

擾乱と平均モンスーン循環との 順圧相互作用*

村上 多喜雄**・川村 隆一***

要旨

9年間(1985~93)の850 hPa水平風から2~10日周期帯と30~90日周期帯の擾乱を抽出し、それぞれSPO(5日周期擾乱)、MJO(45日周期擾乱)と呼ぶ。6月下旬の第35半旬を代表として選び、局所的 Eliassen-Palm (E-P) 波束を用いて擾乱と平均モンスーン循環との順圧相互作用について調べる。

SPOの構造は地域により異なる。梅雨フロント上(30°~35°N, 130°~180°E)では東西に長く延びた構造をもち、西部北太平洋モンスーン域(5°~20°N, 120°~140°E)では、やや南北に延びた非等方性である。これらの擾乱によるE-P波束は平均風シアと同じ方向に向いているので、順圧相互作用により擾乱の運動エネルギーが増す傾向がある。一方インド・モンスーン域ではSPOの振幅は小さく、また近似的に等方性なのでE-P波束も弱い。

モンスーン・トラフ内のMJOは順圧的に平均場のエネルギーを吸収しながら、また平均場の下層収束を強めることにより活性化した積雲群を伴いながら、アラビア海から西部北太平洋まで東進する。上層のMJOは順圧相互作用により平均モンスーン循環に運動エネルギーを吸い取られてしまうので、下層のMJOほど強くなりえない。順圧相互作用によるエネルギー変換の方向が上層と下層で反転するのは平均モンスーン循環の傾圧性による。順圧相互作用の上下非対称性と、積雲による強制力が反転することを考慮に入れると、鉛直積分(平均)した相対過度は、下層の影響を強く受けて、積雲域では低気圧性過度となる。一方、中緯度の45日周期擾乱は上下で位相がほぼ等しい、順圧的構造をもつ。中緯度45日周期擾乱と平均場の偏西風ジェットとの順圧相互作用は200 hPa付近でも顕著になるようである。

1. はじめに

インドとその周辺に雨をもたらすモンスーン擾乱の解析的研究は主としてインドの気象学者によって進められてきた。モンスーン擾乱の周期は約5日ぐらい、また振幅は一般に対流圏下層で大きく、上層ほど弱くなる。時には700~500 hPaに最大振幅をもつ、中層擾乱が発生することもある。モンスーン域では南北の温度傾度が弱く、風の水平、垂直シアが小さく、ま

た緯度も低いので、準地衡風モデルではモンスーン擾乱の発生や垂直構造を正確に再現できない。Mak(1987)は1979年夏の Monsoon Experiment (MONEX) による豊富な観測データを用いた解析的研究と、MONEXを契機として進展した非地衡風モデルに基づく理論的研究について紹介している。

西部北太平洋上に発達する偏東風波動については Takayabu and Nitta (1993) による詳しい解析がある。ごく最近になって、Murakami and Matsumoto (1994) によると、西部北太平洋のモンスーン(WNPMと略称)初期(6月頃)にはまだ貿易風が卓越しているが、真夏になると西部北太平洋の下層風は西風に代わるので、インド地域と同じ性質をもつモンスーン擾乱が発生する可能性がある。さらに Ueda, Yasunari and Kawamura (1995) は西部北太平洋の(15°~25°N, 150°~160°E)付近で積雲活動が第42~44半旬頃活

* Barotropic interaction between transient disturbance and the mean monsoon circulation.

** Takio Murakami, ハワイ大学気象学教室。

*** Ryuichi Kawamura, 防災科学技術研究所(現ハワイ大学気象学教室)。

—1995年2月3日受領—

—1995年12月13日受理—

発になり、同時に台風が多発して、熱帯-中緯度相互作用が盛んになることを指摘した。

Madden and Julian (1971) によって発見された45日周期振動 (MJO) もまた、モンスーンに変動をもたらす重要な擾乱の1つである。東南アジア・モンスーン域での MJO の位相伝播は東と北向きであり、モンスーンの中休み (break) をもたらす (Yasunari, 1979; Murakami and Nakazawa, 1985)。一方 WNPM モンスーン域での MJO 活動域 (運動エネルギーの大きい領域) は初夏にはフィリピン付近に停滞し、次第に東に拡がり、真夏までに中部太平洋 (170°E) に達する。このような MJO 活動域の季節変動は、海水温の高い (29°C以上) 暖水プールが8月末までに西部北太平洋全域を掩うこととよく対応している (Murakami and Matsumoto, 1994)。この論文の目的は SPO や MJO とモンスーン循環との相互作用 (エネルギー交換) を統一的、量的に記述することである。この目的の為に、Trenberth (1986) が導入した時間平均場に対するプリミティブ運動方程式を使用する。この方程式系の利点は(1)擾乱による効果が局所的 Eliassen-Palm (E-P) 波束ベクトルで表現されているので時間平均場との相互作用が容易に理解できる、(2)熱帯のモンスーン域でも、また中緯度の梅雨域でも、相互作用が統一的に記述できる。著者の知る限りでは、E-P ベクトルによる解析手法を平均モンスーン循環-擾乱相互作用の研究に適用するのは初めての試みである。

2. 時間平均方程式と計算方式

直交座標系 (x, y) に書き直した Trenberth の方程式系について紹介する。すべての気象要素、例えば u を時間平均値 $\langle u \rangle$ と偏差 \hat{u} に分解すると、 $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ に対する運動方程式は次のように表せる。

$$\Delta \langle u \rangle - \eta \langle v \rangle^* = -\frac{1}{\cos\phi} \nabla \cdot \mathbf{E}_u \quad (1)$$

$$\Delta \langle v \rangle + \eta \langle u \rangle^* = -\frac{1}{\cos\phi} \nabla \cdot \mathbf{E}_v \quad (2)$$

$$\Delta = \langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y}$$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{1}{\cos\phi} \frac{\partial}{\partial y} \cos\phi \right)$$

$$dx = a \cos\phi d\lambda, \quad dy = a d\phi$$

$$\mathbf{E}_u = \left[-\frac{1}{2} \langle \hat{v}^2 - \hat{u}^2 \rangle, \langle \hat{u}\hat{v} \rangle \right] \cos\phi \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_v = \left[\langle \hat{u}\hat{v} \rangle, \frac{1}{2} \langle \hat{v}^2 - \hat{u}^2 \rangle \right] \cos\phi \quad (4)$$

ここで a (地球半径), λ (経度), ϕ (緯度) である。また $\langle \eta \rangle = f + \langle \xi \rangle$, f はコリオリ因子, $\langle \xi \rangle$ は平均相対渦度であり、また式(1)と式(2)は順圧効果のみによる $\langle u \rangle$ と $\langle v \rangle$ に対する運動方程式である。便宜上 E-P 波束ベクトル $\mathbf{E}_u, \mathbf{E}_v$ は Trenberth (1986) と異なり、反対符号 (負号) をつけて定義した。また f の代わりに $\langle \eta \rangle$ を用いたので、residual circulation $\langle u \rangle^*$, $\langle v \rangle^*$ の表現も Trenberth による定義と多少異なる。式(1)と式(2)の右辺には擾乱による効果のみが集約されている。 \mathbf{E}_u ベクトルの向きは、擾乱によって運ばれる平均流の西風運動量の向きを示す。 \mathbf{E}_u 波束ベクトルが発散 (収束) している場所では、擾乱による強制のために時間平均場の西風が減速 (加速) される。逆に時間平均場の東風は加速 (減速) される。同様に \mathbf{E}_v 波束ベクトルの発散 (収束) は時間平均場の南風の減速 (加速), または時間平均場の北風の加速 (減速) に貢献する。このことは擾乱と平均流 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ とのエネルギー交換、すなわち平均流と擾乱との相互作用を示唆する。このようなエネルギー交換は式(1) (式(2)) の右辺の擾乱項と $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ との相関によってきまる。すなわち、式(1)の右辺に $\langle u \rangle$, 式(2)の右辺に $\langle v \rangle$ を乗じて加え合わせた後に、3次元領域 M について部分積分すると次のようなエネルギー変換式が得られる。

$$I(\langle K \rangle, K) = \int_M EUVSP \, dM \quad (5)$$

ここで

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} (\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2), \quad K = \frac{1}{2} \langle \hat{u}^2 + \hat{v}^2 \rangle$$

$$EUVSP = EUUDU + EVDV \quad (6)$$

$$EUUDU = \left[-\frac{\langle \hat{v}^2 - \hat{u}^2 \rangle}{2} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle \hat{u}\hat{v} \rangle \frac{\partial \langle u \rangle \cos\phi}{\cos\phi \partial y} \right] \cos\phi \quad (7)$$

$$EVDV = \left[\langle \hat{u}\hat{v} \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \frac{\langle \hat{v}^2 - \hat{u}^2 \rangle}{2} \frac{\partial \langle v \rangle \cos\phi}{\cos\phi \partial y} \right] \cos\phi \quad (8)$$

$EUUDU$ は \mathbf{E}_u 波束ベクトルと $\langle u \rangle$ のシア-ベクトルとのスカラー積、言い換えると \mathbf{E}_u ベクトルの $\langle u \rangle$ のシア-ベクトル上への投影によってきまる。いかに \mathbf{E}_u ベクトルが大ききとも、 \mathbf{E}_u が $\langle u \rangle$ のシア-ベクトルに対して直角に向いていればエネルギー交換には貢献しない。 $EVDV$ も同様に、 \mathbf{E}_v 波束ベクトルと平均流 $\langle v \rangle$ のシア-ベクトルとのスカラー積に比例する。

式(7)の右辺第1項は擾乱の非等方性に関係し、南北に長く伸びた擾乱が偏西風ジェットの入出口(正の $\partial\langle u \rangle / \partial x$)に存在する場合、または東西に長く伸びた擾乱が偏西風ジェットの出口(負の $\partial\langle u \rangle / \partial x$)に卓越している場合には、擾乱は平均場の $\langle u \rangle$ からエネルギーをもらって発達し得る。しかし、夏季の偏西風ジェットは東西にほぼ一樣なので、 $\partial\langle u \rangle / \partial x$ が小さく、したがって式(7)の第1項はあまり重要でない。式(7)の第2項も順圧過程を表し、夏でも相対的に重要である。擾乱による運動量輸送 $\hat{u}v$ が、 $\langle u \rangle$ の減少する方向に向いている場合、例えば偏西風ジェットの北側で $\hat{u}v$ が北向きである場合には順圧不安定によって $\langle u \rangle$ が擾乱を発達させる。このような順圧過程は夏季の熱帯地方でも重要である。

式(8)の $EVDV$ の各項についても同様な物理的解釈ができる。ただし夏季の平均場には顕著なトラフが存在しないので、一般に $\langle v \rangle$ のシアは弱く、したがって $EVDV$ は $EUDU$ ほど重要ではない。例外として、インドの西岸と東岸に存在する弱いトラフは、東西のスケールが小さいので、東西方向のシア $\partial\langle v \rangle / \partial x$ がかなり大きく式(8)の第1項が無視できないようである。

いままで述べてきたエネルギー変換の局所的議論は定性的なもので、厳密な定量的議論においては成り立たない。なぜならエネルギー変換式(5)は広い領域について部分積分を施した後に初めて有効となるからである。たとえば、Schubert (1986) は変動を EOF 成分に分解し、各成分について半球積分した後にエネルギー変換率を求めた。また Nakamura *et al.* (1987) では局所的な偏差パターンを抽出した後に半球積分して変換率を評価している。

3. データ処理

緯度、経度1度毎に与えられた1980~1993年までの14年間の気象衛星ひまわりの等価黒体温度 T_{BB} を熱帯における積雲活動の指標として用いる。風 (u, v) の日平均のデータとして、ECMWF (ヨーロッパ中期予報センター) における2.5度毎の客観解析値を用いる。範囲は10°Sから60°N, 60°E~140°W, 期間は1985年から1993年までの9年間である。

すべてのデータ、例えば毎日の u の時系列に対してバンドパス・フィルターを適用し、短周期擾乱 u' を抽出する。 u' は周期約10日以下のすべての擾乱(レスポンスは10日で0.8, 8日以下は1.0)を含んでいるが、

簡単のために今後 SPO(5日周期擾乱)と呼ぶことにする。

$$u' = u - \bar{u} \quad (9)$$

ここで \bar{u} は周期約10日以上滑らかな変動を表す。1985~93年の9年間について \bar{u} を位相を合わせて平均すると気候的な年変動 (annual cycle) を表す $\langle u \rangle$ が求まる ($\langle \rangle$ を再定義)。 $\langle u \rangle$ は年によって変わらない気候値とみなされ、10日から365日までの広い周期帯をもつ季節変動を含んでいるのでモンスーン・オンセットのような急激な季節変化も十分な精度で表現できる。[気候的な月平均や季節平均値では梅雨の入りや明けのような比較的急激な季節変動を記述することはできない]。次に \bar{u} と $\langle u \rangle$ の差を UU と書くと、 UU には周期10日以上から9年以下までの、もろもろの擾乱が含まれている。この論文では季節内擾乱だけを抽出するために Shanks (1967) が導入したバンドパス・フィルター ($\omega_0 = 2\pi/45$ 日, $\omega_1 = 2\pi/20$ 日) を UU に適用する。バンドの中心周波数は ω_0 で規定され、バンド幅は近似的に ω_1 により決まる。抽出された季節内擾乱 u'' は周期45日に最大振幅をもち、30~60日の広い周期帯にまたがる擾乱である。簡単のために、今後 MJO(45日周期擾乱)と呼ぶ。最後に、もう一度 Shanks のバンドパス・フィルターを $\langle u \rangle$ の時系列に適用して気候的な季節内擾乱 \tilde{u} を取り出す。 \tilde{u} はモンスーン・オンセットや梅雨に代表されるような、比較的急激な気候的季節変動を表す。さらに $\langle u \rangle$ と \tilde{u} の差を $Y(u)$ と定義すると、 $Y(u)$ は周期約90日以上、365日以下のゆっくりとした気候的季節変動を表す。

要約すると、本論文で用いるデータは次のように分類される。

- u' ; SPO (5日周期擾乱)
- u'' ; MJO (45日周期擾乱)
- \tilde{u} ; 気候的季節内 (30~60日) 変動成分
- $Y(u)$; 滑らかな (90~365日) 気候的年変動成分
- $\langle u \rangle$; $\tilde{u} + Y(u)$

定義にしたがって9年間の気候(アンサンブル)平均を $\langle \rangle$ と書くと近似的に $\langle u' u'' \rangle = 0$, $\langle u' \langle u \rangle \rangle = 0$, $\langle u'' Y(u) \rangle = 0$ と仮定できる。 u' と u'' , u' と $\langle u \rangle$, u'' と $Y(u)$ ($\langle u \rangle$ ではない) は、それぞれ周期が大きく違うように定義されているので、互いに無相関である。[9年間のデータしかなく、 u' や u'' の全ての位相が含まれていない恐れがあり、したがって厳密には $\langle u' u'' \rangle \neq 0$, $\langle u' \langle u \rangle \rangle \neq 0$, $\langle u'' Y(u) \rangle \neq 0$ であ

る].

式(3), (4)におけるアノマリー \hat{u} や \hat{v} は全ての周期帯にまたがる擾乱を表す. この論文の目的は全ての擾乱による E-P フラックスを計算することではなく, SPO や MJO による成分のみを抽出し, 平均流-SPO, または平均流-MJO 相互作用について調べることである. SPO と MJO との非線型相互作用については考慮しない. このために, それぞれのモードの運動エネルギーのバランスについて論ずることはできない. SPO と MJO による順圧, E-P フラックスは次のように表せる.

$$E_u^1 = \left[-\frac{1}{2} \langle v'^2 - u'^2 \rangle, \langle u' v' \rangle \right] \cos \phi \quad (10)$$

$$E_u^2 = \left[-\frac{1}{2} \langle v''^2 - u''^2 \rangle, \langle u'' v'' \rangle \right] \cos \phi \quad (11)$$

他のすべての非線型項, 例えば(7)式の $EUDU$ は次の形にまとめられる.

$$EUDU^1 = E_u^1 \cdot \nabla \langle u \rangle \quad (12)$$

$$EUDU^2 = E_u^2 \cdot \nabla Y(u) \quad (13)$$

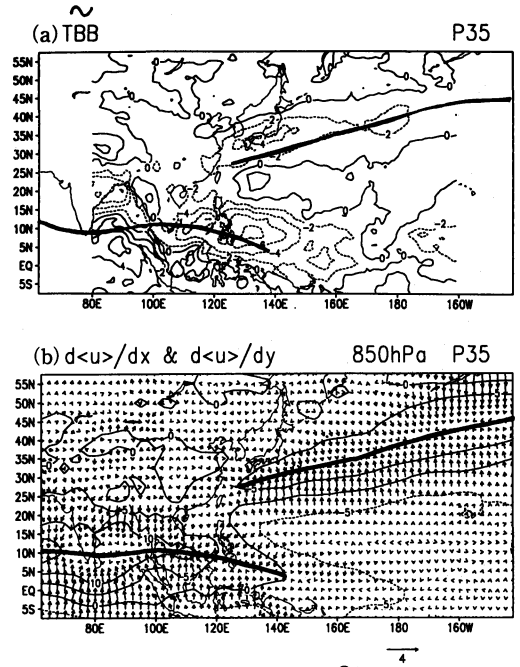
西部北太平洋モンスーン (WNPM) の代表地点 (15°N, 140°E) におけるモンスーンの入りは第32半旬, 明けは第59半旬頃である (Murakami and Matsumoto, 1994). 紙面節約のために, 第35半旬における 850 hPa 面上の順圧過程のみについて報告する. 第35半旬を選んだのは, WNPM ばかりでなく, 梅雨も活発に活動している時期だからである.

4. 擾乱と平均モンスーン循環との順圧相互作用

この章を2つに分けて, 4.1節では SPO について, また4.2節では MJO についての計算結果を示す.

4.1 SPO (5日周期擾乱)

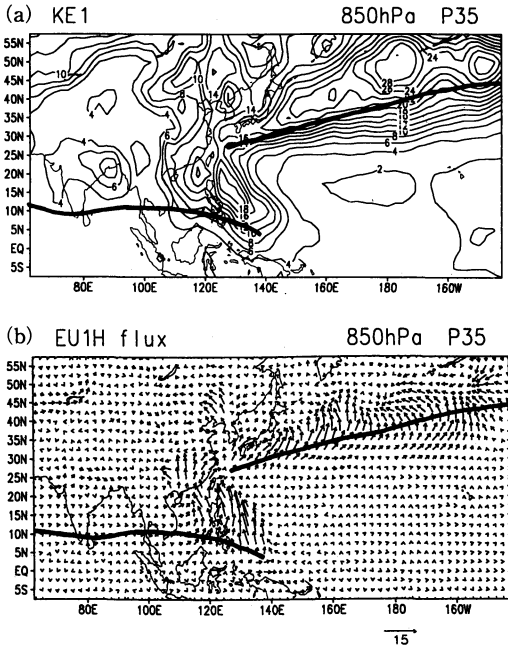
第1図における太実線は西風 $\langle u \rangle$ の最も強い領域を連ねたものである. アラビア海 (10°N, 60°E) から熱帯西部北太平洋 (5°N, 140°E) にまで延びるバンドをモンスーン・ジェット, また日本南方海上 (27°N, 125°E) から北太平洋 (40°N, 140°W) に延びる帯状域を偏西風ジェットと呼ぶことにする. 必ずしも妥当な呼び名ではないが, 記述を容易にするために便宜上つけた名称である. 第1図aには \tilde{T}_{BB} の分布図, また第1図bには $\langle u \rangle$ のシア・ベクトル, すなわち $[\partial \langle u \rangle / \partial x, \partial \langle u \rangle / \partial y]$ が示されている. モンスーン・ジェットの5°ないし10°北側の低気圧シア (負の $\partial \langle u \rangle / \partial y$)



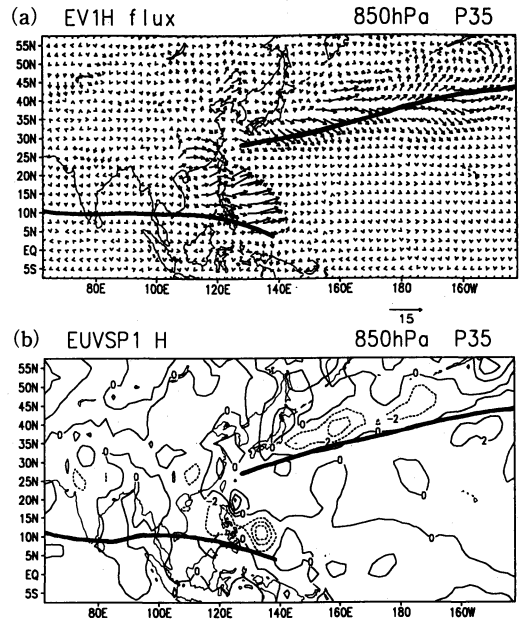
第1図 (a): 第35半旬における \tilde{T}_{BB} (等値線間隔 2 K, 実線は正偏差, 破線は負偏差). (b): 850 hPa $\langle u \rangle$ のシア・ベクトル (単位 $4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; 正の $\partial \langle u \rangle / \partial x$ 東向き, 正の $\partial \langle u \rangle / \partial y$ 北向き), および風速 (5 ms^{-1} 間隔, 実線は西風, 点線は東風). 太実線は西風の最も強い領域.

領域で積雲活動が盛んである (負の \tilde{T}_{BB}). インド北東部の積雲はインド・モンスーンを反映し, フィリピン東方海上の積雲は WNPM に対応している. 偏西風ジェット北側の低気圧性シア領域でも積雲活動が強く, 梅雨前線帯 (トラフ) に沿う降水現象を反映している.

低気圧性シアの強い梅雨前線に沿って SPO の運動エネルギー K_1 (第2図a) が大きく, アリュージャンの50°N, 180°付近で最大である. インドにおける SPO はさほど顕著ではない. この地域での擾乱発生地はベンガル湾北部であり, 発生後モンスーン西風に逆らって西に移動し, インド亜大陸西岸に達すると消滅する. このことは運動エネルギー K_1 の分布図によく現われている. インドシナ半島での擾乱活動は極めて弱い. この地域では積雲活動の日変化によって雨が降る. 南シナ海に入ると K_1 は次第に強くなり, フィリピン東方海上の15°~20°N, 125°~135°E付近が最大の活動域となる. このことは WNPM オンセット直後における偏東風波動の活発な活動を反映している. K_1 の最大値



第2図 SPO の K_1 (a; 等値線間隔 $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) と $E_{1/2}$ (b; 単位 $15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). 全ての図は第35半旬, 850 hPa の計算結果を示し, また太実線は 850 hPa 面上の最大西風ゾーン.



第3図 SPO による $E_{1/2}$ (a; 単位 $15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) と $EUVSP^1$ (b; 等値線間隔 $2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, 点線は負領域).

は $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ にも達し, ベンガル湾北部の値よりも2倍以上大きい. [第35半旬ばかりでなく, 第32半旬(オンセット)から第59半旬(明け)までのすべての半旬で, WNPM モンスーン域の K_1 がインド・モンスーン域の K_1 よりも大きい(図省略)]. この意味で WNPM は変動性の強いモンスーンである. 第2図aによると, 経度 150°E 以東の熱帯西部北太平洋では K_1 が極めて弱い. いわゆる偏東風波動は第35半旬(6月20~24日)頃には, フィリピン東方海上を除いて, まだ不活発である.

式(10)により評価した $E_{1/2}$ 波束ベクトルは偏西風ジェットを横切って, ジェットの南側から北側に向かって収束する(第2図b). 日本東方海上の ($30^\circ \sim 40^\circ \text{N}$, $140^\circ \sim 160^\circ \text{E}$) 付近には強い ($10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) 北東向きの $E_{1/2}$ ベクトルが卓越している. このことは SPO による西風運動量輸送は北向きであり, また擾乱は東西に長く伸びた構造(正の $\langle u'^2 - v'^2 \rangle$) をもつことを意味する. モンスーン・ジェット北側のフィリピン東方海上の $E_{1/2}$ 波束ベクトルは北北西に向いている. したがって擾乱は南北に長く伸びた構造をもち, またその軸が南北に傾いているために西風運動量を北に輸送してい

る. インド北部の $E_{1/2}$ は極めて弱く, $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 以下に過ぎない. この値はフィリピン東方海上の値 $12 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ の6分の1程度である. この原因は, インド北部で擾乱が弱いことのためばかりではなく, 擾乱がかなり等方的な構造をもっているために $\langle v'^2 - u'^2 \rangle$ も $\langle u'v' \rangle$ も共に小さいためである.

第3図aは SPO による $E_{1/2}$ 波束ベクトルを示す. 式(3)と式(4)を比較すれば明らかなように $E_{1/2}$ の順圧成分は $E_{1/2}$ の順圧成分を90度時計廻りに回転させたものである. このために偏西風ジェットの南側には $E_{1/2}$ ベクトルの収束がある. 同様に西部北太平洋の WNPM 領域 ($10^\circ \sim 20^\circ \text{N}$, $130^\circ \sim 140^\circ \text{E}$) にも強い $E_{1/2}$ ベクトルの収束がある. すなわちこれらの $E_{1/2}$ 収束域では南寄りの平均風が加速される.

SPO と平均流とのエネルギー交換 $EUVSP^1$ (式(6))が第3図bに示されている. 負の領域では平均流の運動エネルギー $\langle K \rangle$ が減少して, 擾乱の運動エネルギー K_1 に移る. 言い換えると, SPO は順圧過程により増幅する. 平均子午面流 $\langle v \rangle$ が弱いので $EVDV^1$ は一般に小さく, エネルギー交換は主として $EUDU^1$ (式(7))の第2項に比例する. 日本東方海上の 40°N , 160°E

付近では北向きの $\langle u'v' \rangle$ (第2図b)が梅雨フロントの低気圧シアー(負の $\partial \langle u \rangle / \partial y$)を横切っているため、 $\langle K \rangle$ が減少して、 K_1 へ変換している。 $EUUVSP^1$ の値は $-4 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (または $-4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} / \text{day}$)である。このことは順圧不安定が極めて重要な過程であることを示唆する。これに反し、九州や本州南部では $EUUVSP^1$ は小さいながらも正であり、この付近のSPOは順圧過程により減衰する傾向がある。日本付近の梅雨期における擾乱は主として傾圧効果や凝結熱によって発達する。発達した擾乱が日本東方海上に到達すると、順圧効果によって維持されながら、さらに東進し続けるのであろう。

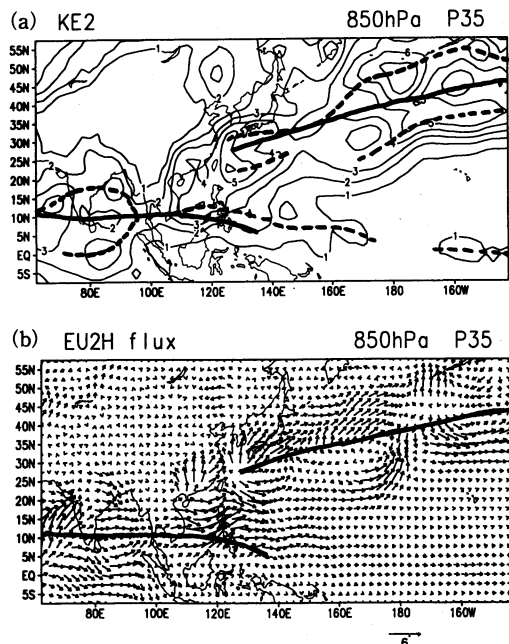
フィリピン東方海上でも $\langle K \rangle$ から K_1 への順圧的変換が盛んであり、 $EUUVSP^1$ の値はおよそ $-6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} / \text{day}$ である。この付近では第35半旬(WNPMオンセット直後)にはまだ偏東風が吹き続けており(第1図b)、おそらく偏東風波動が順圧不安定によって発達しているのであろう。

興味深いことにインド北部での $EUUVSP^1$ は弱いながらも負である。この原因は $\langle u'v' \rangle$ と $\partial \langle v \rangle / \partial x$ が負相関だからである。この地域の擾乱発生にとって $\langle v \rangle$ の東西シアーが重要であることは既にMak(1987)により指摘されている。

インド北東部では積雲活動が盛んであり(第1図a)、擾乱の運動エネルギー K_1 もある程度の大きさである(第2図a)。一方 $EUUVSP^1$ はほぼゼロに近いので(第3図b)、インドのモンスーン循環は順圧的に安定である。Colton(1973)はモンスーン雨量に比例する外力を与えて順圧モデルによる数値実験を試みた。外力に反応して直ちにモンスーンに似た循環が発生する。モデルのモンスーン循環は強すぎるので、順圧的に不安定化し、擾乱が多発して、余剰エネルギーをモンスーン域外に運び出す。したがってモデルのモンスーン循環は適当な強さに再調整される。擾乱によるモデルのモンスーン循環の減衰効果は地表摩擦に匹敵するくらい大きく、減衰の時間スケールは1日程度である。インド北東部の $EUUVSP^1$ の実測値がほぼゼロに近いことと対照的である。言い換えればColtonによる擾乱の減衰効果は過大評価されている。

4.2 MJO (45日周期擾乱)

第2図aと第4図aを比較すると、MJOの運動エネルギー K_2 がSPOの運動エネルギー K_1 よりも小さく、両者の比は1対3、ないしは1対4程度である。ただし、赤道インド洋(80°~90°E)では K_2 が K_1 と

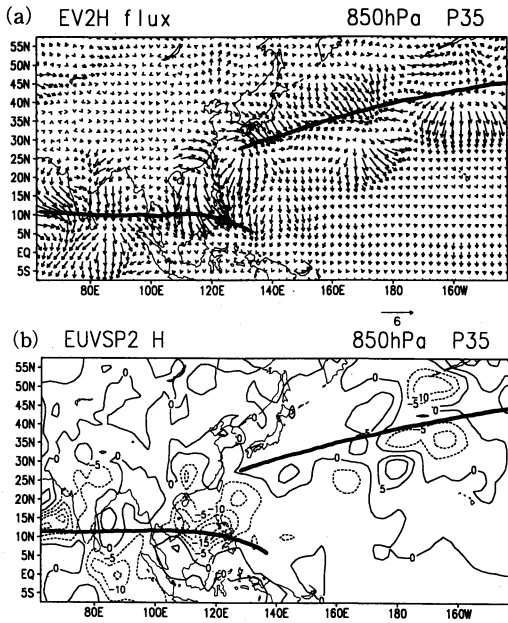


第4図 (a); MJOの K_2 (等値線間隔 $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). 破線は K_2 が相対的に大きい領域。(b); E_2^2 ベクトル(単位 $6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$). また太実線は850 hPa面上の最大西風ゾーン。

同程度で、 $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ に達する。赤道上の値としては極めて大きな値であり、この地域におけるMJOの活発な積雲活動を反映している(Zhu and Wang, 1993)。元来MJOは積雲によって強制された熱帯特有のモードであるとみなされている(Hayashi and Sumi, 1986)。このような熱帯モードの存在は第1図aと第4図bによって確認できる。すなわち、積雲活動が旺盛な熱帯チャネル($0^\circ \sim 15^\circ \text{ N}$, $60^\circ \text{ E} \sim 140^\circ \text{ W}$)に沿って、 K_2 が相対的に大きい(第4図aの太点線)。ただし、SSTの低い中部北太平洋($170^\circ \text{ E} \sim 140^\circ \text{ W}$)での K_2 の値は $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 程度まで減衰している。

積雲活動の不活発な中緯度の偏西風ジェット周辺にも顕著な45日周期擾乱が存在する(第4図a)。便宜上、熱帯モードのMJOと区別するためにLPOと呼ぶ。このような中緯度モード(LPO)の K_2 は熱帯モードの K_2 よりも大きい。2つのモードの違いを明確にするために、両者の構造や順圧相互作用を比較する。

赤道モードによる E_2^2 波束ベクトルは一様に東向きであり、アラビア海から、ベンガル湾を経て、西部北太平洋に向かう(第4図b)。事実この海域を横切って東西に長く延びた非等方性の45日周期擾乱が東進して



第5図 MJOによる(a) E_2^2 (単位 $6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) と (b) $EUVSP^2$ (等値線間隔 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, 点線は負領域).

いることは, Murakami and Nakazawa (1985) の位相解析によって既に確認されている.

アラビア海上や南シナ海では E_2^2 は北東に向かう. したがって正の $\langle u''v'' \rangle$ と負の $\partial Y(u)/\partial y$ の相関により(式(13)), $EUVSP^2$ は大きな負の値 ($-20 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) となる(第5図b). 赤道インド洋では負の $\langle u''v'' \rangle$ と正の $\partial Y(u)/\partial y$ の相関により, $EUVSP^2$ は大きな負の値 ($-15 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) である. これら3つの海域が赤道モードの順圧的なエネルギー源である. 順圧的エネルギー生成率は約 $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} / \text{day}$ にも達し, 甚だ大きな値である. なぜなら, 赤道モードの K_2 が $3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 程度に過ぎないからである. この論文の結論は, 平均場の風のシアの存在が, MJOの維持と発達にとって欠くことのできない条件の1つであるということである. 勿論積雲による不安定化はさらに重要な条件であろう.

積雲効果を示唆する間接的ヒントが第5図aに潜んでいる. E_2^2 波束ベクトルはアラビア海-中部北太平洋の熱帯チャネルで一様に南向きであり, 緯度 $20^\circ \sim 25^\circ \text{N}$ 付近に E_2^2 ベクトルの発散域, また $5^\circ \sim 10^\circ \text{N}$ 付近に収束域を伴う. 式(2)によると E_2^2 の発散域では北寄りの $\langle v \rangle$ が加速され, 反対に E_2^2 の収束域では南

寄りの $\langle v \rangle$ を強くする傾向がある. $\langle v \rangle$ による南北収束は $10^\circ \sim 20^\circ \text{N}$ の緯度帯で強化する. 特に経度 $120^\circ \sim 130^\circ \text{E}$ 付近が最も顕著であり, 1日につき $-2.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ にも及ぶ. このような $\langle v \rangle$ の南北収束の強化が現実には積雲を活性化させていることは, この近傍が負の \tilde{T}_{BB} アノマリー中心域(第1図a)と一致することにより立証される. 要約すると, アラビア海から西部北太平洋まで東進し続ける熱帯45日モードは最適の構造をもち, 極めて効率の良い力学的-熱的自動機関である. 力学的には順圧相互作用により平均場から運動エネルギーを補給されやすい構造をもち, また熱的には平均場の下層収束を強めて積雲を活性化させ続けている. このような熱帯45日モードの特徴は他の半旬でも同様である(図省略).

次に, 中緯度におけるLPOに着目しよう. 熱帯モードと異なり, E_2^2 波束ベクトルは東向きではなく, 北東に向かっている(第4図b). すなわち, 中緯度モードの構造は東西に延び(正の $\langle u''v'' \rangle$), また軸が傾いている(正の $\langle u''v'' \rangle$). このような構造をもつ中緯度モードは平均場の過度と発散のバランスに貢献し得る. まず, 第4図bによると偏西風ジェットに沿って E_2^2 の発散(東風 $\langle u \rangle$ の加速), ジェットから約 10 度北側に E_2^2 の収束(西風 $\langle u \rangle$ の加速)がある. したがって約 5 度北側では平均場の高気圧性過度が増える傾向がある. 代表地点として (160°E , $35^\circ \sim 40^\circ \text{N}$) を選び, 高気圧性過度の変化率を求めると $-0.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} / \text{day}$ 程度と推定される. このように偏西風ジェット周辺に存続する中緯度のLPOは極めて顕著な過度減衰効果をもつ. 反対に, 中緯度モードが平均南北風の収束を強める傾向をもつことは第5図aの E_2^2 ベクトルの南北分布をみれば直ちにわかる. すなわち, 偏西風ジェットに沿って E_2^2 の収束, 反対にジェットの約 10 度北側で E_2^2 の発散があるからである. (160°E , $35^\circ \sim 40^\circ \text{N}$) 付近での推定値は $-0.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} / \text{day}$ である.

もっと正確に45日周期擾乱が平均場の過度や発散に及ぼす効果を推定するためには, E_2^2 と E_1^2 の2つの成分による貢献を加え合わさなければならない. すなわち, 平均場の過度に及ぼす効果は $(\partial \nabla \cdot E_2^2 / \partial x - \partial \nabla \cdot E_1^2 / \partial y) / \cos \varphi$ であり, また平均場の発散に対する影響は $-(\partial \nabla \cdot E_2^2 / \partial x + \partial \nabla \cdot E_1^2 / \partial y) / \cos \varphi$ である. これらの高次微分を含む量は計算誤差が大きいため, 平均場の流線関数や速度ポテンシャルの変化率として表現した方がよい.

5. まとめ

東南アジア-西部北太平洋における2次元 E-P 波束ベクトルの解析により、初夏の下層擾乱の構造と平均モンスーン循環との順圧相互作用について調べた。特に興味のある点は、モンスーン域に卓越する MJO のエネルギー源がアラビア海、東部赤道インド洋、南シナ海の3つの海域にまたがって存在すること、またこれらの海域では平均南北風の南北収束と積雲対流活動が MJO により強化される傾向があることである。このために MJO はアラビア海から西部北太平洋まで減衰することなく東進できる。

将来の研究課題の1つは熱帯対流圏上層における非定常擾乱の構造について詳しく記述することである。定常状態の熱帯積雲活動に反応する循環は傾圧第1モードの構造をもち、上層と下層の流れは強さが近似的に等しく、方向が逆転している。このような平均モンスーン循環は対流圏上層では強い高気圧性シアアと発散を伴う東風であり、反対に下層モンスーン循環は低気圧性シアアと収束を伴った西風である。一方45日周期で変動する積雲活動もまた傾圧第1モードの MJO, すなわち下層に低気圧、上層に同じ強さの高気圧を作り出そうとする。ところが上下非対称な平均モンスーン循環の影響をうけて、下層では積雲により強制された低気圧渦度以上に強くなり、上層では反対に積雲に反応する高気圧渦度よりも弱くなってしまふ。実測によると、200 hPa における MJO の高気圧渦度は、850 hPa での低気圧渦度の半分程度に過ぎない。このことは MJO に対する渦度方程式の発散項が、平均モンスーン循環の影響をうけて、上層と下層とで大きさが違う（もちろん符号は反対）ことから承される（詳しい計算結果は省略）。

別の角度から次のように解釈することもできる。45日周期積雲活動によって作り出された傾圧性の MJO は平均モンスーン循環との順圧相互作用によって構造が変わる。下層ではモンスーン循環から運動エネルギーを補給される（第5図における負の $EUVSP^2$ ）ので、下層の低気圧渦度はより強くなる。一方上層の MJO は平均モンスーン循環に運動エネルギーを吸い取られてしまふ（正の $EUVSP^2$ ）ので、積雲効果が弱められ、したがって高気圧渦度は弱くなる。式(7)と式(8)で明らかのように、 $\hat{u}, \hat{v}, \langle u \rangle, \langle v \rangle$ は全て上層と下層で符号が反対なので、 $EUVSP^2$ もまた反対符号になる。言い換えれば、 $EUVSP^2$ も鉛直積分すると小さい値になってしまうが、順圧相互作用が MJO に及ぼす

重要な効果は、積雲に反応して生じたバロクリニックな構造から、バロトロピックな構造をもつ成分を作り出そうとする傾向があることである。前述したように、200 hPa と 850 hPa における相対渦度の差（バロクリニック成分）は負であるが、和（バロトロピック成分）は正である。上下非対称な平均モンスーン循環が MJO に及ぼすもう1つの重要な影響は、MJO に伴う発散と収束に、強い上下非対称性をもたらすことである。すなわち、200 hPa の発散は850 hPa の収束よりも2倍程度大きい。

元来 MJO に伴う積雲活動は赤道に対して非対称であり、モンスーン域上空に混合ロスビー・重力波に似た擾乱を発生させる。すなわち、強い北東風（45日周期の局地的ハードレー循環）を誘発し、積雲域上空に強い発散をもたらす。45日周期の北東風は東風運動量を、赤道を越えて南半球にまで運び出し、モンスーン域内に東風運動量がたまりすぎないようにしている。このために、モンスーン域上空の45日周期の高気圧性循環（渦度）は強くなり得ない。さらに、 β 効果のために、上層の45日周期の高気圧渦度の中心は、積雲域の真上ではなく赤道寄りにずれる。

一方中緯度ジェット付近に発生する LPO に伴う発散や収束は相対的に小さく、したがって積雲効果も小さい。中緯度 LPO の発生機構にも強い上下非対称性がみられる。第5図に示したように、下層ジェット付近における $EUVSP^2$ は比較的小さい。一方、下層 LPO はジェットに伴う強い南北温度傾度に沿って顕熱を北に輸送する（ E_z ベクトルの垂直成分）ので、傾圧効果によりジェットからエネルギーを補給されて、発達する（図省略）。このような傾圧効果は上層ほど減少する。反対に、ジェットが上層ほど強くなることと比例して、順圧効果も上層ほど顕著になる。200 hPa における中緯度 LPO は主として $EUVSP^2$ により、ジェットから運動エネルギーを補給されて発達する。もっと詳しい中緯度 LPO の性質や発生機構、特に熱帯 MJO とのエネルギー交換については別の機会に報告する。

謝 辞

ハワイ大学の Bin Wang 教授から研究遂行上多大な援助を受け、さらに有益なコメントを頂戴したのでお礼申し上げる。

参 考 文 献

Colton, D. E., 1973: Barotropic scale interactions in

- the tropical upper troposphere during the northern summer, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1287-1302.
- Hayashi, Y. Y. and A. Sumi, 1986 : The 30-40 day oscillations simulated in an "aquaplanet" model, *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 451-467.
- Madden, R. and P. Julian, 1971 : Detection of 40-50 day oscillation in the zonal wind, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702-708.
- Mak, M., 1987 : Synoptic-scale disturbances in the summer monsoon, *Monsoon Meteorology*, Ed. C.-P. Chang and T. N. Krishnamurti, 435-460, Oxford University Press, New York.
- Murakami, T. and T. Nakazawa, 1985 : Tropical 45 day oscillations during the 1979 Northern Hemisphere summer, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1107-1122.
- Murakami, T. and J. Matsumoto, 1994 : Summer monsoon over the Asian Continent and Western North Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 719-745.
- Nakamura, H., M. Tanaka and J. M. Wallace, 1987 : Horizontal structure and energetics of Northern Hemisphere wintertime teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3377-3391.
- Schubert, S. D., 1986 : The structure, energetics and evolution of the dominant frequency-dependent three-dimensional atmospheric models, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1210-1237.
- Shanks, J. L., 1967 : Recursion filters for digital processing, *Geophysica*, **32**, 33-51.
- Takayabu, Y. N. and T. Nitta, 1993 : 3-5 day period disturbances coupled with convection over the tropical Pacific Ocean, *J. Meteor. Soc. Japan*, **71**, 221-246.
- Trenberth, K. E., 1986 : An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen-Palm flux diagnostics, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070-2087.
- Ueda, H., T. Yasunari and R. Kawamura, 1995 : Abrupt seasonal change of large-scale convective activity over the western Pacific in the Northern Summer, Submitted to *J. Meteor. Soc. Japan*.
- Yasunari, T., 1979 : Cloudiness fluctuations associated with the Northern Hemisphere summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, **57**, 227-262.
- Zhu, B. and B. Wang, 1993 : The 30-60 day convection between the tropical Indian and western Pacific oceans, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 184-199.