

# 単純化された非線型モデルによる大気循環形態の研究\*

—1992年度日本気象学会賞受賞記念講演—

余 田 成 男\*\*

## 1. はじめに

この度は伝統ある日本気象学会賞をいただき、誠に有難うございました。対象となりました研究は、1985年から87年にかけて日本学術振興会海外特別研究員として Washington 大学で行なったものが中核となっています (Yoden, 1987a, 1987b, 1987c; Yoden and Holton, 1988; Yoden, 1990)。これらの研究目的は、中層大気領域を対象としたいくつかのメカニスティックモデルのもつ非線型な構造を調べて、大気循環形態の基本的理解を深めることでした。

大学院生の頃、私は Lorenz (1963) や Charney and DeVore (1979) によって導入された単純化した大気循環モデルの非線型構造を数値的に調べておりました。1970年代から80年代にかけて応用数学分野では分岐理論やカオス理論などの非線型現象 (システム) を解析する道具だてが整ってきましたが、これらを勉強して大気力学の非線型問題に応用してみようとしたわけです。気象研究ノート (松田・余田, 1985) にもまとめましたように、このような解析手法は、惑星大気大循環や対流圏大規模力学の諸問題にとどまらず、海洋循環や気候モデルなど地球科学のさまざまな問題にも有効であることが判ってきました。しかし、当時、中層大気力学分野においてはこのような視点からの研究がありませんでしたので、Holton 教授との共同研究計画をたて海外特別研究員に応募したわけです。

この1970年代から80年代にかけては、また、中層大気科学の躍進期でもありました。冬期北半球における突然昇温現象の理解が進み、帯状流と惑星波 (Rossby 波) の相互作用がその基本的力学過程であるという認識が一般的となりました。例えば、McIntyre (1982) のレビューにはその頃の認識がうまくまとめられています。また、赤道域の東西風準二年振動 (QBO) 現象も似たような帯状流と赤道波の相互作用に起因するとい

うことが明らかになってまいりました。とくに、Plumb and McEwan (1978) が行なった定在性の内部重力波を運動量の源とする室内実験では、波と流れの相互作用により周期変動が生じることが現実の流体を用いて実証されました。

私はこのような波と流れの相互作用という枠組のなかで作られた2つのメカニスティックモデルをとりあげ、それらの非線型構造を調べることにより、新しい視点から成層圏突然昇温現象やそれを含む成層圏循環の変動、また、赤道大気 QBO の力学を考えることにしました。着目したモデルは Holton and Mass (1976) の中緯度  $\beta$  平面鉛直準1次元モデルと、Plumb (1977) の内部重力波を繰り込んだ鉛直1次元帯状流モデルです。これらはともに最終的には空間差分で近似されたおよそ100元の大きさの非線型システムです。3次元の大気大循環モデルに比べて何ケタも小さな自由度のシステムですが、パラメータを少しずつ変えて何ケタも多くの数の実験を行なうことができます。また、初期値を与えて時間発展を行なうばかりでなく、定常解を求めてそれらのパラメータ依存性を調べたり、線型安定性を調べたりすることもできます。これらは1970年代につくられた旧式モデルで、現実大気からは距離のある“単純化”されたモデルですが、これらを新しい視点から捉え直し、さらにその結果をもとに現実大気の理解を深めようとするのが、本研究の主題であります。

研究を行なった順ではありませんが、次節ではまず QBO モデルの解析結果について述べ、第3節では中緯度  $\beta$  平面モデルをもとに成層圏突然昇温現象を考え、さらに第4節では成層圏循環の季節変化と年々変動を考えたいと思います。

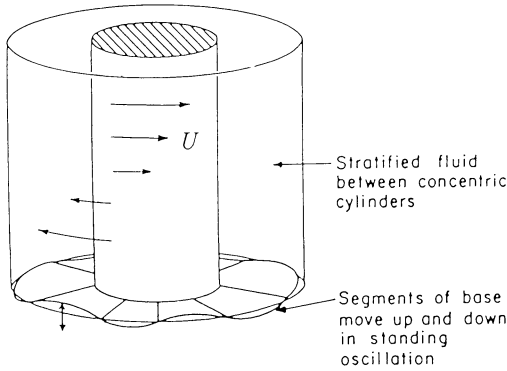
## 2. 赤道大気 QBO モデルに対する新しい視点

### 2.1 モデル

Holton and Lindzen (1972) は、Kelvin 波と Rossby 重力波の2つの赤道波による運動量の鉛直輸送の効果をパラメータ化して繰り込んだ鉛直1次元帯状流モデ

\* Studies on the atmospheric circulation with non-linear low-order models.

\*\* Shigeo Yoden, 京都大学理学部地球物理学教室.



第1図 Plumb and McEwan (1978) による QBO 室内実験の模式図 (Andrews, Holton and Leovy, 1987 より)。

ルを作り、現実大気に似た条件のもとで時間積分することにより、準2年の周期で振動する解を得ました。さらに Plumb and McEwan (1978) は、波による平均帯状流加速とそのフィードバックメカニズムによる周期振動を室内実験で実現しました。第1図は彼らの実験の概要を示す模式図です。同軸円筒間の環状領域に塩水で密度成層させた流体を満ちし、下端を交互に上下させることによって定在性の内部重力波を発生させます。波の振幅が小さければ流体粒子は往復運動をするばかりですが、ある閾値を越えると図に示されたような環状の流れが生じ、それが周期的に振動します。このとき振動の位相は上から下に伝わってゆきます。環状領域を地球をとりまく赤道帯、右向きおよび左向きの内部重力波を Kelvin 波と Rossby 重力波に見立てると、この実験がまさに赤道大気 QBO のアナロジーになっています。Holton によると、この実験が発表されて初めて彼らの理論が一般に幅広く受け入れられるようになったそうです。現実大気と理論をつないだ画期的な地球流体実験と言えましょう。

Plumb (1977) は、Holton and Lindzen (1972) モデルの赤道波を内部重力波で置き換えて室内実験と対応するモデルを作り、どのように周期振動が起きているかを判り易くイラストしました。このモデルを形式的に書くと次のようになります。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\sum_{n=1}^N \frac{\partial F_n}{\partial z} + \Lambda \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}. \quad (1)$$

ここで  $t$  は時刻、 $z$  は高さ、 $U(z, t)$  は平均帯状流、 $F_n$  は  $n$  番目の波の帯状方向運動量の鉛直フラックス、

$\Lambda$  は鉛直拡散係数です。粘性により波が減衰する場合には、波の運動量フラックスに収束・発散が生じ、平均帯状流が加速・減速されることとなります (右辺第1項)。減衰の程度は波の伝播特性 (群速度) に依存しており、それは媒質 (流れの場) の状態に依存しています。流れの場の空間変化が波長に比べて十分長いスケールであるとして WKB 法を用いると、 $F_n$  を  $U$  でパラメータ化することができます。

$$F_n(z, t) = F_n(U(z, t); \alpha, A_n, k_n, c_n). \quad (2)$$

ここで、 $\alpha$  は波の減衰率、 $A_n, k_n, c_n$  は、それぞれ  $n$  番目の波の下端境界での運動量フラックス、水平波数、水平位相速度で、実験ではコントロールできる外部パラメータです。具体的には示しませんが、 $F_n(U)$  は非線型な関数で波の種類によって異なる形をしています。

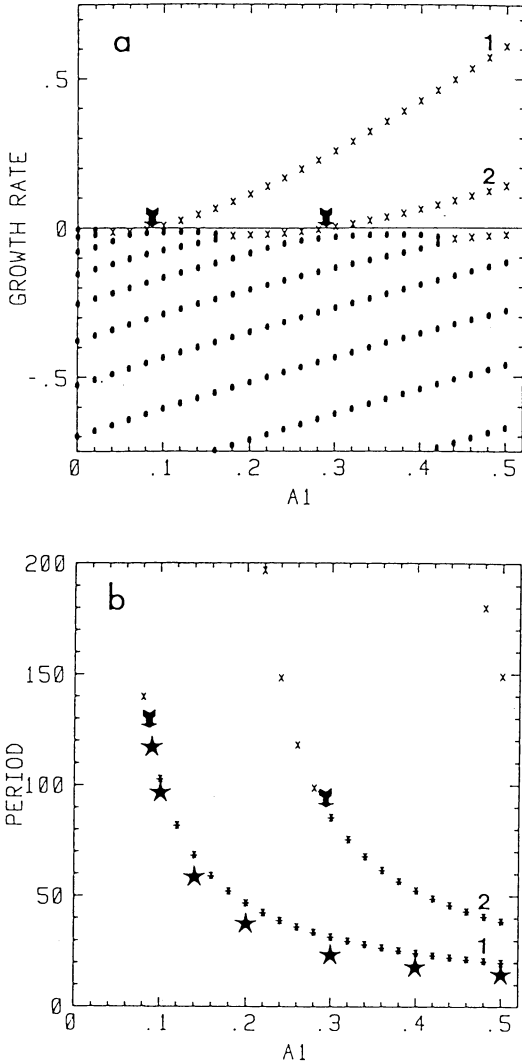
(1)式は  $U(z, t)$  に関する非線型偏微分方程式ですが、 $z$  に関する有限差分近似により非線型常微分方程式系 (力学系) が得られます。あとは、従来の手法を用いてこの非線型力学系の構造を解析します。主に数値的方法で定常解を求め、その外部パラメータ依存性を調べます。固有値問題を解くことによりこれらの定常解の線型安定性を調べ、さらに、不安定なパラメータ領域ではどのような非定常解 (周期解やカオス解) が存在するかを、時間積分により調べます。

## 2.2 定在波強制の場合

Plumb and McEwan (1978) の実験では定在波を強制しました。つまり、波長、振幅、振動数が同じで位相伝播の方向が逆の2つの波を与えました。我々のモデルでは、 $N=2$  として、 $A_1 = -A_2, k_1 = k_2, c_1 = -c_2$  と置くことに対応します。実験と同様に波長と振動数は固定して、強制波の振幅  $A_1$  によって系の応答つまり平均帯状流の出現の様子がどのようになるかを調べてみました。

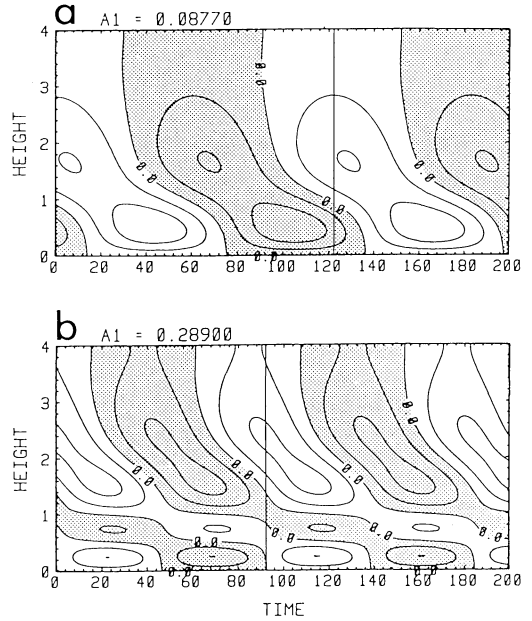
任意の強制振幅  $A_1$  に対して方程式(1)は  $\bar{U} = 0$  という自明な定常解をもっています。非線型な系ですから、同一の外部条件に対して2つ以上の解が存在する可能性もあるのですが、方程式(1)の場合、数値的に調べた範囲ではそのような定常解の多重性は得られませんでした。

次に、この定常解の線型安定性を調べました。定常解  $\bar{U}$  からの摂動  $U'$  が微小であるとして、(1)式から  $U'$  に関する線型方程式をつくり固有値解析を行ないました。第2図(a)は擾乱の発達率の強制振幅  $A_1$  依存性を



第2図 自明な定常解  $\bar{U}(z)=0$  の線型安定性。(a) 擾乱の成長率 ( $\sigma_r$ )。実固有値は●、複素固有値は×で示す。矢印は Hopf 分岐点。(b) 擾乱の周期 ( $2\pi/|\sigma_i|$ )。安定固有値 ( $\sigma_r < 0$ ) は×、不安定固有値 ( $\sigma_r > 0$ ) は\*で示す。星印は非線型系で得られた周期解の周期。

示したものです。ある1組の複素固有値の実部が  $A_1 = 0.0877$  (左側矢印) で負から正に変わりますので、これより大きな  $A_1$  では擾乱が振動しながら増大します。この場合、定常解は不安定であるといえます。振動の周期を第2図(b)に示しますが、 $A_1$  が大きな値をとるにつれて擾乱の発達率が増加し、その振動周期は短くなります。さらに、この定常解は  $A_1 = 0.289$  (右側



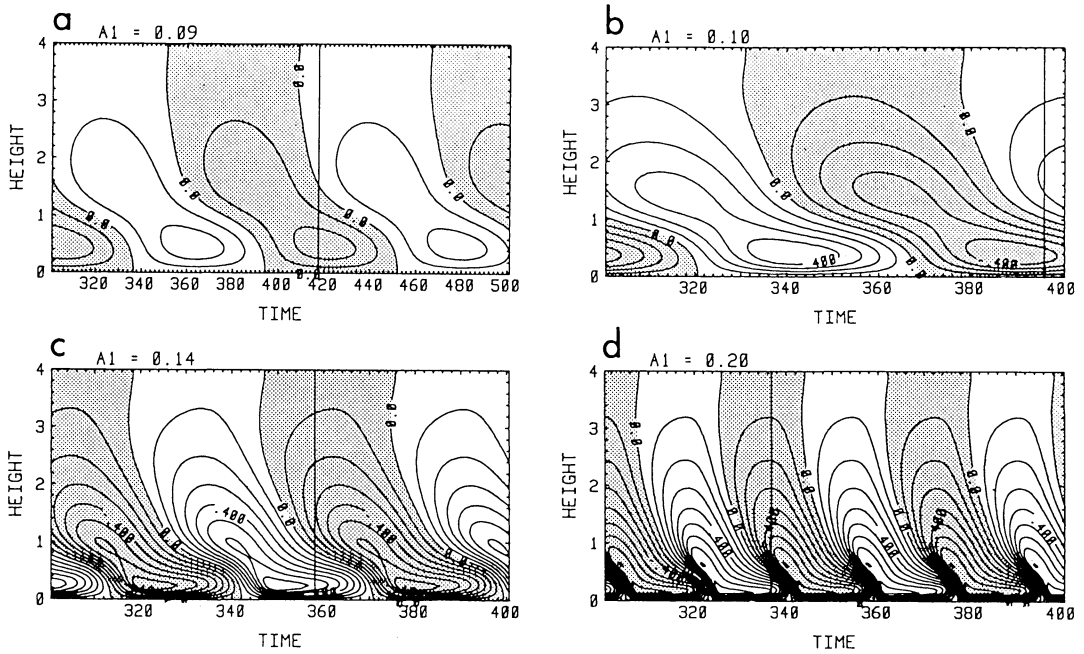
第3図 Hopf 分岐点での中立固有モード  $U'(z, t)$  の時間-高度図。  $A_1 = 0.0877$ (a),  $A_1 = 0.289$ (b)。コンター間隔は任意。影領域は負の値。図中の縦線は1周期を示す。

矢印) でもう1つ別のモードに対しても不安定になります。定常解  $\bar{U} = 0$  が不安定となる臨界値での固有モードを第3図に示します。両モードともに  $U'$  の位相が周期的に下方に伝わっています。第1モード(a)は高さ  $z = 1$  付近に節をもち、第2モード(b)は鉛直スケールが小さく3つの節をもっています。

非線型力学系理論では、第2図の矢印で示したように固有値が純虚数となるところで周期解が分岐することが示されており、Hopf 分岐と呼ばれています。今回の解析では線型化方程式の鉛直差分をとり係数行列の固有値・固有ベクトルを求めましたが、この係数行列は次のような特徴があります。

- 鉛直拡散 ( $\Delta$ ) がゼロならば、係数行列は三角行列となり複素固有値をもたない。
- 波を遮蔽する効果 (ある高さまでに吸収された波の運動量フラックスを積分した効果) がゼロならば、係数行列は実対称行列となり複素固有値をもたない。

これらより、Hopf 分岐が起こり周期振動解が存在するためには、拡散効果と遮蔽効果がともに必要であることが判りました。これまでの研究では振動解の存在が数値的に示されていただけで、この研究で初めて、どのような条件下で周期振動解が可能かを半解析



第4図 非線型系における周期解  $U(z, t)$  の時間-高度図.  $A_1 = 0.09$ (a),  $0.1$ (b),  $0.14$ (c),  $0.2$ (d). 影領域は負の値. 図中の縦線は1周期を示す. (a)と(b)~(d)で横軸の目盛が異なることに注意.

的に示しました.

非線型系(1)において Hopf 分岐によりどのような周期解が出現するか, さらに, 不規則な非周期解が存在するのかを調べるために, 適当な初期値を与えて時間積分を行ないました. 得られた周期解のいくつかを第4図に示します. これらは, 単なる時間積分で得られた解ですから, 少々摂動に対しても安定な周期解と考えられます. 分岐点の近く(a)では, 振幅はそれほど大きくなく, 周期変化の様子は線型固有モード(第3図(a))とよく似ています. しかし,  $A_1$  がより大きな値の場合には, 振動の振幅がとくに下端境界付近で大きくなり, 周期変化の様子は線型固有モードからかけ離れたものとなります. 振動の周期は線型解析で得られた値よりも短くなっています(第2図(b)の星印).  $A_1 = 0.289$ 付近で第2モードの安定周期解が存在しないか詳しく探してみましたが, 一例も得られませんでした. ここでは亜臨界型の Hopf 分岐となっていて, 不安定な周期解が存在しているものと考えられます. また, 非周期的な解についても, 調べた範囲では一例も見つかりませんでした.

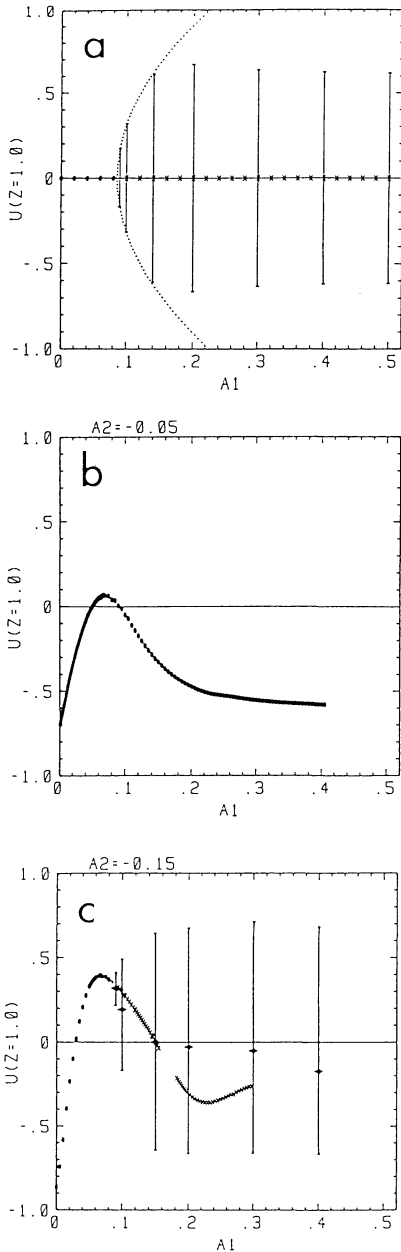
定在波強制の場合について解析した結果をまとめると第5図(a)のようになります. これは  $U(z=1)$  の  $A_1$

依存性を示した分岐ダイアグラムです. 安定な定常解(●)が不安定化するところで Hopf 分岐により周期解が出現します. その振幅を縦棒で示していますが, 分岐点の近傍では  $A_1$  の平方根に比例して振幅が大きくなります(点線). しかし, さらに大きな  $A_1$  では振幅が頭うちとなり非線型性が重要な振動となります. このパラメータ領域ではもはや  $e^{i\omega t}$  型の“単振動”ではありません.

### 2.3 非定在波強制の場合

定在波強制の場合, 系の応答は振動する  $U$  の符号を変えても解となっていますが, 一般にはそのような“対称性”はありません. 例えば, Holton and Lindzen (1972) の考えた Kelvin 波と Rossby 重力波とでは  $F_n(U)$  が異なる  $U$  依存性をもっていますので, 結果は西風期と東風期で符号が異なるだけではありません. このような“非対称”な波強制が与えられた場合に応答がどうなるのか, “対称”な場合と何がどう異なるのかを調べてみました. 我々のモデルで  $A_1$  と  $A_2$  の振幅を変えることによりこの非対称性を導入しました.

第5図(b), (c)がまとめの分岐ダイアグラムです.  $A_2$  を  $-0.05$  という小さな値に固定した場合(b)にはゼロでない定常解  $\bar{U}$  が得られます. 外部パラメータ  $A_1$  に依



第5図 高さ  $z = 1$  での  $U$  の  $A_1$  依存性を示す分岐ダイアグラム。(a) 定在波強制  $A_1 = -A_2$  の場合, (b) 非定在波ありの場合で  $A_2 = -0.05$  に固定, (c) 同じく  $A_2 = -0.15$ . 安定定常解を●, 不安定定常解を×で示す. また, 周期解はその変動幅を縦棒で示す. (a)の点線は Hopf 分岐点近傍でフィットさせた  $U = \pm\sqrt{\alpha A_1 + \beta}$  の曲線.

存して  $\bar{U}$  は異なりますが, この場合どれも安定な定常解です. 解の多重性は得られませんでした.  $A_2$  の大きさを増して  $-0.15$  とした場合(c)には, やはりゼロでない定常解が得られますが,  $A_1 = 0.087$  で不安定になり Hopf 分岐が生じます. ここで出現した周期解は非対称な振動となっています.

第6図に不安定な定常解と周期振動解の関係を示します. (a)~(e)に実線で示したように, 対称な場合(c)を除いて, 定常解  $\bar{U}$  はゼロではなくて平均帯状流が存在します. 下端境界付近およびはるか上層では振幅の大きな方の強制波の位相伝播方向に流れができ,  $z = 1$  付近では反対向きの帯状流となります. これらはすべて不安定な定常解であり, それぞれの場合について周期解が得られます. 周期振動の変動幅を横棒で示し, その時間平均を+印で示しています. 分岐点の近傍(a)では変動幅が小さく, 時間平均はほとんど不安定定常解と一致します. しかし, パラメータ  $A_1$  の大きさを大きくすると変動幅が大きくなり, その時間平均は定常解と全く異なる鉛直構造をもつようになります ((d) や(e)の場合).

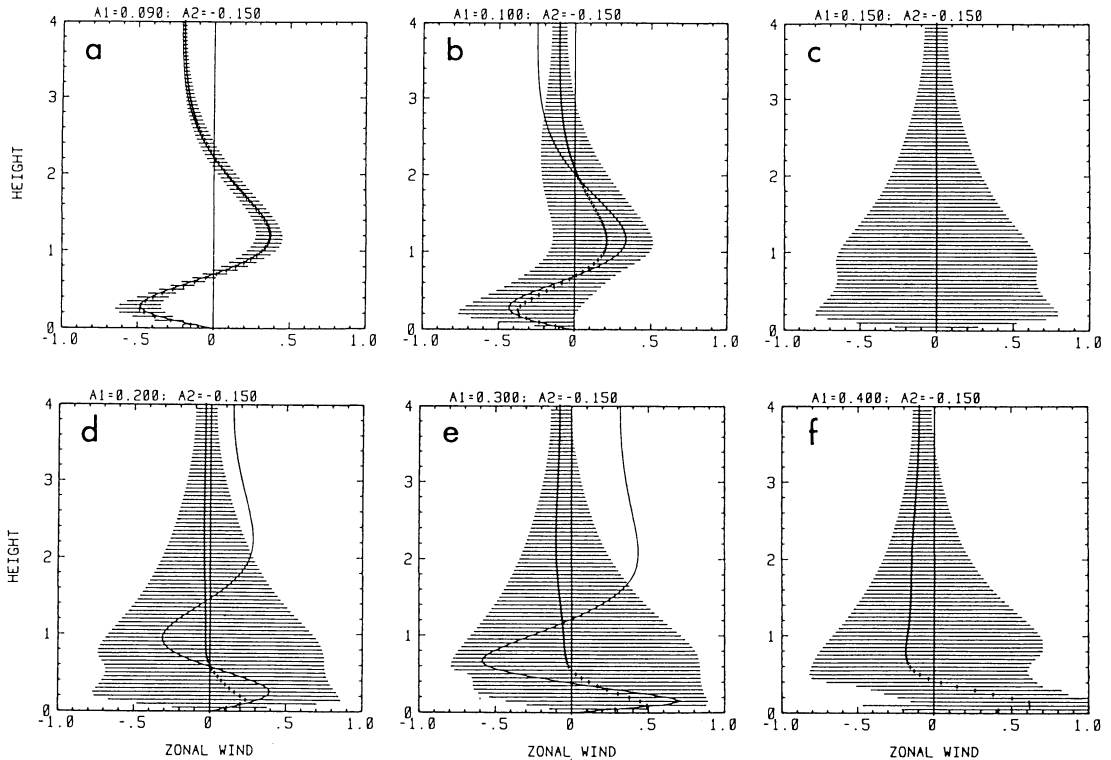
### 2.4 新しい視点

Holton and Lindzen (1972) は鉛直1次元の赤道大気 QBO モデルを作り, 時間積分により現実大気に“似た”周期振動が可能であることを初めて示しました. また, Plumb (1977) はこのモデル内ではどのように周期振動が起こっているのかを明瞭に示しました. それからさらに10年以上経ちましたが, 本研究では, 定常解からの Hopf 分岐により周期振動が出現すること, その分岐が起こるためには帯状流の鉛直拡散と波の遮蔽効果がともに必要であることを示しました. 非線型系の時間積分ばかりでなく, 定常解を求めてその線型安定性解析を行なうことにより, 周期振動が出現する過程を明らかにすることができました. また, 我々は2-レベルモデルを作り, ここで紹介した結果がほとんど手計算で導けることも示しました.

## 3. 成層圏突然昇温現象に対する新しい視点

### 3.1 モデル

Holton and Mass (1976) は中・高緯度冬季成層圏循環の周期変動をイラストするために  $\beta$  平面上の単純化した鉛直準1次元モデルを作りました. Holton and Lindzen (1972) の QBO モデルでは, Kelvin 波が西風を加速し, Rossby 重力波が東風を加速して, そしてこの両者の兼ね合いで周期振動が可能となってい



第6図 非定在波強制の場合の不安定定常解(実線、ただし f を除く)と周期解の  $z$  依存性。周期解の平均値を+, 変動幅を横棒で示す。

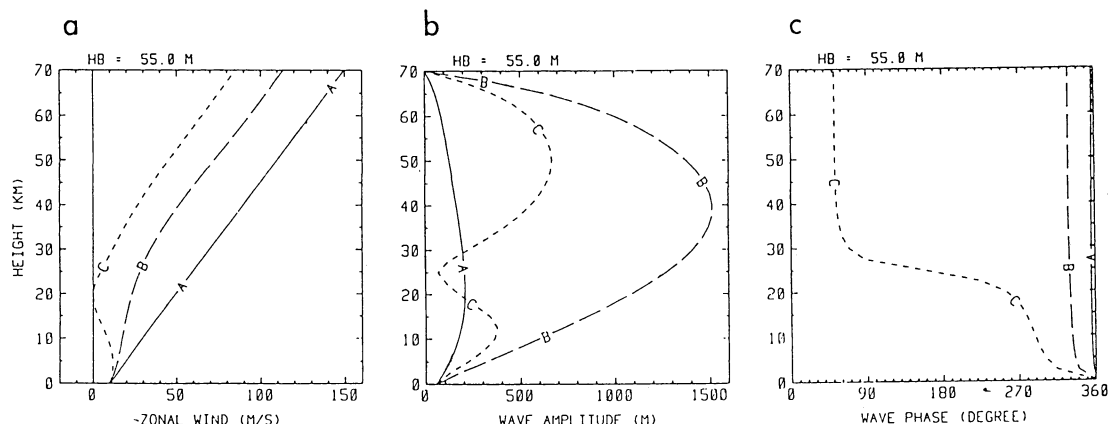
ますが、彼らはこの QBO モデルにおける Kelvin 波の役割を放射加熱・冷却の南北差にともなう西風強制で置き換え、東風加速には Rossby 重力波のかわりに Rossby 波を用いました。QBO モデルと同様に、境界条件は定常であるにもかかわらず、適当なパラメータ領域では数週間の時間スケールをもつ周期変動が得られました。彼らはこれを成層圏バシレーションと名付けましたが、成層圏内部の力学過程だけで周期変動が起こりうることを初めて示した研究でした。その頃、一般には下端境界条件の非定常性が成層圏の変動をもたらすと考えられておりました。例えば、Matsuno (1971) の成層圏突然昇温モデルでは、対流圏における Rossby 波の増幅が成層圏に伝わり西風を減速させる過程が鍵となっています。そのような状況の中で Rossby 波と流れの相互作用により内部振動が可能であるという指摘は全く目新しいものでした。

鉛直一次元の QBO モデルでは、波の働きは WKB 法を用いてパラメータ化されましたが、Rossby 波の場合には鉛直波長が長いので、この波を陽に扱うこと

にします。南北構造を仮定し、東西波数 2 だけの波成分に限定して、平均帯状流  $U(z, t)$  と Rossby 波の複素振幅  $\Psi(z, t)$  (または、波の振幅と位相) に対する偏微分方程式系を得ます。やはり、鉛直差分により 81 元の非線型力学系として定常解を求め、その線型安定性を調べ、さらに、時間積分により非定常解を求めて、この力学系の非線型構造を明らかにします。このような解析で得られた知見をもとに現実の成層圏循環を見直してみるのが Yoden (1987a, 1987b, 1987c, 1990) の研究の主題です。

### 3.2 分岐ダイアグラム

成層圏突然昇温のような季節進行に比べて十分すみやかな現象に対しては、放射過程のみで実現すべき放射平衡状態は定常であると仮定することができます。“永久に 1 月” (perpetual January) などと呼ばれている状況です。冬の状態で下端境界 (対流圏界面) において定常な Rossby 波を強制すると、その振幅に依存していくつかの定常解が得られます。第 7 図はその一例で、強制的振幅が  $h_0 = 55 \text{ m}$  という同一の値に対し



第7図 3つの定常解(A~C)の高さz依存性。h<sub>b</sub>=55 m. 平均帯状流(a), 波の振幅(b)および位相(c).

て、A~Cの3つの定常解が得られました。定常解Aはほとんど放射平衡状態に近く、その平均帯状流(a)は温度風平衡にあつて上層ほど強い西風となります。このために Rossby 波はほとんど鉛直伝播できず、小さな振幅で(b), 位相はほぼ一定です(c)。Rossby 波の西風減速効果がほとんど働かないで強い西風が維持されており、帯状流の強さと波の伝播とが相互に矛盾のない状況をつくっています。一方、定常解のBやCはAに比べて帯状流が弱く、Rossby 波の振幅が大きくなっています。西風が弱いので Rossby 波が鉛直伝播でき、それに伴う大きな運動量輸送とその収束が弱い西風を維持するという、放射平衡からかけ離れた平衡状態となっています。

これらの定常解の線型安定性解析から、AとCが安定で、Bは不安定であることがわかりました。全く同一の外部条件に対して2つの解が安定に存在し、適当な初期値から時間発展を行なうとその初期値に依存してどちらか一方の解に収束してゆきます。

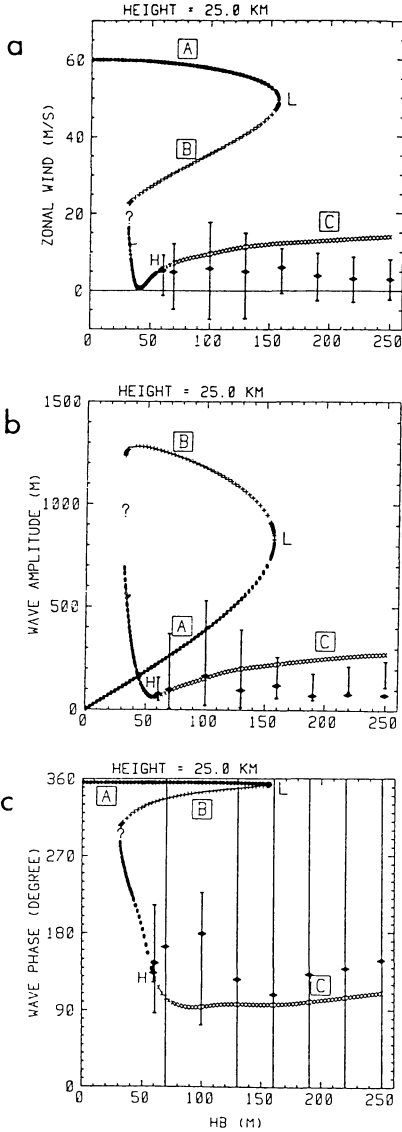
下端での強制 Rossby 波の振幅をパラメータとしてこれらの定常解の枝を追いかけた分岐ダイアグラムが第8図です。横軸が強制波振幅 h<sub>b</sub> で、z = 25 km での平均帯状流(a), 波の振幅(b), および位相(c)の値をプロットしています。安定定常解は●, 不安定定常解は+または×で示しています。h<sub>b</sub> が小さければ放射平衡状態に近い定常解Aだけが存在します。h<sub>b</sub> が大きな値になるにつれて、この解の平均帯状流はだいに弱くなり、波の振幅は大きな値となります。図中にLで示したように h<sub>b</sub> = 157 m のところで別の解Bと一致し、それより大きな h<sub>b</sub> ではこの型の定常解は存在しませ

ん。これは、特異点の1つで極限点と呼ばれるものです。極限点では線型化方程式の固有値の1つがゼロとなっています。一方、定常解Cは、h<sub>b</sub> > 31.6 m でつねに存在しています。

これらの定常解の線型安定性を調べると、Aの解はすべて安定、Bの解はすべて不安定、Cの解は、h<sub>b</sub> < 59.4 m で安定、h<sub>b</sub> > 59.4 m では不安定となります。h<sub>b</sub> = 59.4 m で固有値の1組は純虚数となりますので、QBO モデルの場合と同様に Hopf 分岐が生じ周期解が出現すると考えられます(図中H)。時間発展により周期解を求めたのが図中の縦棒です。超臨界型の分岐により安定な周期解が出現しています。この周期解が、Holton and Mass (1976) が初めて見つけた成層圏パシレーションです。分岐点付近では不安定定常解のまわりの“単振動”ですが、強制的振幅 h<sub>b</sub> が大きな値では非線型性の強い周期振動となります。

### 3.3 成層圏パシレーションの力学過程

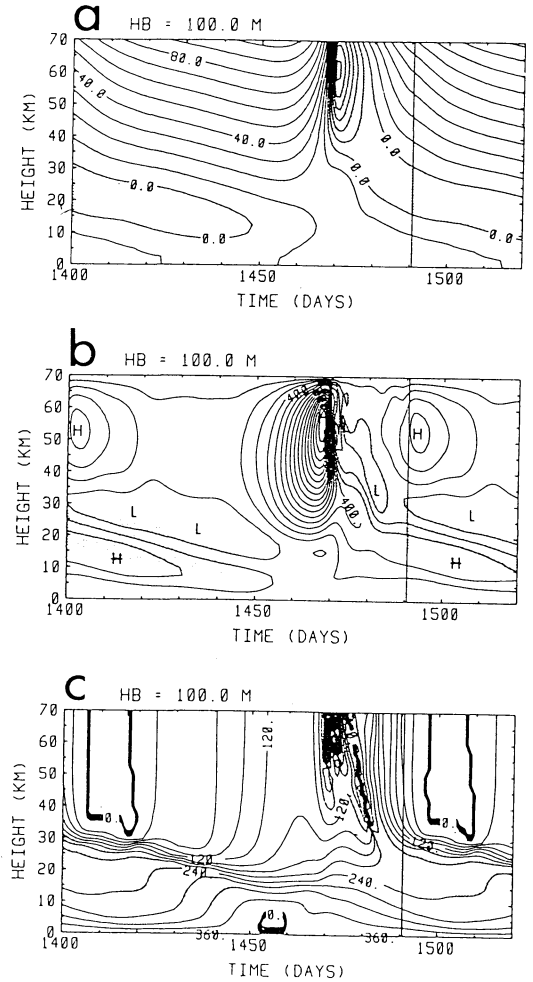
成層圏パシレーションの一例として h<sub>b</sub> = 100 m の場合を第9図に示します。これは周期が90.6日の周期解で、力学的に不活発な期間(1400日~1455日)と活発な期間(1455日~1490日)に分けることができます。Yoden (1987b) の論文では、変形された Euler 平均方程式系を基礎とした EP フラックス診断法を用いて、このパシレーションがどのように周期変動しているかを調べました。力学的に不活発な期間は厚さ 15 km ほどの東風域の存在によって特徴づけられます。この層は約 0.25 km/日の速さで下降します。波の活動度と EP フラックスの発散を調べますと、Matsuno (1971) によって提唱された臨界層相互作用で西風か



第8図 下端での強制 Rossby 波の振幅  $h_B$  をパラメータとした分岐ダイアグラム。  $z = 25$  km での平均帯状流(a), 波の振幅(b)および位相(c)。安定定常解を●, 不安定定常解を+ ( $\sigma_i = 0$ ) または× ( $\sigma_i \neq 0$ ) で示す。安定周期解の平均値を◆で, その変動幅を縦棒で示す。定常解の極限点を L, Hopf 分岐点を H で示す。

ら東風に転じていることがわかりました。臨界層より上には Rossby 波がほとんど伝播できず, 放射加熱・冷却にともなう子午面循環で西風が強化されてゆきます。

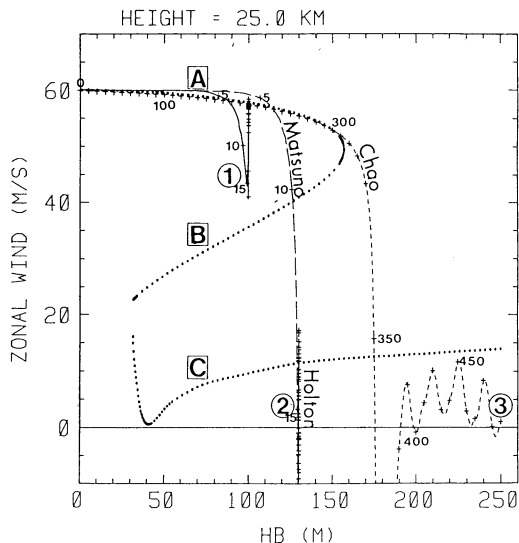
東風域が下端境界に近づいたときに, QBO モデルの場合と類似したスイッチングメカニズムが働いて, 力



第9図  $h_B = 100$  m での周期解 (成層圏バシレーション) の時間-高度図。平均帯状流(a), 波の振幅(b)および位相(c)。陰影部は東風域 ( $U < 0$ )。図中の縦棒は1周期を示す。

学的活発期に入ります。このとき全層が西風となっていますので, 下端境界近くで生じた大きな波活動度の塊はずっと上方まで伝播してゆきます。この波束の先端域では波の非定常性により西風が急激に減速されます。この西風減速は大気密度の小さな上層ほど大きく, 1470日頃には強い東風が出現します。上方伝播する Rossby 波束の先端部で EP フラックスが収束し, 西風が減速される過程は, Matsuno (1971) の突然昇温モデルと同じです。このバシレーションサイクルの中で1455日から1470日にかけて, まさに“突然昇温現象”が起きているのです。もっとも, Matsuno (1971) モデルでは下端境界で Rossby 波を増幅させて波の非定





第10図 突然昇温モデルの相対関係. 3つの非定常解を分岐ダイアグラム内にプロットしたもの. 定常解(A~C)を黒丸で示す. ①~③の3本の線はそれぞれ異なる波強制に対する非定常応答. ① $h_b(t) = 100 \text{ m} \times [1 - \exp(-t/\tau)]$ ; ② $h_b(t) = 130 \text{ m} \times [1 - \exp(-t/\tau)]$ ; ③ $h_b(t) = t \times 0.5 \text{ m/日}$ . ただし,  $\tau = 2.5 \times 10^5 \text{ 秒}$ . ①と②では5日毎に, ③では10日毎に+印をつける. 小さな数字は,  $t = 0$ からの日数.

常状態をつくりましたが, このモデルでは境界条件は一定のまま, 下降してきた東風域が下端境界に近づくところで波の活動度が内部的に増大しています.

### 3.4 これまでの突然昇温モデルの相互関係

このように見ますと, Holton and Mass (1976) の成層圏バシレーションモデルも1つの突然昇温モデルと言えそうです. また, Chao (1985) は同じモデルを用いて突然昇温のカタストロフィ理論を提唱しました. これらが Matsuno (1971) の突然昇温モデルとどう関係にあるか, 3.2節で示した分岐ダイアグラムをもとに考えてみましょう.

Matsuno (1971) モデルの本質は下端境界での Rossby 波強制の初期立ち上げです. まず, 波強制がなく放射平衡および温度風平衡にある初期状態を考えます.  $h_b = 0 \text{ m}$  での定常解Aです. ここで,  $h_b(t) = h_\infty [1 - \exp(-t/\tau)]$ ,  $\tau = 2.5 \times 10^5 \text{ 秒}$ で波強制を立ち上げ, 系の非定常応答がどのようになるかを見ます.  $h_\infty = 100 \text{ m}$ とした場合の応答を第10図実線①で示します. 初期の立ち上げにより安定定常解Aからずれますが, 波強制がほぼ定常になると元の安定定常解Aに収束してゆ

きます. 一時的に Rossby 波による西風減速が起きますが, やがて放射平衡に近い状態に戻ります. ところが,  $h_\infty$ をより大きな値(130 m)にして, より急激な初期立ち上げをすると, 安定定常解Aから離れて, もう1つの安定解であるバシレーション解へと遷移します(第10図破線“Matsuno”). すなわち, Matsuno (1971) モデルの突然昇温は, Rossby 波強制の立ち上げによって起こった, ある1つの安定解から別の安定解への遷移であると言えます.

この遷移で出現するバシレーション解(第10図“Holton”)は, 3.3節で見たようにもう1つ別の突然昇温モデルと言えます. 下端境界条件がたとえ定常でも QBO モデルのように内部振動が可能で, その活発期には Rossby 波と帯状流が現実の成層圏突然昇温に“似た”変動をします. バシレーションの周期が50日~100日と長い点も, 突然昇温現象がひと冬に0~2回程度しか起こらないことと矛盾しません.

複数の安定な解の間の遷移は, Matsuno (1971) モデルのように系を外から急激にゆきぶらないでも起こり得ます. 下端境界での強制波振幅を非常にゆっくりと増大させてゆきますと, 系の応答は準静的にほぼ安定定常解Aの枝に沿って変化してゆきます(第10図点線③). ところが極限点L(第8図)を越えると, もはや放射平衡に近いAの解は存在しませんので, 安定解であるバシレーション解へと遷移することになります. これが Chao (1985) の言うカタストロフィ型突然昇温です. 下端境界での Rossby 波強制が急激に大きくなる必要はありません. ただ, その振幅が極限点を与える値よりも大きくなりさえすれば良いのです.

Plumb (1981) はまた別の突然昇温理論を提唱しました. 強制 Rossby 波の自己チューニングメカニズムです. 彼は, 西風帯状流のなかに定常な強制 Rossby 波が存在する状況を考えて, それが不安定な場合には摂動がどのように時間発展するかを調べました. Rossby 波の増幅によって帯状流が変わり, その変化がさらに波の増幅をもたらすという, 自己チューニング過程が存在することが判りました. 帯状流と Rossby 波の時間変化は, これまた, 現実の突然昇温と“似た”様子であり, さらに別の突然昇温モデルができた訳です. この自己チューニングメカニズムは, ここで用いてきたモデルでは再現することができません. 強制波振幅を下端境界条件として外から与えているので, Rossby 波の共鳴による増幅過程が我々のモデルに組み込まれないからです. 言い換えれば, Plumb のモデルはそれ

までのものと違って、対流圏での Rossby 波を内部過程として組み込んだモデルと言えましょう。

本研究で、これまで提唱されてきた突然昇温理論(モデル)の相互関係が判り易くなったかと思えます。それぞれの理論は対流圏での Rossby 波の振舞いについて相異なる前提を置いています。つまり、対流圏がどのような条件となった時に突然昇温が起こるか、異なる主張をしています。では、どの理論がもっともらしいのでしょうか。残念ながら今のところ積極的な判断は何もありません。これらの理論に対して観測・解析による検証が望まれるところです。

#### 4. 成層圏循環の季節変化と年々変動に対する新しい視点

##### 4.1 モデル

前節の突然昇温モデルでは、時間変化しない放射平衡状態を考えました。これは問題を単純化するための仮定で、現実には、太陽放射場は1年を周期として周期変化しています。前節のモデルで“冬”に相当する外部条件に対して2つの安定解が存在する場合に、どちらの解が実現するかは季節変化にともなう履歴に依ります。つまり、その冬に至るまでの夏から秋を経る季節進行に依存してどちらか一方の解が選ばれているということになります。そこで、同じ Holton and Mass (1976) モデルを用いて、放射条件の外部パラメータを変化させることにより、成層圏循環の季節進行と年々変動についてより深く考えてみたいと思います。

まず、これまでの観測的研究をまとめておきましょう。季節進行は気候学的に南北半球で大きく異なります (Randel, 1987, 1992; Andrews, 1989)。例えば、冬季の成層圏極夜ジェットは北半球よりも南半球の方がはるかに高速です。これと直接関連して、Rossby 波の活動は北半球では真冬に大きくなりますが、南半球では波の活動は真冬に小さく、1年に2回春と秋に大きくなります。年々変動を見ますと、北半球では真冬に年々変動が大きく、これは年によって突然昇温が起こったり起こらなかったりすることに因ります (Labitzke, 1982)。他方、南半球の年々変動は春に大きく、極夜ジェットの崩壊する時期が年によって早かったり遅かったりすることに起因します (Shiotani and Hirota, 1985)。

このような年々変動の原因としてはどのようなことが考えられるのでしょうか? Holton and Tan(1980,

1982)は赤道大気 QBO の中・高緯度への影響を指摘しました。赤道域の平均帯状流が異なれば、中緯度から伝播する Rossby 波の臨界層の位置や波の屈折率が異なります。赤道側の“境界”条件の差異によって中・高緯度成層圏循環が影響を受けるという仮説です。また、下端境界である対流圏の循環の年々変動が、成層圏に影響を及ぼす可能性もあります (Labitzke, 1982; Wallace and Chang, 1982; van Loon and Labitzke, 1987)。さらに、太陽活動の変動(例えば、11年周期変動)が成層圏循環に何らかの影響を及ぼすかも知れません (Labitzke and van Loon, 1988; Labitzke and Chanin, 1988)。以上はすべて、中・高緯度成層圏にとっての外部条件の変動に対して、その応答が年々変動するというシナリオです。これに対して、前節で示したような安定解の多重性は、成層圏内部の非線型力学による年々変動の可能性を示唆します。たとえ外部条件が年々変動をしなくても、選ばれる安定解が年によって異なれば内部力学だけで年々変動が起こる可能性もあります。

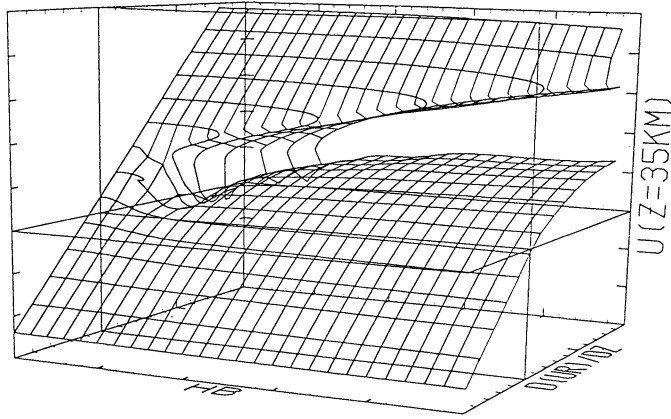
また、南北半球の違いをもたらす要因としては、対流圏からの Rossby 波強制の違いが考えられます。現実には、海陸分布の違いや大山脈の有無により、惑星規模 Rossby 波の生成が南北半球で異なります。Holton and Wehrbein (1980, 1981) や Plumb (1989) は、メカニスティックモデルを用いて成層圏循環の季節進行が対流圏での波強制的強さに依存して定性的に異なることを示しています。Yoden (1990) では、これまで行なってきた非線型システムの解析法を外部条件が周期変化(季節変化)する場合に拡張して、系の応答がどのようなものであり、それが外部パラメータにどう依存しているかを調べました。

##### 4.2 分岐ダイアグラム

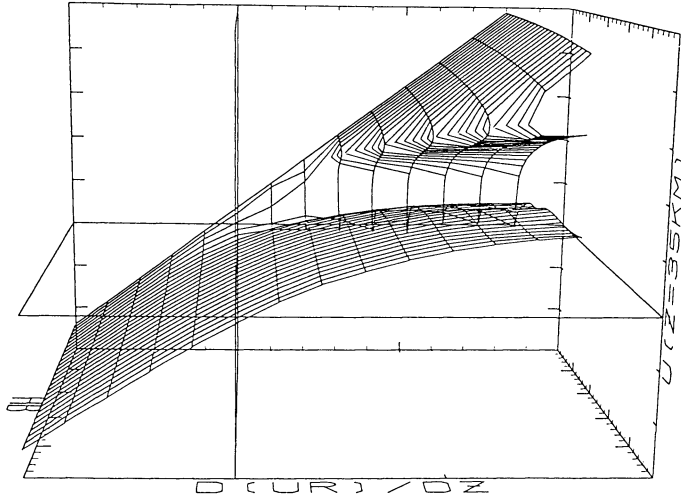
放射条件の外部パラメータとして、南北に勾配をもつ放射平衡温度場と温度風平衡にある平均帯状流の鉛直シア  $dU_r/dz$  を考えます(この平衡値は Newton 加熱に用います)。前節では放射条件を固定して強制波の振幅に対する解の依存性を調べましたが、ここでは、 $dU_r/dz$  と  $h_b$  をパラメータとして、2次元のパラメータ空間内で定常解や周期解などがどのようなものかを見てみましょう。

前節の第8図(a)では、パラメータ  $h_b$  を横軸に、ある高さでの平均帯状流を縦軸にとり、定常解の枝を曲線で示しました。ここではもう1つ分岐パラメータを加えたので、定常解は3次元空間内での曲面とし

a



b



第11図 定常解分岐ダイアグラムの3次元図。うち2次元は外部パラメータ。それぞれ、 $0 \text{ m} \leq h_b \leq 250 \text{ m}$ ,  $-2 \times 10^{-3} / \text{秒} \leq dU_R/dz \leq 4 \times 10^{-3} / \text{秒}$ ,  $-75 \text{ m/秒} \leq \bar{U} (z=35 \text{ km}) \leq 125 \text{ m/秒}$ の範囲でプロット。(a)と(b)は異なる視点からの3次元図。

て表現されます(第11図)。 $dU_R/dz$  =一定の断面でみると、第8図(a)に相当する分岐ダイアグラムが得られます。 $dU_R/dz$  が正で大きなところでは3つの定常解が得られましたが、 $dU_R/dz$  が小さな値や負の値の場合には、得られた定常解は1つだけです。 $dU_R/dz < 0$  は夏の状態に対応しますが、この場合の定常解は、高さとともに東風が増して Rossby 波が上方に伝播していない状況を示しています。

これらの定常解の線型安定性を調べてみますと、Rossby 波が小さく放射平衡に近い解(第11図でい

ばん上の面)はすべて安定、中の面を構成する解は不安定でした。下の面を構成する解は  $dU_R/dz$  が小さければ安定ですが、あるところで不安定となり、前節で示したように Hopf 分岐で安定な周期解(成層圏パシレーション)が出現します。調べた範囲では、非周期的な解は得られませんでした。

#### 4.3 放射場の季節変化に対する応答

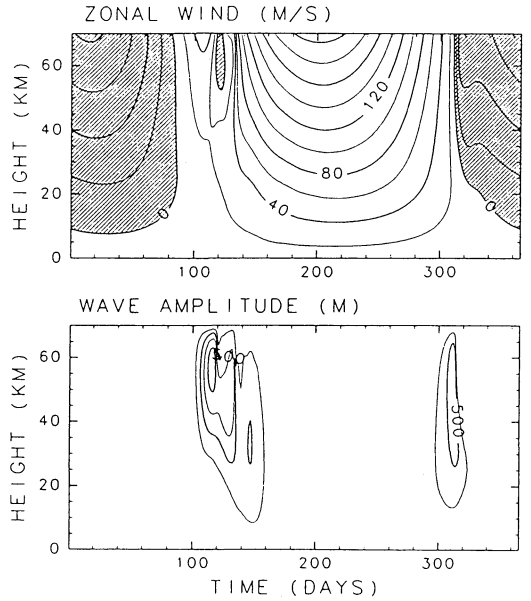
太陽放射の季節変化を  $dU_R/dz(t) = (0.75 - 2.25 \cos \omega_a t) \times 10^{-3} / \text{秒}$ ,  $\omega_a = 2\pi/365$ 日、の形で表現し、1年周期変動する外部条件に対する系の応答を調べます。も

しも下端境界での Rossby 波強制がなければ、位相の遅れが  $\delta = \arctan(\omega_a/\alpha)$  の単振動となります。ここで、 $\alpha$  は Newton 加熱係数ですから、放射に係る緩和時間が1年に比べて十分に短ければ  $\delta \sim 0$  となり、準静的な議論が可能となります。我々のモデルでは  $\alpha^{-1}$  は高さに依存し、 $z = 35$  km で  $\omega_a/\alpha \sim 0.083$  となりますので、この高度での遅れ時間はおよそ5日となります。

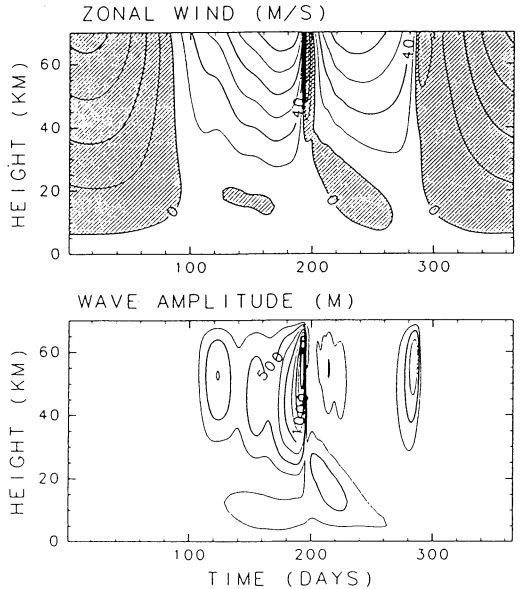
下端境界での Rossby 波強制がある場合には系の応答がどうなるか、2つの例を第12図と第13図に示します。それぞれ  $h_B$  の値は 30 m と 90 m に固定しています。応答は完全に周期的なので、夏至を  $t = 0$  日として1年分を示しています。 $h_B = 30$  m の場合、Rossby 波は秋と春の年2回大きな振幅となります。冬の間、波の振幅は小さく、帯状流は放射・温度風平衡状態に近い強い西風となっています。これは現実の南半球の季節進行に“似た”周期変動です。一方、 $h_B = 90$  m の場合にも完全に周期的な変動となりますが、真冬に波が最大振幅となり、“突然昇温”が起こっています。また、春には“最終昇温”も見られます。冬を通して Rossby 波の西風減速効果が働いていて、帯状流は放射・温度風平衡の値からはるかに弱くなっています。こちらは北半球の季節進行に“似た”周期変動といえましょう。

このような Rossby 波強制の大きさによって季節進行が定性的に異なるという結果は、すでに Holton and Wehrbein (1980, 1981) によって得られています。しかし、彼らはこの点にあまり注目しませんでした。そのころ、南北半球における季節進行の違いがほとんど認識されていなかったからだと思います。この点を初めて指摘したのは Plumb (1989) でした。実は1989年にレディングで開かれた IAMAP の同じセッションで、彼と私がほとんど同じ内容の発表をしたのですが、その時彼はすでに論文を書いていたのに対して、私はまだでした。私の論文の主張点は、南北半球における季節進行の違いをモデル化するだけでなく、その違いがどのようにもたらされているかを明示することになりました。

Plumb (1989) は時間積分で第12図と第13図に相当する図を示しただけですが、私は定常解の分岐ダイアグラムを用いて系の周期応答がどのようなになっているかを明らかにしました。第11図の3次元ダイアグラムで、 $h_B = 0$  m, 30 m, 90 m および 150 m で断面を作り、太陽放射の季節変化に対する周期応答を一緒にプロットしました(第14図)。横軸に外部パラメータ  $dU_R/dz$

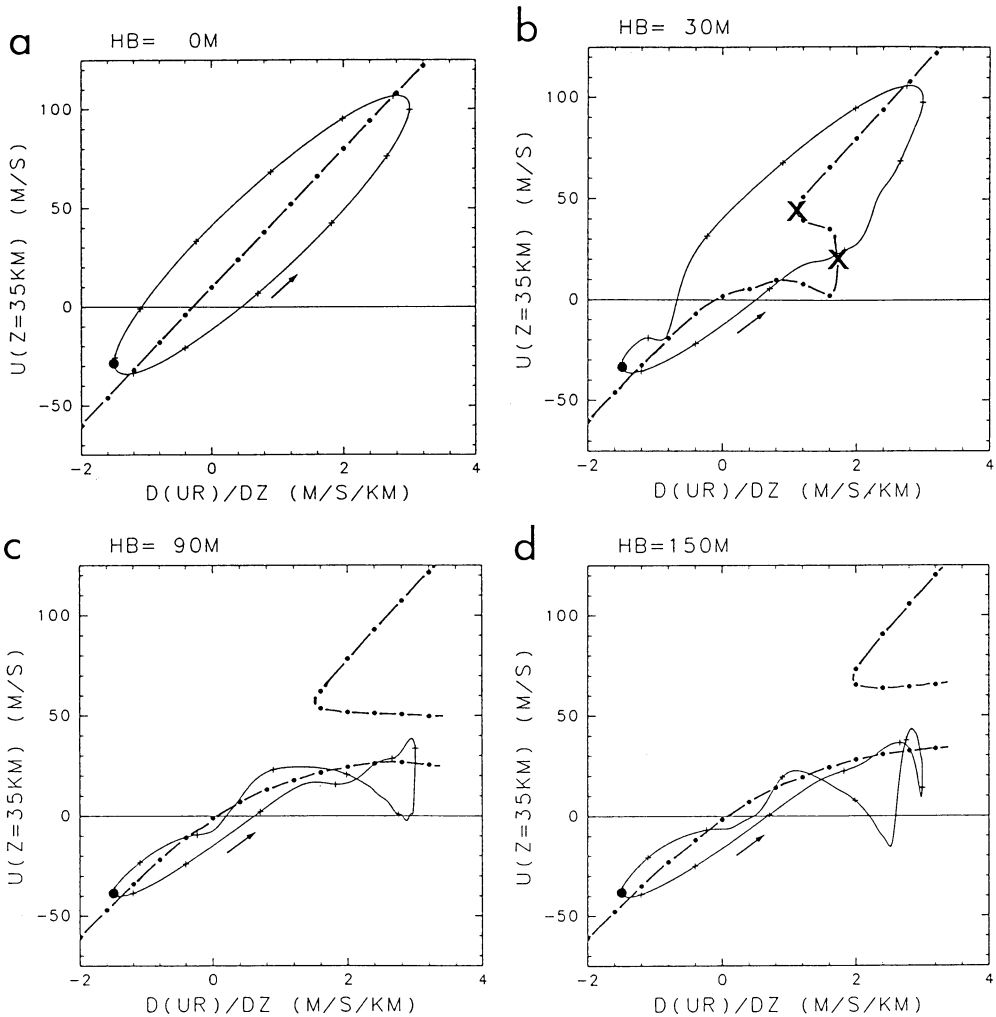


第12図  $h_B = 30$  m の場合の周期的季節進行. 平均帯状流(上)および波の振幅(下)の時間-高度図. 陰影部は東風域 ( $U < 0$ ).



第13図 第12図と同様. 但し、 $h_B = 90$  m の場合.

を、縦軸には  $U(z = 35$  km) をとり、周期解は実線で、外部条件一定の場合の定常解は一点鎖線で示しています。前述のように  $h_B = 0$  m で応答は“単振動”となり



第14図 分岐ダイアグラムにプロットした周期解 (季節進行).  $h_b=0$  m (a), 30 m (b), 90 m (c), 150 m (d). 横軸はパラメータ  $dU_R/dz$ , 縦軸は  $U (z=35 \text{ km})$ . 周期解を実線で示す. “夏至”を●で示し, 以降30日毎に+印をつける. “永久”条件での定常解を1点鎖線で示す.

ますが、時間遅れがありますので軌道は楕円になります(a). “南半球型”  $h_b=30$  m(b)の場合、 $dU_R/dz$  の年変化の範囲内に定常解の極限点が2つ存在します (×印). もし  $dU_R/dz$  が準静的に変化するのであれば、これらの点で遷移が起こります. 秋頃に下の解から上の解へ、春頃には上の解から下の解へ移ります. 後者は Chao (1985) の突然昇温モデルと同じです. しかし、この場合  $\alpha^{-1}$  が十分小さくはありませんので準静的な描像とはなりません、遷移の痕跡を認めることができます. 波の増幅はちょうどこの遷移期に起こっています.

“北半球型”の  $h_b=90$  m (c) や 150 m (d)の場合に

は、右側の極限点が  $dU_R/dz$  の大きな値のところへ移るので、周期応答に遷移は生じません. ただし、冬にはバシレーション解が安定に存在するパラメータ領域に入りますので、不安定定常解からはかけ離れた応答となります. ちょうどバシレーションの力学的活発期にあたったところで“突然昇温”が起こることになります.  $h_b$  が大きいとバシレーション周期は短いことから、 $h_b=150$  m (d)の場合にはひと冬に2回の“突然昇温”が起きています.

#### 4.4 新しい視点

$h_b$  を固定して  $dU_R/dz$  を1年周期で変化させた場合、得られた応答はすべて完全に1年周期変動で、年々

変動する結果は得られませんでした。このモデルで年々変動を得るには外部条件が年々変動する必要があります。例えば、年によって対流圏からの Rossby 波強制  $h_b$  が異なるならば、冬季の変動に年々の違いが生じることになります。

さらに、周期的な強制に対してどのようなときに非周期的な応答が起こるのか調べてみました。  $dU_R/dz$  は一定 ( $= 2 \times 10^{-3}$ /秒) とし、  $h_b(t) = 130 + 30 \cos \omega_i t$  [m] のように Rossby 波強制を周期変化させました。  $\omega_i$  をパラメータとして幅広い領域で系の応答を調べました。前節のバシレーション解は  $\omega_i = 0$  の場合に相当します。この実験の動機は、対流圏の季節内変動に対して成層圏がどのような応答をするかを見てみようというものです。  $0.0459/\text{日} < \omega_i < 0.0823/\text{日}$  で、つまり、強制的周期が 21.8 日から 12.2 日の範囲では非周期的な解 (カオス解) が得られました。一方、それ以外の強制的周期では周期解が得られました。このようなカオス解をもたらす強制的周期は、モデルの下端付近での緩和時間に近い値となっています ( $z = 0 \text{ km}$  で  $\alpha^{-1} \sim 23.1 \text{ 日}$ ,  $z = 25 \text{ km}$  で  $\alpha^{-1} \sim 11.6 \text{ 日}$ )。

結局、このモデルで 1 年周期強制に対して周期応答 (つまり、年々変動がない解) しか得られなかったのは、成層圏の放射緩和時間が 1 年に比べて短か過ぎることが原因と言えそうです。これに対して、対流圏は、熱容量が大きく緩和時間の長い海洋や雪氷と直接的に結びついていますので、たとえ完全に周期的な 1 年周期強制を与えても、非周期的な年々変動する応答が可能です。また、対流圏の場合には力学的に不安定となるように強制が与えられているので、この点によっても非周期応答になり年々変動が生じる可能性があります。もし、成層圏内の物質で緩和時間の長いものが重要な役割を果たす過程があるならば、成層圏内部の過程だけで励起される年々変動が存在してもよさそうです。

前節では、2 つの遷移型の突然昇温モデルを紹介しました。非定常な Rossby 波強制の立ち上げ (Matsuno, 1971)、または、極限点を越えるような大きさの波強制 (Chao, 1985) により、放射平衡に近い解からバシレーション解への遷移が生じて突然昇温をもたらされます。外力の季節変化を入れた我々のモデルでこのような遷移が起こるのは、  $h_b$  が小さな値の場合だけです (第 14 図 (b))。大きな波強制の場合には、バシレーション解のある下の面に入ってしまう、遷移は起こりません (第 14 図 (c), (d))。真冬に遷移型の突然昇温が起

こるためには放射平衡解にちかい上の面に位置しなければなりません、そのためには秋頃の強制波の振幅がある閾値よりも小さな値になる必要があります。少なくとも我々のモデルでは、1 年周期強制で得られる冬の状態は秋の状態に大きく依存することになります。Labitzke (1982) は、それぞれの冬を“力学的に不活発で冷たい冬”と“活発で暖かい冬”に分類しましたが、その選択が秋の状況に依存しているならば、ここで示したようなイラストレーションが有効であるかもしれません。

## 5. おわりに

今回は詳細に紹介できませんでしたが、Yoden (1987c) の論文は、Rossby 波の干渉によって生じる別種の成層圏バシレーションに関する研究です。干渉によるバシレーションとは、下端で強制された停滞波と西 (または東) に進行する移動波がともに存在するとき、これらの重ね合わせにより波と平均帯状流が周期的に変動するというものです。従来の研究では、停滞波成分はもちろん下端境界条件の非一様性を感じるのですが、移動波にとっては下端が一樣であるとする、奇妙な仮定の下で議論が展開されておりました。少しはちゃんとした条件で干渉の様子を見てみたのがこの研究です。具体的には地形による波強制を考えました。この場合、移動波成分は一定振幅であり得ず、下端の地形との結合で 1 周期に 2 回増幅することがわかりました。Madden and Labitzke (1981), Lindzen, Straus and Katz (1984), Smith (1985) などの観測的研究を注意深く見てみますと、私のモデル結果と良く“似た”帯状流と Rossby 波の周期的な変動を認めることができます。

以上紹介してきた研究はすべて思い切って単純化した非線型モデルを用いたものです。直接的に現実大気と比較できるようなモデルではありません。文中で、イラストレーションという言葉を使ったり、現実と対比する時には引用符付きの“似た”としたのは、このためです。100 変数程度の旧式モデルを持ち出してきた理由は、それらのモデルの非線型な構造を詳細に徹底的に調べてみたかったからです。単に初期値問題として時間発展させるだけでなく、定常解を求め、その安定性解析を行ない、分岐構造を明らかにしたかったからです。その頃の計算機環境では 100 変数程度のモデルの解析がせいぜいであったという訳です。完全非線型力学モデルや複雑な物理過程まで含めた大気循環モデ

ルはすでに存在していましたが、大き過ぎて手が出せないでいたのが当時の状況です。

私のとったアプローチは大気大循環モデルを用いた研究と相補的であろうかと思えます。大循環モデルは巨大な非線型システムですから時間発展しか手がありません。このような場合、まずは現実大気に似た状況(コントロール)を計算機内に作り出しておいて、何か条件を変えて実験した結果をコントロールと比較するというのが基本手法となります。現実に近い複雑なモデルではありますが、私が行なったような何百回、何千回のオーダーの実験は不可能です。逆に、私の使った“簡単”モデルは、どこまで現実を反映しているか多くの問題点を残しています。このようなモデルは概念を作ったり、大枠をイラストするのには使えるでしょうが、議論の詰めは大気大循環モデルのような“簡単”でないモデルが必要です。人物の特徴を伝える絵として写真のように緻密な肖像画もあるでしょうが、数本の線で描いた似顔絵もあるでしょう。それぞれの特徴を理解して目的に合わせてうまく使い分けてゆくの賢明な道といえましょう。

当時から何年か経ち、計算機の能力はさらに向上しています。ワークステーションの導入による計算機の分散・ネットワーク化や、超並列の専用計算機による高速化など新しい動きがあります。その恩恵で私自身、完全非線型力学モデルを用いて、その非線型構造を詳しく調べることができるようになりました。モデルの変数の数は $O(10^{4\sim5})$ 程度に増えました。他力本願ではありますが、やがては、私のような視点から大気大循環モデルまでも徹底的に調べられるのではないかと思います。

最後に、ここまで自分なりの研究を進展させてこられたのは、京都大学の気象関係の先生方による御指導と、諸先輩、同僚達との日々の議論があつてのことです。特に廣田勇教授には学生時代より絶えず御指導と御激励をいただき、2年間の外国出張を許していただきました。深く感謝の意を表します。また、Washington 大学で優れた研究環境を提供していただき、絶えず議論していただいた James R. Holton 教授に感謝致します。

#### 参考文献

Andrews, D. G., 1989 : Some comparisons between the middle atmosphere dynamics of the southern and northern hemispheres. *Pure Appl. Geophys.*, 130, 213

-232.  
 —, J. R. Holton, and C. B. Leovy, 1987 : *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489 pp.  
 Chao, W. C., 1985 : Sudden stratospheric warmings as catastrophes. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1631-1646.  
 Charney, J. G., and J. G. DeVore, 1979 : Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, 36, 1205-1216.  
 Holton, J. R., and R. S. Lindzen, 1972 : An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 29, 1076-1080.  
 —, and C. Mass, 1976 : Stratospheric vacillation cycles. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2218-2225.  
 —, and H. C. Tan, 1980 : The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *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.  
 —, and W. M. Wehrbein, 1980 : The role of forced planetary waves in the annual cycle of the zonal mean circulation of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1968-1983.  
 —, and —, 1981 : A further study of the annual cycle of the zonal mean circulation in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1504-1509.  
 Labitzke, K., 1982 : On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 124-139.  
 —, and M. L. Chanin, 1988 : Changes in the middle atmosphere in winter related to the 11-year solar cycle. *Ann. Geophys.*, 6, 643-644.  
 —, and H. van Loon, 1988 : Associations between the 11-year solar cycle, the QBO and the atmosphere. Part 1 : The troposphere and stratosphere in the northern hemisphere in winter. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 50, 197-206.  
 Lindzen, R. S., D. M. Straus and B. Katz, 1984 : An observational study of large-scale atmospheric Rossby waves during FGGE. *J. Atmos. Sci.*, 41, 1320-1335.  
 Lorenz, E. N., 1963 : The mechanics of vacillation. *J. Atmos. Sci.*, 20, 448-464.  
 Madden, R. A., and K. Labitzke, 1981 : A free Rossby wave in the troposphere and stratosphere during January. *J. Geophys. Res.*, 86, 1247-1254.  
 松田佳久・余田成男, 1985 : 気象とカタストロフィー—気象学における解の多重性—。気象研究ノート, 151, 145 pp.

- Matsuno, T., 1971 : A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1479-1494.
- McIntyre, M. E., 1982 : How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? *J. Meteor. Soc. Japan.*, 60, 37-65.
- Plumb, R. A., 1977 : The interaction of two internal waves with the mean flow : Implications for the theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1847-1858.
- , 1981 : Instability of the distorted polar night vortex : A theory of stratospheric warmings. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2514-2531.
- , 1989 : On the seasonal cycle of stratospheric planetary waves. *Pure Appl. Geophys.*, 130, 233-242.
- , and A. D. McEwan, 1978 : The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid : A laboratory analogue of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1827-1839.
- Randel, W. J., 1987 : Global atmospheric circulation statistics, 1000-1 mb. *NCAR Tech. Note*, 295, 245 pp.
- , 1992 : Global atmospheric circulation statistics, 1000-1 mb. *NCAR Tech. Note*, 366, 256 pp.
- Shiotani, M., and I. Hirota, 1985 : Planetary wave-mean flow interaction in the stratosphere : A comparison between northern and southern hemispheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111, 309-334.
- Smith, A. K., 1985 : Wave transience and wave-mean flow interaction caused by the interference of stationary and traveling waves. *J. Atmos. Sci.*, 42, 529-535.
- van Loon, H., and K. Labitzke, 1987 : The southern oscillation. Part V : The anomalies in the lower stratosphere of the northern hemisphere in winter and a comparison with the quasi-biennial oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 357-369.
- Wallace, J. M., and F. C. Chang, 1982 : Interannual variability of the wintertime polar vortex in the northern hemisphere middle stratosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 149-155.
- Yoden, S., 1987a : Bifurcation properties of a stratospheric vacillation model. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1723-1733.
- , 1987b : Dynamical aspects of stratospheric vacillations in a highly truncated model. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3683-3695.
- , 1987c : A new class of stratospheric vacillations in a highly truncated model due to wave interference. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3696-3709.
- , 1990 : An illustrative model of seasonal and interannual variations of the stratospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, 47, 1845-1853.
- , and J. R. Holton, 1988 : A new look at equatorial quasi-biennial oscillation models. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2703-2717.

### 第3回 GAIM (ガйм) 研究会のお知らせ

地球圏と生態系の相互作用のモデリングに関する研究情報を交流する場として、気象学会に IGBP/GAIM 関連のガйм研究連絡会が昨年発足いたしました。その活動の一環として、春季大会の翌日に、以下の通り、第3回研究会を開催致します。学会員に限らず、関心ある方は気軽にご出席下さい。なお、今回は、森林生態学で著名な千葉大学の高橋先生に森林と気候の係わりについて、また、東北大学の近藤純正先生に陸面過程と植生との係わりについて、興味深いお話を講演して頂きます。

日 時 : 1993年 5月20日 (木) 午前10時~12時

場 所 : 気象庁内東京管区气象台会議室 (8階)  
東京都千代田区大手町1-3-4

内 容 : 話題1 「森林と地球環境」 高橋啓二 (千葉大学)  
話題2 「境界層と植生」 近藤純正 (東北大学)

参加費 : 無料

問い合わせ先 : 及川武久

(筑波大学生物科学系, 電話および FAX  
0298-53-6661)