

「改良ラグランジュ平均」解析に基づいた 大気大循環の力学

赤堀 浩司・余田 成男
京都大学大学院理学研究科

要 旨

改良ラグランジュ平均診断法を発展させ、傾圧擾乱と基本力学場の相互作用によって作られる理想化した対流圏長周期変動の解明に適用した。変動は、順圧的な構造をもつ質量アノマリの低緯度から高緯度への伝播によって特徴づけられており、ロスビー波砕波による散逸過程と温度強制による回復過程の繰り返しの観点から理解することができる。

キーワード：対流圏長周期変動, 改良ラグランジュ平均, 傾圧擾乱, ポテンシャル渦度

1. はじめに

表面地形の影響をあまり受けない南半球の対流圏では、顕著な帯状平均帯状流(以下、平均帯状流と呼ぶ)の長周期変動が観測されてきた(例えば Webster and Keller 1975; Yoden et al. 1987; Kidson 1988; Karoly 1990; Shiotani 1990)。また、同様の変動パターンは、山岳地形を含まない数値モデルを用いた研究でも得られている (James and James 1992; Yu and Hartmann 1993)。

James et al. (1994) は、James and James (1992) の長時間積分実験の結果を詳細に EOF 解析し、長周期変動に対応して低緯度から極向きにゆっくりと伝播する平均帯状流アノマリがみられることを示した。そして、主要な EOF モードの主成分の不規則な変動はこのアノマリの動きを反映していると主張した。アノマリの伝播について、James and Dodd (1996) は、中・高緯度の傾圧擾乱を起源として低緯度に伝播するロスビー波と平均帯状流との相互作用に基づいた説明を行なっている。すなわち、ロスビー波の伝播特性が平均帯状流アノマリによって変化するため運動量フラックスの発散・収束が生じ、結果的に平均帯状流アノマリは極向きにシフトすると捉えている。

このような平均帯状流(あるいは角運動量)アノマリの極向き伝播は、現実大気中においても観測されている。Anderson and Rosen (1983) は、大気全体の角運動量の変動を詳細に解析し、40-50 日程度の周期をもつ角運動量アノマリの極向き伝播がみられることを指摘している。また、Gutzler and Madden (1993) もスペクトル解析を行なって 40-50 日周期の大気角運動量の変動に注目し、熱帯域から中緯度への伝播がみられることを述べている。さらに Chen and Weng (1997) は、30-60 日周期の角運動量アノマリの極向き伝播を、同程度の周期をもつ全球規模の発散場の東進と関連づけて議論している。また、最近 Feldstein (1998) は彼等とは独立に研究を行ない、角運動量アノマリの伝播が南北両半球の夏季にも冬季にも見られることを示し、特に中緯度での伝播速度が低緯度に比べて遅くなっていることを指摘している。

本研究では、このような対流圏長期変動の本質的な要因を探るため、Akahori and Yoden (1997) による物理過程を簡略化した数値モデルの長時間積分実験結果を、改良ラグランジュ平均 (MLM) 法によって再解析する。MLM 解析は、中層大気の研究では、極渦と周囲の砕波領域との波打った境界を区別する方

法として広く用いられている (例えば Butchart and Reimsberg 1986)。さらに, Nakamura (1995, 以下 N95 と呼ぶ) は, MLM 質量変化を近似的なトレーサー量の非保存過程の観点から定式化し, 成層圏極渦の解析を行なっている。ここでは, 上部対流圏から下部成層圏にかけての領域における基本力学場と傾圧擾乱の碎波領域との関係を明らかにするため, N95 の方法を発展的に再定式化し解析に用いる。

改良ラグランジュ平均に関する定式化は, 第2章で行なう。第3章では, 長時間積分実験に用いる全球多層プリミティブ方程式モデルの概要を記す。第4章では, 長時間積分実験の時間平均場について解析する。時間変動のようすは第5章で診断する。議論は第6章に, まとめは第7章に記した。

2. MLM の定式化

この章では対流圏大気の解析を念頭に置いて, N95 の MLM の式に改良を加える。

2.1 (ϕ_e, p_e) 座標系の導入

温位座標プリミティブ方程式系におけるポテンシャル渦度 (以下では PV と呼びその量を q で示す) および温位 (θ) の式は次のとおり:

$$\frac{dq}{dt} = \dot{q}, \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}, \quad (2)$$

$$q = \frac{k \cdot \nabla_\theta \times v + f}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\dot{q} = \frac{(\nabla_\theta \times v + fk) \cdot \nabla_\theta \theta}{\sigma} + \frac{k \cdot \nabla_\theta \times F}{\sigma}. \quad (4)$$

ここで, d/dt はラグランジュ微分演算子, $\dot{q}$ と $\dot{\theta}$ はそれぞれ q と θ の非保存項, k は θ 座標の単位ベクトル, ∇_θ は温位座標の3次元勾配演算子, f はコリオリパラメータ, $\sigma = g^{-1} \partial p / \partial \theta$ は温位座標密度, g は重力加速度の大きさ, p は気圧, $v = (u, v, 0)$ は水平流速, $F = (F_u, F_v, 0)$ は摩擦項である。

以下では, 対流圏大気の解析に MLM を用いることを目的として, N95 の方法を拡張する。特に注意することは, 熱輸送にともなう温位面の変動も考慮することである。温帯高低気圧は有効位置エネルギーを消費して発達するため, 温位面の変動も PV 面の変動と同じく重要と考えられるからである。そこで, 等価緯度 ϕ による南北座標に加え, 鉛直座標として等価気圧 (p_e) 座標を導入し, (ϕ_e, p_e) 空間における q コンターと θ コンターの動きに注目する。

まず, 等価緯度 $\phi_e(q, \theta)$ を次式を満たすものとして定義する:

$$2\pi a^2 \int_{\phi_e}^{\pi/2} \bar{\sigma}(\phi, \theta) \cos \phi d\phi = \int_{q \text{ 以上の領域}} \sigma(\lambda, \phi, \theta) dA. \quad (5)$$

ここで a は地球半径であり, $\bar{\sigma}$ は温位面上での帯状方向オイラー平均をあらわす。なお, 右辺は N95 の $m(q, \theta)$ に相当する。N95 との違いは, 左辺の σ に特定の関数形を与えていないことである。次に, 任意の緯度 ϕ に対する等価気圧 $p_e(\phi, \theta)$ を定義する¹:

$$p_e(\phi, \theta) \equiv g \int_{\theta}^{\infty} \bar{\sigma}(\phi, \theta') d\theta'. \quad (6)$$

式 (5) を用いれば, q 座標を ϕ_e 座標に変換することができる。また, 式 (6) を用いれば, 鉛直 θ 座標を p_e 座標に変換することができる。したがって, $\phi_e(q, \theta)$ から次の表現を得る:

$$q = q(\phi_e, p_e). \quad (7)$$

さらに, 式 (6) で定義した $p_e(\phi, \theta)$ における ϕ を ϕ_e で置きかえ, 同様の変換を行なえば, 次の表現を得る:

$$\theta = \theta(\phi_e, p_e). \quad (8)$$

以上により, q と θ を (ϕ_e, p_e) 座標系に対応させることができたことになる。

2.2 MLM 連続の式

ここでは, 局所的な連続の式を定義し, その各項を (ϕ_e, p_e) 空間で記述する方法について述べる。まず, 局所的な MLM 演算子 $\mathcal{M}'$ を次のように定義する:

$$\mathcal{M}'(\cdot) \equiv \frac{1}{\Delta q} \int_{\Delta S'} (\cdot) \sigma dA. \quad (9)$$

ここで, $\Delta S'$ は等温位面上で PV の値が q から $q + \Delta q$ の範囲にある領域の面積である。 (q, θ) 座標の単位要素に対する MLM 質量 $m'(q, \theta)$ は次で定義する:

$$m'(q, \theta) \equiv \mathcal{M}'(1). \quad (10)$$

m' は次の連続の式を満たす:

$$\left. \frac{\partial m'}{\partial t} \right|_{q, \theta} = - \left(i \left. \frac{\partial}{\partial q} \right|_{\theta, t} + j \left. \frac{\partial}{\partial \theta} \right|_{q, t} \right) \cdot M', \quad (11)$$

$$M' \equiv (i \mathcal{M}'(\dot{q}) + j \mathcal{M}'(\dot{\theta})). \quad (12)$$

ここで i と j はそれぞれ q 軸と θ 軸の基底ベクトルであり互いに直交する。以下では式 (11) を「MLM 連続の式」と呼ぶことにする。演算子 $\mathcal{M}'$ に Δq をかけ, 積分の上限を $\max(q)$ とすれば N95 の演算子 $\mathcal{M}$ が得られる。また N95 の連続の式において $m(q + \Delta q, \theta, t)$ に対する式と $m(q, \theta, t)$ に対する式の差をとれば MLM

¹ この定義は Iwasaki (1989) における鉛直座標 p_+ の定義と同じである。

連続の式(11)が得られる。MLM 質量 m' は、境界の PV 面および θ 面を横切る非保存的な流入と流出が釣り合ったときに保存する。なお、MLM 質量の流入や流出は必ずしも流体粒子の移動を意味するものではないことに注意する必要がある。例えば、静止する流体を運動が生じないように加熱した場合でも、 θ コンターの空間位置は変化するため、 θ 面を通過する MLM 質量フラックスが存在することになる。

この MLM 連続の式は (q, θ) 座標系で記述されているため、式(7)、(8)を用いて現実的な空間位置 (ϕ_e, p_e) に対応づける。なお、 (ϕ_e, p_e) 座標系で式(12)の MLM 質量フラックスベクトルを図示する際には、基底ベクトル i, j をそれぞれ温位コンターと PV コンターに平行にとっている。そのため、両者が直交していない限り合成したベクトルの長さは M' の大きさを正確には表現しないので、注意が必要である。

さらに、図示にあたっては、MLM 質量 m' が場所によって大きく変化することを考慮して次の操作を行なっている。すなわち、 $\partial m'/\partial t$ や $-\nabla \cdot M'$ として表示している図は、実際には全て $(1/m')\partial m'/\partial t$ や $-(1/m')\nabla \cdot M'$ を表示したものである。また、ベクトル M' として描いているのは、実際には $(1/m')(M'(\dot{q})/\Delta q, M'(\dot{\theta})/\Delta \theta)$ である。これによりベクトル M' の大きさの違いからその発散量を推定することができる。

3. 数値モデル

数値モデルは、シグマ座標プリミティブ方程式モデル AGCM5 (地球流体電脳倶楽部 1998) のコードを基に作成しており、その詳細については Akahori and Yoden (1997) に記してある。ここでは、モデルの概略について簡単に触れる。

水平方向はスペクトル変換法・三角切断 T42、鉛直方向は差分法・20 層である。放射過程は春・春分条件とし、赤道対称な放射平衡温度に緩和するニュートン強制によって表現する。大気は乾燥大気とし、乾燥対流調節を用いている。水平拡散を ∇^4 の形で渦度、発散、温度の式に強制した。鉛直拡散は与えていない。地表面は平坦とし、地形性ロスビー波を含まないようにした。最下層の速度場にはレーリー摩擦を強制し、緩和時間は南半球を想定して 0.5 日とした。積分は 3180 日間行ない、解析は 1900 日から 3180 日までの 1281 日間の北半球のデータを中心に行なった。

4. MLM 場の時間平均

この節では、帯状平均場および MLM 場の時間平

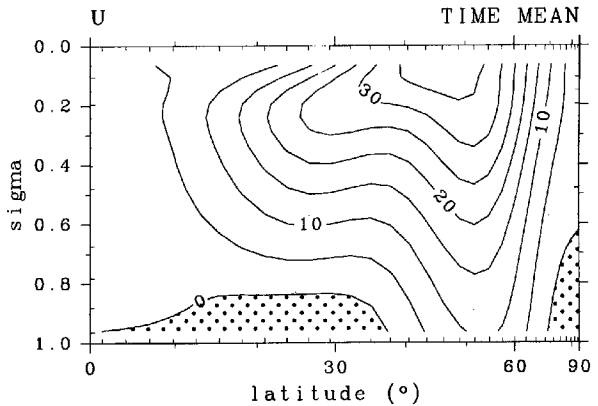


Fig. 1 Climatology of the zonal mean zonal flow. Contour interval is 5 m s^{-1} and easterlies are shaded.

均の特徴について説明する。

時間および帯状平均した帯状流の子午面断面図を Fig.1 に示す。図は両半球のデータを用いた結果であるが、各半球のデータから得た結果とも非常によく一致している。強い西風が 55°N 付近を中心とする中緯度域にあり、対流圏界面付近で最大風速 37 m s^{-1} となっている。亜熱帯ジェットはかなり弱い。これは熱帯における加熱を赤道対称な滑らかな関数形で与えているためである (Lindzen and Hou 1988; Hou and Lindzen 1992)。しかし、Hartmann and Lo (1998) は南半球の中緯度で一年中よく似たタイプの変動成分を観測しており、熱帯における加熱の違いは中緯度大気の長周期変動にとってあまり重要ではないと考えられる。

Fig.2は式(12)で定義した MLM 質量フラックスベクトル M' の全期間平均場である。描画にあたっては、第2節で述べたようにファクターをかけてある。座標は (q, θ) であり、コンターは式(5)と(6)で定義した等価緯度 ϕ_e と等価気圧 p_e を示している。この図は式(12)の表現には適切であるが、現実大気での空間位置を把握するには適していない。そこで、このベクトルを $(\sin \phi_e, p_e)$ 面 (以下では単に (ϕ_e, p_e) 面と呼ぶ) 上に描き直したものが Fig. 3a である。MLM 質量フラックスベクトル M' の基底ベクトル i と j の方向は、それぞれ温位コンターと PV コンターに平行にとっている。そのため、両者が直交していない限り合成したベクトルの長さは M' の大きさを正確には表現しないので、注意が必要である。この (ϕ_e, p_e) 面上での面積は、その中に含まれる MLM 質量に比例しており、特に単位 q かつ単位 θ の間隔をもつコ

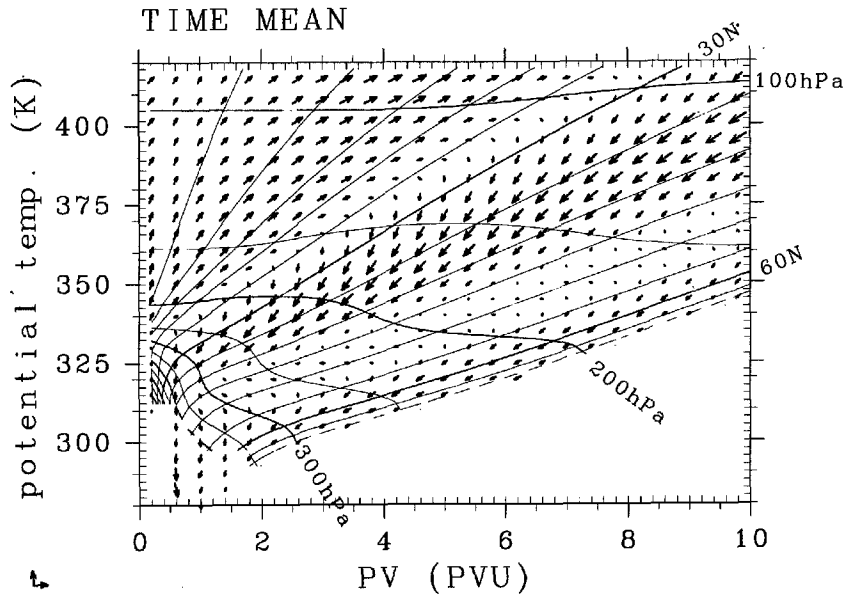


Fig. 2 Time average of the MLM mass-flux vectors M' on (q, θ) plane. Horizontal and vertical unit vectors are 4.0×10^{-7} PVU s^{-1} and 5.0×10^{-6} K s^{-1} , respectively. The position of the equivalent latitude and equivalent pressure is shown by solid curves for every 5 degrees and every 50 hPa, respectively.

ンターで囲まれた面積は m' の大きさに対応する。

Fig. 3a の M' は、子午面循環が熱的にみて直接循環であることを示している。すなわち、温位面を通過する MLM 質量フラックス $M'(\theta)$ は、 $\phi_e \sim 20^\circ N$ 付近より赤道側では正(上向き)であり、極側では負(下向き)である。特に負の成分は $\phi_e \sim 35^\circ N$ と $60^\circ N$ 付近で強くなっている(ベクトルの正確な大きさは Fig. 2 を参照のこと)。

PV 面を通過する MLM 質量フラックス $M'(\dot{q})$ は $\phi_e \sim 15^\circ N$ 付近で正(極向き)、 $\phi_e \sim 35^\circ N$ と $60^\circ N$ 付近で負(赤道向き)にそれぞれ大きく、その間の $\phi_e \sim 25^\circ N$ および $50^\circ N$ 付近では小さな値をとる。結果として、 $M'(\dot{q})$ の収束 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ は $\phi_e \sim 25^\circ$ と $55^\circ N$ 付近で大きくなり、発散は $\phi_e \sim 10^\circ N$ と $40^\circ N$ 付近で大きくなる (Fig. 3b)。

全解析期間(1281日間)に対しては、MLM 質量の流入量と流出量はほぼ等しく、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ は Fig. 3c に示した $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$ と近似的に釣り合っている。すなわち、 $M'(\dot{q})$ が収束(発散)する場所では $M'(\dot{\theta})$ の発散(収束)があって、全体として MLM 質量収支が保たれている。これらの収束域および発散域の分布は、鉛直方向にはほぼ同符号である順圧的な構造を示している。これは、以下で述べるように、ジェット気流の両側で起こるロスビー波の碎波領域の分布を強く反映している。

5. MLM 場の時間変動

5.1 $\theta = 350$ K 面上での時間変動

平均帯状流に対する経験的直交関数解析の第一モード (EOF1) の主成分 (PC1; Akahori and Yoden 1997 の Fig. 3) が大きく変動する北半球データの 2200 日から 2400 日について詳しい解析を行なう。この期間の PC1 (Fig. 4a) は、80-100 日程度の周期で大きく変動している。PC1 が正の期間は EOF1 モード (Akahori and Yoden 1997 の Fig. 2) が正に寄与するので、平均帯状流はダブルジェット構造を示す。この様子は $\theta = 350$ K 面上での平均帯状流の分布 (Fig. 4b) から読みとることができる。例えば PC1 が正である 2270-2310 日頃には $30^\circ N$ と $55^\circ N$ 付近の 2ヶ所に風速の極大があり、一方、PC1 が負となる 2320-2340 日頃には $50^\circ N$ 付近だけに風速の極大がある。Fig. 4c: には $\theta = 350$ K 面で MLM を施した PV の時間変動を、縦軸を等価緯度 ϕ_e にとって表示した。 $\phi_e \sim 30^\circ N$ 付近に注目すると、PV の南北勾配は 2260-2300 日頃に大きくなり、2320-2340 日頃に比較的短期間で小さくなっている。このようなコンターの変動は、時間とともに中・高緯度へと伝播しているように見える。MLM を行なったポテンシャル渦度 q と平均帯状流 $\bar{u}$ との関係は PV の定義式 (3) に粗い近似を施すことで得られる:

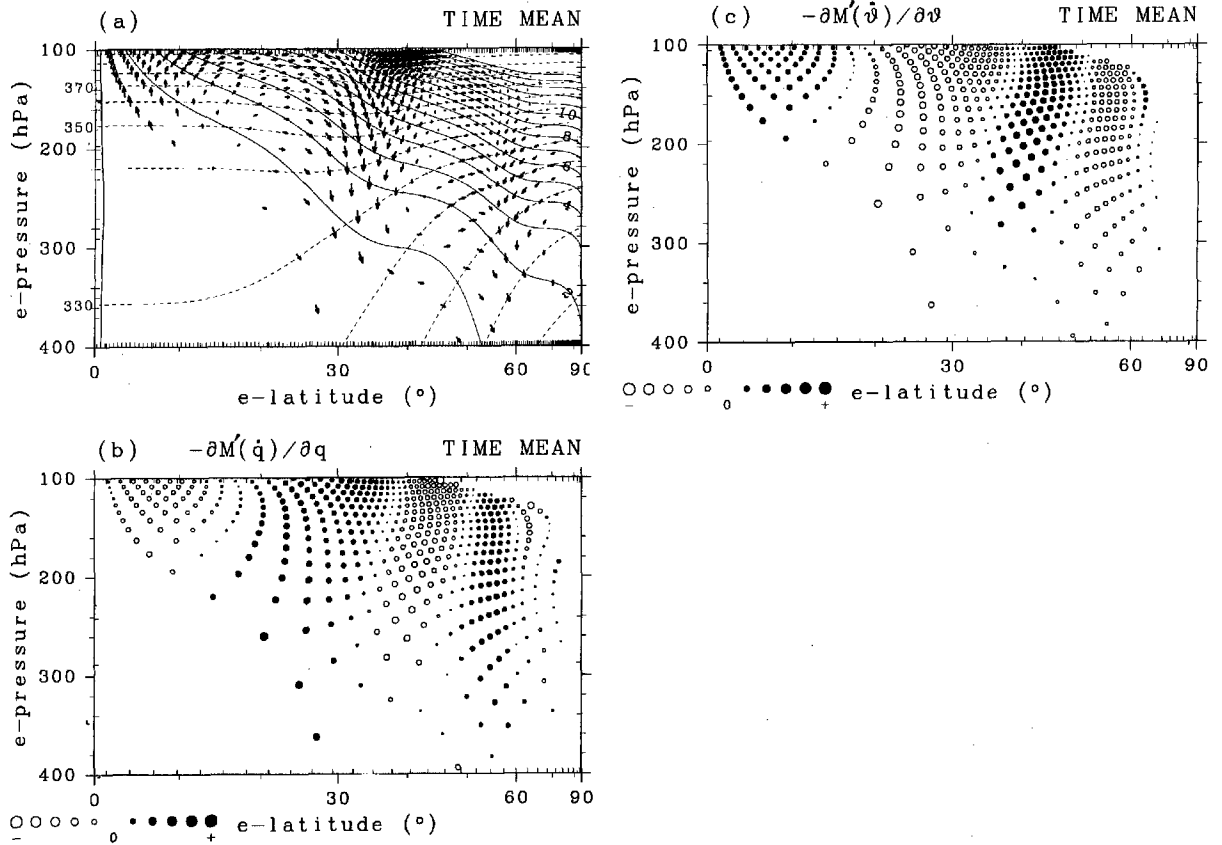


Fig. 3 (a) Time average of the MLM mass-flux vectors $\mathbf{M}'$ on (ϕ_e, p_e) plane. PV contours are drawn for every 1 PVU by solid curves, and θ contours are drawn for every 10 K by broken curves. The direction of $\mathbf{i}$ and $\mathbf{j}$ is parallel to θ and PV contours, respectively. The magnitude of decomposed vectors to this base is equal to that in Fig. 2. (b) $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$. Black and white circles show positive and negative tendency of $\partial m'/\partial t$, respectively. Unit circles are shown every $2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ from -10.0×10^{-7} to $10.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. (c) As in (b) but for $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta$.

$$\frac{\partial q}{\partial \phi_e} \propto -\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \phi^2} \propto \bar{u} \quad (13)$$

したがって、PVの南北勾配が大きな場所では、平均帯状流の西風が強いことがわかる。Fig.4cの陰影部は $\partial^2 q/\partial t \partial \phi_e > 0$ を表しており、Fig.4bの減速・加速のパターンとよく対応している (Fig.4bの陰影とは $\pi/2$ の位相差がある)。なお、Akahori and Yoden (1997)が解析した $\theta = 310\text{K}$ 面ではなく $\theta = 350\text{K}$ 面を解析するのは、 $\theta = 310\text{K}$ 面が低緯度では対流圏下層に位置しており MLM 解析が難しいためである。

Fig.5は、Fig.4と同じ期間における MLM 場の時間変動を示している。(a)から(c)までは $\theta = 350\text{K}$ 面上の量であり、それぞれ (a) m' , (b) $\partial m'/\partial t$, (c) $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$, (d) $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta$, (e) $\mathcal{M}'(\dot{q})$ である。また (f) は $q = 5\text{PVU}$ 面上の $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ である。(a)から(c)で縦軸は PV であり、その $q = 2.5, 8\text{PVU}$ に対応する等価緯度は、時間平均値ではそれぞれ約 $\phi_e = 26, 41, 53^\circ\text{N}$ である。MLM 質量 m' (Fig. 5a) は一般に低緯度 (小さい PV) で大きく、 $q \sim 8.5\text{PVU}$ ($\phi_e \sim$

55°N) 付近で極小となっている。PC1の長周期変動に対応して m' も変動しており、その時間平均からの偏差 (アノマリ) の位相は低緯度側から極向きに伝播している。Fig.5bには、 m' の時間変化 $\partial m'/\partial t$ を示している。これによれば、 m' アノマリの極向き伝播に対応して $\partial m'/\partial t$ の位相も極向きに伝播していることがわかる。以下では、 m' の増加が目立つ領域 (黒塗りの領域) の極向き伝播の様子を、その成因に着目して詳細に調べていく。

熱帯 ($q < 1$) では、2240–2270日頃に m' が増加している。これは、主に $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ の収束 ($-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta > 0$; Fig.5d) が原因である。2270–2310日頃には、 m' の増加は $\mathcal{M}'(\dot{q})$ の収束 ($-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q > 0$; Fig.5c) によってもたらされるようになり、その領域は徐々に極向きに移動していく。さらに、2310–2350日頃には、 $1\text{PVU} \lesssim q \lesssim 4\text{PVU}$ 付近の m' が $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$ によって激しく増加している。図からはその大きさを十分に読みとることはできないが、Fig.5eに示した $\mathcal{M}'(\dot{q})$

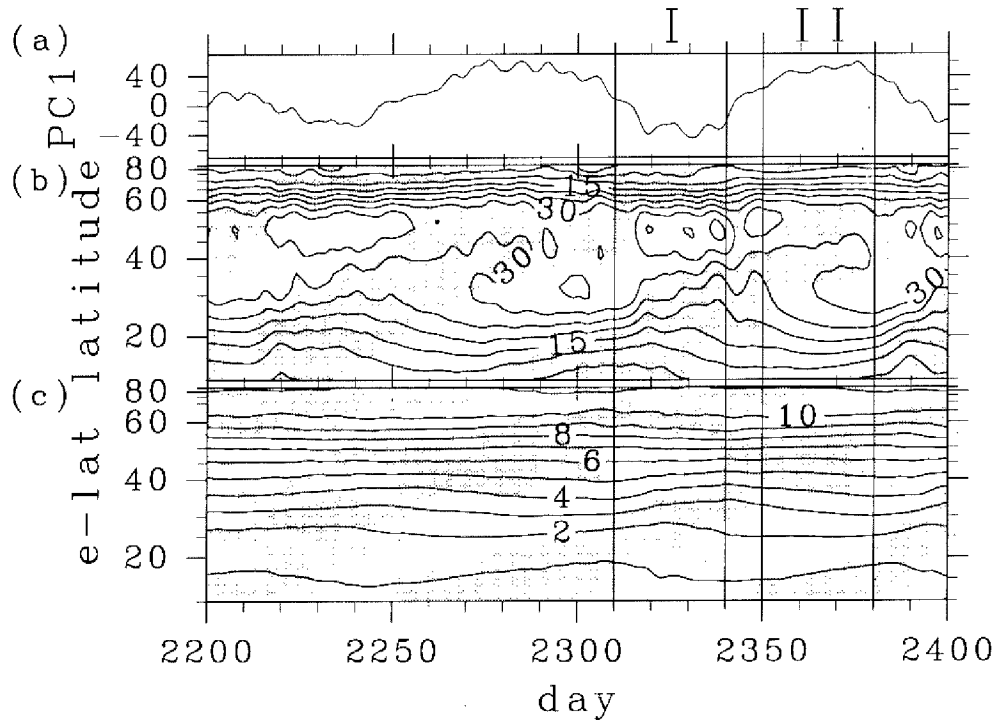


Fig. 4 Time variations for the period of day 2200-2400. (a) Principal component of the EOF1 mode for the mean zonal flow (see Akahori and Yoden 1997). (b) Zonal-mean zonal flow on the $\theta = 350$ K surface. Contour interval is 5 m s^{-1} . Regions of negative anomalies (deviation from the time mean) are shaded. (c) PV on the $\theta = 350$ K surface with the ordinate of equivalent latitude. Contour interval is 1 PVU. Shade denotes regions of $\partial^2 q / \partial t \partial \phi_c < 0$ which is smoothed with a 15-day low-pass filter.

が $q \sim 1$ PVU 付近で正の大きな値 (北向き), $q \sim 4$ PVU 付近で負の大きな値 (南向き) を示していることから推測することができる。続く 2350-2380 日頃には, m' は $4 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 7 \text{ PVU}$ 付近で $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ によって増加している。この付近では, $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ は常に m' を増加させるように働いており, これは, $q = 5 \text{ PVU}$ 面上での $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ (Fig. 5f) が $\theta \sim 340 \text{ K}$ 付近で正, $\theta \sim 360 \text{ K}$ 付近で負の値をほぼ安定して示していることに起因している。さらに, 2380 日以降には, $q \gtrsim 8 \text{ PVU}$ の領域で m' が増加している。ひとつ前のサイクルの 2290-2350 日頃の様子からわかるように, この高緯度での m' の増加には $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$ と $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ の両方の効果が寄与している。

熱帯から極域まで m' アノマリが伝播するのに要す時間は, 約 200 日である。しかし, 次のサイクルはアノマリが極域に達する以前に始まっており, その周期は約 80-100 日程度である。したがって, 熱帯から極までの間には常に 2 つか 3 つの正の m' アノマリが存在する。また, 負の m' アノマリの伝播は, 正のアノマリ伝播から 50 日ほど遅れて起きている。アノマリの減少 ($\partial m' / \partial t < 0$) をもたらす要因は, $q < 1$

PVU では $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$ であり, $q \sim 2$ PVU 付近では $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ である。そして $q \sim 6$ PVU 付近では再び $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$ が重要になり, 高緯度 ($q \sim 10$ PVU) では両者の効果が働いている。

アノマリの伝播は長い時間スケールで起こるが, アノマリの変化をもたらす $\partial m' / \partial t$ (Fig. 5b) は数日の時間スケールで特徴づけられる短周期変動を含んでいる。この変動の位相は $q \sim 7$ PVU ($\phi_c \sim 50^\circ \text{N}$) 付近よりも赤道側では赤道向きに伝播しており, 極側では極向きに伝播している。このような特徴は, $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$ (Fig. 5c) によってもたらされたものであり, $\mathcal{M}'(\dot{q})$ の分布 (Fig. 5e) から直接確認することができる。対照的に, $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ (Fig. 5d) は特に赤道側において長い時間スケールで変化する。

Fig. 5 に示した MLM 場の時間変化の傾向は, $\theta = 350 \text{ K}$ 面近くの等温位面で共通してみられる特徴である。注意すべき点は, アノマリの伝播が各温位面上だけで起きているわけではないことである。PV の非保存項による寄与 $\mathcal{M}'(\dot{q})$ は, 等温位面上での MLM 質量フラックスを意味するが, 温位の非保存項による寄与 $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ は, 等 PV 面上に沿って温位面を横切る

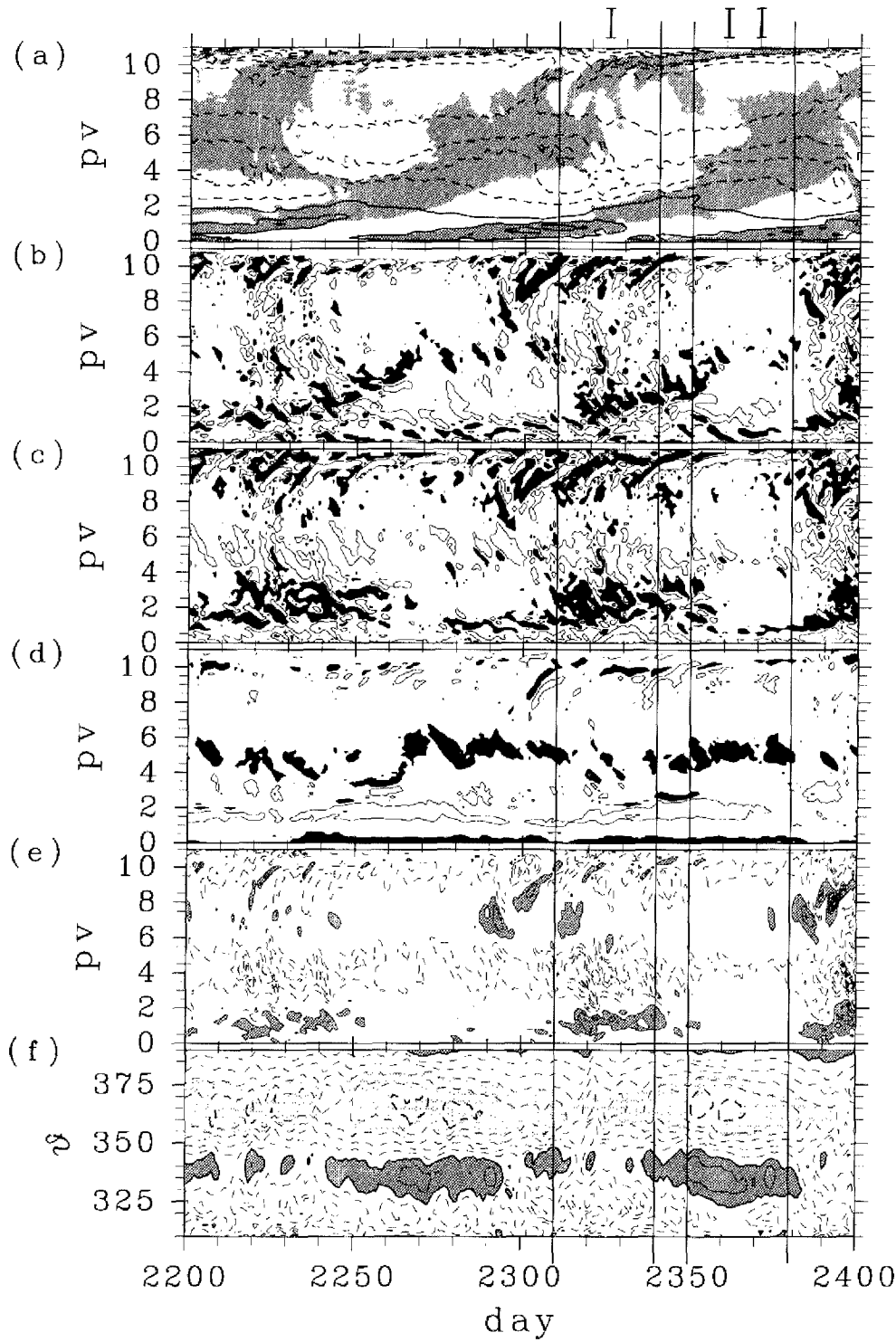


Fig. 5 Time variations of MLM quantities on the $\theta = 350$ K surface (a-e) and the $q = 5$ PVU surfaces (f). (a) m' . Solid curves are drawn every 1.0×10^{15} kg PVU $^{-1}$ K $^{-1}$, and dashed curves are every 1.0×10^{14} kg PVU $^{-1}$ K $^{-1}$ from 1.0×10^{14} to 5.0×10^{14} . Positive anomalies are shaded. (b) $\partial m' / \partial t$. Black regions are more than 3.0×10^{-7} s $^{-1}$ and white regions within closed contours are less than -3.0×10^{-7} s $^{-1}$. (c) As in (b) but for $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$. Black regions contribute to $\partial m' / \partial t > 0$. (d) As in (b) but for $-\partial \mathcal{M}'(\theta) / \partial \theta$. (e) $\mathcal{M}'(\dot{q})$. Contour interval is 2.0×10^{-7} PVU s $^{-1}$ but zero contours are omitted. Dark-shade regions are more than 2.0×10^{-7} PVU s $^{-1}$ and light-shade regions are less than -4.0×10^{-7} PVU s $^{-1}$. (f) $\mathcal{M}'(\theta)$. Contour interval is 1.0×10^{-6} K s $^{-1}$. Dark shade indicates a positive value and light shade indicates areas less than -3.0×10^{-6} K s $^{-1}$.

MLM 質量フラックスをあらわす。したがって、 $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ の収束が重要となる場所 (例えば 2350–2380 日の $q \sim 5.5$ PVU 付近) では、 m' アノマリの伝播をもたらす MLM 質量は異なる温位面からもたらされたと考えるべきである。このことは、次の子午面運動の解析によって明らかになる。

5.2 2つの典型的な期間

ここでは、MLM 場の変動を Fig. 4, 5 に記した 2 つの期間 I, II について詳細にみていく。期間 I は 2310–2340 日である。この期間には、 $\theta = 350$ K 面上の平均帯状流はダブルジェット構造からシングルジェット構造へと移行している。また、期間 II は 2350–2380 日である。この期間には、シングルジェット構造からダブルジェット構造への変化が起きている。 $\theta = 350$ K 面上の m' の変動をみると、期間 I では亜熱帯 ($1 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 4 \text{ PVU}$) で増加が目立っており、期間 II では中緯度 ($4 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 8 \text{ PVU}$) で増加がみられる。

Fig. 6a は、期間 I での平均帯状流の子午面プロファイルの変化を示している。期間の最初の日 (2310 日; 破線) には、明瞭なダブルジェット構造を示す。すなわち、 30°N 付近の亜熱帯ジェットと 50°N 付近の高緯度ジェットが明瞭な軸をもっている。期間の最後の日 (2340 日; 実線) には、特に亜熱帯ジェットが弱くなっており、 55°N 付近の風速もやや弱まっている。一方、 15°N 付近および 45°N 付近では風速が強くなっている。この風速の変化は、図の陰影の分布からわかるように、上部対流圏から下部成層圏にかけて鉛直方向にほぼ同位相である。

平均帯状流と MLM を施した PV との関係式 (13) からわかるように、この 30 日間には、PV の南北勾配は $\phi_e \sim 30^\circ\text{N}$ 付近で小さくなる。例えば、 $q = 2$ と 4 PVU コンターおよび $\theta = 350$ と 360K の各コンターで囲まれた領域 (Fig. 6b の赤道側の陰影部) は南北に伸びている。一方、 $q = 2$ と 4 PVU および $\theta = 330$ と 340 K のコンターで囲まれた領域は、平均帯状流が強くなる $\phi_e \sim 40^\circ\text{N}$ 付近に位置しており、南北方向に縮んでいる。

Fig. 6b において PV コンターおよび θ コンターによって囲まれた領域の面積は領域内の MLM 質量に比例しており、その変化は MLM 連続の式 (11) を通じて MLM 質量フラックスベクトル M' と関係している。期間平均した M' (Fig. 6c) の方向は気候値の分布 (Fig. 3a) とよく似ているが、大きさはかなり大きい。特に θ 軸に平行な成分 $\mathcal{M}'(\dot{q})$ は数倍大きい。MLM 質量の時間変化 $\partial m'/\partial t$ (Fig. 6d) は $\phi_e \sim 30^\circ\text{N}$ と 65°N 付近で正であり、 $\phi_e \sim 10^\circ\text{N}$ と 40°N 付近で負である。この分布は、主に Fig. 6c に示した

$-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$ によってもたらされる。高緯度 ($\phi_e \gtrsim 60^\circ\text{N}$) に見られる比較的複雑な収束・発散の分布は、Fig. 5c に示された複数の収束・発散を含む変化を反映している。また $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta$ (Fig. 6f) は、たいていの緯度で $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$ の効果を打ち消すように作用する。しかし、その大きさは小さいため、 m' の変化が起こる。ただし、 $\phi_e \sim 55^\circ\text{N}$ 付近では $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta$ の効果が $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$ の効果を上回っている。

この期間における温位コンターの変化 (Fig. 6b) に着目すれば、例えば $p_e \sim 300 \text{ hPa}$ 付近では $\phi_e \lesssim 30^\circ\text{N}$ でコンターの上昇、 $\phi_e \sim 40^\circ\text{N}$ 付近でコンターの下降が見られる。この平坦化した温位コンターの分布は、有効位置エネルギー (Lorenz 1955) の帯状成分が減少したことを意味する。エネルギー論によれば、有効位置エネルギーは傾圧擾乱によって運動エネルギーに変換され散逸する。これは、この期間で平均した PV の非保存成分 $\mathcal{M}'(\dot{q})$ が大きな値をもつことを矛盾なく説明する。具体的な傾圧擾乱の活動については次の 5.3 節で触れる。

期間 II には、期間 I とは反対の傾向が目立っている。平均帯状流 (Fig. 7a) は 30°N 付近で強くなり、 55°N 付近で弱くなる。PV コンター (Fig. 7b) は 25°N 付近で傾きを強めて密になり、 55°N 付近で比較的平坦になる。例えば $q = 2$ と 4 PVU コンターおよび $\theta = 350$ と 360K コンターで囲まれた領域 (赤道側の陰影部) は南北方向に縮み、 $q = 4$ と 6 PVU コンターおよび $\theta = 330$ と 340K コンターで囲まれた領域は南北方向に伸びている。MLM 質量フラックスベクトル M' (Fig. 7c) のパターンは、気候値および期間 I とは非常に異なっている。これは、特に中・低緯度で $\mathcal{M}'(\dot{q})$ の大きさが非常に小さくなったことを反映している。ベクトルの符号自体はほとんど変わっていない ($\mathcal{M}'(\dot{q})$ 成分を温位コンターに平行な向きに図示していることに注意)。一方、 $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ 成分の符号および大きさはあまり変化していない。わずかに目立つ違いとしては、 50°N 付近で若干加熱されている ($\mathcal{M}'(\dot{\theta}) > 0$) ことが挙げられる。結果的に、MLM 質量 m' の時間変化 (Fig. 7d) は、期間 I とはほぼ反対の傾向を示す。すなわち、 m' が増加する領域は $\phi_e \sim 10^\circ\text{N}$ と 40°N 付近にあり、減少する領域は $\phi_e \sim 25^\circ\text{N}$ と 65°N 付近にある。これは、 $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q})/\partial q$ (Fig. 7e) の大きさが特に低緯度と中緯度で小さくなったために、 $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta})/\partial \theta$ (Fig. 7f) の寄与が相対的に大きくなったことが主たる理由である。

また、エネルギー変化の立場から見ると、温位コンター (Fig. 7b) の熱帯域での下降と、亜熱帯成層圏および中緯度対流圏での上昇が目につく。すなわち、この期間に有効位置エネルギーの帯状成分は増加する。

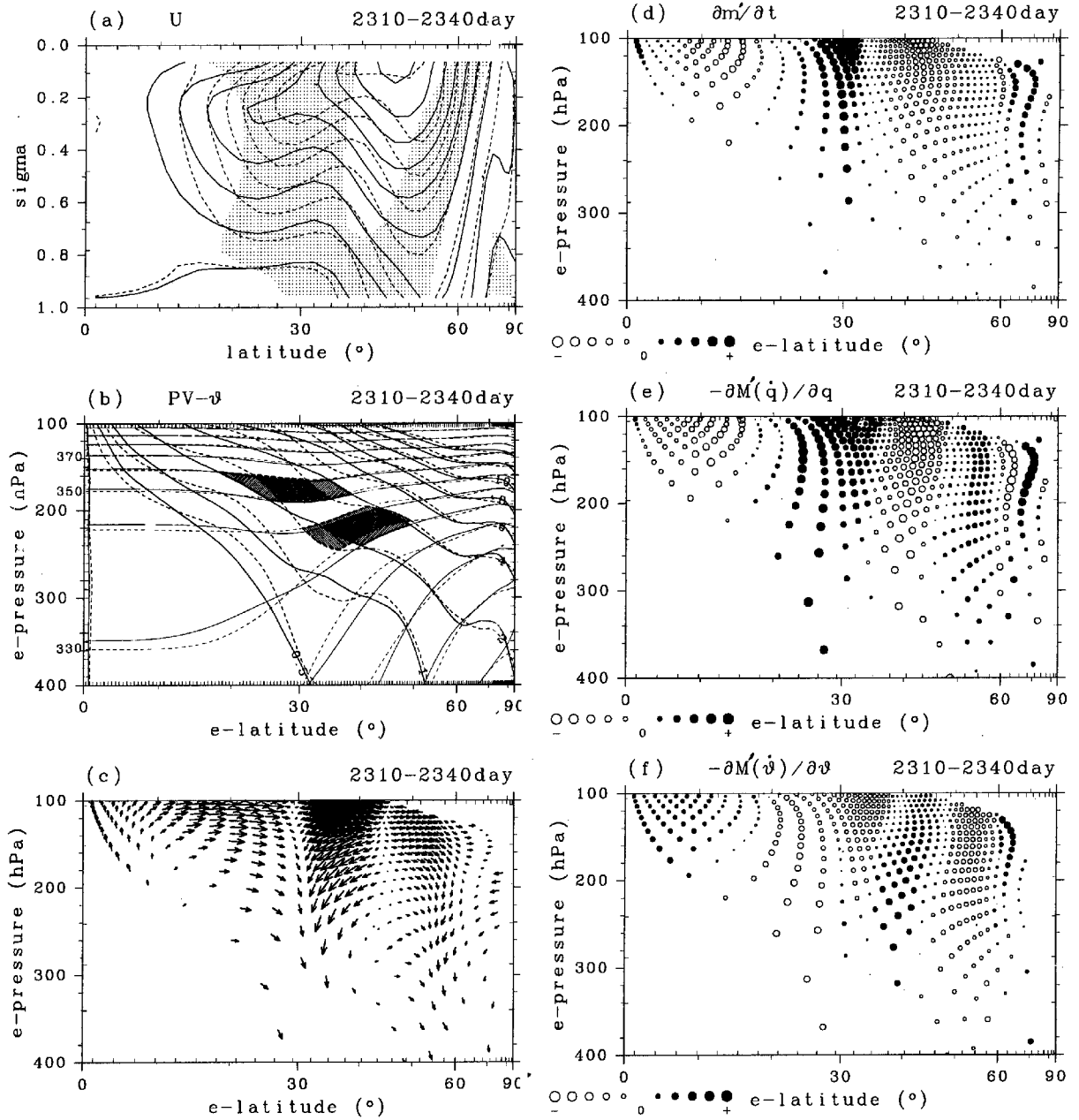


Fig. 6 Meridional sections for Period I (days 2310-2340). (a) Zonal-mean zonal flow for day 2310 (broken curves) and day 2340 (solid curves). Contour interval is 5 m s^{-1} . (b) PV on (ϕ_e, p_e) plane for day 2310 (thick broken curves) and day 2340 (thick solid curves), and θ for day 2310 (thin broken curves) and day 2340 (thin solid curves). Contours of PV are drawn every 2 PVU, and those of 1 and 0.5 PVU are also drawn. Contour interval of θ is 10 K. (c) MLM mass-flux vectors as in Fig. 3a but for the time mean for Period I. (d) As in Fig. 3b but for the time mean of $\partial m'/\partial t$ for Period I. (e) As in Fig. 3b but for the time mean for Period I. (f) As in Fig. 3c but for the time mean for Period I.

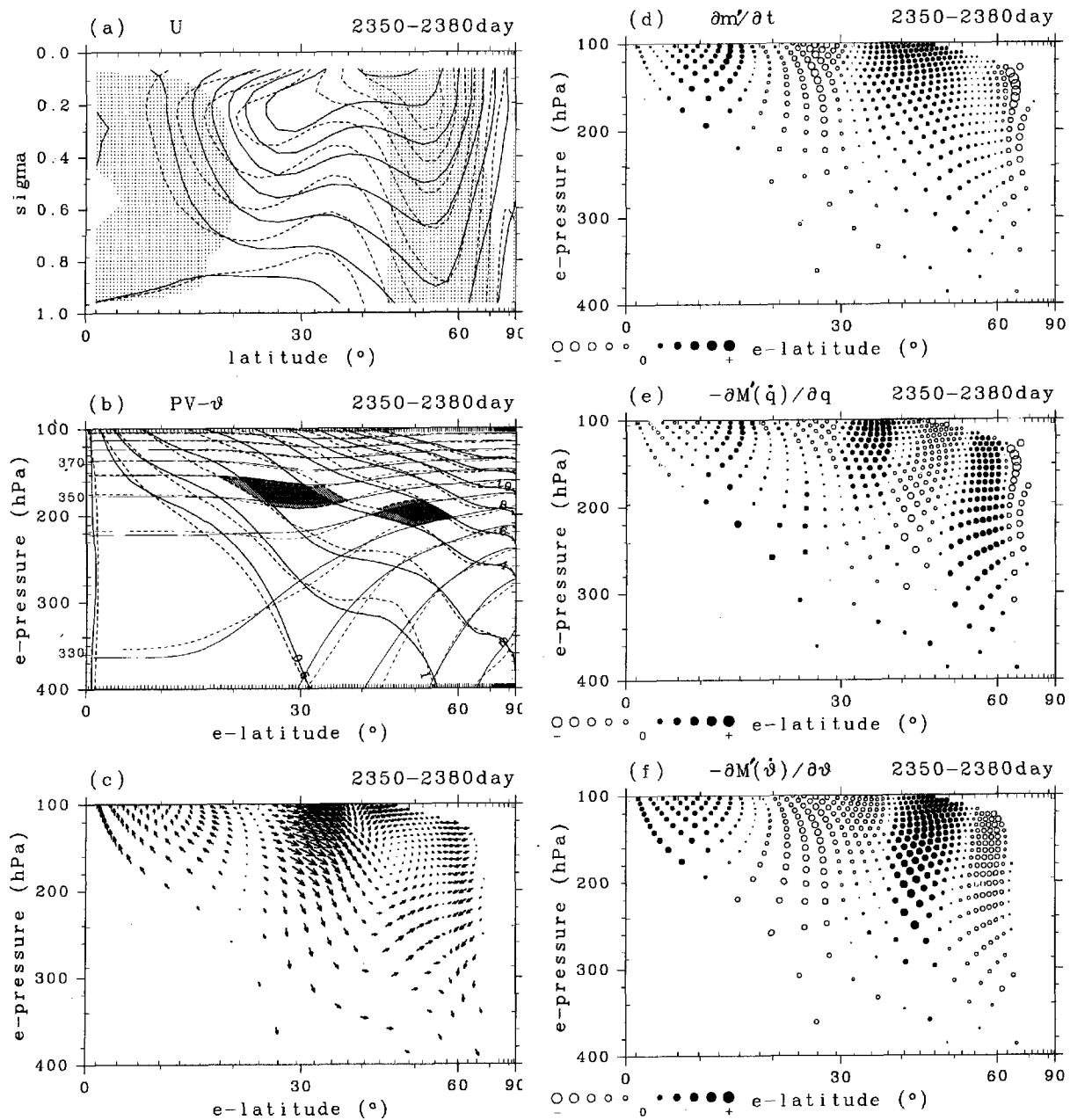


Fig. 7 As in Fig. 6 but for Period II (days 2350-2380).

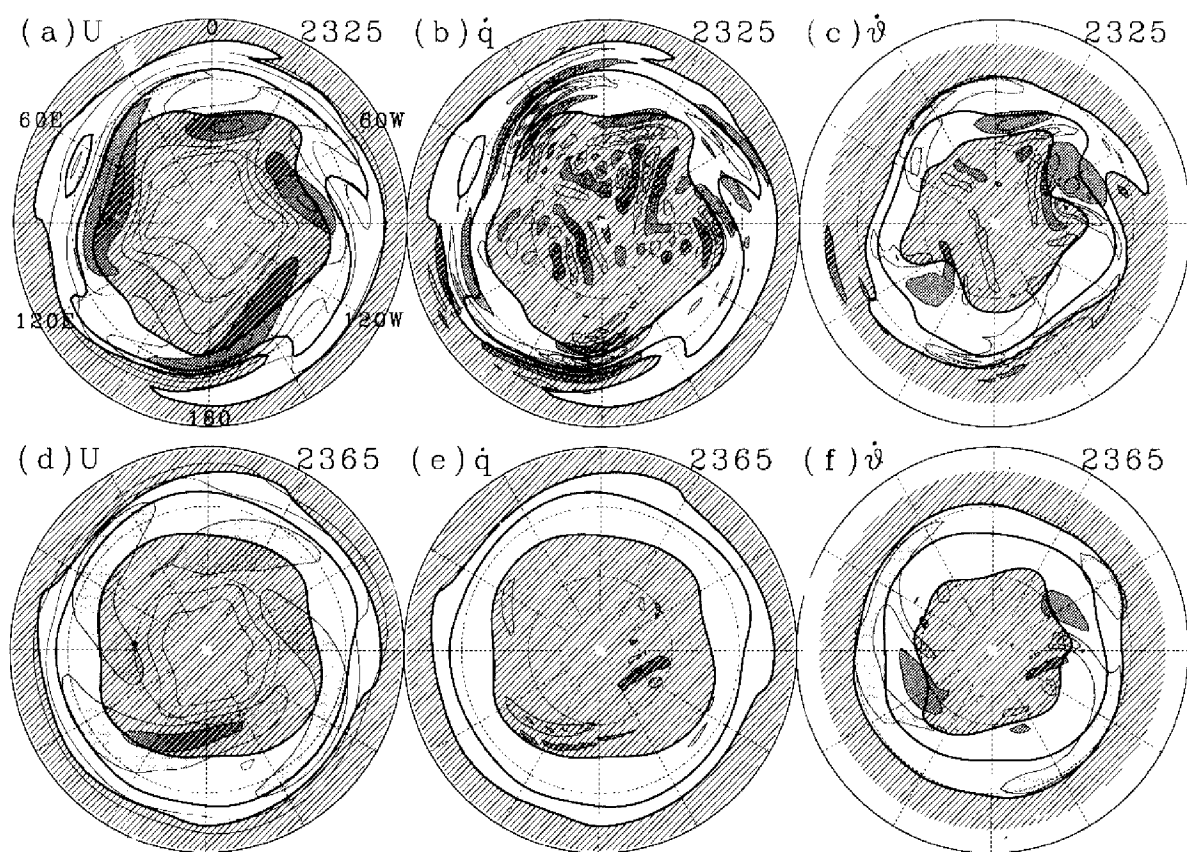


Fig. 8 Contour maps on day 2325 in Period I (a-c) and day 2365 in Period II (d-f). (a,d) Isotachs on the $\theta = 350$ K surface (thin curves). Contour interval is 10 m s^{-1} , and light and dark shades denote more than 30 and 40 m s^{-1} , respectively. Thick curves are PV contours of $q = 1, 2$, and 5 PVU from low latitudes. Regions for $q < 1$ PVU and $q > 5$ PVU are shaded by oblique lines. (b,e) As in (a) but for $\dot{q}$. Thin curves are drawn for every $1.0 \times 10^{-6} \text{ PVU s}^{-1}$ except zero contours. Dark shade denotes more than $1.0 \times 10^{-6} \text{ PVU s}^{-1}$ and light shade denotes less than $-1.0 \times 10^{-6} \text{ PVU s}^{-1}$. (c,f) $\dot{\theta}$ on the $q = 5$ PVU surface (thin curves). Contour interval is $5.0 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1}$, but zero contours are omitted. Dark shade denotes more than $5.0 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1}$ and light shade denotes less than $-5.0 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1}$. Thick curves are contours of $\theta = 380, 350$, and 325 K from low latitudes. Regions for $\theta > 380$ K and $\theta < 325$ K are shaded by oblique lines. Lambert's azimuthal equal-area projection is used. The outer boundary circle is the equator. Lines of meridians and parallels are drawn for every 30° .

5.3 水平分布

期間 I と II における $\partial m' / \partial t$ 分布の違いは、 $\dot{q}$ と $\dot{\theta}$ の水平パターンを解析することで明瞭になる。Fig. 8 は、期間 I (Fig. 8a, c) あるいは期間 II (Fig. 8d, f) の中間の日の解析結果である。Fig. 8a, d は $\theta = 350$ K 面上の水平風速の大きさ、Fig. 8b, e は $\theta = 350$ K 面上の $\dot{q}$ の分布、Fig. 8c, f は $q = 5$ PVU 面上の $\dot{\theta}$ の分布を示している。

期間 I では、水平風の大きさ (Fig. 8a の細線) は、中緯度では全ての経度で $|\mathbf{v}| > 30 \text{ m s}^{-1}$ (薄い陰影) を越えており、 40 m s^{-1} 以上 (濃い陰影) の強風域も広く分布している。太実線は $q = 1, 2$, および 5 PVU の各 PV コンターであり、強風帯付近で南北勾配を強めるようにして大きく波打っている。また 180° および 75°W 付近の PV コンターは赤道側に高気圧回転で碎波したパターン (Thorncroft et al. 1993; Hartmann 1995; Akahori and Yoden 1997) を示している。

式(4)で定義されるPVの非保存項 $\dot{q}$ をFig. 8bに示した。顕著な縞構造は主に ∇^4 の水平粘性項によって作られており、強風帯および砕波領域を中心に大きな値を示す。低緯度側の $1 \text{ PVU} < q < 2 \text{ PVU}$ の範囲では、 $\dot{q} > 0$ の領域が目立っており(濃い陰影)、一方、 $2 \text{ PVU} < q < 5 \text{ PVU}$ の範囲では $\dot{q} < 0$ の領域が目立っている(薄い陰影)。結果として、Fig. 5eに示したように、これらの2つのPV域ではそれぞれ卓越した正および負の $\mathcal{M}'(\dot{q})$ が存在することになる。したがって、Fig. 6dにおける $\phi_e \sim 30^\circ \text{N}$ 付近での m' の増加はジェット気流の赤道側における高気圧回転のロスビー波砕波と密接に関係していることがわかる。高緯度の $(60^\circ \text{N}, 45^\circ \text{W})$ 付近および $(70^\circ \text{N}, 135^\circ \text{W})$ 付近でも、 $\dot{q}$ の縞構造が目立っている。これらは、ジェット気流の極側における低気圧回転のロスビー波砕波に付随したものである。Fig. 5cにおける $q \sim 10 \text{ PVU}$ 付近の黒と白の縞模様はこのような砕波パターンに起因している。

$q = 5 \text{ PVU}$ 面上(Fig. 8c)では、太実線は $\theta = 380, 350$ および 325 K の各温位コンターを示しており、それらは大きく波打っている。一般に、高気圧性渦は対流圏界面付近に負の温度アノマリをともなっている(周囲よりも冷たい)ため、中緯度($325 \text{ K} < \theta < 350 \text{ K}$)のリッジでは $\dot{\theta} > 0$ である。また、トラフは正の温度アノマリをともなっており、 $\dot{\theta} < 0$ である。しかし、この2つの効果はMLMによって打ち消されてしまうため、 $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ はほぼ0となる(Fig. 5f)。中・高緯度のこれ以外の領域では、一般に大気は穏やかに冷却される。その中にあって、ハドレー循環の下降域にあたる $350 \text{ K} < \theta < 380 \text{ K}$ 付近では比較的冷却が強い。

期間IIでは、ジェット気流(Fig. 8d)は弱く、ほぼ 40 m s^{-1} 以下である。また、PVコンターもあまり波打っておらず、ほぼ帯状対称に分布している。対応したPVの非保存項 $\dot{q}$ (Fig. 8e)はほぼ全ての領域で小さい。したがって、期間IIで $\mathcal{M}'(\dot{q})$ の値が小さいのは、PVコンターの波打ち方が非常に弱いためであると結論づけることができる。また $q = 5 \text{ PVU}$ 面上(Fig. 8f)の温位コンターも波打ち方が小さく、中緯度のリッジおよびトラフに付随する加熱および冷却はわずかである。MLM質量フラックス $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ の正の値(Fig. 5f)は、このわずかな違いによって作られたものである。 35°N 付近($350 < \theta < 380 \text{ K}$)では、ハドレー循環に関連した弱い冷却域が広く分布し、全体として期間Iよりも $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ の負の値を強めている。

6. 議論

前節までの解析により、長周期変動が低緯度から極向きに伝播する m' アノマリと強く関連していることが明らかになった。ここでは、この m' アノマリの極向き伝播を、従来から知られている平均帯状流アノマリ(角運動量アノマリ)と対応づけて議論する。Fig. 9は帯状方向および鉛直方向にオイラー平均した帯状流のアノマリの時間変化を、Fig. 4および5と同じ期間について示したものである。陰影で示した平均帯状流アノマリが低緯度から高緯度へと明瞭に伝播している。このような特徴はJames et al. (1994)が数値実験で見つけており、長周期変動における本質的特徴であるとして解析を行なっている。

PVアノマリと平均帯状流アノマリはともに鉛直方向に位相がそろった順圧的な構造をもっており、鉛直平均の有無にかかわらず式(13)と同様の近似式を満たす。したがって、Fig. 4cに示したPVの南北勾配の大小は、それぞれFig. 9に示した正と負の平均帯状流アノマリとかなりよく対応する。さらに、層厚の変化による寄与を無視すれば、これらの位相はFig. 5aに示した m' アノマリの位相と一致する。こうして、物理的意味がやや希薄である平均帯状流や角運動量の長周期変動の問題を、力学的に重要な意味をもつMLMあるいはPV- θ の視点から議論することができる。

データ解析を行なったFeldstein (1998)は、帯状および鉛直方向に積分した角運動量アノマリ(あるいは平均帯状流アノマリ)の数十日スケールの極向き伝播を両半球の夏と冬について調べ、中緯度においては低緯度や高緯度に比べて角運動量アノマリの伝播速度が遅くなることを指摘している。そのような伝播特性はFig. 9からも読みとることができる。これは、 m' アノマリの伝播を担う非保存過程の特性の違いによって次のように解釈できる。傾圧擾乱が活発な期間には、中緯度から低緯度へとロスビー波が頻繁に伝播し、臨界緯度付近でロスビー波が砕波する。その結果流れの場が変えられ、砕波領域(臨界緯度)は中緯度側にシフトする(James and Dodd 1996を参照)。このため、 m' アノマリ(Fig. 5aの陰影)は低緯度($q \lesssim 4 \text{ PVU}$)で滑らかな極向き伝播を示し、対応した平均帯状流アノマリも比較的速く極向きに伝播する。一方、不活発な時期にはこのメカニズムは作用せず、温度強制の効果が支配的となる。このため、中緯度($4 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 8 \text{ PVU}$)の m' アノマリの極向き伝播は不鮮明であり、対応した平均帯状流アノマリも停滞する傾向にある。

次に、前節までに得た時間変動の傾向を北半球データの全解析期間1281日について確かめるため、平

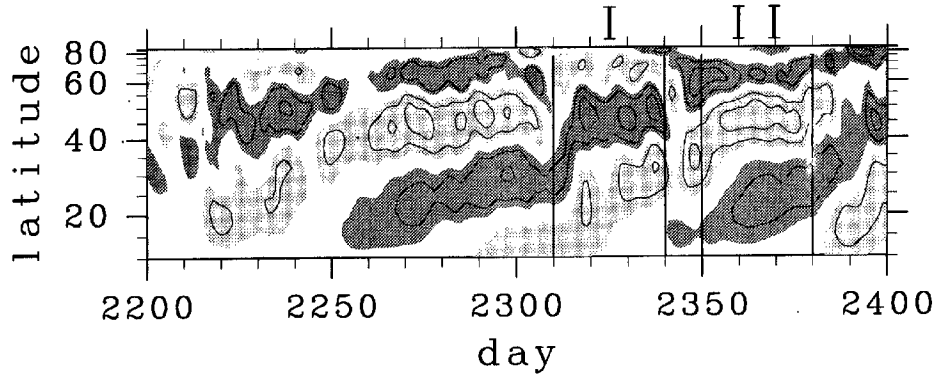


Fig. 9 As in Fig. 4b but for anomalies of zonally and vertically averaged zonal flow. Contour interval are 2 m s^{-1} . Dark shade denotes more than 1 m s^{-1} and light shade denotes less than -1 m s^{-1} .

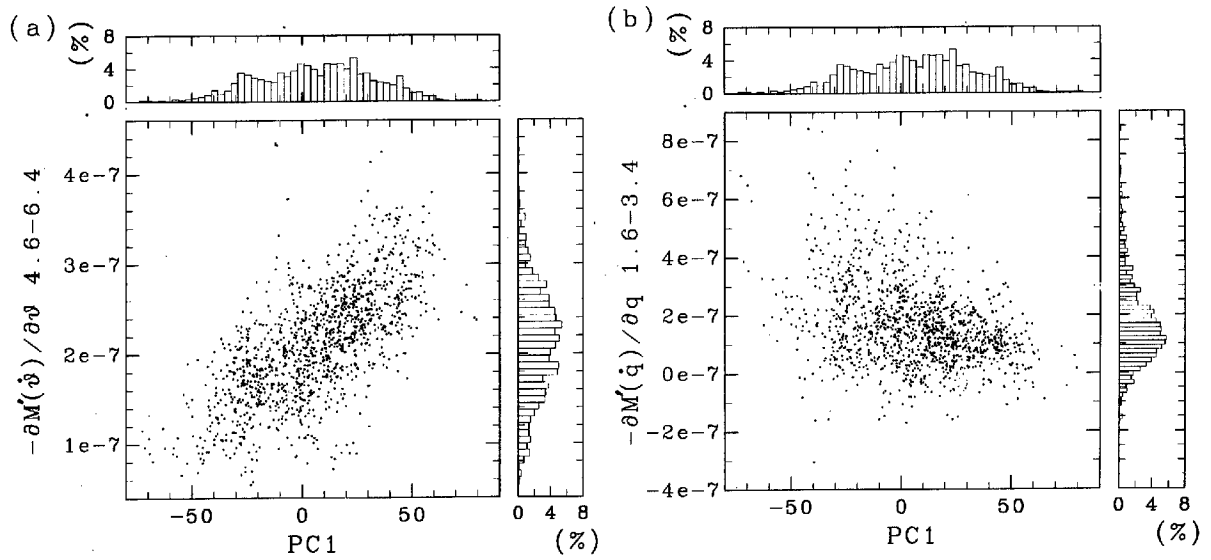


Fig. 10 Scatter diagram and histograms of two quantities for the full dataset of 1281 days. (a) PC1 versus $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$ averaged between $q = 4.6$ and 6.4 PVU on the $\theta = 350 \text{ K}$ surface. (b) PC1 versus $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ averaged between $q = 1.6$ and 3.4 PVU on the $\theta = 350 \text{ K}$ surface.

均帯状流の変動と様々な MLM 変数との統計をとった。その中で最も高い相関を示したもののひとつが、 $\theta = 350 \text{ K}$ 面上での $q \sim 5.5 \text{ PVU}$ 付近の $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$ と PC1 との相関である (相関係数 0.67)。Fig.10a に 2 次元分布図およびヒストグラムを示した。Fig.4a と Fig.5d からわかるように、PC1 が正の期間には $q \sim 5.5 \text{ PVU}$ 付近の $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$ は大きく、PC1 が負の期間には比較的小さい。これは、PC1 が正の期間は擾乱の運動エネルギーが小さく、温度強制によって温度場が平衡温度に近づく傾向にあるためである。それゆえ、 $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$ と有効位置エネルギーの帯状成分との相関も大きな値 (相関係数 0.49) を示す。

一方、 $\theta = 350 \text{ K}$ 面上での $q = 2.5 \text{ PVU}$ 付近の $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ と PC1 との相関係数は -0.35 と小さい (Fig. 10b)。これは、PC1 が負の期間に、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ のとる値が大きく変動しているためである。例えば、Fig.5c における PC1 が負の期間 (2220–2250 日, 2310–2340 日, 2390–2400 日) には、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$ は数日の時間スケールで激しく変動している。もうひとつの理由としては、PC1 が高緯度の砕波領域を含む全領域に依存しているのに対し、亜熱帯における砕波は主にその付近の流れの変形場と関連していることが挙げられる。図は示さないが、実際、両方の砕波領域における強い散逸は必ずしも同時には起きていない。

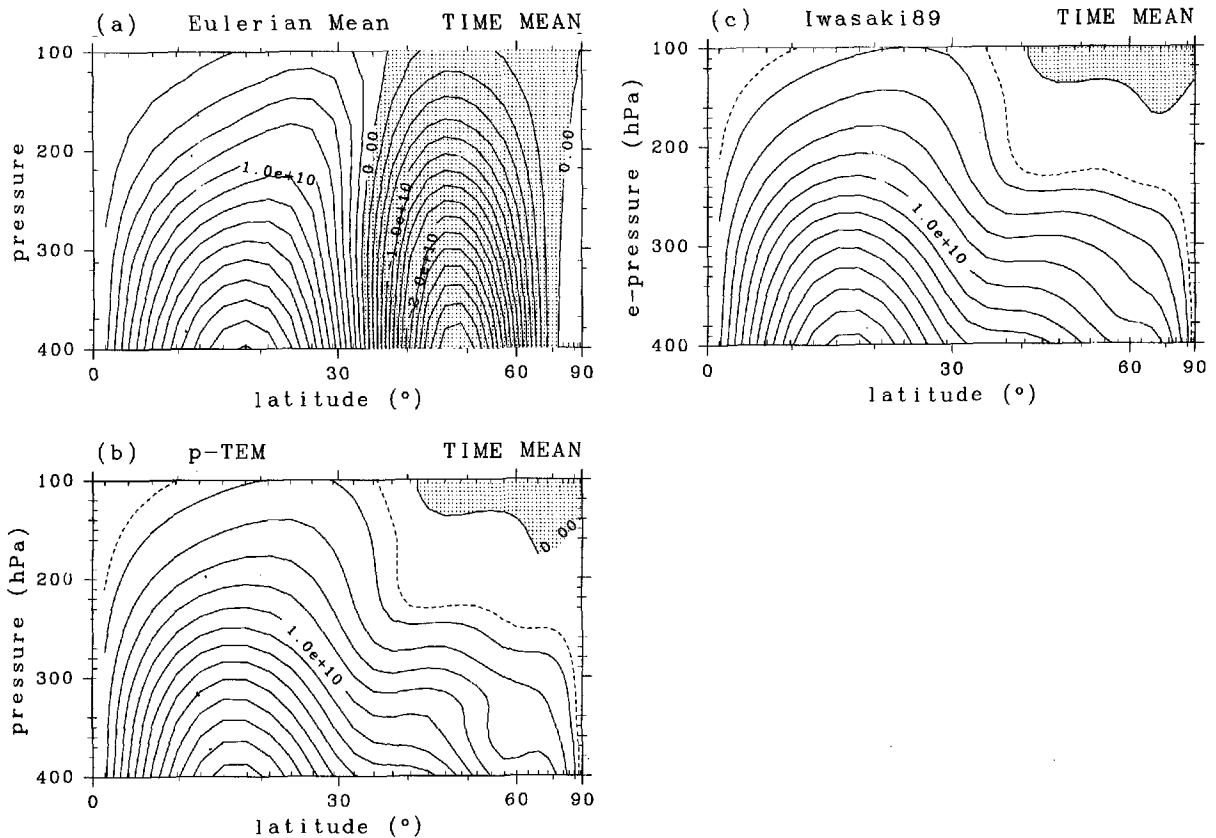


Fig. 11 Climatological mass-weighted streamfunction of mean meridional circulation. (a) Eulerian mean with p coordinate. (b) Transformed Eulerian mean with p coordinate. (c) Iwasaki (1989)'s formulation of transformed Eulerian mean with p_e coordinate. Contour interval of solid curves is $2.0 \times 10^9 \text{ kg s}^{-1}$, and that of broken curves is $1.0 \times 10^9 \text{ kg s}^{-1}$. Negative (indirect) regions are shaded.

最後に、気象学でしばしば用いられる平均帯状操作を行ない、子午面循環を比較する。Fig.11aは等圧面でのオイラー平均場である。子午面循環は、低緯度の直接循環（ハドレー循環）と中緯度の間接循環（フェレル循環）からなる。なお、ハドレーセルが弱いのは春・秋分条件下で熱強制しているためである。オイラー平均した支配方程式系を用いれば、擾乱の運動量フラックスおよび熱フラックスによって駆動される間接セルの振舞いを明らかにすることができる（例えば Holton 1992）。しかし、この2セル構造は、ラグランジュ平均子午面循環が示す半球規模の大きな1セル構造（例えば Kida 1977）とは全く異なっている。すなわち、オイラー平均速度とラグランジュ平均速度の差「ストークスドリフト」（例えば McIntyre 1980を参照）が存在する。Fig.11bは、変形オイラー平均（Andrews and McIntyre 1976, 1978a）の残差循環である。この系では、オイラー平均子午面循環から擾乱のフラックスによる駆動効果を差し引くこと

で1セル構造を作りだしている。1セル構造をもつと自然に得るためには、温位座標で帯状オイラー平均を行えばよい（例えば Dutton 1976）。Fig.11cに温位座標系での変形オイラー平均の定式化（Iwasaki 1989）に基づいた子午面循環を示した。温位座標では温位面が波打っていることによるストークスドリフトが無くなるため、気圧座標の変形オイラー平均で見られた 60°N , 350 hPa 付近の奇妙な構造が解消されている。しかし、依然として PV コンターが波打っていることによるストークスドリフトが残されている。それに対して、MLMでは平均した PV および温位が「準ラグランジュ的な保存特性」を満たす。したがって、MLM連続の式を用いた解析によって、ストークスドリフトのないラグランジュ平均子午面循環を得ることができる。Fig.3aに示した MLM 質量フラックス M' の長時間平均値は、そのような循環を表わしている。

7. まとめ

長時間積分実験 (Akahori and Yoden 1997) のデータを再解析し, MLM の観点から長周期変動を調べた。子午面運動の気候値は, 温位の観点からは, 半球規模の 1 セルの対流構造を形成する MLM 質量フラックスによって特徴づけられる。また, PV の観点からは, 25°N および 55°N 付近で収束する MLM 質量フラックスによって特徴づけられる。これらの質量フラックスをもたらし要因は, 温位の場合には, ほぼ温度強制による加熱および冷却である。また, PV の場合には, ジェット気流の両側におけるロスビー波砕波と関連した拡散過程が主であるが, 温度強制の寄与も局所的には重要な役割を果たしている。

得られた長周期変動は, 100 日程度の周期で熱帯から極向きに伝播する MLM 質量アノマリによって特徴づけられる。このようなアノマリの極向き伝播は, 従来, 平均帯状流あるいは角運動量の観点から議論されてきたが, MLM 解析を行なうことで以下のような明瞭な物理的解釈が可能となる。

平均帯状流がシングルジェットを示す期間には, 傾圧擾乱の活動は活発である。このため, ジェット気流の赤道側では, 高気圧性のシアの影響を受けて高気圧回転のロスビー波砕波が繰り返し起こる。そして, この砕波にともなう PV の混合・拡散過程によって基本場が変形を受け, MLM 質量が亜熱帯域で増大し, 平均帯状流がダブルジェット型となる期間に移行する。ダブルジェット型の期間には, 傾圧擾乱の活動は不活発であり, ロスビー波の砕波も弱い。そのため, 熱強制によって基本温度場が回復し, 中緯度の MLM 質量が増大する。そして, 平均帯状流は再びシングルジェット型を示すようになる。シングルジェット型の期間には, ジェット気流の極側で低気圧回転のロスビー波砕波が頻繁に起きている。そのため MLM 質量は極域でも増大する。MLM 質量アノマリの低緯度から高緯度への伝播は, このようなロスビー波砕波による PV の散逸過程と温度強制による基本場の回復過程の繰り返しを反映している。

謝辞

数値モデルは AGCM5 (地球流体電脳倶楽部 1998) を, 球面調和関数ライブラリは ISPACK (石岡 1998) を用いた。また, 作画には地球流体電脳ライブラリを用いた。数値計算およびデータ処理には, 大阪大学大型計算機センターの SX-3R, 京都大学大型計算機センターの VPP500 および京都大学電波科学計算機実験装置 (KDK) を利用した。なお, 本研究は, 文部省科学研究費および東京大学気候システム研究セ

ンター共同研究費の補助を受けた。

参考文献

- 石岡 圭一, (1998): ISPACK-0.2, <http://www.gfd-dcnmou.org/arch/ispack/>, 地球流体電脳倶楽部。
地球流体電脳倶楽部, (1998): AGCM5, <http://www.gfd-dcnmou.org/arch/agcm5/>, 地球流体電脳倶楽部。
Akahori, K. and Yoden, S. (1997): Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic eddy life cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 54, pp. 2349-2361.
Anderson, J. R. and Rosen, R. D. (1983): The latitude-height structure of 40-50 day variations in atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 40, pp. 1584-1593.
Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. (1976): Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 33, pp. 2031-2048.
Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. (1978): Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, pp. 175-185.
Butchart, N. and Remsberg, E. E. (1986): The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 43, pp. 1319-1339.
Chen, T.-C. and Weng, S.-P. (1997): The poleward propagation of atmospheric angular momentum with a 30-60-day time scale. *Dyn. Atmos. Oceans*, Vol. 27, pp. 175-185.
Dutton, J. A., (1976): *The Ceaseless Wind*. McGraw-Hill, 579pp.
Feldstein, S. B., (1998): An observational study of the intraseasonal poleward propagation of zonal mean flow anomalies. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 55, pp. 2516-2529.
Gutzler, D. S. and Madden, R. A. (1993): Seasonal variations of the 40-50-day oscillation in atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 850-860.
Hartmann, D. L., (1995): A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 2561-2576.
Hartmann, D. L., and F., Lo, (1998): Wave-driven zonal flow vacillation in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 55, pp. 1303-1315.

- Holton, J. R., (1992): An introduction to dynamic meteorology. Academic Press, 511 pp.
- Hou, A. Y. and Lindzen, R. S. (1992): The influence of concentrated heating on the Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 49, pp. 1233-1241.
- Iwasaki, T., (1989): A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 67, pp. 293-312.
- James, I. N., and Dodd, J. P. (1996): A mechanism for the low-frequency variability of the mid-latitude troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 122, pp. 1197-1210.
- James, I. N., and P. M. James, (1992): Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 118, pp. 1211-1233.
- James, P. M., Fraedrich, K. and James, I. N. (1994): Wave-zonal-flow interaction and ultra-low-frequency variability in a simplified global circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 120, pp. 1045-1067.
- Karoly, D. J., (1990): The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, Vol. 42A, pp. 41-50.
- Kida, H., (1977): A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange: II. Lagrangian motion of the atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 55, pp. 71-88.
- Kidson, J. W., (1988): Indices of the Southern Hemisphere zonal wind. *J. Climate*, Vol. 1, pp. 183-194.
- Lindzen, R. S. and A. Y. Hou, (1988): Hadley circulations for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 45, pp. 2416-2427.
- Lorenz, E. N., (1955): Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, Vol. 7, pp. 157-167.
- McIntyre, M. E., (1980): Towards a Lagrangian-mean description of stratospheric circulations and chemical transports. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Vol. A296, pp. 129-148.
- Nakamura, N., (1995): Modified Lagrangian-mean diagnostics of the stratospheric polar vortices. Part I: Formulation and analysis of GFDL SKYHI GCM. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 2096-2108.
- Shiotani, M. (1990): Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 68, pp. 461-471.
- Thorncroft, C. D., Hoskins, B. J. and McIntyre, M. E. (1993): Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 119, pp. 17-55.
- Webster, P. J., and Keller, J. L. (1975): Atmospheric variations: Vacillations and index cycles. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 32, pp. 283-330.
- Yoden, S., Shiotani, M. and Hirota, I. (1987): Multiple planetary flow regimes in the southern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, pp. 571-586.
- Yu, J.-Y. and Hartmann, D. L. (1993): Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 3244-3259.

Dynamics of the atmospheric circulation based on the modified Lagrangian mean analysis

Koji AKAHORI and Shigeo YODEN
Department of Geophysics, Kyoto University

Synopsis

A modified Lagrangian-mean (MLM) diagnostics is developed and is applied to the analysis of low-frequency variations of the troposphere caused by the interaction between baroclinic eddies and the basic field in an idealized model. Low-frequency variations are characterized by a propagation of the MLM mass anomalies from the tropics to high latitudes, which is induced by a kind of relaxation oscillation between a phase of mechanical mixing by Rossby-wave breakings and a recovery phase due to thermal forcing.

Keywords: long time variation in the troposphere, modified Lagrangian mean analysis, baroclinic eddies, potential vorticity