

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

グロースベッター

第 31 卷 第 2 号

月例会「長期予報と大気大循環」報告（1992年10月26日）

- ピナトゥボ火山噴火後の成層圏エアロゾルの粒径分布と放射効果 …… 浅野正二 …… 1
GMS を使ったリモートセンシングによる成層圏汚染の観測 …… 中島映至 …… 14
エルニーニョと赤道波 …… 和方吉信 …… 23
エルニーニョ現象の観測・監視体制の進展について …… 佐伯理郎 …… 46
熱的条件が2次元対流のセルサイズに及ぼす影響 ……
石渡正樹・竹広真一・林 祥介 …… 56
成層圏の予報解析サイクル導入に関する問題 …… 多田英夫 …… 68

トピックス

- '91/'92 エルニーニョ現象発生期間中の世界の天候 …… 小沢芳郎 …… 79

1993年3月

L. F. グループ

ピナトゥボ火山噴火後の成層圏エアロゾルの粒径分布と放射効果

浅野 正二*

1. はじめに

フィリピン・ルソン島中央部 (15.14° N, 120.35° E) のピナトゥボ (Pinatubo) 火山が、1991年6月15日に今世紀最大規模といわれる大噴火を起こした。そして、大量の火山灰や火山ガスが成層圏に注入されたことが各種の衛星による観測で確認された。火山噴出物は、大気の流れに乗り速やかに全球的規模に拡散した。7月初めには早くも筑波 (36.05° N, 140.13° E) 上空に飛来したことが、気象研究所のライダー観測 (図1参照) によって検出された (気象庁, 1992)。7月中旬には、沖縄地方において直達日射量の減少とともに、太陽の周囲に赤褐色のやや暗い環の現れる光学現象が観察された (気象庁, 1991)。この光学現象は、ビショップ光環 (Bishop's ring) と称される珍しい現象であり、ある特定の粒径をもった粒子が存在する場合にのみ現れる。ビショップ光環は、11月中旬以降、あざやかな朝焼け・夕焼けとともに筑波にてもしばしば観察された (浅野, 1992)。

本稿では、ビショップ光環現象をもたらしたピナトゥボ火山性エアロゾルの粒径分布はどのようなものであるかを、ビショップ光環のシミュレーション計算、及び直達太陽光の分光透過率観測から推定した結果を紹介する。あわせて、そのような粒径分布を持つピナトゥボ火山性エアロゾルの

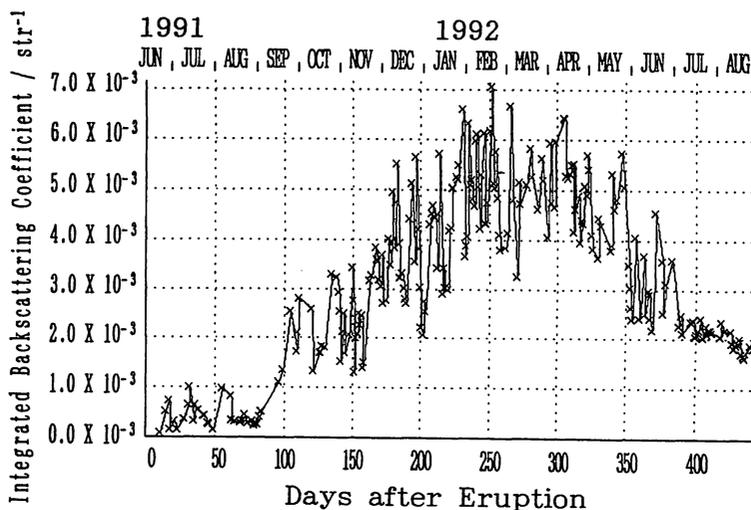


図1 筑波上空での成層圏エアロゾルによるライダー後方散乱係数の高度積分値 (成層圏エアロゾルの総量に相当)。高度積分は対流圏界面から高度 33 km の範囲。気象研究所 Nd : YAG レーザー・レーダーによる波長 532 nm での観測値 (気象庁・気候系監視報告, 1992, 8月号より)。

* 気象研究所・気候研究部

短波放射及び長波放射の収支に及ぼす効果を見積る。火山性成層圏エアロゾルの粒径分布は、放射収支に大きな効果をもつパラメータである（例えば、Lacis et al., 1992）。更に、成層圏におけるオゾン破壊などの光化学反応における触媒としての成層圏エアロゾルの表面積を規定するパラメータとしてもその重要性が指摘されている。

2. Bishop's ring からの粒径分布の推定

ビショップ光環（Bishop's ring）とは、太陽の周囲の視半径で約 10° ～ 30° の領域内において幅 10° 以上の広がりをもつ薄く赤褐色に色づいたやや暗い環をさす。環内の太陽近傍の空は青白く輝く。この名称は、1883年のクラカトア（Krakatoa）火山の大噴火の際に、ハワイ・ホノルルのビショップ牧師（Reverend S. E. Bishop）が初めて観察・記録したことに由来する。ビショップ光環現象は、大きな火山噴火の後などに、ときおり観察されており、クラカトア火山の場合には噴火後2年以上にわたって、継続的に現れたという。

ピナトゥボ火山噴火後に出現したビショップ光環も、おおむね上記の特徴を備えており、赤褐色の環の範囲は、約 10° ～ 25° とされる。そして、噴火の約1ヵ月後の7月中旬に沖縄地方で最初に観察された。より高緯度の筑波においては、約5ヵ月後の11月中旬に初めて確認された。この時期は、図1のライダー観測結果にも示されるように、筑波上空において成層圏エアロゾルが急増した時期に一致する。その後、ビショップ光環は、地上視程の良い清澄な晴天日に断続的に現れており、現在も続いている。但し、最近のビショップ光環の色彩は、一年前のそれに比べて不鮮明になっている。

さて、ビショップ光環は、一種の aureole-corona の複合現象と考えられ、基本的には可視光線のエアロゾルによる回折の波長依存性の違いに起因する。その古典的解釈は、単一粒径の粒子による回折とするもので、緑の光に対する回折強度の第1極小の位置に、その補色である赤味を帯びた環が現れるとする。古くは、Humphreys (1964) が、円板に対する回折理論を適用して、クラカトア火山粒子の半径を約 $0.9 \mu\text{m}$ と見積った。その後、この推定値は、球形粒子に対する回折理論を用いて、約 $0.6 \mu\text{m}$ に下方修正された（Deirmendjian, 1973）。しかし、火山性エアロゾルが単一粒径であるとするのは、不自然である。

ビショップ光環のように特定の波長の光が特定の方向（角度）に集中して現れるのは、一次散乱が卓越している状態である。そこで、晴天大気の太陽近傍の放射場を一次散乱理論により計算し、ビショップ光環をシミュレートすることにより、それが出現するための条件を吟味した（Asano, 1992）。この際、放射過程として、火山性エアロゾルによる散乱以外にも、背景として存在する空気分子と対流圏エアロゾルによる散乱、およびオゾンによる吸収を考慮する。対流圏エアロゾルとしては、Shettle and Fenn (1979) の Rural モデルを採用した。他方、火山性成層圏エアロゾルは、光学的に active なサイズ領域（半径 $>0.1 \mu\text{m}$ ）において、一山型の粒径分布をとるとして、

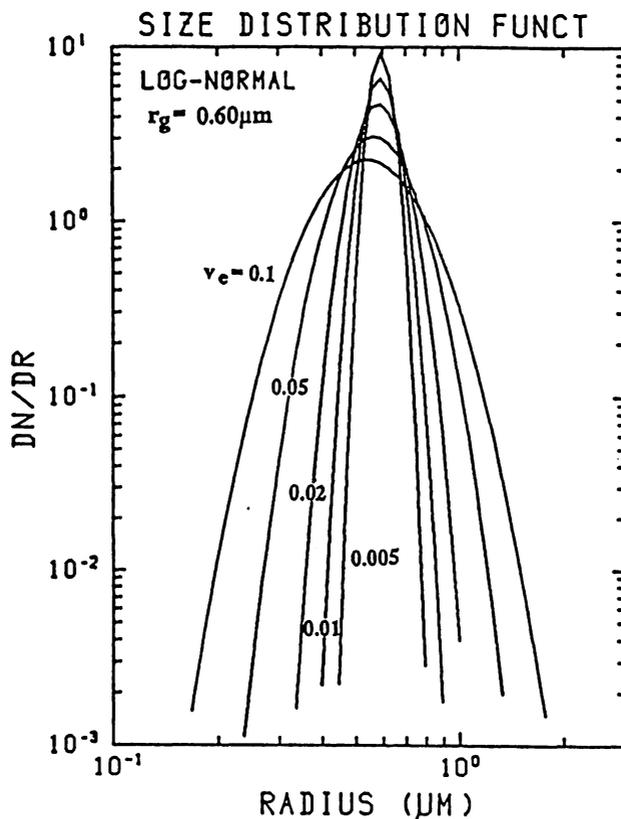


図2 モード半径 $r_g = 0.6 \mu\text{m}$ をもつ対数正規分布関数。有効分散値 V_e をパラメータとして表示。縦軸の値は、粒径分布を全ての半径について積分した値が1となるように規格化してある。

その粒径分布を対数正規分布関数で表す。図2に、モード半径 $r_g = 0.6 \mu\text{m}$ とし、有効分散（粒子の断面積を荷重にして平均した分布の広がりを表す量）の値 V_e を変えた場合の対数正規分布を示す。対流圏エアロゾル及び火山性エアロゾルの一次散乱特性は、それぞれのエアロゾルを球形粒子と仮定して、Mie 散乱理論を用いて計算した。大気中における各エアロゾルの存在量は、波長 500 nm（緑色の光）におけるそれぞれの光学的厚さで表す。

ビショップ光環のシミュレーション計算の詳細については、Asano (1992) にゆずるが、ここではシミュレートされたビショップ光環を次の様に定義する。即ち、大気中で一回散乱された太陽光の色分布を色度図上に表示したとき、太陽から視半径（散乱角と同等）で約 $10^\circ \sim 25^\circ$ の領域が、5%以上の最高色純度をもって橙（褐色）～赤～赤紫の系統色間にある場合を指す。散乱光の表色には、一般的な表色系である国際照明委員会（CIE）の CIE 1931 色度図を用いた。

火山性成層圏エアロゾルの量や粒径分布などのパラメータを変えた数多くの計算の結果、ビショ

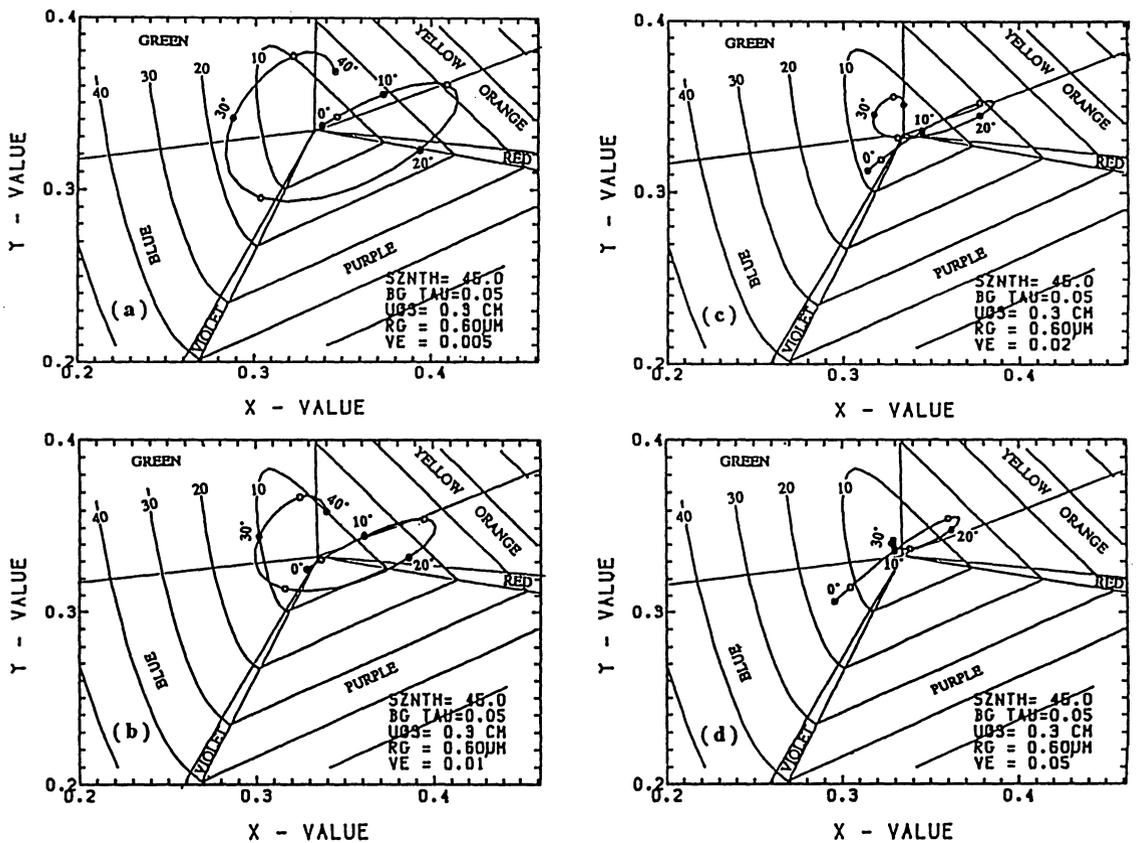


図3 ビンヨップ光環のシミュレーション計算による太陽周辺の一次散乱光の色度分布図。各パネルは、火山性成層圏エアロゾルの粒径分布が、モード半径 $r_g = 0.6 \mu\text{m}$ 、有効分布値がそれぞれ $V_e = 0.005$ (a), $V_e = 0.01$ (b), $V_e = 0.02$ (c), 及び $V_e = 0.05$ (d)であるとした場合。シミュレーション計算は、太陽天頂角 45° 、オゾン量 0.3 cm-NTP 、対流圏エアロゾルの光学的厚さ $\tau^{BG}(500\text{nm}) = 0.05$ 、そして火山性成層圏エアロゾルの光学的厚さ $\tau^{VD}(500\text{nm}) = 0.30$ の場合。計算結果の曲線は、almucanter面(太陽天頂角と同じ天頂角をとる面)上での空の色度分布を示し、付された数値は太陽からの視半径を表す。xy色度図は、CIE 1931表色系による。等値線は、10%毎の色純度を表す。

ップ光環は、卓越するエアロゾルの粒径分布が、特定の粒径に集中した極く狭い分布をもつような場合にのみ生じることが分かった。即ち、そのモード半径 r_g が、 $0.57 \mu\text{m}$ と $0.63 \mu\text{m}$ の間に限られ、しかも、有効分散値 V_e が0.05より小さいことが必要である。図3に、シミュレートされたビンヨップ光環の色度分布の例を示した。分散値 V_e がより小さい、即ち、より狭い粒径分布の場合ほど、色純度が高く、赤味がより強い。更に、ビンヨップ光環の色彩は、モード半径 r_g によっても変わり、上記の範囲内では r_g がより大きい ($r_g \rightarrow 0.63 \mu\text{m}$) ほど、ビンヨップ光環は赤味を増す。

次いで重要なパラメータは、このような特別な粒径分布をもった火山性エアロゾルの量である。

エアロゾルの量を、波長 500nm に対する光学的厚さで表した場合、火山性エアロゾルの量が、背景として存在する対流圏エアロゾルの量よりも大きいことが必要である（空気分子と通常の対流圏エアロゾルのみでは、太陽近傍の空の色は決して図 3 のようにはならない）。このことは、下層大気の高澄な場合ほど、ビショップ光環はより鮮明に見えることを意味する。

ビショップ光環のシミュレーション計算から次のことが結論づけられる。即ち、少なくともビショップ光環が見えている時と場所におけるピナトゥボ火山起源の成層圏エアロゾルは（半径 $> 0.1 \mu\text{m}$ の範囲において）、半径約 $0.6 \mu\text{m}$ を中心とした粒の揃った粒子が卓越している。

3. サンフォトメータ地上観測による粒径分布の推定

前項のビショップ光環のシミュレーションから推定されたと同様の、ピナトゥボ火山性エアロゾルに対する半径 $0.6 \mu\text{m}$ を中心とした狭い粒径分布は、地上からのサンフォトメータを用いた直達太陽光の分光観測からも推定された（Asano et al., 1993）。

サンフォトメータは、気体吸収の影響のない複数個の波長で単色的に直達太陽光の大気減衰率を測定するための器械である。観測に用いた気象研究所のサンフォトメータからは、368, 421, 502, 675, 864, 及び、1050 nm の 6 個の波長における大気減衰率（即ち、光学的厚さ）が得られる。それから、空気成分による寄与を差し引くことにより、鉛直大気柱に含まれる総てのエアロゾルによる波長別の光学的厚さ、 $\tau_a(\lambda)$ 、が求まる。

サンフォトメータ観測は、筑波の気象研究所構内にて、1991 年と 1992 年の 1 月から 4 月にかけての晴天日に行われた。図 4 は、1991 年及び 1992 年のシーズンに測定された波長 502 nm における大気柱エアロゾルの光学的厚さの時系列分布である。白抜き円で示される 1992 年の測定データのうち、ビショップ光環現象が観察された日のデータは、 \otimes 印で示した。1992 年シーズンの観測日の内、約半数に筑波にてビショップ光環が現れている。さて、図 4 に示されるように、エアロゾルの光学的厚さは日々大きく変動しているが、少なくとも 1 月～2 月の冬の時期には、1992 年冬（ピナトゥボ噴火後）の方が、1991 年冬（ピナトゥボ噴火前）に比べて、平均して 0.1 ほど値が大きい。（1991 年の春先は、対流圏が例年に比べて濁っていたと思われる上（Asano et al., 1993）、測定例が少ないので、以下では解析は 1 月と 2 月のケースに限る）。

各年の 1 月の観測日のうち特に高澄な（即ち、 $\tau_a(502 \text{ nm})$ の値の小さい）数日について、大気柱エアロゾルの光学的厚さの波長分布を示したのが図 5 である。1992 年のケースの $\tau_a(\lambda)$ は、波長 $\lambda = 862 \text{ nm}$ 付近で極大気味になっているのが特徴的である。各年の月平均値を、太実線で結んだ黒丸、または白丸で示した。1991 年と 1992 年の 1 月の対流圏エアロゾルの平均的状态はほぼ等しいと仮定すると、1992 年 1 月の平均値と 1991 年 1 月の平均値との差として、1992 年 1 月の成層圏エアロゾルによる光学的厚さが推定される（この仮定は、1991 年と 1992 年の冬期に限っては妥当であることが、国立環境研究所のライダー観測により確かめられた（高村・笹野、1992））。

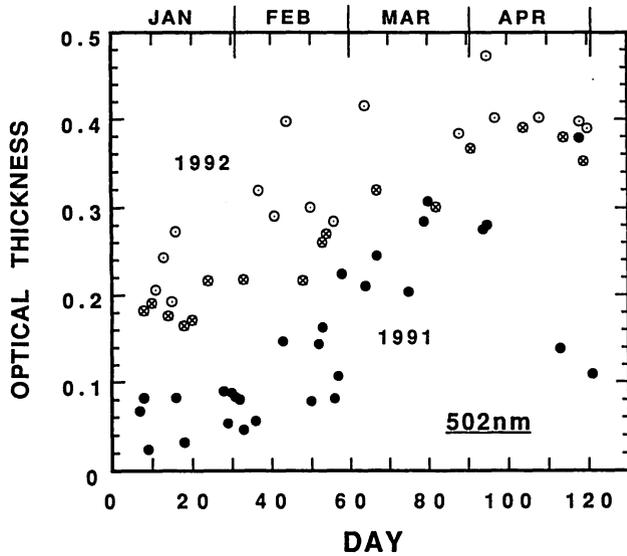


図4 大気柱内エアロゾルによる波長 502 nm の光学的厚さの時間変化。1991 年（黒丸）及び 1992 年（白抜き丸）の 1 月～4 月の期間における筑波でのサンフォトメータによる観測値。
⊗印は、ビショップ光環が現れた日の 1992 年シーズンの測定値であることを示す。

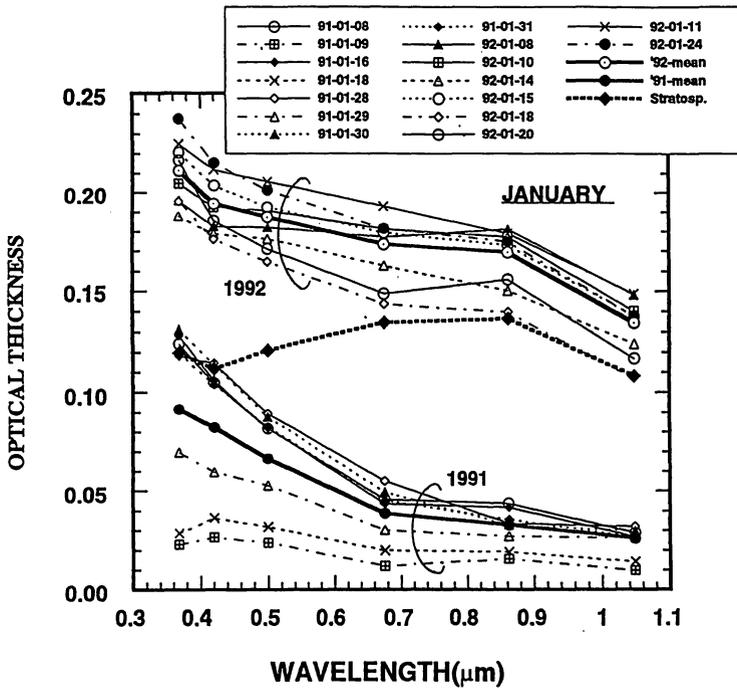


図5 大気柱内エアロゾルの光学的厚さの波長分布。1991 年と 1992 年のそれぞれもっとも清澄な 8 日間のケースと、それらの平均値（太実線で結んだ点）に対する波長分布。
1992 年 1 月平均値と 1991 年 1 月平均値との差として求めた 1992 年 1 月平均の成層圏エアロゾルの光学的厚さの波長分布が太破線で結んだ◆で示されている。

このようにして求めた成層圏エアロゾルによる光学的厚さが、太破線で結ばれた◆印で与えられている。その波長分布は860 nmの近赤外波長域で極大を示し、典型的な対流圏エアロゾルに対する $\tau_a(\lambda)$ の波長分布と考えられる1991年1月平均のプロファイルと明らかに異なったものとなっている。1992年2月平均の成層圏エアロゾルに対しても、同様の波長分布が得られた。但し、2月平均の成層圏エアロゾルの光学的厚さは、1月平均値に比べて各波長で40～50%増大している。このことは、図1のライダー積分後分散係数の増大と対応しており、1992年2月頃に筑波上空で成層圏エアロゾルの増加量が最大に達したと整合する。

さて、図5に示されたような光学的厚さの波長分布が与えられると、エアロゾルを球形粒子とみなすことができる場合には、いわゆるインバージョン法により大気柱に含まれるエアロゾルの平均的粒径分布を逆算することが出来る。即ち、光学的厚さは、個々のエアロゾル粒子の消散係数をエアロゾルの粒径分布と高度分布について積分したものと定義されるので、粒径分布に関する積分方程式を解くことにより大気柱内エアロゾルの高度平均した粒径分布が求まるといわけである。

図6は、前図(図5)に太実線で示された1991年と1992年の1月平均の大気柱内エアロゾルの

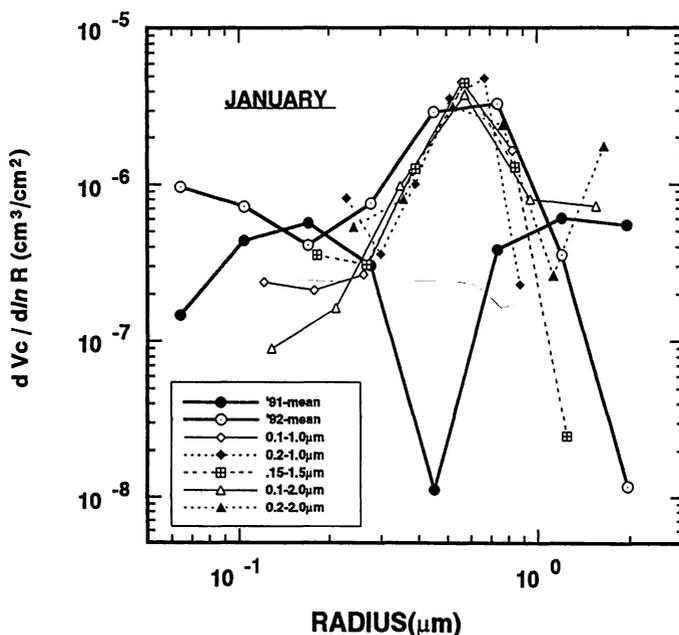


図6 光学的厚さの波長分布から推定された、1月平均のエアロゾルの体積粒径分布。太実線で結んだ黒丸及び白丸は、それぞれ1991年1月及び1992年1月の大気柱内総エアロゾルに対する体積スペクトルを表す。1992年1月平均の成層圏エアロゾルに対して、インバージョン計算において粒径範囲をいろいろ変えて推定した体積粒径分布が、様々の記号をもつ細線で示されている。

光学的厚さの波長分布をもとに推定した粒径分布を示す。粒径分布は、体積スペクトルで表されている。ピナトゥボ火山噴火前の1991年1月平均の大気柱内エアロゾルの体積粒径分布は、半径 $0.5\ \mu\text{m}$ 付近を境にしてそれより小さいサイズと大きなサイズで極大をもつ2山型の分布を呈している。この型の分布は、清澄な場合の対流圏エアロゾルに典型的なものである（例えば、Asano et al., 1985; Asano, 1989; Shiobara et al., 1991）。他方、ピナトゥボ火山噴火後の1992年1月平均の体積スペクトルは、半径 $0.6\ \mu\text{m}$ あたりで逆に極大になっている。同図に、1992年1月平均の成層圏エアロゾルの光学的厚さ（図5の太破線）から、インバージョン計算において考慮する粒径範囲をいろいろ変えて求めた体積スペクトルが描かれている。それらに共通するプロファイルとして、半径 $0.6\ \mu\text{m}$ を中心とした比較的狭い一山型の体積スペクトルが、成層圏エアロゾルの粒径分布として推定される。

同様に、1992年2月平均の成層圏エアロゾルの光学的厚さの波長分布からも半径 $0.6\ \mu\text{m}$ を中心とした一山型の比較的狭い粒径分布が推定された。成層圏エアロゾルに対して推定された体積スペクトルを、対数正規分布関数で近似すると、モード半径 $0.6\ \mu\text{m}$ 、有効分散値 $V_v = 0.03 \sim 0.05$ が最適値となる。かくして、サンフォトメータ観測から推定された成層圏エアロゾルの粒径分布は、前項のビショップ光環のシミュレーション計算から推定された粒径分布と合致する。

4. 放射収支効果

前述のように、ピナトゥボ火山噴火後、日本上空にはビショップ光環現象がしばしば出現している。そして、このような場合の成層圏エアロゾルの粒径分布は、半径 $0.6\ \mu\text{m}$ を中心とした比較的狭い一山型の分布が卓越していることが、サンフォトメータ観測によっても確認された。このような観測事実は、ピナトゥボ火山噴火後の早い時期から、(少なくとも)日本上空においては、成層圏エアロゾルの粒径分布は、ほぼ一定であったことを示唆している。

本節では、このように推定された一山型の狭い粒径分布をもつ成層圏エアロゾルが広く地球を覆うと仮定した場合の短波放射（太陽放射）および長波放射（地球放射）の収支に及ぼす効果を精密な放射計算を行って見積った結果を紹介する。放射計算の詳細は、別稿にゆずる（浅野, 1993）。この際、大気モデルや、対流圏エアロゾルの高度分布、光学的性質などについては、AFGL（米国空軍地球物理研究所）が作成したLOWTRAN放射プログラムに組み込まれている標準的モデルを用いた。火山性成層圏エアロゾルの放射効果は、エアロゾルの量、組成、粒径などにより大きく異なる（例えば、Lacis et al., 1992）。ここでは、火山性エアロゾルとして、珪酸塩粒子を主体とした火山灰モデルと、 SO_2 ガスから二次的に生成されるとする重量比75%の硫酸水溶液粒子からなるモデルを考え、それぞれの粒径分布は、有効半径 $0.6\ \mu\text{m}$ 、有効分散値 $V_v = 0.05$ の対数正規分布で表されるとする。硫酸粒子は、太陽放射の波長域でほぼ透明で、ほとんど太陽放射を吸収しない。他方、波長 $0.55\ \mu\text{m}$ の光学的厚さで等量とした場合、硫酸粒子モデルの方が火山灰モデルより

も太陽放射に対しては光学的に薄くなるが、赤外域の地球放射に対しては厚くなり、赤外放射により有効である。この性質が、同じ粒径分布をもちながら火山灰モデルと硫酸粒子モデルとでは、放射収支効果に大きな違いをもたらす。

図7は、波長 $0.55\mu\text{m}$ での光学的厚さに直して0.1に相当する量の火山性エアロゾルが高度20kmを中心とした成層圏に付加された場合の、短波放射および長波放射に対する効果（正味フラックスの差：単位 W/m^2 ）を示す。数値は、全球平均の状態（雲量0.5）に対するもので、晴天大気の場合と下層（高度4~5km間）にり光学的厚さ15の雲が存在するとした曇天大気の場合の平均として得られた。バックグラウンドの大気は、US標準大気モデルである。

短波放射に対しては、火山灰エアロゾル及び硫酸エアロゾルの付加は、プラネタリー・アルベド α をそれぞれ絶対値で0.14%、及び1.10%増大させる。火山灰モデルの場合、地球・大気系の反射率がほとんど増えないのは、太陽放射を強く吸収する性質がある〔成層圏での吸収量の増加+ $8.0\text{W}/\text{m}^2$ 〕からである。これが、成層圏の強い日射加熱をもたらす、この場合（太陽天頂角 60° ）、高度20km付近で $2\text{K}/\text{day}$ に達する加熱率となる。他方、硫酸粒子モデルに対しては、日射の吸収効果（+ $0.4\text{W}/\text{m}^2$ ）は小さく、成層圏の加熱はむしろ下層大気からの赤外放射を吸収〔+ $1.0\text{W}/\text{m}^2$ 〕することによる効果の方が卓越する。

火山性エアロゾルが付加された成層圏は、太陽放射と地球放射の吸収により暖まる。しかし、対流圏界面を通して地球表面に向かう日射フラックスは、火山性エアロゾルの付加により余分に反射された分と吸収された分を合わせた $8.5\text{W}/\text{m}^2$ （火山灰モデル）及び $4.3\text{W}/\text{m}^2$ （硫酸粒子モデル）が減る。これが通常いわれるところの火山性エアロゾルの日傘効果の中身である。一方、長波放射の方は、大気全層を通して暖める方向に作用するが、その効果は太陽放射のそれに比べて小さい。結局、圏界面より下の地球大気系が受ける正味（短波+長波）の放射量は、約 $8\text{W}/\text{m}^2$ （火山灰モデル）から $3.5\text{W}/\text{m}^2$ （硫酸粒子モデル）減少する（火山性エアロゾルの放射強制力）。この値は、 CO_2 倍増による長波放射強制力（この放射モデルでは約 $+5\text{W}/\text{m}^2$ ）に匹敵する大きさである。

この様に、成層圏エアロゾルの放射効果の大きさは、エアロゾルの組成によって大きく異なる。ここでは、両極端として、火山灰モデルと純粋な硫酸粒子モデルについてその効果をみた。実際の火山性エアロゾルは、火山灰と SO_2 ガスから二次的に作られた硫酸粒子の混合状態が一般的と考えられるが、噴火後の経過時間により混合の割合は変化する。また、硫酸粒子にしても純粋なものというより、既存の火山灰などを核にして凝結成長したものも存在するかも知れない。このような場合の放射効果は、前述の両極端モデルに対するもの中間に落ちるであろう。更に、ここでは火山性エアロゾルの量を、光学的厚さ（波長 $0.55\mu\text{m}$ ）で0.1相当として、その効果をみた。筑波上空における1992年冬の光学的厚さは、それを越えた。ただし、エアロゾル量が極度に大きくない（ <0.3 ）の場合には、放射効果はほぼ光学的厚さに比例すると近似できる。

PINATUBO火山ダストの放射収支効果

<GLOBAL MEAN>

短波放射		長波放射	
$\Delta F_{net} [W m^{-2}] *$		$\Delta F_{net} [W m^{-2}]$	
	ASH H2SO4	ASH H2SO4	BKG
	+0.14% +1.10%	+0.8 +1.9	
TOP	338.2 [+19.5]	-0.5 [-8.0]	239.7 [-23.1]
	$\alpha = 31.71\%$ 222.8		
			100km
TROPOP.	203.3	+0.6 +0.9	216.6
			11km
SURFACE	151.0	+0.1 +0.2	83.0
			0km

* $\Delta F_{net} (\theta = 60^\circ) / 2$

• US-STANDARD ATMOSPHERE; (Clear+Cloudy)/2

• PINATUBO DUST MODEL ($\Delta \tau = 0.1$)

図7 (P.10) ピナトゥボ火山ダストの放射収支効果。左半分が短波放射(太陽放射), 右半分が長波放射(地球放射)に対する見積り。波長 $0.55\mu\text{m}$ での光学的厚さで0.1相当の火山灰粒子(ASH)及び硫酸水溶液粒子(H_2SO_4)を, それぞれ高度20kmを中心とする成層圏に付加した場合の背景(BKG)大気(US標準大気)に対する短波放射及び長波放射の正味フラックス(破線の矢はその方向を示す)からの差(単位: W/m^2)。正(負)の符号は, 地球大気系が受ける正味フラックスが増(減)することを意味し, 変化の方向をバーで示した。〔 〕内の数値は, 成層圏及び対流圏における放射フラックスの収束発散量とその変化量を示す。全球平均状態に対応する評価として, 晴天大気の場合と曇天大気(高度4~5kmに光学的厚さ15の雲層)の場合のそれぞれについての平均値。短波放射に対しては, 年平均・日平均状態に対する見積りとして太陽高度 60° での計算値の $1/2$ 。

5. おわりに

ピナトゥボ火山噴火後に日本上空に出現したビショップ光環のシミュレーションおよび直達日射の分光観測から, 火山性成層圏エアロゾルの卓越する粒径分布は, 半径 $0.6\mu\text{m}$ を中心とした狭い一山型の分布であることを推定した。しかも, 日本上空においては, ピナトゥボ火山噴火後の比較的早い時期から, この型の粒径分布がほぼ一定に持続しているらしいことが示唆される。光学的厚さ(波長 $0.55\mu\text{m}$)が0.1に相当する気柱内の火山性エアロゾルが, このような粒径分布を持つ場合の総体積および総表面積は, それぞれ約 $3\times 10^{-6}\text{cm}^3/\text{cm}^2$, および $0.14\text{cm}^2/\text{cm}^2$ と見積られる。

現時点では, ピナトゥボ火山起源の成層圏エアロゾルの粒径分布に関する情報は, いまだ数少ない。噴火の約1月後に行われたワイオミング大学グループによる気球観測やNASAグループによる航空機観測からは, ここで推定されたものとはかなり違った形の粒径分布が報告されている(De-shler et al., 1992; Valero and Pilewskie, 1992)。この違いは, エアロゾルのlocalityを表すのか, それとも測定法に依存したものなのか定かではない。約10年前のエルチヨン火山噴火に際しては, その後の成層圏エアロゾルの粒径分布が詳細に調べられた。エルチヨン火山性エアロゾルの粒径分布もやはり一山型の分布が卓越していたが, そのモード半径は $0.35\mu\text{m}$ と $0.6\mu\text{m}$ の間にあり, しかも噴火後の経過時間とともに変化していた(Asano et al., 1985; Nakajima et al., 1986; Shiobara et al., 1991)。また, 粒径分布の広がりも, 今回推定されたピナトゥボ・エアロゾルのそれよりも若干広い。エルチヨン・エアロゾルのそのような粒径分布に対してはビショップ光環現象は生じないはずで, 事実その時期(少なくとも日本では)ビショップ光環を観察したという報告はなかった。

ピナトゥボ・エアロゾルに対して今回推定された粒径分布をもつ火山性エアロゾルが成層圏に注入された場合の短波放射(太陽放射)および長波放射(地球放射)の収支に対する効果を見積った。ただし, ここに示した値は, 全球及び年平均状態に対する評価である。その効果は, エアロゾルの光学特性(組成と粒径分布)に大きく依存することが分かった。しかも, 特に太陽放射収支に対する効果は, 太陽天頂角や下層の反射率(雲, 雪面など)にも大きく依存する。即ち, エアロゾルの性状(分布, 光学特性)が一様としても, 放射効果は地理的位置, 時間によって大きく変わるこ

を意味する。加えて、火山性エアロゾルの分布及び光学特性も時間的・空間的に変化する。従って、ピナトゥボ火山のような大規模火山噴火の気候影響を正しく評価するには、火山性成層圏エアロゾルの時間的・空間的変化を考慮した三次元モデルを用いた調査が必要である。このような方向の研究が、NASA/GISS や気象研究所などで開始された。

参 考 文 献

- 浅野正二, 1992 : ピナトゥボ火山ダストによる光学現象.
天気 (日本気象学会), 39, No.3, カラーページ.
- 浅野正二, 1993 : 火山性エアロゾルの放射収支効果について,
長期予報技術検討会資料 (準備中).
- Asano, S., M. Sekine, M. Kobayashi, and K. Murai, 1985 : Atmospheric turbidity and aerosol size distribution in winter at Tukuba : Effects of the eruption of El Chichon. J. Meteor. Soc. Jpn., 63, 453-463.
- Asano, S., 1989 : Aircraft measurements of the radiative effects of tropospheric aerosols : II. Estimation of aerosol optical properties. J. Meteor. Soc. Jpn., 67, 1023-1034.
- Asano, S., 1992 : Estimation of the size distribution of Pinatubo volcanic dust from Bishop' spring simulations. Geophys. Res. Letters, 19 (in print).
- Asano, S., A. Uchiyama, and M. Shiobara, 1993 : Spectral optical thickness and size distribution of Pinatubo volcanic aerosols as estimated by ground-based sunphotometry. J. Meteor. Soc. Jpn., 71, No.1 (accepted).
- Deshler, D., D. J. Hofmann, B. J. Johnson, and W. R. Rozier, 1992 : Balloonborne measurements of the Pinatubo aerosol size distribution and volatility at Laramie, Wyoming during the summer of 1991. Geophys. Res. Letters, 19, 199-202.
- Deirmendjian, D., 1973 : On volcanic and other particulate turbidity anomalies. Advances in Geophys., 16, 267-296.
- Humphreys, W. J., 1964 : 'Physics of the Air'. Dover, New York, p 555.
- 気象庁, 1991 : 沖縄地方における日射観測および光学的現象等について.
報道参考資料 (1991. 7. 11).
- 気象庁, 1992 : 「気候系監視報告」 August 1992, 表紙.
- Lacis, A., J. E. Hansen, and M. Sato, 1992 : Climate forcing by stratospheric aerosols, Geophys. Res. Letters, 19, 1607-1610.
- Nakajima, T., M. Tanaka, T. Hayasaka, Y. Miyake, Y. Nakanishi, and K. Sasamoto,

1986 : Airborne measurements of the optical stratification of aerosols in turbid atmospheres.

Appl. Optics, **25**, 4373–4381.

Shettle, E. P. and R. W. Fenn, 1979 : Models for the Aerosols of the Lower Atmosphere and the Effects of Humidity Variations on Their Optical Properties. AFGL-TR-79-0214, 94pp.

Shiobara, M., T. Hayasaka, T. Nakajima, and Tanaka, 1991 : Aerosol monitoring using a scanning spectral radiometer in Sendai, Japan. J. Meteor. Soc. Jpn., **69**, 57–70.

高村民雄・笹野泰弘, 1992 : 90–92年にかけての大気混濁度の変動.

日本気象学会 1992年春季大会講演予稿集, p 181.

Valero, F. P. J. and P. Pilewskie, 1992 : Latitudinal survey of spectral optical depths of the Pinatubo volcanic cloud-Derived particle sizes, columnar mass loadings, and effects on planetary albedo. Geophys. Res. Letters, **19**, 163–166.

GMS を使ったリモートセンシングによる成層圏汚染の観測

中島 映 至*

1. はじめに

アメリカ航空宇宙局 (NASA) が行った NIMBUS/TOMS による亜硫酸ガスのリモートセンシングや NOAA 衛星搭載の AVHRR によるエアロゾルのリモートセンシングによってピナツボ火山噴火起源の成層圏汚染の様子が全球規模で明らかになってきた。このことは、地球規模の汚染の動態把握に人工衛星が大変威力を発揮することを示している。そこで、我々が持っている静止衛星「ひまわり」をエアロゾルの地球規模観測に役立てることはできないだろうかと言う疑問がわいてくる。ここでは、我々が行っているこのような「ひまわり」利用法を紹介する。この目的には気象衛星センターがアーカイブしている「ひまわり」の可視基本ヒストグラム・データが適しており、我々は同データからエアロゾル層の光学的厚さを推定している。

大規模な火山噴火によって成層圏に注入された粒状物質やガスが数年のスケールで地球の気候状態を変調することは、今日では疑いのない事実として受け入れられている。これはエルニーニョ現象と共に我々が知っている数少ない因果関係のはっきりした気候変動の一つと言っても良い。エルニーニョ現象が内的要因で発生する気候変動であるのに対して、火山噴火起源の気候変動は外的要因によって起こされたものと言っ

て良い。図 1 は Kelly and Sear (1984) によって整理された北半球地表平均気温の偏差である。噴火時点を元期にとって整理してみると、明かに火山噴火の数か月後に気温の低下が起こることが分かる。

成層圏エアロゾルが注入された場合、地球・大気系のエネルギー収支にどのような変調が起こるのだろうか。まず太陽放射に関しては、成層圏エアロゾルの増加によって地球-大気系の反射率が増加し

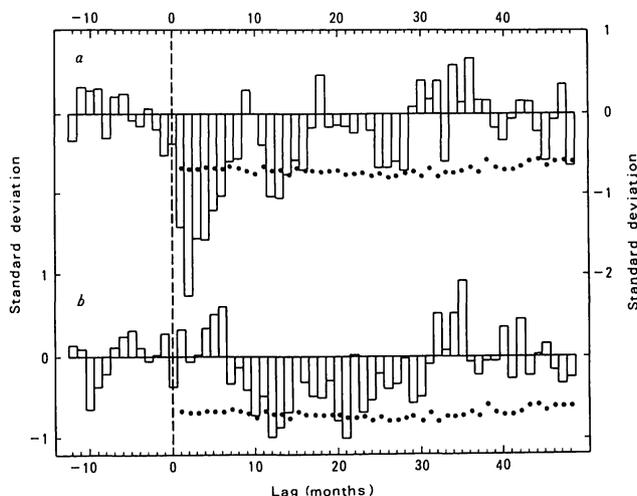


図 1 北半球 (a) 及び南半球 (b) の火山噴火に対する北半球地表気温の月別偏差 (二乗偏差で規格化してある) の噴火時点を元期にとった合成図。点線は 5% の片側有意水準域を示す (Kelly and Sear, 1984)。

* 東京大学気候システム研究センター

系は冷却される。このことは、成層圏に長く滞在するエアロゾルの大部分が火山灰では無く、亜硫酸ガスから生成されるサブミクロンの2次生成粒子であり、それがほとんど硫酸液滴でできているために太陽放射をほとんど吸収しないと言う事情によっている。もし火山灰のような太陽放射を良く吸収する粒子が長く存在すればこの冷却効果は比較的小さくなり、また成層圏は吸収された太陽放射によって加熱される。以上の様子を図2にまとめてみた。エルチチョン噴火程度の成層圏の擾乱を数値シミュレーションしたものである。図の場合には、火山噴火起源のエアロゾルによって成層圏が混濁した場合、地球・大気系の全球平均の反射率が2%から3%増加している。エアロゾルが吸収性の場合には成層圏で太陽放射の吸収が見られ、それだけ対流圏が冷やされる。

成層圏エアロゾルの注入によって実際に系が加熱されるか冷却されるかを知るには、さらにエアロゾル層による熱赤外線（赤外線）のトラップと再放出過程も考慮しなければならない。火山活動による擾乱時の成層圏エアロゾル層の可視域での光学的厚さはせいぜい0.1の大きさであるから、その層によって反射される太陽放射量の割合は先に見たように多くても数%である。すなわち光学的厚さの定義から、エアロゾル層に垂直に入射した平行光はたかだか90%に減衰し（なぜならば $\exp(-0.1) \approx 0.9$ ）、散乱された10%のうちの一部が宇宙空間にもどされる。それに比べて、圏界面より下層からやってくる熱赤外放射をエアロゾル層がトラップする量は無視できない大きさになる。成層圏エアロゾル層によるこのような系の冷却効果と加熱効果は、一般に成層圏エアロゾルの光学的厚さが大きいほど大きくなる。しかし、エアロゾルの粒径に対する依存度は複雑で、同じ光学的厚さでは粒径が大きいほど冷却効果は小さく、逆に加熱効果は大きくなる。すなわち、大粒子が多い場合になるほど、相対的に加熱効果が重要になってくる。後の節で見るように、成層圏エアロゾルの体積スペクトル（粒子半径の対数の単位量当り、エアロゾル体積がどれくらい存在するかで表した粒径分

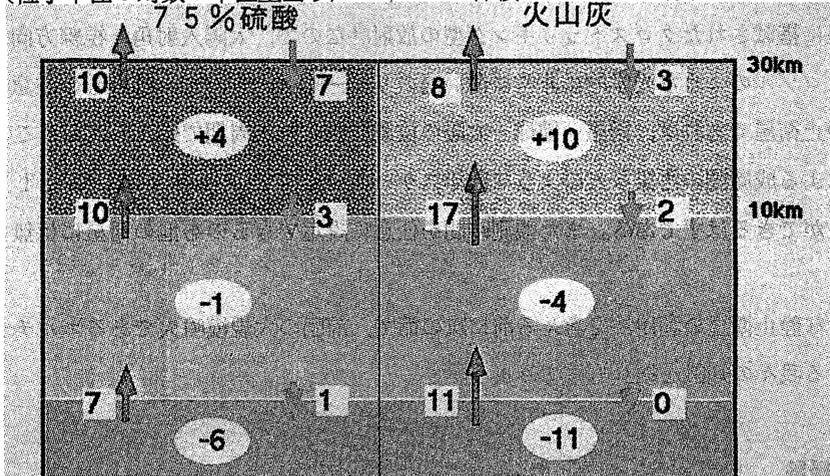


図2 火山噴火によって成層圏にエアロゾルが注入された場合の放射エネルギー収支の変調 ($W m^{-2}$)。注入前後の差分を示している。青矢印は太陽放射、赤矢印は熱赤外放射が各層間にどのように再配置されたかを示している。右側はエアロゾルが75%硫酸液滴でできている場合、左は火山灰が含まれている場合を示す。

(注) 各図の左側の濃い矢印が青。右側の薄い矢印が赤。

布)のモード半径は噴火直後の1-2ヵ月を除いて最大0.6ミクロン程度であることが分かっている。この値で数値計算をしてみると、図2でも分かるように反射率の増加に伴う冷却効果の方が熱赤外放射のトラップによる加熱効果を上回って系は冷却される。これは先に見た実際の気温データから知るところと矛盾しない。

このように、火山噴火起源の成層圏エアロゾルが引き起こす系の冷却率と加熱率の大きさを具体的に算定するためには、成層圏エアロゾル層の光学的厚さ、代表的粒径(例えば体積スペクトルのモード半径)、および噴火直後に関しては火山灰と2次生成エアロゾルがどのくらいの割合で存在するかを知る必要がある。地上からはバルーン観測、ライダー観測、波長別太陽放射観測などによってこれらの物理量を求めようとする試みが1980年代のセント・ヘレンズ山やエル・チヨン山の噴火頃から組織的に行われるようになってきた。一方、人工衛星による成層圏エアロゾルの観測は最近急に成果をあげ始めたと言える。TOMSによる亜硫酸ガスのリモートセンシングによってピナツボ火山のガス噴出量はエル・チヨンの3倍もあったことが見いだされた(Bluthe et al., 1992)。太陽掩蔽法を利用したSAMやSAGE型の衛星搭載放射計は、光学的に薄い成層圏エアロゾル層を観測するには大変適しており、長い時間スケールでの成層圏エアロゾルの全球マップが作られるようになってきた。また、NOAA/AVHRRによるエアロゾルの光学的厚さのマップがNOAAから公表されている(Stowe et al., 1992)。これらの手法は今回のピナツボ噴火の場合も大変威力を発揮した。

さて、このようなエアロゾル量の増加の監視に静止衛星を使えないものであろうか。SAM/SAGEの場合、観測時が日の出、日の入りに限られているため全球をカバーするのに数週間程度の時間がかかる。従って成層圏エアロゾルの変動の動態をとらえることが難しい。AVHRRの場合は極軌道衛星に搭載されたクロストラッキング型の放射計なので、太陽入射角、視線方向が時々変るためにエアロゾルのような光学的に非常に薄い層のリモートセンシングには細心の注意が必要になる。一方静止衛星であれば、衛星-地球-太陽の位置関係が一年周期で殆ど固定されているために、火山噴火による成層圏の汚染などのような数年スケールの現象を平年値からの変差として容易に見積もることができるはずである。また観測時間を任意に設定できるのも他の衛星には無い大きな特徴である。

このような静止衛星の利用法を考える前に次の節で、前回の大規模噴火であるエルチヨン火山噴火に関する我々の知識を振り返ってみよう。

2. 過去の経験

ピナツボ噴火の影響を考える時に、エルチヨン火山噴火の経験は大変役に立つ。両方とも今世紀最大と言われるほど大規模な噴火であった。また噴火時期が若干エルチヨンの場合は早かったものの、春に起こっている。また北半球低緯度の噴火であったために全球への影響が大きかった。

図3はエルチチョン火山噴火起源の成層圏エアロゾル層の光学的厚さの推移を示したものである。図の観測値は日本における地上および航空機による分光日射観測から得られた(Nakajima et al., 1986; Shiobara et al., 1991)。エルチチョンの場合、日本上空での光学的厚さは噴火後徐々に増えて約一年後に最大の0.2程度になった。この値が0.05を下回るのには一年半もかかっている。全球的なエルチチョン起源のエアロゾルの分布の様子を見るために図4のように緯度の関数として光学的厚さの変差を見てみた。これは日本における観測、NASAによる航空機観測、南極昭和基地での観測を整理したものである(Spinhirene and King 1985; Naka-jima et al., 1986; Shiobara et al., 1987; Shiobara

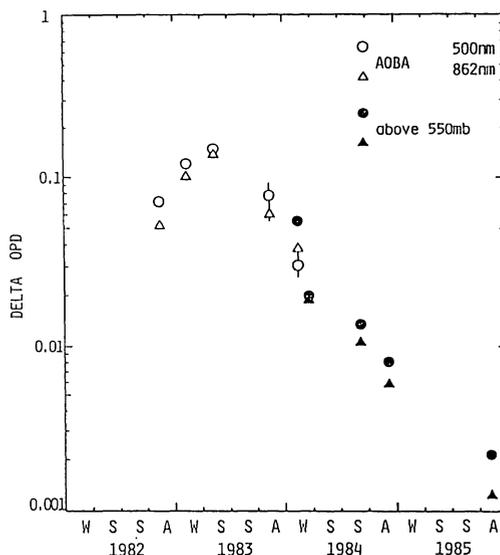


図3 地上と航空機による日射観測から得られたエルチチョン火山起源エアロゾルの光学的厚さの時系列

et al., 1991)。図によるとエルチチョン起源のエアロゾルは1982年の秋以降に高緯度に広がったことが分かる。気象庁の日射観測データの解析によると緯度35度に達するのに7ヵ月を要している(Arao et al., 1991)。図4によると高緯度に広がる前に低緯度では成層圏エアロゾルの光学的厚さが0.1を越えていた。従って低緯度では遅くとも噴火後3ヵ月後位からすでに冷却が始まっていたと言える。これは図1の傾向とも矛盾しない。図4を注意深く見ると1983年の冬でも分布が緯度によって偏っていたことがわかる。このような偏りが解消したのは、なんと2年後の冬以降であった。

図5にはエアロゾルの代表的な粒径(体積スペクトルのモード半径)がどのように変化したかを示している。図によると噴火後3ヵ月でモード半径は0.6ミクロンくらいに成長し、その後次第に小さくなった。図には同時にアグン火山噴火の際の不揮発性エアロゾル(主に火山灰)と亜硫酸ガスから硫酸液滴ができる

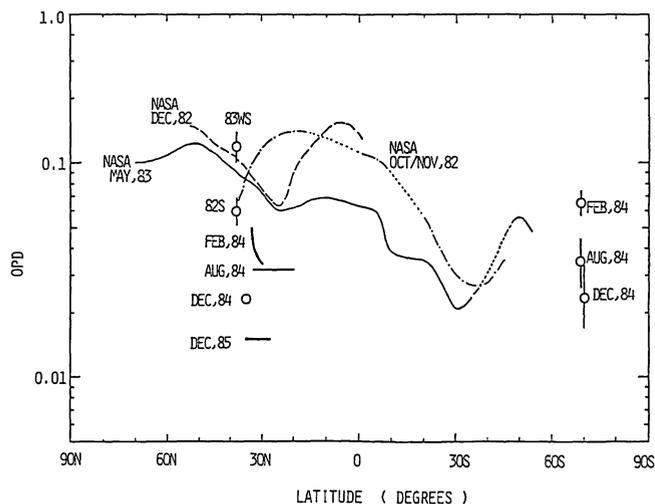


図4 エルチチョン起源エアロゾルの光学的厚さの緯度変化。

過程ををシミュレーションした理論値 (Shibata et al., 1984) を示したが、観測結果はこれらの二つの起源のエアロゾルの混合で説明できることが分かる。従って、図4と考え合わせると半年から1年かけて高緯度に広がってゆくのはサブミクロンの2次生成粒子が主だったことが推測される。図6には分光日射観測によって1991年12月に筑波にて観測された気柱エアロゾルの体積スペクトルを示す (Hayasaka, 1992)。同時に得られたライダーのデータによると、この時、対流圏は清澄であり図はほとんどピナツボ起源エアロゾルの体積スペクトルであると考えてよい。図によると、ピナツボ噴火後半年のモード半径は0.6ミクロン程度で図5と比較してみるとエルチジョンの場合とほぼ同じか、少し大きめであると言える。地上観測や衛星観測のデータを総合すると、広い範囲の平均として光学的厚さの最大値は今回のピナツボ火山噴火の場合0.28程度であり、エルチジョンの場合の規模を上回っていると言える。

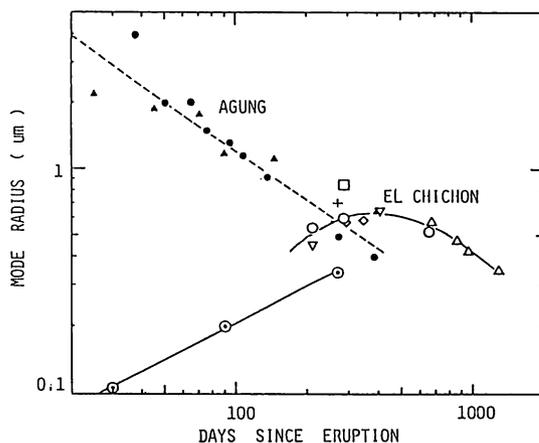


図5 火山起源成層圏エアロゾルの体積スペクトルのモード半径の時系列。(Shiobara et al., 1991)

3. 「ひまわり」から何が分かるか

さて上のような情報を得るために「ひまわり」のデータとして使えるものがないだろうか。「ひまわり」に搭載されている VISSR 放射計は中心波長約 0.62 ミクロンの太陽放射輝度および中心波長約 9.2 ミクロンの熱赤外放射輝度を測定できる。衛星直下の視野分解能は可視で約 1 km, 赤外で約 5 km, デジタル化する際の量子レベルは可視で 64 階調, 赤外で 256 階調である。理論的に考えると波長 0.6 ミクロン付近の太陽放射輝度はエアロゾル層の光学的厚さに敏感であるから、光学的厚さの推定に使うことができる。波長 9 ミクロン付近の熱赤外放射輝度は、第 1 節で述べたようにエアロゾル層の光学的厚さと粒子半径に依存するが、その依存の仕方は可視の場合と逆である。従って、可視および熱赤外波長のデータを組み合わせることによって、エア

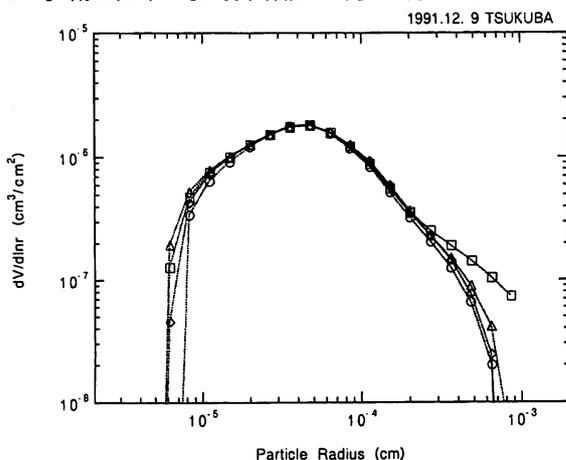


図6 ピナツボ起源のエアロゾルの体積スペクトル分布。(Hayasaka, 1992)

ロゾル層の光学的厚さと代表的な粒子半径を同時に推定することができるはずである。しかし、波長9ミクロンは大気窓領域であるため、放射輝度には地表の温度、対流圏の温度構造、水蒸気分布などの影響が複雑に影響しており、データを理論値と比較することによって成層圏エアロゾルの情報を取り出すことが大変難しいと考えられる。

従って、今回は可視の放射輝度を解析することによってピナツボ起源エアロゾルの光学的厚さを推定することにした。このような研究のためには、気象衛星センター作成の可視基本ヒストグラム・データが適している。これは南北60度、東経80度から西経160度の範囲における可視データを0.25度×0.25度の領域ごとに、ある輝度の画素が何個あるかと言うヒストグラムの形式で整理したデータセットである。まずこのデータセットから海上で雲の無い場合の放射輝度を選ばなくてはならない。図7に示すようにヒストグラムは領域によって様々な様相を示す。これは領域が含む雲の量に依っているが、領域全体が快晴であるような海上では、ヒストグラムは第一番目の例のように、輝度のバラつきがちいさく、また輝度自体が小さなヒストグラムを形成する。VISSRは可視域でも1kmの視野分解能しかないので分解能以下の雲は発見できないわけであるが、経験的にこのようなパターンを持つ領域ではそのモード値はほぼ雲の無い大気の放射輝度になる。逆に図7の2番目や3番目のパターンを示す領域では、輝度の高い画素の存在がこれらの領域で雲の出現頻度が高いことを示している。従って、これらの領域のモード値には放射計によって識別することのできない小さな雲が影響している危険性があり、エアロゾル層のような薄い層の検出には使えない。次に考えなければならない問題点は、VISSRの検定に関するものである。検定とは放射計の出力電圧を光強度（単位立体角当り、単位波長当り、単位直断面積当りの光エネルギー）に変換する係数を求めることを言う。もし検定が正しく行われ、放射輝度が物理単位であらわされている場合には、衛星と太陽の位置、観測点の緯度、海上での風速が与えられれば、理論計算によって人工衛星によって測定されるべき放射輝度をエアロゾルの量（すなわち光学的厚さ）の関数として得ることができるので、これを観測された放射輝度と比較するこ

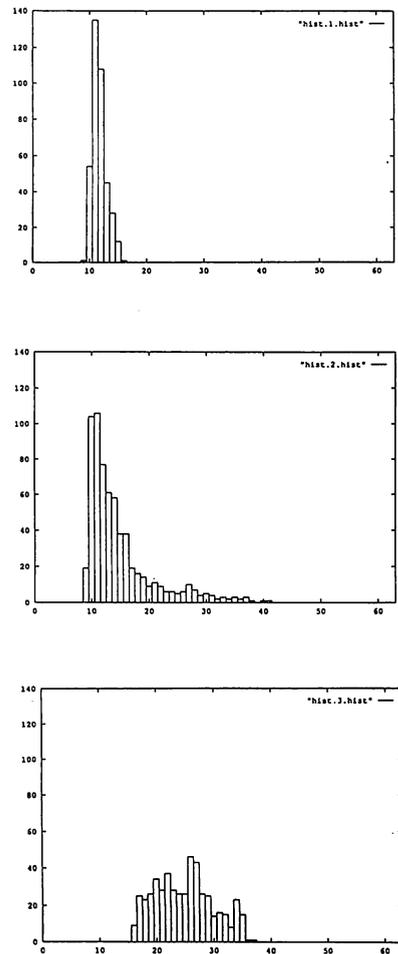


図7 「ひまわり」の可視基本ヒストグラムの例。

とによって逆にエアロゾル層の光学的厚さを得ることができる。しかし、一度宇宙空間に打ち上げられた放射計の検定は大変難しく、このような方法では今回のような解析の場合良い結果を期待できない。

ここでは、静止衛星の特性を活かして、正確な検定ができない場合でも成層圏エアロゾルの光学的厚さを推定できるように、1年前の同時期のデータからの晴天放射輝度の変差を取ることにした。図8は8月の2週間分の03Z時の晴天放射輝度から作られたコンポジット画像と1年前のそれとの差を示したものである。図には、南緯15度から北緯30度の範囲で輝度の顕著な変位が見られ、ピナツボ起源のエアロゾルをVISSRが捕らえていることが伺える。図中央の輝度が小さい丸い部分は、海面で反射された太陽像（サン・グリッター）である。この部分は理論的にもエアロゾルが増加すると放射輝度が減少することが知られており、図の傾向は理論と矛盾しない。図8の全体的な特徴はStowe et al. (1991) によってNOAA/AVHRRから得られた同時期のエアロゾルの光学的厚さのマップに大変似ており、「ひまわり」によってもピナツボ火山噴火起源の成層圏エアロゾルの情報を取り出せることが明らかになった。図はこの時期、エアロゾルが南半球の低緯度で発

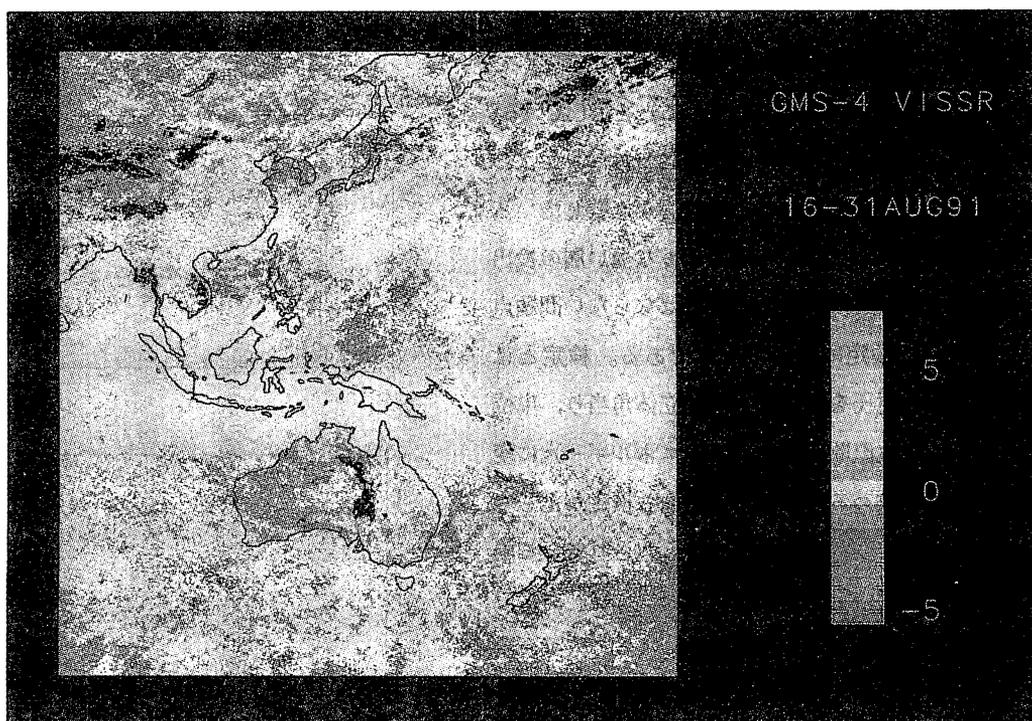


図8 1991年8月16日から31日の晴天放射輝度のコンポジット画像と1年前の同時期の画像を差し引いて作った輝度変差のマップ。

達していることを示している。これは噴火当時の上層の風向きが南成分を持っていた事に依っている。AVHRR のデータによるとエアロゾルの帯が低緯度の全球をベルト状に被うのに約 2 週間かかっている (Stowe et al., 1992)。これは亜硫酸ガスの広がるタイミングとほぼ同じであった。

さて、得られた「ひまわり」の放射輝度変差からピナツボ起源のエアロゾルの光学的厚さを見積もる必要がある。数値計算によると放射輝度の変差と光学的厚さの間には、よい直線関係があることが知られている。従って光学的厚さのマップを作るには、輝度変差と光学的厚さの比例係数を緯経度ごとに正確に理論計算することによって求めれば良い。この比例係数は、検定常数、海上風速やオゾン量の強い関数では無いのでこれらの量の不確実性から来る誤差は小さいと考えてよい。図には、示さないが得られた光学的厚さのマップを見てみると図 8 の場合、最大値はオーストラリア北東岸沖の部分で 0.4 程度であった。現在、このような解析を時間を追って行ってゆくことによってピナツボ起源のエアロゾルが時間と共にどのように変動して行くかをアニメーションなどの形に表現することを計画している。また得られた光学的厚さを AVHRR から得られた結果や地上観測の結果と比較する予定である。いずれにしても、太平洋上に位置する「ひまわり」が今回のような大規模噴火による成層圏汚染を見つめることのできる貴重な衛星であることを認識できたのは意義深いと思っている。

4. 今後の課題

見てきたように、大規模な火山噴火をモニターすることは気候変動の研究にとって大変重要であり、この目的に「ひまわり」のような静止衛星を使用することができる。現在、全球を 5 つの静止衛星と NOAA 極軌道衛星で覆うことによって雲の気候統計を作ろうと言う国際雲気候計画 (ISCCP) が進行中であるが、同様のネットワークを使えば全球のエアロゾルの監視も行うことができる。このような目的も含めた幅広い用途にこのネットワークデータを利用するためには、ここで使ったような基本ヒストグラムのデータセットの方が優れていると思われる。このような発想法で全球の衛星データをもう一度整理し直す必要があるだろう。

今後、EOS 計画などを始めとして地球観測衛星が次々と打ち上げられる予定であるが、火山噴火起源や人間起源のエアロゾルのモニタリングもその中の重要課題として位置付けなければならない。それに関連して、現在のところ「ひまわり」の可視量子化レベルは 64 階調であり、エアロゾルのモニタリングのためにははなはだ不十分であるので、将来の静止衛星にはより帯域の広い放射データが得られるシステムを搭載することを要望したい。また、SeaWiFS や ADEOS/OCTS などの衛星搭載海色センサーは非常に感度が良いので、これらをエアロゾルのモニタリングに利用することを提案したい。

謝 辞

ここで紹介した研究には、気候システム研究センターの羽角、仙波の両君及び、気象庁の多くの方々のご協力をいただきました。また、観測資料を提供していただいた東北大学理学部の早坂忠裕氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- Arao, K., M. Kawaguchi, and H. Matsumoto, 1991 : Variations of Yamamoto's turbidity coefficient over Japan due to the El Chichon volcanic cloud. *Sci. Bull. Faculty of Edu. Nagasaki Univ.*, **45**, 15-26.
- Bluth, G. J. S., S. D. Doiron, C. C. Schnetzler, A. J. Krueger, and L. S. Walter, 1992 : Global tracking of the SO₂ clouds from the June, 1991 Mount Pinatubo eruptions. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 151-154.
- Kelly, P. M., and C. B. Sear, 1984 : Climatic impact of explosive volcanic eruptions. *Nature*, **311**, 740-743.
- Hayasaka, T., 1992 : Private communication.
- Nakajima, T., M. Tanaka, T. Hayasaka, Y. Miyake, Y. Nakanishi and K. Sasamoto, 1986 : Airborne measurements of the optical stratification of aerosols in turbid atmospheres. *Appl. Opt.*, **25**, 4374-4381.
- Shibata, T., M. Fujiwara, and M. Hirono, 1984 : The El Chichon volcanic cloud in the stratosphere ; lidar observation at Fukuoka and numerical simulation. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 1121-1146.
- Shiobara, M., M. Tanaka, T. Nakajima and H. Ogawa, 1987 : Spectral measurements of direct solar radiation and sky brightness distribution at Syowa station, Antarctica. *Atmospheric Radiation : Progress and Process*, K.-N. Liou and Z. Xiuji, Eds., Science Press, 629-637.
- Shiobara, M., T. Hayasaka, T. Nakajima and M. Tanaka, 1991 : Aerosol monitoring by use of a scanning spectral radiometer in Sendai, Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 57-70.
- Stowe, L. L., R. M. Carey and P. P. Pellegrino, 1992 : Monitoring the Mt. Pinatubo aerosol layer with NOAA/11 AVHRR data. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 159-162.

1. はじめに

エル・ニーニョの単純大気海洋結合モデルによる数値シミュレーション実験による研究の代表的なものには、AndersonとMcCreary(1985)とZebiakとCane(1987)(以後、ZCとして引用)がある。両者とも、数年置きにエル・ニーニョが発生し、その特徴を実に良く再現している。しかし、前者は、大気や海洋のアノマリーが西太平洋から東太平洋に伝播しているのに対し、後者は定在波的に水温や混合層深度が変化している。これは、わずかな見かけの違いのようにも見えるが、これから導かれるエル・ニーニョ発生シナリオには、大きな差が生じる。因果律を考えるならば、前者では情報が西から東に伝わっているのに対し、後者では定在波的であるから東西双方向である。従って前者は、エル・ニーニョの原因として西太平洋における西風バーストなどのような、西太平洋にその原因を置くシナリオに結びつく。しかし、後者は、むしろ太平洋全域と境界も重要となるSchopfとSuarez(1988)達が言っている遅れ振動のメカニズムに結びつくであろう。

このような擾乱の伝播特性の違いは、Hirst(1986)やWakata and Yamagata(1989), Wakata(1989)が大気海洋結合不安定波の研究から議論しており、海洋の湧昇流の大小で東進したり西進したりすることを指摘している。つまり海面水温を決める熱力学過程で東西移流が重要となる場合、Gill(1985)が提唱したロスビー波に似た結合モードが現われ、逆に湧昇が効く場合、Philander, Yamagata and Pacanowski(1984)が提唱したようなケルビンモードに似た東進性の不安定波が現われる。Hirst(1986)が示した、数学的にも明快な東西に周期的な大気と海洋の結合不安定モードによって、前の数値実験の違いを説明できるのだろうか。各モデルで選んだパラメータの違いから、出現するモードの差に因るのであろうか。

この問題を検討するには、数値モデルをいろいろなパラメータで走らせ調べればよい。しかし、時間発展モデルは、パラメータを変え数多く計算するには不向きである。そこで、東西に閉じた海洋と地球一周する大気の結合線形モデルを作り、固有値問題を解き、数多くのパラメータに対しどのような不安定モードが現われるかを調べればよいだろう。Hirst(1988)も、閉じた海洋と大気の結合モデルの線形安定性問題を議論しており、湧昇があるときAnderson達が得た時間発展モデルの解と良く似た、不安定モードを得ている。また、湧昇が無いとき、西進性の不安定モードを得ている。しかし、ZCタイプの定在的な解を得ていない。そこで、まずHirst(1988)と同じモデルを作り、同じ結果が出ることを確認した後、さらにより多くのパラメータを用いてZCの

※ 東海大学・海洋学部

解に類似の不安定モードを捜した。

しかし、どのようなパラメーターを用いても ZC の解に対応する解は得られなかった。その原因は、パラメーターの大小では説明できず、Hirst や従来の線形結合固有値問題で仮定されている空間的に“一様”なパラメーターでは駄目で、むしろ、その空間的な“非一様性”が重要ではないだろうか。その違いが、もし系統的にわかれば、エル・ニーニョ現象を説明する多くのシナリオを整理できるかもしれない。それが、この論文の目的である。

モデルから得られた結論を検証するには、大気や海洋の観測データを直接解析すれば良いが、海洋の観測データが極端に少ないため、風の観測データを用い海洋の数値モデルを走らせ、その計算結果と風強制を複素 EOF により解析を行い検討した。以下、Wakata and Sarachik (1991a, 1991b, 1992) を中心に、以上の内容について述べる。

2. モデルについて

大気と海洋の力学部分は、長波近似をした弱い重力定数を持つ浅水方程式を用いる。この支配方程式は Hirst (1988) と同じであるので、彼の表記法に従う。以下簡単に、力学の部分について説明する。

2-1 海洋モデル

熱帯の海洋では、西太平洋で 150 m、東太平洋で 50 m ぐらいの深さを持つ「混合層」と呼ばれる良く攪拌された温かい海水の層がある。この層の長波近似した運動方程式は、次のように書き表される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -a u - g * h_x + K_s U \quad (1)$$

$$\beta y u = -g * h_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + H (u_x + v_y) = -a h \quad (3)$$

ここで、 (u, v) は流速、 h は混合層深度、 U は風速を示す従属変数である。従って、海洋は比例係数 K_s で風速に比例する風応力により駆動される。この式を、東西に $u = 0$ の境界条件を置き解く。

2-2 大気モデル

海洋や ENSO 周期の時間スケールに比べ、強制の変化に対する大気の応答時間は短いので、ここで議論する海洋の温度変化に対する大気の運動は、各瞬間平衡状態にあると考えてよい。大気重力波速度 C_a を 60 m/s と仮定して、運動方程式は、

$$-\beta_y V = -AU \quad (4)$$

$$\beta_y U = -\Phi_y \quad (5)$$

$$C_s^2 (U_x + V_y) = -A\Phi - K_d T \quad (6)$$

と表せる。ここで (U, V) は風速, Φ は気圧, T は海面水温アノマリー (SSTA) の従属変数である。従って, 大気は比例定数 K_q で海水温度に比例して加熱され, 気圧が変化し運動が生じる。大気と海洋は, これら K_s と K_q パラメーターに比例し結びついている。この式を, 東西に地球一周で周期的境界条件を用い解く。

2-3 海洋の熱力学

海水温度アノマリーを決める式を, ZC が用いた熱力学方程式を線形化して使用する。彼らの式は,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u\bar{T}_x - \frac{\bar{W}_s \gamma}{H_1} (T - T_s) - n_d T \quad (7)$$

と表せ, 右辺の第一項は水平移動流, 第二項は鉛直移流, 最後の項はニュートン冷却を示す。ここで, \bar{W}_s は平均場の湧昇流を示し, また H_1 は混合層内の表層にある境界層の深度で 50 m と設定しており, γ は湧昇で下層から上層に進入した海水の混合率 (0.75) を示す。つまり第二項は下層の温度 T_s の低温の海水が表層に運ばれ, 冷却を示す効果を示している。そして, ZC は T_s として,

$$T_s = A [\tanh (B(\bar{h} + |h|)) - \tanh (B\bar{h})] \quad (8)$$

を用いている。 \bar{h} は赤道上の平均場の混合層の深さ, h はアノマリーである。ここで, $h > 0$ に対し $A = 28K$, $B^{-1} = 80 \text{ m}$ を, $h < 0$ に対し $A = -40K$, $B^{-1} = 33 \text{ m}$ を用いる。 T_s をテーラー展開し一次の項までとれば

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u\bar{T}_x + \frac{\bar{W}_s \gamma}{H_1} \left[\frac{AB}{\cosh^2 B\bar{h}} \right] h - \left[\frac{\bar{W}_s \gamma}{H_1} + n_d \right] T \quad (9)$$

と書き表せ, $d \equiv (\bar{W}_s \gamma / H_1 + n_d)$, $K_T \equiv (\bar{W}_s \gamma / H_1) \langle AB \cosh^{-2} B\bar{h} \rangle$ (ここで, $\langle AB \cosh^{-2} B\bar{h} \rangle$ は h が正の場合と負の場合の平均値を用いる) と略記すれば, 上式は,

$$\frac{dT}{dt} = -u\bar{T}_x + K_T h - dT \quad (10)$$

となり, Hirst (1988) の問題に帰着する。

しかし, ここで注意すべき点は, K_T や d の空間的な“非一様性”に着目する事である。全てのパラメーターには空間依存性があるが, 結果を定性的に大きく変えないものは, 議論を複雑にするので, ここでは一様として扱う。Hirst (1986) の結合不安定の議論で, 非常に敏感であった K_T

パラメーターに含まれる $\overline{W_s}$ と \overline{h} の空間構造に焦点を合わせる。この目的は、パラメーターの空間変化に対する結合不安定への影響を調べる事にあるので、複雑な観測値を用いず、次のような簡単な関数形を仮定することにする。平均場の混合層深度を、

$$\overline{h}(x) = -P \cdot \tanh \left[\frac{(x - x_c)}{R} \right] + Q \quad (1)$$

と仮定する。標準的な値、 $P=50\text{m}$ 、 $Q=100\text{m}$ 、 $x_c=9\theta x=10350\text{km}$ 、そして $R=2\theta$ 、 $x=2302\text{km}$ を採用すれば、混合層の深さは西太平洋で 150m 、東太平洋で 50m と観測値に近いものになる。

また、平均場の湧昇流は

$$\overline{W_s} = \langle \overline{W_s} \rangle \exp(-\alpha y^2)$$

と仮定する。 $\langle \overline{W_s} \rangle$ は赤道上の湧昇流で、 $\alpha^{-1/2}$ は子午面方向に $1/e$ に減る距離である。Wakata and Sarachik (1991b) はエクマン境界層の計算から、 $\langle \overline{W_s} \rangle = 2(\text{m day}^{-1})$ と $\alpha^{-1/2} = 146\text{km}$ を得た。この値は、最近の観測、Halpern と Freitag (1989) の得た $2.0 \times 10^{-5} \text{ms}^{-1}$ (1.7m day^{-1}) や Halpern et. al. (1989) の $2.2 \times 10^{-5} \text{ms}^{-1}$ (1.9m day^{-1}) と近い値である。

すべての変数は、緯度方向に 14 番目までの、偶数のエルミート関数に展開し、経度方向には、海洋の変数を太平洋の中の 15 のグリッドに分割して解いた。この時、グリッドの間隔は $\delta x = 115 \text{km}$ である。大気は、地球一周する解を解析的に解く。すべての変数の時間依存性を $\exp(-i\sigma t)$ と仮定すれば、 (217×217) の行列の固有値問題に帰着する。この時、 σ の実部 $\text{Re}(\sigma)$ は振動数を、虚部 $\text{Im}(\sigma)$ は成長率を与える。この研究で使用されたパラメーターの標準値を、表 1 に表記する。

3. 結 果

(a) 不安定モードの構造

(217×217) の行列の固有値問題からは、217 個の固有値、固有関数が得られる。もし、各パラメーターを前述のような空間分布で、表 1 に示した値を採用すると、217 個のうち 1 つのモードのみが不安定になった。Hirst (1988) の解は東進を示していたのに対して、このモードは、成長率が $222/\text{日}$ 、周期が 910 日 (2.5 年) で、定在波的でその構造は ZC が得たシミュレーションの結果に良く似ている。

図 1 は、この不安定モードの構造を示す。南北対称性を仮定しているので、X 軸に対し解は対称に存在する。図 1 には、混合層深度の振幅を描いている。この解は、海水温度の最大値が 2K になるように規格化している。この図は、振幅であるから、変動の大きさを示すものと考えてよい。混合層深度は、エル・ニーニョが起きる東太平洋の赤道上にピークを持ち、西太平洋では $Y = 1.5$ 近

くにピークを持つ。このパターンは、Inoue 達 (1986) が EOF) や標準偏差を用い、(0/400 m) 層の力学深度を解析した結果と、非常に類似している。

これらの振幅の図は位相の情報と合わせて、初めて時間的な振る舞いを知ることができる。図 2 は、海面高度の位相である。固有関数の位相は、海面温度が最低 (最高) となる時刻を位相ゼロとなるよう規格化している。従って、この図は海面温度が最大になる時を中心と考えれば、負の位相を示す領域でエル・ニーニョ

に先行して深さのピークが現われ、正の位相を示す領域では遅れる。その時間差は、

$$t = \frac{T \delta \theta}{360^\circ} \quad (13)$$

で与えられ、 $\delta \theta$ は温度が最大となる点との位相差、つまり図 2 で示した位相である。ここで、擾乱は位相差が増す方向に伝播する。こうしてみると、赤道近くでは中央太平洋で急激に位相が変化しており、太平洋の西と東の広い領域で位相があまり変化していない。このことは、太平洋に西と東でシーソーのように海面高度が上下していることを示し、ZC の結果と良く似ている。赤道域から少し離れたところでは、西向きにはっきりとした伝播が認められる。この擾乱は、Pazan 達 (1986) や White 達 (1987, 1989) が赤道域から少し離れた領域で見つけた、西進するロスビー波に対応するのであろう。

こうしてみると、この一つの不安定モードから、赤道域の多くの長周期の現象を説明できる。解の時間的な振る舞いは、振幅と位相の二つの情報を合わせることにより得ることができる。図 3 は、赤道における各物理量の一周期の間の時間変化である。ここでは、不安定による成長の効果は除いている。位相ゼロは、冷たい状態に対応し、東太平洋の海水温度は冷たく、大気は高気圧になって

表 1 パラメーターの標準値

パラメーター	値
大気のレーリー/ニュートン減衰係数 (A)	(2 日) ⁻¹
海洋のレーリー摩擦係数/h の減衰係数 (a)	(2.5 年) ⁻¹
海洋のニュートン冷却係数 (d)	(2 日) ⁻¹ 赤道上 (125 日) ⁻¹ 高緯度
海洋の重力波の速度(Co)	2.9 m s ⁻¹
大気重力波の速度(Ca)	60.0 m s ⁻¹
平均場の東西温度傾度(\bar{T}_x)	-5.0 × 10 ⁻⁷ K m ⁻¹
風応力結合係数(Ks)	1.7 × 10 ⁻⁷ s ⁻¹
大気加熱結合係数 (K _Q)	5.1 × 10 ⁻³ m ² s ⁻³ K ⁻¹
鉛直移流の係数(K _γ)	5.58 × 10 ⁻⁹ K m ⁻¹ s ⁻¹ 西 7.95 × 10 ⁻⁸ K m ⁻¹ 東

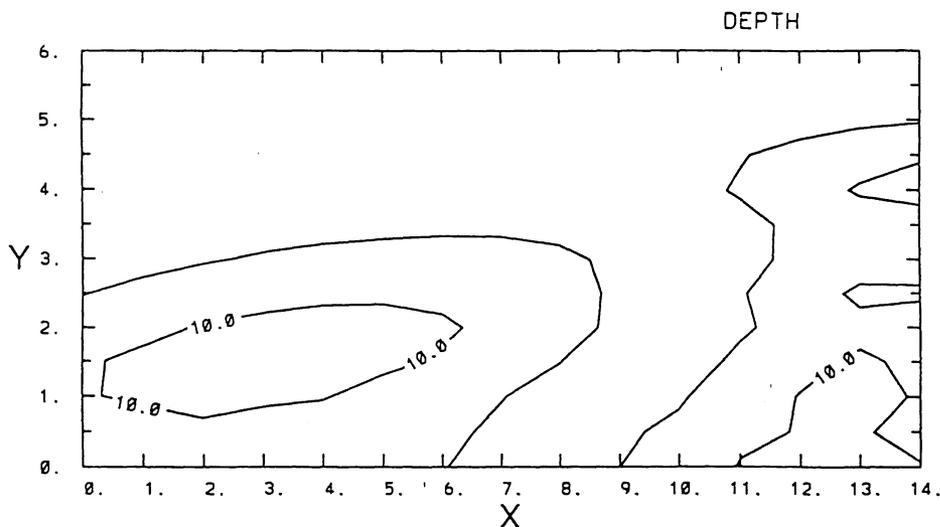


図1 混合層深度アノマリー（等値線間隔は5 m）の不安定モードの振幅
 x軸はグリッドの大きさ δx (1151 km) を単位とする経度方向の座標, y軸は
 ロスビーの変形半径 (356 km) を単位とする緯度方向の座標。これらの数値は、
 最大温度が2Kになるように規格化されている。

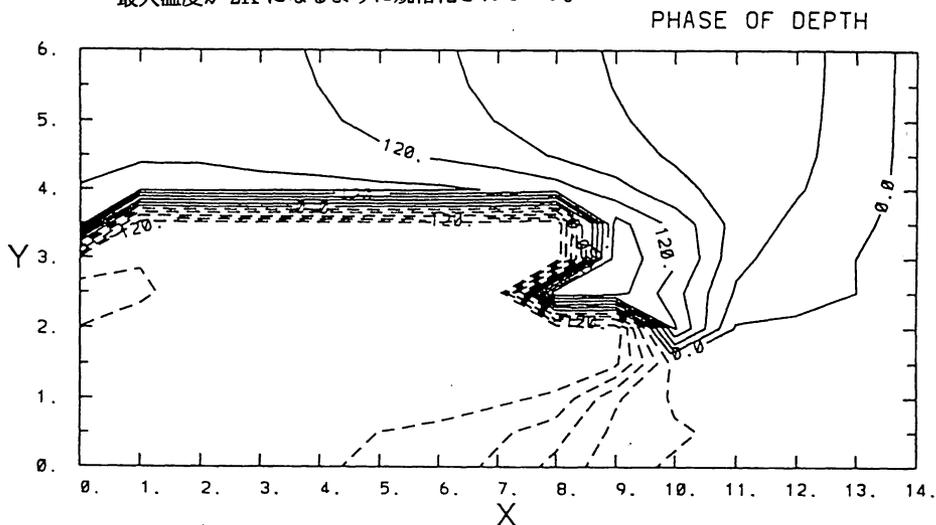


図2 混合層深度アノマリーの位相（位相が増加する向きに伝播する）
 位相は海面温度（SST）が最低の時ゼロと定義している。

おり、この圧力場により東風が吹いている。混合層は西で深く東で浅い。位相 90° 辺りで、各擾乱はその符号を変えている。位相 180° で、東太平洋の温度は最大に達し、エル・ニーニョになる。その時、西風アノマリーは最大となり、エル・ニーニョ時に貿易風が弱まる観測事実とよく合う。位相（時間）が進むにつれて、再び東太平洋では水温が下がり、 360° で冷たい状態に戻っている。気圧場の東西差も振動することから、南方振動を再現している。これらの擾乱は、西から東に伝わっているように見えない。混合層深度を見れば、東西にシーソーのように振動している、つまり定在波である。

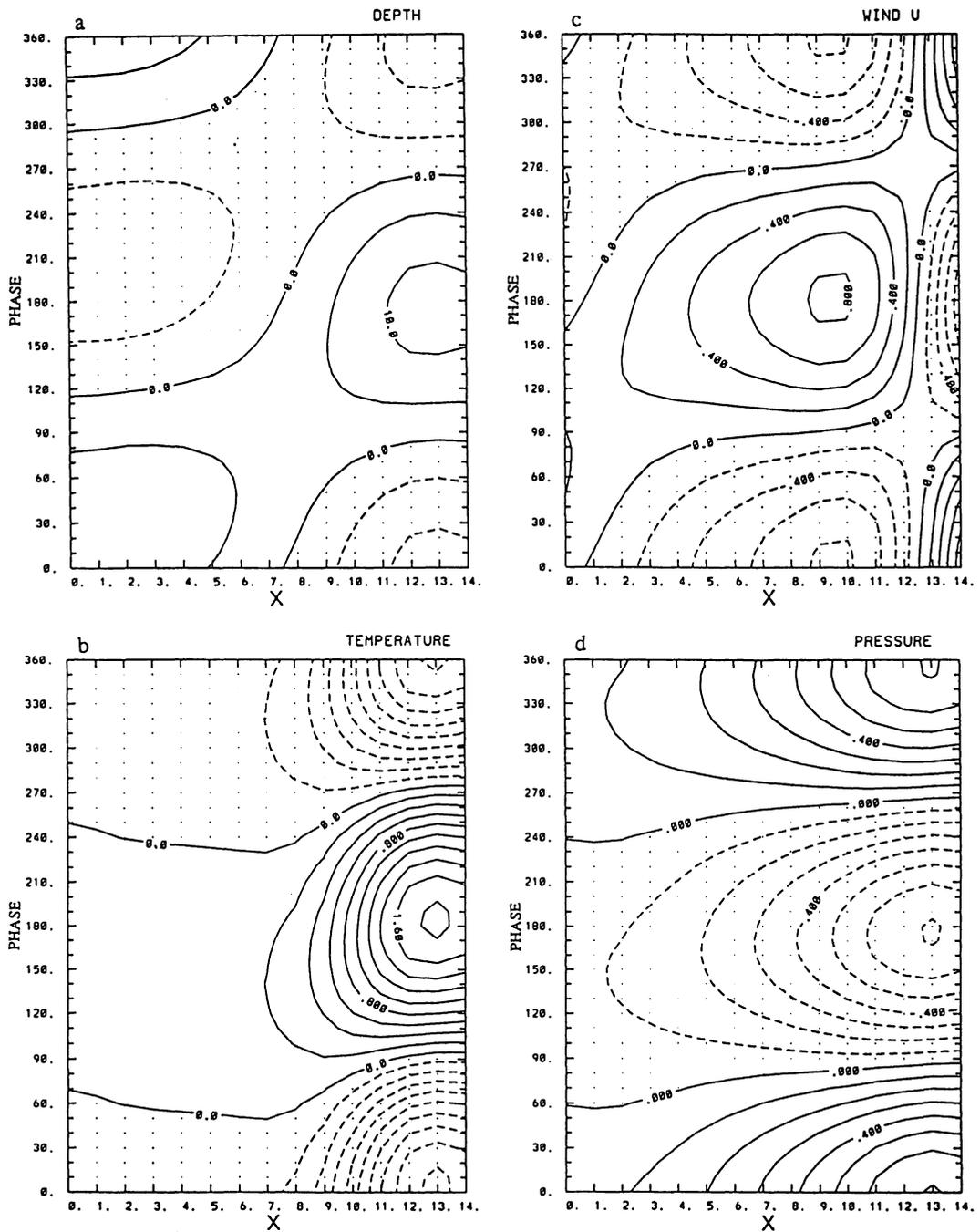


図3 赤道上的のアノマリーの時間発展

(a)深度, (b)SST, (c)帯状風, (d)圧力。すべての図において、時間は位相角が増す向きに進む。ここで、 360° が一周期である。

このような、定在振動は東に進む波と西に進む波から作られる。海洋中には、ケルビンモードとロスビーモードと呼ばれる、それぞれ東と西に進む赤道波の存在がよく知られている。事実、図4からわかるように、この二つのモード（赤道ケルビンモードと第一対称ロスビーモード）を一周期に経る描くと、基本的には混合層深度の変化は、この二つのモードの重ね合わせとして説明できる。図3(c)の様、ある領域に西風が吹けばその東に伝わっていく。一方、西では逆に浅くなりロスビー波として西に伝わる。東風では、逆のことが起きる。

熱帯域の海洋の時間変化をもう少し見て見よう。図5では、混合層深度と温度を、冷たい状態から温かい状態まで時間を追って描いた。位相ゼロ（冷たい状態）では、温度は東太平洋で低く、西太平洋の変化は小さい。また、東太平洋で混合層深度は赤道が最も浅く、西太平洋ではおおよそ $Y = 1.5$ の辺りで最も深い。これは、それぞれケルビンモードと、第一対称赤道ロスビーモードのピークがその位置にあることから説明できよう。時間の進行に伴い、東太平洋の海水は上昇し、西から張り出した深度の正のアノマリーにより、負から正に変わる(80°)。正の海水温度の増加に伴い、西太平洋には負のアノマリーが出現している。位相180°の温かい状態の後、今と同じ過程がその符号を変えて起きることになる。

(b) 加熱パラメーターの影響

前の研究では、ZCからの見積ったパラメーターを用いた。この選択は必ずしも絶対的なもので

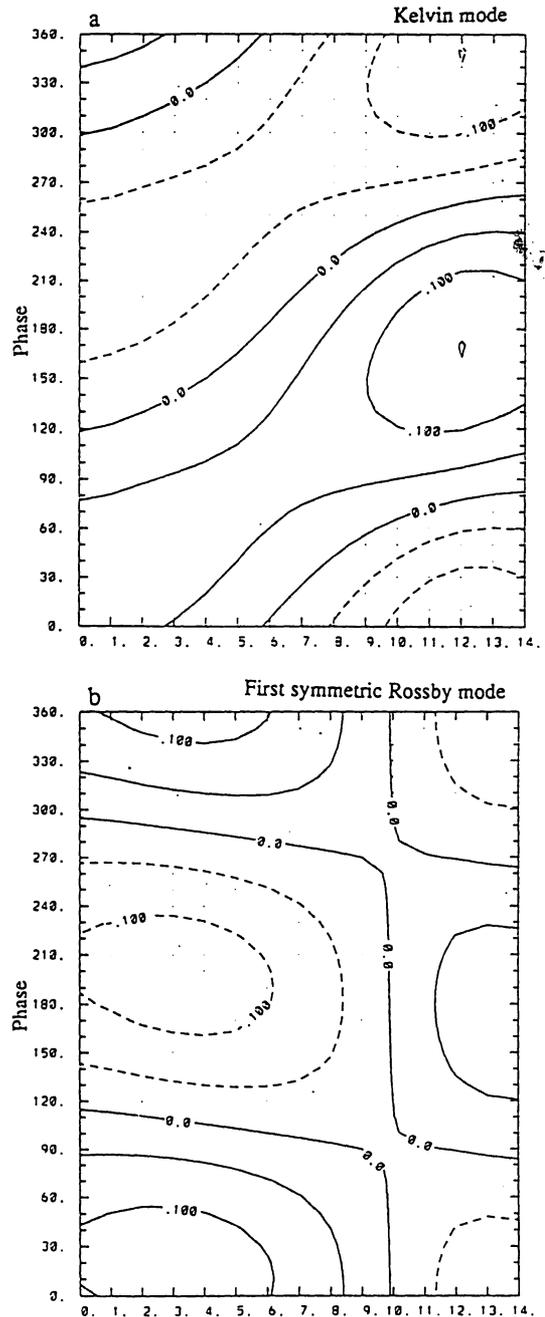


図4 ケルビン波と第一対称ロスビー波の時間発展
波線は浅い波を実線は深い波を示す。等値線間隔は0.01。

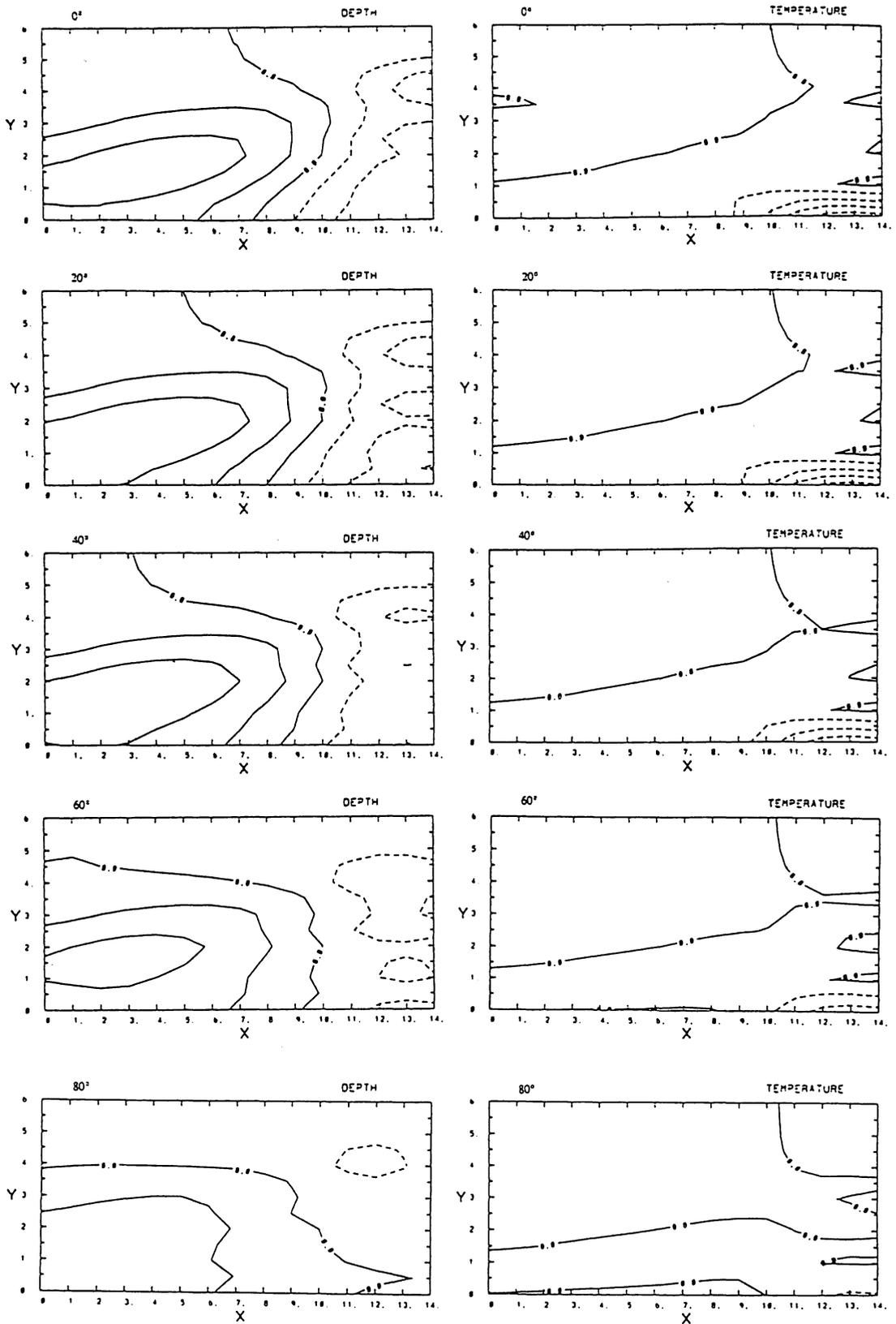
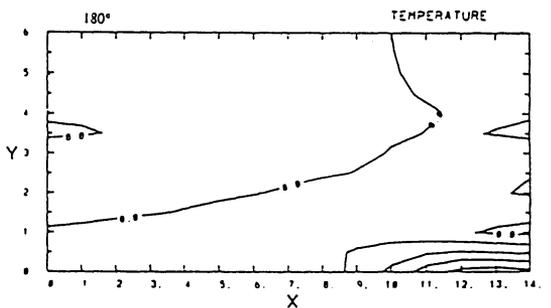
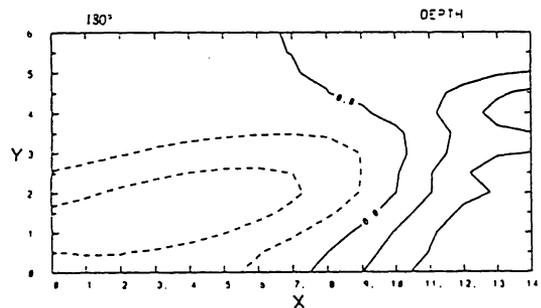
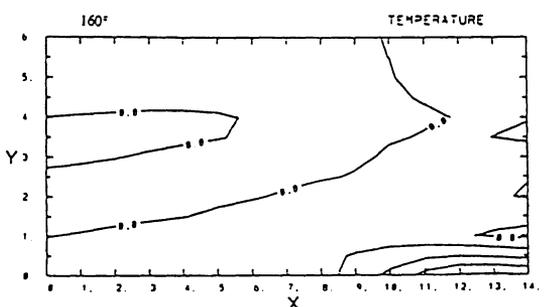
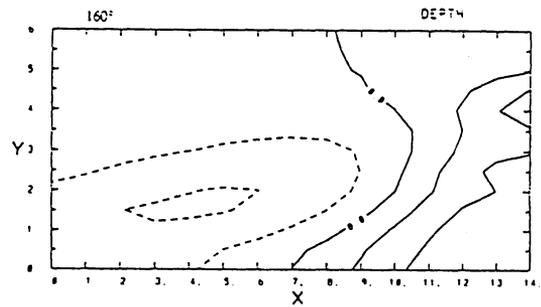
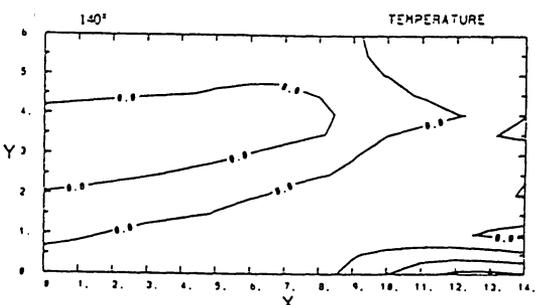
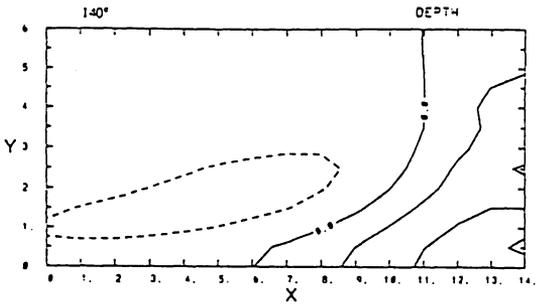
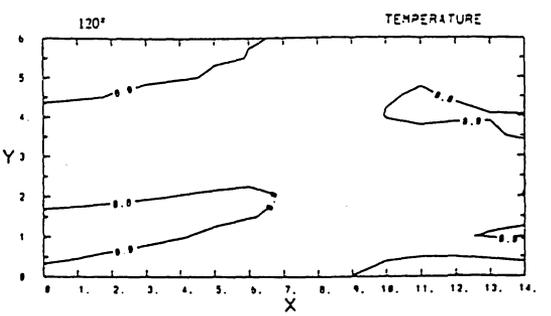
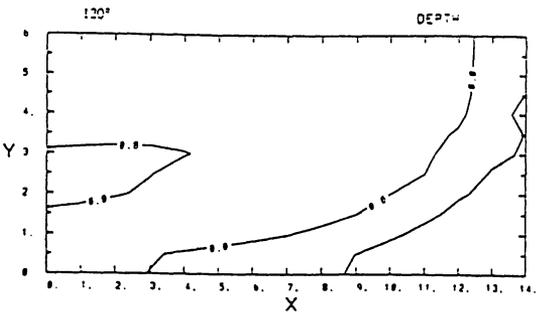
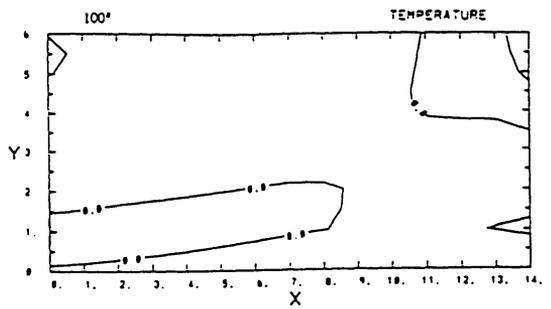
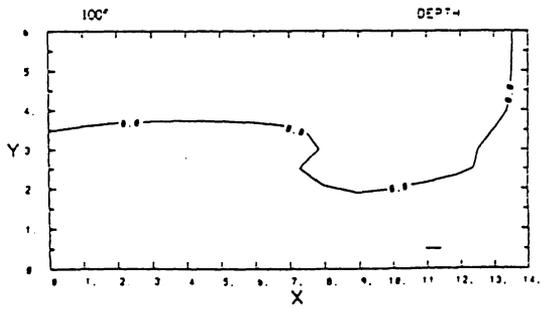


図5 混合層深度（等値線間隔；4 m）と SST 偏差（等値線間隔；0.4）の時間変化。



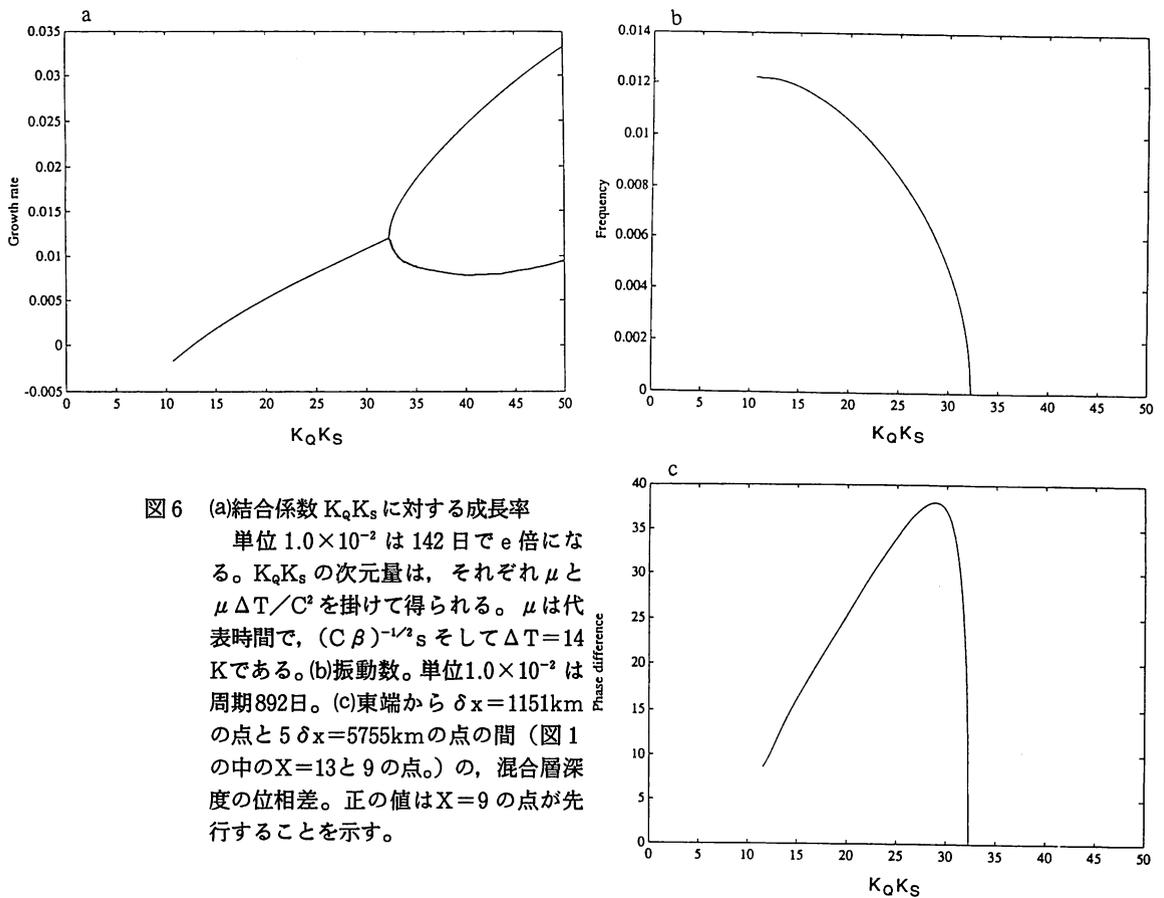


図6 (a)結合係数 $K_q K_s$ に対する成長率

単位 1.0×10^{-2} は 142 日で e 倍になる。 $K_q K_s$ の次元量は、それぞれ μ と $\mu \Delta T / C^2$ を掛けて得られる。 μ は代表時間で、 $(C \beta)^{-1/2} s$ として $\Delta T = 14 K$ である。(b)振動数。単位 1.0×10^{-2} は周期 892 日。(c)東端から $\delta x = 1151 km$ の点と $5 \delta x = 5755 km$ の点の間 (図 1 の中の $X=13$ と 9 の点。) の、混合層深度の位相差。正の値は $X=9$ の点が先行することを示す。

ない。大気と海洋の結合の強さは、風応力パラメーター (K_s) と加熱パラメーター (K_q) の積により表される。その標準値は無次元で 20 であった。結合の強さを変えると、どのように成長率や周期が変化するかを見てみよう。

図 6 (ab) は、 $K_q K_s$ に対して成長率と振動数を示す。結合係数の増加につれ、成長率は増加し、振動数は減少、つまり周期は長くなる。 $K_q K_s = 32.5$ について振動数はゼロになり、また、成長率は二つの枝に分かれる。この傾向は、Battisti and Hirst (1989) の線形結合モデルの時間発展で結合係数を増加させた時、振動が止まった結果ともよく合う。

擾乱の伝播速度は、波数が未定なので振動数 ω から求めるわけにはいかない。そこで、東太平洋の赤道の 2 点 ($x = 9, 13$, 図 2 参照) 間の位相差 $\delta \theta$ から、東太平洋における擾乱の伝播速度は、

$$C = \frac{4 \delta x}{(T \delta \theta / 360^\circ)} \quad (14)$$

として見積ることができるだろう。ここで、 T は周期である。位相差は 26° であるから、位相速

度は 0.81m/s となる。海洋中のケルビン波の速度 2.9m/s よりはるかに小さい。

(c) 遅れ振動方程式による理解

東西に速く伝わる波動から、どのようにして2.5年ものゆっくりした振動を生みだせるのだろうか。この仕組みは、Schopf と Suarez (1988) の提案した、海洋赤道波による遅れ振動のメカニズムにより理解できる。

大気と海洋の結合は、図7のように海面温度の低い東太平洋や混合層の深い西太平洋では弱い。結合の強い中央太平洋の上で、結合相互作用の結果もたらされた風の正のアノマリーは、前述のように東に正のケルビン波、西に負のロスビー波を放射する。東太平洋に到達したケルビン波は、混合層深度を下げ、下からの冷たい海水の湧昇を妨げ、昇温を招く。温かい海面の上では、積雲活動が盛んになり、潜熱放出により気圧が下がる。そこに吹き込む風も強くなり、次々とこの過程の繰り返しエル・ニーニョが発生する。これが、いわゆる大気海洋結合不安定である。

一方、西に伝わったロスビー波はどうなったのであろうか。図4からもわかるように、西壁にぶつかり反射して負のケルビン波となって東に進む。ここで注意すべき点は、反射ケルビン波の符号は、風によって直接作られたケルビン波と逆符号を持つことである。しばらくして、東太平洋に到達した反射波は、混合層深度を浅く正偏差を負に変えるように働き、エル・ニーニョを終焉させる。やがて、負の大気海洋結合相互作用が始まり、今の逆の過程を経て、振動を繰り返す。これが、

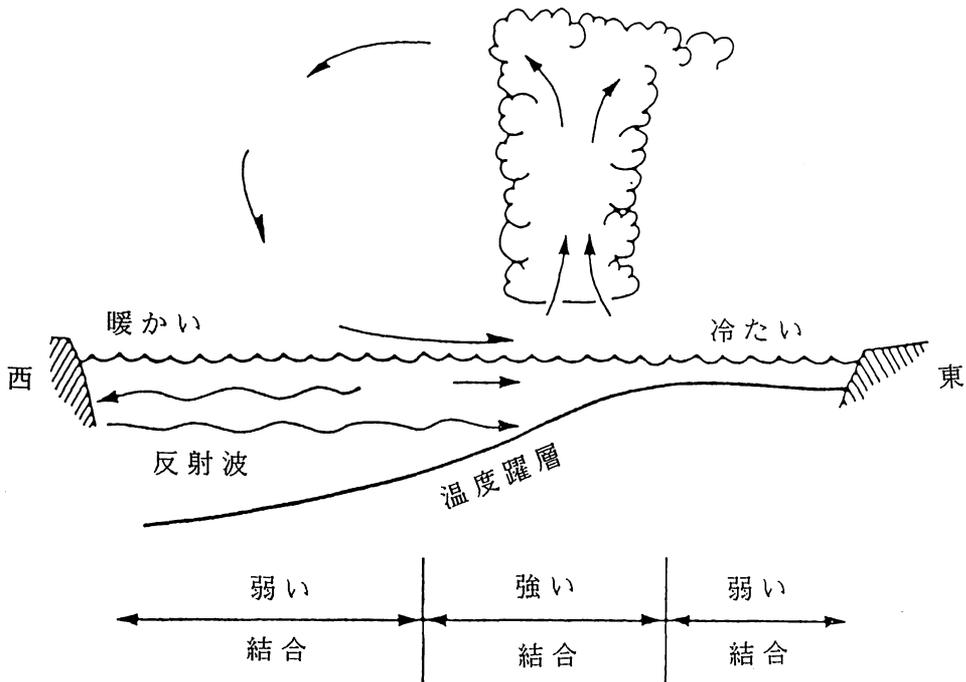


図7 熱帯域の大気と海洋結合不安定の模式図 (Suarez と Schopf, 1988)

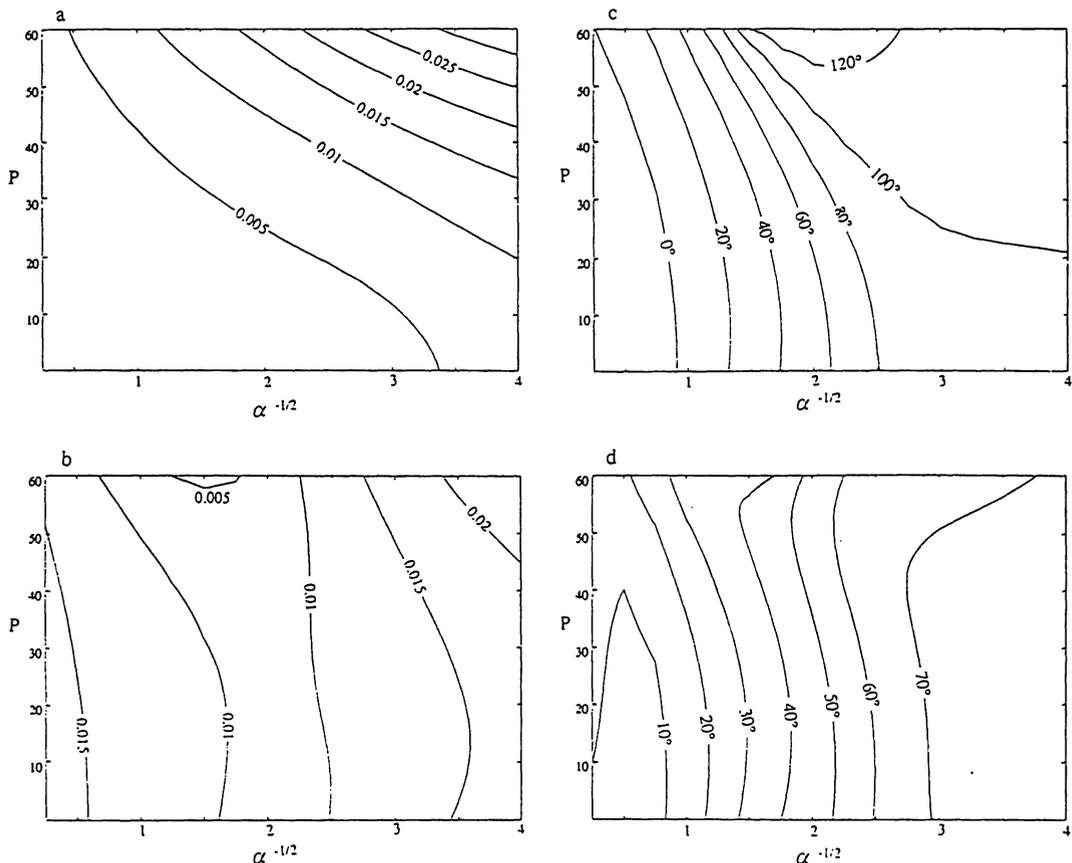


図8 平均場の湧昇域の幅と、混合層の東西傾度の大気海洋結合不安定への影響
 横軸は、湧昇域の南北幅を示す。1単位は146 km (標準値)。横軸は、混合層の東西の傾きを与える。ここで、 $2P$ は東西の混合層深度の差である。 $P=50$ m は標準値にあたる。(a)成長率の等値線。(b)振動数の等値線。(c)2点 $X=9, 13$ の間の深度アノミーの位相差。(d)海水温度アノミーの位相差。

Shopf and Suarez の言う遅れ振動のメカニズムである。図4をみれば、Basin モードの振動はこのメカニズムから説明できるだろう。

(d) 伝播特性の違い

ここで、どうしたモデルによって、擾乱が東進したり、定在波的になったりするののかという本題に戻ろう。はじめに述べたように、Hirst (1988) の空間的に一様な外部パラメーターを変化させても、ZC型の解は得られなかった。大気海洋の結合に最も敏感なパラメーター K_T (Hirst (1986, 1988); 海洋の温度方程式の中で湧昇に関するパラメーター) に関わる平均場の混合層深度と、湧昇流の空間的な非一様性に目を向けよう。太平洋は、西は深く東は浅い。この違いは、(1)式の P により表せる。また、湧昇流の南北変化は $\alpha^{-1/2}$ により表される。これらの、パラメーターに対する固有値問題の結果を図8に示す。横軸に湧昇流の南北幅 ($\alpha^{-1/2}$) を、縦軸に東西の混合層深度の傾きをとる。Hirst (1988) の解に対応するのは $P \rightarrow 0$, $\alpha^{-1/2} \rightarrow \infty$ (この図では、右下隅) に対応、一方ZCの場合 $P=50$, $\alpha^{-1/2}=1$ (146km) (この図では、左上隅) に対応する。成長率 (図

8 a) は、 P と $\alpha^{-1/2}$ が大きくなれば増加する。振動数 (図 8 b) は、混合層の東西傾度にはあまり影響を受けない。図 8 (c, d) は、 $x = 9$ と 13 (図 1 参照) における深度と温度の位相差をそれぞれ示している。従って、強い東向きの伝播特性を持つなら正の大きな値を、西ならば負の大きな値を持つ。また、定在波的ならば、同位相つまり位相差は 0° に近い。図 8 (c, d) からすぐ分かるように、左上隅は小さく、右下隅は大きい。つまり、ZC に対応するところでは定在波的、Hirst (1988) に対応するところでは東方に伝播的である。ここで、 P つまり混合層深度の空間分布の影響は小さく、 $\alpha^{-1/2}$ つまり湧昇流の南北幅が重要な因子であることが分かる。従って、湧昇流が広げれば、Hirst (1988) や Anderson and McCreary (1985) などのモデルが示している東進性の解が現われ、狭ければ遅れ振動のメカニズムで説明される ZC のような、定在波型の解が現われる。そしてその差は、わずかな湧昇流の数百キロの違いである事が重要なのである。ここで注意すべき点は、西太平洋では混合層が深く、単純に Gill 型の西進不安定モードが現われているのではない。事実、図 9 が示すように西太平洋が深いこと (P の影響) を考慮にいれても、定在波的にならない。このことは、Wakata (1989) が示したように、一様な場では、わずかな湧昇流があっても Gill モードは減衰してしまうことから言えよう。問題は、南北幅なのである。

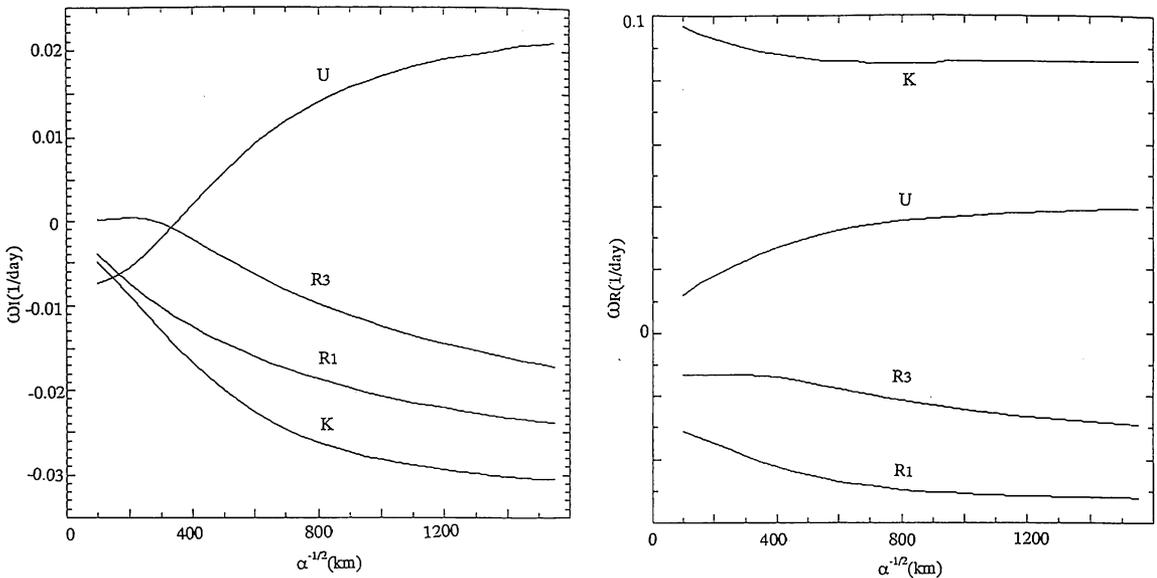


図9 湧昇流の幅の変化に対する、周期的な大気海洋結合モードの安定性。
(a) 成長率 (b) 振動数

4. 議論および結論

ここで、話を少し整理しよう。エル・ニーニョの長い周期や構造などを、太平洋のように閉じた海洋と、東西に周期的な大気結合 Basin モードの一つの不安定成分として捕えることができた。その長い周期を持つ振動は、Suarez と Shopf が提唱した遅れ振動のメカニズムにより理解できる。多くのモデルにおける、擾乱の伝播特性の違いは、赤道上の湧昇流の南北幅に原因があることが分かった。ここで、何故このように南北幅に敏感なのかを考えよう。

(a) 東西に周期的な結合モードによる考察

本来、Basin モードの中で起きていることは、局所的に見れば、その中にある Hirst (1986) が議論した東西に周期的な波動から、考察できるはずである。事実、湧昇流の幅が広い場合、その中の擾乱は Hirst (1986) や Philander et. al. (1985) が述べた東進波と構造もよく似ている。そして、この Basin モードは西向き伝播モードを、ほとんど含まない。この原因は、Hirst (1986) や Wakata (1989) が示すようにロスビーモードは、大気海洋結合系では著しい負の相互作用を受け、減衰するからである。従って、東進モードだけから定在波を構成することは不可能である。一方、湧昇流が狭い場合、図 4 からも分かるように強い西向き伝播モードがある。従って、この西向き伝播モードが問題を解く鍵となる。

ここで、もう一度非一様場の中の東西に周期的なモードの安定性を調べる必要があるであろう。図 9 は湧昇流の南北幅に対する、東西周期モードの成長率と振動数である。波長は 15000km にとっている。これから分かるように、赤道湧昇域が広ければ東進モード (U) が不安定化し、西進モードが強く減衰し、狭ければ西進モード (R_2 : 第二対称ロスビーモード) が不安定化する。また、 R_1 は小さな減衰率となる。さらに結合定数を増やせば、両者が不安定にもなりうる。ここで、西進モードの成長率の正負はさほど問題ではない。なぜなら、東で起きる局所的な強い結合不安定の領域から放射されたロスビー波が、結合相互作用で強く減衰されるか、生き残るかが問題なのだからである。

なぜ、このような違いが表れるか少し考えてみよう。第一対称ロスビーモードの深度が一番深くなるのは、約 4° N (S) である。もし、ここまで赤道湧昇の影響が及べば、SST のピークはこの位置に現われ、このモードは、Hirst (1986) が述べたように強く減衰する。しかし、湧昇域がもっと狭ければ、このモードの海水度分布つまり大気への加熱は、一様場内の減衰ロスビーモードの物とは、全く異なるものになる、つまり加熱の形状が変わるのである。

(b) 海洋数値モデルによる検証

遅れ振動メカニズムは、本当に働いているのだろうか？ これを検証するには、海洋中の赤道波を見ればよいであろう。しかし、気象に比べ海洋のデータを得るには観測が難しく、圧倒的にデータは少ない。そこで、観測で得られた風のデータを用いて海洋の数値モデルを走らせ、その中の赤道波を求め、その役割を調べる事にする。FSU が編纂した 1961 から 1987 までの風データを用いた。

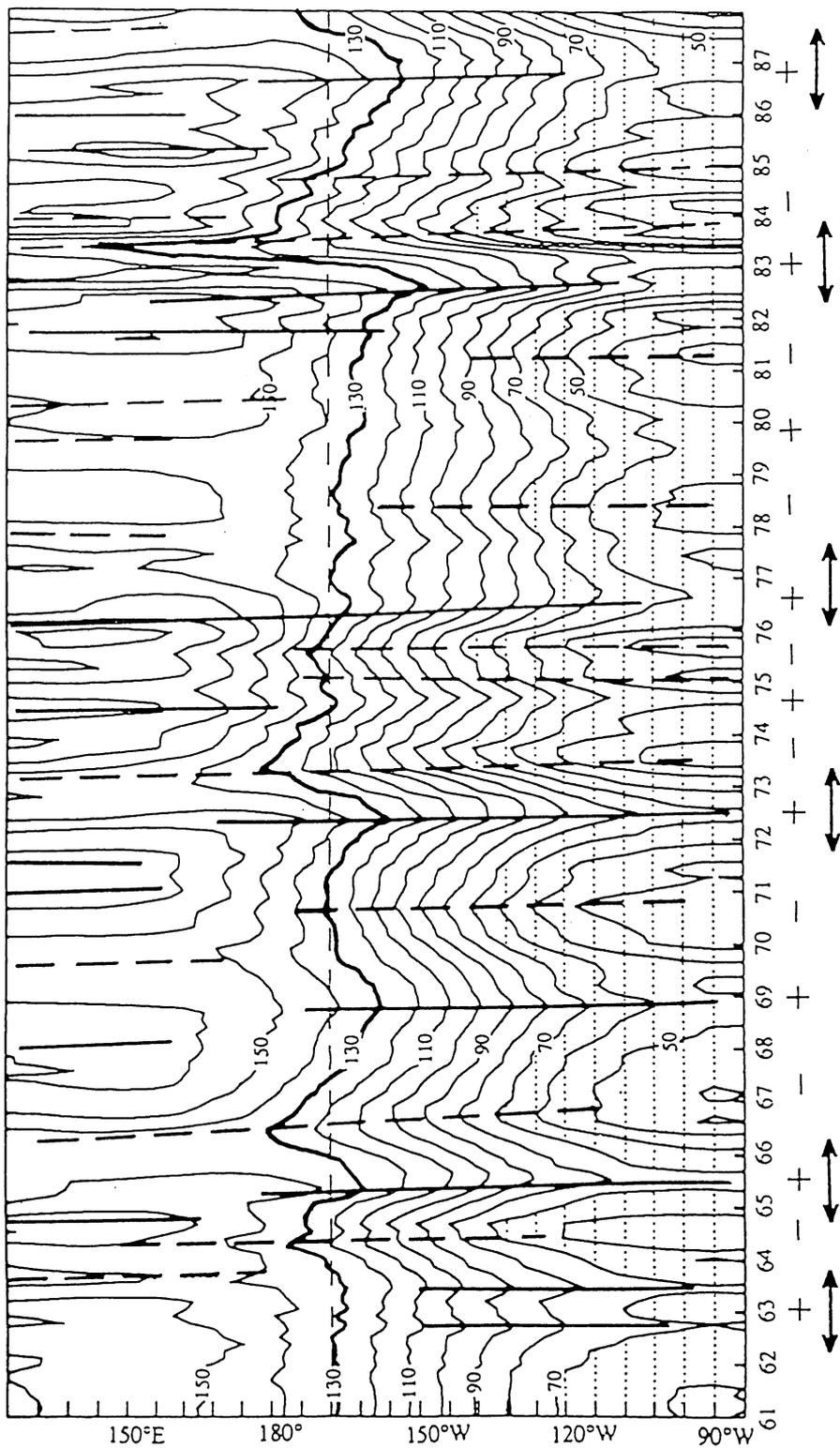


図10 赤道上の混合層深度

70 mより浅い領域には、ドットを打っている。等値線の間隔は10 m。太い実線は深いケルビン波を、破線は浅いケルビン波を示す。プラスとマイナスは東太平洋に於ける偏差の符号を意味する。矢印はエル・ニーニョ年を示す。

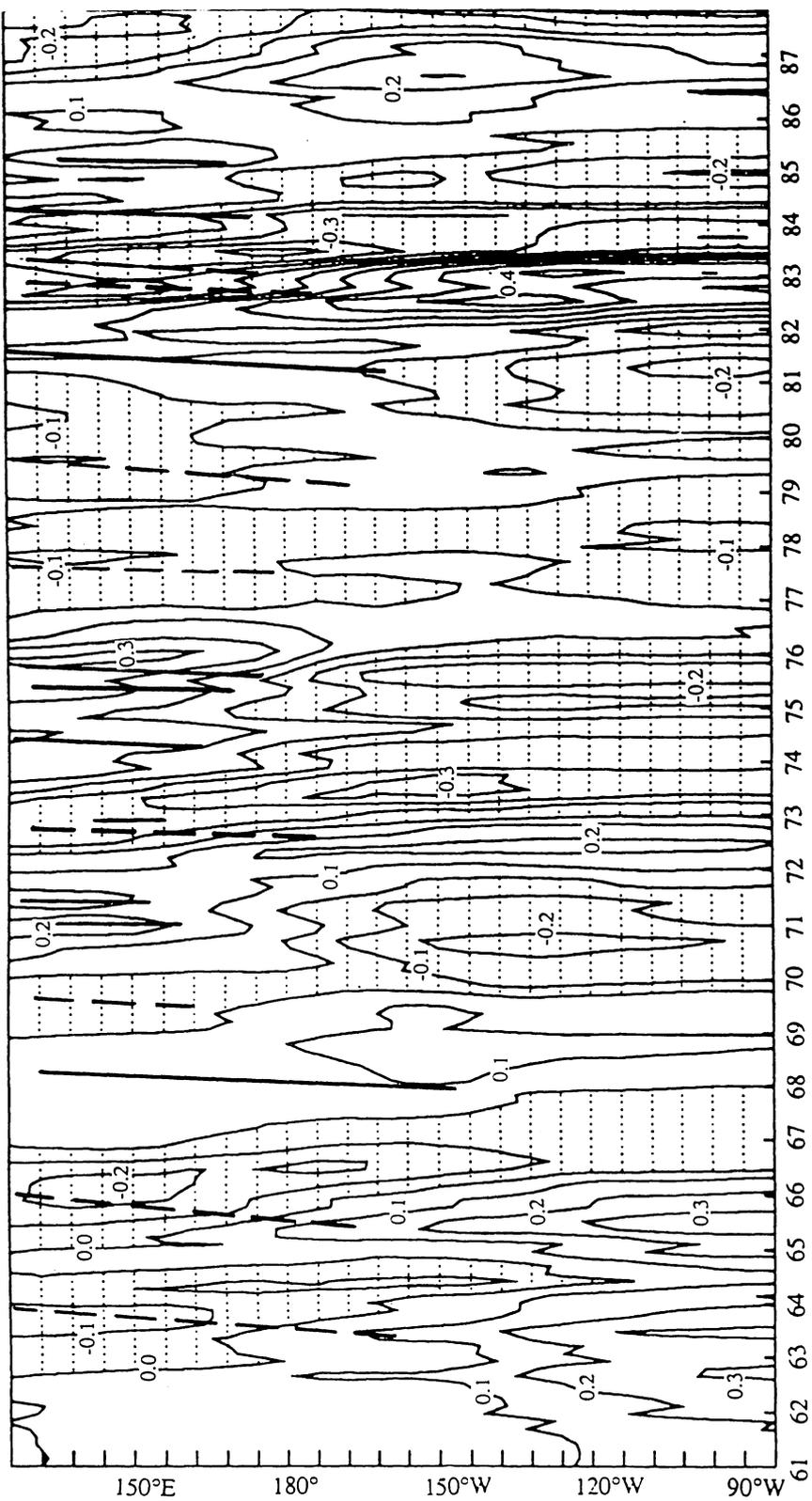


図11(a) ケルビン波の振幅アノマリー

ドットを打っている領域は、赤道域で浅い（湧昇流）ケルビンモードを示す。西太平洋に示した実線は、赤道域で深い（下降流）第一対称ロスビーモードのピークを、破線は浅い（上昇流）のピークを示す。

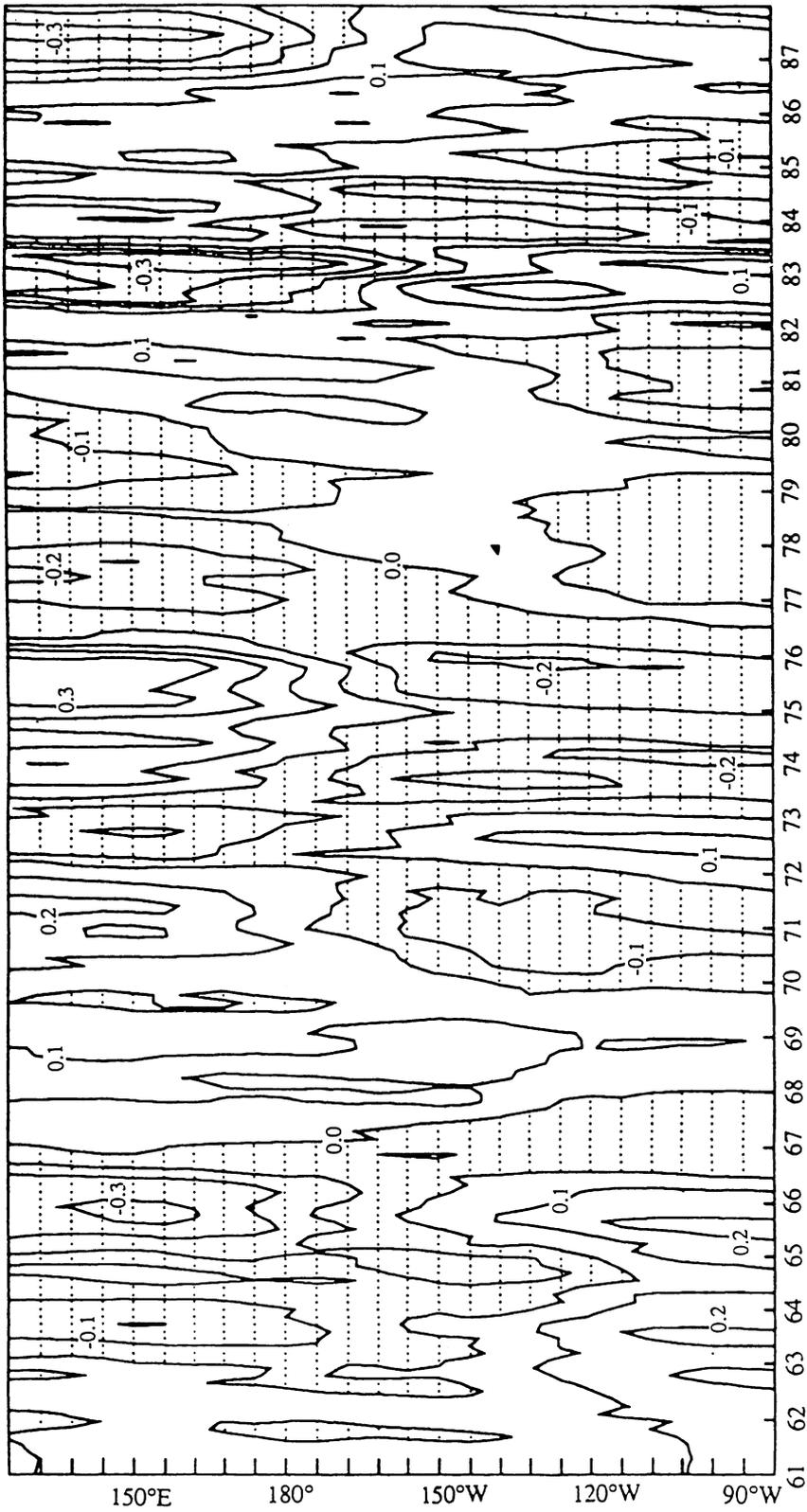


図 11(b) 第一対称ロスビーモードの振幅アノマリー

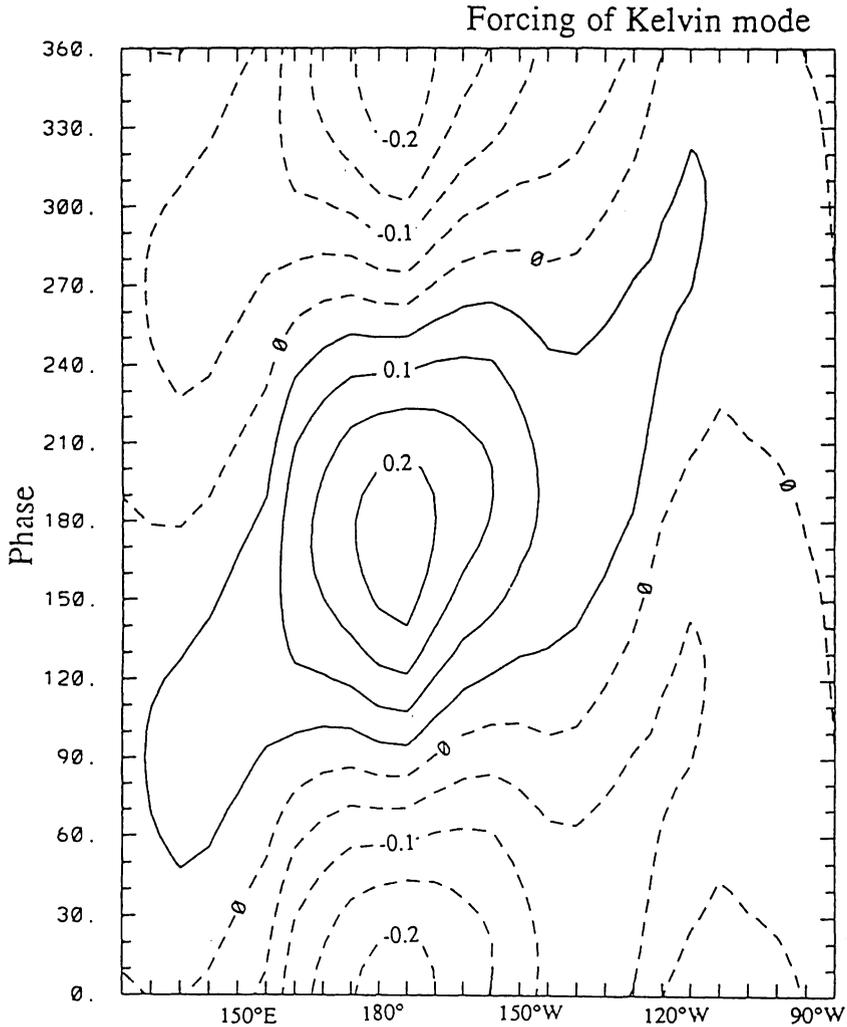


図 12 (a) ケルビンモードの強制

図 11 に示した、ケルビンモード、ロスビーモードとケルビンモードの強制を、
 複素 EOF を用いて解析した ENSO を示すモード。
 実線（破線）は正（負）の領域を示す。

赤道上の混合層深度を図 10 に示す。混合層深度の平均的な深さは、西太平洋で約 150 m、東太平洋では 70 m と、ほぼ良い太平洋の構造を再現している。エル・ニーニョが起こったいずれの年も、東太平洋の混合層深度が深くなっている。海洋混合層が深くなれば、下層の冷たい海水の湧昇は起こりにくく、海水温度の上昇を招く。東太平洋では、平年より混合層の厚くなった年は、海水温度

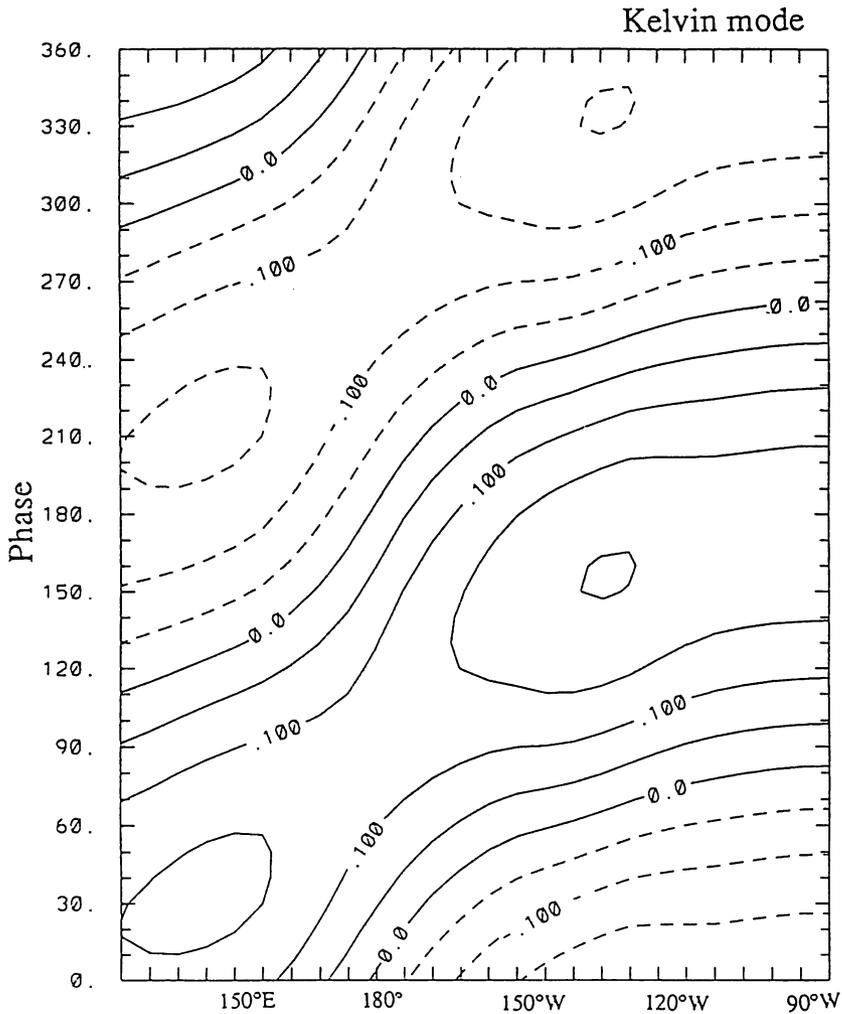


図 12 (b) ケルビンモード
 その他、図 12(a)と同じ。

も高くなっていると見てよい。従って、風を与えることにより、すべてのエル・ニーニョを再現することができた。

ここで、赤道波の役割を見てみよう。図 11 a, b は、ケルビン波と第一対称ロスビーモードを描いたものである。エル・ニーニョ発生時、正のケルビンモードが東進して、同時に負のロスビーモードが西進しているのがよく見れる。冷たい状態では、逆符号になる。

ENSO における、海洋赤道波の役割を調べるために、ケルビンモードの風応力と、ケルビンモー

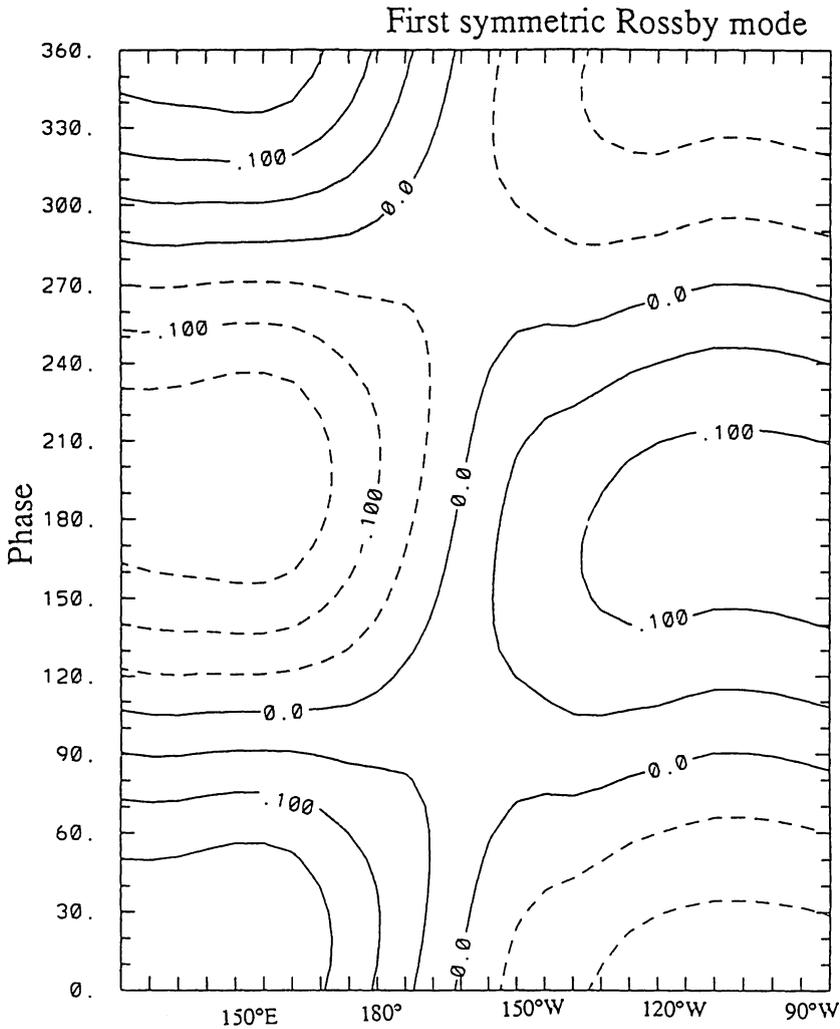


図 12 (c) 第一対称ロスビーモード
 その他, 図12(a)と同じ。

ド, 第一対称ロスビーモードの時系列データの anomalies データを標準偏差で規格化し一つのデータとし, 複素 EOF にかけて解析を行った。複素 EOF は一般的に用いられる EOF とは異なり, 位相の変化, つまり波の伝播も議論できる手法である。ENSO を示す固有関数の赤道上の値を一周期に渡り図 12 に示す。このモードは季節変化を除いた変動の 70% を説明する。位相 0° は冷たい状態 (ラ・ニーニャ) に対応し, 強い東風応力が日付変更線辺りに局在する。そこから, 東に負のケルビンモードを放射し, 西に正のロスビーモードを放射しているのがわかる。このロスビーモードは

位相 30° 辺りで反射し、正のケルビンモードを作っている。この正のケルビンモードは、日付変更線辺りで負になっているが、我々は今、自由モードと強制モードの重ね合わせを見ていることに注意しなくてはならない。自由ケルビンモードはさらに東進し、遅れ振動メカニズムが示すように、東太平洋での大気海洋相互作用を弱めるように働く。そして、位相 180° で暖かい状態（エル・ニーニョ）を迎える。エル・ニーニョに伴う、強い貿易風、つまり正のケルビンモード強制は同時に、負のロスビーモードを西に放射する。逆符号の過程が進行し ENSO が長い周期で繰り返される。理論計算の固有値問題から求めた図 4 の Basin モード内の赤道波の伝播特性と、この観測風データを元にして得た複素 EOF のモードは、振幅の値をも含めてよい一致を示している。

5. おわりに

以上述べてきたように、ENSO を、熱帯の太平洋と地球大気の一つの不安定な Basin モードとして見る事ができた。その基本的な振動は、赤道波が重要な役割を演ずる Shopf and Suarez (1988) や Battisti and Hirst (1989) が提唱している遅れ振動のメカニズムから説明できる。この遅れ振動のメカニズムは、南北に一樣な平均場では実件できない。なぜなら、東に進む波と西に進む波を必要とするからである。そして、大気と海洋の結合過程に於いて、コリオリパラメーターがゼロとなるエクマン解の特異点—赤道—近くの湧昇流の幅が、第一対称ロスビーモードの深度ピークより広いか、または、狭いか重要な要因となり、西進モードの大気海洋結合の安定性が変わり、Zebiak and Cane (1987) のような定在波的になったり、Anderson and McCreary (1985) のような伝播的になることがわかった。

参 考 文 献

- Anderson D. L. T. and J. P. McCreary, 1985 : Slowly propagating disturbances in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 615–629.
- Battisti, D. S., and A. C. Hirst, 1989 : Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model : Influence of the basic state, ocean geometry and nonlinearity. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1687–1712.
- Gill A. E., 1985 : Elements of coupled ocean-atmosphere Models, J. C. J. Nihoul, Ed., Elsevier Oceanography Series, **40**, Elsevier, 303–327.
- Halpern, D., and P. Freitag, 1987 : Vertical motion in the upper ocean of the equatorial eastern Pacific. *Oceanol. Acta. Spec.*, **6**, 19–26.
- ……, R. A. Knox, D. Luther, and S. G. H. Philander, 1989 : Estimates of equatorial upwelling between 140 and 110°W during 1984. *J. Geophys. Res.*, **94**, 8018–8020.
- Hirst, A. C., 1986 : Unstable and damped equatorial models in simple coupled ocean-

- atmosphere models. *J. Atmos. Sci.* **43** 606–630.
-, 1988 : Slow instabilities in tropical ocean basin-global atmosphere models. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 830–852.
- Inoue, M., and J. J. O'Brien, 1986 : Predictability of the decay of the 1982/83 El Nino. *Mon. Weather Rev.*, **114**, 967–972.
- Pazan, S. E. and W. B. White, 1986 : Off-equatorial influence upon Pacific equatorial dynamic height variability during the 1982–1983 El Nino/Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8437–8449.
- Philander, S. G. H., T. Yamagata and R. C. Pacanowski, 1984 : Unstable air-sea interactions in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 604–613.
- Suarez M. J. and P. S. Schopf, 1988 : A delayed action oscillation for ENSO. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3283–3287.
- Wakata, Y., 1989 : On the instability problem in simple atmosphere-ocean coupled models with an oceanic surface boundary layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 313–324.
- and T. Yamada, 1989 : Time evolution of a localized sea surface temperature anomaly in coupled air-sea models. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 1071–1079.
- and E. S. Sarachik, 1991a : On the role of equatorial ocean modes in the ENSO cycle. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 434–443.
-, and, 1991b : Unstable coupled atmosphere-ocean basin modes in the presence of a spatially varying basic state. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2060–2077.
-, and, 1992 : Effects of the meridional extent of mean equatorial upwelling on atmosphere-ocean coupled instabilities over an unbounded ocean. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 843–854.
- White, W. B., and S. E. Pazan and M. Inoue, 1987 : Hindcast/forecast of ENSO events based upon the redistribution of observed and model heat content in the western tropical Pacific, 1964–1986. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 264–280.
-, Y. He. and S. E. Pazan, 1989 : Off-equatorial westward propagating Rossby waves in the tropical Pacific during the 1982–83 and 1986–87 ENSO events. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 1397–1406.
- Zebiak, S. E. and M. A. Cane, 1987 : A model El Nino-Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.* **115**, 2262–2278.

エルニーニョ現象の観測・監視体制の進展について

佐伯理郎*

1. はじめに

エルニーニョ 82/83 の発生をきっかけとし、TOGA 計画が 1985 年 1 月から開始され、エルニーニョ現象の観測・監視体制の充実強化が急速に進められた。ここでは、海況の観測・監視体制の整備について、この数年の進展について概観する。

エルニーニョ現象への理解が深まるにつれ、何をどんな目的で、どの様な頻度で監視すべきか、問題点・対応戦略が整理されてきた。現象への理解を深めたものは、第一に観測結果の解析であるし、さらに、データ同化あるいは現象のシミュレーションといった数値モデルによるアウトプットである。これらの進展が観測・監視をどこにフォーカスすべきか教えている。特に、表層水温、海面水位、海流については、観測・監視“ネットワーク”の整備が進められてきた。ここでは、一般船舶、衛星、ブイ等による観測・監視体制の現状とその成果を紹介するとともに、今後の観測・監視体制の発展の方向について考察する。

2. 観測・監視のネットワークの概要

2.1 観測・監視の手段

(1) 一般船舶

海洋の観測手段として、最も一般的なものは、商船や漁船である。観測船などと比べその数は圧倒的に多く、これらの船では、海面水温の他、海上気象（気温、気圧、風向、風速、露点温度等）を観測し、それらのデータは、通信衛星、海岸無線局、漁業無線局を通じて国際気象通報式 SHIP 報等により各国の気象機関に通報されている。これらは、全球気象通信網（GTS）を介して全世界の気象機関に送られている。一般船舶では、この他、海流による船の偏流のデータを国際気象通報式 TRACKOB 報により通報している。さらに、海面から深さ 500 m 程度までの表層水温の鉛直分布を簡単に測定できる測器（XBT；投下式水温水深計）を一般船舶に積み込んで、観測してもらっている。気象庁では、この観測・通報を全自動的に行えるシステムを開発し、日本とニュージーランド、日本と北米の間を航行するコンテナ船に搭載し、数多くの観測を実施している。

今後とも、世界の海を広くカバーしている一般船舶を活用した海洋観測の実施がますます重要になると思われる。

(2) 観測船

* 気象庁エルニーニョ監視センター

海洋観測船は種々の測器を積んで、いろいろな海洋現象を観測することができる。とくに、海洋観測船の長所は、海洋の深いところまで精度の高い測定ができることである。さらに、観測線を定めて観測を継続して行うことによって、海況の季節変動や経年変動を調べることが可能となる。気象庁が観測船「凌風丸」により実施している 137° E線に沿う海洋観測が、エルニーニョ現象に係わる西太平洋の海況変動を捉える上で、また、地球温暖化等の気候変動と海洋変動の関係を調査する上で非常に役立っているのがその良い例である。

(3) 人工衛星

人工衛星によるリモートセンシングは、広域の海況を同時的に測定できるという特長があり、それまで我々の目に触れることのなかった興味ある現象を目の前に提供してきている。人工衛星によるリモートセンシングは、海面水温・海水・波浪などの海面上の現象・要素の観測にはなくてはならないものとなっているが、海洋の中については、測定が困難である。しかし、近年、衛星に搭載した海面高度計を用いて、海面の凸凹を測定することによって、海洋表層の暖水の蓄積の度合いや、海流の状況を推定できるようになり、エルニーニョ現象の監視にとって、人工衛星の海面高度計は不可欠なものとなっている。

(4) ブイ

ブイは、観測船や一般船舶が出かけていくことが困難な海域の測定に有用である。現在は、海流のままに流される漂流ブイが数多く利用されている。東部太平洋赤道域や南太平洋域は、データの空白域が広がっているので、この海域では漂流ブイが活用され、リアルタイムで海水温や気圧などのデータが送信されるとともに、漂流ブイの動きから海流が推定されている。また、太平洋の赤道域を中心に米国 NOAA の PMEL (太平洋海洋環境研究所) は ATLAS (Automated Temperature Line Acquisition System) ブイと称する小型定置ブイを数十基設置し、海上風・気温・海水温・海流等の観測を行うとともに、NOAA 衛星を介してリアルタイムにその結果を通報している。現在、これらのデータについては、国際的なコンピュータ通信網 Internet を介して、リアルタイムで入手可能となるとともに、かなり高度に処理されたデータの解析図をワークステーションの画面上でモニターすることができるようになっている。

(5) 検潮所

検潮所は、その名のとおりに、潮汐に伴う海面水位の変動の観測所であるが、海面水位は、潮汐によるほか、水温の変動に伴い変化する。従って、日々の潮汐の変化をフィルターした月平均の水位の変化は、水温とくに水温の季節躍層の深さの変化及びその上の表層混合層内の水温の変化を反映したものとなっている。太平洋熱帯域の海面水位のネットワークは、エルニーニョ現象に伴う海面水位の大きな変動を捉える上で不可欠であり、このような監視ネットワーク作りは、1982/83年のエルニーニョ現象をきっかけとして、ハワイ大学を中心に進められた。

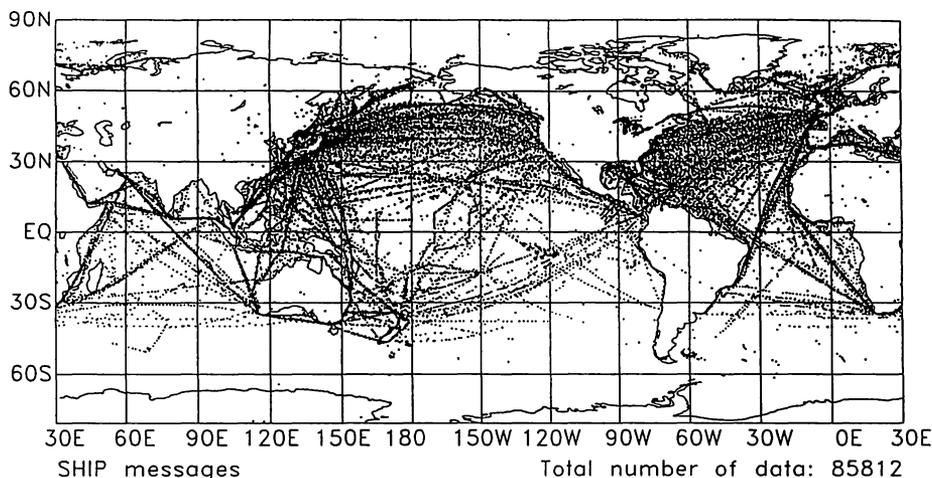


図1 SHIP報の分布(1992年8月)

2.2 観測・監視の要素

(1) 海面水温

海面水温は、一般船舶、観測船、ブイ、人工衛星等により、観測されている。人工衛星を除く測定数は、1か月間に約10万個である。図1は1992年8月のSHIP報により得られた海面水温データ分布である。主要航路(北大西洋及び北太平洋)沿いを除き少ない。インド洋、南半球は漂流ブイによるものが主である。エルニーニョ監視という面から見ると、南太平洋の南米沖の観測が少ないのが問題である。この海域は日本をはじめとする多くの漁船が出漁していることから、これらの船からのデータ収集も考慮することが必要であろう。図2は、それぞれ赤道上の月平均海面水温年偏差の経度-時間断面図である。1980年代以降の3回のエルニーニョ現象は過去のものと比較すると、継続期間が長くなっている。また、70年代以前のエルニーニョ時の海面水温の正偏差域は、東から西へ移動しており、北半球の春先にエルニーニョ現象は終息していることが多い。一方、80年代以降は逆に西から東へ移動しているように見える。このような違いは、何が原因なのか、赤道域の海面水温の変動の要因は何であるかも含めて、調査の必要性を我々に訴えている。

(2) 表層水温

表層水温は、一般船舶、観測船、ブイにより観測されている。測定数は1か月間に約3~4千個である。図3は、1992年8月のBATHY/ TESAC報により得られた表層水温データの分布である。分布は海面水温のそれと似ているが、エルニーニョ監視という観点から太平洋赤道域での観測委託が精力的に行われているので、この海域は比較的充実していると言える。しかし、将来のオペレーショナルな予測の実施を考えれば、観測のさらなる充実が望まれるところである。図4は、太平洋赤道域西部、中部、東部における表層水温の時系列を示しているが、エルニーニョ/ラニーニャ現象に伴う大きな変化が現れている。このような時系列図は、エルニーニョ現象が現在どのような

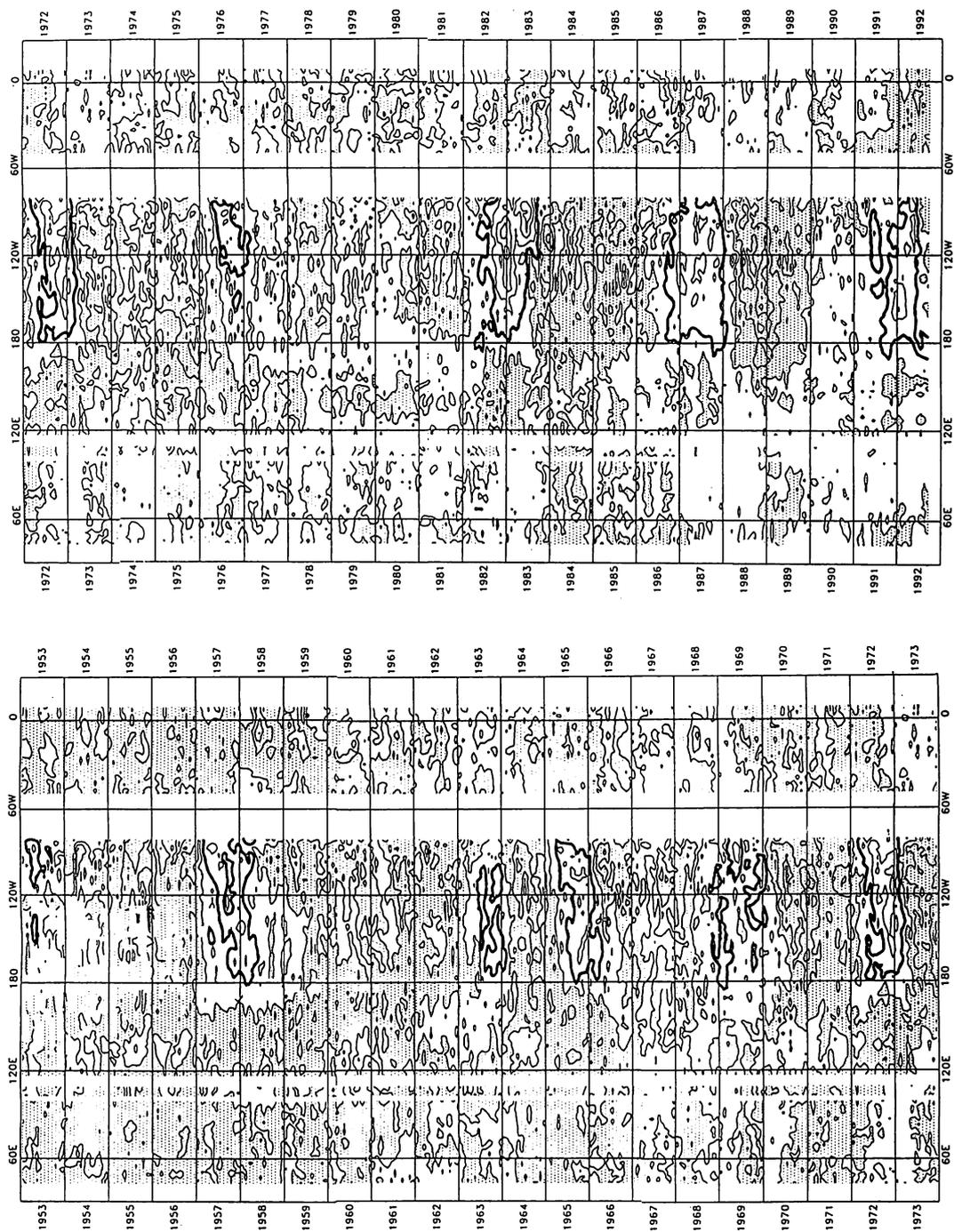


図2 赤道上の月平均海面水温年偏差の経度-時間断面図(1953年1月~1992年9月)
 年平値は1961~90年の30年平均値。等値線は1°C毎、点彩は負偏差を示し、太線に囲まれた部分は、エルニーニョ期の太平洋赤道域の+1°C以上の正偏差を示す。

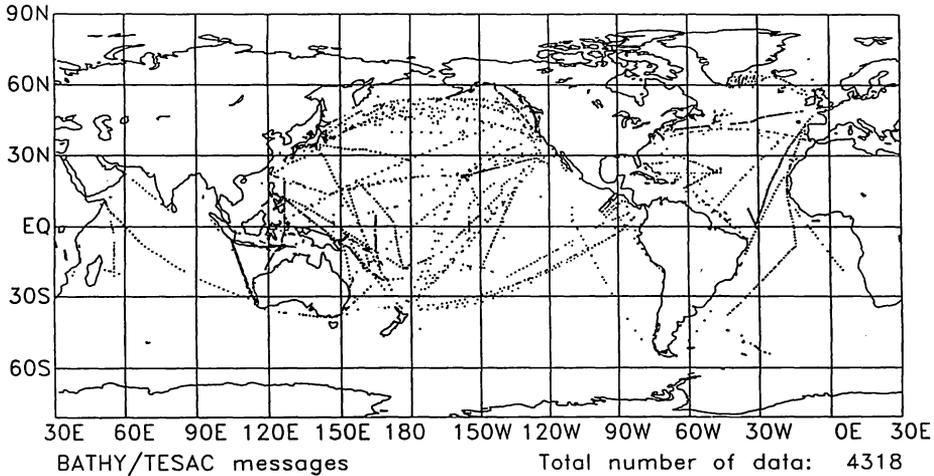


図3 BATHY/TESAC 報の分布 (1992年8月)

ステージにあるか、また今後どのように変化していくかを我々にある程度示唆するものである。また、図5は、現在、気象庁数値予報課と海洋課が共同で開発を進めている海洋データ同化システムによるアウトプットの一例である。太平洋の赤道に沿う海洋表層の貯熱量の年偏差の経度-時間断面図であるが、客観解析では検出できない貯熱量偏差のケルビン波による東への伝播も明瞭に示されている。

(3) 海面水位

海洋表層に、暖水が厚く堆積していると海面水位が高く、逆に浅いと低くなるという性質があるので、表層水温、とくに水温躍層の深さの変動を検出するのにより指標となる。太平洋の島々に展開されている検潮所の水位データを、1か月間平均した月平均水位の年からの偏差は、検潮所付近の外洋の海面の力学的な高度偏差とも相関が高く、外洋での観測を行わなくても、外洋の海況変動を捉えることができるという利点がある。図6は、1975年以降の太平洋赤道域の6カ所の検潮所での月平均海面水位の年偏差の推移を示したものである。エルニーニョ現象に伴う大きな海面水位変動を見ることができる。

図7は、前回のエルニーニョ現象が発生していた1986年6月から87年5月にかけての、太平洋赤道域の海面水位の変動を海面高度計を搭載したGEOSATという測地衛星が捉えたものである。1986年12月から翌年1月にかけて水位の高まりが西から東へ伝播していく様子が見える。これは、赤道域でのケルビン波の伝播と解釈されるものである。このような結果は、まさしく衛星ならではの観測成果と言えよう。1992年8月には高精度の海面高度計を搭載したTOPEX / POSEIDONという衛星が米仏の共同で打ち上げられた。今後の観測結果が、オペレーショナルなエルニーニョ監視に役立てられることが期待される。

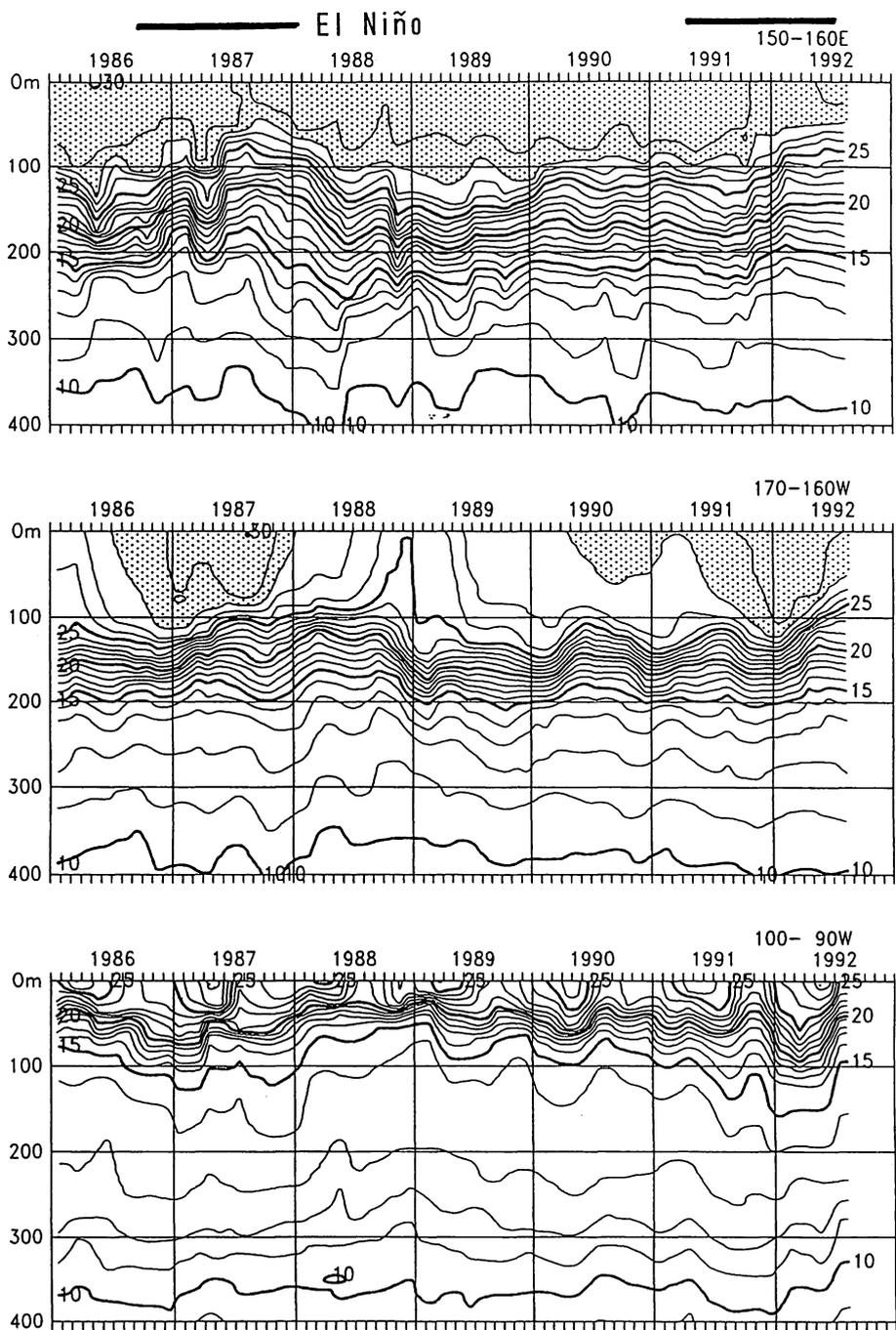


図4 赤道太平洋の表層水温時系列図（上：西部（150～160°E，中：中部170～160°W，
下：東部（100～90°W）
（1986年1月～1992年8月）

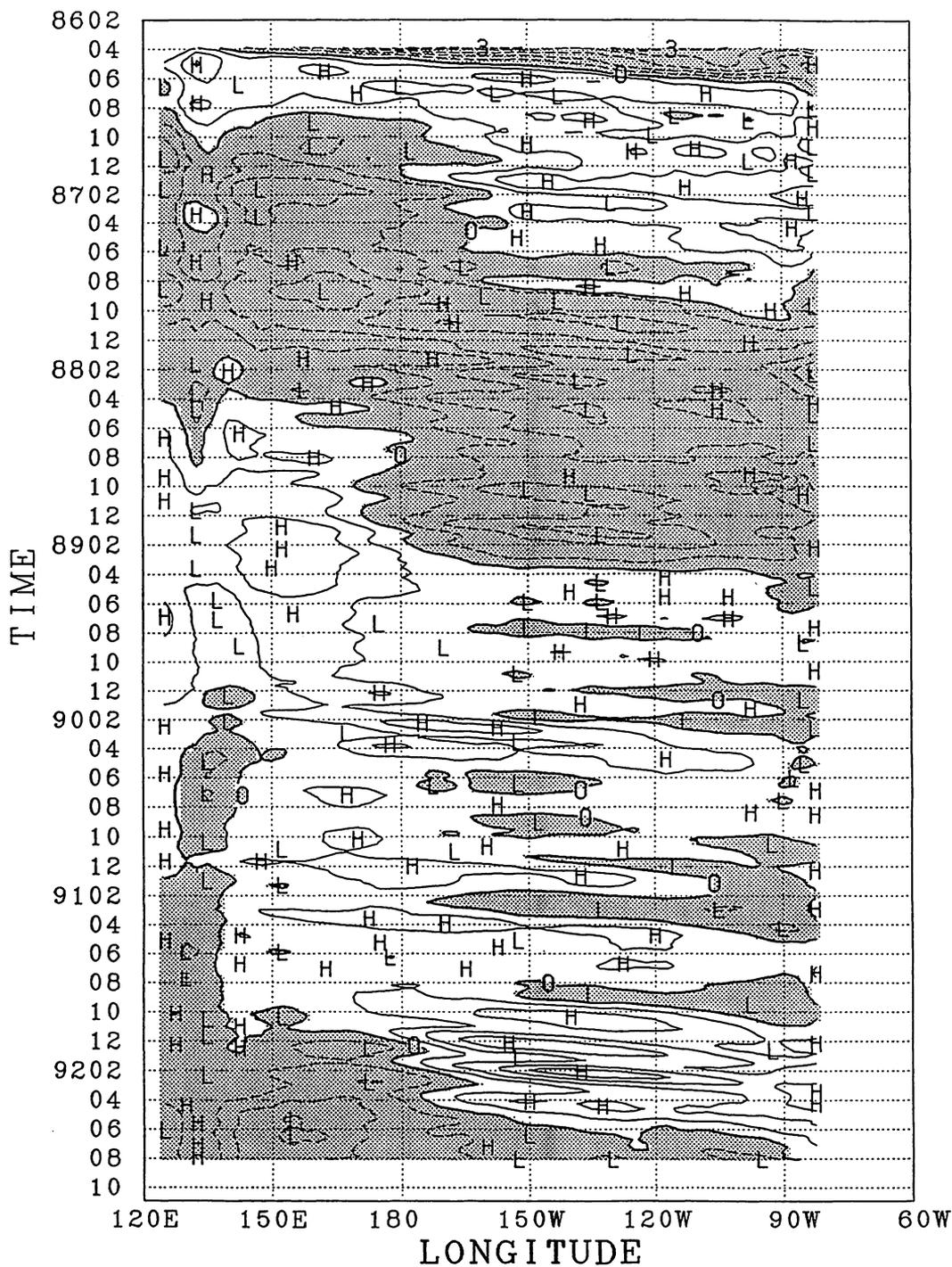


図5 太平洋の赤道に沿う海洋表層の貯熱量の年平均偏差の経度-時間断面図。陰影部は負偏差を示す。(気象庁数値予報課・海洋課による海洋データ同化システムの出力)

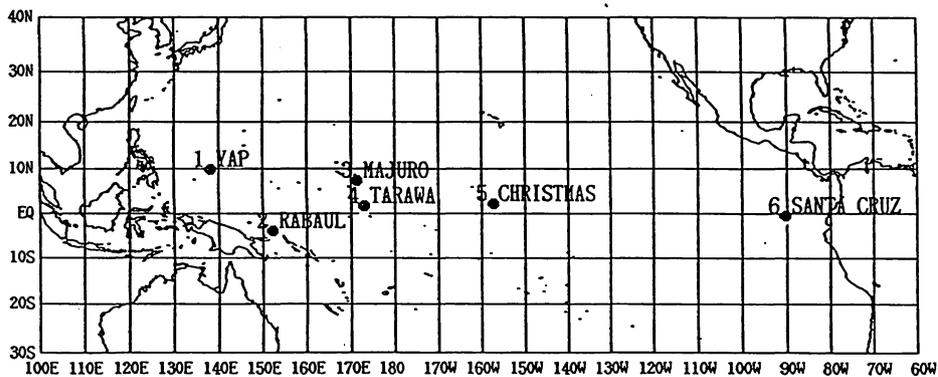
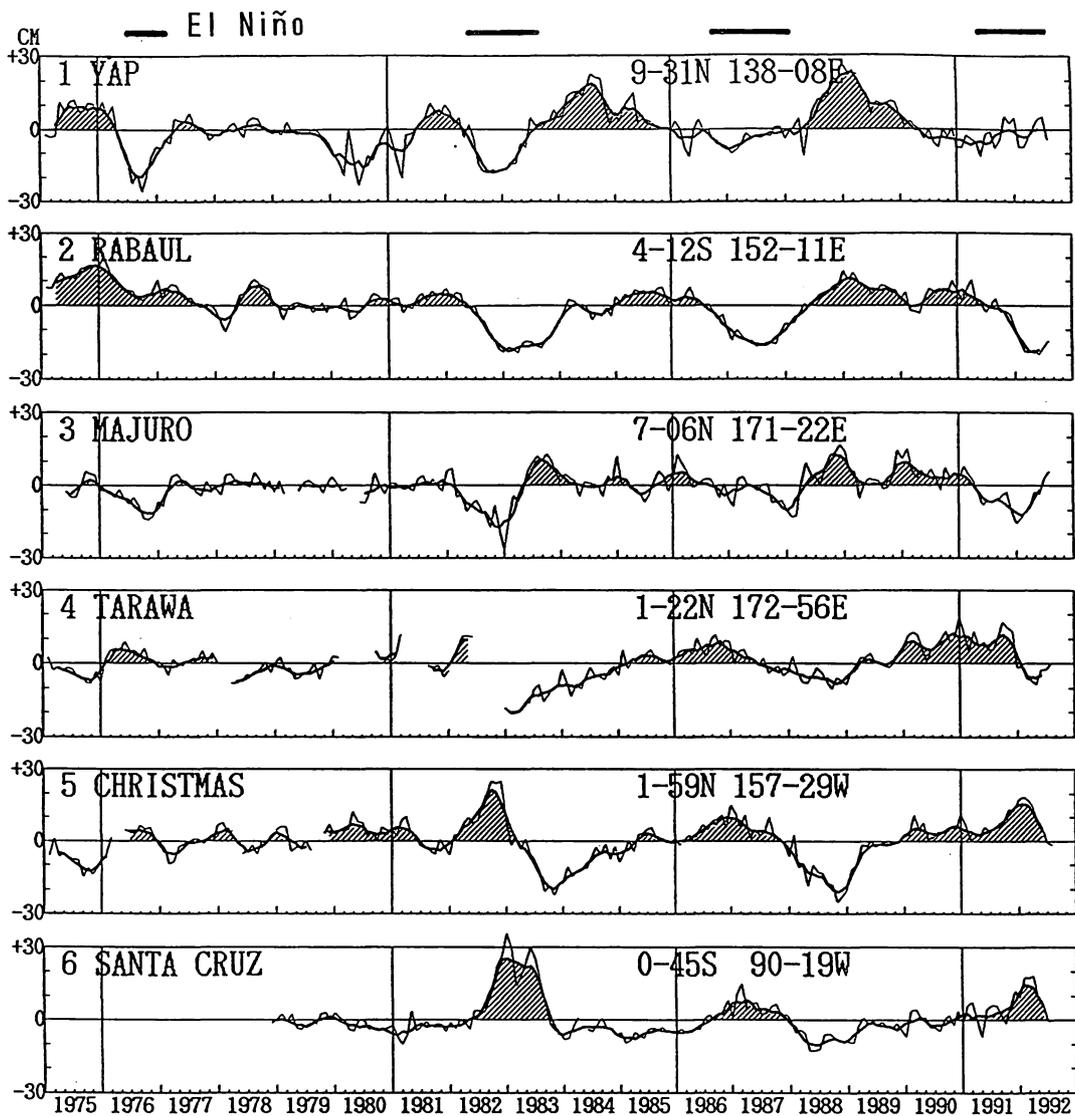


図6 太平洋月平均海面水位時系列図(1975年~1992年)。平年値は1976~90年の15年平均値。細線は月平均値、滑らかな太線は5か月移動平均値であり、正偏差には陰影が施してある。

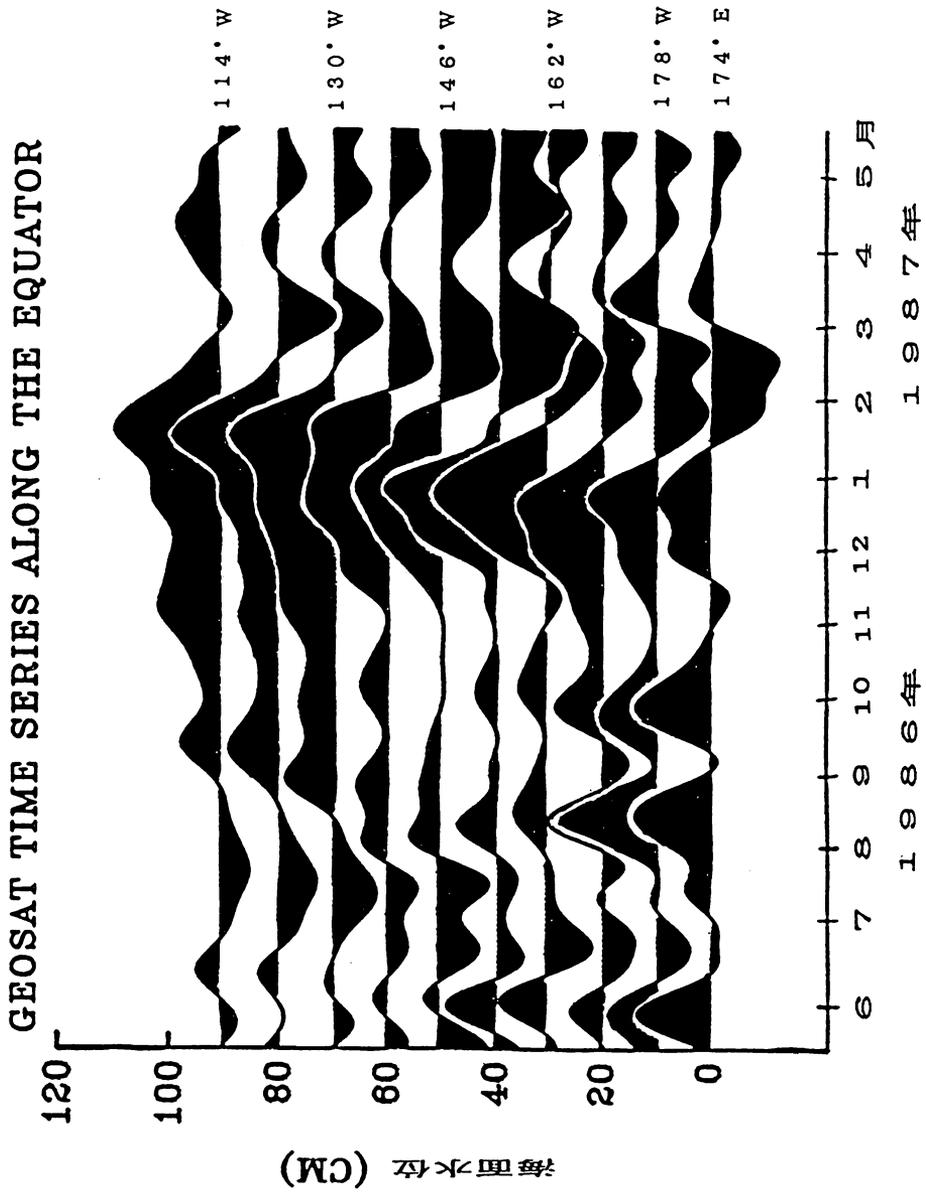


図7 GEOSAT の観測による赤道に沿う海面水位の変動の推移 (1986年6月～1987年5月) (Cheney and Miller, 1987)。

(4) 海 流

太平洋熱帯域の海流変動を広域かつ定常的に捉えることは今まではかなり困難であったが、海面高度計を搭載した衛星の登場はそれを可能にするかも知れない。また、ATLAS プイでは赤道での海洋表層における海流を数層にわたって流速計により測定している。衛星による高度計データや流速計のデータに加えて、漂流プイの流跡データ、一般船舶の偏流データ等を表層水温データとともに海洋モデルに入力して、海洋のデータ同化を行うことによって、海面の力学的高度の分布や海流分布を算出することができる。このような海洋データ同化の作業は、我々の大きな課題である大気海洋結合モデルによるエルニーニョ予測への第一歩となるものである。

(5) 塩 分

太平洋熱帯域では、大量の降水あるいは活発な蒸発により塩分が大きく変動するため、力学的高度を精度よく求める上で、また、海面近くの低塩分水が力学的な barrier layer を形成し、海洋表層の水温の鉛直分布を大きく規定することによって、大気・海洋間の熱交換間を大きく変動させることなどから、塩分の観測は重要視されている。しかしながら、オペレーショナルな観測は実施されておらず、わずかにニューカレドニアの ORSTOM が 1967 年以降、西太平洋熱帯域を航行する商船に表面海水の採水を委託しており、その海水の塩分を求めている。表面塩分のみデータであるが、いくつか興味ある成果があがっている。将来は一般船舶に航走用塩分計を搭載し、常時海面塩分をモニターしたり、また、XCTD（投下式電気伝導度水温水深計）による観測を商船に委託するといった試みの進展が望まれる。

3. おわりに

気象庁は、エルニーニョ監視のため、1992 年 4 月に海洋気象部海洋課内にエルニーニョ監視センターを設置した。センターでは、エルニーニョ現象等の状況をタイムリーかつ簡潔に関係行政機関及び報道機関を通じて国民に周知することを目的とした「エルニーニョ監視速報」を 1992 年 10 月より、また、エルニーニョ現象をはじめとする海洋全般に関する情報交換のための総合的な資料として「気象庁海洋月報」を 1993 年 1 月号よりそれぞれ毎月発行することとしている。本報告に使用した図表類のほとんどは、この月報に掲載されることになっている。本月報には、この他、気象庁長期予報課の協力を得て、気象に関する図表類も併せて掲載している。大気と海洋がうまくカップルした情報を出せればと考えており、内外の意見を踏まえつつ、内容の改善を図ってきたい。

熱的条件が2次元対流のセルサイズに及ぼす影響

石渡正樹*, 竹広真一*, 林 祥介*

1. はじめに

我々が対流現象を理解・記述しようとする際にはベナール対流の研究によって得た知見を持ちだすことが多いように思われる。ここでいうベナール対流とは上下の境界面で温度の値が固定された時に発生する対流である。境界条件等々が異なる対流を考える際にも、暗黙のうちにベナール対流の性質がそのまま対流現象一般の性質であると考え、その知見を念頭において特定の対流現象を掌握しようとしてしまう。このような認識のパターンに陥ってしまう原因は、対流を記述する簡単なモデル、良く研究され教科書にあげられているモデルが、ベナール対流しかないからであり、あらゆる対流現象を考える際の基準点になってしまっているからである。実際、気象学における大気の大気運動研究の歴史においても、まず、ベナール対流を計算するところからはじめ、順々に実際の対流運動に合わせるように系の複雑化を行ってきた。したがって、複雑な対流現象を考察する際に用いることができる簡単な対流に関する経験は、ベナール対流において得たものだけであり、対流現象の認識はベナール対流をもってするしかないわけである。しかし、これでは現象の物理を考える立場からいえば、本末転倒である。現象の物理構造をとらえる簡略モデルを改めて構築するのが本筋というものである。

では、大気の循環をとらえる簡略な対流モデルとしてはどのようなものを用意すればよいのだろうか。そのために大気の大規模あるいは平均的な描像を思い出してみよう。大気運動のエネルギー源は太陽からの短波放射（日射）であり、その多くは地面に直接到達し地面を介して供給される。日変化をならしてしまえば日射のフラックスはおおむね一定であるから大気の下端では一定の熱フラックスを与えられていることになる。供給された熱は大気中の長波放射によって失われ、長波放射の強度によって空気塊の冷え方、ひいては、全体の循環構造が決まることになる。以上のような視点に立ってみると、大気を念頭に置いた対流モデルとして、温度を与えるのではなく外的に熱フラックスが与えられた条件下に生じる対流を考えておく必要があるように思われる。ベナール対流の場合では熱フラックスは、全体の速度構造、温度構造が定まって初めて決まるものであり、外的に与えられているわけではない。上で述べたような大気の簡単な描像にはそぐわないものである。

熱的条件が異なっても循環形態がだいたい同じであるならば、境界条件等々が異なる複雑な対流をベナール対流によって認識しても良さそうである。しかし、熱的条件によって循環の形態が変わってくるのであれば、ベナール対流によるイメージでは誤解を生じる危険がある。そのような

* 東京大学理学部地球惑星物理学科

場合にはベナール対流で得たイメージの適用限界を正しく把握しておかねばならない。実際、後に述べるように外的に熱フラックスが与えられたいくつかの状況においてはベナール対流とは違った循環形態をとることが知られている。以下では、相変化をともしない乾燥対流に関する知見を深めることを目的とし、熱的条件による循環形態の違いを系統的に調べた結果を紹介する。考察する系は、比較ができるだけ容易になるよう熱的条件以外のパラメータは全て同じものにそろえた2次元ブシネスク流体から成る系である。

2. モデル

ここでは熱的条件を変えた次の5つの場合について考えることにする(図1参照)。Case FFは上下の境界面で熱フラックスを固定した場合である。熱フラックスは時間的、空間的に一定であるものとする(以下「固定」という時にはすべて同様な条件を意味している)。Case FQは下境界面で熱フラックスを固定し領域で一様に冷却した場合である。流体層での熱のたまりが起こらないように、下から加える熱フラックスは流体全体で冷却される量にちょうど等しくなるようにとる。Case TFは下境界面で温度を固定し上境界面で熱フラックスを固定した場合である。Case TQは下境界面で温度を固定し領域で一様に冷却した場合である。以上4つの場合では、定常状態における下境界面での熱フラックスの水平平均値が互いに等しくなるように、外的に固定する熱フラックスまたは冷却率を選ぶことにする。Case TTは上下の境界面で温度を固定した場合である。これは通常のベナール対流に他ならない。この場合だけが下端におけるフラックスの平均値があらかじめ定められていない。なお、以上5つのいずれの場合においても上下の境界面における応力は0であるものとしよう。Case FQとCase TQは地面から太陽放射に起因する熱フラックスを得て層内で放射によって冷却されることによって運動する大気の状態を2つの極端な場合にモデル化したものである。

基礎方程式は2次元ブシネスク系の過度方程式、温度の式を用いる。長さのスケールとして流体の厚さ d 、時間のスケールとして熱拡散時間 d^2/κ 、温度のスケールとしてそれぞれの場合に応じて $F_0 d/\kappa$ 、 $|Q_*| d^2/\kappa$ 、 ΔT を選ぶことにして無次元化を行う。ここで κ は熱伝導率、 F_0 は Case FF、Case TF の場合の境界で固定する熱フラックス、 Q_* は Case FQ、Case TQ の場合の一様冷却率、 ΔT は Case TT の場合の上下境界面間の温度差である。無次元化された過度方程式及び温度の式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} \right) \nabla^2 \phi = P_r \nabla^2 \phi - P_r R_* \frac{\partial T}{\partial x'} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \nabla^2 T - Q \quad (2)$$

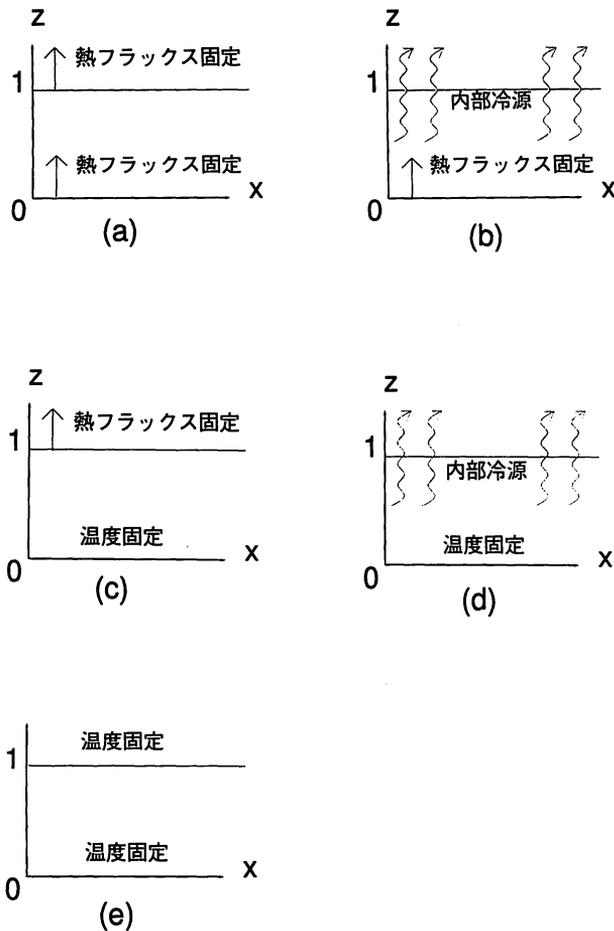


図1 熱的条件, (a)Case FF, (b)Case FQ, (c)Case TF, (d)Case TQ, (e)Case TT。

となる。ただし ϕ は流線関数, T は温度であり, $P_r \equiv \nu / \kappa$ はプラント数, ν は動粘性係数である。また Q は無次元化された冷却率であり, Case TQ, Case FQ では $Q = 1$, Case FF, Case TF, Case TT では $Q = 0$ である。レイリー数 Ra については, 5通りの場合でそれぞれ次のように定義されている。Case TT の場合は上下の境界面の温度差を用いて

$$Ra \equiv \frac{\alpha g \Delta d^3}{\nu \kappa} \quad (3)$$

である。 α は熱膨張率, g は重力加速度である。Case FF, Case TF の場合は外部的に固定する境界面での熱フラックスを用いて

$$R_a \equiv \frac{\alpha g F_0 d^4}{\nu \kappa^2} \quad (4)$$

である。Case FQ, Case TQ の場合は冷却率を用いて

$$R_a \equiv \frac{\alpha g Q_* d^5}{\nu \kappa d^5} \quad (5)$$

と定義される。 $F_0 = dQ_*$ と選べば Case FF, Case TF, Case FQ, Case TQ の4つの場合において流体層の下端をながれる定常状態での平均的な熱フラックスは等しくなる。

3. 線形論

3.1 従来の線形論

対流の線形理論を最初に行ったのは Case TT について議論した Rayleigh (1916) である。Rayleigh (1916) は線形論により臨界点の存在を示し、上下境界面の温度差がある程度以上大きくなると対流が発生しないという Boussinesq (1900) の実験結果を数学的に記述することに成功したのであった。Rayleigh (1916) によって得られた Case TT の中立曲線が図 2(a) である。臨界レイリー数は 657.5, 臨界波数は 2.22 となっている。中立曲線の上側は不安定領域になっており、レイリー数を序々に 0 から増加させていくとちょうど $R_a = 657.5$ のところで波数 2.22 の対流セルが発生すると解釈される。Rayleigh (1916) による線形論は実験結果と整合的であったので、以後、力学的境界条件や熱的条件を変えた種々の系において臨界条件及び臨界モードを求めることが行われるようになった。

Case FF についても, Hurle, Jakeman and Pike (1980), Sasaki (1970) などにより線形論が行われている。Hurle, Jakeman and Pike (1980) は金属溶液中の対流を想定し、上下の境界面でフラックスが固定された対流の線形論を行い、臨界レイリー数は 120, 臨界波数は 0 という奇妙な結果を得た。中立曲線は図 2(b) のようになっており $k = 0$ において R_a 軸に交わっている。Case TT と同じ論法を用いれば、Case FF では R_a を 0 から徐々に増加させていくと $R_a = 120$ で波数 0, すなわち波長無限大のセルが形成されることになる。

Case TT と Case FF の臨界モードはサイズだけでなくその構造にも違いが現れる。図 3(a) は Case TT の臨界モードの流れ場と温度場を示したものである。Case TT での温度場は流れ場と同様に等値線が閉じたセル状の構造をしている。これに対し、Case FF の臨界モードに近いモード ($k \ll 1$) の構造は図 3(b) のように温度場が鉛直方向に立った構造をしている。

Case FF の臨界モードの構造は Sasaki (1970) によって求められた。Sasaki (1970) は大気中の規模積雲対流 (前線後面での背の低い対流) が扁平なセル構造をしていることの成因を議論した。Sasaki (1970) は、Case FF では臨界モードが波数 0 であることを念頭において、扁平な規模積雲対流が発生している場所では熱フラックス固定の境界条件が実現されているのではないかと

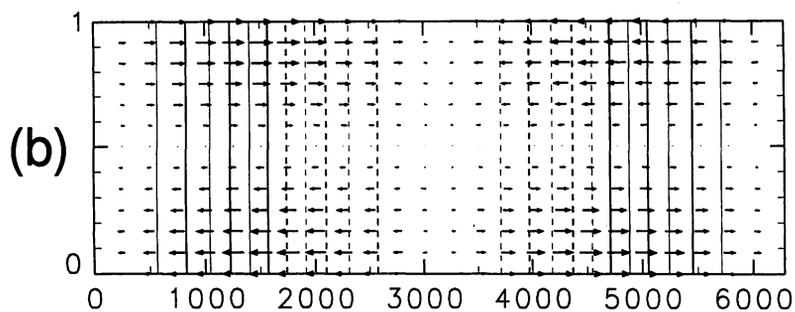
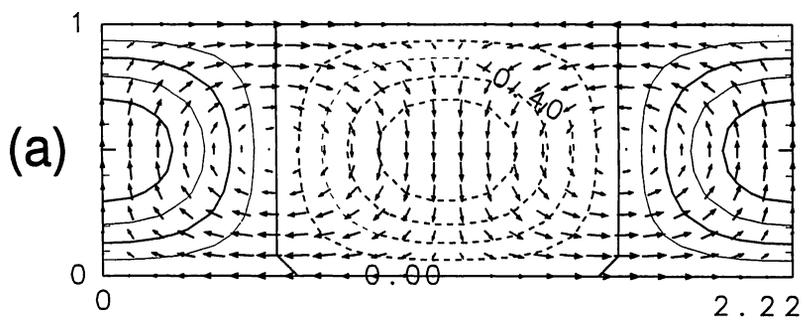
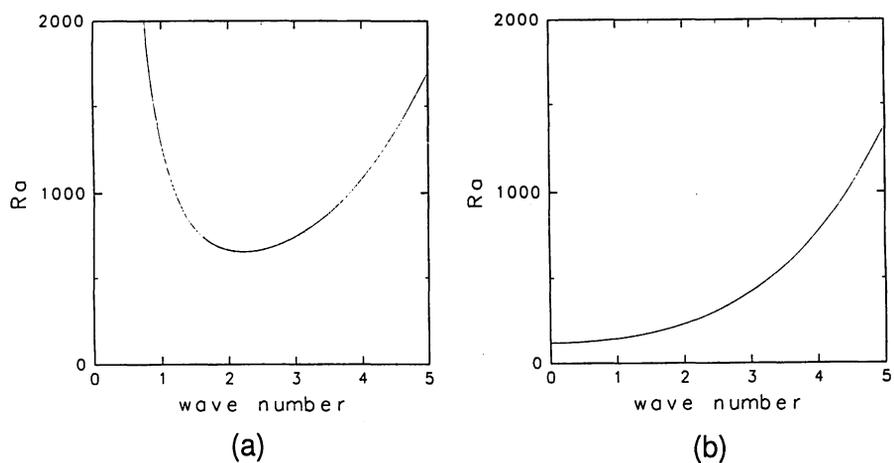


図3 臨界モードの構造，等値線は温度場を表し，矢印は速度場を表す。(a) Case TT の臨界モード，温度場の等値線間隔は 0.2，(b) Case FF における $k=0.001$ の中立モード，温度場の等値線間隔は 0.5。

推論している。

3. 2 最も不安定なモードのサイズ

Case FF の臨界モードは無限大のセルサイズを持っている。Case TT (ベナール対流) での議論と同様にレイリー数をゆっくり増加させた時の状況が臨界モードによって表現されるとすると、最初に現れる擾乱の波数は 0 となってしまう不自然であるように思われる。実際の対流セルが観測される状況でセルは、レイリー数が臨界値付近にあるとは限らない。むしろ、レイリー数が臨界値を越えていると見るのが普通であろう。そのような場合線形論で予想する対流の構造は最大成長率を与えるモードの構造である。はたして、Case FF ではレイリー数が臨界値よりも大きい場合においてもサイズの大きいセルが発達するのであろうか？ 図 1 で示した 5 通りの場合について熱伝導解を基本場として線形化を行いモードの成長率を計算してみることにする。Case TT, Case FF, Case TF の熱伝導解は全て等しい ($T_b(z) = 1 - z$) ことを注意しておこう。Case FQ, Case TQ の場合は内部冷源があるので基本場の温度構造は高さの 2 次関数となる ($T_b(z) = 1 - z + z^2/2$)。図 4 は R_a , k を与えた時の最大成長率を求めてみた結果である。図 4 (e) は Case TT の場合であり図に示した範囲 ($R_a = 0 \sim 10^4$) では R_a を固定した時の成長率最大のモードの波数は 2 から 4 になっている。Case FF の場合 (図 4 (a)) でも、レイリー数が 1000 程度になると、成長率最大を与えるモードの波数は 0 からはなれて $O(1)$ の大きさになっている。同様に、Case FQ (図 4 (c)), Case TF (図 4 (d)), Case TQ (図 4 (e)) においても最も不安定なモードの波数は 2 から 4 である。図 4 から $R_a \geq 1000$ におけるセルサイズは、少なくとも線形論的には、熱的条件によらないと結論できる。

先に述べたように Sasaki (1970) は、Case FF の臨界波数が 0 になることをもって、地面付近で熱フラックス固定の条件が実現されているために大気中に扁平セルが形成されるという議論を行った。しかし、セルサイズが大きくなるのは $R_a \leq 1000$ 程度の場合だけであるので安易に臨界モードだけで議論を行うのは危険である。これに対し Case TT, すなわちベナール対流の場合には、臨界モードもレイリー数が臨界値を越えた時に発達するであろう成長率最大のモードもそのスケールにさほど大きな違いがないので、線形論の範囲ではいずれにせよ臨界波数程度のセルが形成されると予言できるわけである。

4. 数値計算

線形論によれば $R_a \geq 1000$ 程度ならば熱的条件によらず同程度のサイズを持つセルが形成されると予想される。しかし、有限振幅の場合におけるセルのサイズ・構造は実際に流体実験・数値計算を行ってみなければわからない。Case TT については多数の流体実験・数値計算が行われており、鉛直方向のスケールと同程度の水平スケールを持つセルが形成され、セルサイズに関しては線形論

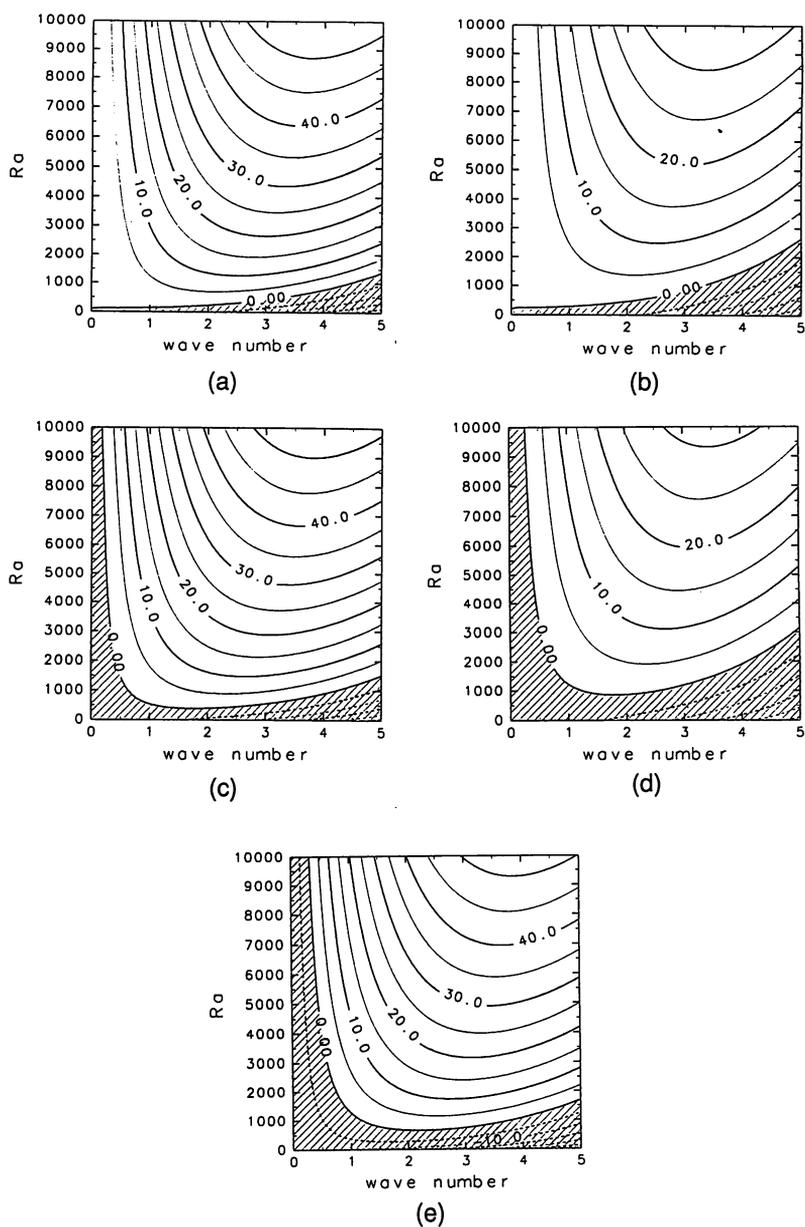


図4 k - Ra 空間における最大成長率の分布, $P_r = 1$ の場合。(a) Case FF, (b) Case FQ, (c) Case TF, (d) Case TQ, (e) Case TT. 実線は成長率が正の値であることを示し, 点線は成長率が負の値であることを示している。臨界モードが波数0になるのは Case FF の他に Case FQ があることに注意。 $Ra \geq 1000$ では成長率最大のモードの波数はあまり変わらない。

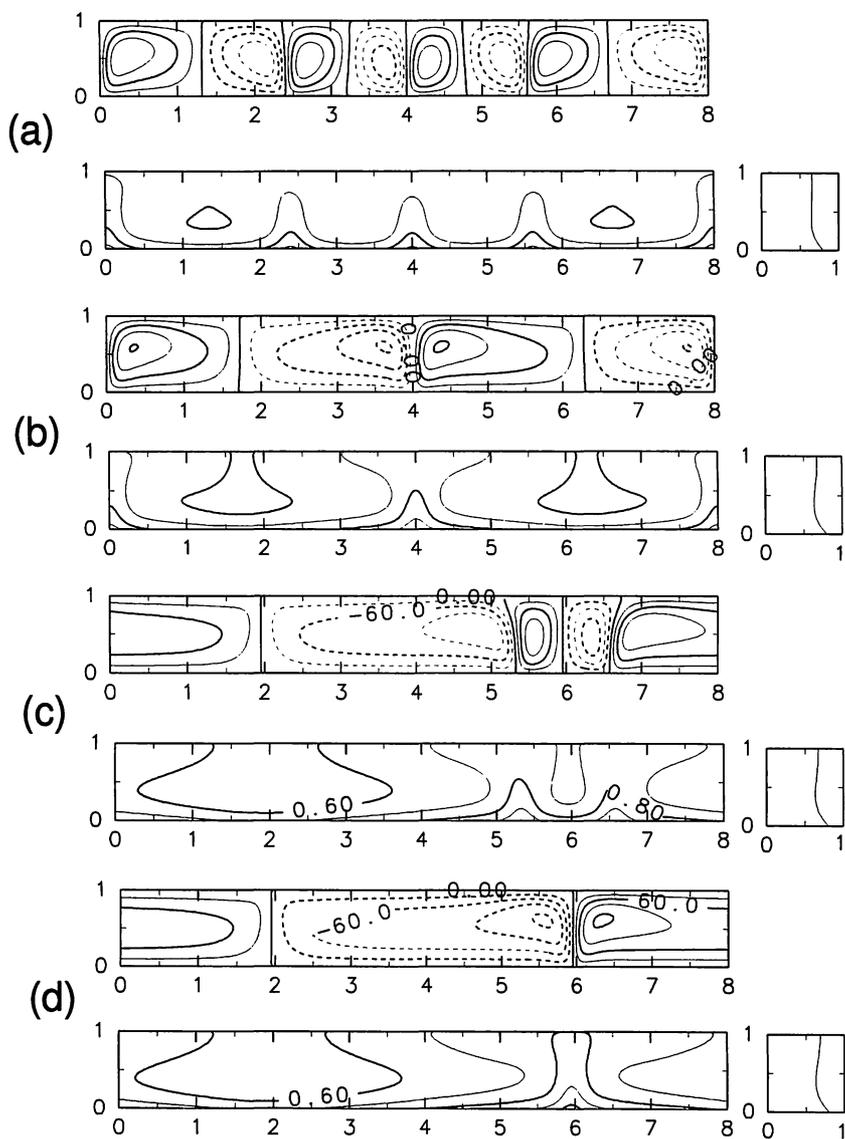


図5 実験 FQ の計算結果。各時刻における渦度（上図）及び温度とその水平平均（下図）。(a) $t = 1$, (b) $t = 7$, (c) $t = 54$, (d) $t = 70$ 。渦度の等値線間隔は 30, 温度の等値線間隔は 0.1。

と同様の結果が得られることが知られている。Case FF 及び Case FQ に相当する場合の数値計算は Hewitt, McKenzie and Weiss (1980) によっておこなわれ、先の線形論の予想とは異なる結果を与えている。例えば、Case FF の $R_a = 2.4 \times 10^4$ の場合では、初期に小さいスケールの対流が発生するものの、最終的には計算領域（縦 1，横 16）全体に広がった 1 組のセルが形成され定常状態に達した。彼らの計算はマントル対流を想定したものであって、 $P_r = \infty$ であるところがわれわれの想定したモデルとは異なっていることを注意しておく。また、Case FQ とはいっても上境界面でフラックスが固定され、内部に熱源がある場合になっている。しかし、これは我々の Case FQ の上下をひっくり返したものに他ならない。

有限振幅の場合は熱的条件によってセルサイズが大きく異なってくるようなので、ここでは図 1 に示した 5 通り全ての場合について計算を行い、結果を比較してみることにした。計算は、 $R_a = 10^4$ 、 $P_r = 1$ の場合について行なった。領域は縦の長さ 1 横の長さ 8 とし、格子点数は 256×32 とした。横方向には周期的境界条件を適用した。初期条件は熱伝導解に温度の点擾乱を加えたものとした。例として Case FQ の結果を図 5 に示す。線形論の予想の通り初期において 4 組のセル（波数 3 程度）が形成される（図 5(a)）。その後 2 組のセルが潰れ、 $t = 1.95$ において領域中に 2 組のセルが形成された。さらに、 $t = 54.5$ でセルが 1 組潰れ領域全体に広がった 1 組のセルが形成された。

残りの 4 つの場合についても計算を行った結果、図 6 のような渦度場が得られた。いずれの場合でも線形論の予想通り、初期においては 4 から 5 組のセルが形成された。Case FF では、Case FQ と同様に時間の経過とともにセルの結合が起こり図 5(a)に見られるように定常状態において領域全体に広がった 1 組のセルが形成された。残りの 3 つの場合では定常状態において 3 組のセルが形成された。

以上の計算結果は、境界において温度を固定しない場合には領域中に複数のセルが存在する状態が不安定となりセルが伸びていくことを示唆している。そこで、Case FF におけるセルの安定性を数値的に調べるために次のような実験を行った。まず縦横比が 1 : 2 の領域で数値計算を行う。初期値は先の計算と同様に熱伝導解の温度場に点擾乱を与えたものである。その結果、図 7(a)に示したような定常状態が得られる。次に図 7(a)の渦度分布・温度分布を 2 つ横につなぎあわせ 1 : 4 の領域を作り、渦度場に大きさ 10^{-5} のランダムノイズを加えて計算をおこなった。すると、図 7(b)にみられるように 1 : 4 の領域全体に広がったセルが形成された。更に、1 : 4 の領域で得られた定常解（図 7(b)）の渦度分布・温度分布を 2 つ横につなぎあわせ 1 : 8 の領域を作り、渦度場に大きさ 10^{-5} のノイズを加え計算を行った。この場合、 $t = 165$ まで計算してもセルサイズの変化は起こらなかった。同様に、温度場により大きな大きさ 0.1 のノイズを加えた場合についても計算を行ったが、やはり、セルが伸びることはなかった。結局、Case FF では常にセルが伸びていくわけではなく複数のセルが存在する状態の不安定性はあまり強くはないと考えられる。

最後に、Case FQ ではセル構造に上昇域下降域の非対象性があらわれることを指摘しておこう。

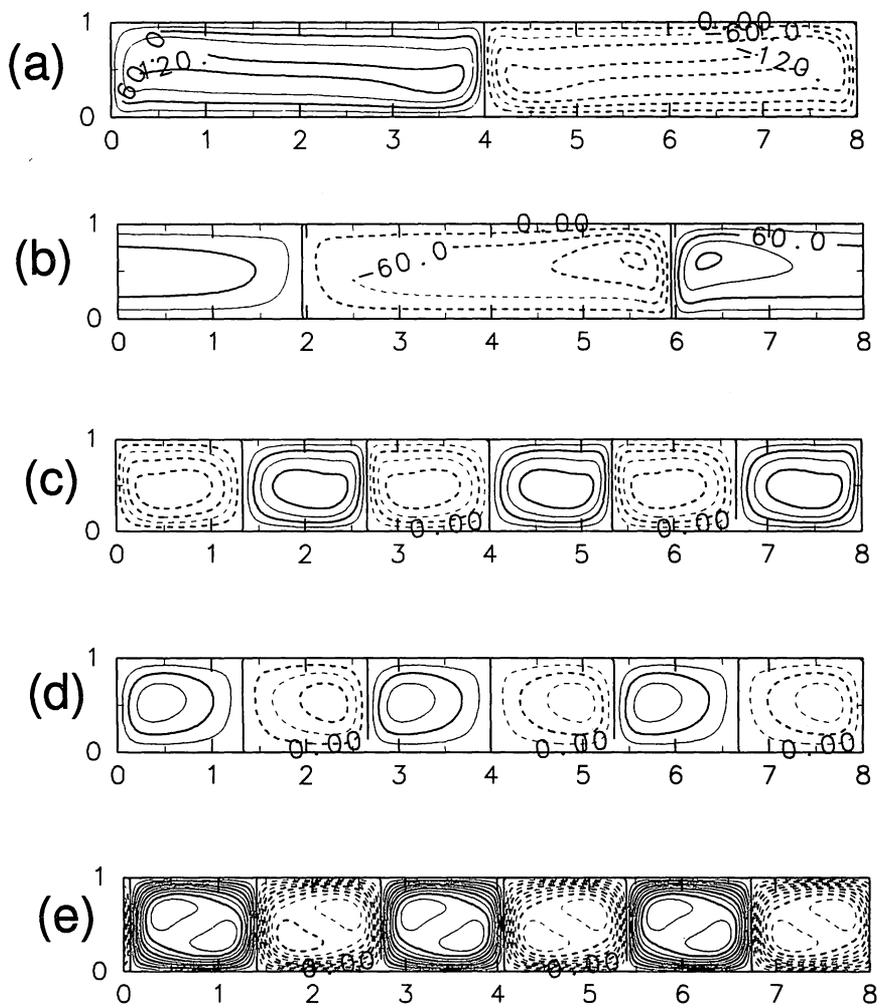


図6 定常状態における渦度場。(a) Case FF, (b) Case FQ, (c) Case TF, (d) Case TQ, (e) Case TT。等値線間隔は30。

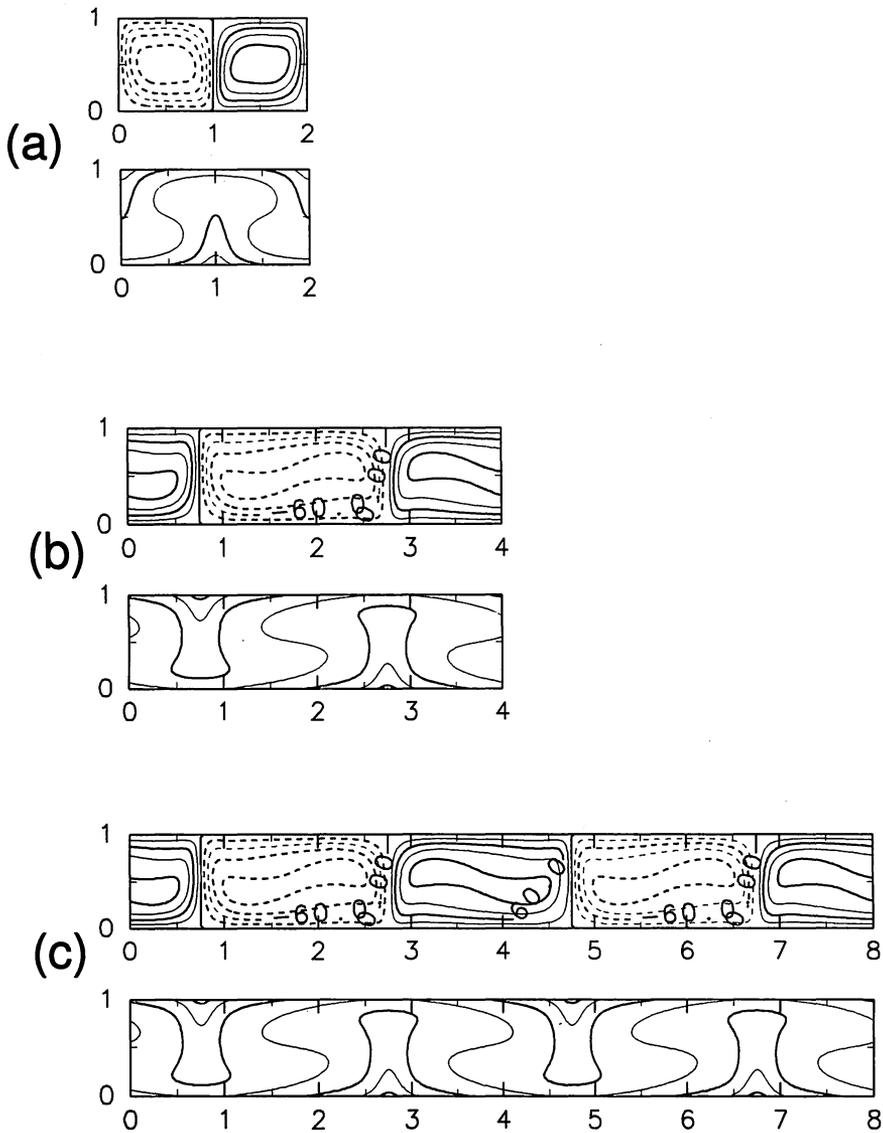


図7 計算領域を伸ばす実験の結果。各場合における渦度（上図）及び温度（下図）。
 (a) 1 : 2, (b) 1 : 4, (c) 1 : 8。渦度の等値線間隔は 30, 温度の等値線間隔は 0.1。

図6(b)で特徴的な形態は狭い上昇域と広い下降域の存在である。この傾向はCase TQ(図6(d))においてもみられる。上昇域下降域の非対象な構造は、湿潤対流の場合に乾燥対流とは異なる特徴としてよく論じられているのであるが、乾燥対流の場合でも内部冷却によって駆動される対流についてはこのような非対象性が生じる。Case TT, Case FFでは、加熱冷却の対称性からこのようなことは起こらない(図6(a), (e)参照)。

5. おわりに

熱的条件を変えることにより乾燥対流の循環形態には次のような違いが現れる。境界で温度固定の条件下では鉛直スケールと同程度の水平スケールを持つ対流セルが形成されるのに対して、境界で温度を固定しない場合には対流セルが水平方向に大きくなる傾向にある。また、内部冷源が存在する場合には狭い上昇域、広い下降域という構造が現れる。このような非対称性は湿潤対流の場合に現れるということはよく知られているが、湿潤対流特有の現象ではないことに注意されたい。これらの性質はベナール対流には見られなかったものであり、乾燥対流はベナール対流によって語りつくすことができないということを認識しておくべきである。

熱フラックスが外的に与えられた対流の性質はまだ十分に調べられておらず、未解決の問題が残っている。例えばレイリー数が大気レイリー数($R_a \sim 10^{10}$)程度に大きくなった場合の循環はほとんどわかっていない。また、回転系における場合などもほとんど計算されていない。更に多くのパラメータスタディ、熱的条件による違いの理論的考察など今後の研究の待たれるところである。

参 考 文 献

- Hewitt, J., D. McKenzie and N. Weiss, 1980 : Large aspect ratio cells in two-dimensional convection, *Earth Planet. Sci. Let.*, **51**, 370–380.
- Hurle, D., E. Jakeman and E. Pile, 1967 : On the solution of the Benard problem with boundaries of finite conductivity, *Proc. R. Soc. London, Ser A*, **296**, 469–475.
- Rayleigh, L., 1916 : On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side, *Philosophical Magazine*, **32**, 529–546.
- Sasaki, Y., 1970 : Influences of thermal boundary layer on atmospheric cellular convection, *J. Meteor. Soc., Japan*, **48**, 492–502.

成層圏の予報解析サイクル導入に関する問題

多田 英夫*

1. はじめに

予報モデルを走らせるには、モデルの格子点に初期値が必要である。この初期値はラジオゾンデや地上観測、気象衛星などの観測をもとに計算される。初期値の計算方法は、場を関数で近似展開するものや、観測データを適当な重みをつけながら各格子点に内挿するものなどいろいろな方法があり、これらは客観解析と呼ばれている。

客観解析の一種に最適内挿法と呼ばれるものがある。この方法は、まず始めにモデル各格子点に『その時点でいちばんもっともらしいとされる値』をセットしておき、観測データを用いてそれに修正を加えるものである。観測データを格子点に内挿する際には、個々のデータに対し、モデルの特性や、観測種別などに応じて最も適当な重みかけられる。また、最初にセットするもっともらしい値は『第一推定値』と呼ばれる。現在気象庁の全球モデルでは、6時間予報値を第一推定値とし、6時間毎に1日4回最適内挿法により解析を行う、6時間間欠同化システムという方式を用いている。このように予報結果を利用して解析を行い、それを初期値として更に予報を続ける方法を、予報処理、解析処理の入出力がサイクル化しているところから『予報解析サイクル』という。上空の観測の空間解像度はラジオゾンデの観測点間隔程度であり、そのスケール以下の現象は基本的に解析できない。しかし、予報解析サイクルを用いることによって、予報モデルが生み出した現象、例えば、擾乱の種や地形などによって励起された小スケールの現象などが第一推定値を通じて客観解析に取り込まれ、結果的に予報結果を向上させることが確認されている。しかし現在の気象庁全球モデルでは、この方法が採用されているのは100hPaより下層の対流圏までで、成層圏ではいまだこの方法は用いられていない。

予報解析サイクルを実行するに当たっては、品質の良い第一推定値が必要である。成層圏で予報解析サイクルが用いられていない理由の一つに、成層圏予報値の品質が悪い点が挙げられる。成層圏は対流圏に比べてモデルの空間解像度が粗く、また、大気密度が小さいため計算に重力波などのノイズが入りやすい。さらに過去のモデルでは予報値に少なからぬバイアスがみられた。これらの理由により、成層圏ではこれまで客観解析に最適内挿法は採用されておらず、関数による近似展開が用いられている。しかしながら、数少ない観測データをより有効に、また、より直接的に利用するためには、成層圏に最適内挿法による解析を適用し、予報解析サイクルを導入する必要がある。

数値予報課では、成層圏予報解析サイクル導入のための予備調査を行っている。現在までに、第

* 気象庁予報部数値予報課

—推定値の品質改良の試みとして、予報結果を客観解析用に処理する際に用いられる鉛直内挿法の改良を行い、次に、改良を加えた第一推定値を使用して成層圏の客観解析に最適内挿法を適用し、予報解析サイクルの実験を行った。ここではその結果について報告する。

2. 成層圏第一推定値の品質改良

予報モデルの鉛直座標は、下層では地形に沿うように考慮し、上層へ行くにしたがって等気圧面に近づくように設計された『ハイブリッド座標』というものが用いられている。これに対し、客観解析は下層から上層まで全て等気圧面（P面）上で行われる。このように両者で異なる鉛直座標を用いているため、予報処理、解析処理間でデータをやりとりする際に、お互いの座標への鉛直内挿処理が必要となる。実際、第一推定値は予報結果をP面に内挿することによって作られる。

現在の成層圏P面予報値には、ノイズによるがたつきやバイアス等がみられ、成層圏解析に最適内挿法を導入する際の障害となっている。これはもちろん、実際に予報モデルの中にそのような現象が表現されているためではあるが、鉛直内挿処理の方法にもがたつきを助長する原因がある。第1図は、P面高度の計算方法について、ルーチンで用いられている方法と、今回改良を加えたものとの比較である。計算の詳細は後に述べるが、鉛直内挿の方式の違いによって、P面予報値の品質に与える影響が大きいことがわかる。成層圏に予報解析サイクルを導入するに当たり、第一推定値の品質を向上させる試みとして、予報結果のP面への鉛直内挿処理の再検討を行う必要がある。

成層圏予報値のがたつきは高度場と気温場において顕著である。これは、熱帯の対流活動などによる重力波など、様々な波動が上方伝播して、大気密度の小さい成層圏において振幅を増大させているためであり、これが気温場をがたつかせる原因となっている。

高度 z は原理的には測高公式により、地表 z_0 から気温 T を鉛直上方に積み上げることにより求められる。すなわち、

$$z_P = z_0 - \frac{R_d}{g} \int_{P_0}^P T_v d \log P \quad (1)$$

ここで、 g は重力加速度、 R_d は乾燥空気の気体定数、 P は気圧、 P_0 は地表気圧である。 T_v は仮温度であり、気温 T と比湿 q とを用いて、 $T_v = T \cdot (1 + 0.608 q)$ により求められる。

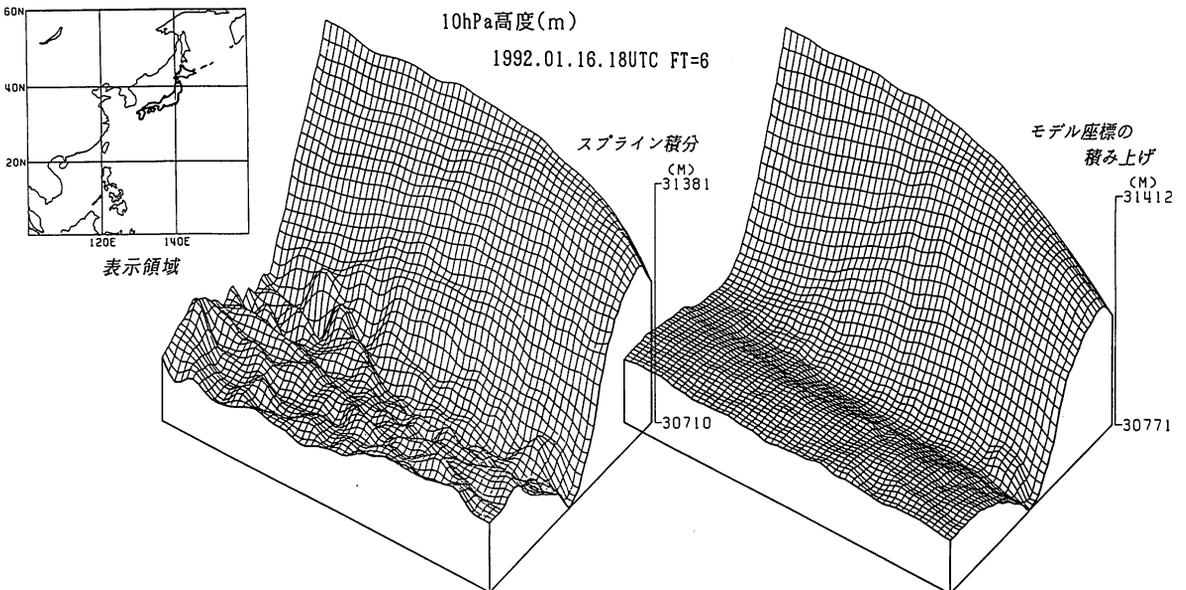
予報モデルの鉛直各層の気温と高度の関係は、各種保存則の要請から(2)式のようなになる。各層の気温は、その層が代表している鉛直範囲の気層の平均気温という意味を持っており、それを積み上げることによって高度が求まる。

$$z_k = z_0 - \frac{R_d}{g} \sum_{k=1}^k T_{v,k} (\Delta \log P)_k \quad (2)$$

ここで k はモデルのハイブリッド鉛直各層の番号である。このように高度計算に気温を用いているため、気温ががたついていれば、高度もがたついてしまうことになる。

従来のモデルでは鉛直解像度の粗さを補うため、(2)式のモデル座標による積み上げは行わず、スプライン関数などの補間関数を用いて気温を鉛直方向に補間し、それを積分することによって、疑似的に(1)式を用いた高度計算を行なってきた。鉛直解像度の高いラジオゾンデの観測高度と合わせるには、むしろこの方がバイアスが少ない場合が多い。一方、モデル内の高度と気温に関する各種保存則の要請は(2)式のモデル座標による積み上げで満足されており、モデル内では、気温を関数補間して積分する方法は本来正しくない。従って、鉛直内挿法を改良する場合には、積み上げ方式の違いによって気温と高度との関係に系統的な差が生じてしまう点を考慮する必要がある。

P面高度の計算にスプライン関数の積分が採用された当時は、成層圏のモデル層数は2層であった。現在は5層に増え、解像度が高くなっている。第1図は、現在のモデル座標で高度を積み上げたものと、従来のスプライン関数の補間積分との比較である。この図から、モデル座標の積み上げの方が滑らかな場になっていることがわかる。補間関数は連結境界条件を通じて周辺の区間と影響し合っており、結果的にある層のがたつきを鉛直的に内包しやすい性質を持つ。モデルの予報結果にがたつきがある以上、どのような方法を用いても計算結果にある程度のがたつきが出るのは止むを得ないが、計算方法の違いによって、P面予報値の品質に与える影響が大きいことがわかる。

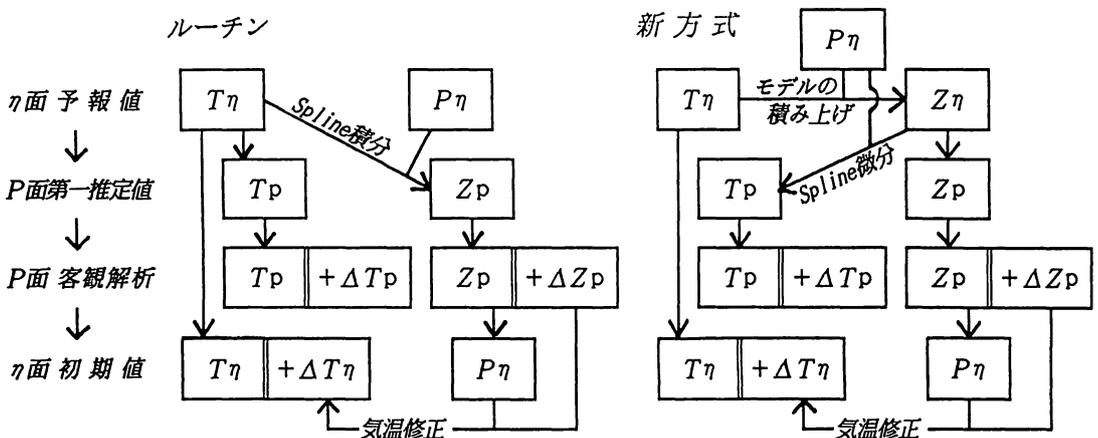


第1図 1992年1月17日00UTCにおける10hPaの6時間予報高度。左がスプライン積分、右がモデル座標の積み上げによるもの。表示領域は左上の図の範囲である。スプライン積分では、手前の熱帯地方にがたつきが見られる。

次の問題は、積み上げ方法の違いによるバイアスである。モデルの鉛直解像度の問題から、(1)式と(2)式が厳密に同じではないので、両方式で同じ気温分布を積み上げると高度にバイアスが生じ、逆に積み上げ高度を同じに揃えると、今度は気温にバイアスが生じてしまう。これについては、高度が気圧傾度力を通じて運動場を支配しているのに対し、気温は層厚の代表値であって、必ずしも特定のレベルの値を意味しないことから、高度の品質向上を優先させ、予報モデル内の気温に補正を加えることにする。すなわち、(2)式のモデル座標の積み上げによって、高度が従来の解析との間でバイアスを生じないように、モデル内の気温を調整するのである。この気温調整はモデル全層に対して行われるが、50 hPa より下層ではほとんど気にならない程度のものである。この手続きにより求められたモデル（ハイブリッド）座標各層の高度をP面に内挿することにより、第一推定値として解析に送り込む高度場が求められる。

第一推定値のP面気温については、モデル気温をそのままP面に内挿すると補正が加わっているのので、滑らかになった高度場から積み上げの逆解きで求め直す。と言っても(2)式のモデル座標の積み上げを逆解きしたのでは、調整されたままの気温が再び出てくるため、あえて、スプライン関数の補間微分によって求める。これは従来のスプライン積分による高度計算（(1)式）の逆解きであり、これによって、調整される前の気温が計算できる。また、滑らかになった高度場を補間微分するため、もとの気温場に比べ、水平的にがたつきの少ない気温分布を得ることができる。以上により、第一推定値の気温が求められる。

以上の処理をまとめたものが第2図である。これによって、がたつきの少なく、品質の良い成層圏P面予報値を得ることが可能となった。次節では、これらを第一推定値として使用することによって、成層圏に最適内挿法による客観解析を適用し、予報サイクル実験を行う。



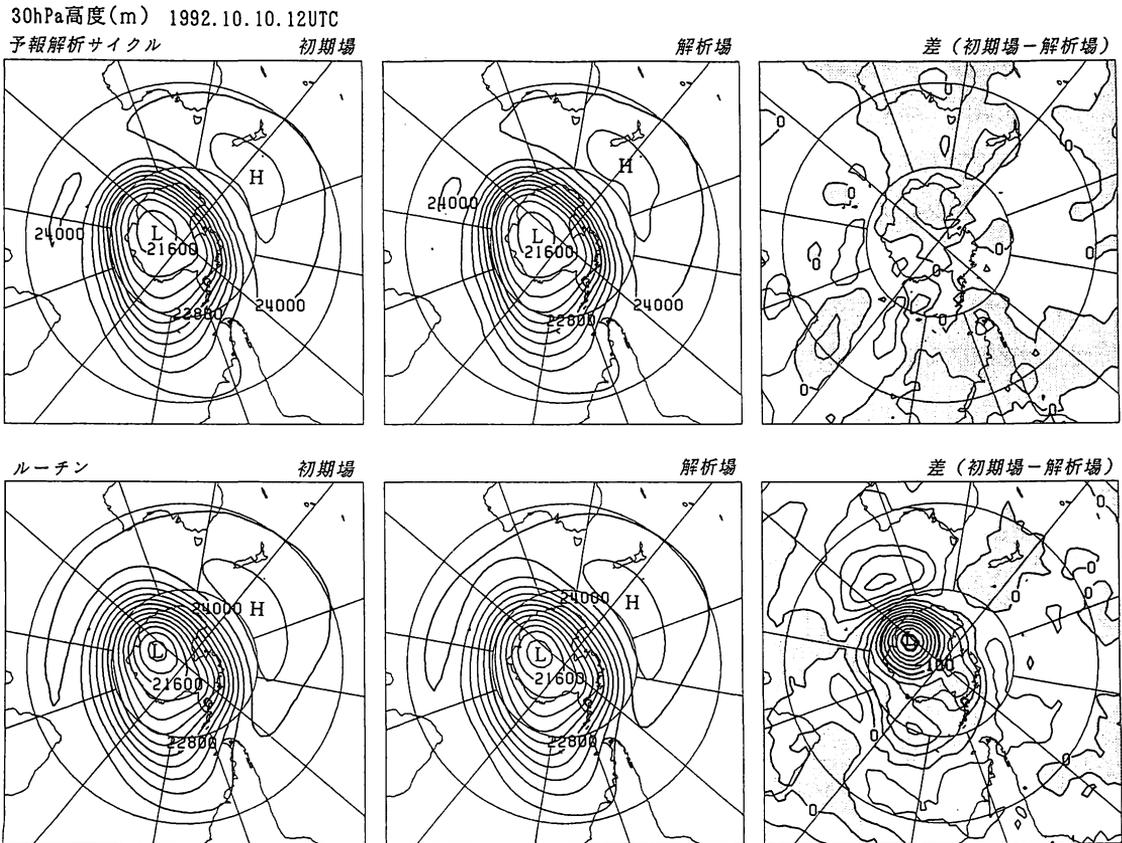
第2図 ルーチンと新方式における、気温 T 、高度 Z （気圧 P ）の鉛直内挿法の比較。
 ΔT 、 ΔZ は客観解析による変化分である。また、 η はハイブリッド鉛直座標である。

3. 予報解析サイクル実験

3-1. 実験の概要

新方式の予報解析サイクルによる実験を、1992年10月5日00UTCから10月18日18UTCにかけて行なった。5日00UTCと06UTCの最初の2サイクルは、予報気温に補正を加えるためのセットアップサイクルである。引き続き、10日12UTCまで約5日間、新しい方式に解析場を馴染ませるための予報解析サイクルを走らせた後、10日12UTCを初期値として192時間予報を行なった。さらに、その検証のための予報解析サイクルを18日18UTCまで走らせた。

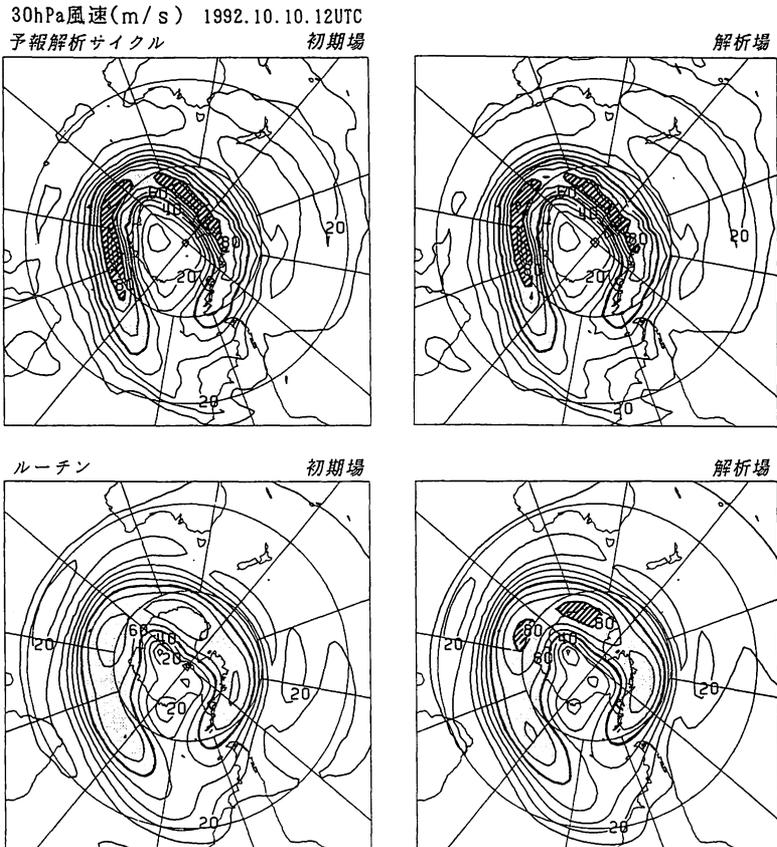
検証のポイントは大きく二つに分けられる。ひとつは、極渦など、個々の現象の3次元空間内における表現がどのように変わるかであり、もうひとつは、全球的、領域的にみた予報値と解析値との間のバイアスや平均二乗誤差がどのように変わるかである。また、今回の処理方法の変更は、主として成層圏を対象にしたものであるが、最終的に行なった192時間予報は予報時間が長いため、予報の後半での対流圏への影響も注目される。



第3図 1992年10月10日12UTCにおける南半球の30 hPa高度。上段が予報解析サイクル、下段が従来のルーチンによるもの。ともに左から、初期場、解析場、及びその差(初期場-解析場)に示している。陰影は差が負の領域である。

3-2. 成層圏の解析結果の比較

第3図は192時間予報の初期値となった10月10日12UTCにおける南半球30hPa高度である。この時期の南半球は冬期の周極西風循環から次第に夏型循環へ移行する時期であり、極の周りにはまだしっかりとした極渦が存在している。図では解析値と初期値、およびその差が示されている。初期値は解析値とは異なり、予報計算を開始する段階で、重力波などの余分なノイズが入らないように各物理量のバランスを考慮して再処理されたものである。当然のことながら、両者の差は小さいほどよい。図を見て明らかなように、従来のルーチンでは極渦の中心付近で、両者の高度場に大きな差が生じていることがわかる。以前から極渦付近の成層圏解析には問題があるという指摘があったが、これは高度場と風との間に地衡流バランスを仮定し、関数による場の近似展開を行なっているためである。ところが冬季成層圏では極渦が強く、遠心力が無視できなくなるので、地衡流を仮定した解析が適当でなくなる。このため、解析場と初期場との間に高度差が生じてしまうことになる。



第4図 第3図と同じ時刻の30hPaにおける風速。上段が予報解析サイクル、下段が従来のルーチンによるもの。ともに左が初期場、右が解析場である。陰影は風速50m/s以上、斜線域は風速80m/s以上の領域である。

高度場だけでなく、風の場にも変化がみられる。第4図で極渦付近の風速の分布を見ると、従来の解析に比べて風速の大きな領域が集中し、風速の最大値も大きくなるといった、めりはりのある分布になっている。これは基本的に解析場の空間解像度の向上と考えられる。また、従来のルーチンでは、解析で仮定した地衡流バランスが極渦付近では適当でないことから、初期値化の際に風速の大きなところで数m/sにも及ぶ風速の減少が見られたが、実験では風速の分布にほとんど変形が見られない。予報解析サイクルは、予報値をそのまま解析の第一推定値として取り込むため、予報モデル内のバランスが解析に反映され、結果として解析場と初期場との間における場の変形がかなり軽減されていることがわかる。これは成層圏予報解析サイクル化による直接の効果である。

以上、実験サイクルによる成層圏の解析結果は、従来のルーチンに比べてより予報モデルに馴染んでおり、初期値化の際の場の変形も軽減されていることがわかった。

3-3. 192時間予報結果の比較

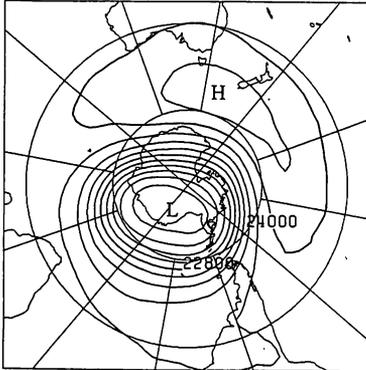
新しい方式に場が馴染んだ10月10日12UTCを初期値として、192時間予報を行なった。さらに、予報時間をカバーする10月18日18UTCまで6時間間欠同化システムを走らせ、予報結果と、それに対応する時間の解析値との間のバイアスや平均二乗誤差等を調査した。

第5図は予報72時間目の南半球30hPaの高度である。従来の予報ではニュージーランド付近で高圧帯が二つに割れ、極渦の表現が解析場とかなり異なっているのに対し、実験サイクルでは高度分布パターンがきれいに予報されていることがわかる。しかし、図には示さないが、予報192時間目ともなるとその差ははっきりしなくなってくる。

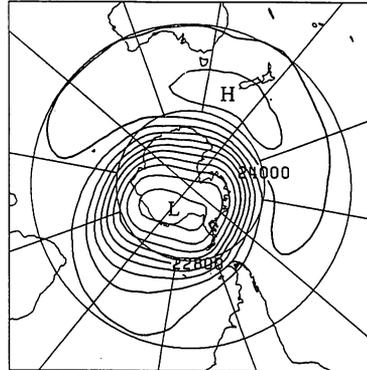
第6図は予報72時間目と192時間目についての、高度場のバイアスと平均二乗誤差分布を経度方向に帯状平均したものの南北一高度断面図である。冬の極渦付近における予報成績の向上が顕著である。特徴的な誤差は、南北両半球の極渦域、南北両半球高緯度の対流圏、及び熱帯にそれぞれ分布しており、大循環場の中のどのような場所で、特徴的なエラー増加が大きいかの対応付けをすることが可能である。特に、南北高緯度の対流圏中層では新方式によってかえって平均二乗誤差が大きくなってしまったところがあり、今後の調査を要するところである。

次に高度について、全球平均したバイアスと平均二乗誤差を鉛直各層毎に示したのが第7図である。192時間予報について、予報開始時点からの誤差の時間発展を24時間毎に示してある。成層圏においては、全球的にみた平均二乗誤差は予報解析サイクル化により改善されていることがわかる。改善の度合いは上層ほど大きく、鉛直解像度の粗いモデル上部で新しい方式が効果的に機能していることがわかる。一方、バイアスの改善は、モデルトップの10hPaで顕著であるほかは、あまり差は見られない。対流圏については両方式で目立った差は見られず、成層圏に予報解析サイクルを導入した影響はそれほどないように見られるが、部分的にバイアスなどが悪くなっているところがあり、調査を要する。

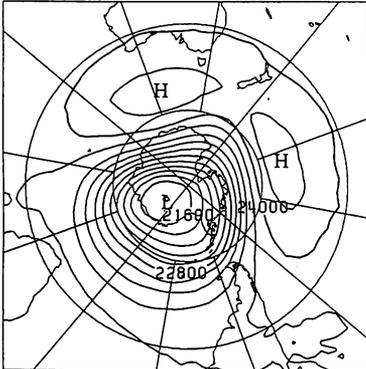
30hPa高度(m) 1992.10.10.12UTC FT=72
 予報解析サイクル 72hr 予報



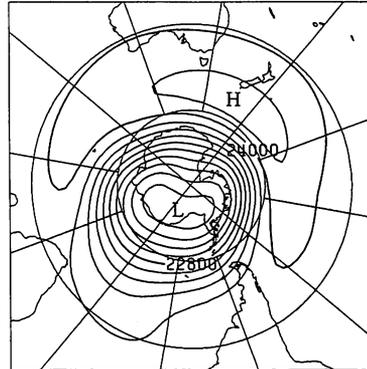
1992.10.13.12UTC
 解析



ルーチン 72hr 予報



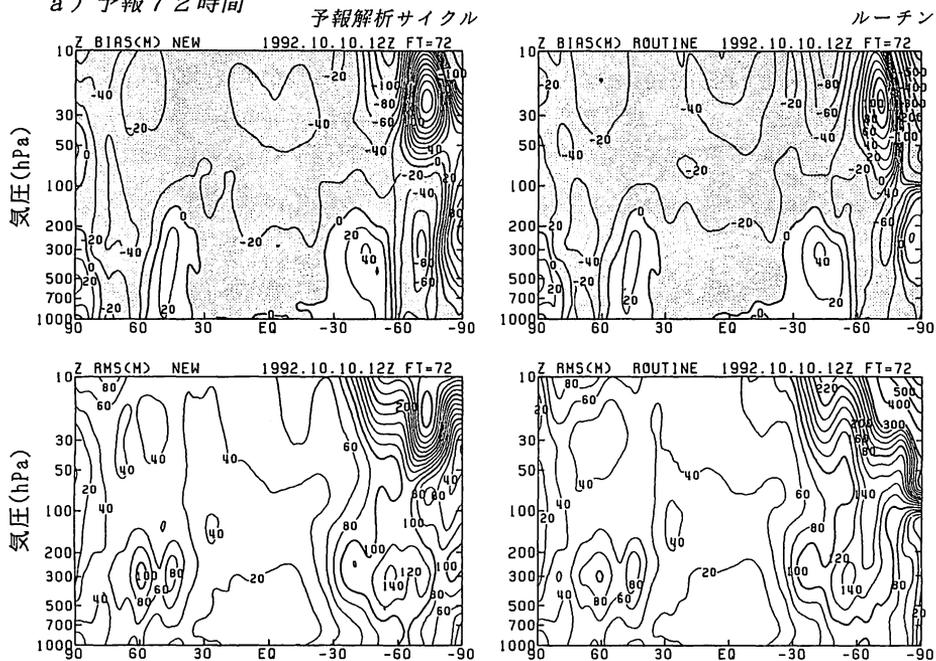
解析



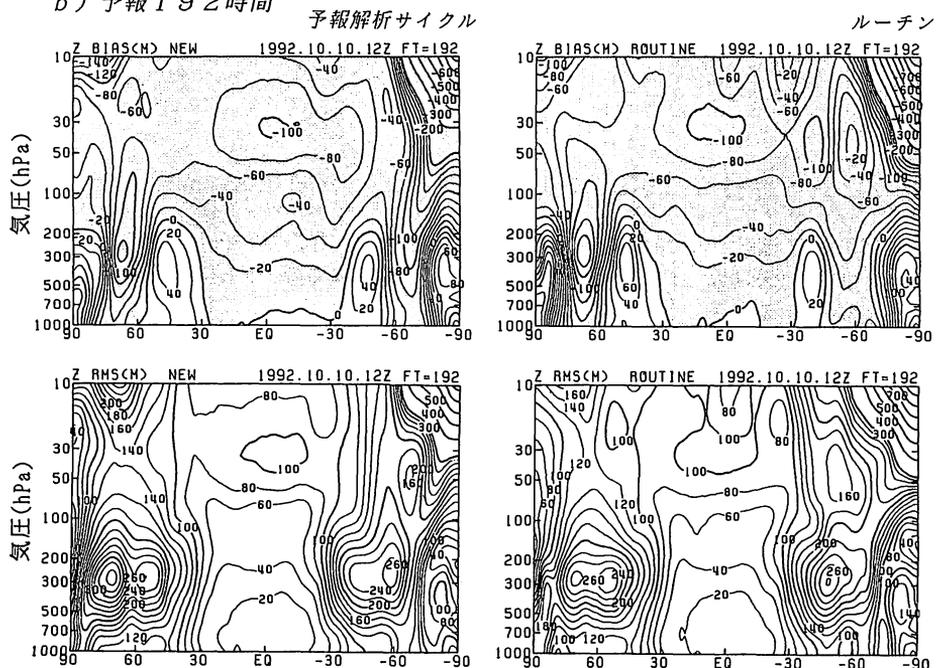
第5図 予報72時間目の、1992年10月13日12UTCにおける南半球の30hPa高度。
 上段が予報解析サイクル、下段が従来のルーチンによるもの。ともに左が72時間予報、右が該時刻の解析場である。

以前に述べたように、新しい予報解析サイクルでは、第一推定値の高度場の品質改善を第一の目的とし、そのために予報モデル内の気温に補正を加えた。また第一推定値の気温は、改善された高度場からの逆解きで求める方法に変更した。データを検証する際には、予報モデル内の気温と、客観解析の気温が、この補正の分だけずれていることに注意する必要がある。第2節で50hPaより下層ではこのように方式を変更しても、気温は従来のものとほとんど変わらないと述べたが、対流圏から成層圏まで全層にわたってP面気温の求め方が変わっている以上、予報への影響がどの程度あるのか、また、この変更が対流圏における部分的な予報成績の悪化に影響していないか等の検討が必要であろう。もちろん、この気温補正量はモデルの鉛直解像度が向上するにつれて、確実に減少するものである。

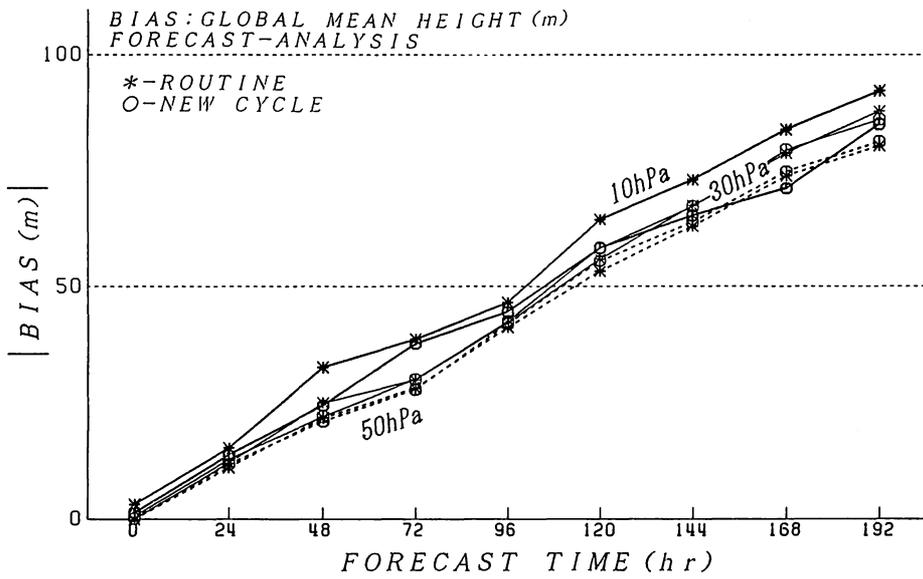
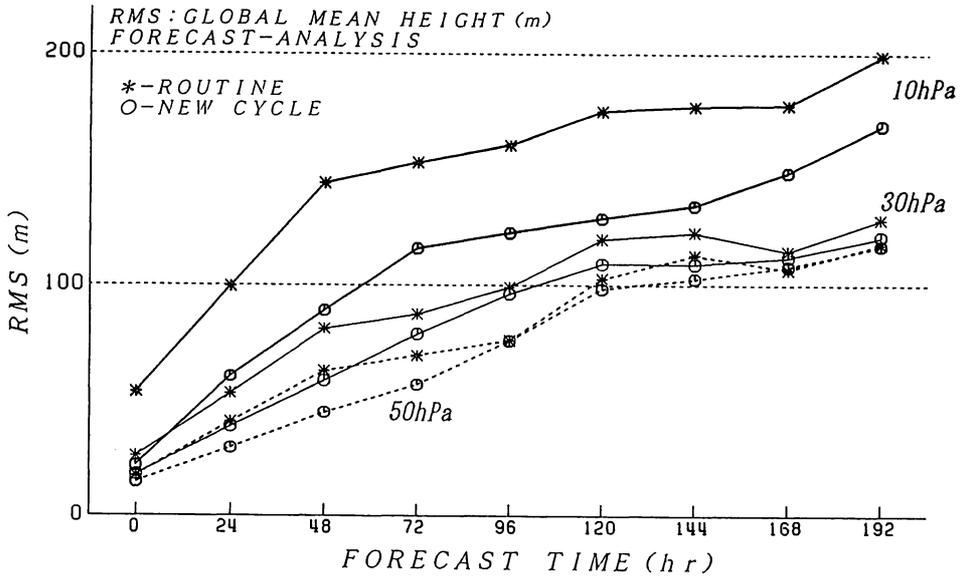
a) 予報72時間



b) 予報192時間



第6図 a) 予報72時間目, b) 同192時間目の高度バイアスと平均二乗誤差分布。
 左が成層圏予報解析サイクル, 右が従来のルーチンによるもの。帯状平均した
 ものの南北-高度断面図を示してある。横軸は左が北に当たる。
 バイアスの陰影は(予報-解析)が負の領域である。



第7図 192時間予報における，全球平均した平均二乗誤差と高度バイアスの時間発展。
24時間毎に示してある。

4. まとめと今後の問題

以上、成層圏への予報解析サイクル導入に関して、鉛直内挿法の改良による第一推定値の品質改善の問題と、それをもとにして走らせた実験サイクル結果の検証について述べてきた。主な結論として、解析場が予報場に馴染むことによって、初期値化の際の場の変形が少なくなった点、また、成層圏における予報値と解析値のバイアスや平均二乗誤差が改善された点などが挙げられる。これらは、先に述べたように予報解析サイクルを導入した直接の効果である。

今後の問題としては、まず、両方式の計算結果のどちらが現実に近いのかの検証が必要になろう。予報解析サイクル化で予報場と解析場が馴染んでいるとはいっても、それはシステム内の技術的な処理上の問題であり、計算結果の検証、比較にはラジオゾンデ等の観測を用いた客観的な方法が必要とされる。ただし、モデルトップ(10hPa)付近では、高空のためラジオゾンデの到達率がかなり小さくなるのに加え、観測誤差も大きくなっていくので、慎重な検証が必要とされる。また、一例の実験ではその時の循環場のパターンに影響された結果が出る恐れがあるので、季節等を問わず、多くの事例について実験を行ない、新方式の特性を把握する必要がある。それと並行して具体的な事例、特に突然昇温や準2年周期振動といった成層圏のイベントについて実験を行ない、現象の再現性等の調査をする必要もあろう。もちろん、最終的な目標は対流圏予報の改善である。多数例の予報を行ない、成層圏解析が対流圏予報に与える影響を系統的に調べる必要がある。

このように、成層圏の予報解析サイクルは導入へ向けてスタートを切ったばかりであり、解決すべき問題は山積している。これからもいろいろと実験を重ね、データを蓄積していきたいと考えている。

参 考 文 献

- Electronic Computer Center JMA 1980 : Appendix to periodic report on numerical weather prediction : Outline of operational numerical weather prediction at Japan Meteorological Agency.
- 柏木啓一, 1990 : 第1章 客観解析概論, 数値予報課報告一別冊第36号『気象データと客観解析』, 平成2年3月, 気象庁予報部, 2-30.
- 柏木啓一, 野村(馬場)厚, 1990 : 第3章 ルーチン解析システムについて, 数値予報課報告一別冊第36号『気象データと客観解析』, 平成2年3月, 気象庁予報部, 60-98.
- Simmons, A. J., and D. M. Burridge, 1981 : An energy and angular-momentum conserving vertical finite-difference scheme and hybrid vertical coordinates, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 758-766.

’91/’92 エルニーニョ現象発生期間中の世界の天候

小 沢 芳 郎*

1. はじめに

’91/’92 エルニーニョ現象は、1991年北半球の春に発生した後、冬から翌年春にかけて成熟期を迎え、1992年の夏に終息した。これまで、エルニーニョ現象が発生すると、世界のいくつかの地域で特徴的な天候が現れやすいことが指摘されているが、今回のエルニーニョ現象発生期間中にも、その中の幾つかの天候が現れ、一部は社会的にも大きな影響を与えた。ここでは、従来から指摘されているエルニーニョ現象発生時の典型的な気温、降水量の変化が現れた地域、及びそこでの天候経過とその社会的影響等をまとめたので報告する。

なお、天候に関する資料は、月平均気温、月降水量データについては、地上月平均値気象通報式 (CLIMAT) による電報、WMO 及び各国気象局等の発行による刊行物を用い、その他天候の及ぼす社会的な影響や被害状況などについては、新聞等報道資料を参考にした。また、この報告は、気象庁長期予報課で実施している「世界の異常天候監視」業務の成果をまとめたもので、この期間の毎月の世界の気温や異常天候の発生分布などの詳細等については、気象庁「気候系監視報告」を参照されたい。

2. エルニーニョ現象に伴う気温、降水量の変化

図1、図2は、エルニーニョ現象に伴って、気温及び降水量の変化が顕著に現れる地域をその発生期間とともに示したものである。これは、Ropelewski and Halpert (1987), Halpert and Ropelewski (1992) により、月降水量約1700地点、月平均気温約1200地点のデータ（期間は最も長いもので1880年代以降）を基に求められたもので、過去のエルニーニョ現象発生に伴って出現した頻度は、降水量の場合で概ね5回中4回程度となっている。

3. 世界の天候経過（1991年春～1992年夏：地域別）

以下に、世界を5つの地域に分けて、図1、図2と比較しながら、各地域で現れた特徴的な天候を述べる。

(1) アジア

エルニーニョ現象と関連して、アジア地域で顕著に現れた天候として、インドネシアやフィリピン

* 気象庁長期予報課

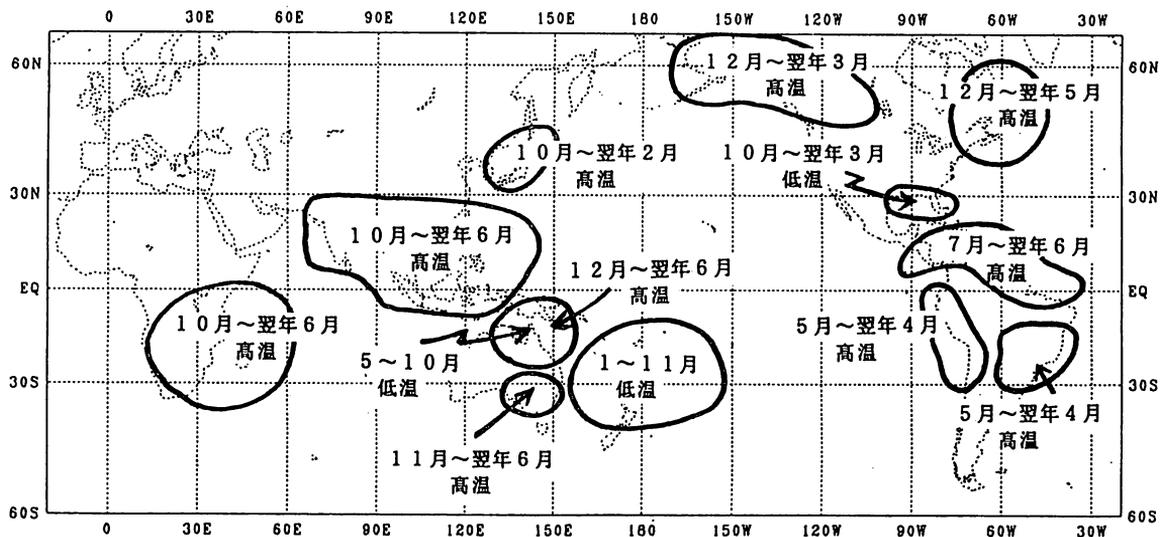


図1 エルニーニョ現象に伴って気温の変化が顕著に現れる地域
(Halpert and Ropelewski, 1992)

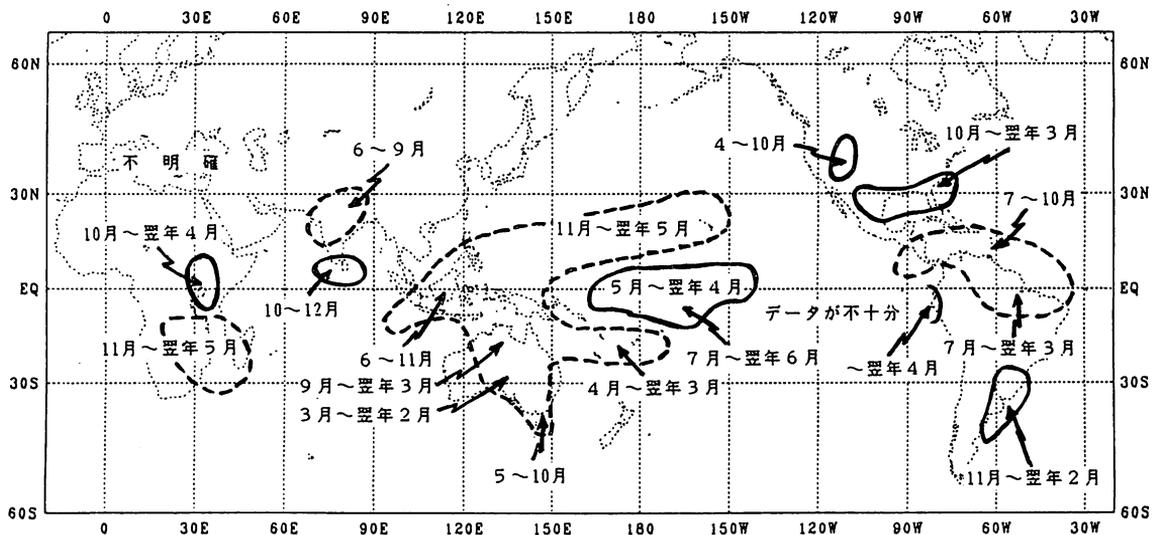


図2 エルニーニョ現象に伴って降水量の変化が顕著に現れる地域
(Ropelewski and Halpert, 1987)

ンでの少雨を挙げることができる。

インドネシアでは、1991年の北半球の夏から秋にかけて、スマトラ島やボルネオ島の南部、ジャワ島などを中心に少雨傾向が続き、厳しい干ばつに見舞われた。米の収穫減から、1984年以來の米の輸入を再開したと報じられ、また、ボルネオ島などでは大規模な森林火災も発生した。フィリピンでも、その後の秋から翌年（1992年）の春にかけて、南部のミンダナオ島を中心に、長期間の著しい少雨傾向が続いた。ミンダナオ島西端のザンボアングでは、この期間の降水量（11月～4月）が108mm（平年比26%）にとどまった。このため、各地で米やトウモロコシ、野菜、果樹などの農作物に大きな干ばつ被害が出たほか、発電用水源地の水位低下による電力不足が続き、ヤシ油、バナナ、マンゴー等主力輸出品が大幅に減産するなどの被害が伝えられた。

一方、エルニーニョ現象時に不活発になりやすい傾向の指摘される、インドの夏のモンスーンについては、1991年は、北西部でやや少雨傾向となったものの、インド全域の6～9月の降水量はほぼ平年並みであった。しかし、1992年には、モンスーンの北上が遅れ、6～7月にかけてインド中・北部で降水量が平年の半分以下となるなど、雨期の前半は少雨傾向が目立った。このため、7月には、北西部の耕作地帯で干ばつ被害が懸念され、ボンベイなどでは深刻な水不足が伝えられた。その後、8、9月になって、エルニーニョ現象の終息と歩調を合わせるかのように、北部でも平年の値に近い降水がみられたが（図3）、6～9月の合計降水量では、北部で平年の40～80%程度となるなど、西部沿岸地域を除くインドのほぼ全域で平年を下回った。他方、隣国のパキスタンでは、この間8～9

月に、一部地域で大雨に見舞われ、死者2千人を超える大きな洪水被害が出た。

また、インド南端部やスリランカでは、10～12月にかけて多雨になりやすいと言われているが、1991年は、コロンボなどスリランカでこの期間少雨傾向となったところも多く、必ずしも多雨傾向は顕著に現れなかった。

気温変化は、1992

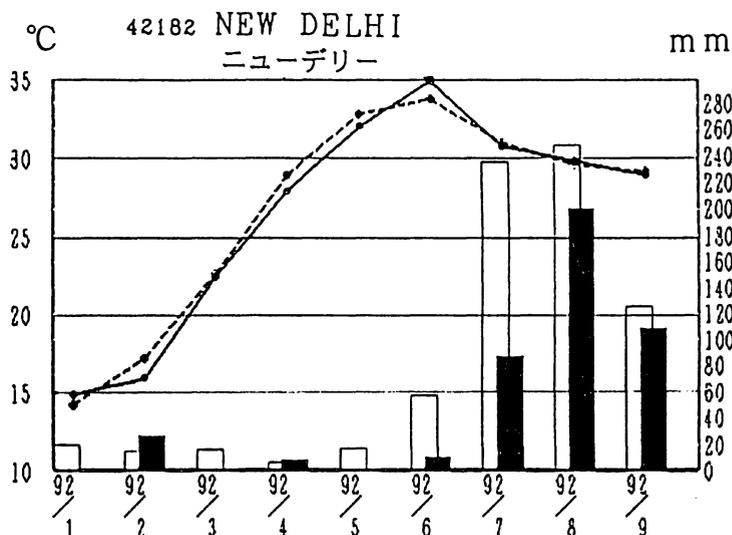


図3 ニューデリーの気温、降水量の変化（'92年1月～9月）
折れ線グラフは気温で、破線が平年値、実線が観測値。
棒グラフは降水量で、白抜きが平年値、黒塗りが観測値。

年2～7月にインドシナ半島のタイやフィリピンでおおむね高温傾向が続いたが、インドなどでは、北部で6、7月に高温となったのを除いて1991年10月～'92年5月にかけて、むしろ月平均気温が平年より低くなったことも多く、エルニーニョ時の典型的な「南アジアの高温」は広範囲ではなかった。日本では、91/92年冬は全国的な暖冬であった。

(2) 中東・アフリカ

この地域では、アフリカ南部の高温・少雨が顕著に現れ、社会的にも大きな影響を与えた。

1991年は、南アフリカやジンバブエ、ザンビア、モザンビークなどのアフリカ南部の国々で、12月以降著しい高温少雨傾向が続き、南アフリカでは、12月～翌年5月までの6か月間の降水量が、少ないところで平年の半分以下となり(図4)、『82/’83エルニーニョ現象時以来の著しい少雨となった(図5)。このため、トウモロコシや小麦の収穫が大幅減となるなど厳しい干ばつ被害に見舞われ、これまで食糧の輸出国であった南アフリカやジンバブエも輸入国に転じた旨報じられた。8月現在

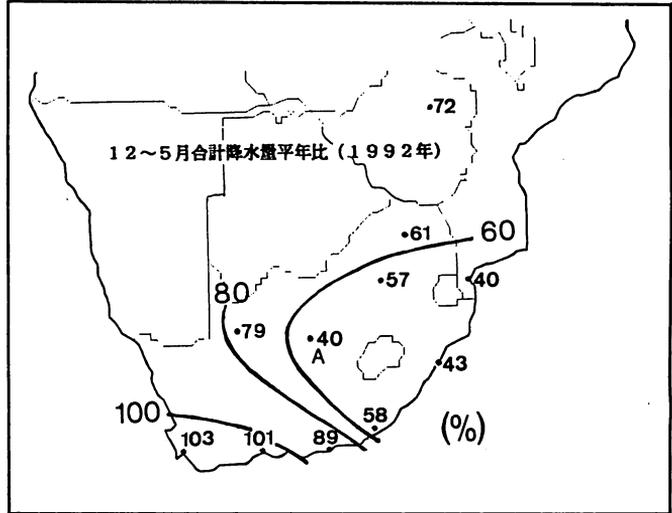


図4 アフリカ南部の降水量平年比分布図(’91年12月～’92年5月)。黒丸は観測地点、図中のA地点はキンバリーを示す。単位%

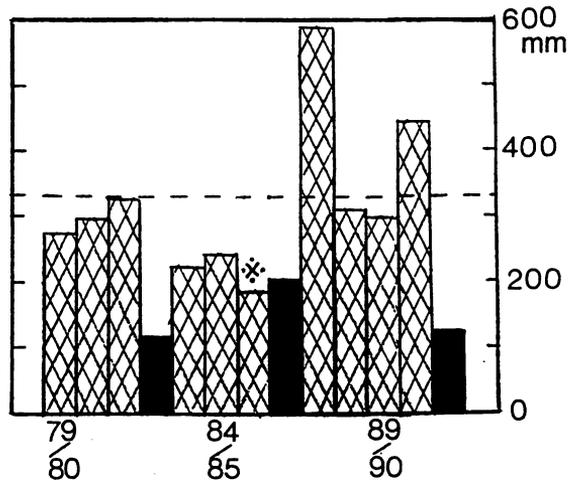


図5 南アフリカキンバリーでの降水量(前年12月～5月)の経年変化降水量は、12～5月の6か月間(*印のみ1～5月の5か月間)の合計降水量。破線は平年値、黒塗り部はエルニーニョ現象の発生期間中であることを示す。

の国連諸機関の推計によれば、この干ばつの影響は、アフリカ南部 10 か国の総人口の約 1/3 にあたる 3000 万人に及び、そのうち 1800 万人が深刻な食糧不足に直面していると伝えられ、このような被害状況から、これまでアフリカを襲った数多くの干ばつ被害のなかでも、「今世紀最悪の干ばつ」として報じられた。

一方、ケニアやタンザニアの内陸部などでは、エルニーニョ現象時の 10～12 月に多雨傾向が指摘されるが、1991 年はほぼ平年並の降水が続き、とくに顕著な多雨とはならなかった。なお、ケニアでは、その後 1～5 月にかけて、おおむね少雨傾向が続き、このため、紅茶の減産をはじめ深刻な干ばつ被害に見舞われ、エチオピアやソマリアなど他のアフリカ東部の国々とともに、著しい食糧不足が伝えられた。

(3) 北アメリカ

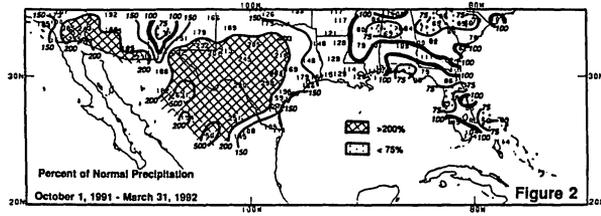
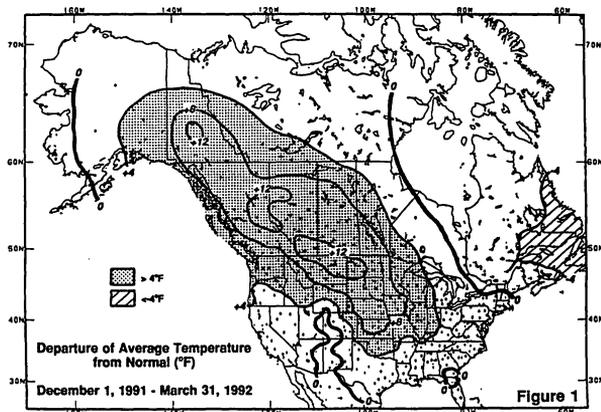
1991/92 年の冬から春にかけて、北アメリカ西部で記録的な高温、アメリカ合衆国南部で著しい多雨傾向が続き、エルニーニョ現象時に現れやすいとされる二つの天候が顕著に現れた。

北アメリカ北西部では、アメリカ合衆国の 91/92 年冬（12～2 月）の平均気温が、過去 97 年間で最高を記録（NOAA/USDA, 1992）するなど、広い範囲で 1991 年 12 月～翌年 5 月の長い間、月平均気温が平年を 4～7℃も上回る著しい高温が続いた。モンタナ州のグレートフォールズでは、12～2 月の平均気温 1.9℃（+6.7℃）、3～5 月の平均気温 8.7℃（+2.7℃）を記録した。また、アメリカ合衆国北西部では、この間 4 月を除き降水量が平年よりかなり少なくなり、3 月末にはオレゴン州の 27 の主要なかん漧用貯水池の水位が、平年の約半分に落ち込んだと伝えられた。

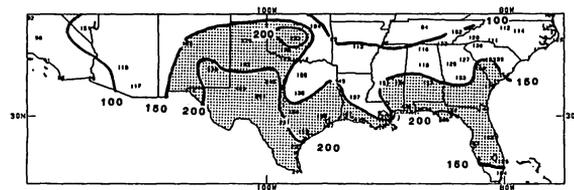
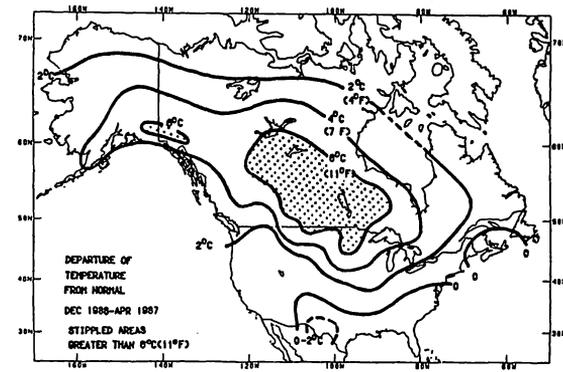
ほぼ同時期、テキサス州などアメリカ合衆国南部のメキシコ湾沿岸地域で平年の 2～4 倍の多雨傾向が続いた。とくに、12 月には、17～22 日の 6 日間にテキサス州南東部のサンアントニオやオースチンで、約 300mm もの記録的な豪雨となるなど各地で大雨に見舞われた。オースチンの西トラビス湖の水位は、1957 年の最高記録を更新し、コロラド川やトリニティー川などの流域で死者 15 人を含む洪水被害が伝えられた。テキサス州のサンアントニオでは、4 か月間（12～3 月）の降水量 815 mm（4.9 倍）を記録した。

なお、これら北アメリカの高温、多雨の典型的な天候は、前回エルニーニョ現象発生時の '86/'87 の冬にも、気温（降水量）の平年差（平年比）分布が非常に良く似た形で出現したことが指摘されている（NOAA/USDA, 1992）（図 6）。

また、エルニーニョ現象にともなって、大西洋のハリケーンの発生数の減少が指摘されているが、1991 年の熱帯低気圧（最大風速 17.2m/s 以上）の発生数は 8 個で平年（9.6 個）より少なく、1992 年も、8 月にやっと 1 号が発生するなど、ハリケーンシーズン前半は平年よりかなり少なく経過した。なお、この 8 月に発生したシーズン最初のハリケーン「アンドリュー」は、フロリダ州、ルイジアナ州を襲い、総被害額として米国史上最大と報じられる被害をもたらした。



(a)



(b)

図6 北米の冬期間の気温偏差, 降水量年比分布
(a) 1991/92年 (NOAA/USDA, 1992)
(b) 1986/87年 (NOAA/USDA, 1987)

(4) 南アメリカ

南アメリカで、顕著に現れた天候としては、ペルー、エクアドル太平洋沿岸地域の大雨を挙げることができる。図2には、データが不十分として明確には記述されていないが、前回（'82/'83）、前々回（'86/'88）のエルニーニョ現象発生時にも、平年にはほとんど降水のないこの乾燥地帯で大雨が降っている。今回も、3月、ペルー沿岸地域で大雨があったほか、4月はじめには、エクアドルの南西沿岸部グアヤキルで、約20人の死者の出る大雨被害が報じられた。

また、ブラジル南部やアルゼンチン北東部では、夏に多雨になりやすいと言われているが、今回も、1991年12月～2月にかけておおむね多雨傾向が続いた。12月にはアルゼンチン北部で、1月上旬には、ブラジル南部やアルゼンチン北部のコルドバ州などで大雨が降り、死者を含む洪水被害も発生した。一方、少雨傾向の指摘されるブラジル北部では、1991年は、7～12月に降水量が平年より少ない状態が続いたものの、1992年になってからは、1～3月に降水量が平年を上回る地域が多くなった。

気温変化については、ブラジルの東部や南東部で、1991年中はおおむね平年より高く経過したものの、1992年になってからは、2月に一部地域で月平均気温が4℃下回る低温となるなど、顕著な高温傾向はみられなかった。

(5) オセアニア

オーストラリアで現れた顕著な天候として、1991年冬～91/92夏の東部、北部を中心にした少雨や北部の高温を挙げることができる。

1991年6月以降11月頃まで、オーストラリア北東部や東部で少雨傾向が続いた。特に8、9月は、平年には月降水量で40～50mmの雨が降る東部地域でほとんど降水が少なく、耕作地帯では長期にわたる干ばつの影響が懸念された。また、その後の12～3月にかけては、雨期のオーストラリア北部で、モンスーン活動が不活発となり、少雨で高温傾向が続いた。この期間（12～3月）のオーストラリア北部の降水量は、ダーウィンで630mm（49%）などおおむね平年の半分以下であった。

一方、ミクロネシアの島々でも、1992年2～5月にかけて少雨傾向が続いた。マーシャル諸島では、マジロで2～4月の3か月間の降水量がわずか18mm（3%）となり、島の飲料水不足が報じられた。また、ポリネシアでも、ハワイのホノルルで、1991年11月以降5か月間の降水量が平年の30%となるなど著しい少雨が続いた。

また、中部熱帯太平洋では、北半球の冬から春にかけて、気象衛星「ひまわり」の観測による上層雲量が平年より20～30%多くなり（気候系監視報告）、この期間中多雨傾向の続いたことが推測される。

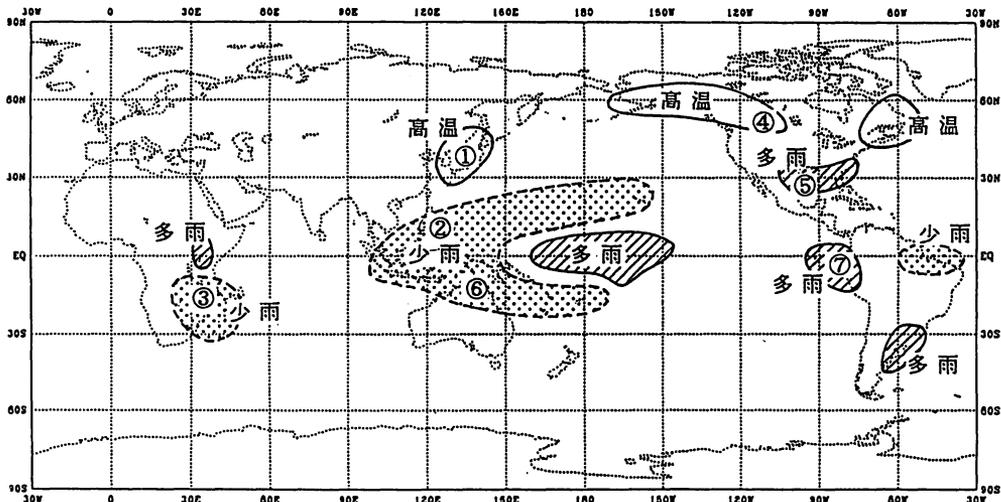


図7 エルニーニョ現象発生時に現れやすい世界の天候（11～3月）と今回（'91/'92）みられた主な天候

エルニーニョ現象が発生している11～3月に現れやすい世界の主な天候を斜線域（多雨）、点彩域（少雨）、白抜き（高温）で示す（Ropelewski and Halpert による）。

①～⑦は、今回見られた天候（下記）を示す。

- | | |
|------------------|----------------|
| ① 日本の高温 | ⑤ 米国南部の多雨 |
| ② フィリピン南部の少雨 | ⑥ オーストラリア北部の少雨 |
| ③ アフリカ南部の少雨 | ⑦ ペルーの大雨 |
| ④ 米国北部からカナダ西部の高温 | |

4. おわりに

以上のように、今回のエルニーニョ現象期間中（1991年春～1992年夏）の世界各地の天候経過をみると、いくつかの例外があるものの、これまでエルニーニョ現象時に発生しやすいとされる典型的な天候が、おおむね各地域で現れていたように思われる。とくに、エルニーニョ現象の成熟期にあたった北半球の冬から春にかけては顕著にあらわれ（図7）、北アメリカの暖冬のように、過去の極値を更新するなどの記録的な天候の偏りとして現れた地点も多かった。

また、これらの天候の偏りに伴って一部地域では社会的にも大きな影響がでた。主なものとして、フィリピンの干ばつやアフリカ南部での干ばつ、アメリカ合衆国南部や南アメリカ北西沿岸地域の洪水などを挙げることができるが、とりわけ、アフリカ南部の「今世紀最大の干ばつ」は、その程度、影響範囲の広さ、期間の長さ等、今回のエルニーニョ現象に伴うとみられる災害のなかでも最も際だったものであった。

参 考 文 献

- NOAA/USDA Joint Agricultural Weather Facility, 1987 : Weekly Weather and Crop Bulletin, Vol 74, No. 20.
- NOAA/USDA Joint Agricultural Weather Facility, 1992 : Weekly Weather and Crop Bulletin, Vol 79, No. 10 and No. 15.
- Ropelewski and Halpert, 1987 : Global and regional scale precipitation patterns associated with the El Nino/Southern Oscillation. Mon. Wea. Rev., 115, 1606—1626.
- Halpert and Ropelewski, 1992 : Surface temperature patterns associated with the Southern Oscillation. J. Climate, 5, 577—593.

L. F. グループ 1991 年度会計報告 (1991 年 7 月 1 日 - 1992 年 6 月 30 日)

収 入	支 出		
前年度繰越金	833,409	印 刷 費	600,000
会 費	749,034	(Vol.30 No.1 No.2)	
バックナンバー	13,000	郵送・通信費	52,100
利子利息等	12,987	月例会会議費	32,366
		消 耗 品	2,409
		L F 関西補助金	48,275
-----	-----	-----	-----
収 入 計	1,608,430	支 出 金	735,275
総 計	1,608,430	- 735,275 = 873,155 円	

残金 873,155 円は次年度への繰越金とする。名簿処理プログラムを作成したため、前回の会計報告で予告したデータベースソフト購入は見送った。1992 (平成 4) 年度までの会費を収めていない場合は下記のいずれかの口座を利用するか、長期予報課にご来課の際、会計担当に納入して下さい。

(1) 郵便口座

大手町 1 郵便局
 口座番号 : 東京 5 - 165913
 加入者名 : L F グループ

(2) 銀行口座

富士銀行本店 (店番号 1 1 0)
 口座番号 : 普通 203156
 加入者名 : L F グループ

編 集 後 記

今年の冬も日本はとうとう 7 年続きの暖冬ということになってしまいました。冬季の大気大循環にはやはり数年以上にわたる長い時間スケールの変動が存在するのでしょうか。

さて、「グロースベッター」第 31 巻第 2 号をお届けします。本号は昨年 (1992 年) 行われた月例会の報告が中心になりました。長い時間スケールの大気の変動には外力の影響が重要ですが、海洋や放射等の外力の変動が解明されつつあるようで心強い限りです。なお、月例会の益子さんの「積雪データの数値予報モデルへの利用」は都合により、第 32 巻第 1 号に掲載しますのでご了承下さい。グロースベッターは、長期予報、大気大循環、気候変動等に関する研究会誌です。調査・研究結果をお持ちの方はお気軽に投稿下さい。(高野)

グロースベッター投稿先 : 〒100 東京都千代田区大手町 1 - 3 - 4

気象庁長期予報課内 L F グループ事務局 (TEL 03-3212-8341 (3158))

平成 4 年度グロースベッター役員

【筑波大学】 安成哲三

【気象研究所】 佐藤康夫

【気象庁長期予報課】 酒井重典 小沢芳郎 馬淵和夫 高野清治 (庶務担当) 川真田正宏

小島直美 石原洋 (会計担当)