

修士論文

NCEP/NCAR 再解析データを用いた 対流圏帯状平均場の解析

Analyses of zonal mean fields of the troposphere by
the use of NCEP/NCAR Reanalysis data

塚原 大輔

Daisuke TSUKAHARA

北海道大学大学院理学研究科 地球惑星科学専攻
地球惑星流体科学講座 地球流体力学研究室 修士二年

平成 17 年 1 月 28 日

要旨

NCEP/NCAR 再解析データを用いて 1979 年から 2003 年までの 25 年間に見られる月平均帯状平均場の季節変化の変動幅を調べた。また質量流線関数の極値で定義したハドレー循環強度の年々変動と熱帯降水活動、亜熱帯ジェット、擾乱の活動度それぞれの年々変動との対応関係を調べた。

ハドレー循環強度の 25 年平均値は両半球ともに 6.0×10^{10} kg/s であった。この値はゾンデの観測データから見積もられたハドレー循環強度の値 (Oort and Yienger, 1996) と比べると、北半球の年平均値は約 0.7 倍、南半球の年平均値は約 0.8 倍である。また、ハドレー循環強度の平均年変動 (25 年平均の月平均値で定義される季節変化) の範囲は北半球で 2.0×10^{10} から 16.0×10^{10} kg/s, 南半球で 4.0×10^{10} から 15.0×10^{10} kg/s である。平均年変動の幅も Oort and Yienger (1996) の結果に比較すると小さいものとなっていた。

月平均ハドレー循環強度を使って年々変動を調べたところ、ハドレー循環強度の平均年変動からの偏差は $-3.2 \times 10^{10} \sim 3.5 \times 10^{10}$ kg/s である。偏差の絶対値が大きい時は、おおむね El Niño 年と一致しており、ゾンデ観測データの見積もり (Oort and Yienger, 1996) と整合的な結果となった。またハドレー循環強度の年々変動と熱帯降水活動の年々変動との対応関係について調べた結果、北 (南) 半球におけるハドレー循環強度が強いときには南 (北) 半球の 5 度 - 15 度帯における降水が増加している傾向にあることが示された。一方、ハドレー循環強度の年々変動は亜熱帯ジェットや傾圧擾乱の活動度の年々変動とは、時系列データを見る限り明確な対応関係を示さない。この結果は、ENSO イベントに準拠した合成図により El Niño 時にはフェレル循環強度が弱まるという Oort and Yienger(1996) の結果を支持するものではなかった。しかしながら、このことは相関解析を行って初めて見られる強弱の関係がある可能性を否定するものではない。

目次

1	はじめに	1
2	データと物理量の定義	2
2.1	使用したデータ	2
2.2	物理量の定義	4
2.2.1	平均および積分演算	4
2.2.2	質量流線関数	5
2.2.3	南北エネルギー輸送量	5
2.2.4	EP フラックス	6
2.2.5	残差循環	6
3	気候値	7
3.1	年平均値	7
3.1.1	全球平均エネルギー収支	7
3.1.2	帯状平均場	8
3.2	季節変化	12
3.2.1	全球平均エネルギー収支	12
3.2.2	ハドレー循環強度の季節変化	13
3.2.3	DJF 平均	13
3.2.4	JJA 平均	15
3.2.5	SON, MAM 平均	18
4	年々変動	23
4.1	ハドレー循環強度と El Niño	23
4.2	ハドレー循環強度と低緯度の降水分布	26
4.3	ハドレー循環強度と中緯度東西風ジェットの強度	30
4.4	ハドレー循環強度と傾圧擾乱	33
5	結論	42
	謝辞	43
A	Ruby による EP フラックス計算モジュールの開発	44
	参考文献	45

図目次

1	帯状平均場の気候値 (年平均). 各図とも横軸は緯度. (a) オイラー平均質量流線関数, (b) 東西風, (c) 温度, (d) 比湿, (e) 放射収支 (黒線:大気上端正味短波フラックス, 赤線:大気上端上向き長波フラックス, 緑線:地表面正味短波フラックス, 青線:地表面正味長波フラックス), (f) 熱収支 (黒線:地表面正味潜熱フラックス, 赤線:地表面正味顕熱フラックス, 緑線:降水), (g) 南北乾燥静的エネルギー輸送量 (黒線:合計, 赤線:帯状平均成分, 緑線:帯状擾乱成分), (h) 南北潜熱輸送量 (黒線:合計, 赤線:帯状平均成分, 緑線:帯状擾乱成分), (i)EP フラックスとその発散 (矢羽: EP フラックス, トーン:発散), (j) 残差循環の質量流線関数.	11
2	帯状平均場の気候値 (DJF 平均). 図の各量, および軸は図?? と同じ.	19
3	帯状平均場の気候値 (MAM 平均). 図の各量, および軸は図?? と同じ.	20
4	帯状平均場の気候値 (JJA 平均). 図の各量, および軸は図?? と同じ.	21
5	帯状平均場の気候値 (SON 平均). 図の各量, および軸は図?? と同じ.	22
6	ハドレー循環強度とその平均年変動からの偏差の時系列. 黒線は北半球, 赤線は南半球の値. (a) ハドレー循環強度 (b) 平均年変動からの偏差	24
7	降水の領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) 降水の領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.	27
8	OLR _{top} の領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) OLR _{top} の領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.	28
9	潜熱フラックスの領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) 潜熱フラックスの領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.	29
10	中緯度東西風の緯度平均値 (a) 北半球東西風ジェットの強度. 黒線は北緯 20 度 ~ 北緯 40 度の平均値, 赤線は北緯 40 度 ~ 北緯 60 度の平均値. (b) 南半球東西風ジェットの強度. 黒線は南緯 20 度 ~ 南緯 40 度の平均値, 赤線は南緯 40 度 ~ 南緯 60 度の平均値.	31
11	中緯度東西風の緯度平均値の平均年変動からの偏差. (a) 北半球東西風ジェットの強度. 黒線は北緯 20 度 ~ 北緯 40 度の緯度平均値, 赤線は北緯 40 度 ~ 北緯 60 度の緯度平均値. (b) 南半球東西風ジェットの強度. 黒線は南緯 20 度 ~ 南緯 40 度の緯度平均値, 赤線は南緯 40 度 ~ 南緯 60 度の緯度平均値.	32
12	フェレル循環強度の時系列. 黒線は北緯 30 度から北緯 60 度, 赤線は南緯 30 度から南緯 60 度の値. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差	35
13	乾燥静的エネルギー輸送量の北半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差	36
14	乾燥静的エネルギー輸送量の南半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差	37

15	潜熱輸送量の北半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差	38
16	潜熱輸送量の南半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差	39
17	500 hPa 面 EP フラックス鉛直成分絶対値の時系列. 黒線は北緯 30 度から 60 度, 赤線は南緯 30 度から 60 度における平均値. (a) EP フラックス鉛直成分絶対値. (b) 年平均変動からの偏差.	40
18	200 hPa 面 EP フラックスの発散の時系列. 黒線は北緯 30 度から 60 度, 赤線は南緯 30 度から 60 度における平均値. (a) EP フラックスの発散. (b) 年平均変動からの偏差.	41

1 はじめに

対流圏熱帯における平均子午面循環 (ハドレー循環) は大気の主要な運動量および熱輸送を担っている。ハドレー循環の強さの変動と低緯度域降水活動や傾圧擾乱の活動度との関係を調べることは、大気の子午面循環構造の描像を得る大きな足がかりとなる。

ハドレー循環と諸量の関係を示した論文として Oort and Yienger (1996) がある。彼らはラジオゾンデのデータを用いて 1964 年から 1989 年の 26 年間に於けるハドレー循環の強さの年々変動について時系列を示し、El Niño の時期はハドレー循環の強度が強くなることを示した。また降水や東西風速などの量とハドレー循環の変動についての相関係数を示した。さらに ENSO イベントに準拠した合成図により El Niño 時にはフェレル循環強度が弱まることを示した。

しかし、彼らの示した年々変動の時系列はハドレー循環強度のみである。その他の物理量の変動はハドレー循環強度の変動との相関係数を用いて議論している。ハドレー循環強度の変動に対する定量的な変動幅については触れていない。また、フェレル循環強度以外の傾圧擾乱の活動度との関連は調べていない。

そこで本研究では NCEP/NCAR 再解析データを用いて対流圏の帯状平均子午面構造の 1979 年から 2003 年の 25 年間を対象にハドレー循環の強さの変動に対する熱帯降水活動、亜熱帯ジェット、傾圧擾乱の年々変動の変動幅について定量的に調べる。

本論文の構成は次のとおりである。第 2 章ではデータおよび解析に用いた物理量の定義について述べる。第 3 章では 帯状平均子午面構造の 25 年平均値の年平均値ならびに季節平均値を示す。第 4 章ではハドレー循環の強度の年々変動とその他の物理量の変動との関連および変動幅について示す。第 5 章が結論である。

2 データと物理量の定義

2.1 使用したデータ

本研究では米国気候診断センターの NCEP/NCAR 再解析プロジェクト (<http://www.cdc.noaa.gov/cdc/reanalysis/reanalysis.shtml>) で配布されている NCEP/NCAR Reanalysis 1 データ (以降 NRA1) を用いた。

NRA1 は 1948 年 1 月 1 日 から 現在までの再解析データである。本研究では 1978 年 12 月 1 日 から 2003 年 12 月 31 日 の期間におけるデータを用いた。表 1 に本研究で用いた物理量とそれぞれの分解能を示す。

1978 年 12 月以降のデータを解析に用いたのは、1979 年に第 1 回 GARP 全球実験 (FGGE) が実施されたからである。FGGE は全球大気研究計画 (GARP) の一環として国際学術会議連合 (ICSU) と世界気象機関 (WMO) によって行われた。その目的は全球規模の観測網を設計するための基礎データをとることであった。この実験中に静止衛星と極軌道衛星による定量的観測の本格的利用の開始、気象電報に間に合わなかった情報を含めた観測データの総合的編集、そしてその観測データを材料とした 4 次元同化による格子点データ作成が実施された (増田, 1989)。NRA1 データはこれまでに観測された様々な気象データを元に作成されているが、衛星による気象観測が本格的に行われるようになった FGGE を境にデータの質が変化していることが考えられる。そこで本研究では均質なデータを選択するという観点から FGGE 年以降の 25 年間のデータを用いることにした。

解析にあたりまず COARDS 規約 (Cooperative Ocean/Atmosphere Research Data Service, 1995: COARDS Conventions) に基づく netCDF データ形式として配布されている NRA1 のデータを gtool4/netCDF 規約 (Toyoda *et al.*, 2004) に基づく netCDF データ形式に書き換えた。gtool4/netCDF 規約は地球流体现象の研究に用いることを想定している、可視化情報をメタデータに含むという特徴をもっている。再解析データを gtool4/netCDF 規約に基づくデータに変換することで、可視化による解析を容易に行うことを目指した。ついで各月毎の平均データファイルを作成し、インターネットサーバから誰でも自由にダウンロードできるよう整備した (DCCHART, 2003)。本研究で用いた 1979 年以降のデータに加え、1948 年から 1978 年までの各月平均値についても取得可能である。

また 3 次元の NRA1 データ (表 1) は地表面気圧より高い気圧面上の格子点にも値が補完されており欠損値はない。しかし本研究では月平均地表面気圧よりも高い気圧面上の格子点値は欠損値として解析を行った。

本研究では 1979 年 から 2003 年の期間における (表 1) 物理量の月平均, 季節平均, 年平均値を示した. 月平均値は上記データの各月の 1 日 00:00 から末日の 18:00 までの平均値とする. 各季節の平均値は 3 月, 4 月, 5 月の平均値 (MAM), 6 月, 7 月, 8 月の平均値 (JJA), 9 月, 10 月, 11 月の平均値 (SON), 1 月, 2 月, 前年の 12 月の平均値 (DJF) として定義した. 年平均値は各年の 1 月から 12 月までの平均値とした.

表 1: 使用した物理量および分解能.

	空間 3 次元	空間 2 次元
物理量	東西風速, 南北風速, 圧力速度, 大気温度, 比湿	降水量, 地表面顕熱フラックス, 地表面潜熱フラックス, 大気上端上向き長波フラックス, 大気上端下向き短波フラックス, 大気上端上向き短波フラックス, 地表面正味の長波フラックス, 地表面正味の短波フラックス, 地表面圧力
水平分解能	144 × 73 (2.5 度 × 2.5 度): 東経 0 度 ~ 357.5 度, 北緯 90 度 ~ 南緯 90 度	192 × 94 (T62 ガウシアングリッド): 東経 0 度 ~ 358.125 度, 北緯 88.542 度 ~ 南緯 88.542 度
鉛直分解能 (hPa)	1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10	なし
時間分解能 (hours)	6.0	
備考	比湿の鉛直分解能は 1000 hPa から 300 hPa まで, 圧力速度は 100 hPa まで	

2.2 物理量の定義

本節では平均, 積分演算と NRA1 データに含まれる物理量から作成する気象学的物理量について説明する. 以下では水平座標は緯度経度座標, 鉛直座標は圧力座標とする.

2.2.1 平均および積分演算

本節では帯状平均, 緯度平均, 鉛直積分, 経度積分について定義する.

ある物理量 A の帯状平均を \bar{A} で表し,

$$\bar{A} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A d\lambda$$

と定義する. ここで λ は経度である. また帯状平均からのずれを A' とすると

$$A' = A - \bar{A}$$

である.

ある物理量 A の全球平均 \tilde{A} を

$$\tilde{A} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \bar{A} d\varphi$$

と定義する. ここで φ は緯度である. 特に緯度方向の格子がガウス緯度である場合は, ガウス-ルジャンドルの求積法を用いて平均を求めることができる. その場合, 緯度平均は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} A d\varphi &= \sum A_j w_j, \\ w_j &= \frac{(1 - \mu_j)^2}{(JP_{J-1}(\mu_j))}, \\ \mu_j &= \sin(\varphi_j) \end{aligned}$$

と書ける. ここで添え字 j は緯度方向の格子番号, J は緯度方向の格子数, P はルジャンドル関数, w はガウス荷重である.

単位質量あたりのある物理量 A の等圧面 p_{top} から地表面気圧 (p_{sfc}) までの鉛直積分を $\langle A \rangle$ と

表し,

$$\begin{aligned}\langle A \rangle &= \frac{1}{g} \int_{p_{sf c}}^{p_{top}} A dp \\ &= \int_{z(p_{sf c})}^{z(p_{top})} \rho A dz\end{aligned}$$

と定義する. ここで g は重力加速度, $z(p)$ は圧力 p に対応する高度, ρ は密度である.

2.2.2 質量流線関数

循環場の強度の指標として帯状平均質量流線関数 Ψ を用いる. 大気上端 ($p = 0$) において $\Psi = 0$ とおくと,

$$\Psi(\varphi, p) = \frac{2\pi a \cos \varphi}{g} \int_0^p \bar{v} dp \quad (2.1)$$

を得る. ここで a は地球半径である. 本研究で用いる南北風のデータは上端が 10 hPa 面があるので, $p = 0$ において $v = 0$ と仮定し, 0 hPa 面から 10 hPa 面までの南北風速の値を線形補完して Ψ を求めた.

2.2.3 南北エネルギー輸送量

大気各緯度円を通過する鉛直積分したエネルギー輸送量 T_A を

$$\begin{aligned}T_A &= \int_0^{2\pi} a \cos \varphi \langle v h \rangle d\lambda \quad (2.2) \\ &= \int_0^{2\pi} a \cos \varphi \langle C_p v (T - T_{gl}) \rangle + \langle g v (z - z_{gl}) \rangle d\lambda \quad (\text{乾燥静的エネルギー輸送}) \\ &\quad + \int_0^{2\pi} a \cos \varphi \langle L v q \rangle d\lambda \quad (\text{潜熱輸送})\end{aligned}$$

と定義する (Masuda, 1988) ここで z は高度, h は湿潤静的エネルギー, T は温度, q は比湿, C_p は単位質量あたりの乾燥大気の定圧比熱, L は単位質量あたりの潜熱, T_{gl}, z_{gl} はそれぞれ温度, 高度の全球平均値である. 緯度円を横切る正味の質量交換がゼロ ($\int_0^{2\pi} a \cos \varphi \langle v \rangle d\lambda = 0$) と見なせるタイムスケールにおいて, (2.2) の 2 番目の等記号は成立する.

2.2.4 EP フラックス

帯状平均場における擾乱の活動度の指標として圧力座標系の EP フラックス $\mathbf{F}(= (F_\varphi, F_p))$ を導入する.

$$F_\varphi = a \cos \varphi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial \theta} - \overline{u'v'} \right) \quad (2.3a)$$

$$F_p = a \cos \varphi \left(\left[f - \frac{\frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{\partial \varphi}}{a \cos \varphi} \right] \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial p} - \overline{u'\omega'} \right). \quad (2.3b)$$

ここで F_φ, F_p はそれぞれ EP フラックスの φ 成分, p 成分である. u は東西風速, θ は温位, f はコリオリパラメータで

$$f = 2\Omega \sin \varphi \quad (2.4)$$

と定義される. Ω は自転角速度である.

子午面における EP フラックスの発散は

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial F_\varphi \cos \varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial F_p}{\partial p} \quad (2.5)$$

と定義される. 本研究では擾乱の活動度を帯状平均流に対する加速の大きさを用いて評価するため, EP フラックスの発散として

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (2.6)$$

を用いる.

2.2.5 残差循環

残差循環の南北風, 鉛直風 \bar{v}^*, \bar{w}^* を

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \theta}{\partial p}} \right) \quad (2.7a)$$

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \theta}{\partial p}} \right) \quad (2.7b)$$

と定義される.

3 気候値

本章では、対流圏の全球エネルギー収支および帯状平均場の 1979 年から 2003 年の 25 年平均値の特徴を述べる。第 3.1 節では年平均値、第 3.2 節では季節平均値について記述する。

3.1 年平均値

3.1.1 全球平均エネルギー収支

長時間平均した状態における全球平均の大気エネルギー収支は

$$\text{NSR}_{top} - \text{OLR}_{top} - \text{NSR}_{sfc} + \text{NLR}_{sfc} + \text{SHF} + \text{LHF} = 0 \quad (3.1)$$

と表される。ここで NSR_{top} , OLR_{top} は大気上端における正味の短波放射フラックスおよび外向き長波放射フラックス, NSR_{sfc} , NLR_{sfc} は地表面における正味の短波放射フラックスおよび長波放射フラックス, SHF , LHF は顕熱フラックスおよび潜熱フラックスである。同様に水収支は

$$\text{LHF} - \text{PR} = 0 \quad (3.2)$$

と書ける。ここで PR は降水による単位気柱あたりの潜熱加熱である。上記の関係式に基づき、NRA1 データのエネルギー収支および水収支を調べる。

表 2 の上段に (3.1) 左辺の各項の大きさとその合計値を示す。まずエネルギーバランスを確認する。(3.1) の各項に表の値を代入すると大気は正味 15 W/m^2 冷却されている。(Kalnay *et al.*, 1996) によると 1985 年から 1991 年の期間における NRA1 平均値において大気は約 16.5 W/m^2 冷却されていることが知られている。同様に水収支を見ると、蒸発が降水を約 4.0 W/m^2 上回っている。

表 2 の下段に Kheil and Trenberth(1997) によるエネルギーフラックスの全球平均値の気候値の見積もりを示す。これは衛星による放射観測値と放射モデルを用いて見積もられた値である。上段の結果と比較すると、 OLR_{top} および 降水 はほぼ一致するが、顕熱フラックスと NSR_{top} は約 10 W/m^2 異なる。

表 2: 物理量の年平均全球平均値. OLR_{top} は大気上端における外向き長波放射フラックス, NLR_{sfc} は地表面における正味の長波放射フラックス, NSR_{top} は大気上端における正味の短波放射フラックス, NSR_{sfc} は地表面における正味の短波放射フラックス, LHF は地表面潜熱フラックス, SHF は地表面潜熱フラックス, PR は降水量. A は (3.1) の左辺の和, B は (3.2) の左辺の和である. ただし降水は凝結時に開放する潜熱で表してある. 単位はいずれも W/m^2 .

	OLR_{top}	NLR_{sfc}	NSR_{top}	NSR_{sfc}	LHF	SHF	PR	A	B
NRA1	237.2	61.0	-225.8	-161.4	81.3	15.6	77.5	-14.9	3.8
KT1997	235.0	66.0	-235.0	-168.0	78.0	24.0	78.0	0	0

3.1.2 帯状平均場

図 1 に年平均帯状平均場を示す. 各図の横軸は緯度, 縦軸は (e), (f) が W/m^2 , (g), (h) が W, その他は圧力 (hPa) である. 以下では緯度 30 度を境に低緯度側と中高緯度側に分けて帯状平均場の様子を調べる.

低緯度域の様子

図 1(a) にオイラー平均質量流線関数の年平均子午面分布を示す. ハドレー循環に対応する北半球の質量流線関数の最大値および南半球の質量流線関数の最小値 (以降, これをハドレー循環強度と呼ぶ) はそれぞれ $6 \times 10^{10} kg/s$, $-7 \times 10^{10} kg/s$ である. ハドレー循環の上昇域に対応する質量流線関数の正負の境界は北緯 5 度付近に存在する.

図 1(b),(c),(d) に東西風, 温度, 比湿の年平均子午面分布を示す. 東西風は赤道域で 5 m/s 以下の東風, 極に近づくにつれ西風が強くなり, ハドレー循環とフェレル循環の境界 (以降, 下降域) 200 hPa 付近で最大 25 m/s に達する. 両半球の温度構造はハドレー循環の上昇域を中心にほぼ対称的である. 南北のハドレー循環の下降域で挟まれた領域 (以降, ハドレー循環領域) は緯度方向にほぼ等温である. 地表面付近の温度は 300 K 程度で, 上層ほど温度が低くなり 200 hPa 付近で 220 K 程度となる. 比湿の値は, ハドレー領域の上昇域では地表面付近で 0.02, 500 hPa 面付近において 0.012 程度である. 比湿の子午面分布は, 赤道域で最大値を持ちそこから周囲に染み出したような分布になっている. これは赤道域における積雲対流による上層への水蒸気輸送とハドレー循環による水平輸送の結果であると考えられる.

図 1(e), (f) にそれぞれ年平均の放射フラックス, 地表面フラックスおよび降水の緯度分布を示す. 放射フラックスの分布に注目すると, OLR_{top} は緯度 20 度付近に, NLR_{sfc} は緯度 30 度

付近にピークが存在する。ピークの値はそれぞれ約 $300, 80 \text{ W/m}^2$ である。 NSR_{top} と NSR_{sfc} は緯度方向に一定の値を持つ。それぞれの値は $-280, -200 \text{ W/m}^2$ である。ハドレー循環の上昇域にあたる北緯 5 度付近では OLR_{top} は周囲に比べわずかに減少している。地表面フラックスおよび降水の分布には、潜熱フラックスは緯度 15 度、顕熱フラックスは緯度 20 度、降水は緯度 5 度付近にそれぞれピークが存在する。それぞれのピークの値は $140, 20, 180 \text{ W/m}^2$ である。緯度 5 度付近に見られる OLR_{top} の減少と降水のピークは活発な対流活動に起因するものと考えられる。水蒸気収支は、赤道域で降水が蒸発を上回り、亜熱帯域ではその逆となる。亜熱帯域の蒸発と降水の差は南半球の方が北半球よりも大きい。

図 1(g), (h) に乾燥静的エネルギーおよび潜熱の南北輸送量の緯度分布を示す。低緯度における乾燥静的エネルギー輸送量の分布には緯度 20 度付近に極向き輸送のピークが存在する。南半球のピーク値 ($-3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) の絶対値は北半球のピーク値 ($2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) の絶対値に比べ大きい。低緯度域の乾燥静的エネルギー輸送の大きさはその帯状平均成分 (赤線) によって説明することができる。潜熱輸送量は緯度 15 度付近に赤道向き輸送のピークが存在する。南半球のピーク ($3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) は北半球のピーク ($-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べ大きい。乾燥静的エネルギーと異なり低緯度の潜熱輸送は赤道向きである。低緯度域の潜熱輸送の大きさは乾燥静的エネルギーの場合と同様に帯状平均成分によって説明することができる。

中高緯度域の様子

フェレル循環に対応する北半球の質量流線関数の最小値および南半球の質量流線関数の最大値 (以降、これをフェレル循環強度と呼ぶ) はそれぞれ $-2 \times 10^{10}, 3 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ である。(図 1(a)).

東西風は、北半球に比べ南半球の下層で西風が強い (図 1(b)). 特に緯度 40 度から 60 度の領域は 5 m/s ほど強い。また南緯 50 度、200 hPa 付近にも西風の極大値 (30 m/s) が見える。低緯度の温度分布は緯度方向にほぼ一様であったのに対し、中高緯度の温度分布は等温線が高緯度に向かって傾いた分布になる。(図 1(c)). 緯度 30 度から 60 度の等温線の傾きは、緯度 60 度より高緯度の等温線の傾きに比べて大きくなっている。中高緯度の比湿は極方向に単調に減少している (図 1(d)). 極域では非常に小さい値になっている。

中高緯度の放射フラックスの分布を見ると、 NSR_{sfc} および NSR_{top} , OLR_{top} は極に向かうにつれ単調減少する (図 1(e)). NSR_{sfc} は両半球の極において -40 W/m^2 , NSR_{top} は北半球の極において -80 W/m^2 , 南半球の極において -60 W/m^2 である。 OLR_{top} は北半球の極において 190 W/m^2 , 南半球の極において 150 W/m^2 である。 NLR_{sfc} は北半球では極に向かうにつれ単調減少する。南半球では南緯 60 度より極側で値は増加し、南極で 80 W/m^2 になる。地表面フラックスの分布を見ると、潜熱フラックスは緯度 40 度付近で 100 W/m^2 , それより高緯度の領域で減少し両極でほぼ 0 となる。顕熱フラックスは緯度 50 度から 60 度付近で

ゼロとなり、極で -20 から -30 W/m^2 となる。降水分布には北緯 35 度付近に 100 W/m^2 、南緯 50 度付近に 80 W/m^2 の値を持つピークが存在する。これらの領域はフェレル循環領域に存在する。低緯度域の場合と異なり降水のピークの位置はフェレル循環の上昇域と一致しない。これはフェレル循環が傾圧擾乱の平均的状态を示しているため、定在的な上昇域が存在しないことを表す。水蒸気の収支は、北半球では蒸発が降水を 10 から 20 W/m^2 程度上回っている。南半球の南緯 40 度以北では蒸発が降水を平均 20 W/m^2 程度上回り、より高緯度の領域では降水が蒸発を平均 40 W/m^2 程度上回っている。

乾燥静的エネルギーの南北輸送量は北緯 40 度、南緯 60 度付近に極向き輸送のピークが存在する (図 1(g))。南半球のピーク値 ($-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) は北半球のピーク値 ($4.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べ小さい。乾燥静的エネルギーの南北輸送量の帯状平均成分は、北半球の中高緯度で極向きの輸送が卓越するのに対し、南半球では南緯 50 度付近で赤道向き輸送のピークが存在する。その値は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である。一方乾燥静的エネルギーの南北輸送量の帯状擾乱成分は、両半球とも緯度 50 度付近で極向きのピークを持つ。南半球のピーク値 ($-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) は北半球のピーク値 ($4.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べ小さい。潜熱の南北輸送量は両半球とも緯度 40 度付近に同程度の値 ($\pm 2.5 \times 10^{15} \text{ W}$) を持つ極向き輸送のピークが存在する。(図 1(h))。潜熱の南北輸送量の帯状平均成分は緯度 40 度より極側ではほぼ 0 である。帯状擾乱成分は緯度 40 度付近に極向き輸送のピークが存在し、中高緯度の潜熱輸送量のほとんどを担っている。

図 1(i) に EP フラックスおよびその発散の年平均値を示す。EP フラックスの絶対値は両半球とも中緯度の低高度 ($1000 \sim 500 \text{ hPa}$) で大きな値を持つ。これは中緯度の傾圧不安定波に伴う擾乱によるものと考えられる。500hPa 面より高高度の領域において EP フラックスの大きさは南半球に比べ北半球の方が大きい。EP フラックスの方向の変化から、地表面から射出された擾乱が鉛直伝播した後 200 hPa 付近において弧を描き赤道域に伝播する様子が見える。EP フラックスの発散を見ると北緯 30 度の 500 hPa から 200 hPa の領域および、南緯 40 度から 60 度の対流圏界面付近で西風加速が存在することがわかる。特に後者の領域では 1 日あたり 1 m/s から 4 m/s 程度の西風加速が生じている。赤道域における西風加速は積雲対流に伴って中高緯度へ射出されるロスビー波によるものと考えられる。

図 1(j) に残差子午面質量流線関数の年平均値を示す。残差循環は低緯度で上昇し高緯度で下降する半球を覆う 1 つの循環セルを持つ流れが卓越する。ハドレー循環領域における質量流線関数の極値は両半球とも $6 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ となり、オイラー平均循環の質量流線関数とほぼ一致する。これはハドレー循環が直接循環であることを示す。残差循環に乗った空気塊は、ハドレー循環によって上昇し、下降域において一旦 300 hPa 付近まで下降し、その後 500 hPa 付近まで上昇して極域で下降する。

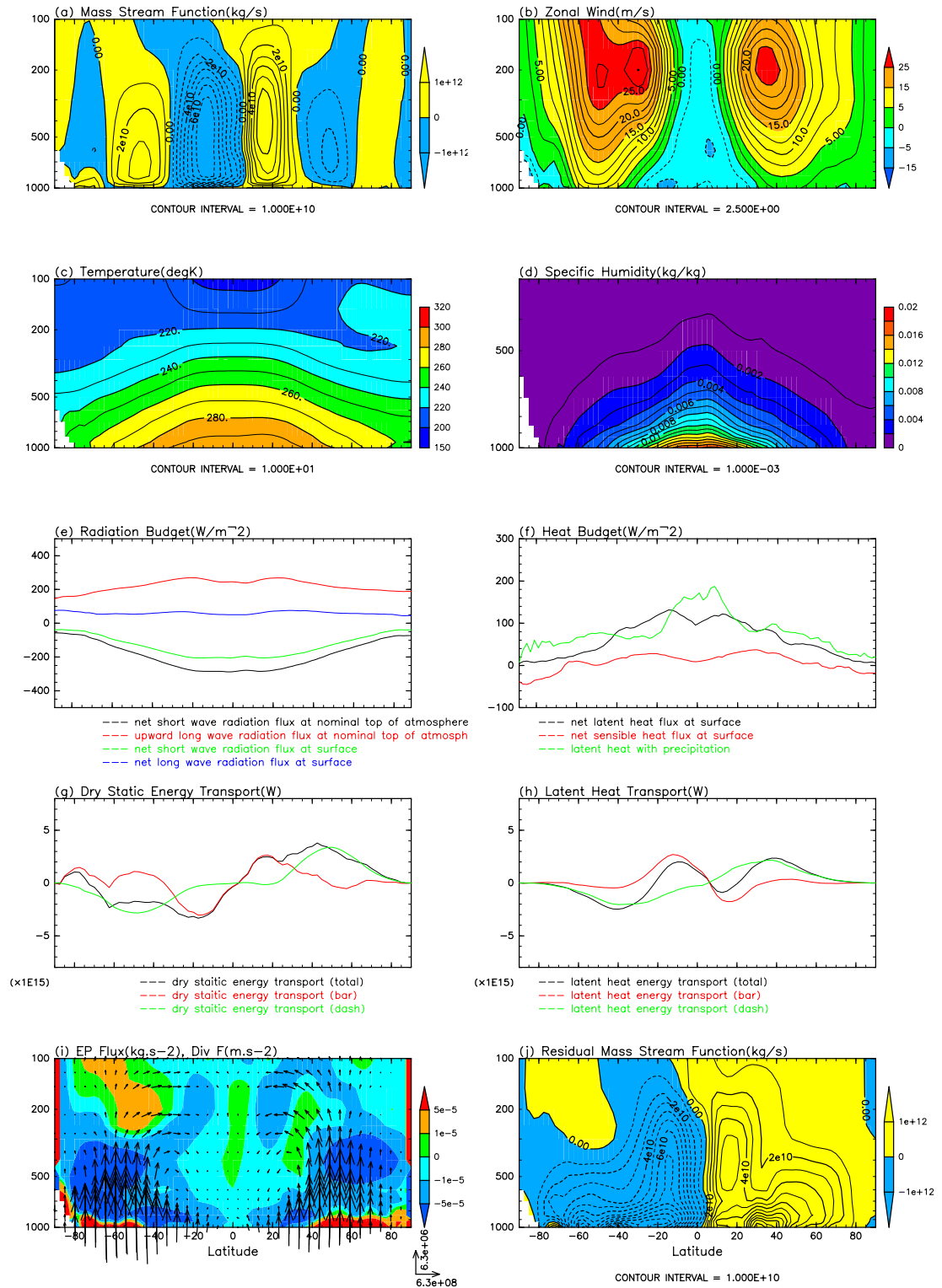


図 1: 帯状平均場の気候値 (年平均). 各図とも横軸は緯度. (a) オイラー平均質量流線関数, (b) 東西風, (c) 温度, (d) 比湿, (e) 放射収支 (黒線:大気上端正味短波フラックス, 赤線:大気上端上向き長波フラックス, 緑線:地表面正味短波フラックス, 青線:地表面正味長波フラックス), (f) 熱収支 (黒線:地表面正味潜熱フラックス, 赤線:地表面正味顕熱フラックス, 緑線:降水), (g) 南北乾燥静的エネルギー輸送量 (黒線:合計, 赤線:帯状平均成分, 緑線:帯状擾乱成分), (h) 南北潜熱輸送量 (黒線:合計, 赤線:帯状平均成分, 緑線:帯状擾乱成分), (i) EP フラックスとその発散 (矢羽: EP フラックス, トーン:発散), (j) 残差循環の質量流線関数.

3.2 季節変化

本節では対流圏の全球エネルギー収支および帯状平均場の各季節平均値をまとめる。まず全球エネルギー収支の季節変動を調べ、次にハドレー循環強度の季節変動を調べる。その後ハドレー循環強度の季節変動の大きい DJF と JJA に注目してその他の物理量の変動について調べる。

3.2.1 全球平均エネルギー収支

表 3 に物理量の全球平均値の季節平均値を示す。OLR_{top} は JJA に最大 (240.7 W/m²), DJF に最小 (234.5 W/m²) となる。年平均値 (237.2 W/m²) に対する変動幅は 1 % 程度である。NLR_{sfc} は MAM, SON に最大 (61.6 W/m²), DJF に最小 (60.2 W/m²) となる。年平均値 (61.0 W/m²) に対する変動幅は 1 % 程度である。NSR_{top} の絶対値は DJF に最大 (228.8 W/m²), JJA に最小 (222.3 W/m²) となる。年平均値 (225.8 W/m²) に対する変動幅は 1 % 程度である。NSR_{sfc} の絶対値は DJF に最大 (163.4 W/m²), JJA に最小 (158.2 W/m²) となる。年平均値 (161.4 W/m²) に対する変動幅は 1 % 程度である。地表面フラックスおよび降水に注目すると、LHF は JJA に最大 (83.9 W/m²), SON に最小 (79.3 W/m²) となる。年平均値 (81.3 W/m²) に対する変動幅は 3 % 程度である。SHF は JJA に最大 (18.0 W/m²), DJF に最小 (13.7 W/m²) となる。年平均値 (15.6 W/m²) に対する変動幅は 20 % 程度である。PR は JJA に最大 (81.9 W/m²), SON に最小 (75.2 W/m²) となる。年平均値 (77.5 W/m²) に対する変動幅は 5 % 程度である。

各季節におけるエネルギーバランスを見ると、大気は MAM において 8.5 W/m² 冷却, JJA において 22.9 W/m² 冷却, SON において 3.6 W/m² 冷却, DJF にいて 3.1 W/m² 加熱されている。また水収支を見ると、潜熱フラックスと降水の差は MAM において 5.2 W/m², JJA において 2.0 W/m², SON において 4.1 W/m², DJF にいて 4.1 W/m² である。

表 3: 物理量の全球平均値の季節平均値。各記号の意味および単位は表 2 に同じ。

季節	OLR _{top}	NLR _{sfc}	NSR _{top}	NSR _{sfc}	LHF	SHF	PR	A	B
MAM	235.7	61.6	-225.0	-161.3	81.4	16.1	76.2	- 8.5	5.2
JJA	240.7	60.8	-222.3	-158.2	83.9	18.0	81.9	-22.9	2.0
SON	238.0	61.6	-227.0	-162.7	79.3	14.4	75.2	- 3.6	4.1
DJF	234.5	60.2	-228.8	-163.4	80.7	13.7	76.6	3.1	4.1

3.2.2 ハドレー循環強度の季節変化

図 2(a), 図 3(a), 図 4(a), 図 5(a) に質量流線関数の子午面分布の季節変化を, 表 4 にハドレー循環強度の季節平均値を示す. 北半球のハドレー循環強度の絶対値は DJF に最大 (16.0×10^{10} kg/s), JJA に最小 (2.0×10^{10} kg/s) となる. 季節変動幅は年平均値 (6.0×10^{10} kg/s) の 30 % から 270 % 程度である. 南半球の循環強度の絶対値は JJA に最大 (15.0×10^{10} kg/s), DJF に最小 (3.0×10^{10} kg/s) となる. 季節変動幅は年平均値 (-6.0×10^{10} kg/s) の 70 % から 250 % 程度である. すなわち両半球の循環はともにそれぞれの冬で最大, 夏で最小となる.

以降の節では, 諸量の季節変動をハドレー循環強度の季節変動との対応を見るために, DJF と JJA を中心にまとめる. MAM, SON の様子については図示するに留める.

表 4: ハドレー循環強度の気候値的季節変化.

	北半球ハドレー循環強度 (kg/s)	南半球ハドレー循環強度 (kg/s)
MAM	9.0×10^{10}	-7.0×10^{10}
JJA	2.0×10^{10}	-15.0×10^{10}
SON	6.0×10^{10}	-10.0×10^{10}
DJF	16.0×10^{10}	-3.0×10^{10}

3.2.3 DJF 平均

低緯度域の様子

図 2(b), (c), (d) に東西風, 温度, 比湿の DJF 平均値を示す. 東西風は赤道付近で 2.5 m/s 以下の東風が卓越する. 年平均に比べて 2.5 m/s 程度東風が弱い. 北半球ではハドレー循環の下降域 (北緯 30 度) の 200 hPa 付近で最大 (約 40 m/s) となる. 年平均 (25 m/s) と比べると 15 m/s 強い. 南半球では年平均に見られた南緯 30 度, 200 hPa 付近のジェットは存在せず, 20 m/s 程度の西風が吹いている. 温度構造は, ハドレー循環領域においては年平均同様にほぼ等温である. 地表面付近で 300 K, 200 hPa 面付近で 220 K 程度である. 比湿の値は, ハドレー領域の上昇域では地表面付近で 0.02 の値を示す. 高高度の領域にいくにしたがい減少し, 500 hPa 付近で 0.002 となる. 比湿の子午面分布は年平均の気候値の分布が全体として南半球にずれた分布となっている.

図 2(e), (f) に放射フラックス, 地表面フラックスおよび降水の DJF 平均値を示す. OLR_{top}

は緯度 20 度付近にピークを持ち、ピークの値は 260 W/m^2 である。 NSR_{sfc} および NSR_{top} は南緯 10 度付近にピークが存在しそれぞれピークの値は -195 W/m^2 , -270 W/m^2 である。 NLR_{sfc} は北緯 20 度, 南緯 30 度付近にピークを持ち、ピークの値は 80 W/m^2 である。 地表面フラックスについては潜熱フラックスは緯度 15 度, 顕熱フラックスは北緯 20 度, 南緯 30 度付近にピークが存在する。 これらのピークの位置は年平均の気候値の場合とほぼ同じである。 降水のピークの位置は年平均の気候値の場合と同様に北緯 5 度と 南緯 10 度に存在する。 それぞれのピークの値は 175 W/m^2 , 180 W/m^2 である。 それぞれ年平均の気候値より 5 W/m^2 小さく, 20 W/m^2 大きい。 水蒸気収支は, 赤道域で降水が蒸発を上回り, 亜熱帯域ではその逆となる。 亜熱帯域の蒸発と降水の差は北半球の方が南半球よりも大きい。

図 2(g), (h) に乾燥静的エネルギーおよび潜熱の南北輸送量の緯度分布を示す。 乾燥静的エネルギー輸送量の低緯度の分布は年平均の気候値の場合と同様に緯度 20 度付近に極向き輸送のピークが存在する。 南半球のピーク値は $-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均のピーク値 ($-3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である。 北半球のピーク値は $6.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均のピーク値 ($4.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である。 赤道域の輸送はほぼ帯状平均成分 (赤線) によって賄われている。 潜熱輸送量の低緯度の分布は年平均の気候値の場合と同様に緯度 15 度付近に赤道向き輸送のピークが存在する。 南半球のピーク値は $-1.5 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均のピーク値 ($3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $1.5 \times 10^{15} \text{ W}$ である。 北半球のピーク値は $-4.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均のピーク値 ($-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である。

中高緯度域の様子

フェレル循環強度は北半球で -3.0×10^{10} , 南半球で $3.0 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ 程度である。 (図 2(a).) 年平均と比べると北半球の循環強度は $1.0 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ 大きい。 一方南半球の循環強度はあまり変わらない。

東西風は, 南半球で南緯 30 度, 200 hPa 付近で西風のピーク (40 m/s) がある (図 2(b)). 北半球中高緯度の等温線の傾きは年平均の気候値の場合に比べて大きい。 (図 2(c)) 中高緯度の比湿は年平均の気候値に比べ北半球では減少し, 南半球で増加する。 (図 2(d))

中高緯度の放射分布は, NSR_{sfc} および NSR_{top} はともに南緯 25 度付近にそれぞれピークを持ち, それぞれの値は -220 , -350 W/m^2 である。 地表面フラックスを見ると, 潜熱フラックスのピークは北半球側では緯度 40 度, 南半球側では緯度 70 度付近に存在する。 それぞれの値は 120 W/m^2 , 20 W/m^2 となる。 顕熱フラックスは緯度 50 度から 60 度付近でゼロとなり, 北極付近で -20 から -30 W/m^2 , 南極付近でゼロとなる。 北半球側高緯度の顕熱フラックスは年平均の気候値に比べて 平均 20 W/m^2 程度小さい。 降水は北緯 40 度付近に 100 W/m^2 , 南緯 50 度付近に 80 W/m^2 のピークが存在する。 水蒸気の収支を見ると, 北半球では蒸発が降水を 10 から 20 W/m^2 上回っている。 南半球では南緯 40 度以北では蒸発が降水

を 20 W/m^2 上回り, より高緯度の領域では降水が蒸発を 10 から 20 W/m^2 上回る.

乾燥静的エネルギー輸送量の中高緯度の分布は年平均同様に緯度 50 度付近に極向き輸送のピークが存在する. (図 2(g)). 南半球のピークの値は $-1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均の気候値と比べると絶対値は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 小さい. 北半球のピークの値は $5.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均の気候値と比べると絶対値は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 大きい. 中高緯度域の乾燥静的エネルギー輸送の大きさはその帯状擾乱成分 (黒線) によって説明することができる. 潜熱輸送量は両半球とも緯度 40 度付近に極向き輸送のピークが存在し, 北半球における値は $3.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均気候値に比べ $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 極向きの輸送が大きい. 南半球では $-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均気候値とほぼ同じ値である. (図 2(h)). 中高緯度域の潜熱輸送の大きさはその帯状擾乱成分 (黒線) によって説明することができる.

EP フラックスのパターンは年平均の気候値とあまり変わらない. しかし, 北半球の EP フラックスの大きさは同高度, 同緯度の 南半球 EP フラックスに比べて大きい. 北半球の EP フラックスの発散に注目すると, 北緯 30 度, 200 hPa 付近で 1 日あたり 1 m/s から 4 m/s 程度の西風加速が生ずる. また南緯 30 度から 60 度, 300 hPa より高高度の領域で 1 日あたり 1 m/s から 4 m/s 程度の西風加速が生ずる.

残差循環の質量流線関数は北半球で強くなり, 南半球で弱くなる. (図 2(a), (j)). それぞれのパターンは年平均の気候値とあまり変わらない.

3.2.4 JJA 平均

低緯度域の様子

図 4(b), (c), (d) に東西風, 温度, 比湿の JJA 平均値を示す. 東西風は赤道付近で 10 m/s 程度の東風が吹いている. 年平均の気候値に比べて 2.5 m/s 程度東風が強い. 北半球では年平均に比べ西風が弱く, 西風のピークの位置は高緯度へずれている. 南半球の西風は南緯 30 度, 200 hPa 面において最大 (45 m/s) となる. ハドレー循環領域の温度分布は年平均気候値の場合と同様に緯度方向に一様である. 地表面付近で 300 K , 200 hPa 面付近で 220 K 程度である. 比湿の値は, ハドレー循環上昇域の地表面付近で 0.02 , 高度とともに値は減少し, 500 hPa 付近で 0.002 となる. 比湿の子午面分布は年平均の気候値の分布が全体として北半球にずれた分布となっている.

図 4(e), (f) に放射フラックス, 地表面フラックスおよび降水の JJA 平均値を示す. OLR_{top} は緯度 25 度付近ピークを持ち, ピークの値は 300 W/m^2 である. NSR_{sfc} および NSR_{top} は北緯 30 度付近にピークが存在しそれぞれ -210 W/m^2 , -330 W/m^2 である. NLR_{sfc} は北緯

30 度, 南緯 20 度にピークを持ち, ピークの値は 75 W/m^2 である. 地表面フラックスについては潜熱フラックスは緯度 15 度, 顕熱フラックスは北緯 30 度, 南緯 20 度付近にピークが存在する. これらのピークの位置は年平均の気候値の場合とほぼ同じである. 降水のピークの位置は北緯 10 度に存在する. ピークの値は 200 W/m^2 である. 年平均の気候値より 20 W/m^2 大きい. 水蒸気収支は, 北半球では降水が蒸発を上回る. 南半球では南緯 5 度以南で蒸発が降水を上回る.

図 4(g), (h) に乾燥静的エネルギーおよび潜熱の南北輸送量の緯度分布を示す. 乾燥静的エネルギー輸送量の低緯度の分布は南緯 10 度付近に南向き輸送のピークが存在する. ピーク値は $-5.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均のピーク値 ($-3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である. 潜熱輸送量の低緯度の分布は南緯 5 度付近に北向き輸送のピークが存在する. 南半球のピーク値は $5.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均のピーク値 ($3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である.

中高緯度域の様子

フェレル循環強度は北半球で -1.0×10^{10} , 南半球で $3.0 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ 程度である. (図 2(a).) 年平均と比べると北半球の循環強度は $1.0 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ 小さい. 南半球の循環強度はあまり変わらない.

東西風は, 北緯 50 度, 200 hPa 付近で西風のピーク (20 m/s) がある (図 4(b)). DJF と異なり冬半球である南緯 50 度, 100 hPa 付近にも西風のピーク (35 m/s) がある (図 4(b)). 南半球中高緯度の等温線の傾きは年平均の気候値の場合に比べて大きい. (図 4(c)). 中高緯度の比湿は年平均の気候値に比べ北半球では増加し, 南半球で減少する. (図 4(d))

中高緯度の放射分布は, NSR_{sfc} および NSR_{top} はともに南緯 30 度付近にそれぞれピークを持ち, それぞれの値は $-250, -320 \text{ W/m}^2$ である. 地表面フラックスを見ると, 潜熱フラックスのピークは北半球側では緯度 50 度, 南半球側では緯度 40 度付近に存在する. それぞれの値は $80 \text{ W/m}^2, 100 \text{ W/m}^2$ となる. 顕熱フラックスは緯度 50 度から 60 度付近でゼロとなり, 北極付近で -20 から -30 W/m^2 , 南極付近でゼロとなる. 北半球側高緯度の顕熱フラックスは年平均の気候値に比べて平均 20 W/m^2 程度小さい. 降水は北緯 40 度付近に 100 W/m^2 , 南緯 50 度付近に 80 W/m^2 のピークが存在する. 水蒸気の収支を見ると, 北半球では蒸発が降水を 10 から 20 W/m^2 上回っている. 南半球では南緯 40 度以北では蒸発が降水を 20 W/m^2 上回り, より高緯度の領域では降水が蒸発を 10 から 20 W/m^2 上回る.

乾燥静的エネルギー輸送量の中高緯度の分布は年平均同様に緯度 50 度付近に極向き輸送のピークが存在する. (図 2(g)). 南半球のピークの値は $-1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均の気候値と比べると絶対値は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 小さい. 北半球のピークの値は $5.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均の気候値と比べると絶対値は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 大きい. 中高緯度域の乾燥静的エネルギー輸送の大

きさはその帯状擾乱成分 (黒線) によって説明することができる. 潜熱輸送量は両半球とも緯度 40 度付近に極向き輸送のピークが存在し, 北半球における値は $3.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均気候値に比べ $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 極向きの輸送が大きい. 南半球では $-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均気候値とほぼ同じ値である. (図 2(h)). 中高緯度域の潜熱輸送の大きさはその帯状擾乱成分 (黒線) によって説明することができる.

EP フラックスのパターンは年平均の気候値とあまり変わらない. しかし, 北半球の EP フラックスの大きさは同高度, 同緯度の南半球 EP フラックスに比べて大きい. 北半球の EP フラックスの発散に注目すると, 北緯 30 度, 200 hPa 付近で 1 日あたり 1 m/s から 4 m/s 程度の西風加速が生ずる. また南緯 30 度から 60 度, 300 hPa より高高度の領域で 1 日あたり 1 m/s から 4 m/s 程度の西風加速が生ずる.

残差循環の質量流線関数は北半球で強くなり, 南半球で弱くなる. (図 2(a), (j)). それぞれのパターンは年平均の気候値とあまり変わらない.

中高緯度の放射分布を見ると, NSR_{sfc} および NSR_{top} は北緯 30 度付近にそれぞれピークを持つ ($-220, -300 \text{ W/m}^2$). いずれの放射も年平均に比べ, そのピークの値は数 W/m^2 程度しか変動しておらず, 短波放射フラックスの南北分布が北半球側にずれる. 次に地表面フラックスおよび降水に注目すると, 潜熱フラックスのピークは南緯 40 度付近で 120 W/m^2 , 北緯 50 度付近で 80 W/m^2 となる. 年平均に比べて南半球は 20 W/m^2 程度大きく, 北半球は 10 W/m^2 程度小さい. 顕熱フラックスは緯度 50 度から 60 度付近でゼロとなり, 南極付近で -70 から -80 W/m^2 , 北極付近でゼロとなる. 年平均と比べると潜熱, 顕熱フラックスともに 10 W/m^2 程度大きい. 降水分布を見ると北半球では北緯 60 度付近に 60 W/m^2 , 南半球では南緯 40 度付近に 100 W/m^2 のピークが存在する. 水蒸気の収支からいうと北半球では降水が蒸発を 10 から 20 W/m^2 程度上回っている. 南半球では南緯 40 度以北では蒸発が平均 20 W/m^2 程度卓越し, より高緯度の領域では降水が平均 40 W/m^2 程度卓越する.

乾燥静的エネルギー輸送量の中高緯度の分布は緯度 40 から 50 度付近に極向き輸送のピークが存在する. (図 4(g)). 南半球のピークは $-3.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で年平均 ($-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である. 北半球のピークは $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均 ($4.0 \times 10^{15} \text{ W}$) との差は $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ である. 帯状平均成分について見ると, 緯度 50 度付近における値は年平均に比べて $0.5 \times 10^{15} \text{ W}$ 程度極向きの輸送が大きくなる. 帯状擾乱成分について見ると, 両半球ともピークは年平均同様に緯度 50 度付近に存在する. 北半球のピークの値は $1.5 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均 ($4.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べて $2.5 \times 10^{15} \text{ W}$ 程度極向きの輸送が大きい. 一方南半球のピークの値は $-3.5 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均 ($-3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べて $0.5 \times 10^{15} \text{ W}$ 程度極向きの輸送が大きい. 潜熱輸送量は両半球とも緯度 40 度付近に極向き輸送のピークが存在し, 北半球では $2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均 ($3.0 \times 10^{15} \text{ W}$) に比べ $1.0 \times 10^{15} \text{ W}$ 程度赤道向きの輸送が強い. 一方南半球では $-2.0 \times 10^{15} \text{ W}$ で, 年平均とほぼ同程度である. (図

4(h)). 帯状平均成分は緯度 40 度より極側でほぼ 0 である. 帯状擾乱成分は緯度 40 度付近に極向き輸送のピーク (2.0×10^{15} W) が存在する. 地表面付近の EP フラックスの絶対値は南半球で最大, 北半球で最小となる (図 4(i)). 北半球の EP フラックスの発散に注目すると, DJF 平均で存在した北緯 50 度以北, 高度 500 hPa から 200 hPa の収束域 ($-5 \times 10^{-5} \text{kg/s}^2$ ~) が消え, 発散域が低緯度より張り込んできている. 一方南半球では南緯 30 度から 60 度, 300 hPa より高高度の領域で発散域 ($5 \times 10^{-5} \text{kg/s}^2$ ~) が存在する.

残差循環の JJA 平均は, ハドレー循環領域では南半球ではオイラー平均循環とほぼ同じであるものの, 北半球ではほとんど見えなくなっている. (図 4(a), (j)).

3.2.5 SON, MAM 平均

図 5, 図 3 に SON 平均, MAM 平均の帯状平均を示す. いずれの量も DJF, JJA 双方へ遷移する過渡期であるといえる. 全体的な特徴として完全に南北対象というわけではないことが言える.

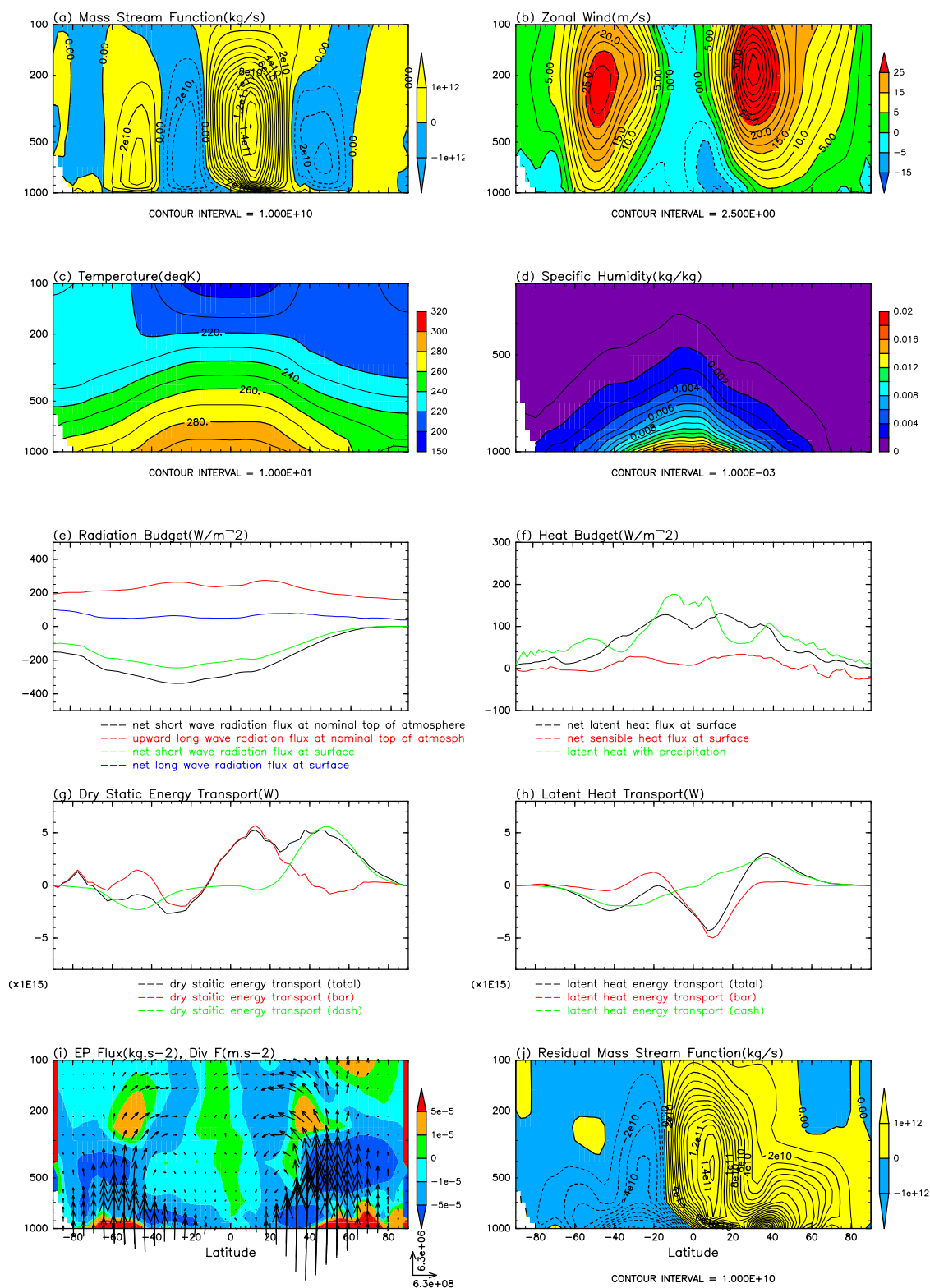


図 2: 帯状平均場の気候値 (DJF 平均). 図の各量, および軸は図 1 と同じ.

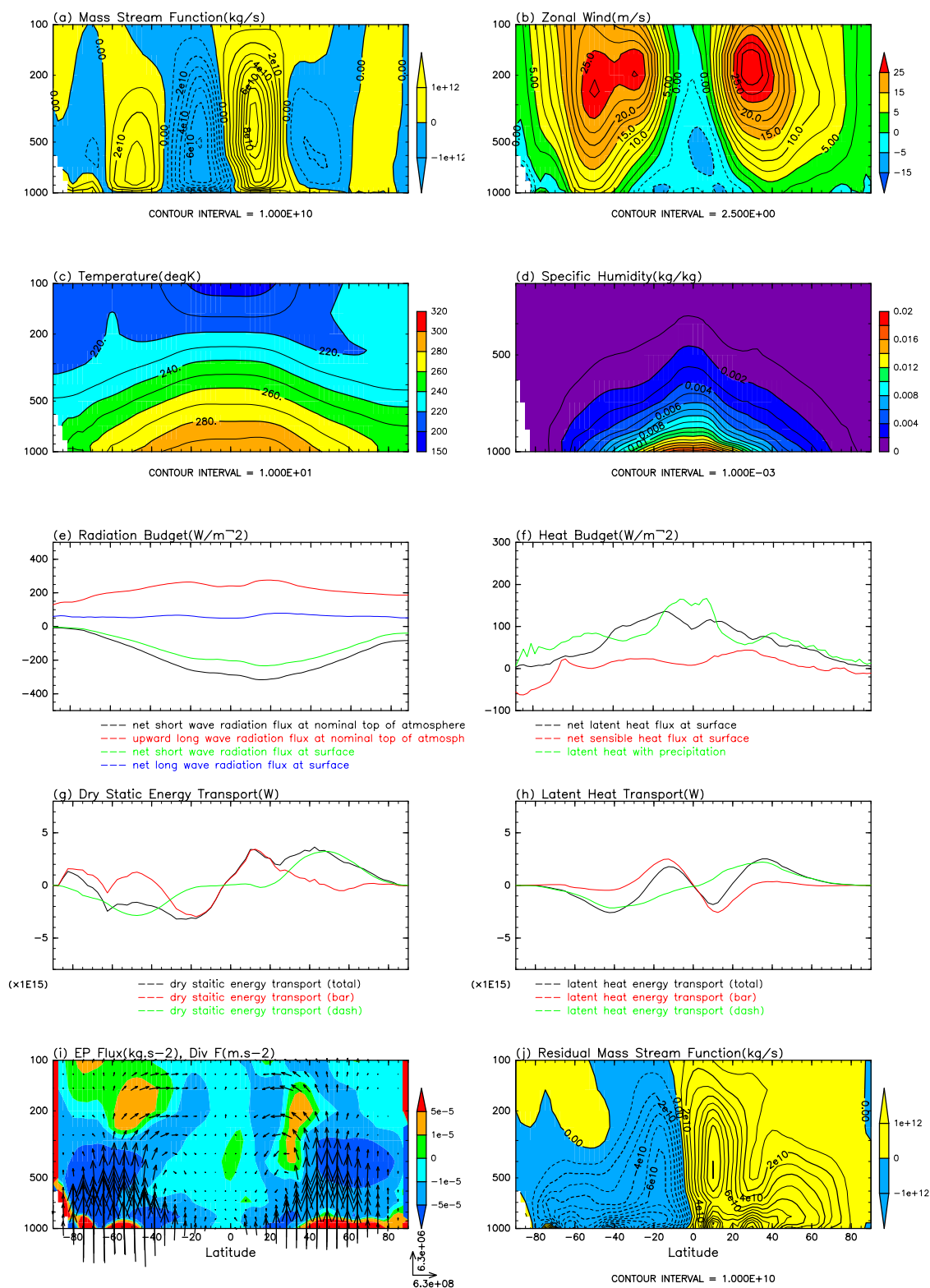


図 3: 帯状平均場の気候値 (MAM 平均). 図の各量, および軸は図 1 と同じ.

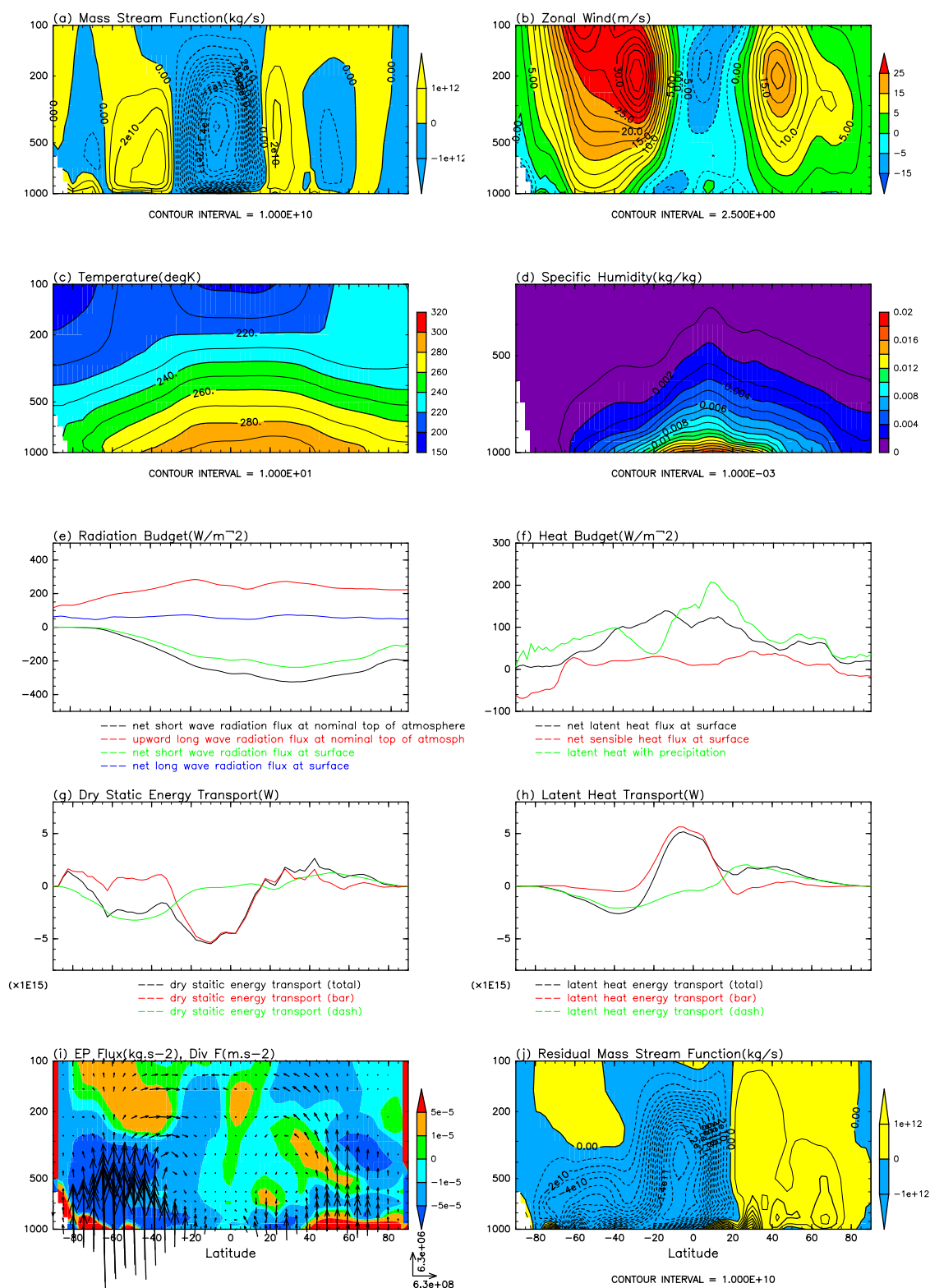


図 4: 帯状平均場の気候値 (JJA 平均). 図の各量, および軸は図 1 と同じ.

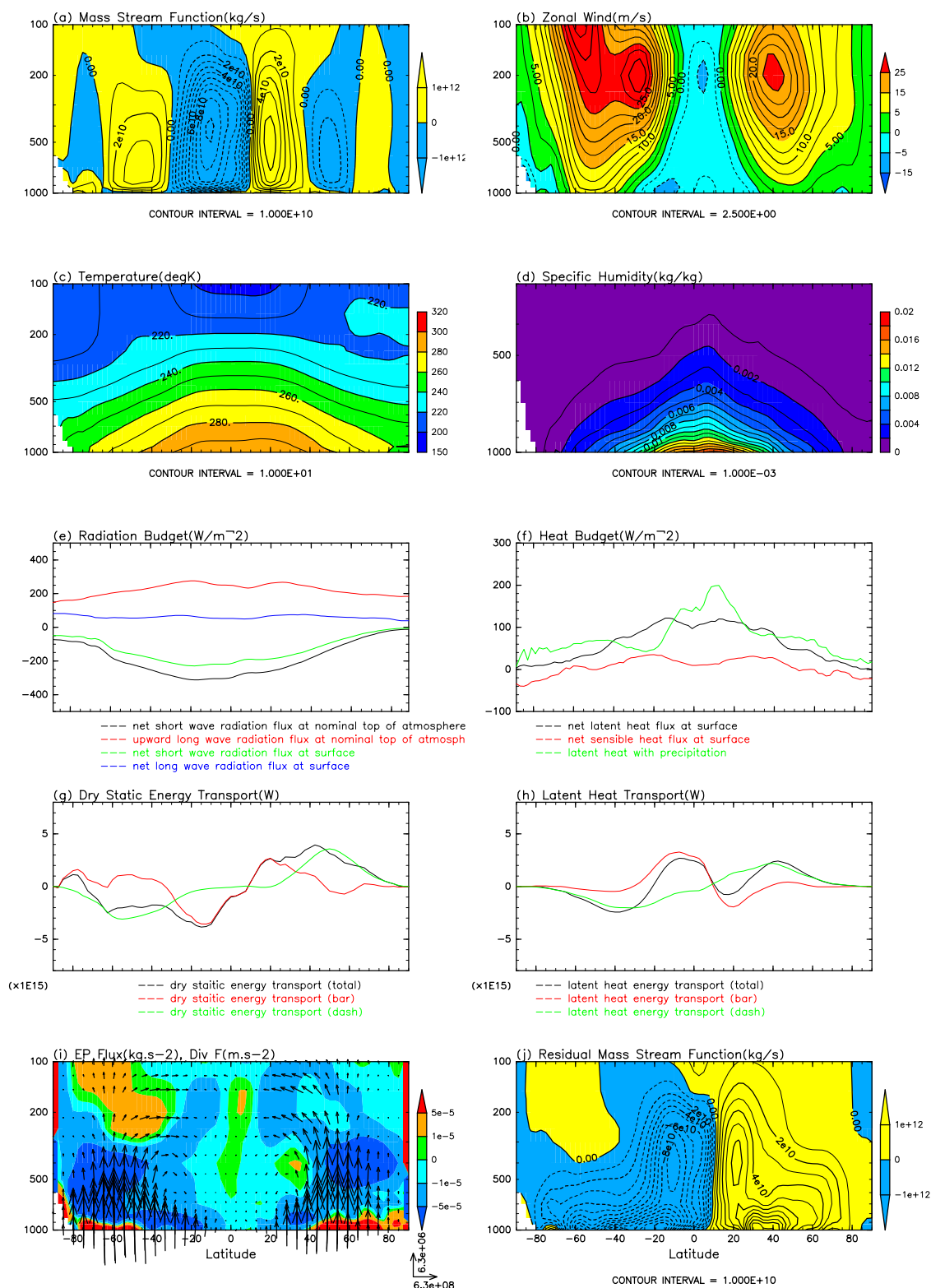


図 5: 帯状平均場の気候値 (SON 平均). 図の各量, および軸は図 1 と同じ.

4 年々変動

本章では、月平均のハドレー循環強度の 1979 年から 2003 年までの 25 年間における変動を調べ、その変動幅と他の物理量との関連について記す。4.1 節ではハドレー循環強度の変動と El Niño との関係、4.2 節ではハドレー循環強度の変動と低緯度の降水量との関係、4.3 節ではハドレー循環強度の変動と中緯度東西風速との関係、4.4 節ではハドレー循環強度の変動と中緯度傾圧擾乱の強さとの関係について記す。

4.1 ハドレー循環強度と El Niño

図 6 にハドレー循環強度と平均年変動からの偏差の時系列を示す。北半球のハドレー循環強度は 1.65×10^{10} kg/s から 20.9×10^{10} kg/s まで変化する。平均年変動からの偏差は $\pm 3.5 \times 10^{10}$ kg/s である。循環強度は 1, 2 月にもっとも強く、その値は 16.2×10^{10} から 20.9×10^{10} kg/s まで変化する。1, 2 月平均年変動からの偏差は $-2.0 \times 10^{10} \sim \times 10^{10}$ kg/s である。

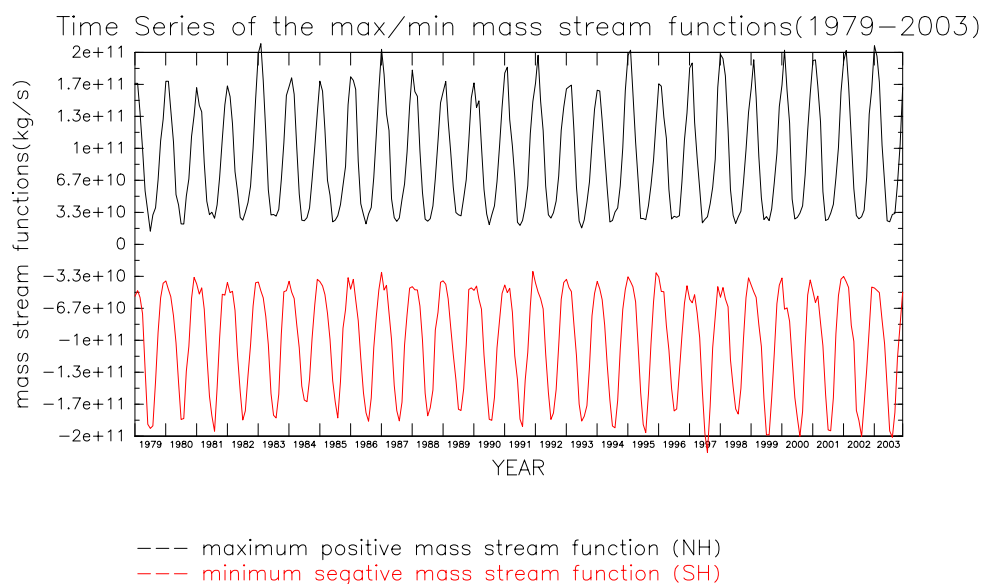
南半球の循環強度は -3.0×10^{10} から -21.5×10^{10} kg/s まで変化する。平均年変動からの偏差は $-3.5 \times 10^{10} \sim 2.0 \times 10^{10}$ kg/s である。循環強度は 8 月にもっとも強く、その値は -16.0×10^{10} から -21.0×10^{10} kg/s まで変化する。平均年変動からの偏差は $-3.0 \times 10^{10} \sim +2.5 \times 10^{10}$ kg/s である。

Oort and Yienger (1996) は北半球のハドレー循環強度は 0.5×10^{10} kg/s から 28.5×10^{10} kg/s, 南半球のハドレー循環強度は -1.0×10^{10} kg/s から -24×10^{10} kg/s まで変化することを示している。本研究で示したハドレー循環強度の変動幅は、彼らの結果に比べ小さい。

表 5 に El Niño と La Niña の発生期間を示す。図 6 より Oort and Yienger (1996) で示されたように El Niño 期間では両半球のハドレー循環強度は強くなる。El Niño のハドレー循環強度の平均年変動からの偏差は、 2.0×10^{10} kg/s より大きい。以上より、ハドレー循環強度が ENSO の影響を強く受けていることは、ハドレー循環強度の時系列とその平均年変動からの偏差を図示することで理解することができる。

なお La Niña 期間でも循環強度の最大値が他の年よりも大きくなる場合があることから (例えば 1999 年の JJA から 2000 年の MAM), ハドレー循環強度に影響する要因は ENSO の他にも考えられることに注意が必要である。また 1990 年代後半以降に見られる循環強度のピーク値が増加傾向は温暖化によるトレンドの可能性がある。

(a)



(b)

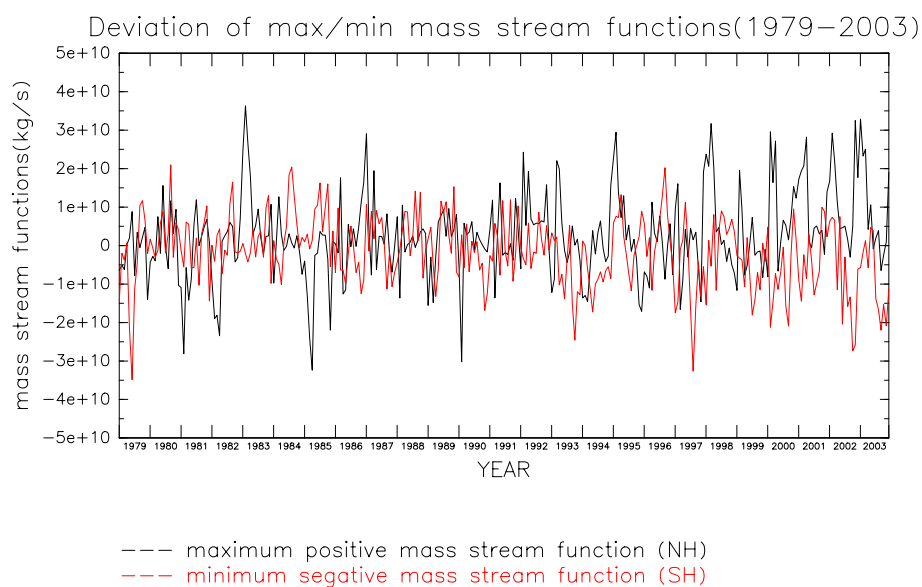


図 6: ハドレー循環強度とその平均年変動からの偏差の時系列. 黒線は北半球, 赤線は南半球の値. (a) ハドレー循環強度 (b) 平均年変動からの偏差

表 5: 1979 年以降の El niño および La Niña の発生期間. 気象庁の web サイトより転載. (http://www.data.kishou.go.jp/climates/elnino/mikata/elnino/_table.html 参照.)

El Niño	La Niña
1982 (MAM) – 1983(JJA)	1984 (SON) – 1985(JJA)
1986 (SON) – 1988(DJF)	1988 (MAM) – 1989(MAM)
1991 (MAM) – 1992(JJA)	
1993 (MAM) – 1993(JJA)	
1997 (MAM) – 1998(JJA)	1998 (SON) – 1999(MAM)
	1999 (JJA) – 2000(MAM)
2002 (MAM) – 2003(DJF)	

4.2 ハドレー循環強度と低緯度の降水分布

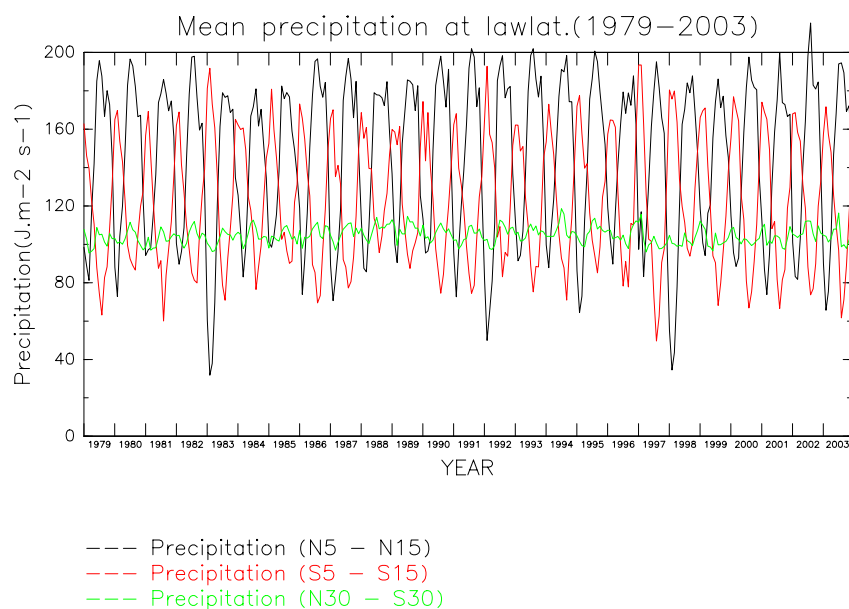
図 7 に月平均の帯状平均降水量の時系列および緯度-時間分布を示す. 低緯度 (30N - 30S) の平均値は 100 W/m^2 から 110 W/m^2 , 北半球の熱帯収束帯 (inter-tropical convergence zone; ITCZ) にあたる N5 - N15 の平均値は 30 W/m^2 から 220 W/m^2 , 南半球 ITCZ (S5 - S15) の平均値は 50 W/m^2 から 190 W/m^2 である. 北半球 ITCZ と南半球 ITCZ における降水の 25 年平均の差は 66.7 W/m^2 である. 図 7(a) に見られるように, 低緯度域全体の平均降水量に比べ, 南北半球 ITCZ 間の平均降水量の変動幅は 14 倍から 20 倍である. これは低緯度領域内の降水活動は局在化しており, その変動は大きいことを示している (図 7(b)).

図 8(a), (b) に OLR_{top} の領域平均値の時系列および緯度-時間変動を示す. 北緯 30 度から南緯 30 度の平均値の最小値と最大値は 255 W/m^2 と 260 W/m^2 , 北緯 5 度から北緯 15 度の平均値の最小値と最大値は 230 W/m^2 と 290 W/m^2 , 南緯 5 度から南緯 15 度の平均値の最小値と最大値は 230 W/m^2 から 275 W/m^2 である. 北緯 5 度から 北緯 15 度の領域平均値と南緯 5 度から 南緯 15 度の領域平均値との平均偏差は 24 W/m^2 である. 5 度から 15 度までの領域で平均した OLR の変動幅は, 低緯度領域全体で平均した OLR_{top} の変動幅の 9 倍から 12 倍である. OLR_{top} の変動からも低緯度領域内の積雲対流活動は局在化していることが想像される (図 8(a), (b)).

図 9(a), (b) に潜熱フラックスの低緯度の時系列および緯度-時間変動を示す. 北緯 30 度から南緯 30 度の平均値の最小値と最大値は 100 W/m^2 から 120 W/m^2 , 北緯 5 度から北緯 15 度の平均値の最小値と最大値は 110 W/m^2 から 150 W/m^2 , 南緯 5 度から南緯 15 度の平均値の最小値と最大値は 110 W/m^2 から 140 W/m^2 である. 北緯 5 度から 北緯 15 度の領域平均値と南緯 5 度から 南緯 15 度の領域平均値との平均偏差は 9.5 W/m^2 である. 低緯度全体での平均降水量に比べ, 緯度 5 度から 15 度の領域における変動幅は 1.5 倍から 2.0 倍である. 降水や OLR_{top} に比べると, 低緯度領域の潜熱フラックスの分布はあまり局在化していないと考えられる.

ハドレー循環強度の強い時期は北緯 5 度から 北緯 15 度の平均降水量と南緯 15 度から 南緯 15 度の平均降水量の差が平均偏差に比べ大きい. (図 6, 図 7(b)). 循環強度の強い年は少雨領域と多雨領域が赤道を挟んで張り出していることがわかる. 大気上端外向き長波放射についても降水と同様の傾向が見られる. 緯度-時間分布を見ると降水と同様に循環強度の強い年は強い領域と弱い領域が赤道を挟んで張り出していることがわかる (図 8(d)). これは降水による南北非一様な潜熱加熱が生じ, 結果として循環強度が強化されと考えられる. 一方で循環強度の変動に対応する潜熱フラックスの南北緯度分布の変動は本節で示した図にはあまりみられない. この原因としては, 潜熱フラックスの年々変動の幅がその季節変動幅に比べ小さいことが考えられる. よって潜熱フラックスと循環強度の変動のより詳細な解析のためには, 平均年変動からの偏差を見る必要がある. これは今後の課題である.

(a)



(b)

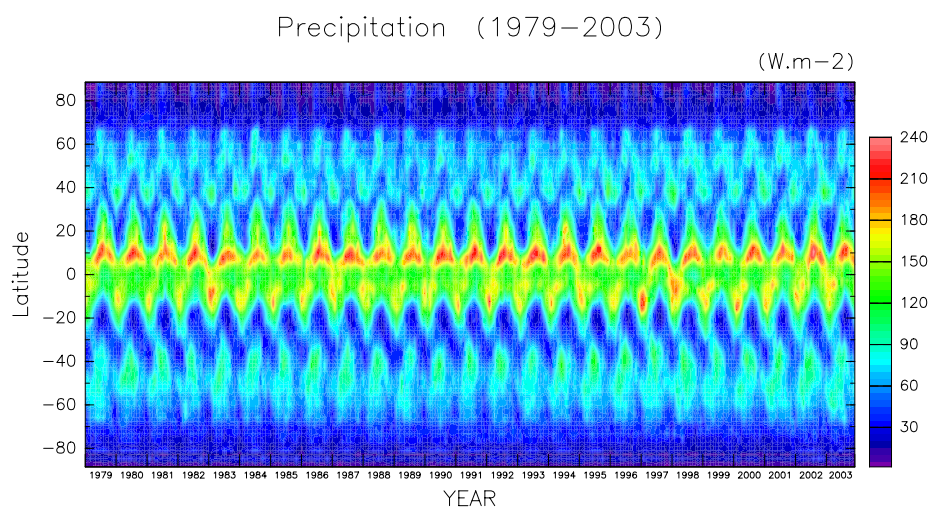
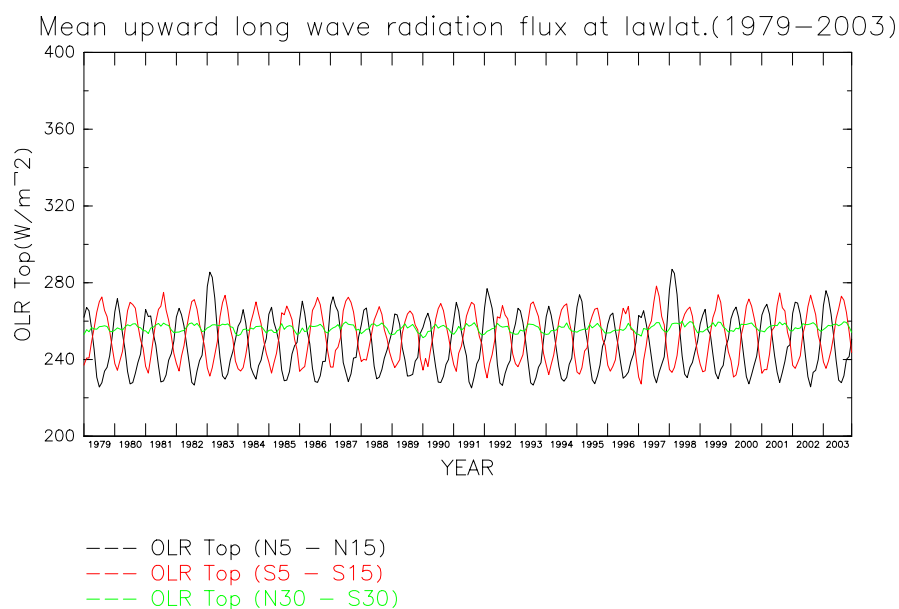


図 7: 降水の領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) 降水の領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.

(a)



(b)

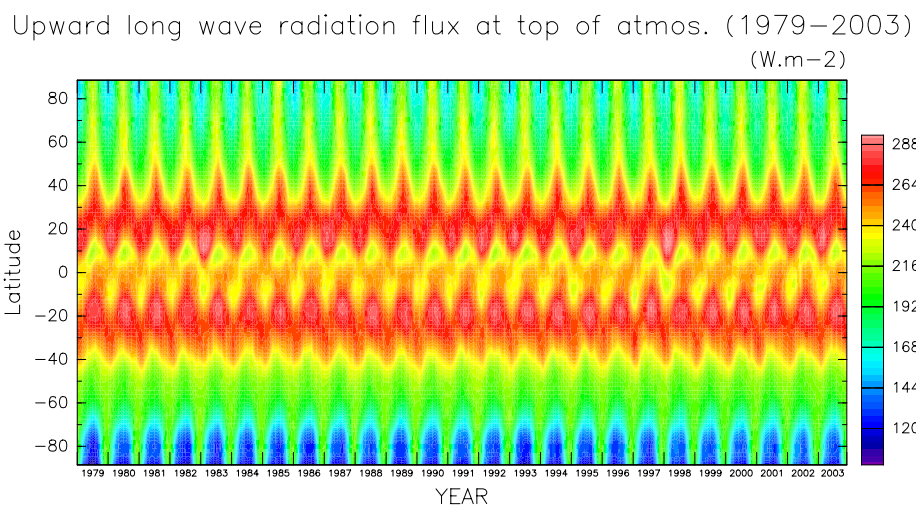
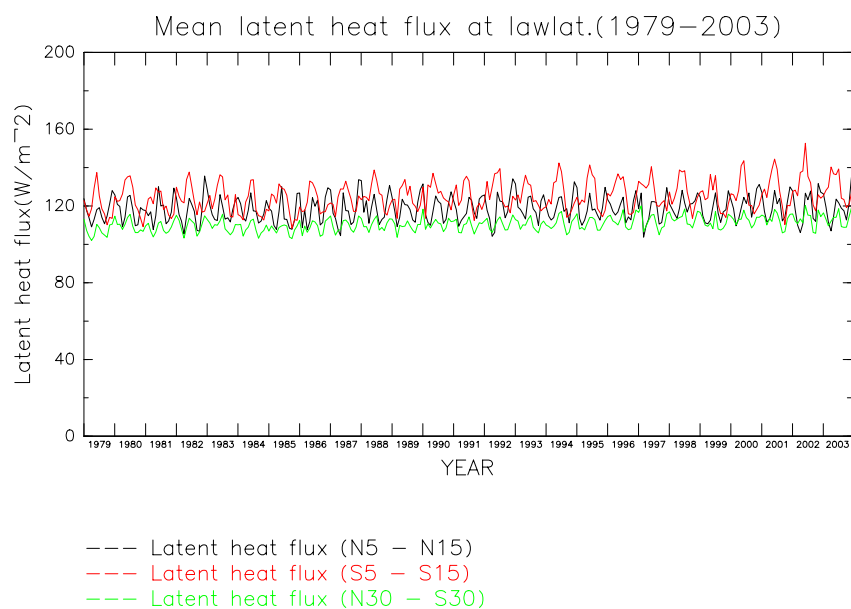


図 8: OLR_{top} の領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) OLR_{top} の領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.

(a)



(b)

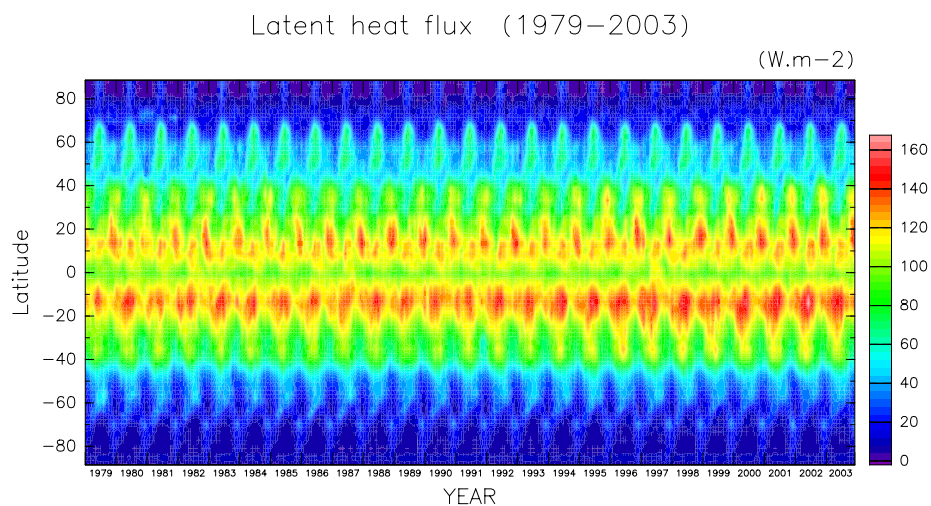


図 9: 潜熱フラックスの領域平均値の時系列と緯度-時間分布. (a) 潜熱フラックスの領域平均値の時系列. 黒線は北緯 15 度 ~ 北緯 5 度, 赤線は南緯 5 度 ~ 南緯 15 度, 緑線は北緯 30 度 ~ 南緯 30 度. (b) 緯度-時間分布.

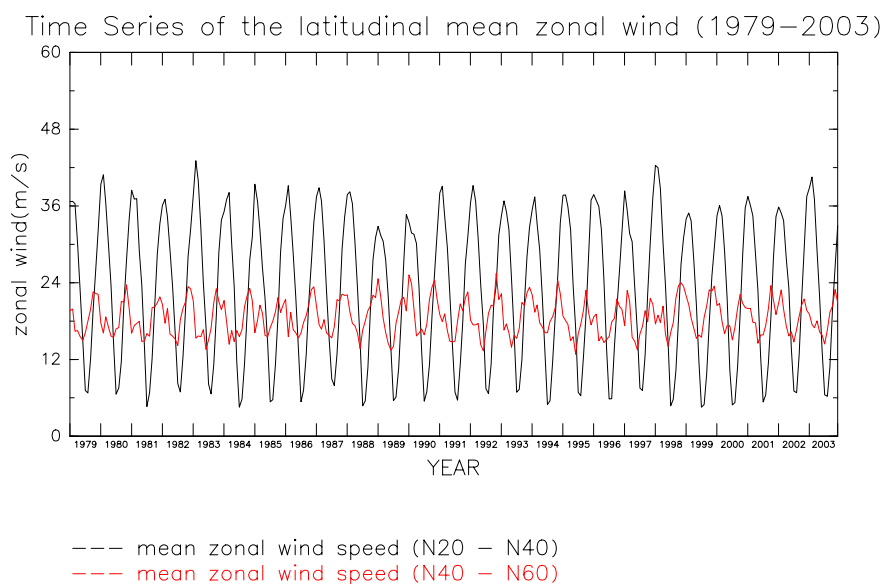
4.3 ハドレー循環強度と中緯度東西風ジェットの強度

図 10, 図 11 に 200hPa 面東西風ジェットの緯度平均値および平均年変動からの偏差の時系列を示す. 黒線は緯度 20 度から 40 度帯における平均値, 赤線は緯度 40 度から 60 度帯における平均値である.

北半球では常に北緯 20 度から 40 度帯の風速のほうが北緯 40 度から 60 度帯の風速よりも大きく, 変動の振幅も大きい (図 10(a), (b)). 一方南半球では時期によって南緯 40 度から 60 度帯の風速が南緯 20 度から 40 度帯の風速を上回ることがある. これは南半球において亜熱帯ジェットと寒帯前線ジェットが共存している可能性が考えられる. 北緯 20 度から 40 度帯の西風は最小 16.0 m/s, 最大 52.5 m/s, 北緯 40 度から 60 度帯の西風は最小 19.0 m/s, 最大 37.0 m/s である. 南緯 20 度から 40 度帯の西風は最小 20.0 m/s, 最大 44.0 m/s, 南緯 40 度から 60 度帯の西風は最小 25.0 m/s, 最大 46.0 m/s である. 平均年変動からの偏差は北緯 20 度から 40 度帯の変動幅は ± 8.0 m/s, 北緯 40 度から 60 度帯の変動幅は -5.0 m/s \sim $+7.0$ m/s である. 南緯 20 度から 40 度帯の変動幅は -5.0 m/s \sim $+8.0$ m/s, 南緯 40 度から 60 度帯の変動幅は -10.0 m/s \sim $+10.0$ m/s である. いずれも年変動幅の 0.5 倍程度である.

図 6 のハドレー循環強度の変動と 200hPa 面東西風ジェットの緯度平均値および平均年変動からの偏差の時系列 (図 10, 図 11) あまり対応していない. 北半球では 1983 年と 1998 年のハドレー循環強度が強い時期に東西風ジェットも強くなっているものの, その他の年についてはよい対応は見られない. Wang (2002) が主張するように, ハドレー循環強度の指標として帯状平均流線関数を用いた場合, 東西風ジェットの変動とハドレー循環強度の変動は対応しないと考えられる. しかしながら, Wang (2002) に基づき局所的なハドレー循環と東西風の強化が関連するならば, まったく関連のしない領域が存在するはずである. そのような領域の同定, およびメカニズムの考察は一考の余地がある. また東西風ジェットの変動は擾乱による角運動量輸送によってももたらされる. より厳密な議論をするためには波動平均流相互作用論に基づく運動量収支解析を行わなければならない. これらについては今後の課題である.

(a)



(b)

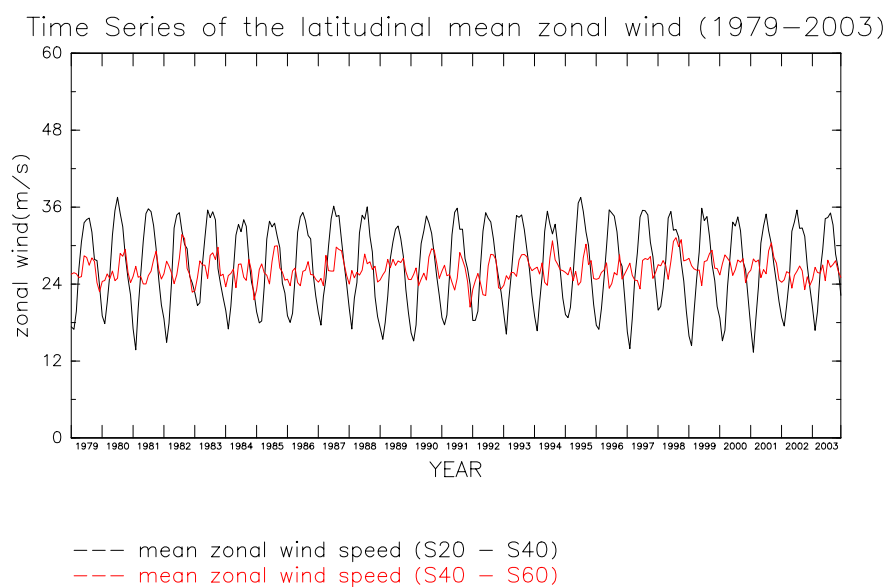
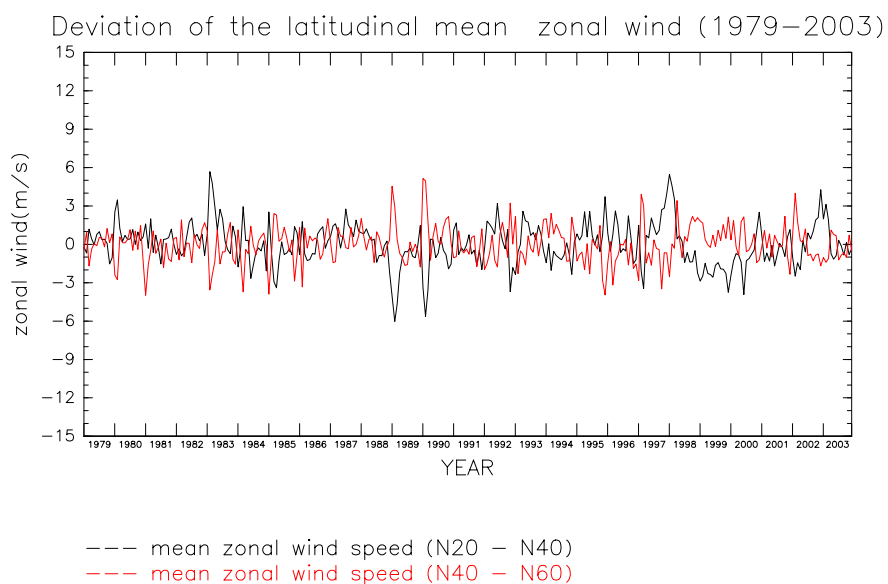


図 10: 中緯度東西風の緯度平均値 (a) 北半球東西風ジェットの強度. 黒線は北緯 20 度 ~ 北緯 40 度の平均値, 赤線は北緯 40 度 ~ 北緯 60 度の平均値. (b) 南半球東西風ジェットの強度. 黒線は南緯 20 度 ~ 南緯 40 度の平均値, 赤線は南緯 40 度 ~ 南緯 60 度の平均値.

(a)



(b)

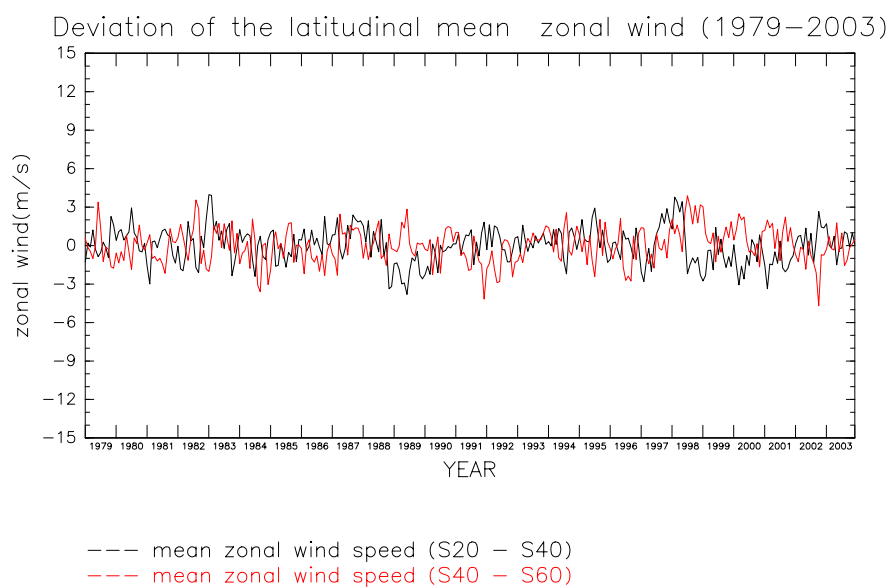


図 11: 中緯度東西風の緯度平均値の平均年変動からの偏差. (a) 北半球東西風ジェットの強度. 黒線は北緯 20 度 ~ 北緯 40 度の緯度平均値, 赤線は北緯 40 度 ~ 北緯 60 度の緯度平均値. (b) 南半球東西風ジェットの強度. 黒線は南緯 20 度 ~ 南緯 40 度の緯度平均値, 赤線は南緯 40 度 ~ 南緯 60 度の緯度平均値.

4.4 ハドレー循環強度と傾圧擾乱

図 12 にフェレル循環強度および平均年変動からの偏差の時系列を示す。北半球中緯度 (N30 - N60) の平均値は -5.8×10^{10} から -0.8×10^{10} kg/s, 平均年変動からの偏差は -2.1×10^{10} から 1.3×10^{10} kg/s である。年々変動の幅は年変動に対して約 0.8 倍である。南緯 30 度から南緯 60 度の平均値の最小値と最大値は 2.5×10^{10} と 6.7×10^{10} kg/s, 平均年変動からの偏差は -1.7×10^{10} から 2.9×10^{10} kg/s である。年々変動の幅は年変動の幅と同程度である。ハドレー循環強度の年々変動 (図 6) と比べると対応は見られない。Oort and Yienger(1996) は El Niño 時期と La Niña 時期それぞれのコンポジット平均の偏差をとると, ハドレー循環強度は強くなりフェレル循環強度は弱まることを示した。しかし, 本研究で示した結果からはその様子は見られない。

図 13, 図 14, 図 15, 図 16 に中緯度における乾燥静的エネルギーおよび潜熱輸送量の帯状擾乱成分のピーク値の時系列を示す。乾燥静的エネルギー輸送量の北半球中緯度におけるピーク値は 1.0×10^{15} から 7.0×10^{15} W, 平均年変動からの偏差は -1.0×10^{15} から 1.8×10^{15} W である。南半球中緯度におけるピーク値は -4.5×10^{15} から -2.0×10^{15} W, 平均年変動からの偏差は -1.0×10^{15} から 0.8×10^{15} W である。潜熱輸送量の北半球中緯度におけるピーク値は 1.5×10^{15} から 3.0×10^{15} W, 平均年変動からの偏差は -0.25×10^{15} から 0.5×10^{15} W である。潜熱輸送量の南半球中緯度におけるピーク値は -2.2×10^{15} から -1.8×10^{15} W, 平均年変動からの偏差は -0.25×10^{15} から 0.25×10^{15} W である。これらの量に関してもハドレー循環強度の年々変動 (図 6) との対応は見られない。

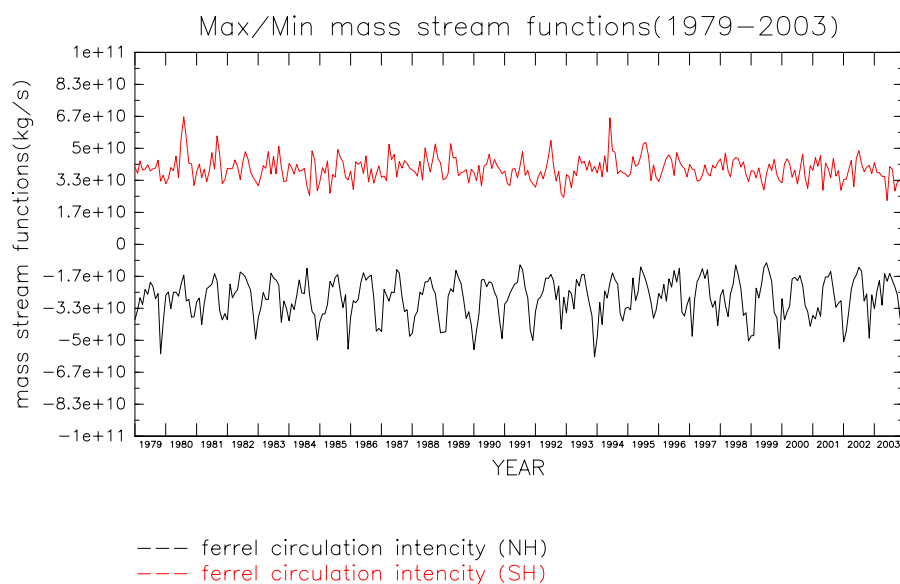
図 17 に中緯度 500hPa 面 EP フラックス鉛直成分および平均年変動からの偏差の時系列を示す。北半球中緯度の平均値は 0.06×10^7 から 1.1×10^7 kg/s², 平均年変動からの偏差は -3.5×10^6 から 3.0×10^6 kg/s² である。南半球中緯度の平均値は 0.25×10^7 から 1.0×10^7 kg/s², 平均年変動からの偏差は -2.0×10^6 から 3.0×10^7 kg/s² である。ハドレー循環強度の年々変動 (図 6) と EP フラックス鉛直成分との対応は見られない。

図 18 に 200 hPa 面 EP フラックスの発散の時間変動を示す。大まかな特徴として南半球では常に発散 (西風加速) であるのに対し, 北半球の年内変動は発散と収束 (東風加速) を交互に繰り返す。北半球中緯度の平均値は -2.5×10^{-5} から 1.6×10^{-5} m/s², 平均年変動からの偏差は -1.6×10^{-5} から 1.5×10^{-5} m/s² である。南半球中緯度の平均値は 0.25×10^7 から 1.0×10^7 m/s², 平均年変動からの偏差は -2.0×10^6 から 3.0×10^7 m/s² である。ハドレー循環強度の年々変動 (図 6) との対応はやはり見られない。

これまで示した中緯度の傾圧擾乱に関連する諸量の年々変動は, ハドレー循環強度の年々変動と対応しないように見える。Oort and Yienger(1996) によると, ハドレー循環強度が強まるとフェレル循環強度は弱くなるという。このことは相関解析を行って初めて強弱の関係が

ある可能性を否定するものではない.

(a)



(b)

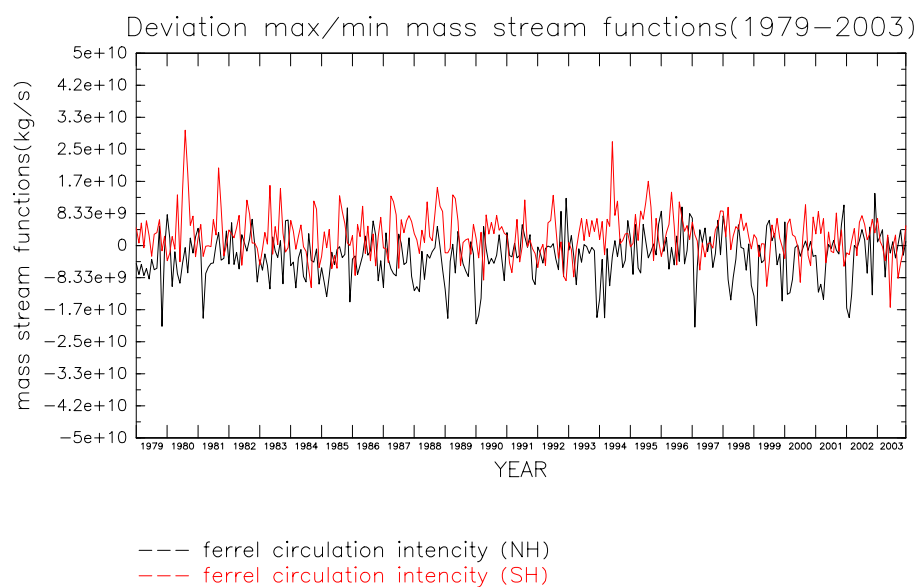
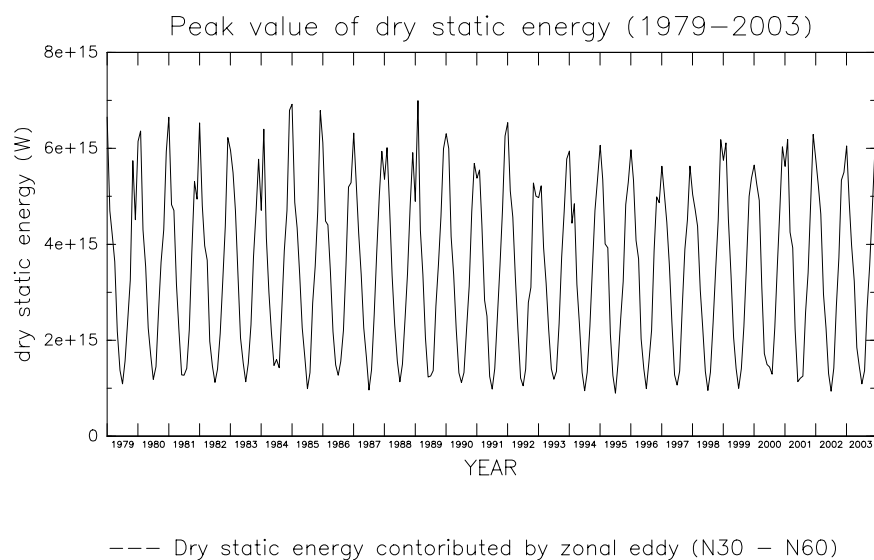


図 12: フェレル循環強度の時系列. 黒線は北緯 30 度から北緯 60 度, 赤線は南緯 30 度から南緯 60 度の値. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差

(a)



(b)

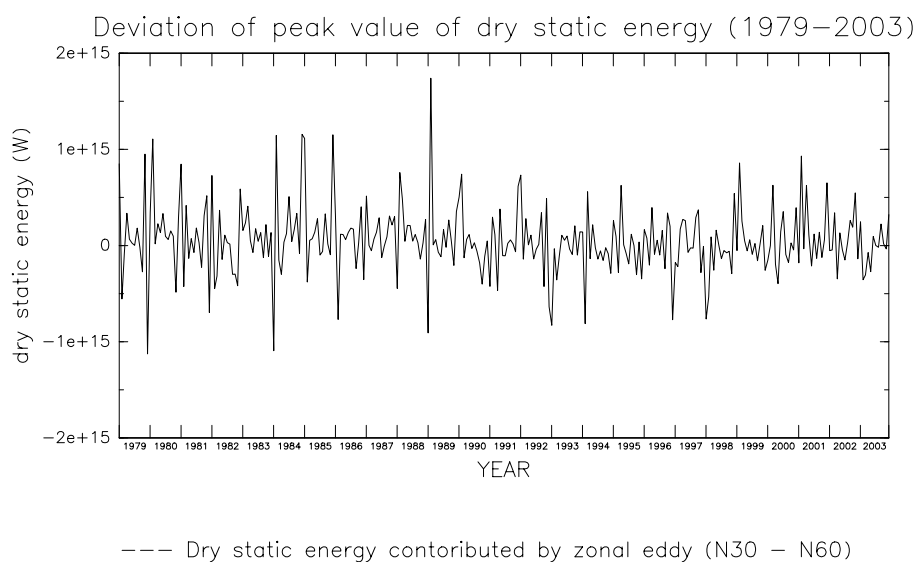
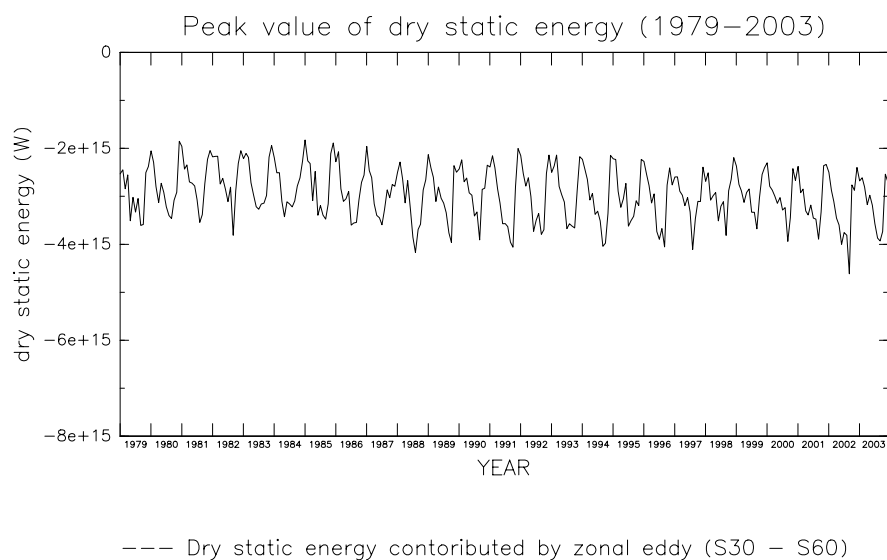


図 13: 乾燥静的エネルギー輸送量の北半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差

(a)



(b)

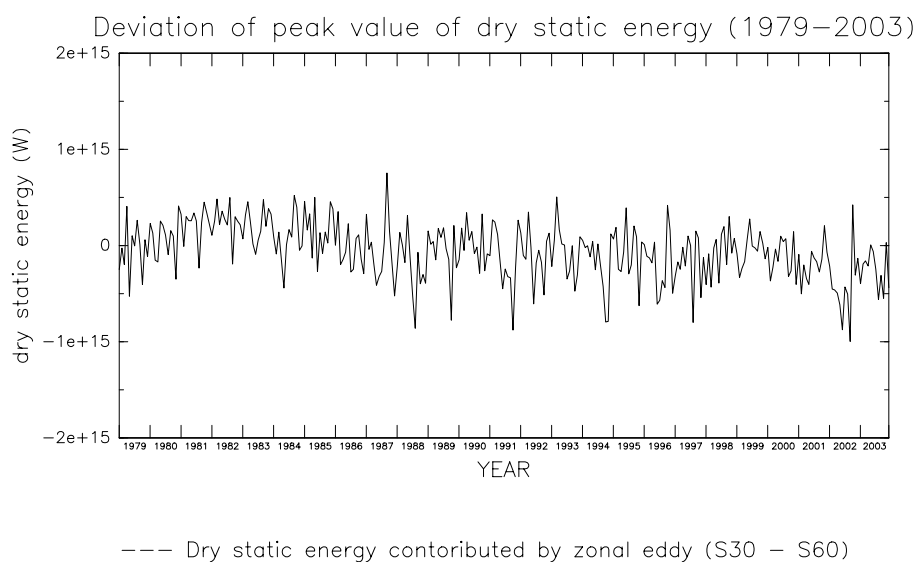
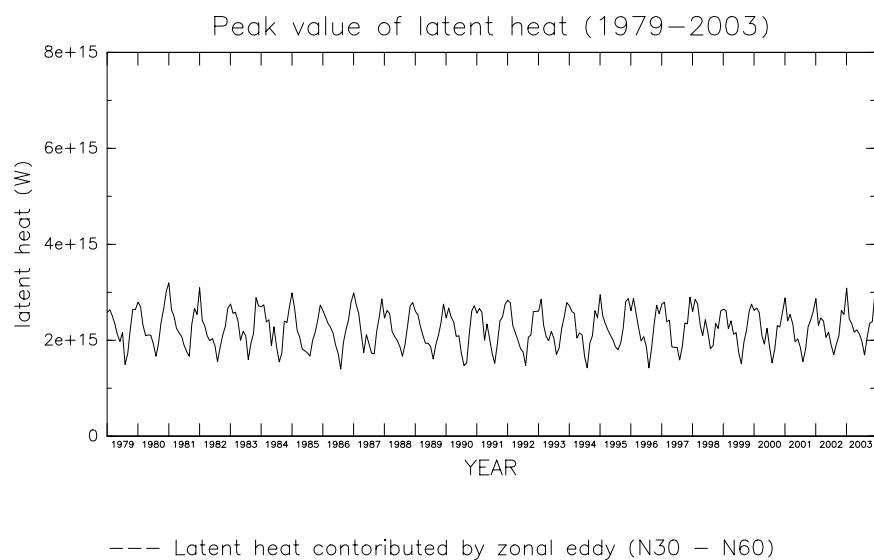


図 14: 乾燥静的エネルギー輸送量の南半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差

(a)



(b)

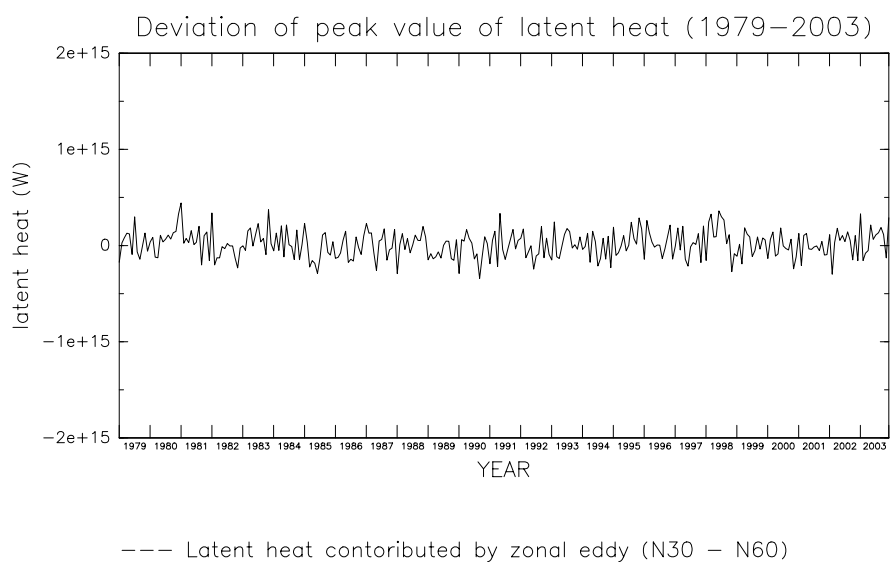
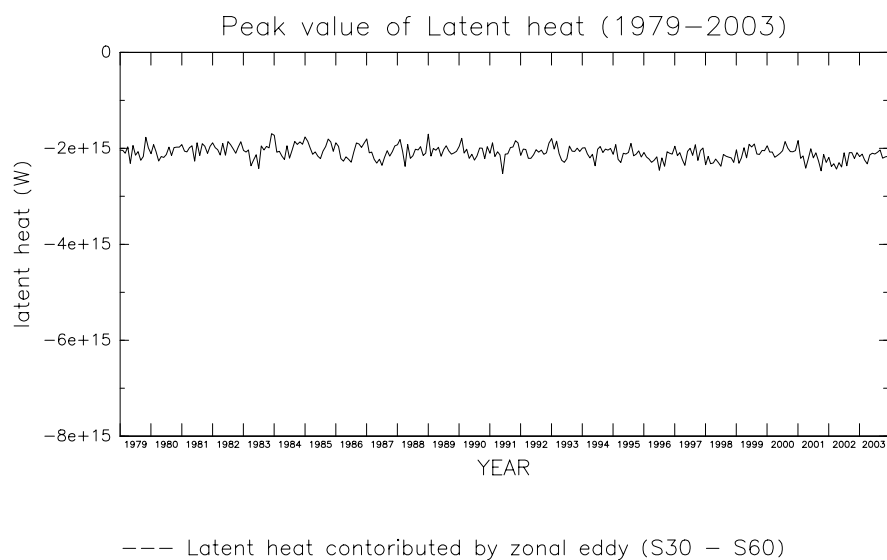


図 15: 潜熱輸送量の北半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差

(a)



(b)

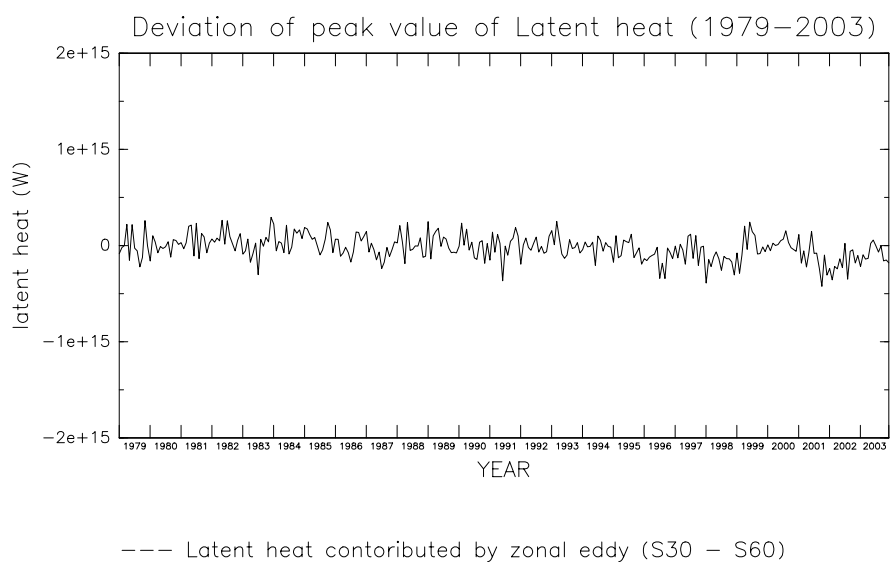
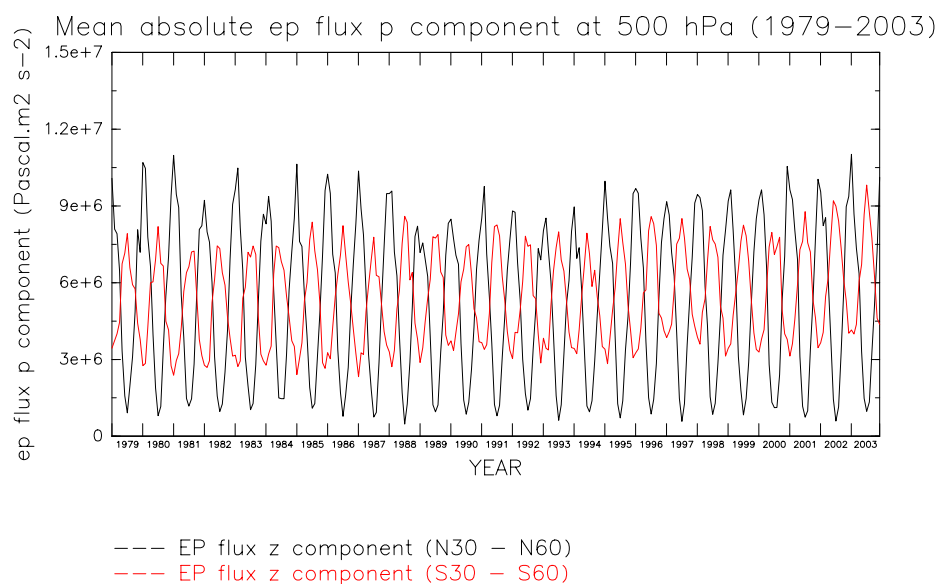


図 16: 潜熱輸送量の南半球中緯度におけるピークの時系列. (a) 各月平均値 (b) 25 年平均年変動からの偏差

(a)



(b)

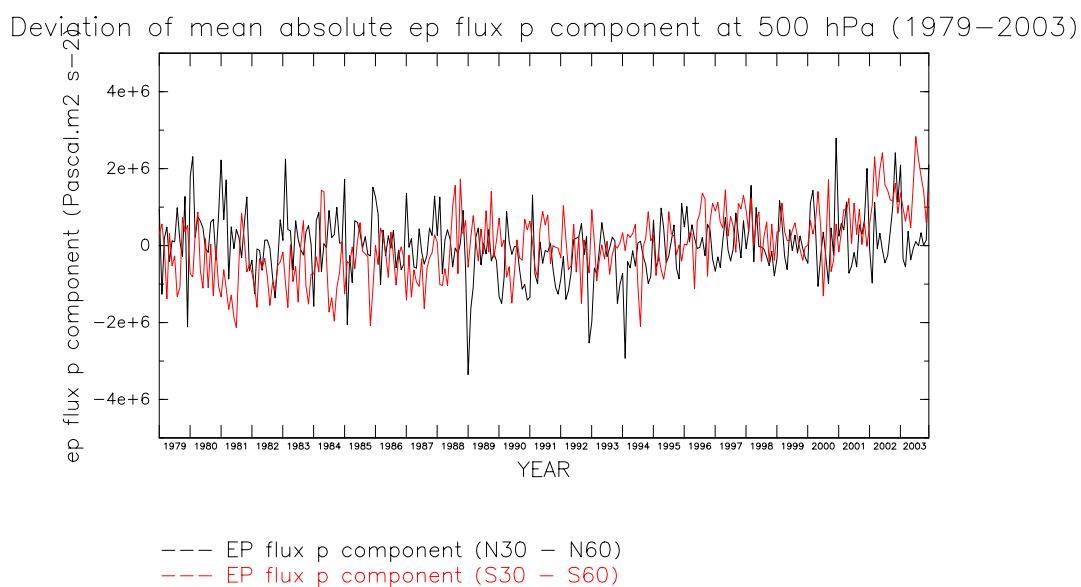
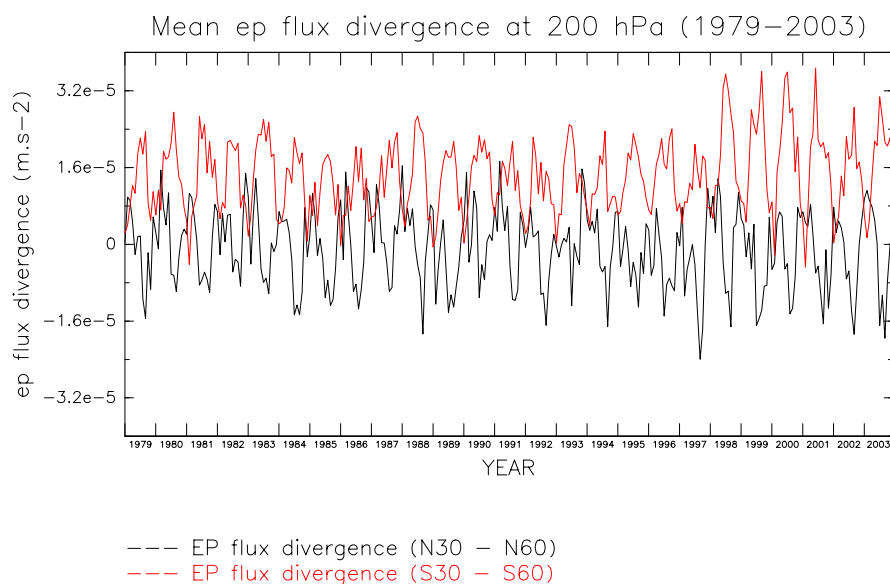


図 17: 500 hPa 面 EP フラックス鉛直成分絶対値の時系列. 黒線は北緯 30 度から 60 度, 赤線は南緯 30 度から 60 度における平均値. (a) EP フラックス鉛直成分絶対値. (b) 年平均変動からの偏差.

(a)



(b)

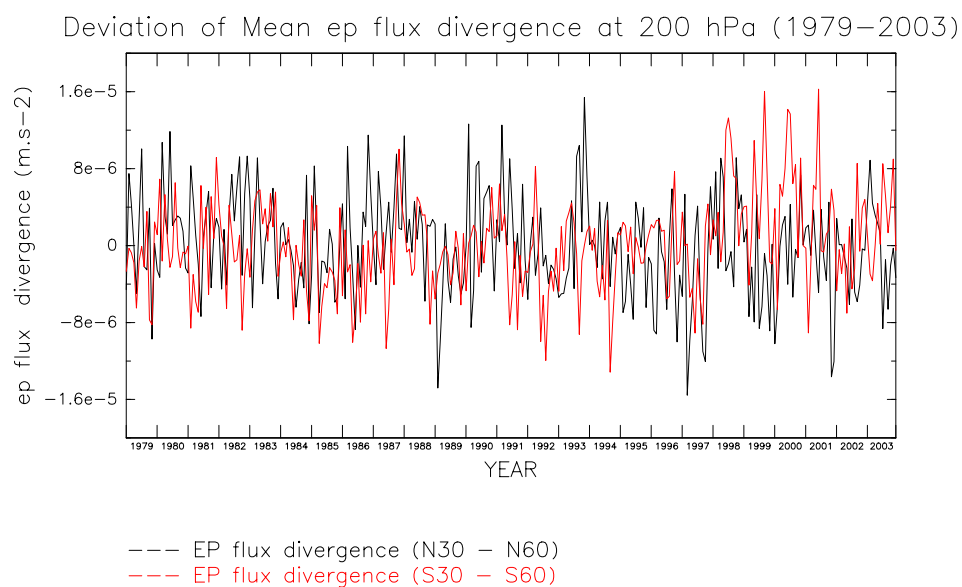


図 18: 200 hPa 面 EP フラックスの発散の時系列. 黒線は北緯 30 度から 60 度, 赤線は南緯 30 度から 60 度における平均値. (a) EP フラックスの発散. (b) 年平均変動からの偏差.

5 結論

NCEP/NCAR 再解析データを用いて 1979 年から 2003 年までの 25 年間に見られる月平均帯状平均場の季節変化の変動幅を調べた。また質量流線関数の極値で定義したハドレー循環強度の年々変動と熱帯降水活動、亜熱帯ジェット、擾乱の活動度それぞれの年々変動との対応関係を調べた。

ハドレー循環強度の 25 年平均値は両半球とも 6.0×10^{10} kg/s, であった。また、ハドレー循環強度の平均年変動の範囲は北半球で 2.0×10^{10} から 16.0×10^{10} kg/s, 南半球で 4.0×10^{10} から 15.0×10^{10} kg/s である。この値はゾンデの観測データから見積もられたハドレー循環強度の値 (Oort and Yienger, 1996) と比べると、北半球の年平均値は約 0.7 倍、南半球の年平均値は約 0.8 倍である。平均年変動の幅も Oort and Yienger (1996) の結果に比較すると小さいものとなっていた。

月平均ハドレー循環強度を使って年々変動を調べたところ、ハドレー循環強度の平均年変動からの偏差の値は $-3.2 \times 10^{10} \sim 3.5 \times 10^{10}$ kg/s である。偏差の絶対値が大きい時は、おおむね El Niño 年と一致しており、ゾンデ観測データの見積もり (Oort and Yienger, 1996) と整合的な結果となった。またハドレー循環強度の年々変動と熱帯降水活動の年々変動との対応関係について調べた結果、北 (南) 半球におけるハドレー循環強度が強いときには南 (北) 半球の 5 度 - 15 度帯における降水が増加している傾向にあることが示された。

一方、ハドレー循環強度の年々変動は亜熱帯ジェットや傾圧擾乱の活動度の年々変動とは、時系列データを見る限り明確な対応関係を示さない。この結果は、ENSO イベントに準拠した合成図により El Niño 時にはフェレル循環強度が弱まるという Oort and Yienger (1996) の結果を支持するものではなかった。しかしながら、このことは相関解析を行って初めて見られる強弱の関係がある可能性を否定するものではない。

本研究における問題点を以下に挙げる。第一に本研究ではハドレー循環強度の年々変動と諸量の年々変動の関連について確認することを優先したので、各々の物理量の変動の統計的有意性の検定は行っていない。例えば本研究ではハドレー循環強度と亜熱帯ジェットの変動の関連は時系列をみるかぎりにおいては明確な関係は見出せなかった。これに関しては相関係数を計算するなどの統計解析を用いてより定量的に検討していく必要があるだろう。第二に本研究では NRA1 データしか解析してしていないということが挙げられる。ERA40 や ERBE のデータを用いて結果の妥当性について検討する必要もある。第三に本研究では時系列データを比べて変動の関係を示したが、対応の見られた年を取り出して子午面構造を解析するなどしていない。これらについては今後の課題としたい。

謝辞

本論文の作成にあたり沢山の方々より、様々な形での援助、ご支援いただきました。

指導教官である北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻 林 祥介 教授には、本研究の始まりから論文作成に至るまで一貫したご指導、ご示唆をいただきました。何より本研究のきっかけを与えてくださったことを心より感謝いたします。同大学大学院地球環境科学研究科 石渡 正樹 助手には研究の方針から議論、論文作成に至るまで非常に多くの時間を割いていただき、ご指導と励ましをいただきました。同大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻 小高 正嗣 助手、高橋芳幸 博士には解析結果に対する解釈や論文の校正に関してご指導と励ましをいただきました。京都大学生存圏研究所 堀之内 武 助手には EP フラックス、残差循環を計算するプログラムの基礎設計および技術的なノウハウについて懇切丁寧なご指導いただきました。研究室の先輩である山田由貴子氏にはプログラム言語 Ruby の技術的ノウハウを伝授いただきました。同専攻地球流体力学研究室、惑星物理研究室の皆様には共同のゼミを通じて多くの助言を、そして有形無形の心癒される励ましをいただきました。この場を借りてお礼申し上げます。

解析プログラムおよび図の作成には地球流体電脳倶楽部電脳 Ruby プロジェクトで公開されている GPhys および RubyDCL を利用させていただきました。関係者の皆様に感謝いたします。

A Ruby による EP フラックス計算モジュールの開発

ここでは本研究で用いた Ruby 用 EP フラックス計算モジュール `GPhys::EP_Flux` について触れる.

`GPhys::EP_Flux` はオブジェクト指向スクリプト言語 Ruby の物理量のデータを扱うためのクラス `GPhys` のサブモジュールで, `GPhys` のメインメンテナーである京都大学生存圏研究所の堀之内武氏と著者がメンテナンスをしている. `GPhys::EP_Flux` は風速と温度のデータから簡単に EP フラックスや残差循環を計算できるメソッド群が整備されている. 詳細は下記の url を参照されたい.

<http://ruby.gfd-dennou.org/products/gphys/>

参考文献

- [1] CDC Data Management Group, The NCEP/NCAR Reanalysis Project at the NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center. <http://www.cdc.noaa.gov/cdc/reanalysis/reanalysis.shtml>.
- [2] GFD-Dennou Club, 2003: Dennou Ruby Project. <http://www.gfd-dennou.org/arch/ruby/index.htm>, 地球流体電脳倶楽部.
- [3] Kiehl, J. T., Trenberth, K. E., 1997: Earth's Annual Global Mean Energy Budget. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 197-208.
- [4] 気象庁, 2005: エルニーニョ/ラニーニャ現象の情報. http://www.data.kishou.go.jp/climate/el_nino/mikata/el_nino_table.html.
- [5] Masuda, K., 1988: Meridional heat transport by the atmosphere and the ocean: analysis of FGGE data. *Tellus*, **40A**, 285-302.
- [6] 増田耕一, 1989: 大気データの4次元同化による気候系の解明. 日本の科学と技術, **30**, 54-59.
- [7] Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woolen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K. C., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., Joseph, D., 1996: The NCEP/NCAR 40-Year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **77**, 437-471.
- [8] Oort, A.H., Yienger, J. J., 1996: Observed Interannual Variability in the Hadley Circulations and Its Connection to ENSO. *J. Climate*, **9**, 2751-2767.
- [9] 佐藤正樹, 1998: 地球大気の子午面循環と角運動量輸送. 日本惑星科学会誌「遊星人」, **7**, 91-101.
- [10] 豊田 英司, 塚原 大輔, 森川 靖大, 小高正嗣, 石渡 正樹, 堀之内 武, 林 祥介, 地球流体電脳倶楽部 Davis プロジェクト, 2004: gtool4 netCDF 規約. <http://www.gfd-dennou.org/arch/gtool4/>, 地球流体電脳倶楽部.
- [11] 塚原 大輔, 石渡 正樹, 小高正嗣, 高橋芳幸, 山田由貴子, 森川靖大, 林 祥介, 地球流体電脳倶楽部 DCCHART プロジェクト, 2003: 大気大循環. http://www.gfd-dennou.org/arch/dcchart/atmos_global/, 地球流体電脳倶楽部.
- [12] Wang, C., 2002: Atmospheric circulation cells associated with the El Niño Southern Oscillation. *J. Climate*, **15**, 399-319.