

平成 29 年度 地球惑星科学専攻（地球物理学分野） 修士論文

理想化した水惑星大気大循環モデルにおける
赤道帯状流の QBO 的変動の海面温度依存性

大海 慎之輔

2018 年 3 月 19 日

概要

成層圏準二年周期振動 (Quasi-Biennial Oscillation; QBO) とは、赤道下部成層圏において見られる、平均して約 28 ヶ月の周期で東西風の向きが交代する現象である。QBO は赤道成層圏における変動であるが、対流圏から伝播してくる波を選択的に透過することで中間圏の変動に影響を与えたり、中高緯度から伝播してくる波を変調することで極域の流れに影響を与えたりするなど、その影響は水平方向にも鉛直方向にも広範囲にわたる。QBO と対流圏や中高緯度とのコネクションはそれぞれ複雑に重なり合っており、その関連性を見出すための解析が行われてきた。

対流圏における数値実験のモデル相互比較と開発の為に考案された、Neale and Hoskins (2000) の水惑星実験の枠組みがある。本研究ではこの枠組みに対し、鉛直層数を更に 36 層追加し、成層圏の帯状流変動が見られる枠組みにおいて、赤道で最高値 300K となるような緯度の簡単な関数で定められる海面温度分布を設定し、理想化した条件下で数値実験を行った。実験の結果、実際の周期よりも約 1.6 倍長い QBO 的振動を得た。この実験を CNTL とし、他に最高温度の緯度帯が広い FLAT、線形に温度分布を変化させる PEAK、最高温度を与える緯度を 5N とし、非対称性を表現した CNTL5n という、それぞれ異なる海面温度分布の実験を行ったところ、PEAK では CNTL と同様に QBO 的振動が現れたが、FLAT と CNTL5n では QBO の特徴である継続的な風位相の下降が現れず、少しの海面温度の分布の違いで赤道成層圏に卓越する帯状流の変動に大きな差が現れた。

波活動の強度を示す時空間スペクトル解析では、QBO 的振動が得られなかった FLAT では、QBO 的振動が得られた CNTL と PEAK に比べて赤道 Kelvin 波のスペクトル密度が小さいことが分かった。一方で、CNTL5n では CNTL と同程度のスペクトル密度であったが、EP flux の赤道対流圏における発散が CNTL と比べて小さかった。また、対流圏と赤道成層圏の帯状流変動との関連性を調べるため、QBO 的振動の位相を EOF 解析で求めた赤道帯状流の鉛直構造を示す位相角で定義し、その位相角を 8 つの類型に分割し、それぞれの類型ごとの平均 (コンポジット平均) を取り、対流圏や熱帯外での帯状流や波活動を示した。現実の大气においては、QBO 位相が東風 (西風) のときに極夜ジェットが弱まる (強まる) Holton-Tan 関係というものが知られているが、この理想化実験においては、解析の結果、ほとんどの QBO 位相においてもその Holton-Tan 関係は見られなかった。しかし、PEAK で Holton-Tan 関係と認められる類型が 2 つだけ確認された。この理想化実験においては、太陽放射に季節性が無いために高緯度の成層圏では西風が流れ続けることで、東風運動量を持つプラネタリー波が定常にならず伝播し続けることが分かった。

目次

第 1 章	はじめに	2
1.1	QBO について	2
1.2	全球モデルによる QBO のシミュレーション	4
1.3	成層圏 QBO と対流圏との関連性	6
1.4	研究目的	7
第 2 章	実験設定と解析手法	9
2.1	モデルの支配方程式系	9
2.2	実験設定	12
2.3	解析手法	15
第 3 章	実験および解析の結果	20
3.1	気候値	20
3.2	帯状流の時間変動	30
3.3	EOF 解析による赤道域の QBO 的振動の特徴付け	36
第 4 章	考察と結論	46
Appendix. A	EOF 解析の概説	50
Appendix. B	その他の解析図	52
Appendix. C	DCPAM5 における QBO 的振動の水平拡散係数依存性	65
C.1	DCPAM5 における水平拡散係数の概説	65
C.2	実験設定	66
C.3	実験結果	67
参考文献		69

第 1 章

はじめに

1.1 QBO について

QBO という現象は, Reed や Ebdon の観測データ解析によって独立に発見された (Reed et al., 1961 [24]; Ebdon, 1960 [7]). 赤道成層圏において東風と西風が平均周期 28 ヶ月で交代するという帯状流変動が卓越しており, それぞれの風位相は時間と共に下方伝播している (図 1.1). また, この下方伝播の仕方は東風と西風で異なり, 西風の下降が比較的すばやく均一的であるのに対し, 東風の下降は高度 25 km 付近を境に弱まりやすい特徴を持っている.

図 1.2 は再解析データによって計算された, 赤道における帯状平均東西風の鉛直分布である. 中央の線が解析期間全体の平均値, 両端の赤線がそれぞれ西風・東風の解析期間中における最大値である. 平均値はどの高さにおいても弱い東風となっている. また, 1 hPa 面においては西風は最大で 80 m/s

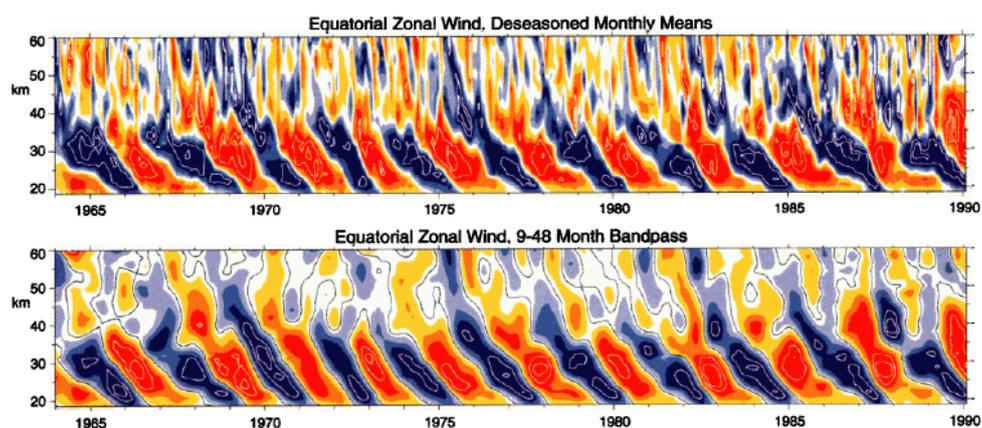


図 1.1 (上図) 1964 年から 1990 年までで観測された東西風の月毎平均の高度時間断面図 (Baldwin et al., 2001)[2]. 31km 以下では, 1964 年から 1967 年までが Canton 島, 1968 年から 1975 年までが Gan/Maledive 島, 1976 年から 1990 年までが Singapore にて, ラジオゾンデで観測されたデータ. 31km 以上は, Kwajalein と Ascension 島にてロケットゾンデで観測されたデータ. 季節サイクルは取り除かれている. コンター間隔は 6 m s^{-1} で, -3 から $+3 \text{ m s}^{-1}$ の帯域は色を付けていない. (下図) 上図のデータに対し周期 9-48 ヶ月のバンドパスフィルターを施した図

にまで達している。

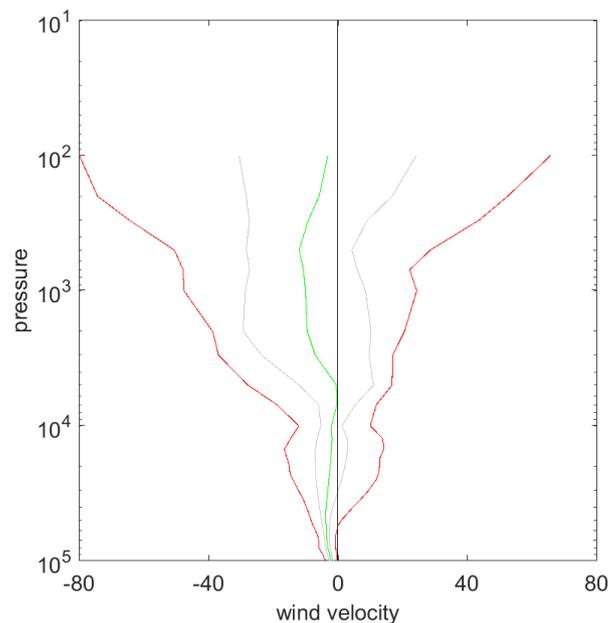


図 1.2 再解析データ (ERA-Interim) における赤道帯 (緯度 2.5S-2.5N) の帯状平均東西風の鉛直分布. 解析期間は 1979 年 1 月から 2013 年 12 月 31 日までのデイリーのデータで, 水平グリッドは $2.5^\circ \times 2.5^\circ$.

QBO は赤道成層圏で起こっている現象でありながら, その影響は鉛直方向にも水平方向にも広範囲にわたる. QBO の帯状流変動は, 鉛直方向に上方伝播する赤道波が選択的にフィルタリングされることで中間圏の変動に影響を与え, 中高緯度からのプラネタリー波が変調されることで極域の流れに影響を与える. さらに, オゾンをはじめとする化学成分についても, QBO によって駆動される子午面循環の変動から影響を受ける. (図 1.3).

この QBO が起こるメカニズムは, 主に対流圏から上方伝播する波と平均流の相互作用によるものであると知られている. QBO の西風と東風は, それぞれ東進する長周期ケルビン波と慣性重力波, 西進するロスビー重力波によって駆動されるものとして理解されている.

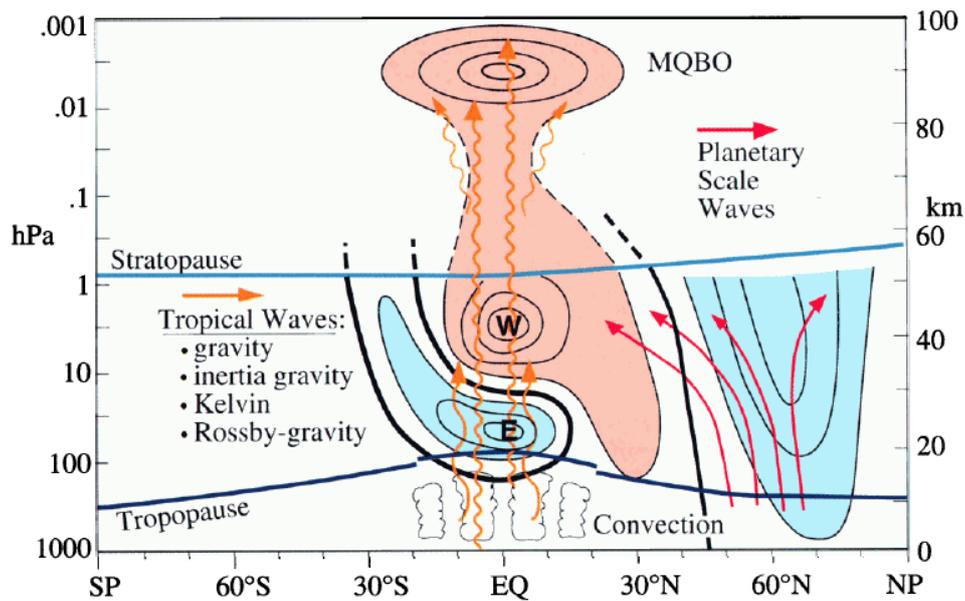


図 1.3 冬半球における QBO の力学的概観 (Baldwin et al., 2001)[2]. 橙色の矢印が赤道波を, 赤色の矢印が惑星規模の波を表す.

1.2 全球モデルによる QBO のシミュレーション

QBO の駆動メカニズムとして重力波が重要であることが発見されて以後, 慣性重力波のような小さいスケールの重力波を数値的に表現する重力波パラメタリゼーションを大気大循環モデルに組み込むことで QBO を再現することが可能となった. QBO の駆動メカニズムに基づいた 3 次元大気大循環モデルでの QBO の再現で, 全球モデルでそれに初めて成功したのが Takahashi (1996)[27] であった (図 1.4). 気候システム研究センター/国立環境研究所 (CCSR/NIES)・大気大循環モデル (AGCM) の第 1 バージョン, 水平分解能が T21 で鉛直分解能は約 500m の 60 層モデル (T21L60) で, T21 の水平分解能では解像できない地形によって励起される重力波を McFarlane (1987)[18] の重力波パラメタリゼーションを用いて数値的に表現した. 得られた QBO 的振動の周期は約 1.5 年で, 実際の QBO より約 20% 短かった.

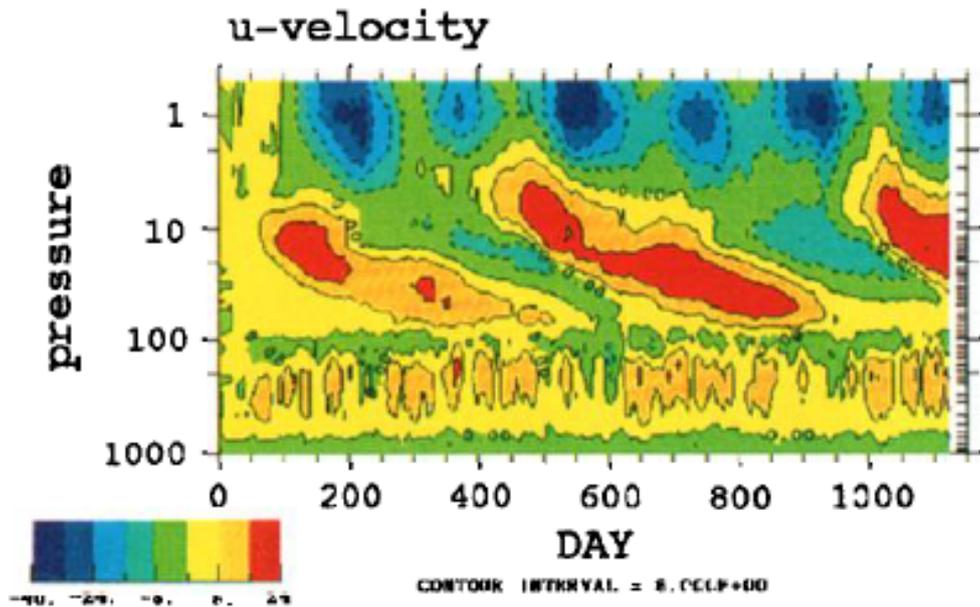


図 1.4 大気大循環モデルで初めて再現された QBO (Takahashi, 1996)[27]. 東西風の時間高度断面, コンターの間隔は 8 m s^{-1} で, 西風は実線, 東風は点線で表される.

また, 最近では, Yao and Jablonowski (2013[33], 2015[34]) が Held and Suarez (1994)[10] を念頭に置いた乾燥力学コアによる数値実験で, 現実の QBO より周期が約 30% 長い QBO 的振動がシミュレーションされることを示した. モデル解像度は T63L55 であり, このモデルにおける実験では重力波パラメタリゼーションは適用されていない. 即ち, QBO の駆動に関して重要であると信じられてきた積雲対流や小さなスケールの重力波が無くとも QBO 的振動が赤道成層圏に現れるということであった. Yao and Jablonowski (2013) の解析により, モデルの水平差分スキームであるセミラグランジアン of 陰的な数値拡散が理想化シミュレーションにおける QBO 的振動に寄与していることが分かり, Yao and Jablonowski (2015) ではセミラグランジアンを含む 4 つの水平差分スキームで実験を行ったところ, 1 つのスキームでは QBO 的振動は現れず, 他の 3 つのスキームでは周期がそれぞれ大きく異なる QBO 的振動が現れた (図 1.5).

このように, 数値モデルを用いたシミュレーションには, 「現象を忠実に再現しようとする (simulation)」ものと, 「理想化された条件で現象のエッセンスを捉える (understanding)」ものの 2 つの階層がある (Held, 2005)[11].

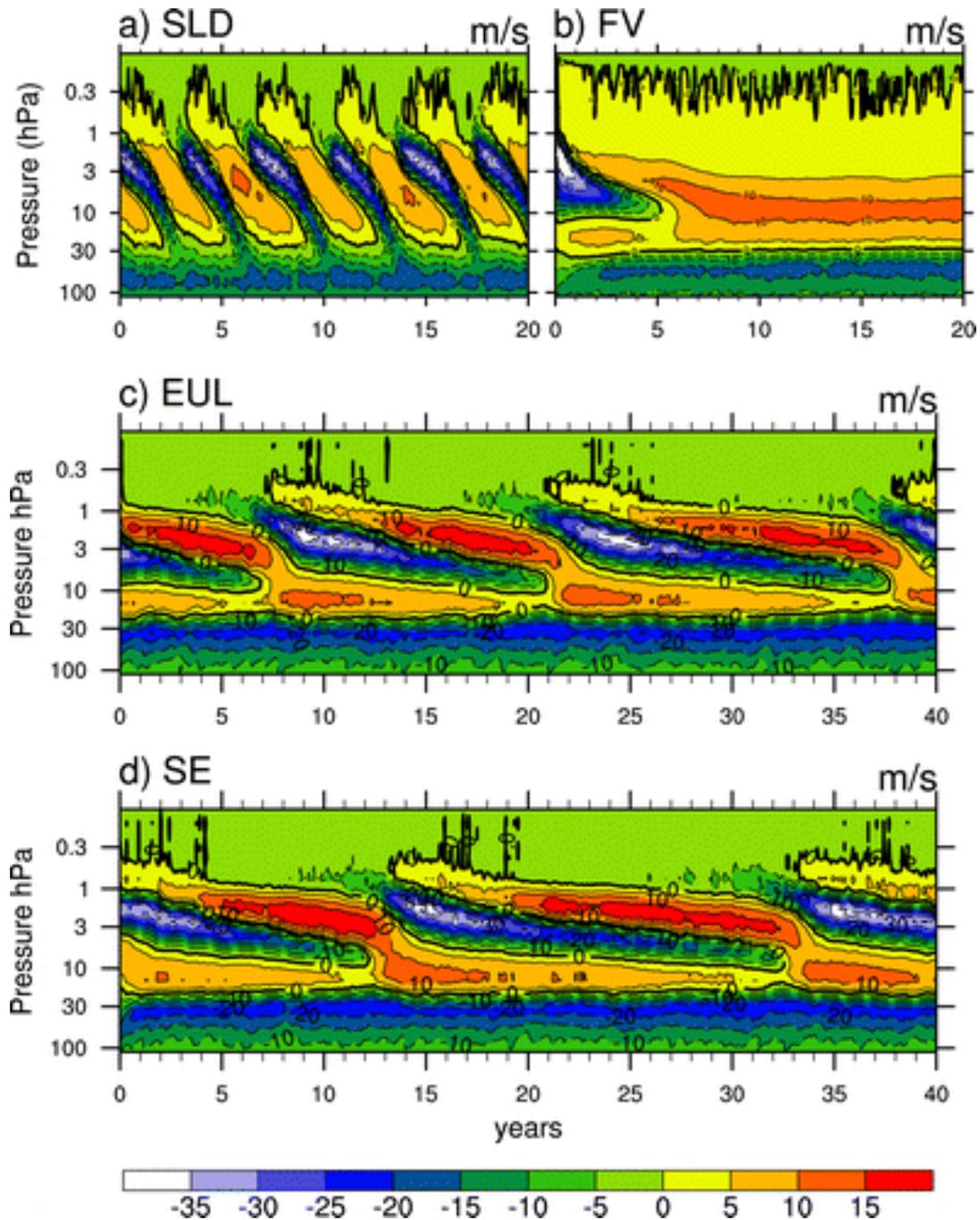


図 1.5 Yao and Jablonowski (2015)[34] の 4 つの水平差分スキームで行われた実験で得られた帯状平均東西風の時間高度断面. コンターの間隔は 5 m s^{-1} . 図中の水平差分スキームの略称である SLD, FV, EUL, SE はそれぞれ, semi Lagrangian, finite volume, spectral transformed Eulerian, spectral element を表す.

1.3 成層圏 QBO と対流圏との関連性

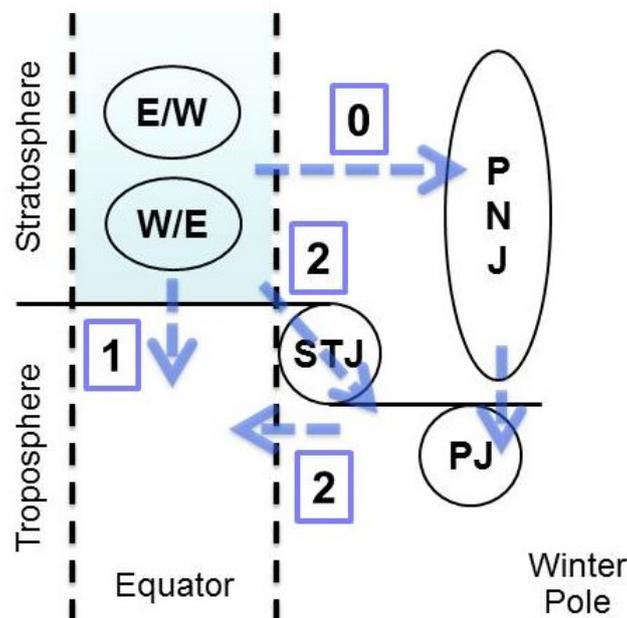
赤道成層圏における現象でありながら赤道外, 成層圏外の領域と相互に影響を及ぼしている QBO であるが, その影響する主なルートは現在 2 つ存在すると理解されている.

1 つは赤道の積雲対流活動をソースとする対流圏と成層圏との鉛直カップリングであり、他方は、高度 50 hPa で定義される QBO の風位相が西風（東風）の時に北半球の極渦が強まる（弱まる）Holton-Tan 関係 (Holton and Tan, 1980)[14] を媒介する、極渦の強弱と中緯度対流圏を伝播する波との相互関係である。この Holton-Tan 関係と QBO との関係について再解析データを利用し、解析を行った研究の例として、Inoue et al. (2011)[15] や Garfinkel et al. (2010)[8] がある。

そして、最近では更なるもう一つのルートとして、亜熱帯ジェットを經由した成層圏 QBO と対流圏とのカップリングが提唱されている (Haynes, 2016, 図 1.6, unpublished).

1.4 研究目的

水惑星モデルにおける実験で、対流圏について理想化された枠組みが Neale and Hoskins (2000)[19] によって提案されている。海面温度 (Sea Surface Temperature; SST) 分布について 8 つの設定があり、経度方向に一様、緯度方向に正弦関数で変化する設定が 5 種類、経度方向に擾乱を持つ設定が 3 種類ある。Yao and Jablonowski (2013[33], 2015[34]) が Held and Suarez (1994)[10] の力学を念頭に置いた、上端境界が高く、鉛直層数が多い実験を行ったように、本研究では Neale and Hoskins (2000)[19] の枠組みにおける 4 つの SST 設定を用いて、鉛直層数を 36 層追加した、上端境界の高い



Route 0: Holton-Tan relationship / annular mode

Route 1: vertical coupling

Route 2: coupling via subtropical jet

図 1.6 Haynes (2016, unpublished) が提唱する成層圏-対流圏結合の新たなルート。

理想化実験を行い, SST 分布の変化によってもたらされる傾圧擾乱や亜熱帯ジェットの違いが赤道成層圏の帯状流振動と関係があるのか, またどのように関係しているのかを調べる.

	乾燥	湿潤 (水惑星)
上端: 高層数: 多	Yao and Jablonowski (2013)	本研究
上端: 低層数: 少	Held and Suarez (1994)	Neale and Hoskins (2000)

図 1.7 先行研究に対する本研究の位置付け

第2章

実験設定と解析手法

2.1 モデルの支配方程式系

本研究では、理想化された地球を想定した大気の循環を計算するために、地球流体電脳倶楽部の大気大循環モデル DCPAM5 (20150804 版, Takahashi et al., 2014)[36] を利用して数値実験を行った。DCPAM5 は球面緯度経度座標 (λ, ϕ) および鉛直 σ 座標で表されたプリミティブ方程式系に従う大気の大循環を計算する数値モデルである。本節ではモデル内で計算される力学過程について紹介する。

流体の支配方程式における外力項を除いた部分の力学過程についての数理表現は以下の通りに表される。

連続の式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (2.1.1)$$

静水圧の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma} \quad (2.1.2)$$

運動方程式^{*1}

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}(\zeta) \quad (2.1.3)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) - \nabla_{\sigma}^2 (\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}(D) \quad (2.1.4)$$

熱力学の式

^{*1} 厳密には、運動方程式から導出される渦度と発散の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \\ & + \kappa T_v \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_P} + \mathcal{D}(T) + \mathcal{D}'(\mathbf{v}) \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

水蒸気の式

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial Uq}{\partial \lambda} + \frac{\partial Vq}{\partial \mu} \right) + qD - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}(q) \quad (2.1.6)$$

独立変数は次の通り.

$$\phi : \text{緯度 [deg.]} \quad (2.1.7)$$

$$\lambda : \text{経度 [deg.]} \quad (2.1.8)$$

$$\sigma \equiv \frac{p}{p_s} \quad (2.1.9)$$

$$t : \text{時間 [s]} \quad (2.1.10)$$

ここで, p は気圧, p_s は地表面低気圧であり, また $\mu \equiv \sin \phi$ である.

モデルで時間発展を計算する予報変数は次の通り.

$$\pi(\phi, \lambda) \equiv \ln p_s \quad (2.1.11)$$

$$T(\phi, \lambda, \sigma) : \text{気温 [K]} \quad (2.1.12)$$

$$q(\phi, \lambda, \sigma) : \text{比湿 [kg kg}^{-1}] \quad (2.1.13)$$

$$\zeta(\phi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right) : \text{渦度 [s}^{-1}] \quad (2.1.14)$$

$$D(\phi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} - \frac{\partial V}{\partial \mu} \right) : \text{発散 [s}^{-1}] \quad (2.1.15)$$

ここで,

$$U(\phi, \lambda, \sigma) \equiv u(\phi, \lambda, \sigma) \cos \phi \quad (2.1.16)$$

$$V(\phi, \lambda, \sigma) \equiv v(\phi, \lambda, \sigma) \cos \phi \quad (2.1.17)$$

$$u : \text{東西風速} \quad (2.1.18)$$

$$v : \text{南北風速} \quad (2.1.19)$$

である. 流線関数 ψ と速度ポテンシャル ξ を導入することにより, U, V, ζ, D はそれぞれ以下のよ

うに表せる.

$$U = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \xi}{\partial \lambda} - (1 - \mu^2) \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right) \quad (2.1.20)$$

$$V = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \lambda} - (1 - \mu^2) \frac{\partial \xi}{\partial \mu} \right) \quad (2.1.21)$$

$$\zeta = \nabla^2 \psi \quad (2.1.22)$$

$$D = \nabla^2 \xi \quad (2.1.23)$$

各時間ステップで診断的に求められる変数は以下のようにになっている.

$$\Phi \equiv gz : \text{ジオポテンシャル高度 [m}^2\text{s}^{-2}] \quad (2.1.24)$$

$$\dot{\sigma} \equiv \frac{d\sigma}{dt} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \sigma}{\partial \phi} + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} \quad (2.1.25)$$

$$T(\sigma) : \text{基準温度 [K]} \quad (2.1.26)$$

$$T'(\phi, \lambda, \sigma) \equiv T - \bar{T} \quad (2.1.27)$$

$$T_v(\phi, \lambda, \sigma) \equiv T (1 + (\epsilon_v^{-1} - 1)q) \quad (2.1.28)$$

$$T'_v(\phi, \lambda, \sigma) \equiv T_v - \bar{T} \quad (2.1.29)$$

$$U_A(\phi, \lambda, \sigma) \equiv (\zeta + f)V - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_\lambda \cos \phi \quad (2.1.30)$$

$$V_A(\phi, \lambda, \sigma) \equiv -(\zeta + f)V - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_\phi \cos \phi \quad (2.1.31)$$

$$\mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi \equiv \frac{U}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \mu} \quad (2.1.32)$$

$$\nabla_\sigma^2 \equiv \frac{1}{a^2(1 - \mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] \quad (2.1.33)$$

$$KE(\phi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{U^2 + V^2}{2(1 - \mu^2)} \quad (2.1.34)$$

$$\mathcal{D}(\zeta) : \text{渦度の水平拡散とスポンジ層における散逸} \quad (2.1.35)$$

$$\mathcal{D}(D) : \text{発散の水平拡散とスポンジ層における散逸} \quad (2.1.36)$$

$$\mathcal{D}(T) : \text{熱の水平拡散} \quad (2.1.37)$$

$$\mathcal{D}(q) : \text{水蒸気の水平拡散} \quad (2.1.38)$$

$$\mathcal{F}_\lambda(\phi, \lambda, \sigma) : \text{小規模運動過程 (経度方向)} \quad (2.1.39)$$

$$\mathcal{F}_\phi(\phi, \lambda, \sigma) : \text{小規模運動過程 (緯度方向)} \quad (2.1.40)$$

$$Q(\phi, \lambda, \sigma) : \text{放射, 凝結, 小規模運動過程などによる加熱・温度変化} \quad (2.1.41)$$

$$S_q(\phi, \lambda, \sigma) : \text{凝結, 小規模運動過程などによる水蒸気ソース} \quad (2.1.42)$$

$$\mathcal{D}'(\mathbf{v}) : \text{摩擦熱} \quad (2.1.43)$$

最後に, 定数は以下の通りである.

$$a : \text{惑星半径 [m]} \quad (2.1.44)$$

$$R : \text{乾燥大気の気体定数 [J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}] \quad (2.1.45)$$

$$C_p : \text{乾燥大気の大気定圧比熱 [J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}] \quad (2.1.46)$$

$$f : \text{コリオリパラメータ [s}^{-1}] \quad (2.1.47)$$

$$\kappa \equiv \frac{R}{C_p} \quad (2.1.48)$$

$$\epsilon_v : \text{水蒸気分子量比} \quad (2.1.49)$$

2.2 実験設定

本研究で行う実験および先行研究のモデル設定を表 2.1 に纏めた. NH00 は Neale and Hoskins (2000)[20] の Met Office Model による実験での設定, YJ15 は Yao and Jablonowski (2015)[34] の水平差分スキームがセミラグランジアンの実験設定, HS94 は Held and Suarez (1994)[10] の 2 つ行われた実験のうち, 水平解像度が T63 であるものの設定を掲載する.

項目	本研究	NH00	YJ15	HS94
水平差分	スペクトル変換法	スペクトル変換法	セミラグランジアン	スペクトル変換法
水平解像度	T42	3.75° × 2.5°	T63	T63
水平拡散係数	4 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 12 h.	Pope et al. (2000) [23]	implicit に与える	4 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 2.4 h.
鉛直層数	55	19	55	20
鉛直層の切り方	ハイブリッド座標系を σ 座標系に換算*1	p と σ のハイブリッド座標系	Yao and Jablonowski (2015)[34] TABLE.A1	$\sigma = [0, 1]$ を 20 等分
鉛直拡散の設定	Mellor and Yamada (1982)[35]	Pope et al. (2000) [23]	中間差分	中間差分
時間ステップ	15 min.	15 min.	45 min.	15 min.
積雲スキーム	MCA	あり	なし	なし
大規模凝結	あり	あり	なし	なし
乾燥対流	あり	あり	あり	あり
地表面の状態	全球一様な海面 (水惑星), SST 分布は図 2.1	全球一様な海面 (水惑星), SST	全球一様な地平面	全球一様な地平面
スポンジ層 (モデル上端付近の Rayleigh 摩擦)	1 hPa 以上 (モデル上端から 8 層) で Boville (1986) の関数 *2	Pope et al. (2000) [23]	1 hPa 以上 (モデル上端から 8 層) で Boville (1986) の関数 *2	σ の関数*3
放射過程	放射伝達を解く	放射伝達を解く	Newton 冷却	Newton 冷却
大気微量成分	CO ₂ , CH ₄ , N ₂ O	CO ₂ , CH ₄ , N ₂ O	なし	なし
オゾン分布	AMIP II の年平均気候値 (図 2.2)	AMIP II の年平均気候値	なし	なし
放射の季節変化	なし	なし	なし	なし
放射の日変化	なし	あり	なし	なし
放射の入れ方	equinoctial	equinoctial	緯度・気圧の関数	緯度・気圧の関数
太陽定数	1365 W/m ²	1365 W/m ²	放射伝達は考えない	放射伝達は考えない
初期状態	約 280 K の静止状態	280 K の等温静止	微小擾乱, 250 K の等温大気	微小擾乱, 250 K の等温大気
積分時間	14600 days *4	1095 days 以上	7300 days	1200 days

表 2.1 本研究におけるモデル設定. 一部詳細は本文に記述.

SST の緯度分布は次式で表現される. 単位は °C である. これらの SST の緯度分布および勾配を

*2 Yao and Jablonowski (2015) に倣い, 地表面圧力を 1000 hPa として σ 座標系に換算

*3

$$k = \frac{1}{3} \left(1 + \tanh \left(\frac{z - 61}{7.7} \right) \right)$$

*4

$$k = \max \left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b} \right), \sigma_b = 0.7$$

*5 CNTL のみ 29200 days.

可視化したものが図 2.1 である.

$$T_s(\lambda, \phi) = \begin{cases} 27 \left(1 - \sin^2 \left(\frac{3\phi}{2}\right)\right) & -\frac{\pi}{3} < \phi < \frac{\pi}{3} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.2.1)$$

$$T_s(\lambda, \phi) = \begin{cases} 27 \left(1 - \sin^4 \left(\frac{3\phi}{2}\right)\right) & -\frac{\pi}{3} < \phi < \frac{\pi}{3} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.2.2)$$

$$T_s(\lambda, \phi) = \begin{cases} 27 \left(1 - \frac{3|\phi|}{\pi}\right) & -\frac{\pi}{3} < \phi < \frac{\pi}{3} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.2.3)$$

$$T_s(\lambda, \phi) = \begin{cases} 27 \left(1 - \sin^2 \left(\frac{90}{55} \left[\phi - \frac{\pi}{36}\right]\right)\right) & \frac{\pi}{36} < \phi < \frac{\pi}{3} \\ 27 \left(1 - \sin^2 \left(\frac{90}{65} \left[\phi - \frac{\pi}{36}\right]\right)\right) & -\frac{\pi}{3} < \phi < \frac{\pi}{36} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.2.4)$$

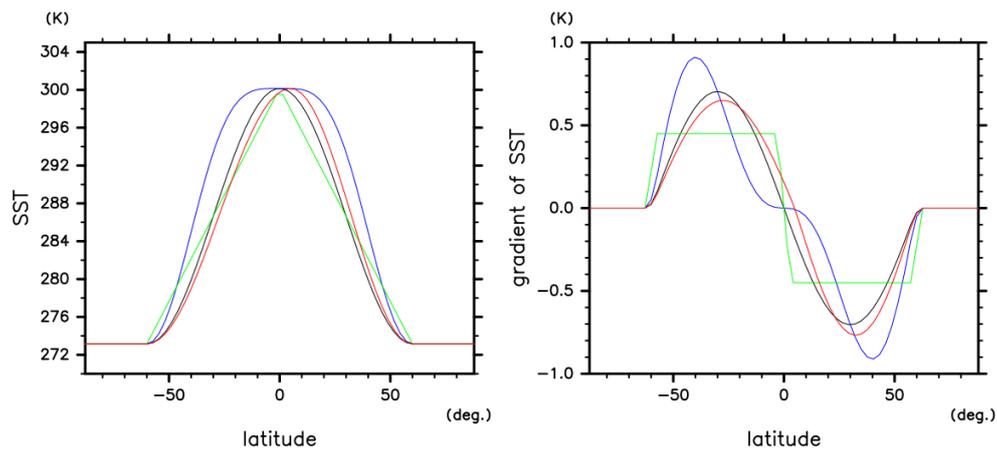


図 2.1 (左図) 各実験の SST 緯度分布. (右図) 左図における SST 緯度勾配. 黒線が CNTL (式 2.2.1), 青線が FLAT (式 2.2.2), 緑線が PEAK (式 2.2.3), 赤線が CNTL5n (式 2.2.4) に対応する.

また, オゾン分布は大気モデル比較プロジェクト (Atmospheric Model Intercomparison Project; AMIP II) における年平均気候値であり, 緯度高度断面は図 2.2 のようになっている.

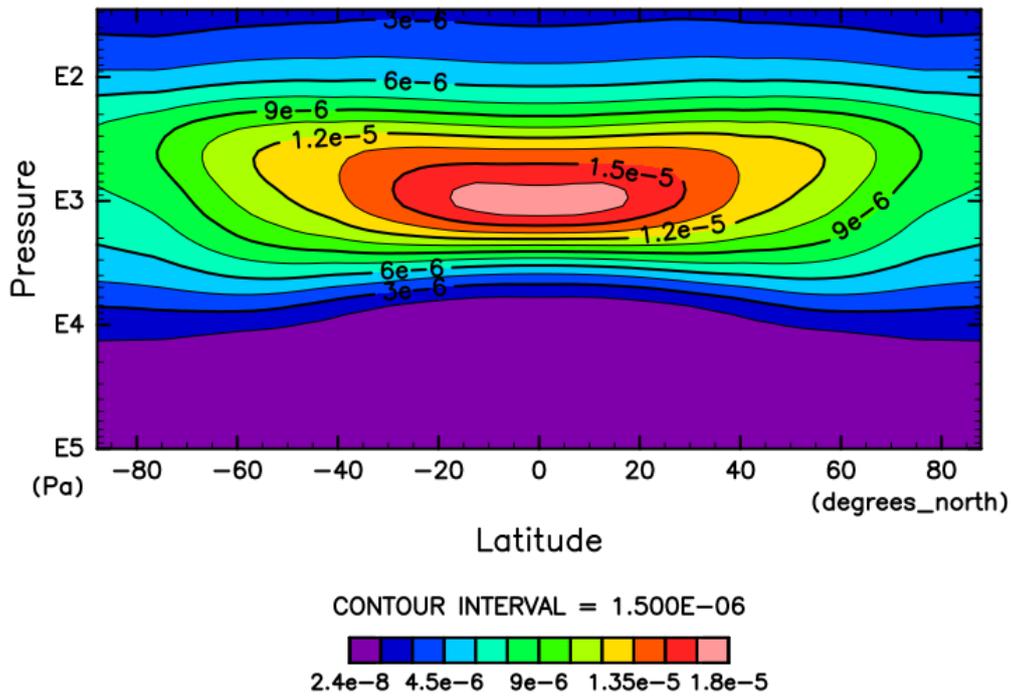


図 2.2 Neale and Hoskins (2000a) で提案され、本研究においても採用したオゾン分布. AMIP II の年平均気候値.

2.3 解析手法

本節では、実験で得られたデータについて調べるために用いた解析手法について概説する。

2.3.1 TEM 方程式系と EP flux 解析

TEM (Transformed Eulerian Mean) 方程式系は、正味の放射加熱によって引き起こされた循環を近似的に示す残差循環 (\bar{v}^* , \bar{w}^*) を用いて、Euler 平均 (帯状平均) されたプリミティブ方程式系を書き換えたものである。本研究では、Andrews et al. (1987)[1] に基づいた、対数圧力座標を用いた球面座標系におけるプリミティブ方程式系である。この方程式形に現れる \mathbf{F} を EP (Eliassen-Palm) flux とよび、波活動度とその伝播方向を表している。

残差南北流, 残差鉛直流 \bar{v}^* , \bar{w}^* はそれぞれ以下のように定義される。

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_0 \overline{v'\theta'}}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (2.3.1)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\overline{v'\theta'} \cos \phi}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (2.3.2)$$

これらは子午面で波による運動の際に生じる空気塊の断熱温度変化の寄与のない子午面循環である。残差子午面循環を用いて Euler 方程式系を書き直す。

運動方程式 (経度方向, 緯度方向)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v}^* \left(\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z^*} - \bar{X} = \frac{1}{\sigma \cos \phi} \nabla \cdot \hat{\mathbf{F}} \quad (2.3.3)$$

$$\bar{u} \left(f + \frac{\bar{u}}{a} \tan \phi \right) + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} = G \quad (2.3.4)$$

静力学平衡

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} - \frac{R\bar{\theta}}{H} e^{-\frac{kz}{H}} = 0 \quad (2.3.5)$$

質量保存則

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}^* \cos \phi}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}^*}{\partial z} = 0 \quad (2.3.6)$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \left(\overline{v'\theta'} \frac{\theta_\phi}{a\theta_z} + \overline{w'\theta'} \right) \right) \quad (2.3.7)$$

ここで, $\mathbf{F} = (0, F_\phi, F_z)$ は EP flux であり, 各成分は次式で表される.

$$\hat{F}_\phi \equiv \sigma \cos \phi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z^*} \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z^*}} - \overline{u'v'} \right) \quad (2.3.8)$$

$$\hat{F}_z \equiv \sigma \cos \phi \left(\left[f - \frac{1}{\sigma \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right] \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z^*}} - \overline{u'w'} \right) \quad (2.3.9)$$

TEM 方程式系の経度方向の運動方程式より, EP flux の発散 (収束) は西風の加速 (減速) に寄与することがわかる. この収束・発散やベクトルを見ることで波の伝播する様子や東西風の加速について調べる.

2.3.2 EOF 解析

Empirical Orthogonal Function (EOF) 解析は, データを要約する代表的な手段であり, 多数のデータから, モードと呼ばれる少数個の時間・空間関数を抽出し, 次元を減らすことによって元のデータの持つ特徴を理解し易くしようとする, 大気・海洋の分野では幅広く用いられる手法である. 実験で得られる東西風のデータは, 帯状平均を取っても 64 (緯度) \times 55 (高度) \times 14600 (時間) $\approx 5.1 \times 10^7$

個にもなるので、この手法を用いて、実験で得られる帯状平均東西風の特徴について調べる。EOF 解析の概説については Appendix. を参照されたい。

North's Rule of Thumb

EOF 解析において固有値を計算したとき、ある固有値がその近くの固有値の大きさと十分に違っているかが重要になる。というのは、隣接する固有値の大きさが近ければ、固有ベクトルに含まれる誤差は大きいからである。そこで、North et al. (1982)[21] は隣接する固有値の持つ誤差がどの程度空間パターンの不確定性に寄与するかを調べた。

まず EOF において k 番目の固有値 λ_k の誤差 $\Delta\lambda_k$ は

$$\Delta\lambda_k = \lambda_k \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (2.3.10)$$

である。ここで、 N は時間的に独立なサンプルの個数であり、大気・海洋のデータでは観測したデータが持つ自由度と解釈すべきである。自由度は観測した時間サンプル数より通常小さい。次に、 k 番目の固有値と最も近い大きさを持つ固有値が j 番目であるとすると、空間パターンを与える固有関数 ψ_k の誤差 $\Delta\psi_k$ は、

$$\Delta\psi_k = \psi_j \frac{\Delta\lambda_k}{\lambda_j - \lambda_k} \quad (2.3.11)$$

で与えられる。これを rule of thumb とよび、式 (2.3.10) より、データが短ければ固有値の誤差が大きくなり、固有値が近ければ近いほど空間パターンは信頼できないことを意味している。本研究では、この誤差について計算し、主要モードが意味のある空間パターンであるかどうかを確認する。

2.3.3 コンポジット解析

実験で得られた帯状平均東西風に対して QBO 的振動の風位相をカテゴリーに分割し、それぞれのカテゴリーにおけるデータの平均を取るのがコンポジット解析である。

QBO 位相の定義

実験で得られた、1000 hPa - 1 hPa の範囲における、帯状平均東西風の時間偏差の EOF 解析によって得られた時間関数のうち、PC1, PC2 を用いて、次式のように QBO の位相 θ を定義する。

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\text{PC2}}{\text{PC1}} \right) \quad (2.3.12)$$

この θ について、下図のように緑線で 8 分割し、ph1 - 8 と番号を付ける。

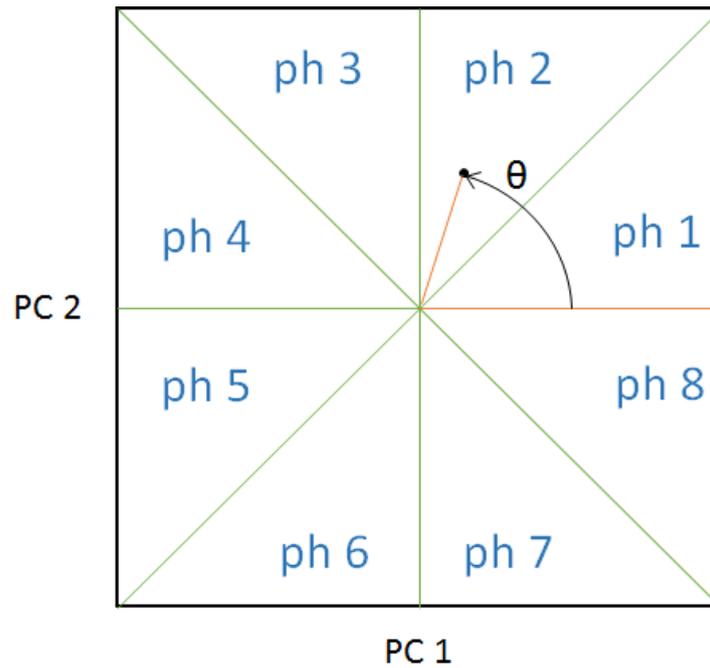


図 2.3 QBO 位相角 θ の定義とそれを 45° 刻みで 8 分割 (緑線で区切られる) したときの位相角とフェーズ ph 1 - 8 の対応図.

2.3.4 時空間スペクトル解析

Wheeler and Kiladis (1999) [32] によるパワースペクトルの計算手法を用いて, 時空間スペクトル解析を行った. Yao and Jablonowski (2015) [34] に倣い, 緯度 15S-15N の温度場について計算を行った. この解析により, 波数・周波数空間における温度場のパワースペクトル分布が得られ, 赤道域の特定の高度面において, 赤道波がどれくらいの密度で, どのような位相速度で存在しているのを見ることが可能となる. 最後に計算の手順について簡単に述べる.

計算手法の概略

スピニアップ期間を除いた全期間のデータについて, 線形トレンドを除去し, 赤道対称・反対称分離操作を施す. ここで, 変数 $Q(x, y, t)$ (x は経度, y は緯度, t は時間) について, 対称成分, 反対称成分は以下のように表される.

$$Q_{sym} = (Q(x, y, t) + Q(x, -y, t))/2.0 \quad (2.3.13)$$

$$Q_{antisym} = (Q(x, y, t) - Q(x, -y, t))/2.0 \quad (2.3.14)$$

次に, 30 日ずつずらした 90 日間のデータに対して FFT (Fast Fourier Transform; 高速 Fourier 変換) を施し, パワースペクトルを得る. ここで, 変数 $A(x, t)$ に対して, 時空間パワースペクトル密度

は次のように定義される.

$$P(k, \omega) = \frac{|f_c(k, \omega)|^2}{\Delta k \cdot \Delta \omega} \quad (2.3.15)$$

$f_c(k, \omega)$ は $A(x, t)$ の時空間スペクトル変換であり, 次のように定義される.

$$f_c(k, \omega) = \frac{1}{2\pi T} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_0^{2\pi} A(x, t) e^{-i(kx + \omega t)} dx dt \quad (2.3.16)$$

ここで, k は東西波数, ω は振動数, x は経度, t は時間である. そして, 各データのパワースペクトルを足し合わせて平均, 即ち平滑化を行う.

第3章

実験および解析の結果

3.1 気候値

まず、各実験で得られた結果のスピンアップ期間を除いた時間平均についての結果を示す。

気温、浮力振動数

図 3.1 はそれぞれの実験での赤道域における気温の高度分布と Brunt-Väisälä 振動数の 2 乗の高度分布である。対流圏領域、成層圏上部についてはどの実験もほとんど同じ高度分布となっているが、対流圏界面付近で PEAK, CNTL, CNTL5n, FLAT の順で最低温度が低く、PEAK と FLAT では約 12K の差があった。Brunt-Väisälä 振動数の 2 乗は、圏界面付近で、FLAT, CNTL5n, CNTL, PEAK の順番で値が低かった。このことから、赤道における Hadley 循環が、PEAK, CNTL, CNTL5n, FLAT の順で強いことが示唆される。

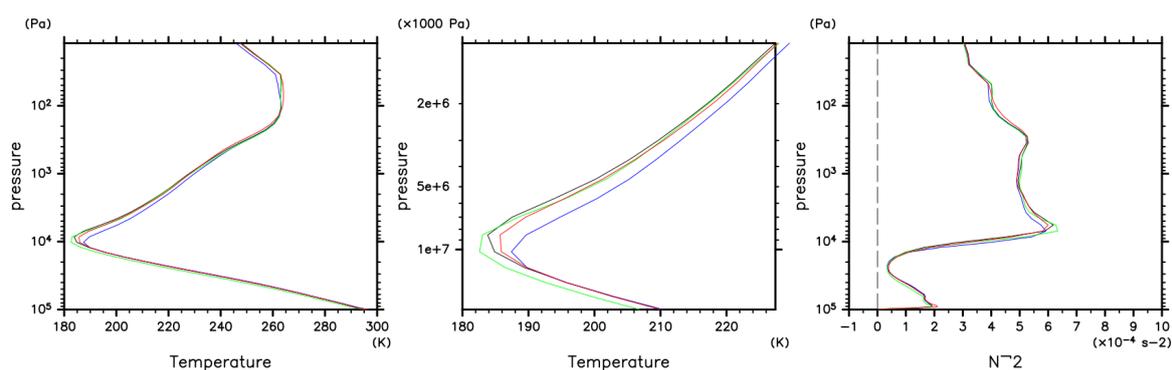


図 3.1 (左図) 各実験の気温の高度分布。(中図) 左図における 100 hPa 付近の拡大図。^{*6} (右図) $|\phi| < 5^\circ$ における Brunt-Väisälä 振動数の 2 乗の高度分布。それぞれの図で、黒線が CNTL, 青線が FLAT, 緑線が PEAK, 赤線が CNTL5n に対応する。

^{*6} 縦軸の数値ラベルの値が非常に大きくなっているのは内部スクリプトの不具合。正しい数値ラベルは、下から順に、10000, 5000, 2000 (Pa)。

帯状平均気温, 東西風

図 3.2, 3.3 はそれぞれ気温, 東西風の帯状平均の気候値および CNTL からの差分である. CNTL5n 以外は SST 分布の赤道対称性に近い, ほぼ赤道対称な緯度高度分布が見られた. CNTL5n では分布が 5° 北側にずれるような分布となった.

温度場については, 赤道域では先の項目で挙げたように, 圏界面付近では FLAT, CNTL5n CNTL, PEAK の順で暖かく, Hadley 循環による断熱冷却の効果の差が現れている. FLAT では亜熱帯領域の対流圏が CNTL より暖かく, これは FLAT での SST が亜熱帯領域でも赤道域とほとんど変わらず, 地表面から暖められることが原因である. 対照的に PEAK では亜熱帯領域は冷たく, CNTL5n は南半球は CNTL より冷たく, 北半球は極域の成層圏まで暖かいという結果になった.

東西風については, 高度 200 hPa 付近に亜熱帯ジェットが, 高度 1 hPa 付近に極夜ジェットの存在が確認できた. 温度と帯状流の間には温度風の関係が成り立っており, 高緯度ほど低温な状況では帯状流は高さと共に増加する. 図 3.4 から, 極夜ジェットについては西風の強さが, 南半球では PEAK, CNTL5n, CNTL, FLAT, 北半球では PEAK, CNTL, FLAT, CNTL5n の順に強く, 亜熱帯ジェットの西風の強さは, 南半球では CNTL5n, CNTL, PEAK, FLAT, 北半球では CNTL, PEAK, CNTL5n, FLAT の順で強かった. 亜熱帯ジェットの強さの順は, 対流圏の赤道と亜熱帯での温度差に対応しており, 亜熱帯で CNTL より冷やされている PEAK では温度差が大きく, そのためにジェットも強く, 亜熱帯が CNTL より暖かい FLAT では, 温度差が小さく, そのためにジェットも弱くなっている. また, 亜熱帯ジェットについてはその西風ピークの位置も実験によって異なり, 特に FLAT は CNTL と比べて約 15° 極側に位置していた.

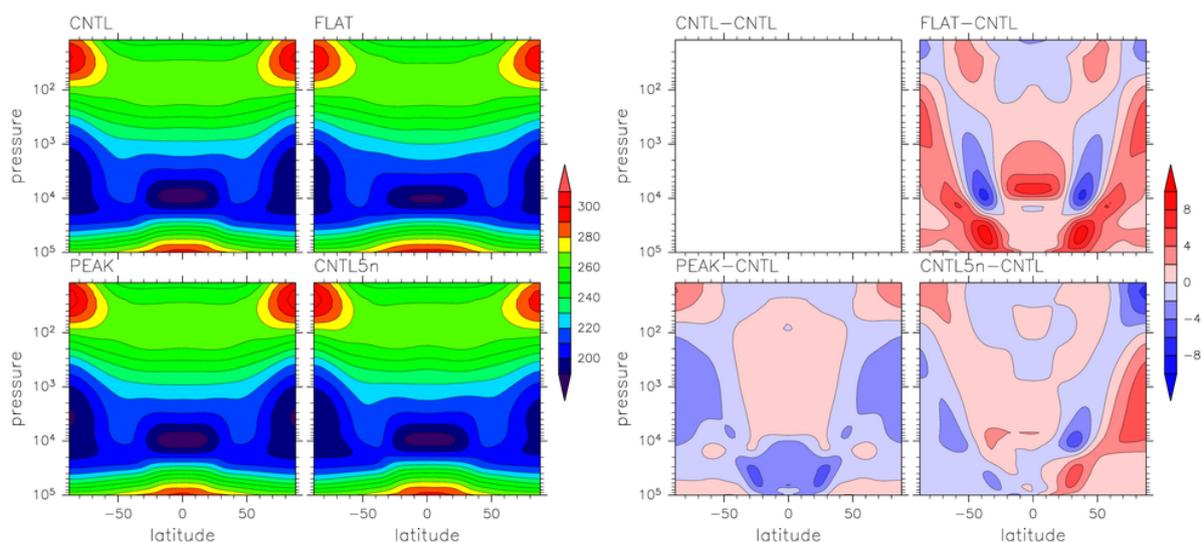


図 3.2 各実験の気温の緯度高度断面. (左図) スピンアップ期間を除く時間平均をとった気候値. (右図) 左図における CNTL との偏差.

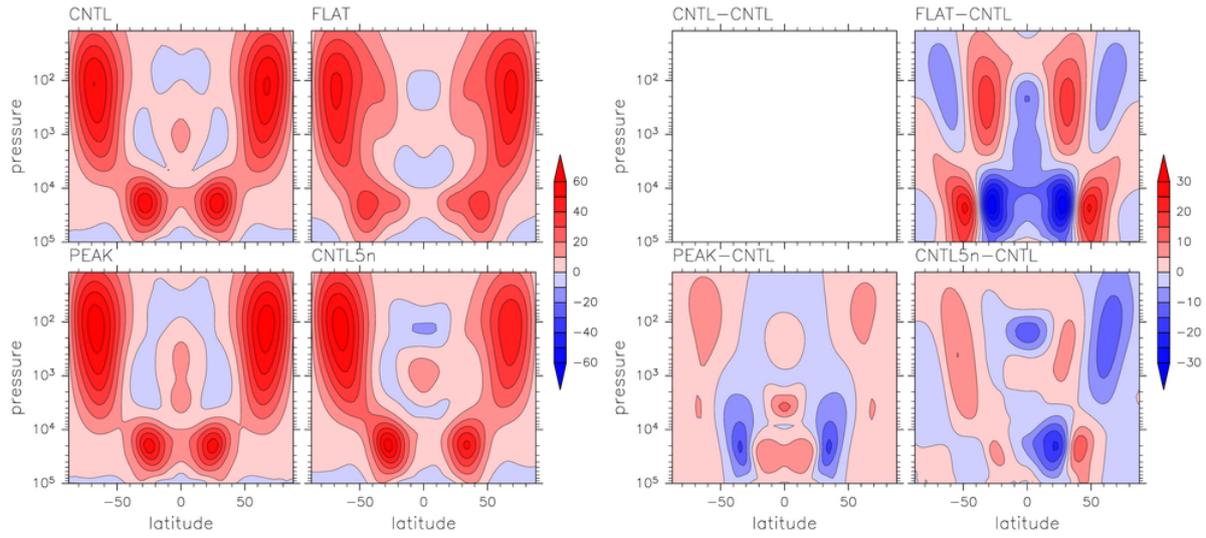


図 3.3 各実験の帯状流の緯度高度断面. (左図) スピンアップ期間を除く時間平均をとった気候値. (右図) 左図における CNTL との偏差.

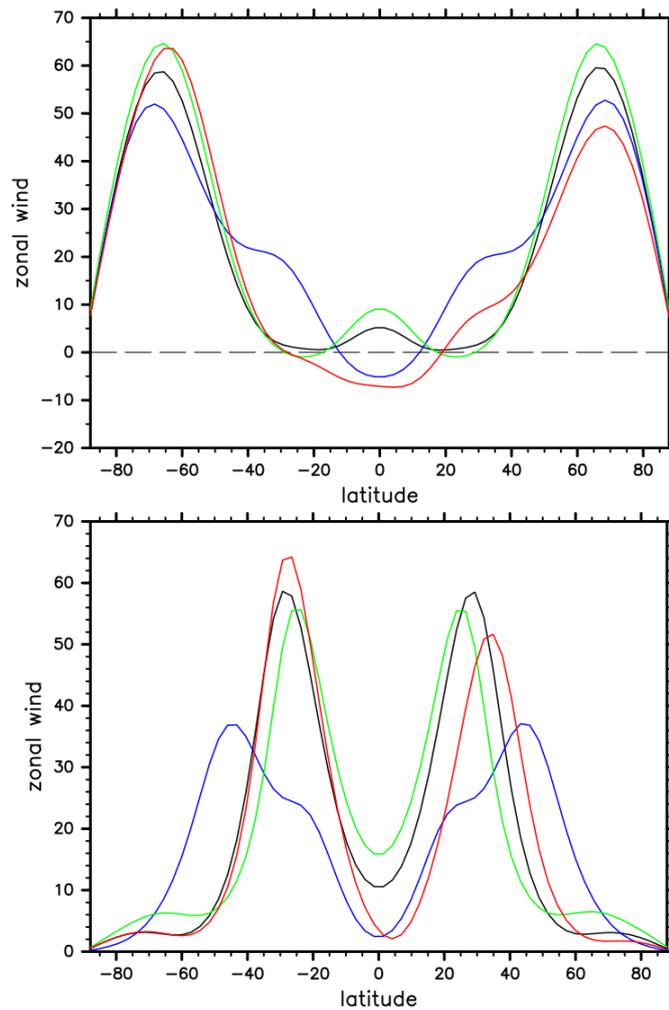


図 3.4 各実験の 2 hPa (上段), 200 hPa (下段) 面の時間平均東西風の緯度分布. 線の色の対応は黒線が CNTL, 青線が FLAT, 緑線が PEAK, 赤線が CNTL5n

質量流線関数, EP flux の各成分および収束・発散

図 3.5 は各実験での質量流線関数の気候値と CNTL からの差分である。質量流線関数が正のところでは、右回りの子午面循環があることになる。赤道を中心に、極側へ向かって、北半球では正、負、正（南半球では負、正、負）となっており、赤道から順に Hadley 循環, Ferrel 循環, 極循環という 3 セルの構造が確認できる。Hadley 循環については、CNTL と PEAK はほぼ同じ強さであり、CNTL5n の南側が最も強く、FLAT が最も弱かった。この Hadley 循環の強さが、先に見た対流圏界面付近での最低温度の高さに対応し、Hadley 循環が弱いほど圏界面付近が暖かくなるという理論と整合的であることが確認できた。

図 3.6 は各実験の EP flux の気候値と CNTL からの差分である。EP flux のベクトルについては、圧力による規格化がなされている。どの実験においても、赤道波に対応する、赤道対流圏の EP flux の発散および上向きベクトルと、傾圧不安定波動に対応する、EP flux の中緯度の地表面での発散と、対流圏上部での収束が見られた。極夜ジェット的位置では、大規模な EP flux の収束が確認できる。また亜熱帯ジェット的位置付近で、中心緯度を境に EP flux の発散と収束のダイポール構造が見られた。

赤道に注目すると、FLAT では CNTL よりも EP flux の発散が弱い一方で、PEAK では発散が強かった。CNTL5n では、対流圏下部では発散が弱くなっているが、対流圏上部では他の実験と比べると、収束ではなく発散していた。中緯度についても、亜熱帯ジェットの西風が弱かった FLAT では対流圏上部での EP flux の収束が CNTL より弱かった。極夜ジェット付近の EP flux の収束については、極夜ジェットが弱い FLAT では CNTL より強く、反対に極夜ジェットが強い PEAK では弱くなっていた。また、CNTL5n では極夜ジェットの弱くなっている北半球では CNTL より強く、極夜ジェットが強くなっている南半球では CNTL より弱かった。これらのジェットと EP flux の収束の強弱の対応関係は、TEM 方程式系の経度方向の運動方程式における、フラックスの収束が帯状流の減速（東風加速）に寄与するという理論における対応と一致する。

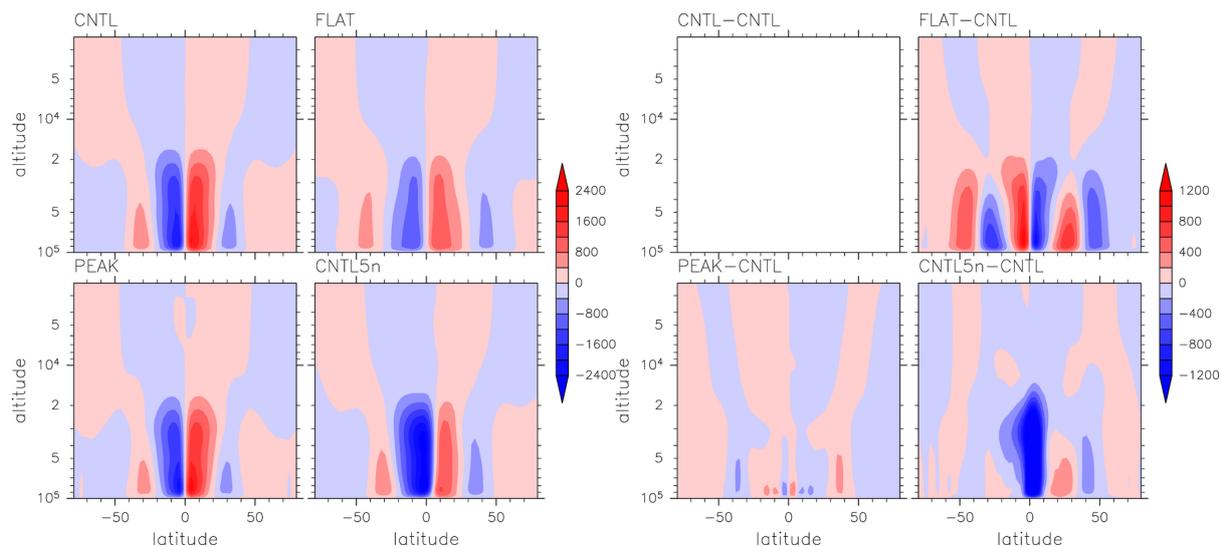


図 3.5 各実験の質量流線関数の緯度高度断面. (左図) スピンアップ期間を除く時間平均をとった気候値. (右図) 左図における CNTL との偏差

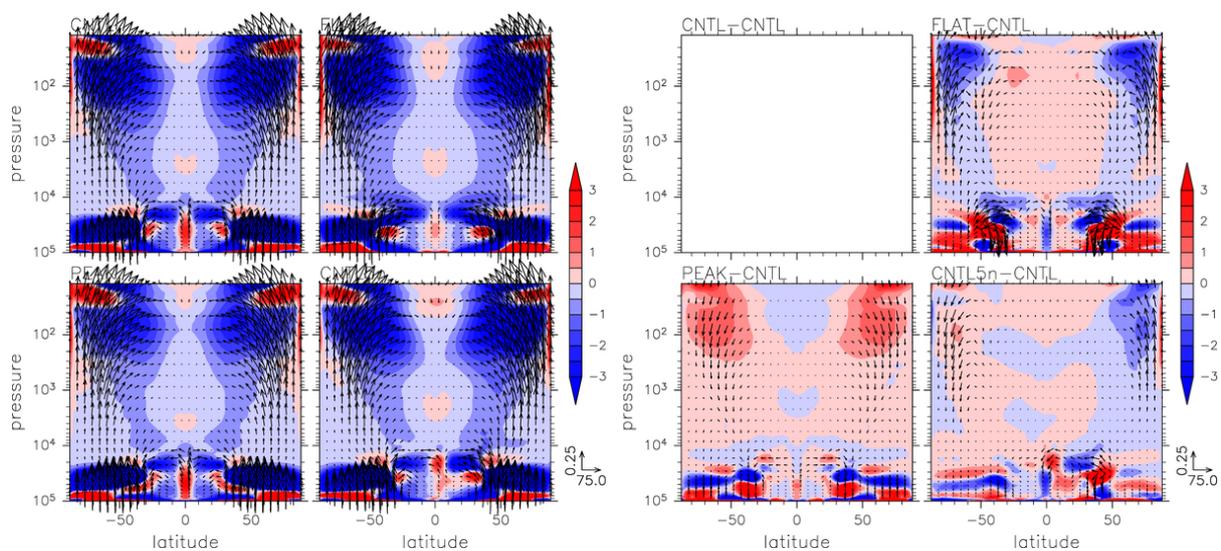


図 3.6 各実験の $\frac{1}{\sigma \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F}$ (トーン) および $\mathbf{F} = (F_\phi, F_z)$ (ベクトル) の緯度高度断面. ベクトルについては圧力による規格化を施している.

波解析

2.3.4 節の手法に従って、各実験の温度場に対して、全期間に亘って時空間スペクトルを計算した。この項目ではその結果について述べる。図 3.7, 3.8, 3.9 はそれぞれ、200 hPa, 20 hPa, 2 hPa 面における温度場に対して計算されたパワースペクトルの波数・周波数分布である。また、どの図も上段が対称成分、下段が反対称成分についての分布である。正の波数が東進の波を、負の波数が西進の波を表す。

どの実験においても、対称成分で東進する Kelvin 波が目立つ。200 hPa 面においては、Kelvin 波の

密度が FLAT と CNTL5n が他の 2 実験に比べて小さかった。また、20 hPa 面においては 200 hPa 面よりも大気密度が小さくなった結果として Kelvin 波が強くなっている。さらに、2 hPa 面では、Kelvin 波の一部が吸収され、より位相速度の速いものだけが卓越している。反対称成分においては、20 hPa 面、2 hPa 面で、混合 Rossby 重力波と思われる波のスペクトルが、特に FLAT と CNTL5n で目立っている。

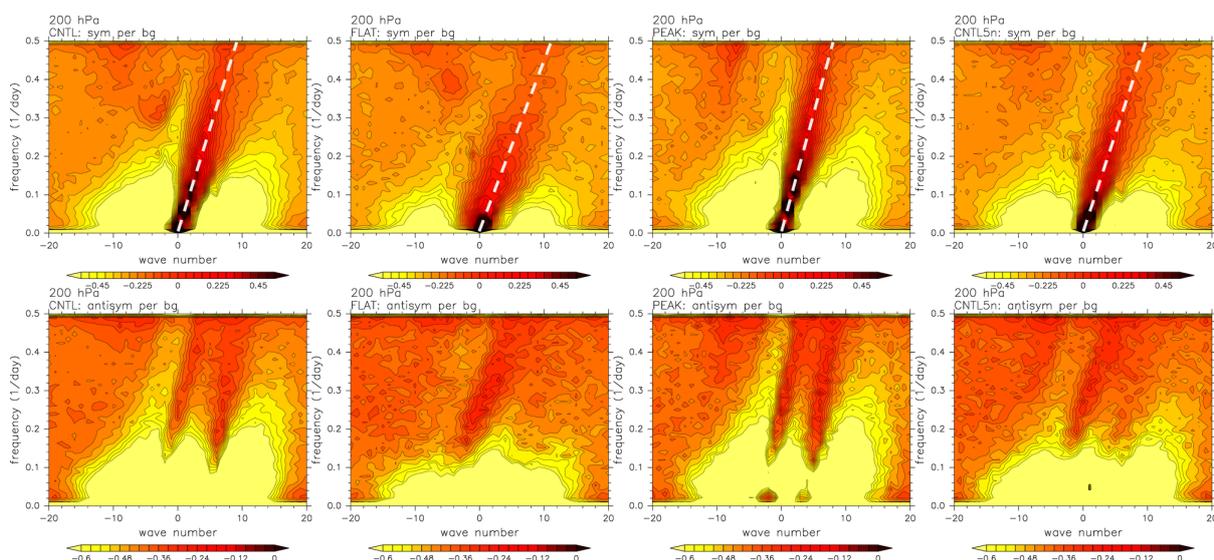


図 3.7 各実験の 200 hPa における $|\phi| < 15^\circ$ で平均した温度場の時空間スペクトル。横軸が波数、縦軸が周波数を示す。上段が対称成分、下段が反対称成分で、それぞれバックグラウンドスペクトルで割っている。カラーバーは常用対数のスケール。

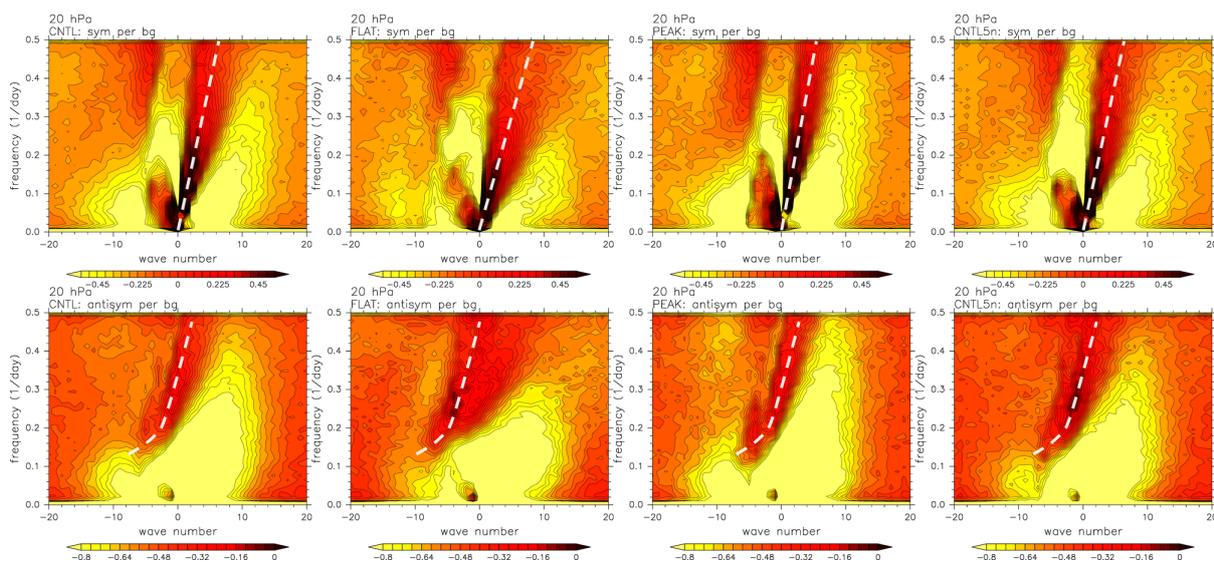


図 3.8 図 3.7 の 20 hPa 面で計算したもの。

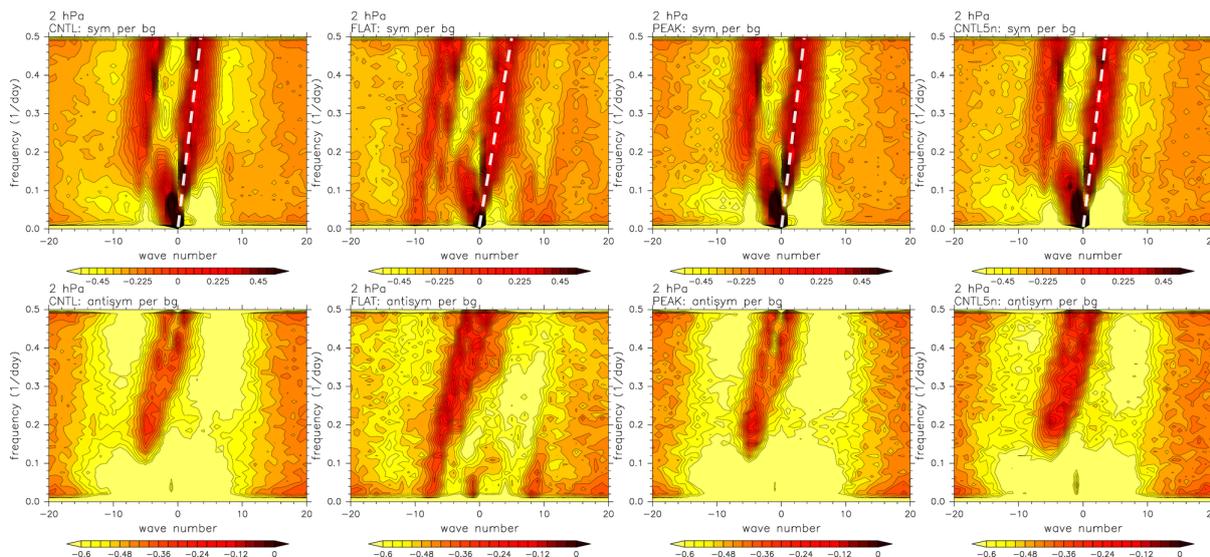


図 3.9 図 3.7 の 2 hPa 面で計算したもの.

東西風および EP flux の標準偏差

図 3.10, 3.11 は東西風と EP flux の発散の標準偏差について計算したものである。標準偏差が大きいほど、時間変動が大きいということを示す。東西風について、CNTL と PEAK では赤道成層圏で標準偏差が大きく、QBO 的な変動が示唆される。一方で、FLAT と CNTL5n では標準偏差が小さく、変動が小さいことが示されている。亜熱帯ジェットについてはどの実験でも時間変動が小さかった。極夜ジェットについては、各実験間で大きく差があり、FLAT と CNTL5n の北半球は CNTL よりも変動が大きく、PEAK と CNTL5n の南半球は CNTL よりも変動が小さくなった。この関係は、極夜ジェットの西風が FLAT と CNTL5n の北半球では CNTL より弱く、PEAK と CNTL5n の南半球では CNTL より強いことと対応している。EP flux の標準偏差についても同様で、前者は CNTL より変動が大きく、後者は小さい関係にあった。

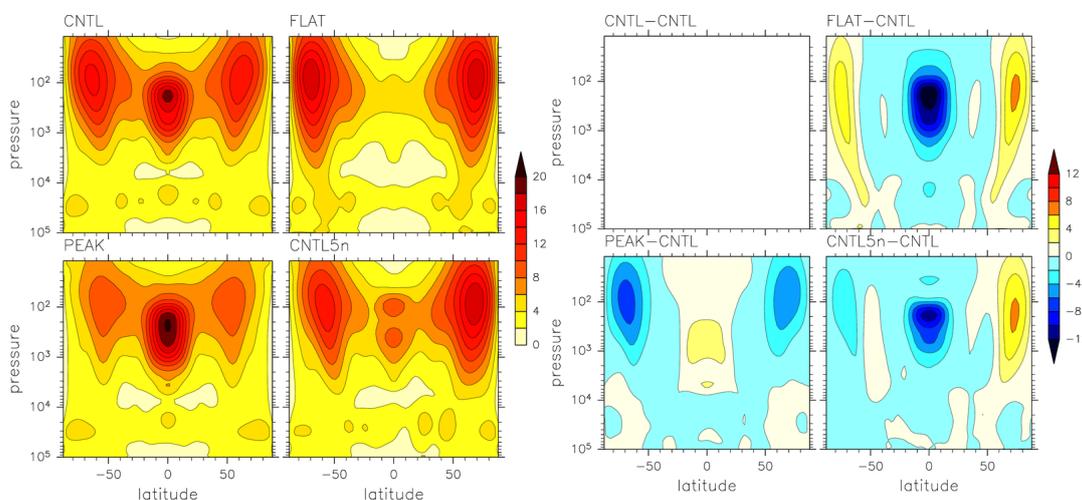


図 3.10 (左図) 各実験の带状流の標準偏差の緯度高度断面。(右図) 左図における CNTL との偏差.

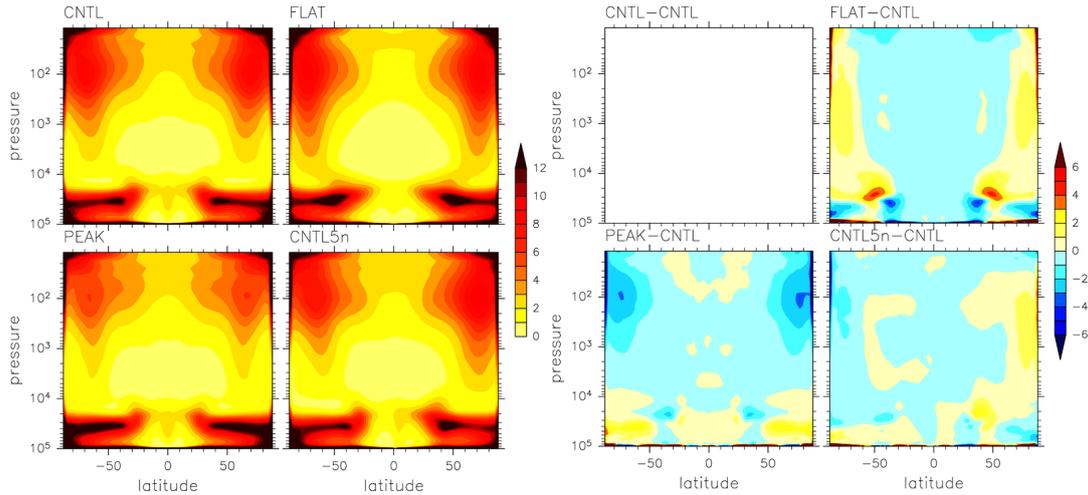


図 3.11 (左図) 各実験の $\frac{1}{\sigma \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F}$ の標準偏差の緯度高度断面. (右図) 左図における CNTL との偏差

降水量の気候値と時間変動

図 3.12 は各実験での降水量の気候値である. どの実験においても SST の緯度分布がピークとなる赤道 (CNTL5n では 5N) で降水量もピークとなった. FLAT のみ, ピークの降水量が他の 3 実験に比べて約 50% 少なくなった. FLAT 以外では, 亜熱帯域で亜熱帯ジェットの緯度に対応する位置で降水量の小さなピークが顕著に見られる. FLAT においては赤道から極方向へ向かって降水量が緩やかに減少しており, 他の実験における亜熱帯域のピークより 10% 程度少ない降水量が中緯度まで続いている. CNTL5n では赤道帯と北半球亜熱帯の降水量のピークが CNTL と比べて北に 5° ずれているのに対し, 南半球亜熱帯の降水量のピークは CNTL と同じ緯度に位置している.

図 3.13, 3.14, 3.15 はそれぞれ赤道帯の降水量の時間変動, 時間経度断面 (Hovmöller 図), そしてその 100 日間を切り取った拡大図である. どの実験においても約 20% の変動幅がある. (Hovmöller 図では, 降水が集中する部分が東へ進む構造がどの実験においても見られるが, CNTL と PEAK で見られる東進構造は波数 1-2 で周期が 20-30 日間 (即ち, 東向きに約 15-23 m/s の速さ) であるのに対し, FLAT と CNTL5n で見られる東進構造は波数 1-2 で周期が 30-40 日間 (即ち, 東向きに約 11-15 m/s の速さ) であった. ここで, 200 hPa 面における赤道の時間平均した西風の風速が CNTL で 12 m/s, PEAK で 16 m/s, FLAT と CNTL5n で 3 m/s であり, 対流圏の西風が東進構造の移動速度に寄与している.

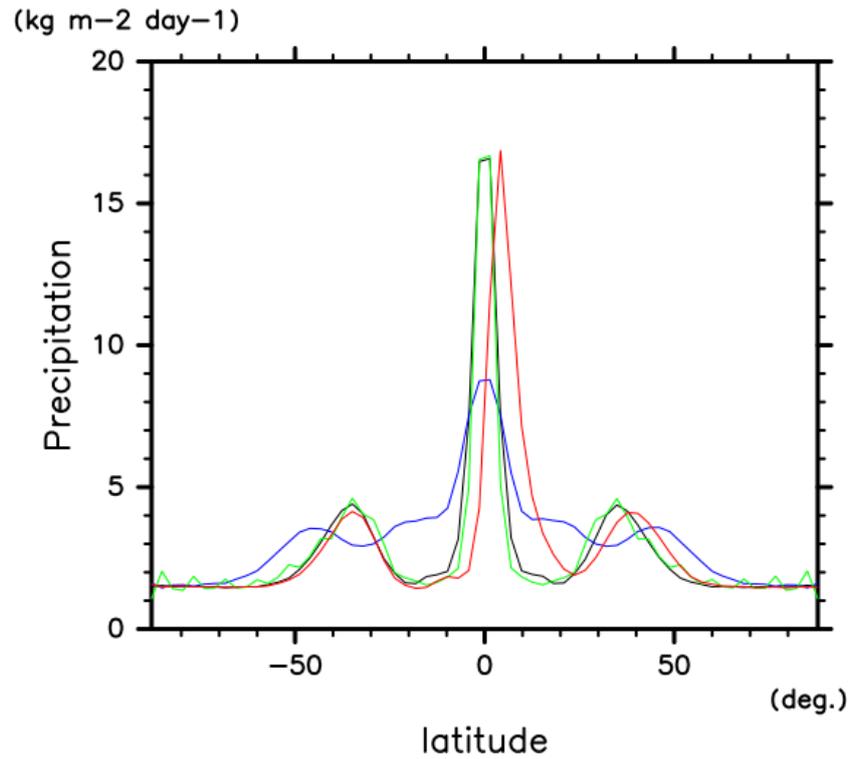


図 3.12 時間平均降水量の緯度分布. 線の色に対応は黒線が CNTL, 青線が FLAT, 緑線が PEAK, 赤線が CNTL5n

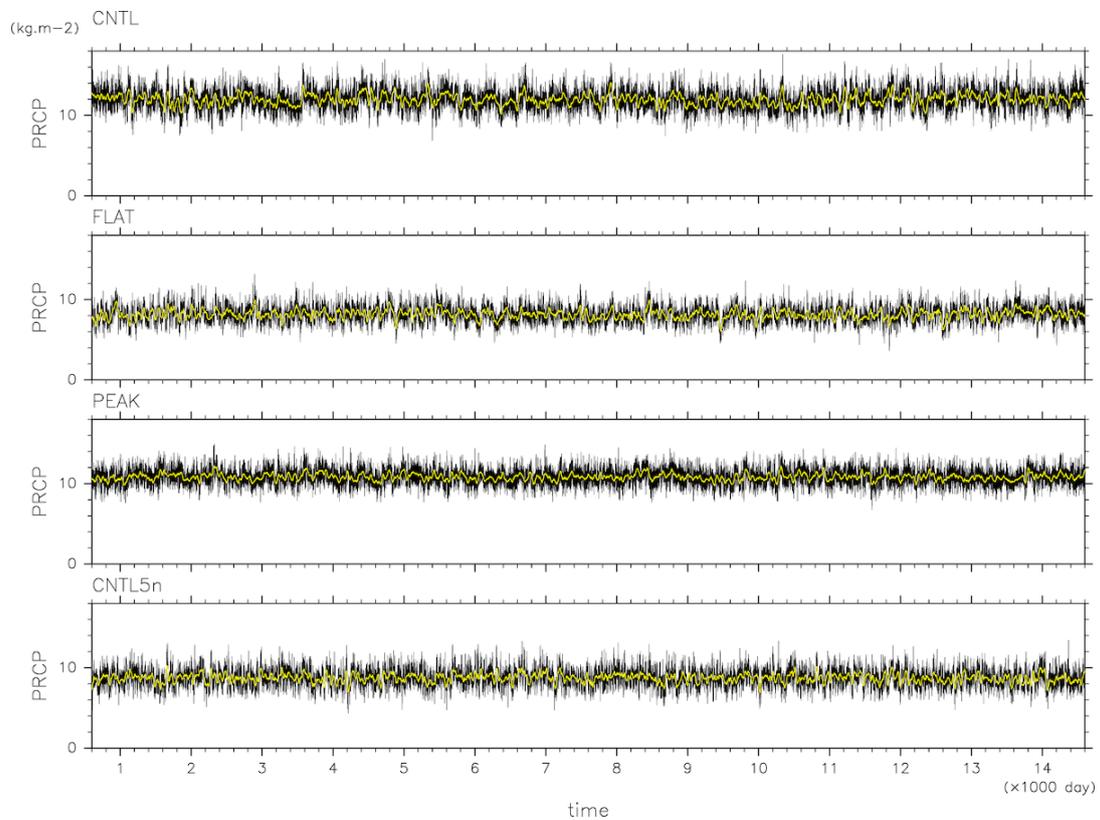


図 3.13 緯度 5S-5N における降水量の時間変動. 黄線は 30 日間の移動平均値.

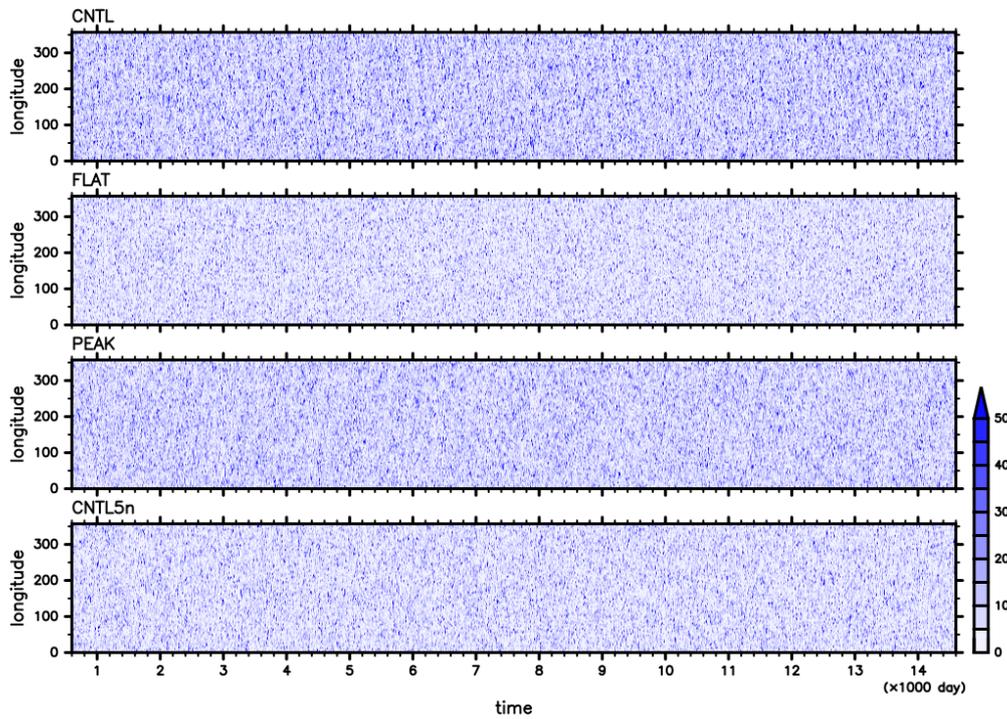


図 3.14 緯度 5S-5N における降水量の時間経度断面 (Hovmöller 図)

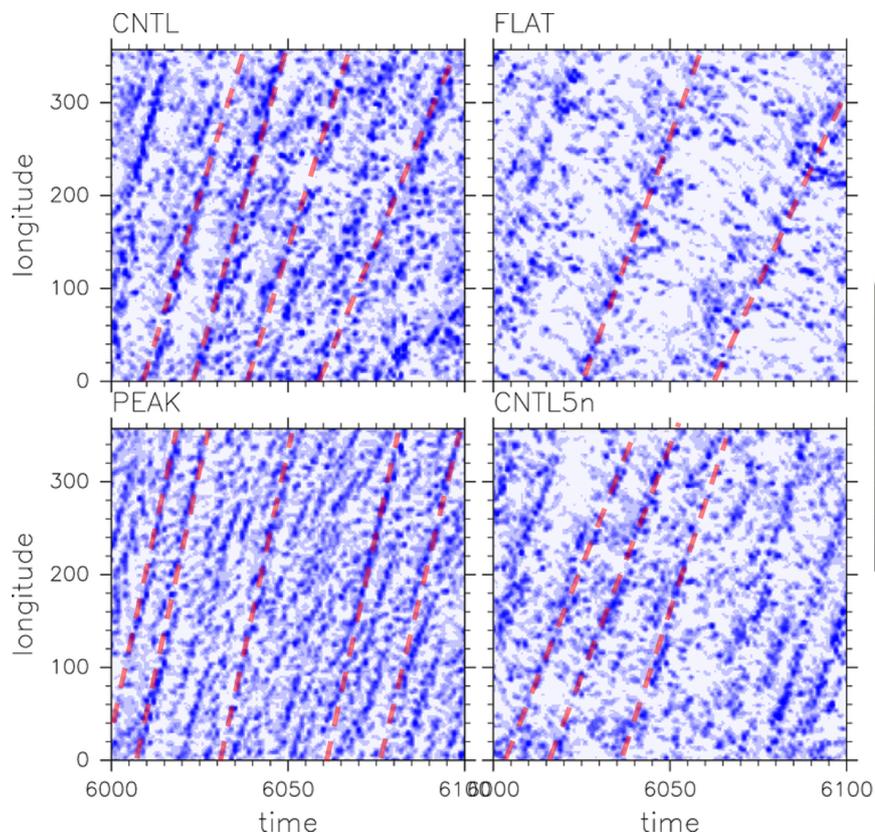


図 3.15 6000-6100 日における降水量の時間経度断面. 赤線は降水量が集中する部分の東進構造を示す.

3.2 帯状流の時間変動

次に、帯状流の時間変動について見ていく。

赤道における帯状平均東西風の時間変動, 鉛直分布

図 3.16 は赤道上の帯状平均東西風の時間高度断面である。CNTL のみ実験の積分期間が 29200 日間であるが、他の 3 実験と同様の 14600 日間分だけ表示する。CNTL, PEAK では QBO 的振動が現れ、それぞれ周期は約 1320 日, 960 日と、実際に観測される QBO と比べるとそれぞれ約 1.6 倍, 1.1 倍の周期であった。振動の上端はスポンジ層の存在する 1 hPa の高さまで支配しており、下端については西風が 50 hPa 付近まで下降してくるのに対し、東風の下降は 10 hPa 付近で止まっている。実際の QBO は約 90 - 10 hPa で卓越しており、それと比較すると鉛直方向に広範囲に卓越していることになる。FLAT, CNTL5n では QBO 的な継続的な振動の下降は現れなかったが、成層圏上部においては西風が下側、東風が上側という構造を保っており、FLAT ではそれぞれの風レジームにおいて振動している様子が見られた。また、FLAT の 10000 日前後や、CNTL5n の 2000 日, 6500 日, 11000 日, 13000 日付近で見られるように、断続的な東風レジームの下降が存在した。

このように、赤道を中心とした SST の勾配の違いが成層圏で QBO 的振動の周期や、振動自体が現れるかどうか大きな影響を与えることが分かった。

図 3.17 は、図 3.16 を時間平均した、東西風の鉛直分布である。平均値と平均からの標準偏差分の差、西風・東風それぞれの最大値を示した。どの実験においても、平均値は概ね西風となっており、現実大気(再解析データによる計算結果, 図 1.2)では東風と大きく異なる状況となっている。1 hPa 面についても、CNTL の西風・東風の最大と約 2 倍異なっている。CNTL の 100 hPa 付近と、PEAK の 400 - 100 hPa の領域では、東西風の最小値が正である、即ち、スピニアップを除く積分期間内で常に西風が吹いていることが分かる。

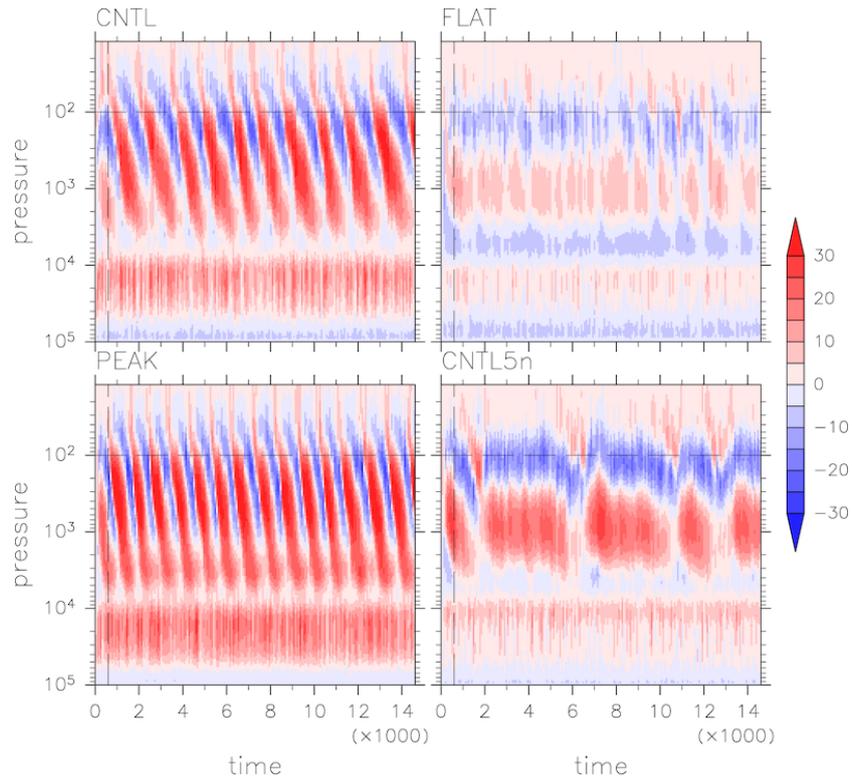


図 3.16 各実験の緯度 2S-2N における帯状流の時間高度断面. 横軸の単位は 1000 day. 横軸に平行な黒線はスポンジ層の下端. 縦軸に平行な黒線はスピンアップ期間の終点.

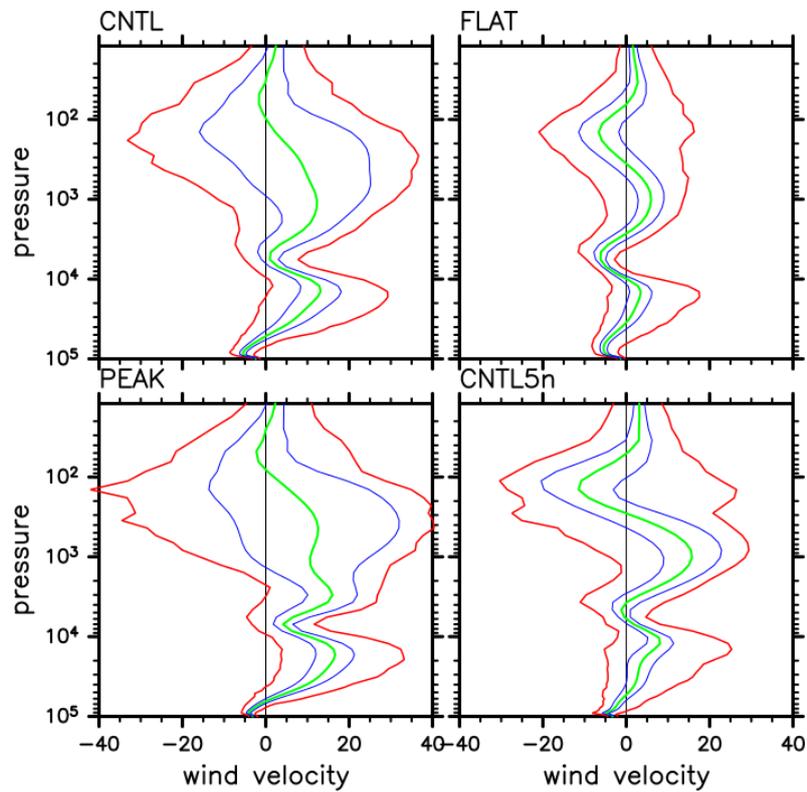


図 3.17 各実験の帯状流の高度分布. 緑線が時間平均, 青線が平均 \pm 標準偏差, 赤線が積分期間内の西風・東風のそれぞれの最大を表す.

200 hPa, 2 hPa 面における帯状平均東西風の時間変動

図 3.18 - 3.21 はそれぞれ 2 hPa, 200 hPa 面における東西風の時間緯度断面とその時間平均からの差である。2 hPa 面においては、高緯度帯では極夜ジェットが定常的に吹いているのが確認でき、CNTL と PEAK においては赤道域で QBO 的振動の西風と東風が周期的に交替しているのが確認できる。極夜ジェットは断続的に弱められており、FLAT や CNTL5n の北半球でそれが顕著である。これは極夜ジェットの部分の標準偏差が大きいことと一致している。CNTL と PEAK でもジェットが断続的に弱められる様子は見られ、Holton-Tan 関係が示唆される。そのような関係があるかどうかは、後の節の解析で調べる。

200 hPa 面では、中緯度で亜熱帯ジェットが定常的に吹いているのが確認できる。時間偏差に注目すると、どの実験でも、ジェットの軸を境界としたダイポール構造が見られる。これを詳しく見るために、各実験の 5000-6400 日の部分を切り出し、拡大したものが図 3.22 である。CNTL では約 40 日間、FLAT と CNTL5n では短くて約 60 日間、長いものでは約 200 日間継続する様子が確認できる。この構造はジェットの内部変動から理解される。北半球、南半球それぞれでの亜熱帯ジェットの中心緯度の時間変化を図 3.23 に示した。CNTL では中心緯度の変化が小さいのに対し、FLAT では様々なスケールで中心緯度の変化が起こっている。PEAK ではより変動が小さく、CNTL5n では南半球側のジェットは内部変動が小さいのに対し、北半球側のジェットは微小変動を伴う緩やかな変動が起こっている。

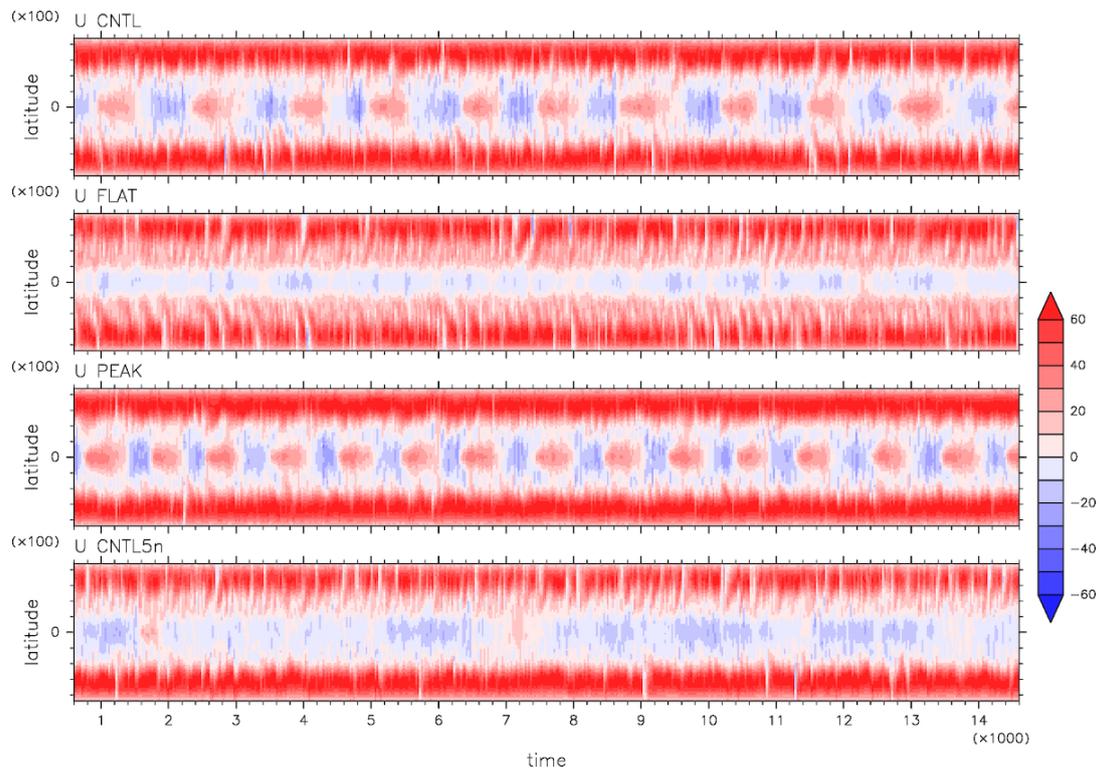


図 3.18 2 hPa 面における各実験の東西風の時間緯度断面。横軸の単位は 1000 day.

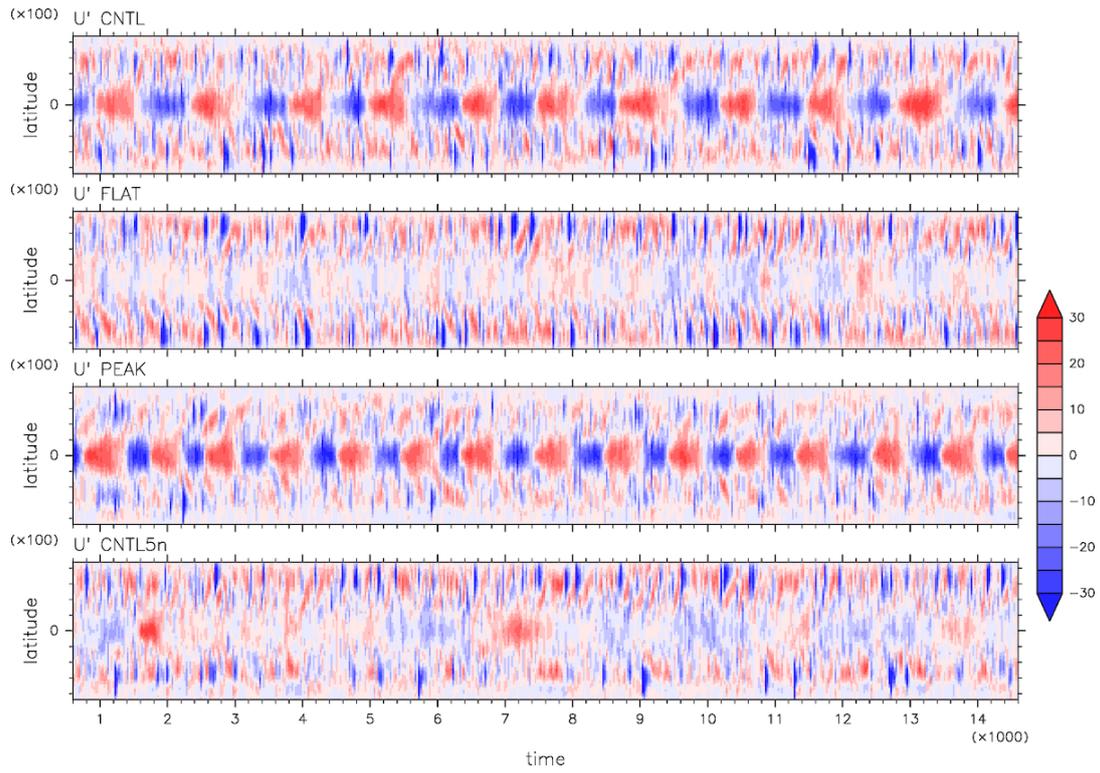


図 3.19 図 3.18 の時間偏差

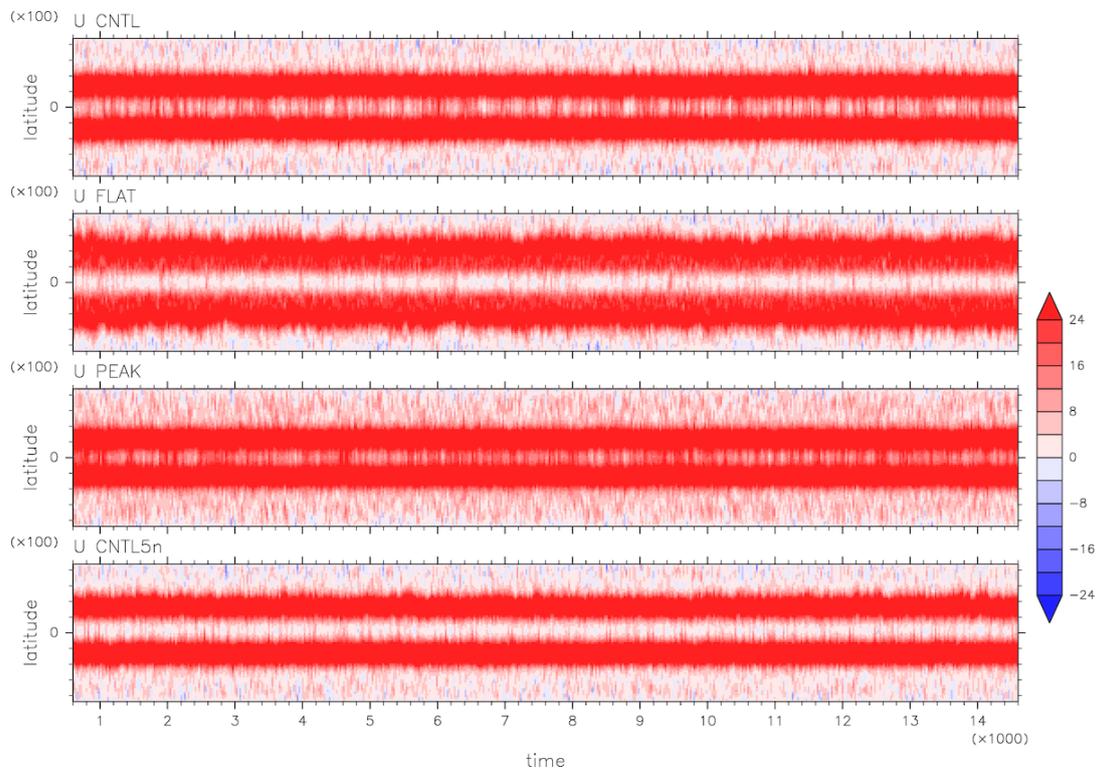


図 3.20 200 hPa 面における各実験の東西風の時間緯度断面. 横軸の単位は 1000 day.

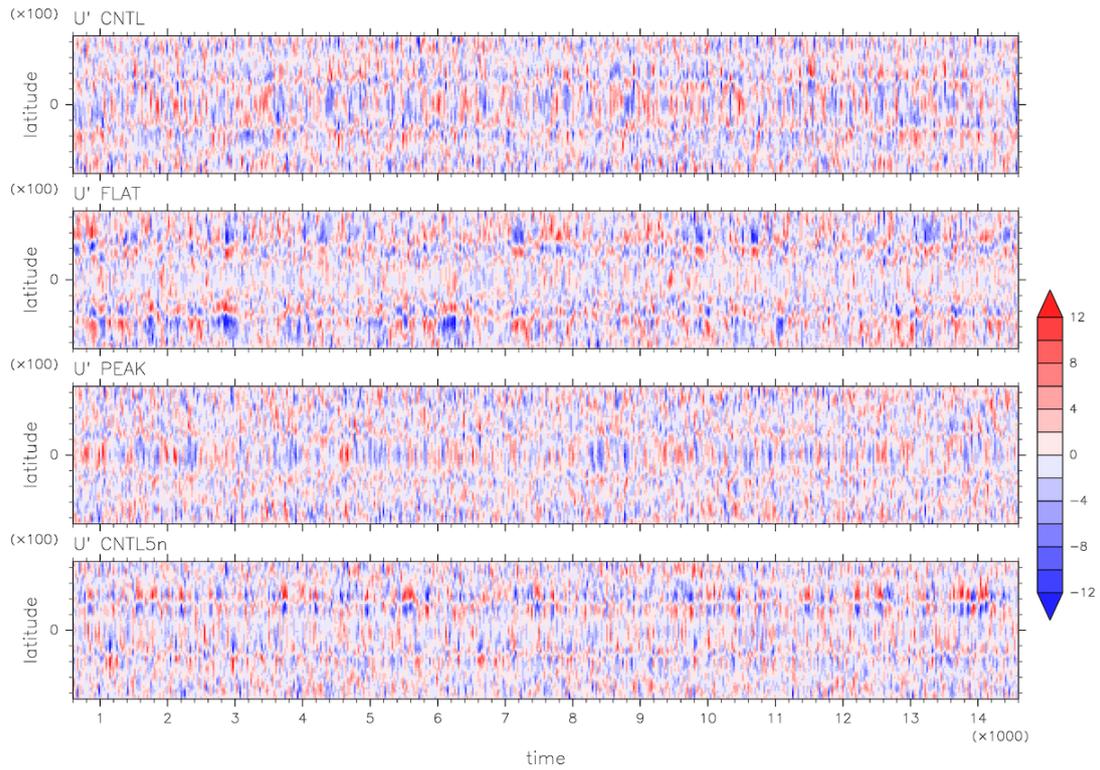


図 3.21 図 3.20 の時間偏差.

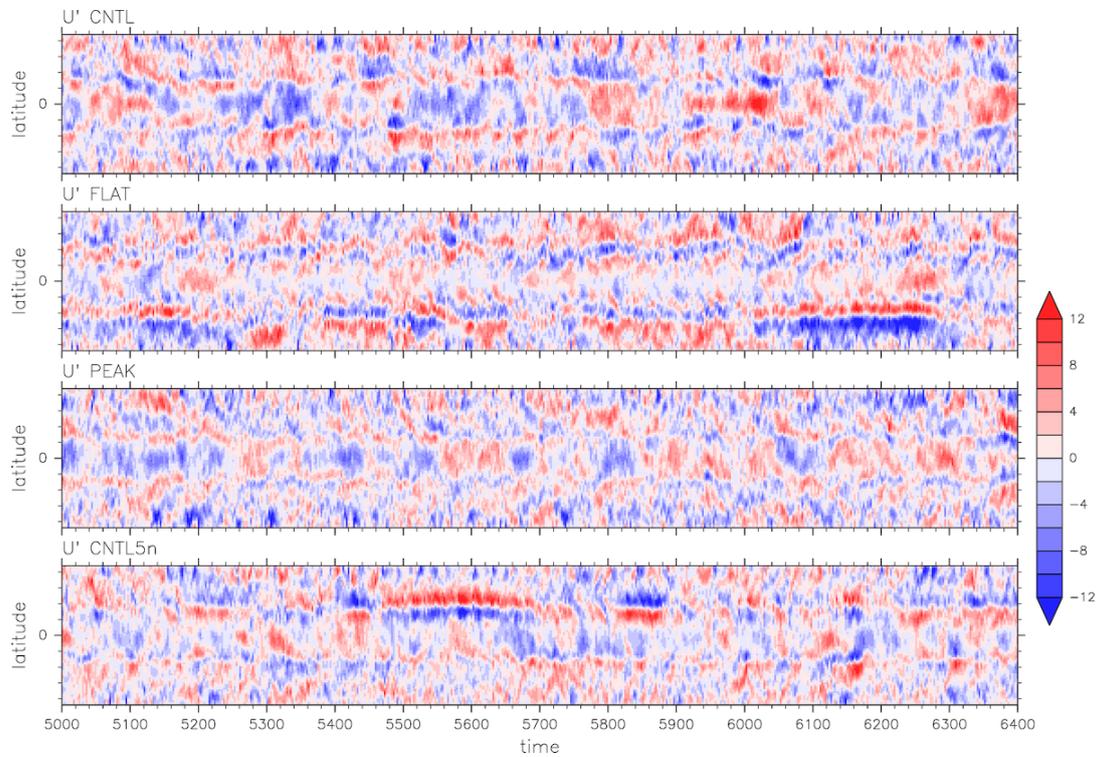


図 3.22 図 3.21 の期間 5000-6400 日を表示した拡大図

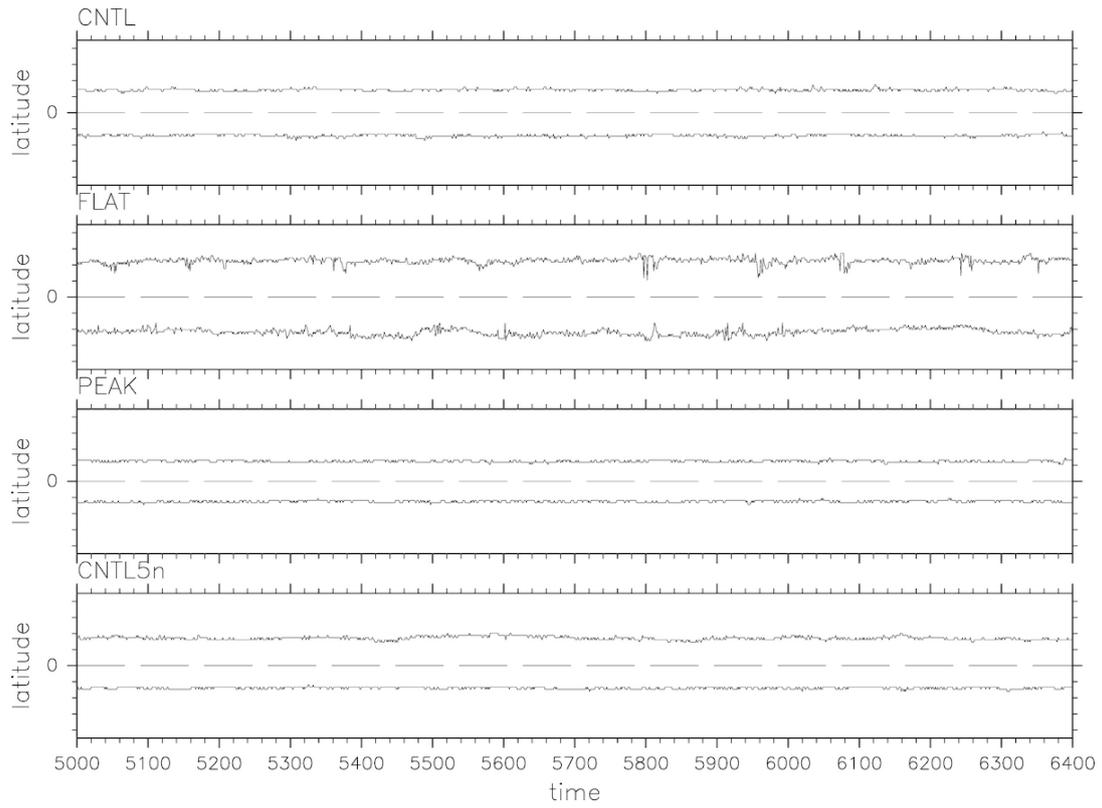


図 3.23 図 3.21 の期間 5000-6400 日において、ジェットの中で風速が最も大きい緯度の時間変動.

3.3 EOF 解析による赤道域の QBO 的振動の特徴付け

赤道域の QBO 的振動についての特徴を捉えるために、2.3.2 節の手法を用いて、帯状平均東西風の時間偏差に対して EOF 解析を行った。

EOF モードの高度分布, 寄与率

図 3.24 の上側は地表面からモデル上端までの EOF ベクトルの高度分布である。第 1 モードから第 4 モードまで計算し、表示している。また、同図の下側はそれぞれの実験での各 EOF モードの寄与率のグラフで、表 3.1 はその寄与率の表である。ところで、North の rule of thumb において、式 (2.3.10) からそれぞれの EOF モードにおける寄与率の誤差が計算され、それを図のエラーバーとして表示している。

上図から、どの実験においても第 1, 2 モードでは成層圏で大きな変動があり、成層圏の変動モードであることが分かる。QBO 的振動が得られた CNTL と PEAK では第 1 モードと第 2 モードの値が近く、誤差の範囲に入っているが、これは 2 つのモードで QBO 的振動が表されている為である。一方で、振動が得られなかった FLAT と CNTL5n では第 1 モードと第 2 モードで完全に分離されており、2 つのモード間で性質が異なることが示されている。第 2 モードまでの累計寄与率は CNTL が 89%, FLAT が 67%, PEAK が 90%, CNTL5n が 79% となっており、QBO 的振動が現れている CNTL と PEAK では QBO 的振動が全体の変動の約 90% を説明しているということを示している。また、第 3 モードでは、どの実験でも対流圏での変動を説明しており、対流圏の変動モードであることがいえる。PEAK のみ、第 3 モードが成層圏に少し染み出している様子が見られる。

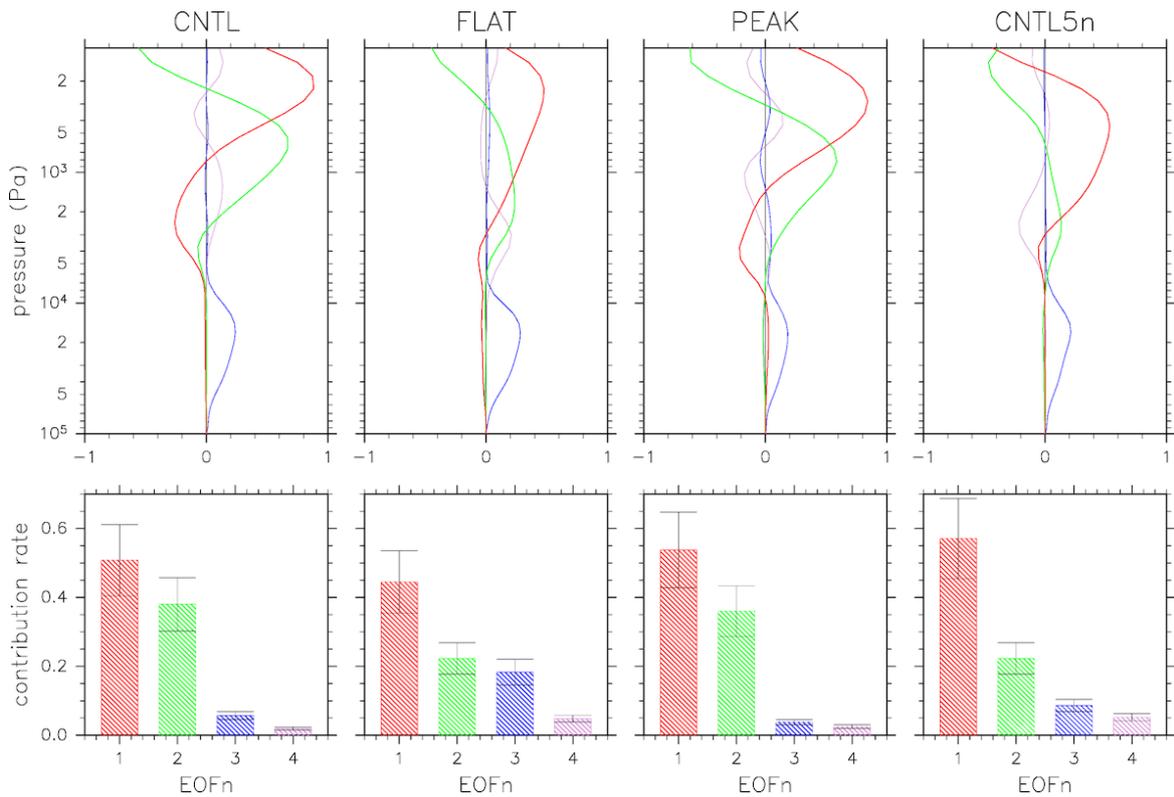


図 3.24 上図: 各 EOF モードの高度分布. 下図: 各 EOF モードの寄与率グラフ. 色の対応は第 1 モードが赤, 第 2 モードが緑, 第 3 モードが青, 第 4 モードが紫. 黒線のエラーバーは North's rule of thumb による各 EOF モードの誤差

	CNTL	FLAT	PEAK	CNTL5n
第 1 モード	0.508	0.445	0.538	0.571
第 2 モード	0.380	0.223	0.360	0.223
第 3 モード	0.057	0.183	0.038	0.086
第 4 モード	0.019	0.048	0.025	0.052

表 3.1 各 EOF モードの寄与率.

各 PC 関数の時間変動, QBO 位相角

図 3.25 はそれぞれの実験での各 PC 関数の時間変動である. QBO 的振動が現れた CNTL と PEAK では第 1 モードと第 2 モードで 90 度の位相差を保って変動している様子が見られる. また, 3.2 節で見たような FLAT の 10000 日前後や, CNTL5n の 2000 日, 6500 日, 11000 日, 13000 日付近での断続的な風位相の下降が PC 関数の大きな変動にも現れている.

次に, それぞれの実験での PC1 と PC2 の散布図を図 3.26 に示す. QBO 的振動が現れた CNTL と PEAK では, PC1 と PC2 の位相が 90 度ずれて変動している様子が, 散布図で円形となって反映

されている。一方で FLAT では小さく潰れた形になり, CNTL5n では凹形を描いた。2.3.3 節の式 (2.3.12) に従って, 各時間における EOF の PC1, PC2 の位相角 θ で QBO 位相を定義し, 図 3.26 の緑線のように, 45° 毎に 8 分割し, 図 2.3 のようにそれぞれのフェーズを ph 1 - 8 とする。

この位相角 θ の時間変動を表したものが図 3.27 であり, またそれぞれのフェーズの解析期間に占める割合 (頻度分布) を図 3.28 として示す。頻度分布から, どの実験においても ph 6, 7 の割合が低く, QBO 位相が進むのが速いということが分かる。対照的にその直後の ph 8, 1 では割合が高く, QBO 位相の進みが遅くなっている。CNTL, PEAK の位相の時系列を見ると, 位相が負の値のところでは傾きが緩やかな部分があり, 位相がゼロ付近のところでは傾きが急な部分が多く, 頻度分布と整合的である。FLAT と CNTL5n においても, CNTL のような明瞭な位相変化ではないが, 同じ向きの位相変化の傾向が確認できる。

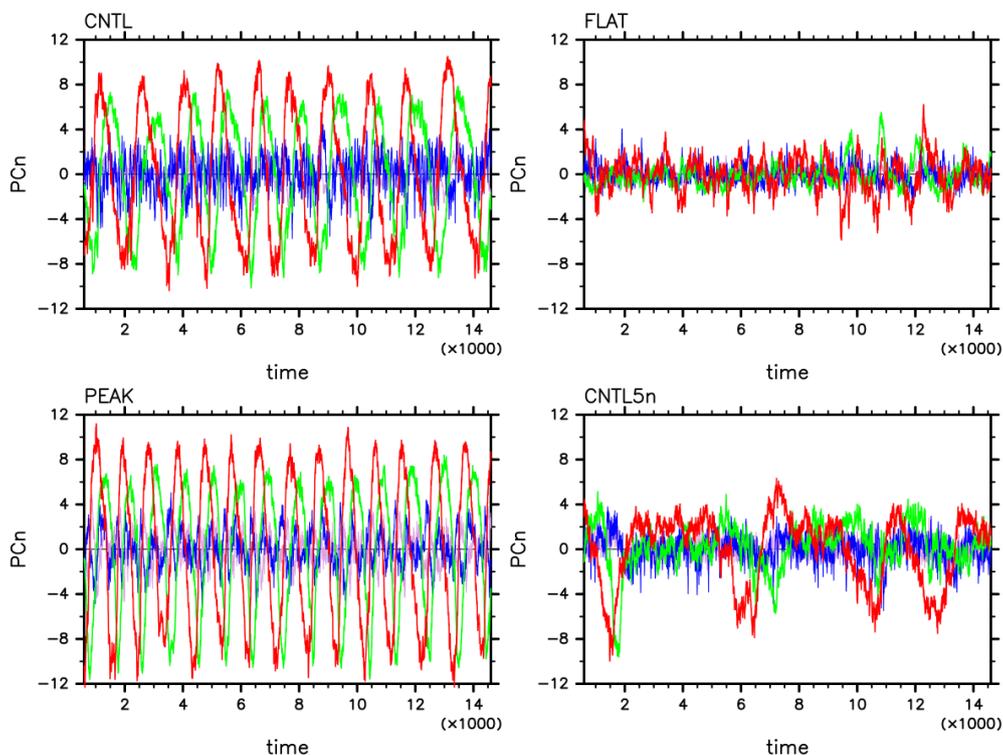


図 3.25 各 PC の時間変動。色の対応は第 1 モードが赤, 第 2 モードが緑, 第 3 モードが青, 第 4 モードが紫。

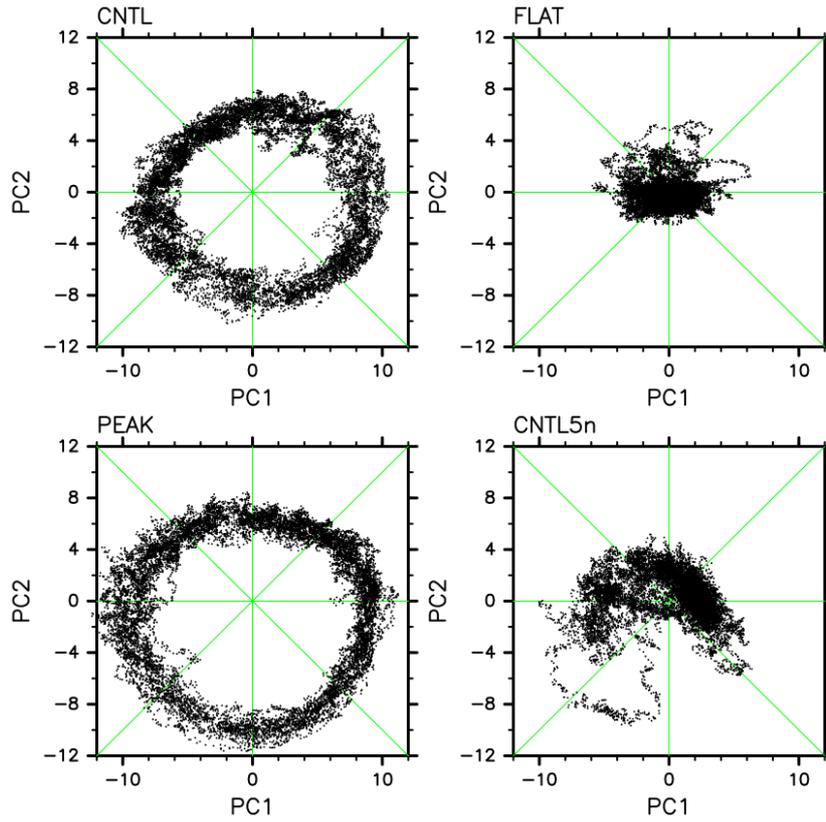


図 3.26 各実験での PC1 (横軸), PC2 (縦軸) の散布図.

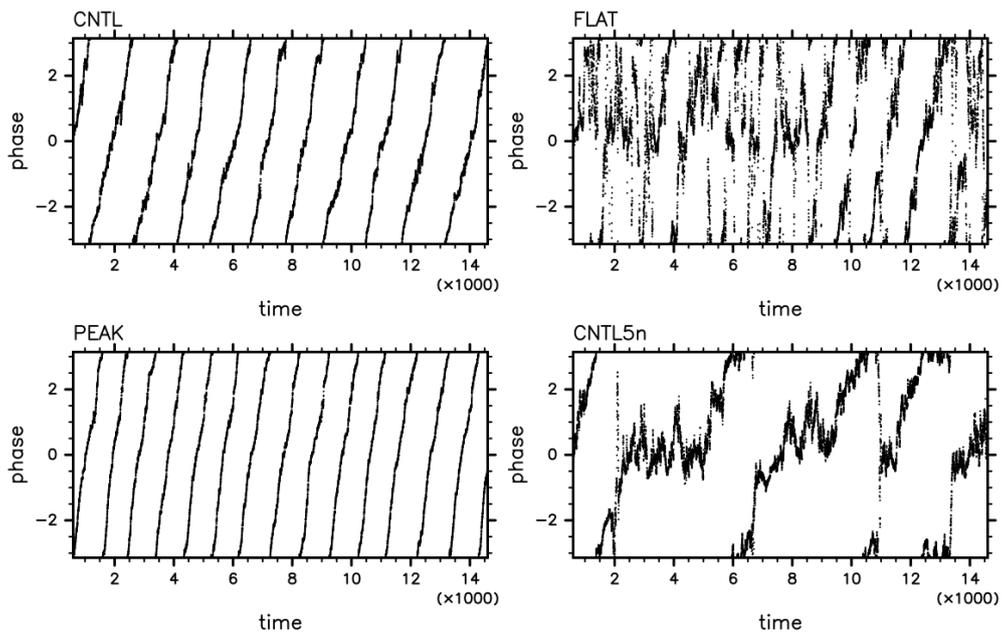


図 3.27 各実験での PC1, PC2 で定義される QBO 位相角の時間変動. 縦軸の単位は radian.

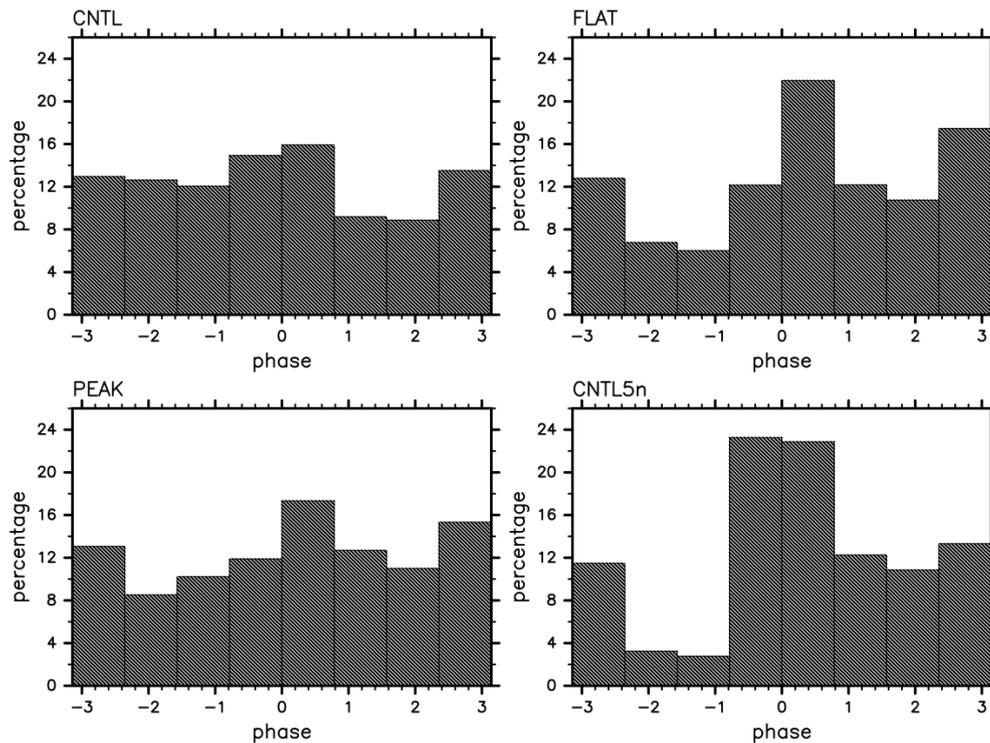


図 3.28 各実験での QBO 位相角の頻度分布. フェーズは左から順番に ph 5, 6, 7, 8, 1, 2, 3, 4. 横軸の単位は radian.

QBO 位相角で分割したフェーズにおけるコンポジット解析

EOF 解析で定義された QBO 位相のフェーズ毎にコンポジットを取り、その解析結果を見ていく。この項目では、QBO 的振動が得られている CNTL と PEAK についてのみ見る。FLAT と CNTL5n についての図は Appendix. を参照されたい。

図 3.29, 3.30 はコンポジット平均を取った、各フェーズ毎の帯状平均東西風の時間偏差の緯度高度断面である。ph 1 と ph 5, ph 2 と ph 6, ph 3 と ph 7, ph 4 と ph 8 のペアはそれぞれ正反対の位相関係にある。フェーズが進むにつれて QBO の風位相が下降していることが確認できる。

CNTL, PEAK の両実験において、気候値では赤道に関してほぼ対称の分布であったのに対し、コンポジット平均を取った各フェーズの帯状平均東西風は、PEAK の ph 1, 5, 6 以外では全て赤道対称にならなかった。

次に、3.2 節で示唆されていた Holton-Tan 関係についてであるが、どの実験においても殆どのフェーズで見られなかった。PEAK の ph 3, 7 のみが Holton-Tan 関係に近い、即ち、1 hPa 面における QBO の風位相が西風 (東風) のときに 2 hPa 面における極夜ジェットが強まる (弱まる) という状態であった。

これらのことを波活動の点から考えるために、EP flux についてのコンポジット平均を取った。それが図 3.31, 3.32 である。こちらについても、気候値では赤道に関してほぼ対称であったのに対し、コ

ンポジットではどのフェーズにおいても非対称性が現れる結果となった。QBO 的振動の現れている赤道成層圏では、西風位相に対して EP flux の発散、東風位相に対して EP flux の収束が対応しており、TEM 方程式系の経度方向の運動方程式 (2.3.3) と整合的である。対流圏では、低・中緯度において、鉛直方向にはフェーズ間で大きな違いは見られないが、水平方向については (気候値よりも) 中緯度から赤道へ向かうものと、その逆のものがそれぞれ見られた。しかし、フェーズごとの規則性は認められなかった。

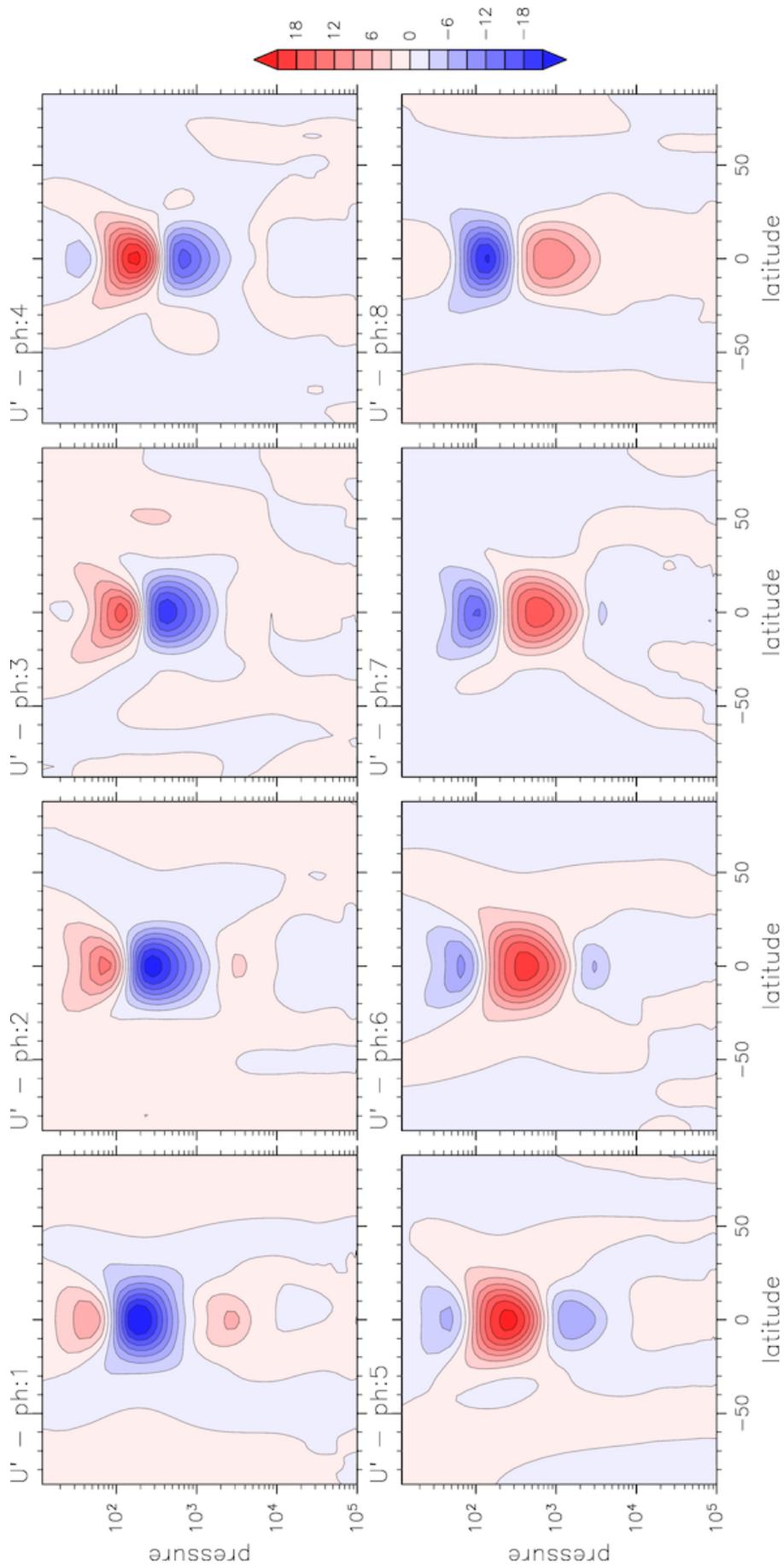


図 3.29 各フェーズの東西風のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: CNTL

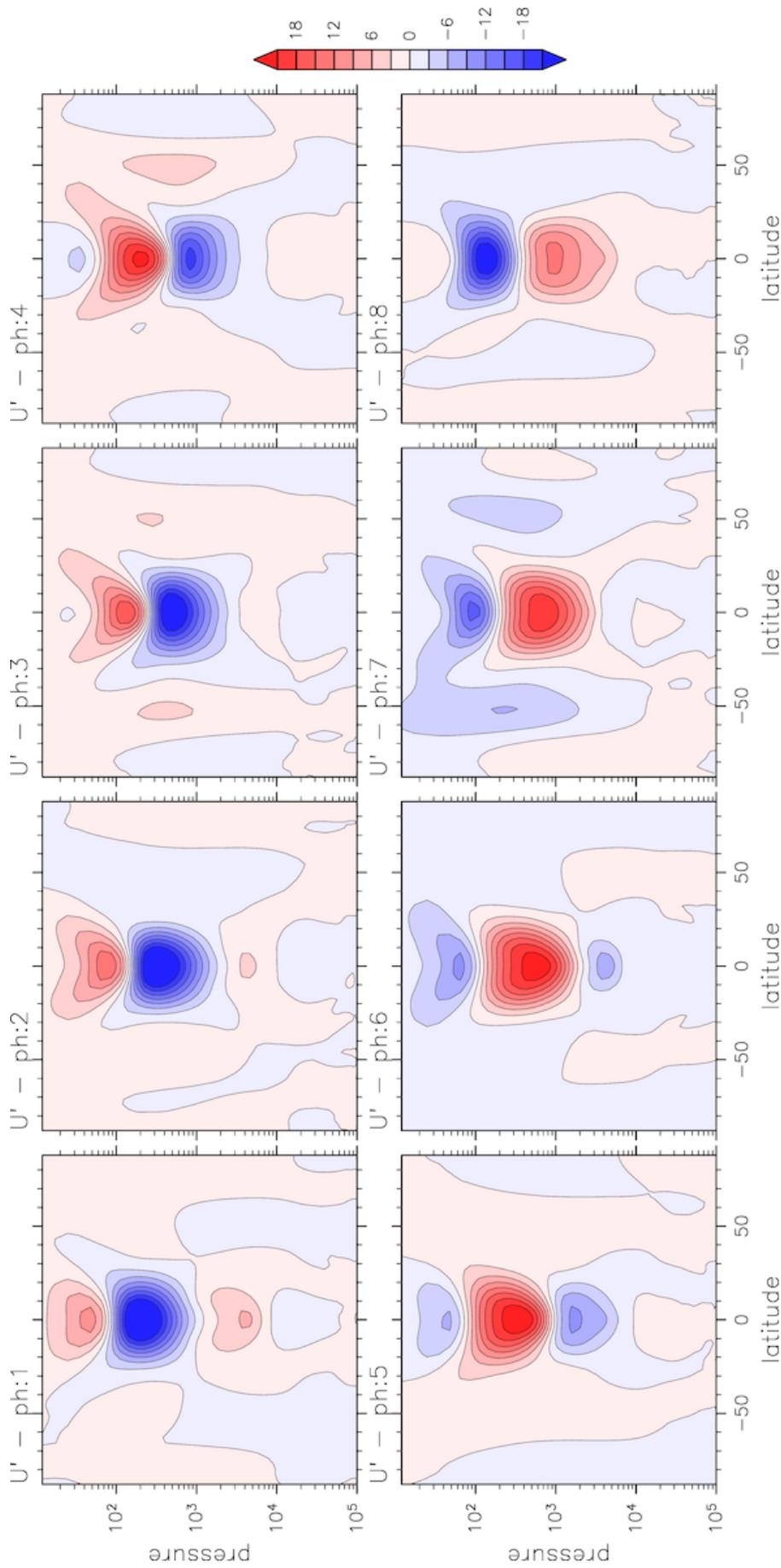


図 3.30 各フェーズの東西風のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: PEAK

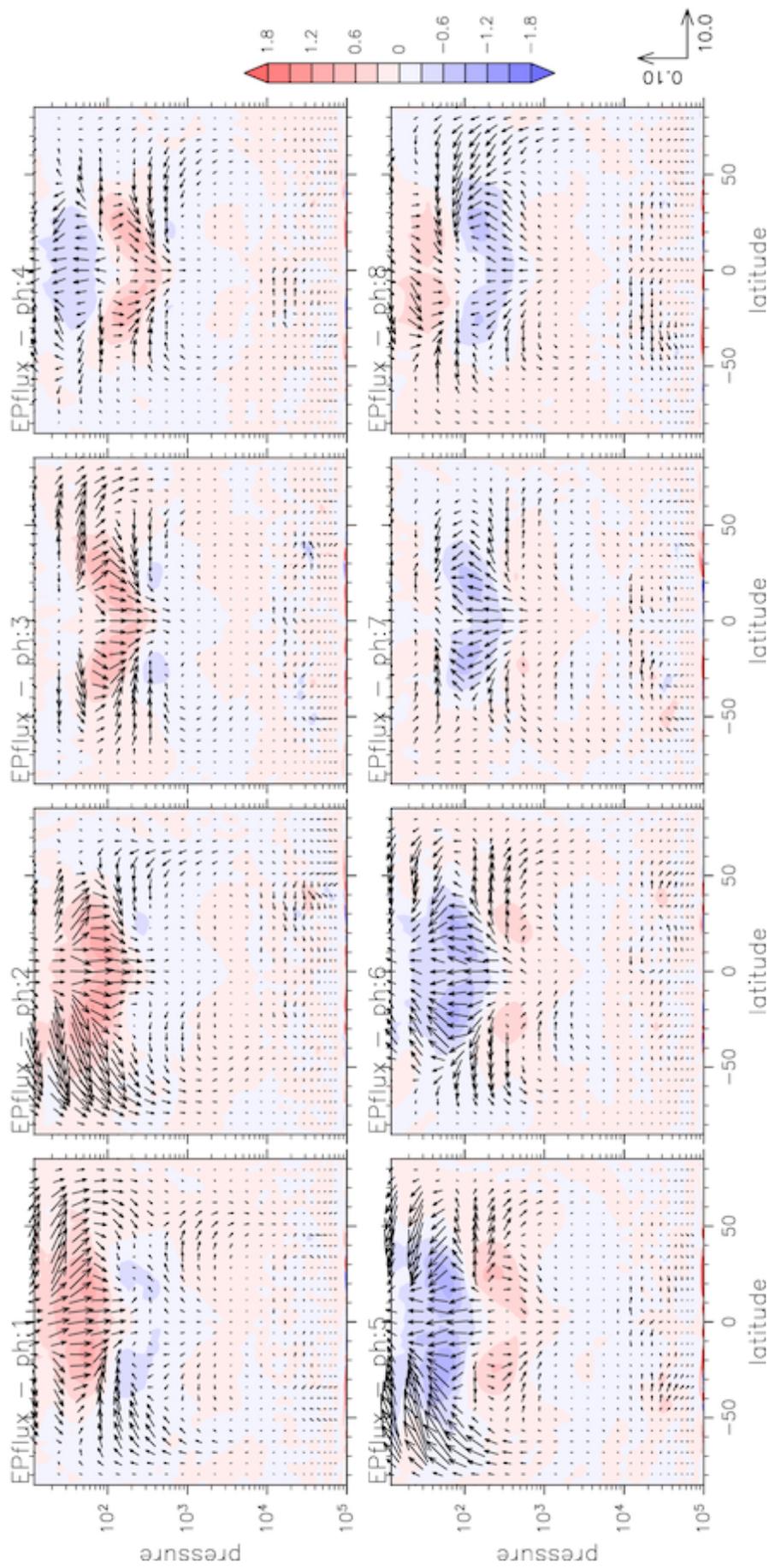


図 3.31 各フェーズの EP flux のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: CNTL

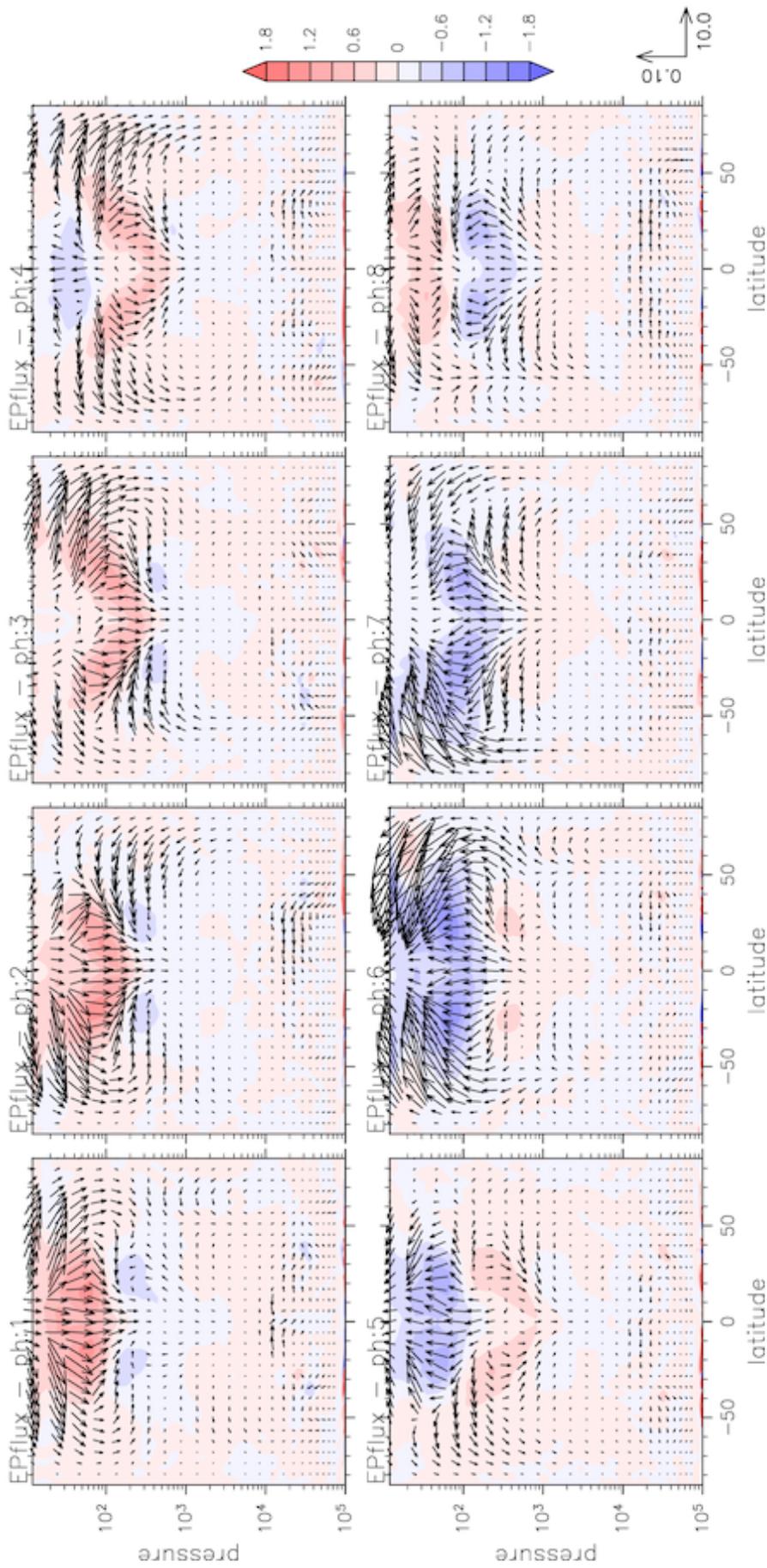


図 3.32 各フェーズの EP flux のコンポーネントの気候値との差の緯度高度断面: PEAK

第4章

考察と結論

まとめ

大気大循環モデル DCPAM5 を用いて, Neale and Hoskins (2000)[19] の水惑星実験を念頭に置いて, 上端境界条件を高くした設定で SST 分布を 4 種類に変えた実験 (CNTL, FLAT, PEAK, CNTL5n) を行い, 得られたデータについての解析および可視化を行った.

3.1 節では各実験において得られた気温や帯状流についての, スピニアップを除いた積分期間全体についての平均を取った気候値について調べた. 3.2 節では帯状平均した東西風の時間変動について, 様々な切り口から観察した. CNTL および PEAK では現実の周期よりも 1.1 倍-1.6 倍の周期の QBO 的振動が現れたが, 一方で FLAT および CNTL5n では QBO の特徴である継続的な風位相の下降および交替が現れず, SST の緯度分布の違いが成層圏の帯状流変動に大きな影響を及ぼす結果となった. 3.3 節では, EOF 解析を用いて, 赤道における帯状平均東西風の鉛直構造および QBO 的振動についての特徴を調べ, また QBO 的振動の位相を表すインデックスとして, EOF 解析による赤道成層圏の東西風の鉛直構造を表す位相角を定義し, その位相角によって QBO 的振動のフェーズを 8 段階に分割し, それぞれのフェーズごとのコンポジット平均を取り, 各フェーズにおける全球での帯状流や波活動について記述した.

QBO 的振動が得られた実験と得られなかった実験についての差異

波解析では, FLAT と CNTL5n の 200 hPa 面における対称成分の Kelvin 波のスペクトル密度が, QBO 的振動が得られた CNTL と PEAK に比べると小さかった. また, EP flux の気候値に注目すると, 赤道対流圏における発散が, QBO 的振動の得られた CNTL と PEAK に比べて小さかった. これらのことから, FLAT および CNTL5n では QBO 的振動を駆動するための波の活動度が足りないことが考えられる.

コンポジット解析のフェーズ毎の非対称性

コンポジット解析において、各フェーズでのコンポジット平均が赤道対称にならなかった原因として、積分期間が十分に長くないこと、即ちサンプル数の不足が挙げられる。図 4.1 は、CNTL において、CNTL 以外の積分期間である 14600 日 (解析期間としては 14000 日間) と、CNTL の積分期間である 29200 日 (解析期間としては 28600 日間) での帯状平均東西風のコンポジット平均の気候値からの差である。29200 日までのデータについてのコンポジット平均でもすべてのフェーズで赤道対称になってはいないものの、14600 日までのデータでは ph1, 6, 7, 8 において中緯度成層圏で非対称が目立っていたものが 29200 日までのデータではなくなっている。従って、より長く積分期間を取れば、この非対称性は収束すると考えられる。

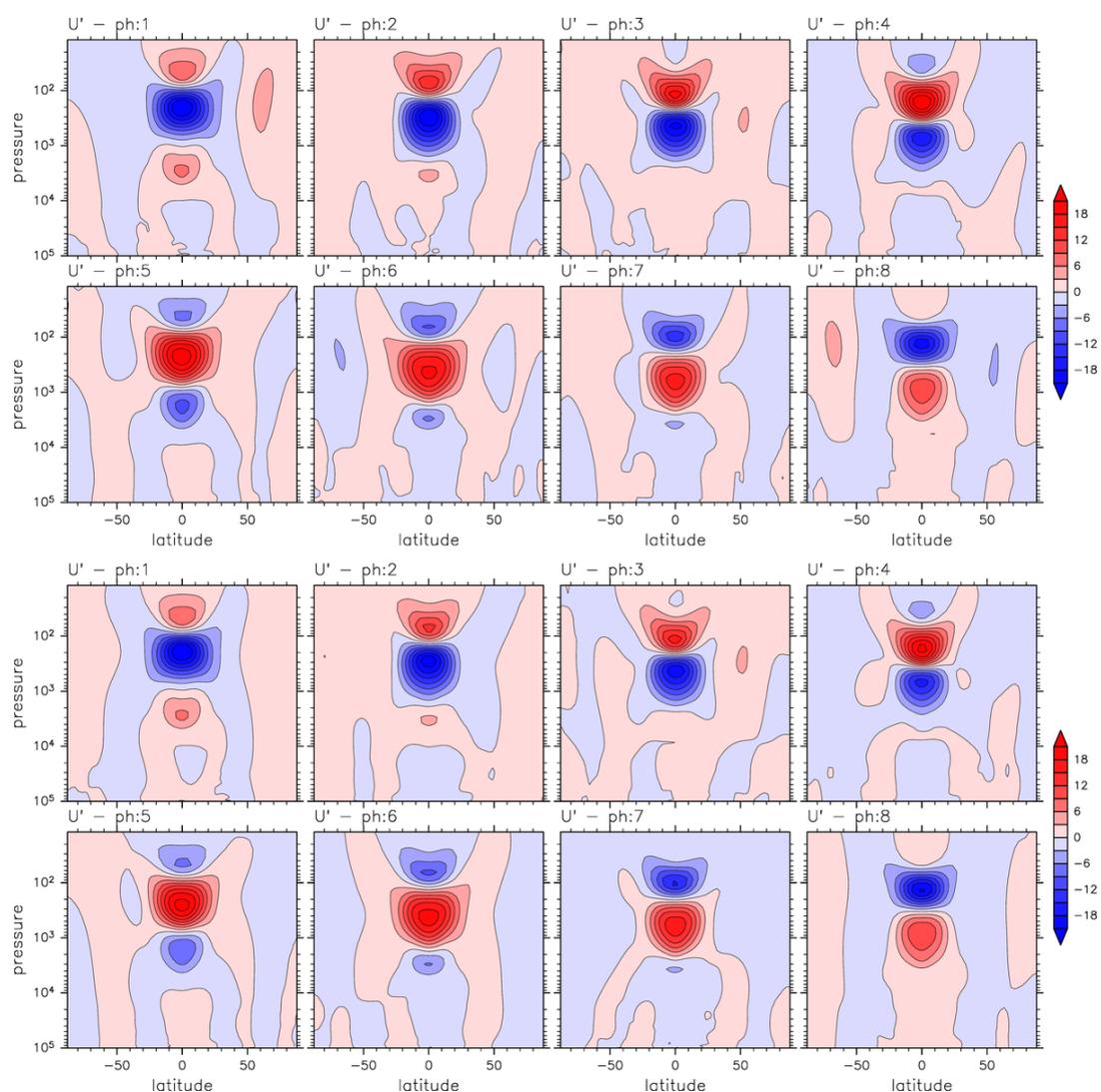


図 4.1 上段: 14600 日までの帯状平均東西風のデータに対するコンポジット平均の気候値からの差, 下段: 上段と同様の処理を 29200 日までのデータに対して行ったもの。

理想化した条件下における Holton-Tan 関係

理想化された状況において, Holton-Tan 関係が PEAK の ph 3 と 7 以外で見られなかったことについては, 実験の枠組みとして太陽放射に季節性がなく, 常に昼夜平分で与えていることが原因であると考えられる. 現実大気においては, 日射量の季節変化があることで, 高緯度の夏半球では高気圧循環に伴う東風が, 冬半球では低気圧循環に伴う西風が流れる. また, QBO 位相が東風するとき, プラネタリー波は赤道付近を伝播できず, 中緯度に制限され, 冬半球での波活動が強くなることで, 極夜ジェットの西風を減速させる結果となると考えられている. 一方で, この理想化実験では, 冬季・夏季は存在せず, 中高緯度においてはほとんど西風が流れている. そのため, プラネタリー波は高頻度で成層圏を伝播し, 極夜ジェットの西風を減速させることが出来る. したがって, 波活動が強められることが現実大気と比べて少なくなるので, Holton-Tan 関係が起りにくくなると考えられる.

謝辞

本研究を進めるにあたり、実験のデザインから解析結果の記述に至るまで厳しくも丁寧なご指導を頂いた指導教員の余田成男先生に深謝致します。また、数値実験を行う上で利用する計算機やデータ領域についてのご指導、セミナーなどで助言を頂きました石岡圭一先生、実験データに対する解析を行ううえでの技術的なアドバイスや、実験設定についての大きな間違いを指摘し、修正する切欠を下された納多哲史さん、ERA-Interim 再解析データ^{*7}を用いて赤道の帯状平均東西風の鉛直分布についての現実大気データを提供してくださった Faiz さんに感謝致します。

本研究の図の作成には地球流体電脳ライブラリ (Ruby-DCL)^{*8}を用いました。ここに記して謝意を表します。

^{*7} URL: <https://www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/reanalysis-datasets/era-interim>

^{*8} URL: <http://ruby.gfd-dennou.org/products/ruby-dcl/>

Appendix. A

EOF 解析の概説

EOF 解析を行うに際して、まず多変量データを線形モードに展開する。 N, P をそれぞれ時間、空間方向のデータ数として、データを行列 $\mathbf{Z}(N \times P)$ で表すとき、モード展開は次式で表される。

$$\mathbf{Z} = \sum_{m=1}^M t_m x_m^T = \mathbf{T} \mathbf{X}^T \quad (\text{A.0.1})$$

ここで、 \mathbf{T} は $N \times M$ の行列、 \mathbf{X} は $P \times M$ の行列であり、モードの総数 M は N と P のうち小さい方の数である。 \mathbf{T} の n 行 m 列成分は第 m モードの n 番目の時間における関数の値を示し、 \mathbf{X} の p 行 m 列成分は第 m モードの p 番目の空間点における空間構造の値を示している。

ところで、EOF 解析とは、モード展開において最も大きな分散を説明するように線形モード展開におけるモードを選ぶものである。この計算は共分散行列の固有値・固有ベクトル問題となり、共分散行列 \mathbf{V} は時間偏差を取ったデータ \mathbf{Z} を用いて次のように定義される。

$$\mathbf{V} = \mathbf{Z}^T \mathbf{Z} \quad (\text{A.0.2})$$

次に、共分散行列の固有ベクトルとして空間構造を求めると、

$$\mathbf{V} x_m = \lambda_m x_m \quad (\text{A.0.3})$$

となる。この x_m を第 m 主成分 (EOF 第 m モード) という。固有値 λ_m を対角成分に持つ対角行列を $\mathbf{\Lambda}$ とすると、

$$\mathbf{V} \mathbf{X} = \mathbf{X} \mathbf{\Lambda} \quad (\text{A.0.4})$$

と表現できる。

固有ベクトルの直交性から、空間構造は互いに直交する。簡単の為に、固有ベクトルは直交性に加え規格化されているとする。即ち $\mathbf{X}^T \mathbf{X} = \mathbf{X} \mathbf{X}^T = \mathbf{E}$ である。このとき、

$$\mathbf{Z} = \mathbf{T} \mathbf{X}^T \quad (\text{A.0.5})$$

の右から \mathbf{X} をかけて,

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}\mathbf{X}^T\mathbf{X} = \mathbf{Z}\mathbf{X} \quad (\text{A.0.6})$$

とすることで時間関数を求めることが出来る. ベクトル形で書けば

$$\mathbf{t}_m = \mathbf{Z}\mathbf{x}_m \quad (\text{A.0.7})$$

となる. 第 m モードの時間関数と空間関数はそれぞれ PC_m , EOF_m と表現されるのが一般的であり, 本論文でもその表現を用いる.

EOF を含む線形モード展開において, 異なるモード間で時間関数が無相関であれば全分散は各モード分散の和となる. 共分散行列の対角成分が自己共分散であることから, 全分散は共分散行列のトレースに等しい. 即ち,

$$\mathbf{V}_{all} = \text{trace}(\mathbf{V}) \quad (\text{A.0.8})$$

時間関数が互いに直交すれば,

$$\mathbf{V}_{all} = \text{trace}(\mathbf{X}\mathbf{\Lambda}\mathbf{X}^T) = \sum_{m=1}^M \lambda |x_m|^2 \quad (\text{A.0.9})$$

また, 空間関数が規格化されているなら,

$$\mathbf{V}_{all} = \sum_{m=1}^M \lambda_m \quad (\text{A.0.10})$$

となり, 全分散は固有値の総和である. 特定のモードが説明する分散の全分散に対する比 c_m を, 説明できる分散の寄与率と呼ぶ. 空間構造が規格化されている場合は,

$$c_m = \frac{\mathbf{V}_m}{\mathbf{V}_{all}} = \frac{\lambda_m}{\sum_{m=1}^M \lambda_m} \quad (\text{A.0.11})$$

となる.

Appendix. B

その他の解析図

本節では、本編で掲載しなかった解析図を掲載する。まず、図 B.1 は CNTL の帯状平均東西風の時間変動を積分期間の 29200 日間で描画したものである。図 B.2-B.5 は FLAT および CNTL5n の帯状平均東西風および EP flux のコンジット平均の気候値からの差である。また、図 B.6-B.13 は各実験のコンジット解析において気候値からの差を取る前の各フェーズでの帯状平均東西風および EP flux である。

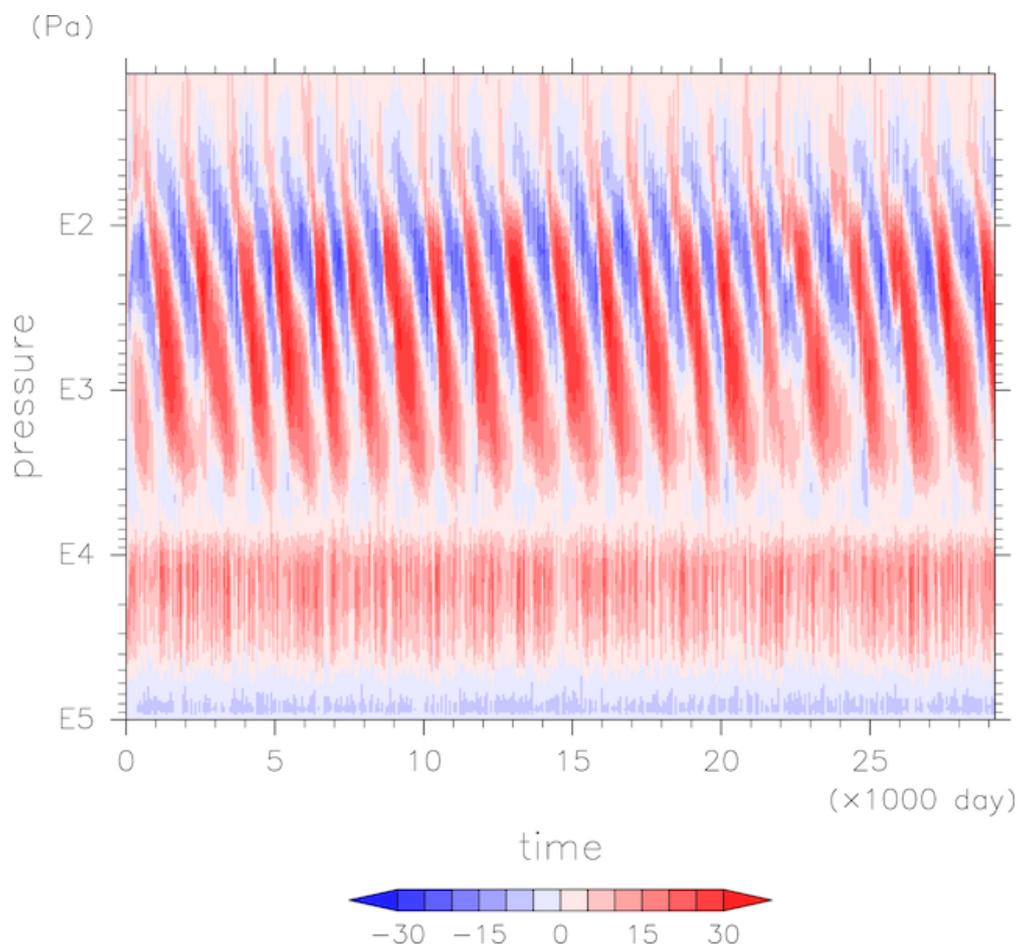


図 B.1 CNTL の帯状平均東西風の時間高度断面

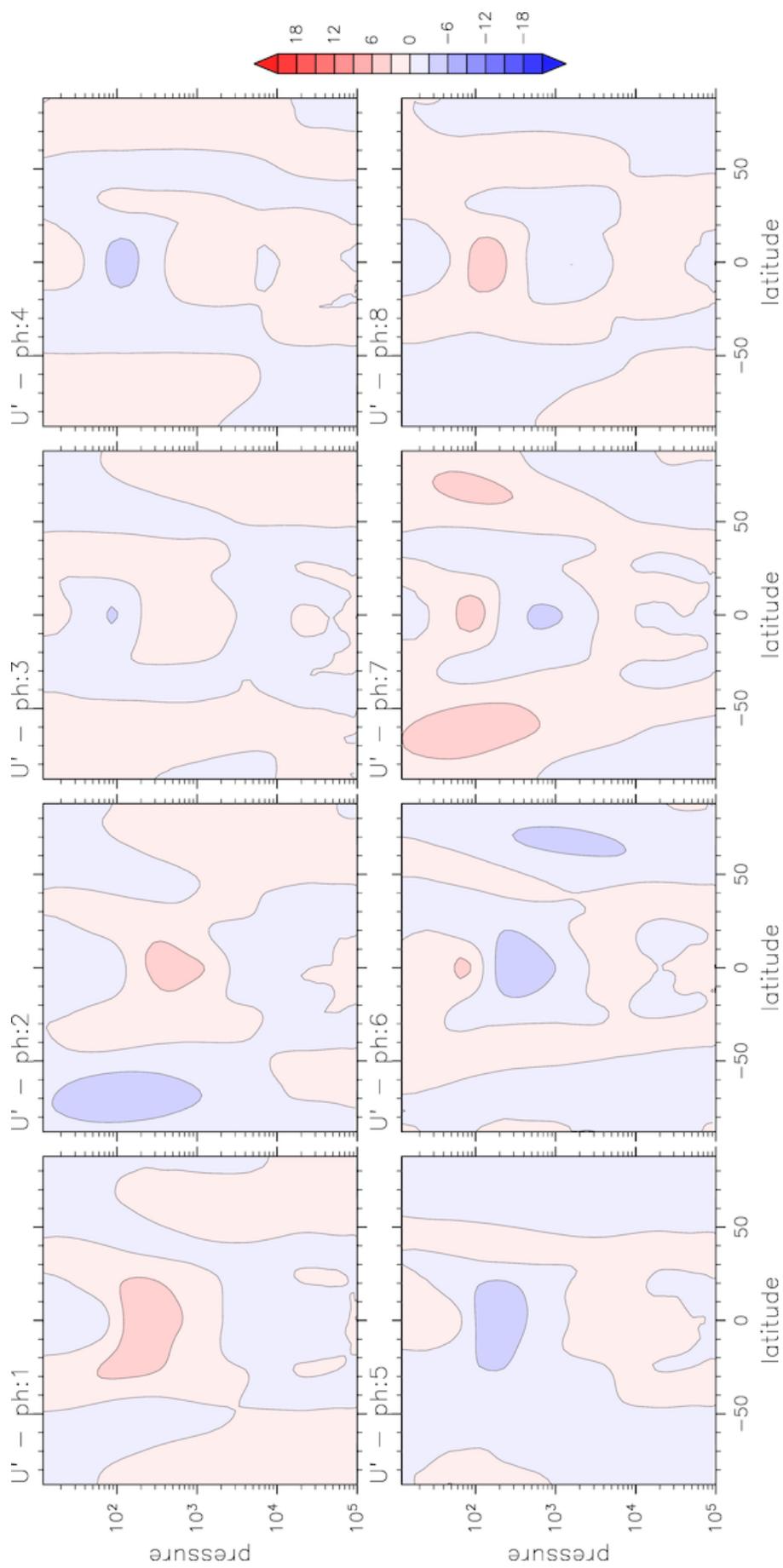


図 B.2 各フェーズの東西風のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: FLAT

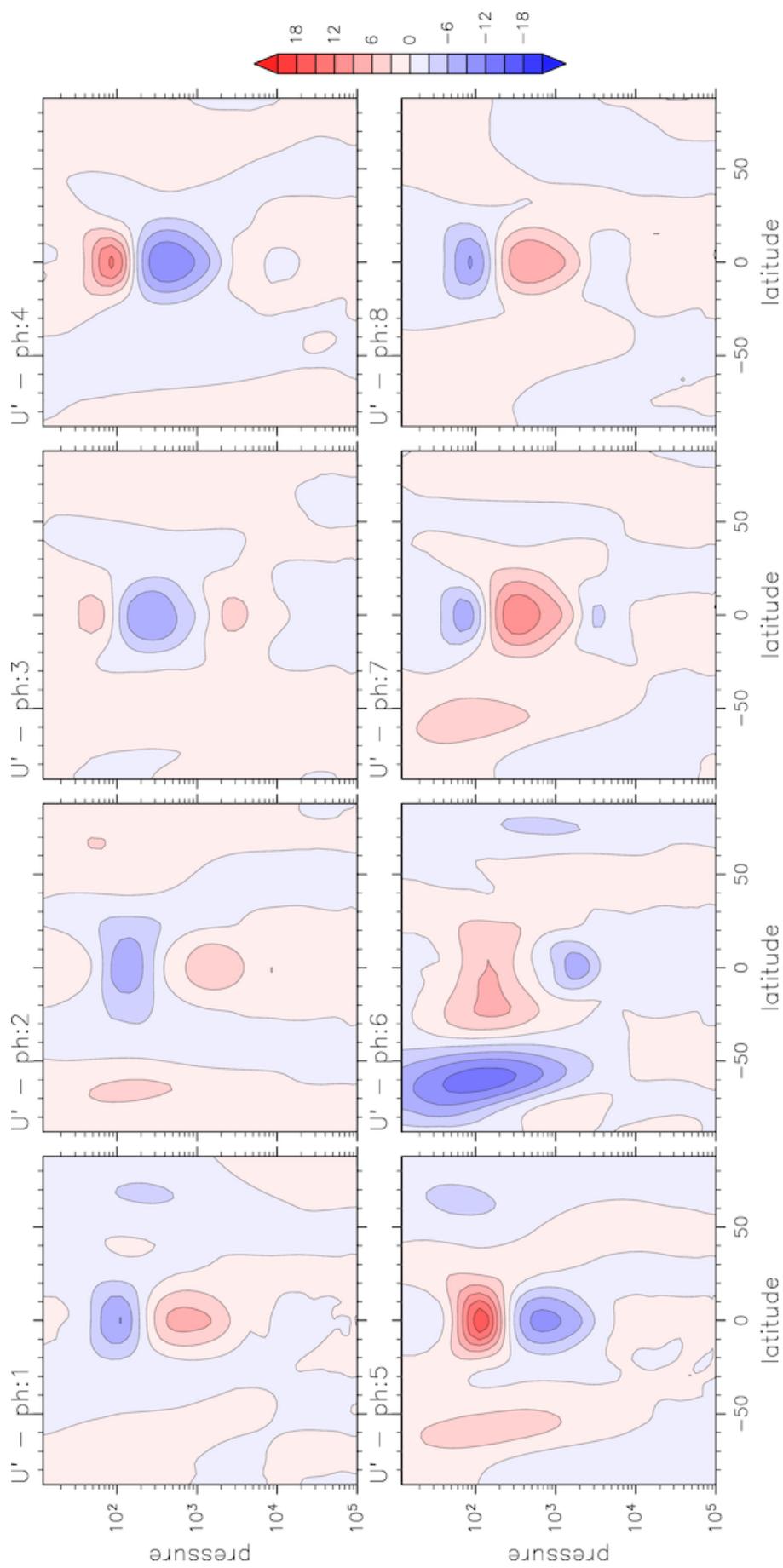


図 B.3 各フェーズの東西風のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: CNTL5n

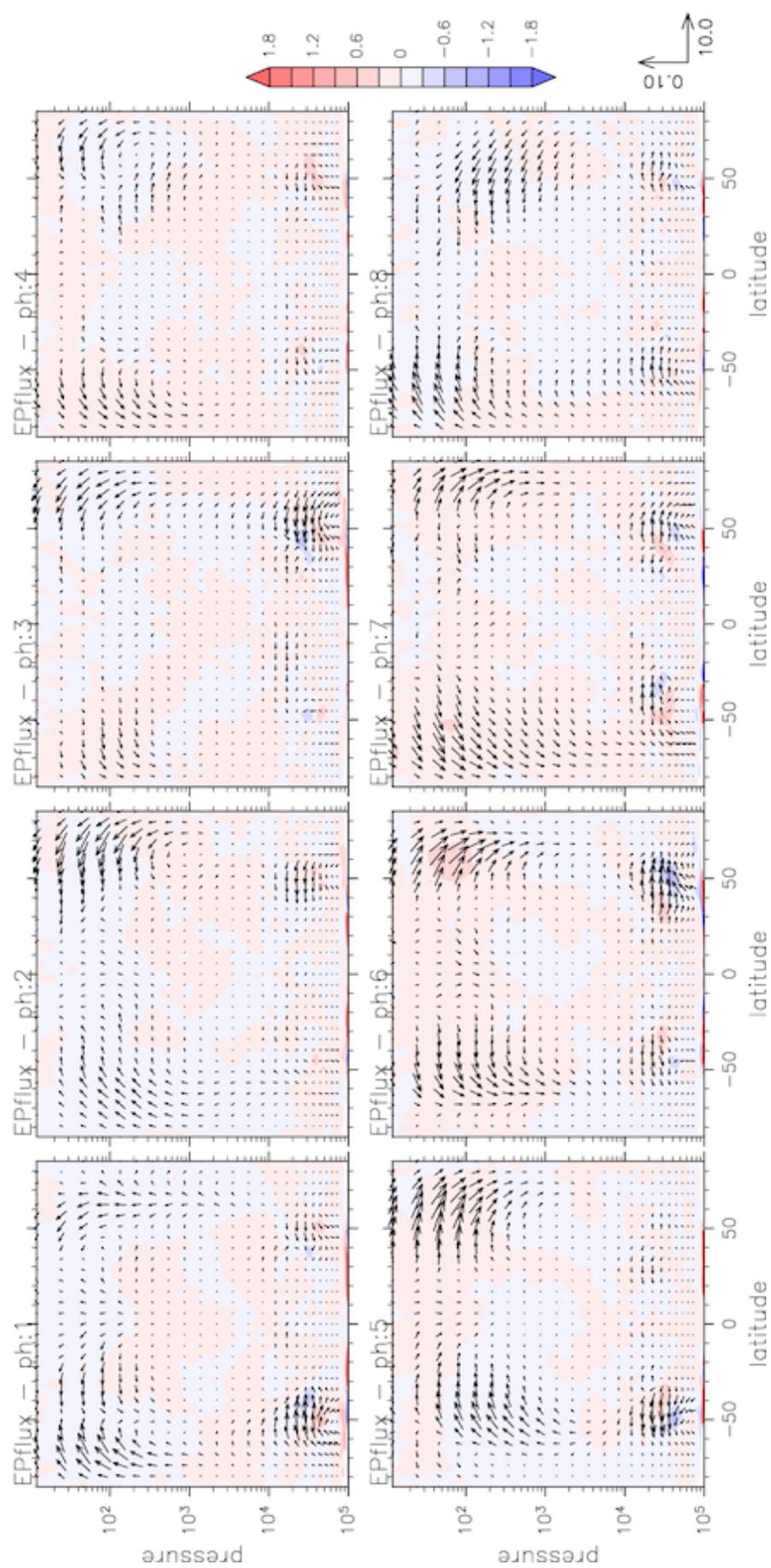


図 B.4 各フェーズの EP flux のコンボジットの気候値との差の緯度高度断面: FLAT

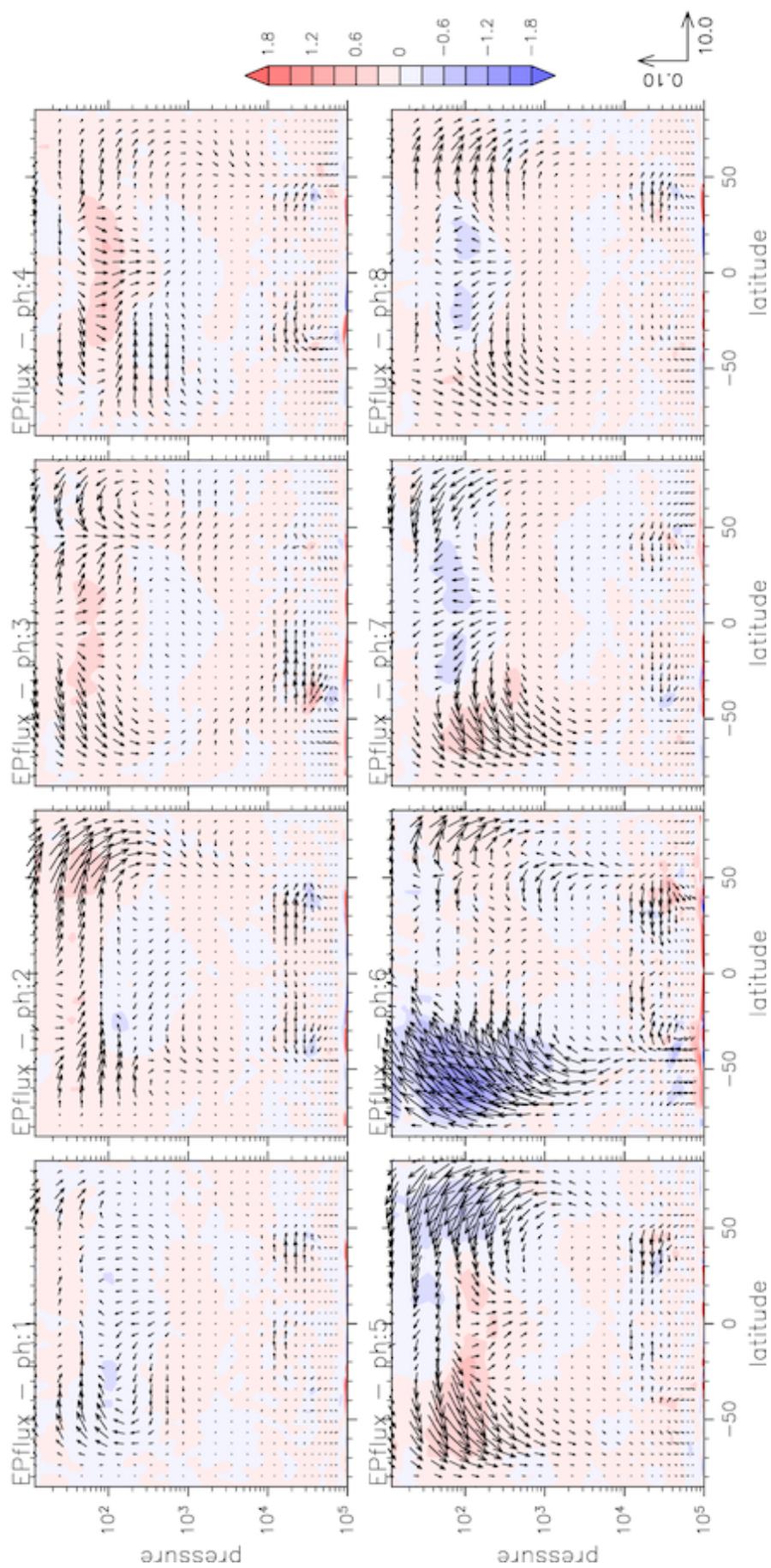


図 B.5 各フェーズの EP flux のコンポジットの気候値との差の緯度高度断面: CNTL5m

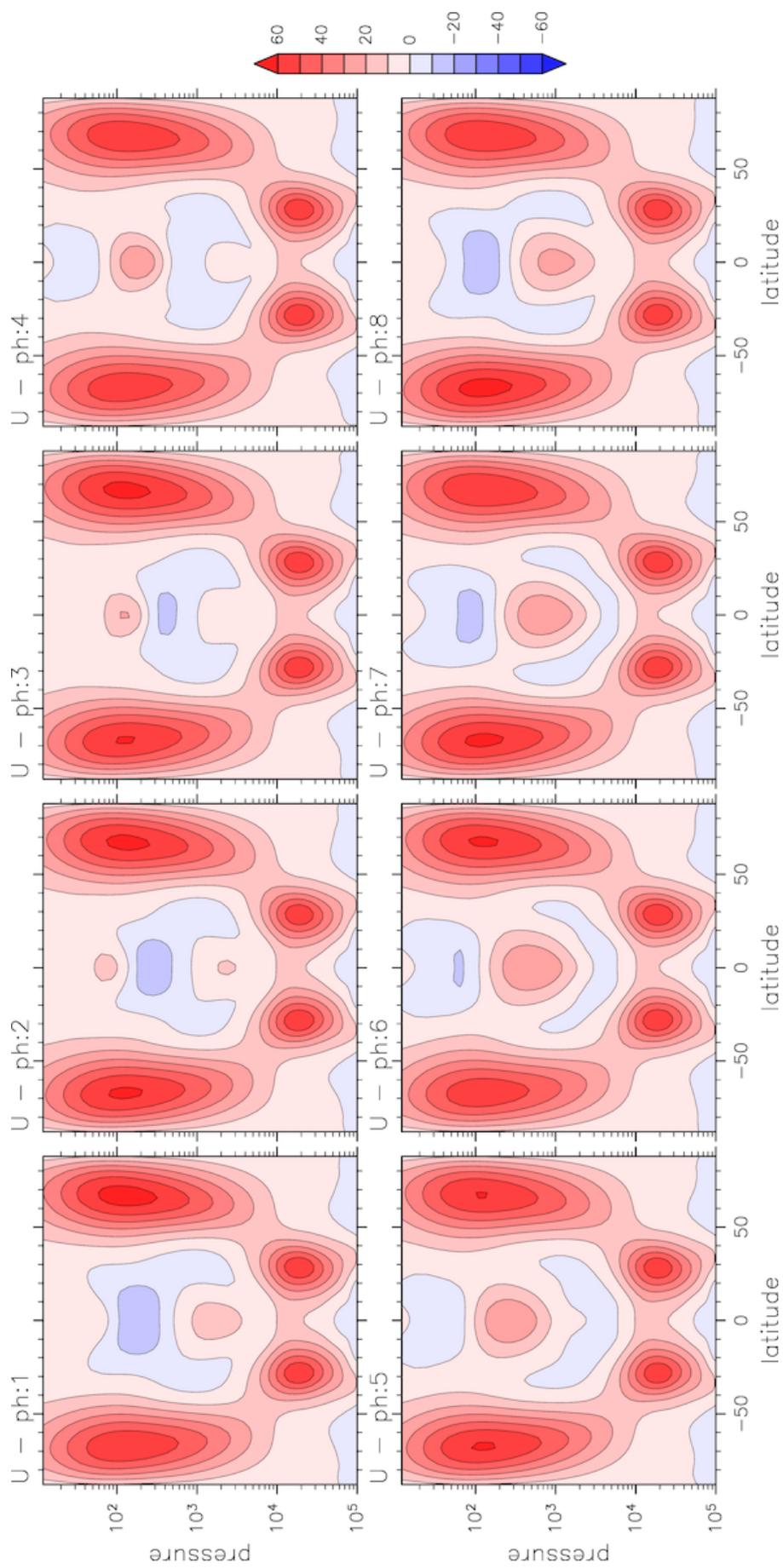


図 B.6 各フェーズの東西風のコンポジットの緯度高度断面: CNTL

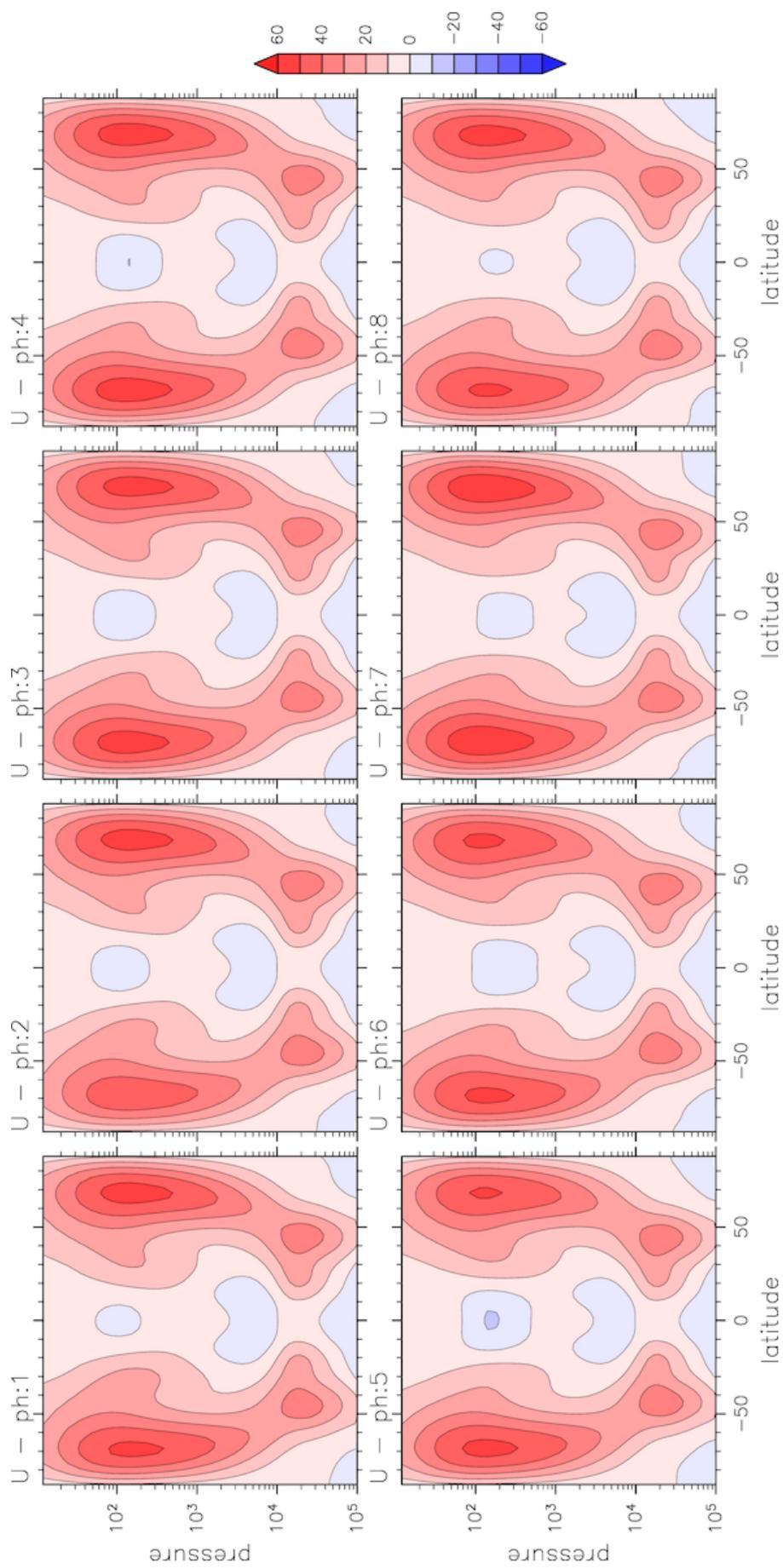


図 B.7 各フェーズの東西風のコンポジットの緯度高度断面: FLAT

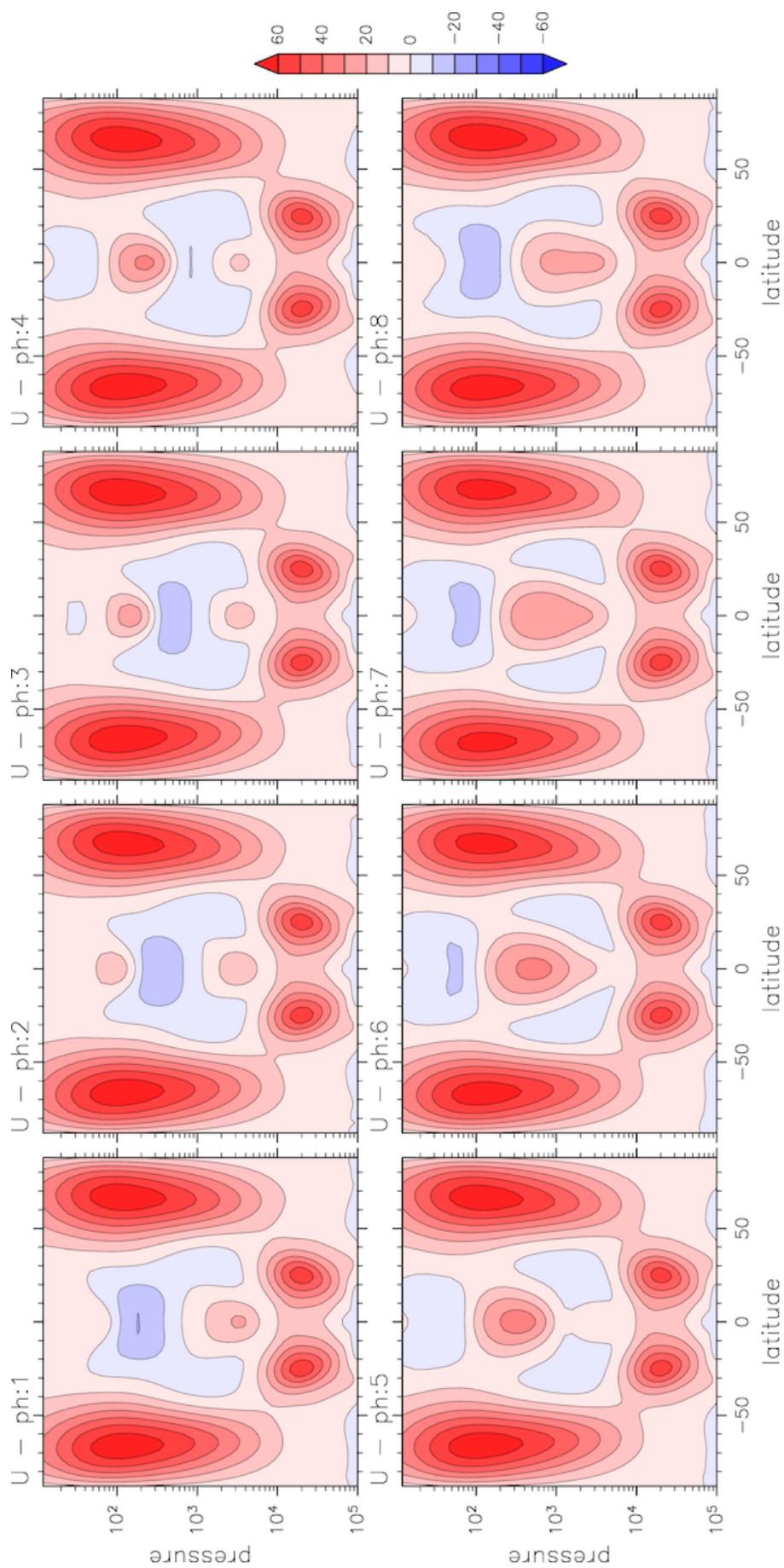


図 B.8 各フェーズの東西風のコンボジットの緯度高度断面: PEAK

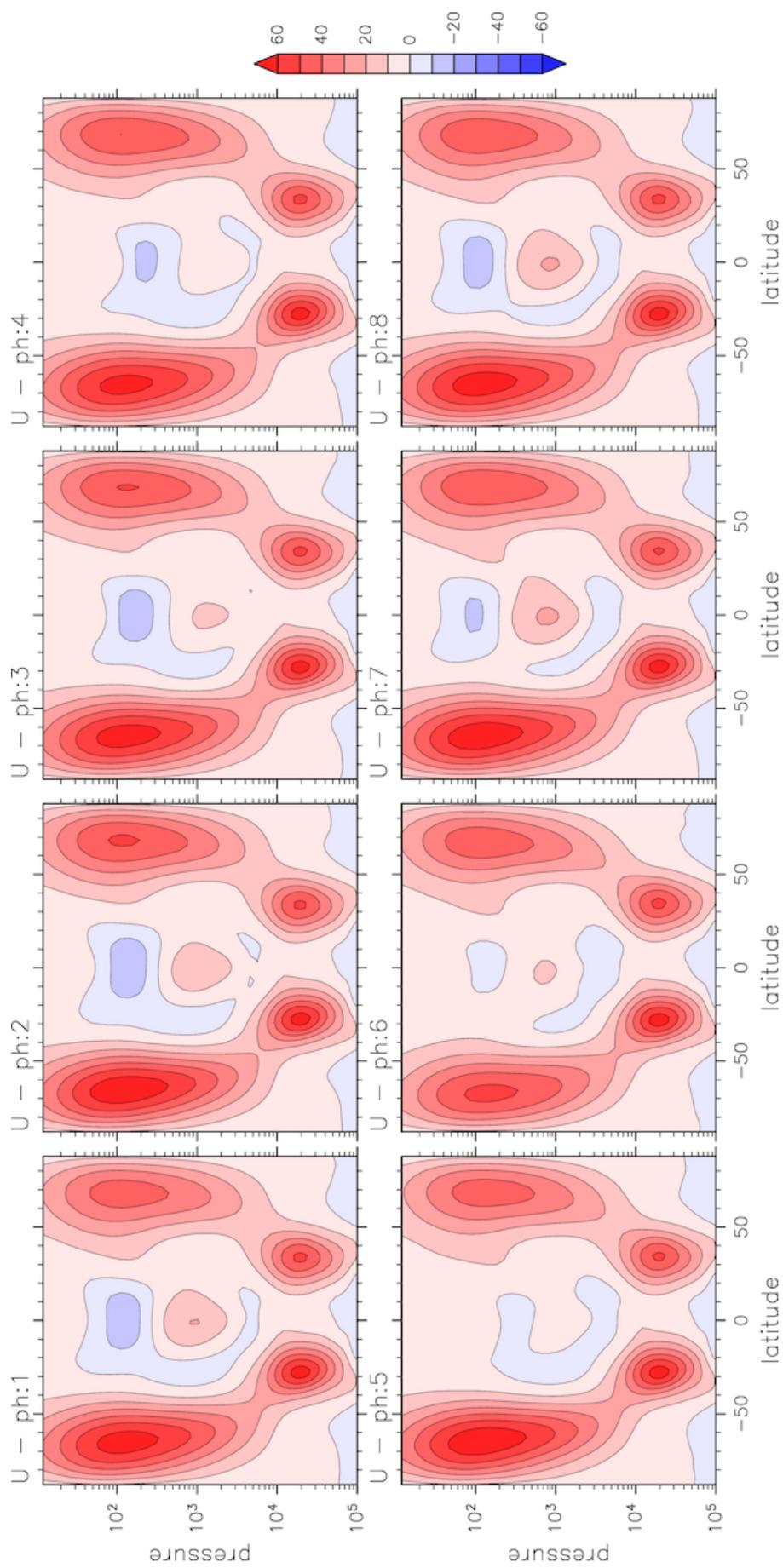


図 B.9 各フェーズの東西風のコンポジットの緯度高度断面: CNTL5n

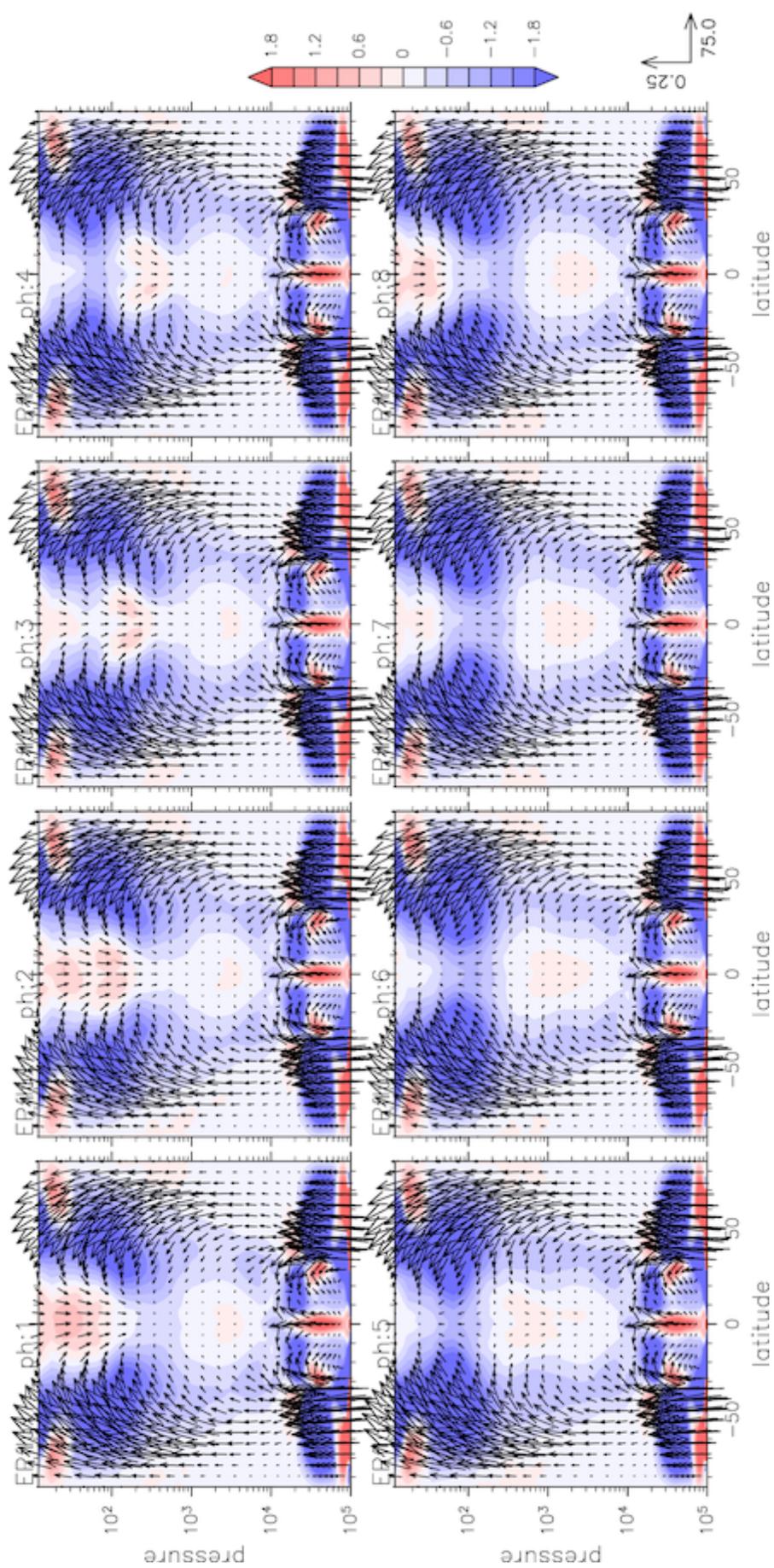


図 B.10 各フェーズの EP flux のコンポジットの緯度高度断面: CNTL

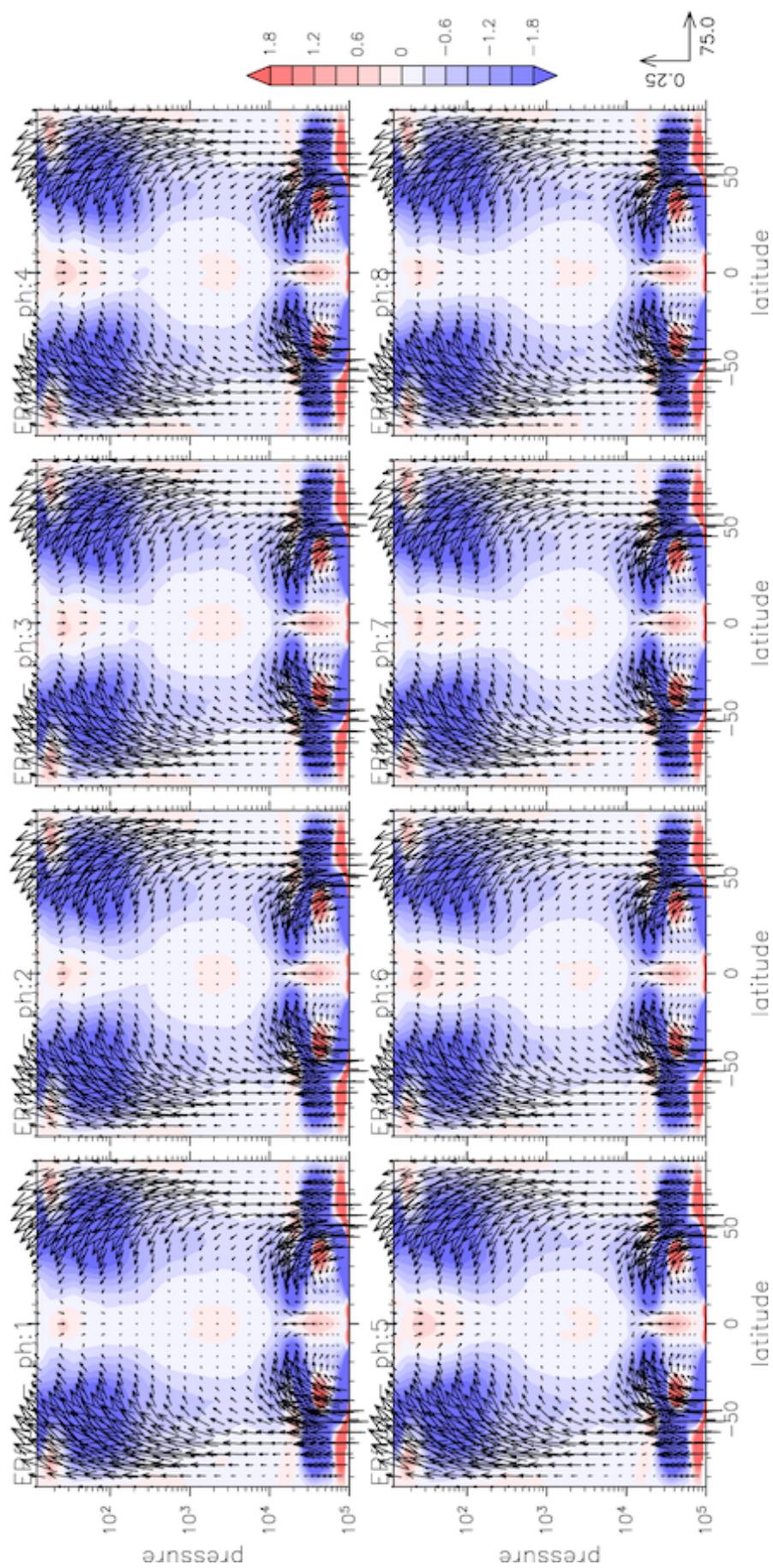
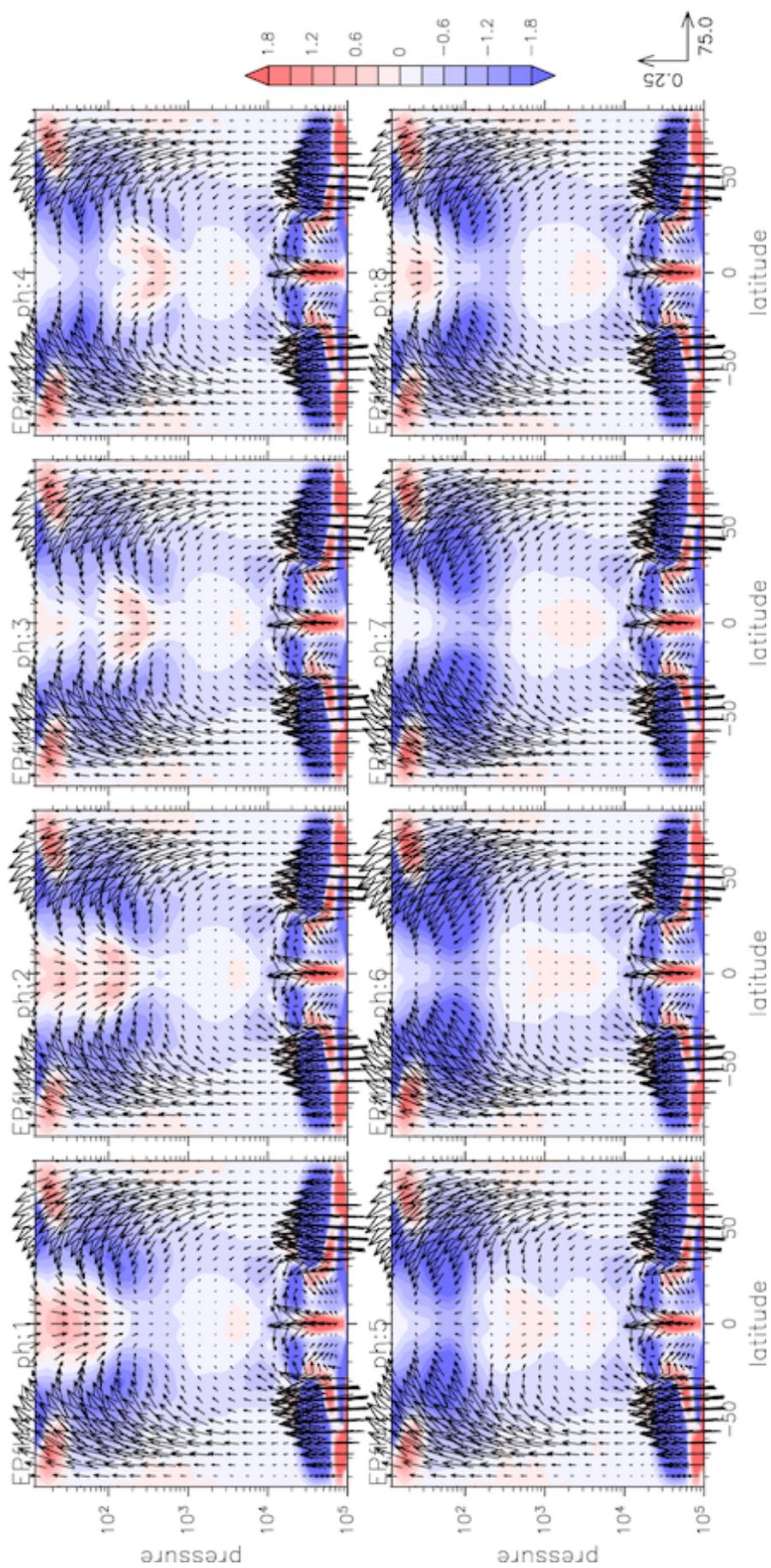


図 B.11 各フェーズの EP flux のコンポーネントの緯度高度断面: FLAT



図B.12 各フェーズのEP fluxのコンポジットの緯度高度断面: PEAK

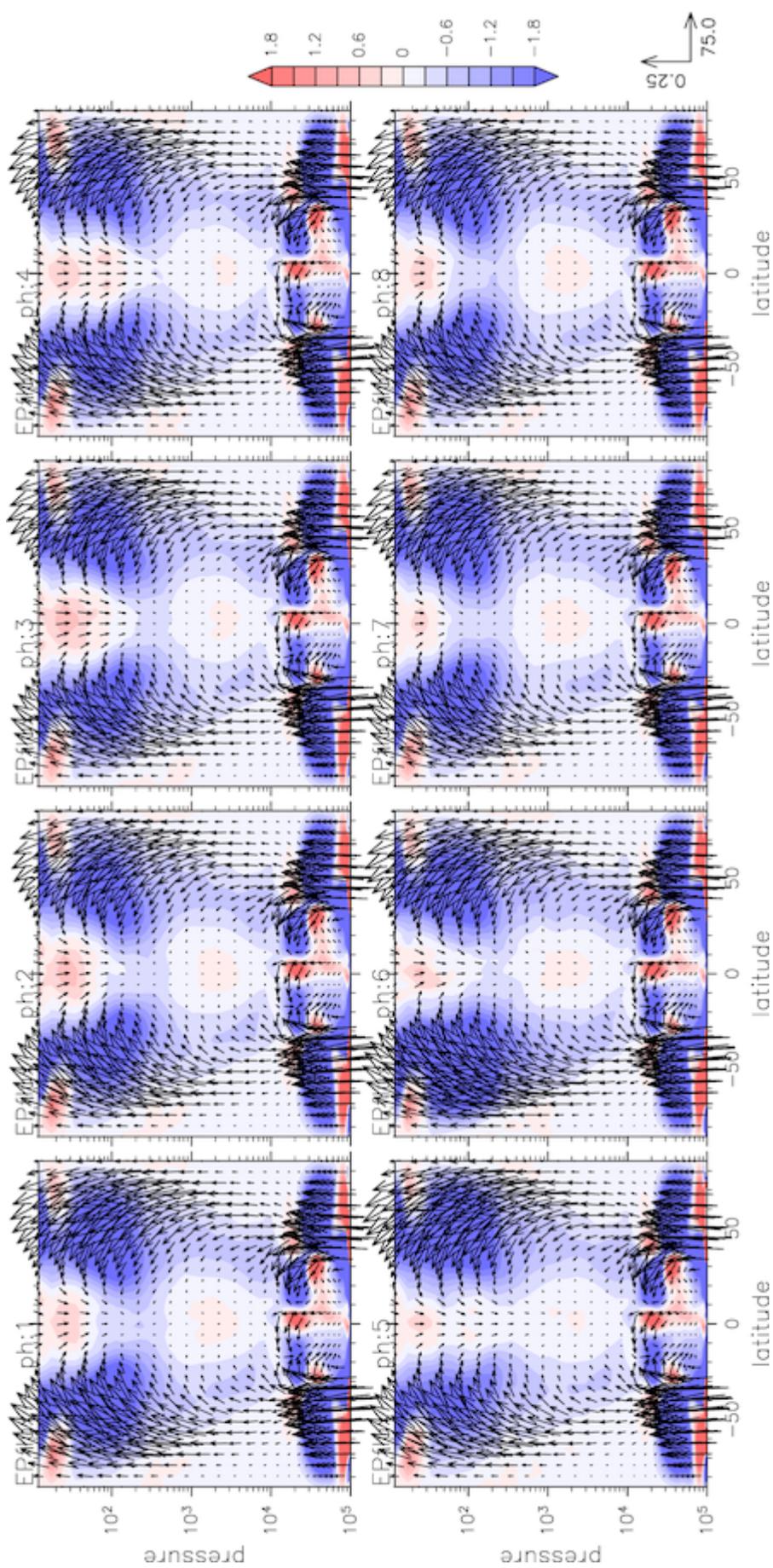


図 B.13 各フェーズの EP flux のコンポーネントの緯度高度断面: CNTL5n

Appendix. C

DCPAM5 における QBO 的振動の水平拡散係数依存性

本研究の実験を行うにあたり、実験パラメータの一つである水平拡散係数の値を決めるため、水平拡散係数のみを変えた4つの実験を行った。本節では DCPAM5 における水平拡散係数の概説と、実験の結果について紹介する。

C.1 DCPAM5 における水平拡散係数の概説

モデル内での水平拡散係数についての計算

DCPAM5 の数値計算において、水平拡散とスポンジ層における渦度と発散の散逸は以下のように表現される。

$$\mathcal{D}(\zeta) = \mathcal{D}_{HD}(\zeta) + \mathcal{D}_{SL}(\zeta) \quad (\text{C.1.1})$$

$$\mathcal{D}(D) = \mathcal{D}_{HD}(D) + \mathcal{D}_{SL}(D) \quad (\text{C.1.2})$$

$$\mathcal{D}(T) = \mathcal{D}_{HD}(T) + \mathcal{D}_{SL}(T) \quad (\text{C.1.3})$$

$$\mathcal{D}(q) = \mathcal{D}_{HD}(q) \quad (\text{C.1.4})$$

ここで、 \mathcal{D}_{HD} は水平拡散における散逸、 \mathcal{D}_{SL} はスポンジ層における散逸を表す。その中で、水平拡散項は以下のように ∇^{N_D} の形で計算される。 N_D は超粘性の次数。

$$\mathcal{D}_{HD}(\zeta) = -K_{HD} \left[(-1)^{\frac{N_D}{2}} \nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{\frac{N_D}{2}} \right] \zeta \quad (\text{C.1.5})$$

$$\mathcal{D}_{HD}(D) = -K_{HD} \left[(-1)^{\frac{N_D}{2}} \nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{\frac{N_D}{2}} \right] D \quad (\text{C.1.6})$$

$$\mathcal{D}_{HD}(T) = -(-1)^{\frac{N_D}{2}} K_{HD} \nabla^{N_D} T \quad (\text{C.1.7})$$

$$\mathcal{D}_{HD}(q) = -(-1)^{\frac{N_D}{2}} K_{HD} \nabla^{N_D} q \quad (\text{C.1.8})$$

K_{HD} は、打ち切り波数成分の減衰時定数 (e-folding time; $1/e$ になる時間) τ_{HD} を用いて、

$$K_{HD} = \frac{1}{\tau_{HD}} \left\{ \frac{N(N+1)}{a^2} \right\}^{-\frac{N_D}{2}} \quad (\text{C.1.9})$$

と与えられる。また、 $a = 6.371 \times 10^6$ [m] は惑星半径、 N は三角形切断においては切断波数と等しく、本研究においては $N = 42$ である。

式 C.1.9 の N_D および τ_{HD} を設定で変えることで K_{HD} が決定される。

水平拡散係数の判断基準

水平拡散係数を決定する判断基準として、Koshyk and Hamilton (2001)[17] の表式による以下のエネルギースペクトル

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{4} \frac{a^2}{n(n+1)} \sum_{m=-n}^n \left(|\tilde{\zeta}_n^m|^2 + |\tilde{D}_n^m|^2 \right) \quad (\text{C.1.10})$$

において、高波数領域におけるエネルギーの急激な減衰やエネルギーの蓄積が現れないというものがある。Takahashi et al. (2006)[29] では AFES を用いた地球大気に関する高分解能計算で、高度 200 hPa における運動エネルギーのスペクトルが低波数領域 (およそ $n < 80$) で n^{-3} の指数則に、高波数領域では $n^{-5/3}$ の指数則に従うように水平拡散係数の値を決定している。

本研究においてもこれに従い、4 つの実験のうち、高度 200 hPa でのエネルギースペクトルが n^{-3} の指数則に従い、最大波数付近でのエネルギーの急激な変化およびエネルギーの蓄積が小さくなるような水平拡散係数を実験設定に採用する。

C.2 実験設定

実験は積分期間を 2500 日間、スピニアップ期間を 500 日間とし、水平拡散係数を以下のように与える以外は全て CNTL と同じ設定である。

- (A) 4 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 43200 [s]
→ $K_{HD} = 1.16 \times 10^{16} [\text{m}^4 \text{s}^{-1}]$
- (B) 6 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 43200 [s]
→ $K_{HD} = 2.62 \times 10^{26} [\text{m}^6 \text{s}^{-1}]$
- (C) 8 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 86400 [s]
→ $K_{HD} = 2.95 \times 10^{36} [\text{m}^8 \text{s}^{-1}]$
- (D) 4 次の超粘性, 最大波数に対する e-folding time が 60480 [s]
→ $K_{HD} = 8.35 \times 10^{15} [\text{m}^4 \text{s}^{-1}]$

C.3 実験結果

以下にそれぞれの実験についての結果を示す.

帯状平均東西風の時間変動

図 C.1 は帯状平均東西風の時間高度断面である. 2500 日間の積分期間で, A, B, C では周期がそれぞれ約 1320 日, 約 1100 日, 約 550 日の QBO 的振動が現れた. 一方で, A から最大波数に対する e-folding time のみ 1.4 倍に変更した D では QBO 的振動が現れなかった. ただし, 成層圏上部の東風と西風は徐々に下降しており, 成層圏下部の西風は徐々に弱まっている様子が見られるので, 積分期間をより長く取って見たとき, より長い周期の QBO 的振動である可能性がある.

エネルギースペクトル

次に, 200 hPa 面における帯状平均東西風のエネルギースペクトルを図 C.2 に示す. QBO 的振動の周期が最も短かった C では最大波数付近でのエネルギーの蓄積が顕著であった. A が指数則に従う傾きに最も近かったので, A の設定を採用した.

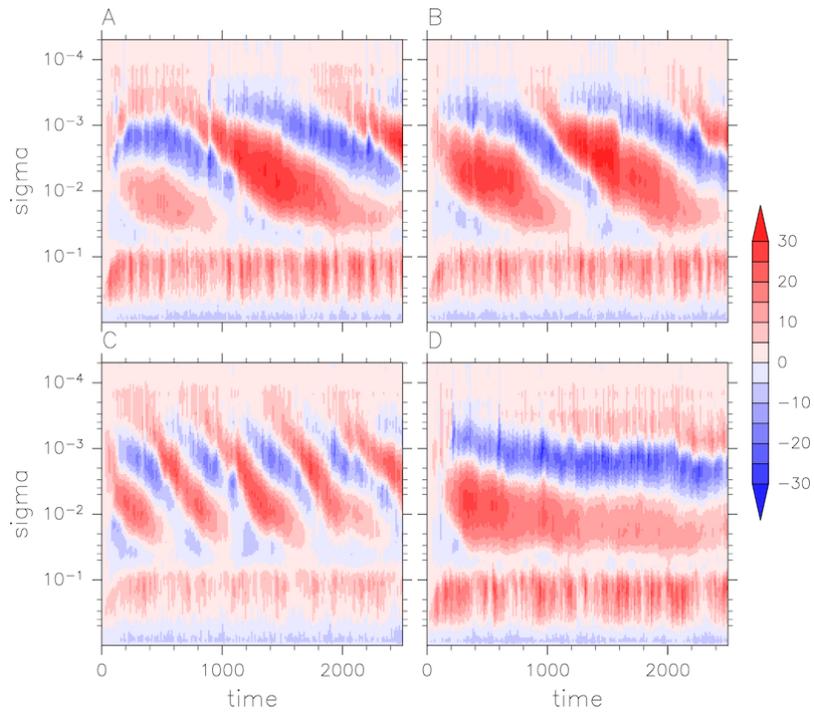


図 C.1 帯状平均東西風の時間高度断面

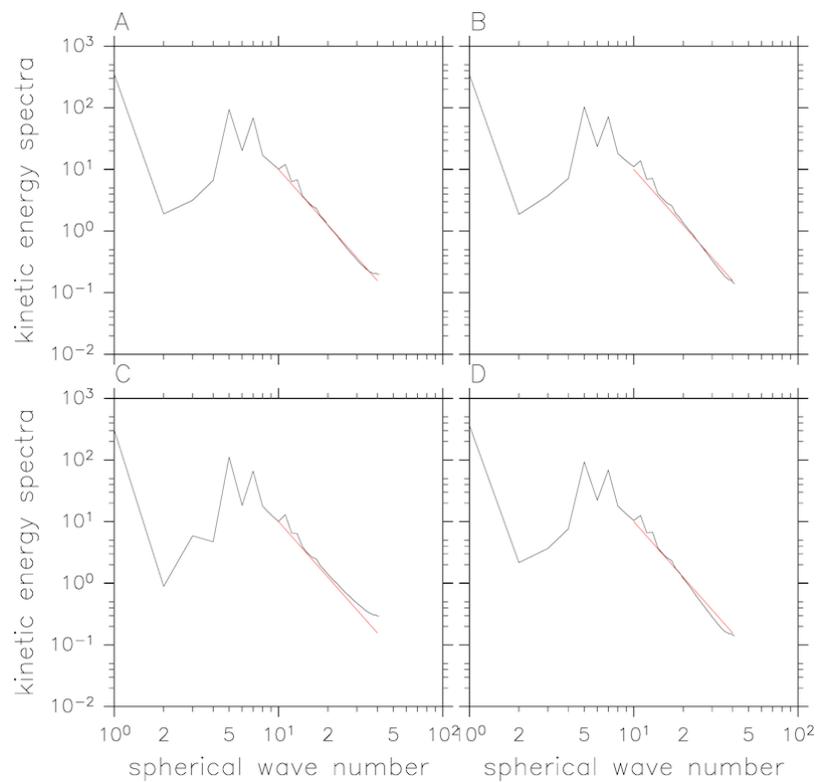


図 C.2 200 hPa 面における帯状平均東西風のエネルギースペクトル. 赤線は点 (10, 10) と点 (40, $10/4^3$) を結んだ, n^{-3} の指数則に従う傾きをもった線分.

参考文献

- [1] Andrews, D.G., J. R. Holton and C. B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press.
- [2] Baldwin, M. P., L. J. Gray, T. J. Dunkerton, K. Hamilton, P. H. Haynes, W. J. Randel, J. R. Holton, M. J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi, D. B. A. Jones, J. S. Kinnersley, C. Marquardt, K. Sato and M. Takahashi, 2001: THE QUASI-BIENNIAL OSCILLATION., *Rev. Geophys.*, **39**, pp. 179-229.
- [3] Blackburn, M. and B. J. Hoskins, 2013: Context and Aims of the Aqua-Planet Experiment., *J. Meteor. Soc. Japan*, **91A**, pp. 1-15.
- [4] Boville, B. A., 1986: WaveMean Flow Interactions in a General Circulation Model of the Troposphere and Stratosphere., *J. Atmos. Sci.*, **43**, pp. 1711-1725.
- [5] Chou, M. D. and K. T. Lee, 1996: Parameterizations for the Absorption of Solar Radiation by Water Vapor and Ozone., *J. Atmos. Sci.*, **53**, pp. 1203-1208.
- [6] Dunkerton, T. J., 1997: The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation., *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 26053-26076.
- [7] Ebdon, R. A., 1960: Notes on the wind flow at 50mb in tropical and sub-tropical regions in January 1957 and January 1958., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **86**, pp. 540-542.
- [8] Garfinkel, C. I. and D. L. Hartmann, 2010: Influence of the quasi - biennial oscillation on the North Pacific and El Niño teleconnections., *J. Geophys. Res.*, **115**, D20116, doi:10.1029/2010JD014181.
- [9] Held, I. M. and A. Y. Hou, 1980: Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere., *J. Atmos. Sci.*, **37**, pp. 515-533.
- [10] Held, I. M. and M. J. Suarez, 1994: A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models., *Bull. Amer. Met. Soc.*, **75**, pp. 1825-1830.
- [11] Held, I. M., 2005: The Gap between Simulation and Understanding in Climate Modeling., *Bull. Amer. Met. Soc.*, **86**, pp. 1609-1614.
- [12] 廣田 勇, 1999: 気象解析学, 東京大学出版会

-
- [13] Horinouchi, T. and S. Yoden, 1998: Wave-Mean Flow Interaction Associated with a QBO-like Oscillation Simulated in a Simplified GCM., *J. Atmos. Sci.*, **55**, pp. 502-526.
- [14] Holton, J. R. and H. C. Tan, 1980: The Influence of the Equatorial Quasi-Biennial Oscillation on the Global Circulation at 50 mb., *J. Atmos. Sci.*, **37**, pp. 2200-2208.
- [15] Inoue, M., M. Takahashi and H. Naoe, 2011: Relationship between the stratospheric quasi-biennial oscillation and tropospheric circulation in northern autumn., *J. Geophys. Res.*, **116**, D24115, doi:10.1029/2011JD016040.
- [16] 伊藤 久徳 ・ 見延 庄士郎, 2010: 気象研究ノート 第 221 号 気象学と海洋物理学で用いられるデータ解析法, 日本気象学会
- [17] Koshyk, J. N. and K. Hamilton, 2001: The Horizontal Kinetic Energy Spectrum and Spectral Budget Simulated by a High-Resolution TroposphereStratosphereMesosphere GCM, *J. Atmos. Sci.*, **58**, pp.329-348.
- [18] McFarlane, N. A., 1987: The Effect of Orographically Excited Gravity Wave Drag on the General Circulation of the Lower Stratosphere and Troposphere., *J. Atmos. Sci.*, **44**, pp. 1775-1800.
- [19] Neale, R. B. and B. J. Hoskins, 2001: A standard test for AGCMs including their physical parametrizations: I: The proposal., *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, pp. 101-107.
- [20] Neale, R. B. and B. J. Hoskins, 2001: A standard test for AGCMs including their physical parametrizations. II: Results for The Met Office Model., *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, pp. 108-114.
- [21] North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan and F. J. Moeng, 1982: Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions., *Mon. Wea. Rev.*, **110**, pp. 699-706.
- [22] 小倉義光, 1984: 一般気象学, 東京大学出版会
- [23] Pope, V. D., M. L. Gallani, P. R. Rowntree and R. A. Stratton, 2000: The impact of new physical parametrizations in the Hadley Centre climate model: HadAM3, *Climate Dynamics*, **16**, pp. 123-146.
- [24] Reed, R.J., W. J. Campbell, L. A. Rasmussen and D. G. Rogers, 1961: Evidence of a downward-propagating, annual wind reversal in the equatorial stratosphere., *J. Geophys. Res.*, **66**, pp. 813-818.
- [25] Sato, K. and T. J. Dunkerton, 1997: Estimates of momentum flux associated with equatorial Kelvin and gravity waves., *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, pp. 859-872.
- [26] Shepherd, T. G., K. Semeniuk and J. N. Koshyk, 1996: Sponge layer feedbacks in middle-atmosphere models., *J. Geophys. Res.*, **101**, pp. 23447-23464.
- [27] Takahashi, M., 1996: Simulation of the stratospheric quasi-biennial oscillation using a gen-

-
- eral circulation model., *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 661-664.
- [28] Takahashi, M., 1999: Simulation of the quasi-biennial oscillation in a general circulation model., *Geophys. Res. Lett.*, **26**, pp. 1307-1310.
- [29] Takahashi, Y. O., K. Hamilton and W. Ohfuchi, 2006: Explicit global simulation of the mesoscale spectrum of atmospheric motions, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L12812, doi:10.1029/2006GL026429.
- [30] Takahashi, M. and B. A. Boville, 1992: A Three-Dimensional Simulation of the Equatorial Quasi-biennial Oscillation., *J. Atmos. Sci.*, **49**, pp. 1020-1035.
- [31] Wallace, J. M., R. L. Panetta and J. Estberg, 1993: Representation of the Equatorial Stratospheric Quasi-Biennial Oscillation in EOF Phase Space., *J. Atmos. Sci.*, **50**, pp. 1751-1762.
- [32] Wheeler, M. and G. N. Kiladis, 1999: Convectively-coupled equatorial waves: Analysis of clouds and temperature in the wavenumber-frequency domain., *J. Atmos. Sci.*, **56**, pp. 374-399.
- [33] Yao, W. and C. Jablonowski, 2013: Spontaneous QBO-like oscillations in an atmospheric model dynamical core., *Geophys. Res. Lett.*, **40**, pp. 3772-3776.
- [34] Yao, W. and C. Jablonowski, 2015: Idealized Quasi-Biennial Oscillations in an Ensemble of Dry GCM Dynamical Cores., *J. Atmos. Sci.*, **72**, pp. 2201-2226.
- [35] Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems., *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, pp. 851-875.
- [36] 地球流体電脳倶楽部, 2014: DCPAM5 支配方程式系とその離散化, https://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/doc/basic_equations/pub/basic_equations.pdf, 2018年1月23日
- [37] 地球流体電脳倶楽部, 2018: SPMODEL Project: 階層的地球流体スペクトルモデル集 SP-MODEL, <https://www.gfd-dennou.org/library/spmodel/index.htm.ja>, 2018年1月23日
- [38] Horinouchi, T., S. Nishizawa, S. Takehiro, S. Otsuka, R. Mizuta, D. Tsukahara, M. Horikawa, T. Koshiro and E. Nishimoto, 2018: GPhys – a multi-purpose class to handle Gridded Physical quantities, <https://www.gfd-dennou.org/arch/ruby/products/gphys/>, 2018年1月23日
- [39] 村上真也, 2015: GFD 電脳 Ruby 小物置き場 - (Tips) パワースペクトルの波数・周波数分布 (2), [http://davis.gfd-dennou.org/rubygadgets/ja/\(Tips\)パワースペクトルの波数・周波数分布\(2\)](http://davis.gfd-dennou.org/rubygadgets/ja/(Tips)パワースペクトルの波数・周波数分布(2)), 2018年1月23日
- [40] 西本絵梨子, 2014: GFD 電脳 Ruby 小物置き場 - (Tips) パワースペクトルの波数・周波数分布

の作り方, [http://davis.gfd-dennou.org/rubygadgets/ja/\(Tips\)](http://davis.gfd-dennou.org/rubygadgets/ja/(Tips)) パワースペクトルの波数・周波数分布の作り方, 2018 年 1 月 23 日