はエネルギースペクトルが卓越しているのがわかる。波数が 8、12、16 は、波数 4 エネルギーが流れていき、周辺の波数より卓越しているのがわかる。

図 16 は、波数 4 のロスビー波碎波実験における位相速度領域での 100 日平均のエネルギースペクトルをあらわしている。波数 4 は星のポイント、波数 8 はひし形のポイント、波数 12 は三角形のポイントであらわし、その他の図の情報は、図 6、11 と同じである。増幅させられている波数 4、8 の波は、他の波数の波から立ち上がっているのがわかるが、この図では同様に増幅させられた波数 12 は立ち上がりは見ることができなかった。それは、図 15 からわかるようにエネルギースペクトルの卓越が小さかったからだと考えられる。エネルギースペクトルのピークは 10^5 くらいのオーダーで最小の値は 10^0 くらいのオーダーであることがわかり、ライズスケールとなる位相速度は約 3×10^{-2} であると推測される。

図 17 は、波数 4 のロスビー波碎波実験における位相速度領域での 10 日平均ごとのエネルギースペクトルをあらわしている。図の情報は、図 16 と同じである。初期値は、波数 6、5 のときと変化はない。初期値から 10 日平均の図から、粘性摩擦の影響でエネルギースペクトルは減少しているが、エネルギーの増幅はすでにはじまっているので波数 4 の波が他の波数から立ち上がりはじめているのがわかる。10 日からの 10 日平均の図から、波数 4 だけでなく波数 8 や波数 12 も立ち上がりはじめている。波数 4 は、 10^2 から 10^5 くらいのオーダーの間で変化している。20 日からの 10 日平均の図から、波数 8 の波が波数 4 の波に追いついてきている。さらに、その他の波数も波数 4 に追いついてきている。30 日、40 日からの 10 日平均の図から、波数 8 の波が他の波数の波の群れにのみこまれはじめている。波数 12 は完全にのみこまれてしまっている。50 日以降からの 10 日平均の図から、波数 4

の波は他の波数にのみこまれはじめているが、最後まで波数 4 のエネルギースペクトルのピークは他の波数にはのみこまれなかった。

4.1.4 波数 8 のロスビー波砕波

さらに、波数と増幅率を変えてロスビー波砕波実験をおこなう。波数を 8 に、増幅率を 4.0 倍にして実験をおこなった。

図 18 は、波数 8 のロスビー波砕波実験の結果で、図 3 などと同様の順圧高度場での天気図を示している。左上の図は実験開始から 1 日後、右上の図は 11 日後、左下の図は 16 日後、右下の図は 31 日後である。1 日後の図は、波数 6、5、4 のロスビー波砕波実験と同じで初期値に近い等心円状の天気図である。右上の図から、波数 8 の波が励起され、11 日後は中緯度地域でロスビー波が八角形になりはじめている。左下の図から、16 日後はハカ所で低気圧がみられ、ロスビー波の南北勾配が逆転しているのがみられる。右下の図から、31 日後になると波数 8 の波はもうほとんど見えなくなってくる。高緯度地域では波数 3 くらいの波が見えてきている。よって、南北勾配の逆転の形がみられることから、波数 8 のロスビー波のエネルギーは飽和に達していることがわかる。

図 19 は、波数 8 のロスビー波砕波実験におけるエネルギーの時系列をあらわしている。擾乱場のエネルギー時系列は波数 8 の波で、その他の図の情報は、図 4 と同じである。これも、2 日くらいまでは粘性摩擦の影響でエネルギーは減少している。そして、8 日くらいからエネルギーは急激に増加するようになる。15 日くらいにエネルギーの増加はストップして、25 日くらいにエネルギーはピークに達する。25 日を過ぎると、エネルギーは少しずつ減少する傾向にある。帯状流のエネルギーは他の波数を増幅させたときと比べ振動が小さく、あまり擾乱場のエネルギーからは影響されていない。15 日から 30 日くらいで擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーの間で逆相関がみられているので、ロスビー波の砕波が起こっていると考えられる。しかしその後は、擾乱場のエネルギーは帯状流のエネルギーと比べ大きく差ができてしまい、ロスビー波は砕波して飽和している状態である。

図 20 は、波数 8 のロスビー波砕波実験における東西波数領域のエネルギースペクトルをあらわしている。図の情報は、図 5 と同じである。エネルギースペクトルは東西波数が増えると、減少する傾向にある。しかし、傾圧不安定で増幅された波数 8 の波は、エネルギースペクトルが卓越している。それと同時に、波数 8 の波からエネルギーが流れ、波数 16 の波も少しだが周辺の波数より卓越している。

図 21 は、波数 8 のロスビー波砕波実験における位相速度領域の 100 日平均のエネルギースペクトルをあらわしている。波数 8 は星のポイント、波数 16 はひし形のポイントであらわし、その他の図の情報は図 6 と同じである。増幅させた波数 8 の波は他の波数の波群から立ち上がっているが、波数 16 の波は波群からは立ち上がらなかった。ライنزスケールのときの位相速度はエネルギースペクトルがピークに達したときなので、大体 3×10^{-2} くらいであると推測することができる。

図 22 は、波数 8 のロスビー波砕波実験における位相速度領域の 10 日平均ごとのエネルギースペクトルをあらわしている。図の情報は、図 21 と同じである。初期値は、波数 6、5、4 のときと同じである。初期値からの 10 日平均の図から、粘性摩擦の影響でエネルギーは減少しているが、エネルギーの増幅ははじまっているので波数 8 の波は他の波数から立ち上がっている。10 日からの 10 日平均の図から、波数 8 の波のエネルギースペクトルは他の波数から大きく立ち上がった。また、波数 16 の波のエネルギースペクトルも立ち上がりはじめた。20 日からの 10 日平均の図から、波数 8 の波のエネルギースペクトルは他の波数の波に追いつかれはじめた。30 日以降からの 10 日平均の図から、波数 8 の波のエネルギースペクトルは他の波数の波に追いつかれはじめた。

4.2 全波数でのモデル実験

次に、ブロッキング形成について解析をおこなった。まず、全ての波数に傾圧不安定でエネルギーをくわえて、100 日間のロスビー波砕波実験をおこなう。さらに、0 日から 1000 日まで実験をおこない、ブロッキングが形成されるかを確かめる。そこでできたブロッキングについて解析をおこなった。

4.2.1 100 日間の全波数のロスビー波砕波実験

全ての波数にエネルギーをくわえていき、ロスビー波を砕波させる。そのとき、傾圧不安定の増幅率は 1.9 倍で実験をおこなった。

図 23 は、全波数でのロスビー波砕波実験をおこなった結果で、順圧高度場での天気図をあらわしている。左上の図は実験開始から 1 日後、右上の図は 16 日後、左下の図は 32 日後、右下の図は 68 日後の図である。波数 6 のときと同様に実験開始から 1 日後は、初期値にかなり近く、順圧高度はほとんど等心円状であることがわかる。右上の図から、16 日後は少しずつロスビー波に変化があらわれてきた。左下の図から、32 日後はジェットが高緯度から中緯度まで変化してきている。右下の図から、68 日後は中緯度地方あたりのジェットが大きく低緯度から高緯度まで変化している。極地方のジェットはあまり変化がない。よって特定の波数の波が卓越することがなかった。

図 24 は、全波数のロスビー波砕波実験における、100 日間のエネルギー時系列をあらわしている。図の情報は、図 4 と同じである。初期値から 2 日くらいまでは、粘性摩擦の影響でエネルギーは 10^4 のオーダーくらいまで減少していく。2 日を過ぎると、エネルギーが増加していき、30 日くらいでエネルギーの増加は止まりはじめる。40 日過ぎるとエネルギーはまた少しずつ増加していき、65 日くらいにエネルギーはピークに達した。その後、擾乱場と帯状流は逆相関の関係がみられる。擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーは、40 日くらいで逆転している。

図 25 は、全波数のロスビー波砕波実験における東西波数領域でのエネルギースペクトルをあらわしている。図の情報は、図 5 と同じである。東西波数が大きくなるとエネルギースペクトルは減少する傾向にある。しかし、波数が 5 あたりのエネルギースペクトルはわずかだが卓越している。

図 26 は、全波数のロスビー波砕波実験における位相速度領域での 100 日平均のエネルギースペクトルをあらわしている。図の情報は図 6 と全て一緒である。全波数にエネルギーをくわえているので立ち上がる波数の波はなかった。エネルギースペクトルのピークは 10^5 くらいのオーダーで、最小値は 10^1 くらいのオーダーであった。

図 27 は、全波数のロスビー波砕波実験における位相速度領域での 10 日平均ごとのエネルギースペクトルである。図の情報は図 26 と同じである。どの図からも立ち上がる波数の波は見られなかった。初期値から 10 日平均の図から、粘性摩擦

でエネルギースペクトルは減少している。10 日からの 10 日平均の図から、エネルギースペクトルの強さは前節のエネルギースペクトルと比べ、最小値は 10^{-3} のオーダー以下まで下がらなかった。エネルギーの増加が止まった 30 日以降からの 10 日平均から、エネルギースペクトルのピークと最小値はほとんど変化がみられなかった。

4.2.2 観測値でのエネルギースペクトル解析

ロスビー波砕波実験でおこなったエネルギースペクトル解析を観測値のデータをつかいおこなった。ここで、観測値として NCEP のデータを使用した。NCEP のスペクトルのフィルターは全波数 30 である。

図 28 は、NCEP のデータでの東西波数領域のエネルギースペクトルをあらわしている。エネルギースペクトルは東西波数が大きくなると減少していき、図 25 と似たような図でなっている。つまり、全波数に傾圧不安定をくわえた東西波数領域でのエネルギースペクトルは、特定の波数に傾圧不安定でエネルギーをくわえたときより現実大気での観測値に近づいていることがわかる。

図 29 は、NCEP のデータでの位相速度領域のエネルギースペクトルをあらわしている。この図も、今までおこなってきた位相速度領域でのエネルギースペクトル図を比べると、特定の波数にエネルギーをくわえたときより、全波数にエネルギーをくわえたときの図のほうが近くなっている。つまり、全波数にエネルギーをくわえると現実大気に近くなってくることがわかる。

4.2.3 1000 日間での全波数のモデル実験

次に、100 日間でおこなっていた全波数でのロスビー波砕波実験の期間を 1000 日間までのばして、その期間にブロッキングができるかをどうかを調べた。

図 30 は、全波数にエネルギーをくわえたロスビー波砕波実験の 100 日ごとのエネルギー時系列をあらわした。一番目の図は、0 日から 100 日をあらわしている。0 日から 100 日は図 24 と全く同じで、2 日くらいからエネルギーは 10^4 くらいのオーダーから増加していき、30 日くらいに 10^6 のオーダーに達した。その後、擾乱場のエネルギーと帯状流のエネルギーが逆転して、お互いが逆相関の関係でエネルギーは増減している。2 番目の図は 100 日から 200 日をあらわしている。全体的に帯状流のエネルギーは減少傾向にある。110 日あたりで、前の図から続いていた逆相関がみられなくなった。160 日あたりで、帯状流のエネルギーは 10^5 のオーダーまで減少している。170 日を過ぎると帯状流のエネルギーは、今までより大きく増減を繰り返している。擾乱場のほうは、帯状流ほど減少はしていなく、増減する間隔も大きくなっている (増減の位相が大きい)。3 番目の図は、200 日から 300 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、215 日を過ぎたあたりから急激に減少していった。エネルギーは 222 日に 10^3 のオーダーで最小のピークに達し

た。230 日あたりには 10^5 のオーダーまで回復してきた。その後、エネルギーは増減を繰り返しながら 10^5 のオーダーを維持して来る。擾乱場は、 10^6 のオーダーで大きい位相で増減を繰り返している。4 番目の図は、300 日から 400 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、全体的にわずかな増加傾向がみられ、400 日あたりになると、 10^6 のオーダーまで近づいていった。さらに、前の 100 日と比べ大きなエネルギーの増減が見られなくなった。擾乱場のエネルギーは、350 日くらいまではほとんど増減が見られないが、350 日過ぎるとエネルギーは減少する傾向がみられる。375 日から 385 日の間、帯状流のエネルギーと擾乱場のエネルギーはほとんど同じくらいまで達している。5 番目の図は、400 日から 500 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、前の 100 日とは逆で、わずかな減少傾向にある。エネルギーの大きな増減もみられない。擾乱場のエネルギーも、 10^6 のオーダーであまり増減がみられない。6 番目の図は、500 日から 600 日をあらわしている。530 日まで、帯状流のエネルギーは、前の図から引き続いて減少傾向がみられる。530 日を過ぎると、エネルギーの増減が大きくなっていき、減少傾向が止まる。しかし、580 日過ぎあたりから、増減が小さくなり、また増加傾向がみられる。擾乱場のエネルギーは、510 日に最小となり、その後は 10^6 のオーダーまで回復している。7 番目の図は、600 日から 700 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、630 日まで少しずつ減少していき、630 日を過ぎると少しずつ増加している。その間、エネルギーは小さな増減を繰り返している。擾乱場のエネルギーは、665 日くらいまで少しずつ増加していき、665 日を過ぎると少しずつ減少している。その間、エネルギーの増減の振動はほとんどみられない。8 番目の図は、700 日から 800 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、全体的にほとんど増減がみられない。擾乱場のエネルギーは、745 日まではずかな減少がみられ、745 日に帯状流のエネルギーに逆転されている。745 日を過ぎると、わずかな増加がみられ、帯状流のエネルギーを再逆転している。9 番目の図は、800 日から 900 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、全体的に少しずつ減少している。880 日を過ぎると、エネルギーの増減がみられはじめる。擾乱場のエネルギーのピークは、810 日あたりあり、その後 855 日くらいまではわずかに減少している。855 日を過ぎるとほとんど変化はみられない。最後の図は、900 日から 1000 日をあらわしている。帯状流のエネルギーは、かなり大きな増減がみられる。906 日、920 日、946 日、950 日くらいにエネルギーは最小となり、917 日、962 日、967 日くらいでピークに達する。そして、最小と最大は、1 桁くらいの差がみられる。擾乱場のエネルギーは、950 日くらいから 965 日くらいまでの間、ピークに達する。0 日から 1000 日まで見ると、擾乱場のエネルギーは約 1×10^6 でほとんど変動がみられない。帯状流のエネルギーは、擾乱場と違い 10^6 から 10^4 までの大きな変動がみられる。まとめると、帯状流のエネルギーが小さいときはエネルギーの増減が大きくみられ、逆に帯状流のエネルギーが大きいときはエネルギーの増減は小さく安定していることがわかる。よって、帯状流のエネルギーは多重平衡解になっていると考えられる。

図 31 は、全波数にエネルギーをくわえたロスビー波碎波実験の 100 日ごとの位

相速度領域のエネルギースペクトルをあらわした。図の情報は図 6 と同じであるが、さらに帯状流のエネルギーくわえている。帯状流のエネルギーは、黒のポイントであらわしている。初期値は他の位相速度領域におけるエネルギースペクトルの図を全く同じである。帯状流のエネルギーは初期値の時点で高い位相速度領域でエネルギースペクトルが増加している。初期値から 100 日平均の図は、帯状流のエネルギー以外は図 26 と全く同じである。帯状流のエネルギーは擾乱場のエネルギーに沿って増加していく傾向がみえる。最終的には擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えて増加している。100 日から 100 日平均の図から、一つ前の図とくらべ帯状流のエネルギーの増加は若干小さくなっている。この範囲の時系列からみても帯状流のエネルギーが擾乱場のエネルギーとくらべ減少しているので、帯状流のエネルギーの増加が小さくなっているのは妥当であるといえる。帯状流のエネルギーの大きな減少がみられた 200 日からの 100 日平均の図から、帯状流のエネルギーは約 4×10^{-2} の位相速度領域で擾乱場のエネルギースペクトルピークを超えるが、それより大きい領域では越えることはなかった。帯状流のエネルギーが安定して増加してきた 300 日からの 100 日平均の図から、大きい位相速度領域で帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のスペクトルピークを越えて増加している。帯状流に大きな増減がみられなかった 400 日からの 100 日平均から、大きい位相速度領域で一つ前の図と同様に帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のスペクトルピークを越えて増加している。再び帯状流のエネルギーの増減がみられてきた 500 日からの 100 日平均から、帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えて増加することはなかった。500 日からの 100 日平均の図と同様に帯状流のエネルギーの増減がみられた 600 日からの 100 日平均の図からも、帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えて増加することはなかった。再び帯状流のエネルギーが安定してきた 700 日、800 日からの 100 日平均の図から、大きい位相速度領域で帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のスペクトルピークを越えて増加している。帯状流のエネルギーの増減がみられてきた 900 日からの 100 日平均から、帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えて増加することはなかった。帯状流のエネルギーが大きく安定しているとき大きい位相速度領域で帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のスペクトルピークを越えて増加していて、逆に帯状流のエネルギーが小さいとき帯状流のエネルギースペクトルは擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えることはなかった。

4.3 ブロッキング形成実験

ここでは、ブロッキングの解析をおこなう。1000 日間での全波数のモデル実験で、帯状流のエネルギーは擾乱場のエネルギーと比べ増減が激しい。そこで、1000 日間での全波数のモデル実験の結果から、帯状流のエネルギーが特に小さくなったときと大きくなったときの 2 つの事例について解析をおこなった。

4.3.1 帯状流のエネルギーが低いときの解析

1000 日間での全波数のモデル実験のエネルギー時系列から、帯状流のエネルギーが低い、221 日周辺と 924 日周辺について解析をおこなった。

図 32 は、217 日から 224 日まで順圧高度場の天気図である。図は左上から 1 日ごとにあらわしている。222 日は、日本から北極海にかけて強い高気圧が存在している。また、西アジア、中東からロシアにかけて強い低気圧が存在している。他の地域でも高低気圧はできているがそれほど大きくはない。222 日より前の図から日本から北極海にかけてある高気圧は、アメリカの西海岸あたりの高気圧が発達して、移動してきて日本付近に到達した。その後の図から、高気圧は勢力を弱めながら西へ移送されている。222 日より前の図から西アジア、中東からロシアにかけての強い低気圧は、北極からの極渦が中高緯度まで下りてきてできている。その後は、中低緯度まで下りてきている。ジェットは完全に崩れてしまいみつめることができず、全体が乱流化され現実の天気図とは程遠い結果となった。

図 33 は、位相速度領域での 217 日から 10 日平均と 219 日から 5 日平均のエネルギースペクトルをあらわしている。この図では、図 6 と同様の情報に波数 0 (帯状流) のエネルギースペクトルの情報をくわえている。10 日平均の図から、波数 0 のエネルギーは高い位相速度領域で小さくなり始めている。さらに、平均する期間を狭めた 5 日平均の図から、波数 0 のエネルギーは高い位相速度領域で 10 日平均に比べかなり小さくなっている。よって、擾乱場のエネルギーが強く現われて、天気図全体が乱流化したのがわかる。

図 34 は、920 日から 927 日までの順圧高度場の天気図である。925 日の天気図から、アメリカ東海岸で強い高気圧の存在がみられる。また、シベリアあたりにも小さいが強い高気圧の存在がみられる。さらに、北極からアメリカのハワイまで南北に長く強い低気圧の存在がみられる。アメリカ東海岸の高気圧は、921 日あたりに大西洋で発生し、それが移動してきている。その後は、ほとんど移動することがなく消滅した。シベリアの高気圧は、920 日にシベリアにあった高気圧が、2 日後に日本付近で分裂して、その片方が残って形成された。北極からハワイまでの低気圧は、極渦が中緯度まで下りてきている。その後、分裂して、片方は極に戻り、もう片方はハワイあたりに留まっている。ここでも、ジェットは見つけることができなく、全体が乱流化されている。

図 35 は、位相速度領域での 920 日からの 10 日平均と 922 日からの 5 日平均のエ

エネルギー Spektral をあらわしている。図の情報は、図 33 と同じである。10 日平均の図も平均する期間を狭めた 5 日平均の図もほとんど変化がみられない。しかし、ともに波数 0 の帯状流のエネルギーは、位相速度が大きくなる領域で擾乱場のエネルギーより下がっている。よって、これも擾乱場のエネルギーが強くなり天気図全体が乱流化された。

4.3.2 帯状流のエネルギーが高いときの解析

1000 日間での全波数のモデル実験のエネルギー時系列から、帯状流のエネルギーが高い、384 日周辺と 740 日周辺について解析をおこなった。

図 36 は、380 日から 387 日までの順圧高度場の天気図である。ジェットは、中緯度と高緯度にみることができ、ともに波数が 4 から 5 くらいである。385 日の天気図から、ハドソン湾からバフィン湾あたりにブロッキング高気圧ができています。380 日からジェットの蛇行がはじまり、383 日ごろに南北勾配が逆転しはじめています。そして、384 日にはブロッキングが形成されている。その後ブロッキング高気圧はカナダ北部でほとんど留まっている。このブロッキングは現実的なブロッキングに近いものであるといえる。

図 37 は、位相速度領域での 380 日からの 10 日平均と 382 日からの 5 日平均のエネルギー Spektral をあらわしている。図の情報は、図 33 と同じである。10 日平均の図も 5 日平均の図もほとんど変化がみられない。ともに、帯状流のエネルギーは位相速度領域が 10^{-2} までは擾乱場の波数と同時に増加する傾向がある。しかし、それを越えると減少傾向にある。 10^{-1} 以上になると、エネルギーの Spektral ピークを越えて増加している。

図 38 は、736 日から 743 日までの順圧高度場の天気図である。図 36 と同じで波数が 4 から 5 くらいのジェットが中高緯度に存在している。738 日あたりから北太平洋でロスビー波の蛇行がはじまっていき、翌日にロスビー波の南北勾配の逆転がみられはじめた。そして、740 日にアリューシャン列島あたりに強いブロッキング高気圧が発生している。このブロッキングも現実的なブロッキングに近いものであるといえる。

図 39 は、位相速度領域での 736 日からの 10 日平均と 738 日からの 5 日平均のエネルギー Spektral をあらわしている。図の情報は、図 33 と同じである。10 日平均の図も 5 日平均の図もほとんど変化がみられない。結果は図 36 とほとんど同じである。位相速度領域が 10^{-1} を越えると、エネルギーは Spektral ピークを越えて増加している。

5 まとめ

本研究での目的は、順圧 B-モデルを用いて、ロスビー波の碎波からブロッキングの形成までの一連のプロセスをシミュレートし、解析をすることである。本研究で用いた順圧 B-モデルは、拡散過程、傾圧不安定、地形強制、帯状地表ストレス (摩擦)、エクマンポンピングの物理過程から、地形強制を除いた簡単なモデルである。

ロスビー波碎波実験では、傾圧不安定でロスビー波にエネルギーをくわえていき、Garcia (1991) で示されたポテンシャル渦度の逆転するように、ロスビー波を碎波させて実験をおこなった。その結果、どの波数にエネルギーをくわえてもロスビー波の碎波をみることができた。しかし、波数 6 にエネルギーをくわえたときが一番明瞭にロスビー波の碎波をみることができた。エネルギーの時系列の図から、Tanaka and Watarai (1999) でしめされた増幅した擾乱場のエネルギーが帯状流のエネルギーに匹敵したときにロスビー波は飽和することが、このモデル実験からも明らかであることがわかった。また、エネルギースペクトル解析から、傾圧不安定でエネルギーを増幅させた波数は他の擾乱場の波数から立ち上がっているのがわかる。しかし、ロスビー波の碎波が明瞭にみることができなかった波数 4 は明瞭にみえた波数 6、8 と比べエネルギースペクトルのピークが小さく、またラインズスケールにエネルギーが溜まらなかったと考えられる。

次に、全波数に傾圧不安定でエネルギーをくわえていきロスビー波を碎波実験をおこなった。エネルギースペクトル解析や順圧高度場の天気図から、各々の波数にエネルギーをくわえたときと比べ、現実大気に近くなっているのがわかった。全波数にエネルギーをくわえていくと、ロスビー波は特定の波数が現れるのではなく、様々なふるまいをみせることがわかった。さらに、この実験を 1000 日までのばし再び解析をおこなった。すると、エネルギー時系列で帯状流のエネルギーは特に大きな増減がみられ、帯状流のエネルギーのふるまいによって天気図に大きな影響をあたえている。帯状流のエネルギーが小さく、増減が激しいとき、帯状流のエネルギースペクトルは高い位相速度領域で擾乱場のエネルギースペクトルピークに達していなかったが、帯状流のエネルギーが大きく、安定しているとき、帯状流のエネルギースペクトルは高い位相速度領域で擾乱場のエネルギースペクトルピークを越えて増加していった。よって、帯状流のエネルギーは多重平衡解になっていることが考えられる。また、天気図からは、様々なところに高気圧や低気圧が発生して、ジェットを大きく乱したり、崩されたりしていた。これは、傾圧不安定が強かったからであると考えられる。

最後に、1000 日のモデル実験から、帯状流のエネルギーが特に小さいときと特に大きいときを取りだして、ブロッキングの形成についての解析をおこなった。その結果、エネルギーが小さいときは、次から次へと高気圧と低気圧が発生して、ジェットが完全に崩れてしまいどこにあるかわからなくなってしまい、天気図全体が乱流化している。しかし、強い高気圧が存在しているのがわかる。エネルギー

時系列から、このときは擾乱場のエネルギーが強く、帯状流のエネルギーが非常に弱い状態であるため、強い擾乱場が天気図上に現れている。位相速度領域の図からも、帯状流のエネルギースペクトルは高い位相速度領域で減少している。

また、帯状流のエネルギーが大きいときは、高気圧と低気圧があまり発生しなくなっていて、中高緯度でジェットが維持されている。また、ジェットに大きな乱れもなく現実的な天気図に近くなった。ブロッキングも現実的なものができている。位相速度領域での帯状流のエネルギースペクトルは、帯状流のエネルギーが小さいときと比べ、高い位相速度領域でスペクトルピークを越えて増加している。よって、ラインズスケールで大気にエネルギーが蓄積されているのがわかる。よって、帯状流のエネルギーが高いとき、1000日のモデル実験から Tanaka and Terasaki (2006) のブロッキング形成理論によるエネルギーが蓄積してブロッキングの形成されることがこのモデル実験からでも明らかであることがわかった。また、現実的なブロッキングは地衡風乱流になりかけのときに発生すると考えられる。

この結果は、Tanaka and Terasaki (2006) のブロッキング形成理論や Tanaka and Watarai (1999) のロスビー波砕波研究での理論の正当性を確かめるものであった。しかし、本研究で使用したモデルは、地形強制を除いたモデルである。そのため、地形強制についても考える必要がある。よって、現実大気との対応についてブロッキングの形成には課題として残されている。また、ブロッキングにはまだまだ多くの疑問が残されており、その解明も大きな課題であると言える。

6 謝辞

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。本研究のテーマ設定から進行まで、終始適切なご指導をして頂きました。また、本論文を書くにあたり、多くの論文を参考にさせていただきました。

同大学生命環境科学研究科の寺崎康児氏をはじめとする多くの大学院生の方々。気候学・気象学分野の大循環ゼミでは、論文の内容に関して非常に貴重なアドバイスをいただきました。また、論文の書き方などについて、論文の内容以外にも多くのアドバイスをいただいたり、過去の論文などを参考にさせていただきました。

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、上野健一准教授、植田宏昭講師、日下博幸講師。卒業研究の方針発表、中間ポスター発表、最終発表の場で貴重なご助言を頂きました。

共に卒業研究の作業を進めた自然学類の4年生の皆様、自然学類の3年生の皆様。発表の場などで、様々な鋭い質問をして頂きました。

本論文は以上の皆様のご協力により完成することができました。本当にありがとうございました。

なお、本研究の図は、Grid Analysis and Display System (GrADS; Doty and Kinter 1992) と The GMT System (Wessel and Smith, 1991) にて作図しました。

参考文献

- [1] Garcia, R.R., 1991: Parameterization of planetary wave breaking in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1405-1419.
- [2] Tanaka H.L. 1999 : Numerical simulation of a life-cycle of atmospheric blocking and the analysis of potential vorticity using a simple barotropic model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 983–1008.
- [3] Tanaka, H.L., and K. Terasaki, 2006: Blocking formation by an accumulation of barotropic energy exceeding the Rossby wave saturation level at the spherical Rhines scale. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 319-332.
- [4] Tanaka, H.L., and Y. Watarai, 1999: A numerical experiment of breaking Rossby waves in the barotropic atmosphere with parameterized baroclinic instability. *Tellus*, **51A**, 552–573.
- [5] 井尾展悠, 2007: Rhines スケールでのエネルギーの蓄積によるブロッキングの数値再現実験. 平成 18 年度筑波大学修士論文
- [6] 寺崎康児, 2004: ブロッキング発生に伴うスペクトルエネルギー収支の解析. 平成 15 年度筑波大学卒業論文
- [7] 渡来靖, 1998: 順圧スペクトルモデルによるロスビー波砕波の研究. 平成 9 年度筑波大学卒業論文

500 hPa Geopotential height (m)

2007 12 02 12Z

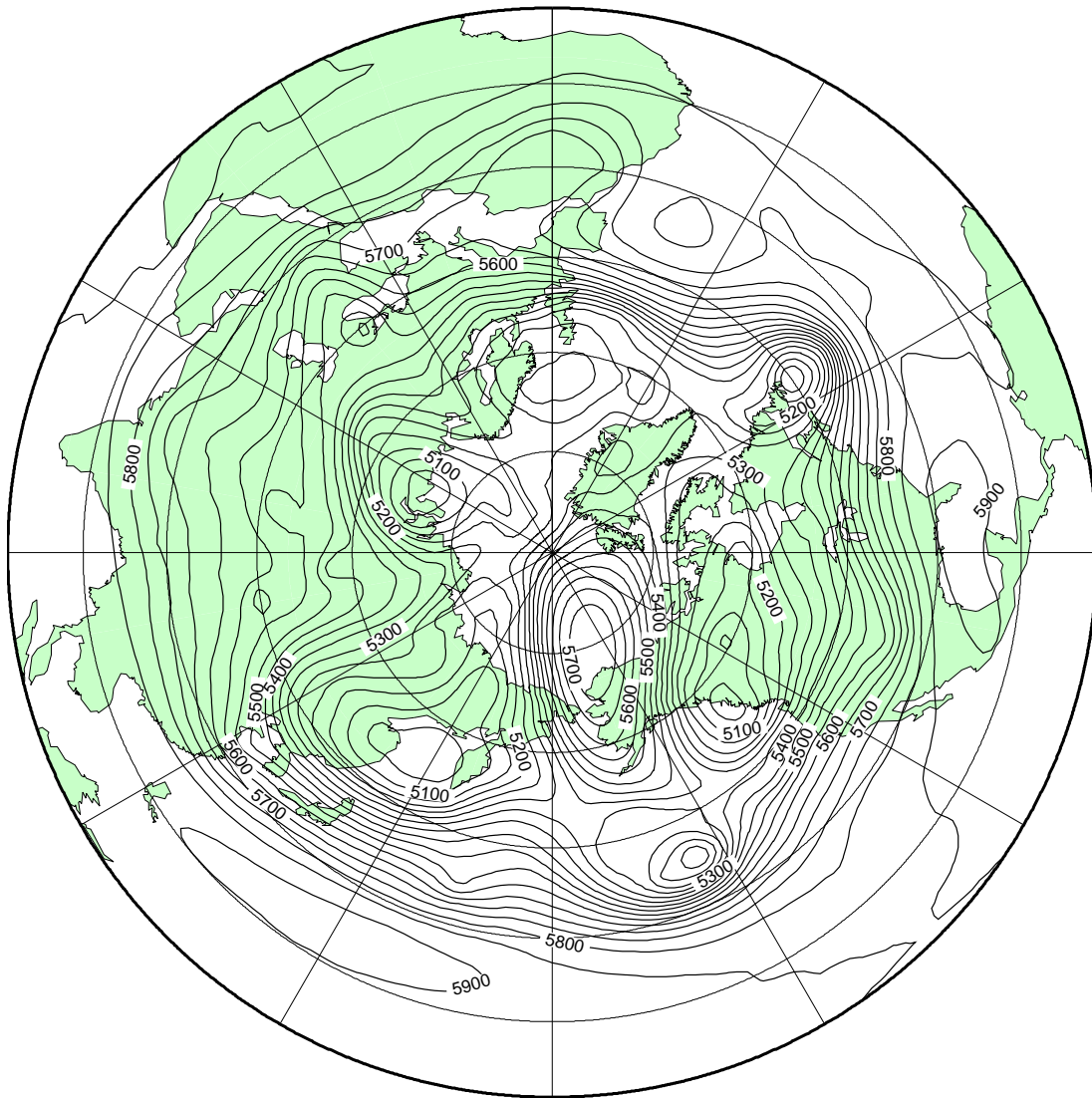


図 1: ブロッキング高気圧の例

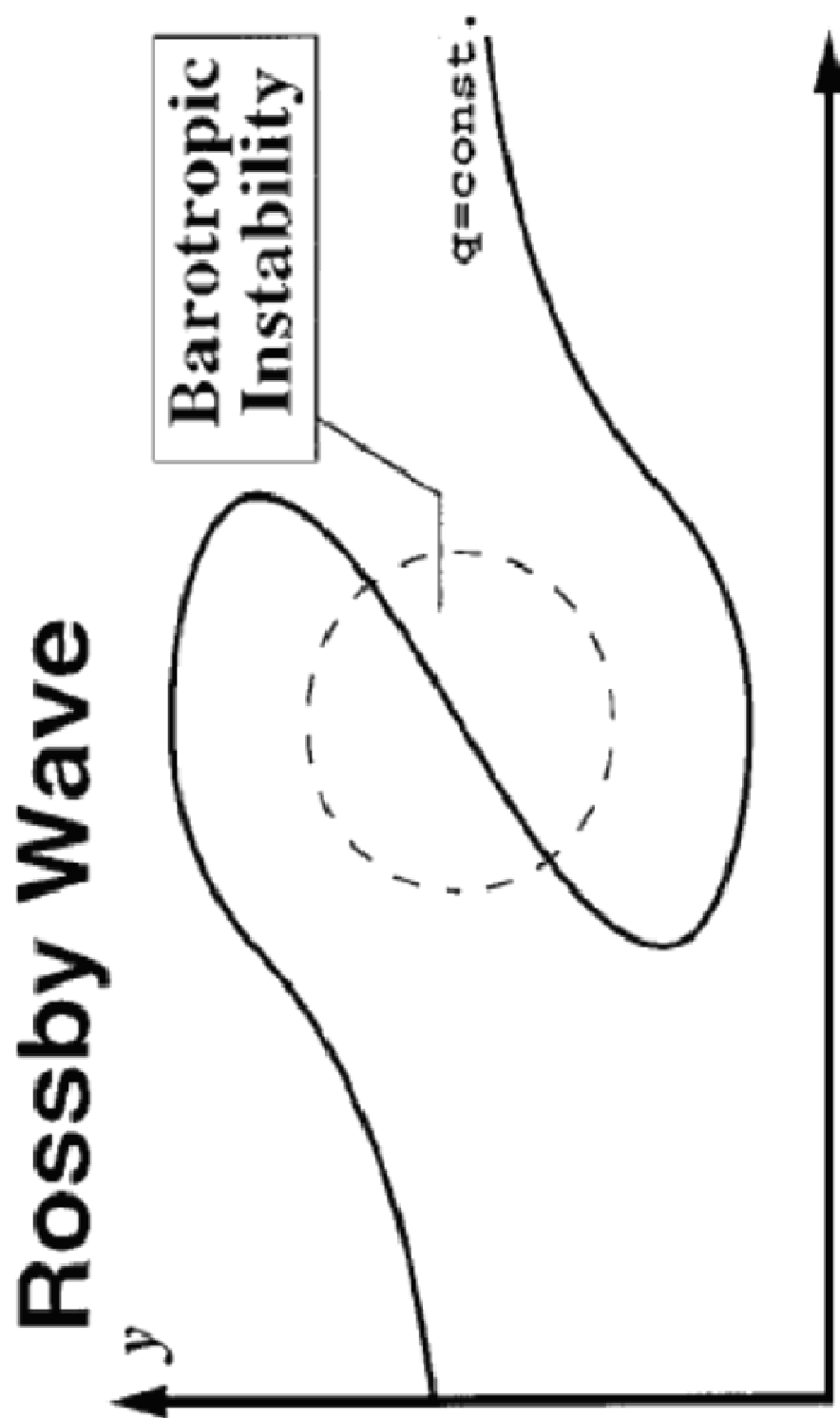
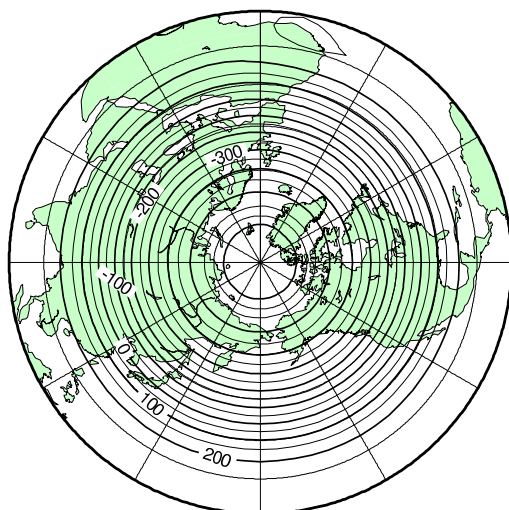


図 2: ロスビー波碎波の模式図

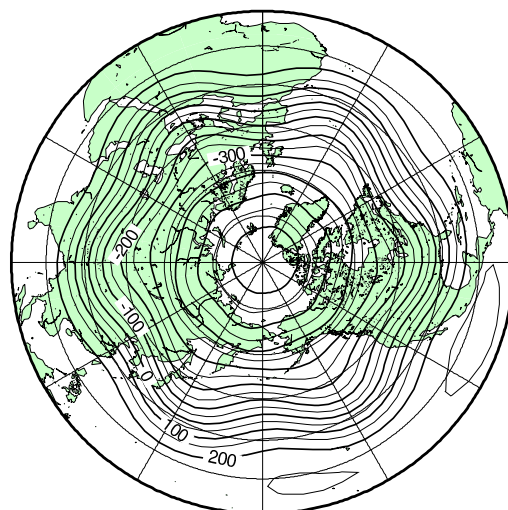
Barotropic Height

Barotropic B-Model , Wavenumber 6

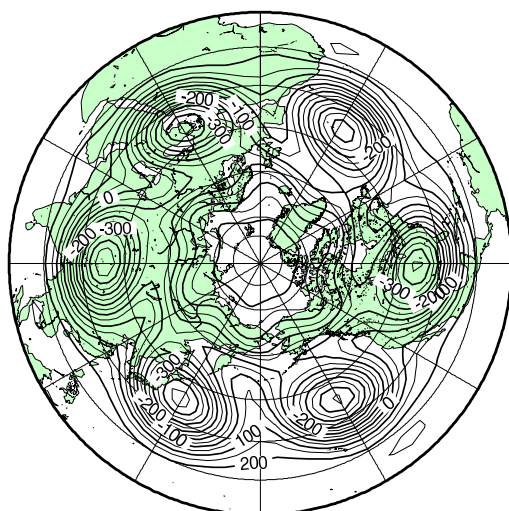
Day 1



Day 22



Day 31



Day 33

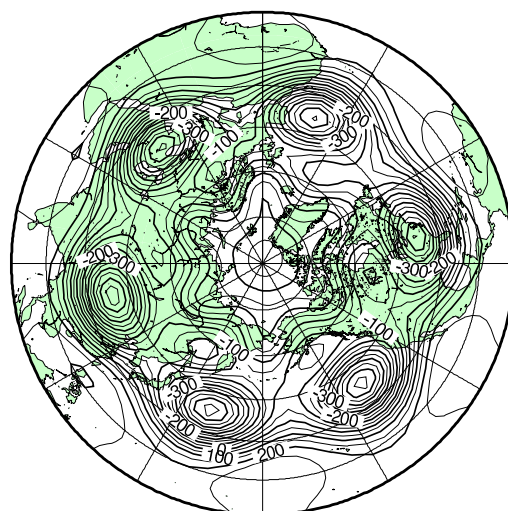


図 3: 順圧高度場での波数 6 のロスビー波とその碎波

Barotropic Model

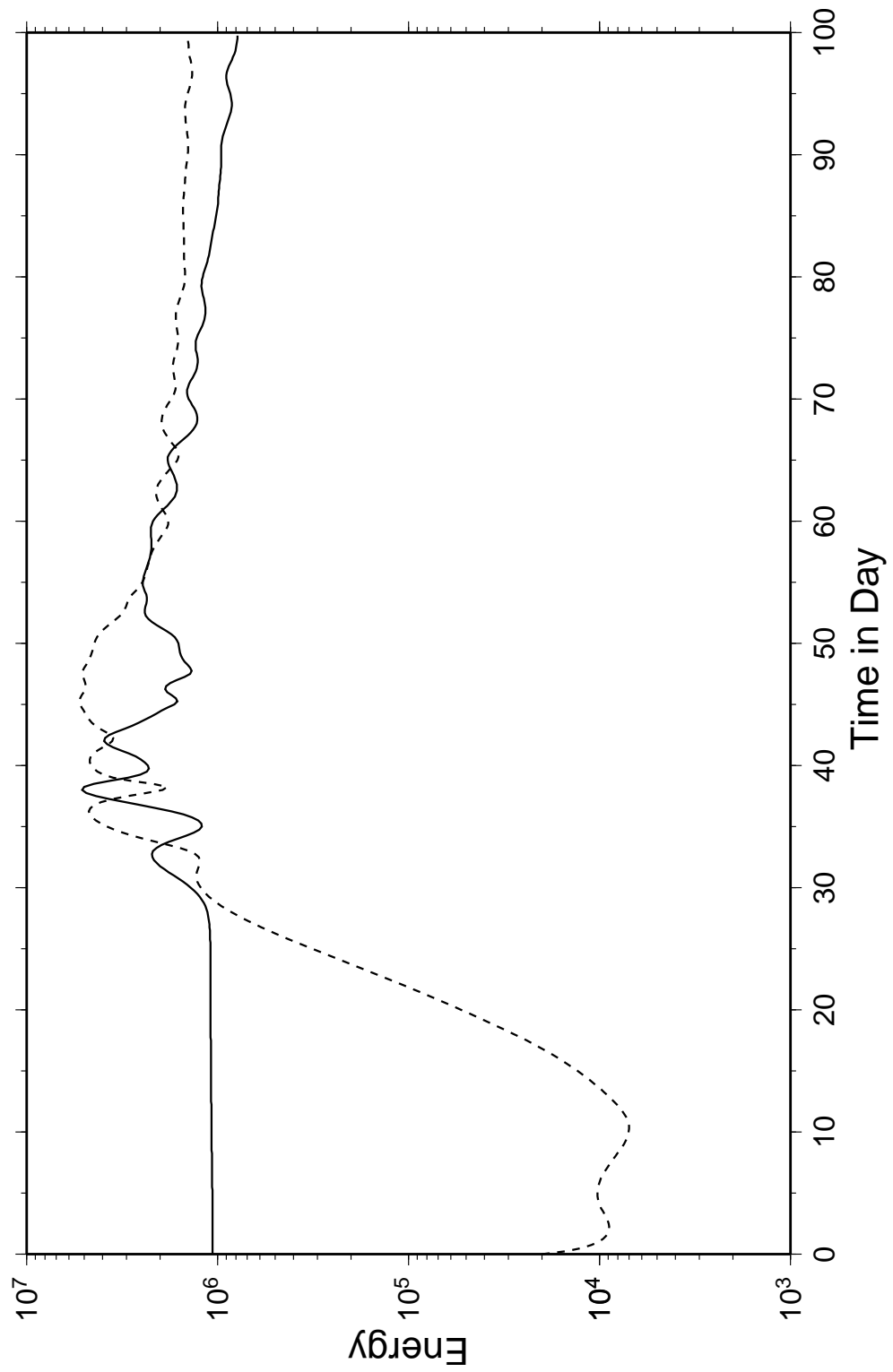


図 4: 波数 6 のロスビー波におけるエネルギー時系列

Global Total Energy

B-Model Wave-6 Run

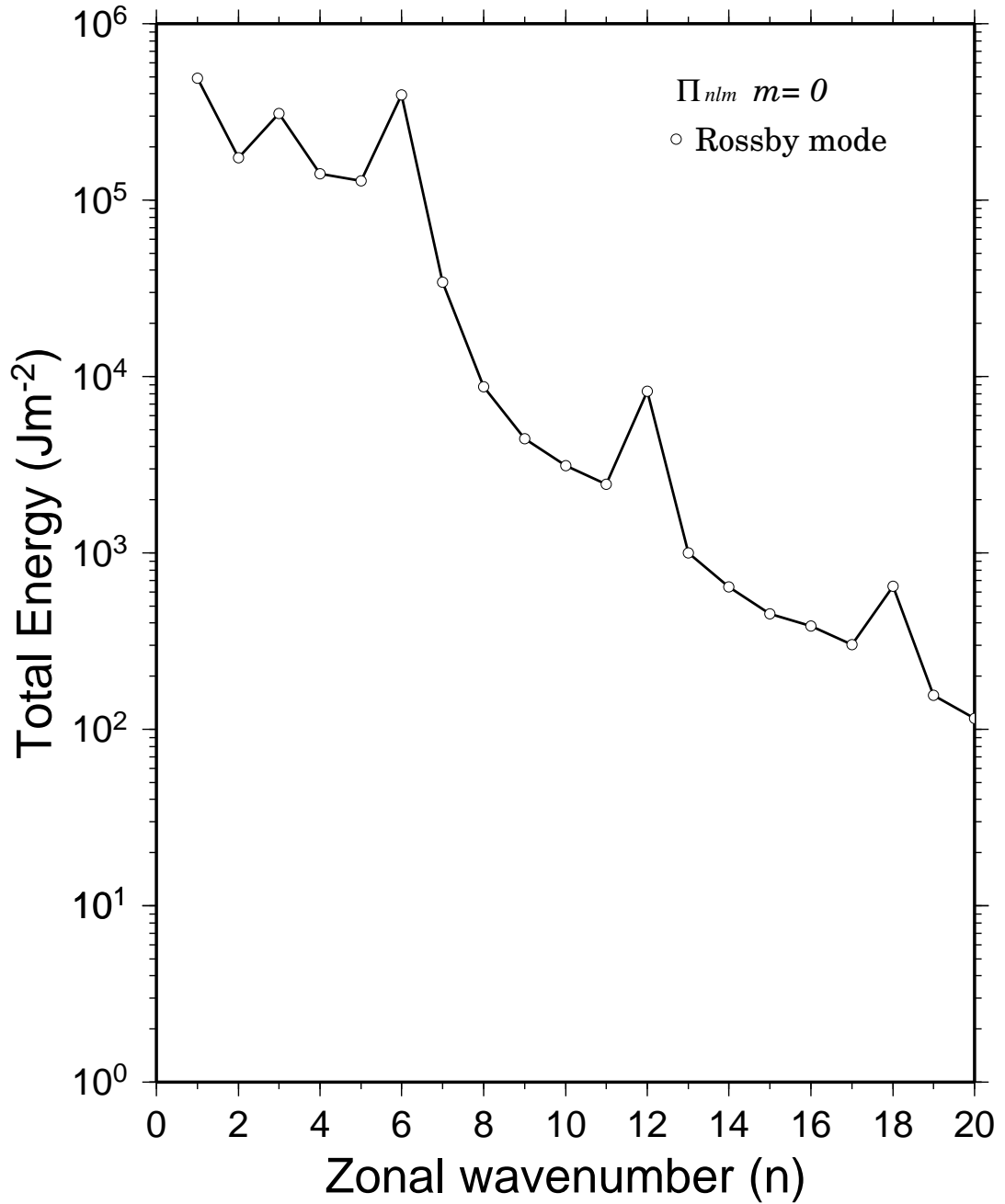


図 5: 波数 6 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

Wave-6 Run

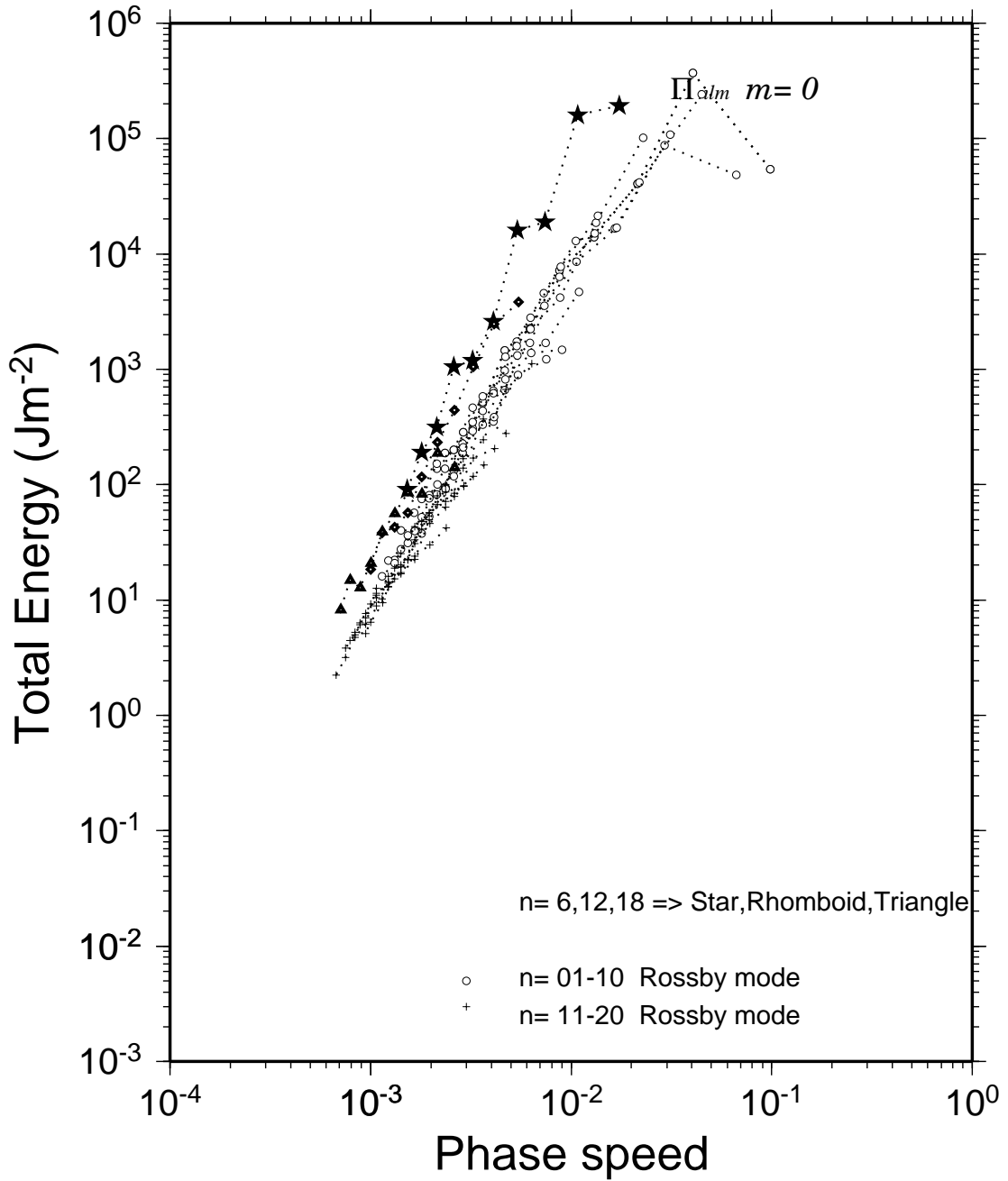
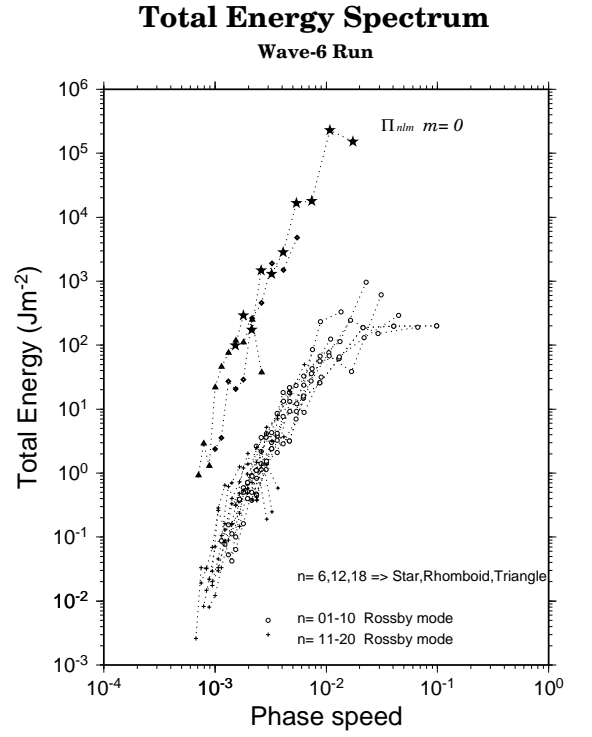
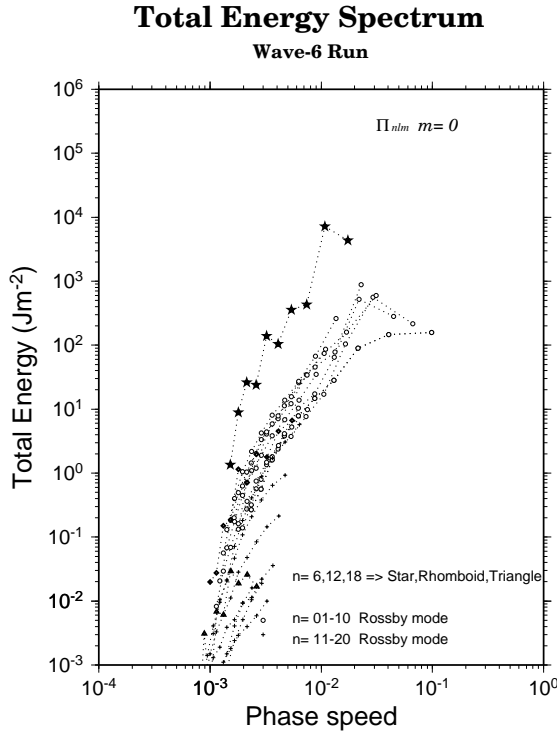
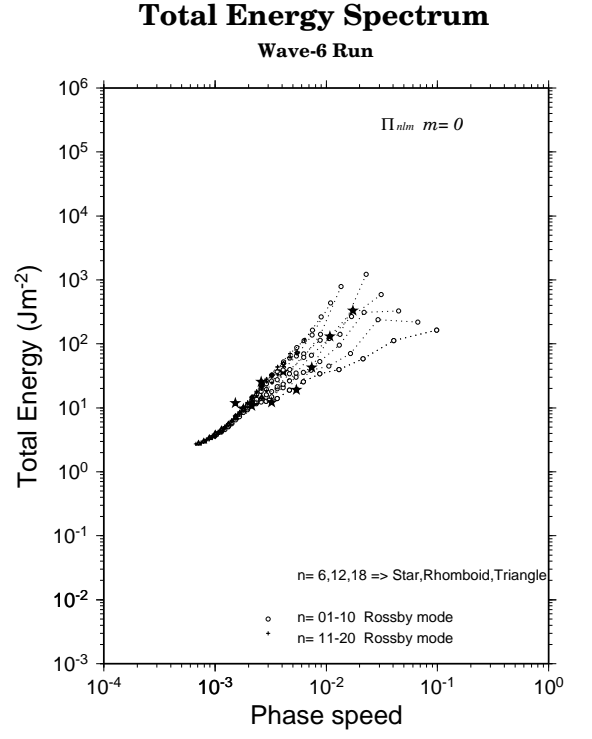
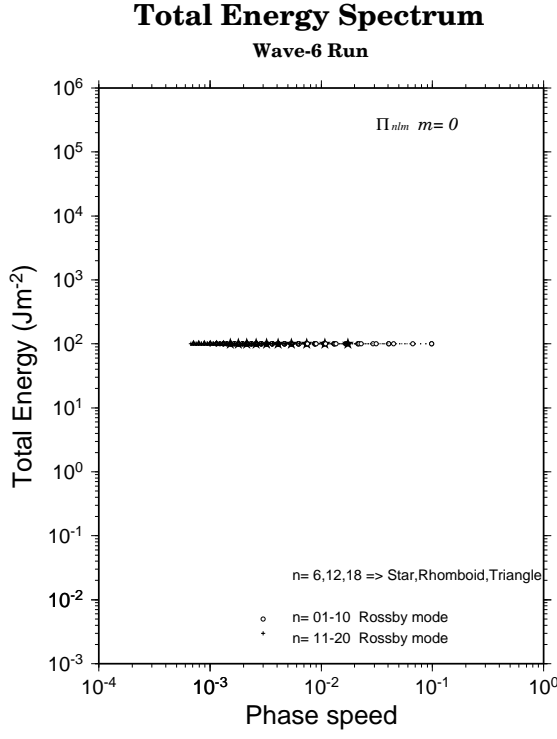
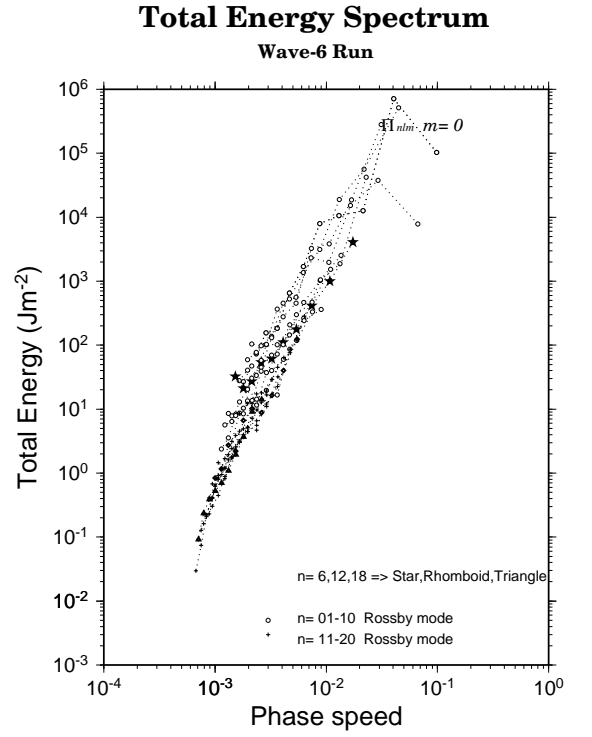
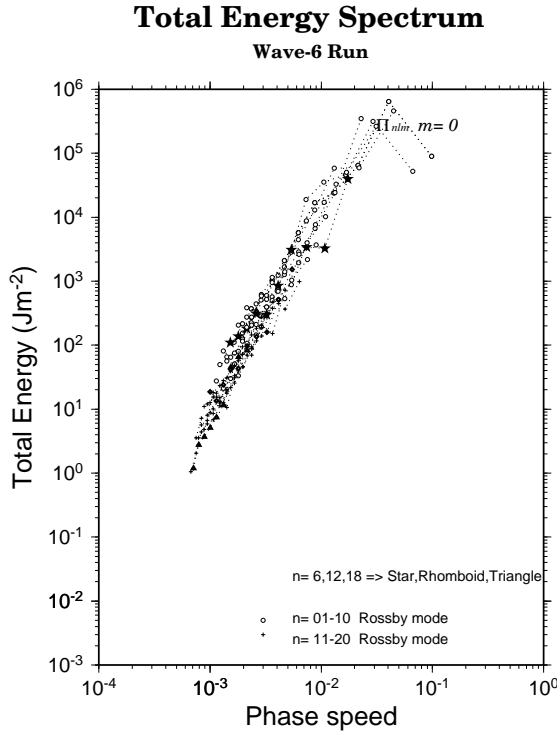
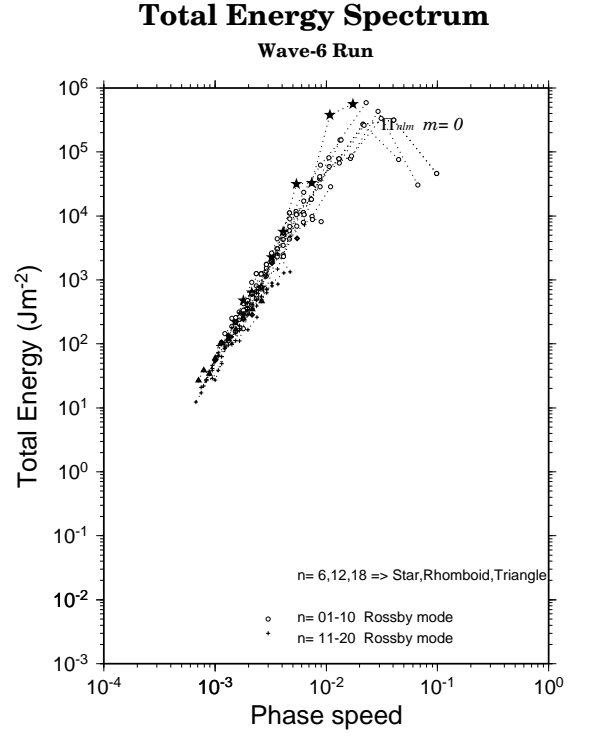
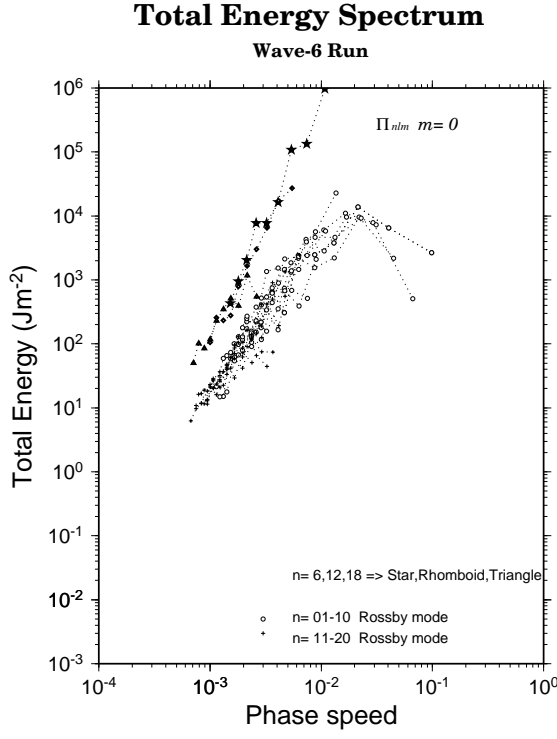


図 6: 波数 6 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエネルギー・スペクトル





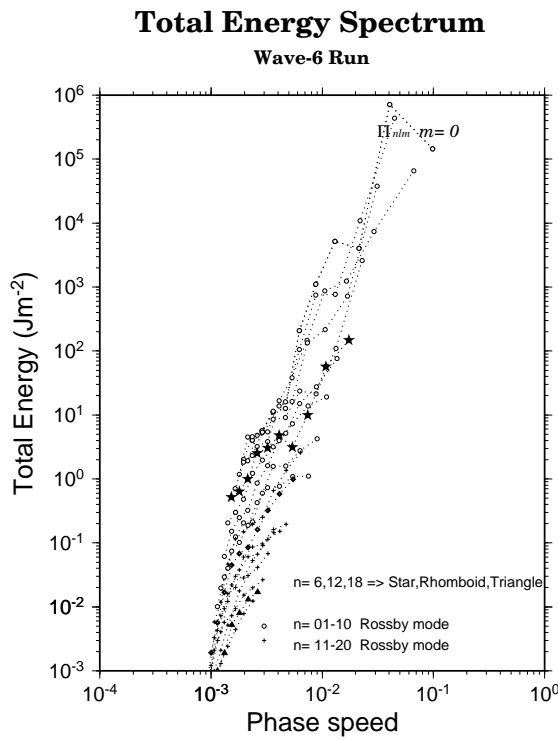
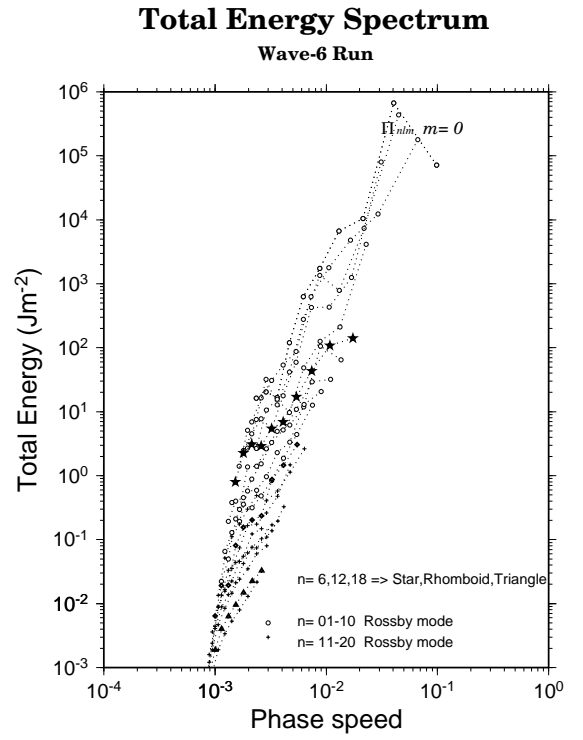
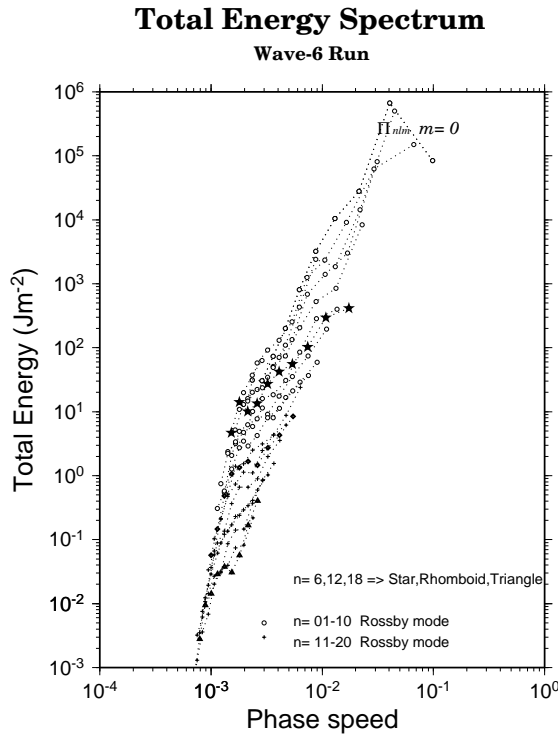
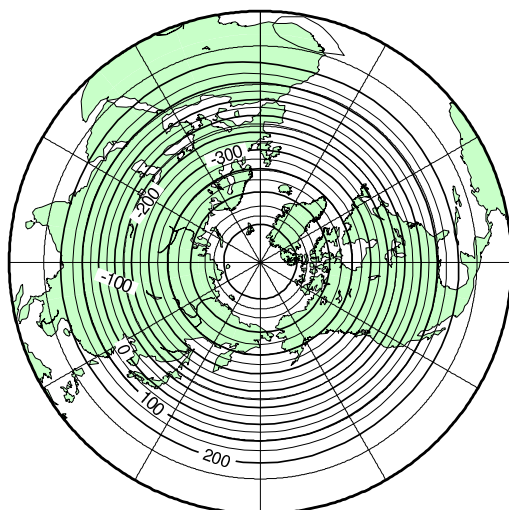


図 7: 波数 6 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

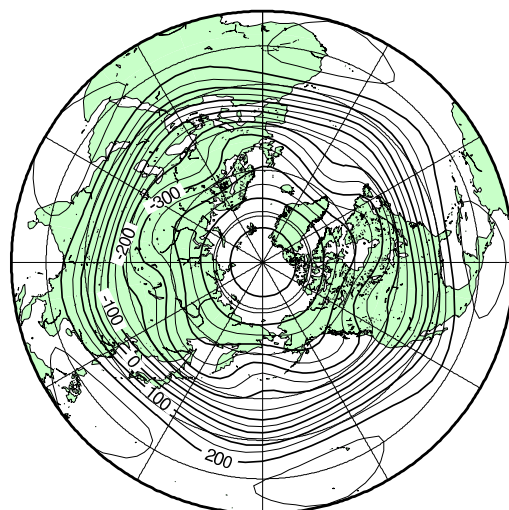
Barotropic Height

Barotropic B-Model , Wavenumber 5

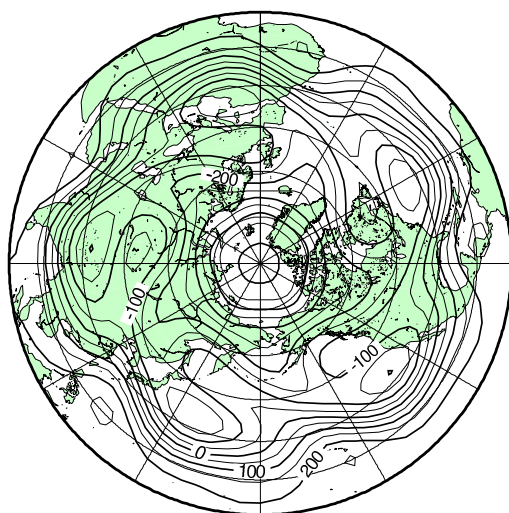
Day 1



Day 28



Day 47



Day 68

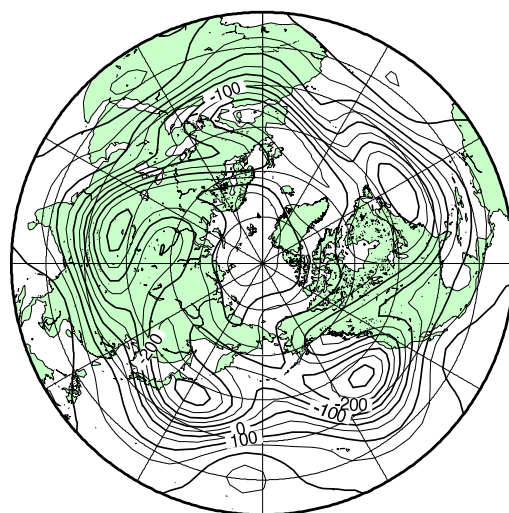


図 8: 順圧高度場での波数 5 のロスビー波とその碎波

Barotropic Model

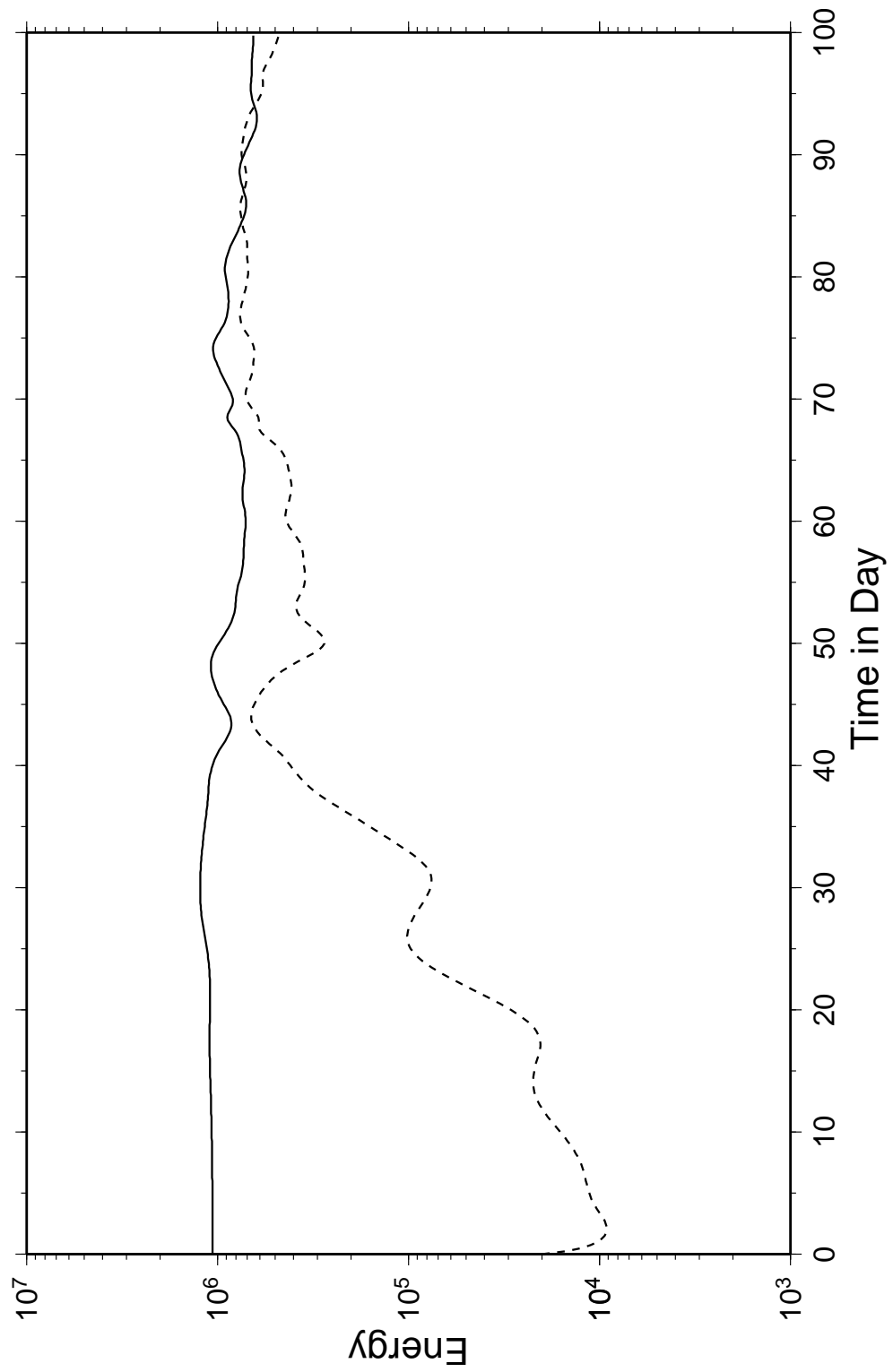


図 9: 波数 5 のロスビー波におけるエネルギー時系列

Global Total Energy

B-Model Wave-5 Run

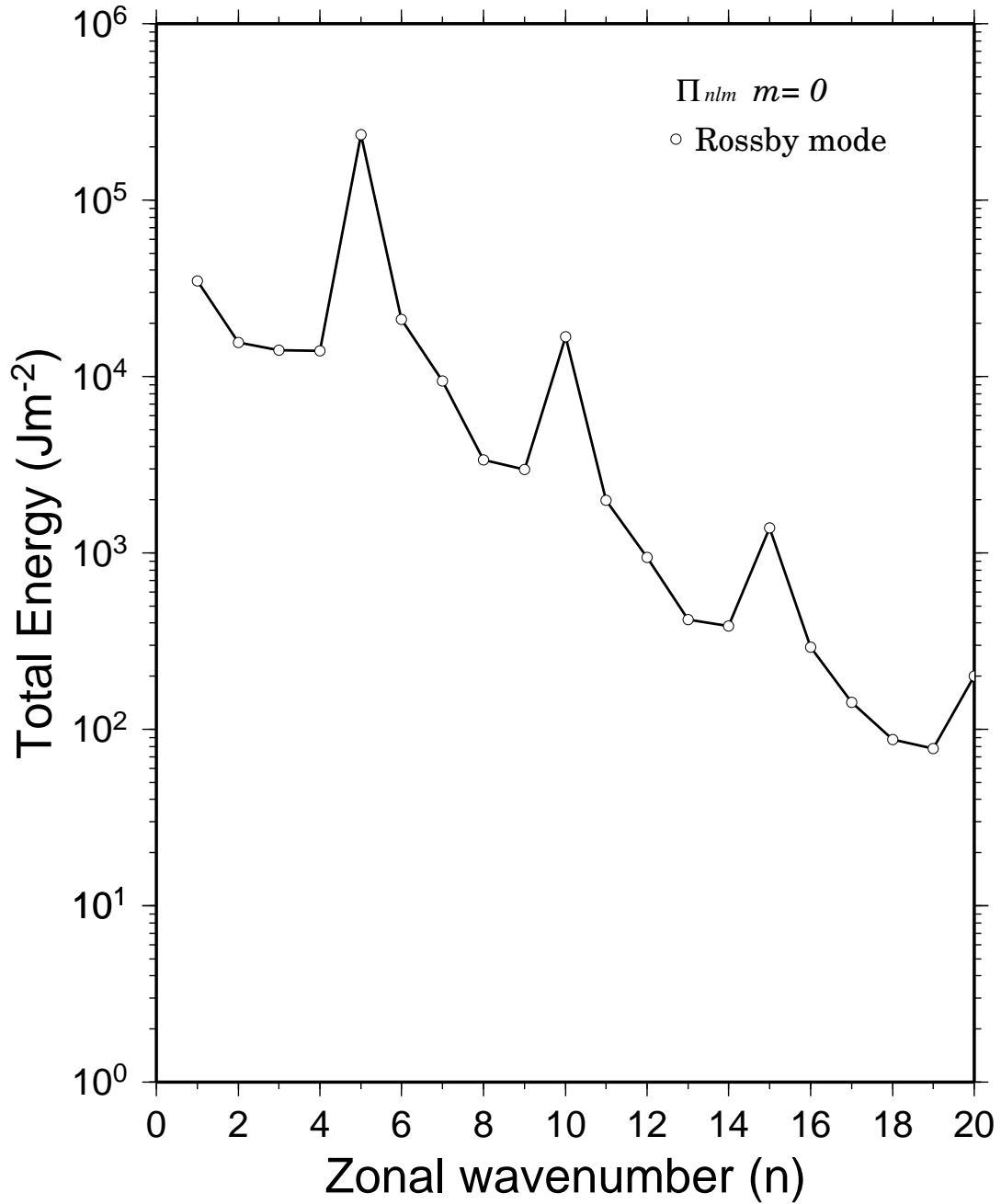


図 10: 波数 5 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

Wave-5 Run

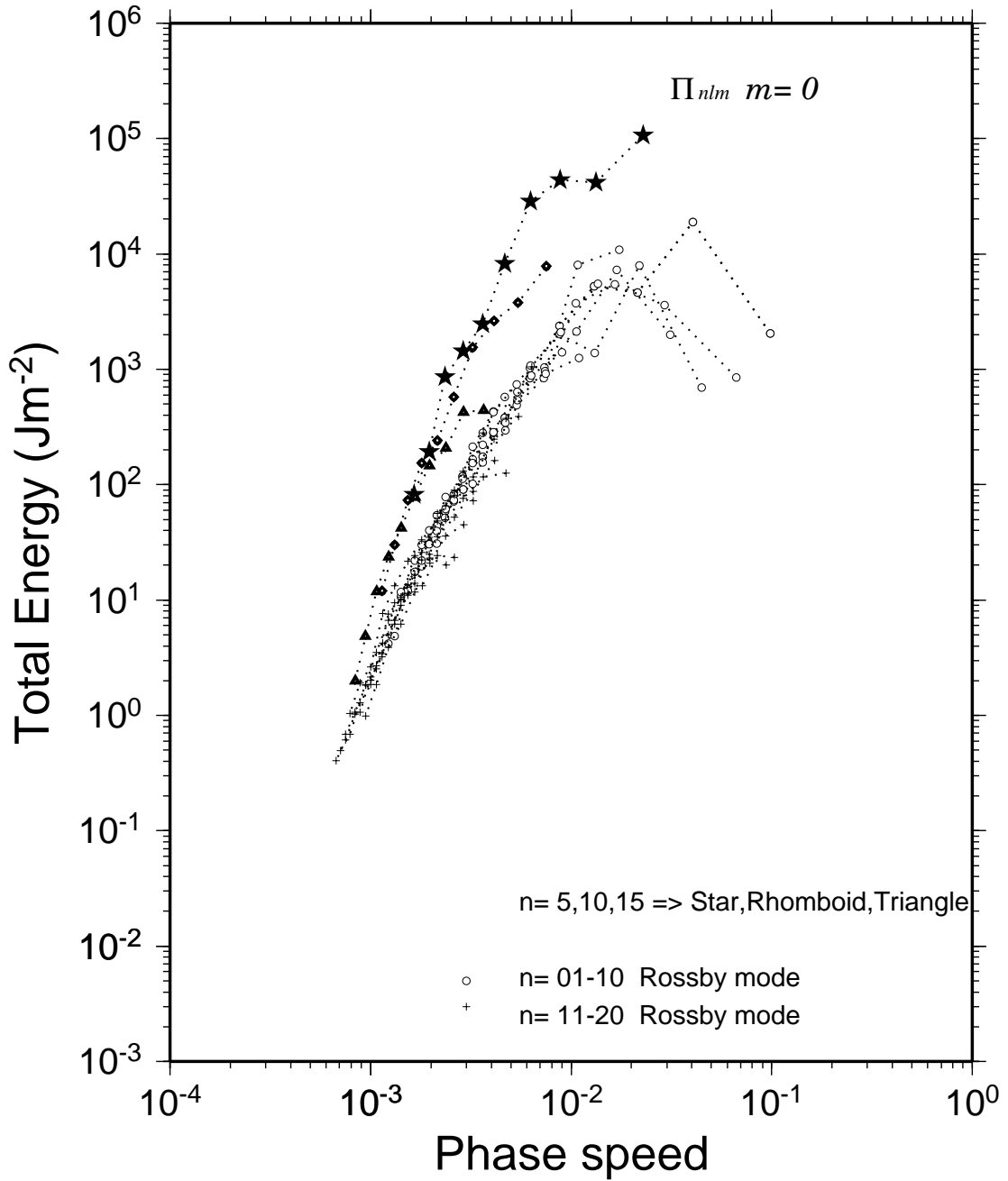
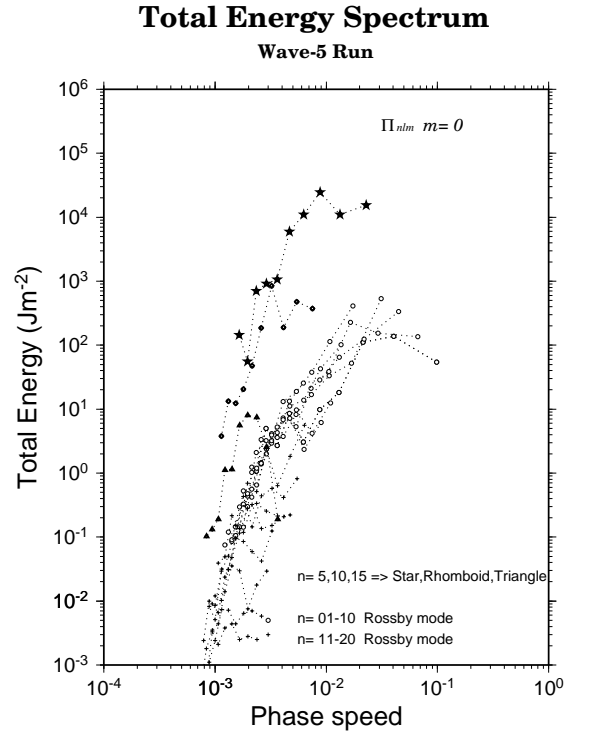
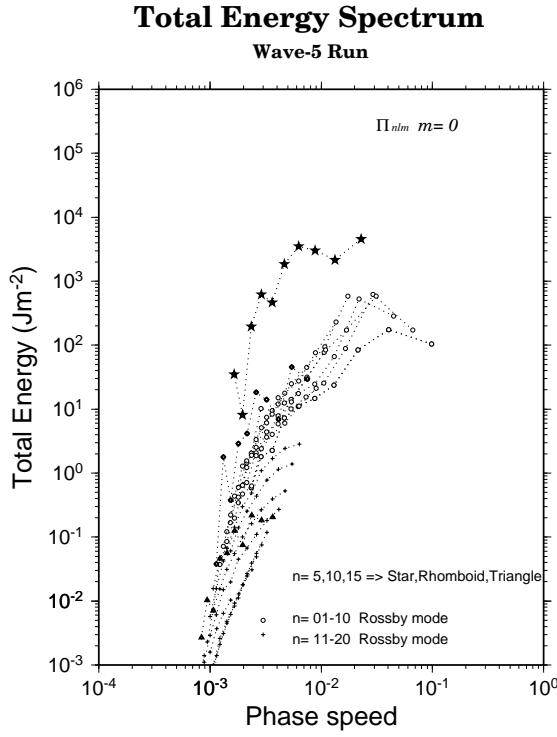
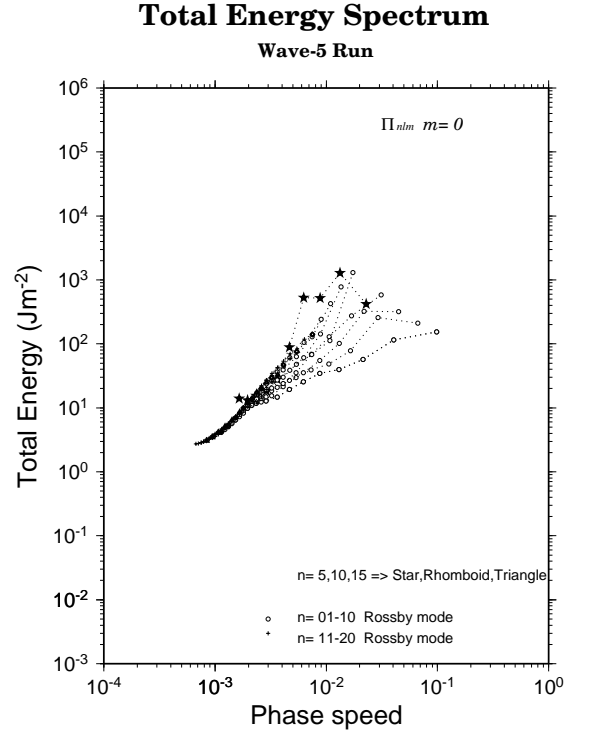
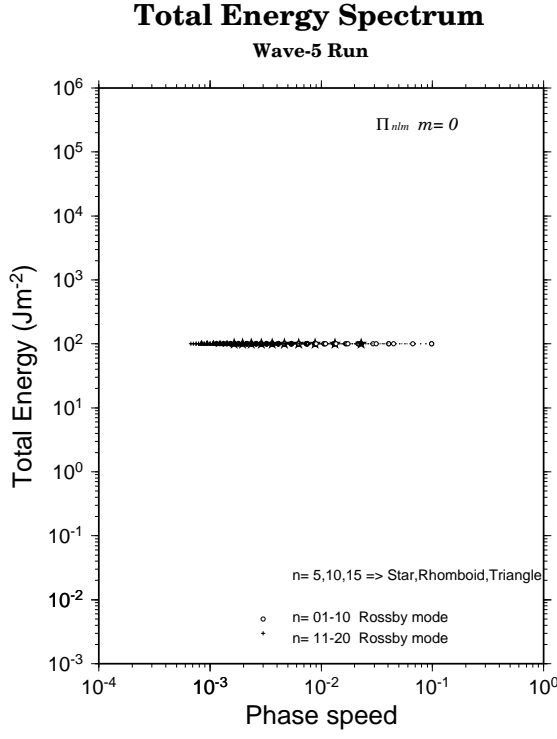
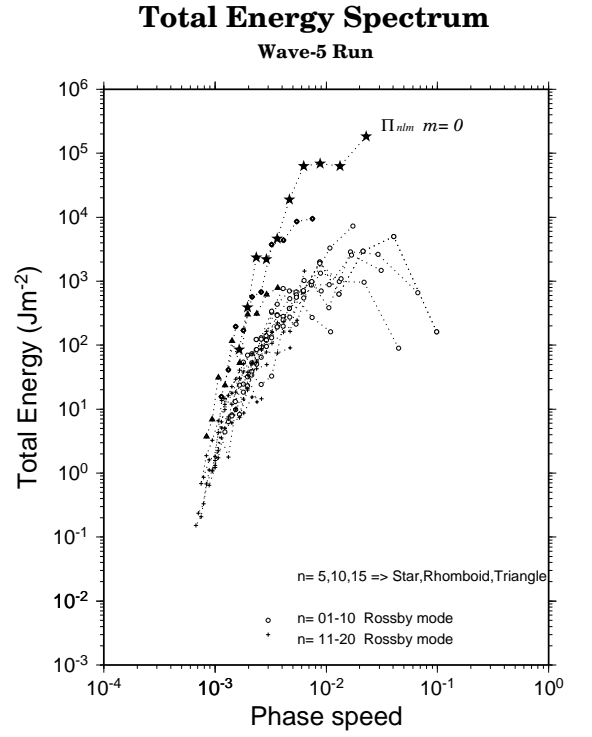
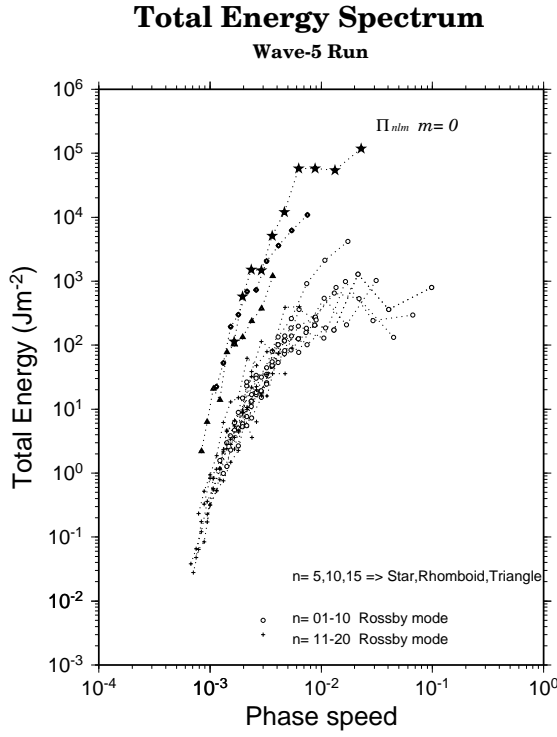
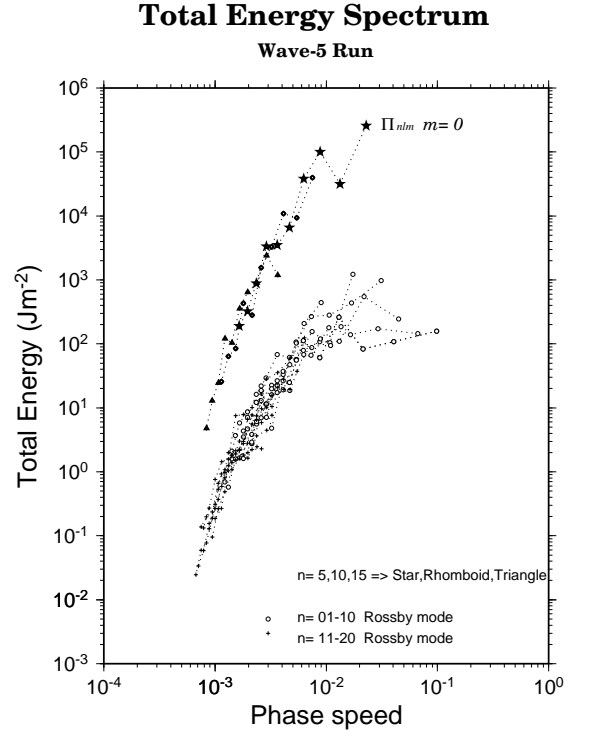
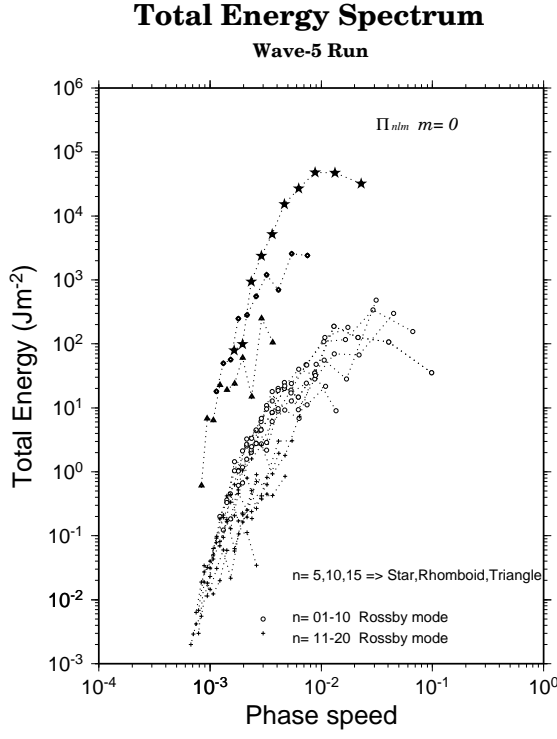


図 11: 波数 5 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエネルギー・スペクトル





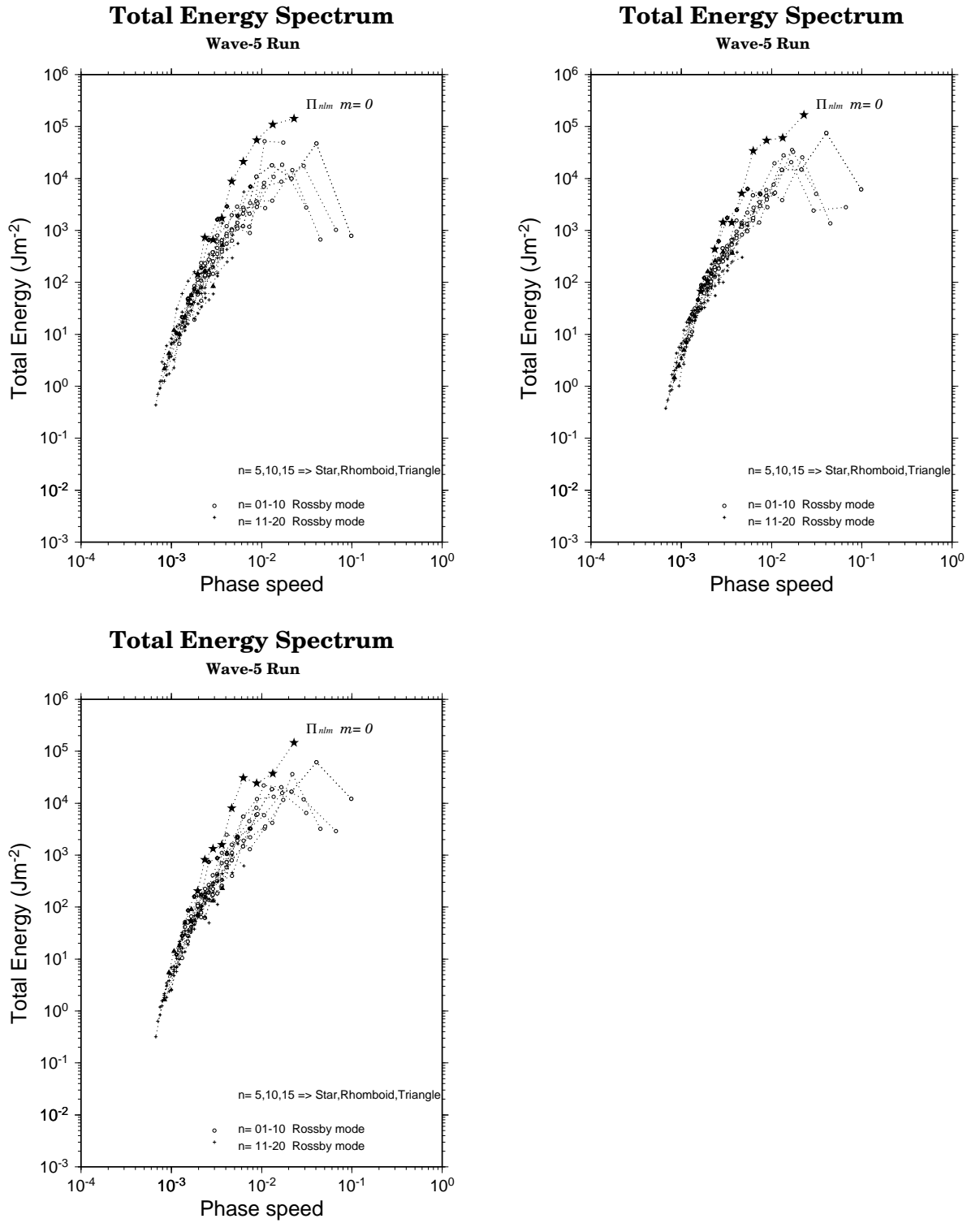
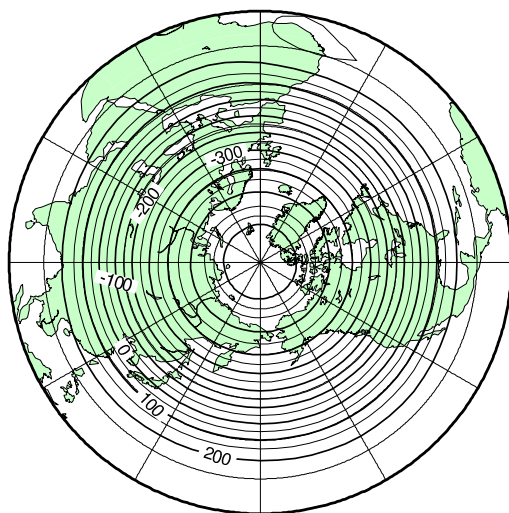


図 12: 波数 5 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

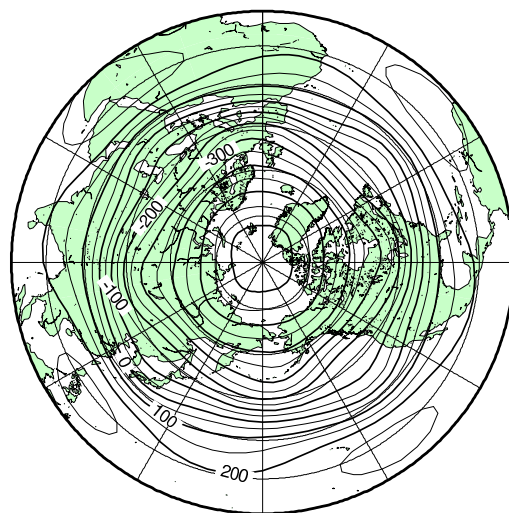
Barotropic Height

Barotropic B-Model , Wavenumber 4

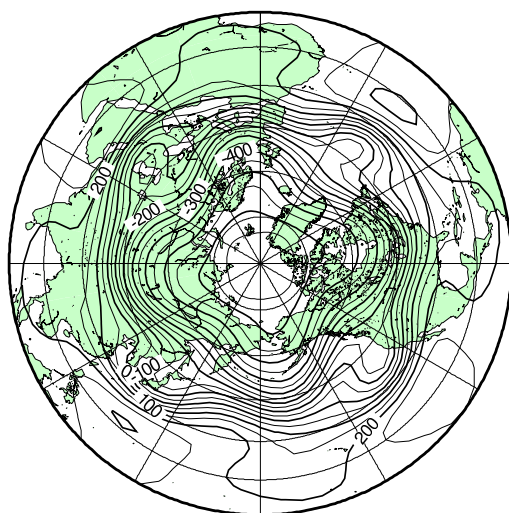
Day 1



Day 15



Day 24



Day 55

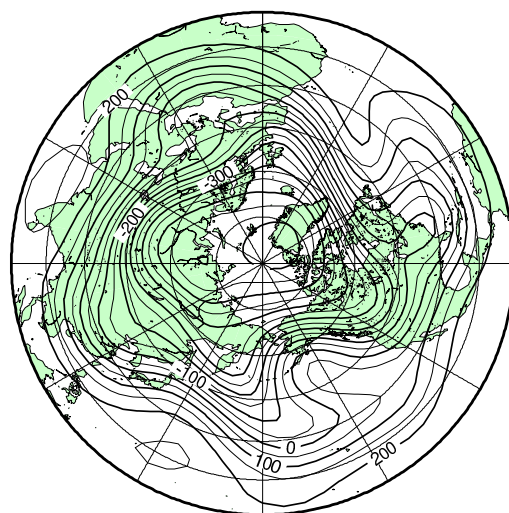


図 13: 順圧高度場での波数 4 のロスビー波とその碎波

Barotropic Model

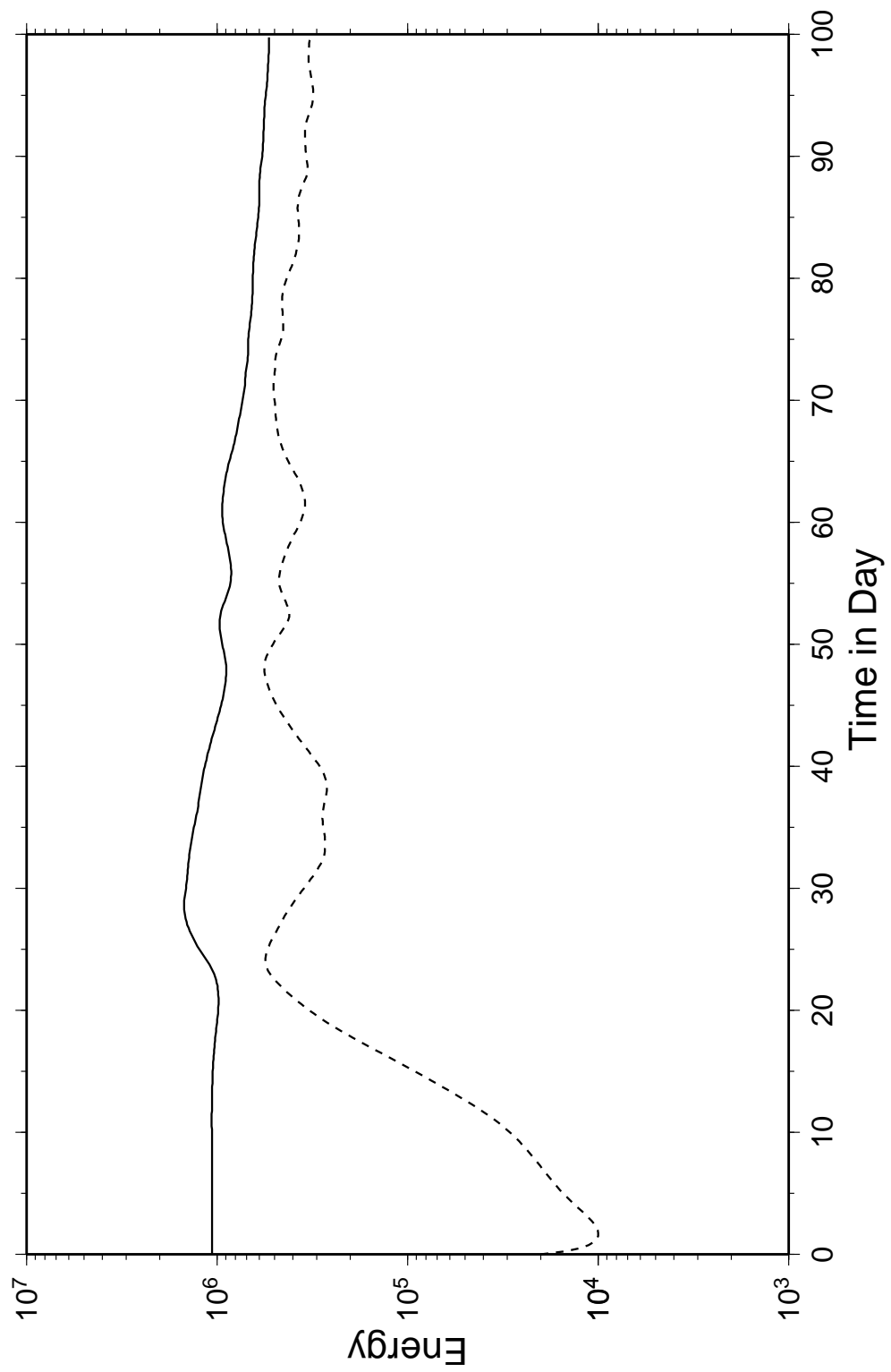


図 14: 波数 4 のロスビー波におけるエネルギー時系列

Global Total Energy

B-Model Wave-4 Run

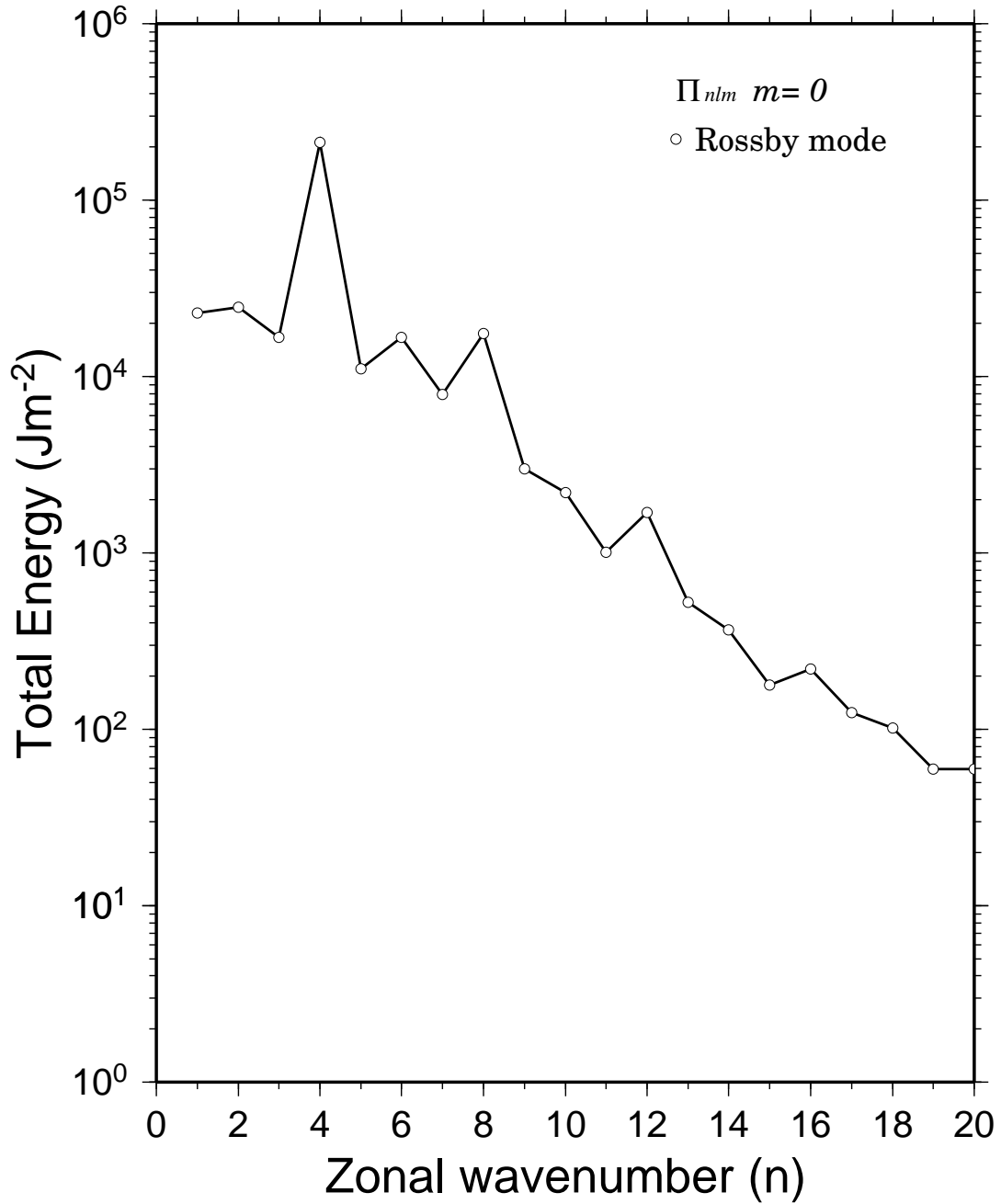


図 15: 波数 4 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

Wave-4 Run

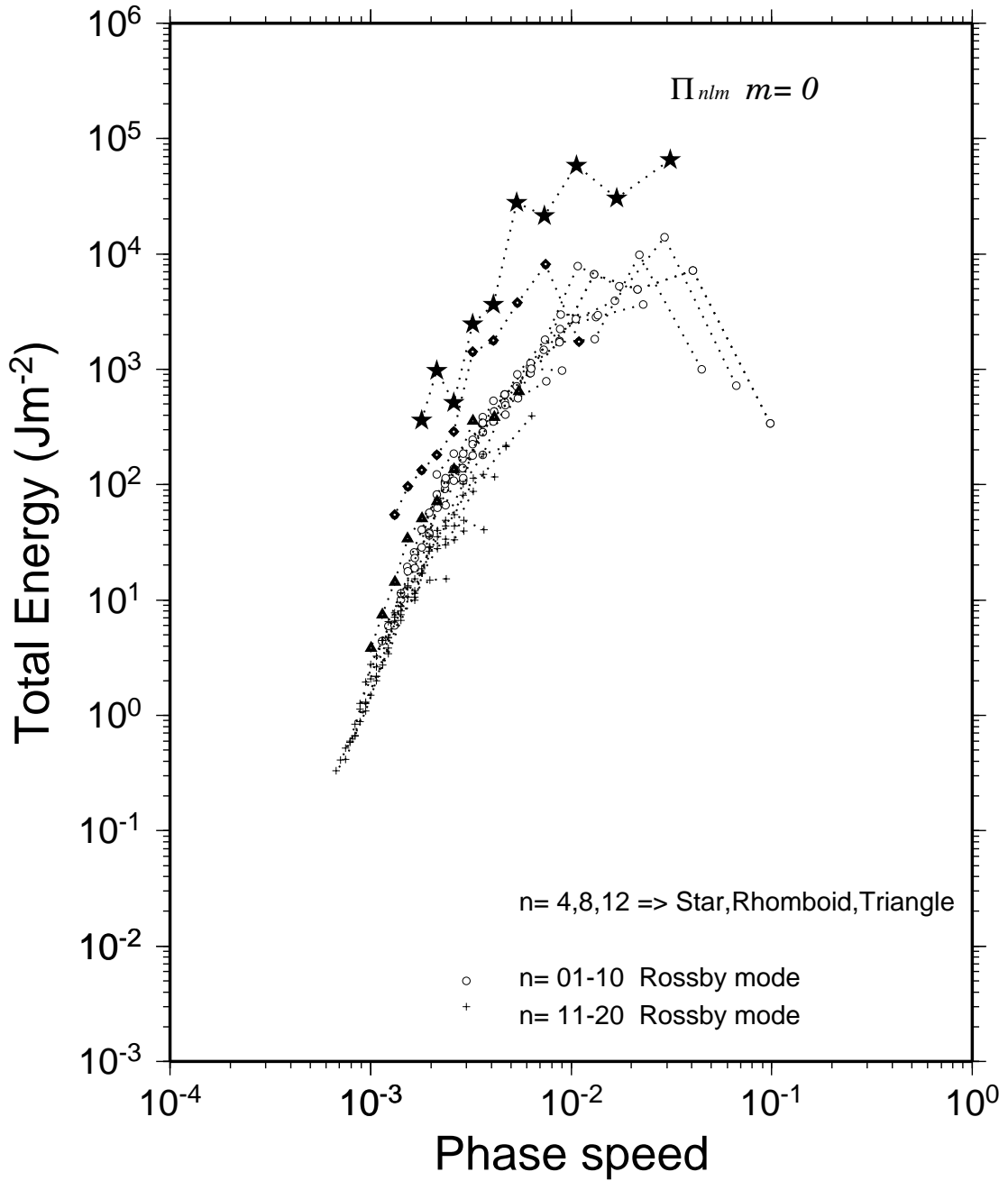
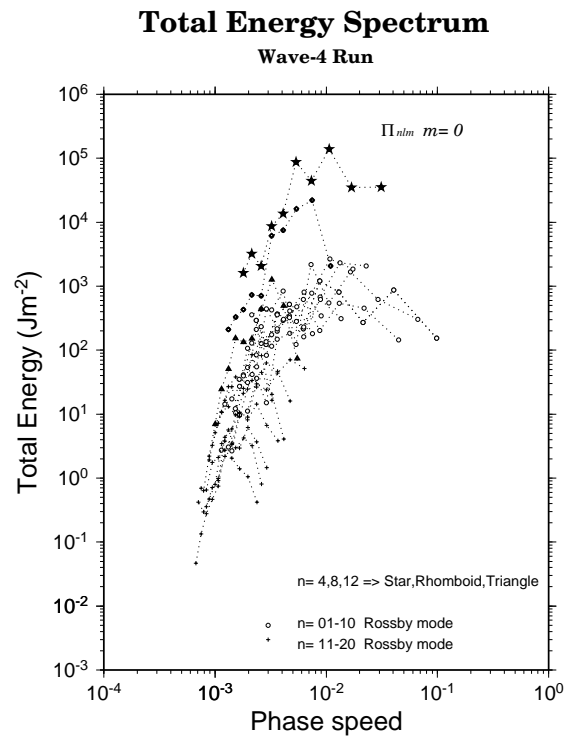
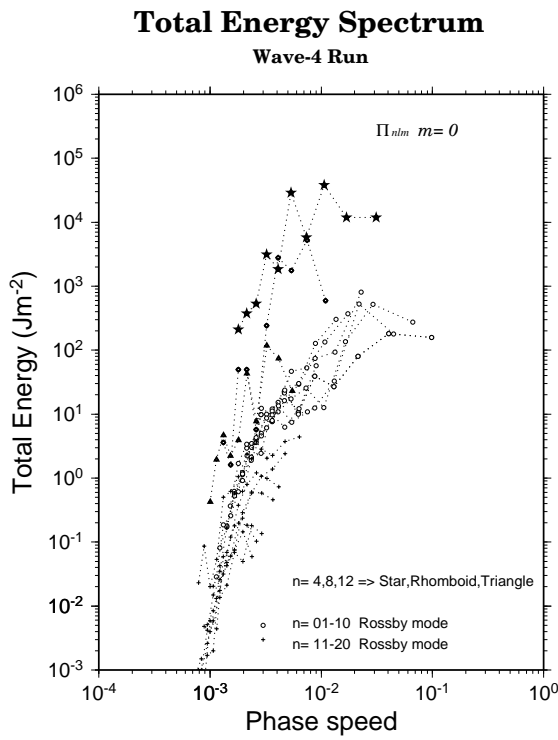
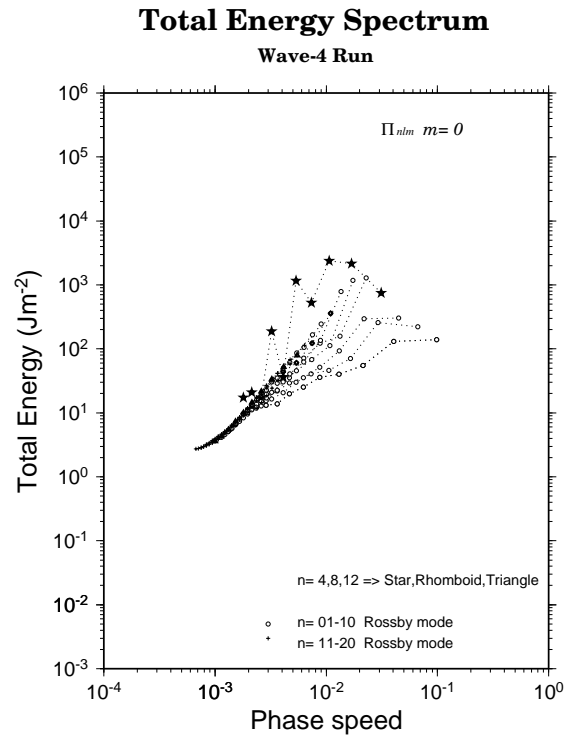
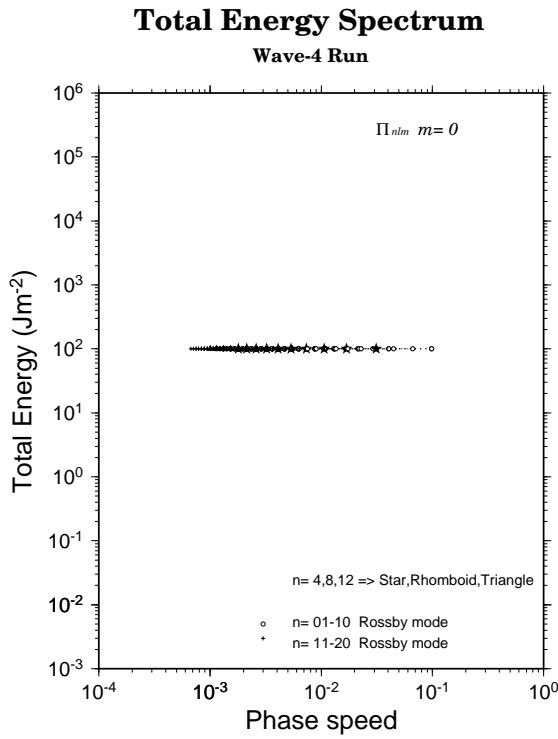
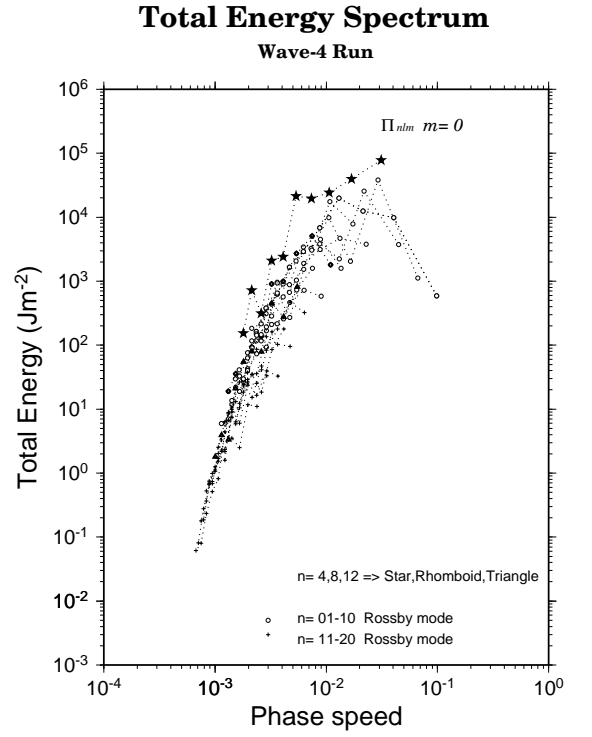
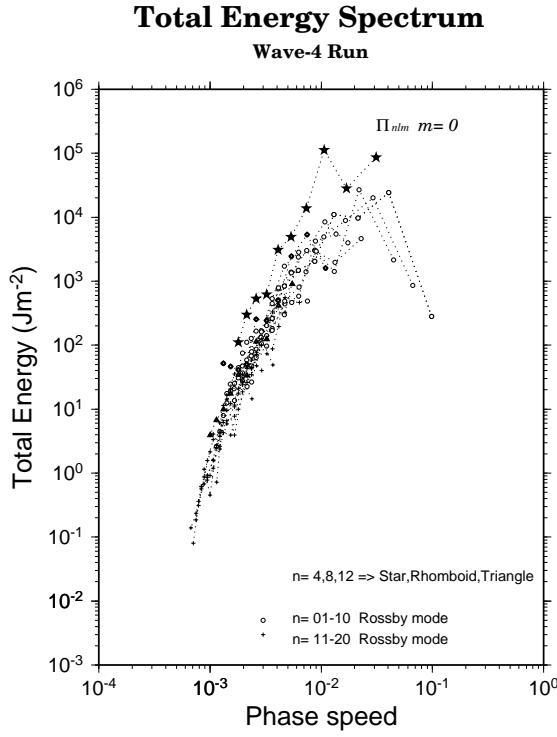
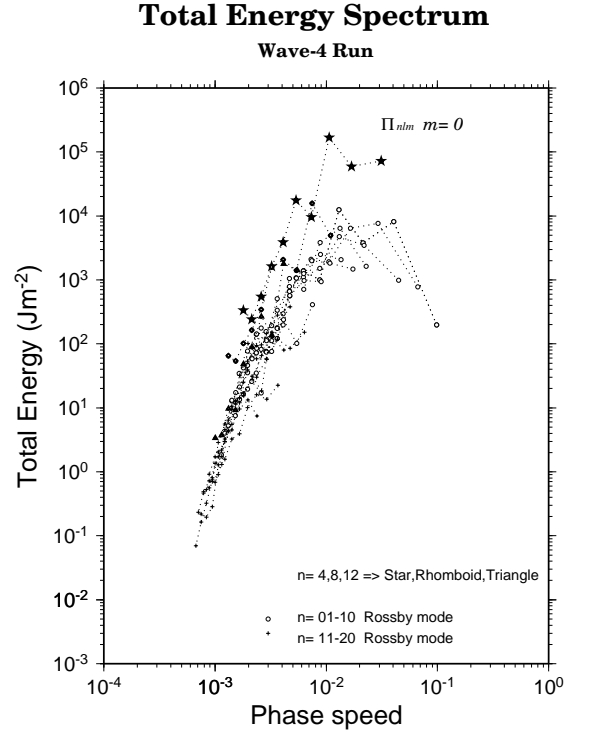
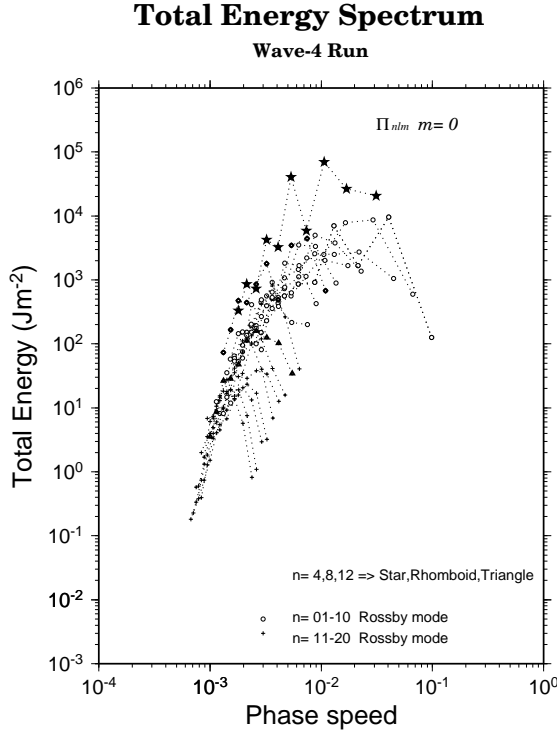


図 16: 波数 4 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエネルギー スペクトル





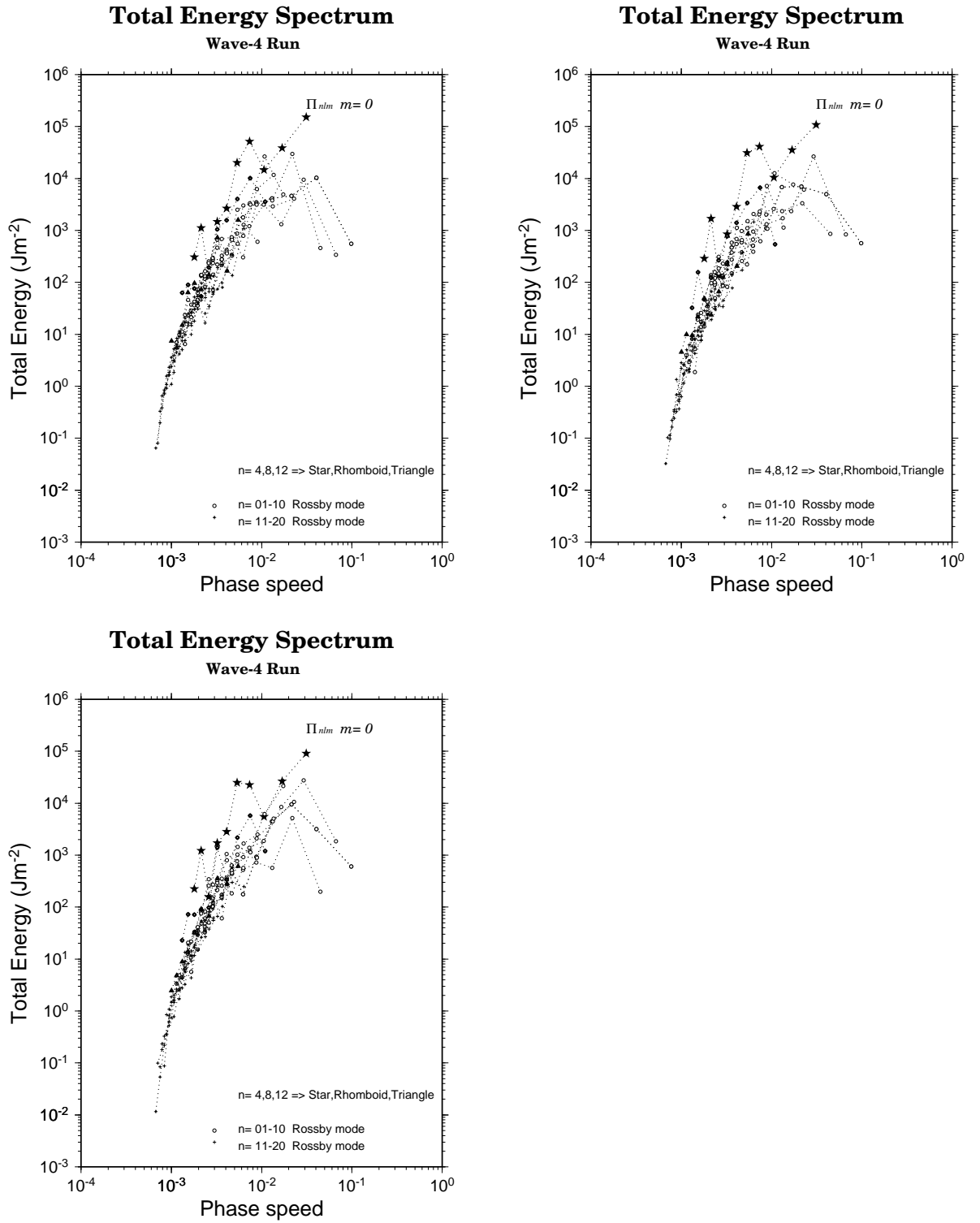
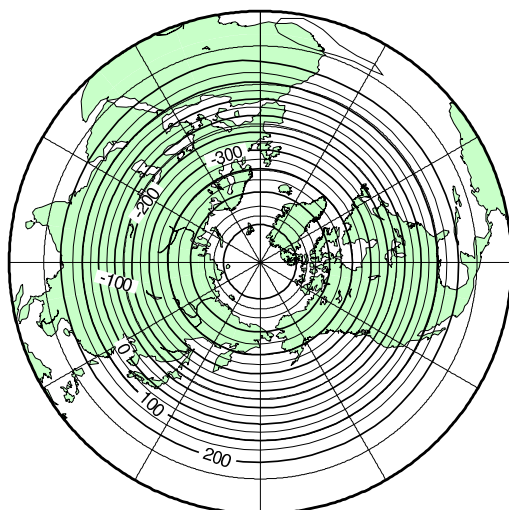


図 17: 波数 4 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

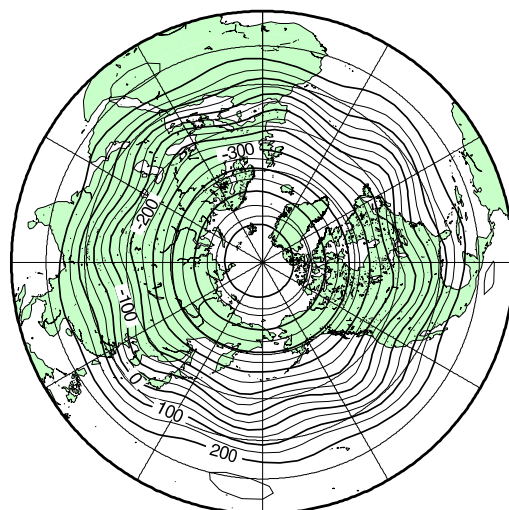
Barotropic Height

Barotropic B-Model , Wavenumber 8

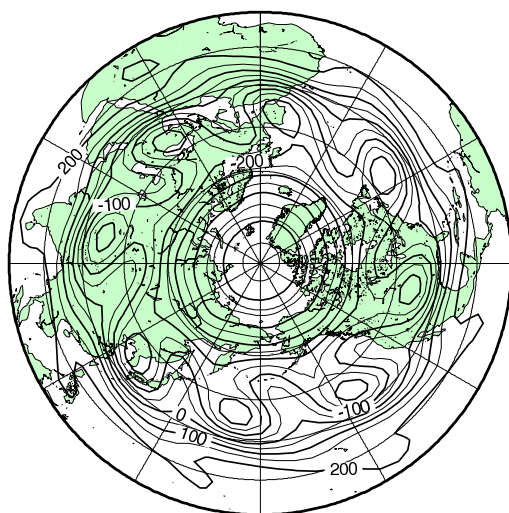
Day 1



Day 11



Day 16



Day 31

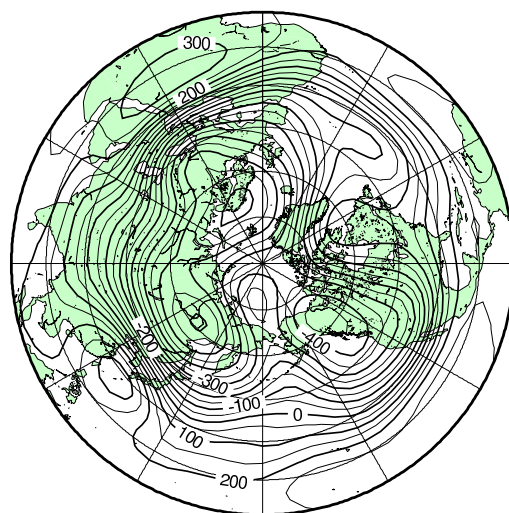


図 18: 順圧高度場での波数 8 のロスビー波とその碎波

Barotropic Model

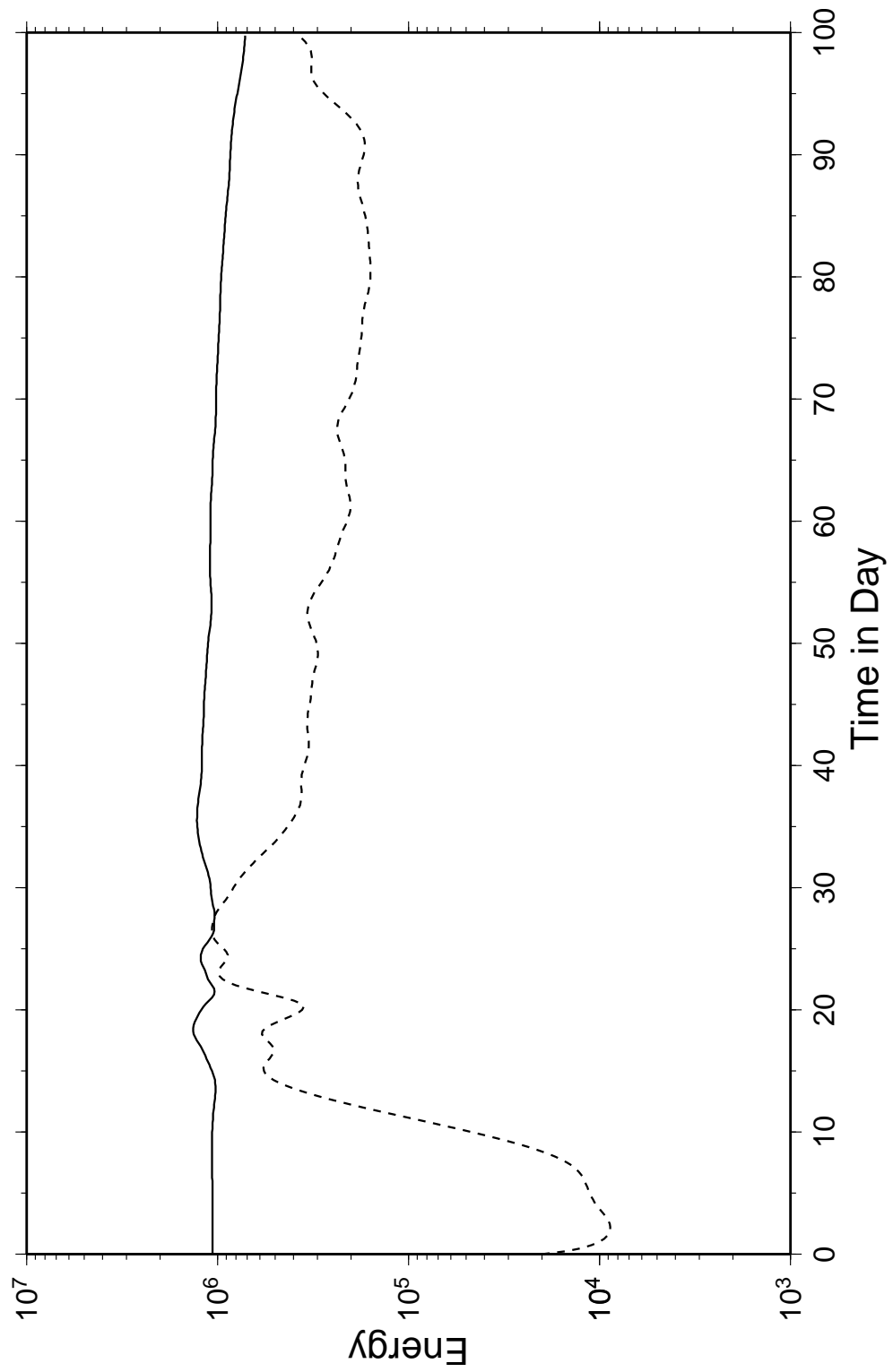


図 19: 波数 8 のロスビー波におけるエネルギー時系列

Global Total Energy

B-Model Wave-8 Run

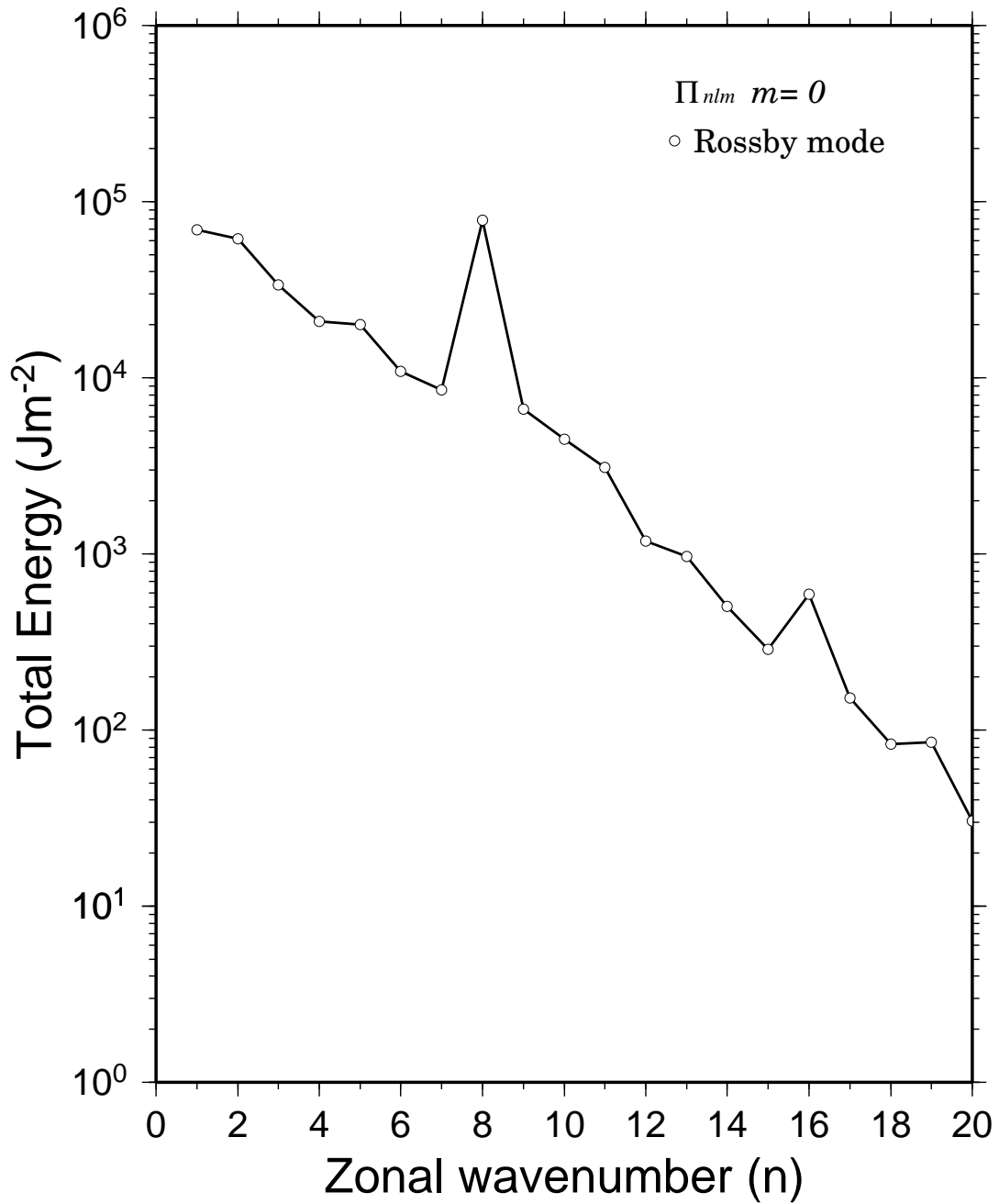


図 20: 波数 8 のロスビー波を増幅させたときの、東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

Wave-8 Run

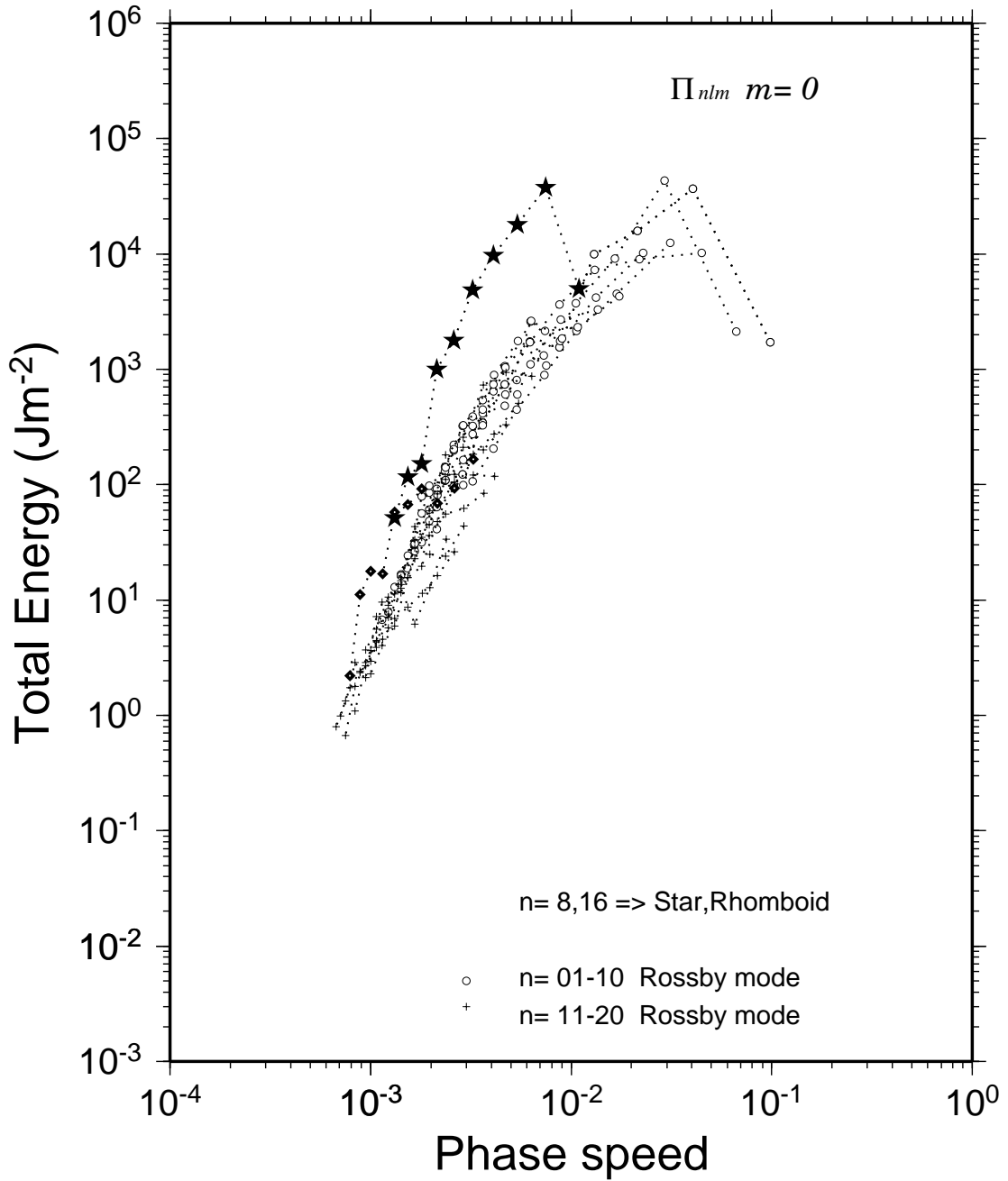
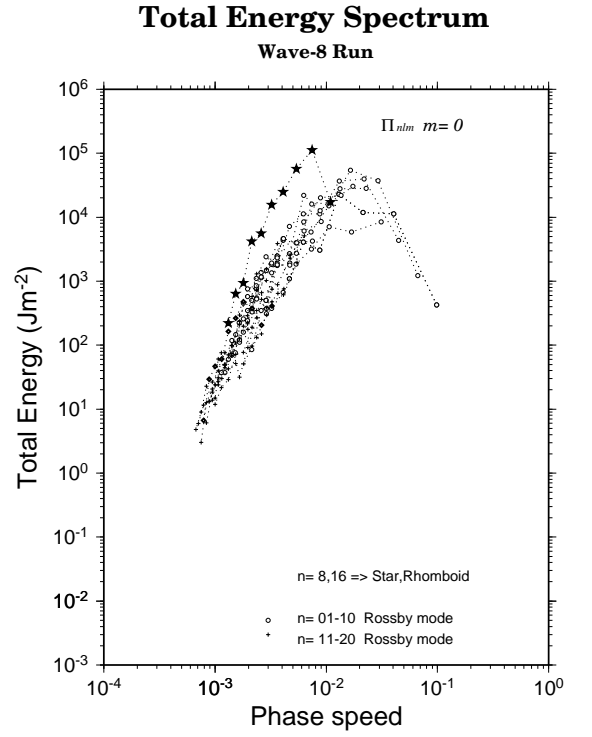
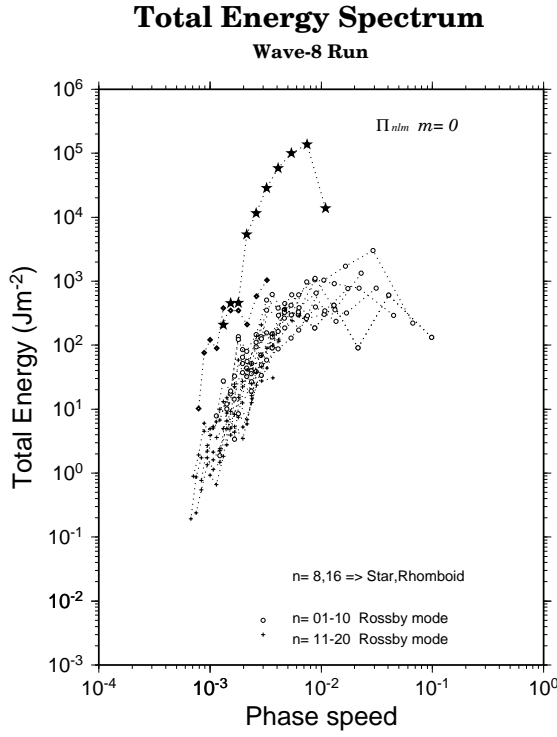
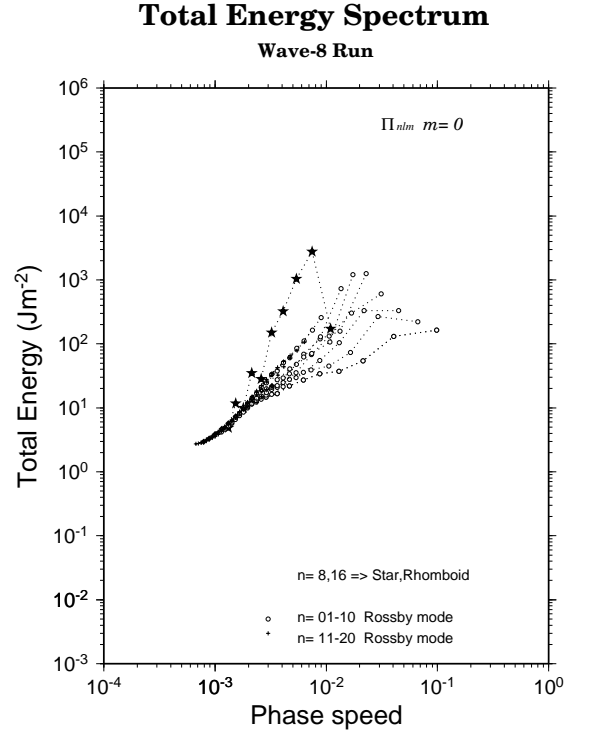
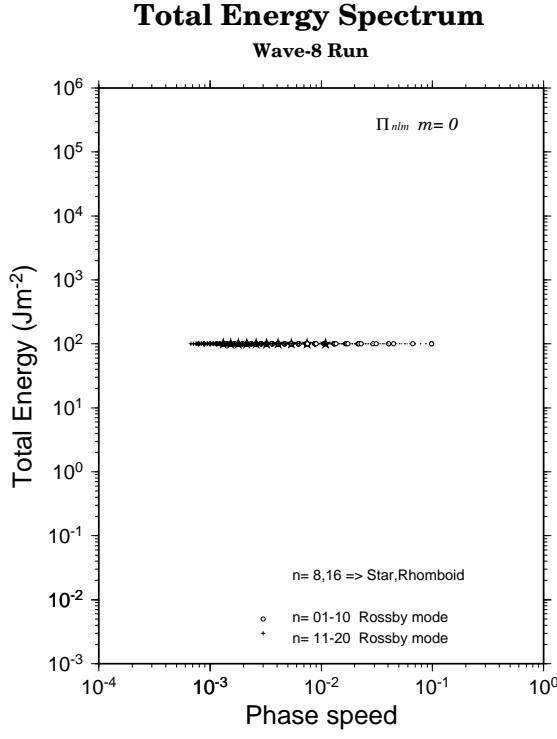
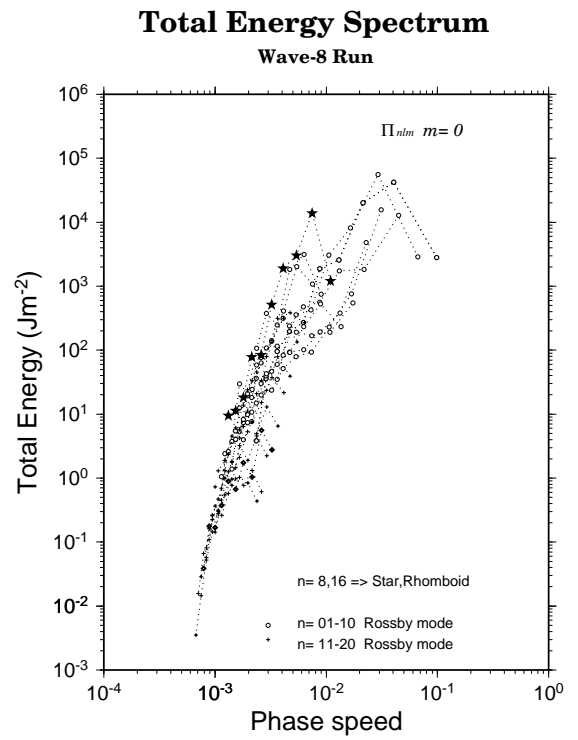
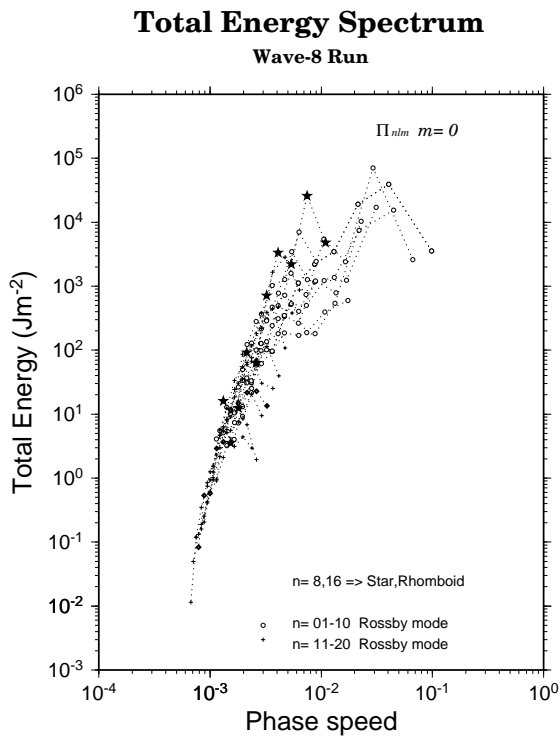
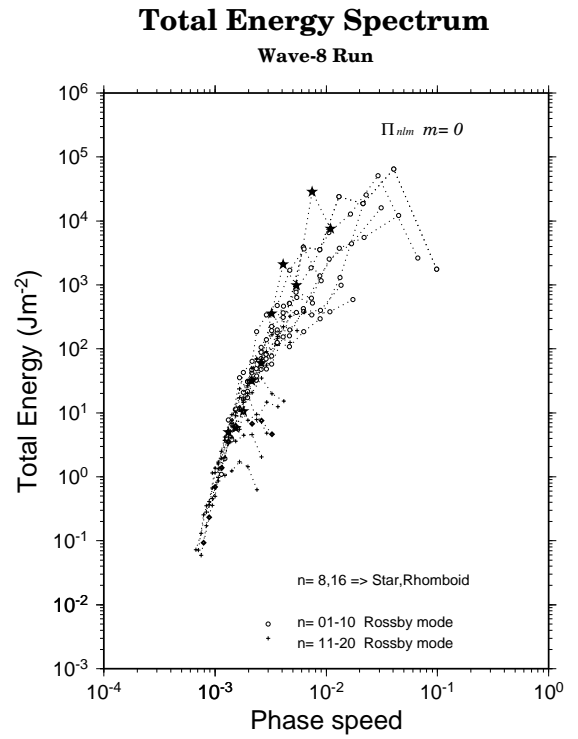
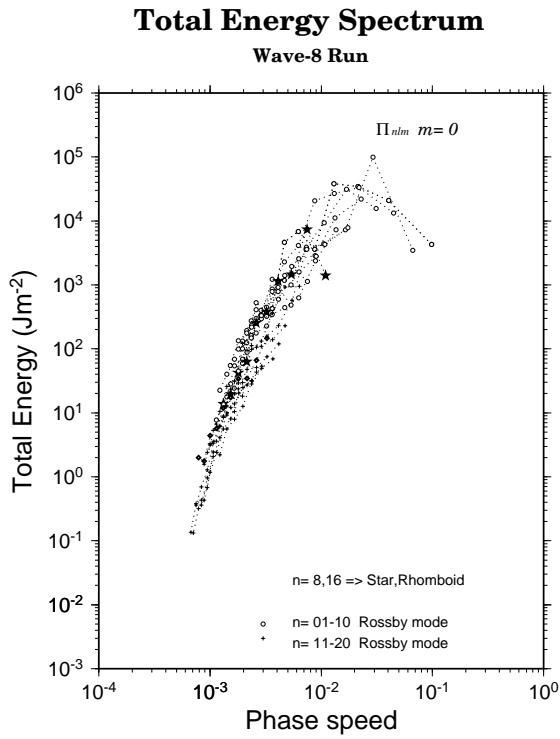


図 21: 波数 8 のロスビー波を増幅させたときの、位相速度領域におけるエネルギースペクトル





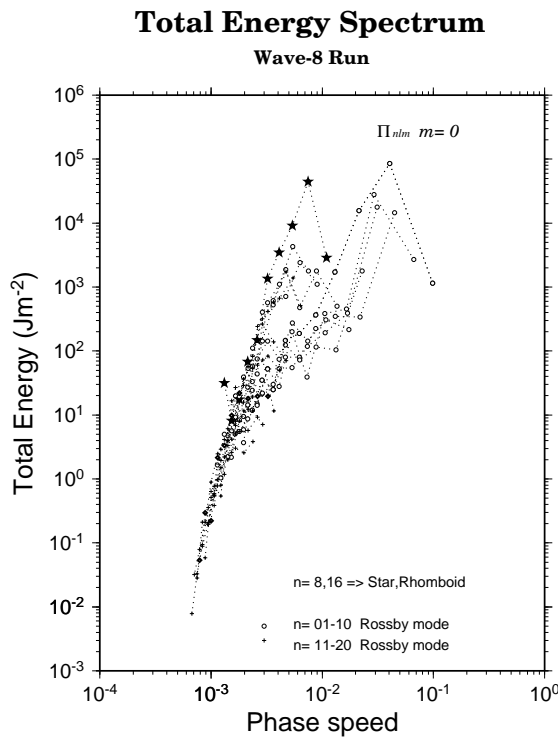
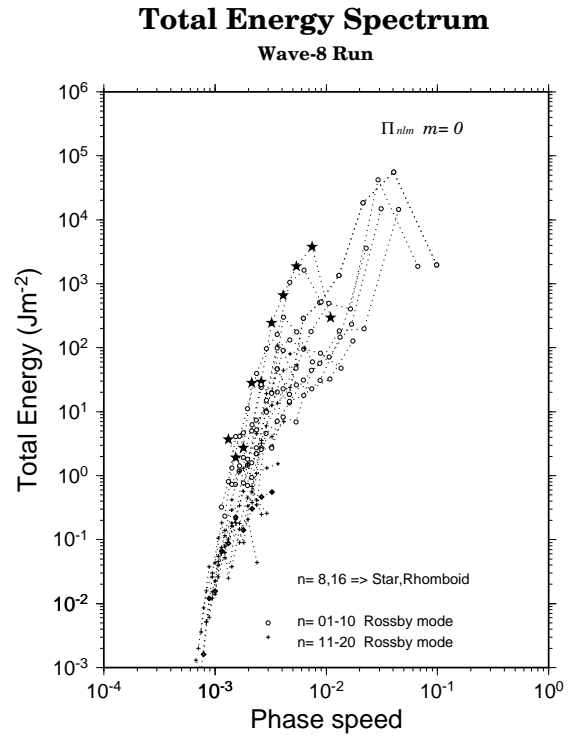
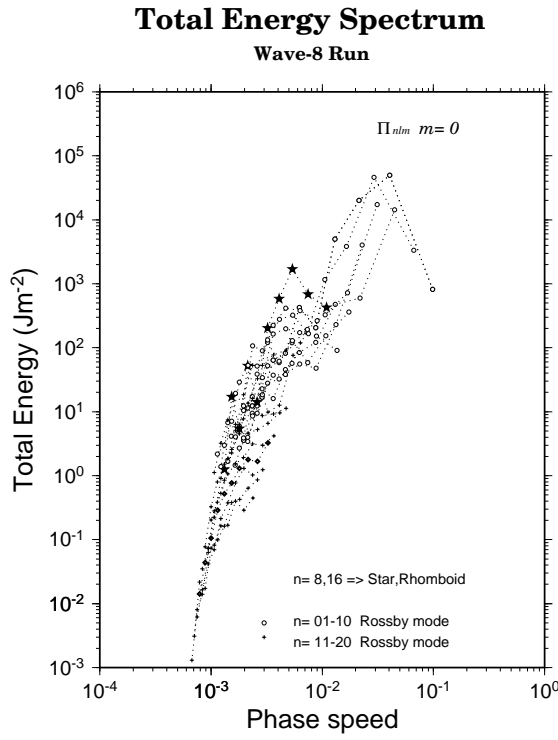
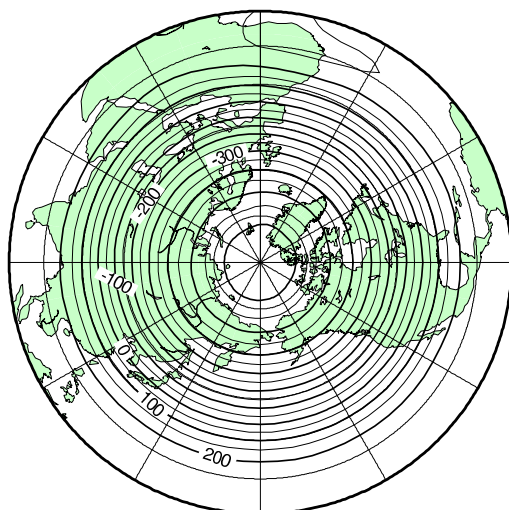


図 22: 波数 8 のロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

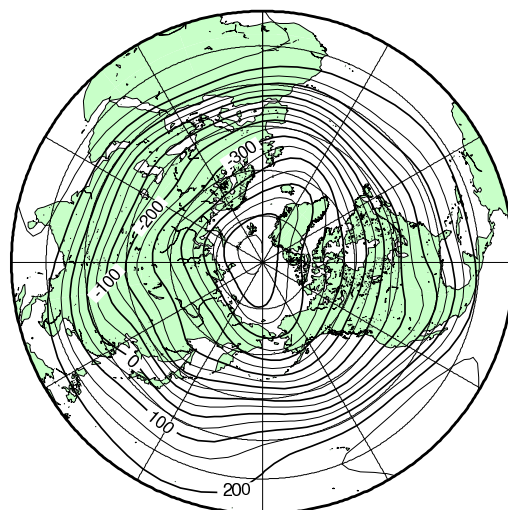
Barotropic Height

Barotropic B-Model , All Wavenumber

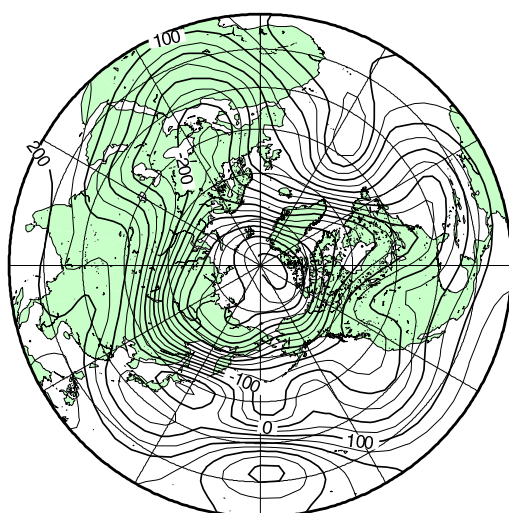
Day 1



Day 16



Day 32



Day 68

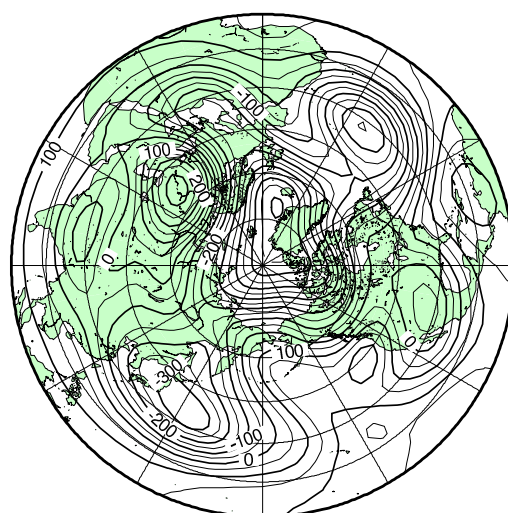


図 23: 順圧高度場での全波数にエネルギーをくわえたときのロスビー波

Barotropic Model

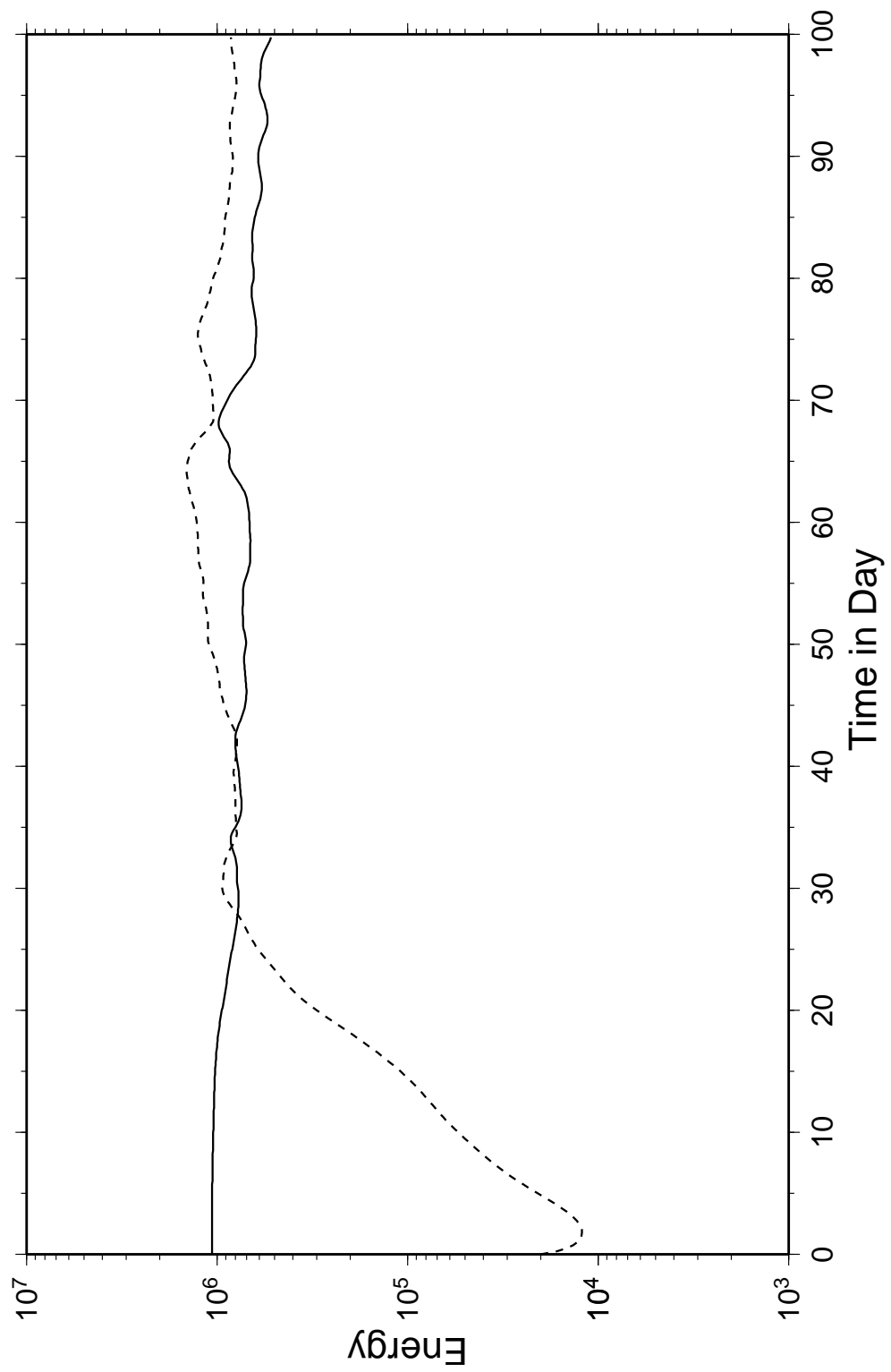


図 24: 全波数にエネルギーをくわえたときのロスビー波におけるエネルギー時系列

Global Total Energy

B-Model Wave-all Run

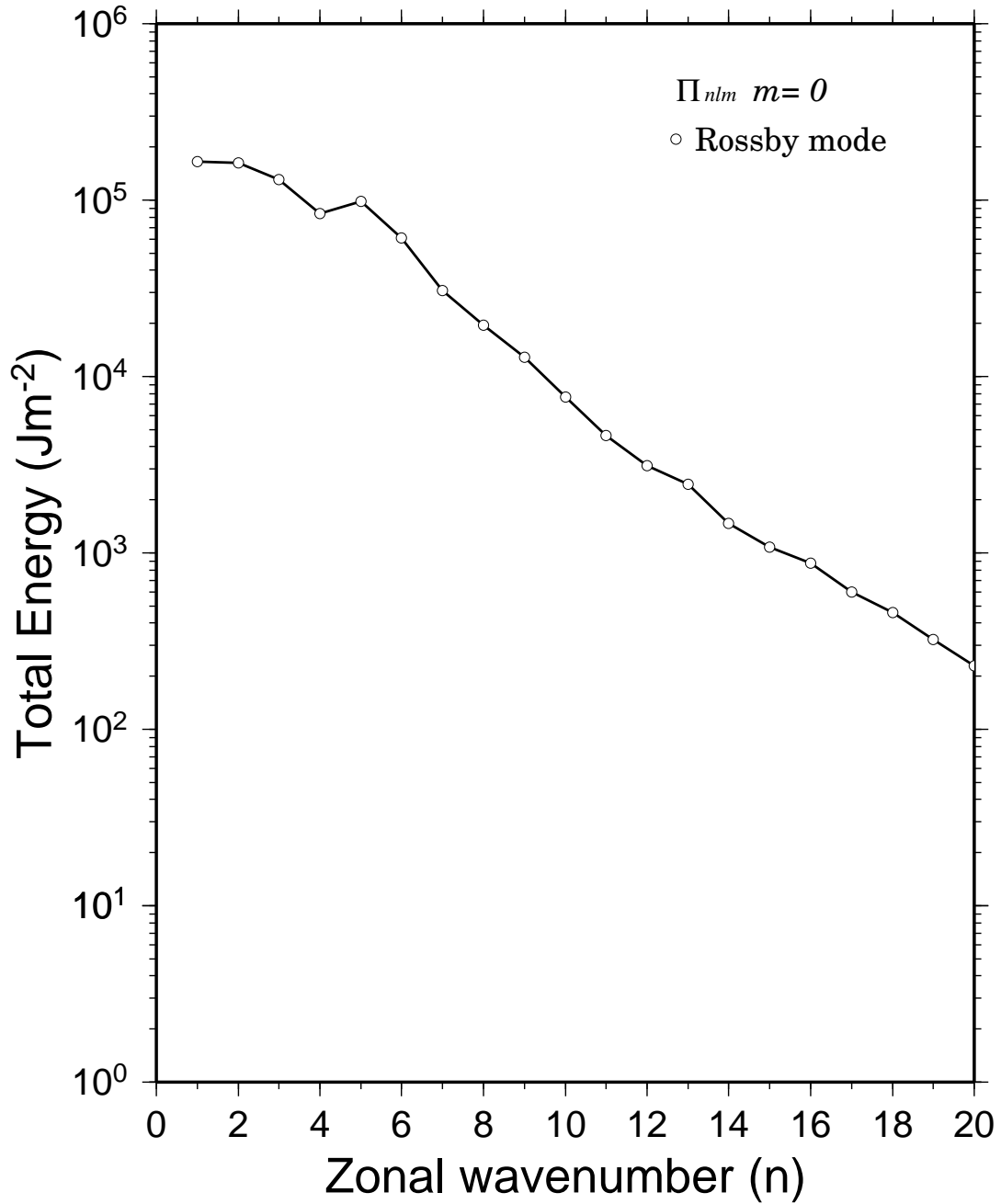


図 25: 全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波の東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

Wave-all Run

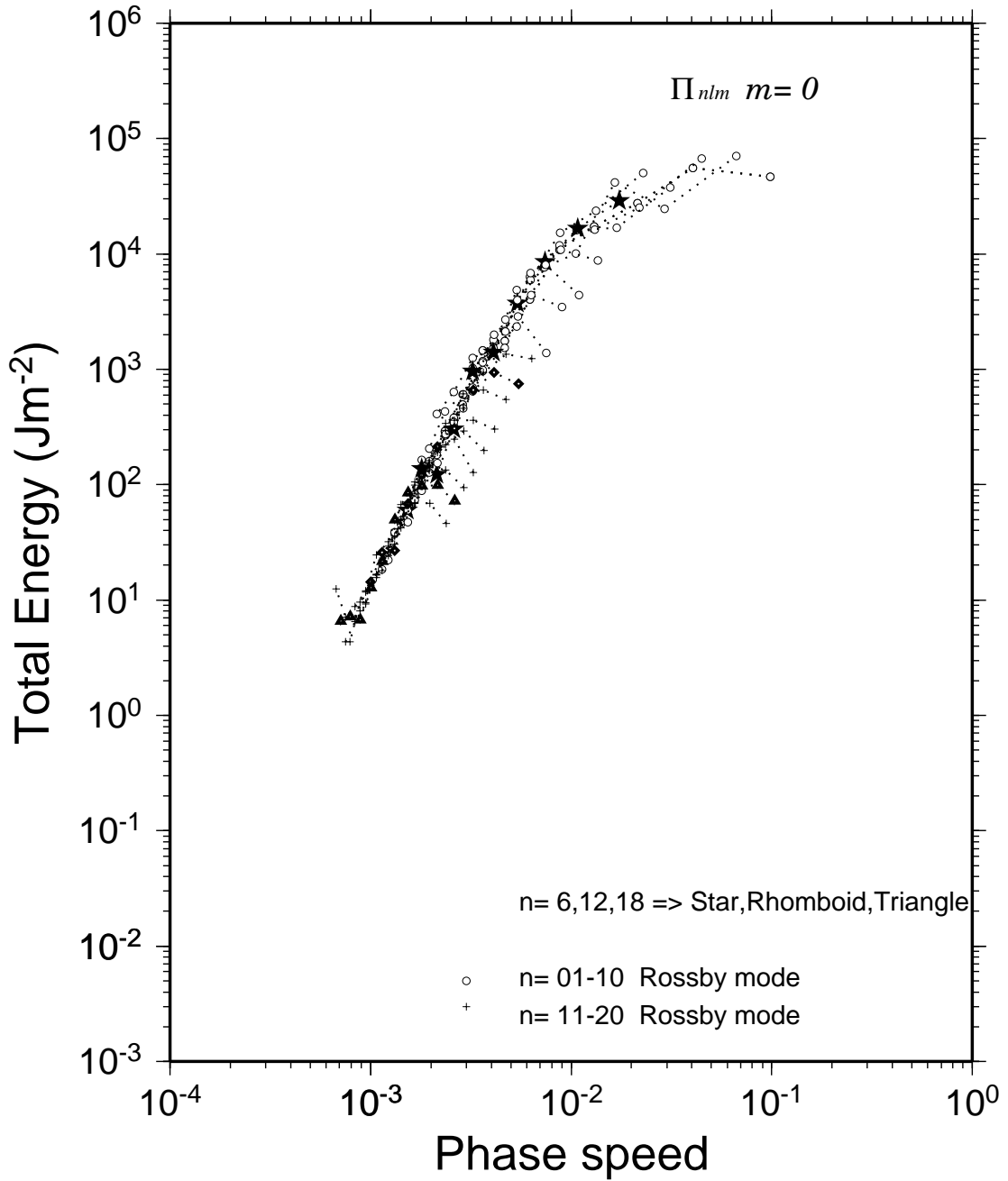
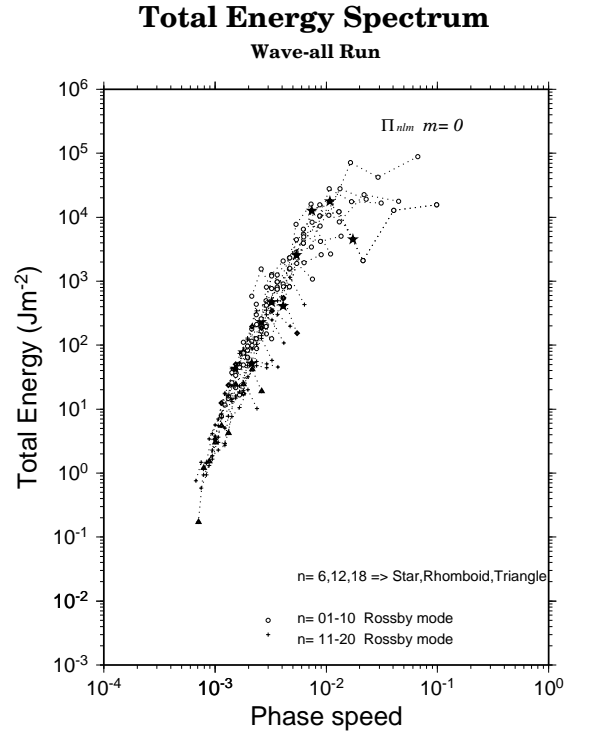
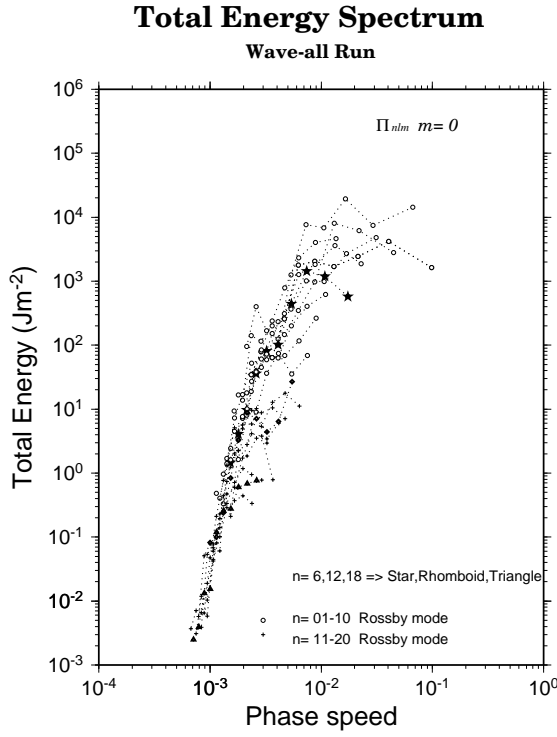
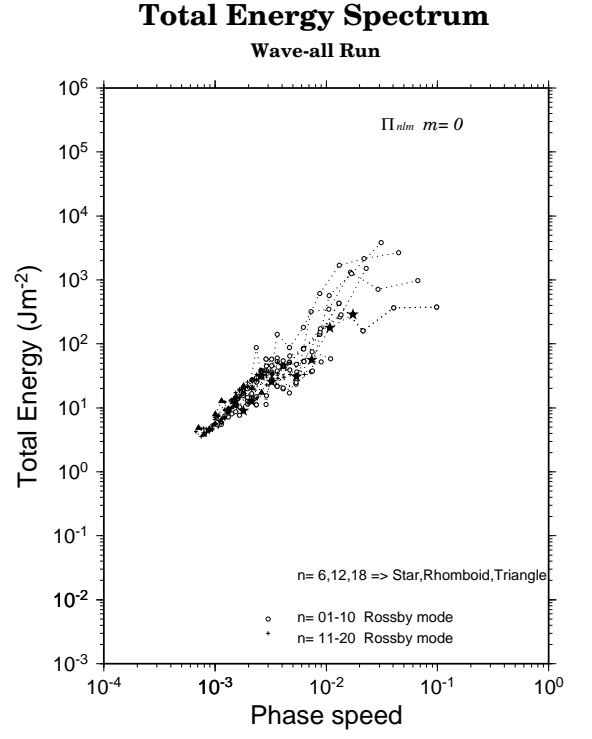
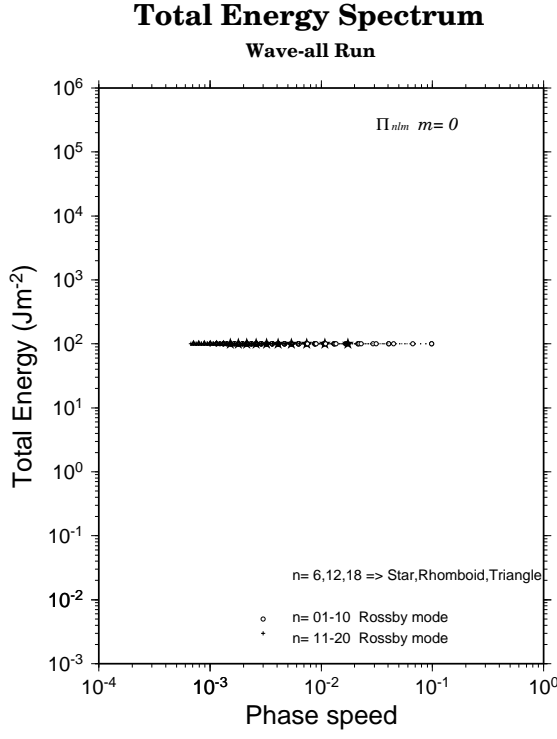
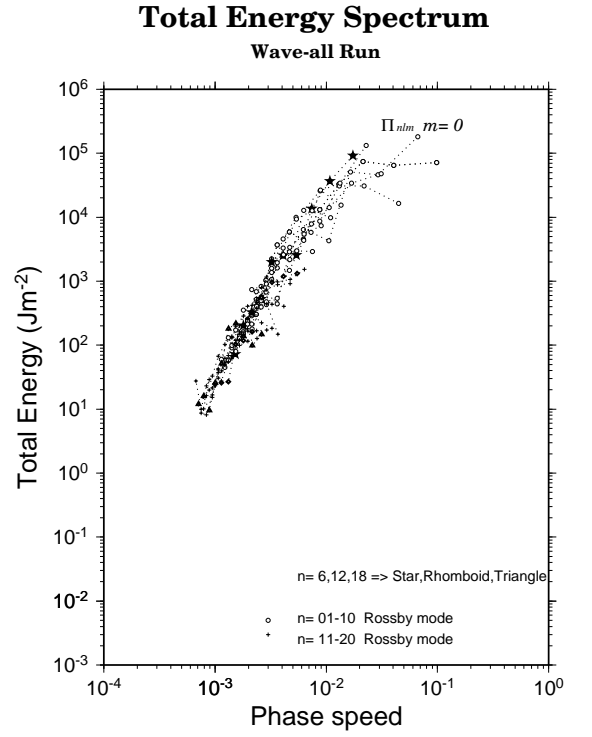
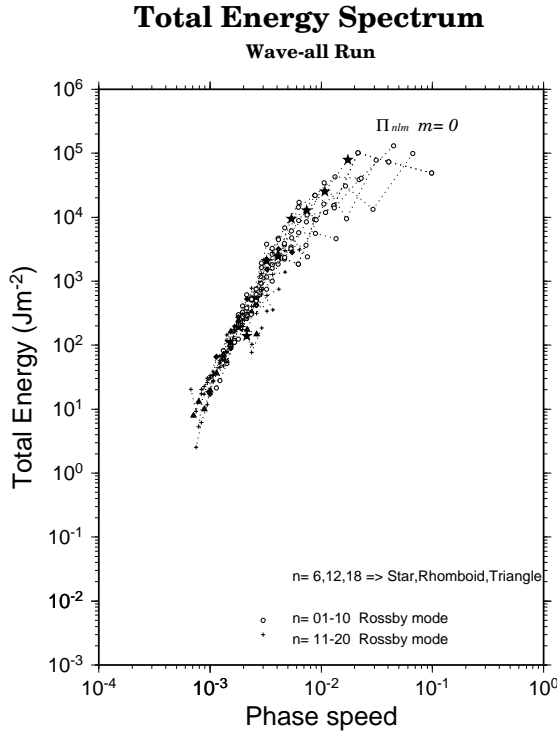
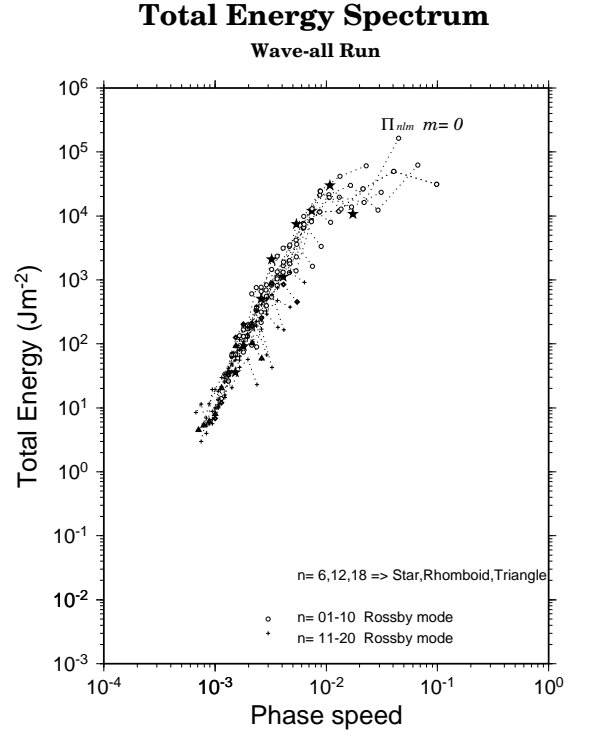
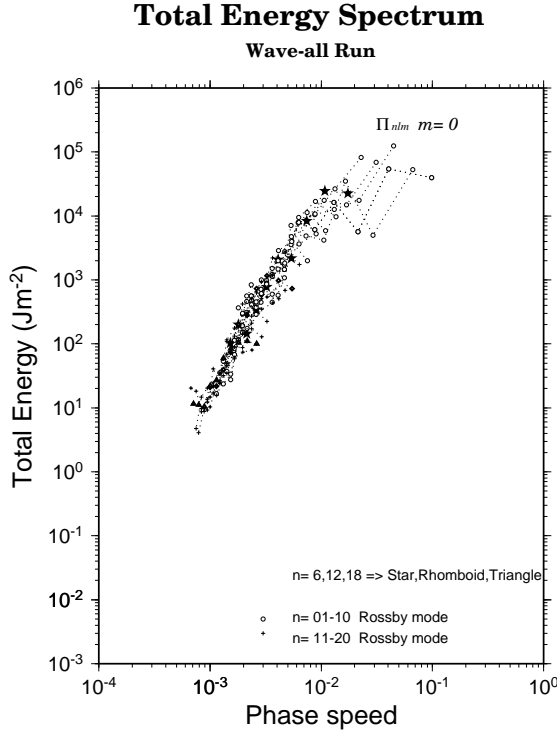


図 26: 全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波の位相速度領域におけるエネルギースペクトル





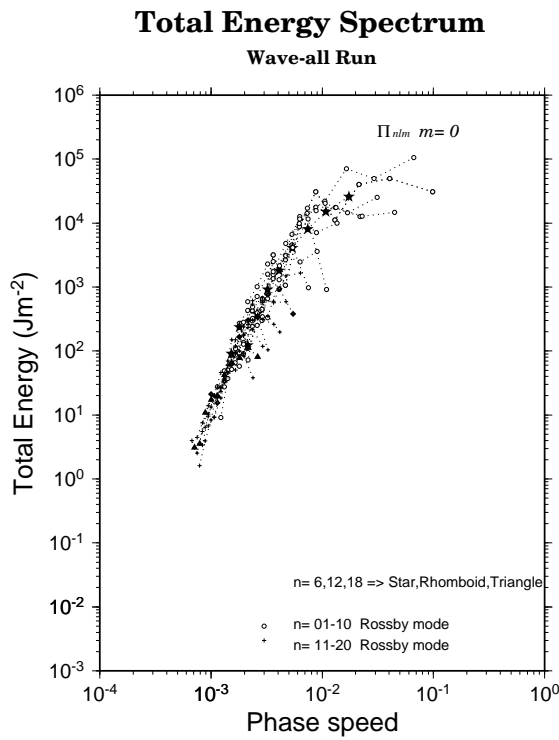
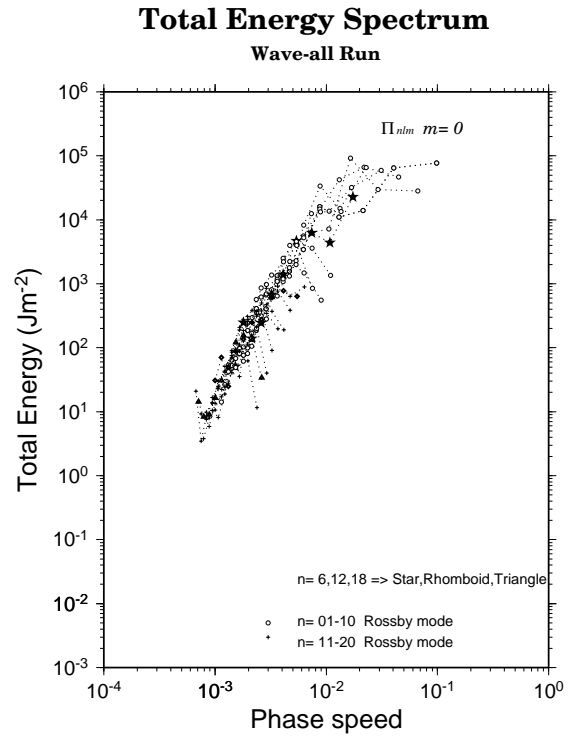
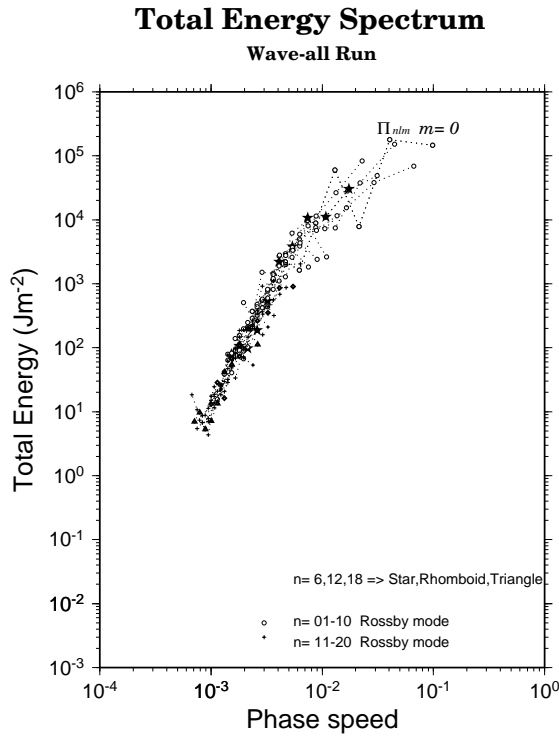


図 27: 全波数エネルギーをくわえたときのロスビー波における 10 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

Global Total Energy

S-Model NCEP Run

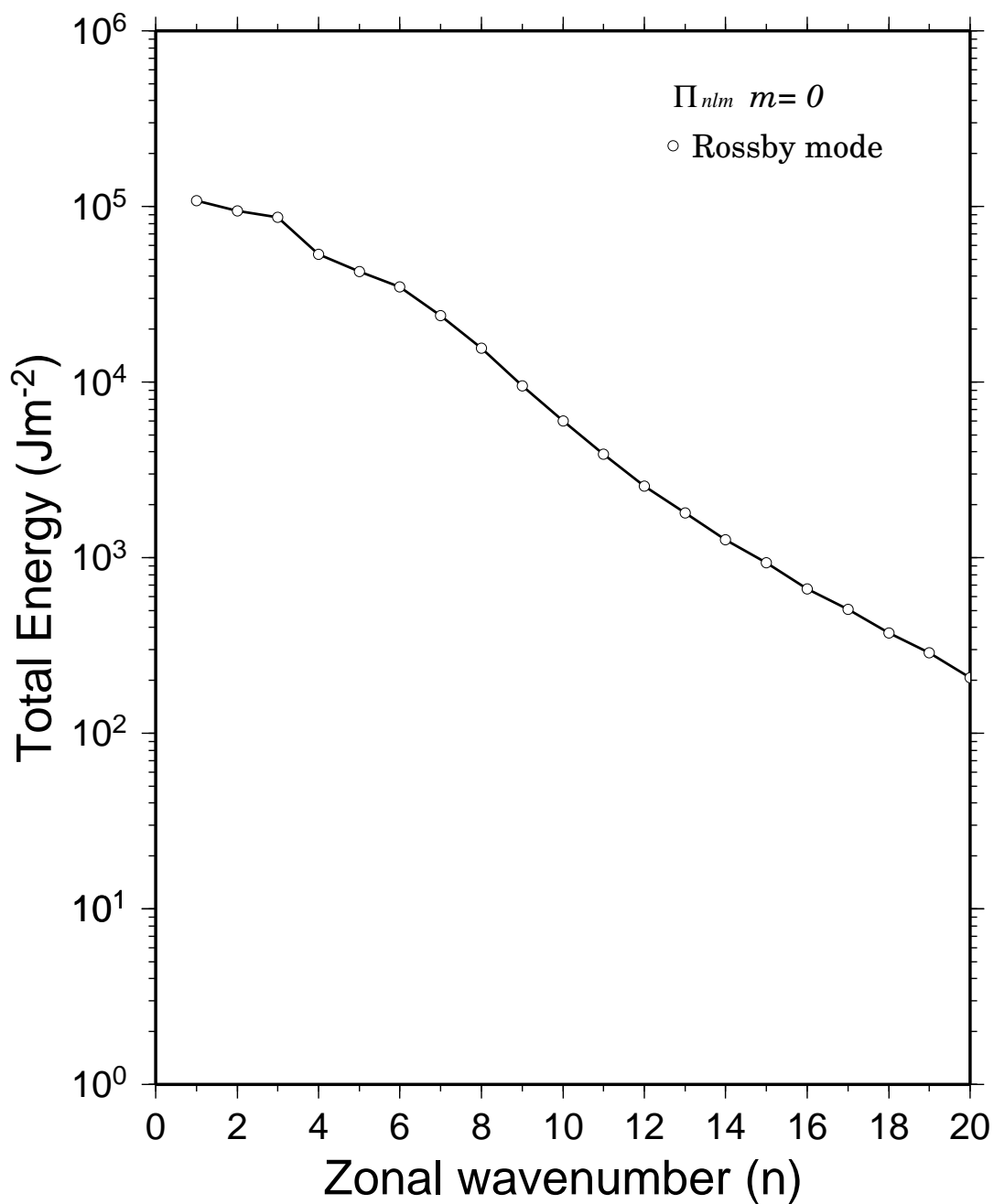


図 28: 観測値を用いた、東西波数領域におけるエネルギースペクトル

Total Energy Spectrum

NCEP Run

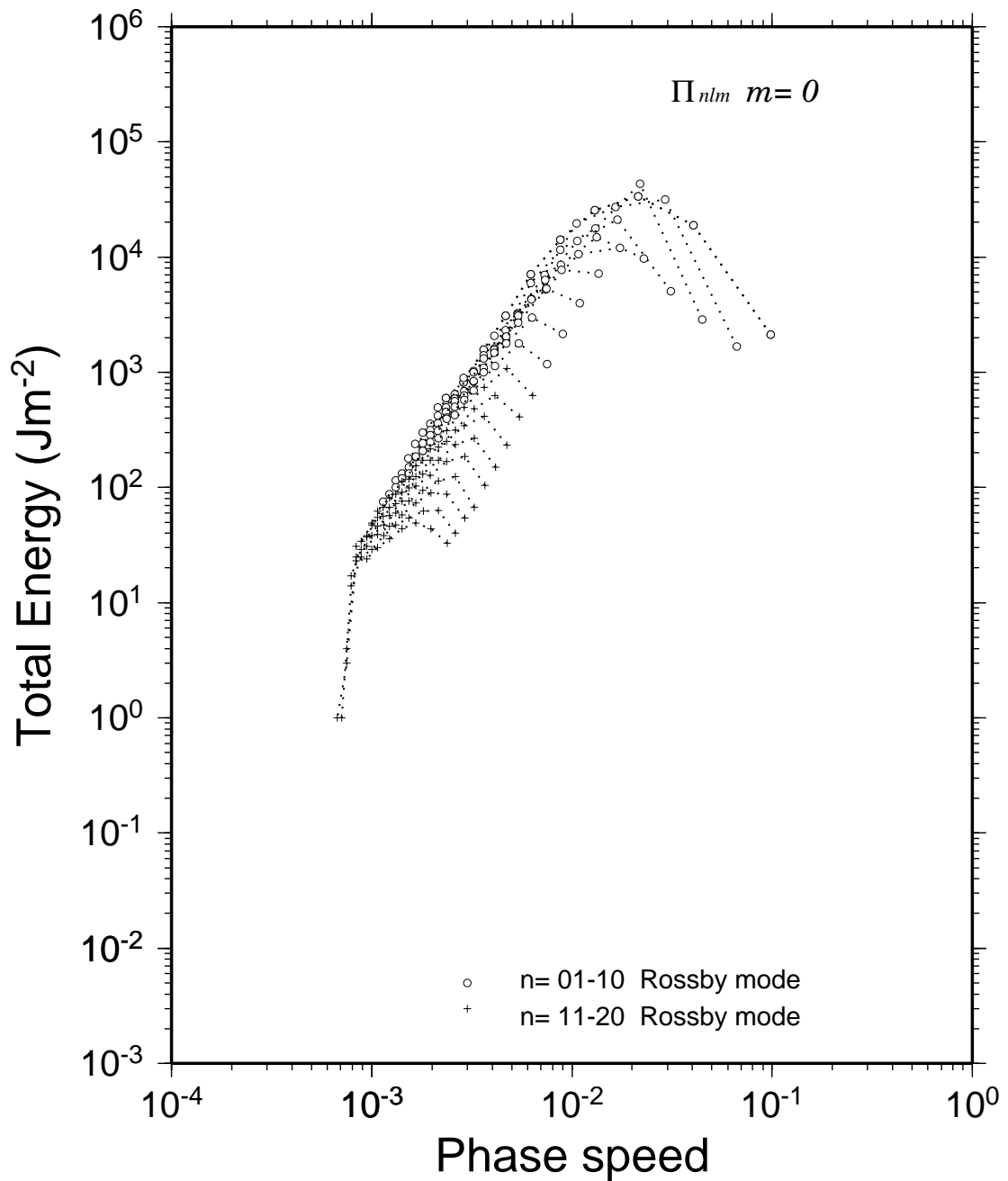
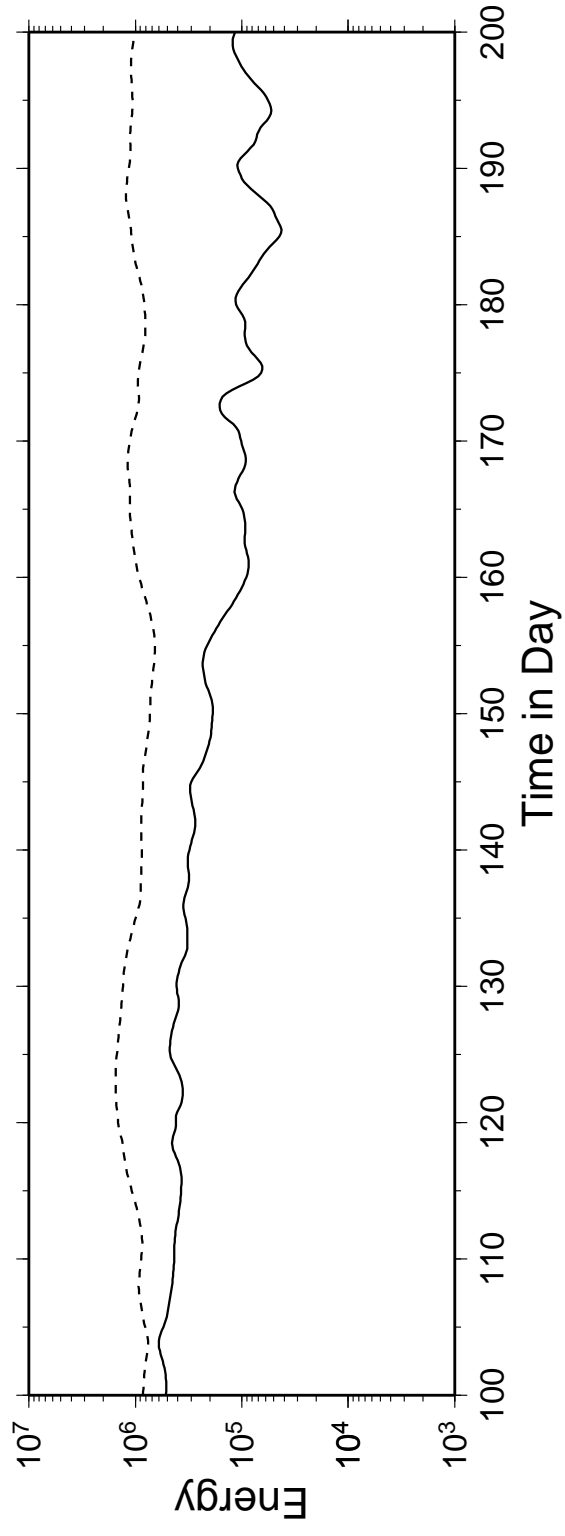
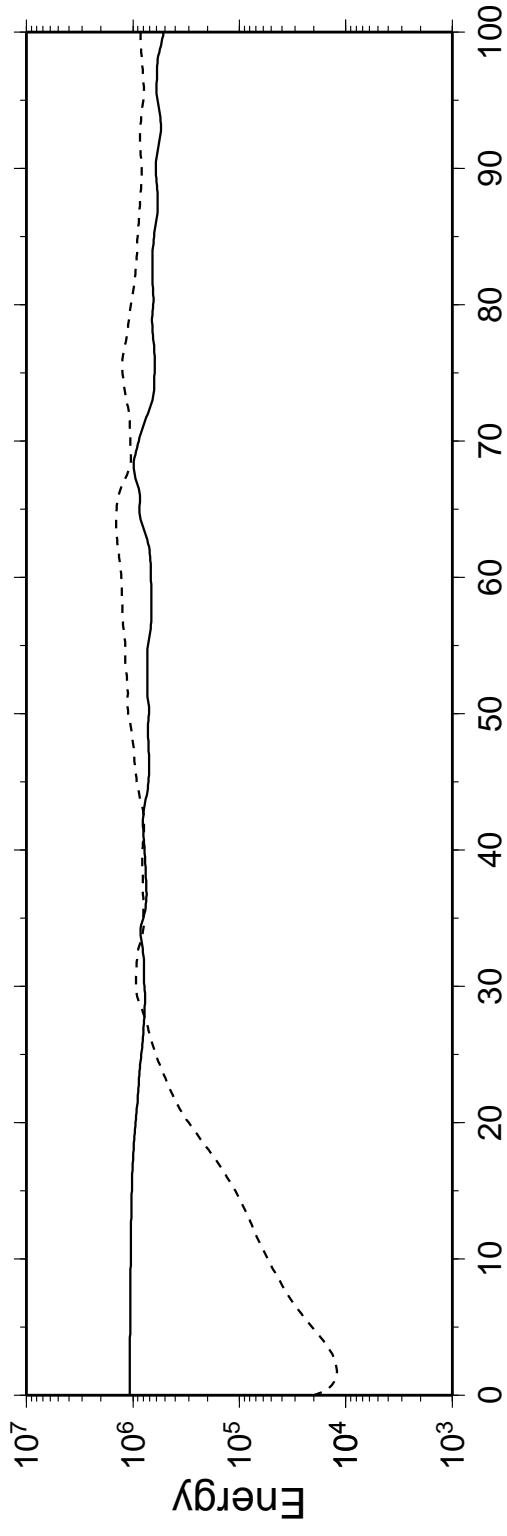
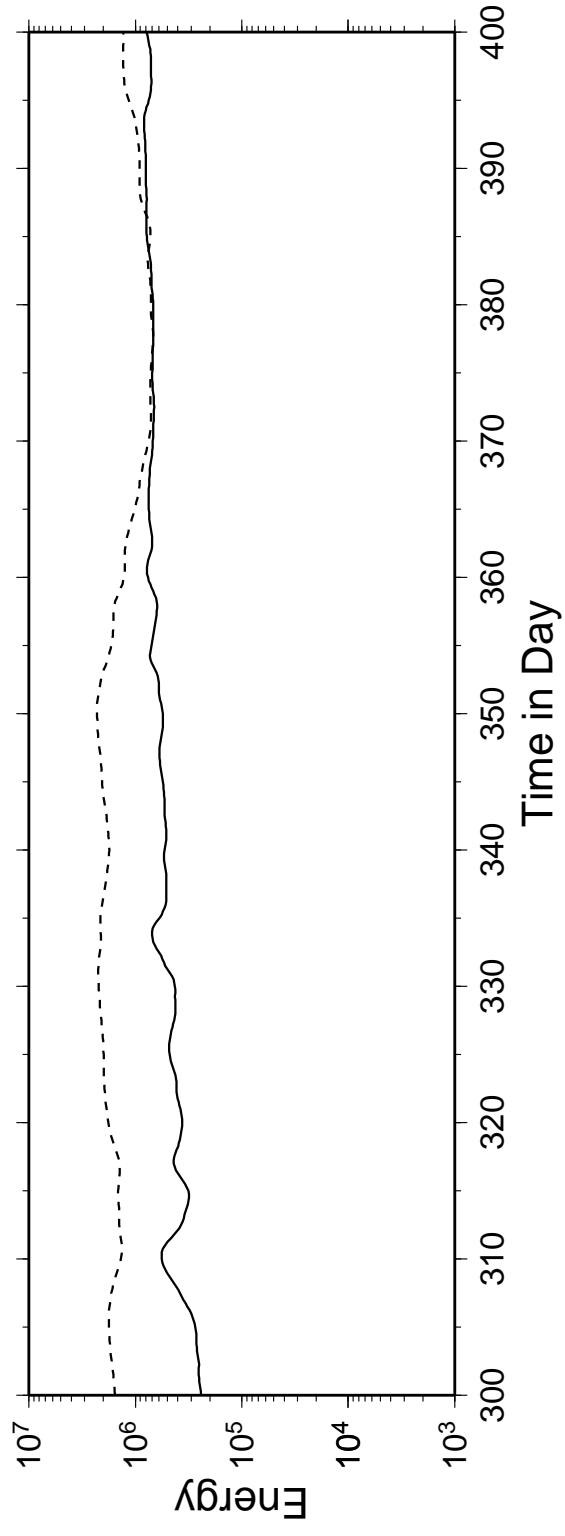
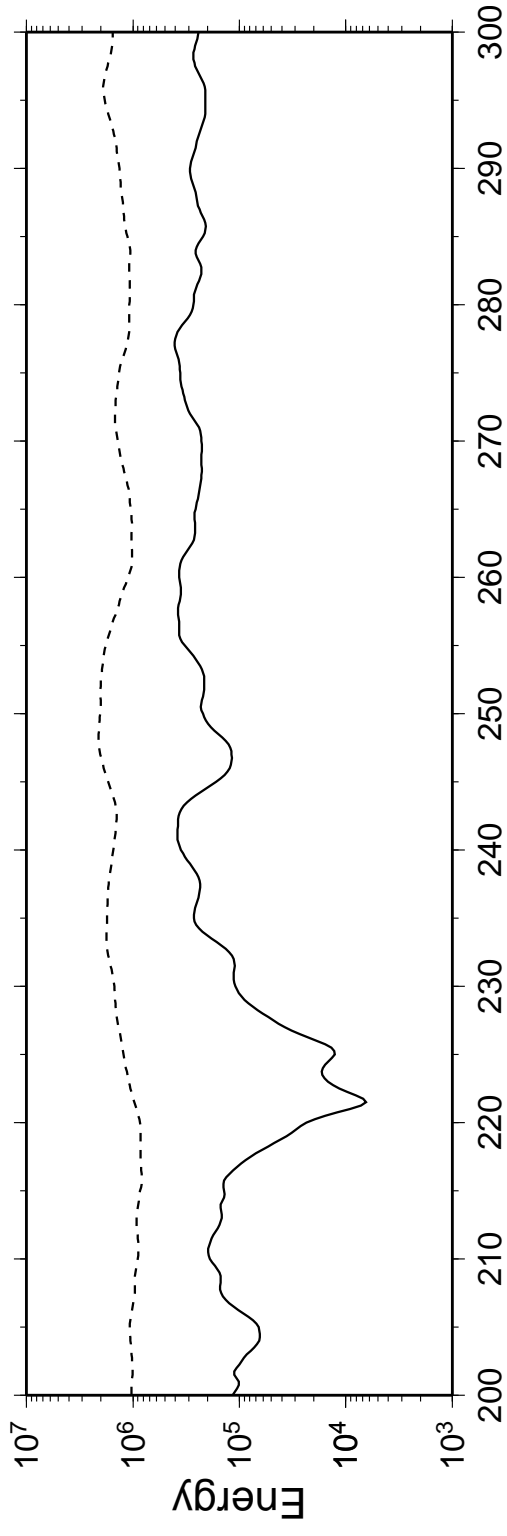


図 29: 観測値を用いた、位相速度領域におけるエネルギースペクトル

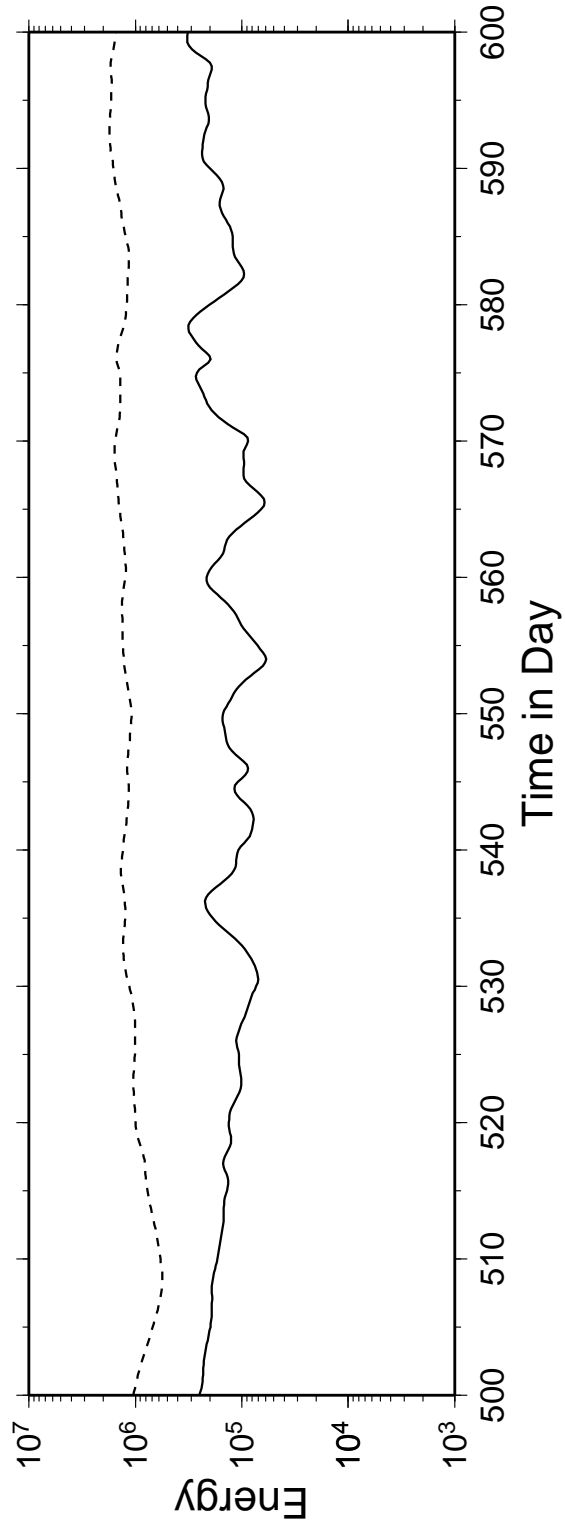
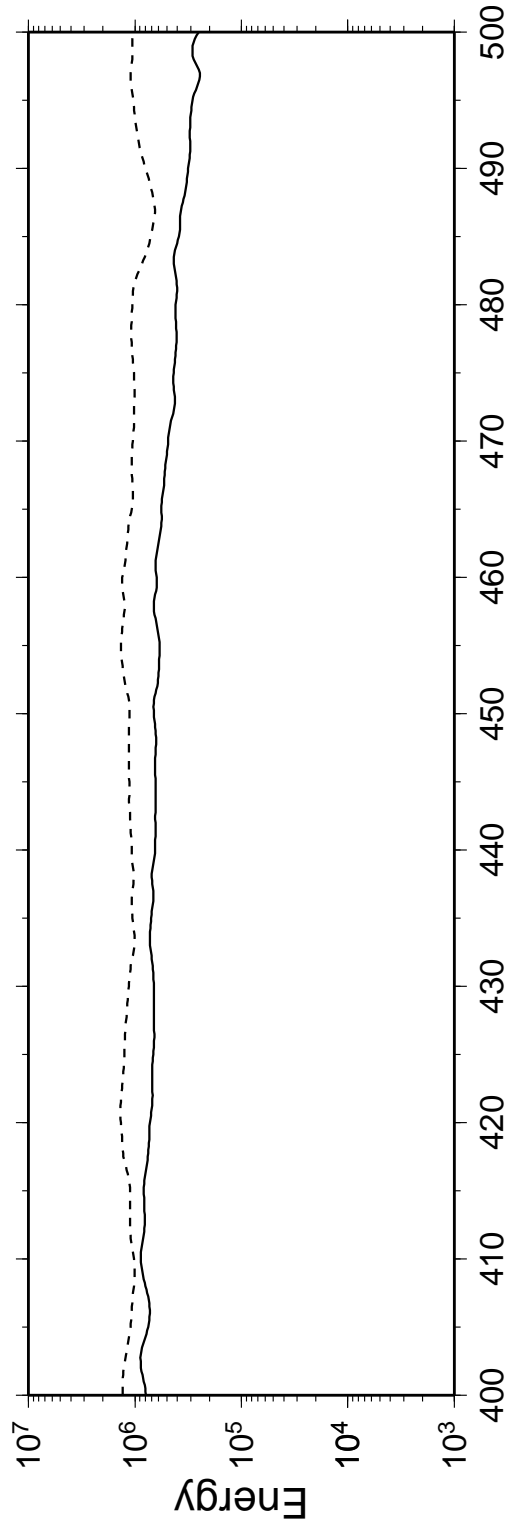
Barotropic Model



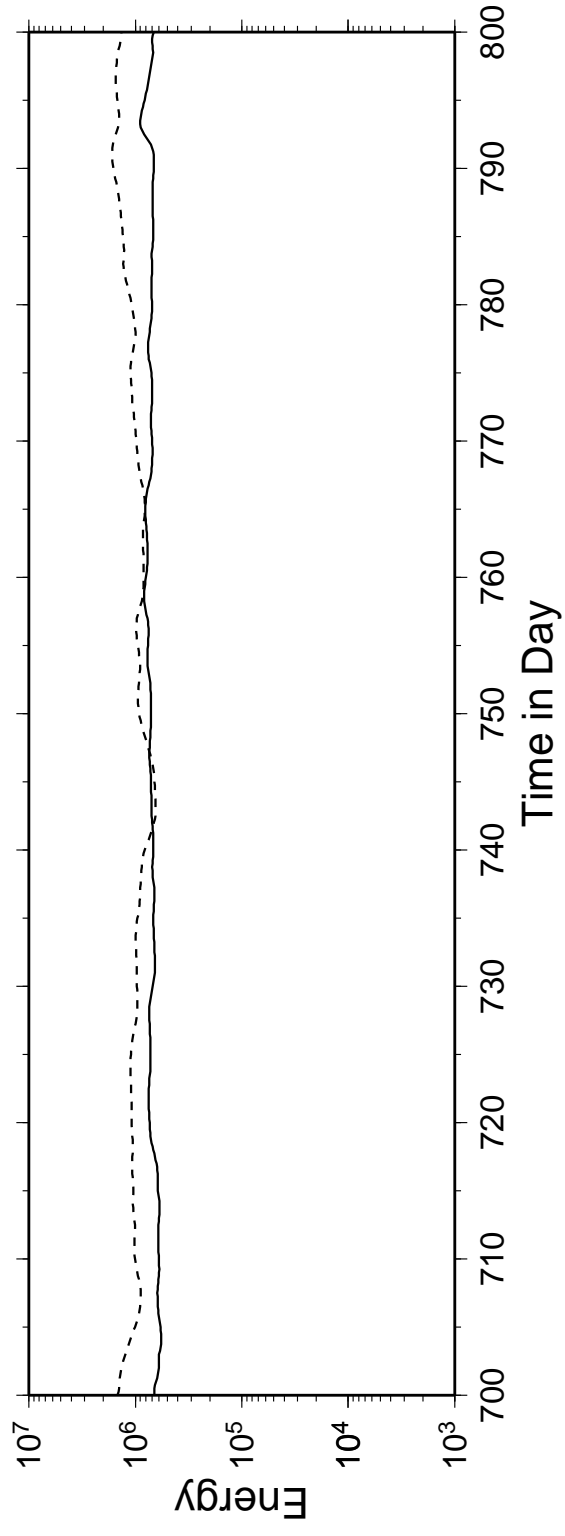
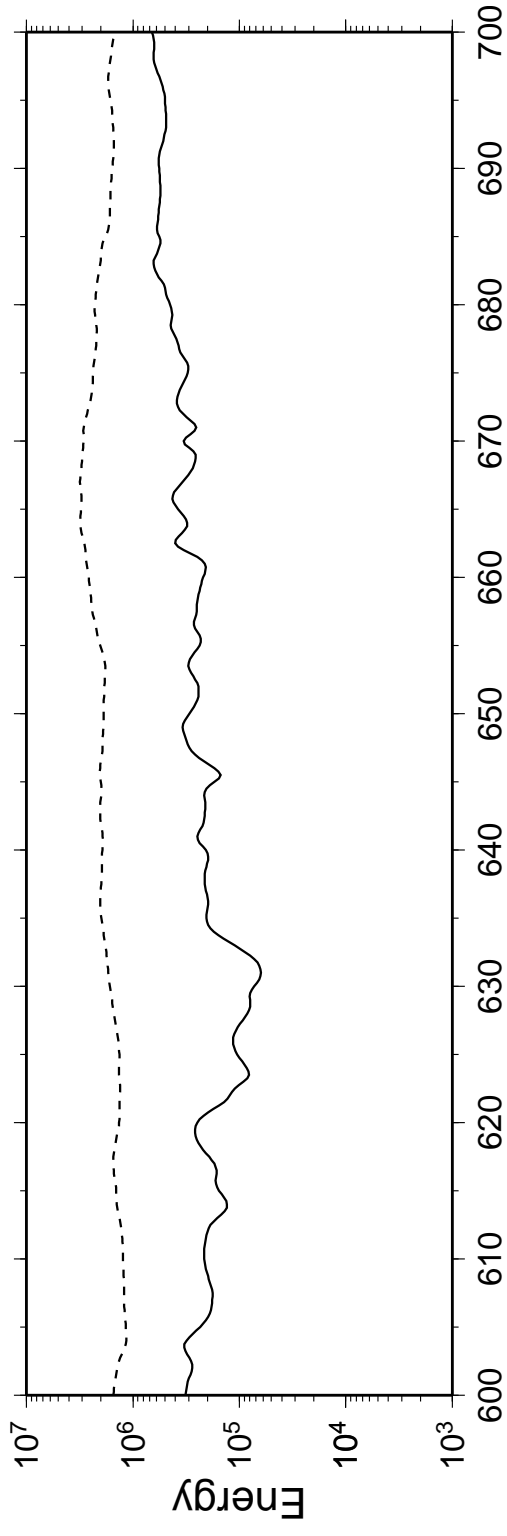
Barotropic Model



Barotropic Model



Barotropic Model



Barotropic Model

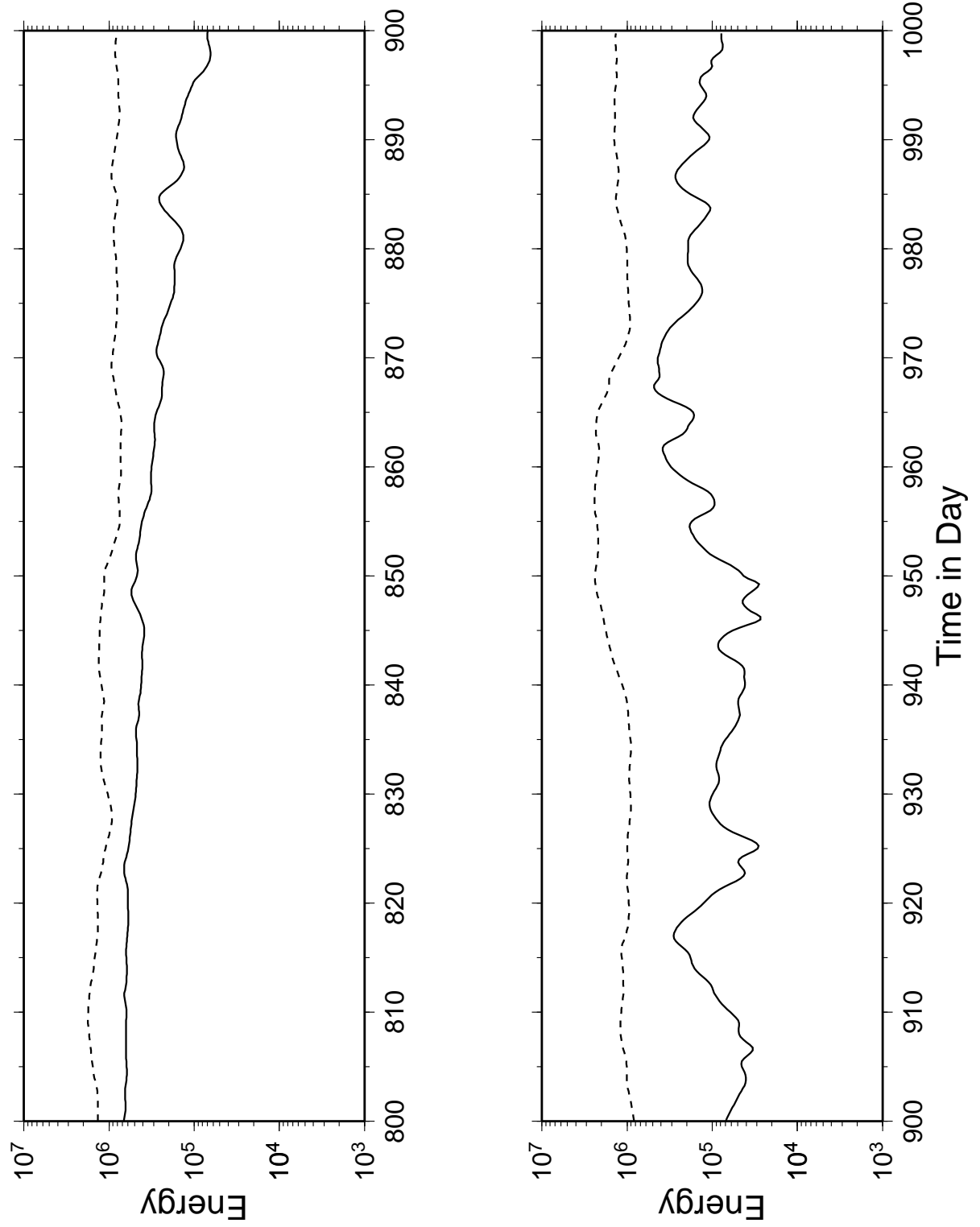
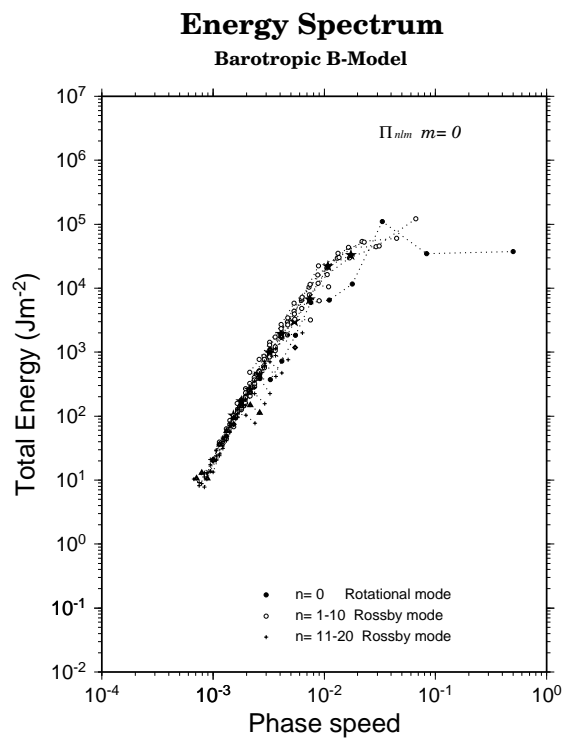
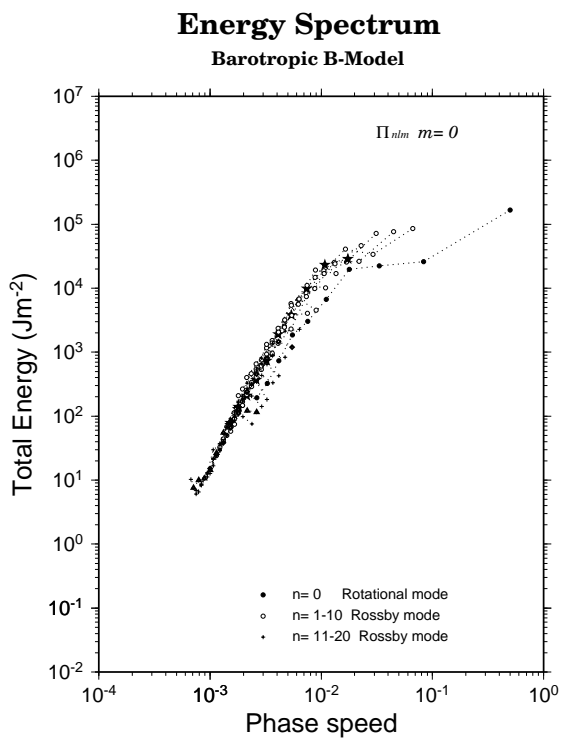
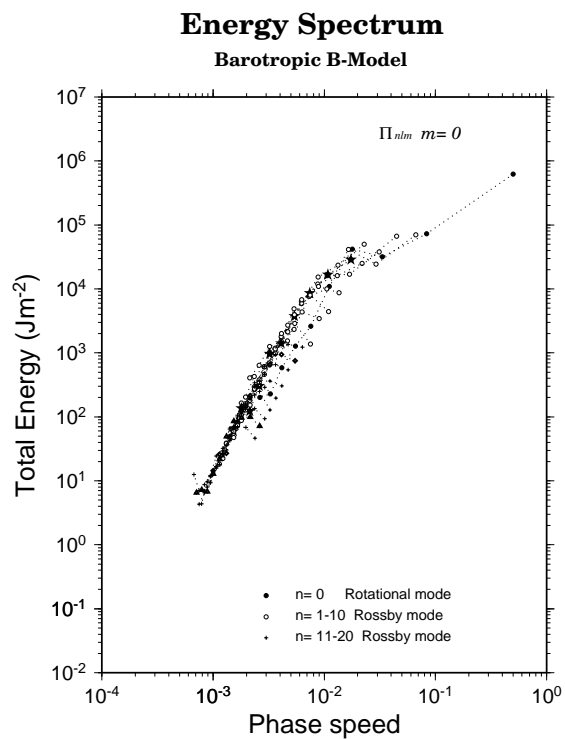
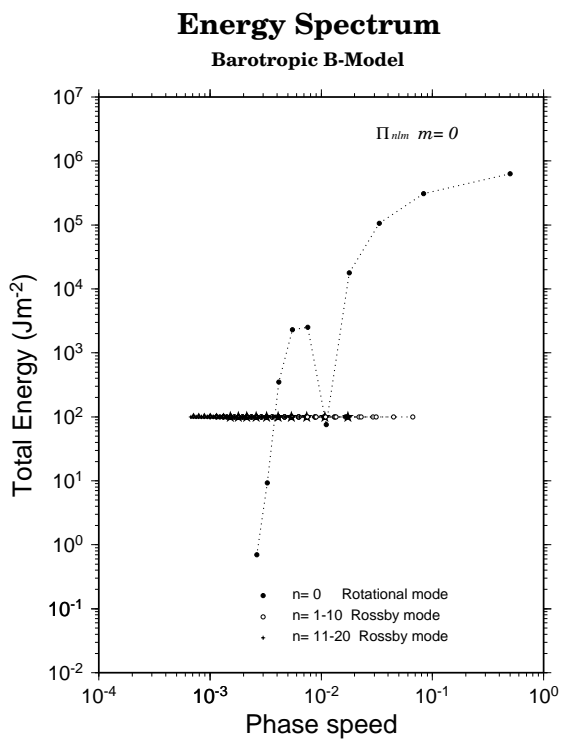
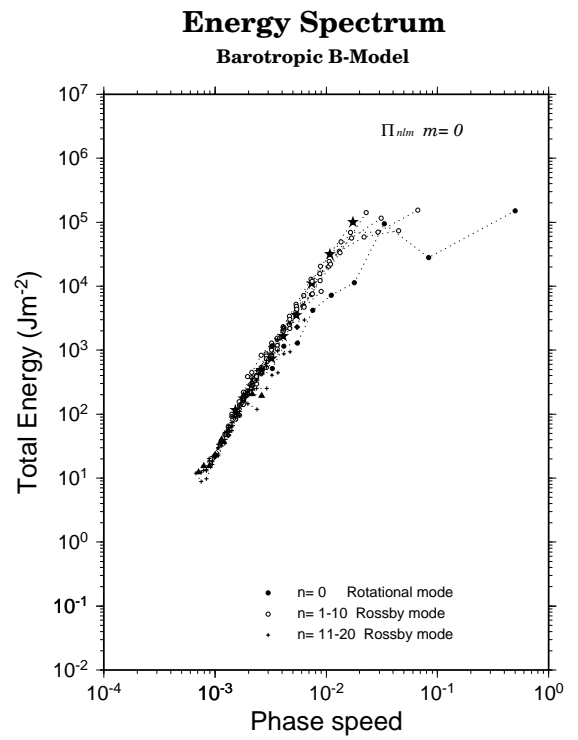
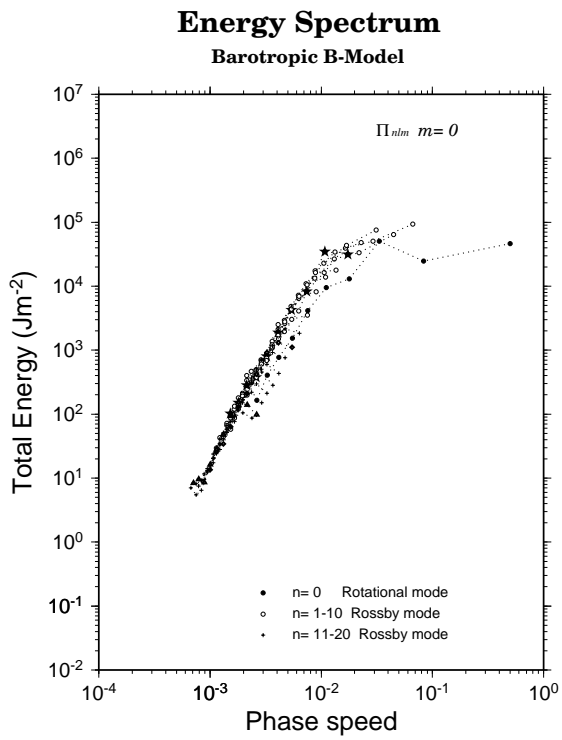
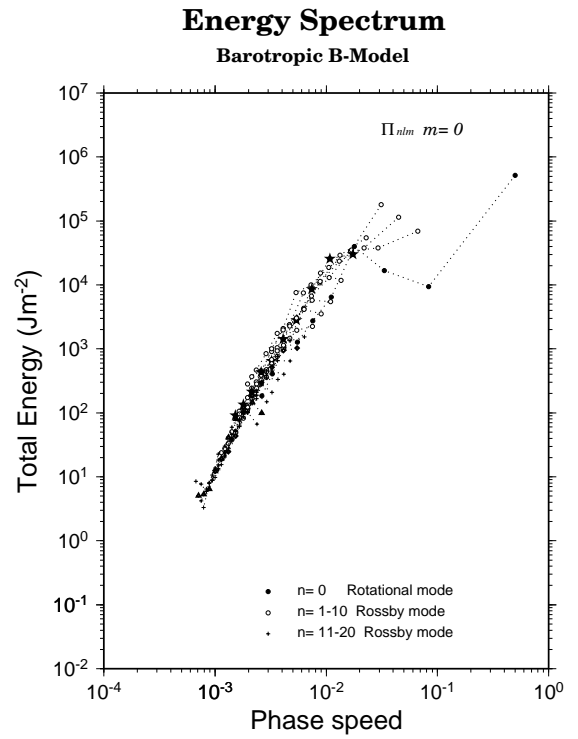
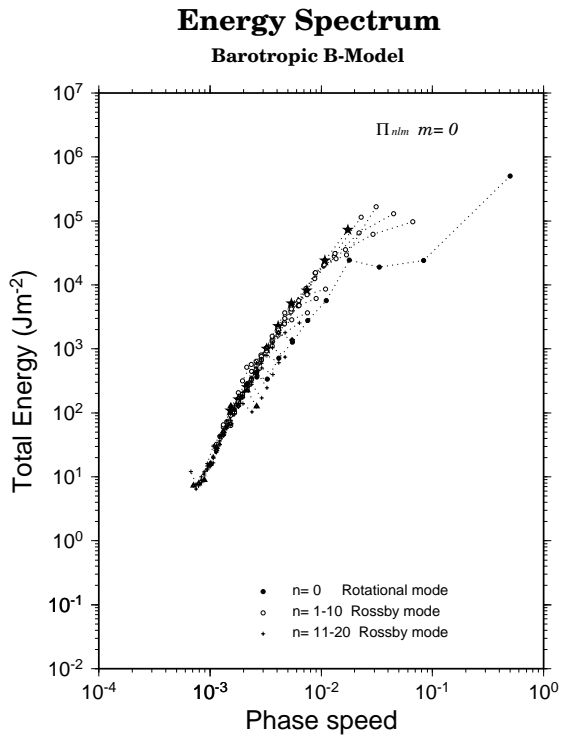


図 30: 1000 日 Run での 100 日ごとのエネルギー時系列





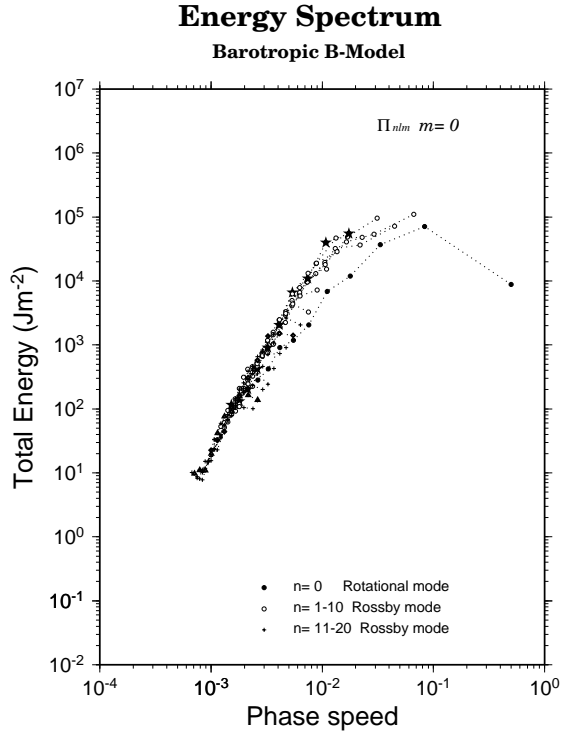
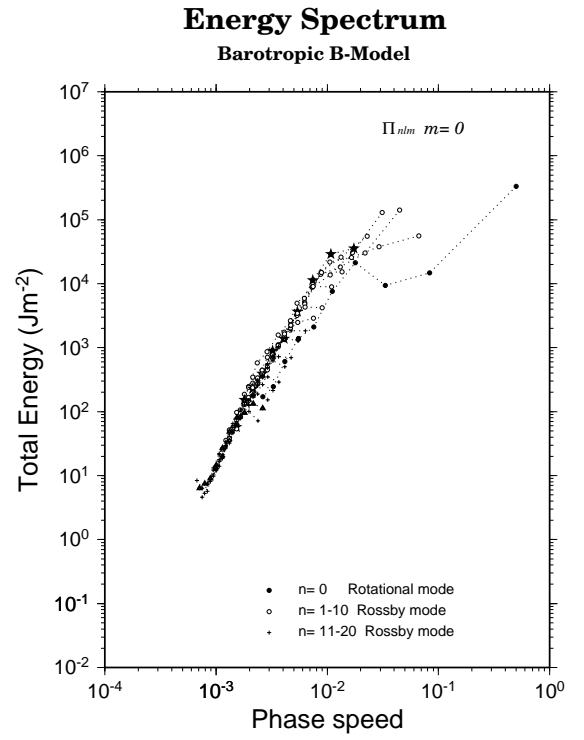
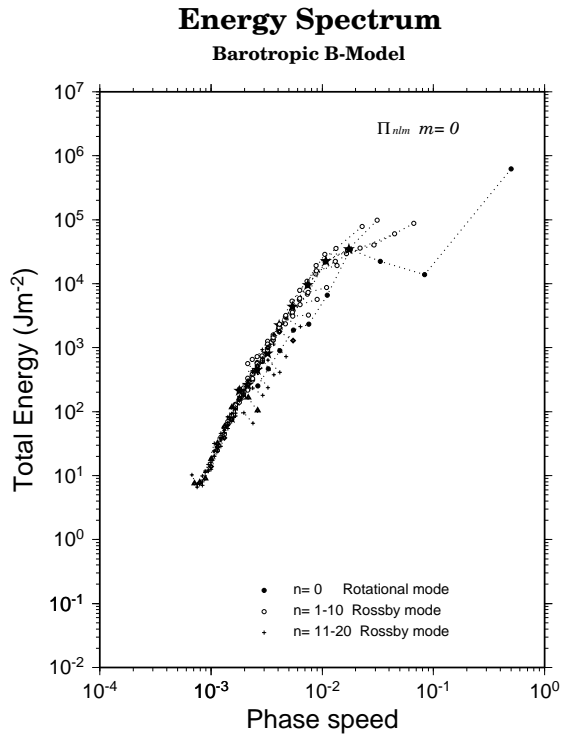
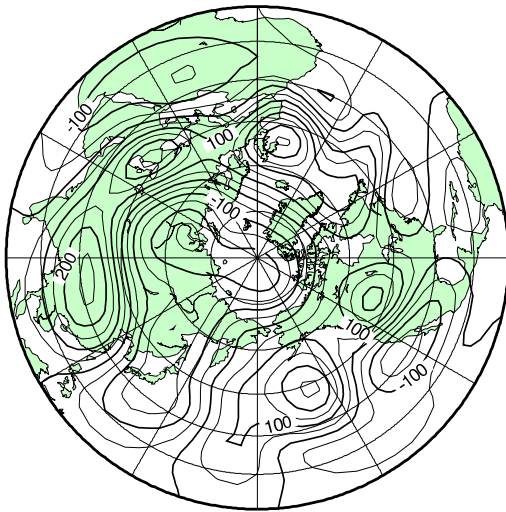


図 31: 1000 日 Run での 100 日ごとの位相速度領域でのエネルギースペクトル

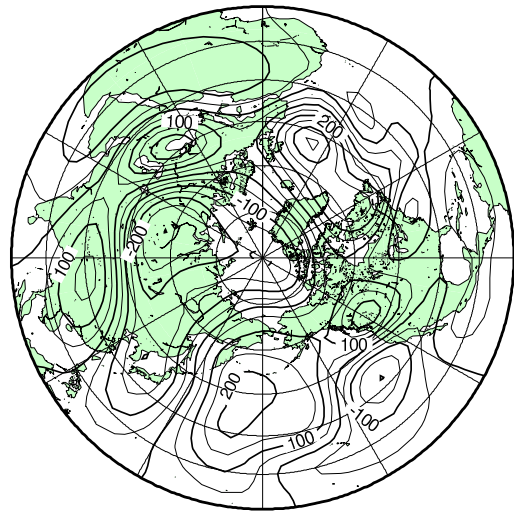
Barotropic Height

Barotropic B-Model

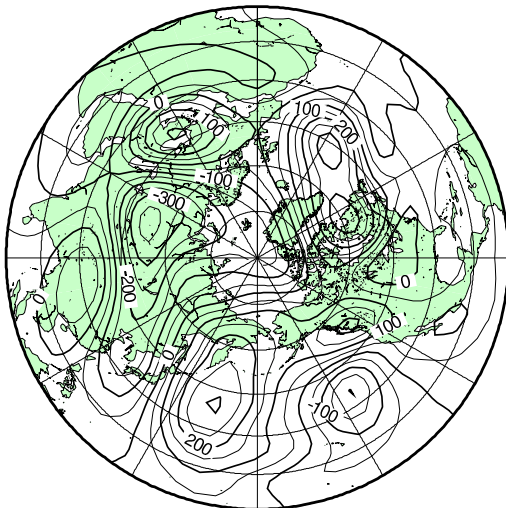
Day 217



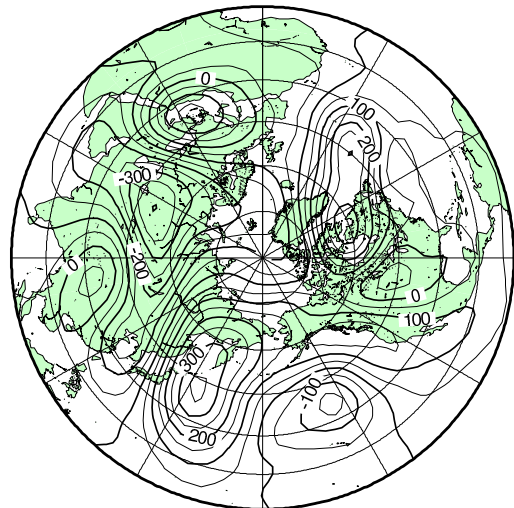
Day 218



Day 219

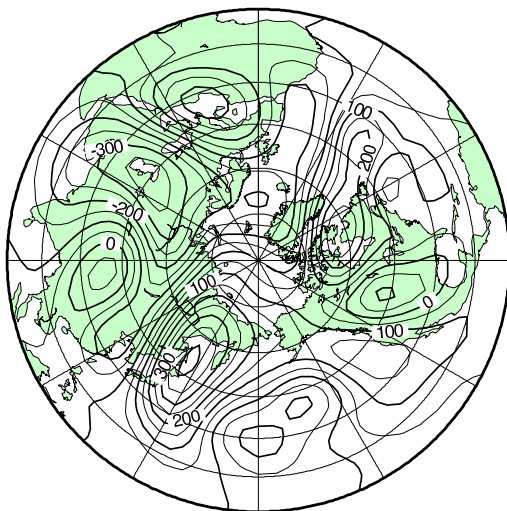


Day 220

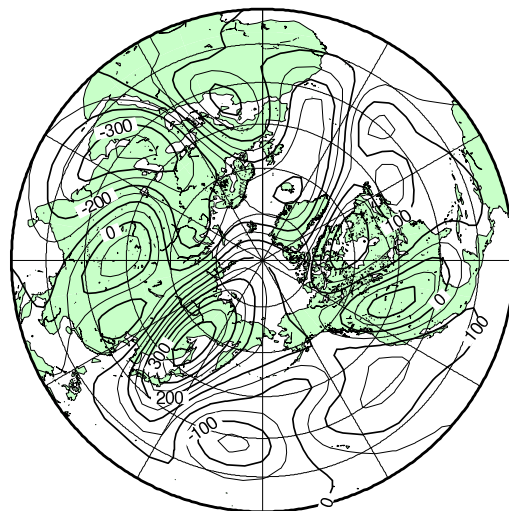


Barotropic Height Barotropic B-Model

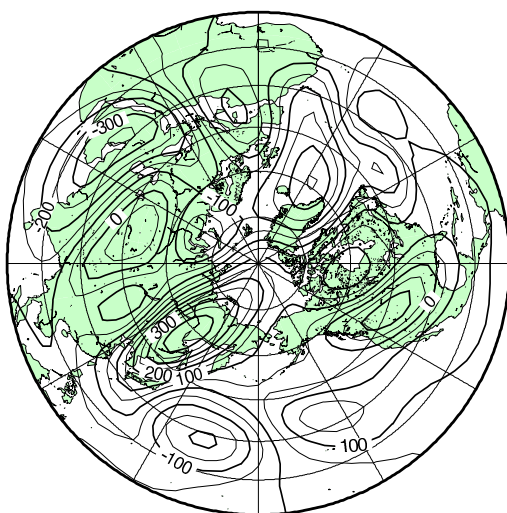
Day 221



Day 222



Day 223



Day 224

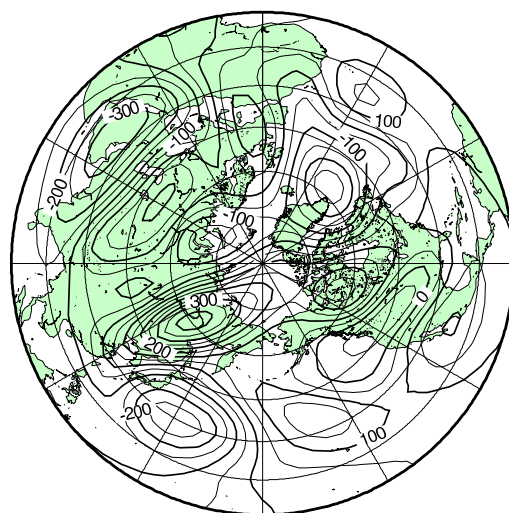


図 32: 帯状流のエネルギーが低い 221 日前後の順圧高度場の天気図

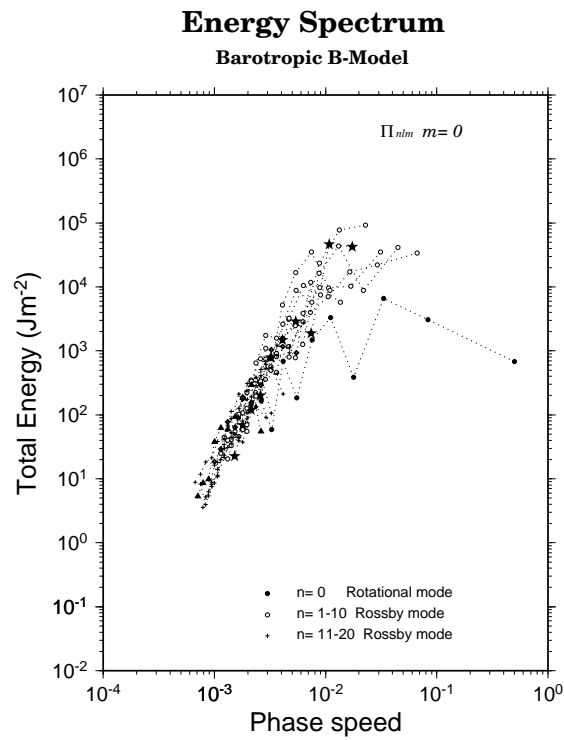
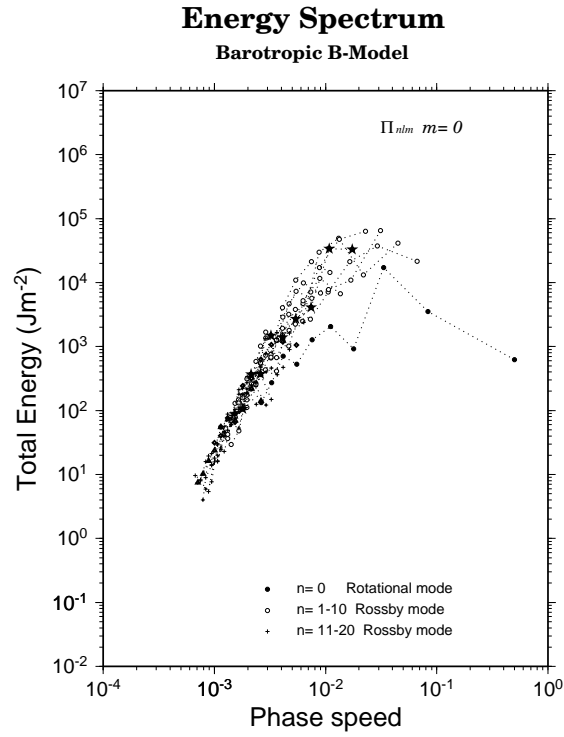
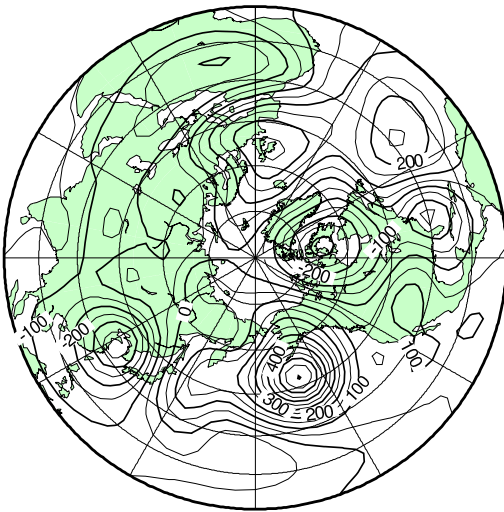


図 33: 帯状流のエネルギーが低い 221 日前後の、東西波数領域におけるエネルギー
スペクトル

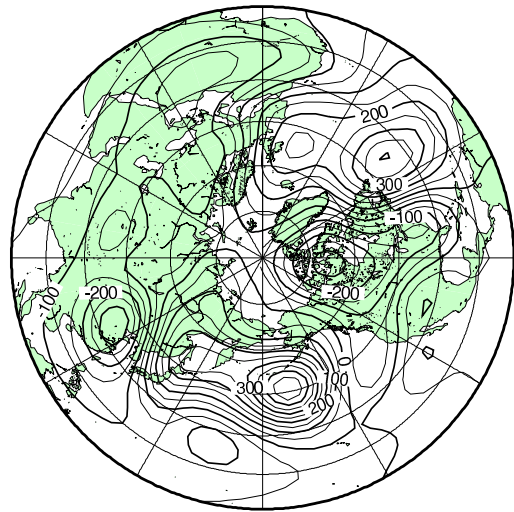
Barotropic Height

Barotropic B-Model

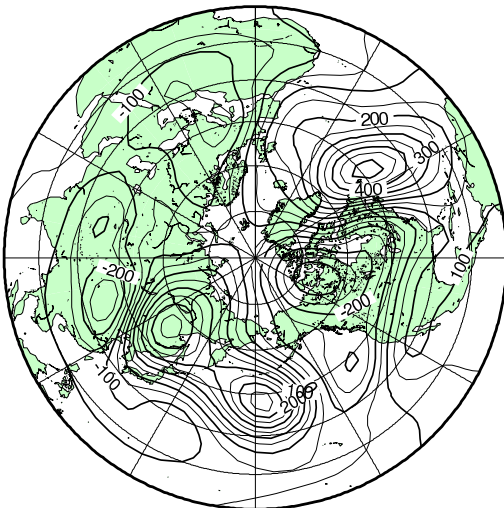
Day 920



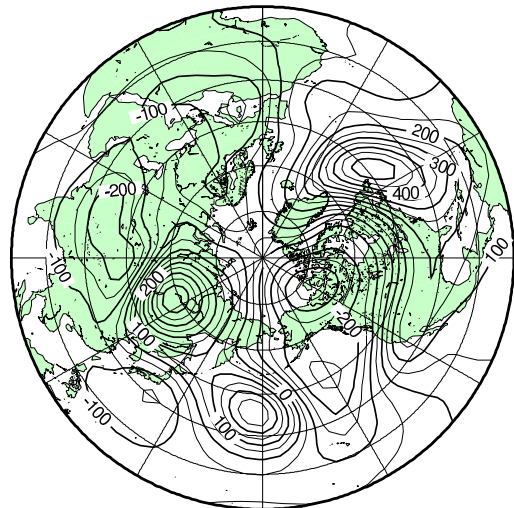
Day 921



Day 922

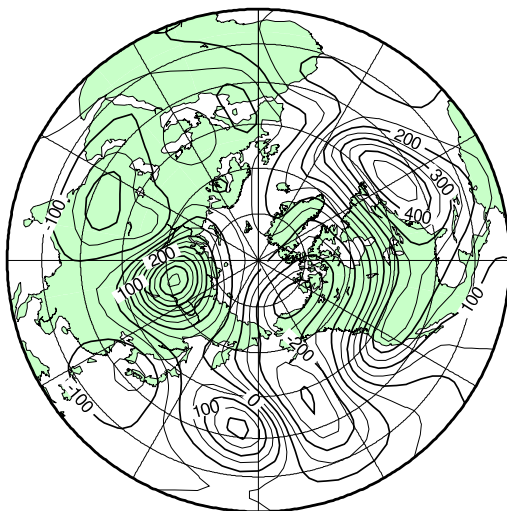


Day 923

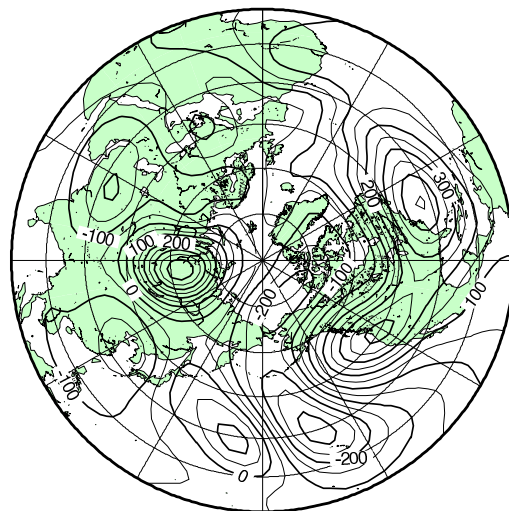


Barotropic Height Barotropic B-Model

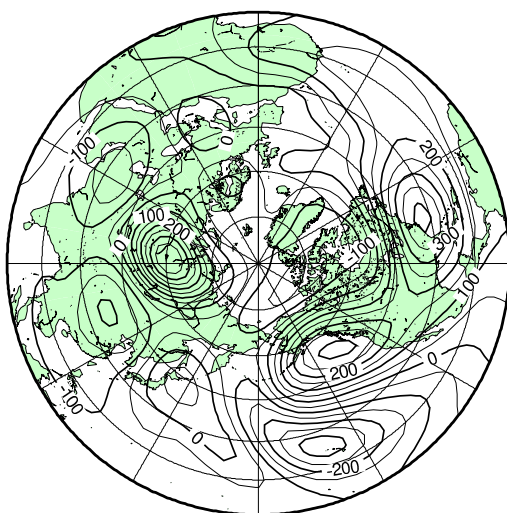
Day 924



Day 925



Day 926



Day 927

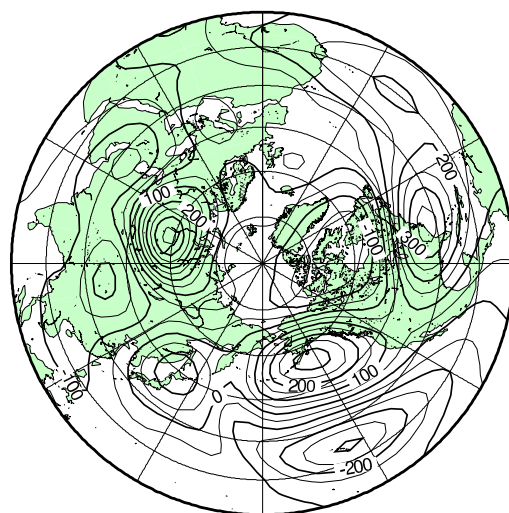


図 34: 帯状流のエネルギーが低い924日前後の順圧高度場の天気図

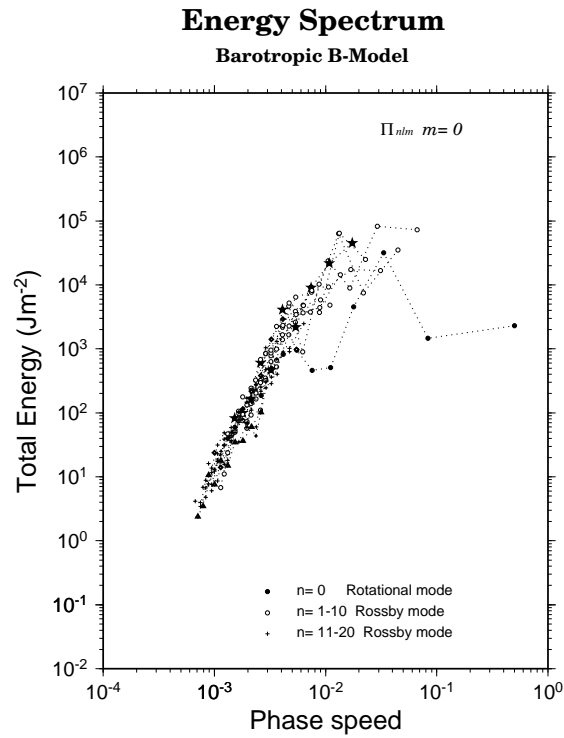
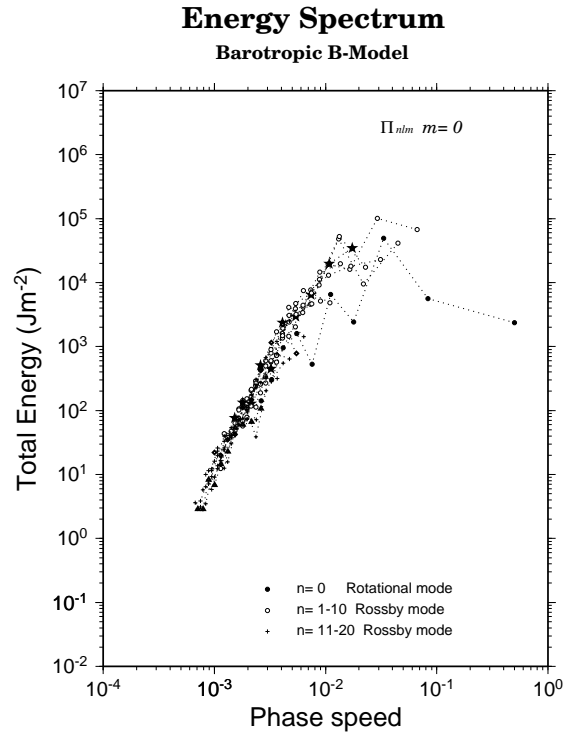
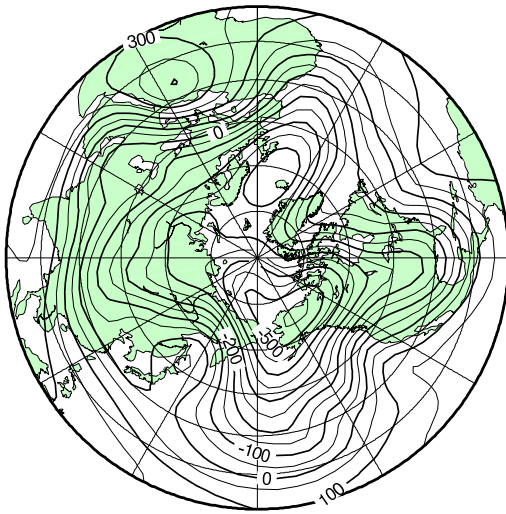


図 35: 帯状流のエネルギーが低い 924 日前後の東西波数領域におけるエネルギー
スペクトル

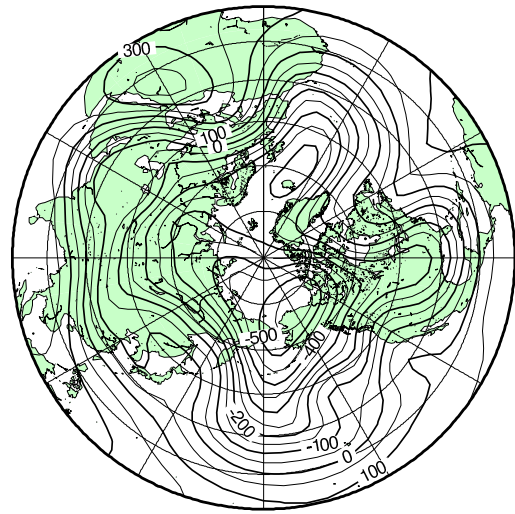
Barotropic Height

Barotropic B-Model

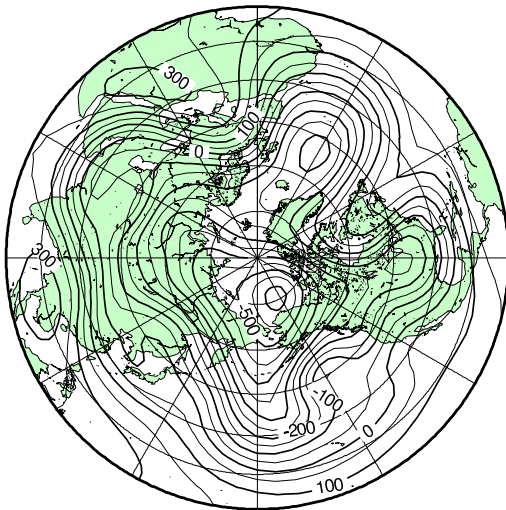
Day 380



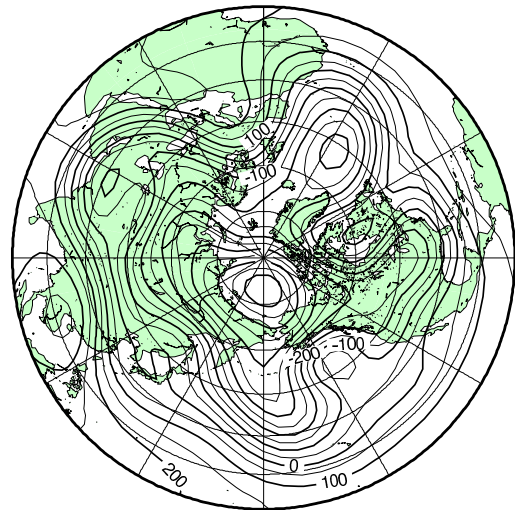
Day 381



Day 382

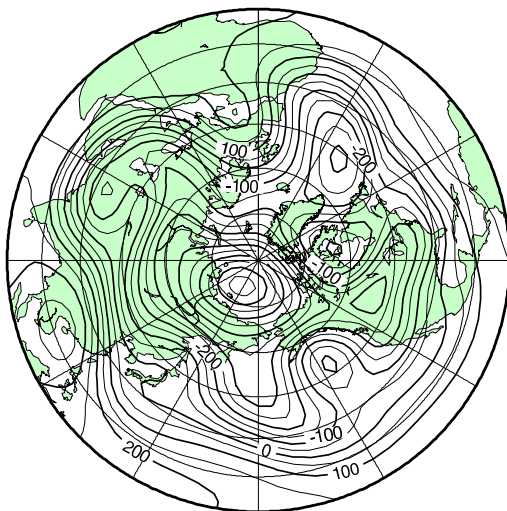


Day 383

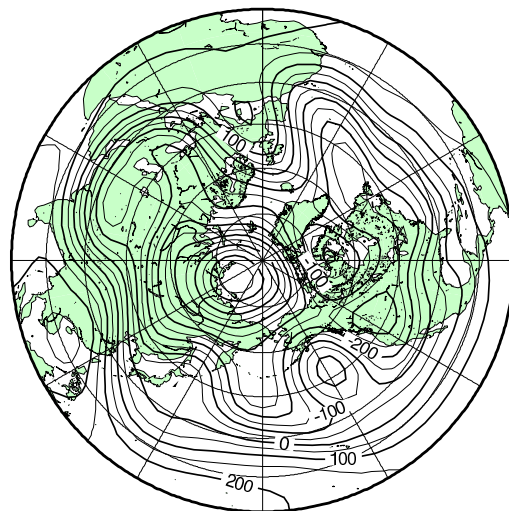


Barotropic Height Barotropic B-Model

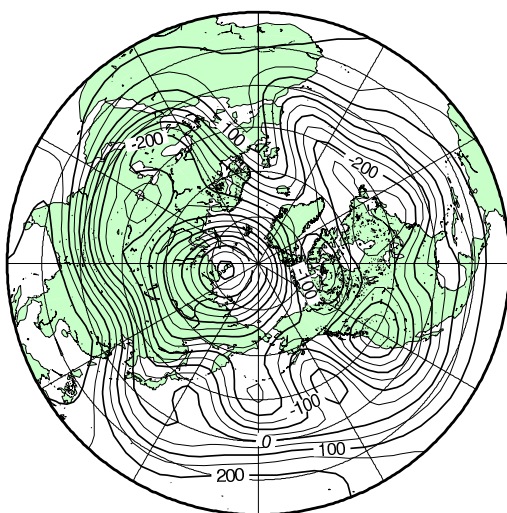
Day 384



Day 385



Day 386



Day 387

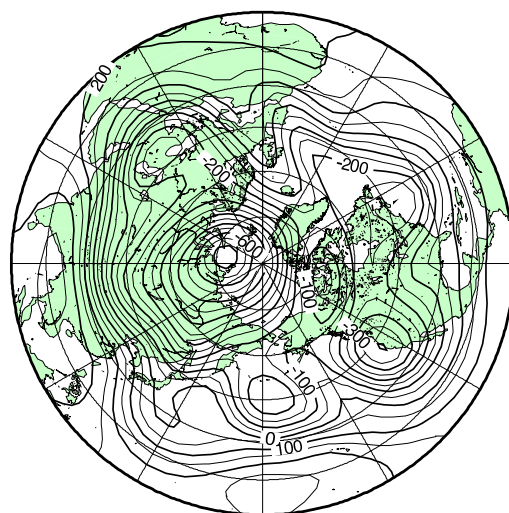


図 36: 帯状流のエネルギーが高い384日前後の順圧高度場の天気図

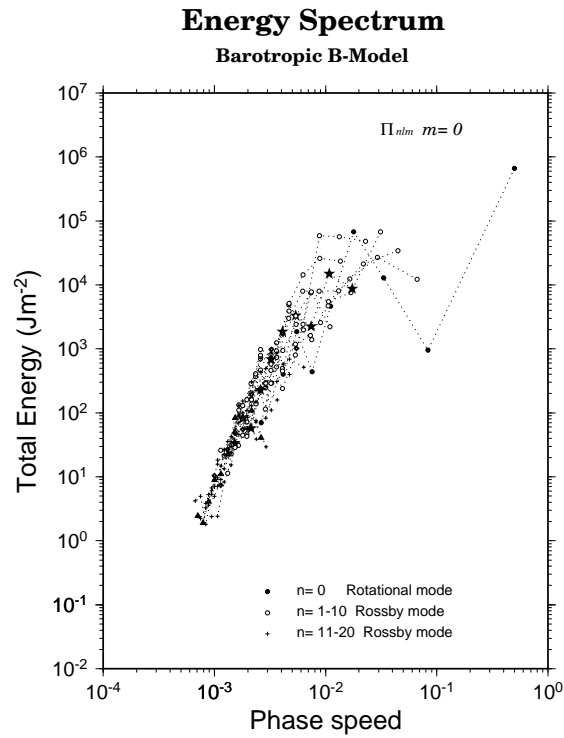
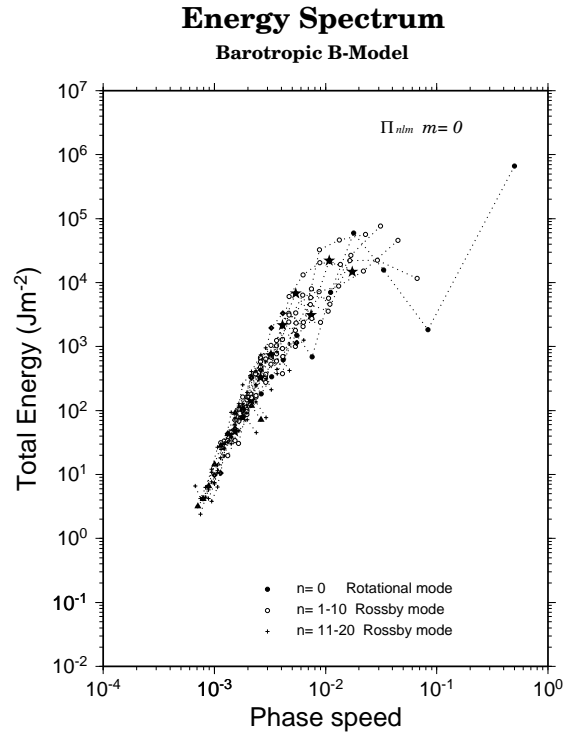
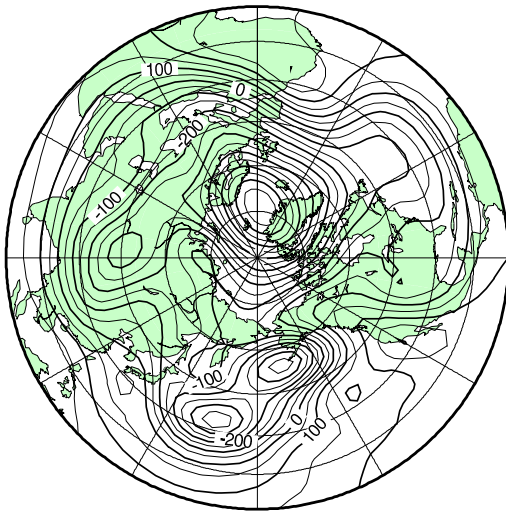


図 37: 帯状流のエネルギーが高い 384 日前後の東西波数領域におけるエネルギー
スペクトル

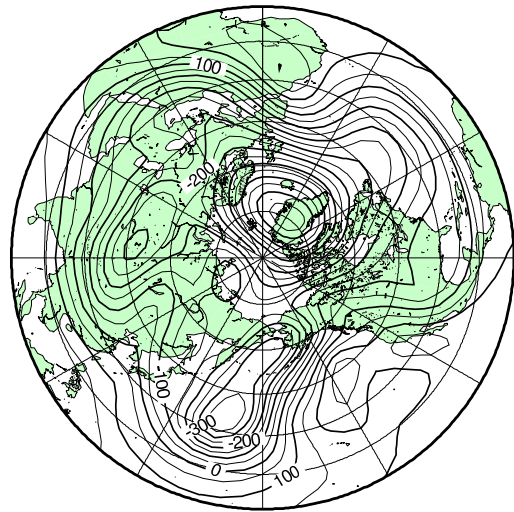
Barotropic Height

Barotropic B-Model

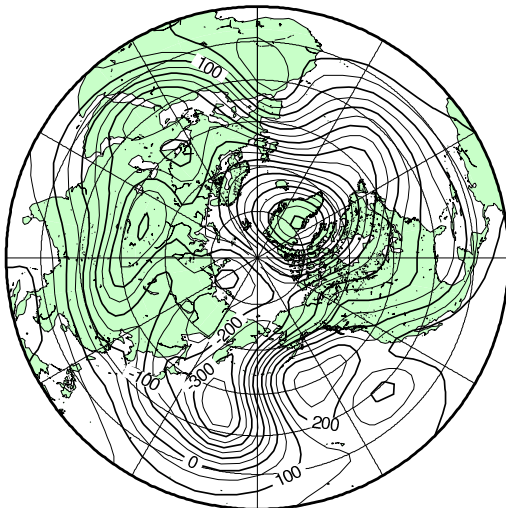
Day 736



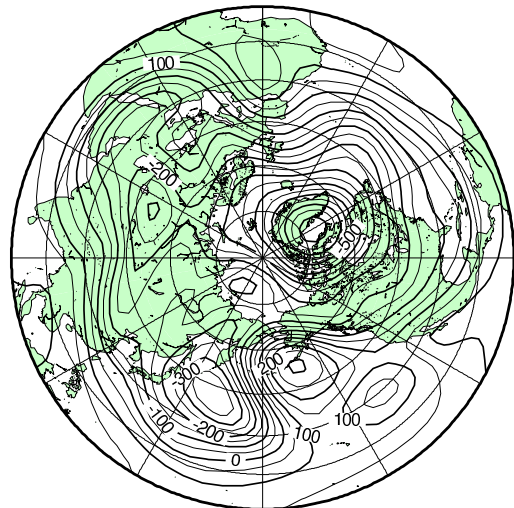
Day 737



Day 738

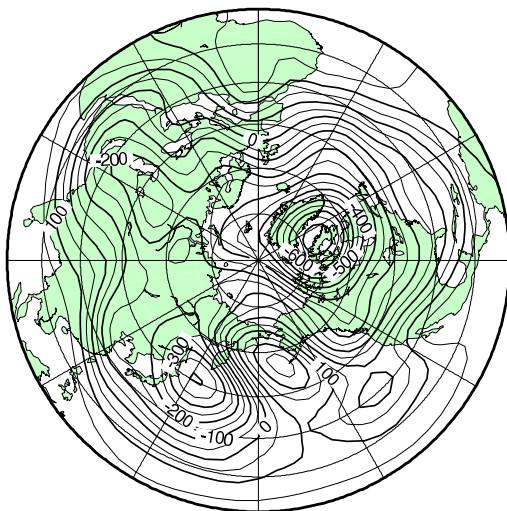


Day 739

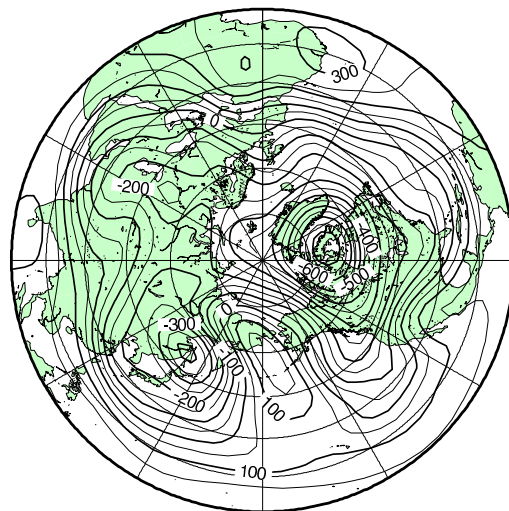


Barotropic Height Barotropic B-Model

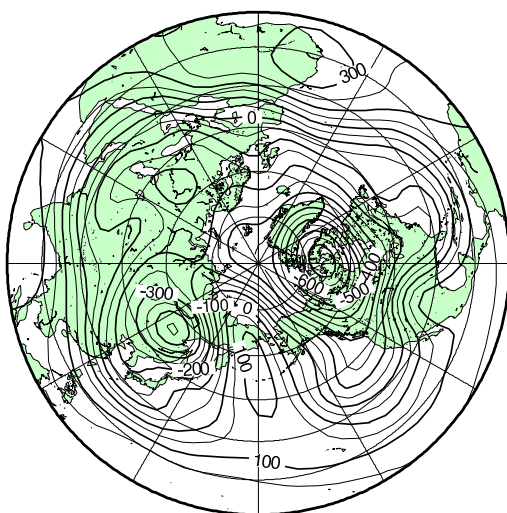
Day 740



Day 741



Day 742



Day 743

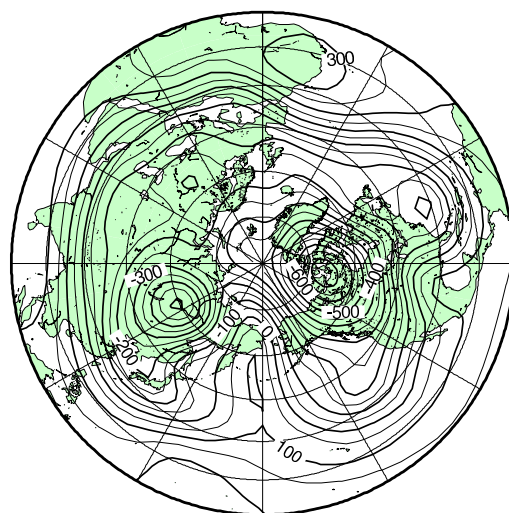


図 38: 帯状流のエネルギーが高い740 日前後の順圧高度場の天気図

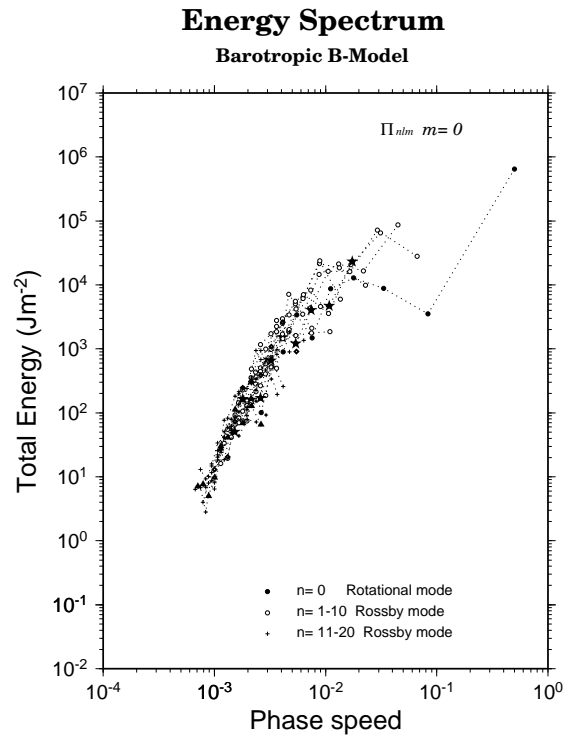
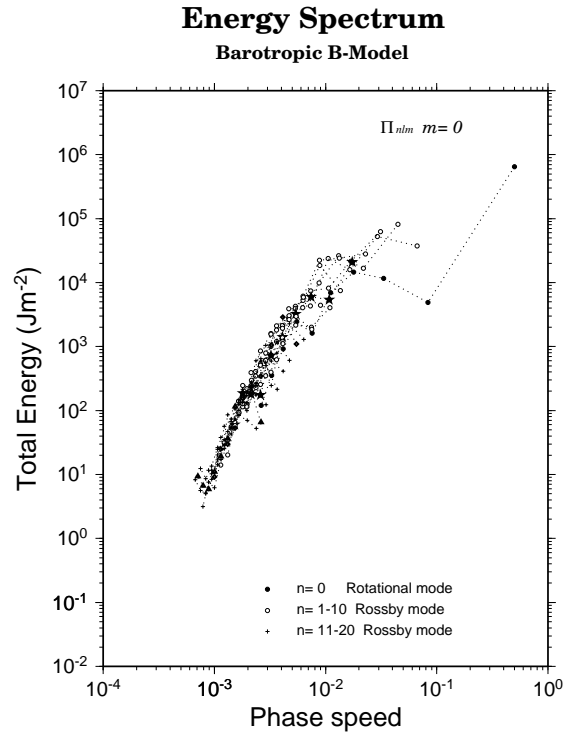


図 39: 帯状流のエネルギーが高い 740 日前後の東西波数領域におけるエネルギー・スペクトル