

平成26年度 修士論文

惑星規模波束の群速度を用いた
成層圏突然昇温の励起源に関する解析

京都大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻
地球物理学分野 大気科学分科

上田 学

修士論文要旨

冬季成層圏で発生する成層圏突然昇温 (Sudden Stratospheric Warming; SSW) の基本的メカニズムは、対流圏から上方伝播する大振幅の惑星規模擾乱と成層圏での帯状平均風との相互作用によって説明できることは既に知られている。しかし、大振幅惑星規模擾乱の対流圏における励起源に関しては依然として不明な点が多い。例えば、SSW の事例解析に基づくいくつかの研究では対流圏ブロッキングがその励起源となる可能性を指摘しているが、SSW 発生直前に顕著なブロッキングが対流圏に存在するという関係は統計的には有意ではない。そのため、ブロッキング以外の対流圏循環偏差も惑星規模擾乱の増幅に寄与している可能性もある。

そこで、本研究では、再解析データを用いて算出される群速度から惑星規模波束の 3 次元伝播経路を求める解析手法を開発し、SSW を引き起こした惑星規模波束の対流圏における励起源の地理的位置と、その形成時期を特定することを試みる。そのために、Plumb (1985) を参考に、Plumb が定義した定在ロスビー波の 3 次元波活動度フラックスから、定在ロスビー波の局所群速度ベクトルを求める計算手法を定式化した。また、定式化した定在ロスビー波の 3 次元群速度ベクトルと波活動度フラックスとの関係は、よく知られた 2 次元群速度ベクトルと Eliassen-Palm flux との関係を包含していることも確認した。次に、この計算手法を JRA-55 再解析データに適用して求めた惑星規模波束の群速度ベクトルを用いて ray tracing (光路追跡) することにより、惑星規模波束の 3 次元伝播経路を算出する解析手法を開発した。

まず、北半球冬季気候場について惑星規模波束の 3 次元群速度を算出し、得られた群速度の大きさが対流圏や成層圏の西風ジェット付近で極大となることや、群速度水平成分の最大値は 25 m/s 程度、鉛直成分の最大値は 9 km/day 程度となることを示した。また、算出した群速度の大きさは、単純化した基本場についてロスビー波の分散関係式から求められる値と比較して、妥当な値であることを確認した。

次に、開発した解析手法を用いて惑星規模波束の伝播経路を算出し、成層圏まで上方伝播しうる対流圏界面付近における惑星規模波束の射出領域は、東ユーラシア・北西太平洋域と北西ユーラシア域の 2 か所であることを明らかにした。なお、前者の領域に対応する対流圏界面付近の低気圧偏差が、成層圏のアリューシャン高気圧の励起源となっていることも指摘する。

さらに、2001 年 12 月の SSW 事例に本研究で開発した解析手法を適用し、この SSW を引き起こしたのは、SSW に伴う成層圏での帯状平均風減速と極域の昇温期間中に、対流圏界面付近の北大西洋域のブロッキング域と東ユーラシア・北太平洋域の低気圧性偏差域の 2 か所から成層圏へ上方伝播した惑星規模波束であることを突き止めることに成功した。なお、前者のブロッキングと SSW との関連性は過去の研究でも指摘されているが、後者の励起源の重要性を指摘したのは本研究が初めてである。

目次

第1章	はじめに	1
1.1	成層圏突然昇温 (SSW)	1
1.2	SSW 発生メカニズム	1
1.3	SSW を励起する対流圏波源は何か?	9
1.4	本研究の目的	10
第2章	データと解析手法	11
2.1	JRA-55 長期再解析	11
2.2	Ray Tracing (光路追跡)	11
第3章	群速度を用いた惑星規模波束伝播経路の算出	14
3.1	Plumb (1985) に基づいた3次元群速度の定式	18
3.2	DJF 気候場での群速度	26
3.3	群速度の妥当性の評価	35
3.4	DJF 気候場での Ray Tracing (光路追跡)	38
第4章	2001 年 12 月の SSW 事例解析	48
4.1	2001 年 12 月の SSW	48
4.2	Ray Tracing (光路追跡) による SSW 励起源の位置推定	50
第5章	おわりに	61
	謝辞	65
	参考文献	66

表 目 次

2.1 JRA-55 長期再解析データセット	11
2.2 Ray Tracing の設定	12

目 次

1.1	带状平均温度と带状平均風の緯度高度断面図 (DJF 気候場)	2
1.2	带状平均温度と带状平均風の緯度高度断面図 (SSW 発生時: 2001 年 12 月 28 日)	2
1.3	鉛直伝播する惑星規模擾乱と带状平均流との相互作用の概念図 (Andrews et al., 1987)	8
2.1	緯度高度 2 次元平面内での光路追跡 (Karoly and Hoskins, 1982)	13
3.1	水平平面内での光路追跡 (Hoskins and Karoly, 1981)	15
3.2	東西波数と带状平均風を変数とした定在ロスビー波群速度の東西鉛直成分の等値線図 (Hayashi, 1981)	16
3.3	波の重ね合わせの図	17
3.4	lowpass フィルターの応答関数	27
3.5	Plumb フラックスの水平分布図 (DJF 気候場)	30
3.6	带状平均風と E-P フラックスの緯度高度断面図 (DJF 気候場)	31
3.7	带状平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配の緯度高度断面図 (DJF 気候場)	32
3.8	高度場東西非一様成分の带状平均振幅の緯度高度断面図 (DJF 気候場)	32
3.9	位相依存性を含まない波活動度 (A_s) の緯度高度断面図 (DJF 気候場)	32
3.10	群速度の水平分布図 (DJF 気候場)	33
3.11	带状平均群速度の緯度高度断面図 (DJF 気候場)	34
3.12	高度場の東西非一様成分の経度高度断面図 (DJF 気候場)	36
3.13	带状平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配と带状平均風を変数とした定在ロスビー波群速度の等値線図	37
3.14	50°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 順追跡)	41
3.15	60°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 順追跡)	42
3.16	70°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 順追跡)	43
3.17	50°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 逆追跡)	44
3.18	60°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 逆追跡)	45
3.19	70°N を開始緯度とする Ray Tracing (DJF 気候場, 逆追跡)	46
3.20	対流圏界面付近での上方伝播起源領域 (DJF 気候場, 順追跡)	47

3.21 成層圏での上方伝播到達領域 (DJF 気候場, 逆追跡)	47
4.1 2001/2002 年 SSW 発生期における中高緯度域大気循環の時間発展	49
4.2 50 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 18 日, 順追跡)	53
4.3 60 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 18 日, 順追跡)	54
4.4 70 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 18 日, 順追跡)	55
4.5 50 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 24 日, 逆追跡)	56
4.6 60 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 24 日, 逆追跡)	57
4.7 70 N を開始緯度とする Ray Tracing (開始日 : 2001 年 12 月 24 日, 逆追跡)	58
4.8 対流圏界面付近での上方伝播起源領域 (2001 年 12 月 SSW 発生期, 順追跡)	59
4.9 成層圏での上方伝播到達領域 (2001 年 12 月 SSW 発生期, 逆追跡)	60

第1章 はじめに

1.1 成層圏突然昇温 (SSW)

冬季成層圏では極夜に伴う放射冷却により、極域は低緯度に比べ低温となるため（図 1.1a）、温度風の関係から西風が卓越する。この西風は極夜ジェットと呼ばれ、その風速は高度とともに強くなる。また、極域はこの強い西風を伴う極夜ジェットに対応する低気圧性循環からなる極渦に覆われる（図 1.1b）。成層圏突然昇温（Sudden Stratospheric Warming; SSW）とは、このような冬季成層圏において発生する顕著な大気現象で、SSW 発生時には極渦が崩壊し、極域成層圏では数日で数十度も温度が上昇する（図 1.2a）。この昇温に伴い、極夜ジェットの西風は減速し、東風に逆転することもある（図 1.2b）。

世界気象機関（World Meteorological Organization; WMO）は、高度 10hPa において緯度 60 度より極側で温度が高くなり、緯度 60 度の帯状平均帯状風（以下、帯状平均風）が西風から東風に逆転する場合を大昇温（Major Warming）、西風の逆転を伴わないものを小昇温（Minor Warming）と定義し、両者を区別している。この大昇温は北半球では 2 年に一度程度発生するが、南半球では 2002 年に一度発生しただけである。一方、小昇温は両半球でほぼ毎年のように発生している。

1.2 SSW 発生メカニズム

Matsuno (1971) は SSW の基本的な生起メカニズムが、対流圏から上方伝播する惑星規模擾乱と成層圏での帯状平均風との相互作用によって理解できることを示した。ここでは、変形オイラー平均方程式（Transformed Eulerian mean; TEM）系を示した後、ロスビー波が鉛直伝播可能な条件について述べ、SSW の発生機構について説明する。

1.2.1 TEM 方程式系

本論文では鉛直座標として対数気圧座標を用いる。まず、残差子午面循環を以下で定義する。

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v}_a^* - \rho^{-1} \left(\frac{\rho \overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right)_z \quad \bar{w}^* \equiv \bar{w}_a^* - \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \right)_y \quad (1.1)$$

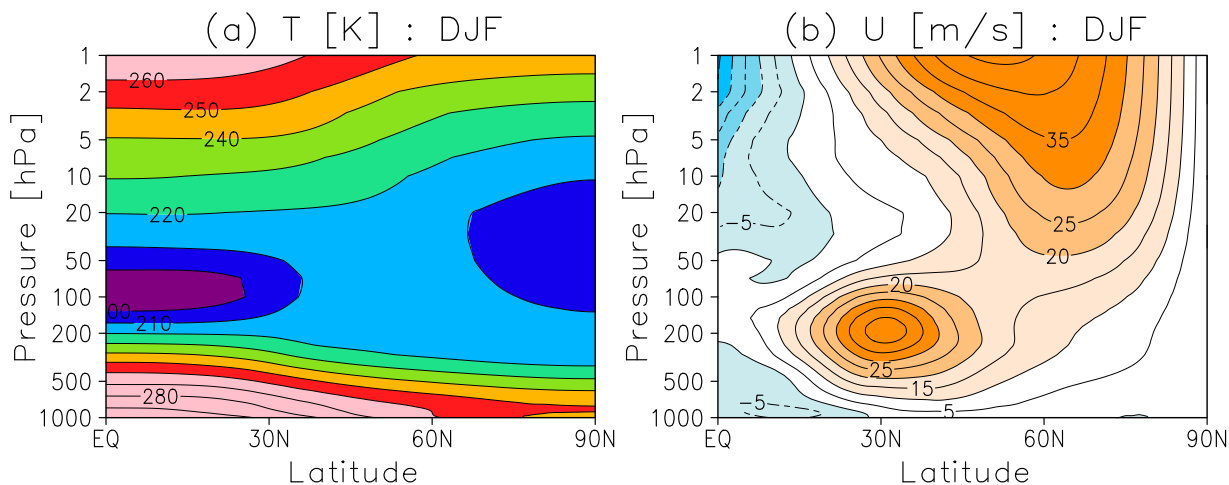


図 1.1: DJF 気候場での帯状平均温度と帯状平均帯状風の緯度高度断面図. JRA-55 再解析データを用いて 1958 年～2013 年の 12 月から 2 月までの平均値を用いて作成した. (a) 帯状平均温度, (等値線間隔: 10 K), (b) 帯状平均帯状風, (赤色は西風領域, 青色は東風領域を示す, 等値線間隔: 5 m/s).

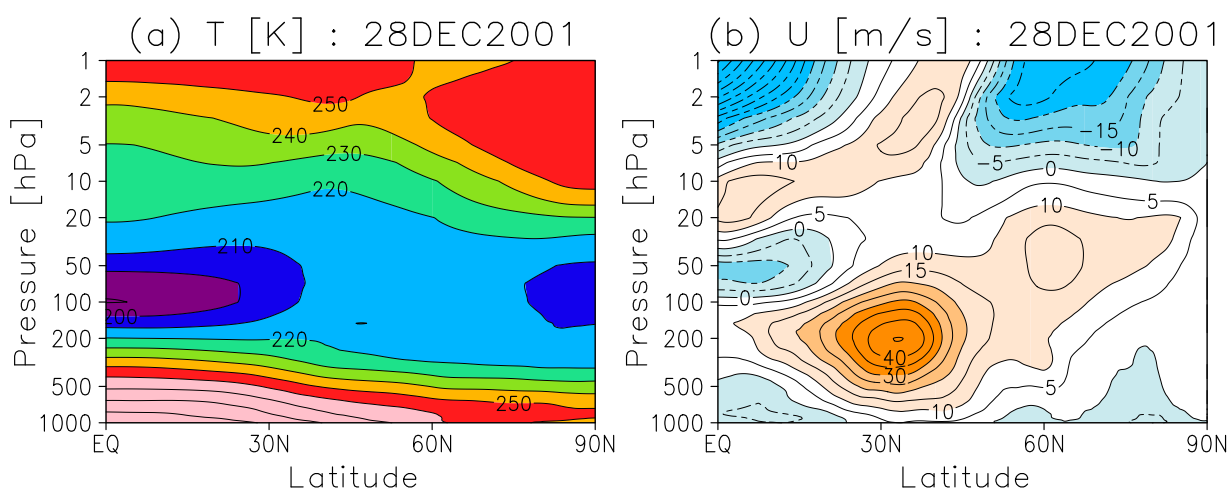


図 1.2: 図 1.1 と同様. ただし, SSW 発生時 (2001 年 12 月 28 日) についての図.

ここで, v, w はそれぞれ南北風と鉛直風, v_a, w_a はその非地衡成分を表し, ρ は密度, θ は温位である. また, 東西平均を $\bar{}$, 東西平均からのずれを $'$ で表す. y, z の下付き文字はそれぞれ南北, 鉛直方向の微分を表す. 以下では x, t についても同様にそれぞれ東西, 時間方向の微分として扱う.

残差子午面循環を上記のように定義したとき, 中緯度 β 平面における準地衡近似での TEM 方程式系は以下のように書ける.

$$\bar{u}_t - f\bar{v}^* - \bar{X} = \rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (1.2)$$

$$\bar{\theta}_t + \bar{w}^* \theta_z - \bar{Q} = 0 \quad (1.3)$$

$$\bar{v}_y^* + \rho^{-1} (\rho \bar{w}^*)_z = 0 \quad (1.4)$$

$$f\bar{u}_z + \frac{R}{H} \exp\left(-\frac{\kappa z}{H}\right) \bar{\theta}_y = 0 \quad (1.5)$$

ここで, u は東西風, H はスケールハイト, R は気体定数, $\kappa = R/C_p$ (C_p は定圧比熱), f はコリオリパラメータ, X は摩擦, Q は非断熱加熱を表す. 式 (1.2) 右辺のベクトル $\mathbf{F} \equiv (0, F^{(y)}, F^{(z)})$ は Eliassen-Palm flux (E-P フラックス) と呼ばれ, 各成分は,

$$F^{(y)} \equiv -\rho \overline{u'v'} \quad (1.6)$$

$$F^{(z)} \equiv \rho f \frac{\overline{v'\theta'}}{\theta_z} \quad (1.7)$$

で与えられる.

この TEM 方程式系では, 波による強制項 ($\rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}$) は式 (1.2) で表現される運動方程式のみに存在し, 式 (1.3) の熱力学方程式には存在しないことが大きな特徴である. このことは波と帯状平均流との相互作用の理解を極めて容易にする. また, 式 (1.2) から, E-P フラックス の収束 (発散) が帯状平均風の減速 (加速) を引き起こし, 同時に残差南北流 ($\bar{v}^*$) を駆動することが分かる. このように励起された残差南北流は, 式 (1.4) の質量保存則から残差鉛直流と関係する. また, ここでは準地衡風近似を仮定しているため, 式 (1.5) で示されるように帯状平均流と温位場とは常に温度風の関係にある.

1.2.2 惑星規模擾乱の鉛直伝播

対流圏では総観規模の擾乱が卓越するが, 冬季成層圏ではより空間スケールの大きな惑星規模の擾乱が卓越し, 総観規模擾乱の振幅はそれに比べ無視しうるほど小さくなる. これは波長の短い波が成層圏まで鉛直伝播できないためである. ここではロスビー波の鉛直伝播条件について記述し, ロスビー波が鉛直伝播可能となる条件が, 波長と帯状平均風に依存することを紹介する. また鉛直伝播可能な条件の下での, 定在ロスビー波の群速度の

特徴について記す.

ここでは, β 平面での準地衡風方程式系を用いてロスビー波の鉛直伝播可能な条件を導き出す. まず, 流線関数 ψ を準地衡流での東西風と南北風 (u, v) を用いて以下のように定義する.

$$u = -\psi_y \quad v = \psi_x \quad (1.8)$$

また, 静水圧平衡と, 地衡風平衡の関係より, 流線関数の鉛直微分と温位 θ とは以下のように関連付けられる.

$$\psi_z = \frac{R\theta}{fH} \left(\frac{p}{p_s} \right)^\kappa \quad (p_s \text{は参照気圧}) \quad (1.9)$$

このとき, β 平面上の渦位は,

$$q = f + \beta y + \psi_{xx} + \psi_{yy} + \frac{f^2}{\rho} \left(\frac{\rho}{N^2} \psi_z \right)_z \quad (1.10)$$

で定義される. ここで, N は浮力振動数であり,

$$N^2 = \frac{R}{H} \left(\frac{p}{p_s} \right)^\kappa \theta_z \quad (1.11)$$

で与えられる. また, 準地衡近似でのラグランジュ微分は,

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \quad (1.12)$$

で表されるので, 準地衡渦位方程式は以下の式で与えられる.

$$\frac{dq}{dt} = q_t + uq_x + vq_y = s \quad (1.13)$$

ここで, s は非断熱加熱や摩擦と対応する非保存項である.

式 (1.13) を基本流 ($U = \bar{u}, 0, 0$) のまわりで線形化すると, 以下の微小擾乱に対する線形化渦位方程式が得られる.

$$q'_t + Uq'_x + v'Q_y = s' \quad (1.14)$$

ここで, 擾乱の渦位 q' は,

$$q' = \psi'_{xx} + \psi'_{yy} + \frac{f^2}{\rho} \left(\frac{\rho}{N^2} \psi'_z \right)_z \quad (1.15)$$

と表され,

$$Q_y = \beta - U_{yy} - \frac{f^2}{\rho} \left(\frac{\rho}{N^2} U_z \right)_z \quad (1.16)$$

は基本流に伴う渦位の南北勾配である. 中高緯度大気のほぼすべての領域で, Q_y は正の値をとる.

次に, 東西波数 k , 南北波数 l , 鉛直波数 m , 周波数 ω を持つ, 平面波解

$$\psi' = \psi_0 \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp[i(kx + ly + mz - \omega t)] \quad (1.17)$$

を仮定する. さらに, 波の振幅や波長の空間的な変化に比べて, $U(y, z)$, $N(z)$ や $Q_y(y, z)$ などの基本場の空間的变化が十分小さいという WKB 近似を仮定する (以下では, U, N, Q_y は定数と仮定する). また, $s' = 0$ と仮定し, 式 (1.17) を式 (1.14) に代入すると,

$$(-i\omega + ikU) \left\{ -(k^2 + l^2) - \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right\} \psi' + ikQ_y \psi' = 0 \quad (1.18)$$

が得られる. なお, 計算の際に,

$$\rho = \rho_s \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (\rho_s \text{ は参照密度}) \quad (1.19)$$

の關係を用いた. 式 (1.18) を m^2 について解くと,

$$m^2 = \frac{N^2}{f^2} \left\{ \frac{Q_y}{U - c} - K_h^2 \right\} - \frac{1}{4H^2} \quad (1.20)$$

が得られる. ここで $c = \omega/k$ は波の東西位相速度, $K_h = \sqrt{k^2 + l^2}$ は波の水平波数である. 波が鉛直伝播可能な場合, $m^2 > 0$ となるので, この条件は式 (1.20) より, 以下のように記述できる.

$$0 < U - c < \frac{Q_y}{K_h^2 + f^2/(4N^2H^2)} \equiv U_c \quad (1.21)$$

この式より定在波 ($c = 0$) は東風中や, U_c よりも強い西風中では伝播できないことが分かる. 一般に冬半球では西風が卓越するため (図 1.1b), 西風があまり強くないときには対流圏で励起された定在波は成層圏に鉛直伝播可能である. また, 式 (1.21) より, 水平波数 K_h が小さいほど U_c は大きくなるため, 波長の長い波ほど鉛直に伝播しやすいことも分かる. 実際, 冬半球においては波長の長い惑星規模の擾乱が選択的に対流圏から成層圏へ上方伝播し, 成層圏では惑星規模擾乱が卓越する. 反対に, より水平波長の短い総観規模擾乱は成層圏に上方伝播できず, 成層圏ではその振幅は無視しうるほど小さい.

一方, 式 (1.18) を ω について解くと, 以下のロスビー波に対する分散關係式が得られる.

$$\omega = kU - \frac{kQ_y}{K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)} \quad (1.22)$$

さらに, 定在波 ($\omega = 0$) を仮定すると, 定在ロスビー波の群速度の各成分は次の式で与

えられる.

$$c_g^{(x)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2k^2 Q_y}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (1.23)$$

$$c_g^{(y)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2kl Q_y}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (1.24)$$

$$c_g^{(z)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{2km Q_y \frac{f^2}{N^2}}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (1.25)$$

式 (1.23) より定在ロスビー波は, $Q_y > 0$ のときには東向きにのみエネルギー伝播することが分かる. また, 式 (1.25) より, 定在ロスビー波は波数 k と m が同符号の場合に群速度の鉛直成分は正となり上方伝播することが分かる. これは等位相線 $kx + mz = \text{const}$ を考えると, 等位相線が高度とともに西傾することと対応している.

また, 定在ロスビー波 ($\omega = 0$) では, 式 (1.22) より,

$$K_a^2 = \frac{Q_y}{U} \quad (1.26)$$

となる. ここで, $K_a^2 = K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)$ である. 式 (1.26) を用いて式 (1.23) - (1.25) を変形すると, 群速度ベクトル $\mathbf{c}_g$ は以下の様に表される.

$$\begin{aligned} \mathbf{c}_g &= \begin{pmatrix} c_g^{(x)} \\ c_g^{(y)} \\ c_g^{(z)} \end{pmatrix} \\ &= 2U \begin{pmatrix} \frac{k}{K_a} \\ \frac{l}{K_a} \\ \frac{(f^2/N^2)m}{K_a} \end{pmatrix} \frac{k}{K_a} \end{aligned} \quad (1.27)$$

式 (1.27) の第二等式の右辺における () で表されるベクトルの大きさは 1 を超えないため, 群速度の大きさは最大でも $2U$ を超えないことが分かる.

1.2.3 波と平均流との相互作用

この節では、波と平均流との相互作用の観点から SSW の発生機構について説明する。

まず、渦位擾乱 (1.15) に v' をかけて東西平均をとると、

$$\overline{v'q'} = -(\overline{u'v'})_y + \frac{fR}{\rho H} \left(\frac{p}{p_s} \right)^\kappa \left(\frac{\rho}{N^2} \overline{v'\theta'} \right)_z = \rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (1.28)$$

となり、南北渦位輸送は E-P フラックスの収束発散で与えられることが分かる。なお、式 (1.28) を導出する際、 N は一定と仮定した。

さらに、渦位の擾乱の時間発展を記述する式 (1.14) に q' をかけて東西平均し、式 (1.28) を用いると以下の式が導かれる。

$$A_t + \nabla \cdot \mathbf{F} = D \quad (1.29)$$

ここで、

$$A = \frac{1}{2} \frac{\rho \overline{q'^2}}{Q_y} \quad (1.30)$$

は波活動度と呼ばれる量であり、

$$D = \frac{\rho \overline{q's'}}{Q_y} \quad (1.31)$$

は波活動度の生成消失を表す非保存項である。

なお、WKB 近似を仮定して式 (1.17) を式 (1.30) に代入し、式 (1.15) を用いると、

$$A = \frac{1}{2} \frac{\rho \left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2}{Q_y} \overline{\psi'^2} \quad (1.32)$$

$$\propto \frac{1}{4} \frac{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2}{Q_y} \psi_0^2 \quad (1.33)$$

となり、波活動度 A は振幅 ψ_0 の 2 乗に比例することが分かる。また、式 (1.17) を E-P フラックスの各成分 (1.6), (1.7) に代入し、式 (1.32) を用いると、

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho k l \overline{\psi'^2} \\ \rho(f^2/N^2) l m \overline{\psi'^2} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} 0 \\ c_g^{(y)} \\ c_g^{(z)} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

が得られる。このように E-P フラックスは波活動度と群速度の積に等しいことが分かる。すなわち、E-P フラックスは群速度の向きと平行になる。

さて、以上の関係式をもとに SSW の発生機構について、図 1.3 に基づいて以下で説明する。まず、対流圏で東西波数 1 や 2 の惑星規模擾乱が増幅する場合を考える。これらの波

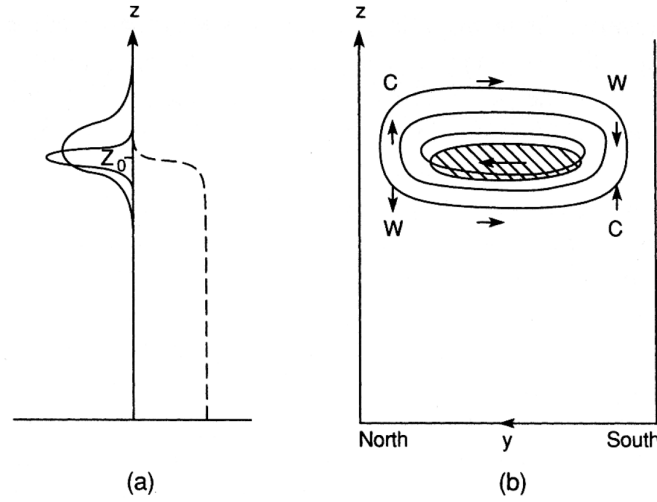


図 1.3: 鉛直伝播する惑星規模擾乱と帯状平均流との相互作用の概念図 (Andrews et al., 1987). (a) 破線は波活動度 A の鉛直分布, 太実線は E-P フラックスの発散収束 $\nabla \cdot \mathbf{F} = -A_t$, 細実線は帯状平均風の加速 U_t を示す. z_0 は上方伝播する波の先端の高度を示す. (b) 斜線部は $\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$ の領域, 等値線は誘起された帯状平均風加速度 U_t , 矢印は誘起された残差子午面循環 ($\bar{v}^*, \bar{w}^*$) の緯度高度分布を示す. 昇温域を W, 降温域を C で示す.

長の長い波が成層圏に上方伝播しやすいことは 1.2.2 節で既に述べた. 対流圏で励起された惑星規模擾乱が上方伝播し成層圏へ到達すると, 成層圏では波活動度 A が時間的に増加することになる ($A_t > 0$). SSW が生じる時間スケールは比較的短いため, $D \sim 0$ を仮定すると, 式 (1.29) から $\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$ となり, 成層圏では E-P フラックスは収束することが分かる. 式 (1.2) から, この E-P フラックスの収束は西風の減速をもたらす. 冬季成層圏では東向きの流れを伴う極夜ジェットが卓越し, 地衡風の関係から極向きの気圧傾度力と赤道向きのコリオリ力とがつりあった状態にあるが, 西風が減速するとコリオリ力が弱くなり, 気圧傾度力とのバランスが崩れ, 極向きの流れが生じる. この極向きの流れが, 図 1.3b に示されているような残差子午面循環を形成する. このとき, 極域成層圏下部では, 質量保存則により下降流が生じ, それに伴う断熱加熱により昇温が発生する. これが SSW として観測される. 一方, 成層圏下部の低緯度側では, その補償流として生じる上昇流に伴う断熱冷却により降温する. ただし, 緯度による面積の違いにより, 低緯度側の降温は極域の昇温に比べて弱く顕著ではない. また, 成層圏上部や中間圏では, 成層圏とは逆の子午面循環が形成され, 極域で降温, 低緯度側で昇温となる. こうして SSW が発生すると, 極夜ジェットは減速し, 時には東風になることもある. このような帯状平均風の逆転が生じると, 式 (1.21) より惑星規模擾乱が成層圏に上方伝播できなくなる. このため, 波によって駆動されていた成層圏での残差子午面循環が次第に弱まり, 放射冷却による極域の冷却が卓越するようになるため, 極域が降温し, 西風を伴う極夜ジェットが再形成されるよう

になる. このような対流圏から上方伝播する惑星規模擾乱と成層圏の帯状平均風との相互作用によって, SSW 発生の基本的なメカニズムは理解できる.

1.3 SSW を励起する対流圏波源は何か？

1.2 節で記述したように, Matsuno (1971) の研究により SSW の基本的な生起メカニズムは解明されている. そのメカニズムは, 対流圏で増幅した惑星規模擾乱が成層圏へ上方伝播し成層圏の帯状平均風と相互作用することによって, 残差子午面循環を誘起して SSW を引き起こすというものであった. しかしながら, 対流圏での惑星規模擾乱がどのようなプロセスで増幅するのか, また, その増幅は対流圏におけるどのような循環変動と対応しているのかについては未解明な部分が多い.

そのような対流圏での惑星規模擾乱の増幅と関連する循環変動として, 対流圏ブロッキング (以下, ブロッキング) に着目した論文がこれまでにいくつか存在する. 例えば, Quiroz (1986) は 1981/82 年から 1984/85 年の間に発生したブロッキングと SSW の発生時期について統計的に調べ, 大きなばらつきはあるものの, ブロッキングは SSW より平均して約 3.5 日先行して出現することを示した. また, Mukougawa et al.(2005, 2007) は, 2001 年 12 月の SSW 事例について気象庁 1 ヶ月アンサンブル予報データ及び大気大循環モデルを用いて解析し, SSW の発生直前に大西洋域で発生したブロッキングがこの SSW の励起に重要な役割をはたしていることを示している. さらに, Martius et al. (2009) は 1957/58 年から 2000/01 年までの期間においてブロッキングと SSW との関連を調べた. その結果, 客観的に検出した SSW 全 27 事例のうち 25 事例で SSW に先行してブロッキングが存在することや, ブロッキングが出現した経度と SSW 発生時の成層圏極渦の形状とが強く関係していることから, ブロッキングは SSW の重要な励起源であると主張している. 一方, Taguchi (2008) は 1957/58 年から 2005/06 年までの期間の再解析データを用いて, SSW の発生時期と対流圏での惑星規模擾乱の増幅を伴う北太平洋域と北大西洋域におけるブロッキングの発生時期との関係について統計的な解析を行った. なお, この解析ではモンテカルロ法的一种であるブートストラップ法に基づき, 両者の関係の統計的有意性も検定されている. その結果, 両地域で生じたブロッキングは SSW 発生の直前や直後に, その発生頻度が優位に増加したり, 持続性が優位に増大する傾向が無いことを示した. しかしながら, このような統計解析から, ブロッキングが SSW を励起している可能性を否定することは不可能である. ただし, Taguchi (2008) の結果から, ブロッキング以外の対流圏循環偏差が SSW の励起に関与している可能性を示唆することはできる. 例えば, 低気圧性偏差の増幅が SSW を励起する可能性も考えられる. しかしながら, これまでの研究において, ブロッキング以外の対流圏循環偏差と SSW の発生とを関連付けて解析した研究は存在しない.

1.4 本研究の目的

本研究では、個々の SSW について再解析データを用いて、対流圏における SSW 励起源の地理的位置と形成時期、そして、その励起源に対応する対流圏循環偏差を特定することを試みる。この目的のために、まず、惑星規模波束の 3 次元伝播特性に着目して再解析データから惑星規模波束の 3 次元群速度 (c_g) を算出し、それに基づき惑星規模波束の伝播経路を 3 次元的に算出する解析手法を開発する。ここで、惑星規模波束の 3 次元群速度は、Plumb (1985) が導出した 3 次元波活動度フラックスに基づいて算出する。

次に、開発した手法を個々の SSW 事例に適用し、SSW 発生期に対流圏界面付近において中高緯度域に存在する全ての緯度経度格子を出発点とする惑星規模波束の伝播経路を求め、どの緯度経度領域から惑星規模波束が対流圏から成層圏へと選択的に伝播できるのかを同定する。この順追跡により、SSW を励起する惑星規模波束の励起源の候補を定量的に推定することができる。さらに、成層圏で SSW の発生に伴い惑星規模波束の振幅が増大している領域から、開発した手法を用いて惑星規模波束の伝播経路を逆追跡し、順追跡の結果推定された対流圏界面付近の波源域まで遡れることを確かめる。このように、惑星規模波束の伝播経路を順・逆追跡することにより、SSW を励起した波源の地理的位置と形成時期、また、波源に対応する対流圏循環偏差を特定することを目指す。

第 3 章で、Plumb (1985) の 3 次元波活動度フラックスから群速度を求める計算手法と、惑星規模波束伝播経路の追跡方法を記述する。第 4 章で、本研究で開発した惑星規模波束の伝播経路追跡手法を用いて 2001 年 12 月に発生した SSW 事例について解析した結果を記述する。第 5 章に考察、結論を記す。

第2章 データと解析手法

2.1 JRA-55 長期再解析

本研究では, JRA-55 長期再解析データセットを利用して, 群速度の計算などの解析を行った.

使用した期間	: 1958 年 12 月から 2013 年 2 月
解析時刻	: 00Z, 06Z, 12Z, 18Z
水平解像度	: $1.25^\circ \times 1.25^\circ$ 緯度経度格子
鉛直層数	: 37 層 (1000-1hPa)

表 2.1: JRA-55 長期再解析データセット

ここで, 北半球冬季気候場として 1958/1959 年の 12 月~2 月から 2012/2013 年の 12 月~2 月までの期間平均値を用いた. 群速度の計算には 6 時間毎のデータを使用し, その他の解析では日平均値を用いている.

2.2 Ray Tracing (光路追跡)

光路追跡 (ray tracing) とは, 一般的には, 媒質中を伝わる波の伝播を, 反射や屈折の効果を考慮し追跡する計算手法である. 本研究では, この手法を大気中を伝播する惑星規模波束に応用する. ただし, 大気中では鏡面反射は起こらないと仮定し, 屈折の効果のみを考慮する.

Karoly and Hoskins (1982) は, 東西波数を規定した惑星規模波について同様の光路追跡を行っている (図 2.1). ただし, 彼らの解析では, 東西一様な帯状平均風を子午面内で規定して, ある東西波数を持つ惑星規模波束の南北鉛直 2 次元平面内での光路を追跡した. この光路追跡を行うため, 彼らはまず, WKB 近似を用いてロスビー波の分散関係式及び群速度を求め, そこから光路に沿う南北波数と鉛直波数の変化傾向を算出した. そして, その算出結果を用いて群速度ベクトルを積分することにより, 子午面内のある地点からの光路を求めた. 一方, 本研究では, 再解析データから得られる Plumb (1985) の 3 次元波活動度フラックスからあらかじめ算出した 6 時間毎の群速度ベクトルの 3 次元分布を用いて, あ

初期位置（順追跡）	：	(0-360 E, 40-80 N, 300-100 hPa) の領域に, 水平間隔 2.5° , 鉛直間隔 10 hPa で配置
積分期間（順追跡）	：	時間前方に 6 日間
初期位置（逆追跡）	：	(0-360 E, 40-80 N, 20-5 hPa) の領域に, 水 平間隔 2.5° , 鉛直間隔 0.5 hPa で配置
積分期間（逆追跡）	：	時間後方に 6 日間
積分時間間隔	：	60 分
時間積分法	：	2 次のルンゲ=クッタ法
時空間内挿	：	線形内挿
その他	：	惑星規模波が伝播できない領域（第 3 章 2 節 を参照）は群速度を 0 m/s として計算を行う.

表 2.2: Ray Tracing の設定

る気圧面における任意の緯度経度格子点を出発点とする惑星規模波束の伝播経路を 3 次元的に計算した. すなわち, 本研究における惑星規模波束伝播経路の計算手法ではロスビー波の分散関係式を直接用いていないことに注意すべきである. 表 2.2 に ray tracing の設定を記す. なお, ray tracing の計算は地球観測研究センター (EORC), 宇宙開発事業団 (NASDA, 現 JAXA) が開発したトラジェクトリモデルを用いて行った.

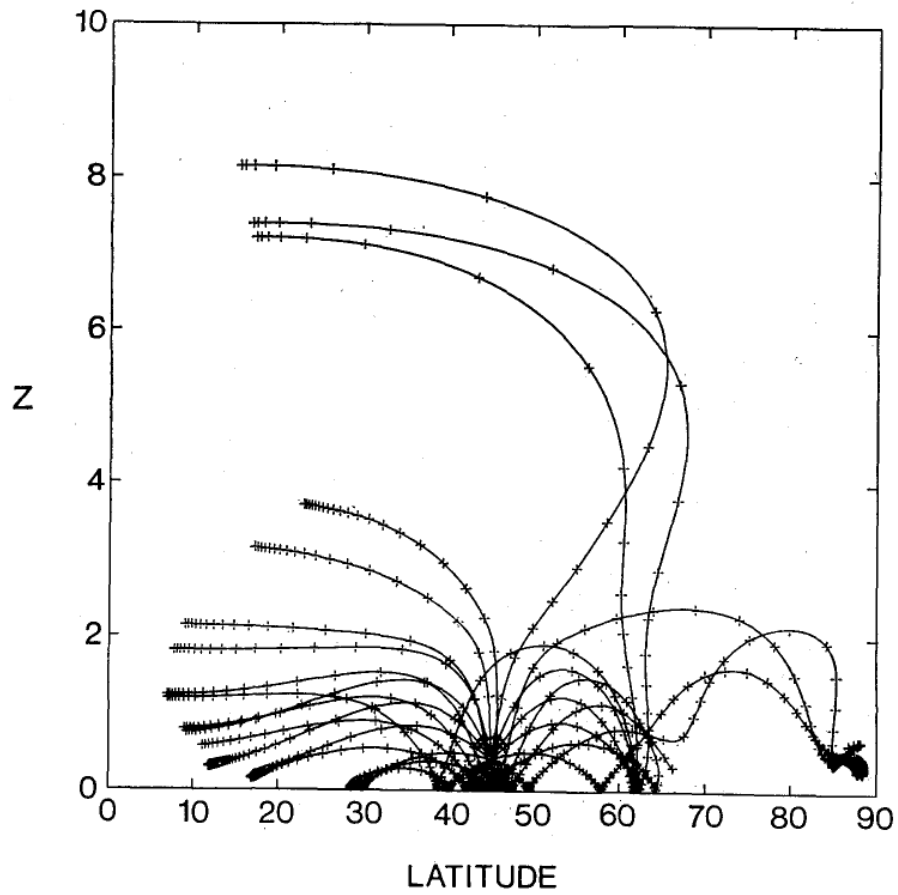


図 2.1: 緯度高度 2 次元平面内での光路追跡 (Karoly and Hoskins, 1982). 北半球における波源 ($45^\circ, z = 0.4$) から射出された東西波数 1 の波の緯度高度断面内での伝播経路を示している. 1 日間隔で印をつけている.

第3章 群速度を用いた惑星規模波束伝播経路の算出

1.2 節で述べたように、定在ロスビー波の群速度の各成分は次の式で与えられる。

$$c_g^{(x)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2k^2 Q_y}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (3.1)$$

$$c_g^{(y)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2kl Q_y}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (3.2)$$

$$c_g^{(z)} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{2km Q_y \frac{f^2}{N^2}}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \quad (3.3)$$

これらの式において、基本場のパラメータである $U(y, z)$, $N(z)$, $Q_y(y, z)$ や $f(y)$, H と波数 k, l, m を与えれば、3次元群速度ベクトルを算出可能である。これまでのいくつかの論文では、このロスビー波の分散関係式を用いて群速度が求められている。例えば、Hoskins and Karoly (1981) では、ロスビー波の水平伝播を考察するため、様々な東西波数を与えて波源からの伝播経路を計算した（図 3.1）。また、Hayashi (1981) は、ある一定の南北波長を持つロスビー波束の鉛直伝播を議論した。具体的には、ロスビー波束の群速度の東西成分と鉛直成分が、東西波数と帯状平均風速度にどのように依存するかを調べた（図 3.2）。さらに、Karoly and Hoskins (1982) は、東西波数が 1 と 2 の惑星規模波の群速度の南北鉛直成分を求め、それに基づき南北鉛直 2 次元平面内での惑星規模波の光路追跡を行っている（図 2.1）。

これらの先行研究では、ロスビー波の一つの波数成分（鉛直成分、南北成分、東西成分）を固定して与えて、2次元平面内（例えば、東西南北平面、東西鉛直平面、あるいは南北鉛直平面）での群速度を求めている。しかし、これまで3次元群速度を算出した研究はない。これは以下の理由により、3次元的な波数と群速度を何の仮定もなく求めることが非常に困難なためである。例えば、WKB 近似を仮定し、平面波解

$$\psi' = \psi_0 \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp[i(kx + ly + mz - \omega t)] \quad (3.4)$$

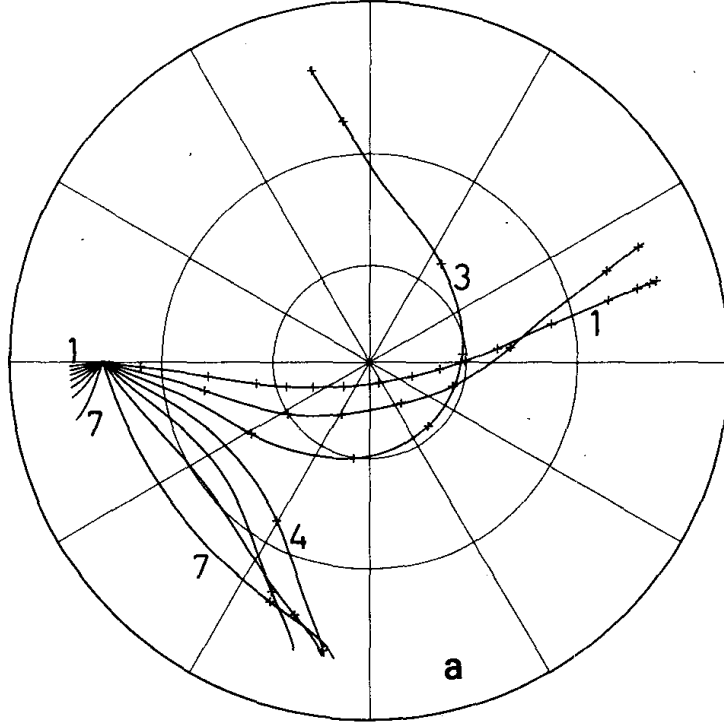


図 3.1: 水平平面内での光路追跡 (Hoskins and Karoly, 1981). 北半球 300mb 等圧面上における波源（北緯 15°）から射出された東西波数 1 から 7 のロスビー波の伝播経路を示している. 2 日間隔で印をつけている.

を考えると, 各波数は,

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\psi'_{xx}}{\psi'} \right) = -k^2 \quad (3.5)$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\psi'_{yy}}{\psi'} \right) = -l^2 \quad (3.6)$$

$$\operatorname{Re} \left(\frac{\left\{ \psi' \exp \left[-\frac{z}{2H} \right] \right\}_{zz}}{\psi' \exp \left[-\frac{z}{2H} \right]} \right) = -m^2 \quad (3.7)$$

と原理的には, 流線関数偏差から算出することが可能である (cf. Harnik and Lindzen, 2001). この算出法は, 式 (3.4) のような単色波を考えた場合には, 全ての 3 次元空間で問題なく波数の 3 次元成分を求めることができる. しかし, 波成分 ψ' として, 再解析データ等によって現実大気における流線関数の東西非一様成分 (偏差場) を与えた場合, この算出法では少なくとも 2 つの問題点を回避することができない. まず, 偏差場が 0 となる節の付近で分母が 0 に近づくため値が発散し, 計算機での計算が困難となる. また, 現実大気

第 3. 群速度を用いた惑星規模波束伝播経路の算出

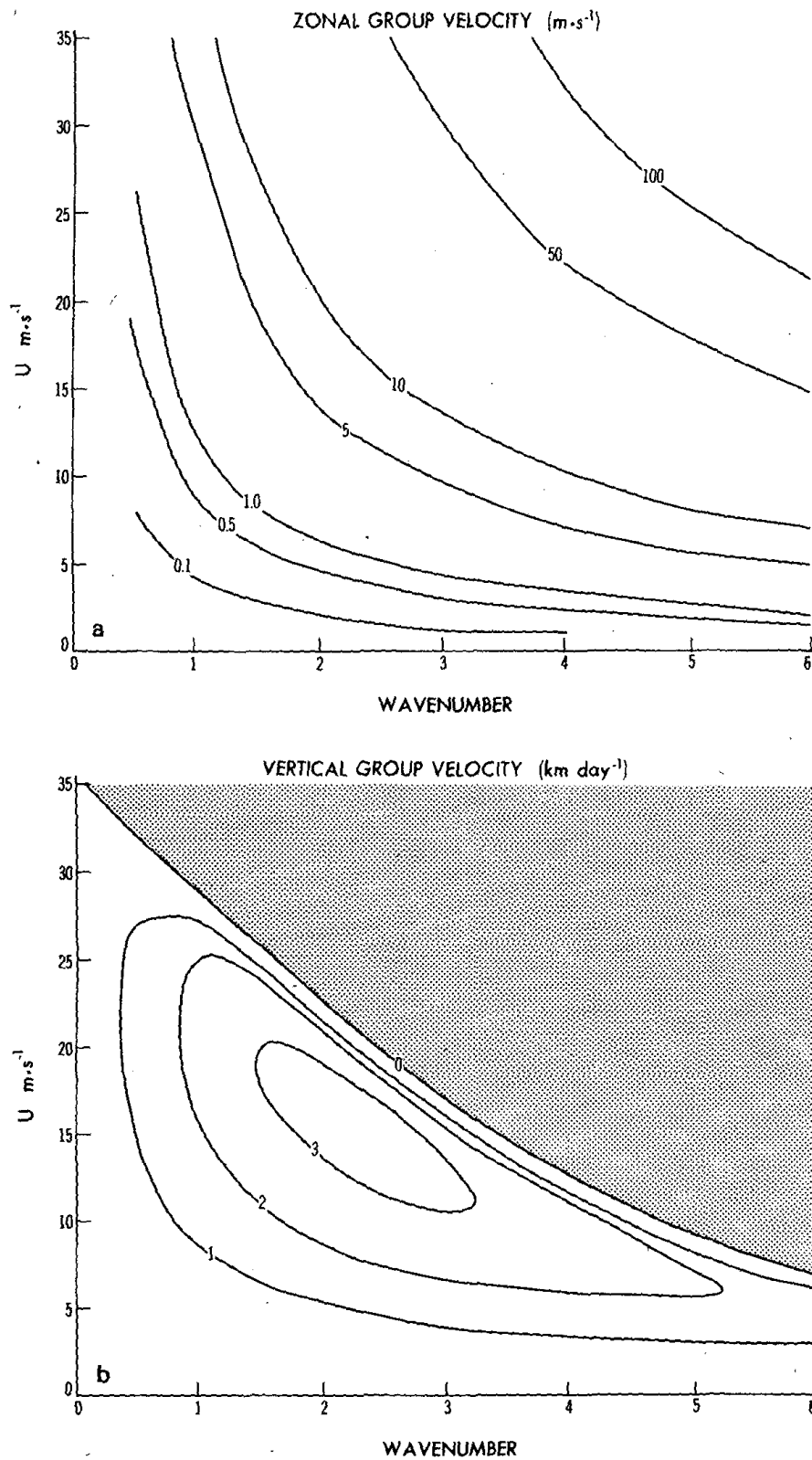


図 3.2: 10^4 km の南北波長を与えた場合の東西波数と帯状平均風を変数とした定在ロスビー波群速度の東西鉛直成分の等値線図 (Hayashi, 1981). (a) 群速度の東西成分 [m/s], (b) 群速度の鉛直成分 [km/day]. 陰影は波の伝播不可領域を示す.

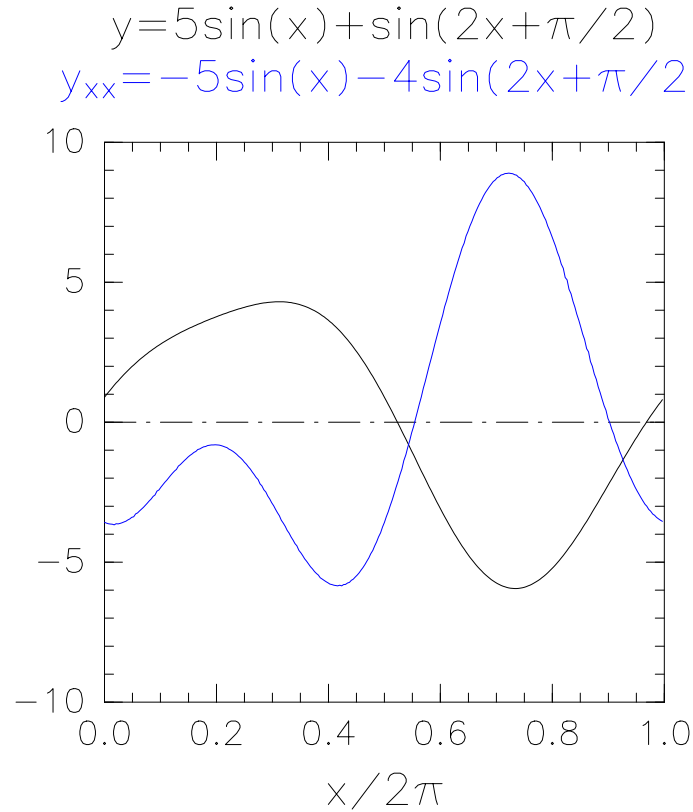


図 3.3: 振幅 5, 波数 1 の波と振幅 1, 位相が $\pi/2$ ずれた波数 2 の波の重ね合わせの図. (黒線) y (青線) y_{xx}

中の偏差場は, ある波数成分のみからなる (準) 単色波ではなく,

$$\psi' = \sum_j \psi_j \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp[i(k_j x + l_j y + m_j z - \omega_j t)] \quad (3.8)$$

のように複数の波数成分の重畳で記述されることによって問題が生じる. このような波の重ね合わせを考えた場合, 偏差場自体の位相と偏差場の空間 2 階微分の位相にずれが生じるため, 式 (3.5) - (3.7) で求められる波数が 1 波長の間で大きく変動してしまう. この問題点は, 図 3.3 に示された簡単な例でも確認することができる. 図 3.3 は波の重ね合わせの簡単な例として, 2 つの $\sin$ 波の重ね合わせを示している. 黒線が重畳した結果の波形 (偏差), 青線がその 2 階微分の波形を示しており, 節 ($y=0$) となる x 座標が, 偏差場とそれを 2 階微分した場で異なることが分かる. また, 単色波では存在しない, 偏差場とそれを 2 階微分した場との符号が同じになる領域も存在し, その領域で波数を求めると波数は虚数になってしまう. 以上の理由より, 現実大気における偏差場から, 式 (3.5) - (3.7) を用いて局所波数を求めることは困難であることが分かる. このため, 局所波数をあらかじめ求めることが必要となる分散関係式を用いて 3 次元群速度を算出する手法を, 現実大気に適

用することは非常に困難と考える.

一方, Plumb (1985) の定式に従えば, 各波数を求めることなく, 3次元波活動度フラックス ($\mathbf{F}_s$) と位相依存性を含まない波活動度 (A_s) から 3次元群速度 ($\mathbf{c}_g$) を求めることが可能である. そこで, 本研究では Plumb (1985) の定式に基づき, 次節で記述する手法を用いて 3次元群速度を計算する.

3.1 Plumb (1985) に基づいた 3次元群速度の定式

Plumb (1985) では, 定在波を仮定して, 中緯度 β 平面の準地衡渦位の保存則より, 位相依存性を含まない 3次元波活動度フラックスと波活動度を定義している. また, それらよりロスビー波の 3次元群速度を求める式を導出している. 以下に, その詳細を記述する.

3.1.1 Plumb (1985) の 3次元波活動度フラックス

準地衡風での東西風と南北風 (u, v) を用いて, 流線関数 ψ は,

$$u = -\psi_y \quad v = \psi_x \quad (3.9)$$

で与えられ, 流線関数の鉛直微分と温位 θ とは, 静水圧平衡と, 地衡風平衡の関係より, 以下のように関連付けられる.

$$\psi_z = \frac{Rp^\kappa \theta}{fH} \quad (3.10)$$

ここで, $p = \text{pressure}/1000\text{mb}$ であり, これは対数気圧座標系では密度 $\rho [\text{kg}/\text{m}^3]$ と等価である.

そのとき, 準地衡渦位は,

$$q = f + \beta y + \psi_{xx} + \psi_{yy} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} \psi_z \right)_z \quad (3.11)$$

で定義され, 準地衡渦位方程式は以下の式で与えられる.

$$\frac{dq}{dt} \equiv q_t + uq_x + vq_y = s \quad (3.12)$$

ここで, s は非保存項を示す.

ここでは, 次の基本場,

$$\begin{aligned} u &= U(y, z), & v &= 0, & \psi &= \Psi(y, z), \\ q &= Q(y, z), & \theta &= \Theta(y, z) \end{aligned}$$

を仮定し, それに重畳する無限小振幅の微小擾乱を考える. まず, 基本場のまわりで式 (3.12) の線形化を行う.

$$\frac{Dq'}{Dt} + v'Q_y = s' \quad (3.13)$$

ここで,

$$q' = \psi'_{xx} + \psi'_{yy} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} \psi'_z \right)_z \quad (3.14)$$

は擾乱に伴う渦位で,

$$D/Dt = \partial/\partial t + U\partial/\partial x \quad (3.15)$$

である. 次に, 式 (3.13) の両辺に q' を乗ずることにより, 擾乱のエンストロフィ方程式

$$\frac{1}{2} \frac{Dq'^2}{Dt} + v'q'Q_y = s'q' \quad (3.16)$$

が得られる.

1.2 節で記述したように, 帯状平均した擾乱に伴う南北渦位輸送は, 次式のように 2 次元 E-P フラックスの収束と等しくなる.

$$\overline{v'q'} = \rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (3.17)$$

ここでは, この関係式を 3 次元に拡張する. まず, 帯状平均しない擾乱に伴う南北渦位輸送は,

$$\begin{aligned} v'q' &= \psi'_x \left[\psi'_{xx} + \psi'_{yy} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} \psi'_z \right)_z \right] \\ &= p^{-1} \nabla \cdot \mathbf{B}^{(R)} \end{aligned} \quad (3.18)$$

のように, 3 次元ベクトル $\mathbf{B}^{(R)}$ の収束と関連付けられることが分かる. ここで, $\mathbf{B}^{(R)}$ は

$$\mathbf{B}^{(R)} = p \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \psi'^2_x - \frac{1}{2} \psi'^2_y - \frac{f^2}{2N^2} \psi'^2_z \\ \psi'_x \psi'_y \\ \frac{f^2}{N^2} \psi'_x \psi'_z \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

で与えられる. なお, $\mathbf{B}^{(R)}$ の帯状平均を取ると, 2 次元 E-P フラックスと一致することに注意する. さらに, 式 (3.9), (3.10) を用いて, 式 (3.19) を書き換えると,

$$\mathbf{B}^{(R)} = p \begin{pmatrix} v'^2 - E \\ -u'v' \\ f \frac{v'\theta'}{\Theta_z} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

となる. ここで, 浮力振動数 N は,

$$N^2 = \frac{Rp^\kappa}{H} \Theta_z \quad (3.21)$$

で与えられ,

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} \left(\psi_y'^2 + \psi_x'^2 + \frac{f^2}{N^2} \psi_z'^2 \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(u'^2 + v'^2 + \frac{R p^\kappa \theta'^2}{H \Theta_z} \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

は, 波エネルギー密度である.

さて, Q_y が x と t に依存しないことに注意すると, 式 (3.16) は以下のように変形できる.

$$\frac{DA}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{B}^{(R)} = C \quad (3.23)$$

ここで,

$$A = \frac{1}{2} p \frac{q'^2}{Q_y} \quad (3.24)$$

$$C = p \frac{q' s'}{Q_y} \quad (3.25)$$

は, それぞれ波活動度 (A) と波活動度の生成消失を表す非保存項 (C) である. 式 (3.23) から, 波活動度 A のラグランジュ的な時間変化はフラックス $\mathbf{B}^{(R)}$ の収束発散と波活動度の生成消失 C により与えられることが分かる. 一方, 式 (3.23) を以下のように書き換えると, ある場所における波活動度の局所時間変化式,

$$A_t + \nabla \cdot \mathbf{B}^{(T)} = C \quad (3.26)$$

が得られる. ここで,

$$\mathbf{B}^{(T)} = \mathbf{B}^{(R)} + \mathbf{U}A \quad (3.27)$$

は, 全波活動度フラックスと呼ばれる. また, $\mathbf{U} = (U, 0, 0)$ である.

式 (3.27) で定義される $\mathbf{B}^{(T)}$ は平均量ではないので, 一般に位相依存性を持つ. 具体的には, $\mathbf{B}^{(T)}$ は擾乱の波長の $1/2$ に相当する波長成分を持つ. 移動性擾乱では, 時間平均することによって, $\mathbf{B}^{(T)}$ の位相依存性を取り除くことができる. しかしながら, 準定在的な擾乱では, 時間平均しても位相を平均したことにはならず, 位相依存性は取り除けない. そこで, 準定在的な擾乱では, WKB 近似の仮定のもと, 次に示す方法で位相依存性を取り除いた波活動度フラックスを定義する.

まず, 次のベクトルを定義する.

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{B}^{(T)} + \mathbf{G} \quad (3.28)$$

この $\mathbf{F}_s$ を用いて式 (3.26) を書き直すと,

$$A_t + \nabla \cdot \mathbf{F}_s = C_s \quad (3.29)$$

となる. ここで, 非保存項は

$$C_s = C + \nabla \cdot \mathbf{G} \quad (3.30)$$

と, 置き換えられている. また, $\mathbf{G}$ は天下りの的に,

$$\mathbf{G} = \frac{1}{4}p \begin{pmatrix} (\psi'^2)_{yy} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} (\psi'^2)_z \right)_z - \frac{2r'q'}{Q_y} \\ -(\psi'^2)_{xy} \\ -\frac{f^2}{N^2} (\psi'^2)_{xz} \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

と仮定する. ここで, r' は

$$r'_x = s' \quad (3.32)$$

で定義される非保存量の摂動成分である. なお, $\mathbf{G}$ の発散は,

$$\nabla \cdot \mathbf{G} = -\frac{1}{2}p \frac{(r'q')_x}{Q_y} \quad (3.33)$$

となり, 非保存項と関係していることに注意する.

式 (3.27), (3.31) を式 (3.28) に代入し, 式 (3.14), (3.19), (3.24) を用いると, $\mathbf{F}_s$ は以下のよう書ける.

$$\mathbf{F}_s = \frac{1}{2}p \begin{pmatrix} \psi'^2_x - \psi'\psi'_{xx} + \left[\psi'q' + \frac{Uq'^2 - r'q'}{Q_y} \right] \\ \psi'_x\psi'_y - \psi'\psi'_{xy} \\ \frac{f^2}{N^2}\psi'_x\psi'_z - \frac{f^2}{N^2}\psi'\psi'_{xz} \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

さて, 定在波を考えると, 式 (3.13) は式 (3.32) を用いて,

$$Uq'_x + \psi'_x Q_y = r'_x \quad (3.35)$$

と変形できる. この式を, x で積分した後 (式 (3.35) は擾乱の x 微分のみを含むため積分可能), q' を乗ずると,

$$\psi'q'Q_y + Uq'^2 - r'q' = 0 \quad (3.36)$$

が得られる. 式 (3.36) より, 式 (3.34) で $\mathbf{F}_s$ の x 成分における [] 内の項は 0 となるため, $\mathbf{F}_s$ は

$$\mathbf{F}_s = \frac{1}{2}p \begin{pmatrix} \psi'^2_x - \psi'\psi'_{xx} \\ \psi'_x\psi'_y - \psi'\psi'_{xy} \\ \frac{f^2}{N^2}(\psi'_x\psi'_z - \psi'\psi'_{xz}) \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

と記述できる. この $\mathbf{F}_s$ が, Plumb (1985) によって定義された 3 次元波活動度フラックス (Plumb フラックス) である. ところで, Plumb フラックスを,

$$\mathbf{F}_s = p \begin{pmatrix} \psi_x'^2 - \frac{1}{2}(\psi'\psi'_x)_x \\ \psi_x'\psi_y' - \frac{1}{2}(\psi'\psi'_y)_x \\ \frac{f^2}{N^2} \left\{ \psi_x'\psi_z' - \frac{1}{2}(\psi'\psi'_z)_x \right\} \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

と変形し, 帯状平均をとると, 各成分の第 2 項が 0 になるため, 帯状平均した Plumb フラックスの南北成分と鉛直成分は E-P フラックスのそれらと一致することが分かる.

3.1.2 定在ロスビー波の 3 次元群速度

次に, WKB 近似を仮定し,

$$\psi' = p^{-1/2} \chi \sin(kx + ly + mz - \omega t) \quad (3.39)$$

という形の平面波解を考える. このとき, $\mathbf{F}_s$ は

$$\mathbf{F}_s = \frac{1}{2} \chi^2 \begin{pmatrix} k^2 \\ kl \\ \frac{f^2}{N^2} km \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

となり, 位相依存性をもたないことを容易に確認できる. 一方, 定在ロスビー波の群速度 (1 章, 式 (1.23) - (1.25)) は, $K_a^2 = k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)$ を用いて,

$$\mathbf{c}_g = \frac{2Q_y}{K_a^4} \begin{pmatrix} k^2 \\ kl \\ \frac{f^2}{N^2} km \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

と書くことができるので,

$$\mathbf{F}_s = \frac{1}{4} \frac{K_a^4 \chi^2}{Q_y} \mathbf{c}_g \quad (3.42)$$

と, Plumb フラックス $\mathbf{F}_s$ は群速度と平行になる. さて, 第 1 章では, WKB 近似を仮定すると, 波動に伴うフラックスを帯状平均した 2 次元 E-P フラックスは, 波活動度 A と群速度の積で記述できることを述べた. そこで, 同様の関係が Plumb フラックスでも成り立つことが期待される. しかし, 式 (3.24) で定義される波活動度 A は位相依存性をもつため,

以下のように波エネルギー密度 (3.22) を加えて, 位相依存性を取り除いた波活動度 A_s を作成する.

$$A_s = \frac{1}{2} \left(A + p \frac{E}{U} \right) \approx \frac{1}{4} \frac{K_a^4 \chi^2}{Q_y} \quad (3.43)$$

この A_s を用いると, 式 (3.42) は,

$$\mathbf{F}_s = A_s \mathbf{c}_g \quad (3.44)$$

となり, WKB 近似の仮定のもとで, 位相依存性を取り除いた波活動度 A_s と局所的な群速度の積が Plumb フラックスと等しくなる.

Plumb (1985) での問題点

(1) Plumb フラックスと群速度との関係

我々は, Plumb (1985) の記載を精査することにより, 位相依存性を含まない波活動度 A_s (式 3.43) を用いて, Plumb フラックスと群速度の関係は式 (3.44) で与えられることを見出した. 一方, Plumb (1985) では, A_s を

$$A_s = A + p \frac{E}{U} \quad (3.45)$$

と定義している. しかし, 式 (3.45) で定義される A_s では, 等式 (3.44) は成り立たないことを我々は確認した. 以下で, Plumb フラックス ($\mathbf{F}_s$) と波活動度 (A_s) との関係を表す式 (3.44) を帯状平均すると, 2 次元 E-P フラックス ($\mathbf{F}$) と波活動度 (A) との間に成り立つ関係式 (式 (1.34)) に一致すべきであるという観点から, 式 (3.45) で定義される位相依存性を含まない波活動度 A_s が間違いであることを示す.

まず, 式 (3.38) から, Plumb フラックス ($\mathbf{F}_s$) を帯状平均すると, その東西成分を除き, E-P フラックス ($\mathbf{F}$) と等しくなることが容易に確かめられる. すなわち,

$$\overline{F_s} = F \quad (3.46)$$

となる. 一方, 式 (3.44) の右辺を帯状平均すると,

$$\begin{aligned} \overline{A_s c_g} &= \overline{(\overline{A_s} + A'_s)(\overline{c_g} + c'_g)} \\ &= \overline{A_s} \overline{c_g} + \overline{A'_s c'_g} \end{aligned} \quad (3.47)$$

となる. ここで, $A_s = \overline{A_s} + A'_s$, $c_g = \overline{c_g} + c'_g$, と, A_s , c_g をそれぞれ帯状平均場とそこからの偏差で表記する. A_s は式 (3.43), 式 (3.45) のどちらの場合でも位相依存性を含まないように定義されるため, WKB 近似の仮定のもとでは, A_s の東西非一様成分は東西一様成分に比べ無視でき,

$$\overline{A_s} \gg O(A'_s) \quad (3.48)$$

である。したがって、

$$\overline{A_s c_g} \approx \overline{A_s} \overline{c_g} \quad (3.49)$$

となる。

ところで、惑星規模擾乱が伝播可能な領域では、 $U > 0$ かつ $Q_y > 0$ となるため、式 (3.22), (3.24) を考えると、式 (3.45) の定義の場合には $A_s > A$ となる。したがって、式 (3.45) の A_s の定義のもとでは式 (3.44) の等式は成立しない。すなわち、Plumb (1985) が示した式 (3.45) は間違いであることが分かる。

次に、式 (3.43) で A_s を定義した場合に、式 (3.44) が成立することを確認する。まず、波活動度 A は、平面波解 (3.39) を仮定すると、

$$\begin{aligned} \overline{A} &= \frac{1}{2} p \frac{\overline{q'^2}}{Q_y} \\ &= \frac{1}{4} \frac{K_a^4 \chi^2}{Q_y} \end{aligned} \quad (3.50)$$

で与えられる。よって、この場合には、式 (3.43) から、東西平均した波活動度 A_s と A は等しくなり、 $\overline{A_s} = \overline{A}$ となる。つまり、式 (3.43) で定義される位相依存性を含まない波活動度 A_s を用いて式 (3.44) を帯状平均すると、式 (1.34) と一致する。

(2) 波活動度 A_s の位相依存性

ここでは、 A_s の位相依存性について検討する。これまで、 A_s は位相依存性を含まない量であると記述してきたが、大気密度の鉛直方向の変化が無視できない場合、すなわち、考えている波の鉛直波長がスケールハイトよりも大きい場合には、 A_s は位相依存性を含む。この事実も、Plumb (1985) では議論されていないため、以下で簡単に説明する。

まず、式 (3.24) で与えられる A の定義式を以下のように変形する。

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} p \frac{q'^2}{Q_y} \\ &= \frac{1}{2} p \frac{\psi'_{xx} + \psi'_{yy} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} \psi'_z \right)_z}{Q_y} \end{aligned} \quad (3.51)$$

次に、式 (3.43) の第一等式の右辺第二項 (pE/U) も

$$p \frac{E}{U} = \frac{1}{2} p K_a^2 \frac{\psi'^2_x + \psi'^2_y + \frac{f^2}{N^2} \psi'^2_z}{Q_y} \quad (3.52)$$

と流線関数を用いて変形する。ここで、平面波解 (3.39) を仮定し、それぞれの式に代入すると、

$$A = \frac{1}{2} \frac{K_a^4}{Q_y} \chi^2 \sin^2 \Gamma \quad (3.53)$$

$$p \frac{E}{U} = \frac{1}{2} \frac{K_a^4}{Q_y} \chi^2 \cos^2 \Gamma + \frac{mf^2}{4N^2H} \frac{K_a^2}{Q_y} \chi^2 \sin 2\Gamma - \frac{f^2}{8N^2H^2} \frac{K_a^2}{Q_y} \chi^2 \cos 2\Gamma \quad (3.54)$$

となる. ここで, $\Gamma = kx + ly + mz - \omega t$ である. すると, 式 (3.43) 及び式 (3.53), (3.54) より, A_s は

$$A_s = \frac{1}{4} \frac{K_a^4}{Q_y} \chi^2 + \frac{mf^2}{8N^2H} \frac{K_a^2}{Q_y} \chi^2 \sin 2\Gamma - \frac{f^2}{16N^2H^2} \frac{K_a^2}{Q_y} \chi^2 \cos 2\Gamma \quad (3.55)$$

で与えられることが分かる. したがって, 式 (3.55) の右辺第 2 項と第 3 項は, 位相 (Γ) 依存性を持つ. これらの項は, p が鉛直に一定と仮定した場合には現れない. このため, 密度が鉛直に変化するスケール (スケールハイト) と比べて十分に短い鉛直波長を持つ波に対してのみ, A_s は位相依存性を含まないことが保証できる. しかし, 一般に鉛直波長が長い惑星規模擾乱に対しては, A_s は式 (3.55) で表されるような位相依存性を含んでしまうことに注意すべきである. なお, 以下では A_s は位相依存性を持たないと仮定して解析を行った. したがって, 解析結果を解釈する際にも, A_s が位相依存性を持つことを斟酌すべきである.

3.1.3 球面座標系への拡張

本研究では, まず, 再解析データを用いて Plumb フラックス $\mathbf{F}_s$ と波活動度 A_s を求め, 次に, 式 (3.44) の関係からロスビー波束の局所的な群速度を算出した. また, これらの計算は球面座標系を用いて実施したので, 以下に球面座標系 (λ, ϕ, z) における定式を与える. ここで, λ は経度, ϕ は緯度を表す. 以下では, 下付き文字の λ, ϕ はそれぞれ経度方向の微分, 緯度方向の微分を表す.

地球半径 a を用いて, 直交座標系 (x, y, z) から球面座標系 (λ, ϕ, z) への変換は次の式で与えられる.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \end{cases} \quad (3.56)$$

また, 球面座標系での発散はベクトル $\mathbf{X} = (X^{(\lambda)}, X^{(\phi)}, X^{(z)})$ に対して,

$$\nabla \cdot \mathbf{X} = \frac{1}{a \cos \phi} (X^{(\lambda)})_{\lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} (\cos \phi X^{(\phi)})_{\phi} + (X^{(z)})_z \quad (3.57)$$

となる.

以上の関係式を用いると, 球面座標系における準地衡渦位は以下の式で与えられることが分かる.

$$q = f + \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \psi_{\lambda\lambda} + \frac{1}{a^2 \cos \phi} (\cos \phi \psi_{\phi})_{\phi} + \frac{f^2}{p} \left(\frac{p}{N^2} \psi_z \right)_z \quad (3.58)$$

同様に, 球面座標系における位相依存性をもつ波活動度 A と波エネルギー密度 E , Plumb フラックス $\mathbf{F}_s$ は次式で与えられる.

$$A = \frac{1}{2} p a \cos \phi \frac{q'^2}{Q_y} \dots^1 \quad (3.59)$$

$$E = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{a} \psi'_\phi \right)^2 + \left(\frac{1}{a \cos \phi} \psi'_\lambda \right)^2 + \frac{f^2}{N^2} \psi'^2_z \right] \quad (3.60)$$

$$\mathbf{F}_s = p \cos \phi \begin{pmatrix} \frac{1}{2a^2 \cos^2 \phi} (\psi'^2_\lambda - \psi' \psi'_{\lambda\lambda}) \\ \frac{1}{2a^2 \cos^2 \phi} (\psi'_\lambda \psi'_\phi - \psi' \psi'_{\lambda\phi}) \\ \frac{1}{2a^2 \cos^2 \phi} \frac{f^2}{N^2} (\psi'_\lambda \psi'_z - \psi' \psi'_{\lambda z}) \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

3.2 DJF 気候場での群速度

この節では, 前節で導いた式 (3.44) の定式に基づき, 再解析データを用いて, DJF 北半球冬季 (DJF) 気候場について算出した Plumb フラックスより, 3次元群速度を求めた結果を記述する. DJF 気候場としては, 1958/1959 年から 2012/2013 年までの 12 月から 1 月の期間平均値を用いた. 式 (3.37) で与えられる Plumb フラックスや, 式 (3.24) 及び式 (3.43) から求められる波活動度 A_s も, 算出された気候場 (すなわち, 定在波) より計算した. なお, この計算において, 惑星規模成分 (惑星規模波束) を取り出すために, 再解析データで与えられる流線関数 ψ にあらかじめ以下の操作を施した.

- 球面調和関数展開を行い, 全波数 8, 東西波数 3 以下の波数成分のみを取り出す.
- 大気密度の効果を考慮して, $\psi = p^{-1/2} Y$ と変換して鉛直微分を行った. また, Y を鉛直微分した後, 波長が約 7000m 以上の長波長成分のみを取り出す lowpass フィルター (伊藤と見延, 2010) (図 3.4) を施した. なお, lowpass フィルターは, 鉛直方向に不等間隔でデータが存在する再解析データに 3 次スプライン補間を用いて等間隔データを作成した後に作用させた.

また, 浮力振動数 $N \left(N^2 = \frac{R p^\kappa}{H} \Theta_z \right)$ の計算では, 温位 Θ として 20N - 90N で領域平均した値を用いた.

¹Plumb (1985) では, $\cos \phi$ が 2 乗されている. しかし, 式の導出を追跡した結果, これは誤植であると考えられる. また, このことは Takaya and Nakamura (2001) で記述された波活動度に相当する波活動擬運動量 M の球面座標系での表式からも確認できる.

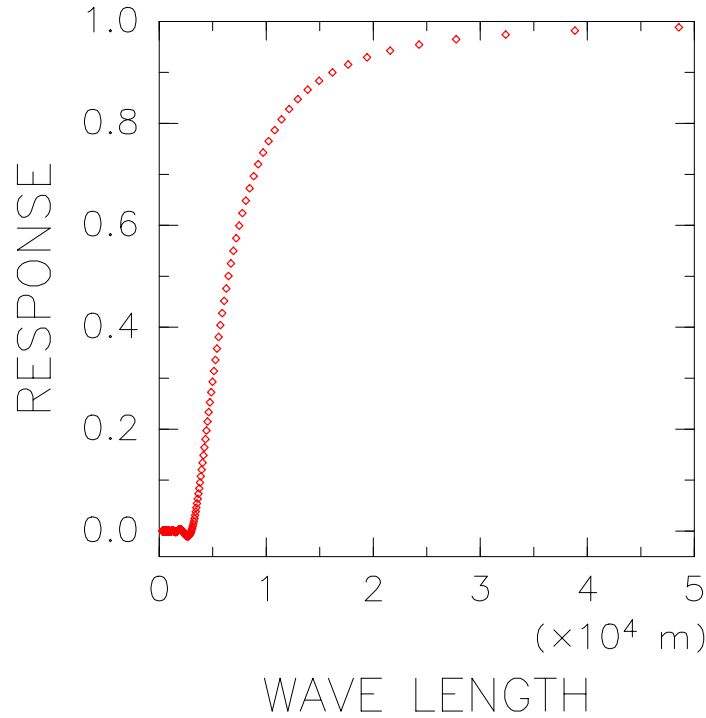


図 3.4: lowpass フィルターの応答関数. 横軸は波長 [m] を示す.

さらに, $c_g = \mathbf{F}_s / A_s$ の計算では, A_s として, その値を帯状平均したものを用いた. 前述したように, WKB 近似のもとで平面波解を仮定した場合には A_s は位相依存性を持たないが (鉛直微分の効果を除いて), 現実大気のデータを用いて計算する場合には位相依存性を完全に取り除くことは難しい. また, 帯状平均しない A_s を用いて群速度を計算すると, 群速度の絶対値が, その理論的な上限値 (帯状平均風 U の 2 倍) 以上になる場合が存在することが明らかとなった. このため, 群速度を求める際には帯状平均した A_s を用いた. ただし, Plumb フラックス $\mathbf{F}_s$ は東西方向の依存性を持つので, 局所的な 3 次元群速度も東西方向に変化する. また, $U < 0$, あるいは, $Q_y < 0$ となる領域には, 惑星規模波束は伝播できないと考え, その領域で群速度は算出しない.

まず, 群速度の計算に必要な各物理量の分布を図 3.5 から図 3.9 に示す. 図 3.5 は (a) 10 hPa 等圧面, (b) 100 hPa 等圧面上における Plumb フラックスの鉛直成分と水平成分を示している. まず, 10 hPa と 100 hPa 等圧面でフラックスの大きさを比較すると, 100 hPa 等圧面の方がフラックスの値が大きくなっている. これは, 惑星規模擾乱は一般に対流圏で生成されて成層圏に上方伝播するので, 励起源により近い大気下層で波活動度フラックスの値が大きくなるためであると考えられる. 次に, 鉛直成分に着目すると, 10 hPa, 100 hPa 等圧面で, とともに 50-70N にフラックスの極大域が存在することが分かる. 特に東シベリア

極東域においてフラックスは顕著に上方伝播する。また、100 hPa 等圧面では、アラスカ域においてフラックスは下方伝播するが、10 hPa 等圧面では、顕著な下向きフラックスは存在しない。さらに、水平成分に着目すると、1 章で述べた定在ロスビー波群速度の性質を反映して、強い西風が卓越する冬季成層圏では、全領域でフラックスは東向きに伝播することが分かる。また、100 hPa 等圧面では、太平洋域・大西洋域の低緯度側で、フラックスが顕著に赤道側に水平伝播するが、10 hPa 等圧面では、そのような特徴は見られない。さらに、中高緯度域では、フラックスの水平成分が大きな領域で、その鉛直成分も大きいことが分かる。

次に、図 3.6 で、帯状平均風と 2 次元 E-P フラックスの緯度高度分布を示す。なお、E-P フラックスと帯状平均した Plumb フラックスとは等しいため、この図の E-P フラックスは Plumb フラックスを帯状平均して算出した。この図から、(200 hPa, 30 N) 付近と、成層圏領域の 60 N 付近で強風軸が存在することが分かる。それらは、それぞれ対流圏亜熱帯ジェットと成層圏極夜ジェットに対応する。また、E-P フラックスの大きさは、それぞれのジェット付近で最大となる。これは、定在ロスビー波が西風強風帯に沿って伝播する傾向を持つためと考えられる。

図 3.7 は、帯状平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配 (Q_y) (式 (1.16)) の緯度高度分布を示す。 Q_y の値は、 β の大きな低緯度域や、帯状平均風 (図 3.6) の極大域付近で大きな値をとることが分かる。

図 3.8 は、次式のように定義した高度場の東西非一様成分の振幅 (χ) を帯状平均した値 (帯状平均振幅) についての緯度高度分布を示す。

$$\bar{\chi}^2 = 2\overline{Z'^2} \quad (3.62)$$

ここで、 Z' はジオポテンシャル高度 (Z) の東西非一様成分である。図 3.8 から、擾乱の振幅は大気上層ほど大きくなることや、振幅が極大になる緯度は、対流圏では 50 N 付近、成層圏では 70 N 付近であることが分かる。

次に、図 3.9 は位相依存性を含まない波活動度 A_s の緯度高度分布を示す。この値は、図 3.6 や図 3.7 で示した基本場 $U(y, z)$, $Q_y(y, z)$ と、擾乱 (図 3.8) に伴う準地衡風渦位を用いて、

$$A_s = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} p \frac{q'^2}{Q_y} + p \frac{E}{U} \right) \quad (3.63)$$

の関係式から算出した。この図で、 U または Q_y が負となる領域は網掛けしてある。その領域では、惑星規模波束が伝播できないため、群速度は定義できない。図 3.9 より、 A_s は大気下層ほど大きな値を持つことが分かる。このことは、式 (3.1.2) であることを考慮すると、式 (1.29) と式 (1.34) から得られる、断熱で消散過程が存在しない時、 A_s は群速度に沿って保存するという A_s の特徴と矛盾する。したがって、現実大気には、様々な消散プロセスが存在するために、惑星規模擾乱は対流圏に存在する励起源から上方伝播する際にその波活動度は減衰し、帯状平均流と相互作用していることが、この図からも確認できる。

最後に、これらの物理量を用いて計算した惑星規模波束の群速度の水平分布と子午面分布を図 3.10 と図 3.11 に示す。図 3.10a (b) は 10 hPa 等圧面 (100 hPa 等圧面) における、群速度の鉛直成分と水平成分を示す。図 3.5 と見比べると、群速度の鉛直成分や水平成分の値が大きくなる領域は Plumb フラックスの各成分が大きくなる領域とほぼ一致していることが確認できる。すなわち、10 hPa では、群速度の大きさが極大となる緯度は 50-70 N 付近で、しかも、その東向き成分と上向き成分は極東域で最大となる。また、それより低緯度では小さな値となる。一方、100 hPa では、群速度の水平成分が極大となるのは、より低緯度側の 10-30 N 付近で、しかも、その値は太平洋域と東大西洋・アフリカ域で最大となる。それに対し、群速度の上向き成分が極大となるのは 50-70 N 付近のヨーロッパ域と極東域であり、逆に下向き成分が極大となるのは北米域である。一方、赤道域では、帯状風が東風となるので、惑星規模波束が伝播できない領域が存在している。また、当然ながら、Plumb フラックス (図 3.5) の伝播方向と、群速度ベクトルの方向は一致している。さらに、前者は下層ほど大きな値となるが、後者の大きさは、10 hPa と 100 hPa との間では明瞭な違いを確認することはできない。群速度の水平成分の大きさは、最大でも 25 m/s 程度、鉛直成分の大きさは最大でも 9 km/day 程度である。

図 3.11 は帯状平均した群速度の緯度高度分布を示す。まず、等値線で示された群速度の東西成分に着目する。すると、群速度の東西成分は、対流圏では亜熱帯ジェット中心軸のやや南側の 20 N 付近、成層圏では極夜ジェット中心軸のやや極側の 60-70 N 付近で極大となることが分かる (3.6)。次に、矢印で示された群速度の南北成分と鉛直成分に着目すると、対流圏下層では 45 N 付近で上方伝播するが、対流圏界面付近で、赤道側に伝播する経路と、極夜ジェットに沿って 50 N 付近を上方伝播する経路に分岐することが分かる。一方、成層圏では、60 N 付近に存在する極夜ジェットに沿って上方伝播し、成層圏上部では、波活動度は次第に赤道側へと伝播する傾向を持つ。また、帯状風が東風となる赤道域では、惑星規模波束が伝播できない領域が存在している。

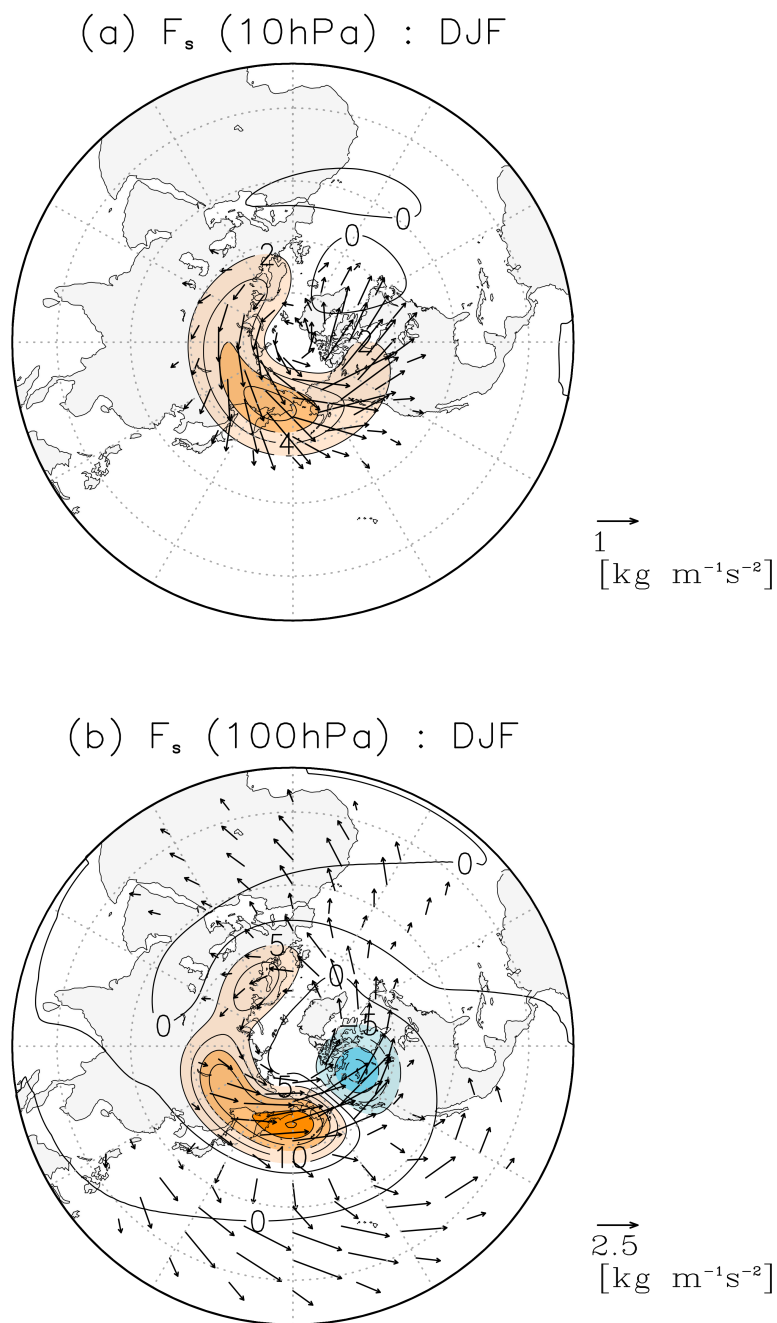


図 3.5: DJF 気候場での惑星規模波束に伴う Plumb フラックス [kg m⁻¹s⁻²] の等圧面上での水平分布. 陰影と等値線は Plumb フラックスの鉛直成分を示す. 値が正（上方伝播）の領域に赤色, 負（下方伝播）の領域に青色を付けた. 矢印は Plumb フラックスの水平成分を示す. Plumb フラックスの水平成分の大きさが, 右下に示した凡例矢印の 1/5 以下の場合には図示しない. (a) 10 hPa (等値線間隔: 2×10^{-3}), (b) 100 hPa (等値線間隔: 5×10^{-3}).

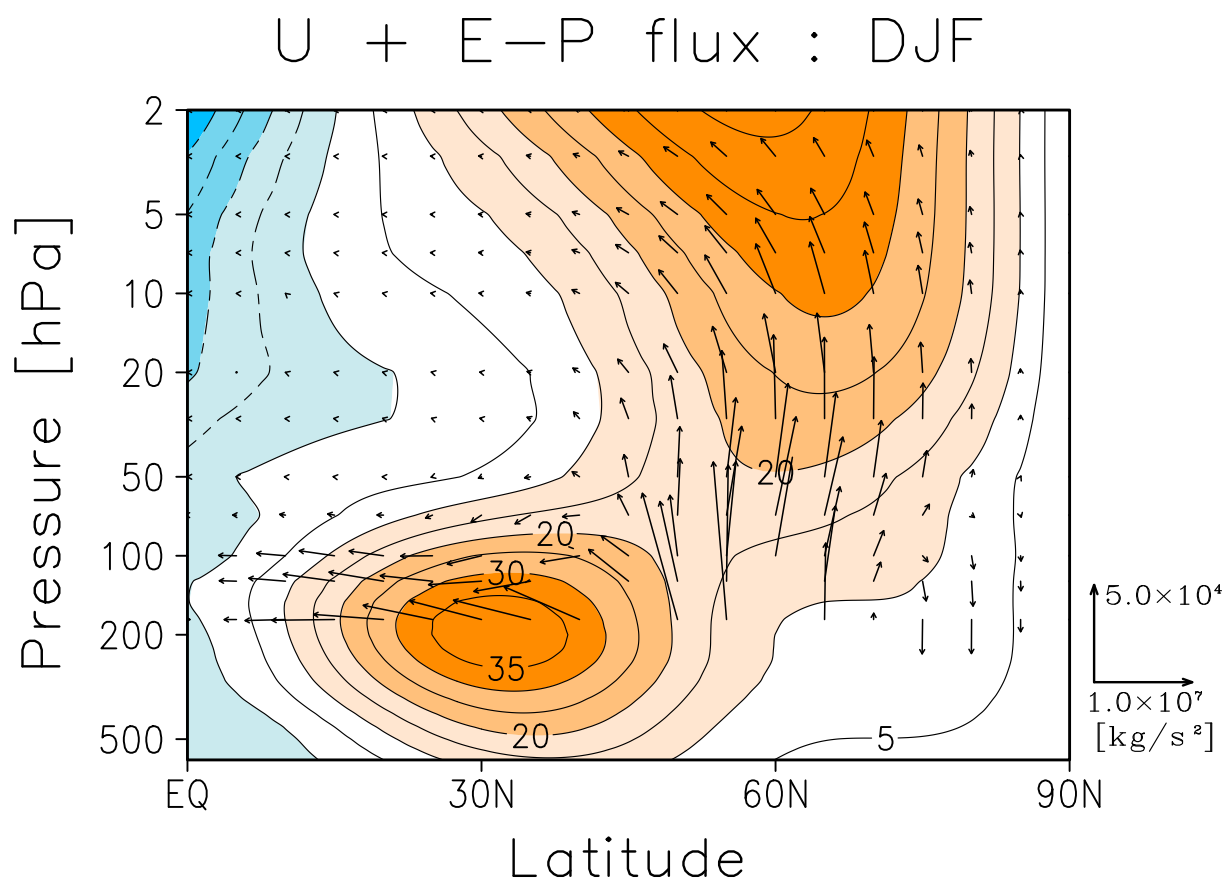


図 3.6: DJF 気候場での帯状平均風と惑星規模波束に伴う E-P フラックスの緯度高度分布. 陰影と等値線は帯状平均風を示す (赤色は西風領域, 青色は東風領域を示す, 等値線間隔: 5 m/s). 矢印は E-P フラックス $[\text{kg/s}^2]$ を示す. ただし, 200 hPa よりも上層の領域のみを図示した.

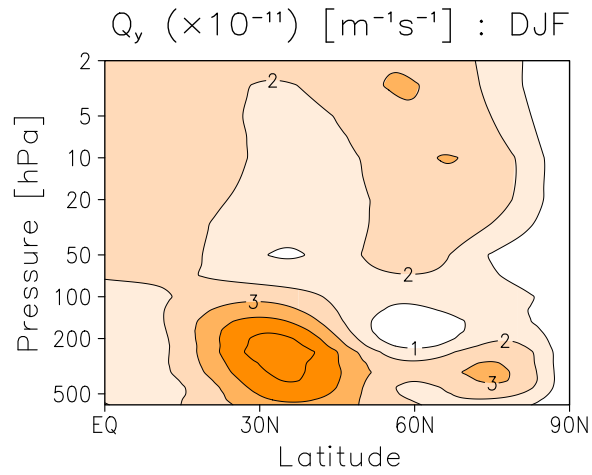


図 3.7: DJF 気候場での帯状平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配の緯度高度分布 (等値線間隔: $1 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$).

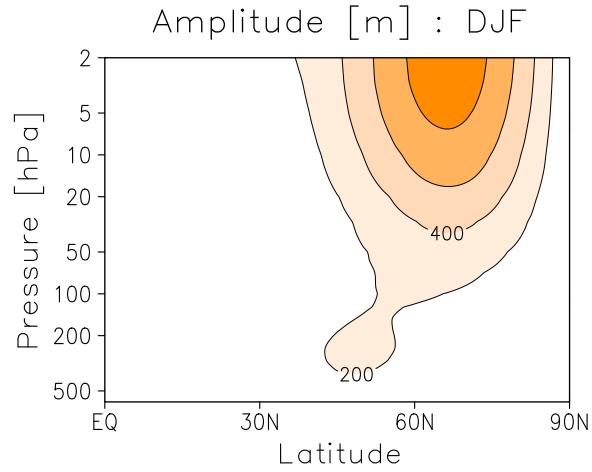


図 3.8: DJF 気候場における高度場の東西非一様成分の帯状平均振幅 (式 (3.62)) の緯度高度分布 (等値線間隔: 200 m).

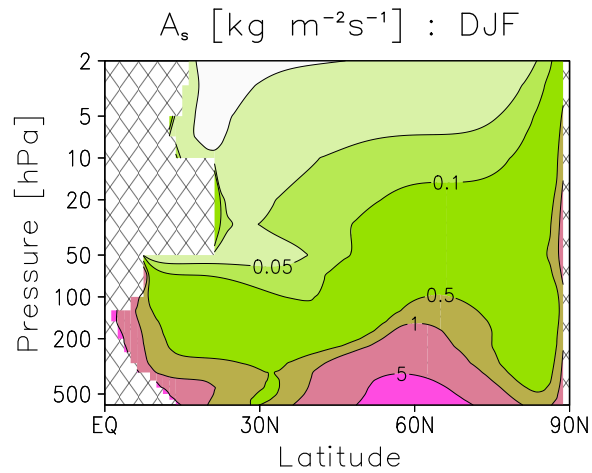


図 3.9: DJF 気候場での惑星規模波束に伴う位相依存性を含まない波活動度 (A_s) の緯度高度分布. 描画した等値線の値は, 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1, 5 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$. 惑星規模波束は網掛けした領域を伝播できない.

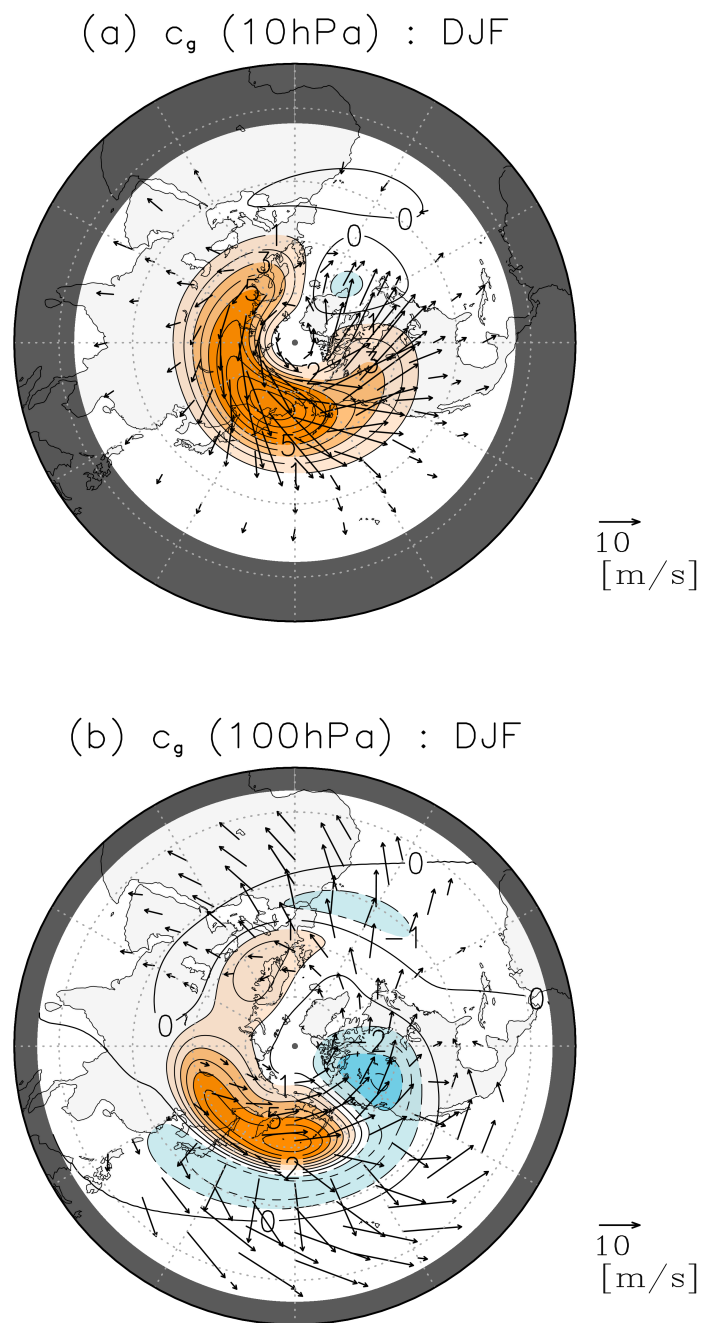


図 3.10: DJF 気候場での惑星規模波束の群速度の等圧面上での水平分布. 陰影と等値線は群速度の鉛直成分 [km/day] を示す (等値線間隔: 1 km/day). 群速度が上向きの領域に赤色, 下向きの領域に青色を付けた. 矢印は群速度の水平成分 [m/s] を示す. 群速度の水平成分の大きさが, 右下の凡例矢印の 1/5 以下の大きさの場合は図示しない. 黒の陰影は惑星規模波束の伝播不可領域. (a) 10 hPa, (b) 100 hPa.

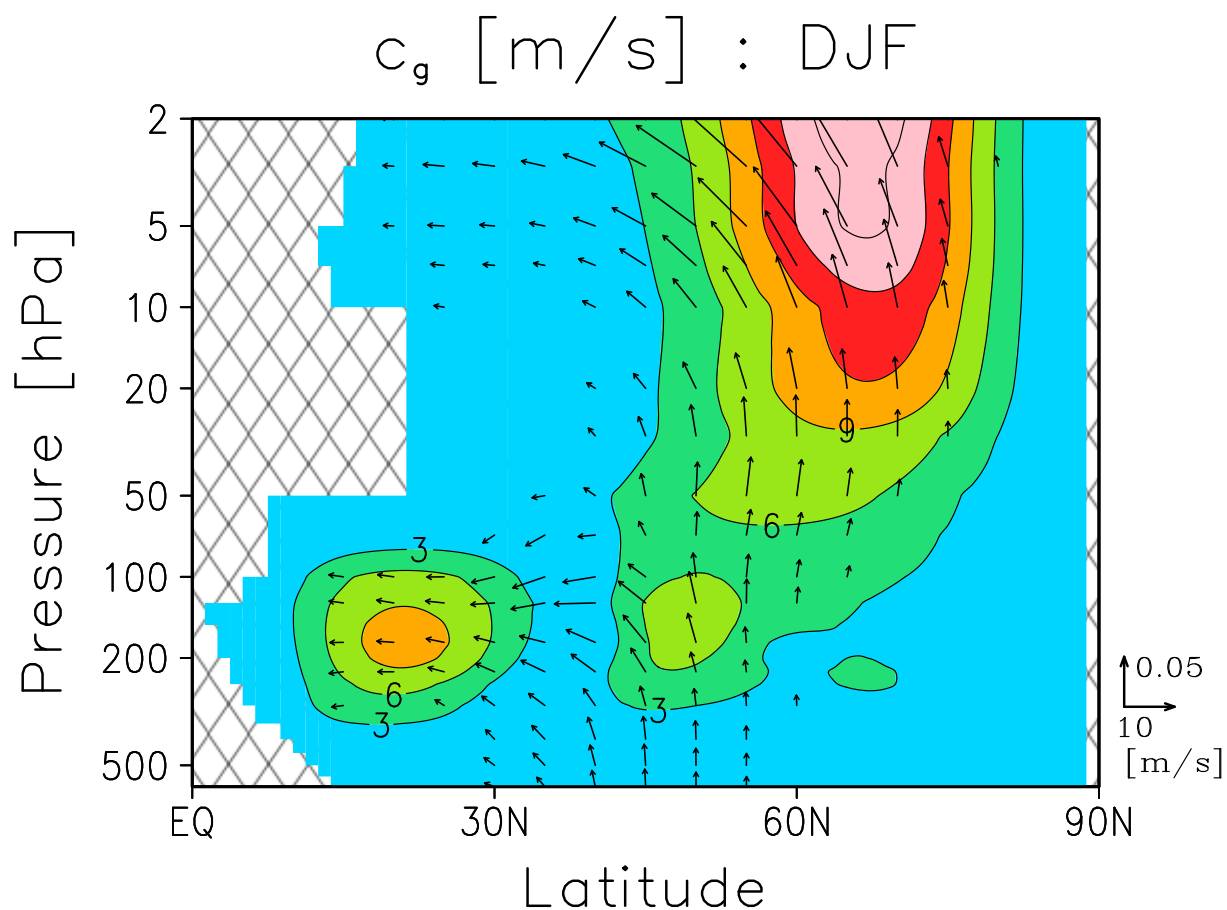


図 3.11: DJF 気候場での定在性惑星規模波に伴う群速度の帯状平均 [m/s] の緯度高度分布. 陰影と等値線は群速度の東西成分を示す (等値線間隔: 3 m/s). 矢印は群速度の南北鉛直成分を示す. 群速度の南北鉛直成分の大きさが, 右下の凡例矢印の $1/5$ 以下の大きさの場合は図示しない. 惑星規模波束は網掛けした領域を伝播できない.

3.3 群速度の妥当性の評価

この節では、前節で Plumb フラックスより計算した群速度の妥当性を検証するため、ロスビー波の分散関係式から求めた群速度と比較する。

まず、式 (1.22) より、定在ロスビー波の群速度の水平成分 $c_g^{(h)}$ と鉛直成分 $c_g^{(z)}$ は以下の式で与えられることが分かる。

$$\begin{aligned} c_g^{(h)} = \frac{\partial \omega}{\partial K_h} &= \frac{2kK_hQ_y}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \\ &= 2kK_h \frac{U^2}{Q_y} \end{aligned} \quad (3.64)$$

$$\begin{aligned} c_g^{(z)} = \frac{\partial \omega}{\partial m} &= \frac{2kmQ_y \frac{f^2}{N^2}}{\left[K_h^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \right]^2} \\ &= 2km \frac{U^2}{Q_y} \frac{f^2}{N^2} \end{aligned} \quad (3.65)$$

ここで、 K_h は水平波数である。

まず、これらの式を用いて、ある鉛直波長を仮定した場合に、定在ロスビー波群速度の各成分が U, Q_y にどのように依存するかを確かめる。ここで、与える鉛直波長は、以下のように、現実大気における DJF 気候場の東西非一様成分から求める。図 3.12 に、DJF 気候場について、50-70 N の緯度帯で平均した高度場の東西非一様成分の経度高度分布を示す。この図から、惑星規模擾乱の鉛直波長は、おおよそ 1000 hPa から 1 hPa までの高度差、あるいは、その倍程度であることが分かる。したがって、1000 hPa から 1 hPa までの距離はおおよそ 50 km であることを加味して、惑星規模擾乱の鉛直波長を $M = 80$ km とする。このとき、鉛直波数 $m = 2\pi/M$ で、水平波数 K_h は、

$$K_h^2 = \frac{Q_y}{U} - \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \quad (3.66)$$

の関係式から求めることができる。式 (3.66) は式 (1.22) で、定在波 ($\omega = 0$) を仮定した場合に対応する。ここで、 $K_h^2 < 0$ となる領域では、水平波数が虚数となるため、惑星規模擾乱は伝播できない。また、図 3.12 より、東西波数 k は 1 程度で、これらから南北波数 l も式 (3.66) より決定することは可能であるが、以下では簡単のため、 $k = l$ と仮定する。すると、 $K_h^2 = 2k^2$ となり、 k を式 (3.66) から決定することが可能となる。さらに、コリオリパラメータ $f = 2\Omega \sin 60^\circ$ [1/s] ($\Omega = 2\pi/86400$ [1/s]), スケールハイト $H = 7000$ [m], 浮力振動数 $N = 2.0 \times 10^{-2}$ [1/s] を与え、 U と Q_y の関数として $c_g^{(h)}, c_g^{(z)}$ を求めた (図 3.13)。なお、図 3.6 や図 3.7 から、極夜ジェット域における帯状平均風 U の大きさはおよそ 20-40 m/s, 帯状

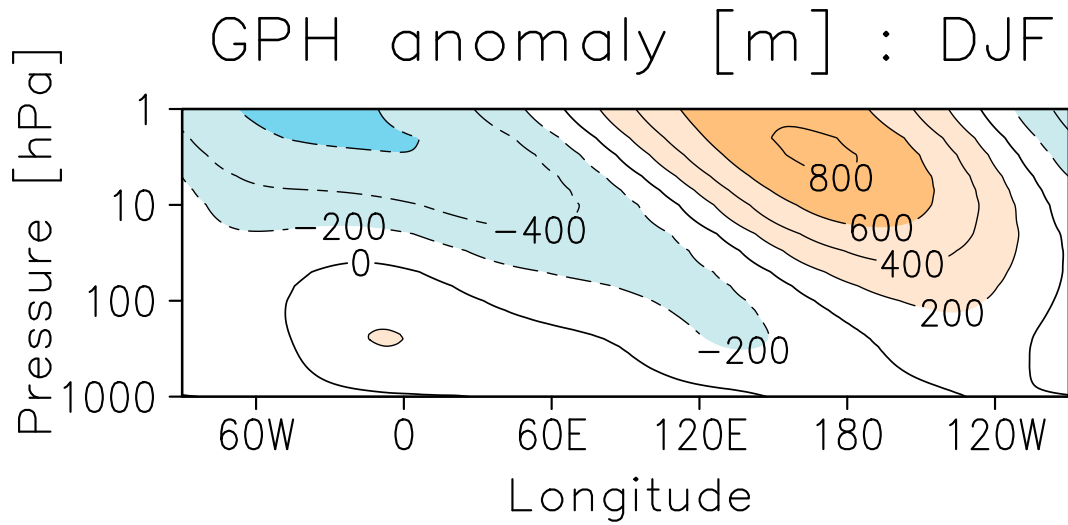


図 3.12: DJF 気候場について, 50-70 N の緯度帯で平均した高度場の東西非一様成分の経度高度分布 (等値線間隔: 200 m). 赤色が正偏差, 青色が負偏差領域を示す.

平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配 Q_y の大きさはおよそ $2 \times 10^{-11} - 3 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ である. したがって, 図 3.13a より, 群速度の水平成分の大きさは, およそ 5-25 m/s の値となることが分かる. 一方, 図 3.13b より, 群速度の鉛直成分の大きさは, およそ 5-11 km/day となる. Plumb フラックスを用いて再解析データの DJF 気候場より算出した群速度の大きさ (図 3.10 と図 3.11) は, 上記のロスビー波の分散関係式から見積もった群速度の大きさの範囲内にほぼ収まることが分かる. したがって, 前節で算出した惑星規模波束の 3 次元群速度の大きさは妥当であると判断できる.

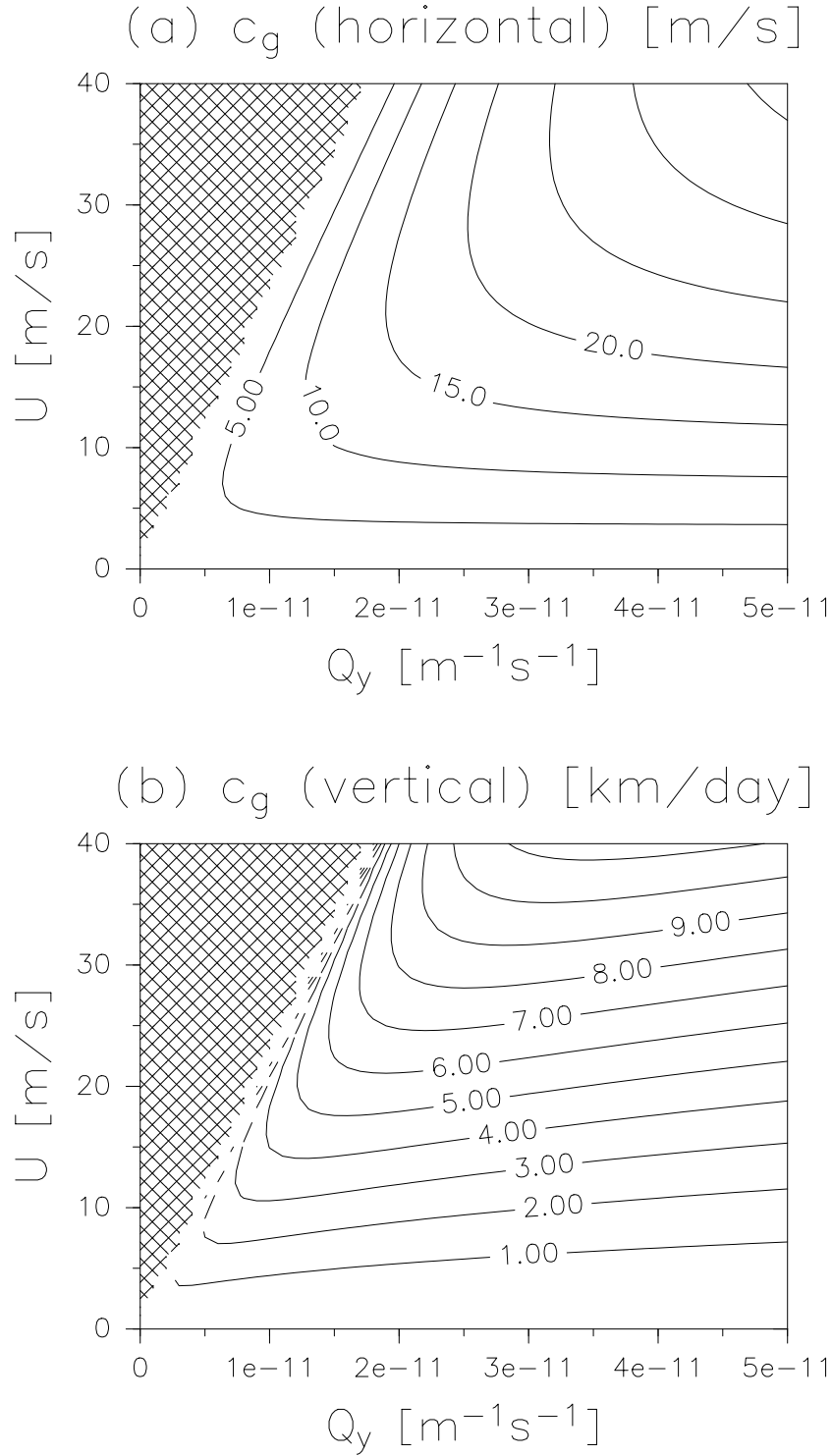


図 3.13: 式 (3.64), (3.65) より求めた定在ロスビー波群速度の分布. x 軸は帯状平均場に伴う準地衡風渦位の南北勾配の大きさ, y 軸は帯状平均風の強さを示す. 計算の詳細は本文を参照のこと. 定在ロスビー波は網掛けした領域には伝播できない. (a) 群速度の水平成分 (等値線間隔: 5 m/s), (b) 群速度の鉛直成分 (等値線間隔: 1 km/day).

3.4 DJF 気候場での Ray Tracing (光路追跡)

3.2 節で求めた DJF 気候場における群速度を用いて、惑星規模波束の伝播経路を求めるために、6 日間の ray tracing (光路追跡) を行った。その結果を図 3.14 から図 3.21 に示す。なお、6 日間という ray tracing の期間は、DJF 気候場について計算した群速度の鉛直スケールより与えた。例えば、群速度の鉛直成分が大きな領域での惑星規模波束の上方伝播を考え、図 3.10 や図 3.11 より 5 km/day の上方伝播速度を与えると、6 日間で 30 km 上方伝播し、これはおよそ 200 hPa から 3 hPa までの距離に相当する。そのため、対流圏界面付近から成層圏の中上層への惑星規模波束の上方伝播を考える際に、上方伝播にかかる期間を 6 日と与えることは妥当であると考えられる。

まず、図 3.14 から図 3.16 は、それぞれ 50, 60, 70 N を開始緯度として波の伝播方向に沿って順方向に光路追跡 (以下、順追跡と呼ぶ) した結果得られた、惑星規模波束の伝播経路を示している。なお、実際には 3 次元の伝播経路を求めているが、この図では、得られた結果を経度高度断面に射影して表示している。各図の a, b, c はそれぞれ 100, 200, 300 hPa を開始高度とした結果である。これらの図では、6 日間追跡した伝播経路を 6 時間毎に表示しており、実線の色は 1 日間隔で変更している。これらの図の比較から、50 N (図 3.14) と 60 N (図 3.15) を開始緯度とした場合には、惑星規模波束は 6 日間で成層圏中上層まで伝播可能であるが、70 N を開始緯度とした場合には、惑星規模波束は 6 日間で成層圏中上層まで到達しない。さらに、図 3.14 と図 3.15 より、成層圏中上層まで上方伝播した惑星規模波束の波源は、90-180 E の極東域に存在することが分かる。また、群速度が特に大きい領域 (例えば開始緯度 60 N, 開始経度 120 E の場合) では、わずか 3 日から 4 日で、対流圏界面付近から成層圏上層まで惑星規模波束に伴う波活動度が到達することを確認できる。また、図 3.15 より、60 N を開始緯度とした場合には、0-90 E の領域からも惑星規模波束は比較的短期間に成層圏中上層まで上方伝播することが可能であることも分かる。これらの領域に鉛直伝播可能な領域が存在することは、図 3.10 の群速度の鉛直成分の分布からも確認できる。次に、東西伝播に着目し、比較を行う。まず、図 3.14 より、50 N を開始緯度とした場合には、惑星規模波束は、100 hPa から 10 hPa まで上方伝播する間に 20° 程度東向きに伝播する。一方、図 3.15 より、60 N を開始緯度とした場合には、惑星規模波束の東向き伝播は 50 N の場合と比べて大きい。その東向き伝播の大きさは、100 hPa から 10 hPa までの上方伝播において、0-90 E で 30° 程度、90-180 E で 60°-90° 程度である。この緯度による東向き伝播の大きさの違いは、成層圏における群速度の東西成分の極大域が 60-70 N 付近に存在することから理解できる (図 3.11)。

図 3.17 から図 3.19 は、それぞれ 50, 60, 70 N を開始緯度として波が伝播する逆方向に光路追跡 (以下、逆追跡と呼ぶ) した結果得られた、惑星規模波束の伝播経路を示している。これら図より、成層圏のある領域に達する惑星規模波束の波源の経度を突き止めることができる。各図の a, b, c はそれぞれ 5, 10, 20 hPa を開始高度とした結果である。図の書式は

図 3.14 などと同じである。まず、これらの図から、成層圏中層に達する伝播経路を持つ波源が存在する経度帯は、図 3.14 から図 3.16 で示された成層圏に伝播可能な経度帯とおおよそ一致することが分かる。ただし、両者は完全には一致しない。これは、波束は南北方向にも伝播するので、図 3.17 から図 3.19 で示される逆追跡の結果突き止められた惑星規模波束の波源が存在する緯度帯は、図 3.14 から図 3.16 での開始緯度とは一致しないためである。さらに、図 3.17 から図 3.19 を比較すると、最も低緯度の 50°N を開始緯度として逆追跡した結果が、6 日間で最も低高度まで波束伝播を辿れることが分かる。逆に、より高緯度を開始緯度として逆追跡すると、6 日間で辿れる下限高度はより高くなる。これは、図 3.11 から分かるように、惑星規模波束は成層圏へ鉛直伝播しながら、低緯度側にも水平伝播するためであると考えられる。また、比較的短期間に、成層圏中層の 50°N に到達しうる伝播経路を持つ惑星規模波束の波源は、対流圏界面付近では 90°-180°E の経度帯に存在している（図 3.17）。一方、成層圏中層で 70°N に到達するには、対流圏界面付近で 0°-90°E を波源としなければならない（図 3.19）。

次に、南北方向の伝播特性も考慮して、成層圏中層にまで上方伝播しうる惑星規模波束の対流圏界面付近における波源の地理的特徴について記述する。図 3.20 の色つき陰影は、DJF 気候場を用いて各緯度経度について算出された、惑星規模波束が 6 日間で対流圏界面付近から少なくとも 20 hPa 気圧面まで上方伝播する割合を示す。具体的には、各開始緯度経度について、300 hPa から 100 hPa まで 10 hPa ずつ変化させた全 21 レベルの開始高度から 6 日間の順追跡を実施し、その 21 の伝播経路の内の何%が少なくとも 20 hPa よりも上層へ到達したかを表している。したがって、対流圏界面付近において、この割合が大きな領域を波源とする惑星規模波束は、成層圏中上層にまで上方伝播しやすいと考えられる。以下では、この割合の大きな領域を、「上方伝播起源領域」と呼ぶ。この図から、顕著な上方伝播起源領域が（90°-180°E, 45°-65°N）の東ユーラシア・北西太平洋域に存在することが分かる。一方、この図で等値線で示された、200 hPa 等圧面における高度場の東西非一様成分の分布との比較より、この領域は、対流圏界面付近での低気圧性偏差が存在する領域と一致することが分かる。すなわち、東ユーラシア・北西太平洋域に存在する低気圧偏差より上方伝播した惑星規模波束が、成層圏中層以上における惑星規模擾乱を形成している可能性が示唆できる。一方、対流圏界面付近に存在する高気圧偏差の下流域（0°-90°E, 60°N 付近の北西ユーラシア域）にも、狭い上方伝播起源領域が存在する。しかし、この領域からは出発する伝播経路の半分程度しか成層圏中層にまで到達しない。このため、東ユーラシア・北西太平洋域の波源から上方伝播した波活動度に比べ、この北西ユーラシア域の波源が、成層圏中上層の惑星規模擾乱の形成に果たした役割は小さいと考えられる。

一方、図 3.21 で示されたカラーの陰影は、DJF 気候場を用いて成層圏の各緯度経度について逆追跡を実施することより算出された、惑星規模波束の伝播経路が 6 日間で少なくとも 200 hPa よりも下層まで到達した割合を示す。具体的には、各開始緯度経度について、20 hPa から 5 hPa まで 0.5 hPa ずつ変化させた全 31 レベルの開始高度から 6 日間の逆追

跡を実施し、その 31 の伝播経路の内の何%が少なくとも 200 hPa まで到達したかを表している。したがって、この割合が大きな成層圏領域は対流圏由来の波活動度が到達しやすく、この領域に存在する循環偏差は対流圏に存在する波源から射出された惑星規模波束によって形成された可能性が高い。以下では、この割合の大きな領域を、「上方伝播到達領域」と呼ぶ。一方、等値線は、10 hPa 等圧面での高度場の東西非一様成分の分布偏差を示す。この図から、成層圏中上層の成層圏冬季気候場を特徴づけるアリューシャン高気圧が存在する付近の領域 (110-270 E, ~70 N) に上方伝播到達領域が存在することが分かる。すなわち、対流圏界面付近から上方伝播する惑星規模波束がアリューシャン高気圧の形成に重要な役割を果たしていたことが示唆される。さらに、図 3.14, 3.15 や図 3.17, 3.18, 図 3.20 から、成層圏アリューシャン高気圧を形成した惑星規模波束の波源は東ユーラシア・北西太平洋域に存在することが示唆される。このように、ray tracing による順追跡と逆追跡を実施することにより、成層圏での惑星規模擾乱に伴う偏差場の形成に重要な役割を果たす波源が存在する地理的位置を特定することが可能となる。

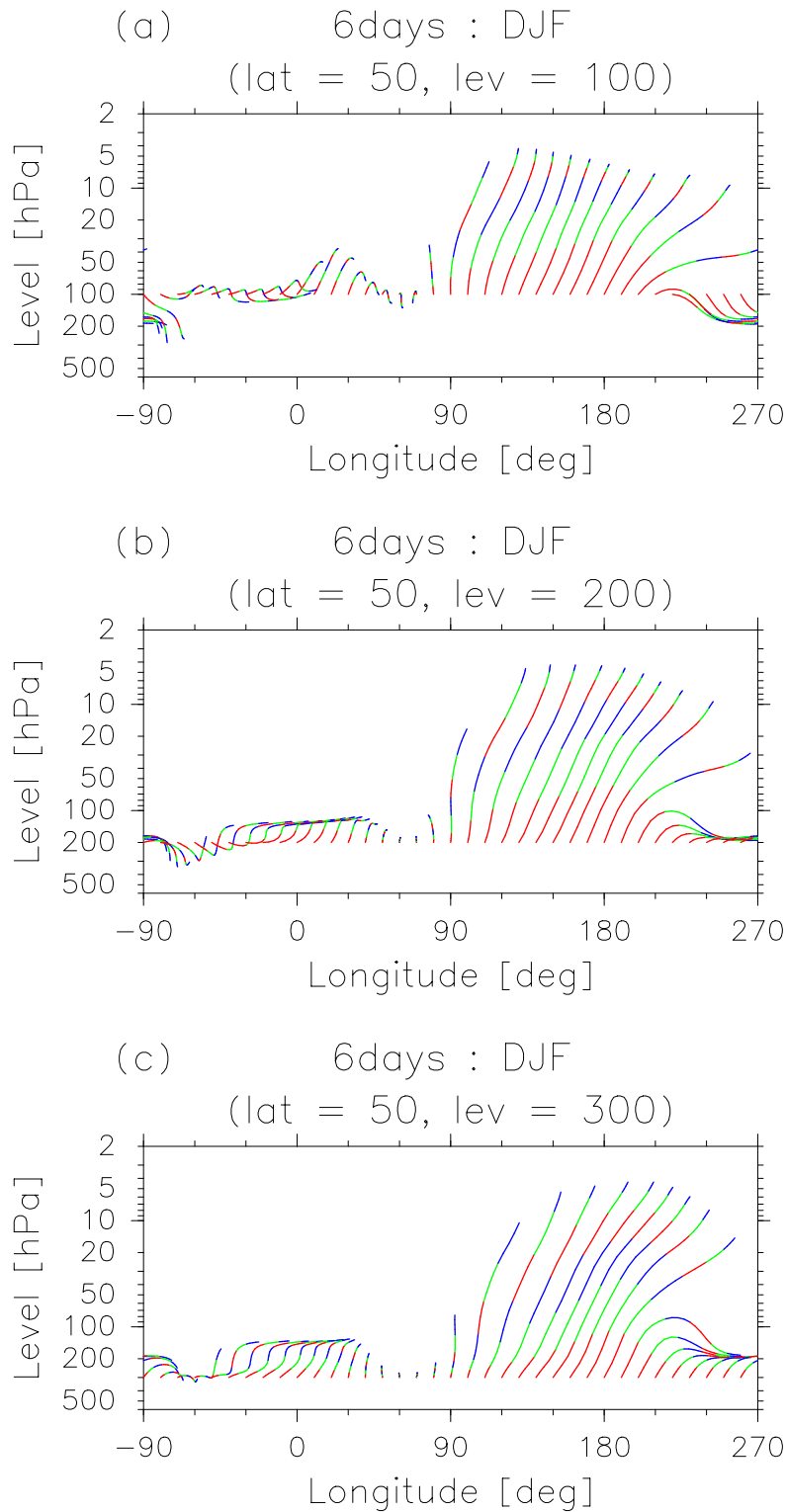


図 3.14: DJF 気候場を用いて, 50 N を開始緯度とする 6 日間の Ray Tracing による順追跡を行った結果得られた伝播経路の経度高度断面への射影. 開始経度は 10° 毎に配置し, 各開始位置からの惑星規模波束の伝播経路を 6 時間毎に示す. 1 日間隔で実線の色を変更した. (a) 開始高度 : 100 hPa, (b) 開始高度 : 200 hPa, (c) 開始高度 : 300 hPa.

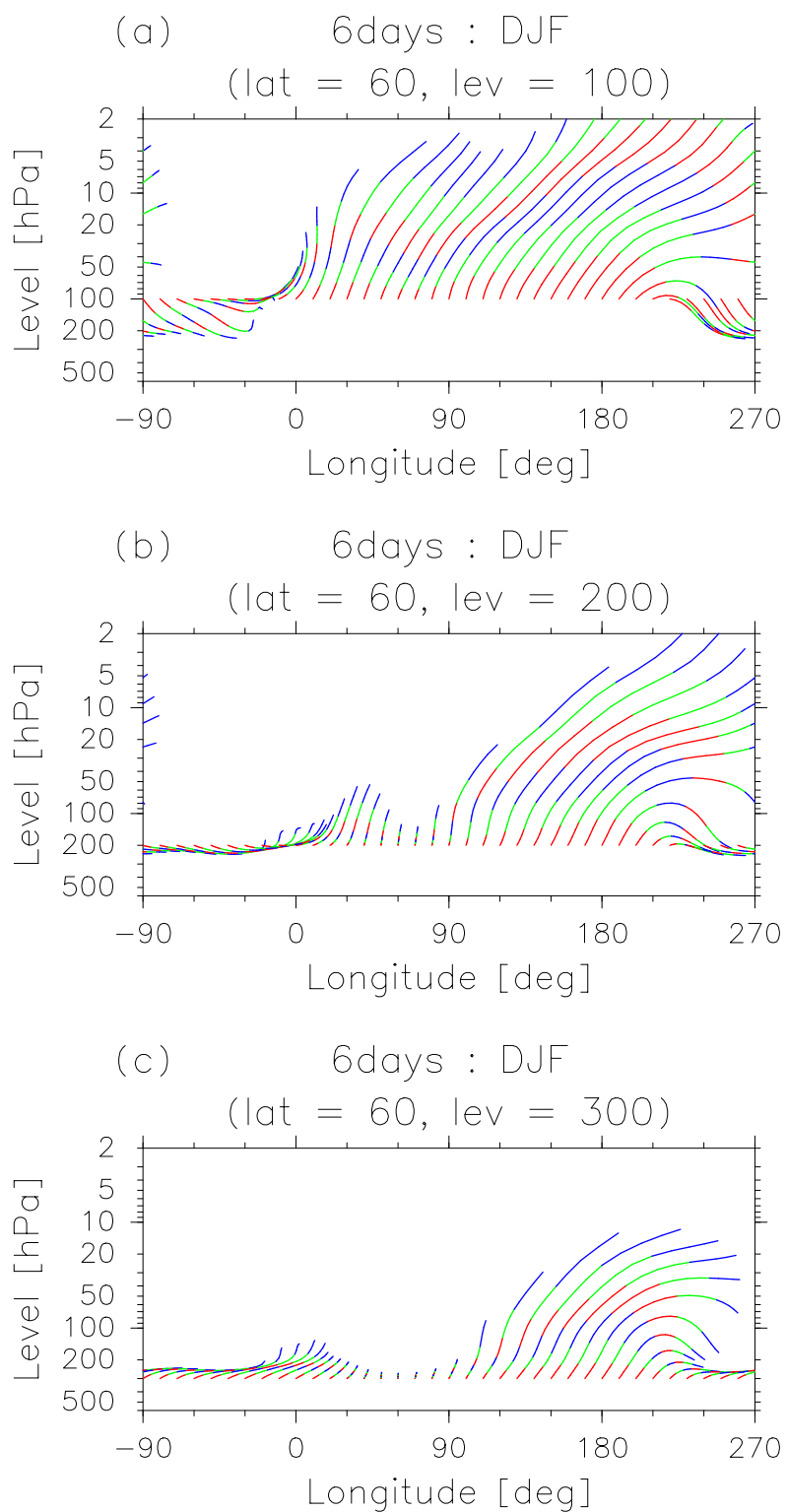


図 3.15: 図 3.14 と同じ. ただし, 開始緯度 : 60 N. (a) 開始高度 : 100 hPa, (b) 開始高度 : 200 hPa, (c) 開始高度 : 300 hPa.

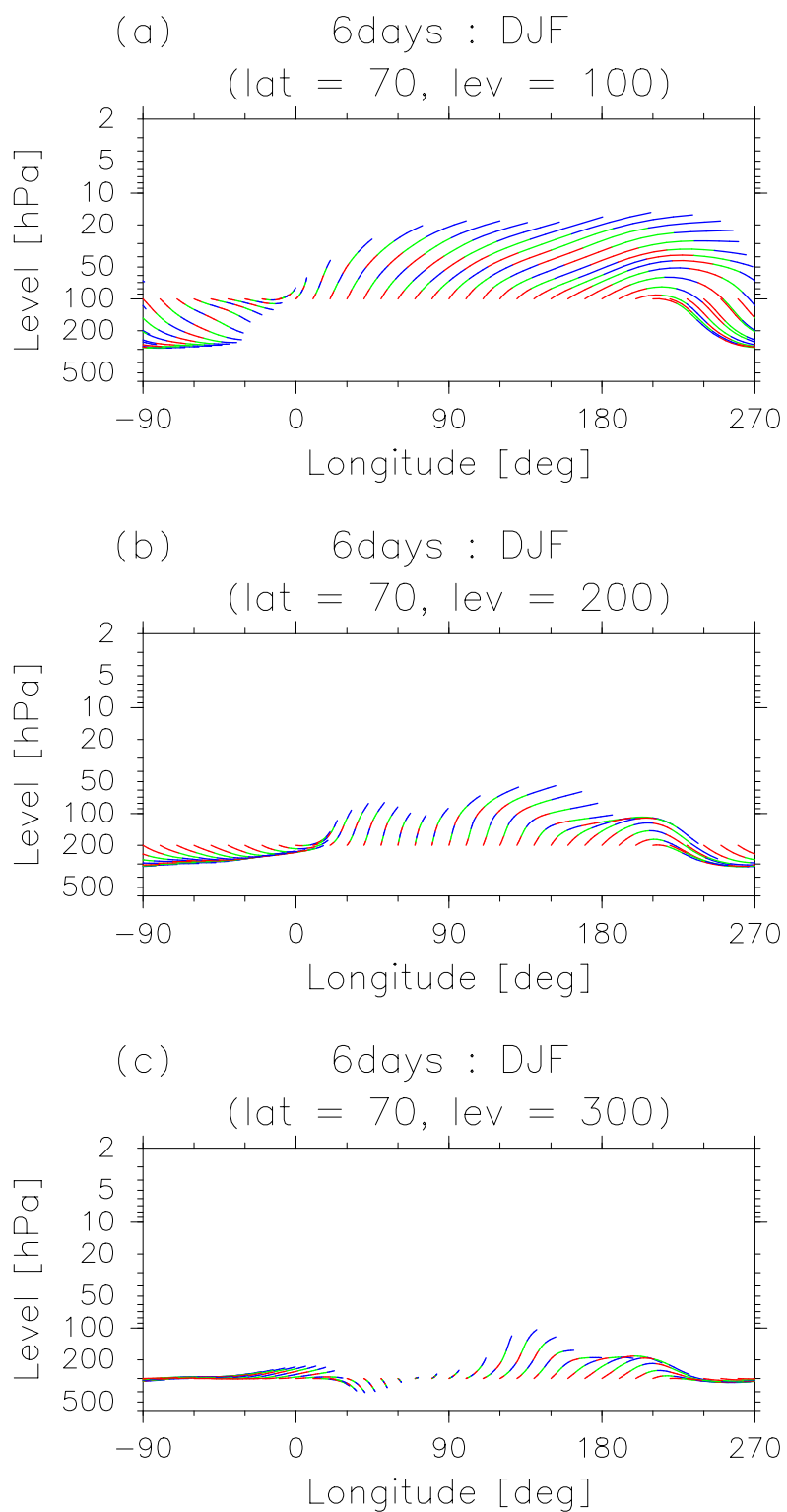


図 3.16: 図 3.14 と同じ. ただし, 開始緯度 : 70 N. (a) 開始高度 : 100 hPa, (b) 開始高度 : 200 hPa, (c) 開始高度 : 300 hPa.

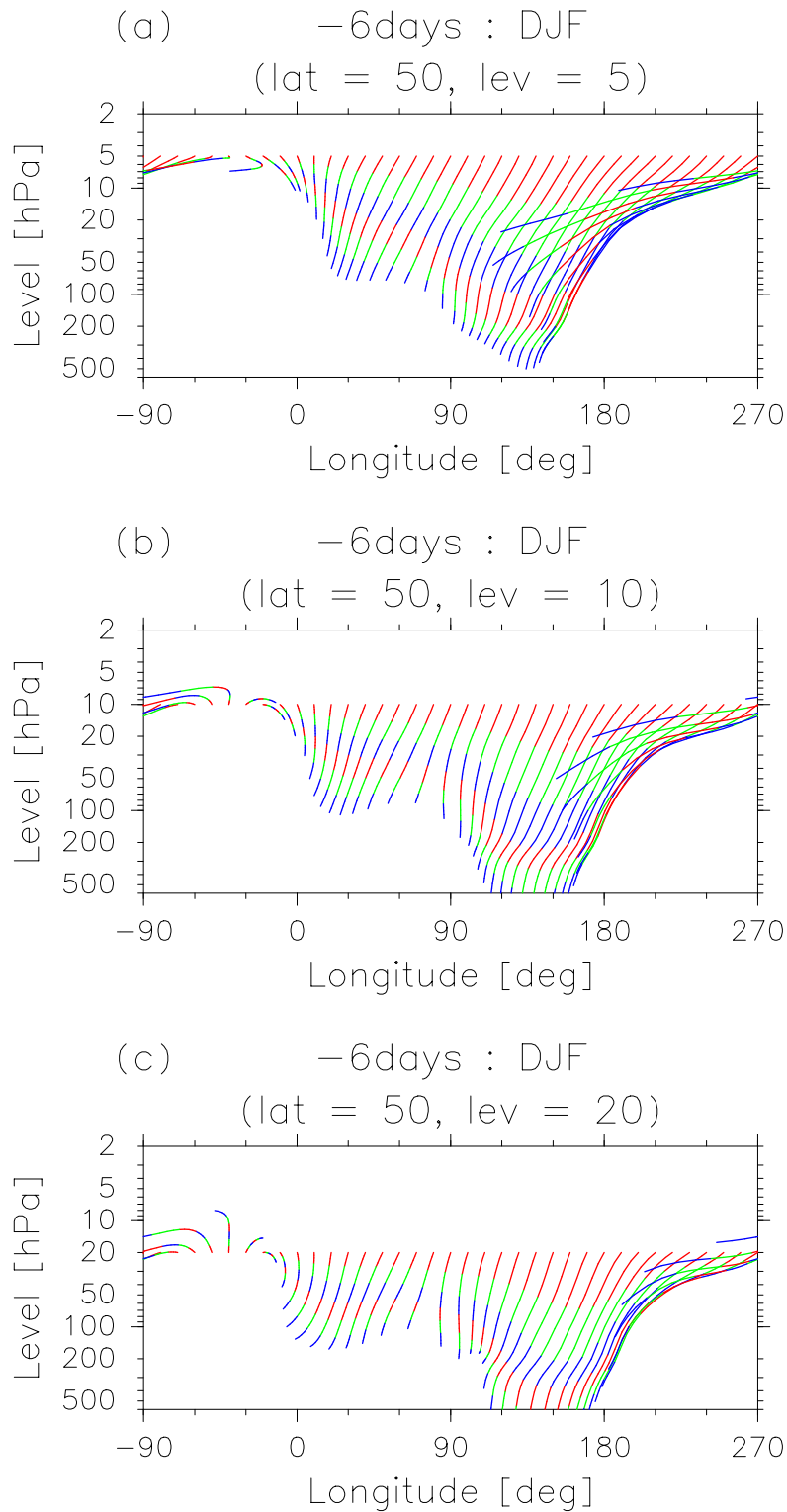


図 3.17: DJF 気候場を用いて, 50 N を開始緯度とする 6 日間の Ray Tracing による逆追跡を行った結果得られた伝播経路の経度高度断面への射影. 開始経度は 10° 毎に配置し, 各開始位置からの惑星規模波束の伝播経路を 6 時間毎に示す. 1 日間隔で実線の色を変更した. (a) 開始高度 : 5 hPa, (b) 開始高度 : 10 hPa, (c) 開始高度 : 20 hPa.

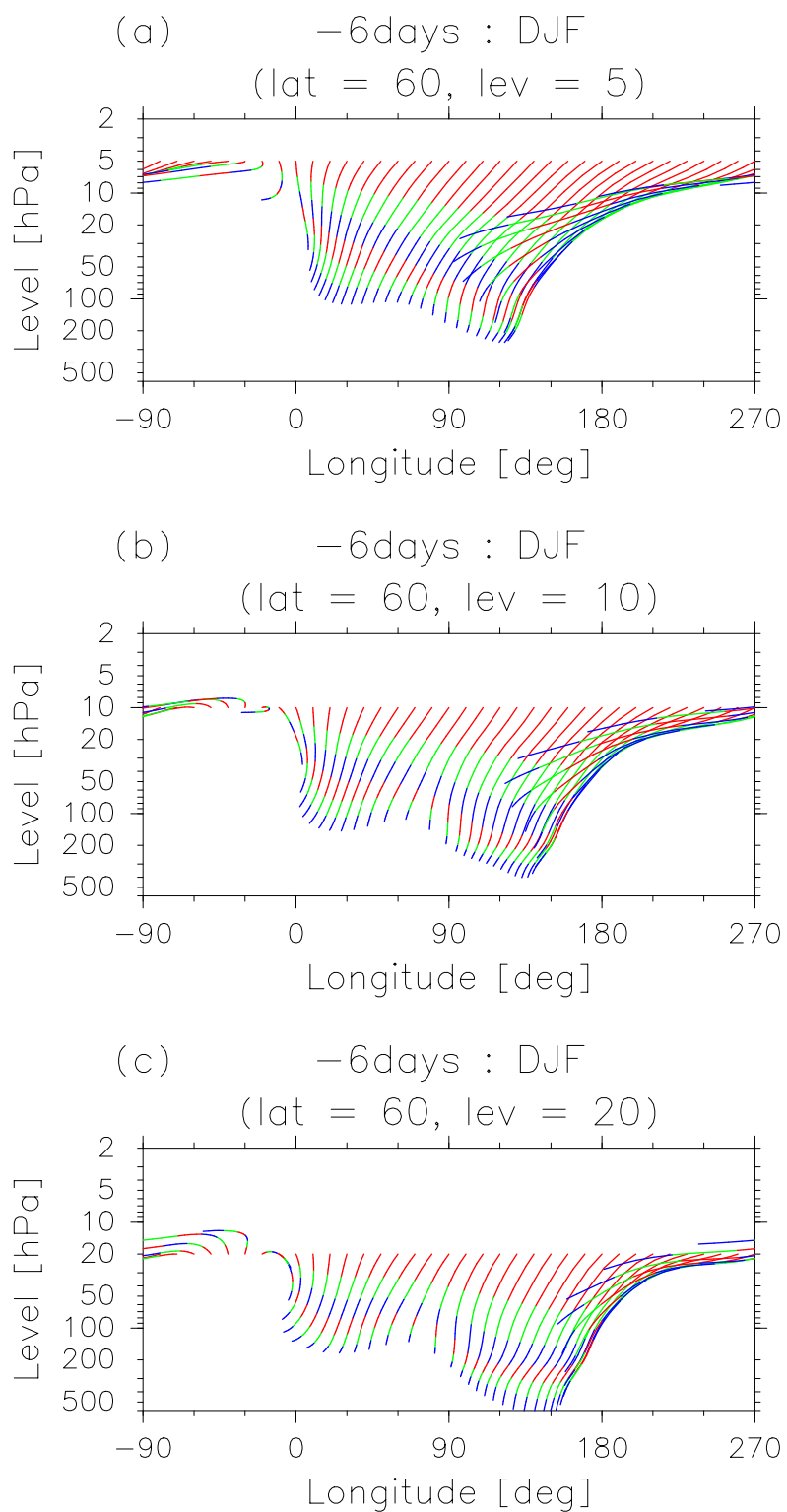


図 3.18: 図 3.17 と同じ. ただし, 開始緯度 : 60 N. (a) 開始高度 : 5 hPa, (b) 開始高度 : 10 hPa, (c) 開始高度 : 20 hPa.

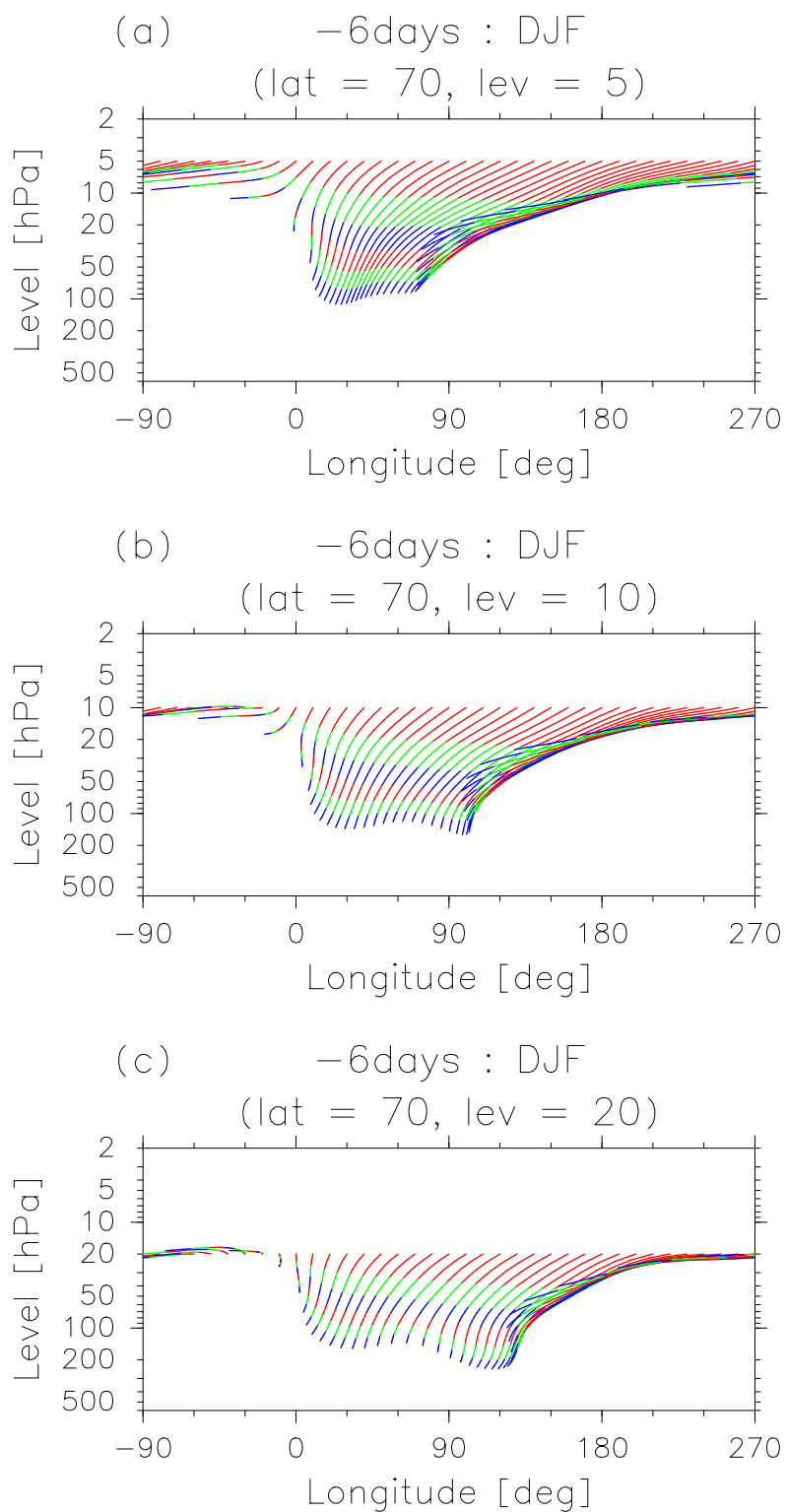


図 3.19: 図 3.17 と同じ. ただし, 開始緯度 : 70 N. (a) 開始高度 : 5 hPa, (b) 開始高度 : 10 hPa, (c) 開始高度 : 20 hPa.

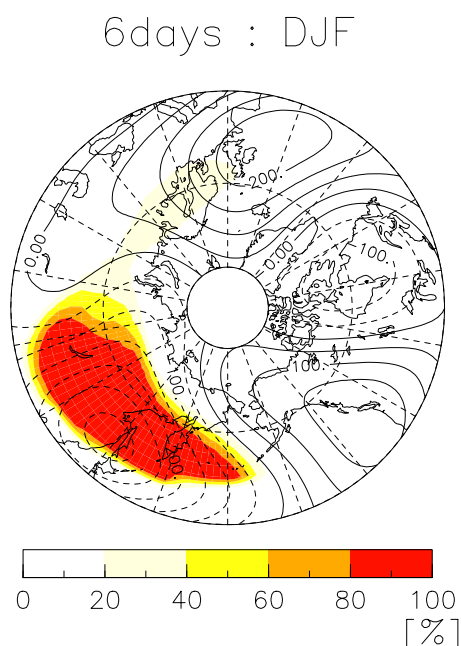


図 3.20: DJF 気候場における対流圏界面付近での上方伝播起源領域（カラーの陰影, %）. 等値線は DJF 気候場での 200 hPa 高度場の東西非一様成分を示す. 等値線の間隔は 50 m. 実線は高気圧性偏差, 破線は低気圧性偏差を示す. 上方伝播起源領域の定義は本文を参照のこと.

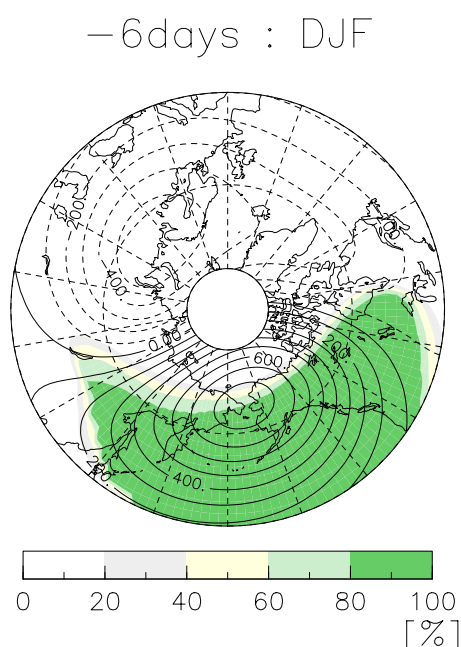


図 3.21: DJF 気候場における成層圏での上方伝播到達領域（カラーの陰影, %）. 等値線は DJF 気候場での 10 hPa 高度場の東西非一様成分を示す. 等値線の間隔は 100 m. 実線は高気圧性偏差, 破線は低気圧性偏差を示す. 上方伝播到達領域の定義は本文を参照のこと.

第4章 2001年12月のSSW事例解析

この章では、本研究で開発した惑星規模波束の伝播経路を追跡する手法を、2001年12月に発生したSSW事例について適用した結果を記述する。このSSW事例は、Mukougawa et al.(2005, 2007)が気象庁一ヶ月アンサンブル予報データやハインドキャストデータを用いて解析を行い、SSW発生直前に北大西洋域で発生したブロッキングがこのSSWの励起に重要な役割をはたしていたことを示唆している。ここでは、本研究で開発した手法による解析結果が彼らの結果と整合的であるかについて確認を行う。

4.1 2001年12月のSSW

はじめに、2001年12月のSSW事例の時間発展について概観する。図4.1のa, b, c, dはそれぞれ、緯度60°Nでの帯状平均風 U 、北極域(70-90°N)で領域平均した気温 T 、緯度50-70°Nで平均した高度場の東西非一様成分の帯状平均振幅 $\bar{\chi}$ (式(3.62))、緯度50-70°Nで平均したE-Pフラックスの鉛直成分 $F^{(z)}$ の時間高度分布を示している。まず、帯状平均風と極域気温に着目すると、2001年12月14日頃から成層圏では、西風が減速し、昇温し始めることが分かる。また、10 hPaでは、西風の減速は2002年1月1日頃まで続き、昇温傾向も2001年12月28日頃まで持続する。この間の2週間での帯状風の減速と昇温は、それぞれ80 m/s, 60 Kに達し、このSSWが極めて顕著なものであることが分かる。図4.1aから分かるように、10 hPaにおける帯状平均風は12月28日頃に東風に転じ、WMOの定義から、このSSW事例は大昇温(Major Warming)に分類される。一方、図4.1c, dで、100 hPa付近に着目すると、惑星規模波の振幅とE-Pフラックスの上向き成分は、12月1日頃に一時的に増大した後、すぐに減衰し、12月9日から10日頃より再び顕著に増大し始めることが分かる。この後者の時期は、成層圏での西風の減速と昇温が明瞭になり始める12月14日頃よりも4, 5日ほど早い。また、成層圏中上層で惑星規模波の振幅が極大となるのは12月18日頃、100 hPaにおけるE-Pフラックスの上向き成分が極大となるのは12月20日頃である。

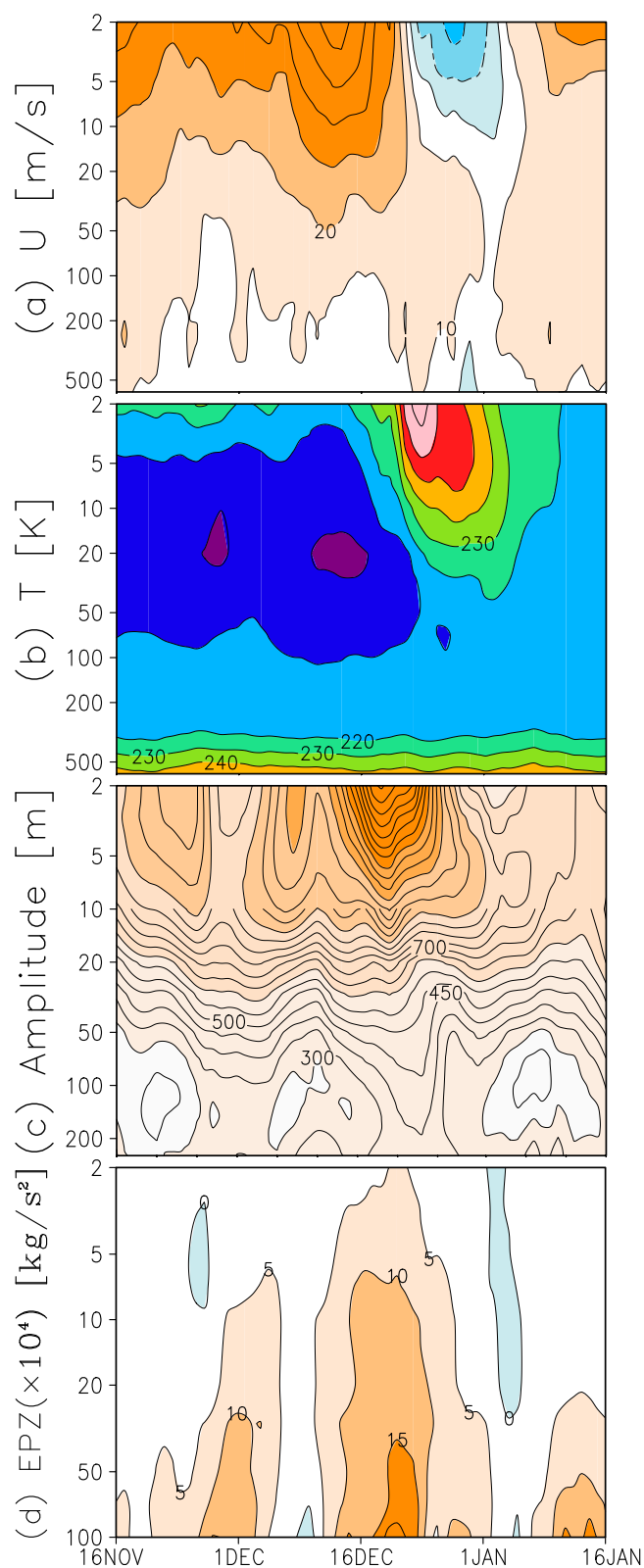


図 4.1: 2001/2002 年 SSW 発生期における中高緯度域大気循環の時間発展. それぞれ時間高度断面図で示す. (a) 帯状平均風 (60 N, 等値線間隔: 10 m/s). (b) 気温 (70-90 N で領域平均, 等値線間隔: 10 K). (c) 高度場の東西非一様成分の帯状平均振幅 (50-70 N で平均, 等値線間隔は 10 hPa より上層で 100 m, 下層で 50 m). (d) E-P フラックスの鉛直成分 ((50-70 N で平均, 等値線間隔: $5 \times 10^4 \text{ kg/s}^2$)).

4.2 Ray Tracing (光路追跡) による SSW 励起源の位置推定

ここでは, 2001 年 12 月の SSW 発生期において惑星規模波束の 3 次元 ray tracing (光路追跡) を行い, SSW を引き起こした大振幅惑星規模波束の波源推定を試みた. その結果を図 4.2 から図 4.9 に示す.

まず, 図 4.2 から図 4.4 は, 2001 年 12 月 18 日を追跡開始日とし, それぞれ 50, 60, 70 N を開始緯度として順追跡した結果得られた 6 日間での惑星規模波束の伝播経路の経度高度断面への射影を示す. ここで, 12 月 18 日という開始日は, 図 4.1d より, 成層圏下層の 100 hPa における E-P フラックスの上向き成分の極大付近の日に対応する. なお, 順追跡した結果が追跡開始日にどのように依存するかについては, 図 4.8 で議論する. 各図の a, b, c はそれぞれ 100, 200, 300 hPa を開始高度とした結果を示す. まず, 図 4.2 から図 4.4 を比較すると, この事例では 60 N, 70 N といった比較的高緯度域を開始緯度とした場合には, 惑星規模波束は, 成層圏の中上層部まで伝播可能であったことが分かる. さらに, 図 4.3 と図 4.4 より, 成層圏へ上方伝播した惑星規模波束の射出源は, 対流圏界面付近では, 北大西洋域に対応する 90 W-0 E の経度領域と, 東ユーラシア・北太平洋域に対応する 120 E-210 E の経度領域の 2 か所に存在すると推定される. なお, 前者の領域からの上方伝播は後者に比べより顕著である. DJF 気候場を用いた順追跡結果と比較すると (図 3.14 から図 3.16), 後者の領域は DJF 気候場でも上方伝播起源領域として特定されているが, 前者の北大西洋域の 90 W-0 E の経度領域は気候場での上方伝播起源領域としては特定されていない. これらの領域は, 図 4.3 と図 4.4 から分かるように惑星規模波束の鉛直群速度が大きな領域でもあり, 惑星規模波束に伴う波活動度は対流圏界面付近から成層圏中上層までおよそ 4, 5 日で上方伝播する. 一方, 東西方向の伝播に着目すると, 北大西洋域から射出された惑星規模波束が, 100 hPa から 10 hPa まで上方伝播する間に, 60 N を開始緯度とする場合は経度 30° 程度, 70 N を開始緯度とする場合は経度 90° 程度東向き伝播する. また, 東ユーラシア・北太平洋域から射出した波束は, 同じく経度 30° 程度東向き伝播する (開始緯度 70 N の場合, 図 4.4) .

図 4.5 から図 4.7 は, 2001 年 12 月 24 日を開始日として, それぞれ 50, 60, 70 N の格子点から逆追跡した結果得られた 6 日間での惑星規模波束の伝播経路の経度高度断面への射影を示している. なお, この逆追跡の開始日は, 6 日間という追跡期間を考慮して, 図 4.2 から図 4.4 で示した順追跡開始日の 6 日後とした. 各図の a, b, c はそれぞれ 5, 10, 20 hPa を開始高度とした結果を示す. これらの図から, 6 日間で成層圏中層に達する伝播経路を持つ惑星規模波束を励起する対流圏内の波源は, 北大西洋域と, 東ユーラシア・北太平洋域に存在することが示唆される. この波源の経度帯は, 図 4.2 から図 4.4 で示された成層圏へ伝播可能な惑星規模波束の射出源が存在する経度帯とおおよそ一致する. また, 北太平洋域に比べ, 北大西洋域の成層圏からはより大気下層にまで伝播経路をたどることができる. この特徴も順追跡の結果と一致する. 一方, 北緯 50 度という比較的低緯度を開始緯

度としても、対流圏界面付近まで波束伝播経路を逆追跡することができる。これは、成層圏では惑星規模波は赤道向きへ伝播する傾向があることを考えると、対流圏の 50 N より高緯度にある波源領域から上方伝播し到達したものだと考えられる。また、DJF 気候場での逆追跡結果（図 3.17 から図 3.19）とは逆に、この事例では成層圏北太平洋域に比べ、成層圏北大西洋域へ惑星規模波束はより上方伝播しやすいことが分かる。これは順追跡の結果と整合的である。

図 4.8 は、図 3.20 と同様にこの事例について順追跡を行った結果得られた、対流圏界面付近での上方伝播起源領域を示す（陰影）。なお、順追跡は 12 月 10 日から 12 月 26 日の期間について 2 日ごとに実施した。この図からも、図 4.2 から図 4.4 で示されたように、北大西洋域と東ユーラシア・北太平洋域の 2 か所から惑星規模波束が上方伝播しやすいことが分かる。まず、北大西洋域の上方伝播起源領域に注目する。すると、12 月 10 日の時点では、この領域からは 6 日間で成層圏中層まで惑星規模波束が上方伝播するのは不可能であることが分かる。しかし、その後、上方伝播可能な領域が拡がり始め、18 日頃に、最も効率的に上方伝播が生ずる。さらに、その後、この領域は再び縮小し、12 月 24 日頃にはほとんど上方伝播可能ではなくなってしまう。この上方伝播起源領域が明瞭な期間は、図 4.1d から、E-P フラックスの鉛直成分の卓越する期間とおおよそ対応することが分かる。また、図 4.8 の等値線で示された、200 hPa 等圧面での高度場の東西非一様成分の水平分布との比較から、北大西洋域での上方伝播起源領域は、その領域に存在する高気圧性偏差のやや西側に位置していることが分かる。この高気圧性偏差は、ブロッキング高気圧に対応するものであり、この順追跡結果は、このブロッキング高気圧から惑星規模波束が成層圏中上層へ効率的に上方伝播していたことを示唆している。このことは Mukougawa et al.(2005, 2007) の結果と整合的である。一方、東ユーラシア・北太平洋域での上方伝播起源領域に注目する。この領域からは、12 月 10 日には惑星規模波束はすでに上方伝播可能であるが、その領域に含まれる各緯度経度格子点における対流圏界面付近の全ての高度から上方伝播可能ではない。その後、徐々に上方伝播しやすくなり、12 月 16 日頃に、最も効率的に対流圏界面付近から成層圏中上層へ伝播するようになる。しかも、その後も領域は限定的にはなるが、伝播可能領域が持続的に存在する。これは、この領域が DJF 気候場においても上方伝播起源領域（図 3.20）であることと対応すると考えられる。また、図 4.8 の等値線との比較から、対流圏界面付近の東ユーラシア・北太平洋域に存在する低気圧性偏差域が上方伝播起源領域となっていることが分かる。したがって、この低気圧性偏差から射出された波活動度も、成層圏へ上方伝播し、そこでの惑星規模擾乱を増幅させた可能性がある。Mukougawa et al.(2005, 2007) ではこの射出源については言及していないが、今回の ray tracing を用いた解析によって初めて、2001 年 12 月の SSW を引き起こした惑星規模波束の射出源として、東ユーラシア域・北太平洋域の対流圏界面付近に存在する低気圧性偏差も無視できない役割を果たしていることが分かった。

さらに、図 4.9 の色陰影で、図 3.21 と同様に、波束を逆追跡することにより得られた、成

層圏 20hPa から 5hPa における上方伝播到達領域を示す。この逆追跡は、2001 年 12 月 16 日から 2002 年 1 月 1 日までの期間について、2 日ごとに実施した。一方、等値線は 10 hPa 等圧面での高度場の東西非一様成分の水平分布を示す。この図より、成層圏で北大西洋域に存在する低気圧性偏差が増幅する 12 月 20 日頃から 12 月 26 日頃の期間は、その領域に到達した惑星規模波束の伝播経路のほとんどは、6 日間で対流圏界面付近にまで辿れることが分かる。すなわち、この低気圧性偏差の増幅には、対流圏界面付近から射出された惑星規模波束が重要な役割を果たしていることが示唆される。一方、北太平洋域に存在する高気圧（アリューシャン高気圧）領域に到達した惑星規模波束の伝播経路のほとんどを 6 日間で対流圏界面付近にまで辿れる期間は、12 月 20 日から 22 日とごく短い。しかし、12 月 18 日から 20 日頃に見られるアリューシャン高気圧の増幅と、上方伝播到達領域が生ずる期間とはほぼ一致しているため、対流圏界面付近から射出された惑星規模波束がこの高気圧性偏差を増幅していると考えられる。次に、図 4.2 から図 4.4 を参照しながら、図 4.8 と図 4.9 を比較してみる。すると、対流圏界面付近の北大西洋域に存在するブロッキング高気圧から射出された波活動度は経度 90° 程東向きに伝播しながら成層圏中上層へ上向き伝播し、成層圏の北大西洋域に存在する低気圧性偏差を増幅させていることが分かる。一方、対流圏界面付近の東ユーラシア・北太平洋域に存在する低気圧性偏差から射出された波活動度は、わずかに（経度 30° 程度）東向きに伝播しながら成層圏中上層へと上向き伝播し、成層圏の北太平洋域に存在する高気圧性偏差領域まで到達している。つまり、この解析からも、2001 年 12 月に発生した SSW を引き起こした成層圏での惑星規模波束の対流圏界面付近での射出源は、北太平洋域のブロッキング高気圧と、東ユーラシア北太平洋域の低気圧性偏差であることが特定された。また、対流圏北大西洋領域に存在するブロッキング高気圧から射出された惑星規模波束の伝播経路は、成層圏中層では北太平洋域までは到達しないことも明らかになった。このことは、北大西洋域のブロッキング高気圧は、直接的には成層圏でアリューシャン高気圧の増幅には関与していないことを意味している。このことは、これまでの研究では指摘されていない。このように、本研究で開発した解析手法によって、Mukougawa et al. (2005, 2007) では指摘されなかった、惑星規模波束の対流圏での射出源と、その伝播経路を明らかにすることができた。

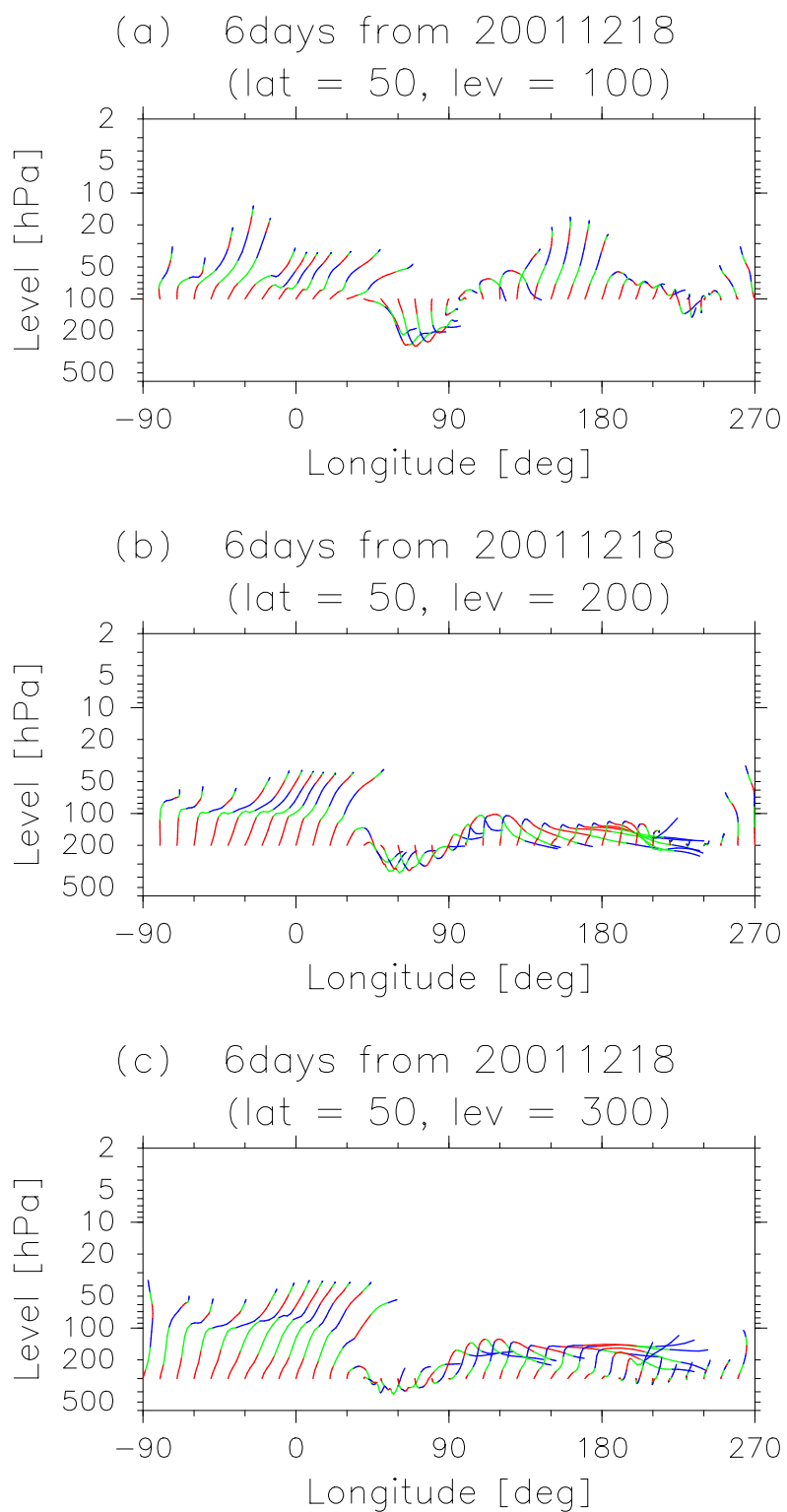


図 4.2: 図 3.14 と同じ. ただし, 開始日: 2001 年 12 月 18 日, 開始緯度: 50 N. (a) 開始高度: 100 hPa, (b) 開始高度: 200 hPa, (c) 開始高度: 300 hPa.

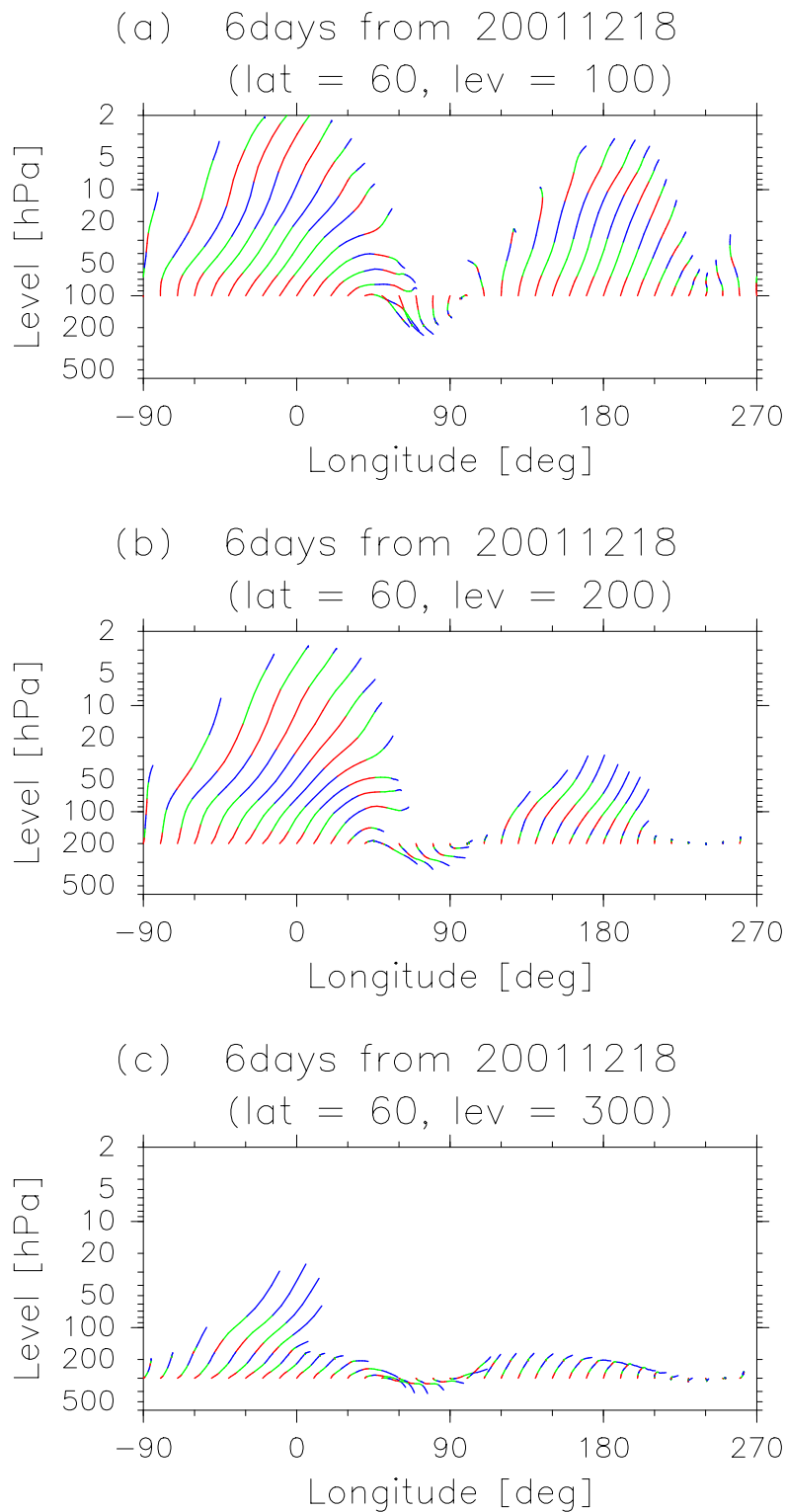


図 4.3: 図 3.14 と同じ. ただし, 開始日: 2001 年 12 月 18 日, 開始緯度: 60 N. (a) 開始高度: 100 hPa, (b) 開始高度: 200 hPa, (c) 開始高度: 300 hPa.

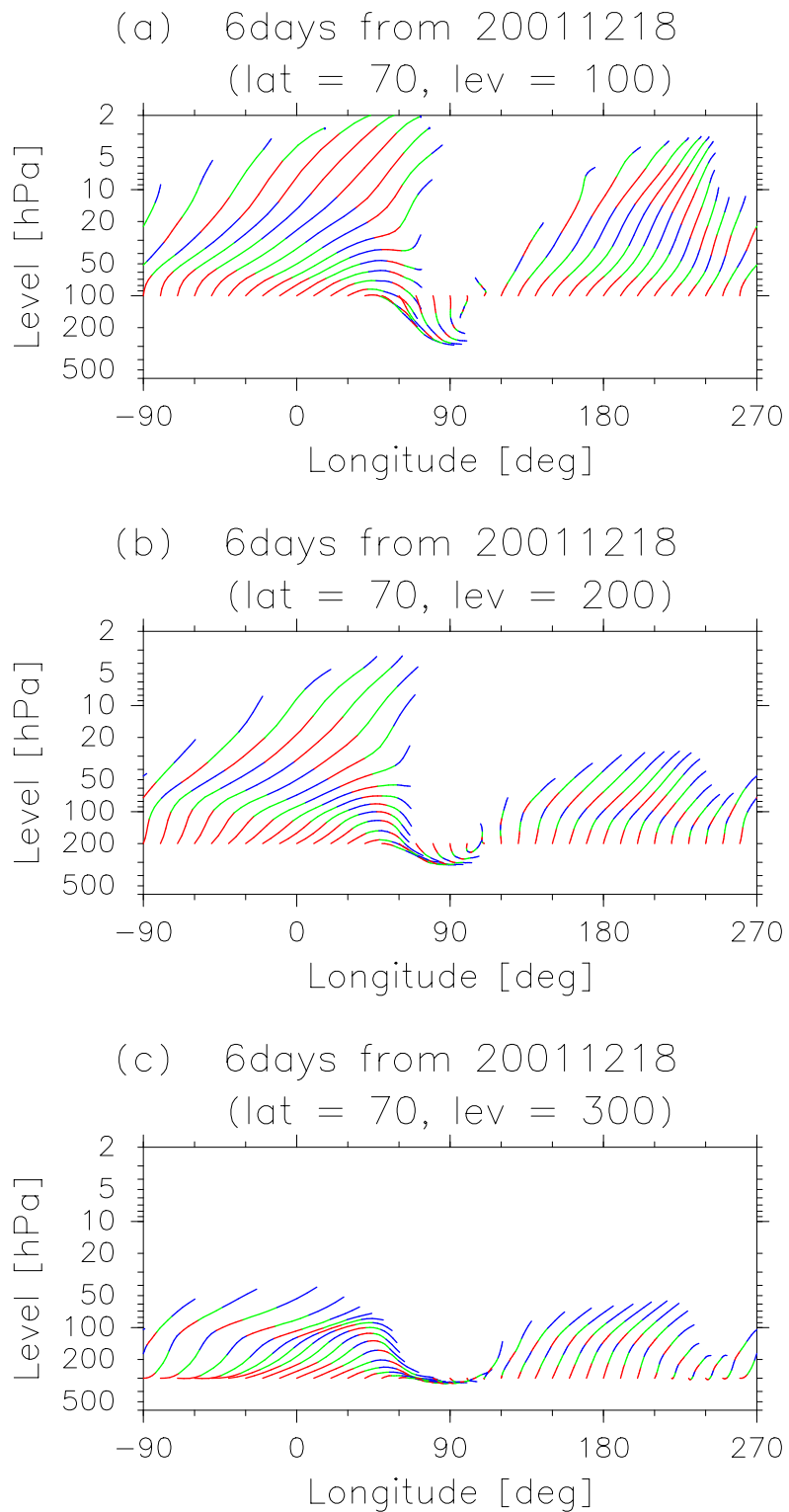


図 4.4: 図 3.14 と同じ. ただし, 開始日: 2001 年 12 月 18 日, 開始緯度: 70 N. (a) 開始高度: 100 hPa, (b) 開始高度: 200 hPa, (c) 開始高度: 300 hPa.

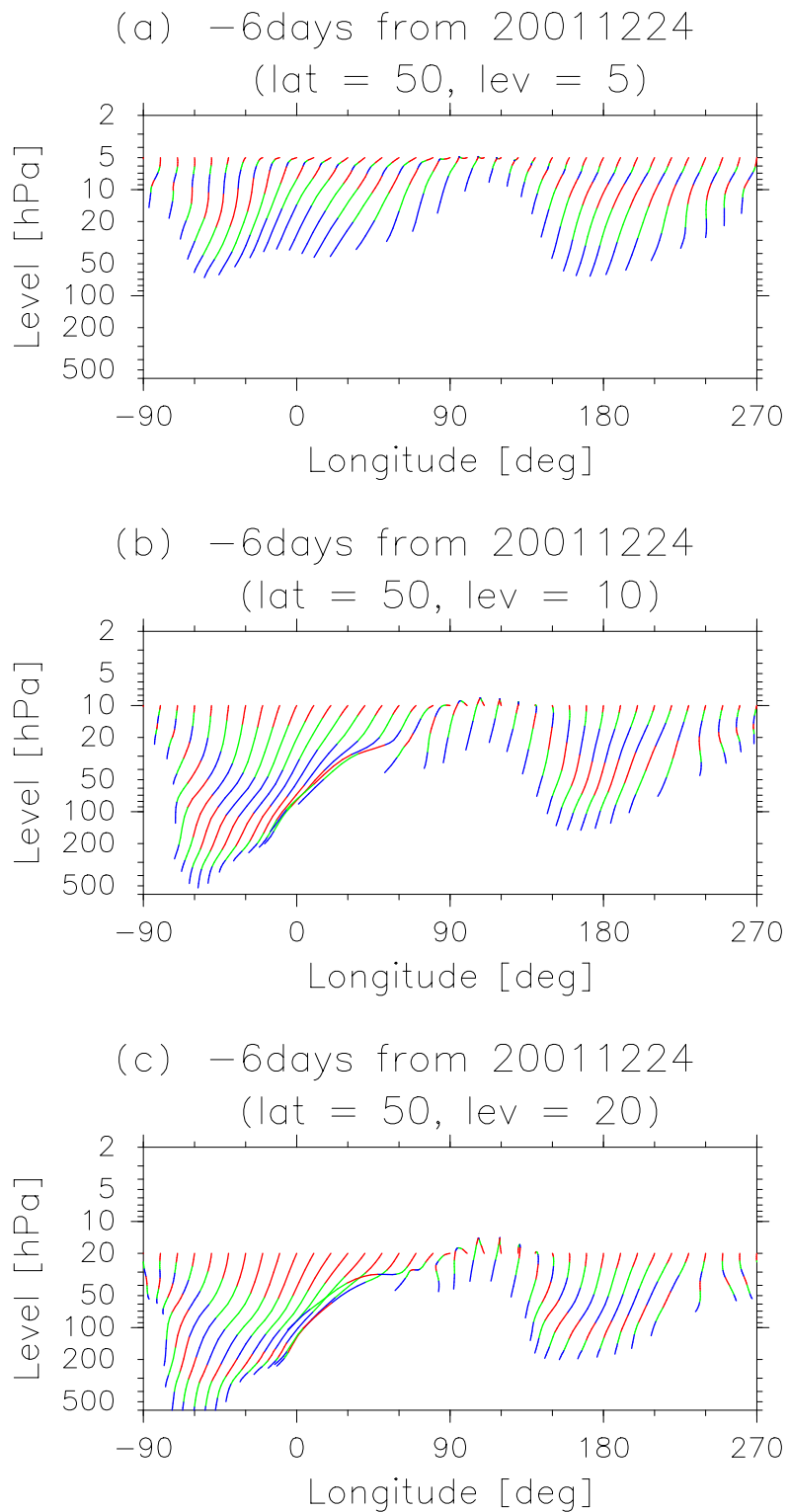


図 4.5: 図 3.17 と同じ. ただし, 開始日: 2001 年 12 月 24 日, 開始緯度: 50 N. (a) 開始高度: 5 hPa, (b) 開始高度: 10 hPa, (c) 開始高度: 20 hPa.

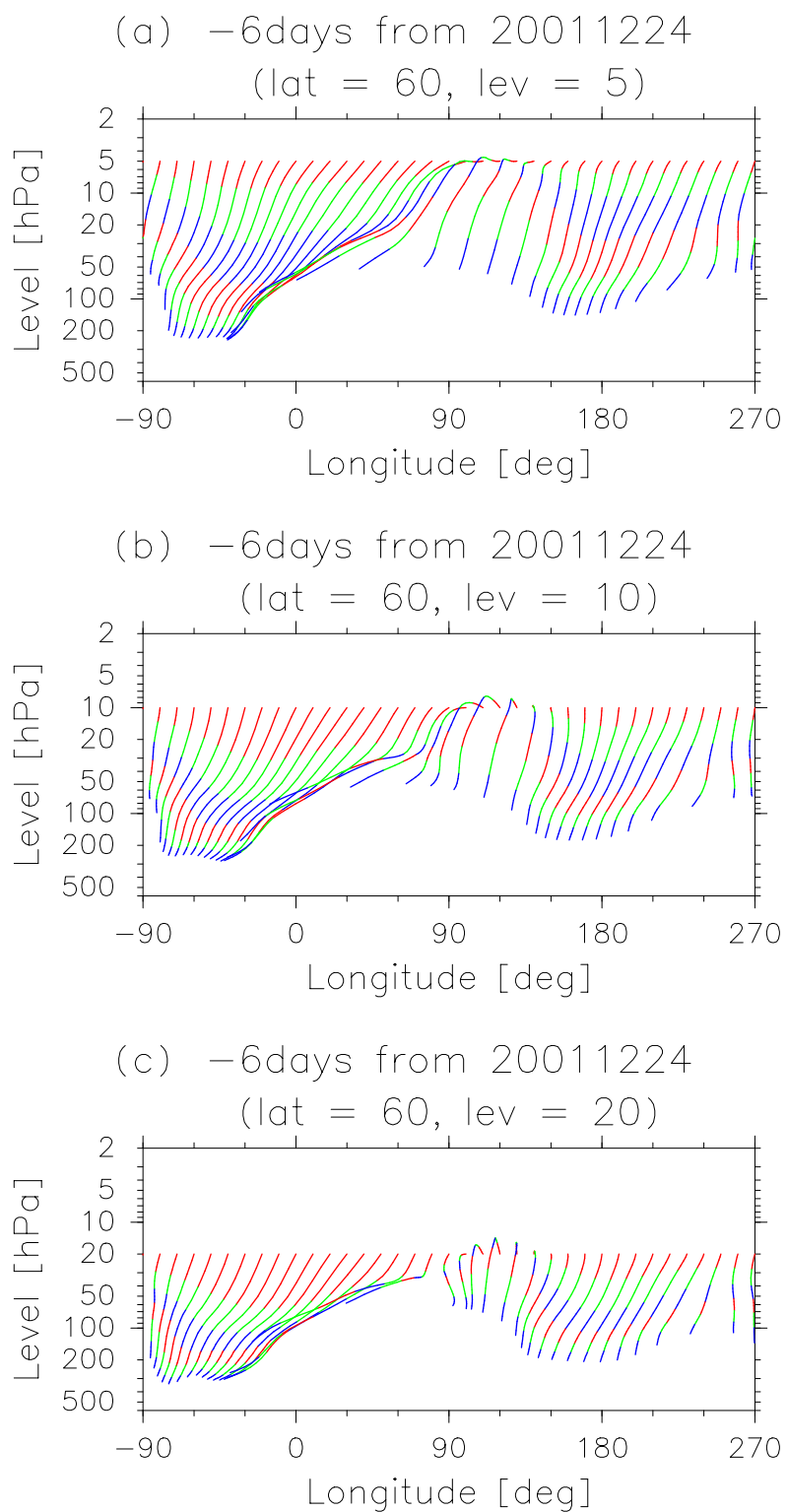


図 4.6: 図 3.17 と同じ. ただし, 開始日 : 2001 年 12 月 24 日, 開始緯度 : 60 N. (a) 開始高度 : 5 hPa, (b) 開始高度 : 10 hPa, (c) 開始高度 : 20 hPa.

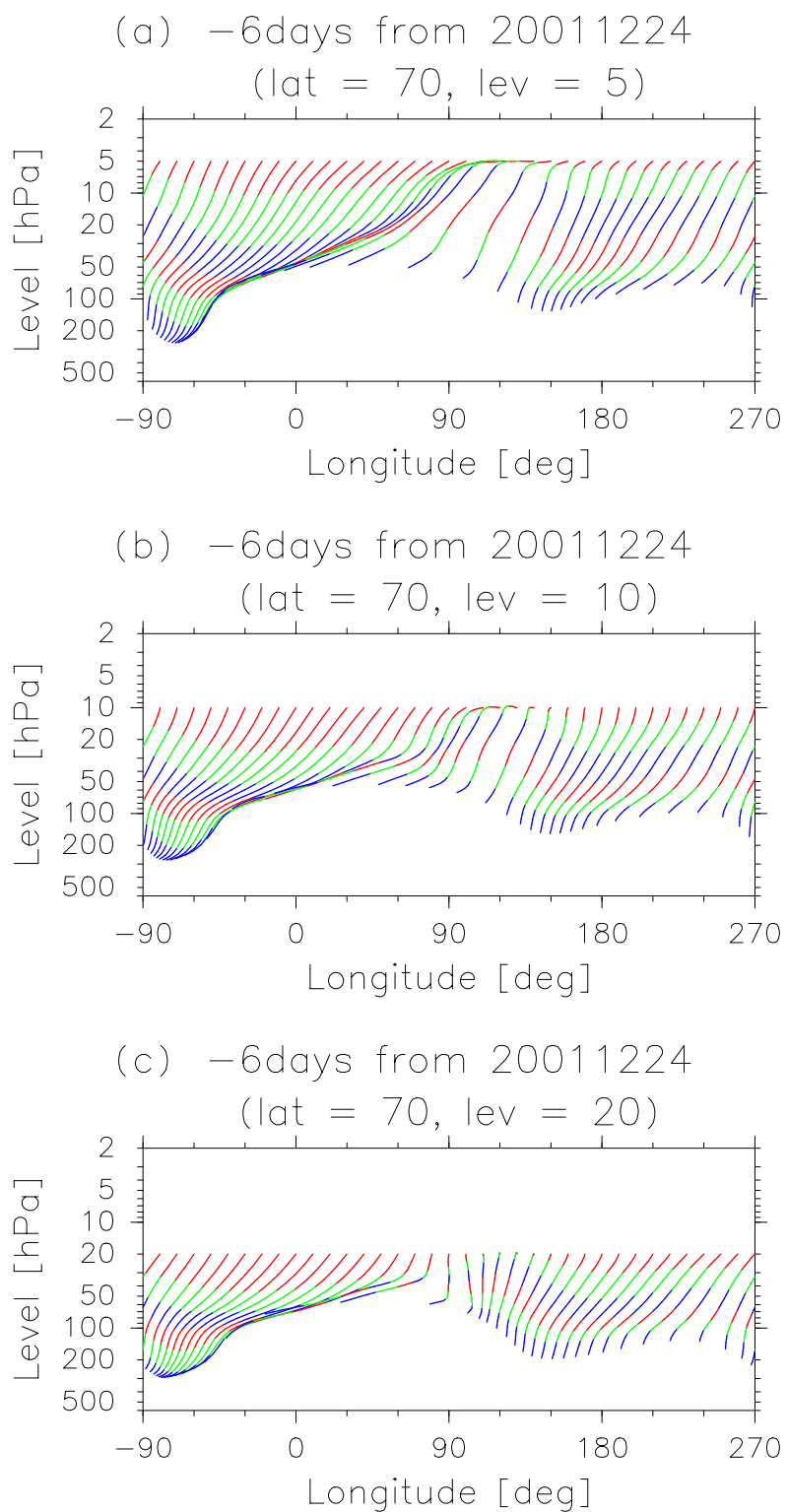


図 4.7: 図 3.17 と同じ. ただし, 開始日: 2001 年 12 月 24 日, 開始緯度: 70 N. (a) 開始高度: 5 hPa, (b) 開始高度: 10 hPa, (c) 開始高度: 20 hPa.

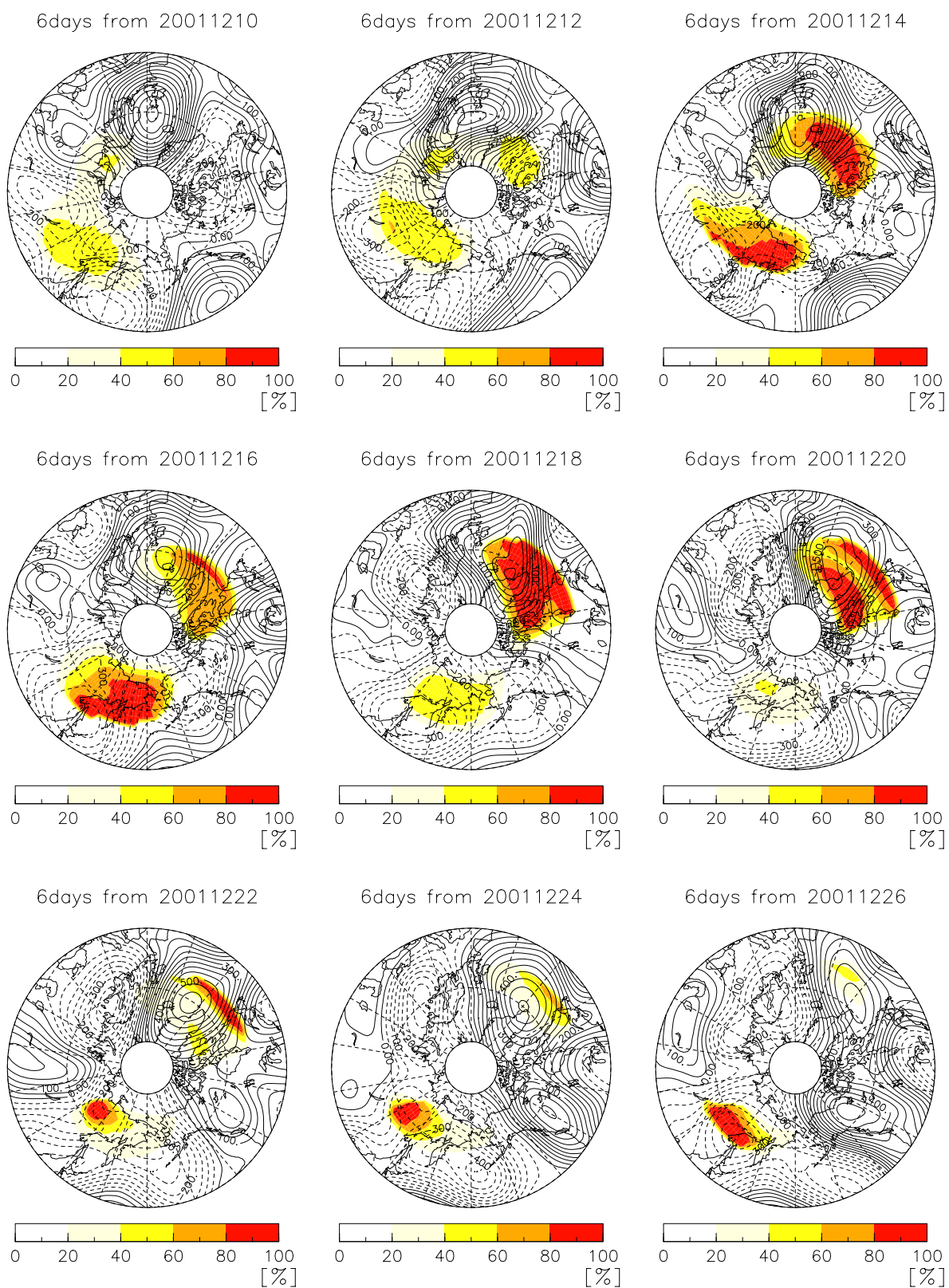


図 4.8: 図 3.20 と同じ. ただし, 2001 年 12 月 SSW 発生期を開始日とした図を 2 日ごとに示す.

第 4. 2001 年 12 月の SSW 事例解析

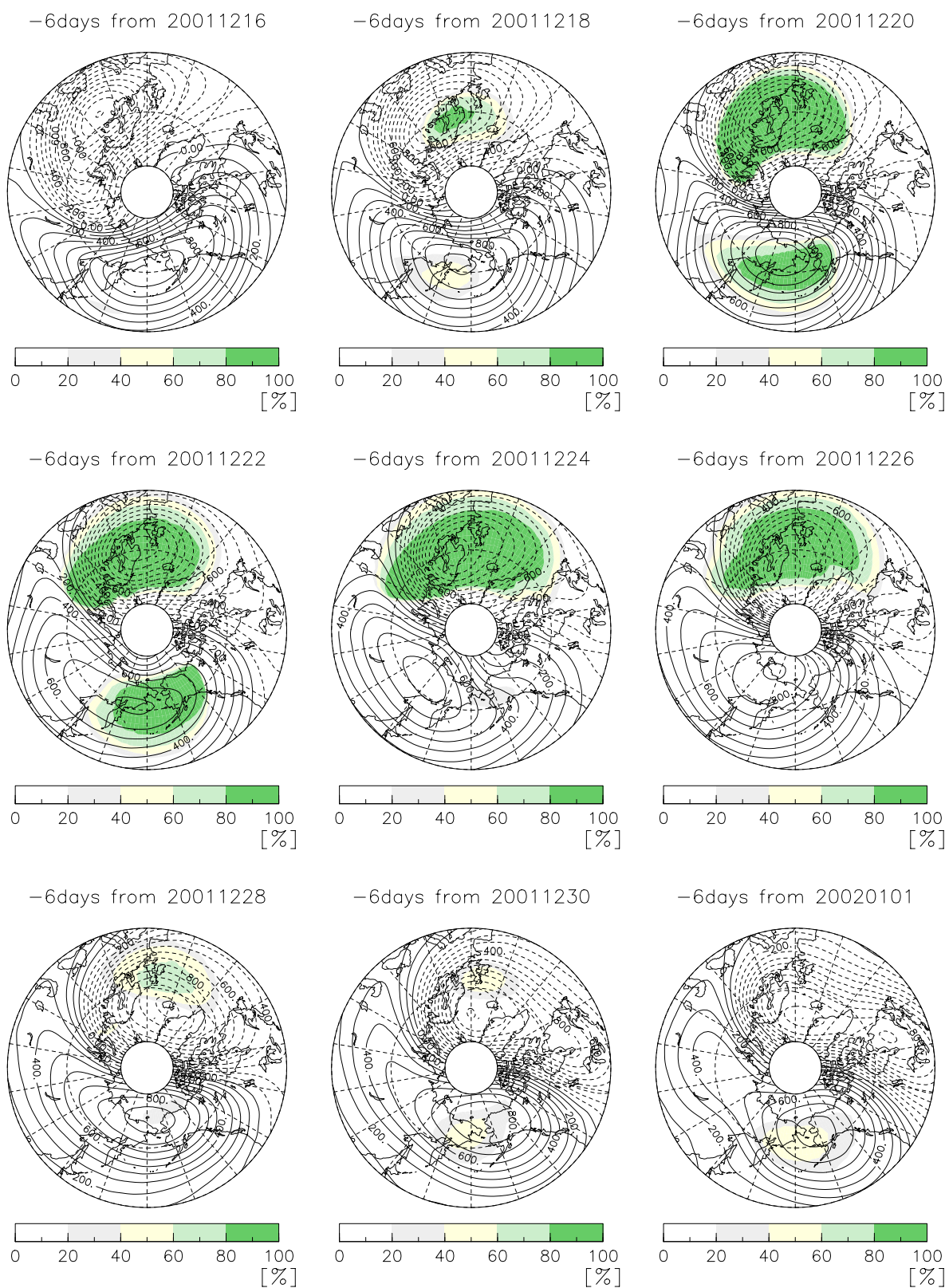


図 4.9: 図 3.21 と同じ. ただし, 2001 年 12 月 SSW 発生期を開始日とした図を 2 日ごとに示す.

第5章 おわりに

これまでの成層圏突然昇温 (Sudden Stratospheric Warming; SSW) 発生期における対流圏-成層圏力学結合に関する観測的及び理論的研究によって、対流圏を励起源とする大振幅の惑星規模擾乱が成層圏に上方伝播し、成層圏で帯状平均風と相互作用することによって SSW が生ずるという、基本的な SSW の励起メカニズムは明らかにされている。しかしながら、対流圏においてどのようなプロセスにより惑星規模擾乱が増幅するのか、あるいは、SSW を引き起こす惑星規模擾乱の増幅がどのような対流圏循環偏差と関連するのかという、惑星規模擾乱の励起源に関しては依然として不明な点が多い。例えば、Mukougawa et al (2005, 2007) は、2001 年 12 月に発生した SSW 事例について予報モデルを用いた数値実験を行い、この SSW の直前に北大西洋に存在したブロッキングが惑星規模擾乱増幅と成層圏への上方伝播を促したことを示しているが、SSW 発生の直前に顕著なブロッキングが対流圏に存在するという関係は統計的には有意でないことも知られている (Taguchi, 2008)。また、Taguchi (2008) の研究は、ブロッキング以外の対流圏循環偏差も、SSW を引き起こす可能性を示唆しているが、それがどのような循環偏差なのか詳らかにされていない。

そこで、本研究では、惑星規模波束の 3 次元的な伝播経路を算出する新たな計算手法を開発し、その手法を用いて SSW を引き起こした惑星規模擾乱の成層圏への上方伝播を促した対流圏循環偏差の地理的位置と、その形成時期を特定することを試みた。具体的には、

- (1) 惑星規模波束の 3 次元群速度を算出する計算手法の定式化
- (2) 惑星規模波束伝播経路算出プログラムの作成
- (3) 北半球冬季気候場を用いた惑星規模波束伝播経路の順追跡
- (4) 北半球冬季気候場を用いた惑星規模波束伝播経路の逆追跡
- (5) 2001 年 12 月の SSW の励起源に関する事例解析

の各項目について研究を実施した。以下では、それぞれの項目について得られた研究成果をまとめる。

(1) 惑星規模波束の 3 次元群速度を算出する計算手法の定式化

WKB 近似を仮定し, Plumb (1985) を参考に, Plumb が定義した定在ロスビー波の 3 次元波活動度フラックスから, 定在ロスビー波の局所群速度ベクトルを算出する計算手法を定式化した. また, 定式化された 3 次元波活動度 flux と群速度ベクトルとの関係を帯状平均した場合に, 2 次元群速度ベクトルと Eliassen-Palm (E-P) flux との関係が導出できることを確認した. このように定式化した計算手法を, 再解析データから求められる惑星規模成分に適用し, 惑星規模波束の 3 次元群速度ベクトルを算出する.

(2) 惑星規模波束伝播経路算出プログラムの作成

(1) によって算出された惑星規模波束の 3 次元群速度ベクトルを用いて ray tracing (光路追跡) することにより, ある緯度経度高度を開始位置とする惑星規模波束の伝播経路を算出する計算アルゴリズムを作成した. なお, 伝播経路算出プログラムでは, 地球観測研究センター (EORC) と宇宙開発事業団 (NASDA, 現 JAXA) が開発したトラジェクトリモデルを使用した.

(3) 北半球気候場を用いた惑星規模波束伝播経路の順追跡

JRA-55 再解析データの 1958/1959 年 12 月~2 月から 2012/2013 年の 12 月~2 月までの期間平均値として定義した北半球冬季気候場について, 惑星規模波束の群速度を求めた. その結果, 群速度は対流圏や成層圏の西風ジェット付近で極大となり, 群速度水平成分の最大値は 25 m/s 程度, 鉛直成分の最大値は 9 km/day 程度であることが確かめられた.

また, 単純化した基本場についてロスビー波の分散関係式から求められる群速度との比較を行い, 再解析データから算出した惑星規模波束の群速度の大きさは妥当であることが確かめられた.

次に, 北半球冬季気候場データにおいて対流圏界面付近 (300-100 hPa) を開始高度とし, (2) で作成した惑星規模波束伝播経路算出プログラムを用いて, 群速度ベクトルの方向に 6 日間光路追跡 (順追跡) を行い, 惑星規模波束の伝播経路を求めた. その結果, 成層圏中上層 (20 hPa より上層) にまで上方伝播できる, 対流圏界面付近における惑星規模波束の射出領域 (以下では, 上方伝播起源領域と呼ぶ) は, 北緯 50 度から 60 度の緯度帯における, 東経 90 度から 180 度の東ユーラシア・北西太平洋域と, 経度 0 から東経 90 度北西ユーラシア域の 2 か所に存在することが分かった. さらに, 東ユーラシア・北西太平洋域の上方伝播起源領域は対流圏界面付近における低気圧性偏差と, 北西ユーラシア域の上方伝播起源領域は高気圧性偏差の下流域に対応する. 但し, 後者に比べ, 前者の領域から惑星規模波束はより効率的に上方伝播する.

(4) 北半球気候場を用いた惑星規模波束伝播経路の逆追跡

北半球冬季気候場データにおいて成層圏中層 (20-5 hPa) 付近を開始高度とし, (2) で作成した惑星規模波束伝播経路算出プログラムを用いて, 群速度ベクトルと逆方向に 6 日間光路追跡 (逆追跡) を行い, 惑星規模波束の伝播経路を求めた. その結果, 伝播経路が対流圏界面 (200 hPa) より下層にまで辿ることのできる成層圏中層の領域 (上方伝播到達領域) は, アリューシャン高気圧と対応する, ~北緯 70 度, 東経 110 度から西経 90 度の領域であることが明らかになった. さらに, 順追跡の結果との比較から, 成層圏のアリューシャン高気圧を形成している惑星規模波束の射出源は東ユーラシア・北西太平洋域に存在することが示唆された.

(5) 2001 年 12 月の SSW の励起源に関する事例解析

Mukougawa et al.(2005, 2007) が予報データや予報実験結果を用いて解析した 2001 年 12 月 SSW 事例について, 惑星規模波束の伝播経路の順追跡と逆追跡を実施した. その結果, 12 月 28 日頃に成層圏極域温度が極大となる SSW を引き起こした惑星規模波束は, 12 月 14 日から 12 月 20 日頃に北大西洋域の西経 90 度から 0 度経度領域と, 12 月 14 日から 16 日頃に東ユーラシア・北太平洋域の東経 120 度から西経 150 度の経度領域の対流圏界面付近から射出されたことが明らかになった. なお, 前者の上方伝播起源領域は, Mukougawa et al.(2005, 2007) が SSW との関連を指摘した, 北大西洋ブロッキングのやや西側に存在する. この領域は, 北半球気候場においては上方伝播起源領域として同定されておらず, この事例特有のものである. しかも, 前者の領域からは, 後者より効率的に惑星規模波束の上方伝播が生じていた. 一方, 後者の領域は低気圧性偏差と対応し, 北半球冬季気候場においても上方伝播起源領域として同定されていた. これらの結果から, 2001 年 12 月の SSW 事例においては, 北大西洋域のブロッキング領域と東ユーラシア・北太平洋域の低気圧性偏差領域から上方伝播した波活動度が成層圏での惑星規模擾乱の増幅をもたらした SSW を発生させたことが示唆できる. なお, ブロッキングの重要性は Mukougawa et al.(2005, 2007) で既に指摘されているが, 北太平洋域の低気圧性偏差も上方伝播する惑星規模波束の射出源として重要な役割を果たしていたことは, 本研究で開発した惑星規模波束伝播経路追跡手法によって初めて明らかになった. さらに, 逆追跡の結果, 成層圏中層における波活動度到達領域は北大西洋域の低気圧性偏差領域と, 北太平洋の高気圧性偏差領域に存在することも明らかになった. また, 前者 (後者) の成層圏偏差の形成には, 対流圏界面付近での北大西洋域のブロッキング (東ユーラシア・北太平洋域の低気圧性偏差) から射出された惑星規模波束が重要な役割を果たしていたことが示唆される.

このように本研究により, 対流圏界面から成層圏へ上方伝播する惑星規模波束の対流圏界面付近での射出源の地理的位置, 射出期間, および関連する対流圏循環偏差を具体的に

特定することが初めて可能となった.

但し, 本研究で開発した惑星規模波束伝播経路解析手法で用いられた, 次の過程や近似の妥当性について今後検討する必要がある. (1) 局所群速度の導出で用いた WKB 近似は, 本来, 波の空間スケール (1 波長) に比べ基本場の空間スケールが十分大きい場合に成り立つ. しかし, 本研究で対象とする波長 10000 km 以上の惑星規模擾乱でも WKB 近似が適用可能か否か自明ではない. このため, 様々な事例に本研究で開発した惑星規模波束伝播経路解析手法を適用し, その解析手法の実際的有效性を確認する必要がある. 例えば, Koder et al. (2008) が解析した惑星規模波束の成層圏で反射事例に適用することも必要であろう. さらに, (2) 群速度の計算では, あらかじめ再解析データで空間フィルタリングを行い, 全波数 8, 東西波数 3 以下の球面調和関数成分のみを用いて群速度を算出したことや, (3) 位相依存性を含まない波活動度 A_s として, その帯状平均値を用いたことも再検討する必要がある. (2) については空間フィルタリングの仕方を変更する, (3) については帯状平均値ではない A_s を用いて群速度を再計算し, 結果がどの程度, それらの仮定に依存するのか確認することも必要であろう.

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官である京都大学防災研究所 向川均 教授には、成層圏大気力学、計算機、研究発表の方法など、様々な面でご指導を頂きました。また、研究内容について多くの議論を行い、些細な疑問にも丁寧に答えて下さりました。ここに、深く感謝いたします。

京都大学防災研究所 榎本剛 准教授、時長宏樹 特定准教授、井口敬雄 助教、そして、京都大学大学院理学研究科 重尚一 准教授にはセミナーにおいて有益なご助言を頂きました。名古屋大学太陽地球環境研究所 小寺邦彦 客員教授には、本研究内容についての議論を通じて多くの助言を頂きました。深く感謝いたします。

所属研究室の災害気候研究分野では、野口峻佑 氏に日ごろから研究に関する疑問に答えていただきした。また、研究内容について議論を行い、その中で重要なアイデアが数多く生まれました。宮地哲朗 氏からは、計算機について多くのことを学びました。山田賢 氏とは、2年間切磋琢磨しながら互いに研究を行ってきました。秘書の西出依子さんには、日々の生活において大変お世話になりました。この場を借りてみなさまに感謝の意を表明します。

本研究では、気象庁 55 年長期再解析 (JRA-55) データセットを使用しました。このデータセットは気象庁 55 年長期再解析 (JRA-55) プロジェクトにより提供されたものです。図の作成には地球電脳ライブラリを使用しました。また、Ray Tracing の計算の際に、地球観測研究センター (EORC)、宇宙開発事業団 (NASDA, 現 JAXA) が開発したトラジェクトリモデルを使用しました。モデルを提供していただいた、福岡大学理学部 西憲敬 准教授ならびに東京大学大気海洋研究所 濱田篤 氏に深く感謝いたします。

参考文献

- Andrews, D. G., J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987: *Middle atmosphere dynamics*. 40, Academic press.
- Harnik, N. and R. S. Lindzen, 2001: The effect of reflecting surfaces on the vertical structure and variability of stratospheric planetary waves. *Journal of the atmospheric sciences*, **58** (19), 2872–2894.
- Hayashi, Y., 1981: Vertical-zonal propagation of a stationary planetary wave packet. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38** (6), 1197–1205.
- Hoskins, B. J. and D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38** (6), 1179–1196.
- Karoly, D. J. and B. J. Hoskins, 1982: Three dimensional propagation of planetary waves. *Meteorological Society of Japan, Journal*, **60**, 109–123.
- Kodera, K., H. Mukougawa, and S. Itoh, 2008: Tropospheric impact of reflected planetary waves from the stratosphere. *Geophysical Research Letters*, **35** (16).
- Martius, O., L. Polvani, and H. Davies, 2009: Blocking precursors to stratospheric sudden warming events. *Geophysical Research Letters*, **36** (14).
- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28** (8), 1479–1494.
- Mukougawa, H., T. Hirooka, T. Ichimaru, and Y. Kuroda, 2007: Hindcast agcm experiments on the predictability of stratospheric sudden warming. *Nonlinear Dynamics in Geosciences*, Springer, 221–233.
- Mukougawa, H., H. Sakai, and T. Hirooka, 2005: High sensitivity to the initial condition for the prediction of stratospheric sudden warming. *Geophysical research letters*, **32** (17).

- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *Journal of the atmospheric sciences*, **42** (3), 217–229.
- Quiroz, R. S., 1986: The association of stratospheric warmings with tropospheric blocking. *Journal of Geophysical Research*, **91** (D4), 5277–5285.
- Taguchi, M., 2008: Is there a statistical connection between stratospheric sudden warming and tropospheric blocking events? *Journal of the Atmospheric Sciences*, **65** (4), 1442–1454.
- Takaya, K. and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *Journal of the atmospheric sciences*, **58** (6), 608–627.
- 伊藤久徳, 見延庄士郎, 2010: 時間フィルタリング (気象学と海洋物理学で用いられるデータ解析法). 気象研究ノート, (221), 97–110.