

## 極渦反転実験

東海大学教養学部 三村和男 (Kazuo Mimura)

### 1. はじめに

成層圏突然昇温現象は、図 1 に示されるように、極を中心とする低気圧性渦が高気圧性渦に反転する現象と同時に起こる。大気の運動が地衡風の限り、温度風の関係から極域昇温と極渦反転はひとつの現象の異なった側面に過ぎない。従って、成層圏突然昇温現象は成層圏極渦突然反転現象と呼んでも差し支えない。この現象は平均流とプラネタリー波の相互作用の典型的な例として理解されている (Matsuno, 1971)。

ところで、波動—平均流相互作用の中でも、この現象が特異な点は、成層圏でしかも極域で起こることだと思われる。対流圏起源のプラネタリー波は大気密度の薄い成層圏に伝播してくると、風速の振幅が増大する。また、広い面積を占める低緯度帯起源のプラネタリー波が狭い極域に伝播してくると、その運動量密度が増大することが考えられる。

このように、極域成層圏は地球の流体圏のなかでも特異な条件を備えた位置である。波動—平均流相互作用という枠組のみならず、もう少し広い視野で、この特異な場所で起こる非線形現象を研究することは興味深い。このような問題意識から、まずは簡単な室内実験でこの極渦突然反転を再現することを試みた。

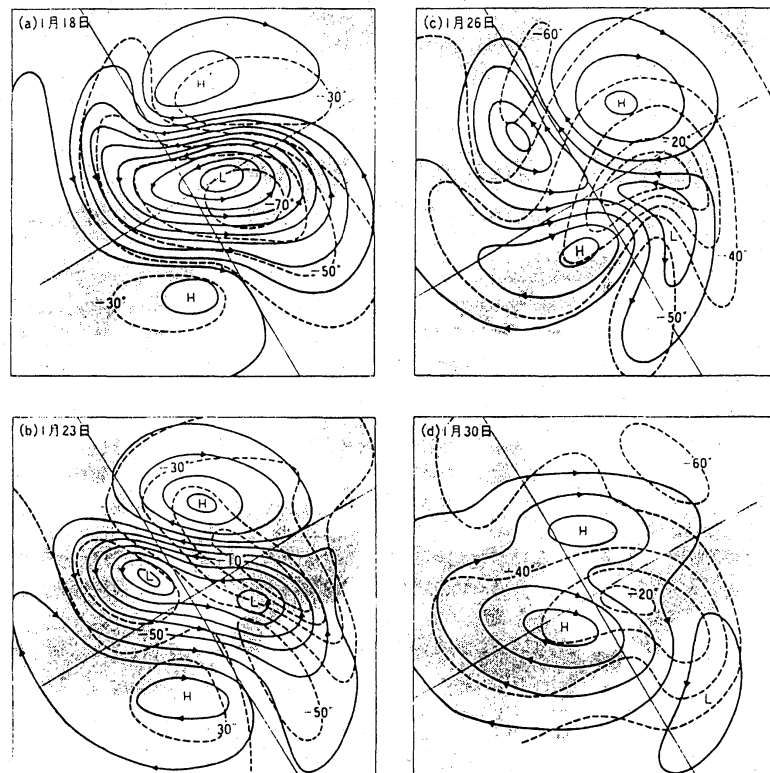


図 1 成層圏突然昇温： 1963 年 1 月末に起こった記録的突然昇温時の 10mb 天気図 (Meteorologische Abhandlungen, Bd. XL より)。  
実線は等高線 (流線と同等) で 320m 間隔、波線は等温線で 10C 間隔。

## 2. 実験装置および実験方法

図2は、回転数がプログラム制御できる回転テーブルを使った実験装置の模式図である。主テーブルは2重構造になっており、必要ならば各種実験機器や測定装置を格納して廻すことが出来る。主テーブルの中心軸上には、撮影用のビデオ・ムービーを取り付けた副回転テーブルが設置してある。副テーブルは別のモーターで駆動しているがやはりパルス制御なので回転数は主テーブルに対して任意の割合に設定できる。またこの副テーブルには、低出力のUHF帯のTV送信機を取り付けて室内のTV受像機でビデオ画像をモニターすることができる。

平均半径  $a$  の楕円水槽に、底の高さが  $H_0(r) = H_0(1 - (r/a)^2)$  (ただし  $r$  は半径方向座標) で表わされる放物面状の底を取り付けて、水の厚みが水槽中央部で  $H_0$  になるまで水を入れて、周縁の最深部での水層の厚みは  $2H_0$  にする。それを回転テーブルの中央に載せて角速度  $\Omega + \Delta\Omega$  の速さで回転させ、中の水が水槽に対して完全に静止するまで待つ。その後突然、回転角速度を  $\Omega$  に戻すと、水流が  $a\Delta\Omega$  の速さで楕円側壁にぶつかり、蛇行が生じる。その後、この蛇行は実験水槽の地形性ベータ効果によって、ロスビー波として水槽中央部へ伝播していく。回転数を落とした後の流体の運動の様子を回転テーブルと同じ角速度で回転するビデオ・ムービーで撮影する。

可視化の方法は、表面流についてはトレーサーを浮かべてVHSビデオ・ムービーで撮影した。また、内部流については、液晶のマイクロ・カプセルを動作流体に溶かし込み、レーザー・シート光で、特定の水平断面内で輝く液晶粒子をSVHSビデオ・ムービーで撮影した。表面流内部流ともに水層中央部において極渦の反転現象が確認された。

表面流については、画像解析装置を使って、ビデオ信号をRGB信号に変換し、移動計測ソフトを使って、合計180個のトレーサーの位置座標を30分の1秒毎に3600シーンにわたって求め、120秒間のトレーサーの軌跡を得た。それをもとにして、速度分布を求め、解析を行なった。

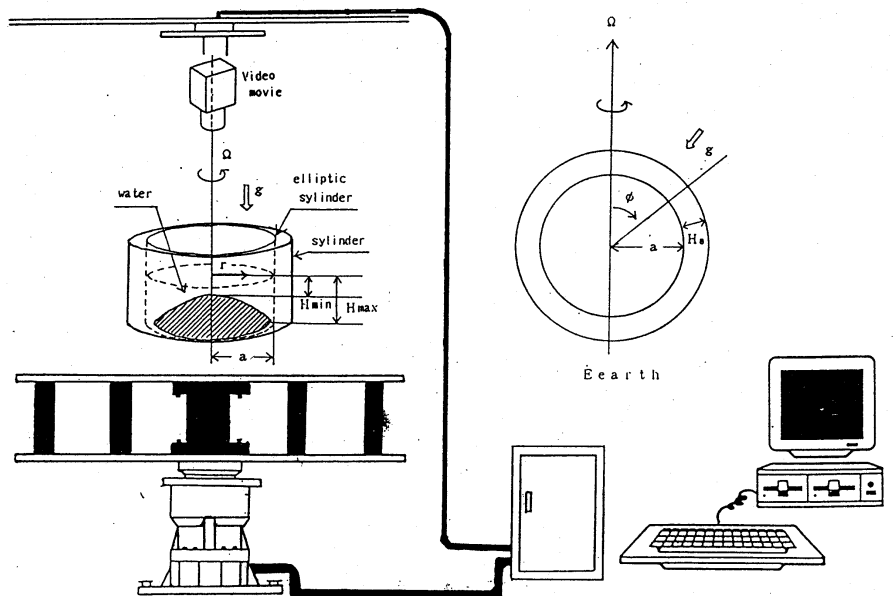


図2 実験装置図：主テーブル上にビデオ・ムービーを取り付けた槽を立てることも可能だが、独立した副テーブルも持っている。

### 3 実験原理

#### 3. 1 支配方程式

図3のように、鉛直軸を中心に角速度 $\Omega$ で回転する系について、水槽内の非粘性流体が静力学平衡しているとして、質量保存則、運動量および渦度方程式は

$$dh/dt + h\chi = 0 \quad (1a)$$

$$dv/dt + g\nabla(H_{r.o.t} + \eta) + f\mathbf{k} \times \mathbf{v} + \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) = 0 \quad (1b)$$

$$d/dt(\zeta + 2\Omega \cdot \mathbf{k}) + (\zeta + 2\Omega \cdot \mathbf{k})\chi = 0 \quad (1c)$$

但し、 $h = H_0 + \eta_{r.o.t} + \eta$ 。

となる。そして各変数は

$H = H_0(1 + (r/a)^2)$  : 底と基準水平面の間隔

$\eta_{r.o.t}$  : 遠心力と平衡した水面変位

$\eta(x, y, t)$  : 流速に対応した水面変位

$\zeta \equiv \partial/r\partial r(rv_r) - \partial/r\partial s(v_r)$  : 渦度

$\chi \equiv \partial/r\partial r(rv_r) + \partial/r\partial s(v_r)$  : 発散

$\Omega$  = 一定 : 系の回転角速度

$f = 2\Omega$  : コリオリパラメーター

$g$  = 一定 : 重力加速度の大きさ

$\mathbf{v}$  : 水平流速

$\nabla$  : 水平ナブラ

$a$  : 水槽の平均半径

$r$  : 水槽の半径方向位置座標

$s$  : 水槽の円周方向偏角

$\mathbf{k}$  : 鉛直方向単位ベクトル

である。

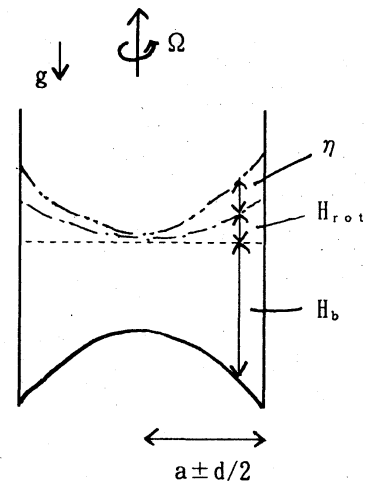


図3 実験水槽：  
アクリル製の楕円筒側壁を持つ水槽

#### 3. 2 無次元化およびスケーリング

この初期流速が楕円筒側壁にぶつかることによって波数2の擾乱が励起される。楕円筒長軸半径と短軸半径の差を $d$ とすると、帯状平均角速度の大きさは $\Delta\Omega$ の程度なので、擾乱速度の半径成分の大きさは $d\Delta\Omega$ の程度であることが分かる。円周成分の大きさも同じ程度とする。また、(1b)に、初期流速分布 $(v_r, v_s) = (0, r\Delta\Omega)$ を代入してみると、水面変位は

$$H_{r.o.} = (a\Omega)^2((r/a)^2 - 1/2)/(2g) \quad (2a)$$

$$\eta = a^2 \Omega \Delta \Omega ((r/a)^2 - 1/2)/g \quad (2b)$$

となる。(2a)より、系の遠心力と平衡した水面変位の大きさは  $H_0$  で無次元化すると、回転フルード数 ( $F \equiv (a\Omega)^2/(2gH_0)$ ) の程度であることが分かる。ロスビー数を  $R_0 \equiv \Delta \Omega / (2\Omega)$  で定義すると、(2b)より  $H_0$  で無次元化された帯状平均流速に伴う水面変位の大きさが  $2a^2 \Omega \Delta \Omega / (gH_0) = 8FR_0$  の程度であることが分かる。また、擾乱に伴う水面変位の大きさは流速の大きさに比例するとして、平均流速のその  $d/a$  倍の程度と考えられる。

このように平均場と擾乱場に分けて、代表的スケールをとり、時間スケールについては移流時間スケール ( $T \equiv a/V = 1/\Delta \Omega$ ) を用いて、円筒座標上の質量保存式、運動量および渦度方程式を無次元化すると、

$$8FR_0 A \{d\eta^*/dt^* + \eta^* \chi^*\}/H^* + v_{r,*} \partial H^*/\partial r^* + \chi^* = 0 \quad (3a)$$

$$R_0 \{A dv_{r,*}/dt^* - v_{r,*}^2/r^*\} = v_{r,*} - \partial \eta^*/\partial r^* \quad (3b)$$

$$R_0 A \{dv_{s,*}/dt^* + v_{r,*} v_{s,*}/r^*\} = -v_{r,*} - \partial \eta^*/\partial s \quad (3c)$$

$$R_0 d\zeta^*/dt^* + (1+R_0 \zeta^*) \chi^* = 0 \quad (3d)$$

ただし、 $t^* \equiv t \Delta \Omega$ ,  $r^* \equiv r/a$ ,  $A \equiv d/a$ ,  $s^* \equiv s$ : 円周方向偏角

$$H^* \equiv (H_0 + H_{r.o.})/H_0 = 1 + r^{*2} + F(r^{*2} - 1/2)$$

$$\eta^* \equiv \bar{\eta}/(8FR_0) + \eta'/(8FR_0) = \bar{\eta}^* + A\eta'^*$$

$$v_{r,*} \equiv \bar{v}_r/(a\Delta \Omega) + v'_r/(a\Delta \Omega) = \bar{v}_r^* + Av_r'^*$$

$$v_{s,*} \equiv \bar{v}_s/(a\Delta \Omega) + v'_s/(a\Delta \Omega) = Av_s'^*$$

$$\zeta^* \equiv \bar{\zeta}/\Delta \Omega + \zeta'/\Delta \Omega = \bar{\zeta}^* + A\zeta'^*$$

$$\chi^* \equiv \bar{\chi}/\Delta \Omega + \chi'/\Delta \Omega = A\chi'^*$$

である。

$R_0 \ll A \ll 1$ ,  $F \ll 1$  のとき、(3a, b, c, d)より、

$$v_{r,*} \partial H^*/\partial r^* + \chi^* = 0(8FR_0) \quad (4a)$$

$$\bar{v}_r^* - \partial \bar{\eta}^*/\partial r^* = 0(R_0), \quad v_r'^* - \partial \eta'^*/\partial r^* = 0(R_0/A) \quad (4b)$$

$$v_r'^* + \partial \eta'^*/\partial s = 0(R_0) \quad (4c)$$

$$R_0 d\zeta^*/dt^* + A(1+R_0 \zeta^*) \chi'^* = 0(R_0 A^2) \quad (4d)$$

を得る。

(4 a, b, c, d) より、ただひとつの従属変数  $\eta^*$  に関する渦度方程式を得る。すなわち、 $\nabla^{*2} \eta^* \equiv \partial/r^* \partial r^* (r^* \partial \eta^* / \partial r^*) + \partial/r^* \partial s (\partial \eta^* / r^* \partial s)$ ,  $\beta^* \equiv \partial H^* / H^* \partial r^*$  と定義すると、

$$R_0 d/dt^* (\nabla^{*2} \eta^*) + \beta^* \partial \eta^* / r^* \partial s = 0 \quad (5)$$

ただし、この式には  $O(R_0 A^2) + O(8FR_0 A \beta^*) + O(R_0 A \beta^*) + O(R_0^2)$  のオーダーの誤差が含まれている。

(5) 式は、 $\Omega$  で回転する球面バロトロピックモデルで、帯状平均角速度が  $\Delta \Omega$  の初期速度場の中にその  $A$  倍の速度振幅を持つロスビー波が存在する問題において、 $a$  を地球半径、帯状平均東西流のスケールを  $a \Delta \Omega$ , 擾乱の流速スケールを  $a A \Delta \Omega$  としたときの無次元渦度方程式と同型である、ただしそこでは、 $r^*$  は北極から測った余緯度  $\phi$  に対応し、ベータ効果については  $\beta^* \equiv \sin(\phi)$  で定義される。従って、(5) の  $\beta^*$  を実験装置における地形性ベータ項と呼ぶことにする。図4、図5は各々、実験装置と球面バロトロピックモデルで表現される地球大気について、初期流速場とベータ効果を比較したものである。このようにして得られた地形性ベータ効果は、地球のベータ効果とよく似たものとなる。水槽の中心部が地球の北極にあたり、水槽の側壁部が赤道にあたる。

ただし、この実験装置における流体波動が球面バロトロピックモデルのロスビー波のように振る舞うためには(5)式が  $O(R_0 A)$  のオーダーまで正しくなければならないので、 $\beta^* \sim 1$  すなわち、赤道付近ではロスビー波的と言うにはやや問題がある。しかし、 $\beta^* < 1$  すなわち、少なくとも中高緯度帯では、この実験はほぼ北半球の水平伝播するロスビー波の振る舞いを模擬したものと言える。

実験では、放物面底の高さ(すなわち  $H_0$  に等しい)として .14m と .07m の2種類を用意し、 $\Omega$ ,  $\Delta \Omega$  等を様々に変えて実験を行なった。我々の楕円筒状の側壁では、 $a = .145m$ ,  $d = .01m$  なので  $A$  は約  $1/15$  の大きさであり、 $F$  の大きさは約  $5/1000$  から  $1/10$  の範囲であった。 $R_0$  は約  $1/40$  から  $1/10$  の範囲で実験を行ったが、程度の差こそあるものの、いずれも極渦の反転現象が確認された。

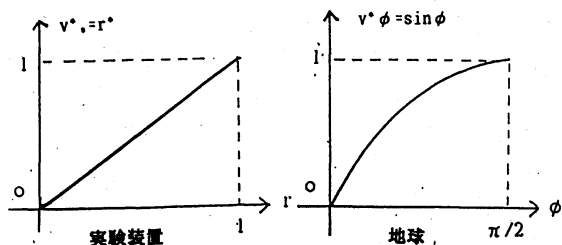


図4 初期条件の比較

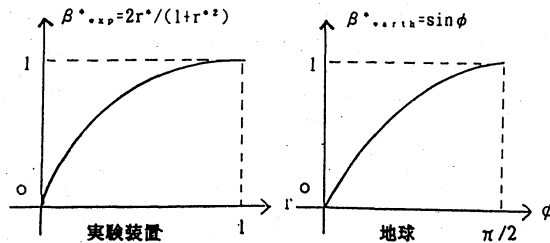


図5 ベータ効果の比較

## 3. 3 局所的平面波近似

無次元渦度方程式 (5) を線形化して

$$R_0 \{ \partial / \partial t (\nabla^{*2} \eta'^*) + \bar{v}_s^* \partial / \partial s (\nabla^{*2} \eta'^*) \} + \beta^* \partial \eta'^* / \partial s = 0 \quad (6)$$

となる。(6) に、中心に近づくにつれ振幅の増大する円周方向波数  $n$  の波動解

$$\eta'^* = \eta_0^*(r^*) r^{*-1/2} \exp(-ins)$$

と  $\beta^*$  の定義式を代入して、

$$\partial^2 / \partial r^{*2} (\eta_0^*) + (2 / (R_0 (1 + r^{*2}) \bar{v}_s^* / r^*) + (1 - 4n^2) / (4r^{*2})) \eta_0^* = 0 \quad (7)$$

と成る。これはこの実験における、無次元円周方向速度  $\bar{v}_s^*$  の西風基本流中を伝播する東西波数  $n$  の定常ロスビー波の伝播特性を示す支配方程式である。(7) 式左辺の第2項の係数の平方根は局所的無次元南北波数を表しているの、この係数が正の時のみ内部波として伝播可能である。この係数が0のところは反射地点  $r_{r.r.}^*$  であり

$$r_{r.r.}^* = ((4n^2 - 1) \bar{v}_s^* / r^* / (8/R_0 - (4n^2 - 1) \bar{v}_s^* / r^*))^{1/2}$$

で示される。この反射地点より低緯度側でしか伝播できない。基本流が無次元円周方向速度  $r^*$  の剛体回転的な流れすなわち  $\bar{v}_s^* / r^* = 1$  の時、表1のように、東西波数が一定なら、 $R_0$  が小さいほど、より高緯度側まで伝播可能であり、 $R_0$  が一定なら、東西波数が小さいほど、より高緯度まで伝播可能である。

| $\begin{matrix} n \\ R_0 \end{matrix}$ | 1    | 2    | 3    | 4    |
|----------------------------------------|------|------|------|------|
| 1/40                                   | 0.10 | 0.22 | 0.35 | 0.49 |
| 1/20                                   | 0.14 | 0.32 | 0.53 | 0.81 |
| 1/10                                   | 0.20 | 0.48 | 0.88 | 1.93 |

表1 定常ロスビー波の反射点：  
数値が反射点を無次元半径で表している。

#### 4. 実験結果

様々な条件で実験を行なったが、特に  $a=145\text{mm}$ ,  $d=10\text{mm}$ ,  $H_0=140\text{mm}$ ,  $\Omega=27\text{rpm}$ ,  $\Delta\Omega=3\text{rpm}$  の場合、すなわち  $A=1/15$ ,  $F=0.06$ ,  $R_0=1/18$  の場合について実験および解析結果を報告する。

##### 4. 1 軌跡の変化

図6は、表面に浮かべたトレーサー動きを移動計測法で追跡し、各10秒間毎の軌跡の変化を10秒間隔で並べたものである。この図では、楕円側壁の長軸は図の左上から右下に延びている。この軌跡データをは、まずビデオ画像信号を画像解析装置でRGB信号に変換し、移動計測ソフトを使って各トレーサーの位置座標の時系列データ得たものである。移動計測法の基本的原理を以下に示す。

まず人間が手作業でコンピュータ・ディスプレイ上の複数個のトレーサーの位置に微少な枠を設定する。必要な回数だけこの作業を繰り返した後、コンピュータがビデオ・デッキを数コマだけ動かし、新しい画面を表示する。その後、自動的に新しい画像について、個々の枠内の輝度重心を計算し、各々の枠の中心をこれらの輝度重心へ平行移動させる。そして再びビデオ・デッキを動かすことに戻り、以後これを必要な回数だけ繰り返す。コンピュータの制約により、一度に扱えるデータ量に限りがあるため、我々はビデオ画面を同心円状の10個の領域に分け、1回の作業では各々の領域から18個のトレーサーを選び、1/30秒間隔で510シーンまでの9180個の位置データを求めた。この作業を空間的に10領域、時間的に8期間、計80回繰り返して、約2分間におよぶ1イベントの実験データを得た。

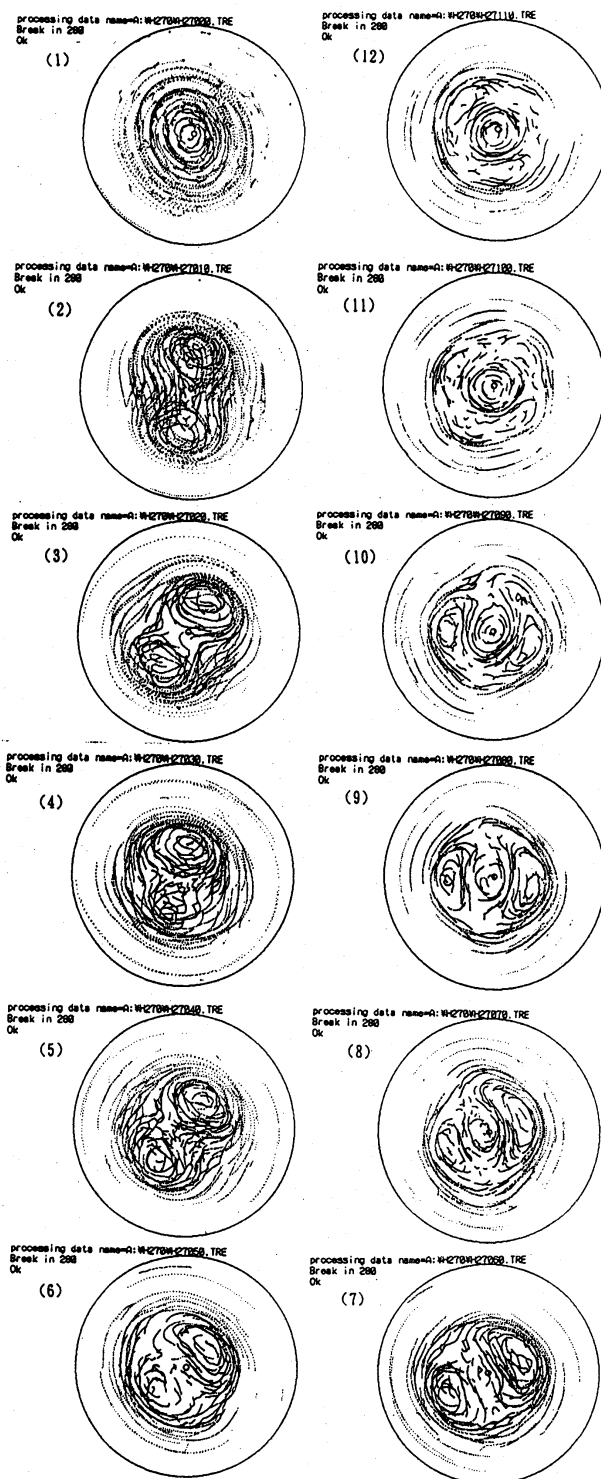


図6 表面流の軌跡の変化：(番号の順に変化する)  
側壁の長軸は各々の図の左上から右下に延びている。

この生データを、1秒間にわたる移動平均法で1/10秒間隔のなめらかなデータにし、さらに移動計測処理に関わる種々のニセデータを除去した1次処理データを作った。この1次処理データを時間的には、10秒間毎に分割し、空間的には10領域全てを合成して得られたのが図6の軌跡図である。

軌跡図は10秒間の情報が重ねられたものなので、各瞬間の速度場を表すものではないが、各ステージ毎の変化に注目すると、初期の剛体回転的な西風の場合、2個の低気圧性渦の発達を経て、最終的には極域において、東風の極渦に変化していく様子が分かる。

#### 4. 2 速度分布の変化

図6の軌跡データをもとにして、差分法により各トレーサーの各時刻における速度を求めた。図7は、各瞬間における速度分布を約10秒毎に示したものである。ここでも、図6と同様に、楕円側壁の長軸は図の左上から右下に延びている。速度を求めるに際しては、前後のデータにニセデータやデータの繋ぎ目に由来するデータ欠損がある場合は、前進あるいは後退差分、欠損がない場合は中央差分を用いた。なお、速度データは更に円筒座標表現に変換されている。この図には、トレーサーの存在密度差により、速度データの多い領域と少ない領域があるが、各瞬間の速度分布を見ても、2個の低気圧性渦が発達し、やがて、この渦は減衰し、最終的には極付近では高気圧性（東風）の渦が形づくられていることが分かる。しかも、注意深く見ると、2個の低気圧性渦の位置やその強さは必ずしも一様に変化するのではなく、複雑な変動があることが分かる。

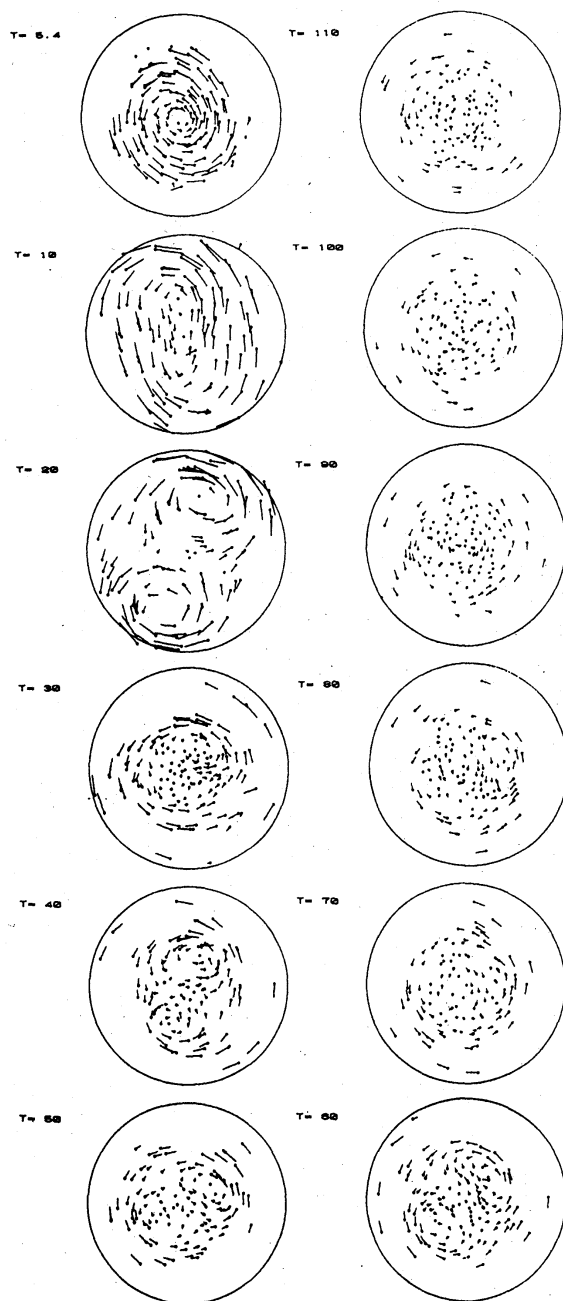


図7 表面流の速度場の変化：（左肩の数字は時間（秒））  
側壁の長軸は各々の図の左上から右下に延びている。  
図中の線分の先の小円が速度の向きを示している。

#### 4. 3 帯状平均流の変化と波数解析

次に、速度場の変動を定量的に捉えるために、まず、トレーサーの存在密度のバラツキによる速度データの不均一性の問題を克服しなければならない。具体的には、各時刻におけるすべての速度分布データを、再び、そのデータの得られた位置に基づいて、水槽中心から半径方向に10等分した各領域(チャンネル)毎に分類し直す。このとき、少しでも波数解析の信頼性を向上させるため、各瞬間毎に前後2コマ(.1秒/コマ)ずつのデータを加え5倍のデータ量にした、ただしその結果、時間分解能は5分の1となり、.5秒/コマとなった。その後、各領域毎に平均流とそれからの偏差流に分けた。このとき、各領域毎に速度データの標準偏差を求め、その $2\sqrt{2}$ 倍以上の偏差を持つデータをニセデータとして除去した。さらに、その偏差流の流線関数を、円周方向波数1, 2, 3, 4の4種類の正弦関数の重ね合わせと考えると、各々の成分の位相を相関係数法で決定し、そのチャンネル毎の振幅を最小自乗法で求めた。こうして、この流線関数から、空間的に一様な速度場データを構成した。しかしながら、波数解析に用いる有効データ数は各領域毎に時間平均すると、領域(1)から(10)まで順に、27.9, 72.6, 101.9, 122.8, 128.3, 103.7, 79.7, 40.0, 12.9, 14.4個と成った。このように時間分解能を犠牲にして、データ数を増やしたが、もとの速度データの存在する位置が遍在しているために、中心部や周辺部では信頼性のためには十分な数とは言えない。従って以下の図では、領域(2)から領域(8)までのみを示す。

以下に、速度場を円周方向の帯状平均場の変動と、各々の波数成分の変動に分けて考察する。図8は各チャンネル毎の帯状平均角速度の時間変動を示している(時間軸は $2\pi/\Omega$ を1日として目盛ってある)。平均角速度が約2日後にひと度、 $\Delta\Omega$ に等しい3rpmになった(この実験の初期条件に当たる)後、約8日(約18秒)後までの間、すべての領域で強い西風減速が起こり、特に領域(2), (3), (4)では、平均流としては極渦が反転し東風となっている。その後、約14日(約31秒)後までは西風加速に変わり、全領域で再び西風に戻っている。その後も、弱い西風減速と加速を繰り返しつつ、周辺部(第5, 6チャンネル)では弱い西風のままであるが、中心部(第2, 3, 4チャンネル)では持続した東風となり、極渦反転が確認される。

図9は、各チャンネル毎の、波数2の流線関数の振幅の時間変動を示している。縦軸は3.2節で見積もった代表的擾乱速度の大きさ $d\Delta\Omega$ に対する比を取っている。図9より、約8日あたりに最初の極大値を取った後、約14日には極小値を取り、その後も脈動を繰り返していることが分かる。図8との比較から、波数2の振幅の増大期が西風減速期に対応し、振幅の減少期が西風加速期に対応していることが分かる。そして、チャンネル2では、振幅の2回目の極大期あたりから持続的な極渦反転が見られ、チャンネル3では3回目の極大期あたりから、チャンネル4では4回目の極大期あたりから、各々、持続的な極渦反転が見られる。このように、波数2の擾乱振幅の数回にわたる脈動にともなって、中央部(高緯度側)から段階的に持続的な極渦反転が起こっている。生のビデオ画像を観察しているときには、チャンネル2, 3における第1回目の平均流としての極渦反転はおそらく視覚されず、はっきりと視覚されるのは、この持続的な反転の方だろうと思われる。

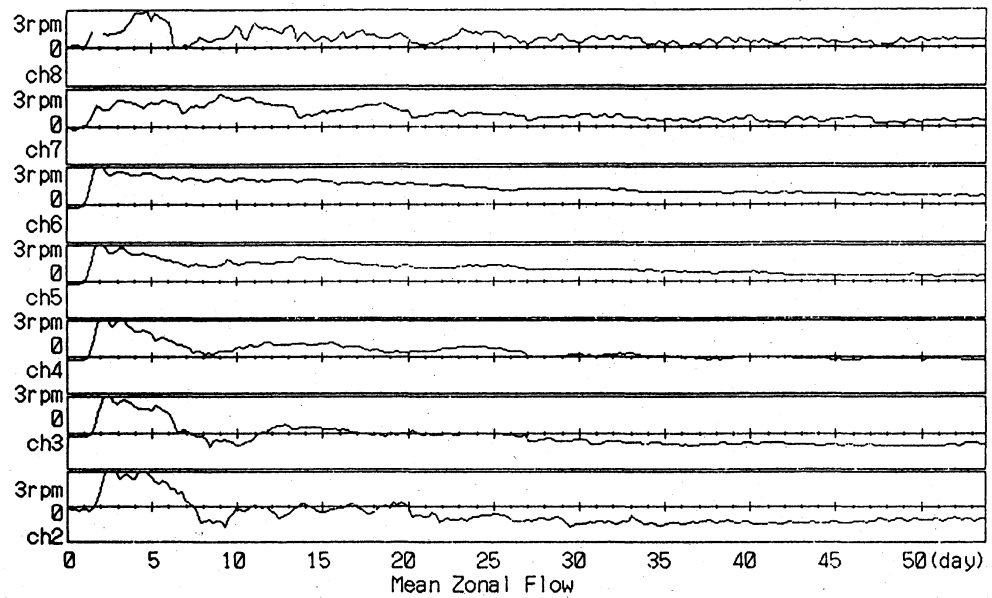


図8 各チャンネル毎の平均角速度の変動：  
時刻は系の回転周期 ( $2\pi/\Omega$ ) を1日として目盛っている。

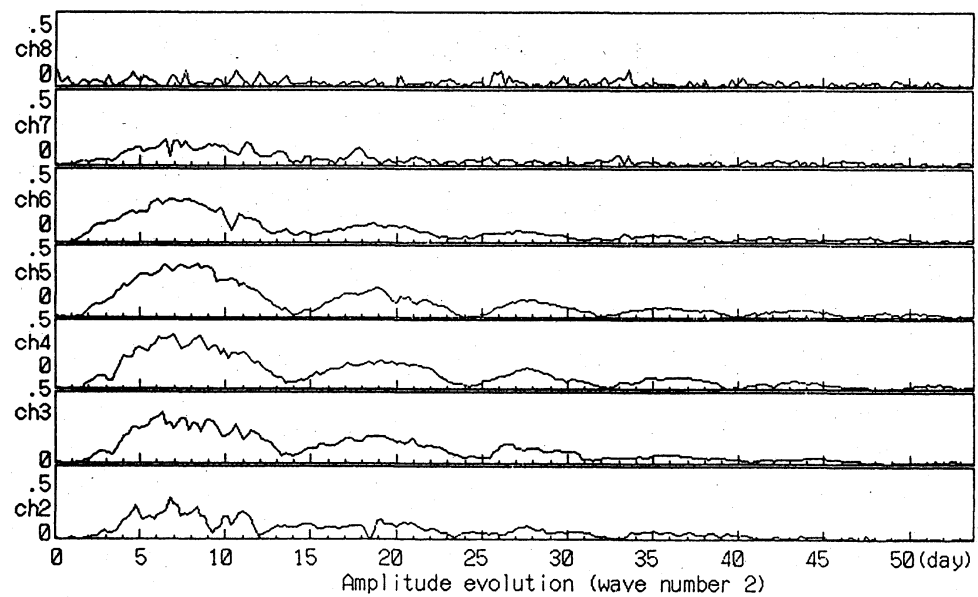


図9 各チャンネル毎の擾乱速度の波数2の成分の振幅の変動  
時刻は系の回転周期 ( $2\pi/\Omega$ ) を1日として目盛っている。

それでは、この波数2成分の脈動をもたらしているものは何であるかについて考察する。図10は各チャンネル毎の波数2成分の半径方向流速の極大となる位相の変動を示している。各チャンネルとも位相速度は負であり、位相が東から西へ伝播していることを表している。元来この実験は定常ロスビー波の励起を念頭に置いていたのであるが、実際にはかなりの速さで西向き伝播が見られる。しかも、その伝播の様子は約2日から約14日までの第1ステージと約24日までの第2、32日までの第3、...といくつかのステージに分けて見ることができる。そして、それぞれのステージにおいて、チャンネル毎の比較をすると、低緯度側（外側）程、初期位相は大きな値であって、しかも、位相速度が速いことが分かる。従って、低緯度側の位相がやがて高緯度側の位相を追い越すことになる。そのような変化は、水平面内で観察するとどのような変化であろうか。

図11の(a),(b),(c),(d)は第1ステージの前期、中期、後期および第2ステージの前期における、典型的な速度分布を示している。各々の図の左図は左肩に示した時刻（秒）における測定された速度場（ただし、0.1秒毎のデータが5コマ分重ねてある）であり、右図が東西（円周方向）波数0～4にわたる波数解析結果を合成して得られた速度場である。左右の図中の斜め線は実験に使った楕円筒水槽長軸の向きであり、左図の小円の連なりは各チャンネルにおける波数2の成分の等位相線を表している（小円で示された偏角の場所が北向き（中心向き）速度の極大点に当たる）。

4.5日（10秒）の等位相線を見ると、ほぼ全域にわたって北側（中心部）程、位相が西へ傾いている。このことから、西風中のロスビー波の伝播特性より群速度が北向き（中心向き）であることが分かり、この時刻は波のエネルギーが低緯度側から高緯度側に伝播している状態と見なせる。また、10日（22秒）の等位相線は全域

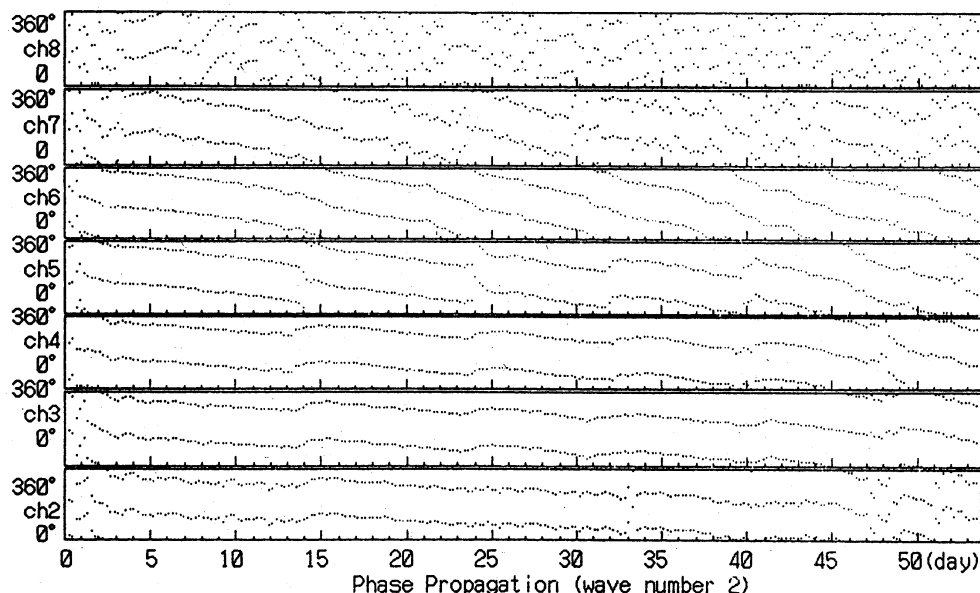


図10 各チャンネル毎の擾乱速度の波数2の成分の位相の変動  
波数2の擾乱速度の北向き（中心向き）成分が極大になる偏角を示している。

にわたって、ほぼ立っており、南北方向に定在波を形づくっていると見なせる。そして、13日(29秒)の等位相線は、ほぼ全域にわたって位相が東へ傾いており、群速度が南向き(外向き)、すなわち、波のエネルギーが高緯度側から低緯度側に伝播している状態と見なせる。さらに17.5日(39秒)の等位相線は4.5日と同様にエネルギーの北向き伝播を示している。

すなわちこれらは、3.3節で予想したように、楕円筒側壁で励起された定常ロスビー波が高緯度側に入射の後反射をしていることを示唆している。このように、時刻とともに入射波と反射波の重ね合わせの割合が変化すると考えると、定常ロスビー波にもかかわらず波数2の位相が西向きに伝播して見えることが理解できる。

第2、第3、第4ステージもまた、第1ほど明瞭ではないが、ほぼ似たような入射、反射を繰り返している。ただし、中心部は定在波を形づくったままでステージを重ねる毎に、定在波の領域が広がり、ステージの周期は短くなる。

## 5. おわりに

このように、地球の半球規模に匹敵するバロトロピック大気の振る舞いが、比較的単純な室内実験で模試できた。そして、低緯度側から高緯度側へ水平伝播する定常ロスビー波によって、極渦の反転が起こることが分かった。反転のメカニズムについては、定常ロスビー波の基本場に対する西向き運動量が極域(中心部)で平均場に移るという、波動-平均流相互作用の枠内で定性的には理解されるが、その詳細については、粘性の効果、非線形性の効果、クリティカル・緯度の効果など、いくつかの要素が絡み合っている可能性があり、今後、より明快な室内実験および数値実験を行って調査する必要がある。

## 参考文献

- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming  
Journal of Atmospheric Science., 28, 1479-1494.

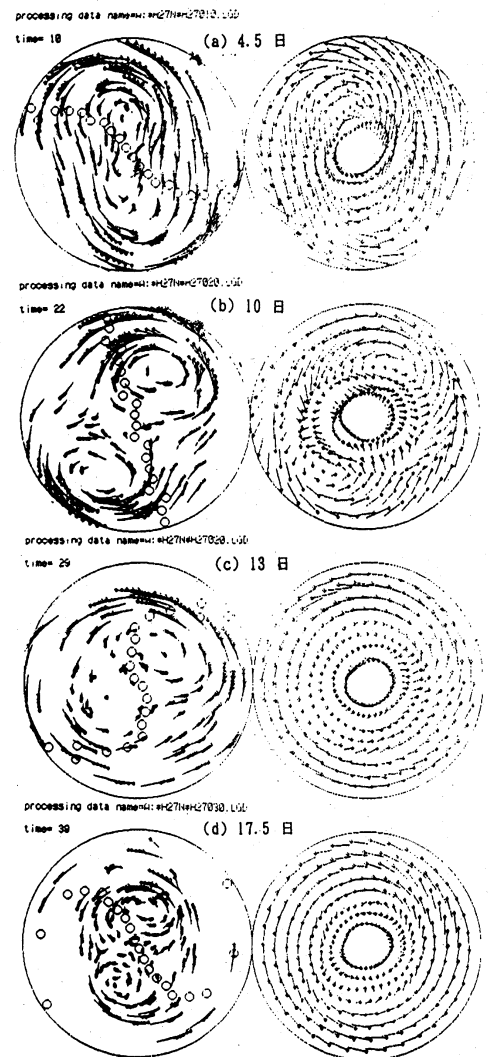


図1.1 波数解析の合成図と波数2の位相の傾き: (a), (b), (c), (d) は各々4.5日, 10日, 13日, 17.5日の速度分布に対応する。側壁の長軸は各図の左上から右下へ延びている。