

## 東太平洋におけるモンスーンと海水温の年変動\*

村上多喜雄\*\*

## 要旨

東太平洋における海水温 (SST) の年変動とその周辺におけるモンスーン活動との相互関係 (phase locking) について調べた。南アメリカ中央部において大陸性夏 (冬) のモンスーンが 12 (6) 月に始まると、ほぼ同時にペルー沖では湧昇の弱 (強) まりにより SST が上昇 (下降) し始める。温 (冷) 水プール (年平均からの偏差) は大気-海洋フィード・バックにより誕生地を離れて西進するとともに赤道を越えて北上し 5 (11) 月頃東部北太平洋に到達する。約 1 月遅れて東部北太平洋の夏 (冬) のモンスーン・オンセットが起こる。この時期の海水温 (年平均からのずれ) は赤道に対して近似的に対称である。太陽放射の増大 (減少) とともに海水温分布は非対称性を増し、8 (2) 月頃東部北太平洋夏 (冬) のモンスーンは最盛期に達する。要するに東部北太平洋モンスーンは海洋性であるが、その一生は太陽放射の年変動に対する海洋-大気-大陸系の反応速度の遅速に左右される。

## 1. はじめに

Murakami *et al.* (1992) は経度 110°W に沿う SST (海面水温), OLR (長波放射), 地表気圧と風のデータを用いて東部北太平洋の夏のモンスーン循環の二次元的特性について調べた。彼等の論文は初めての試みであったので多くの疑問点が未解決のまま残されていた。重要な問題の一つは南米大陸西海岸近くでの顕著な SST 年変動との関連を明確にすることである。更にこのように顕著な SST の年変動をもたらす原因が何であるのかという点も探求する必要がある。これ等の問題に解答を与えるのが本論文の目的である。

衆知のように東南アジアにおける夏のモンスーンは日射によって温められたアジア大陸に向って吹きつける。この意味で東南アジアのモンスーンは大陸性で、赤道に対して非対称な循環である。Murakami and Nakazawa (1985) が指摘したように東南アジア・モンスーン開始 (オンセット) は対称から非対称な熱源分布への転換と同時に起こる。この非対称性はアジア大陸がインド洋よりも早く、またより効果的に太陽放射に反応する為である。一方東部太平洋の循環は一年

中非対称である。これは SST の最も高い熱赤道が 5°-15°N 附近に偏って常駐するからである。反面 SST 偏差 (年平均からのずれ) は非対称性ばかりでなく強い対称性をしめす (Wang, 1992)。夏 (6-9 月) に限って言及すると、初夏の対称 SST 偏差の振幅は赤道でなく、赤道から離れた 15°N と 15°S 附近で最大となる。このことは単なる太陽放射の年変動によって説明できない。複雑な大気-海洋インタラクションが作用している。真夏になると南太平洋と北太平洋の SST の非対称性が強くなり、同時に対称 SST 偏差の振幅は赤道で最大となる。要するに真夏には太陽放射の影響と大気-海洋インタラクションが同等に重要となる。この為には東部北太平洋の夏のモンスーン循環は非対称性ばかりでなく、対称性も兼ねそなえた特異な循環であると想像される。この可能性についての検討とともに、本論文ではいくつかの新しい提案が試みられている。例えば南アメリカ大陸中央部で発達する非対称性の強い大陸性モンスーンと東部南太平洋における SST 年変動との因果関係についての提案である。

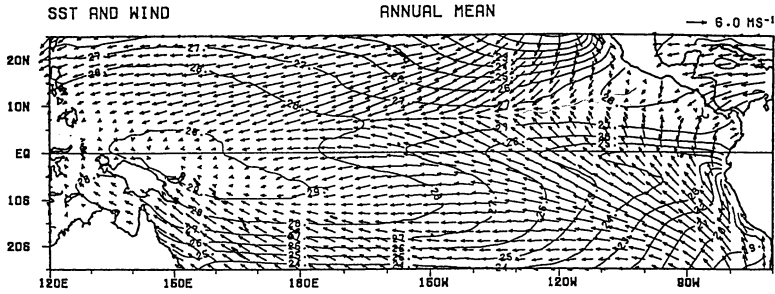
用いたデータは Sadler *et al.* (1987) がまとめた 80 年間 (1900-79) の COADS (SST, 地上気圧, 地表風), および 10 年間 (1975-77, 1979-85) の OLR 月平均値である。まず長年の月平均値から各月のノルマルな月平均値を定め、次いで年平均値を求め記号<>で表現する。第 1 図は年平均海面温度<SST>と年平均地表風<u<sub>s</sub>>, <v<sub>s</sub>>の分布をしめす。北太平洋と南太平洋

\* Relationship between monsoons and annual variation of SST over the eastern Pacific.

\*\* Takio Murakami, Department of Meteorology, University of Hawaii.

—1992 年 5 月 11 日受領—

—1992 年 12 月 17 日受理—



第1図 年平均〈SST〉(間隔1°C)と年平均〈 $u_s$ 〉, 〈 $v_s$ 〉(単位6 m/s).

の貿易風は北緯5-10度附近で合流する。この収斂帯はITCZ (Inter Tropical Convergence Zone), またはTWT (Trade Wind Trough) と呼ばれ、近似的に〈SST〉の最も高い熱赤道と一致する。更に中部太平洋から東部太平洋に向かって流れる北赤道反流とも一致する。南赤道反流が流れている5°-10°S附近でも〈SST〉が相対的に高い。〈SST〉が最も低いのはペルー沖で、低温域が舌状に赤道海流に沿って西に延びている。ペルー沖で〈SST〉が低いのは沿岸湧昇(upwelling)の為である。この付近では南寄りの貿易風が地球自転によって大陸岸から離れる傾向が強く、従って湧昇を強める。東部南太平洋での海面水温の年変動(annual cycle)はきわめて顕著である。このことを説明する為に二つの仮説が提案されている。一番目の仮説は原因を遠く離れた西部-中部太平洋に求める。毎年クリスマスの頃になると北赤道反流がコロンビア海岸にぶつかった後、南に迂回してエクアドル沖合の海水温上昇をもたらす(例えば小倉(1984)参照)。この仮説では海水温上昇がペルー沖で最大となる理由が説明されていない。二番目の仮説は原因を東太平洋やその近傍に求める。Mitchell and Wallace (1992)は6月に中央アメリカの陸地昇温により発生した南寄りのモンスーン風が東部南太平洋の海水温を低下させるという仮説を立てた。水温が低下すれば地上気圧が増加し、従って南東寄りの風がより加速され、湧昇を盛んにして海面水温を更に低下させるというフィード・バック過程である。大変興味深い仮説であるが、いくつかの問題点が残されている。(1)中央アメリカのモンスーンは顕著でない。若し中央アメリカ・モンスーンが本当に存在するとしても、その為にペルー沖のSSTが最も低くなるというのは不自然である。(2)半年後の12月にペルー沖のSSTが上昇し始めることを同様の過程で説明できるかどうか疑問である。元来

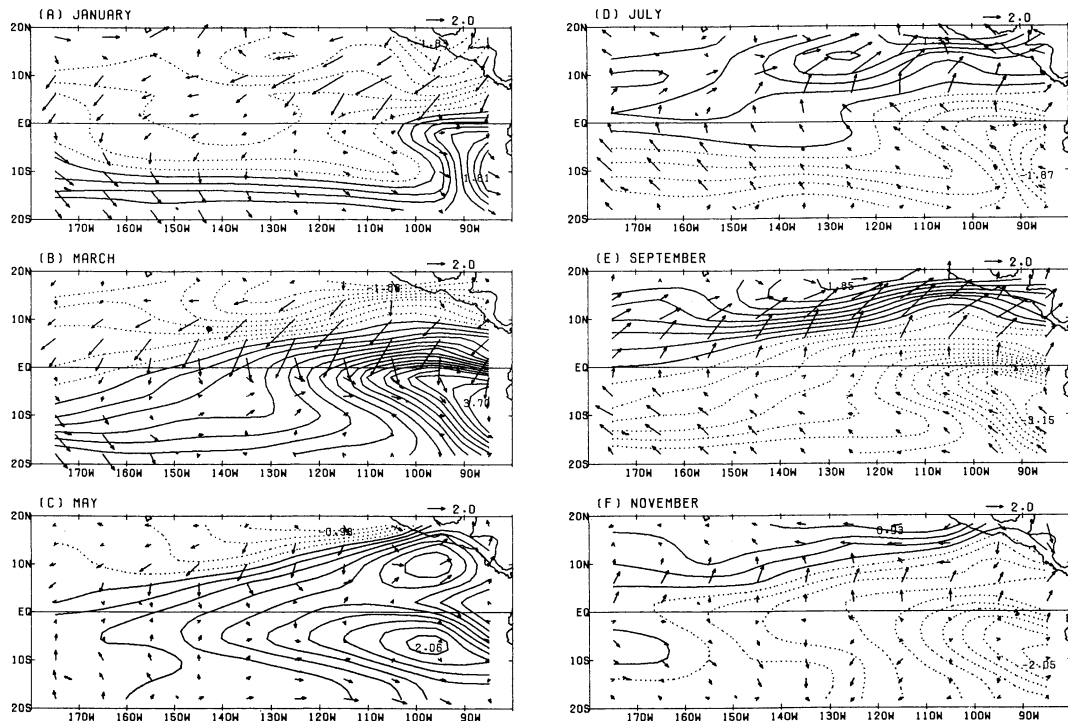
12(6)月は中央アメリカではなく、南アメリカ中央部で夏(冬)のモンスーンが開始する月である。更に12(6)月は東部北太平洋で冬(夏)のモンスーンが始まる月でもある。そこで南米大陸上のモンスーン、東部南太平洋上のSST年変動、東部北太平洋のモンスーンの間何らかの相互関係があるものと想像される。この可能性について検討するとともに、12(6)月における東太平洋上のSST上昇(下降)を総合的に追究しようとするのが本論文の狙いである。

モンスーン活動やSSTの年変動は月平均偏差値(年平均からのずれ)で記述する。簡略の為に今後図や表の説明に“偏差”という字句は用いないことにする。だから単にSSTが高いと言えば、実はノルマルな年平均よりも高いという意味である。同様に西風は年平均風に相対的な西寄りの風である。

## 2. SSTと地表風の年変動

大きな熱容量の為にSSTの年変動は太陽の動きよりもかなり遅れる。3月のSSTは南高北低(第2図B)であるが、半年後の9月には南低北高(第2図E)に変わる。一般的に下層ハードレー循環は12月から5月までの半年間には北寄りの風(N期間)、6月から11月までの半年間には南寄りの風(S期間)である。6月はNからSへの転換期、また12月はSからNへの過渡期に相当する。

N期間に現われる現象は(1)冬期(12月-3月)東部北太平洋を掩う北寄りの寒波(冬のモンスーン)、(2)クリスマスの頃にペルー沖で発生した後、次第に発達しながら中部赤道太平洋にまで拡がる温かいSSTのプール(第2図B)。S期間には逆の現象が現われる、即ち(1)東部北太平洋に卓越する強い南西風(夏のモンスーン)、(2)6月にペルー沖で誕生し、次第に中部赤道太平洋に向って西進する冷水プール(第2図E)。

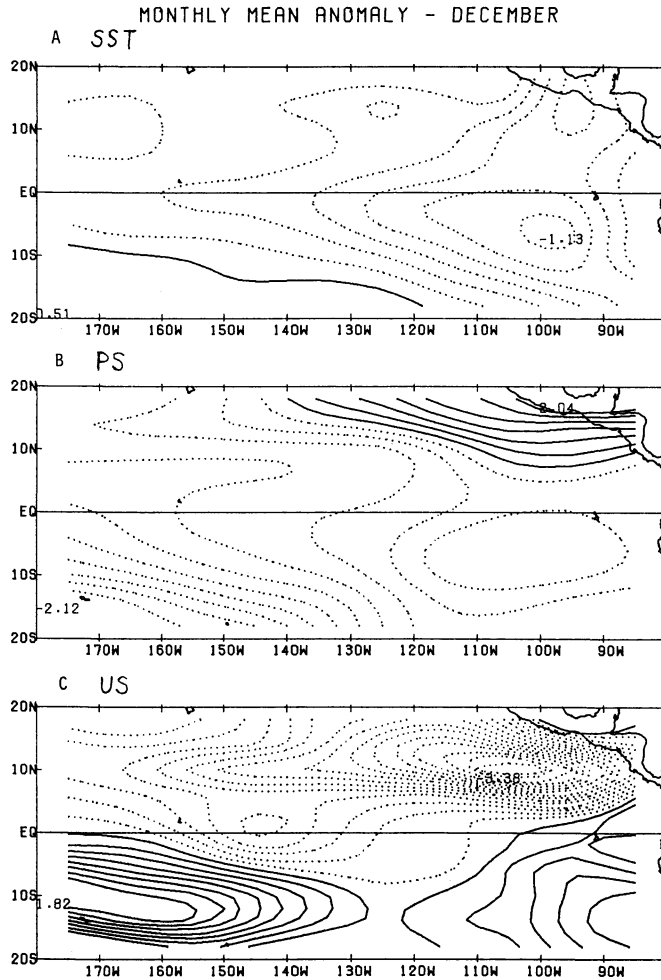


第2図 1月(A)から11月(F)までの SST (単位°C) と地表風 (矢印, 単位 2 m/s). SST の等値線間隔0.2単位; 実線は正, 点線は負 (但し零線省略).

SからNへの過渡期である12月のSST, 地表気圧, および東西風成分uが第3図に示してある. この図に基づいて12月以後何が起るか予想するのであるが, その前に第3図について多少の説明を付け加えておく. 前年6月にペルー沖で誕生した冷水プールの中心は弱まりながら12月までに5°S, 100°W附近に移動している. 冷水プールの中心では気圧が周囲より相対的に高い(第3図B). 100°W以西の熱帯中部太平洋では気圧傾度力は西向きで東風を伴い, 逆に100°W以東の熱帯東太平洋では東向きの気圧傾度力の為に西風が吹いている(第3図C). 赤道における気圧傾度力と東西風uの関係については付録を参照されたい. さて12月以後の予想は(1)冷水域は更に赤道に沿って西進し続ける, (2)エクアドル沿岸で暖水域が新しく生まれる. 予想(1)はHorel (1982)の提案した大気-海洋インタラクションを参考にした. 赤道上140°W附近の東風(第3図C)は湧昇の強化とSST低下をもたらす冷水域の西進に貢献する. 大気-海洋フィードバックの為に東風と冷水域は位相差を保ちながら両者とも西進し続けるであろう. 予想(2)も大気-海洋フィードバック

の概念を利用している. 即ちエクアドル沖では西風(第3図C)がdownwellingを起こしてSSTを温暖化する筈である. 発生した温水プールは西風との位相差の為に西進し始めるであろう. 実際1月のSST分布図(第2図A)では冷水域の中心が140°W附近にまで西進し, 新しく誕生した温水域は100°Wにまで広がっている. 予想(1)も(2)も正しかったことが実証された. フィードバックの本質は大気も海洋も定常状態になりえないことである. この意味で大気が海洋の奴隷として一方的に反応することは不可能であり, 逆に海洋が大気の奴隷として定常状態に達することもない. 両者は常に変動し続ける.

さてSSTの変動は赤道ではなく, ペルー沖(10°-15°S, 85°W)附近で最も顕著である(第2図B). この附近では12月から西北西の風が吹き始め, 1月に更に強くなり(第2図A)SSTの温暖化に貢献している. 何故西北西の風が吹くのであろうか? 12月はSからNへの転換期で子午面循環は南風から北風に, また南北気圧傾度は負から正に変わる. 第3図Bにおいて85°Wに沿う20°Nから20°Sまでの平均 $\partial p / \partial y$ は+

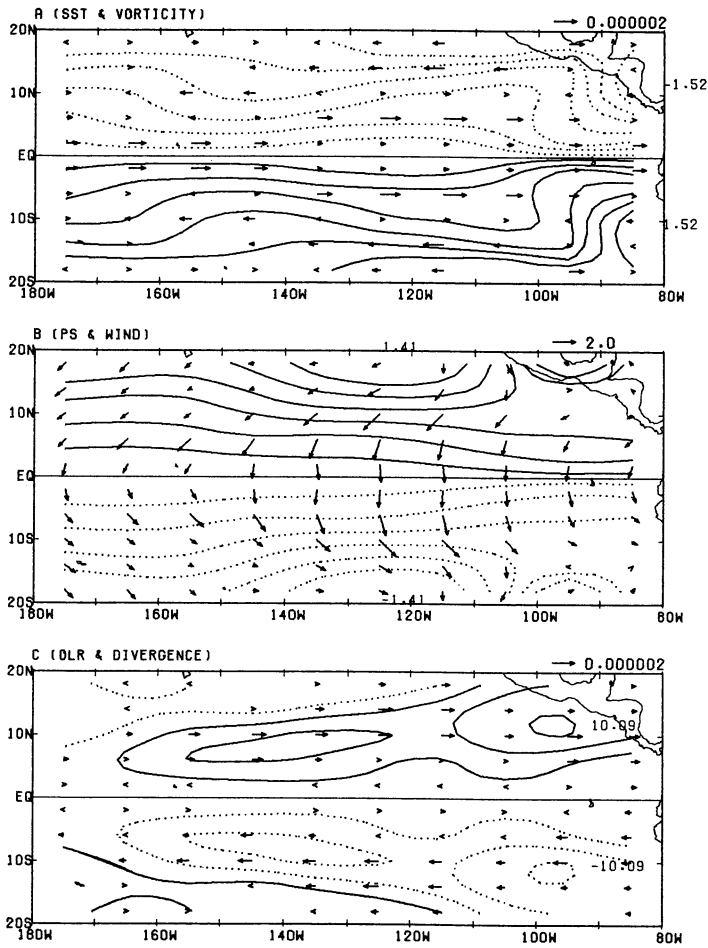


第3図 12月における SST (A; 単位°C), 地上気圧 P (B; 単位 mb), 地表風の東西成分 u (C; 単位 m/s) 等値線間隔0.2単位; 実線は正, 点線は負 (但し零線省略).

0.5 mb/1000 km に達する. この経度に沿う南北 SST 傾度はほぼ零であるから(第3図A), 南北気圧傾度は主としてメキシコ-北米大陸の冷却と冬のモンスーン開始に伴う気圧上昇の為である. 大規模な南北気圧傾度によって加速された北風は赤道を越えて東部南太平洋に浸入するとコリオリー偏向力により北西風となり, 湧昇を弱めて SST を上昇させる. 北半球冬のモンスーンの影響だけで赤道からかなり離れたペルー沖の SST 上昇を説明するのは無理であろう. そこで南半球モンスーン, 即ちブラジル南部 (15°S, 60°W) の地表加熱による夏のモンスーン・オンセットの影響について調べてみよう. 第1表によると (15°S, 60°W) における地上気圧は12月に最も低く (-2.5 mb), 7月に

最高 (+3.9 mb) となる. 一方ペルー沖 (15°S, 85°W) では12月から2月迄の夏には u は西風, v は北風で, それぞれ負の  $\partial p / \partial x$ , 正の  $\partial p / \partial y$  によく対応している. (ここで問題にしている  $\partial p / \partial y$  は前に論じた南北両半球に跨がる大規模スケールの南北気圧傾度ではなく, ペルー沖に限った局地的気圧傾度である.) 要するに第1表における (15°S, 85°W) の u も v も気圧傾度の方向に吹き下る非地衡風 (down gradient) である. この非地衡風は1ないし2 m/s のオーダでペルー西海岸に向って吹きつけ, 湧昇を弱めるとともに SST を上昇させる. 第1表の (15°S, 85°W) の  $\partial p / \partial x$  が12-2月に負になるのは南アメリカ大陸で夏のモンスーン・トラフが発達する為で, 南太平洋の地表気圧

ASYMMETRIC MODE - APRIL

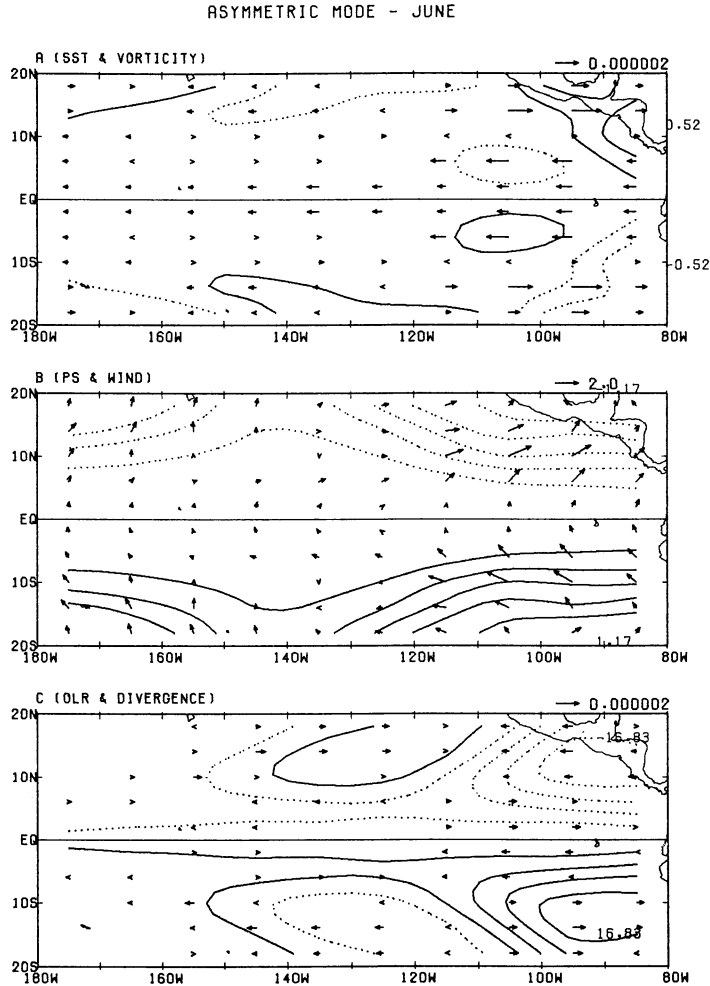


第4図 4月における非対称モード。A：SST(単位°C)と渦度 $\zeta$ (矢印, 単位 $2 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$ )。B：地表気圧P(単位mb)と地表風(矢印, 単位2 m/s)。C：OLR(単位 $20 \text{ Wm}^{-2}$ )と発散D(矢印, 単位 $2 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$ )。等値線間隔0.2単位, 実線は正, 点線は負(但し零線省略)。 $\zeta$ とDの右(左)向き矢印は正(負)の値。

は一年中あまり変わらない。また  $\partial p / \partial y$  が正になるのは第3図Bに示したように(15°S, 85°W)の地点が冷水域の南に位置している為である。ここでもまたS期間に発生した冷水塊が次の世代(N期間)の暖水域誕生に貢献していることが判る。第1表(下)によるとオーストラリア西岸近くの(15°S, 110°E)でも12月から3月にかけてオーストラリア大陸上に発達した夏のモンスーントラフに向って非地衡風の西風が吹いている。オーストラリア大陸の赤道側にはインドネシア海が連なっているので湧昇現象は顕著でなく、従って

(15°S, 110°E)における $v$ や $\partial p / \partial y$ は主として太陽放射の年変動に支配されているようである。

第2図CはN期間の終りに近い5月のSSTと風の分布をしめす。N期間の初め(12-3月)ペルー沖で発生、発達した温水プールは5月までに衰弱しながら西に移動し、(5°S, 100°W)に到達している。温水プールの後面では既に弱い東風が変わり6月までにエクアドル沖で冷水域を発生させる。即ちS期間の幕あけである。冷水域の発生過程は前に詳述した温水域誕生と全く同じ経過(ただし符号反対)をたどる。冷水域は9



第5図 第4図に同じ、但し6月の非対称モード。

月(第2図E)に最も発達し、赤道域を掩う。同じ頃北太平洋亜熱帯域(10°N以北)では太陽放射の増大によりSSTは最高に達し、赤道附近の冷水域との間に強いSST傾度を作り、東部北太平洋の夏のモンスーンは最盛期に達する。要するに真夏の東部北太平洋モンスーンのエネギー源は南北に非対称なSST分布である。一方初夏の頃(例えば5月)にはSSTの分布は赤道に対してほぼ対称である(第2図C)。この図における興味のある中心は10°N, 100°W附近に存在する温水プールである〔赤道に対して対称的に存在する5°S, 100°Wの温水プールについては既に述べた。〕東部北太平洋におけるSST年変化曲線は正弦曲線的ではなく、5月に極大となる強い歪み(skew)をもつ。この歪みは太陽放射の影響では説明できず、後に述べる

ように熱帯-亜熱帯テレコネクションによる、いずれにしても10°N, 100°W附近の温水プールの南側には弱い西南西の風が吹き(第2図C)、夏のモンスーンの前駆現象と思われる。従って初夏のモンスーン循環には赤道に対して対称な成分が含まれている。非対称性の強い真夏のモンスーン循環(第2図E)と対比して観察する必要がある。

### 3. 初夏から真夏までの東部北太平洋モンスーン

前章で述べたように東部北太平洋モンスーンの構造は初夏から真夏にかけて大きく変わる。この点を明確にする為に凡ての気象要素を赤道に対して対称な成分と、非対称な成分に分解する。付録で定義したように非対称モードはSST'', u'', v'', P'', OLR'' (または $\omega''$ )、

第1表 東部南太平洋 (15°S, 85°W) と東部インド洋 (15°S, 110°E) における  $u, v, \partial p/\partial x, \partial p/\partial y$  の月平均値 (年平均からのずれ). 気圧傾度は東西 2000 km, 南北 1000 km の中央差分. 南米大陸 (15°S, 60°W) とオーストラリア大陸 (15°S, 130°E) における月平均地上気圧 (年平均からのずれ).

Month		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
85°W	u	1.9	1.4	0.0	-0.2	-0.5	-0.6	-0.9	-1.3	-1.1	-0.1	0.4	1.1
	v	-1.0	-1.1	-0.3	-0.1	0.2	0.3	0.6	1.0	0.8	0.2	0.1	-0.4
15°S	$\partial p/\partial x$	-0.5	-0.3	-0.1	0.4	0.6	0.6	0.7	0.3	-0.2	-0.2	-0.6	-0.7
	$\partial p/\partial y$	0.2	0.3	0.1	-0.2	0.0	0.0	0.1	-0.4	-0.2	-0.1	0.0	0.1
60°W 15°S	P	-2.2	-1.8	-1.4	0.3	1.6	3.2	3.9	1.9	0.1	-1.3	-2.0	-2.5
110°E	u	4.4	3.3	2.4	-1.1	-1.9	-2.5	-3.5	-1.9	-1.3	0.0	0.2	1.8
	v	0.1	-1.3	-1.1	-1.0	-0.7	-0.7	-0.1	0.7	0.7	1.2	0.9	0.7
15°S	$\partial p/\partial x$	-0.6	-0.4	-0.2	0.3	0.5	0.6	0.5	0.3	0.1	-0.1	-0.3	-0.6
	$\partial p/\partial y$	2.9	2.8	1.5	-0.4	-1.1	-1.5	-1.8	-1.7	-1.6	-0.7	0.1	1.0
130°E 15°N	P	-4.2	-3.7	-2.5	-0.1	1.8	2.9	3.7	3.2	2.3	0.8	-0.9	-3.0

$D''$  および  $\zeta''$  で定義され, 対称モードは ( $SST', u', v', P', OLR', \omega', D', \zeta''$ ) で定義される. 記号 ( )' と ( )'' はそれぞれ対称, 非対称成分を示す. このように両成分に分解することにより大気-海洋インタラクションの解明が容易になる.

### 3.1 非対称モード

海水の大きな熱容量の為に4月の  $SST''$  (第4図A) は未だ南高北低である. この為に下層ハードレー循環  $v'$  は凡ての経度で北太平洋から南太平洋に向う. 下降域 ( $D'' > 0, OLR'' > 0$ ) は北太平洋の5°-15°N 附近に, 上昇域 ( $D'' < 0, OLR'' < 0$ ) は南太平洋の5°-15°S に拡がる. 一般的に言って下降域では東寄りの風, 上昇域では西寄りの風が卓越する.

海面上の空気は海面水温よりも早く太陽の移動に反応する. このことは第5図Aと第5図Bを比較することにより立証できる. 6月の  $SST''$  が大部分の北(南)太平洋で未だ冷い(温かい)のに, 地表気圧  $P''$  は既に北(南)太平洋で低(高)くなり始めている. 南高北低の気圧傾度の為にハードレー循環  $v'$  も南寄りに変わり, 北(南)半球の夏(冬)の循環が既に始まったことになる. このように地表気圧や風が  $SST''$  の変化に先行することが6月(NからSへの過渡期)の特徴である. 大気は海洋の奴隷ではないのである.

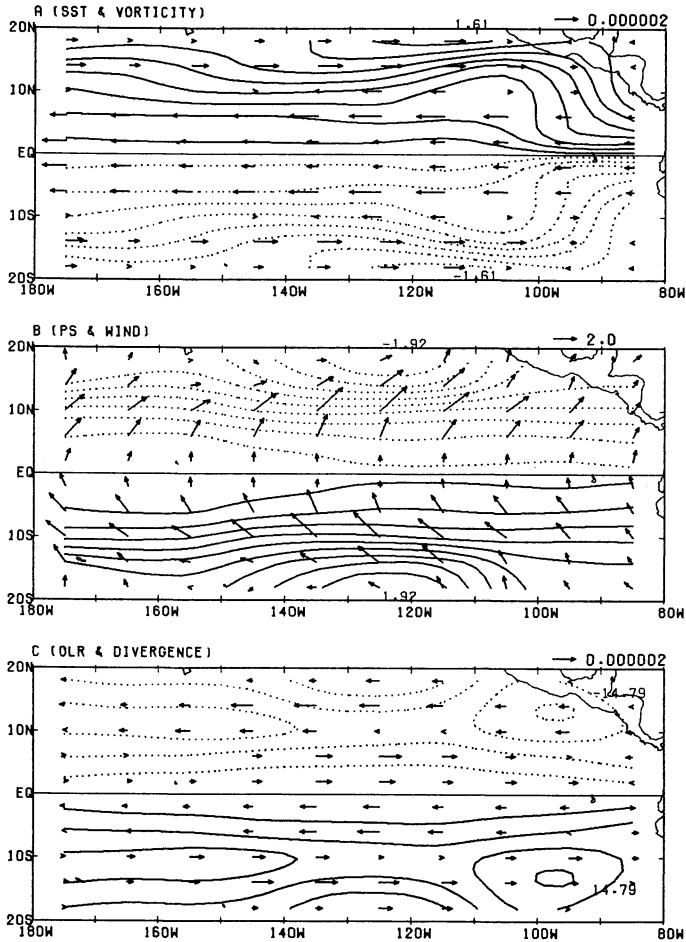
北アメリカや南アメリカ大陸に近接した地域に着目しよう. 陸上の空気が海洋上の空気よりも遙かに早く太陽の動きに反応するので, 大陸と海洋上の空気温度差が生じモンスーン(北半球では夏のモンスーン, 南半球では冬のモンスーン)の起動力となる. 事実第5図Bにおいてメキシコや中央アメリカに近接した東

部北太平洋では相当に強い南西モンスーン風が現れている. モンスーン開始(オンセット)に必要な温度差は主としてメキシコ附近の急激な昇温による. 何故なら東部北太平洋の  $SST''$  は極めて小さい負の値だからである(第5図A). [一般にモンスーン・オンセットはノルマルな月平均風の方向の変化で定義する(Ramage, 1971). 前に述べたように第2図Cに示した5月の  $u, v$  (年平均からのずれ)は弱く, 5月のノルマルな風の方向は冬と同じく北寄りである. この論文では6月を東部北太平洋モンスーンのオンセットとする.]メキシコと中央アメリカの低圧部 ( $P'' < 0, \zeta'' > 0$ ) に向って南西のモンスーン風 ( $u'' > 0, v'' > 0$ ) が収斂し ( $D'' < 0$ ), モンスーン・トラフの南東側では積雲活動が盛んになる ( $OLR'' < 0$ ).

一方南アメリカ大陸では冷却の為に地上気圧が高くなり冬のモンスーンが始まる. [第1表上において(15°S, 60°W)のPは6月から7月にかけて+3 mbを超える.]南アメリカ大陸上の高気圧から吹き出す寒波は東南東の風 ( $u'' < 0, v'' > 0$ ) となって東部南太平洋上を吹きぬける(第5図B). 従ってこの海域では湧昇により  $SST''$  が低下し(第5図A), 下降気流に掩われる ( $D'' > 0, OLR'' > 0$ ; 第5図C). 重ねて強調するが6月における非対称モンスーンのオンセットには大陸の影響が必要不可欠な条件である.

8月は北半球の真夏(南半球の真冬)である. 第6図によると非対称モンスーンの構造に大きな変化がみられる. 東部北太平洋上の非対称モンスーン循環の中心は陸地の影響が小さい20°N, 120°Wに存在する(第6図B). 中心域では太陽放射の増大により  $SST''$  は

ASYMMETRIC MODE - AUGUST



第6図 第4図に同じ、但し8月の非対称モード。

1.6°Cにまで上昇し、同時にモンスーン・トラフも最も深くなる ( $P'' = -1.9$  mb). 強い SST'' (または  $P''$ ) の南北傾度を反映して局地的ハードレー循環 ( $v' > 0$ ) も経度 120°W で最も顕著である. 赤道から北上する空気は多量の水蒸気を補給され、条件付不安定になってモンスーン・トラフに収斂する (Murakami *et al.* 1992). このように東部北太平洋上の真夏の非対称モンスーンを支えているのは南低北高の SST'' 傾度であって、大陸-海洋の温度差ではない.

3.2 対称モード

4月の対称モードの構造が第7図に示されている. いくつかの特徴を列記する.

(i). 赤道上の 100°W 付近で SST' が最も高い. SST' の高い (2°C以上) 領域が楔状に北太平洋 (10°N, 85°

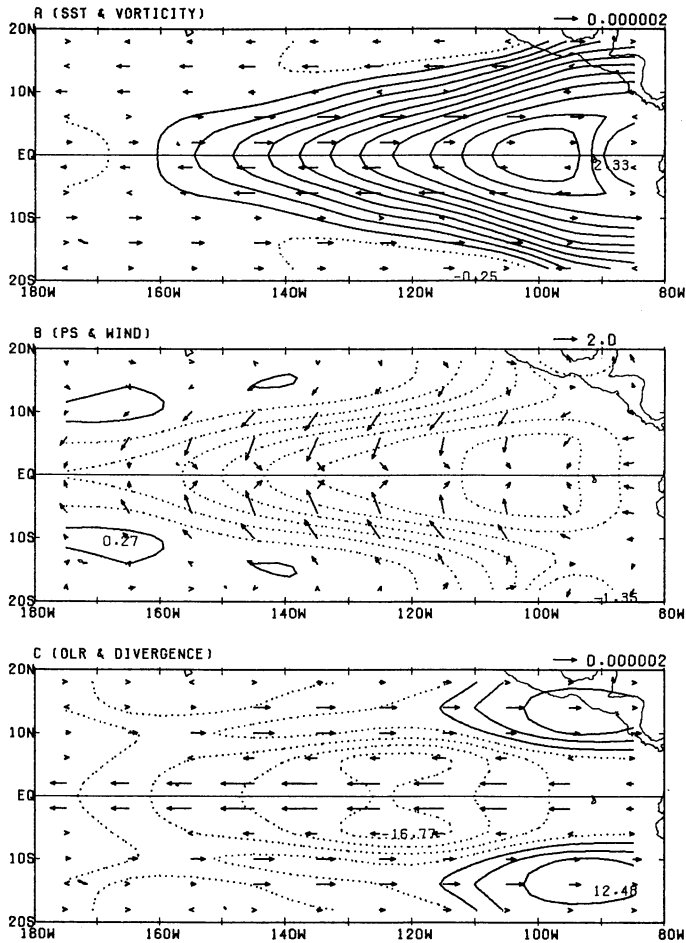
W) と南太平洋 (10°S, 85°W) に伸びている. 零の SST' 等値線も楔状三角形 (頂点 0°, 160°W; 底辺 20°N-20°S, 100°W) を形成する. 楔状の形を保ちながら温水域は西進する. 最も重要な対称モードの特徴は赤道-亜熱帯テレコネクションを伴う点である.

(ii). SST' (第7図A) と  $P'$  (第7図B) は逆相関である. 地表風 ( $u', v''$ ) は  $P'$  の高い所から低い所に向けて吹き込む (down gradient). 赤道に近づくと  $v''$  は零に、 $u'$  は東または西風となる (付録参照). これらの  $u'$  は赤道上の SST' を変え、共に西進する.

(iii). 4月に屢々東太平洋で二重 ITCZ が現われることを反映して OLR' は経度 110°-130°W 附近の赤道を挟む 5°N と 5°S で最小となる. 一方 SST' は 100°W 付近で最高である. 赤道近傍の積雲活動は SST' ではな



SYMMETRIC MODE - APRIL



第7図 第4図に同じ、但し4月の対称モード。

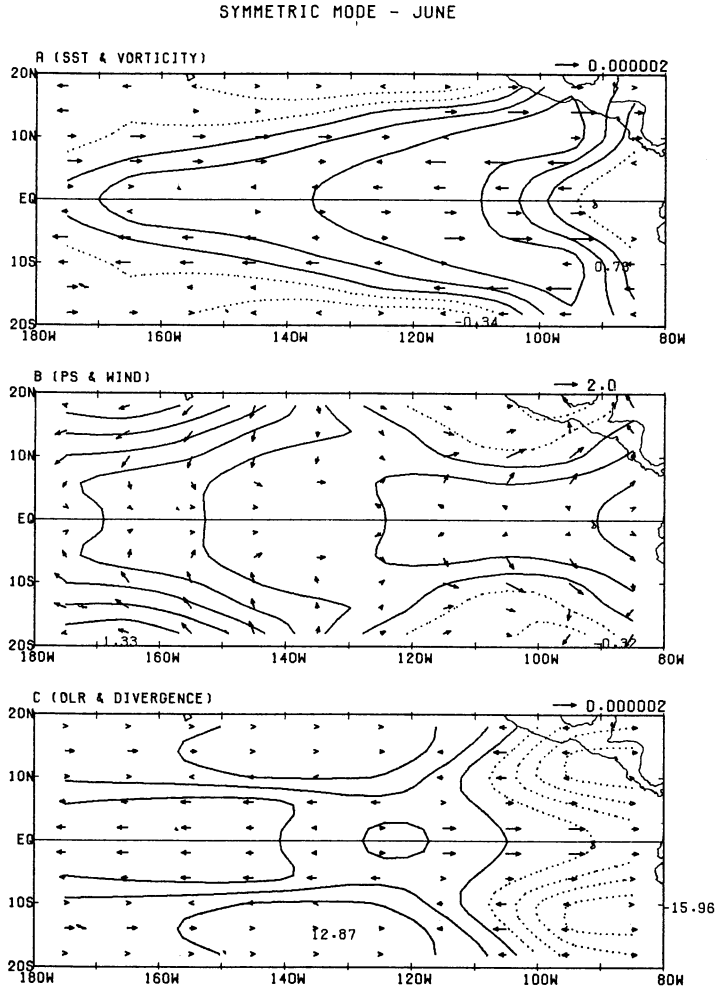
く、 $D'$  や  $\zeta'$  によって規定される。

元来対称モードは年平均場に相対的に起こる transient eddy の一種であり、赤道と亜熱帯を結ぶエネルギー伝播が可能である。第7図に見られる亜熱帯域での SST' や  $u'$ ,  $v'$  擾乱は4月の太陽放射によって発生したものではない。恐らく熱帯-亜熱帯エネルギー伝播によるものと考えられる。このような大気-海洋系中のテレコネクションは大気中で報告されているテレコネクション (Wallace and Gutzler 1981, Lau and Chan 1985) とは違う性格をもつ。後者の大気中のテレコネクションは熱帯の熱源に対して種々の物理過程で反応する際に現われる。例えば Hoskins and Karoly (1981) はシアーをもつ球面上の一般流内のロスビー波の伝播と分散と解釈した。一方 Wang (1992) によ

ると第7図で観測した対称モードの西進と熱帯-亜熱帯テレコネクションは大気-海洋結合(インタラクション)系に固有な性質であるという。

6月の SST' (第8図A)にも熱帯-亜熱帯テレコネクションが明瞭に現われている。暖水域は楔状になって北太平洋では南西から北東に延び、南太平洋では北西から南東に連なっている。SST' は 15°N, 100°W 附近で 0.6°C 以上もあり、約 10 度西に偏った (15°N, 110°W) 附近にトラフ ( $P' < 0$ ) を誘発している。トラフの南側では西南西の風が強く(第8図B)、南東側では積雲活動が盛んである(第8図C)。東部北太平洋における対称モードのモンスーン循環の始まり(オンセット)である。

第9図にみられる8月の特徴は SST' の冷水プール



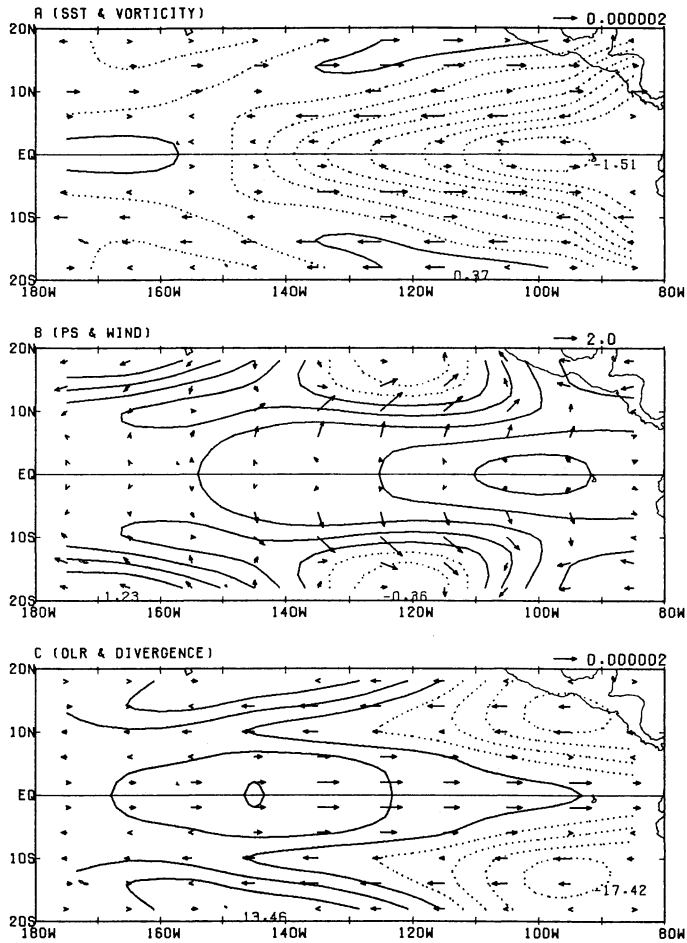
第8図 第5図と同じ、但し6月の対称モード。

が太平洋全域を支配し、その中心 ( $0^\circ, 100^\circ\text{W}$ ) では  $\text{SST}' = -1.5^\circ\text{C}$  (低温),  $P' = 1.0 \text{ mb}$  (高気圧) である。例外としてモンスーン・トラフ ( $20^\circ\text{N}, 120^\circ\text{W}$ ) では  $\text{SST}' = 0.1^\circ\text{C}$  (高温),  $P' = -0.4 \text{ mb}$  (低気圧) となっている。対称モードの風 ( $u', v'$ ) は赤道上の高気圧から吹き出し、等圧線を横切ってモンスーン・トラフに収斂している。結論として8月の東部北太平洋における対称モンスーン循環を支配しているのは赤道を中心をもつ  $\text{SST}'$  の冷水プールであることが判る。重要なのは  $\text{SST}'$  自身が暖かいか冷たいかではなく、その南北傾度が北向きで或る程度以上の強さであればよいのである。当然南北の気圧傾度は南向きであることが要求される ( $\partial p / \partial y < 0$ )。

#### 4. まとめ

太陽は赤道を越えて一年周期の南北運動を繰り返す。一方第2図に示した SST 擾乱 (年変動成分) は一年を通じて北進し、また西進する。例えば7-9月に北太平洋亜熱帯域に到達した温水プール (第2図D, E) は秋になっても太陽とともに南下せず、その附近で消滅する。この頃には赤道を越えて次の世代の冷水プールが既に浸入して来ている (第2図E, F)。東部太平洋の SST 年変動を支配する要因は (1) 大気-海洋フィード・バックと (2) モンスーン活動との相互調整 (Phase Locking) である。12(6)月の過渡期には東部太平洋の SST 南北傾度は極めて弱くなるが、南アメリカ大陸上の空気は既に暖か(冷た)くなり夏のモンスーン・トラフ (冬のモンスーン・リッジ) が発

SYMMETRIC MODE - AUGUST



第9図 第6図と同じ、但し8月の対称モード。

達し始める。ほぼ同時にペルー沖では北西（南東）の非地衡風が吹き始めて SST の上昇（下降）を促す。このことはペルー沖の SST 年変動と南アメリカ大陸上のモンスーンとの phase locking を意味する。発生した温（冷）水域は大気-海洋フィード・バックの為に誕生地を離れて西進して中部赤道太平洋に向うとともに、北進して東部北太平洋に侵入する。東部北太平洋に侵入した温（冷）水域は太陽放射の増加（減少）と相まって8（2）月頃最も顕著になる。即ち東部北太平洋の夏（冬）のモンスーン最盛期である。要するに東部北太平洋モンスーンは SST 年変動に追従して発生、発達、消滅する海洋性モンスーンである。以上のシナリオは対称、非対称モードに分解することにより更に詳細に記述できる（3章）。

非対称モードに伴うモンスーン循環も、対称モードに伴うモンスーン循環も、ともに位置のエネルギーからの転換によって維持されている。このことは第4図から第9図に示した風と気圧傾度の関係をみれば容易に理解される。東部北太平洋モンスーン域（5°-15°N, 100°-140°W）で平均すると対称モードの運動エネルギー  $K'$  は常に非対称モードの運動エネルギー  $K''$  よりも小さい。即ち6月には  $K'=0.6, K''=0.8$ , 8月には  $K'=1.2, K''=2.4$  (単位  $m^2/s^2$ )。元来モンスーンは非対称性の強い循環である。同じモンスーン域において  $K'$  と  $K''$  とのパロトロピックエネルギー交換量  $I(K', K'')$  を計算すると、南半分の領域で-1.2, 北半分の領域で+1.5 (単位  $10^{-6} m^2/s^3$ ) であった。即ち南半分では対称モードから非対称モードへの運動エネルギーの

変換, 北半分では逆に対称モードが非対称モードから運動エネルギーを補給されている. 但し東部北太平洋モンスーン全域で考えれば非線型バロトロピック・インタラクションは無視できる. モンスーン循環は元来バロクリニックな性格をもっている. データー不足の為に南アメリカ大陸上のモンスーンの詳しい構造については将来の研究に待たねばならない.

謝 辞

この研究は NOAA Grant 88 1426 によって遂行された. Dr. Win Wang の有益なコメントと度重なる討論に感謝する. Wang (1992) の論文は大気-海洋インタラクション, 本論文はモンスーンを主題にしたものである. 二つの論文を総合すれば東太平洋における年変動についての全体像が理解できると思う. また Mrs. Cherlyn Young, Miss Jenni Jinbo, Miss Tricia Yoshida にはデータや原稿整理を手伝っていただいた.

付録—対称, 非対称モードに対する運動方程式

直交座標系 (x, y, p) での風 (u, v) に対する運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial u\omega}{\partial p} - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - \kappa u \quad \dots (A 1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial v\omega}{\partial p} + fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - \kappa v \quad \dots (A 2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad \dots (A 3)$$

と書ける. 簡単な為に温度 T についての方程式は省略した. 用いた記号は通常の慣習に従った. 例えば  $\kappa$  は摩擦係数 (Rayleigh drag coefficient) である.

凡ての気象要素 (u, v,  $\omega$ ,  $\phi$ ), 例えば u を赤道に対して対称成分  $u'$  と非対称成分  $u''$  とに分解する.

$$u' = \frac{1}{2} [u(y) + u(-y)] \quad \dots (A 4)$$

$$u'' = \frac{1}{2} [u(y) - u(-y)] \quad \dots (A 5)$$

赤道域で適用するので y の範囲は  $-Y(20^\circ S) \leq y \leq Y(20^\circ N)$  とする. 定義により  $u'(y) = u'(-y)$ ,

$u''(y) = -u''(-y)$  である. 二つの量の積 (例えば uv) の対称, 非対称成分は

$$(uv)' = u'v' + u''v'' \quad \dots (A 6)$$

$$(uv)'' = u'v'' + u''v' \quad \dots (A 7)$$

と書ける. 微分量については次の関係式がえられる.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)' = \frac{\partial u'}{\partial x'} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)' = \frac{\partial u''}{\partial y'} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)' = \frac{\partial u'}{\partial p} \quad \dots (A 8)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)'' = \frac{\partial u''}{\partial x'} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)'' = \frac{\partial u'}{\partial y'} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)'' = \frac{\partial u''}{\partial p} \quad \dots (A 9)$$

これらの関係式を利用して連続の式の各項を対称成分と非対称成分とに分類する.

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} + \frac{\partial \omega'}{\partial p} = 0 \quad \dots (A 10)$$

$$\frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial \omega''}{\partial p} = 0 \quad \dots (A 11)$$

対称モードは (u', v'',  $\omega'$ ) で表現でき, 非対称モードは (u'', v',  $\omega''$ ) で定義できる. 再び (A 6) - (A 9) の関係式を利用して対称モード (u', v'') に対する運動方程式を導くと

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial (uu)'}{\partial x} + \frac{\partial (uv)''}{\partial y} + \frac{\partial (u\omega)'}{\partial p} \\ - f''v'' = -\frac{\partial \phi'}{\partial x} - \kappa u' \quad \dots (A 12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v''}{\partial t} + \frac{\partial (uv)''}{\partial x} + \frac{\partial (vv)'}{\partial y} + \frac{\partial (v\omega)''}{\partial p} \\ + f''u' = -\frac{\partial \phi'}{\partial y} - \kappa v'' \quad \dots (A 13) \end{aligned}$$

同様に非対称モード (u'', v') に対する運動方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u''}{\partial t} + \frac{\partial (uu)''}{\partial x} + \frac{\partial (uv)'}{\partial y} \\ + \frac{\partial (u\omega)''}{\partial p} - f''v' = -\frac{\partial \phi''}{\partial x} - \kappa u'' \quad \dots (A 14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{\partial (uv)'}{\partial x} + \frac{\partial (uv)''}{\partial y} + \frac{\partial (v\omega)'}{\partial p} \\ + f''u'' = -\frac{\partial \phi''}{\partial y} - \kappa v' \quad \dots (A 15) \end{aligned}$$

定義により  $f' = 0$  である. 対称モードと非対称モードの運動エネルギーは

$$K' = \frac{1}{2}(u'^2 + v''^2), K'' = \frac{1}{2}(u''^2 + v'^2) \quad \dots (A 16)$$

$K'$  と  $K''$  に対する運動エネルギー方程式は (A 12) - (A 15) から容易に導かれる (省略). これ等の方程式には  $K'$  と  $K''$  とのバロトロピック非線型インタラクション, および位置エネルギー  $P', P''$  との交換が含まれている.

COADS の地表風から発散や渦度が計算できる.

$$D' = \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} \quad \zeta'' = \frac{\partial v''}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (A 17)$$

$$D'' = \frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \quad \zeta' = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u''}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (A 18)$$

$D'$  は赤道に対して対称的であるが、 $\zeta''$  は非対称、即ち  $\zeta''(y) = -\zeta''(-y)$  である。従って北半球で  $\zeta''(y)$  が低気圧性（正）ならば南半球でも低気圧性（負）となる。非対称モードについては  $D''(y) = -D''(-y)$ 、 $\zeta'(y) = \zeta'(-y)$  である。

COADS の月平均を用いて運動方程式 (A 12) - (A 15) の各項の大きさを測定すると、赤道では  $u' = -\kappa/\mu \partial\phi'/\partial x$ 、 $v' = -\kappa/\mu \partial\phi''/\partial y$  という近似式がえられる。(勿論赤道では  $u'' = v'' = 0$ .) ここで  $\mu = (f'^2 + \kappa^2)$  である。即ち  $u'$  は高圧部から低圧部に向って吹き、 $\partial\phi'/\partial x$  が正（負）のとき  $u'$  は東（西）風となる。赤道における  $v'$  も  $\phi''$  の高い所から低い所へ向って吹く。第4図から第9図に示したように赤道ばかりでなく  $20^\circ\text{N}$  から  $20^\circ\text{S}$  にいたる全域で対称風 ( $u'$ ,  $v''$ ) は  $\phi'$  の高い所から低い所へ向って吹き込み、また非対称風 ( $u''$ ,  $v'$ ) も  $\phi''$  に対して down gradient の方向に吹く。このことは  $P'$  から  $K'$ 、 $P''$  から  $K''$  へのエネルギー変換が起っていることを意味する。緯度が高くなると  $f''$  が  $\kappa$  よりも大きくなり、対称風も非対称風もともに地衡風に近づく。

#### 参考文献

Horel, J. D., 1982 : On the annual cycle of the tropical Pacific atmosphere and ocean. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1863-1878.

Hoskins, J., and D. J. Karoly, 1981 : The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1179-1196.

Lau, K.-M., and P. H. Chan, 1985 : Aspects of the 40-50 day oscillation during the northern winter as inferred from outgoing long wave radiation. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1889-1909.

Mitchell, T. P., and J. M. Wallace, 1992 : On the annual cycle in equatorial convection and sea-surface temperature. In press *J. Climate*.

村上多喜雄, 1986 : モンスーン, 東京堂, 198 pp.

Murakami, T., and T. Nakazawa, 1985 : Transition from the southern to northern hemisphere summer monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1470-1486.

———, B. Wang, S. W. Lyons, 1992 : Contrasts between summer monsoons over the Bay of Bengal and the eastern North Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, 70 : 191-210.

小倉義光, 1984 : 一般気象学, 東京大学出版会, 313 pp.

Ramage, C. S., 1971 : *Monsoon Meteorology*, Academic Press, 296pp.

Sadler, J. C., M. A. Lander, A. M. Hori, and L. K. Oda, 1987 : *Tropical Marine Climate Atlas. Volume II : Pacific Ocean*. University of Hawaii, Dept. Meteorology, UHMET 87-02.

Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981 : Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 784-812.

Wang, B., 1992 : On the annual cycle in the equatorial Pacific cold tongue. Submitted to *J. Climate*.

---

### 日本気象学会第27期役員・委員一覧追加 堀内基金奨励賞候補者推薦委員会

担当理事：松野太郎

委員：駒林 誠 安成哲三 田中 浩 佐藤信夫

---