

1993/94年夏の日本付近における異常気象の熱収支解析

田中博*・早崎将光**・安成哲三*

1. はじめに

近年の異常気象のなかでも、1993年は1954年以来という冷夏であり、その翌年1994年は日本の各地で最高気温を更新する猛暑であった(気象庁 1994; 新田 1995; 藤川 1995)。この一連の異常気象の原因を追及することは大気大循環の理解と長期予報との関係において重要である。過去において数多く発生した異常気象は、多くの場合エルニーニョ・ラニーニャの発生、エルチチョンやピナトゥボ火山の爆発、あるいは太陽活動の長周期変動などに結び付ける試みがなされてきた。しかし、過去の異常気象の中で、その原因を誰の目にも明らかな形で解明した例は僅かしかない。

1993年の冷夏・1994年の猛暑といった日本付近の大気の変動のふれ幅は極端なものであったにもかかわらず、火山噴火状況や海面水温の変動は平年並であり異常気象の原因を外的要因に求めることは困難なようである。過去に生じたこのように明瞭な異常気象についてさえも、その原因が明らかにできない状況下で、将来の異常気象の予測(長期予報)が成功するもので

あろうか。長期予報技術を高めるうえでも、過去に生じた異常気象の原因をさまざまな角度から研究し、その原因を理解することの意義は大きい。

1993年の異常気象をもたらした日本付近の気温や高度場の負のアノマリは、北極海から南に伝播した波列によって維持されていることが示唆された。1993年7月にシベリア北部で異常発達した低気圧性回転の極渦が隣接する高気圧回転のオホーツク高気圧を発達させ、長期間にわたり日本北部に北東気流を送り込んだことが原因のひとつに挙げられている(荒川, 1995)。

それに対し、1994年の猛暑の期間に、異常気象をもたらしたような明瞭な定常ロスビー波の波列は解析されなかった。この年の猛暑はむしろ上層の空気が乾燥していることから、日本周辺の持続的な下降流によってもたらされた可能性があることが指摘されている(藤川, 1995; 占野, 1995)。

本研究の目的は、1994年の猛暑の原因として考えられる持続的な下降流の存在を検証し、大気の熱収支式各項を定量的に比較することで、下降流の存在が異常気象下の熱収支にどのように影響を及ぼしていたのかを解明すること

*筑波大学地球科学系

**筑波大学地球科学研究科

である。この目的を達成するために、はじめに熱収支解析において本質的に重要な鉛直速度 ω を様々な方法で求め、相互比較を行なった。本研究では、ノーマルモード関数展開を用いた独自の方法で鉛直速度の計算を行なった。そして、この方法で推定された鉛直速度を用いて熱収支解析を定量的に行ない、1994年の猛暑の原因について考察した。

2 本研究で用いた熱収支式

2.1 熱力学第一法則

本研究で用いた熱収支式は気圧座標系で書いた熱力学第一法則であり(新田 1980), Tanaka and Milkovitch (1990)や藤川(1995)に基づいて以下のように変形して用いた。

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla c_p T + \left(\frac{RT}{p} - \frac{\partial c_p T}{\partial p} \right) \omega + q \quad (1)$$

ここで、左辺は単位質量あたりの顕熱エネルギーの時間変化、右辺はその水平移流、鉛直流に伴う断熱過程、非断熱加熱率である。右辺の括弧内の式は気圧座標系における静的安定度のパラメータである。安定大気において下降流($\omega > 0$)があればその場所の温度は上がり、逆に上昇流($\omega < 0$)があれば温度が下がる。非断熱加熱率 q の主な内訳は水蒸気の凝結に伴う潜熱の放出、短波・長波放射過程、鉛直拡散やサブグリッドスケールの擾乱に伴う顕熱フラックスの収束である。1993年の冷夏のように梅雨前線が日本付近に停滞し、上昇流に伴う潜熱の放出が卓越する場合には q はプラスとなる。逆に、1994年暑夏のように梅雨前線が消滅し潜熱の放出がない場合には、大気自身の放射冷却が卓越し、 q はマイナスとなることが予測される。

2.2 観測量と非観測量

上で述べたように、本研究の目的は、観測に基づいてこの熱収支式(1)の各項を定量的に評価し、異常気象の原因を考察することである。ここで、観測量と非観測量とを区別して考えてみる。上の熱収支式に現われる気温 T 、水平風 $\mathbf{V}=(u, v)$ 、そして気圧 p は観測量と解釈できる。実際には最適内挿法や3次元変分法などの統計的手法で観測値はグリッド上に内挿されているので、本来の観測値という定義からは外れてしまうが、次に述べるようなモデルの産物とは一線を画すものであることから、本研究では観測量と解釈する。一方、鉛直速度 ω は一般には非観測量であり、モデルの中で診断的に生成される量である。モデルの中では厳密に連続の式を満たすが、ひとたび σ 系等のモデル座標系から他の座標系に内挿されると、もはや連続の式を厳密に満たすことはない。

熱収支式の最後の非断熱加熱率は、非観測量であり、その定量的評価が最も困難な量である。この非断熱加熱率を求めるには、放射や凝結過程などの各々の項を計算し足し合わせて評価する直接法と、熱収支式の残差として評価する間接法とがある。前者の例としては Newell et al. (1969, 1974), Otto-Bliesner and Johnson (1982), Zillman and Johnson (1985)などがあげられ、後者の例としては Hantel and Baader (1978), Geller and Avery (1978), Lau (1979), Masuda (1984), Holopainen and Fortelius (1986), Chen and Baker (1986), Kasahara et al. (1987), Fortelius (1989), Schaack and Johnson (1991)などがある。非断熱加熱率の総量を必要とする場合は、熱収支式の残差として求める方法が一般的である。残差項として非断熱加熱率を求める場合、同様に非観測量である鉛直速度 ω を推定することが熱収支解析を行なううえで本質的に重要な問題となる。ここで、鉛直速度

としてもアメリカの NCEP (National Center for Environmental Prediction) が提供している再解析値を用いたとすると、その値は(1)式においてモデルの非断熱加熱率と基本的にバランスしているため、残差として得られる q の値はモデルの非断熱加熱率となることに注意する必要がある。例えば、観測値から非断熱加熱率を計算しそれをモデルの改善に役立てることを目的とする熱収支解析の場合には、モデルの鉛直速度を用いたのでは論理的に矛盾してしまうのである。モデルの非断熱加熱率はモデル内部で簡略計算されている放射や凝結過程の総和であり、決して観測量ではない。そもそもこの量が現実大気に充分近いという保証でもあれば、わざわざ観測データから熱収支解析をする必要はなく、モデルが作り出す非断熱加熱率を図にして見ればそれで済むのであるが、これがしばしば現実大気とかけ離れた値を示してしまうことから、熱収支解析による定量的評価が重要になる (see Holopainen and Fortelius, 1986; Simonot and Le Treut, 1987)。近年はモデルの精度が10年前に比べても格段に向上しているため、とかくこの点を見落とし、モデルの非断熱加熱率を信頼しすぎる傾向がある。現実大気の熱収支解析をまじめに行なおうとする場合は、モデルの非断熱加熱率やそれとバランスしているモデルの鉛直速度を用いることには問題がある。そこで、本研究では鉛直速度の計算を独自に行ない、得られた鉛直速度に基づいて熱収支各項を評価した。

3. データ

本研究で主として用いたデータは以下で示した NCEP の全球再解析データである。

- 水平グリッド間隔： $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$
- 鉛直グリッド間隔：1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10 hPa 17 層

- 時間間隔：0000 Z および 1200 Z
- 気象要素：水平風 $\mathbf{V}=(u, v)(\text{ms}^{-1})$ 、鉛直 p -速度 $\omega(\text{Pa s}^{-1})$ 、気温 $T(\text{K})$ ジオポテンシャル高度 $Z(\text{m})$ 、相対湿度 $H(\%)$ の6要素
また比較の目的で、以下で示した再解析前の NMC (National Meteorological Center) 客観解析データ、ECMWF TOGA データ、および気象庁の全球客観解析データ(GANAL)を一部利用した。
- 水平グリッド間隔： $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$
- 鉛直グリッド：1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50 hPa 12 層
- 時間間隔：0000 Z および 1200 Z
- 気象要素：水平風 $\mathbf{V}=(u, v)(\text{ms}^{-1})$ 、鉛直 p -速度 $\omega(\text{Pa s}^{-1})$ 、気温 $T(\text{K})$ ジオポテンシャル高度 $Z(\text{m})$ 、相対湿度 $H(\%)$ の6要素

4. 一般的な鉛直速度の推定法

4.1 連続の式

本研究において、鉛直速度の推定は本質的に重要なので、ここで、一般的な鉛直速度の推定法について簡単に触れておくことにする。鉛直速度の推定法の基本となる式は気圧座標系で書いた連続の式である。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2)$$

これを正の向きに鉛直積分し、気圧 p が0の極限で $\omega = dp/dt$ が0になることを境界条件として用いると

$$\omega = - \int_0^p \nabla \cdot \mathbf{V} dp \quad (3)$$

となる。したがって、水平発散を計算し、それを鉛直積分することで、 ω が得られる。そして、積分範囲を地上気圧 p_s まで取ると、地上における鉛直速度 ω_s が得られる。連続の式は鉛直方向に1階微分を含むので、必要な境界条件はひとつであり、大気上端の極限で $\omega=0$

で充分である。

鉛直速度の推定法として、上式とは別に ω 方程式というのがある (Holton, 1976)。総観規模擾乱に伴う鉛直速度の分布を知るのによく用いられた方法であるが、一般的にはこれは摩擦と非断熱加熱率を無視した渦度方程式と熱力学方程式を連立させ、 ω について解いたものである。したがって、この ω を用いて (1) の熱収支式各項を計算し、残差項として非断熱加熱率を評価してはいけない事は明らかである。一般に ω 方程式の ω は非断熱加熱率を 0 とおいて計算したのだから、これを熱収支計算に用いたのでは論理的に矛盾するのである。正しく熱収支式各項が計算されていれば非断熱加熱率は 0 となるはずであるが、実際に計算してみると 0 でない非断熱加熱率の値を得る。しかし、それは計算誤差を見ているに過ぎないことになる。原理的にはモデルの ω を熱収支に使うと問題があるという上述の議論と同じである。非断熱加熱率のように、正しい分布が大まかにすら解かっていない量に対しては、計算誤差を見てもそれと気付かないという落とし穴にはまることがあるので注意が必要である。

4.2 中央差分法

これは、(3) 式右辺の発散を最も簡単な方法で計算するものであり、等圧面上にグリッドを設け中央差分で発散を計算し鉛直に積分するという方法である。

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{u(x+\Delta x) - u(x-\Delta x)}{2\Delta x} + \frac{v(y+\Delta y) - v(y-\Delta y)}{2\Delta y} \quad (4)$$

計算は簡単であるが、観測誤差の処理に難点がある。一般に水平風には 10% 程度の観測誤差があるため、隣り合うグリッド上の水平風の差として求まる発散の誤差は 100% に近くなってしまうのである。例えば、隣接するグリッドの東西風 u の真の値が 10 ms^{-1} と 11 ms^{-1} である

とすると、発散の値は $1/\Delta x \text{ s}^{-1}$ となる。ここで、 u の値にそれぞれ 1 ms^{-1} (約 10%) の誤差があるとすると、発散の推定値に含まれる誤差は最大 $2/\Delta x \text{ s}^{-1}$ となり、この例では 200% の誤差を含むことになる。したがって、一般に発散の計算を中央差分法でそのまま評価することはない。

4.3 平面近似法

中央差分法による誤差の問題は、相隣り合うグリッドの水平風の差を取ることでグリッドスケールの誤差が強調されることによる。よって、発散を平滑化することで発散に含まれる誤差を押さえるという方法が考案された。これが平面近似法と呼ばれるものである (Kung, 1972)。これは、発散計算を行なう地点 (原点) の周辺の水平風 (u, v) の観測データを重回帰により平面に近似するという方法である。

$$\begin{aligned} u(x, y) &= u_0 + ax + by \\ v(x, y) &= v_0 + cx + dy \end{aligned} \quad (5)$$

原点の周辺に例えば 10 地点の観測点があれば、原点から見た観測点の座標と風速 u のデータの組み合わせから、上式の 3 個の未知数、 u_0, a, b を重回帰によって決定することができる。これは、原点周辺の u の大きさを表す平面の式であることから、平面近似法と呼ばれている。最低 3 組のデータがあれば未知数は決定するが、発散計算に含まれる小スケールの誤差を取り除く目的のために、あえて 10 地点くらい用いて原点周辺の u 変化を求め、誤差を平面からのずれに押し込めるところにこの方法の斬新さがある。この平面の式を微分することで $\frac{\partial u}{\partial x} = a$ を得る。これは、原点の周辺の u 傾きで、発散の x 成分に他ならない。同様にして、 v の式の v_0, c, d を重回帰によって決定し、 $\frac{\partial v}{\partial y} = d$ を得れば、求める発散は $\nabla \cdot \mathbf{V} = a + d$ となる。平面近似法の場合、観測データ

はグリッド上に並んでいる必要はなく、ランダムに分布していてもよい。発散計算に差分は用いられておらず、中央差分法で問題となった小スケールの発散の計算誤差が巧みに取り除かれている点で優れている。平面近似法は局所的な気象観測データを用いて発散計算を行なう際に用いられることが多い(浦1992)。重回帰計算をより広い範囲のデータで行なうと平滑化がきつくなるので、どのくらいの範囲で重回帰計算を行なうかは研究の目的に依存する。この方法は決して完璧なものではないが、実用的でありこれまで広く用いられてきた。平面近似法の本質は、小スケールに含まれる観測誤差の平滑化であり、この意味では、次のスペクトル法で波数切断を適当に施すことと本質的に同じである。

4.4 スペクトル法

上述の平面近似法は風の場合を平面に近似することで、でこぼこする発散の値の領域平均値を求めているので、方法論的には平滑化である。全球データが使える場合には、水平風を球面調和関数に展開し、適当な波数切断を行なうことで、小スケールにある発散の誤差を処理することができる。局所的平面近似に代わり、球面調和関数展開を行なうことから、これをスペクトル法と呼ぶことにする。このスペクトル法では、ある1地点の発散を計算するために、等圧面上の全球データが使われることになる。以下に、その計算法をまとめる。計算の途中で速度ポテンシャルが求められるので、それも併記する。

はじめに、 $\nabla \cdot V \equiv \delta$ とおくと、球面座標系で発散は

$$\delta = \frac{1}{a \cos \theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v \cos \theta)}{\partial \theta} \right) \quad (6)$$

と表せる。ここで a は地球の平均半径、 λ 、 θ はそれぞれ経度と緯度である。そして、

$\mu \equiv \sin \theta$ 、 $U \equiv u \cos \theta$ 、 $V \equiv v \cos \theta$ のように座標変換と変数変換を行なうと、発散は

$$\delta = \frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial V}{\partial \mu} \quad (7)$$

と表せる。つぎに、東西方向に U 、 V のフーリエ級数展開を行い、フーリエ係数をそれぞれ U^m 、 V^m とすると、

$$\begin{aligned} U^m &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U e^{-im\lambda} d\lambda \\ V^m &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V e^{-im\lambda} d\lambda \end{aligned} \quad (8)$$

と書ける。東西方向の微分は

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \lambda} \right)^m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\partial U}{\partial \lambda} e^{-im\lambda} d\lambda = im U^m \quad (9)$$

となる。これをさらにルジャンドル陪関数 P_n^m を用いて球面調和関数に展開すると、その展開係数は

$$\left[\frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial U}{\partial \lambda} \right]^m = \frac{1}{\|P_n^m\|^2} \int_{-1}^1 \frac{im U^m}{a(1-\mu^2)} P_n^m d\mu \quad (10)$$

となる。ここで、 m は東西波数、 n は全波数、 $\|P_n^m\|^2 = 4/(2n+1)$ は $P_n^m(\mu)$ の2-ノルムである。同様の方法で南北微分も解析的に処理すると、その展開係数は

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{a} \frac{\partial V}{\partial \mu} \right]^m &= \frac{1}{\|P_n^m\|^2} \int_{-1}^1 \frac{1}{a} \frac{\partial V^m}{\partial \mu} P_n^m d\mu \\ &= \frac{1}{\|P_n^m\|^2} \int_{-1}^1 \frac{V^m}{a} \frac{dP_n^m}{d\mu} d\mu \\ &= \frac{1}{\|P_n^m\|^2} \int_{-1}^1 -\frac{V^m}{a(1-\mu^2)} H_n^m d\mu \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $P_n^m(\mu)$ の微分関数

$$H_n^m(\mu) = (1-\mu^2) \frac{dP_n^m}{d\mu} \quad (12)$$

については、解析的微分が求まっている。これらにより、最終的に発散の展開係数は

$$\delta_n^m = \frac{1}{\|P_n^m\|^2} \int_{-1}^1 \frac{im U^m}{a(1-\mu^2)} P_n^m - \frac{V^m}{a(1-\mu^2)} H_n^m d\mu \quad (13)$$

となる。一度、発散の展開係数が得られればこ

れを足し合わせることで発散が求まる。

$$\nabla \cdot V = \delta = \sum_m \sum_n \delta_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (14)$$

したがって、計算すべき式は(8)と(13)であり、それぞれFFT計算とガウスの区分球積で展開係数を求め、(14)の逆変換でそれを足し合わせるだけで発散が求まる。ここでも差分は一切用いられていない。グリッドサイズから決定する最大波数で再合成した発散は中央差分方と似た結果となり、最大波数の約半分程度の波数で再合成することで、平面近似法と同様の効果が得られる。本研究では全波数 $n=42$ で切断して求めた発散を用いた。

ここで、発散の展開係数を逆変換する際にひと工夫するだけで、発散に代えて速度ポテンシャルを精度良く計算することができる。速度ポテンシャル χ と発散 δ は以下の関係にある。

$$\delta = \nabla^2 \chi \quad (15)$$

気象学や海洋学では、この定義式の右辺にマイナスを付けることがあるが、一般の流体力学の教科書では流線関数の定義と同型にするためにマイナスを付けない方がより一般的である。ここで、球面調和関数の性質から、それぞれのフーリエ係数には以下の関係がある。

$$\delta_n^m = -\frac{n(n+1)}{a^2} \chi_n^m \quad (16)$$

したがって、既に求まっている δ_n^m の逆変換(14)の代わりに

$$\chi = \sum_m \sum_n \frac{-a^2}{n(n+1)} \delta_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (17)$$

を計算すれば速度ポテンシャルの分布を求めることができる。

4.5 O'Brien の 2 次修正法

気圧座標系で書いた連続の式は、 ω について高々一次の微分なので、大気の上端で $\omega=0$ の境界条件を用いることで、 ω の鉛直構造は確定してしまう。同時に地表での値 ω_s もこれで

確定するのであるが、上述のように発散には相当量の誤差が含まれているため、その鉛直積分により得られる ω_s が上空の値よりも大きくなり、大気下端で最大値となってしまうことがある。 ω_s は 0 ではないにしても、対流圏中層に比べ小さい量のはずである。単純に計算した結果が、誤差の蓄積により明らかに不合理な場合には、それを修正してやる必要がある。とかくデータ解析は素人でもやれると思われがちであるが、素人はそのような不合理なデータを平気で図にして公表することがあるので、データ解析にもやはり十分な経験が必要である。古くは ω_s として 0 を仮定し、発散を下から上に向かって積み上げ、大気の上端で $\omega=0$ となるように修正して ω の鉛直分布を決めていた。ここで、発散は観測量としての水平風から計算される量なので、誤差は相対的に下層より上層で大きいはずである。そこで発散の誤差は高さに比例して増加すると仮定し、上層で多めに修正量を配分してやると、 ω はその積分なので 2 次関数的に修正されて大気の上端で $\omega=0$ を満たすことになる。これが O'Brien の 2 次修正法である (O'Brien, 1970)。

地表から上向きに発散を積み重ねる場合、地表での ω_s を 0 に代えてきちんと評価しようという試みがなされているが、問題は多い。地上風 \mathbf{V}_s と地形 h の勾配から $\omega_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla h$ を計算し、それを変形して ω_s を求める例をしばしば論文で見かけるが、 \mathbf{V}_s が 10 ms^{-1} を越えるような所では、とんでもなく大きな値を出してしまい、使い物にならない場合が多い。地表の粘性摩擦により、物理的な意味での地上風はむしろ 0 が正しい。(ただし、海洋循環まで考えるとそうとも言えないが。) そこで、地上気圧の時間変化量 $\frac{\partial p_s}{\partial t}$ から ω_s を推定する試みも紹介されており、極域の強い逆転層下の静穏域では適当な ω_s を得ている (Tanaka and Milkovich, 1990)。

5. ノーマルモード法による鉛直速度の計算

5-1. 基礎方程式系と3次元ノーマルモード関数展開

これまで、主にスペクトル法にO'Brienの2次修正法を組み合わせることで鉛直速度は計算されてきた。地表での ω_s を求め、上向きに発散を積分するという発想は古くから引き継がれてきたようであるが、理論的には(3)式のように積分は下向きに行ない、その結果として ω_s が決定するのが正しい。スペクトル法で実際に計算してみると南極大陸や大規模山岳の周辺で ω_s は異常な値を示し、研究目的によっては使い物にならない場合がある。水平方向の発散の計算は球面調和関数などを用いて精度良く行なわれても、鉛直方向には相変わらず台形公式で積み上げるといふ点でも、改善の余地がある。

そこで、本研究ではスペクトル法の利点を生かしつつ、鉛直方向にもスペクトル展開を行ない、解析的に鉛直積分を上から下に向かって行なう ω の計算法を開発した。これは、球面調和関数に代えて3次元ノーマルモード関数で変数を展開するスペクトル法である。これをノーマルモード法と呼ぶことにする。球面調和関数は球座標系におけるラプラス方程式の固有解として得られる完全系であり、ラプラシアン処理に優れている。それに対し、3次元ノーマルモード関数は、球座標系における線形化したブリミティブ方程式の固有解として得られる完全系であり、大気運動に直結するため、気象学において非線形ノーマルモードイニシャリゼーション等で広く用いられている。はじめに、Kasahara(1984)、Tanaka(1985)に基づき、静止大気を基本場とする3次元ノーマルモード関数について述べる。

基本状態として、静止大気を考える。摩擦・

非断熱加熱がないとすると、微小運動に対する摂動ブリミティブ方程式は、以下のように表せる。

$$M \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{L} \mathbf{U} = 0 \quad (18)$$

ここで、

$$\mathbf{U} = (u, v, \phi)^T \quad (19)$$

$$\mathbf{M} = \text{diag} \left(1, 1, -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \right) \quad (20)$$

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta \\ 2\Omega \sin \theta & 0 \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \\ \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} & \\ 0 & \end{pmatrix} \quad (21)$$

である。変数は、水平風 u, v 、ジオポテンシャル偏差 ϕ 、気体定数 R 、静的安定度パラメータ γ 、自転の角速度 Ω である。ただし、右肩の T は転置を表し、 diag は対角行列を表している。

この方程式で、従属変数 \mathbf{U} を水平方向と鉛直方向に変数分離し、鉛直構造方程式と水平構造方程式を導くと次のような関係式を得る。

$$-\frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} \right) = \frac{1}{gh_m} G_m \quad (22)$$

$$(\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m) \mathbf{H}_{nlm} = i \sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm}, \quad (23)$$

ここで、 G_m は鉛直構造関数、 \mathbf{H}_{nlm} は水平構造関数(Hough関数)と呼ばれ、適当な境界条件の下で解くことができる。添え字の nlm はそれぞれ東西波数、南北モード番号、鉛直モード番号を表す。鉛直モード $m=0$ は、順圧モード、または外部モードと呼ばれ、鉛直方向に節を持たず、ほとんど全層で値が変化しない。これに対し、鉛直モード $m>0$ は傾圧モード、または内部モードと呼ばれる。 m 番目のモードは鉛直方向に m 個の節を持つ。両式分離変数 h_m は等価深度と呼ばれ、鉛直構造方程式

の固有値から求まる量である。従属変数 \mathbf{U} と方程式全体に次元を持たせるためのスケール行列 \mathbf{X}_m と \mathbf{Y}_m は重力 g と等価深度 h_m を用いて次のように定義される。

$$\mathbf{X}_m = \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, gh_m) \quad (24)$$

$$\mathbf{Y}_m = 2\Omega \text{diag}(\sqrt{gh_m}, \sqrt{gh_m}, 1) \quad (25)$$

水平構造方程式(23)はラプラスの潮汐方程式とも呼ばれ、Hough 関数と固有振動数 σ_{ntm} はこの式の固有解として得られる。この解の構造は Longuet - Higgins (1968) や Kasahara (1976) により詳しく調べられている。Hough 関数はベクトル関数 $\Theta_{ntm}(\theta)$ (Hough vector function) と三角関数 $\exp(in\lambda)$ とのテンソル積として表され、成分 $(U_{ntm}, -iV_{ntm}, Z_{ntm})$ を持つベクトルである。

$$\mathbf{H}_{ntm}(\lambda, \theta) = \Theta_{ntm}(\theta) \exp(in\lambda) \quad (26)$$

$$\Theta_{ntm}(\theta) = (U, -iV, Z)_{ntm}^T(\theta) \quad (27)$$

南北モード l は3種の異なったモードから構成される。一つは低周波の西進するロスビーモードで、 l_R で区別する。残りの二つは高周波の西進と東進の重力波モードで、それぞれ l_w と l_E で区別する。

3次元ノーマルモード関数を $\Pi_{ntm}(\lambda, \theta, p)$ と表すと、それは鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造関数 $\mathbf{H}_{ntm}(\lambda, \theta)$ のテンソル積として定義される。

$$\begin{aligned} \Pi_{ntm}(\lambda, \theta, p) &= G_m(p) \mathbf{H}_{ntm}(\lambda, \theta) \\ &= G_m(p) \Theta_{ntm}(\theta) \exp(in\lambda) \end{aligned} \quad (28)$$

この3次元ノーマルモード関数は以下で定義される内積の下で直交関係を満たし、完全系をなすことが知られている。

$$\begin{aligned} \langle \Pi_{ntm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle &= \frac{1}{2\pi p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{p_s} \Pi_{ntm} \cdot \Pi_{n'l'm'}^* \\ \cos \theta \, dp d\lambda d\theta &= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (29)$$

ここで、アスタリスク $()^*$ は、複素共役を意味する。この関係により、3次元ノーマルモード関数展開が可能となり、(19)式における従属変数 \mathbf{U} は次のように展開される。

$$\mathbf{U}(\lambda, \theta, p, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} w_{ntm}(t) \mathbf{X}_m \Pi_{ntm}(\lambda, \theta, p) \quad (30)$$

この展開係数 w_{ntm} は上記直交性により、次の内積を計算することにより求まる。

$$w_{ntm}(t) = \langle \mathbf{U}, \mathbf{X}_m^{-1} \Pi_{ntm} \rangle \quad (31)$$

この(30)と(31)が、3次元ノーマルモード関数展開のペアを形成する。

5-2. オメガの計算法

次に、具体的に鉛直速度 ω の計算について述べる。ベクトル変数の級数展開(30)を成分で書くと次の様になる。

$$\begin{aligned} u &= \sum_{ntm} w_{ntm} \sqrt{gh_m} U_{ntm} G_m e^{in\lambda} \\ v &= \sum_{ntm} w_{ntm} \sqrt{gh_m} (-iV_{ntm}) G_m e^{in\lambda} \\ \phi &= \sum_{ntm} w_{ntm} gh_m Z_{ntm} G_m e^{in\lambda} \end{aligned} \quad (32)$$

これを、鉛直速度 ω の計算式(3)に代入する。

$$\begin{aligned} \omega &= - \int_0^p \nabla \cdot \mathbf{V} \, dp \\ &= - \int_0^p \left(\frac{\partial u}{a \cos \theta \partial \lambda} + \frac{\partial (v \cos \theta)}{a \cos \theta \partial \theta} \right) dp \\ &= - \int_0^p \frac{\partial}{a \cos \theta \partial \lambda} \left(\sum_{ntm} w_{ntm} \sqrt{gh_m} U_{ntm} G_m e^{in\lambda} \right) \\ &\quad + \frac{\partial}{a \cos \theta \partial \theta} \left(\sum_{ntm} w_{ntm} \sqrt{gh_m} (-iV_{ntm}) G_m e^{in\lambda} \right. \\ &\quad \left. \cos \theta \right) dp \\ &= - \sum_{ntm} w_{ntm} \int_0^p G_m dp \sqrt{gh_m} \left[\frac{\partial}{a \cos \theta \partial \lambda} U_{ntm} e^{in\lambda} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial}{a \cos \theta \partial \theta} (-iV_{ntm} \cos \theta) e^{in\lambda} \right] \end{aligned} \quad (33)$$

ここで、ベクトル表示された水平構造方程式(23)の第3成分は、

$$i\sigma_{nlm} \frac{2\Omega}{\sqrt{gh_m}} Z_{nlm} e^{in\lambda} = \frac{\partial}{a \cos \theta \partial \lambda} U_{nlm} e^{in\lambda} + \frac{\partial}{a \cos \theta \partial \theta} (-iV_{nlm} \cos \theta) e^{in\lambda} \quad (34)$$

となるので、これを(33)右辺の水平発散の部分に代入すると、 ω は以下のように表現できる。

$$\omega = \sum_{nlm} 2\Omega \int_0^p G_m dp w_{nlm} (-i\sigma_{nlm}) Z_{nlm} e^{in\lambda} \quad (35)$$

さらに、この式に含まれる G_m の積分は、鉛直構造方程式(22)を積分した関係式

$$\int_0^p G_m dp = -\frac{gh_m p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} \quad (36)$$

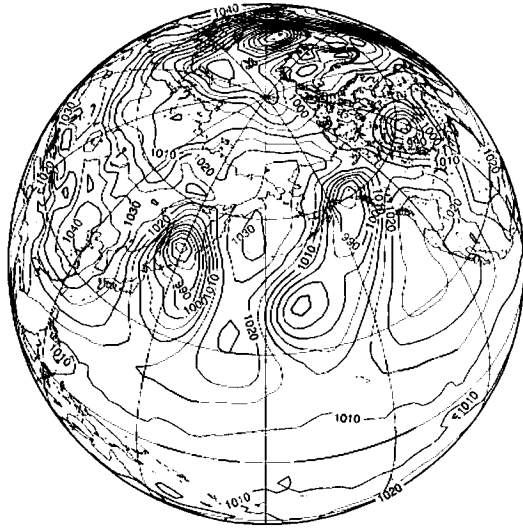
を用いることで解析的に積分できるので、最終的に ω の計算式は以下ようになる。

$$\omega = \sum_{nlm} 2\Omega \frac{gh_m p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} w_{nlm} i\sigma_{nlm} Z_{nlm} e^{in\lambda} \quad (37)$$

本研究では、鉛直構造関数 G_m を Kasahara (1984) による Galerkin 法で計算した。その際

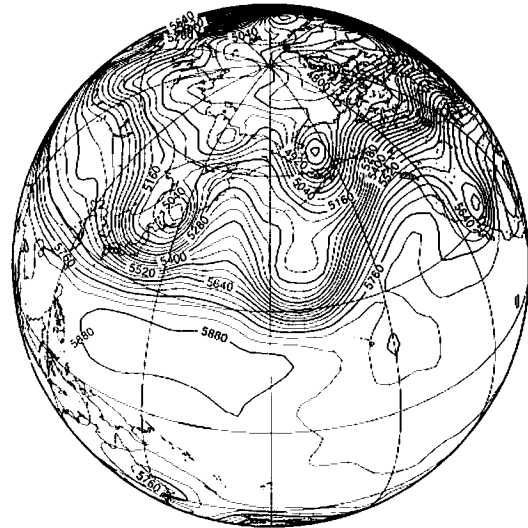
に、 dG_m/dp は波数切断の範囲で解析的に求めることができる。したがって、このノーマルモード法による ω 計算において、鉛直方向も含めて差分は一切用いられておらず、すべて解析的である。結局、計算すべき式は(31)の内積計算により、変数 (u, v, ϕ) からノーマルモード展開係数 w_{nlm} を求め、それを(37)で逆変換するだけである。気圧座標系で内積(31)が計算されるため、地上気圧のデータをもとに地下の水平風の値はゼロにセットすることで、山の処理をした。方法論的には上述のスペクトル法において、変数を球面調和関数に展開し、それを逆変換するやり方を3次元に拡張したものである。ノーマルモード法のおもな仮定はスペクトル計算の際の波数切断であり、小スケールに含まれる観測誤差を考慮して、目的に応じた波数切断を適用する。以下の計算例で波数切断は、鉛直モード0~6、東西波数0~20、南北波数はロスビーモード0~25、東進重力モード0~11、西進重力モード0~11とした。

NCEP SLP



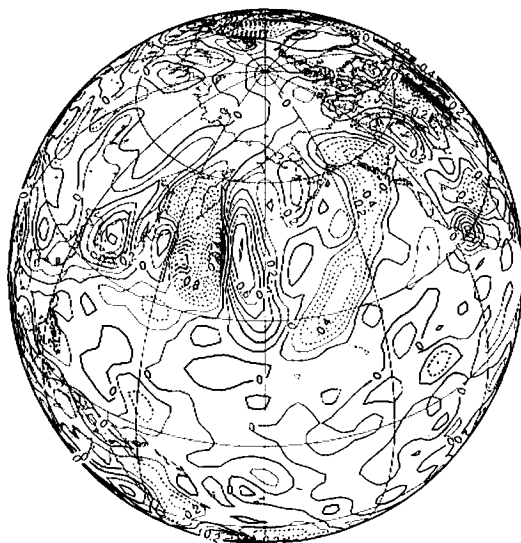
[図-1] 1989年1月28日0000Zの海面気圧(単位はhPa)の分布図

500hPa



[図-2] 1989年1月28日0000Zの500hPa等圧面高度(単位はm)の分布図

NCEP Omega



[図-3] 1989年1月28日0000Zの500 hPa等圧面高度における鉛直速度 ω (単位は $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$)の分布図 (NCEP再解析データ)

ECMWF Omega

January 28 89



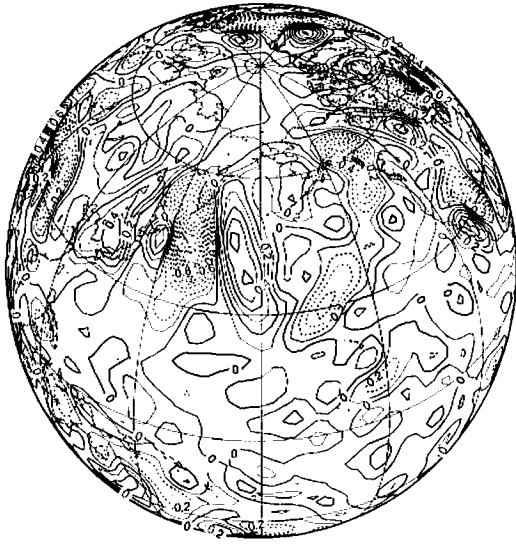
[図-4] 図-3と同様、ただし、ECMWF再解析データのプロット (EORCの谷田貝氏の協力による)。

6. 鉛直速度の計算例

図-1および図-2はNCEP再解析データに基づく1989年1月28日0000Zの海面気圧および500 hPa等圧面高度である。オホーツク海に中心を持つ爆弾低気圧が発達しながら日本東岸へ東進している。図-3は同日の500 hPa等圧面高度における鉛直速度 ω (単位は $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$)の分布図であり、NCEP再解析値をそのまま示している。オホーツク海に中心を持つ爆弾低気圧の前面の暖気が北上する領域で $-1.0 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ の上昇流(点線)が形成され、逆に低気圧の後面の日本海上空には $0.4 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ の下降流があり、シベリアの寒気が下降しながら南下する様子がわかる。まさに、オホーツク海に中心を持つ低気圧が傾斜対流として渦を巻いている様子が読み取れる。興味深いことに、低気圧の前面の上昇流のさらに前面で $0.6 \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ の強い下降流が生じている。この顕著な下降流がやがてアラスカに達し、2月1日頃に対流圏で突然昇温を引き起こしている (Tanaka and Milkovich, 1990)。この下降流が原因となり数日で 40°C 以上の昇温をもたらしたのである。この期間の総観場の変化や鉛直速度の分布はブロッキングの形成 (Tan and Curry, 1993) や数値的長期予報の乱れとの関連で比較的詳しく解析されていることから、以下ではこの期間の鉛直速度を計算例として紹介する。

図-4はECMWF再解析による同日の鉛直速度 ω を示す (EORCの谷田貝氏の協力による)。NCEP再解析と比較し細かいスケールの鉛直流が強調され、両者の差は歴然としており、大きさにして100%の差に近い。NCEPの再解析モデルの解像度はT63であるのに対し、ECMWFの再解析モデルのそれはT106に基づいていることからある程度の差が生じるのは理解できるが、それだけが原因ではないように思える。ただし、大スケールの鉛直速度の特徴はほぼ一致しているように見える。図は省

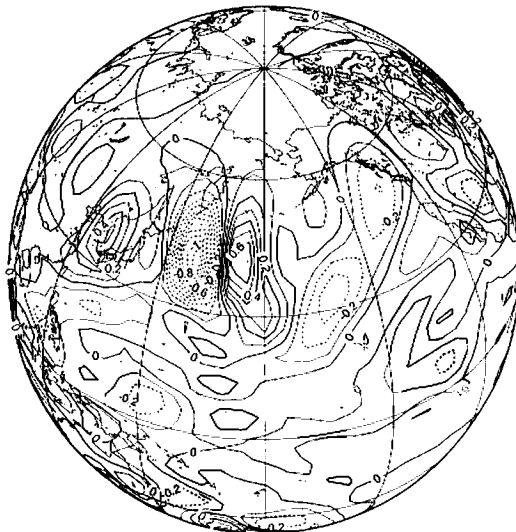
NCEP Omega



[図-5] 図-3と同様、ただし、スペクトル法で計算したもの。

NCEP Omega

January 28, 1989



[図-6] 図-3と同様、ただし、ノーマルモード法で計算したもの。

略するが、ECMWF-TOGA 客観解析データの ω の特徴は再解析データと基本的に同じである。

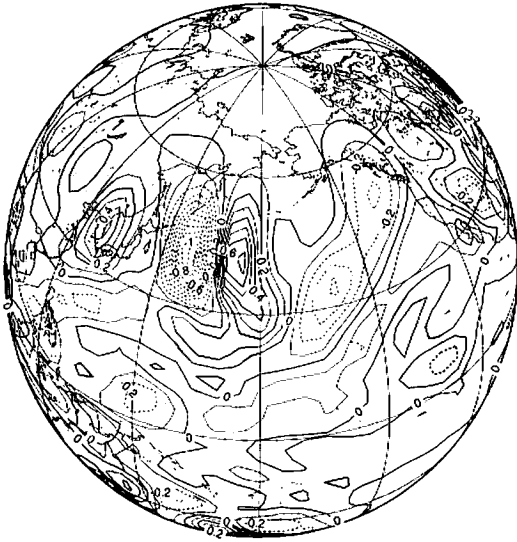
図-5はは NCEP 再解析データに基づいて、スペクトル法で求めた鉛直速度の分布図である。日本の東岸に -1.0 Pa s^{-1} の上昇流があり、その前面に 0.6 Pa s^{-1} の下降流が見られ、NCEP 再解析の結果とほぼ一致している。ただし、図からは明らかでないが、チベット高原の周辺や南極大陸周辺では、異常に大きい ω の値が算出されており、このままでは全球熱収支計算には使えないことが判明した。

図-6は同じ日の鉛直速度 ω を本研究で紹介したノーマルモード法により求めた結果である。爆弾低気圧前面で -1.0 Pa s^{-1} の上昇流、後面の 0.4 Pa s^{-1} の下降流、そして上昇流のさらに前面での 0.6 Pa s^{-1} の強い下降流があり、定量的にも NCEP の結果と似た分布が得られている。ただし、本研究で用いた波数切斷がかなり荒いことから、上昇流分布は滑らかになっている。研究目的によってはさらに細かいスケールの上昇流を拾うことも必要であろう。スペクトル法で問題になったチベット高原の周辺や南極大陸周辺での大きな鉛直速度は、この方法では見られなかった。

図-6で示した結果はロスビーモード26、重力モード24の合計50モードの合成であるが、ノーマルモード法の特徴として、観測される上昇流をロスビーモードと重力モードに分けて見ることが可能である。図-7aは重力モードのみからなる上昇流の分布であるが、これは図-6とほぼ一致していることから、大気大循環における鉛直速度のほとんどが重力モードに含まれていることが明らかである。一方、図-7bはロスビーモードのみからなる上昇流の分布であり、その値は極めて小さい。このことから、ロスビーモードの発散は決してゼロではないが、風の場と気圧場が地衡風関係式をほぼ満たすロスビーモードに伴う上昇流が極めて小

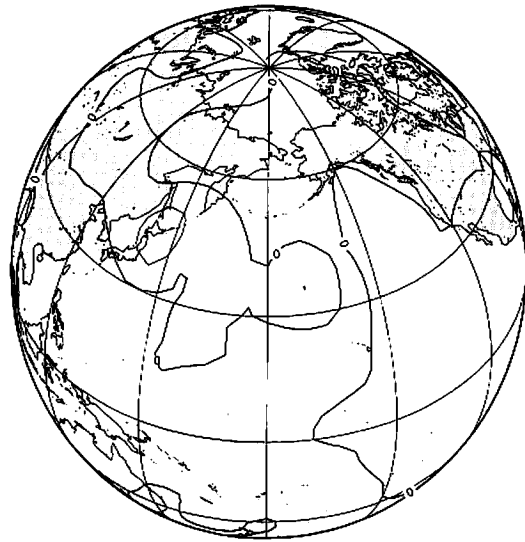
(a) NCEP Omega

January 28, 1989



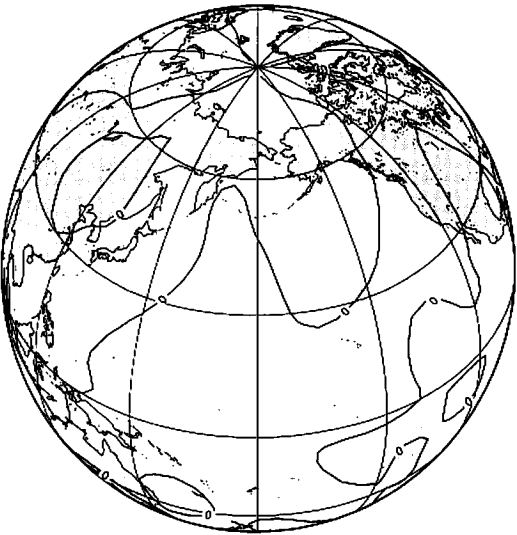
(a) Geopotential Height

January 28, 1989



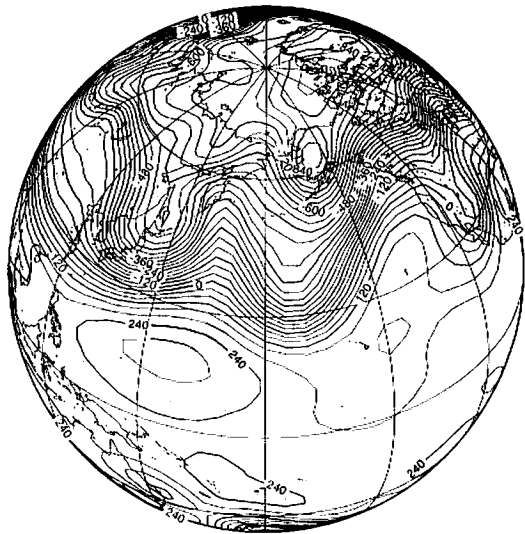
(b) NCEP Omega

January 28, 1989



(b) Geopotential Height

January 28, 1989



[図-7] 図-6と同様、ただし、(a)は重力モードのみ合成、(b)はロスビーモードのみ合成

[図-8] 図-2と同様、ただし、ノーマルモード法で(32)式により(a)は重力モードのみ合成、(b)はロスビーモードのみ合成

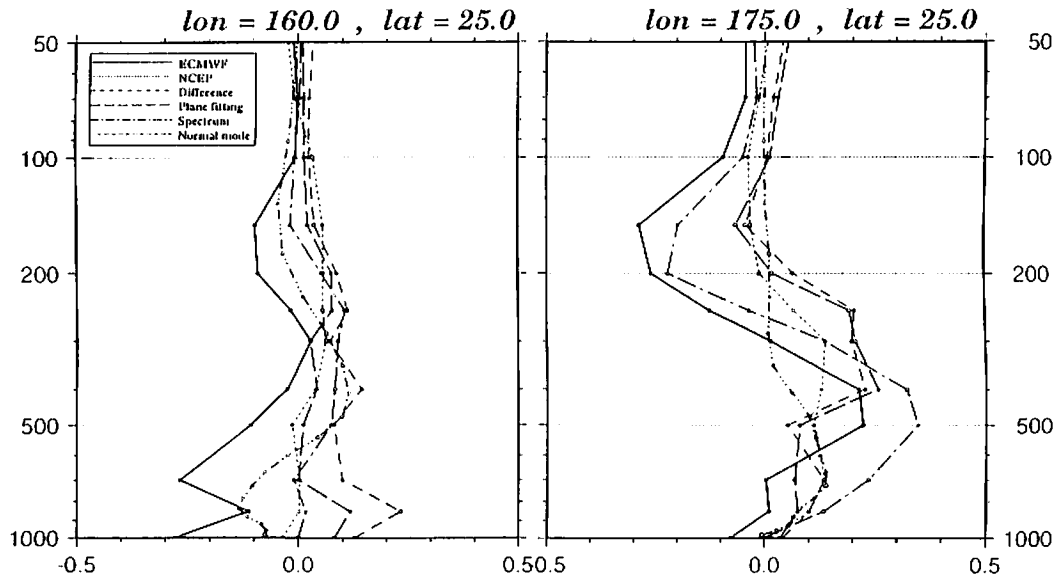
いことが定量的に評価できた。鉛直流場とは対照的に高度場の情報はそのほとんどがロスビーモードに含まれている。図-8aと図-8bは重力モードおよびロスビーモードのみからなる500 hPa高度場の分布である。高度場と風の間がほぼ地衡風バランスにあるという特徴により、高度場はロスビーモードによって表現されることが理解できる。ノーマルモード法において、鉛直流場(37)と高度場(32)はどちらもHough関数の Z_{nm} 成分に同じ w_{nm} を掛けて重ね合わせるという点で共通しているが、鉛直流場の場合、展開係数 w_{nm} にラプラス潮汐振動数 σ_{nm} が荷重として掛け合わされており、振動数の大きい重力モードが強調され、振動数の小さいロスビーモードの貢献が小さくなるという特徴が理解できる。

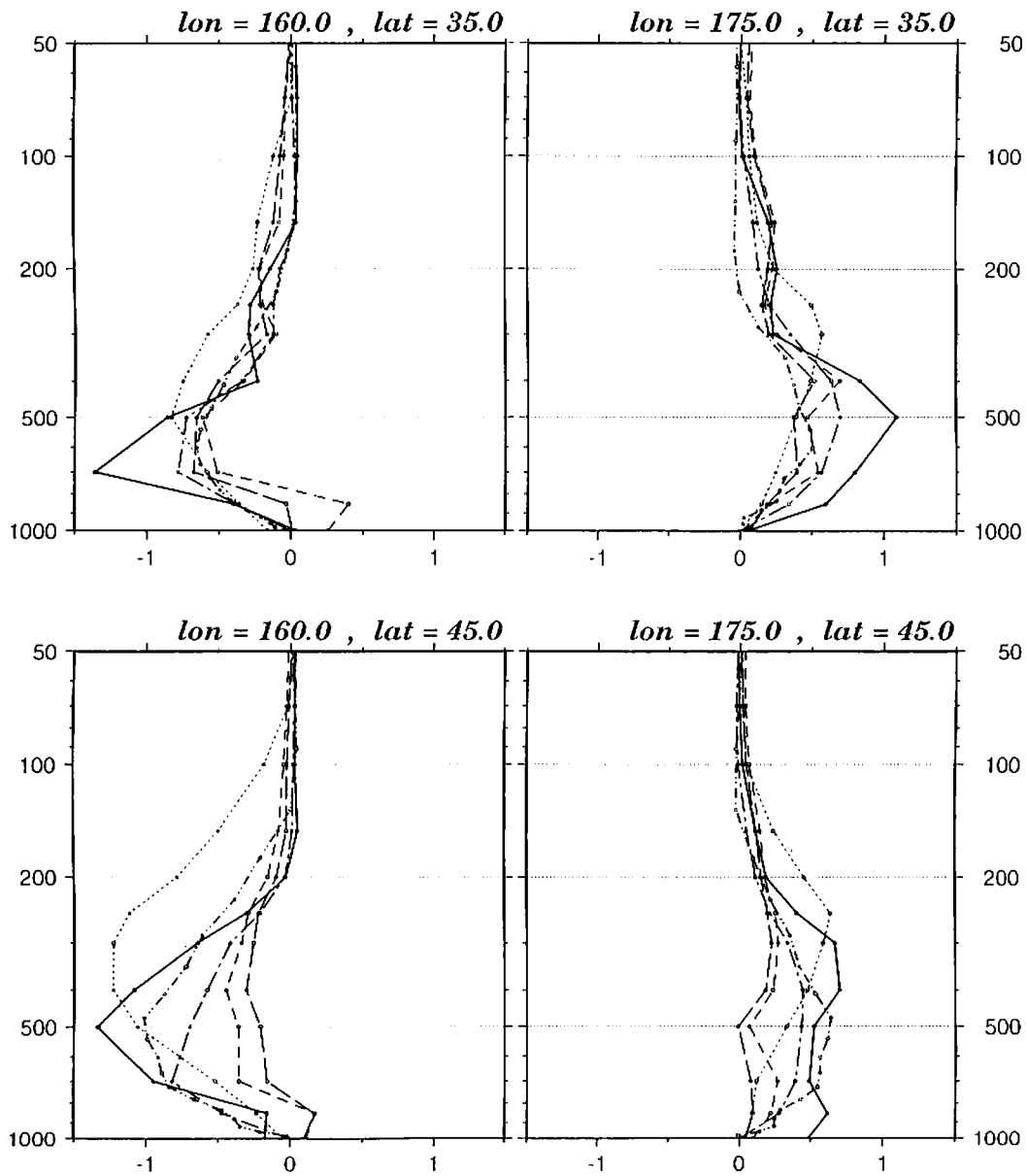
図-3において上昇流と下降流が大きかった東経160°と175°に沿う25°N、35°N、45°Nの3点における ω の鉛直分布を図-9に示す(倉園, 1997)。図中のグラフはECMWF-TOGA客観解析(実践)、NCEP再解析(点線)により公開されている鉛直速度の値の他

に、連続の式の発散を中央差分法で求めた結果(波線)、平面近似法で求めた結果(長波線)、スペクトル法で求めた結果(一点鎖線)、そして今回のノーマルモード法で求めた結果(二点鎖線)を比較してある。

ここで、注目すべきことは数値予報において世界の中核とも言えるECMWFとNCEPの出している鉛直速度が、定量的に見てかなりかけはなれた値を出していることである。両者の差は大きさにして100%の差に近い。とくに、45°NにおけるNCEP再解析の結果は300-400 hPaレベルに上昇流のピークがあり、150-200 hPaレベルでも傾圧波動が活発であるような一見不自然とも言える結果になっている。

このような鉛直速度の比較から言えることは、最先端的モデルを駆使して作成した再解析データの出力と言えども鉛直速度の信頼性はまだまだ低く、そのままの値で熱収支解析を行なうには注意が必要である、ということである。前にも述べたように、モデルのなかで造られる非断熱加熱は熱力学方程式においてこのような鉛直流場とバランスしていることから、この鉛直流



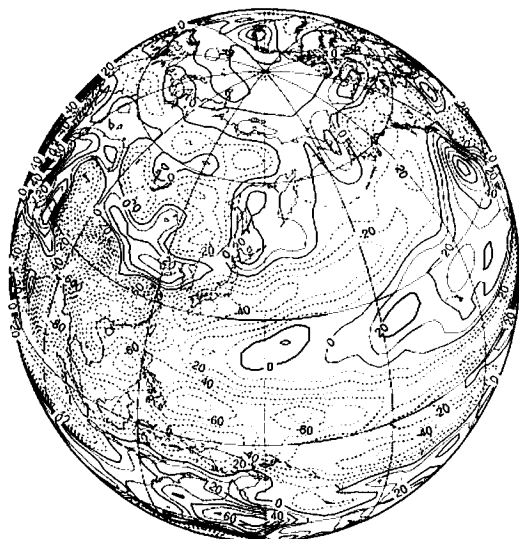


[図-9] 図-3において上昇流と下降流が大きかった東経160°と175°に沿う25°N, 35°N, 45°Nの3点における ω ($P_0 s^{-1}$)の鉛直分布 (倉園, 1997)

場を用いて残差として求めた非断熱加熱場のモデル依存度は極めて高く、そのまま信頼するには注意が必要であることが、この結果から理解できる。したがって、観測量としての気温、気

圧、水平風から独自に鉛直速度を求め、それに基づいて非断熱加熱場を再評価することは有意義と思われる。本研究で紹介したノーマルモード展開による鉛直速度の推定法は、観測量とし

Omega
NCEP June 82-94

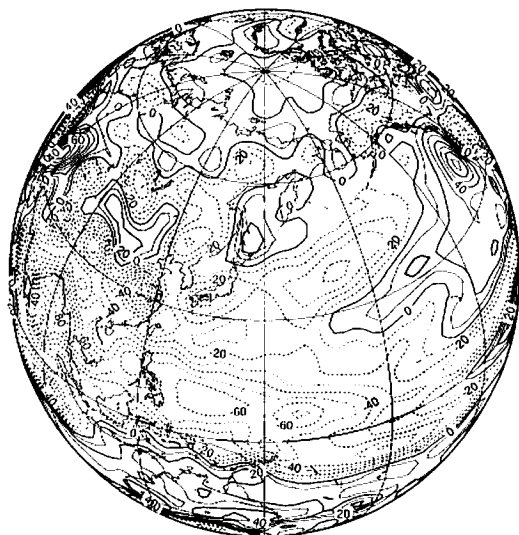


ての高度場と水平風場を入力し、鉛直速度を出力する方法として有用である。以下では、このノーマルモード法による鉛直速度を用いた解析結果について説明する。

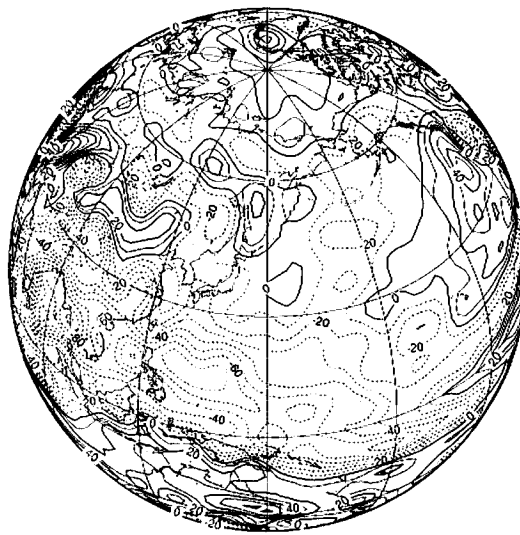
7. 1993/94年の鉛直速度場の特徴

1993/94年の鉛直速度場の特徴を調べる前に、NCEP再解析による平年値(1982-94平均)について示す。図-10は6月、7月、8月の500 hPa面における月平均鉛直速度(mPa s^{-1})の分布である。6月には西日本から太平洋の日付変更線付近に向かって東西に -40 mPa s^{-1} の梅雨前線に伴う上昇流域がある。その南方北緯 20°N 付近には中緯度高圧帯に伴う下降流域があり、北緯 10°N 付近に東西に延びるITCZに伴う上昇流域が見られる。また、

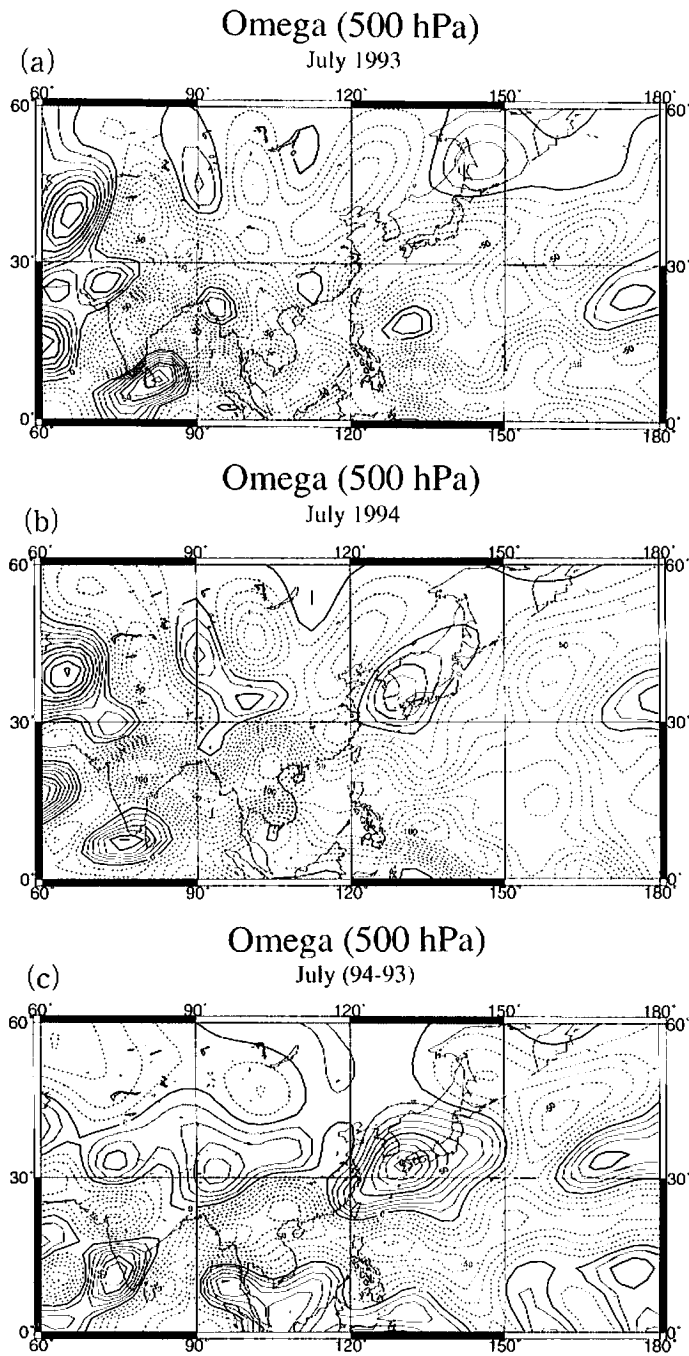
Omega
NCEP July 82-94



Omega
NCEP August 82-94



[図-10] 6月、7月、8月の500 hPa面における月平均鉛直速度 ω (mPa s^{-1})の分布(NCEP再解析データ)



[図-11] ノーマルモード法により求めた(a)1993年7月の鉛直速度の分布 (mPa s^{-1}), (b)1994年7月の同分布, (c)1993年7月と1994年7月の鉛直速度の差(1994 - 1993)の分布

黄海から華北にかけてとオホーツク海には下降流が見られる。7月には梅雨前線に伴う上昇流域が西日本と中部太平洋のふたつにくびれ、西日本付近は -20 mPa s^{-1} の上昇流域となっている。中緯度高圧帯に伴う下降流域は弱まり、日本南方では上昇流域に転じている。フィリピン東沖には -60 mPa s^{-1} のITCZに伴う上昇流域が見られる。オホーツク海の下降流は6月同様に存在するが、黄海付近にあった下降流は中国内陸部に移動し、中国東北地方と華中には上昇流が見られる。8月には梅雨前線に伴う上昇流域が消滅し、同時に中緯度高圧帯の下降流域も弱まり、フィリピン東沖のITCZに伴う上昇流域が北上して日本付近まで上昇流域が張り出している。西日本は7月同様に -20 mPa s^{-1} の上昇流域となっている。オホーツク海と中国内陸部の下降流は8月になっても存在する。

以上の平年値を基礎に、つぎに1993/94年の鉛直速度場の特徴を見てみる。図-11aは1993年7月の鉛直速度の分布(mPa s^{-1})である。日本に冷夏と日照不足をもたらした梅雨前線に沿って、西日本から台湾にかけて -50 mPa s^{-1} の上昇流域が存在する。これは平年値の倍の強さである。梅雨前線の南に小さい下降流があり、その南のフィリピン東沖にITCZに伴う -100 mPa s^{-1} の上昇流域が存在する。一方、オホーツク海には 20 mPa s^{-1} の下降流域があり、中国東北地方に -40 mPa s^{-1} の上昇流域がある。日本周辺の1993年7月のこの分布は、梅雨前線上の上昇流が大きいことを除けばほぼ平年とはほぼ同じ分布になっている。

それに対し、図-11bに示した1994年7月の鉛直速度の分布の様相は平年のものとかなり違っている。梅雨前線に伴う上昇流域はなく、西日本を中心に、日本一帯は 30 mPa s^{-1} の下降流域にすっぱりと覆われている。オホーツク海に見られた下降流域は1994年7月には姿を消し、また、日本南方の中緯度高圧帯の下降流域も姿を消して、その両者が重なった形で日本上

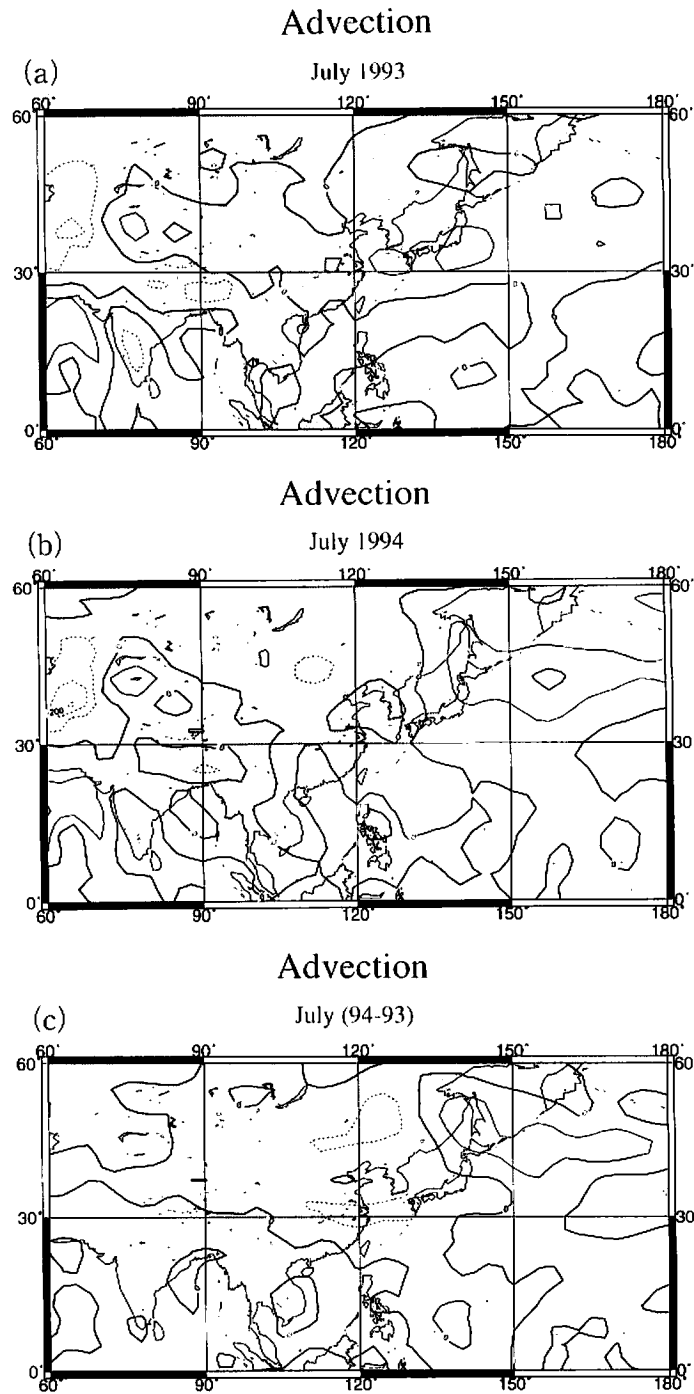
空に下降流域を形成している。日本上空には、平年ならば -30 mPa s^{-1} の上昇流域があるが、それが1994年7月には 30 mPa s^{-1} の下降流域になっているのである。フィリピン東沖のITCZに伴う上昇流は -100 mPa s^{-1} であり、中国東北地方に -40 mPa s^{-1} の上昇流域があるという点は平年と同じことから、異常は日本南方の中緯度高圧帯と北方のオホーツク海にかけての領域で生じている。

図-11cには、1993年7月と1994年7月の鉛直速度の差(1994-1993)が示してある。この図から明らかなように、西日本を中心に日本一帯には 90 mPa s^{-1} におよぶ下降流偏差が見られる。この特徴は、1993年の梅雨前線の強化よりはむしろ1994年の西日本周辺の異常な下降流の存在を表している。その範囲は東シナ海から韓国を覆い、北海道にまで及んでいる。オホーツク海には負の等値線が走り、本来下降流が卓越する領域から下降流が消えた効果が見られる。一方、南シナ海からフィリピン東沖には、北緯約 20°N に沿って東西に延びる特徴的な上昇流偏差が見られる。この南北の上昇流偏差に囲まれて日本付近に強い下降流偏差が生じている。鉛直循環場の特徴をまとめると、平年や1993年の図に見られるような西日本の梅雨前線上の上昇流とその南方の中緯度高圧帯の下降流によって特徴付けられる鉛直循環が、1994年ではちょうど逆向きに循環していると言える。この日本南方の子午面循環の異常が、1993/94年の異常気象と深く関係していると考えられる。

8. 熱収支解析の結果

8.1 東アジアの熱収支

本研究ではノーマルモード法で求めた鉛直速度 w を用いて熱収支式(1)の各項の値を求め、それを10 hPaまで鉛直積分した結果を紹介する。以下に1993年7月と1994年7月の月平均



[図-12] 鉛直積分した熱収支計算の結果。(a)1993年7月の移流項の分布 ($W m^{-2}$)、(b)1994年7月の同分布、(c)1993年7月と1994年7月の差(1994 - 1993)の分布

についてその結果を示す。はじめに、1993年7月と1994年7月の月平均についての顕熱の水平移流 ($W m^{-2}$) の分布を図-12に示す。実線は正の値、点線は負の値を示し、等値線の間隔は $100 W m^{-2}$ である。1993年7月 (図-12 a) には西日本付近で約 $100 W m^{-2}$ の水平移流による昇温効果もたらされている。一方、1994年7月 (図-12 b) には、北日本で約 $100 W m^{-2}$ の昇温効果が見られるが、とくに猛暑が著しかった西日本での移流効果はほとんどゼロである。図-12 c は両年の差 (1994-1993) を表している。北日本に約 $100 W m^{-2}$ の昇温効果が見られ、九州以西で約 $-100 W m^{-2}$ の降温効果が見られるが、ゼロ線が本州を横切っていることから、日本付近の移流効果は、冷夏・暑夏とてほとんど差がないと言える。

つぎに、鉛直流に伴う断熱変化の分布を図-13に示す。1993年7月 (図-13 a) には本州の南岸に沿って $-200 W m^{-2}$ の等値線が走り、活発な梅雨前線の上昇流に伴って生じる断熱膨張による降温効果が見られる。日本のさらに南方 $20^{\circ}N$ 付近には、中緯度高圧帯の下降流に伴う $100 W m^{-2}$ の断熱昇温効果が見られ、そのさらに南の $10^{\circ}N$ 付近には、ITCZの上昇流に伴う $200 W m^{-2}$ の断熱降温効果が存在する。また、オホーツク海には下降流に伴う昇温効果が見られるが、その値は小さい。日本周辺の循環場と直接関係があるかは不明であるが、インド北部を中心に、北東から南西に伸びる顕著な断熱降温効果が見られ、その東西に断熱昇温効果が列になって存在するのが特徴的である。

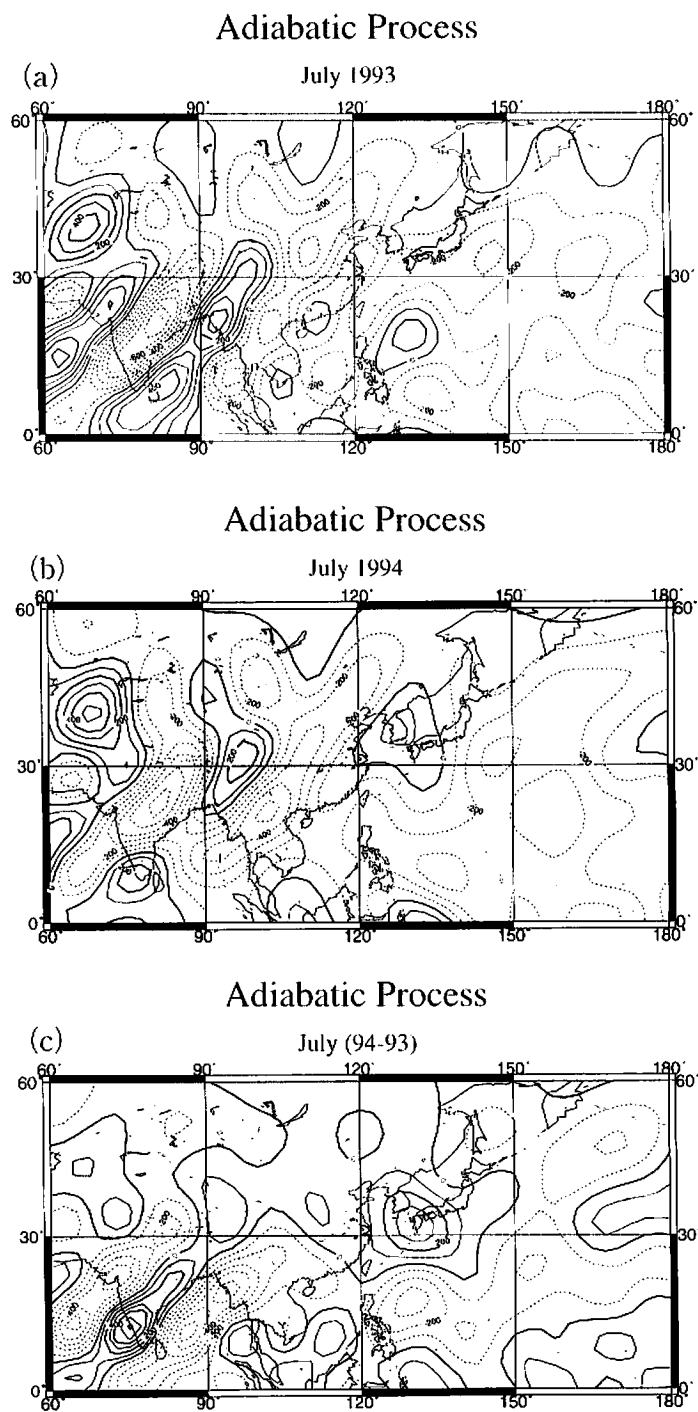
それに対し、1994年7月 (図-13 b) には西日本から韓国にかけて $100 W m^{-2}$ の断熱昇温効果が存在し、顕著な特徴として解析された。フィリピン東沖から三陸沖にかけて、北東太平洋の広い一帯に上昇流に伴う約 $300 W m^{-2}$ の断熱降温効果が存在し、中国からインドシナ半島にかけての領域にも約 $400 W m^{-2}$ の断熱降温効果が南北に連なっている。インド北

部を中心に、北東から南西に伸びる断熱降温効果とそれに隣接する断熱昇温効果や、アラル海東方の断熱昇温効果などは両年で共通した分布になっている。

断熱変化項の両年の差 (1994-1993) を図-13 c に示した。この図を見れば、西日本を中心に約 $300 W m^{-2}$ の断熱昇温効果の偏差が存在したことが明らかである。この領域は、1994夏の猛暑が特に顕著であった領域とほぼ一致しており、この領域で生じた下降流 (図-11 c) が猛暑の発生に関係していたことは間違いないであろう。それに対しフィリピン東沖には約 $300 W m^{-2}$ の断熱降温効果の偏差が見られ、この領域での活発化した上昇流がその北の日本付近の下降流を導いたと考えられる。

最後に、熱収支式(1)の残差として求められた非断熱加熱率の分布を図-14に示す。1993年7月 (図-14 a) には本州東方に $200 W m^{-2}$ の非断熱加熱が見られる。これは主に、梅雨前線活動に伴う潜熱の放出が原因と考えられる。日本付近には約 $100 W m^{-2}$ の等値線が走り、非断熱加熱は極東一帯で正の値を示しているが、他の領域と比較すると決して大きな値とは言えない。日本の天候との直接的な関係は不明であるが、インド上空にはインドモンスーンに伴う $700 W m^{-2}$ に及ぶ大きな非断熱加熱が解析されている。これは、インドモンスーンによってもたらされる潜熱の放出と解釈できる。それを挟み込むように東西に約 $300 W m^{-2}$ の非断熱冷却が見られる。図-12で示したように移流項が小さいため、非断熱加熱は基本的には鉛直流に伴う断熱変化とバランスしており、上昇流が卓越するところで非断熱加熱、下降流が卓越するところで非断熱冷却が現われる。

それに対し、1994年7月 (図-14 b) には西日本から韓国にかけて $100 W m^{-2}$ の非断熱冷却が解析されている。下降流が生じたこの領域では、潜熱の放出はなく、異常猛暑により放射対流平衡よりも高温となった大気から、正味と



[図-13] 鉛直積分した熱収支計算の結果。(a)1993年7月の断熱変化の分布 ($W m^{-2}$), (b)1994年7月の同分布, (c)1993年7月と1994年7月の差(1994 - 1993)の分布

して放射冷却が生じたものと解釈される。フィリピン東沖から三陸沖にかけての広い範囲で 200 W m^{-2} の非断熱加熱が解析されている。1993年7月と比較すると、フィリピン東沖で符号が負から正に反転しているのが特徴的である。インド上空には 600 W m^{-2} の非断熱加熱があり、大まかな特徴は1993年7月と一致するものの値はやや小さいことから、この年のインドモンスーンは前の年より弱かったことになる。

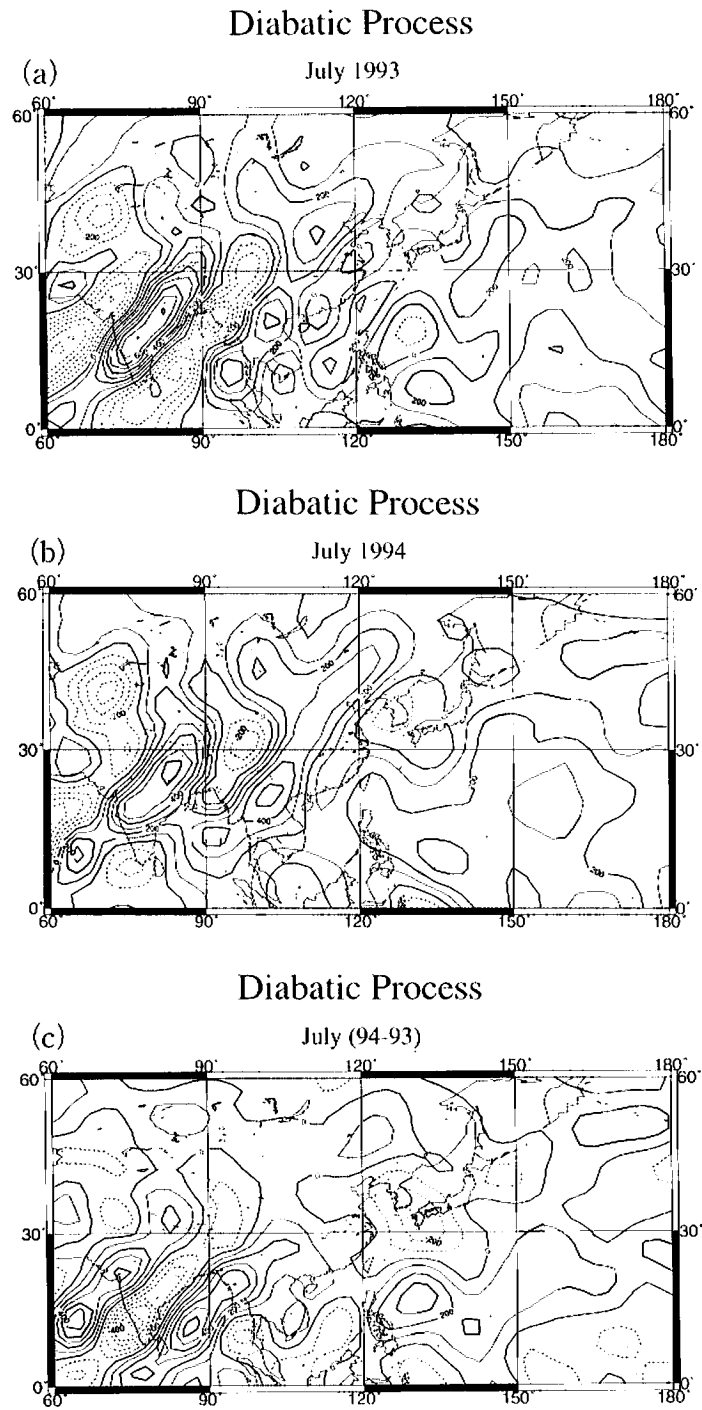
非断熱加熱項の両年の差(1994-1993)を図-14 cに示した。差であるから、加熱や冷却という言葉は正確でないが、簡単のためにあえてそのように表現する。西日本付近に注目すると、1993年に比へ猛暑が生じた1994年に非断熱加熱項は 200 W m^{-2} の冷却に作用している。この分布は大気全体で鉛直積分した量なので、人間活動と密着する大気下層の熱収支を直接表してはいないが、大気全体としては1994年には放射冷却が勝っていたことが明らかである。このことから、猛暑の年に非断熱加熱項は放射冷却の増大により猛暑を弱めようとするセンスで作用していたことがわかる。日本南方のフィリピン東沖には逆に 300 W m^{-2} の非断熱加熱が見られ、1994年にこの辺りで対流活動が活発であったことを裏付けている。日本周辺での顕著な特徴はこの西日本付近の冷却とフィリピン東沖の加熱の2点であり、他に特筆すべき特徴はみられない。一方、インド上空には 500 W m^{-2} の冷却が見られ、1994年にはインドモンスーンが弱かったことを示唆している。1994-1993の差の等値線は北東から南西に走り、その特徴は非断熱加熱場の符号を逆にした分布によく似ていることから、インド周辺で一様にモンスーン活動が弱かったことを表している。

8-2. 全球熱収支

最後に、全球熱収支の結果を紹介する。1993/94年の非断熱加熱率の特徴を調べる前

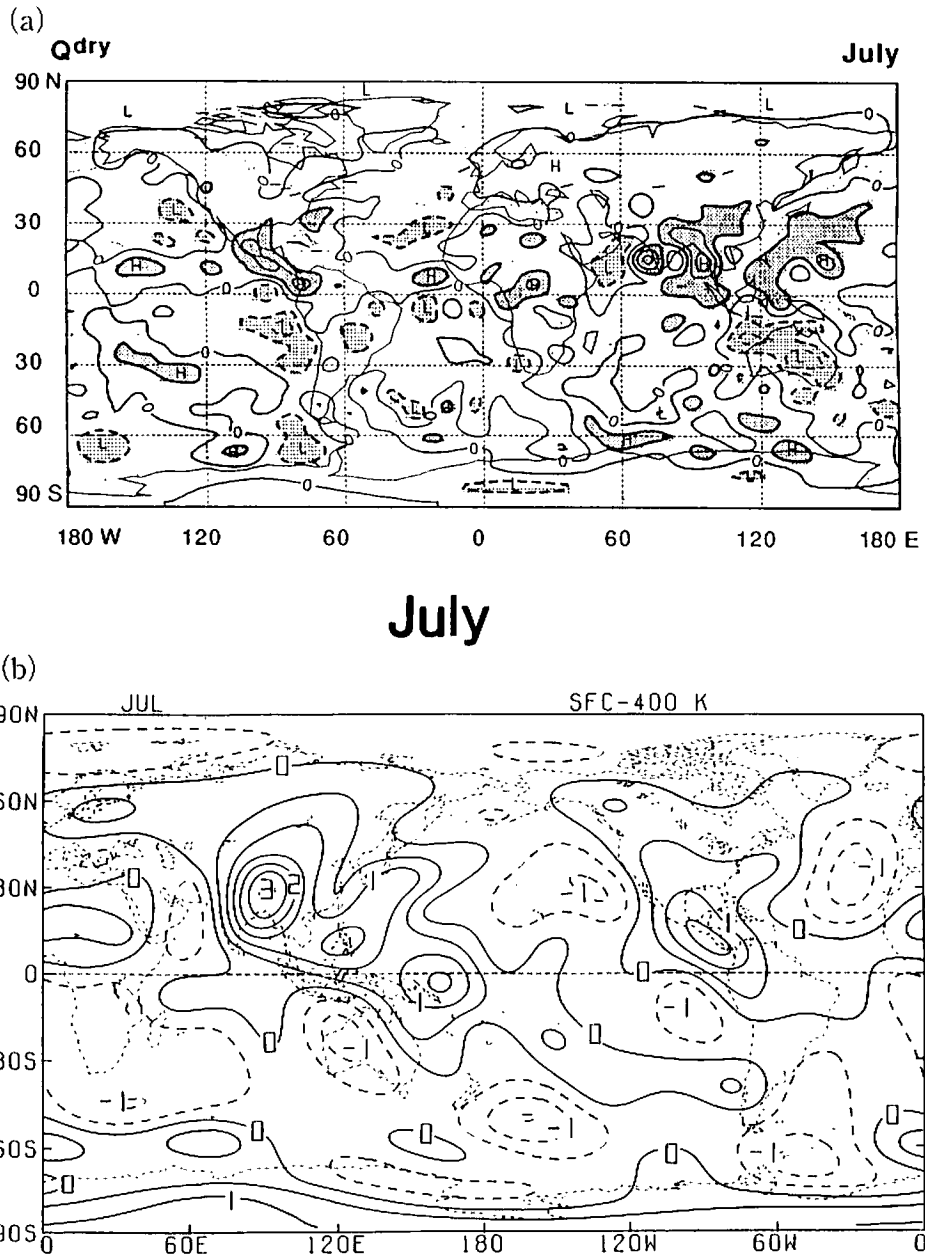
に、比較のために、FGGEデータによる1979年の7月の分布としてFortelius (1989)が求めたもの(図-15 a)とSchaack and Johnson (1991)が求めたもの(図-15 b)を紹介する。同一のFGGEデータでありながら、非断熱加熱率の求め方や平滑化の程度に差があるため、分布はこのように違ったものとなっている。非断熱加熱率の分布は上昇流の分布と同程度のスケールを持つと考えられるので、現象論的には図-15 aのように、あるいはこれ以上に小さいスケールが卓越するのが正しい解釈であろう。しかし、グローバルな非断熱加熱率の分布を解釈するうえでは図-15 bのように平滑化されたものが便利である。FGGEの年の特徴はチベット周辺に 3 Kday^{-1} の加熱域があり、ITCZのあるニューギニア方向と梅雨前線のある三陸沖に張り出している。おおよその値として 3 Kday^{-1} は 300 W m^{-2} に対応する。メキシコ周辺にも 1 Kday^{-1} の加熱域がみられる。一方、南北両半球の太平洋東部、北大西洋、オーストラリアからニュージーランドの領域に 1 Kday^{-1} の冷却域があるのが特徴的である。

図-16は1993年7月と1994年7月の非断熱加熱率の分布(図-14)を全球に拡張したものである。1993年7月(図-16 a)では、赤道をはさんで南北の太平洋西部に約 200 W m^{-2} の加熱域があり、太平洋東部に冷却域があるのが特徴的である。南半球のインド洋とオーストラリアは冷却域となっている。チベット周辺での値が著しく大きく、インドモンスーンに対応する 400 W m^{-2} 以上の加熱域を中心にして小さいスケールで正と負の値が反転している。加熱域のスケールの特徴は図-15 aのFortelius (1989)の結果に近く、グローバルな分布の特徴は図-15 bのSchaack and Johnson (1991)の結果と定性的に一致する。1994年7月(図-16 b)もグローバルな分布の特徴は図-16 aと類似している。ただし、北太平洋西部で 200 W m^{-2} の加熱域の等値線が1帯を覆っているのが



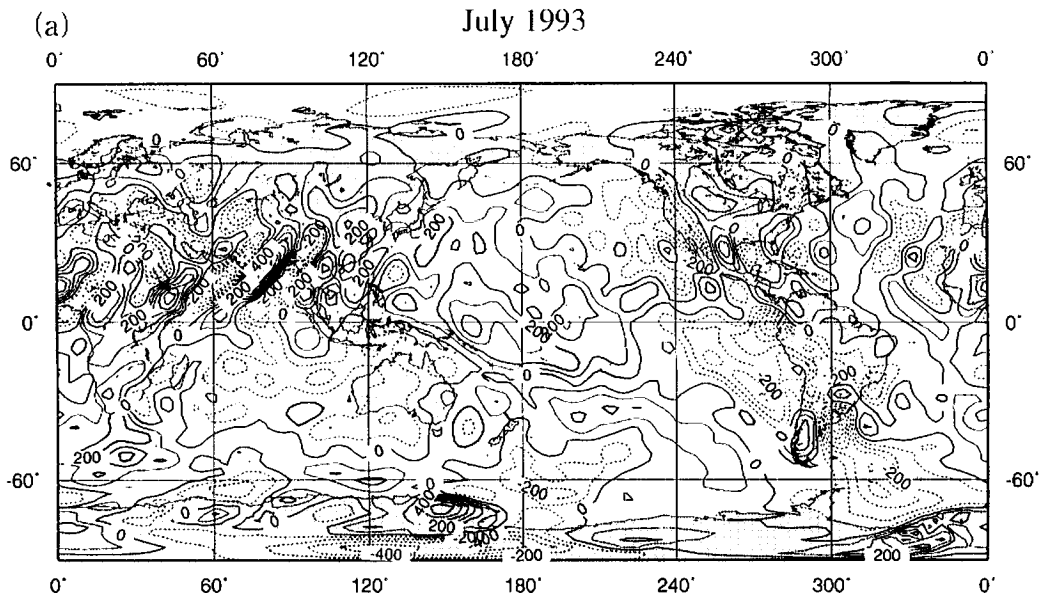
[図-14] 鉛直積分した熱収支計算の結果。(a)1993年7月の非断熱加熱率の分布 ($W m^{-2}$), (b)1994年7月の同分布, (c)1993年7月と1994年7月の差(1994 - 1993)の分布

20

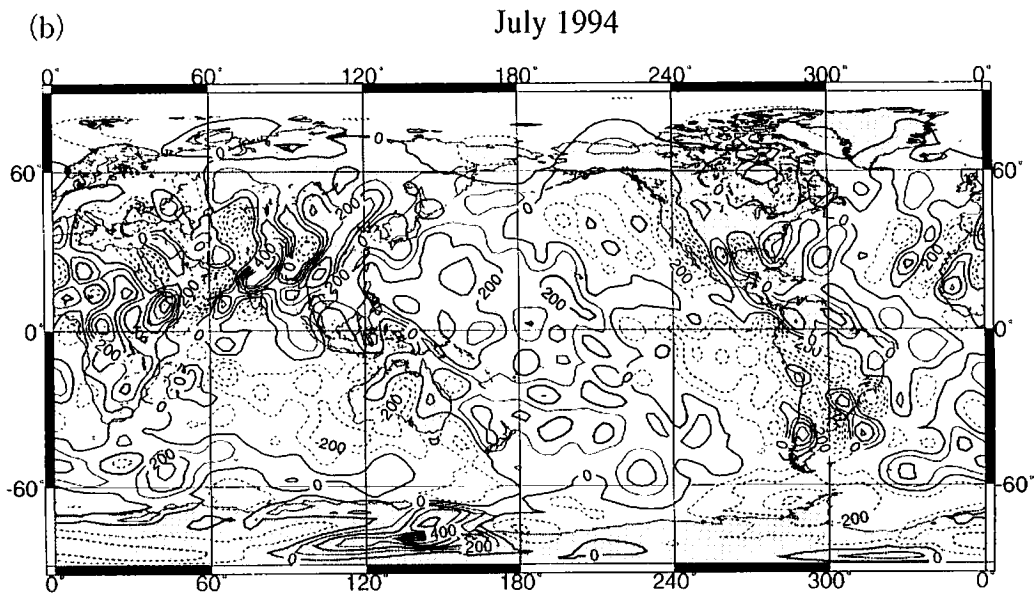


[図-15] FGGEデータによる1979年の7月の非断熱加熱率の分布。(a) Fortelius (1989)が求めた結果 ($W m^{-2}$)、(b) Schaack and Johnson (1991)が求めた結果 ($K day^{-1}$)。

Diabatic Process



Diabatic Process



[図-16] ノーマルモード法により求めた非断熱加熱率の分布 ($W m^{-2}$)。 (a)1993年7月の全球解析結果, (b)1994年7月の同結果

特徴的である。日本付近の冷却はグローバルな観点で見てもこの年の顕著な特徴と言える。

図-17は図-16で示した非断熱加熱率の分布を東西平均し、南北分布に注目した結果である。点線が1993年7月の分布で、実線が1994年7月のものである。ITCZに対応して10°N付近に約100 W m⁻²の加熱のピークがあり、中緯度高圧帯に対応する-20°S付近に80 W m⁻²の冷却のピークがある。北半球の中緯度高圧帯は35°N付近に見られる。1993年7月と1994年7月を比較すると、1994年のITCZは北に10度近く移動しており、それに対応して中緯度高圧帯の位置も10度近く北にずれていることがわかる。このことから、1994年の北半球低緯度のハドレー循環は1993年よりも10

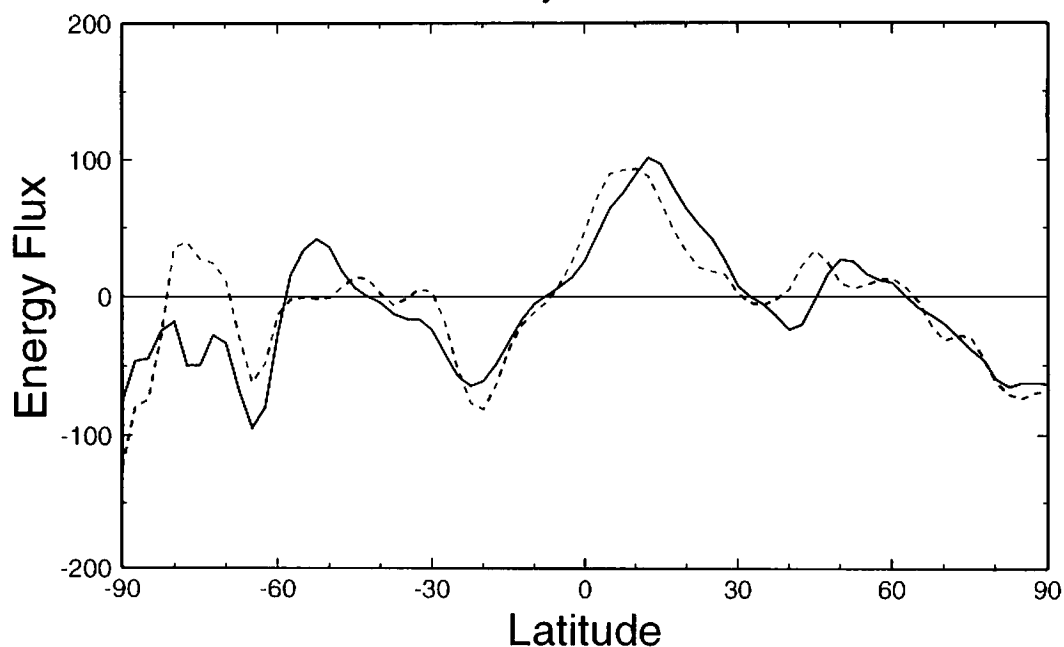
度ほど北にずれていたことが明らかである。東西平均値で見ても、1994年の中緯度高圧帯は冷却となっており、そこでの強い下降流にともなう断熱加熱とバランスするような分布になっている。

9. 結論と考察

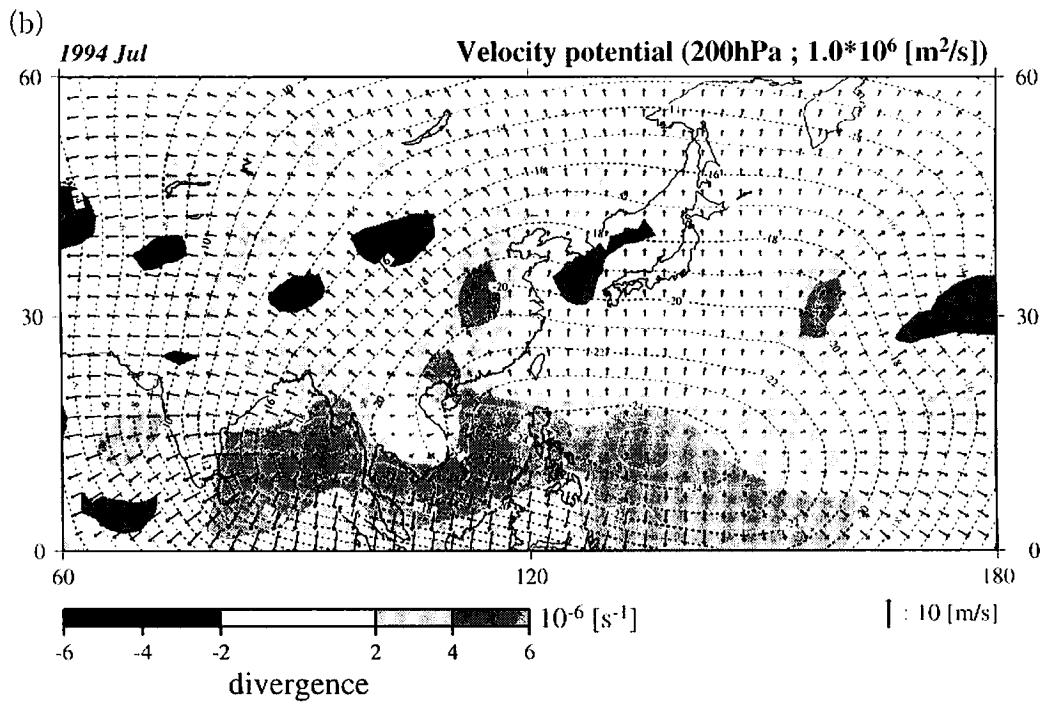
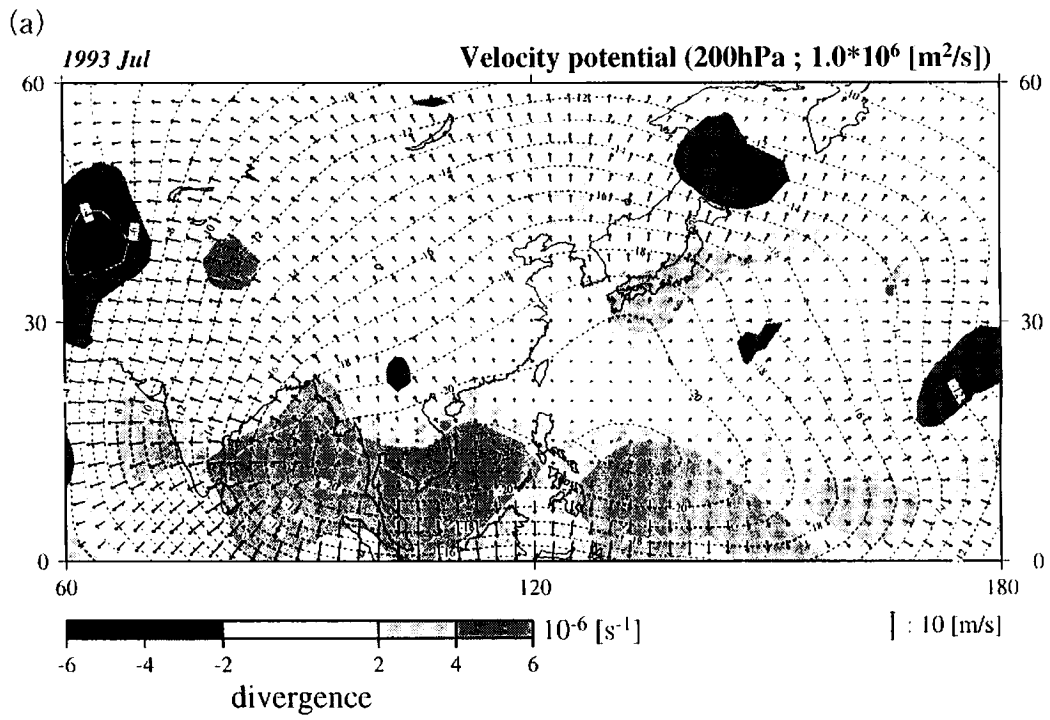
本研究では、日本周辺の1993年の異常冷夏と1994年の異常暑夏の期間の冷熱源の3次元構造を熱収支計算により求めた。冷夏の年には、梅雨前線に伴う上昇流が平年よりも強く、上昇流による潜熱の放出が非断熱加熱として上昇流による断熱冷却と熱的にバランスしている。それに対し、猛暑の年には、下降流による

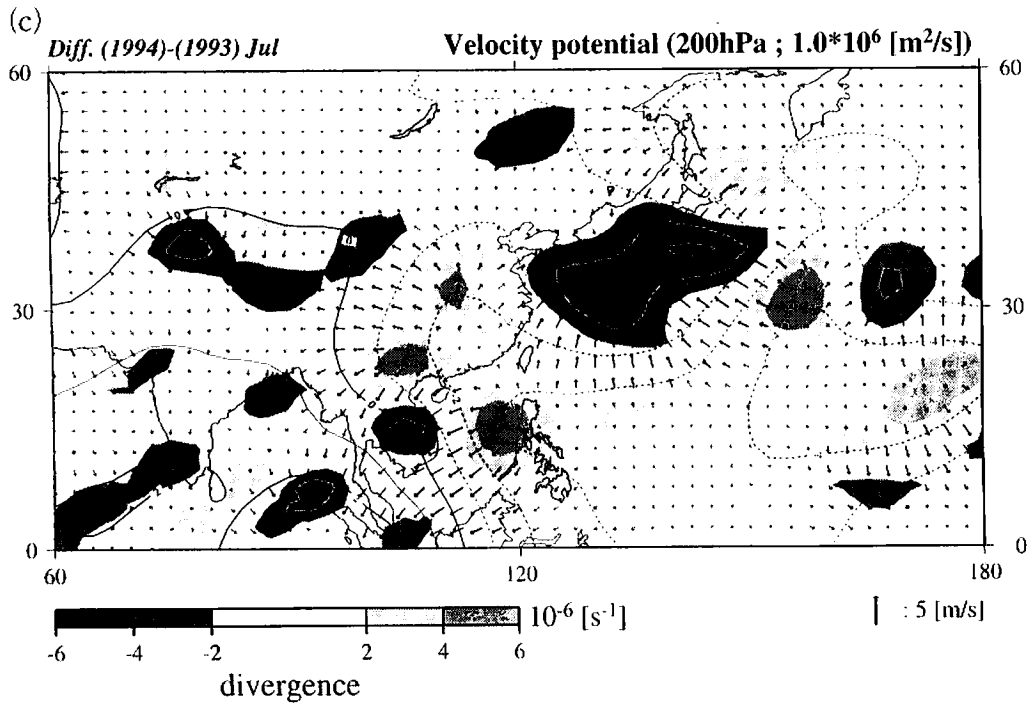
Diabatic Process

July 93 and 94



[図-17] ノーマルモード法により求めた非断熱加熱率の南北分布 (W m⁻²)。点線は1993年7月、実線は1994年7月の分布。





[図-18] 200 hPa 等圧面高度における速度ポテンシャル χ , 発散風, 対応する収束・発散の分布。(a)1993年7月の分布, (b)1994年7月の分布, (c)1993年7月と1994年7月の差(1994 - 1993)の分布

断熱加熱を打ち消すようなセンスで非断熱放射冷却が生じているという対象的な結果を得た。

西日本周辺の解析領域で、両年について熱収支各項のおおまかな平均を求めた結果を以下の表にまとめた(単位は Wm^{-2})。ここで、値は10 hPa までの鉛直積分値であり、時間変化項は月平均値に対しては小さいので無視した。

期間	移流	断熱加熱	非断熱加熱
1993年冷夏	+50	-200	+150
1994年暑夏	+50	+50	-100

西日本周辺における熱収支の結果は以下のよう

- (1) 1993年の冷夏では、上昇流に伴う断熱冷却が $-200 Wm^{-2}$ であり、それを補うように非断熱加熱 $+150 Wm^{-2}$ が生じた。
- (2) 1994年の暑夏のは、下降流に伴う断

熱加熱が $+50 Wm^{-2}$ であり、それを補うように非断熱冷却 $-100 Wm^{-2}$ が生じた。

ちなみに、NCEP再解析の上昇流の平年値(図-10 b)から推定される断熱加熱を $-150 Wm^{-2}$ とし、移流項を $+50 Wm^{-2}$ とすると、非断熱加熱の平年値は $+100 Wm^{-2}$ と推定される。両年の鉛直流の差がどのようにして生じたかは、大気大循環の年々変動と関係する難しい問題であるが、日本付近の鉛直流は、中緯度偏西風の蛇行とともに、低緯度のハドレー循環、ウォーカー循環、モンスーン循環というそれぞれ成因の異なる循環系の変動に支配されている。

図-18は200 hPa等圧面高度における7月の速度ポテンシャル χ から求めた発散風とその収束・発散の分布である。1993年7月(図-18 a)の速度ポテンシャルはフィリピン東沖に

ピークを持ち、そこから発散風が四方に向かって吹き出している。200 hPa 等圧面高度における発散の中心は 10°N 付近の ITCZ に付随するものと 30°N 付近の梅雨前線に付随するもの二つが明瞭に分離している。梅雨前線の北側のオホーツク海には収束が見られ、そこで下降流があるという図-11 a の結果と整合性が見られる。1994 年 7 月 (図-18 b) の特徴は、梅雨前線に伴う上空の発散が存在せず、逆に日本海上に収束域がみられることである。速度ポテンシャルの分布は図-18 a と比較して低緯度に寄っており、日本南方で北向きが発散風が強まっているのが特徴である。両年の速度ポテンシャルの差(1994 - 1993)とそれから求めた発散風の偏差場の分布を図-18 c に示す。両年の差ではあるが、これまでの解析結果から、主に 1994 年の猛暑の循環場の特徴を表現していると解釈できる。西日本上空で発散風が収束し、図-11 c に対応する下降流と非常に良い整合性が見られる。その発散風は主にフィリピン東沖及び三陸沖の領域から吹き込んでおり、この領域で活発化した対流活動が日本で下降流をもたらしたと考えられる。

以上の結果から言えることは、1994 年夏の猛暑の熱力学的原因と考えられる持続的下降流の発生は日本南方の 20°N から日本の東海上にかけての活発な対流活動領域から吹き出しているということである。平年ならば、日本南方 10°N 付近の強い ITCZ に伴う上昇流は 20°N 付近で下降流となり中緯度高圧帯を形成し、その北の 30°N 付近で梅雨前線活動と関係する上昇流を形成する。しかし、1994 年の猛暑の年の 20°N から 30°N 付近にかけての子午面循環は逆向きであり、フィリピン東沖の 20°N 付近で上昇流があり、それが平年ならば上昇流が卓越するはずの西日本一帯に持続的な下降流をもたらした。その下降流が断熱圧縮により温度を上げ、乾燥した上空の空気は雲の発生を押さえ、さらに日射による加熱をもたらしたと推論

される。

一部の報道機関によると、1993/94 年の異常気象は中緯度偏西風ジェット気流の蛇行が原因であり、1993 年にはジェット気流が平年の位置から大きく南にそれたため冷夏となり、1994 年にはそれが北にそれたため猛暑になったとされている。本研究の結果によると、1993/94 年の異常気象は中高緯度における偏西風ジェットの蛇行ではなく、低緯度の子午面循環の変化によりもたらされた、という結論になる。では、それがどうして変化したのかということに関しては不明であり、1993/94 年の異常気象の問題を解決したというよりは、別の問題にすり替えたにすぎない。結局は、偏西風ジェット気流の蛇行を別な表現で言い換えたに過ぎないのかもしれない。どうして、日本南方の低緯度の子午面循環が変化したのかについて機会があればさらに研究してみたい。

謝辞

本研究を行なうにあたり、東京大学理学部の中村尚氏に NCEP 再解析データの使用に関し便宜を図っていただいた。また、筑波大学第一学群自然科学類の倉園晴義氏には、鉛直流の計算に関し協力していただいた。

<参考文献>

- 荒川理, 1995: 定常波のアクティビティーフラックスを用いた 93 年/94 年の異常気象の解析。筑波大学第一学群自然科学類卒業論文, 31 pp.
- 浦健一, 1992: 環状八号線道路上空に発生する雲(環八雲)の気候学的研究。筑波大学第一学群自然科学類卒業論文, 53 pp.
- 気象庁, 1994: 異常気象レポート 94, 近年における世界の異常気象と気候変動, 倉園晴義, 1997: 大気大循環における鉛直流の推定法の相互比較研究。筑波大学第一学群自然科学類卒業論文, 55 pp.
- 田中博・木村賢一, 1996: 1993/94 年夏のハドレー循環・モンスーン循環・ウォーカー循環の強度について, グロースベッター 34, No.3.
- 新田尚, 1980: 大気大循環論。東京堂出版, 438 pp.
- 新田勅, 1995: 1994 年の日本の夏。日本気象学会 1995

- 年度春季大会シンポジウム予稿集, p-1.
- 藤川典久, 1995: 平成6年度長期予報技術検討会資料
- 古野朗子, 1996: 1994年夏の日本の異常高温について, 筑波大学環境科学修士論文, 49 pp.
- Chen, T.-C. and W. E. Baker, 1986: Global diabatic heating during FGGE SOP-1 and SOP-2. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 2578-2589.
- Fortelius, C., 1989: An intercomparison of residual energy budgets from atmospheric circulation data and satellite measurements of the earth's radiation balance. Dept. Meteorology, Univ. Helsinki, Reprot No. 32.
- Geller, M. A. and S. K. Avery, 1978: Northern Hemisphere distributions of diabatic heating in the troposphere derived from general circulation data. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 629-636.
- Hantel, M. and H.-R. Baader, 1978: Diabatic heating climatology of the zonal atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1180-1189.
- Holton, J. R., 1992: Introduction to Dynamic Meteorology. Academic Press, 511 pp.
- Holopainen, E. O. and C. Fortelius, 1986: Accuracy of estimates of atmospheric large-scale energy flux divergence. *Mon. Wea. Rev.*, 114, 1910-1921.
- Kasahara, A., 1976: Normal modes of ultralong waves in the atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 669-690.
- Kasahara, A., 1984: The linear response of a stratified global atmosphere to tropical thermal forcing. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2217-2237.
- Kasahara, A., A. P. Mizzi, and U. C. Mohanty, 1987: Comparison of global diabatic heating distribution from FGGE level III analyses with satellite radiation imagery data. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2904-2935.
- Kung, E. C., 1972: A scheme for kinematic estimate of large-scale vertical motion with an upper-air network. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98, 402-411.
- Lau, N.-C., 1979: The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balances of vorticity and heat. *J. Atmos. Sci.*, 36, 996-1016.
- Longuet-Higgins, M. S., 1968: The eigenfunction of Laplace's tidal Equation over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc., London*, A 262, 511-607.
- Masuda, K., 1984: Diabatic heating during the FGGE: A preliminary report. *J. Meteor. Soc. Japan*, 62, 702-708.
- Newell, R. E., D. G. Vincent, T. G. Dopplick, D. Ferruzza and J. W. Kidson, 1969: The energy balance of the global atmosphere. *The Global Circulation of the Atmosphere*. G. A. Corby, Ed. London, Roy. Meteor. Soc., 42-90.
- Newell, R. E., J. W. Kidson, D. G. Vincent, and G. J. Boer, 1974: The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes, Vol. 2. The MIT Press, 371 pp.
- O'Brien, J., 1970: Alternative solution to the classical vertical velocity problem. *J. Appl. Meteor.* 9, 197-203.
- Otto-Bliessner, B. L. and D. R. Johnson, 1982: Thermally-forced mean mass circulations in the Northern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 916-932.
- Schaack, T. and D. R. Johnson, 1991: Atlas of the global distribution of atmospheric heating during the Global Weather Experiment, December 1978- November 1979. NASA Contractor Report 4370.
- Simonot, J. Y. and H. Le Treut, 1987: Surface heat fluxes from numerical weather prediction system. *Climate Dynamics*, 2, 11-28.
- Tan, Y.-C. and J. A. Curry, 1993: A diagnostic study of the evolution of an intense north american anticyclone during winter 1989. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 961-975.
- Tanaka, H. L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *Meteor. Soc. Japan*, 63, 180-200.
- Tanaka, H. L. and M. F. Milkovich, 1990: A heat budget analysis of the polar troposphere in and around Alaska during the abnormal winter of 1988/89. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 1628-1639.
- Zillman, J. W. and D. R. Johnson, 1985: Thermally-forced mean mass circulation in the Southern Hemisphere. *Tellus*, 37 A, 56-76.

