

赤道成層圏QBOの中高緯度大循環への影響

北海道大学大学院地球環境科学研究科

庭野 将徳

東京大学気候システム研究センター

高橋 正明

要旨

赤道成層圏に赤道準二年周期振動（QBO）が再現された大気大循環モデル（GCM）の3年4か月分の出力データを使って、QBOと関係した冬の北半球中高緯度における準二年周期の変動を調べた。赤道QBOの位相は30hPaにおける帯状平均した東西風を使った。QBOの位相間の比較は位相間の差（東風－西風の位相）を求める合成図（composite）解析で行ったが、モデルの積分時間の都合上、各位相とも一周期のみのデータによる比較である。

帯状平均した東西風について調べてみると、極夜ジェットは赤道QBOが東風（西風）の時の方が弱い（強い）ことがわかる。惑星波のEliassen-Palm フラックス（EP フラックス）は対流圏と成層圏のほぼ全層でQBO東風（西風）の時強く（弱く）、高緯度成層圏でより収束し（あまり収束せず）、中緯度成層圏ではあまり収束していない（より収束する）。これらの結果はHolton and Tan(1980, 82)のデータ解析による結果と一致している。また、変換オイラー平均方程式から求めた両位相間の東西風加速の差は、高緯度成層圏のQBOを説明できるように思われる。

赤道成層圏QBOによる冬季北半球の成層圏と対流圏の変動パターンは低緯度／中緯度／高緯度で振動する3重極子（tripole）パターンを持ち、Baldwin et al. (1994) で述べられている North Atlantic Oscillation (NAO) パターンと似た子午面、経度構造をしている。

1 はじめに

近年、冬季北半球における成層圏や対流圏の年々変動は観測データの解析やモデルにより研究されていて、成層圏の年々変動は赤道準二年変動（QBO）やエル・ニーニョ／南方振動（ENSO）や対流圏の変動などとの関係について調べられてきている。Baldwin and O'Sullivan (1995) は、ENSOに関連した対流圏変動の3つのモード [太平洋－北アメリカパターン（PNA）、西部太平洋振動パターン（WPO）、熱帯北太平洋パターン（TNH）] と赤道QBOが成層圏の循環に及ぼす影響を比較して、成層圏へ与える影響は赤道QBOによるものの方が3つの対流圏モードよりもかなり大きいという結果を示している。また、他の影響に関しては、1965–1993年のデータを用いて調べた北大西洋振動（NAO）と関係したモードと成層圏循環の相関がQBOによるものよりも有意に高いということが示されている (Baldwin et al., 1994)。

赤道QBOが冬季北半球の中高緯度循環に影響を与えることはかなりよく知られている。その先駆的な研究である Holton and Tan (1980, 1982)（これ以降それぞれ HT80, HT82 とする）は 16 年のデータを解析して、50hPa における赤道QBOの東西風の位相が東風（西風）の時、極夜ジェットがより弱い（強い）ということを表した。また、QBOの位相間で帶状平均東西風の差（QBO西風－東風）をとると、高緯度で正の西風偏差、中緯度で負の偏差となる、高緯度と中緯度の双極子(dipole)パターンが現れることも判った。その後、冬半球の成層圏で起こる成層圏突然昇温が下部赤道成層圏のQBOによって影響されるということが提案された (Labitzke, 1982)。最近の研究では、Dunkerton and Baldwin(1991) や Baldwin and Dunkerton(1991) が Holton and Tan の研究をより新しいデータを使って拡張し、QBOによって惑星波の伝播が変化するメカニズムを調べている。一方で、数値モデルを使って惑星波伝播のQBOによる変化を調べている研究には O'Sullivan and Salby(1990); O'Sullivan and Young(1992) 等があり、観測と一致した結果を出している。

何故、QBOの位相が西風の時よりも東風の時の方が極夜ジェットが弱くなりやすいかという疑問に答えられる説明の一つに次のようなものがある。それは東風の位相の時の方には、惑星波の臨界面（定常惑星波の位相速度が 0 m/s になる場所であり、平均東西風が 0 m/s になる場所と一致する）が下部成層圏では赤道よりもより北半球の低緯度側に出現するということである。最近における惑星波の非線形臨界面理論では波が臨界面で反射することを提示している (Haynes and McIntyre, 1987 を参照されたい)。一方で、波のダンピングが強い場合や線形の臨界面理論では、臨界面で波の吸収が起こるという報告もある。非線形の臨界面理論では、QBOの位相が東風の場合、低緯度へ伝播する惑星波は臨界面で反射する傾向にある。その為、惑星波は QBO 東風の時、高緯度側に集中し、より強い惑星波の収束を生み、そして時として突然昇温を引き起こすと考えられている。

最近、赤道成層圏QBOが T 21, 60 層の大気大循環モデルでかなりしっかりと再現されるようになってきた (Takahashi, 1996; Takahashi et al., 1996)。モデルでは対流スキームとして湿潤対流調節法を用い、鉛直分解能は下部成層圏で約 500 m という非常に高い分解能である。4乗の水平拡散における最大波数のダンピングタイムは 20 日で、標準的な大循環モデルで使われているものよりも 1 衍ほど小さい (Boville, 1991 を参照されたい)。再現された QBO の周期は 1.5 年で観測されているものよりもわずかに短い。また赤道QBOの位相変化に伴う冬季北半球の中高緯度における極夜ジェット変動も現れているように思われる (Takahashi, 1996)。

この研究では、赤道QBOの再現されたモデルの出力データを使って惑星波の振る舞いとその冬季北半球の平均場への影響について調べることを目的にしている。解析は QBO の位相に基づいて各物理量の位相間の差をとり、両位相間の比較をする合成図 (composite) 解析を行った。また、QBO と関係した成層圏-対流圏のカップルモードについても調べられる。第 2 節ではこの研究で用いたデータセットについて簡単に触れ、第 3 節で解析結果を示し、最後に第 4 節でまとめをする。

2 データセット

この研究で使っているデータセットは気候システム研究センター／国立環境研究所（CCSR/NIES）で開発された大気大循環モデル（GCM）を使って行われたQBO再現実験（Takahashi, 1996）によって得られたものである。

モデルの水平分解能はT 21（格子点間隔、約 600km）、鉛直 60 層で、上部対流圏から下部成層圏にかけては約 500 m の鉛直分解能である（T 21 L 60）。モデルの上部境界は約 0.5hPa（約 50km、シグマ座標では 0.0005）にしてある。この実験では対流スキームには湿潤対流調節法が用いられてた。また、第 1 節でも触れたように 4 乗の水平非線形拡散における最大波数のダンピングタイムは 20 日で一般に使われている大循環モデルのものよりは約 1 衍小さな値である。

初期条件には静止等温大気を用い、3 年 4 か月の積分を行った。積分の 1 日目は 0 年 1 月 1 日（0 日目）とし、1 年は 360 日としている。上部境界層近くのレイリーダンピングは積分の最初の 3 ヶ月間強く（ダンピングタイムは 1 日）し、それ以降はより小さな値（ダンピングタイム 10 日）を使った。

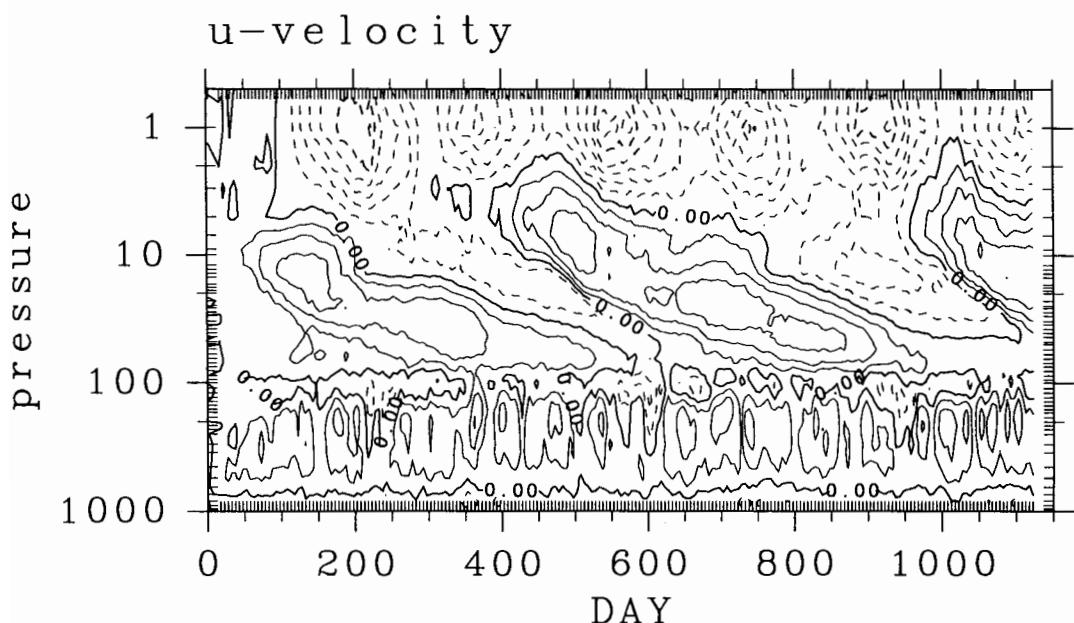


図 1 CCSR/NIES 大気大循環モデルにおける赤道上の平均東西風についての時間-高度断面図

時間は 0 日から 1122.5 日まで描かれている。等値線間隔は 6 m/s で、実線は西風、波線は東風を表す。

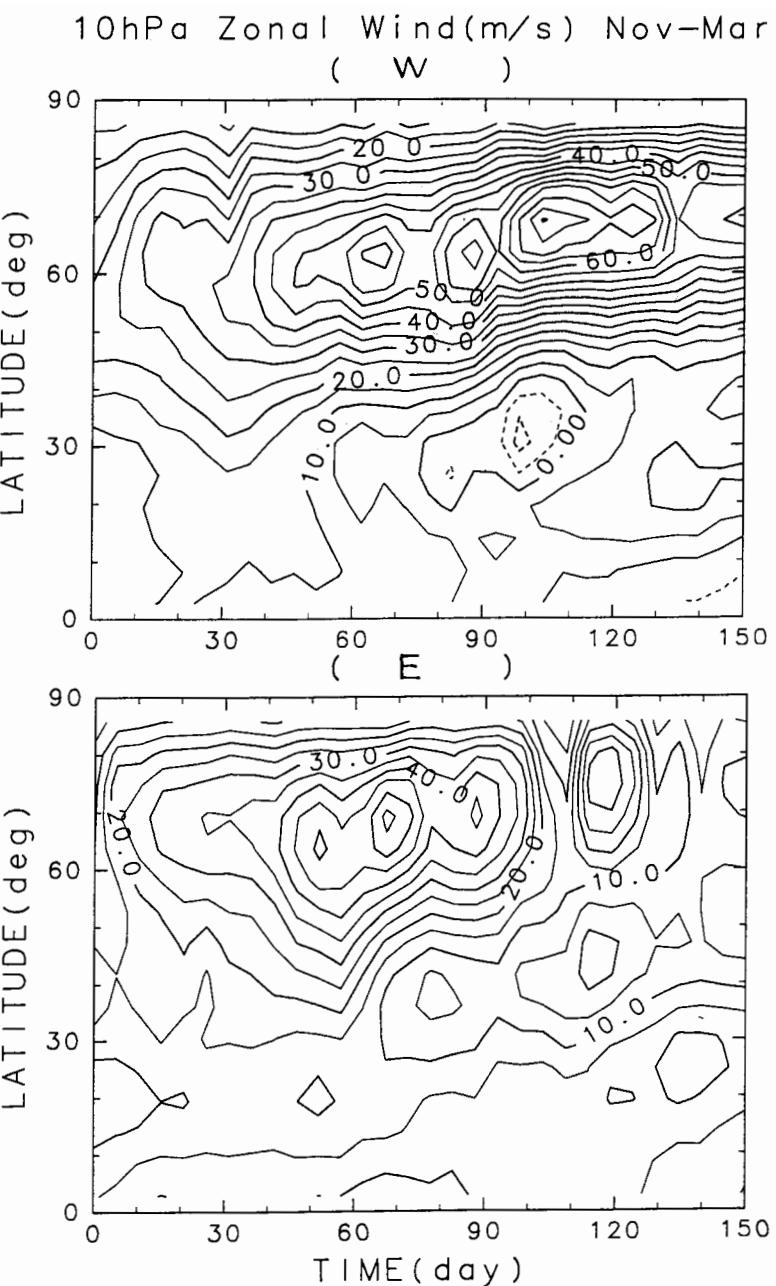


図2 QBOの各位相における11月から3月までの10hPaにおける平均東西風の時間-緯度断面図
 (a) 西風の位相、(b) 東風の位相。1か月を30日としており、等值線間隔は5 m/s。

図1の赤道における東西風の時間一高度断面図には、赤道成層圏に赤道QBOの西風と東風が交互に出現し、下層に伝播していく様子が現れている。QBO東風の位相ははっきり見えていないがこれはQBOの東風が西風よりも弱いことによる。これはシミュレーションの欠陥の一つである。またQBOの現れている高度は観測されているものよりもわずかに高い。

この研究ではQBOの位相は11-12月（660-719日目、1020-1079日目）平均した30hPaの帶状平均した東西風によって定義し、それに基づいて惑星波の活動の変動の比較を行った。11-12月平均を用いたのは晩冬に起こりやすい突然昇温の影響を排除するためであり、また30hPaはQBO下部の位相が存在する高度である。ただ、このQBOの位相の定義は論文によって異なるということを注意しておきたい。私たちはこのようにして冬季（11-3月）のQBOの位相を決め、1~2年目の冬（660-809日目）を「西風」の位相、2~3年目の冬（1020-1169日目）を「東風」の位相と呼ぶことにした。解析は、QBOの位相間の差（東風-西風の位相）に関する合成図を作ることで行い、それを用いて各位相間の平均場の比較をした。しかし、積分時間の都合上、今回の研究では各位相1回づつのみデータで比較を行っている。そのため、赤道QBO以外の影響を取り除くためにはもっと長いデータを使って解析を行う必要がある。

この研究ではサンプリングしたデータセットは5日平均データである。これをもとにした季節平均場を作り、その平均場について波の活動度を求めた。解析は晩冬（1-3月）に焦点を当てたが、それは図2の10hPaの東西風の時間変化からもわかるように、初冬にQBOの位相間の差があまりなかったためである。

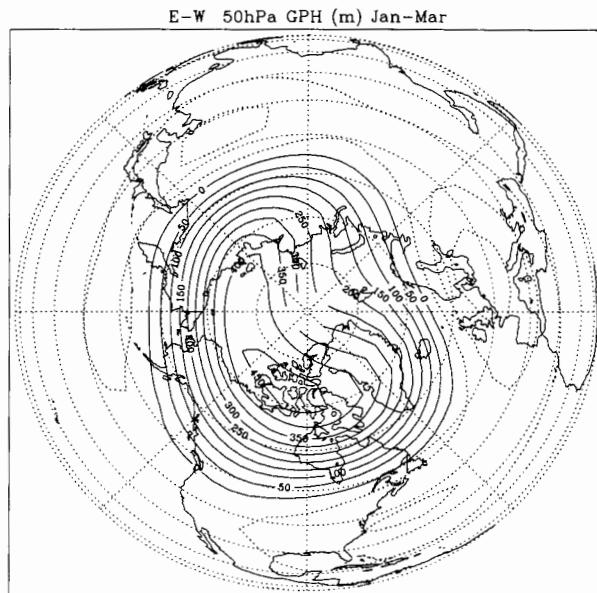


図3 1-3月平均した50hPaにおけるジオポテンシャルハイトの差の極投影図

東風の位相-西風の位相。中心から右側に向かう子午線は経度0度の線であり、波線は負の値を表す。等値線間隔は50 m。

3 結果

3. 1 ジオポテンシャルハイトと帶状平均東西風の差

図3は50hPaにおける1-3月平均場のジオポテンシャルハイトについてQBO各位相間の差(東風-西風の位相)を求めた極投影図である。この絵では極域で正の気圧偏差を持ち、中緯度の負の気圧偏差に囲まれている。このことからQBOが東風の時の方が極付近の気圧が高く極夜ジェットが弱いことがわかる。この極域と中緯度の間の気圧の振動は観測による結果(HT80)と一致する。変動の水平面構造は中緯度のヨーロッパ、北アメリカの東側、東アジアに負の偏差を持ち、45°E附近にはっきりとした尾根を持つパターンが現れている。これはHT80の1月、2月の50hPaにおけるジオポтенシャルハイトの合成図と定性的に一致する。しかしHT80の結果では、東アメリカと東アジアにある負の偏差は繋がっておりヨーロッパ上の偏差よりも大きい値を示している。一方、図2では東アメリカと東アジア上の偏差は離れており、ヨーロッパ上に存在する負の偏差の振幅の方が大きい値になっている。

図4には1-3月平均した平均東西風の差(QBO東風-西風)の緯度-高度断面図が示してある。この図から成層圏では40°Nよりも高緯度側で負の偏差、40°Nよりも赤道側で正の偏差が存在しているのがわかる。この東西風の偏差は図3のジオポтенシャルハイトの偏差と対応していて、QBO東風の時の方が極夜ジェットが弱いことを示している。この成層圏の双極子パターンが対流圏の偏差とどのように結びついているかは第3. 4節で述べられる。

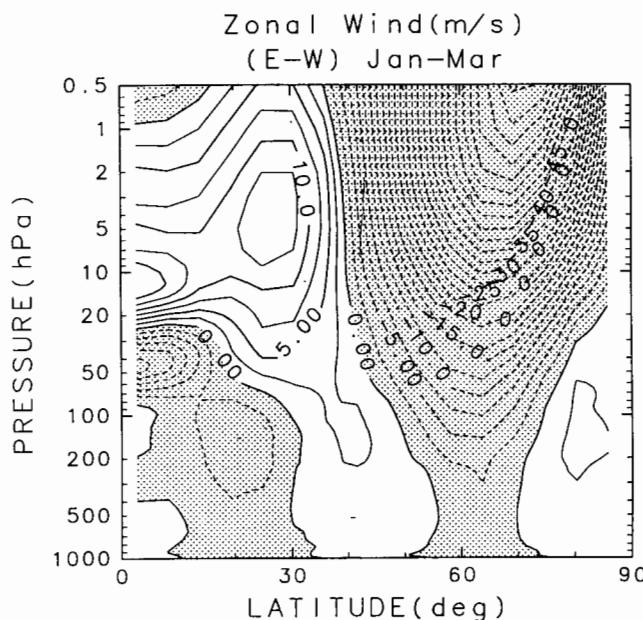


図4 1-3月平均した平均東西風の差の緯度-高度断面図

東風の位相-西風の位相。等値線間隔は2.5m/s。負の値には陰影が付いている。

3. 2 成層圏の波のふるまい

惑星波は平均場と相互作用するので、赤道QBOの位相が変わり、平均場が変化すれば、惑星波の振る舞いになんらかの影響が及ぼされると考えられる。この節では赤道QBOの位相の違いが北半球成層圏の惑星波、そして北半球の平均場に及ぼす影響を Eliassen-Palm (EP) フラックスとその発散を求めて調べた。ここで、計算したEPフラックスは1-3月の平均場に対するものである。

EPフラックスベクトルは南北成分、鉛直成分を持ち、 $(\mathbf{F} = \mathbf{F}^{(\phi)} \mathbf{j} + \mathbf{F}^{(z)} \mathbf{k})$ は惑星波の子午面断面内における伝播方向と伝播強度を表す。球面座標系 ($\lambda, \phi, z \equiv -H \ln(p/p_s)$) におけるEPフラックスの南北成分、鉛直成分はそれぞれ次のように定義される。

$$F^{(\phi)} \equiv -\rho_0 a \cos \phi \bar{u}' \bar{v}', \quad F^{(z)} \equiv \rho_0 a f \cos \phi \bar{v}' \bar{\theta}' / \bar{\theta}_z \quad (1)$$

ここで、 a は地球半径、 ρ_0 は基本状態の密度で、 $\rho_0 \equiv \rho_s \exp(-z/H)$ で定義される。またベクトルを矢羽で図示するとき Palmer (1981) によるベクトルスケールの修正した形を用いている。

ここでは表していないが、QBOの各位相について1-3月平均場についての成層圏のEPフラックスを調べた。どちらの位相の場合にも、惑星波は成層圏ほぼ全層で、中緯度の下部成層圏から上部成層圏に伝播し、低緯度方向に曲がり、収束している様子が見える。ただし西風の位相の場合は、極渦が強いことと対応して、65°Nよりも高緯度側で波が発散している。

図5は1-3月平均した成層圏のEPフラックスとその発散の位相間の差 (QBO東風-西風) を表した緯度-高度断面図である。EPフラックスの偏差から成層圏の中高緯度の広い範囲で上向きの偏差があることが判る。またこのパターンは東風の位相の場合に見られるEPフラックスのベクトルの向きと似ていることから、成層圏の惑星波はQBOが東風の時の方が成層圏のほぼ全域で強いと言える。これは観測から得られた結果と一致する (HT82; Dunkerton and Baldwin, 1991)。また、QBOが東風の時、下部成層圏で惑星波の上方への伝播量が多いことから、上部対流圏でも上向きの惑星波の伝播が多いことが予想される。

惑星波の平均場への影響を調べるために、EPフラックスの発散を調べた。EPフラックスの発散は惑星波による平均場の加速を見積もるために用いられる。惑星波の収束とそれに伴う平均場の西風の減速の釣り合いは変換オイラー平均方程式 (Andrews and McIntyre, 1976) で決定され、球面座標系では次のような。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f \bar{v}'^* + \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{\rho_0 a \cos \phi} + \bar{X} \quad (2)$$

但し、

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi F^{(\phi)} \right) + \frac{\partial F^{(z)}}{\partial z} \quad (3)$$

また、 \bar{X} はわからない残余的なものである。

残差子午面循環 (\bar{v}^*, \bar{w}^*) はオイラー平均子午面循環 (\bar{v}, \bar{w}) を使って次のように定義される。

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\bar{v}' \theta'}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (4a)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos \phi \frac{\bar{v}' \theta'}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (4b)$$

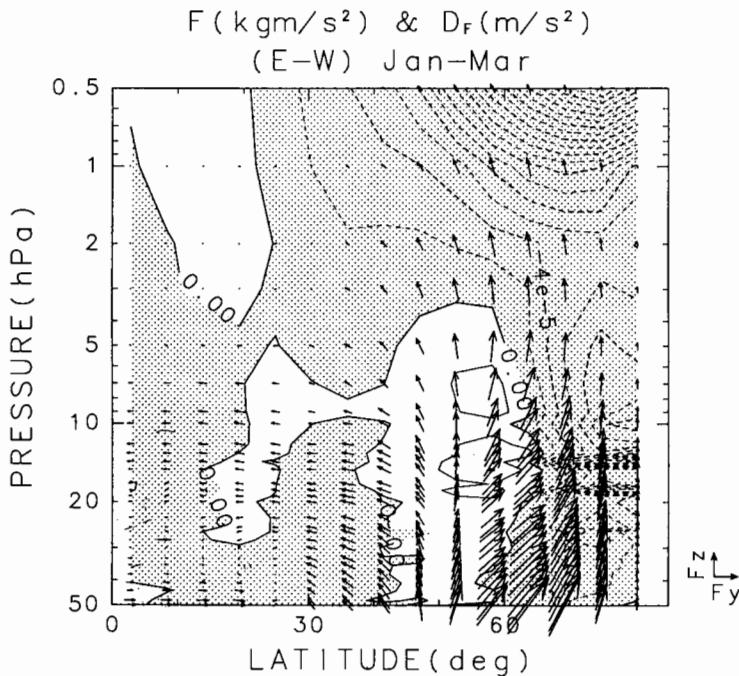


図5 50hPaよりも上層における1-3月平均場について求めたEPフラックスの発散の差に
EPフラックスのベクトルを重ねた緯度-高度断面図

発散の差は、東風の位相-西風の位相。等値線の間隔は、 $2.0 \times 10^{-5} m/s^2$ 。

まず、QBOの両位相の場合について、1-3月平均した成層圏のEPフラックスの発散を調べた（ここには表していない）。それより、約60°Nより低緯度で収束をしていることがわかった。図5のEPフラックスの発散の両位相間の差（東風-西風の位相）は5-50hPaの40-60°Nで弱い正の偏差、60°Nより高緯度側で強い負の偏差を表している。また低緯度にも正の偏差が見えている。このことから、QBO東風の時の方が西風の時より、惑星波はより高緯度側で収束し、より平均流の西風を減速していることがわかる。この偏差のパターンは平均東西風についてのQBO両位相間の差のパターン（図4）と大体一致している。

次に、より正確な平均場の減速を表すと考えられる式(2)の右辺第1項（残余子午面循環によるコリオリトルク $\bar{f}v^*$ ）と第2項（ D_F と呼ぶことにする）の和を調べた。QBOの各位相における1-3月平均した $\bar{f}v^*$ と D_F の和（ここには表されていない）は、各位相のパターンとも共通して成層圏の約50°Nよりも極側で平均場の減速がある。ただQBO東風の時、減速域はより高緯度側に存在している。また加速域はどちらの位相についても成層圏の約50°Nよりも低緯度側に存在する。これらの結果から、高緯度成層圏では平均場への寄与はコリオリ力のトルクよりも惑星波の発散による方が大きいが、それに対し約50°Nよりも低緯度側（赤道域は除く）では平均場の時間変化に及ぼす影響はコリオリトルクの影響の方が大きいと言える。

図6は式(2)の右辺の第一項と第二項の和をQBOの位相間で差をとった緯度-高度断面図である。成層圏の60°Nよりも高緯度側で強い負の偏差、45-60°Nで弱い正の偏差、そしてそれよりも低緯度側の複雑なパターンがあることがわかる。高緯度成層圏の強い負の偏差は、QBOが東風の時、平均場の西風をより減速するということを示す。もし、70°N、20hPaにおける $\bar{f}v^* + D_F = 2.0 \times 10^{-5} m/s^2$ を考え、 $dt = 30$ 日とすると、見積もられる東西風の加速における偏差は $52 m/s$ となり、図4の東西風の偏差よりも少し大きいけれども、同じ桁の値が得られる。このように、極夜ジェットの準二年周期振動は $\bar{f}v^*$ と D_F から見積もられる平均流減少のQBO各位相間の差を考えても説明できるように思われる。

3. 3 対流圏の波のふるまい

前節では成層圏の波の活動を調べ、QBOが東風の時の方が対流圏から成層圏に伝播する波が多いことがわかった。では対流圏の波はどのように振る舞い、成層圏とどのように結びついているのだろうか。この節では対流圏の惑星波について調べていく。

1-3月の平均場に関するEPフラックスをQBOの各位相について調べてみると（ここには表されていない）、どちらの位相の場合も対流圏の波は上方に伝播していて、上部成層圏では赤道方向に伝播していくことがわかる。さらに赤道方向へ伝播していく波は亜熱帯ジェットの南側で収束しているように見える。

図7は対流圏の惑星波のE P フラックスとその発散を1-3月平均場について求め、QBOの位相間の差を調べたものである。まずE P フラックスの偏差のパターンは対流圏全層で上向きの偏差を持ち、このことからQBOが東風の時、対流圏でほぼ一様に惑星波が強く、より成層圏に伝播していることがわかった。また、200hPa付近の中緯度では成層圏に向かうものとは別に赤道側の上部対流圏に向かって伝播していく偏差もあり、QBOが東風の時、惑星波がその2つの領域に伝播しやすいように思われる。このことは図4でQBOが東風の時にその領域で平均場がより弱かったこととも一致する。惑星波の発散の偏差のパターンには下部成層圏で負、30-60°N の対流圏界面付近で正の領域が現れている。これよりQBOが東風の時、対流圏から圏界面付近までの範囲でより多くの波が生成され、成層圏に伝播し、成層圏で減速していると考えることができる。このことは成層圏の波の活動度が東風の時の方がより強いという図5の結果と一致する。

しかし、対流圏のパターンは成層圏に比べて複雑である。それは惑星波よりも波長の短い波が存在しているからである。そのため、対流圏の惑星波の生成についてや惑星波よりも短い波の寄与等についてもっと調べる必要があると思われる。

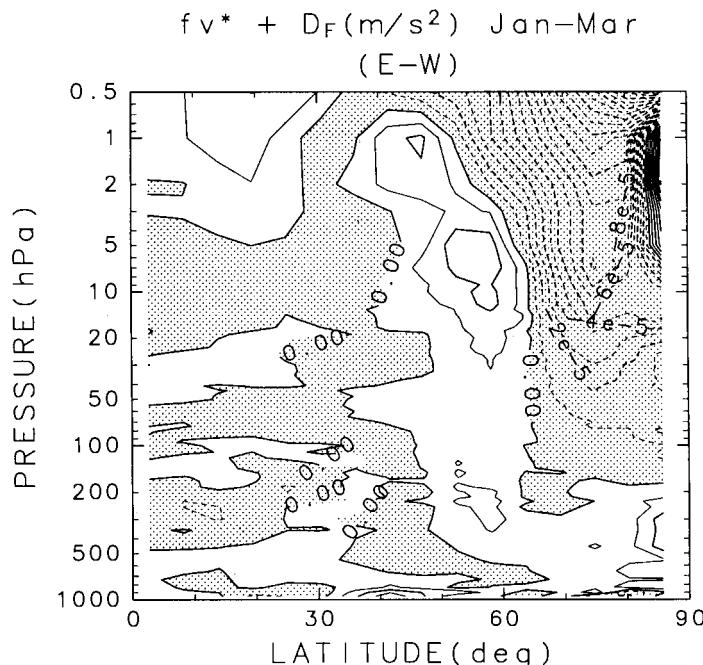


図6 変換オイラー平均方程式の二項 $f v^*$ と D_F の和を求め、
QBOの位相間で差をとった緯度-高度断面図
東風の位相-西風の位相。等値線間隔は、 $1.0 \times 10^{-5} m/s^2$ 。

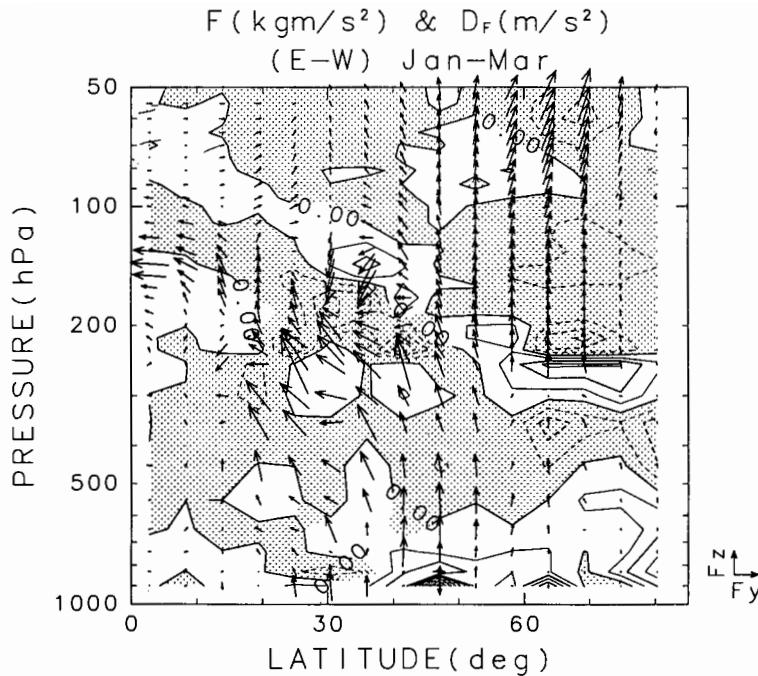


図7 図5と同じ 50hPa より下層の図

但し、EP フラックスは密度の係数で割ってある。等值線間隔は、 $1.0 \times 10^{-5} m/s^2$

3. 4 赤道QBOと関係した対流圏-成層圏カップルモード

前にも述べたように、図4でQBOと関係した北半球の変動パターンは成層圏では双極子パターンを示していたが、そのパターンは対流圏界面を横切り、対流圏と結び付いていて、対流圏では三重極子(tripole)のパターンが存在するのがわかる。成層圏の極夜ジェット付近の負の偏差は対流圏の60-70°Nの負の偏差と、赤道成層圏QBO上部にある正の偏差は対流圏の30-50°Nの正の偏差と、そしてQBO下部にある負の偏差は対流圏の10-30°Nの負の偏差とそれぞれ結びついている。

この平均東西風の成層圏の双極子パターンは観測によって得られている結果と一致する (HT80; Dunkerton and Baldwin, 1991; Nigam, 1990)。更に、成層圏と対流圏が結びついている子午面パターンは500hPaにおけるNAO的な (Baldwin et al., 1994ではNAO-likeと呼ばれている) EOFパターンと平均東西風の相関のパターンとよく似ている (Baldwin et al., 1994)。ここで得られた成層圏-対流圏カップルモードとNAO的なEOFモードのパターンの関係を調べるために、500hPaにおけるジオポテンシャルハイトのQBO両位相間の差を求めた。図7は1-3月平均した500hPaにおけるジオポテンシャルハイトにおけるQBO東風と西風の間の差を表している。この図より負の偏差が北アメリカ東部、ヨーロッパ、シベリア、そしてボーフォート海の上に、また正の偏差がデンマーク海峡上に存在することがわかる。このパターンは500hPaにおけるジオポтенシャルハイトに現れるNAO的なパターン(図9(a))とよく似ている (Baldwin et al., 1994; Perlitz and

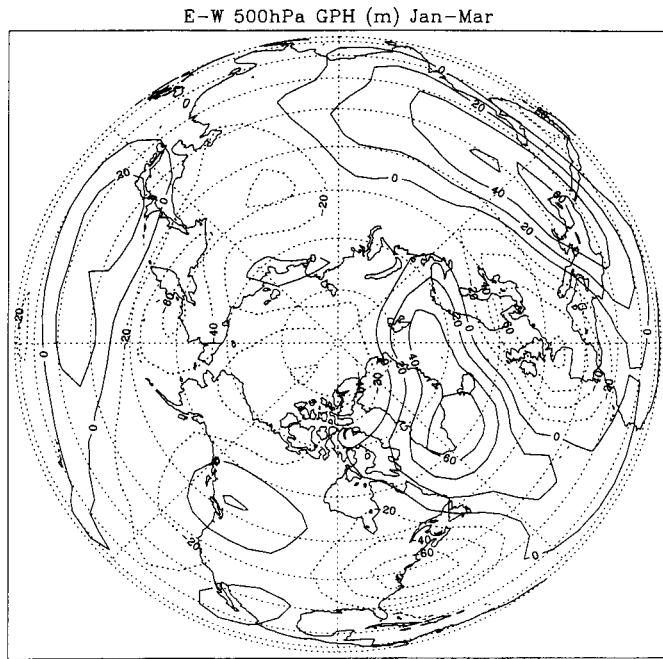


図8 図3と同じ 500hPa の図

等値線間隔は、20m/s。

Graf, 1995; Kodera et al., 1996）。しかし、ここで得られたパターンは観測から得られたパターンと2つの違いがある。1つはヨーロッパ上と北アメリカの東にある負の偏差が離れていること、2つ目はポーフォート海上の偏差が負になっていることである。

また、この500hPaにおけるNAO的なパターンが成層圏の50hPaにおける平均場とどのように結びついているかを調べるために、Baldwin et al. (1994)では50hPaと500hPaのジオポテンシャルハイトの間でSVD解析を行っているが（図9（b））、その第1モードの50hPaにおけるパターンは図3で示したQBO位相間の偏差パターンと似ていることがわかる。

これらの類似性を考えると、北半球の平均場に及ぼすQBOとNAOのようなパターンの影響がこのシミュレーションでは一緒になっていると考えられる。しかし、Baldwin et al. (1994)は北半球成層圏に与える影響はQBOによるものよりもNAOによる影響の方が大きいという結果を表している。したがってQBO以外の影響を除外し、赤道QBOが中高緯度のQBOへどのような影響を与えていているか調べるためにもっと長いデータを使って解析する必要がある。そして赤道QBOの影響とNAOによる影響の比較や、両者の関係等も調べる必要があるであろう。

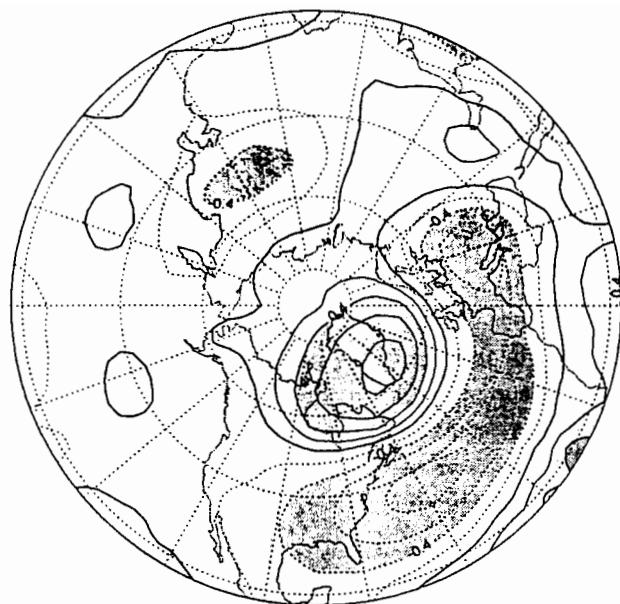


図9 (a) 1964-93年の12-2月平均のジオポテンシャルハイトを元にした
500hPaの回転EOFの第2モード (NAO的パターン)

各地点での値はそのモードの主成分の時系列と各地点でのジオポテンシャルの偏差との相関係数である。等値線間隔は0.2、波線は負の値を示す。

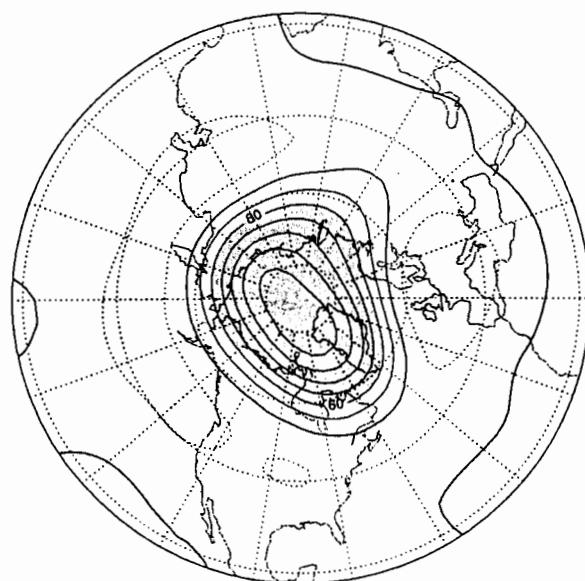


図9 (b) 12-2月平均の500hPaと50hPaの間のSVD解析による第1モードの50hPaの図
等値線間隔は30m。(a), (b)ともにBaldwin et al. (1995)

4 まとめ

赤道準二年振動（QBO）を再現した大気循環モデル（CCSR/NIES GCM）の出力データを用いて、赤道QBOと結びついた冬季北半球の中高緯度の準二年周期の変動を解析した。30hPaにおける赤道上の平均東西風を用いて定義したQBOの西風の位相と東風の位相の間で差を求めて、両位相の間の比較をした。

解析により以下の4点がわかった。
1) 50hPaのジオポテンシャルハイドロstatic pressureと平均東西風の両位相間の差から、QBOが東風の時高緯度でジオポテンシャルハイドロstatic pressureが高くなり極夜ジェットが弱くなりやすく、一方低緯度側ではジオポテンシャルハイドロstatic pressureが低くなり平均流の西風が強くなると言う、成層圏の高緯度-低緯度間の双極子（dipole）パターンが存在することがわかった。このパターンは観測によって得られているものと一致する。
2) 惑星波のE P フラックスとその発散についてのQBO各位相間の差から、対流圏、成層圏のほぼ全層でQBOが東風の時の方が惑星波の活動は大きく、成層圏では極夜ジェットをより減速していることがわかった。またQBOが東風の時、対流圏の波はQBO西風の時より平均場の西風が弱い高緯度成層圏方向と低緯度上部対流圏方向に伝播しやすいようである。
3) 変換オイラー平均方程式から見積もられた平均場加速のQBO各位相間の差は 60°N よりも高緯度側の成層圏で非常に大きな偏差を持つ。この差は高緯度のQBOを定性的にも定量的にも説明できそうである。
4) 赤道QBOと結びついた北半球の変動は成層圏と対流圏をつなぐ3重極子（tripole）パターンが存在する。対流圏の500hPaにおけるジオポテンシャルハイドロstatic pressureの差はNAOと似た子午面、経度構造を表していた。このパターンは、北半球における年々変動の重要なモードであるように思われる。

しかし、この研究ではシミュレーション時間の都合上、QBOの西風、東風の位相それぞれ一回分ずつしか取り出せず、その両者の比較に終わったので、QBO以外の影響を取り除き、統計的に解析するためにはもっと長いデータを解析する必要がある。また、今回は初冬の偏差は詳しく調べなかったが、晚冬の極渦の強さに影響を及ぼしうる可能性があり（Kodera, 1991）、解析する価値があると思われる。更に波の伝播が変動するメカニズムを今回確かめられなかつたので、そのメカニズムを解明するために他の解析方法などを考えるべきであろう。

謝辞

本研究を行うにあたり、有益なコメントとご支援を頂いた気象研究所気候研究部の小寺邦彦氏と茨城大学理学部助教授長谷部文雄氏そして北海道大学大学院地球環境科学研究科助教授の塩谷雅人氏にはこの場を借りて御礼申し上げます。

参考文献

- Andrews,D.G.,and M.E.McIntyre,1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. J.Atmos.Sci., **33**, 2031-2048.
- Baldwin,M.P.,X.Cheng, and T.J.Dunkerton,1994: Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. Geophys.Ress.Lett., **21**, 1141-1144.
- Baldwin,M.P., and T.J.Dunkerton,1991: Quasi-biennial oscillation above 10mb. Geophys.Res.Lett., **18**, 1205-1208.
- Baldwin,M.P.,and D.O'Sullivan,1995: Stratospheric effects of ENSO-related tropospheric circulation anomalies. J.Climate, **8**, 649-667.
- Boville,B.A.,1991: Sensitivity of simulated climate to model resolution. J.Climate, **4**, 469-485.
- Dunkerton,T.J.,and M.P.Baldwin,1991: Quasi-biennial modulation of planetary-wave fluxes in the northern hemisphere winter. J.Atmos.Sci., **48**, 1043-1061.
- Haynes,P.H.,and M.E.McIntyre,1987: On the representation of Rossby wave critical layers and wave breaking in zonally truncated models. J.Atmos.Sci., **44**, 2359-2382.
- Holton,J.R.,and H.-C.Tan,1980: The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50mb. J.Atmos.Sci., **37**, 2200-2208.
- ,and —,1982: The quasi-biennial oscillation in the northern hemisphere lower stratosphere. J.Meteor.Soc. Japan, **60**, 140-148.
- Kodera,K.,1991: The solar and equatorial QBO influences on the stratospheric circulation during the early northern hemisphere winter. Geophys.Res.Lett., **18**, 1023-1026.
- Kodera,K., M.Chiba, H.Koide, A.Kitoh, and Y.Nikaidou,1996: Interannual variability of the winter stratosphere and troposphere in the northern hemisphere. J.Meteor.Soc.Japan, **74**, 365-382.
- Labitzke,K.,1982: On the interannual variability of the middle stratosphere during northern winters. J.Meteor.Soc.Japan, **60**, 124-139.
- Nigam,S.,1990: On the structure of variability of the observed tropospheric and stratospheric zonal mean zonal wind. J.Atmos.Sci., **47**, 1799-1813.
- O'Sullivan,D.,and M.L.Salby,1990: Coupling of quasi-biennial oscillation and the extratropical circulation in the stratosphere through planetary wave transport. J.Atmos.Sci., **47**, 650-673.

- ,and R.E.Young,1992: Modeling the quasi-biennial oscillation's effect on the winter stratospheric circulation. *J.Atmos.Sci.*, **15**, 2437-2448.
- Palmer,T.N.,1981:** Diagnostic study of a wavenumber-2 stratospheric sudden warming in the trasnformed Eulerian-mean formalism. *J.Atmos.Sci.*, **38**, 844-855.
- Perlitz,J.,and H.-F.Graf,1995:** The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the northern hemisphere in winter. *J.Climate*, **8**, 2281-2295.
- Takahashi,M.,1996:** Simulation of the stratospheric quasi-biennial oscillation using a general circulation model. *Geophys.Res.Lett.*, **23**, 661-664.
- Takahashi,M.,N.Zhao, and T.Kumakura,1996:** Equatorial waves in a general circulation model simulating a quasi-biennial oscillation. *J.Meteor.Soc.Japan*, submitted

成層圏循環の対流圏に及ぼす影響

気象研究所気候研究部

小寺邦彦

1. 序

成層圏の循環の変化が対流圏に対してどのような影響を及ぼし得るかについて、特に、北半球冬季について考えてみる。北半球の冬期には、対流圏から成層圏に伝わってくるプラネタリー波によって、成層圏の循環は大きく変化する。なかでも、成層圏突然昇温は良く知られた現象である。このような、対流圏のプラネタリー波の増大が成層圏に及ぼす影響については、これまでの研究によってよく知られている。しかし、逆に、成層圏の変化が対流圏に与える影響については、Boville(1984)が大気循環モデル(GCM)を使って、大きなインパクトが有り得る事を示したが、そのメカニズムについては未だ良く知られていない。

ここではまず、メカニスティック・モデルを用いて冬期成層圏循環の変動の特質について調べ、次に、GCM を用いて、成層圏で起きた変動がどのように対流圏に伝わるのか、そして、その変動の特質は何なのかについて示す。また、具体的な例として、火山噴火の結果成層圏に注入されたエーロゾルによる加熱の効果について、GCM を用いたインパクト実験結果を示し、最後に、近年の成層圏のトレンドと対流圏のトレンドの関連についても議論する。

2. 成層圏変動

対流圏との関係を見る前に、北半球冬期成層圏循環の変動の特質について、まず、見ておこう。準一次元のメカニスティック・モデル(Holton and Mass, 1976)を用いた研究から、冬の成層圏には、極夜ジェット(PNJ)の非常に強い場合と逆に弱い場合の二つの循環場がともに、安定に存在しうる事が知られている(例えば、Yoden, 1987)。

では、外力が変化した場合、成層圏循環にどのような変化が起こるか、Holton and Mass(1976)のモデルに年周期を持つ熱源を与え、その振幅を変化させて調べてみる。図1は、高度 60km における帶状平均東西風を夏至から夏至まで 1 年間について示してある。モデルには下部境界条件として振幅 90m で一定の波数 2 のプラネタリー波が与えてある。熱源の振幅を少しずつ増減させると、夏の場合には、それに応じて東風ジェットの振幅が少しずつ変化する。しかし、冬の場合を見ると、加熱が大きい場合は 90m/s もの強い西風が現れるが、少し、小さくすると、突然、ジェットは非常に弱まり、初冬では、風速 0 となってしまう。また加熱をさらに減少させてもそれ以上の変化はあまり見られない。

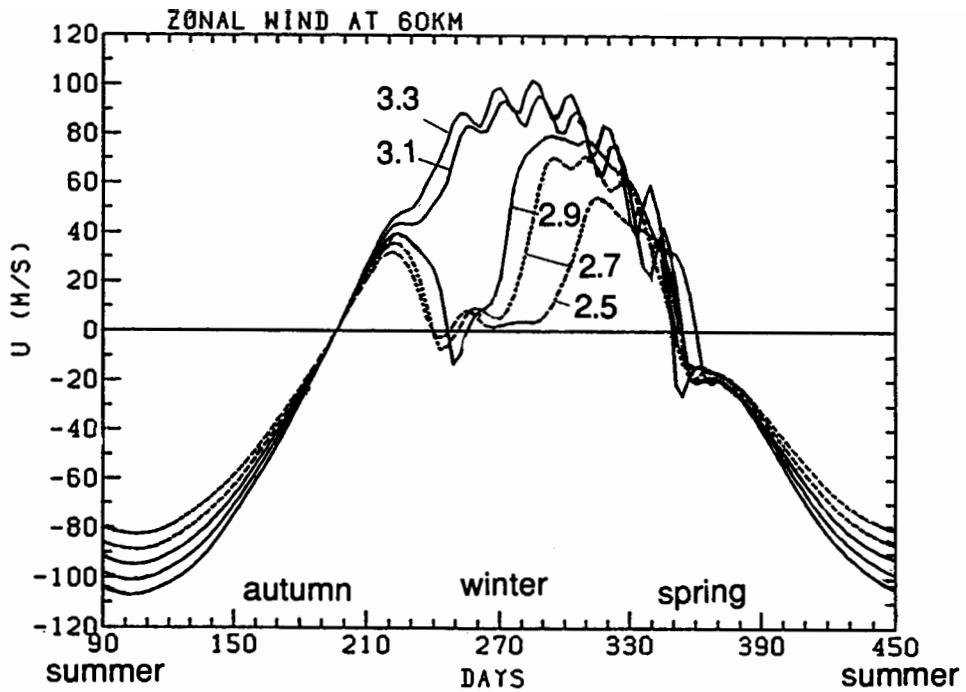


図1 準一次元 メカニスティック・モデルによる高度 60km における
帯状平均東西風の夏至から夏至までの1年間の時系列

5本の線は、それぞれ異なる5つ ($2.5, 2.7, 2.9, 3.1, 3.3, \text{ ms}^{-1} \text{ km}^{-1}$) の”放射平衡東西風シア”として表現されている放射強制力に対応する。なおモデルには下部境界から波数2の 90m の一定した高度波が与えられている。

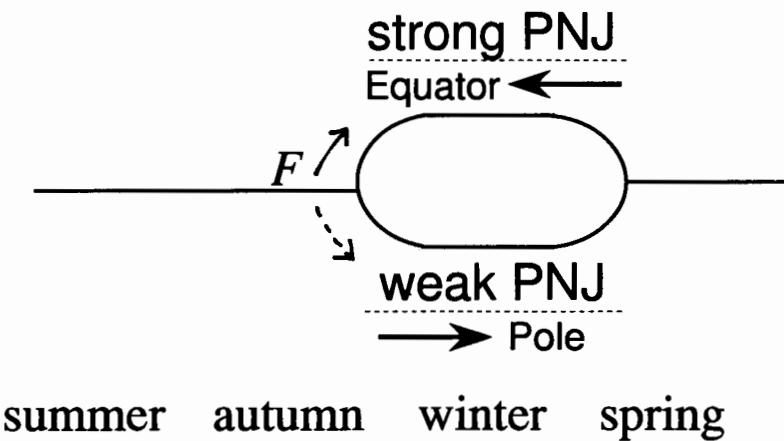


図2 成層圏の対流圈に及ぼす影響の概念図

こういったモデル成層圏の応答は、外力が一定の場合、冬期には、PNJ が強い、又は弱いという二つの安定な状態が存在する事に依っている。これを模式的に示せば図2のようになり、外力の効果は冬の PNJ の強さの変化として大きく現れるという事が期待される。

3. 成層圏と対流圏のカップリング

Boville(1984)は GCM を用いた実験により、モデル成層圏で散逸を小さくすると、PNJ が非常に強くなると同時に、その効果は対流圏にも及び、循環場が大きく変わることを示している。冬の成層圏での PNJ の強化という応答は、前説の議論から十分に理解できるものであるが、対流圏への効果については不十分であろう。ここでは、GCM 実験で、初冬に中間圏に与えたインパクトが時間を追って対流圏へどのように伝わって行くか調べた結果を示す。

実験では気象研スペクトル GCM(Shibata and Chiba, 1990)を用いて、中間圏極域でレーリー摩擦の大きくしたグループ（3例）とその他（3例）の差を取って調べた。積分は同一の初期条件で 1 月 1 日から開始した。図3 a,b に摩擦の大きいグループ 3 例とそうでないグループ 3 例の 10 日平均した帶状平均東西風をそれぞれ示してある。また図3 c,d には、それぞれ、2つのグループ間での帶状平均風の差と、E-P フラックスの差を示してある。最初、中間圏に作り出された弱風領域が時間と共に対流圏へ降りて行くのが判る（図3 c）。図からまた、高緯度とは逆に低緯度では西風の強化が起こり、風の差は、ダイポールのバタンを形成して行く様子が見てとれる。このダイポール・バタンは対流圏にも現れており、対流圏の亜熱帯ジェットにまでその効果が及んでいる様子が見られる。これ等の効果は、しかしながら、中間圏で摩擦を増やした事の直接的な効果ではない。月の後半に見られる大きな変化は、ほぼ全て、プラネタリー波の伝播の変化による間接的な効果である。極夜ジェットが弱くなった為プラネタリー波はより極向きに伝播し易くなり、その為さらに極夜ジェットが減速され、というような正のフィード・バックを含むようなプロセスを通じて、最後には、対流圏でのプラネタリー波の南北伝播も変化している様子がうかがえる。この実験では中間圏での運動量源を変化させる事により対流圏への効果を調べたが、外力を変化させずとも、初期条件で成層圏の循環場を変えておくと対流圏に同様な効果が現れる(Kodera et al., 1996)。これ等の結果から、対流圏にもプラネタリー波の南北伝播の変化と関連した内部変動モードが有り、それはまた、成層圏極夜ジェットの変動に対して敏感である事を示唆していると考えられる。

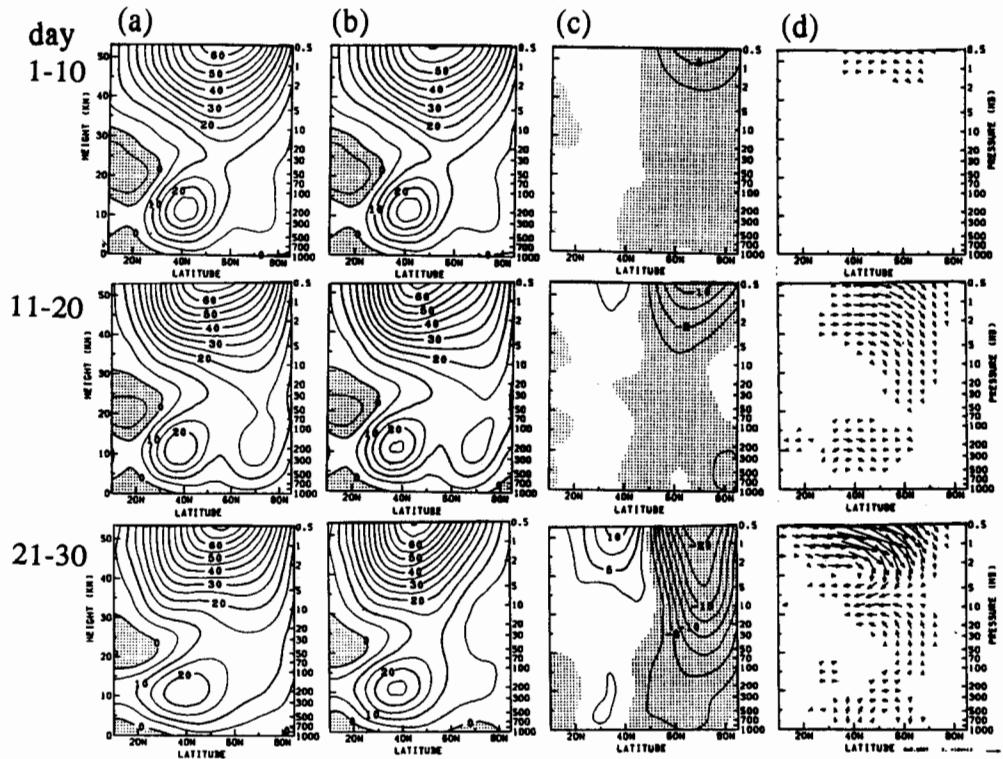


図3 10日平均したGCM実験結果

(a) より弱い摩擦係数実験の帶状平均東西風。(b) (a)と同じ、ただし、より強い摩擦係数実験。(c) (a)と(b)の差。(d) (c)と同じ、ただし E-P フラックスの差。なお表示の為、E-P フラックスには気圧の逆数が掛かっている。上から実験第1～10日、第11～20日、第21～30日平均。等価線間隔は、(a)(b)は 10ms^{-1} (c)は 5ms^{-1} 。負値域には影。

4. インパクト実験

これまでの結果から、成層圏に与えた外力の効果は、冬に極夜ジェットの変化として強く現れ、その効果はまた、対流圏にも伝播しプラネタリー波の南北伝播を変化させるという形で現れ易い（図2）という事ができる。定在プラネタリー波の南北の伝播が変化すると、トラフやリッジの傾きや発達が変化し、気圧高度場に独特の一例えば、極域（特にグリーンランドーカナダ域）での高度場の低下に対して、ヨーロッパ域、東アジア域での高度場の増加といった一パターンが現れる（Kodera et al., 1996）。このような、パターンが低緯度の火山噴火に引き続く冬に現れ易い事が知られている（Robock and Mao, 1992; Kodera, 1994）が、ここではGCMを用いた千葉他（1995）の実験結果について見てみよう。

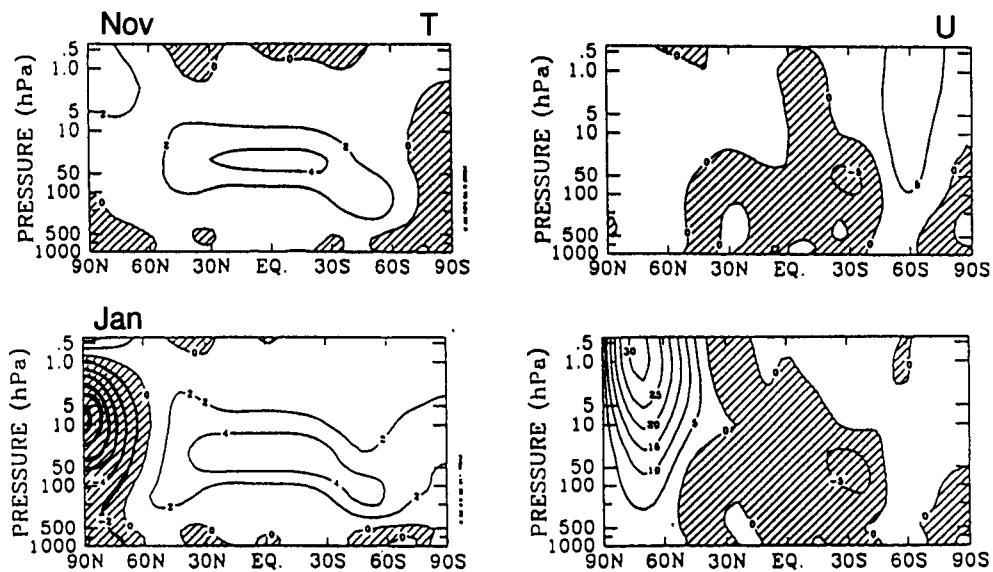


図4 エーロゾル加熱実験とコントロール実験の差

(左) 帯状平均気温、(右) 帯状平均東西風。 (上) 11月平均、(下) 1月平均。
等値線間隔は温度 2k、風は 5ms⁻¹ 負値域には影。

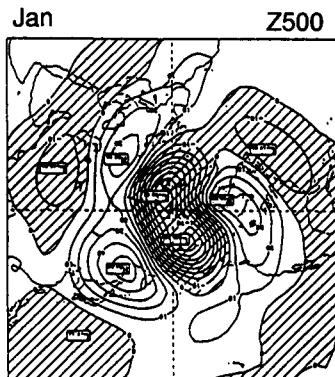


図5 図4に同じ

ただし、1月平均 500hpa 高度の差。等値線は 10m おき。

この実験では、火山性エーロゾルによる加熱に対応するよう、低緯度下部成層圏に加熱を付加し、それが無い場合との差を取って、その効果について調べている。実験は初期値の異なる5組について行われた。その結果の差を帯状平均気温と帯状平均東西風について、図4左列と右列にそれぞれ示す。11月（図4上）には、低緯度成層圏でエーロゾル加熱の影響で約 2-4°C の昇温が見られるが、加熱域以外ではその影響は小さい。しかし、1月（図4下）になると、成層圏極域では 10°C に

達する降温が生じており、これは、また極夜ジェットの強化に伴って起こっている事が判る。

このような、極夜ジェットの変動は、これまでの議論から対流圏循環の変動と結びついている事が期待されるが、実際、この実験においても 500hPa 高度において、図 5 に示すような変化が 1 月には現れている。このようなパターンは、また、対流圏プラネタリー波の南北伝播の仕方の変化に対応して起こる事が示されており(Kodera et al., 1996)、第 2 図に見るようなメカニズムが現実にも起り有る事を示している。

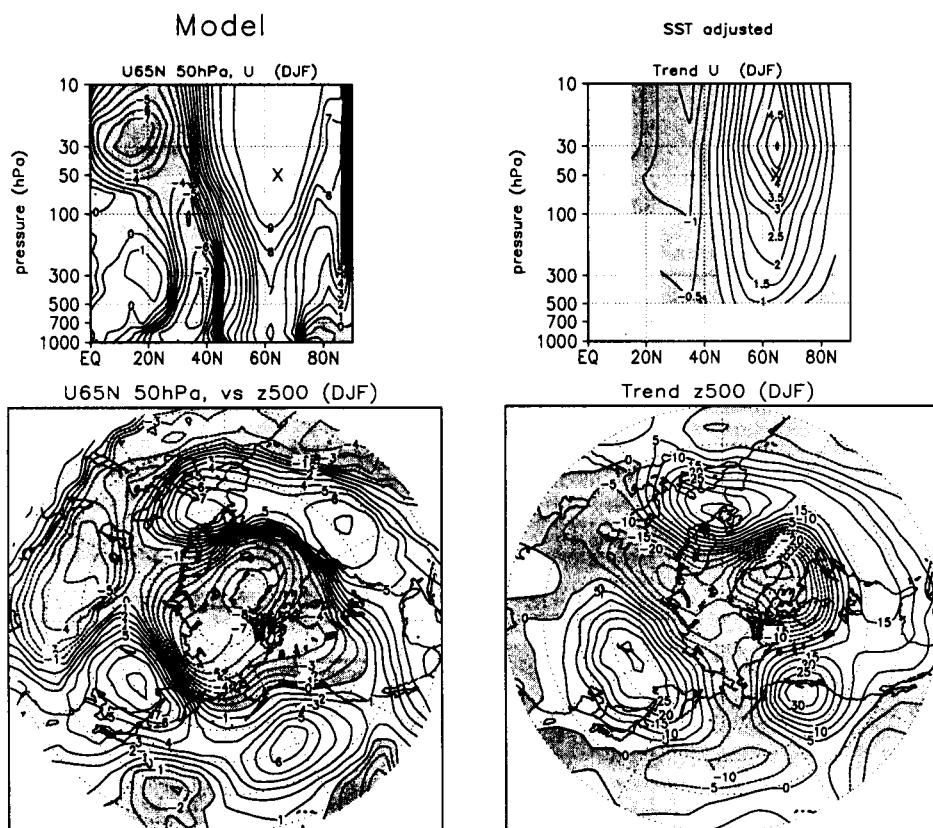


図 6 (左) 気候値の SST を用いた大循環モデルの長期積分結果

冬平均 50hPa、 65° N の帯状平均東西風と各グリッドにおける

(上) 帯状平均東西風、(下) 500hPa 高度との相互相関係数 ($\times 10$)。負値域には影。

(右) 热帶域海面水温と相関を持つ変動を差し引いた後に計算された

近年 (1996-1998) の冬のトレンド成分

(上) 帯状平均東西風 ($ms^{-1}/10$ 年)、(下) 500hPa 高度 ($m/10$ 年)。負値域には影。

5. 議論

これまでの結果をまとめると、成層圏循環の対流圏に及ぼす影響のあり方としては、図2で示されているような形で、成層圏の極夜ジェットが強い、弱いという、冬の成層圏での二つの取り易い循環場に対応して、対流圏においても定在波がより極向きに、あるいはより赤道向きに伝播するという二つのとり易い流れのタイプがあり、そのどちらかが極夜ジェットの強さと関連して生じ易くなると考えられる。

火山性エーロゾルによる加熱を加えたり、人工的に摩擦を減した場合について、その効果がどう対流圏に現れるかの一例を示したが（図4）、これまでの議論から判るようにこのような変動パターンは、外力を変化させずとも、極夜ジェット、あるいは、プラネタリーワークの年々の自然変動として現れる事が期待される。例えば、年々変動の無い気候値の海面水温を下部境界条件としてモデルに与えて長期間積分を行っても、こういった、極夜ジェットの強弱と対応する 500hpa 高度の年々変動が見出される（図6・左）。この場合にも 500hpa 高度には、極域と中緯度との高度変化のシーソー・パターンが見出される。また、特に、中緯度帯ではヨーロッパ、東アジアで大きな変動が見出される点など、第5図の外力を変化させた場合の応答とよく一致している事がわかる。

さて、現在、対流圏での昇温そして成層圏での降温トレンドの有る事が知られている。特に対流圏での昇温は、冬期のユーラシア大陸上で大きく、また、下部成層圏での降温は、極夜ジェットの強化を伴っている。このような特徴は、ここで見たように、成層圏と対流圏のトレンドが、力学的にも関連している事を示唆するものである。ところで、熱帶の海面水温(SST)にもやはり上昇トレンドが有る。熱帶 SST の変動は、中高緯度の循環場に対しても大きな影響を及ぼす事がよく知られている(Trenberth and Hurrell, 1994)。そこで熱帶の SST に直接関連した 500hPa 高度の変動を、SST との直線回帰係数を計算して除いた後、最近の約 30 年間のトレンドを冬平均の帶状平均東西風と 500hPa 高度について計算してみた（図6・右）。成層圏での極夜ジェットの強化対応して、500hpa の極域の高度低下トレンド、又逆に中緯度での高度増加トレンドが見られる。成層圏東西風トレンドのダイポール・パターン、また、500hPa 高度における極域で負、ユーラシア（特にヨーロッパ、東アジア）で正のトレンドという最近のトレンドのパターンはモデルで得られた内部変動モードのパターン（第5図左）と極めて類似している。この事は近年、ここで議論してきたような成層圏一対流圏結合内部変動モードの出現の仕方が変化してきた事を示唆している。これが、近年の O_3 の減少や CO_2 の増加による放射強制力の変化に応じたものなのか、自然変動の一部なのか、さらに詳しく調べて行く必要があろう。

参考文献

- Boville,B.A., 1984: The influence of the polar night jet on the tropospheric circulation in a GCM, J.Atmos.Sci., 41, 1132-1142
- 千葉 長、小寺邦彦、柴田清孝、山崎孝治, 1995: 大規模火山噴火後の冬の昇温、平成 6 年度長期予報技術検討資料, pp.51-58, 気象研究所
- Holton,J.R.,and C.Mass,1976: Stratospheric vacillation cycles,J.Atmos.Sci., 33, 2218-2225
- Kodera,K.,1994: Influence of volcanic eruptions on the troposphere through stratospheric dynamical processes in the northern hemisphere winter. J.Geophys.Res., 99, 1273-1282
- Kodera,K.,M.Chiba,H.Koide,A.Kitoh, and Y.Nikaidou,1996: Interannual variability of the winter stratosphere and troposphere in the Northern Hemisphere,J.Meteorol.Soc.Japan., 74, 365- 382
- Robock,A.,and J-P.Mao,1992: Winter warming from large volcanic eruptions, Geophys Res.Lett., 19, 2405-2408
- Shibata,K.,and M.Chiba,1990: A simulation of seasonal variation of the stratospheric circuration with a general circulation model,J.Meteor. Soc.Japan, 68, 687-703
- Trenberth,K.E.,and J.W.Hurrell,1994: Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific, Clim.Dynam., 9, 303-319
- Yoden,S., 1987: Bifurcation properties of a stratospheric vacillation model, J.Atmos.Sci., 44, 1723-1733

結合モデルに現れた成層圏・対流圏・海面水温変動の関連性 — 冬季北半球における 1980 年代末の変化と比較して —

気象研究所気候研究部

小出 寛

鬼頭 昭雄

小寺 邦彦

はじめに

1970 年代中ばに起こった中東部熱帯太平洋の海面水温(SST)上昇と、北半球の循環場の著しい変化が知られて以来、十年以上の時間スケールの大気・海洋の変動について数多くの研究がなされてきた。しかしこのような長周期の変動のメカニズムについてはいまだ未知の部分が多い。人為的起源の温暖化のシグナルを、自然の長周期変動と分離して評価するために、気候系の長周期変動のメカニズムの解明は重要である。一方、日本では 80 年代から 90 年代にかけて 9 年の暖冬が続き、長期予報の観点からも十年規模の変動のメカニズムの解明が待たれている。

このような中で最近になって、1980 年代末に北半球の気候系に著しい変化が生じていることが、様々な気象要素を使った解析から明らかになってきた。ここではこれら数年から数十年の時間スケールを持つ全球・半球規模の変動に着目して、観測データと大気海洋結合モデルの長期積分の結果を解析し、そのメカニズムについて考察する。

まず次節で、最近注目されつつある 1988～89 年頃の北半球の気候系の急激な変化について、1970 年代半ばと対比して詳細を示す。続いて 2 節で対流圏と SST の関係からこの変化をとらえ、3 節で成層圏との関係を見る。4 節では大気海洋結合モデルの長期積分に現れた変動が観測とどのように対応するかを述べ、最後にこれらの長周期の変動のメカニズムについて少し考えてみたい。

1. 80 年代末の気候シフト

1. 1 70 年代中頃の変化

はじめに、データソースについて述べておく。本稿で使用した観測データは、気象庁気候情報課(現長期予報課)編集の月平均 500hPa 高度(1963. 12～1996. 2)、ベルリン自由大学による月平均 50hPa 高度主観解析(1957. 12～1994. 2)、気象庁海洋課解析の全球 SST(1963. 12～1996. 2)である。カッコ内にそれぞれ使用した期間を示した。

まず最初に 1976～77 年に起こった気候系の急激な変化がどのようなものであったかを復習して

みよう(柏原, 1987; Nitta and Yamada, 1989; Trenberth and Hurrell, 1994)。図1の左側は北半球 500hPa 高度場と SST について、1976 年夏を境とする前後 5 冬の平均の差をとったものである ([76/77~80/81] - [71/72~75/76])。SST の変化は、中東部熱帯太平洋から南北アメリカ西海岸に伸びる Y の字を横にしたような温度上昇域と、中緯度南北太平洋の中部に見られる温度下降域が特徴的である。500hPa 高度の変化を見ると、北太平洋域から北アメリカにかけては、El Niño 時によく現れる Tropical/Northern Hemisphere (TNH) パターン (Barnston and Livezey, 1987) とよく似た変化が、このような長い時間スケールでも現れている。また北大西洋周辺に目を転じると、カナダ北部からグリーンランドの高度上昇と中緯度のアメリカ東海岸からヨーロッパにかけての高度低下域が南北シーソーの形になっている。

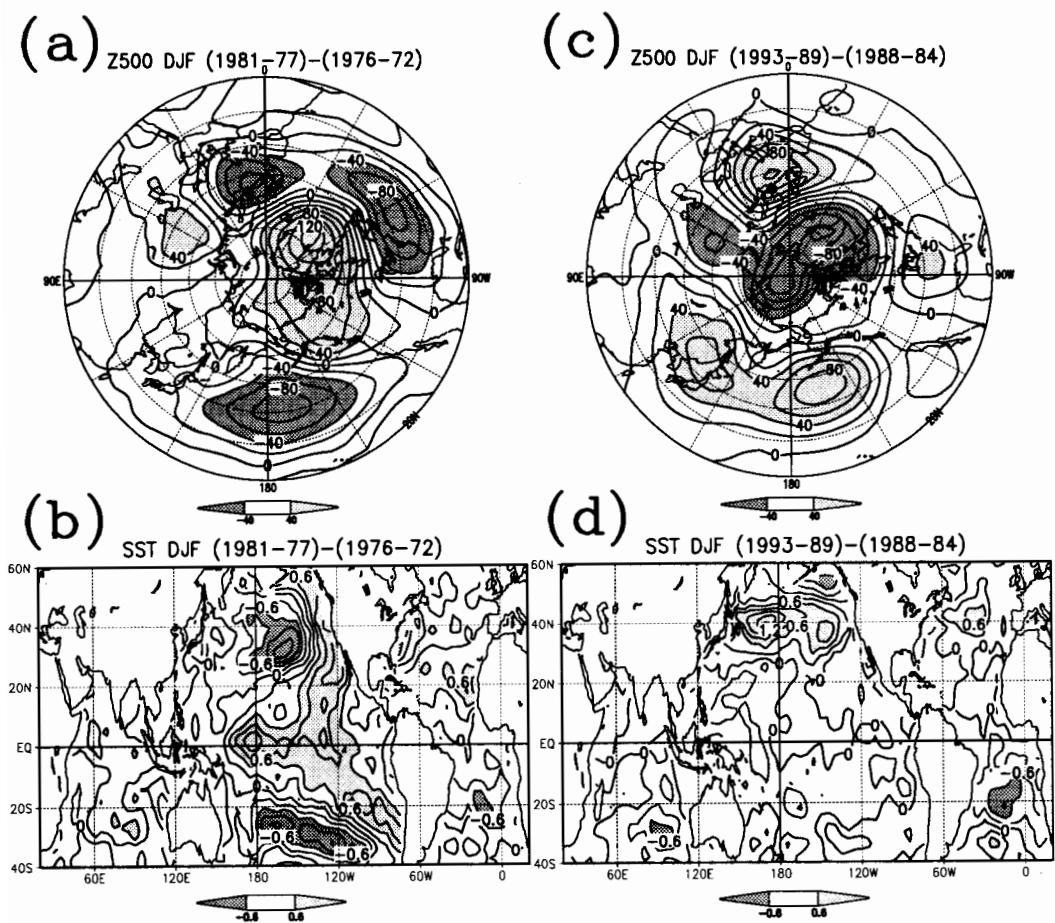


図1 観測の 500hPa 高度と SST について、連続する 5 冬の平均の差

(a) 500hPa 高度、1976 年夏を境とする前後の 5 冬平均の差 ([1976/77~80/81] - [1971/72~75/76])、(b) SST、期間は(a)と同じ、(c) 500hPa 高度、1988 年夏を境とする前後の 5 冬平均の差、(d) SST、期間は(c)と同じ。等値線間隔は (a)、(c) は 20m、(b)、(d) は 0.3°C、それぞれ絶対値 40m ないし 0.6°C 以上の差に、濃(負)淡(正)の陰影。

1. 2 80年代末の変化

一方、1980年代の末になって北半球の気候系に大きな変動が生じていることが最近各方面から報告されている。図1の右側には1988年夏を境とする前後の5冬平均の差([88/89～92/93]-[83/84～87/88])を70年代と同じ形式で示した。図の左側と比較してまず目につくのは熱帯SSTに大きな変化が見られないことである。SSTのシグナルが大きいのは中緯度北太平洋と北大西洋で、北緯40度に沿って昇温域が東西に伸びている。500hPa高度の変化は北アメリカ付近のパターンが70年代と全く異なっており、日本を含む東ユーラシアに高度上昇が見られるが、北大西洋周辺はちょうど70年代半ばの変化の裏返しのように見える。

このような80年代末の変動の水平分布は、対流圏循環場のNAOパターンの強化(Hurrell, 1995)、北半球対流圏の暖化(Yasunari et al., 1995)などを伴っていることが、高度場の変化からも見て取れる。図2に北極圏の海面気圧低下(Walsh et al., 1995)、北半球の積雪被覆の減少(Robinson et al., 1993)、オホーツク海の北海道沿岸域の海水の減少(Tachibana et al., 1996)、夏季北極海海水の多年氷の減少(Maslanik et al., 1996)などを時間軸(横軸)のスケールを合わせて示すが、夏季北極海の多年氷減少が1～2年遅れていることを除けば共に1988～89年頃に顕著な変化を生じている。図1cの空間パターンと見比べてみると、北極圏の海面気圧低下、中緯度の暖化と積雪減少などとよく整合しており、地上気圧で見ると風の効果によるオホーツク海水の南下の抑制もよく説明できる(図略)。

また、高度場の変化から明らかなようにこの変化は9年続いた日本の暖冬と密接に関わっている(高野, 1995)。図3は北日本の冬平均気温偏差の時系列(a)と、それに対する500hPa高度場の相関場(b)であるが、相関場のパターンは、ユーラシア東部と北アメリカ東海岸からヨーロッパで正相関、北極域で負相関で、図1cと非常に良く似た特徴を示している。

2. 対流圏とSSTの関係

2. 1 冬季北半球500hPa高度とSSTのSVD解析

このような対流圏とSSTの変化を一緒に取り扱うために、ここでは最近よく使われるSingular Value Decomposition Analysis(以下SVD解析)を適用する。SVD解析は2つの異なる場(たとえば500hPa高度とSST)の時系列から互いの格子点間の共分散行列または相関行列を計算し、これに線形代数の演算であるSVD(特異値分解)を施することで、異なる場の間で最も相関の高い空間パターンと時系列を抽出する統計的手法である。EOF解析と良く似ているが、格子点数の違う場から計算した非正方行列を扱える点が大きく異なる。簡単に言えばSVDモードが上位であるほど、対応する2つの場の空間パターンが同時に出現する確率が高いといえる。ここでは詳しく説明しないが、興味のある方はBretherton et al. (1992)、谷本(1996)等を参考にされたい。

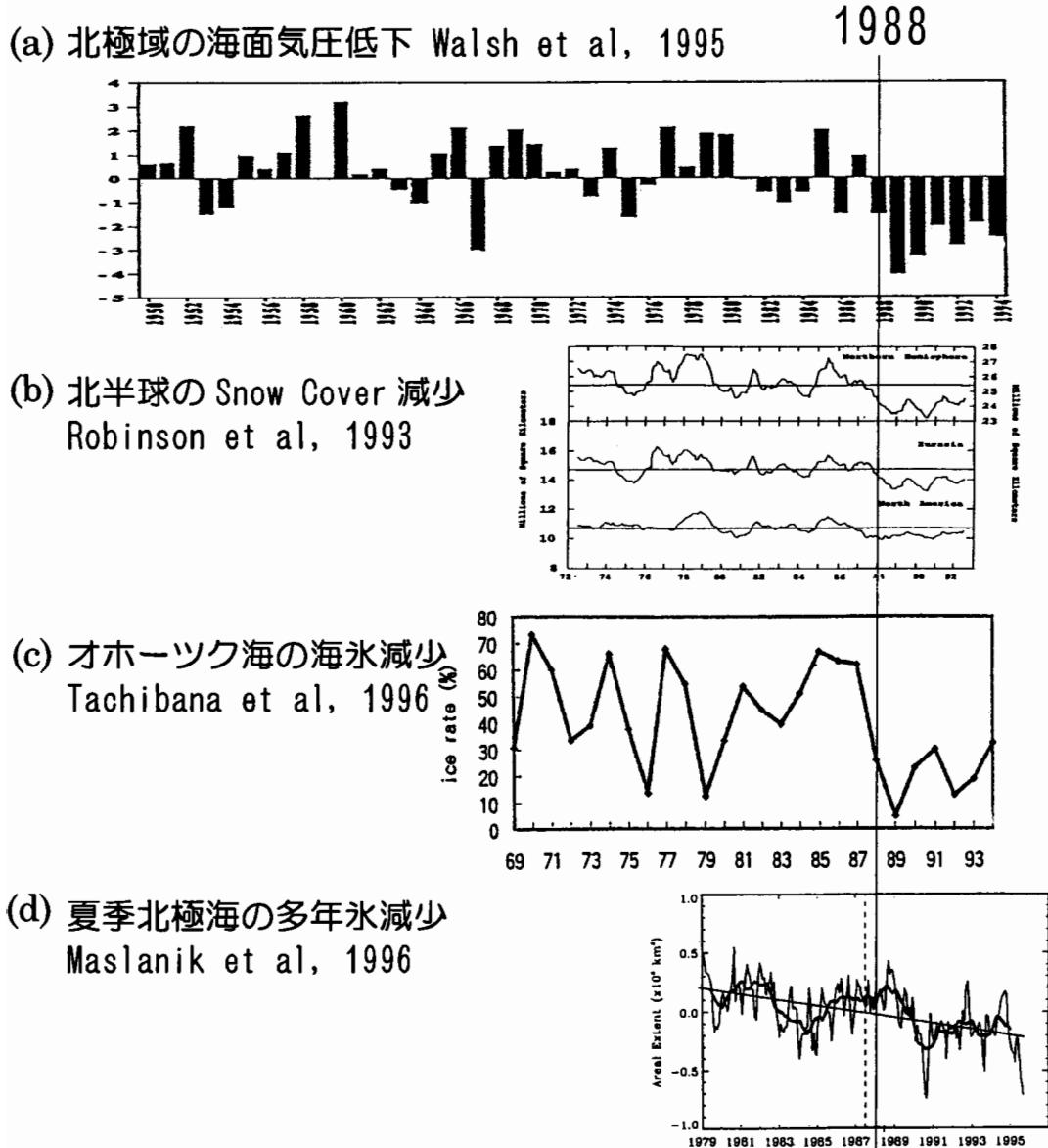
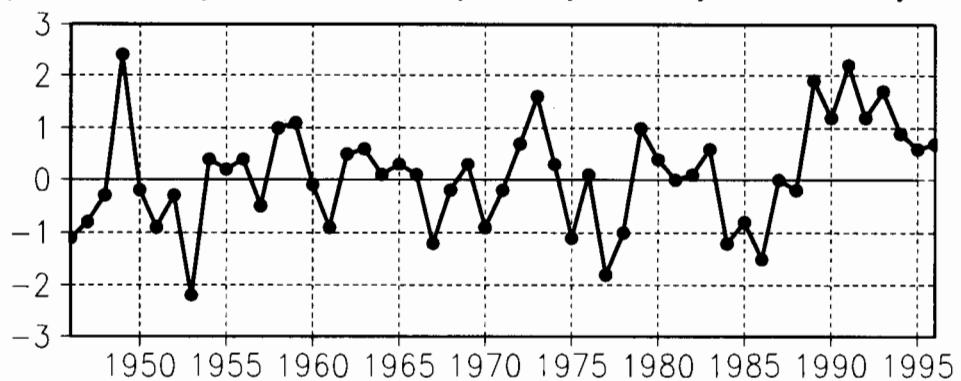


図 2 1988/89 年頃を境に変化している要素

(a) 北極域の海面気圧(Walsh et al, 1995, Fig. 5b)、(b) 北半球の積雪被覆(Robinson et al, 1993, Fig. 4)、(c) 流氷レーダーで見たオホーツク海南部(北海道沿岸)の海水(Tachibana et al, 1996, Fig. 2)、(d) 夏季北極海の多年氷(Maslanik et al, 1996, Fig. 2)、時間軸(横軸)を合わせて拡大縮小した。

(a) North Japan DJF Tsfc(Anom) 1945/46–1995/96



(b) Corr. N_Japan T & Z500

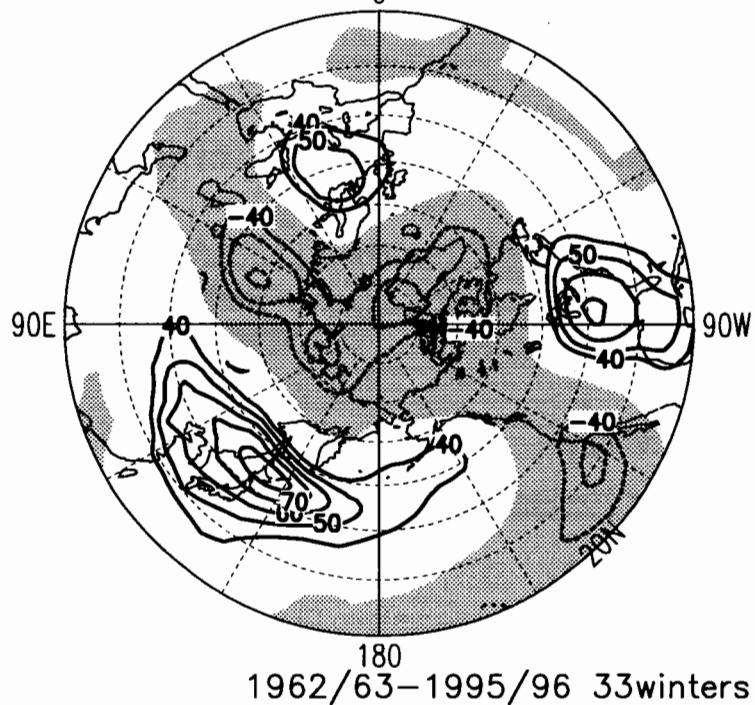


図3 (a) 北日本の冬平均気温偏差の時系列

期間は 1945/46～1995/96。

(b) 北日本冬平均気温と北半球 500hPa 高度との相関図

期間は 1962/63～1995/96 で計算、負値域に陰影、
等値線は相関係数×100 で絶対値 40 以上のみに表示、間隔は 10 おき。

冬平均の 500hPa 高度と SST の SVD 解析の結果を図 4 に示す。左が第 1 SVD モードであるが、熱帯太平洋の SST に強い正負の相関があることからも、ENSO(エルニーニョ南方振動)のシグナルを含むことは明らかである。時系列を見ると数年の周期の ENSO に伴う変動と、1975/76～76/77 の階段状の数十年規模の変化が取り出されていることが良くわかる。第 2 SVD モード(右)については、500hPa 高度場はグリーンランドとカナダ北部に負、北アメリカ東海岸からヨーロッパ、東シベリアに正の相関を持つパターンで、先ほどの図 1c や図 3b と非常に良く似ている。もし相関係数でなく線形回帰係数を計算すると、変動の大きい中部北太平洋にもピークが現れる(図略)。SST が熱帯にほとんどシグナルを持たないことが第 1 モードと対照的であるが、中緯度の北太平洋・北大西洋には弱い相関がある。SST が大気に遅れるラグをとって、SVD を計算する(例えば 12, 1, 2 月平均の 500hPa 高度場と 1, 2, 3 月平均の SST を使う)と、この中緯度の SST の相関は著しく強まることがわかっている(小出と小寺, 1996)。展開係数の時系列には 80 年代末に大きく正に振れており、その後初めて 1995/96 に負に転じている。また、1976 年あたりと、70 年代はじめにも急激な変化が見られる。このことから 500hPa 高度に見られる 70 年代半ばの変化(図 1a)のうち北大西洋周辺の変動は第 2 SVD モードの寄与が大きいようである。

日本の天候との関係に触れると、北日本の冬平均気温偏差時系列(図 3a)と第 2 SVD モードの 500hPa 高度の展開係数(図 4d 実線)との相関は、期間の重なる 33 冬(1963/64～1995/96)で 0.677 であるのに対し、第 1 モード(図 4a 実線)との相関は 0.03 にすぎない。また、南へ行くほど熱帯からの影響は強くなるが、東日本と西日本では共に第 1 モードと 0.25 程度、第 2 モードと 0.6 前後の相関があり、南西諸島でさえそれぞれ 0.352, 0.481 と第 2 モードとの相関の方が大きい。

3. 成層圏との関係

3. 1 冬季下部成層圏の EOF 解析

ここまで対流圏以下の現象について見てきたが、一方で 80 年代を通して冬季成層圏の極渦が強まっていることが指摘されている(Kodera et al., 1992)。成層圏と対流圏以下の変動はどのように関係しているのだろうか？これについては最近いくつかの報告がなされている(Kodera, 1994; Baldwin et al., 1994; Perlitz and Graf, 1995; Kodera et al., 1996)が、ここではベルリン自由大学の下部成層圏 50hPa 高度の主観解析データから 1957/58～93/94 の 37 冬の EOF を計算した。図 5 にその結果を示す。左が第 1 EOF、右が第 2 EOF で上から時系列、2 列目に空間パターンを時系列との相関係数で図示した。第 1 EOF は極付近と中緯度の南北シーソーのパターンで、相関場の等値線の混み具合からも極夜ジェットの強弱と関係することがわかる。第 2 EOF の空間パターンは低緯度の熱帶域全体が正相関で、合衆国北部から北極に伸びる正相関域があり、これを高度場になおせば、極渦は割れて弱まる傾向である。

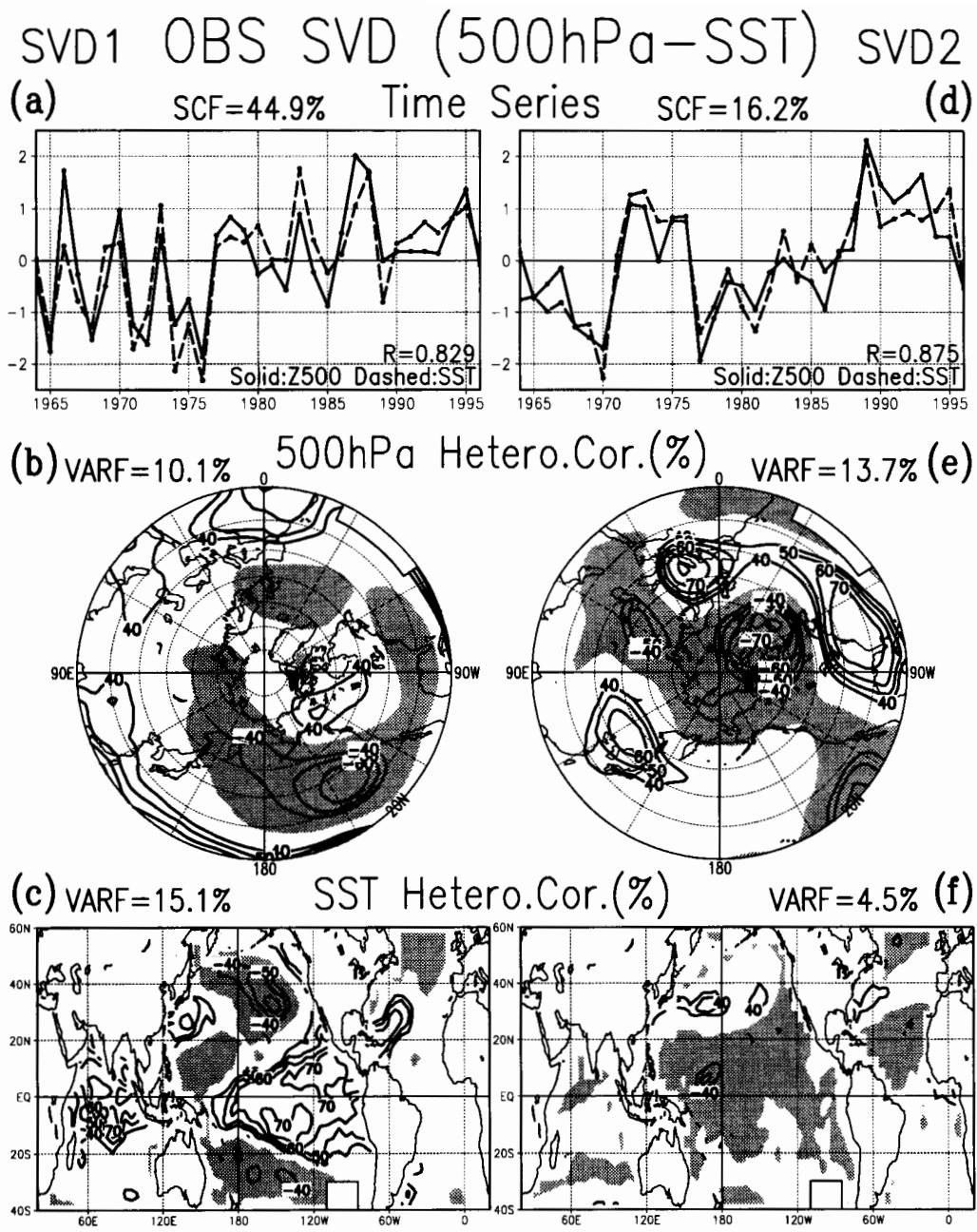


図4 冬平均 500hPa 高度場と SST の SVD 解析

1963/64～1995/96の33冬を使用。(a)第1モードの展開係数。破線は500hPa高度場、実線はSSTの係数、それぞれ標準偏差で正規化。(b)第1モードの500hPa高度の heterogeneous correlation map、SSTの展開係数と各格子点の500hPa高度との相関係数×100、20°N上的一部分に欠けあり。(c)第1モードのSSTの heterogeneous correlation map、500hPa高度の展開係数と各格子点のSSTとの相関係数×100。南東太平洋の一部欠けあり。(d)(e)(f)はそれぞれ(a)(b)(c)と同じ、但し第2モード。相関係数の等値線はすべて10おきで絶対値40以上ののみ表示、負値域には陰影。

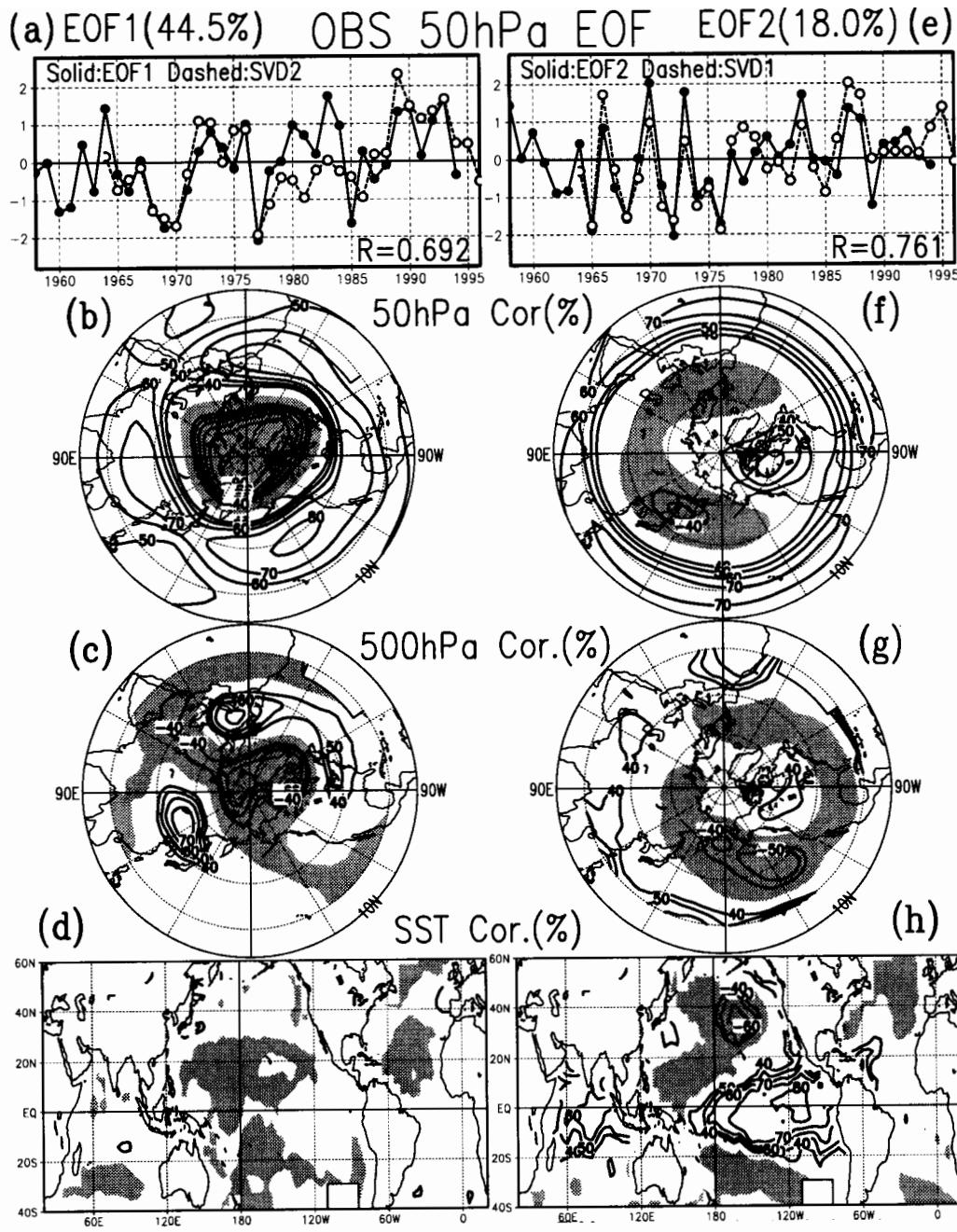


図5 冬平均の成層圏 50hPa 高度場の EOF 解析

1957/58～1993/94年の37冬を使用。極投影の図は 10°N 以北を図示。(a) 第1EOFスコア時系列(実線、黒丸)、SVD第2モード(500hPa高度の展開係数)を重ねて図示(破線、白丸)。共に標準偏差で正規化している。(b) 第1EOF空間パターン、領域は 10°N 以北、時系列との相関係数×100、等値線間隔は10で絶対値40以上のみ、負値域には陰影。(c) 第1EOFと冬平均500hPa高度の同時相関、データは 20°N 以北のみで 20°N 上で一部欠けあり。(d) 第1EOFと冬平均SSTの同時相関、(e)(a)と同じく第2EOF時系列とSVD第1モードを重ねて図示、(f)(g)(h)はそれぞれ(b)(c)(d)と同じ、但し第2EOF。

それぞれの EOF 時系列に重ねて、先に示した 500hPa 高度-SST の SVD 解析の展開係数(500hPa 高度のもの)を図示した。対応する期間内で第 1 EOF と第 2 SVD モードが相関係数 0.684、第 2 EOF と第 1 SVD モードが相関係数 0.761 とよく対応している。このことは成層圏の EOF 時系列(上段)と、500hPa 高度との相関場(上から 3 段目)、SST との相関場(上から 4 段目)を見てもよくわかる。得られた空間パターンは図 4 のものと酷似している。

ここまで結果からわかるように、成層圏から見ても、対流圏と SST の結びつきから始めても、2 種類の変動が存在することがわかる。一方は第 1 SVD モードに代表されるもので、熱帯太平洋の SST の変化とそれに伴う大気循環場の北太平洋から北アメリカへの波列状の偏差パターンで、成層圏にまで影響しており、時間的には ENSO と 70 年代半ばの Decadal な変化を含む。他方、ENSO よりは長い時間スケールを持ち、熱帯 SST とほとんど無関係な、第 2 SVD モードの変動があり、冬季成層圏の極渦の強弱と対流圏循環場の南北シーソー、中緯度 SST への熱フラックスや風応力を通しての影響を含み、1988~89 年頃に大きく変化している。70 年代半ばの高度場の変化(図 1a)はこの 2 種類の変動が重なったものと見ることができる。

3. 2 大気の内部変動と長期予報

では 80 年代末の変化に代表されるような、北半球スケールの変動はいったいどのようなメカニズムで生じているのであろうか。Plumb の波の運動量フラックス(Plumb, 1985)で見ると、80 年代末の変化に伴って、プラネタリー波の南北伝播が変化しており(Kodera et al., 1996)、鉛直方向には帶状平均場の EP-flux が負偏差になっている(渡部と新田, 1996)。これらの特徴は循環場の変化が、大気自身の力学的な効果によってもたらされた内部変動であることを示唆している。もし、内部変動モードであるならば、年々変動のない境界条件のもとでも起こり得るはずだが、実際このような変動のパターンは、SST を気候値に固定した大気循環モデルの中にも現れることが分っている(Kodera et al., 1996)。

これまで長期予報においては熱帯の SST との関係が注目されてきたが、たとえば図 4a の第 1 SVD モードは、日本付近の高度場にほとんどシグナルがないのに対して、第 2 SVD モード(図 4c)は北日本付近で 0.6 程度の大きな相関があり、このような大気固有の内部変動のメカニズムについての知見を深めることができ、これからの日本の長期予報にとっても非常に重要であろうと考えられる。

また、ここでは 2 種類の変動を独立なものとして示したが、実際には 75/76~76/77 年に見られるように両者が同時に大きく変化することもあり、これらのモードの間に何らかの関係がある可能性も残されている。

4. 大気海洋結合モデルに現れた変動

4. 1 モデルと積分

ここまで観測データから成層圏・対流圏・SST のカップルした変動について見てきたが、それでは大気海洋結合モデルの長期積分においては、これらの自然の変動はどのように表現されているのだろうか。

気象研究所の大気海洋結合モデルの長期積分の結果を解析した(Kitoh et al, 1996)。モデルはIPCC95 の気象研究所の温暖化実験で使用したバージョンで大気モデルは水平解像度 4 度×5 度(緯経度)の格子モデルで鉛直 15 層、上端は 1hPa にある。海洋モデルは鉛直 21 層で内 11 層を深さ 300m 以内に集め、水平解像度は基本的に 2 度×2.5 度だが、赤道域は緯度方向 0.5 度まで漸次細かく表現してある。また、現実的な海氷モデルを組み込んでいる。大気と海洋を別々にスピンアップして結合後、はじめの 30 年で熱と水のフラックス調節量を決めて、その後 100 年以上積分した。ここではその中でドリフトの大きい最初の 15 年を捨てた 90 年分のデータを主に使用する。

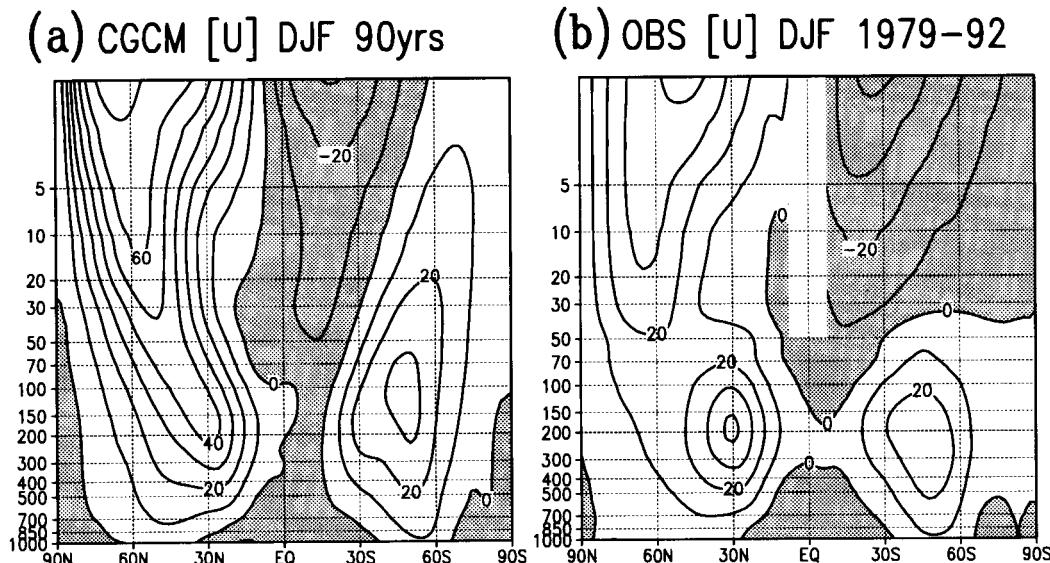
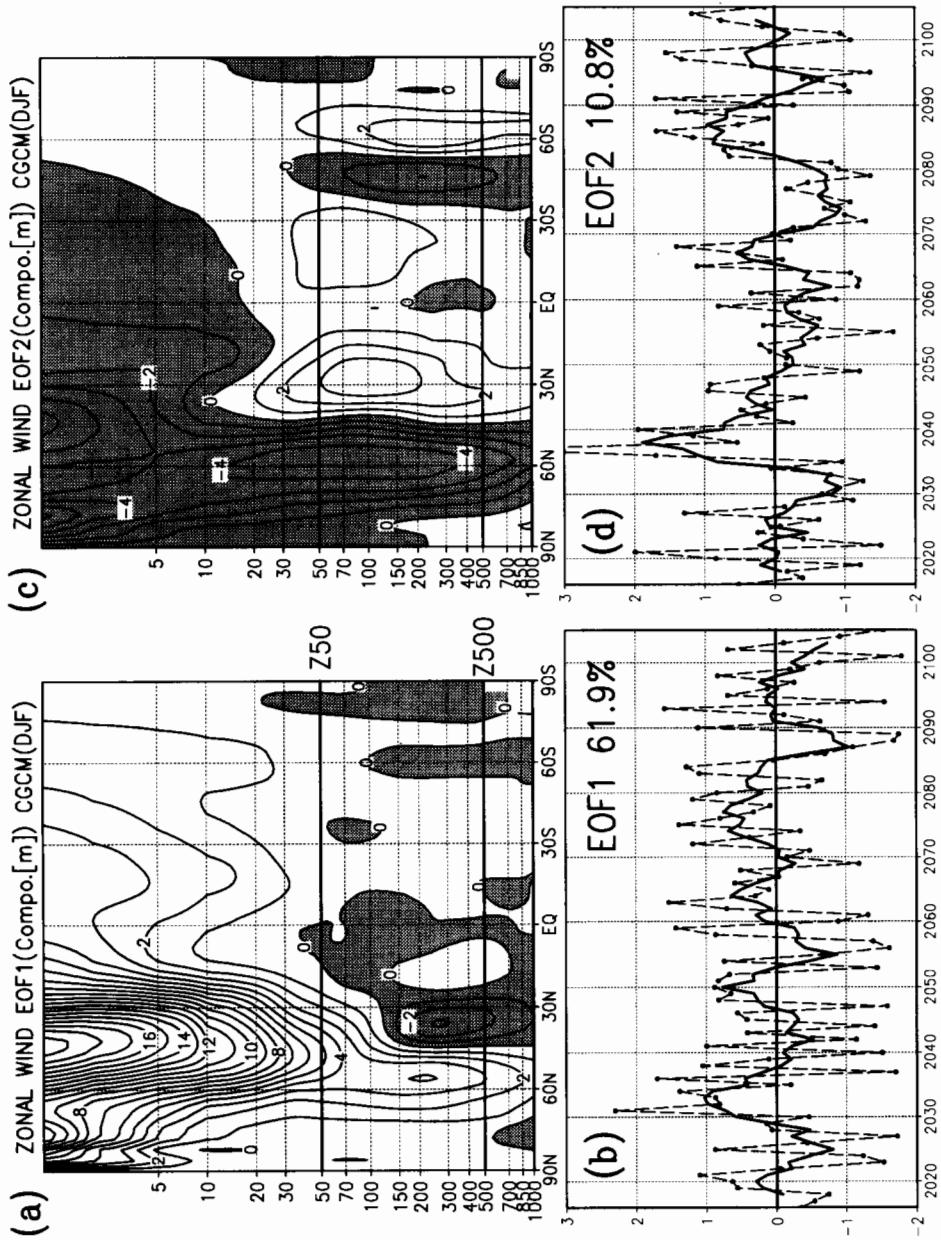


図 6 冬季帶状平均東西風の気候値

(a) 結合モデル、90 冬平均、(b) 観測、旧 NMC 解析データ、
期間 1979~92 年の 12, 1, 2 月を全て平均、成層圏の風は高度場から作成したため赤道上空は欠け。



ドリフトの少ない90冬を使って、トレンドの除去は行わずに分散行列から計算。左が第1 EOF、右が第2 EOF。(a) 第1 EOF の空間パターン、EOF スコアの絶対値が標準偏差以上の場合から作ったコンポジット、(b) 第1 EOF のスコア時系列、標準偏差で正規化。細破線は全ての冬、太実線は5年の移動平均。(c)(a)と同じ、但し第2 EOF、(d)(b)と同じで、第2 EOF。

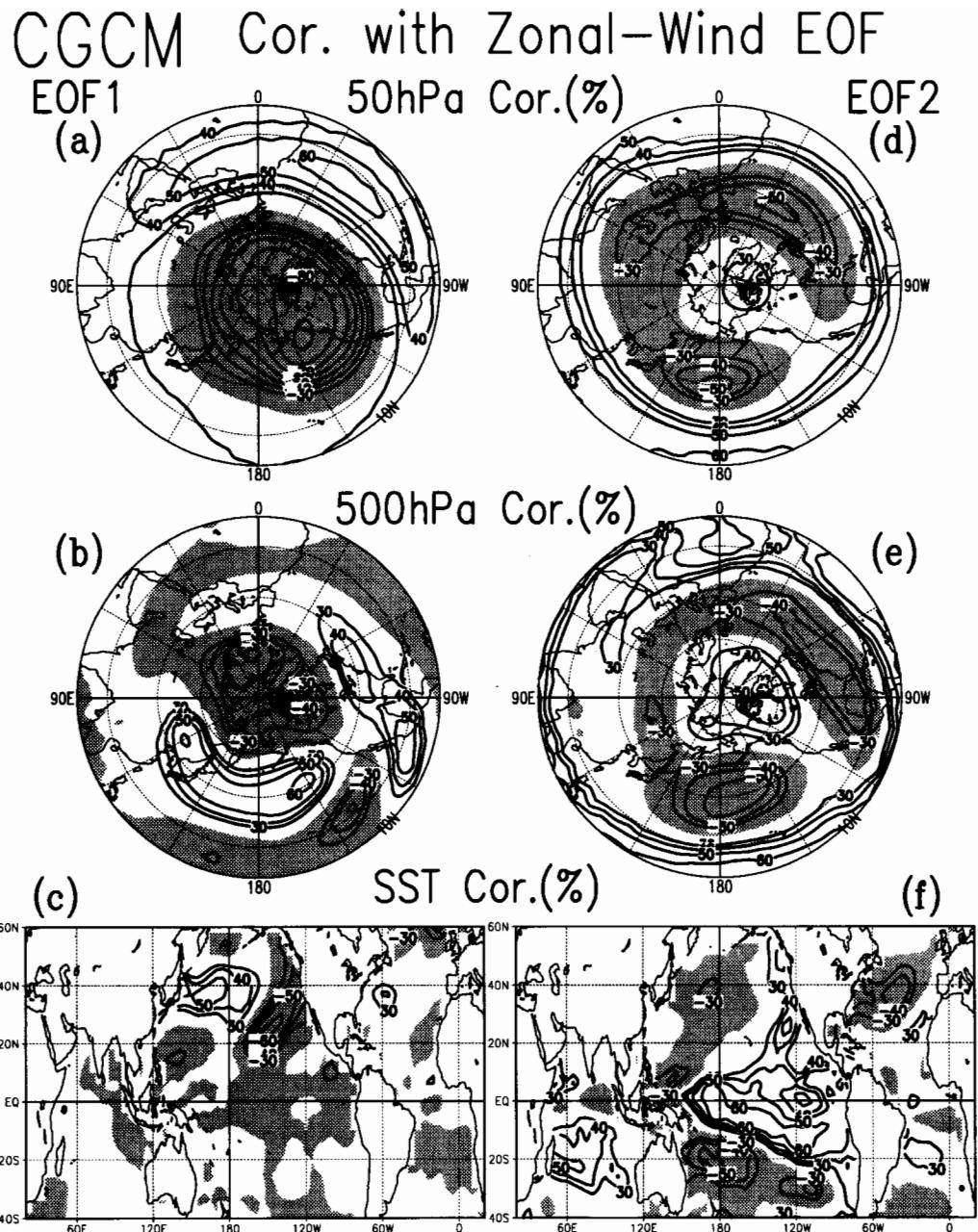


図 8 結合モデルの冬季帯状平均東西風 EOF と
モデルの 50hPa 高度(上)、500hPa 高度(中)、SST(下)との同時相関図

(a) 第 1 EOF と 50hPa 高度の同時相関、(b) 第 1 EOF と 500hPa 高度の同時相関、(c) 第 1 EOF と SST の同時相関、(d) (e) (f) はそれぞれ(a) (b) (c)と同じ、但し第 2 EOF。単位はすべて相関係数×100 で、絶対値 30 以上のみ 10 おきに図示、負値域に陰影、極投影の図は 10°N 以北を図示。データ編集の都合でこの図と図 9 は期間の異なる 70 冬から計算した。

結合モデルの冬季帶状平均風

大気の循環場全体の主要な変動をとらえるためには、帶状平均場が便利なので、冬平均の帶状平均東西風を使った解析を行なう。はじめに気候値を見ておく。図6はNMC(現NCEP)の解析値(右)と結合モデル(左)の冬平均東西風の気候値である。モデルの北半球で西風が強すぎて、成層圏極夜ジエットと亜熱帯ジェットがつながってしまっていることが目につく。この積分では重力波ドラッグの効果がやや弱すぎたと見られる。

90年分の冬の帶状平均東西風から計算したEOFを図7に示す。EOFは緯度の余弦で重みをつけた共分散行列から求めた。左が第1 EOF 右が第2 EOFで、下段は標準偏差で正規化した時系列(破線)に5年の移動平均(実線)を重ねてある。時系列の絶対値が1以上の冬を使ったコンポジットを上段に示した。第1 EOFは基本的に成層圏極夜ジェットの強弱の変動で上部成層圏では年々の変動が最大20m/sに達している。そのシグナルは対流圏まで伸びており、40°Nを境に南北に逆符号の構造が見られる。温度風の関係で見ると北極付近の50hPaより上で著しく温度が低いことがわかる。一方、第2 EOFは対流圏の亜熱帯ジェットの変動であり、よく見ると南半球では弱いものの赤道を挟んでほぼ南北対称の構造がある。対流圏の20°Nや20°S付近の等值線の曲がり具合から、赤道域の対流圏上部が暖かいことが読み取れる。

4. 2 成層圏、対流圏、SSTの関係

モデルの中で、これらの帶状平均場に対応した変動の水平分布はどのようにになっているのだろうか? EOF時系列とモデル内部の50hPa高度、500hPa高度、SST場の同時相関図を図8に示す。左が第1 EOF、右が第2 EOFに対応し、上から50hPa高度、500hPa高度、SSTとの相関分布である。まず50hPa高度場は第1 EOFが基本的に極域と中緯度の南北シーソーで、帶状平均場の極夜ジェットの変動によく対応するものであるが図8aと、観測の50hPa高度の第1 EOF(図5b)を比較すると、圧倒的に極域の負相関域が広い、これはモデルの帶状平均東西風の西風バイアスが非常に大きいことによる。一方、モデルの第2 EOFとの相関場(図8d)は熱帯域全体とカナダ北部～グリーンランド北部の正相関が特徴的で、その他の中緯度が負相関となっている。次に500hPa高度場との結びつきを見ると第1 EOFに対しては極域の負相関域が縮小しており(図8b)、第2 EOFに対してはほぼバロトロピックな構造で観測のTNHによく似たパターンが現れている(図8e)。これらのことから成層圏と対流圏の関係は二つのモードの間でかなり異なっていることがわかる。それではモデルが作り出したSSTとの関係はどのようにになっているだろうか? 第1 EOF(図8c)では北太平洋に逆符号の相関が見られ、北大西洋にも弱いシグナルがある。第2 EOF(図8f)に対しては熱帯太平洋の相関が最も強く、パターンから見ても基本的にモデルENSOのシグナルであることがわかる。

観測から得られた図5と図8を比較すると、帶状平均風のモデル気候値はかなり西風のバイアスが強いにもかかわらず、少なくとも成層圏・対流圏・SSTの変動の関係については、結合モデルの

表現は観測とかなりよく対応していると言えそうである。

因果関係について考察するため、モデルの帶状平均東西風の第1 EOF および第2 EOF とモデル SST のラグ相関をとってみた。図9に結果を示す。左が第1 EOF 右が第2 EOF に対応し、上に SST が1ヶ月先行する場合、下に SST が1ヶ月遅れる場合のラグ相関場である。東西風第1 EOF との関係では SST が先行すると(図9a)中緯度北太平洋の相関が弱まり、SST が遅れた場合(図9b)には強まる。第2 EOF では、熱帯太平洋については SST が先行した場合(図9c)に相関が強まるが、北半球の中緯度やインド洋では SST が遅れた場合(図9d)に相関が強まっており、少なくとも数ヶ月の時間スケールでは中東部熱帯太平洋 SST の変動が、大気の循環場の変化を通して中緯度やインド洋の SST に影響を与えていることが推察される。

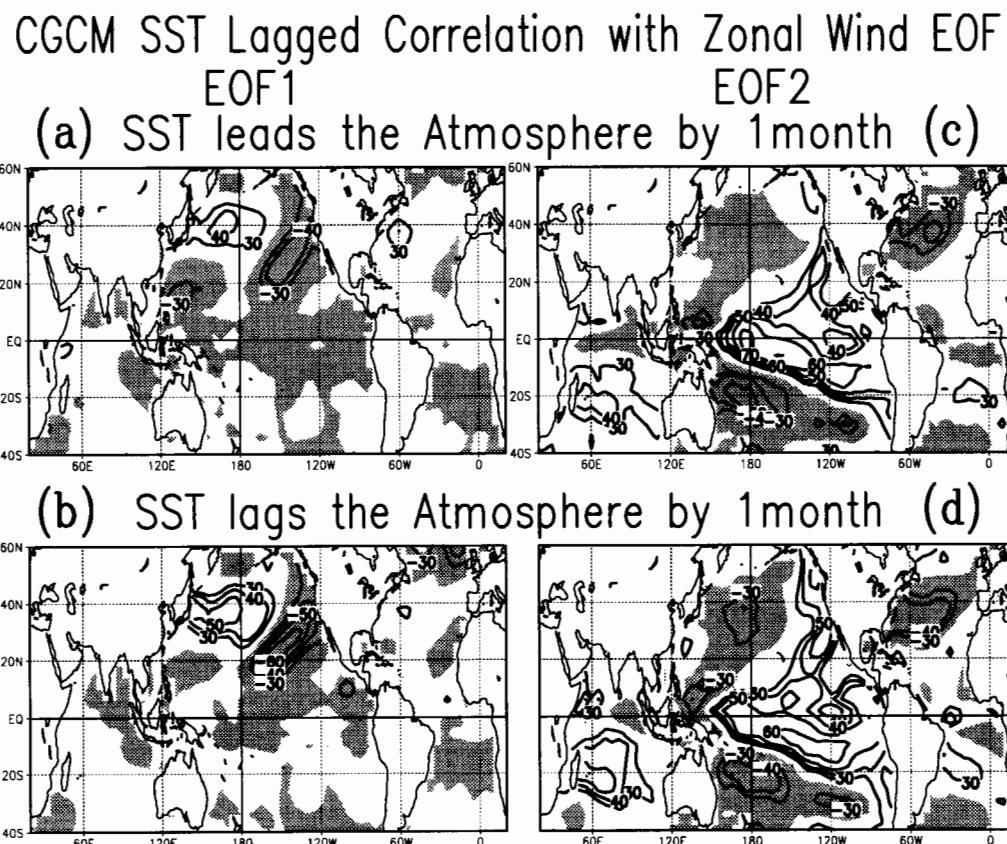
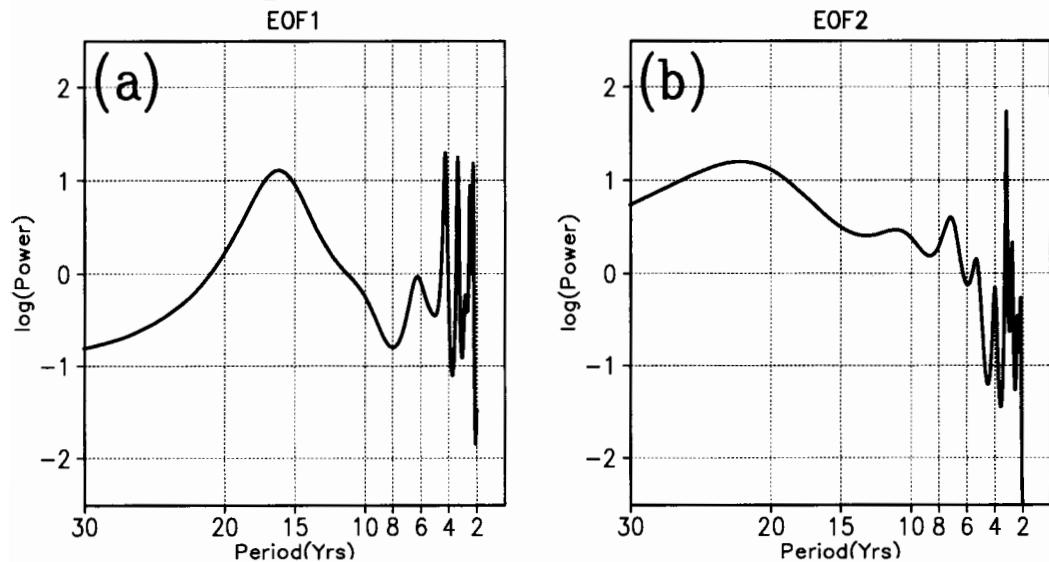


図9 結合モデルの冬季帶状平均東西風EOFとモデルSSTのラグ相関

左が第1 EOF、右が第2 EOFとの相関図、上は SST が1ヶ月先行、下が SST が1ヶ月遅れた場合、等値線はすべて相関係数×100で絶対値30以上ののみ10間隔、負値域に陰影。

CGCM [U] EOF Spectrum 90yrs P:20



OBS 50hPa EOF Spectrum 37yrs P:10

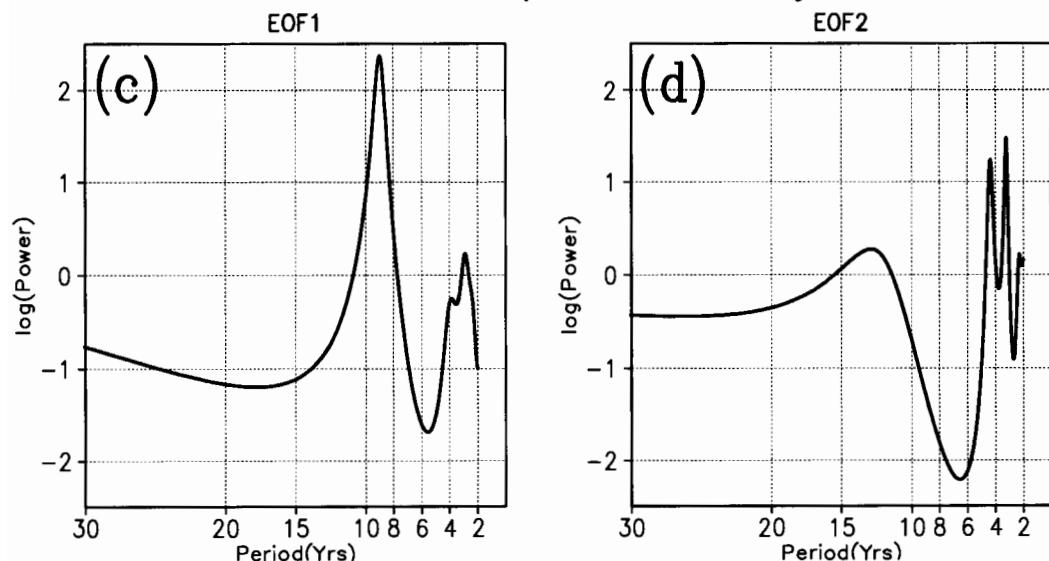


図 10 EOF 時系列の MEM パワースペクトル密度分布推定

(a) 結合モデル冬季帯状平均風の第 1 EOF、横軸は周期(年)、MEM の極は 20、(b) (a)と同じ、但し第 2 EOF、(c) 観測の冬季 50hPa 高度の第 1 EOF、MEM の極は 10、(d) (c)と同じで第 2 EOF。

4. 3 長周期変動のメカニズム

モデルの帯状平均東西風の EOF 時系列に 5 年移動平均をかけたものを見ると、モデル ENSO に関係した第 2 EOF にはあまり決まった周期は見られないが、第 1 EOF の極夜ジェットの変動には周期 15 年程度で、ゆっくりとした変動があるように見える。これらの時系列の MEM 法によるパワースペクトルを計算してみると(図 10a)、やはり 16 年あたりにゆるやかなピークがみられる。観測は 37 年しかないが、図 6 の時系列から同様に MEM スペクトルをとると、第 1 EOF では約 9 年に鋭いピークがある(図 10c)。観測とモデルのピークの違いはどう考えるべきだろうか？観測の方は期間が短いので、あまりはっきりしたことは言えないが、実際の気候システムには太陽活動の変動、赤道 QB0、火山噴火によるエアロゾル注入などの、モデルには表現されていない外的強制力や内部変数があり、これらが長周期の変動に何らかの役割を果たしている可能性もある。

既に述べたように、80 年代末の変化に代表される変動には、大気内に内在する力学的なメカニズムが寄与しているようである。しかし単なる内部変動モードであればその時間的変化はランダムであるはずであり、特定の長周期のシグナルが現れることはおかしい。数年以上の時間スケールで変動する気候要素がメモリーとなって、この内部モードをスイッチしている可能性が大きい。今後の課題としては雪氷圏や陸面過程との相互作用についても考えていく必要があると考えられる。特に 80 年代末の変化に関しては、1988 年の秋に東ユーラシアの積雪被覆が大幅に減少している。直接にはこれが 88/89 冬の大循環場の変化に大きく影響したのではないかとの見方があり、大気 GCM を用いたアンサンブル感度実験の結果もこれを裏付けるものとなっている(渡部と新田, 1996)。

おわりに

本稿は平成 8 年 9 月 26 日の気象学会月例会「長期予報と大気大循環」での講演内容をまとめたものです。当初は結合モデルの結果を中心に話す予定でしたが、実際は半分以上が観測の話になりやや表題とは異なる内容になってしまいました。

快くデータを提供して頂いた、ベルリン自由大学や気象庁の関係者の方々に感謝いたします。また、結合モデルのデータは CO_2 漸増実験のコントロールランの延長積分の結果で気候研究部第 4 研究室の成果です。データを提供して下さった野田室長や行本主任研究官にこの場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

- Baldwin, M. P., X. Cheng, and T. J. Dunkerton, 1994: Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1141-1144.
- Barnston, A. G., and R. E. Livezey, 1987: Classification, Seasonality and Persistence of Low-Frequency Atmospheric Circulation Patterns, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083-1126.
- Bretherton, C. S., C. Smith and J. M. Wallace, 1992: An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data, *J. Climate*, **5**, 354-369.
- Hurrell, J. W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperature and precipitation, *Science*, **269**, 676-679.
- 柏原辰吉, 1987: 北太平洋を中心とした最近の冬季の冷化について, *天気*, **34**, 777-781.
- Kitoh, A., H. Koide, K. Kodera, S. Yukimoto and A. Noda, 1996: Interannual variability in the stratospheric-tropospheric circulation in a coupled ocean-atmosphere GCM, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 543-546.
- 小出 寛, 小寺邦彦, 1996: 冬季における最近の数十年規模の大気・海洋の変動について, *天気* 投稿中
- Kodera, K., 1994: Influence of volcanic eruptions on the troposphere through stratospheric dynamical processes in the northern hemisphere winter, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1273-1282.
- Kodera, K., and K. Yamazaki, 1992: A possible influence of recent polar stratospheric coolings on the troposphere in the northern hemisphere winter, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 809-812.
- Kodera, K., M. Chiba, H. Koide, A. Kitoh, and Y. Nikaidou, 1996: Interannual Variability of the Winter Stratosphere and Troposphere in the Northern Hemisphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 365-382.
- Maslanik, J. A., M. C. Serreze, and R. G. Barry, 1996: Recent decrease in Arctic summer ice cover and linkages to atmospheric circulation anomalies, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 1677-1680.
- Nitta, T., and S. Yamada, 1989: Recent warming of tropical sea surface temperature and its relationship to the Northern Hemisphere circulation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 375-383.
- Perlitz, J., and H.-F. Graf, 1995: The Statistical Connection between Tropospheric and Stratospheric Circulation of the Northern Hemisphere in Winter, *J. Climate*, **8**, 2281-2295.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217-229.

- Robinson, D. A., K. F. Dewey, and R. R. Heim, Jr., 1993:** Global snow cover monitoring: An update, Bull. Amer. Meteor. Soc., 74, 1689-1696.
- 高野清治, 1995:** 平成7年度寒候期予報資料, 長期予報資料季第1640号, 気象庁予報部, p.10-14.
- 谷本陽一, 1996:** SVD(Singular Value Decomposition:特異値分解)解析, 天気, 43, 243-245.
- Tachibana, Y., M. Honda, and K. Takeuchi, 1996:** The abrupt decrease of the sea ice over the southern part of the Sea of Okhotsk in 1989 and its relation to the recent weakening of the Aleutian Low, J. Meteor. Soc. Japan, 74, 579-584.
- Trenberth, K. E., and J. W. Hurrell, 1994:** Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific, Clim. Dynam. 9, 303-319.
- Walsh, J. E., W. L. Chapman, and T. L. Shy, 1995:** Recent decrease of sea level pressure in the Central Arctic, J. Climate, 9, 480-486.
- Yasunari, T., T. Mito, and M. Nishimori, 1995:** Two Modes in the Recent Lower-Tropospheric Warming in the Northern Hemisphere. Extended Abstracts of Wadati Conference on Global Change and the Polar Climate, Tsukuba Science City, Japan, 7-10 November 1995, 32-36.
- 渡部雅浩, 新田 効, 1996:** 1989年の気候ジャンプとその変動過程, 1996年秋季大会講演予稿集, 日本気象学会, A157.

成層圏の子午面物質循環の季節変化について

気象庁予報部数値予報課
岩崎俊樹

1. はじめに

図1はオゾン全量（鉛直積算値）の帯状平均値の季節変化である。オゾン濃度の光化学平衡値は熱帯成層圏で最も大きい。最大の理由はオゾン生成にかかる紫外線はオゾン消滅にかかる紫外線よりも大気中で減衰が大きいためである。高緯度では光路長が長くなりそれだけオゾン消滅にかかる紫外線が強くなる。それにもかかわらず、オゾンは低緯度よりも中高緯度のほうが多く分布している。中緯度では春に極大、秋に極小となる。また、高緯度ではオゾン全量の季節進行が南北半球間で大きく異なっている。これらの観測事実は、光化学では説明できず、オゾン分布に対する輸送過程の影響が極めて大きいことを示している。本稿では、このようなオゾン分布を念頭に置きながら、子午面物質循環のメカニズムを考える。

本稿で主張したいもう一つの点は、微量成分輸送は角運動量輸送や熱輸送と統一的に理解する必要があることである。熱と微量成分の輸送は共に気塊の移動に伴うものであり、物質輸送を考えることは熱輸送を考えることに通ずる。大気の運動は熱力学的構造と常にバランスを保とうとするので、熱輸送は直ちに運動にフィードバックする。一方、運動量は気塊の移動だけではなく、波動の伝播に伴う応力としても輸送される。輸送された運動量は波動平均流相互作用によって子午面循環を駆動し、熱輸送と物質輸送を大きく支配する。

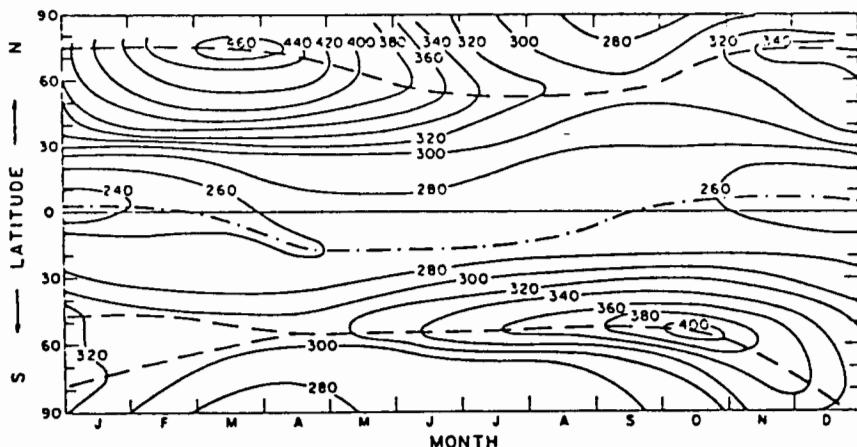


図1 オゾン全量の帯状平均値の季節変化

単位は 10^{-3} cmNTP、(Dittrich, 1981)

熱、角運動量、物質の子午面輸送は一般に平均流による移流と過輸送に分けられる。しかし、ここで、何を平均流と考えるかが大問題である。等圧面上で単純に帯状平均（以後慣例にしたがってオイラー平均と呼ぶ）して得られた平均子午面循環は、微量成分の子午面輸送を表わす拡散係数が非対称行列（又は対角成分が負になる）になる（Reed and German, 1965）、トレーサーの運動から求めた循環と一致しない（Kida, 1977）、などの矛盾が明らかとなった。これはオイラー平均子午面循環がロスピー波などの周期運動に強く影響されるため、物質輸送の子午面移流効果を正しく表現できないためである（Matsuno, 1980）。これでは実用的にも大変不便であるため、物質循環解析では、非加速定理を定式化するために導出された Transformed Eulerian Mean (TEM, Andrews & McIntyre : 1976) の残差循環 (residual circulation) を平均子午面循環と考えるようになった。しかし、TEM では有限振幅の波動の効果や下面の境界条件を正確に扱えない、という欠点がある。筆者はこのような TEM の欠点は、鉛直座標系の選択によって解消されると考え、等温位（エントロピー）線上で帯状平均した気圧 (p_+) を鉛直座標として用いた解析法を提案した（Iwasaki : 1989, 1990 & 1992, 以下 I89, I90, I92 と記す）。 p_+ による解析法の概略は付録にまとめる。本稿では同解析法によって GCM (MCAR-CCM1) で再現された平均子午面循環を調べる。

なお、多岐に渡る現在の物質循環研究全体の解説はもとより著者の守備範囲を超える。総合報告として Holton et al. (1995) を参照していただきたい。本稿は特殊な解析法による試論である。コメントなどをお知らせいただければ幸いである。また、以下では TEM による研究成果も p_+ システムに統一して記述する。TEM と p_+ 解析は表現が異なることがあるので TEM での表現を知る必要がある場合には引用される原論文を参照していただきたい。

2. 波動平均流行相互作用と Downward control

波動が伝播するときには必ずその振幅に応じた運動量を伴う（例えば、Bretherton, 1969）。碎波などによって波動が減衰するとき、その運動量を一般風に渡す（波動平均流相互作用）。中高緯度では波動平均流相互作用 (EP フラックス収束 : $-D_F$) を考慮し、帯状平均した東西風の運動方程式 (A 4) を主要な項のみで表すと

$$\left(\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial t} \right)_{p_+} - \bar{v}^* f = D_F \quad (1)$$

と近似される。季節変化の様なゆっくりした現象では、左辺第 1 項もほとんど寄与しない。従って波動平均流相互作用が起きると、東西風の変化をコリオリ加速で抑えるように極向きの風が吹く。これは一種の地衡風調節を考えることができる。地球は有限なので極向きの風が吹けば極側に水平収束を起こして下降流を誘起する。この反作用として低緯度側には平均上昇流が生ずる。（1）式で左辺第 1 項を無視し (A8) の連続方程式と組み合わせれば、

$$\overline{\omega_+^*(p_+)} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\int_0^{p_+} \frac{D_F \cos \phi}{f} d p_+ \right) \quad (2)$$

を得る。すなわち、中高緯度ではあるレベルの鉛直流を知るためにそれより上空の EP フラックス収束（及びその南北勾配）を知ればよい。Haynes et al. (1991) はこれを Downward control の原理と呼び大々的にキャンペーンを張った。

成層圏では大気の鉛直混合が弱いため、温位や微量成分混合比は強い鉛直傾度を持っている。わずかな鉛直流でも大きな移流効果を起こす。I89 では (2) 式を用いて GCM の気温の気候値の問題点について議論した。波動平均流相互作用の結果、下降流が生じ、断熱昇温が起こる。もし、GCM で波動平均流相互作用が正しく表現されていないと高緯度の下降流が過小評価となり、冷却バイアスが生ずる。また、重力波抵抗のパラメタリゼーションなどのように外力として D_F に相当する負荷をかけた場合にも同様に鉛直流が応答し、気温変化が起こる。(2) 式は帶状平均気温や微量成分の分布を考える上でたいへん有用な関係式である。

次に問題となるのは平均流と相互作用する波動は何かということである。上向きに成層圏まで伝播できる波動は超長波（波数が 1, 2 のロスピーアー、Charney and Drazin, 1961; Matsuno, 1970）と波長が比較的長い内部重力波（Lindzen, 1981; Matsuno, 1982; Tanaka and Yamanaka, 1985）である。停滞性超長波は背景風が東風になると伝播できない。重力波の場合も背景風が水平位相速度より遅くなると（クリティカルレベルに達すると）波動は伝播できない。このため、背景風によって波動の伝播特性が異なる。背景風の季節変化が D_F の変化を通じて平均子午面循環にも顕著な季節変化を引き起こす。

3. 解析結果と議論

3. 1 ブリューワー・ドブソン循環とその南北半球間の非対象性

図2は GCM (NCAR/CCM 1) のシミュレーションの結果の p , 解析から求めた質量流線関数の季節平均値 (12, 1, 2月および6, 7, 8月) である。成層圏には、熱帯で上昇し中高緯度で下降するいわゆるブリューワー・ドブソン循環が両半球にそれぞれ1個づつ見られる。冬半球の循環が大きく、熱帯では夏半球から冬半球への流れが形成される。ただし、図2をよく見ると、南半球の冬 (6, 7, 8月) と北半球の冬 (12, 1, 2月) は必ずしも裏返しになっていない。波の活動度が南北半球で同じではないためである。

図3 (上) は EP フラックスの発散を表している。北半球では冬から春にかけて中高緯度全体で大きな EP フラックス収束を示している。これに対し南半球では EP フラックス収束は中緯度に中心がある。中段は南北風である。波動平均流相互作用によって極向きの風が誘起されているが、波の活動の相異を反映して北半球の冬に大きい。南北風は収束して下降流となる。下段は 100hPa に

における下降流の季節変化である。北半球では下降流は強くしかも中高緯度全体に分布している。しかし、南半球では下降流の中心は中緯度にあり、高緯度では極めて弱い。このため、南極上空では下降流による断熱昇温が小さく放射冷却によって大気はよく冷え、地衡風平衡のために強い極渦が形成される。すなわち、波動平均流相互作用が弱いことが、極渦が強い理由であることを示唆している。

それでは、波動平均流相互作用が冬に大きくなるのは何故であろうか？また、冬同士で比較した場合、北半球の方が波動平均流相互作用が大きいのは何故であろうか？前節で述べた様に成層圏まで伝播できる波動は準定常超長波と内部重力波である。対流圏で西風が強い冬には地形効果によりこれらの波動はよく励起される。また、冬は成層圏でも西風が強くこれらの波動の伝播に好都合である。この結果、成層圏では冬に波の活動性が高まり、子午面循環が強く駆動される。また、地形効果の大きい北半球の方が準定常超長波や重力波が励起されやすく、循環が強くなると考えられる。なお、傾圧不安定波はこれらの波動とは異なりむしろ南半球の方が活発であるが（実際対流圏の子午面循環は南半球の方が強い）、傾圧不安定波は対流圏に閉じこめられ成層圏の平均子午面循環にあまり寄与しない。以上がブリューワー・ドブソン循環の季節進行とその南北半球間の非対称性についての定性的な説明である。定量的にどの波動がどの程度寄与しているか、今後更に研究を進めが必要がある。

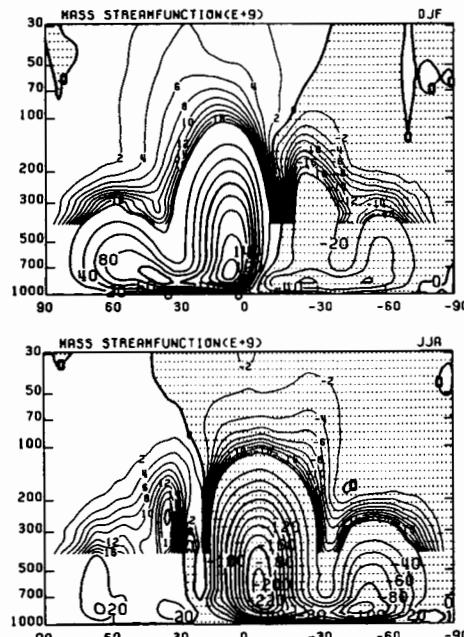


図2 質量流線関数の季節平均値（上：12、1、2月平均 下：6、7、8月平均）

センター間隔は細線が $2 \times 10^9 \text{ kg/sec}$ で、他は $20 \times 10^9 \text{ kg/sec}$ で陰影は負値を表す。

NCAR-CCM1 の1年積分の p , 解析 (I92)

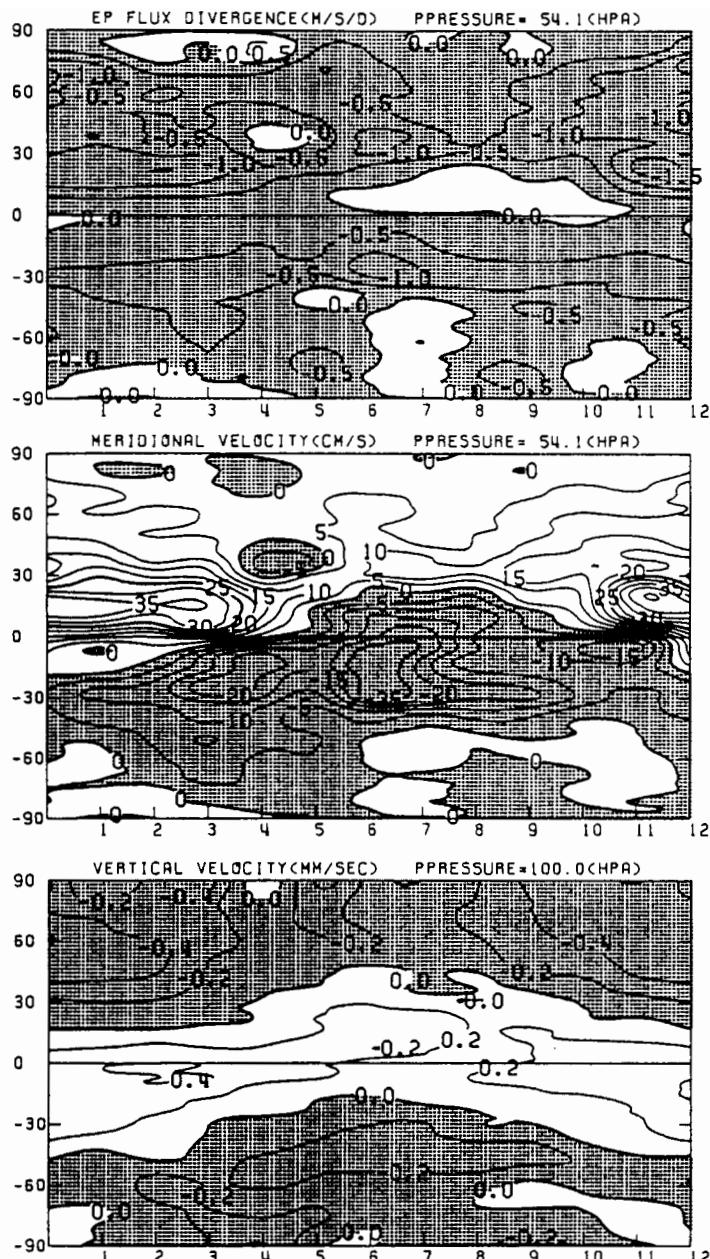


図3 帯状平均値の季節変化（縦軸緯度、横軸月）

上：54.1hPaにおけるE P フラックスの発散の季節変化 ((m/sec)/day)

中：54.1hPaにおける南北風 v^* (m/sec)

下：100hPaにおける鉛直速度 (mm/sec) スケールハイトは7 km を仮定

NCAR-CCM1の1年積分の p , 解析 (192)

3. 2 対流圏と成層圏の物質交換

Holton (1990) は 100hPa における TEM の残差循環の極値を、ブリューワー・ドブソン循環による対流圏と成層圏の質量交換の効率の目安とした。その結果から熱帯で上向き質量フラックスは北半球の冬に大きいと述べている。ここで、 p , 解析結果に基づいて 100hPa を下向きに横切る質量フラックスを南北半球に分けて評価する（図4）。質量フラックスは両半球とも冬に極大となるが、北半球の方が大きく、従って地球全体の交換効率は北半球の冬に大きくなる。ここで示した結果は GCM によるものであるが、同様な結果は観測結果の解析からも得られている（Rosenlof and Holton, 1993）。

波動平均流相互作用は極向きの風を誘起するので、中高緯度の下降流を強化すると同時に、熱帯での上昇流も強化する。従って、熱帯の平均上昇流は対流圏と成層圏の質量交換効率が最大になる北半球の冬に最大となる。熱帯成層圏の気温は上昇流に伴う断熱冷却と放射加熱がほぼ平衡になっている。上昇流が強くなると断熱冷却が強化され準平衡気温は低下する。図5は熱帯で北半球の冬に気温が低くなることを示している。これはモデルの結果であるが同じような熱帯成層圏の気温の季節変化は実際の観測でも確認される。すなわち、熱帯成層圏の気温は中高緯度の波動平均流相互作用の影響を受けて季節変化している（I92）。次節で述べるように、熱帯では圏界面の高度も上昇流の強さによって変動するので、圏界面の気温変動は 100hPa での気温変動よりさらに大きい。

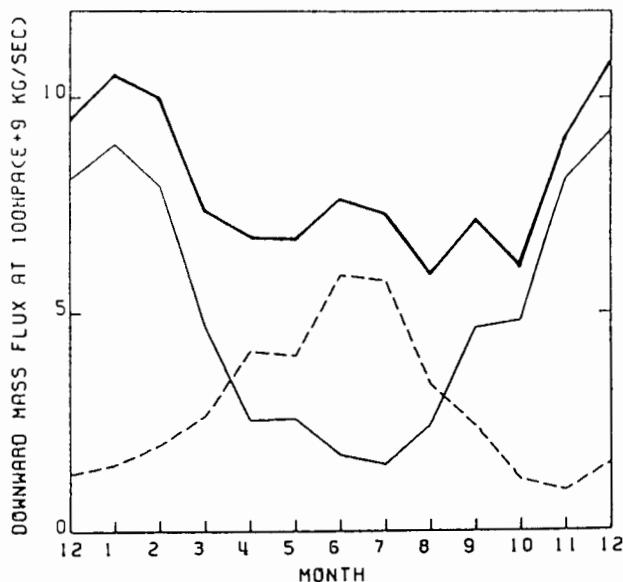


図4 100hPa における下向き質量フラックス (10^9kg/sec)

細実線：北半球 破線：南半球 太実線：全球

NCAR-CCM1 の 1 年積分の p , 解析 (I92)

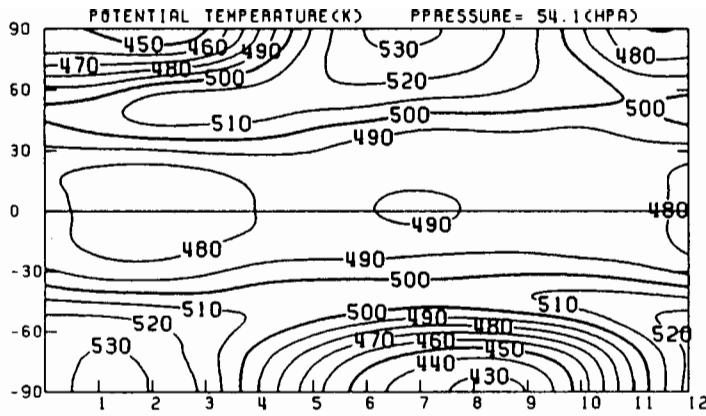


図5 54.1hPaにおける温位の季節変化
NCAR-CCM1の1年積分の p 、解析(I92)

熱帯の対流圏界面における気温の季節変化に関連して最近興味深い観測結果が得られている(Mote et al., 1996)。熱帯で対流圏から成層圏に気塊が運ばれるとき、熱帯圏界面で気温が最も低くなる。気塊に含まれる水蒸気は凝結を起こして圏界面の気温の飽和水蒸気量まで減少するので、コールドトラップと呼ばれる。すでに述べたように熱帯圏界面気温は北半球の冬に最も低くなり、この時期に圏界面を通過した気塊の水蒸気混合比が最も低くなる。熱帯成層圏では気塊は徐々に上昇する。Mote et al., (1996) は気塊が水蒸気の混合比に過去の圏界面気温の履歴を残しながら上昇しているようすを衛星観測より明らかにした。

3. 3 オゾン分布に対する影響

ブリューワー・ドブソン循環がオゾンの分布に与える影響は図6の模式図(Holton et al., 1995)によって以下のように説明される。(1) 波動平均流相互作用によって生じた極向きの風が多量のオゾンを生成域から中高緯度に輸送する。(2) 亜熱帯ジェットの極側には下降流のために深い(高度が低い) 圏界面が形成される。成層圏の質量が多いので、オゾンにとってはバケツが大きいことを意味する。(3) 微量成分の分布は平均流だけではなく拡散にも影響される。成層圏では(小スケールの乱流を除けば) 対流はほとんど起こらないので、等温面上での水平拡散が中心である。特に、中高緯度の(100hPa以下の) 下部成層圏ではオゾンリッチな気塊が下降しながら圏界面のギャップを通じて低緯度のオゾンの少ない対流圏の気塊と混合し、濃度を下げる。

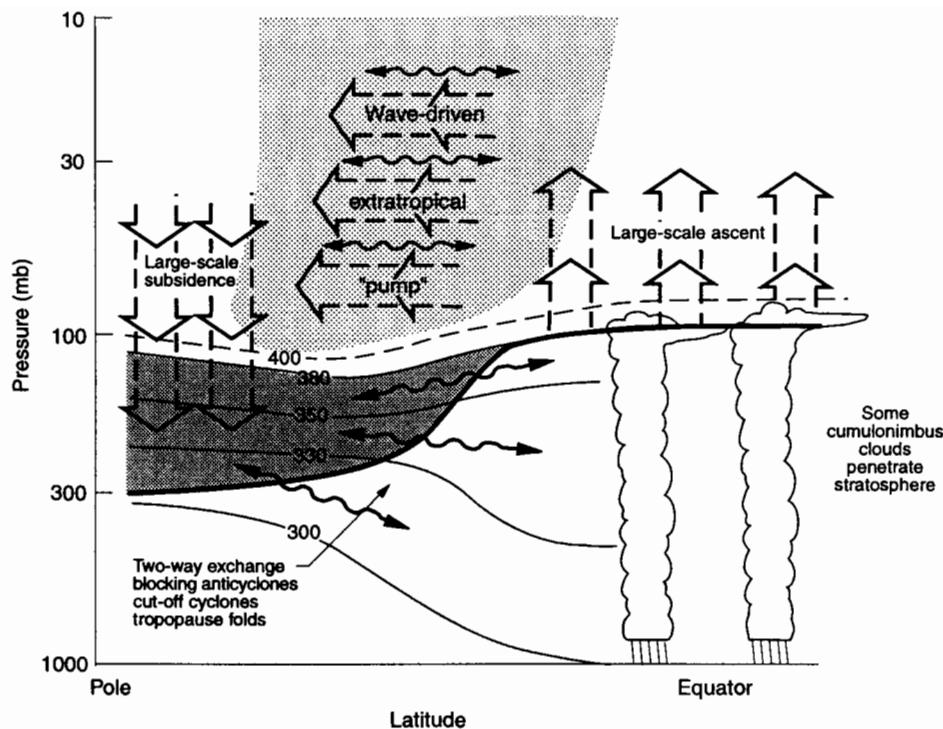


図6 子午面物質循環の模式図

細実線は等温位線 太実線は圈界面をそれぞれ表す。白抜きの矢印は平均子午面循環を 波矢印は主に大規模波動による水平拡散を表す。(Holton et al., 1995)

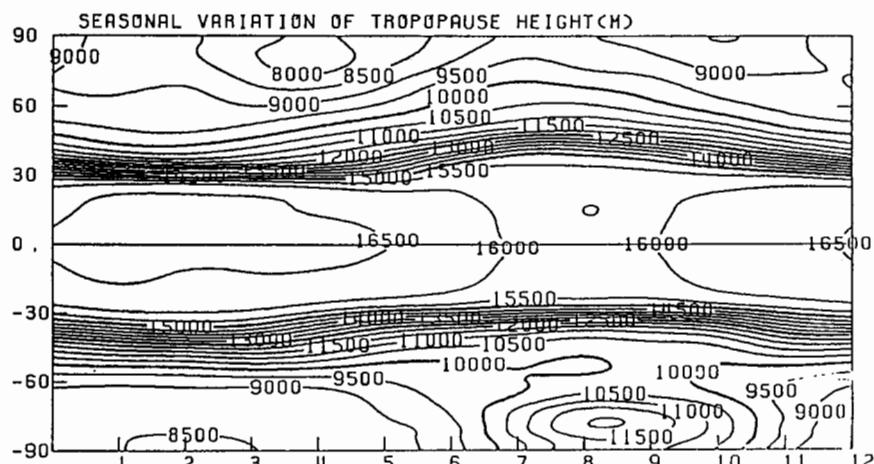


図7 圈界面高度の帶状平均値の季節変化

(岩崎、亀井、未発表)

圏界面高度は成層圏の大気質量を決めるので、オゾン全量と高い相関がある。図7は気象庁全球客観解析から求めた圏界面高度の季節変化である。北半球では冬から春にかけて中高緯度全体で深い圏界面が形成される。南半球でも中緯度では初春期に圏界面が最も低くなる。しかし、南半球の高緯度では圏界面はむしろ夏に最も低く冬に高くなる。特に、オゾンホールの形成期の初秋には圏界面は中緯度より高緯度の方が高く、高緯度ほど低いという一般常識とは大きく異なっている。また、熱帯の圏界面は北半球の冬に高く、夏に低くなる。このような圏界面高度の季節変化もまた鉛直流の強さである程度理解できる。北半球では晩冬に圏界面が下がること、南半球では、中緯度で圏界面が低いこと、熱帯で北半球の冬の時期に最も高くなること、などは下降流（上昇流）の強さと比較的よく対応している。

オゾン全量の季節変化については成層圏の質量（圏界面の高度）と下部成層圏の濃度の変化とに分けて考えることができる。濃度の変化はさらに光化学と輸送の寄与とに分けることができる。圏界面高度の変化がオゾン全量値の季節変化を大きく支配していることは図1と図7を比較すれば明らかである。中緯度では圏界面の変動がオゾン全量の変動に先行して起こっている。これは秋には成層圏が対流圏の気塊を取り込んで急速に拡大（圏界面が低下）するが、最初は下部成層圏のオゾン濃度が比較的低く、冬に高濃度の気塊が輸送されて濃度が増加するためと考えている（Iwasaki and Kaneto, 1984）。熱帯では光化学生成・消滅の季節変化がオゾン全量にも影響する。たとえば、赤道を挟んで夏半球側でオゾン濃度が大きいことはその結果と考えられる（図1）。熱帯でも赤道対称な成分だけを考えれば、圏界面の効果と鉛直移流の効果が全量の季節変化に影響している（Hasebe, 1993）。ただし、Hasebe（1993）は熱帯での圏界面高度の年々変動に関しては熱帯の積雲対流も無視できないと述べている。本稿では熱帯の圏界面高度の帶状平均の季節変化は中高緯度の波動平均流相互作用によるとした。積雲対流が熱帯の圏界面の維持と変動にどの様に係わっているのか更に検討が必要である。なお、熱帯のオゾンについては塩谷（1992）によるていねいな解説があるので参照されたい。

4. 今後の課題

本稿ではGCMの p 、解析に基づいて子午面物質循環の季節変化を議論した。特に南北両半球の季節進行の相違や熱帯成層圏の平均上昇流についても波動平均流相互作用に基づいて議論した。

成層圏の平均子午面循環に話を限定しても多くの課題が残されている。季節変化を説明する上で特に問題となるのは波動平均流相互作用の中身である。準定常超長波と重力波が候補とした指摘されているが、気候学的にどの波動がどの程度寄与しているのだろうか。また、突然昇温、準2年波動や半年周期振動など成層圏に特有な現象に関連した物質循環も今後明らかにされる必要がある。

2次元が片付けば（当面片付きそうもないが）、次は3次元である。熱帯における東西循環や中高緯度の停滞性超長波と物質輸送の関係、非定常擾乱の役割などまだまだ興味は尽きない。

オゾンを初めとして様々な大気微量成分の4次元データ同化とその予報が現業気象機関の重要な課題となっている。良いモデルの開発のためにも微量成分分布の変動のメカニズムに対する理解を深めていく必要がある。

謝辞

本稿をまとめるに当たり、余田成男氏（京都大学）、高橋正明氏（東京大学）ならびに高野清治氏（気象庁気候情報課）に有益なコメントをいただきました。

付録 気圧-エントロピー混成鉛直座標 (p , システム) による子午面循環解析

以下にまとめる p , システムは、熱、角運動量、微量成分の子午面輸送を統一的に記述する解析システムである（詳しくは I89, I90, I92）。

A 1. 定式化

鉛直座標は以下のように定義する。

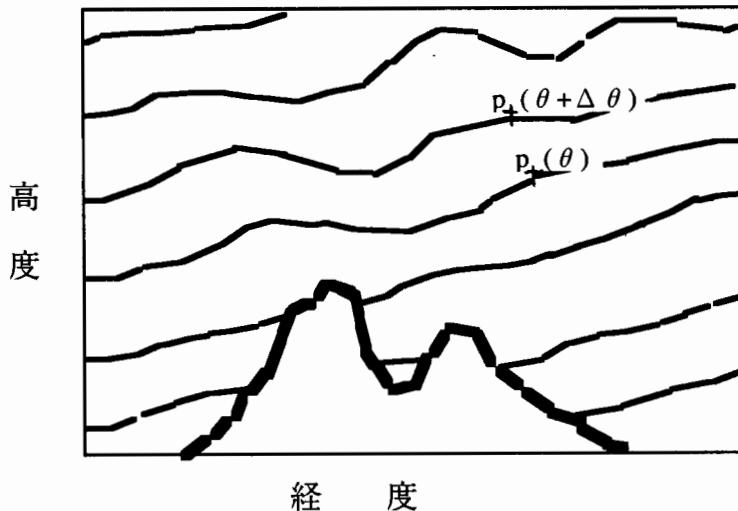
$$p_+(\phi, \theta, t) = \frac{1}{2\pi} \int p(\lambda, \phi, \theta, t) d\lambda \quad (\text{A } 1)$$

p_+ は等温位線に沿って帶状平均した気圧を表す。等温位線は地表面と交差することがある。その場合 ($\theta < \theta_s$) は、右辺の気圧は $p(\lambda, \phi, \theta, t) = p_s(\lambda, \phi, t)$ 地表面気圧とする。すなわち、経度・高度断面図において、 p_+ 一定の曲線は等温位（エントロピー）線か地表面となる（図 A 1）。

また、各物理量の帶状平均値は

$$\overline{A^*} \equiv \overline{\left(\frac{\partial p}{\partial p_+} \right) A} \quad (\text{A } 2)$$

と定義する。ここで、バーは等 p_+ 線上での帶状平均を表す。この式で示されるように、各物理量の帶状平均は、質量の重み ($\equiv \partial p / \partial p_+$) をつけて定義する。考えている温位線が地面と交わ



図A1 p_+ 鉛直座標（縦軸は高さ、横軸は経度）

等 p_+ 線は大気中 ($\theta > \theta_s$) では等温位線に平行で、 $\theta < \theta_s$ では地面とする。
 p_+ の値はその等 p_+ 線上の平均気圧。

ったときにはその定義から $\partial p / \partial p_+ = 0$ となる。加重平均する理由は保存性を保証するためであり (I89)、後述するように EP フラックスが厳密に形状抵抗として書けるためにも必要である。ただし、子午面循環 ($\bar{v}^*, \omega_{p_+}^*$) 以外の東西風や加熱率などは気圧面で平均した場合と結果はほとんど変わらない (I89)。帯状平均からの偏差も重みつき平均からのずれとして、

$$A' \equiv A - \overline{A^*} \quad (A\ 3)$$

と定義する。この座標系では東西風の帯状平均運動方程式は

$$\left(\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial t} \right)_{p_+} + \bar{v}^* \left\{ \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial \phi} \cos \phi \right)_{p_+} - f \right\} + \bar{\omega}_{p_+}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial p_+} = D_F + \overline{X^*} \quad (A\ 4)$$

となる。微小振幅を仮定すれば、 \bar{v}^* は Andrews & McIntyre (1976) が提案した Transformed Eulerian Mean (TEM) におけるストークスドリフトの補正を含む子午面風速に一致する (I89)。また、TEM と異なり、角運動量保存を表現するため東西風 (u) も荷重平均する。ここで、 D_F は

エディーによる運動量の収束発散で、運動量フラックス \mathbf{F} を用いて、

$$D_F \equiv \nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{a \cos \phi} \left\{ \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} F_\phi \cos \phi \right)_{p_+} + \frac{\partial F_{p_+}}{\partial p_+} \right\} \quad (\text{A } 5)$$

と表せる。運動量フラックスは、

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &\equiv (F_\phi, F_{p_+}) \\ &= a \cos \phi \left[-\overline{(u'v')^*}, -\overline{\left\{ u' \left(\frac{Q}{\pi} \right)^* \right\}} - \frac{1}{a} \left(\frac{\partial p_+}{\partial \phi} \right)_\theta \overline{(u'v')^*} - \frac{1}{a \cos \phi} \overline{p \left(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right)_{p_+}} \right] \end{aligned} \quad (\text{A } 6)$$

となる。これはいわゆる Eliassen Palm flux (EP フラックス)に対応する。鉛直成分の第1項は非断熱加熱のため大気が異なる物質面と混合することに伴う運動量輸送（エディー混合）であり、波動に伴う形状抵抗ではない。第2項は等温位面が南北に傾いていることに起因する項である。第3項は等 p 線上の形状抵抗を表し、下端

$$p_s = \frac{1}{2\pi} \int p_s d\lambda$$

では山岳の形状抵抗（造波抵抗）そのものである。また、自由大気ではそのまま温位面での形状抵抗となる。すなわち、有限振幅での波動運動量を表している。

熱力学の方程式は

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_{p_+} + \overline{\frac{v^*}{a}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \phi} \right)_{p_+} + \overline{\omega^*} \frac{\partial \theta}{\partial p_+} = \overline{\left(\frac{Q}{\pi} \right)^*} \quad (\text{A } 7)$$

となり、エディーを全く含まない。なお、 π はエクスナー関数 $\equiv C_p (p / 1000)^{2/7}$ である。

(A 7) に示したように、加熱率も加重平均するが、その結果は気圧座標による結果とほとんど変わらない。質量の保存（連続方程式）は以下のように表現される。

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} \overline{v^*} \cos \phi \right)_{p_+} + \frac{\partial \overline{\omega^*}}{\partial p_+} = 0 \quad (\text{A } 8)$$

A 2. p , システムによる子午面循環解析のメリット

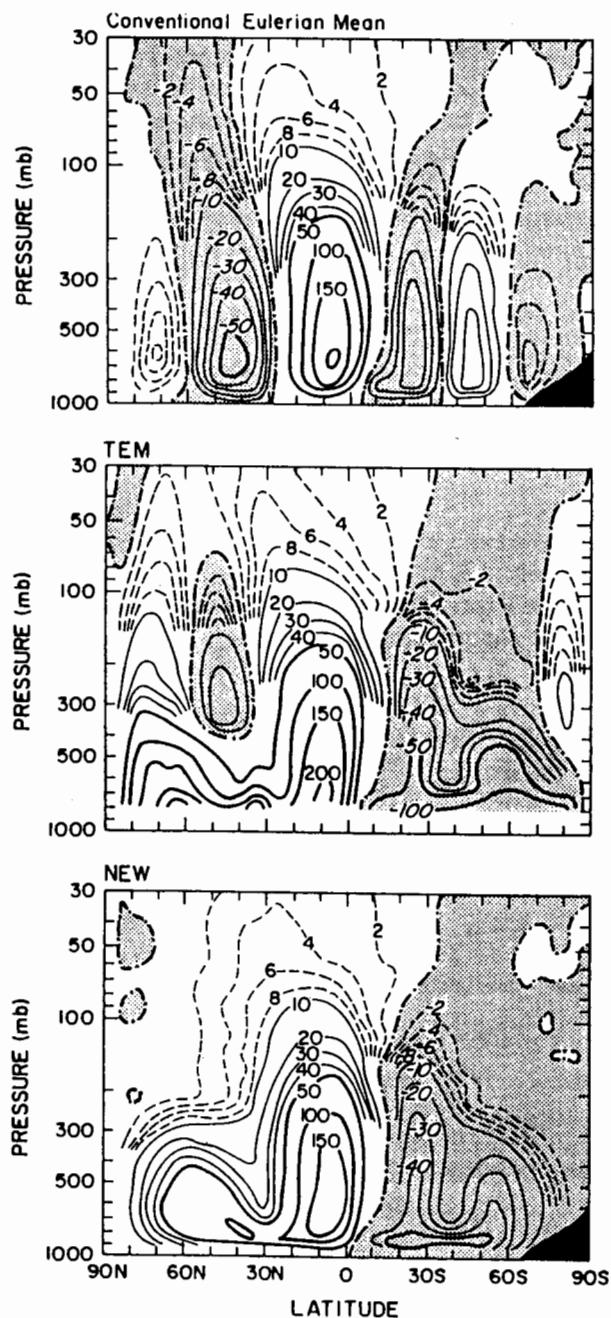
- (1) 非発散の平均子午面循環が得られる。
- (2) 热力学の式は平均循環だけで（エディーの効果無しで）表される。いわゆる Diabatic Circulation に完全に一致し、帯状平均気温の維持と変化に関する熱輸送については鉛直移流と水平移流だけで表現される。これは気候値や GCM の気温と熱輸送の解析に有利である（I89）。
- (3) 有限振幅の波動について非加速定理が成り立つ。TEM の方法は波動が無限小振幅であることを仮定してストークスドリフトの補正を行っている。TEM で解析された子午面循環（残差循環）や EP フラックス収束と p , システムによる解析結果には大きな相違が現れる（後述）。
- (4) エディーの運動量鉛直フラックスを非断熱混合と形状抵抗の寄与に分離できる。
- (5) 底面（地表面）境界条件を正しく扱える。
- (6) 子午面物質輸送モデルにおいて断熱的な水平拡散は自由度が 1 の 2 次元の対称テンソルとして表現できる。 p , システムでは物理的な拡散を意味しない非対称成分を含まない。

A 2. 1 大循環解析への応用——波動の有限振幅の効果

図 A 2 は大循環モデル (NCAR-CCM1) の 1 月のシミュレーション結果から求めた質量流線関数で、上から気圧座標に基づくオイラー平均、TEM、 p , 解析である。オイラー平均の場合、成層圏は低緯度には直接循環があるが、中緯度には強い間接循環が見られる。対流圏では南北両半球にそれぞれハドレー循環、フェレル循環と極の直接循環の 3 つのセルが見える。このようなオイラー平均循環はトレーサーを追跡して得られた描像とは著しく異なっている (Kida, 1977)。その理由は、オイラー平均循環が熱や物質の長距離輸送には寄与しない波動の周期運動の影響を受けるためである (Matsuno, 1980)。

下段の p , 解析では、成層圏には低緯度で上昇し中高緯度で下降するブリューワ・ドブソン型の循環が解析される。対流圏には低緯度のハドレーセルに加えて傾圧不安定波によって形成された強い直接循環が見える。この循環はトレーサーを追跡して得られた描像ともよく一致している。波動に伴う周期変動は p , 解析による子午面循環には全く寄与しないからである。子午面断面図に投影した周期運動の軌跡は等温位線上の往復運動となり、その往復運動の効果も重みをつけて帯状平均することで質量流線関数から除かれる。

中段の TEM は p , 解析に似ているが、定量的にはかなり異なっている。成層圏では中緯度に間接循環がくさびのように存在したり、高緯度に異常に強い直接循環が解析される。成層圏の EP フラックス収束は TEM と p , 解析では大きく異なっている (I89 参照)。対流圏中高緯度の直接循



図A2 質量流線関数の1月の1か月平均値

センター間隔は細線が $2 \times 10^9 \text{ kg/sec}$ 、中太線が $20 \times 209 \text{ kg/sec}$ 、太線が $50 \times 10^9 \text{ kg/sec}$

上：オイラー平均による子午面循環

中：TEM の残差循環

下： p , 解析による平均子午面循環

NCAR-CCM1 の永久1月積分の p , 解析 (I89)

環も p , 解析に較べ異常に大きい。TEM のストークスドリフトの補正が実際の波動に対しては過不足を生じているためであると考えられる。また、下部境界条件は決められないので、描かない。

A 2. 2 イーディー問題への適用——上下境界の効果

TEM は下部境界条件の扱いが困難で、下端での流線関数や E P フラックスを表現できない（図 A 2 でも下端は描かない）。このような TEM の欠陥は傾圧不安定波の解析では大きな制約となる。

Edmon ら (1980) に報告されているように、イーディーの線形不安定モードでは至るところ $v^* = 0$ である。また、コリオリ係数 f が正定数ならば、質量流線関数（残差循環）は高さには依存しない正值 (> 0) となり、等温線は上下の境界と直行する直線となる。これは上下の境界で質量の生成消滅が起きていることを意味する。これに対し、イーディーの線形解に関する p , 解析では上下の境界付近に水平な等温線が現れ、閉じた質量流線関数を描くことができる（図 A 4, I90）。その意味を説明するために、イーディーモードについての温位と南北風の東西断面図を示す（図 A 3）。ここで、東西方向にどの経度でも上下の境界と交わることのない等温位線からなる領域を自由大気と呼び、どこかで上下の境界と交わる等温位線で構成された領域を境界領域（図中にハッチする）と呼ぶことにする。 p , 解析では v^* は近接した 2 つの等温位線で囲まれた南北風の荷重帶状平均である。自由大気の 2 つの等温位線で囲まれた領域（たとえば A 領域）では、南風で運ばれ

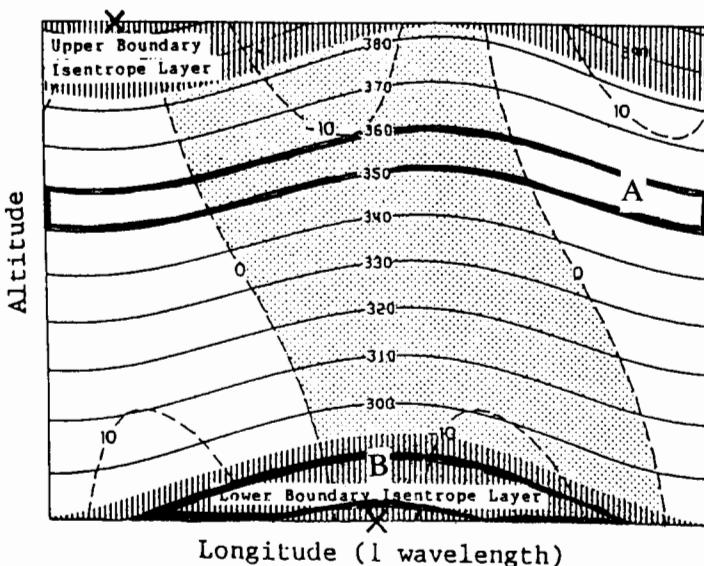
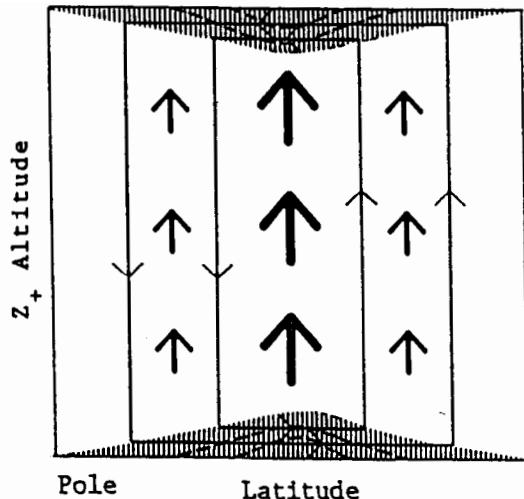


図 A 3 イーディーモードの東西（経度高度）断面図
実線は等温位線で、破線は南北風で北風を陰影とする (I90)



図A4 p , 解析によるイーディーモードの子午面循環像

実線は質量流線関数。太い矢印はEPフラックスで波線はその収束発散。ハッチは境界領域 (I90)

る大気質量と北風で運ばれる大気質量とが完全に釣り合い、 $\bar{v}^* = 0$ となる。これに対し、下部境界領域の中の2つの等温位線と境界とで挟まれた領域（例えばB）では、南北風によって運ばれる質量のバランスが崩れ、平均風は北風となる。同様にして、上部境界領域では平均風 \bar{v}^* が南風となる。すなわち、温位面が境界と交差する領域に平均南北風が形成される。平均南北風を鉛直に積分して質量流線関数を求めるとき、上下の境界 $p_+(\theta_{\max})$ と $p_+(\theta_{\min})$ で完全に0となり、全ての流線は領域内に閉じる。また、熱輸送量も境界に生じた平均南北風によって完全に説明される。言い替えると、イーディーモードでは境界面と交差することによって生じた平均南北風が子午面熱輸送を担っている。

EPフラックスの水平成分は0である。（A6）式のうち、鉛直成分

$$F_{p_+} = \overline{p \left(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right)}_{p_+} \quad (\text{A } 9)$$

だけが残る。この値は自由大気中では鉛直に一定であるが、境界領域では鉛直に徐々に変化する。 p_+ の下部境界 $p_+(\theta_{\min})$ に近づくにつれて、境界に接する。（つまり $\phi = 0$ となる、 $\theta < \theta_s$ ）経度の範囲が増え、EPフラックスも徐々に0に近づく。しかも、運動方程式は、

$$f \bar{v}^* = - \frac{\partial F_{p_+}}{\partial p_+} \quad (\text{A } 10)$$

の関係を満足していることが確認される(I90)。上部境界でも全く事情は同じである。イーディー・システムでは、温位面が上下の境界と交差することによって平均子午面流のコリオリ加速と波動との間で運動量の交換が起きると言える。図A 4は以上の結果をまとめたイーディーモードの子午面循環像である。

図A 2 の GCM の p , 解析で中高緯度の下層に現れた強い赤道に向かう流れは、イーディーモードの解析と定性的に一致し、傾圧不安定波によると考えられる。自由大気では極向きの流れが形成されているが、Edmon ら (1980) によるチャーニーモードの解析結果—— β 効果のために自由大気中では $v^* > 0$ となる——と一致している。また、流線関数が圈界面付近で大きく曲がっていることは、傾圧不安定波が成層圈に伝播できないことと対応する。すなわち、図A 2 の p , 解析で中緯度の対流圈に見られる強い直接循環は傾圧不安定波によるものであると考えている。

変数及び定数名

t	; 時間
p	; 気圧
ϕ	; 緯度
λ	; 経度
a	; 地球半径
u	; 東西風
v	; 南北風
θ	; 温位
ω	; 鉛直流 ($\equiv dp_+ / dt$)
f	; コリオリ係数
X	; 外力の東西成分
Q	; 非断熱加熱
ϕ	; ジオポテンシャル
$\pi(p)$; エクスナー関数 ($\equiv C_p (p / 1000)^{2/7}$)
C_p	; 定圧比熱

参考文献

- Andrews,D.G. and M.E.McIntyre, 1976:** Planetary waves in horizontal and vertical shear. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- Bretherton,F.P., 1969:** Momentum transport by gravity waves. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **95**, 213-243.
- Charney,J.G. and P.G.Drazin, 1961:** Propagation of planetary scale disturbances from the lower stratosphere into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Edmon,H.J., B.J.Hoskins and M.E.McIntyre, 1980:** Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- Hasebe,F., 1993:** Dynamical response of tropical total ozone amount to the stratospheric zonal wind and the sea-surface temperature. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 345-356.
- Haynes, P.H., C.J.Marks, M.E.McIntyre, T.G.Shepherd and K.P.Shine, 1991:** On the 'downward control' of the extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 651-678.
- Holton,J.R., 1990:** On the global exchange of mass between the stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 392-395.
- Holton,J.R., P.H.Haynes, M.E.McIntyre, A.R.Douglass, R.B.rood and L.Pfister, 1995:** Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophysys.*, **33**, 405-439.
- Iwasaki,T. and S.Kaneto, 1984:** Photochemical and dynamical contributions to seasonal variation of total ozone amount over Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 343-356.
- Iwasaki,T., 1989:** A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 293-312.
- Iwasaki,T., 1990:** Lagrangian-mean circulation and wave-mean flow interaction of Eady's baroclinic instability waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 347-356.
- Iwasaki,T., 1992:** General circulation diagnosis in pressure-isentrope hybrid vertical coordinate. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 673-687.
- Kida,H., 1977:** A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange. II, Lagrangian motion of the atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 71-88.
- Lindzen,R.S., 1981:** Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707-9714.

- Matsuno,T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883.
- Matsuno,T. 1980: Lagrangian motion of air parcels in the presence of planetary waves. *Pure Appl. Geophys.*, **118**, 189-216.
- Matsuno,T., 1982: A quasi one-dimensional model of the middle atmospheric circulation interacting with internal gravity wave. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 215-226.
- Mote,P.W., K.H.Rosenlof, M.E.McIntyre, E.S.Carr, J.C.Gille, J.R.Holton, J.S.Kineresley, H.C.Pumphrey, J.M.Russell III and J.W.Water, 1996: An atmospheric tape recorder: The impact of tropical tropopause temperatures on the stratospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3989-4006.
- Reed,R.J. and K.E.German, 1965: A contribution to the problem of stratospheric diffusion by large-scale mixing. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 313-321.
- Rosenlof,K.H., and J.R.Holton, 1993: Estimates of the stratospheric residual circulation using the downward control principle, *J. Geophys. Res.*, **98**, 10465-10479.
- Tanaka,H. and M.D.Ymanaka, 1985: Atmospheric circulation in the lower stratosphere induced by the mesoscale mountain wave breakdown. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 1047-1054.
- 塩谷雅人, 1992: 赤道域のオゾン全量分布に見られる経年変動、気象研究ノート、**176**, 93-110.

オゾン層の長期変動～オゾン変動と気温変動

気象庁観測部環境気象課オゾン層情報センター

内野修 梶原良一 赤木万哲 林基生

佐藤尚志 杉田興正 中川雅之

1. はじめに

オゾン層は、有害紫外線から地球表面を守ると共に、太陽放射と赤外域の地球放射の両者を吸収して成層圏の温度構造を制御する重要な役割を果たしている。オゾン層に変動が生じると、地表に到達する太陽放射エネルギーに変化が生じるとともに、成層圏の気温が変化して対流圏に向けて射出される赤外放射にも変化が生じて、気候に影響を与える可能性がある。ここではオゾンの変動と成層圏気温の変動についての紹介を行う。

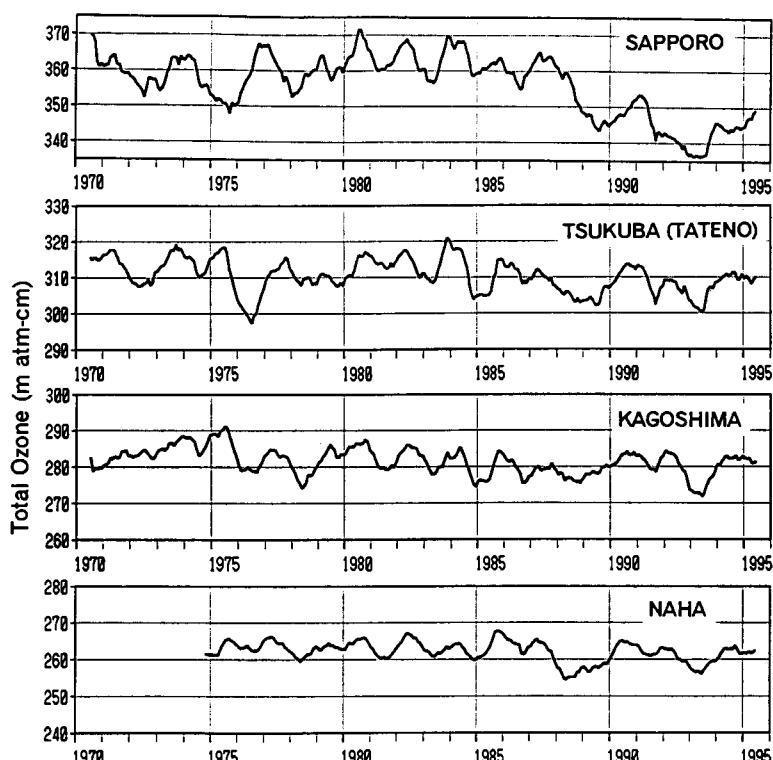


図1 原因が既知の自然変動を除いたオゾン全量の変化

季節変化、太陽活動及びQBOの影響を除去した
国内4地点におけるオゾン全量変化。13カ月移動平均値。

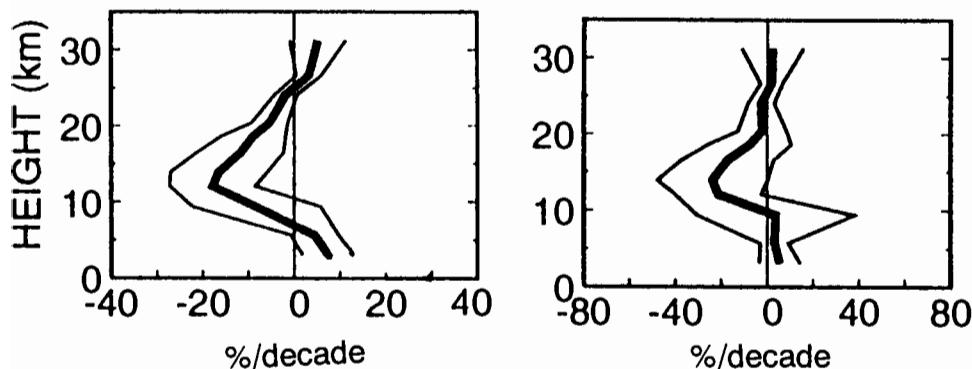


図2 オゾン分圧のトレンドの垂直分布(札幌)

オゾンゾンデ観測から求められた過去20年間(1976-1995年)の高度別オゾントレンド(%/decade)。左は全データによるトレンド、右は冬季間のみのデータによるトレンド。太線がトレンド値、細線は95%信頼限界値。

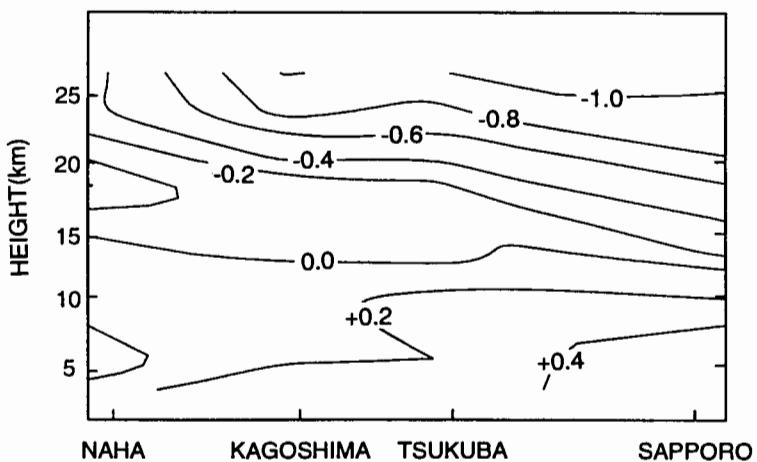


図3 日本上空の気温トレンド分布
レーウィンゾンデ観測から求められた過去20年間(1976-1995年)の
冬季間のデータを用いた気温トレンド(°C/decade)。

2. 日本上空の変動

まず日本上空のオゾンの長期変動について述べる。オゾンの月平均値は年平均値の約±20%の振幅の季節変化があり、その変化傾向及び振幅は年によって変化している。またオゾンの変動は太陽活動、QBOの影響を受けているため、トレンドの有無を判断するには統計的手法を用いる必要がある。通常はこれら既知の変化要因によるオゾンへの影響を見積もり、これをオゾンの時系列データから除去する手法を用いる。図1に季節変化、太陽活動及びQBOの影響を除去した国内4

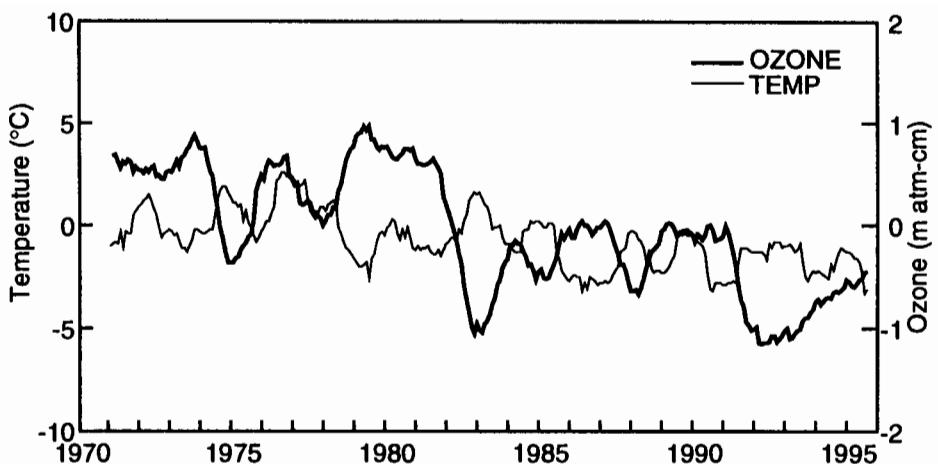


図4 上部成層圏のオゾン及び気温の経年変化

太線はつくばの反転観測による第8層（中心高度約40km）のオゾン量。細線は綾里のロケットゾンデ観測による第8層に相当する高度の気温。共に各月の累年の平均値からの偏差を13カ月移動平均したものを示す。

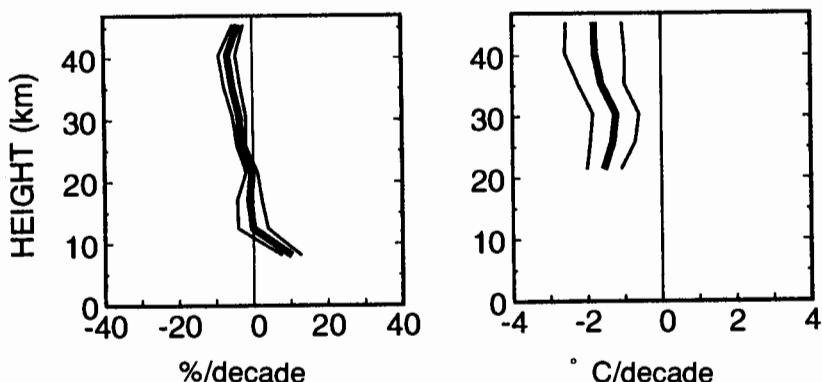


図5 中上部成層圏のオゾン量と気温の高度別トレンド

左はつくばにおける過去20年間（1976–1995年）の反転観測による高度別オゾントレンド（%/decade）。右は同期間の綾里におけるロケットゾンデによる高度別気温トレンド（°C/decade）。

地点におけるオゾン全量の値に13カ月移動平均を行ったものを示す。これによれば高緯度の観測所ほどオゾンの減少が大きい。図には示していないが、季節別に見ると冬季から春季にかけて減少が大きい。札幌における最近20年間のトレンドは、全年で-3.1%/decade 冬季では-5.0%/decade となっている。またオゾンゾンデ観測によれば10~20 kmにかけての下部成層圏での減少が大きくなっている、特に札幌の冬季、春季が顕著である（図2）。

国内におけるレーウィンゾンデによる高層気温のトレンド解析の結果を図3に示す。火山噴火、

QBO 等を考慮しトレンドを求めるとき、冬季を中心に下部成層圏での低温化及び対流圏での昇温化の傾向が現れている。この傾向は高緯度の地点ほど顕著であり、日本上空のオゾン全量のトレンドと同様な傾向を示している。

次に上部成層圏におけるオゾンと気温変動についての観測結果を示す。図4はつくばの反転観測による第8層（約2～4 hPa）のオゾン量と岩手県綾里でのロケットゾンデ観測によるほぼ同じ高度の気温の観測結果を示す。観測の手法上この高度の反転観測では成層圏のエーロゾルの影響を受けるため、1982年4月、1991年6月のエルチチョン、ピナトゥボ火山の噴火時には、オゾンが少なく観測されている。この図によれば短期的な変動は光化学平衡によりオゾンと気温は負の相関が明瞭に現れている（例えば1975年、1979年）。また気温はエルチチョン、ピナトゥボ火山の噴火時に若干の昇温が見られる。次に最近20年間のトレンドを図5に示す。これによればオゾンの減少傾向、気温の低温化傾向が各層で現れている。なお衛星観測によれば赤道域を中心としてこの高度でのオゾンと気温の変動は共に、太陽活動の影響を強く受けている。

30hPa付近の高度ではロケットゾンデとレーウィンゾンデ共に観測しているが、それぞれのトレンドの値には差があるので（図3、図5）、今後データの見直しを行う必要がある。

3. 南極上空の変動

南極では、フロンガスから遊離した塩素による急激なオゾン破壊すなわちオゾンホールが1970年代後半から現れ、ここ数年最大規模に拡大している。それに対応して成層圏気温の大きな低下も観測されている。また冬季の成層圏気温の低下は極成層圏雲の生成を促し、オゾンホールの規模に影響を与えていている。

図6に昭和基地のオゾン全量の月平均値の経年変化を示す。昭和基地ではオゾンホールの縁辺を観測することが多く、経年のオゾン全量の推移はオゾンホールの規模の経年変化をそのまま反映しているわけではない。それでもなお、オゾンホールの時期である9～11月にかけてはオゾン全量の減少傾向が明瞭に現れている。またこれら3ヶ月ほど顕著ではないが、12～3月にかけても減少がみられる。

従来から昭和基地の下部成層圏の100hPaの気温はオゾン全量の変動と対応がよいことは知られているが、ここではオゾンゾンデ、レーウィンゾンデ観測による昭和基地上空のオゾン及び気温のトレンドの鉛直分布を示す（図7）。

オゾンの経年変化は対流圏では若干増加傾向があるが、下部成層圏では15km付近を中心に大きな減少が見られ、この傾向は特に春季に顕著である。また気温の経年変化もオゾンと同様に15km付近を中心とした下部成層圏で大きな下降が見られ、それは春季に顕著に現れている。オゾンの減少率が最も大きい15km付近でのトレンドは-40%/decadeにもなっており、その高度の気温のトレンドも約4°C/decadeと大きい値を示している。

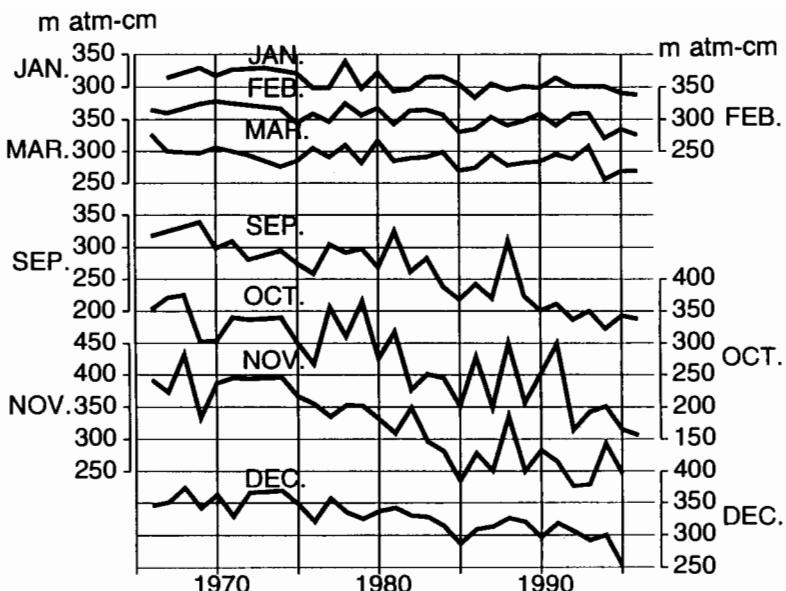


図6 昭和基地における月平均オゾン全量の経年変化

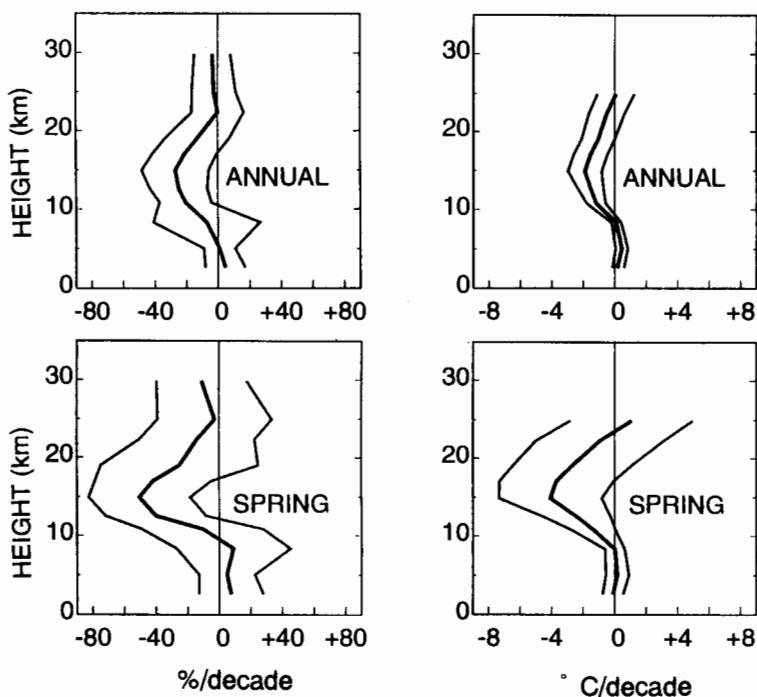


図7 昭和基地におけるオゾン分圧及び気温のトレンドの垂直分布

左はオゾンゾンデ観測から求められた過去 20 年間（1976–1995 年）の高度別オゾントレンド (%/decade)。右は同期間におけるレーウィンゾンデによる高度別気温トレンド (°C/decade)。上段は全データによるトレンド、下段は春季間のみのデータによるトレンド。太線がトレンド値、細線は 95% 信頼限界値。

4. 全球の変動

全球のオゾンの変動について、オゾン全量マッピング分光計 (TOMS) のデータに基づいて述べる。TOMS は NIMBUS-7, METEOR-3 衛星に搭載され 1994 年までほぼ連続して日々の全球のオゾン全量を観測してきた。現在 TOMS は 1996 年から Earth Probe 及び ADEOS に搭載され、観測が再開されている。最近、1994 年までのデータを見直し "VER7" として公表されたので、今回この最新版を用いて調査を行った。このデータから既知の自然変化要因を取り除いたトレンドは 70° N~ 70° S の全球平均で $2.3\%/\text{decade}$ の減少傾向であった。またこのトレンドを緯度別に示したもののが図 8 である。これによれば南北両半球とも赤道域を除いた領域で明瞭に減少傾向が現れており、減少率は高緯度ほど大きくなっている。減少率の変化を経度方向でみると、高緯度地域での変化が大きく、 65° N 帯ではシベリア付近での減少率が多くカナダ東部から北西大西洋にかけ減少率が小さい。また 65° S 帯では南米からアフリカ沖での減少率が大きくオーストラリア沖では減少率が若干小さいとの特徴がある（図 9 参照）。

次に全球での下部成層圏の気温変動について 50hPa の客観解析の値を用いて調査した。気象庁では 100hPa より高層の客観解析は 1985 年より行われているので、1984 年までは ECMWF の客観解析値を用いた。気象庁の客観解析は数回計算方法の変更が行われており、データを利用するには注意が必要である。図 10 に 1979 年からの 50hPa 全球月平均気温の累年の月平均値からの偏差の時系列を示す。1985 年から 1991 年までの全球データについては高野（1994）の調査において、ANGELL のゾンデデータと対応がよいことが示されている。また ECMWF から気象庁の客観解析への変更時（1985 年）については、図 11 に示す MSU 4 の全球データ（ 70hPa ）の変化を参考にして検討したが、大きな不連続は見られなかった。

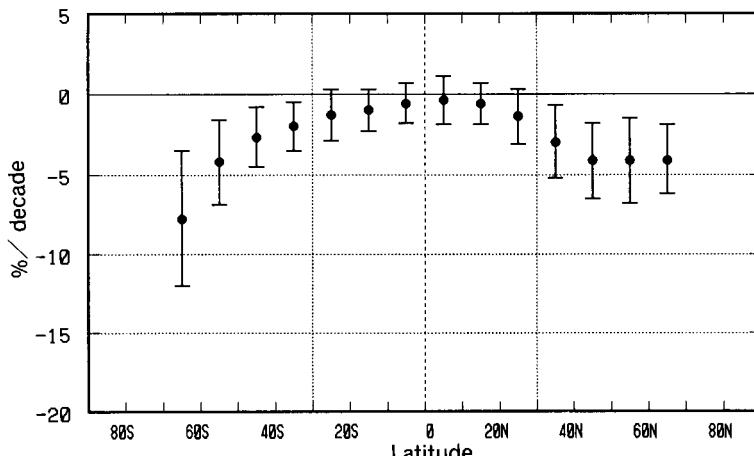


図 8 TOMS オゾン全量トレンドの緯度分布

緯度別の TOMS のオゾン全量の時系列（1978～1994 年）から求めたトレンド（%/decade）。縦線は 95% 信頼限界。

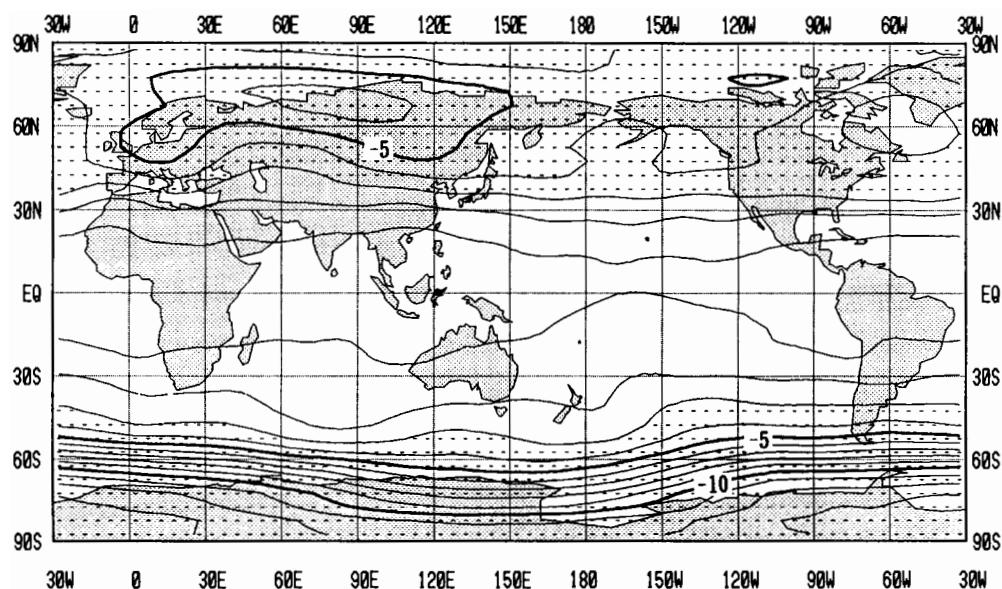


図9 TOMS オゾン全量トレンドの全球分布

5度×5度格子別のTOMSのオゾン全量の時系列(1978～1994年)から求めたトレンド(%/decade)。縦線は95%信頼限界。

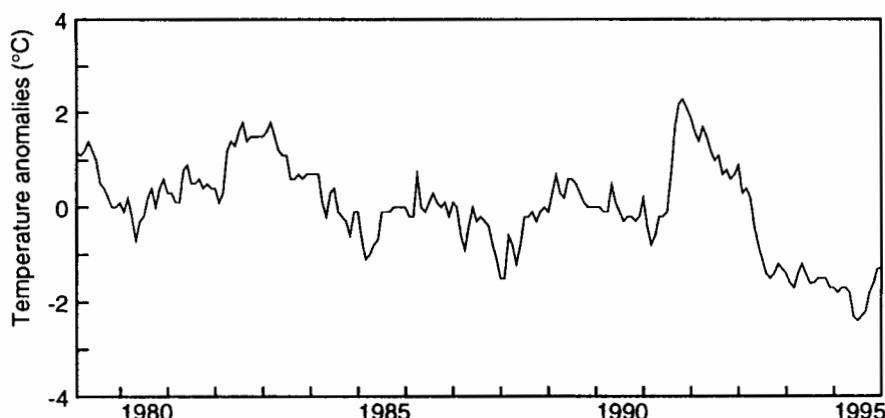


図10 客観解析による全球50hPa気温の偏差

客観解析による50hPa全球月平均気温の月別平均気温(1979～1995年)からの偏差の推移。1984年まではECMWF、1985年からは気象庁の客観解析による。

図 10 の全球の時系列データによればエルチチョン及びピナトゥボ火山噴火による昇温が明瞭に見られ、それらの噴火の前後で階段状に温度が下降している傾向がみられる（この傾向は図 11 の MSU 4 のデータがより明瞭である）。ピナトゥボ火山噴火による昇温後の 1993 年後半以降の気温は噴火前と比較し約 1.5 度も下降している。他の層の客観解析データ(100,30hPa)によればこの低温化は高度が高い層が顕著である。図には示していないが、MSU 4 と客観解析のデータ（比較のため 100hPa と 50hPa 気温を単純平均した）の偏差をみると、1992 年から徐々に客観解析の気温の方が低くなる傾向があり、1993 年の後半以降は 0.5 度程度低くなっている。これは客観解析に用いているゾンデデータの変化による影響の可能性も考えられるが、この偏差を差し引いてもピナトゥボ火山噴火後約 1 度程度は低下していると考えられる。また帯状平均を行った時系列データにもモデルの変更時に明瞭な段差等は見られなかった。しかし地点毎のレーウィンゾンデの観測値と比較するとモデル変更時に段差が現れている場合もあるので、客観解析データは帯状平均程度なら定性的には利用できるが、領域別に解析するのは現時点では無理であると考えられる。

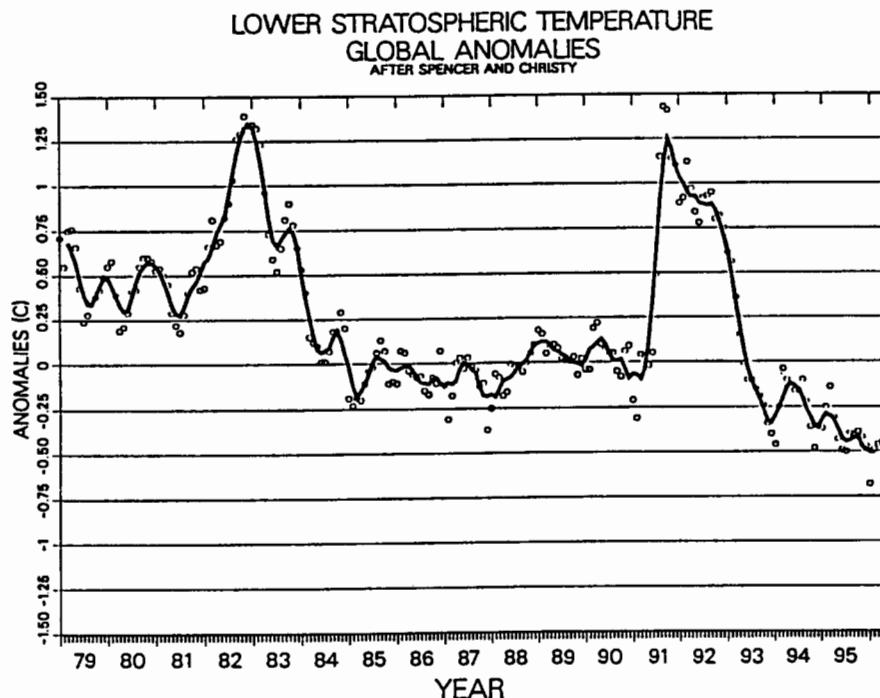


図 11 全球の下部成層圏 (70hPa) 気温の偏差

MSUチャンネル 4 による下部成層圏月平均気温の月別平均気温（1984～1990 年）からの偏差の推移。白丸は月別の偏差。実線は 5 ヶ月移動平均。（CLIMATE DISGNOSTICS BULLETIN, APRIL 1996 より）

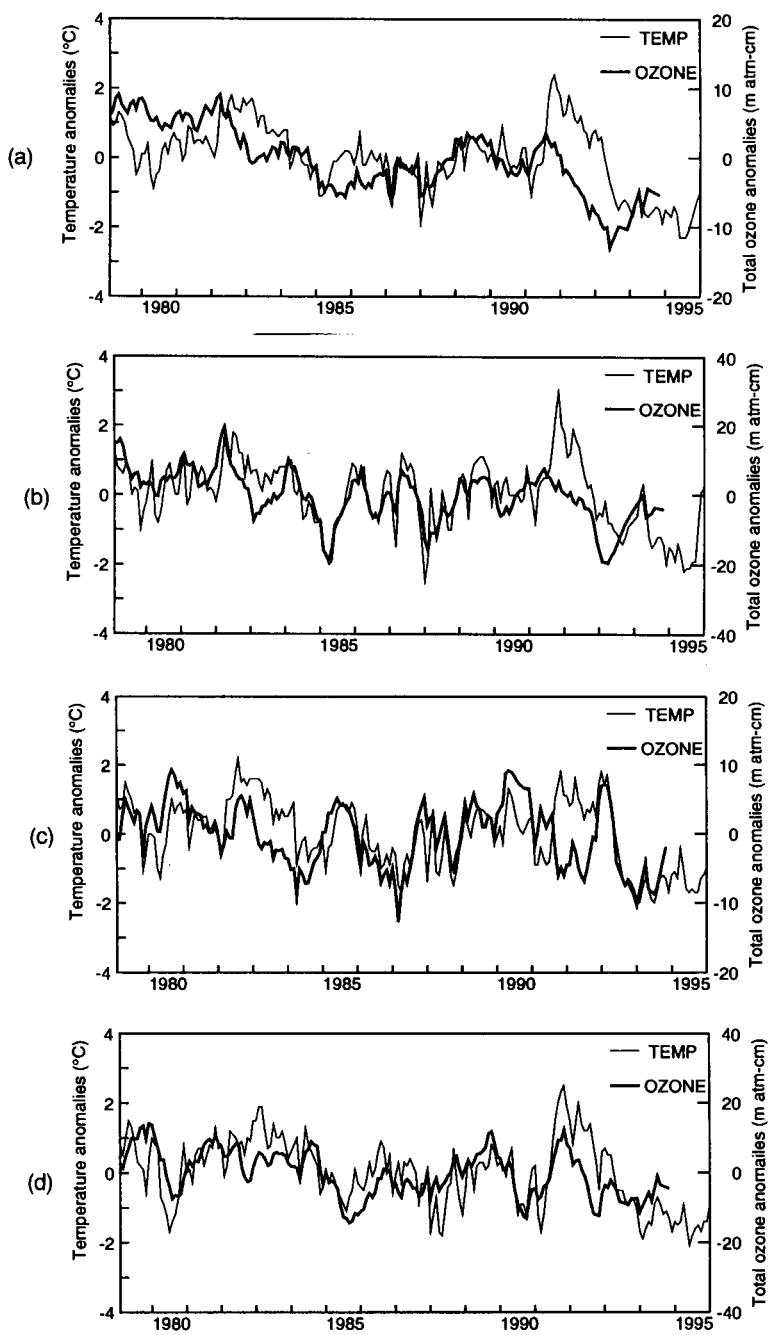


図 12 緯度帯別の 50hPa 気温及びオゾン全量の偏差
客観解析による帶状 50hPa 月平均気温及び TOMS による
帶状月別オゾン全量の月平均値（1979～1995 年）からの偏差の推移。
(a)北緯 65° 度～南緯 65° 度 (b)北緯 45° 度～北緯 15° 度
(c)北緯 15° 度～南緯 15° 度 (d)南緯 15° 度～南緯 45° 度

次に 50hPa 気温とオゾン全量の帶状平均の月平均値からの偏差を図 12 に示す。これによれば、どの緯度帯でもエルチジョン、ピナトゥボ火山噴火の時期を除けばオゾンの変動と対応がよい。ピナトゥボ火山噴火は気温、オゾン共に大きな影響を与えていた。噴火直後から全球的に気温の昇温及びオゾンの減少が始まった。赤道域では気温とオゾン全量は噴火直後の 1 年間は逆位相となっている。また 1993 年以降もオゾン減少は全球的に継続しており、それに対応して気温も全球的に低下している。

北半球中緯度のオゾンデータによれば、1985 年初め、1988 年初め、1993 年初めに大きな減少があった。1985 年及び 1988 年のオゾン減少は北半球中緯度を中心とする現象であり、全球平均では明瞭には現れていない。1993 年のオゾンの減少は北半球の中高緯度域にかけて顕著であり、TOMS データによれば 20% を超える減少域も現れている。南半球中緯度のオゾン全量は 1980 年、1985 年、1990 年に減少している。南北の中緯度帯でオゾンの減少が見られた 1980, 1985, 1988, 1990, 1993 年とともに赤道域ではオゾンが増加しており、オゾンの水平輸送の変化によるオゾン変動の可能性がある。

1980 から 1981 年にかけては相対的に気温が低く表現されているが、これは客観解析 (50hPa) と MSU 4 の偏差にも同様の傾向があるので客観解析の値に問題がある可能性がある。

5. おわりに

日本上空、南極昭和基地におけるオゾン全量の減少と下部成層圏気温の下降は密接な関連があることがわかった。客観解析データの帶状平均にもおいても明瞭に正の相関が現れている。また上部成層圏では短期間では光化学平衡により負の相関が明瞭であるが、長期的にはオゾンの減少と気温の低下がみられる。このように成層圏気温の変動はオゾンの変動に対応している。

オゾン全量のトレンドは図 9 で示したように全球の中でも領域で異なるので、それに対応した全球の気温のトレンド解析を行うことは興味深い。しかし、現在の客観解析の値ではそのような領域別でのトレンド解析を行うことは難しい。またレーウィンゾンデによる観測データも測器による変化等があり利用するにあたっては注意が必要である。今後、観測データの見直し、客観解析データの再解析が行われ、均一化のとれたデータが入手できることを期待したい。

参考文献

- Finger F.G.,R.M.Nagatani,M.E.Gelman,C.S.Long, and A.J.Miller 1995: Consistency between variations of ozone and temperature in the stratosphere, *Geophys.Res.Lett.*, 22, 3477-3480
- 観測部高層課 1983: RS2-80 型と RS II -56 型レーウィンズ'ンデ'の比較観測について, *測候時報*, 50, 373-384
- 気象庁 1996: オゾン層観測報告:1995
- NOAA 1996: CLIMATE DIAGNOSTICS BULLETIN APRIL 1996
- NOAA 1996: Northern Hemisphere Winter Summary-1995-96
- NOAA 1996: Southern Hemisphere Winter Summary-1996
- Ramaswamy V.,M.D.Schwarzkopf, and W.J.Randel 1996: Fingerprint of ozone depletion in the spatial and temporal pattern of recent lower-stratospheric cooling, *Nature*, 382, 616-628
- 高野清治 1994: ピナトゥボ火山噴火後の気温変動, *グロスベッター* 第32巻 第1号 31-41
- WMO/UNEP 1994: Scientific Assessment of Ozone Depletion:1994. Report NO.37
- WMO/UNEP 気象庁訳 1996: 気候変動に関する政府間パネル(IPCC)第一作業部会(科学的評価部会) 第二次評価報告書(CLIMATE CHANGE 1995)

1か月予報にあらわれるモデルの鉛直解像度の影響

気象庁気候・海洋気象部気候情報課

小林ちあき

気象庁気候・海洋気象部海務課

前田修平

1. はじめに

1か月予報を行う上で重要な予測対象の一つである超長波は、冬季には成層圏まで伝播する。数値予報モデルの成層圏の鉛直解像度が粗いと、超長波の鉛直伝播をうまく表現できない可能性があり、また、モデル上端の高さが十分でないと、超長波のモデル上端での反射が1か月程の積分期間の間に対流圏の予報に悪影響を与える可能性があることも指摘されている。

Tsuyuki (1994)は、気象庁旧現業モデル GSM8911 の中解像度版(T63L21)のモデル上端を10hPa から 1hPa に上げ、さらに成層圏を中心に鉛直分解能を上げたモデル(T63L30)を用いて、冬季を対象とした予報実験を行った。その結果、10 日平均 500hPa 高度の予報が予報 15 日以降改善されることを示した。また、小林ら(1996)は、Tsuyuki が使用したモデルの放射過程と重力波抵抗のパラメーターを T63L30 用に調整し、Tsuyuki の結果がさらに改善されることを示した。

現在気象庁のルーチンで運用している1か月予報モデルは、週間予報用の全球モデルの中解像度版で、鉛直分解能に関しては旧現業モデル(T63L21)の対流圏を中心に分解能が上げられており、上端は 10hPa のままである。

上述した Tsuyuki や小林らの結果から、成層圏の鉛直解像度をあげ、モデル上端の高さをあげることにより、対流圏の予報精度が向上することは十分予想される。一方、対流圏に大きな振幅を持つ傾圧不安定波の表現は対流圏を中心に鉛直分解能を上げた現在のルーチンモデルの方がよい可能性もあり、どちらが1か月予報に対して適しているかは明らかではない。そこで現ルーチンモデルの成層圏の鉛直解像度をあげ、モデル上端を 1hPa に上げたモデル(T63L30H)による1か月予報実験を行い、現ルーチンモデル(T63L30L)との精度比較を行った。その結果について報告する。

2. 実験の概要

実験に使用した初期値の日付は表1のとおりである。各々の初期値に対して T63L30H 及び T63L30L を用い、39 例の 40 日予報を行った。初期値は、地上から 10hPa までは気象庁の客

1988年		11/ 29 30	12/ 30 31
1989年	1/ 30 31	11/ 29 30	12/ 30 31
1990年	1/ 30 31	11/ 29 30	12/ 30 31
1991年	1/ 30	11/ 29 30	12/ 30 31
1992年	1/ 30 31	11/ 29 30	12/ 30 31
1993年	1/ 30 31	11/ 29 30	12/ 30 31
1994年	1/ 30 31	11/ 29 30	12/ 30 31

表1. 実験に使用した初期値の日付

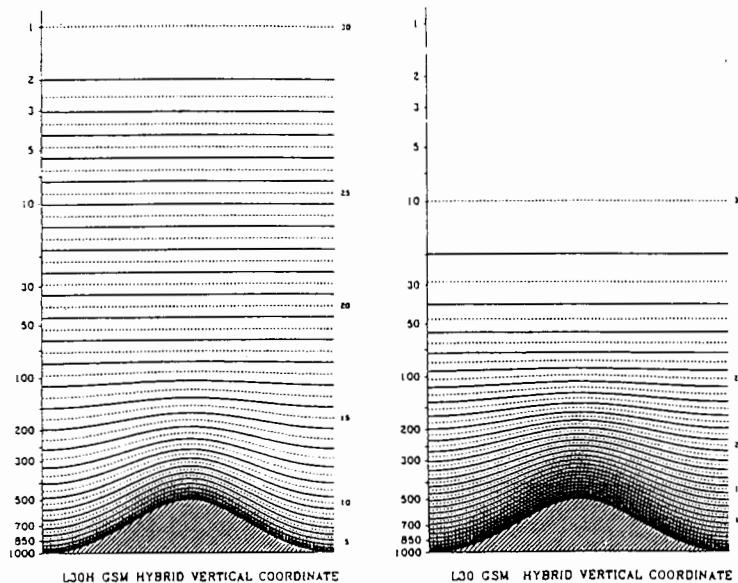


図1 鉛直層のとり方
左:T63L30H 右:T63L30L

観測値を用いたが、10hPaより上ではNMC（アメリカ国家気象局）の解析値をもとに作成した。また、ここでの予報はすべて単独予報であり、アンサンブルの手法は用いていない。

使用したモデルは気象庁の現業1か月予報用全球モデルT63L30L（以後L30Lと呼ぶ）と、そのモデル上端を1hPaにし、鉛直層のとり方を変えたモデルT63L30H（以後L30Hと呼ぶ）である。鉛直層のとり方を図1に示す。対流圏(100hPaまで)ではL30Lの方が層の間隔が細かく、それより上層ではL30Hの方が細かくなっている。L30Hの成層圏の鉛直解像度は、上端を除き2から3 kmとなっており、超長波の鉛直伝播を表現するには十分である(Nakamura 1976)。また、物理過程はL30Lにあわせて調整されたものをそのまま使用しているため、L30Hには不利な条件となっている。

3. 500hPa 高度場の予報精度

7日平均場の 500hPa 高度のアノマリー相関係数(ACC)と根二乗平均誤差(RMSE)を図2に示す。どちらも予報の後半でL30Hの成績が向上していることがわかる。予報の後半のアノマリー相関係数の数値は小さいが、この成績の向上により28日平均場のACCは表2に示すように0.35から0.43に向上了した。これは実際に利用する上で有意義な成績の向上である。このように成層圏の鉛直分解能を上げることは1か月予報後半の対流圏の精度向上に対して、有効であることがわかった。また、予報前半は対流圏の解像度が細かいL30Lの方が予報成績がよいのではないかと考えられたが、この実験ではほとんど差がなかった。

予報後半（予報21-30日目）の500hPa高度の誤差の39例の平均（系統誤差）を図3に示す。両モデルの誤差のパターンは似ているが、高緯度から極域にかけての誤差振幅はL30Hのほうが小さくなっている。

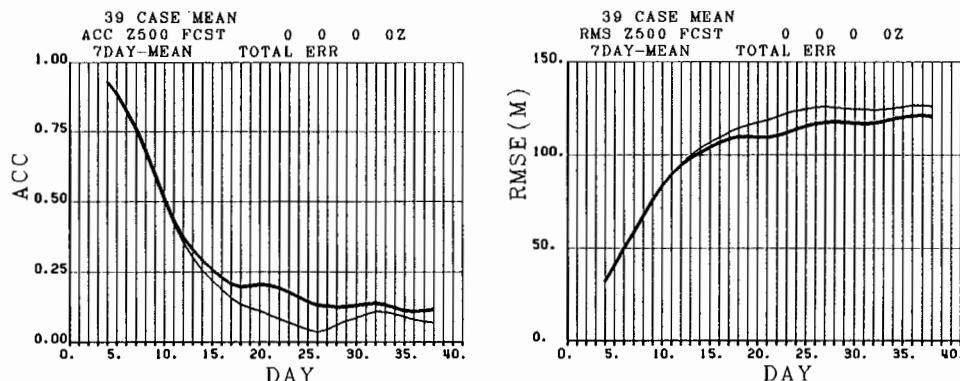


図2 北半球（20度以北）7日平均場、500hPa高度の予報精度
左：アノマリー相関係数(ACC) 右：根二乗平均誤差(RMSE)
横軸：予報日数 縦軸：予報精度、太線：T63L30H 細線：T63L30L

モデル	ACC
T63L30H	0.43
T63L30L	0.35

表2. 28日平均場のACC
北半球 500hPa 高度の予報2～29日目

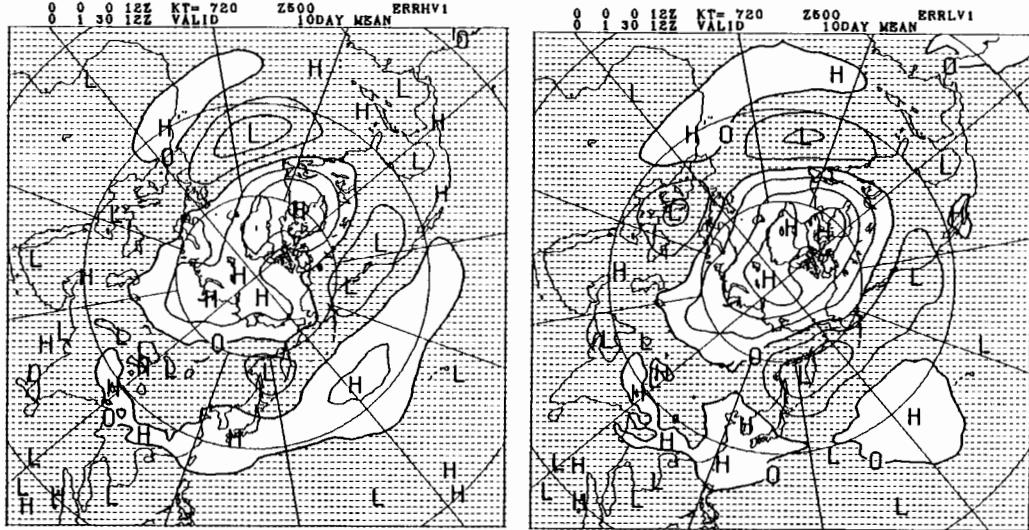


図3 500hPa 高度の系統誤差

予報 21-30 日目の 500hPa 高度の誤差の 39 例の平均。センター間隔は 30m、負の誤差に影をつけた。上：T63L30H 下：T63L30L。

4. 帯状平均場

予報後半の 39 例平均の帯状平均風を図4に示す。30hPa 以上では L30L の極夜ジェットは解析値に比べて強く、逆に L30H のほうは弱くなっている。また、L30L の極夜ジェットは南北幅が広く、下部成層圏への垂れ下がりは弱い。このような帯状風の違いは超長波の伝播の仕方に影響を与える可能性がある。

北半球対流圏の亜熱帯ジェットは、どちらのモデルも強すぎる誤差がみられる。また、L30L には対流圏高緯度から極域にかけて東風バイアスがある。

図5は予報後半の 39 例平均の帯状平均温度である。成層圏高緯度の低温バイアスは L30H のほうが小さくなってしまっており、L30L の顕著な低温バイアスが改善されている。

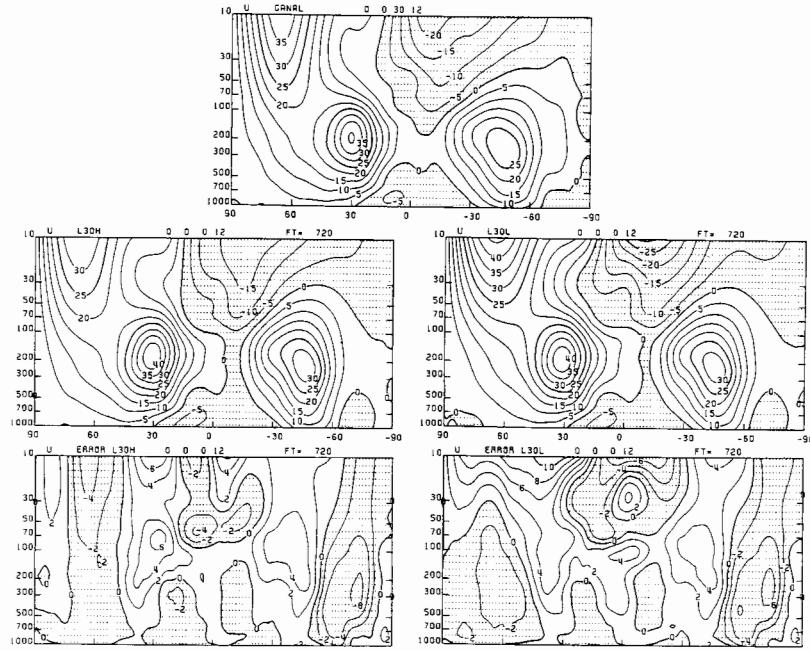


図 4 帯状平均東西風の緯度高度断面図

予報 21-30 日目の 10 日平均場 (39 例平均)。センター間隔は 5m/s、誤差は 2m/s、東風及び負の誤差に影をついた。

上段：予報に対応する期間の客観解析値 中段左：T63L30H 中段右：T63L30L
下段左：L30H の誤差 下段右：L30L の誤差

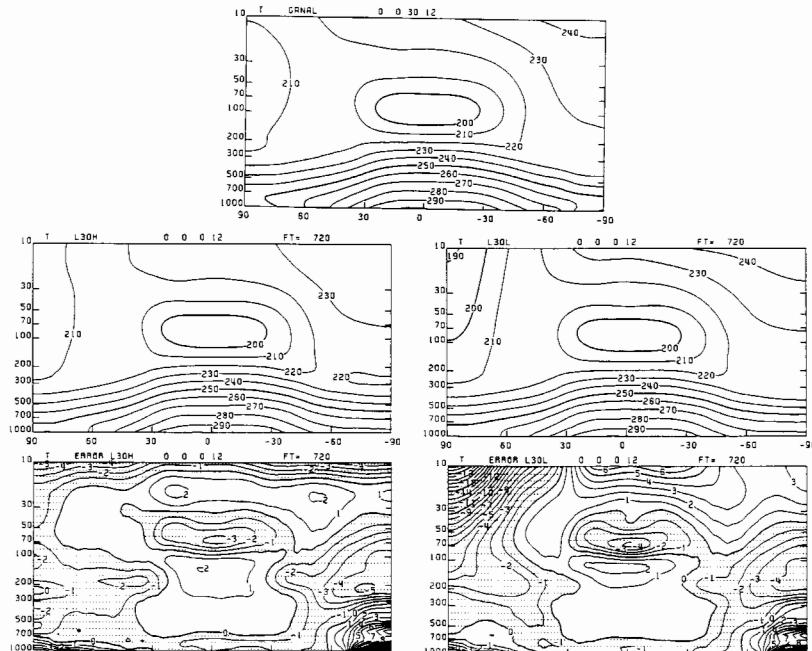


図 5 帯状平均気温の緯度高度断面図

予報 21-30 日目の 10 日平均場 (39 例平均)。センター間隔は 10 度、誤差は 1 度、負の誤差に影をついた。図の配置は図 4 と同じ。

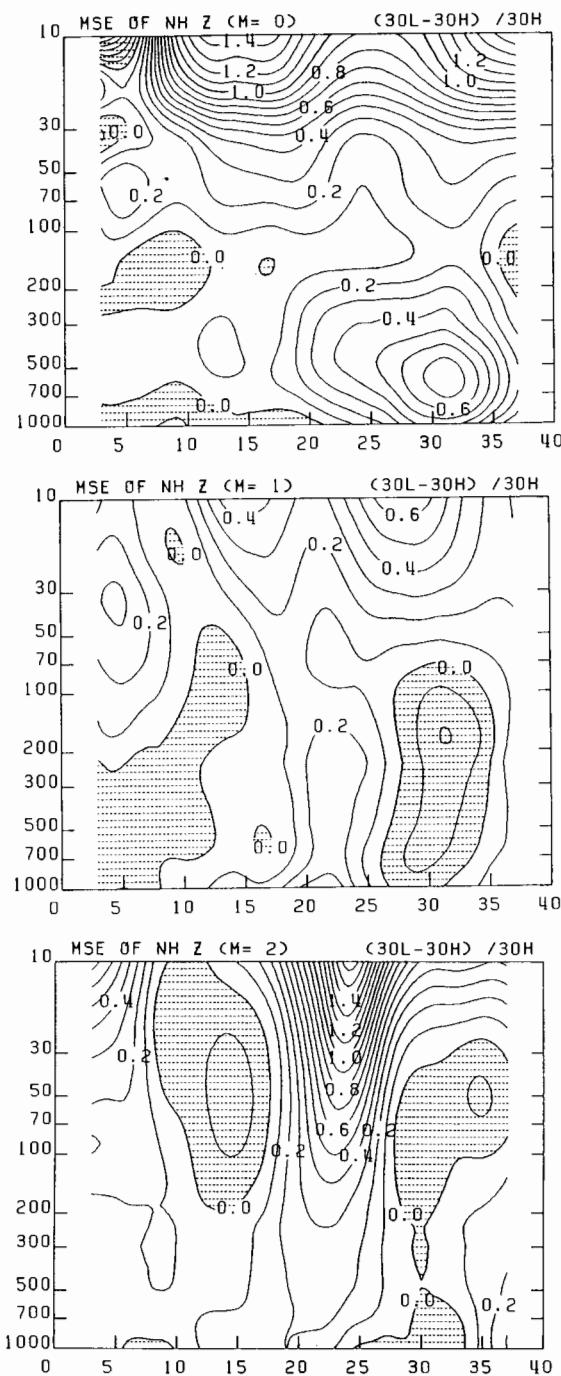


図6 高度の二乗平均誤差のモデル間の差の時間発展（7日移動平均場）

北半球高度場の東西波数成分の平均二乗誤差(MSE)の両モデルの差。ただし、L30H の MSE で規格化してある。0 以下に影をつけた。影のない部分が L30H のほうが誤差が少ない領域である。上：東西波数 0 (帯状平均) 中：東西波数 1 下：東西波数 2

5. 誤差の時間発展

北半球高度場の東西波数0～2の成分の平均二乗誤差(MSE)の両モデルの差(ただし、L30HのMSEで規格化してある)を図6に示す。影をつけていない部分がL30Hの方の成績がよかつた部分である。

波数0(帯状平均)は、成層圏では予報初期からL30Hの方の成績がよく、対流圏でも予報20日目ごろから35日目ごろにかけて顕著によくなっている。

波数1は、成層圏では全般的にL30Hの方の成績がよいが、対流圏では予報時間により改善と改悪が繰り返している。波数2も、成層圏、対流圏ともに改善と改悪が繰り返している。

ここで注目されるのは、波数2について改善または改悪の情報が鉛直上向き及び下向きに伝播しているように見えることである。予報初期には改善の情報が成層圏から下向きに伝播しているように見え、予報10日目ごろからは改悪の情報がやはり下向きに伝播しているように見える。また、改善の情報が対流圏に届いた後、帯状平均(波数0)の改善が顕著に現われているように見える。ただし、これらは現段階では推定に過ぎず、今後調査して行きたい。

6. まとめ

モデルの成層圏の解像度を上げ、上端を1hPaにした数値予報モデルを用いた予報実験を行い、現行の1か月予報用モデルとの比較を行った。その結果、成層圏での予報精度が向上するのに加えて、予報第2週目頃から、対流圏の予報精度も向上することがわかった。また、28日平均場の予報精度も向上した。また、予報日数が短い期間についても精度が低下しないことが確認された。

今後はこの精度の改善がどのようにたらされたのか、モデル内で起こっている超長波の伝播の仕方の違いを中心に調べていくつもりである。また、アリューシャン高気圧やブロッキングの表現など、現象の表現の改良がなされているのか調べるつもりである。

参考文献

- 小林ちあき, 高野清治, 1996: 平成7年全国長期予報検討会資料(気象庁)
Tsuyuki, T., 1994: Impacts of Increasede Vertical Resolution in the Stratosphere on
Dynamical Extended-Range Forecasts. *J. Meteor. Soc. Japan.* 72, 795-810.
Nakamura, H., 1976: Some problems in reproducing planetary waves by numerical
models of the atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 54, 129-146