

回転水槽実験のこれまでとこれから

乙部直人*1・筆保弘徳*2・菅田誠治*3・伊賀啓太*4
 佐藤正樹*4・田島俊彦*5・佐藤元*6・酒井敏*7
 三村和男*8・山田朋人*9・北野慈和*9

1. はじめに

このレビューは、国内での傾圧不安定波に関する回転水槽実験を用いた研究に関わってきた著者が、実験の始め方からデータの解析や定式化に対する取り組みに至るまで、研究をレビューする形で解説をしている。これによって、回転水槽実験の経験の無い方にも、回転水槽実験の発展や内容についても概観していただけたと考えている。

第2章(乙部直人)では、どのような視点でこの研究が始まり、どういった経緯で研究は広まっていったか、回転水槽実験の歴史を紹介する。そして第3章では、回転水槽実験で観測される水面の流れや振る舞いについてどのような力学的な理解が得られているかについて、軸対称(第3.1節:菅田誠治)と非軸対称(波動)構造(第3.2節:伊賀啓太)の2つの視点に分けて解説する。第4章では、回転水槽実験によってどのような成果を狙い実験を始めたか、その上での回転

水槽装置の製作の過程や可視化・測定 of 工夫について解説する(第4.1節:佐藤正樹, 第4.2節:田島俊彦, 第4.3節:佐藤元)。

最終章では、長い歴史を持つ回転水槽実験に粒子画像流速測定法(Particle Image Velocimetry: PIV)のような現代的な手法を用いれば、波数の異なる波が同時に存在する実験(第5.1節:筆保弘徳)や複雑な流れ場になりやすい洗い桶に似た水槽(第5.4節:山田朋人・北野慈和)での解析ができること、水槽や可視化の工夫をすることで内部構造の観測(第5.2節:酒井敏)や惑星渦度の効果を取り入れた実験に拡張できること(第5.3節:三村和男)など、近年の研究を紹介する。

2. 回転水槽実験の歴史

この実験には固有名称が無いらしく、傾圧不安定の実験または傾斜対流の実験など、説明的に表現される工夫をされながら呼ばれてきたが、気象学の世界では「回転水槽実験」と呼んでこの実験を指す(瓜生 1973 など)。一般名詞であることに注意しながら、本稿もそう呼ぶこととする。

回転水槽実験の研究は、最初は理論研究が先行し、Charney (1947) と Eady (1949) によって傾圧不安定の線形安定論が独立に調べられた。そのあと、Fultz (1950a,b) と Hide (1953) によって実験されたのが回転水槽実験の始まりである。Hide の実験は、最初のうちは地球内部の流体核の対流実験として開始されたが、地球大気を模擬していると気づいたあとは、温帯低気圧や移動性高気圧のメカニズムを解明しようとして利用されたり、大循環のモデルと認識されたりして盛んに実験された。この頃のレビュー論文と

*1 福岡大学理学部。

*2 (連絡責任著者) 横浜国立大学教育人間科学部,
〒240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台79-2.
fude@ynu.ac.jp

*3 国立環境研究所地域環境研究センター。

*4 東京大学大気海洋研究所。

*5 元 福井県立大学学術教養センター。

*6 日本気象予報士会。

*7 京都大学大学院人間環境学研究所。

*8 東海大学教養学部。

*9 北海道大学大学院工学研究院。

—2015年8月28日受領—

—2016年4月18日受理—

しては、例えば国外では Lorenz (1967), 国内では瓜生 (1973, 1977, 1978), 菊地ほか (1988) などがある。この瓜生氏は、松尾氏とともに流れ場についての研究を行っていた (Matsuwo *et al.* 1976, 1977; Uryu and Matsuwo 1977; Uryu *et al.* 1974)。また、玉木先生と宇加治先生は、初期は実験的に熱輸送量やバシレーション (波動が周期的な変動を持つ現象) について調べ (Tamaki and Ukaji 1985, 1986), 後期には宇加治先生は数値的な研究にも取り組んでいる (Ukaji and Tamaki 1989, 1990)。そして、時岡氏は基本場となる流れ場の理論的な研究を行っていた (Tokioaka 1970)。この時岡氏の研究は第3.1節の菅田の研究へとつながっている。国外の、特に欧米の研究は数が多いため、参考になる文献については以下の Web 上に公開する (<https://www.gfd-dennou.org/arch/prepri/2016/tenki/kaiten-suisou/SIGEN.htm> 2016.2.23掲載)。

まずは3つの同心円筒の水槽を利用する実験を紹介する (第1図)。水槽をこのように配置すると3つの領域に分かれるが、一番内側の円筒状の水槽と、一番外側のバームクーヘン状の水槽は、温度をコントロールするための水槽であり、実験を実際に行う水槽は中間のバームクーヘン状水槽である。この水槽の内半径を a , 外半径を b とする。そこに、 d の深さの作業流体 (水など) を入れる。また、内側と外側の温度差を ΔT とし、装置全体を回転角速度 Ω で回転させる。通常この回転軸は水槽の軸と一致させる。もう1つのタ

イプは第5章でも山田・北野氏が行っているように、3重水槽の中央の冷却水槽を取り除き、その代わり作業層の底面で冷やすものである。この形は作業層が洗い桶のようなのでディッシュパン型と呼ばれており、3重の物はアニュラス型と呼ばれている。

後の章の説明のために、2つの無次元数を紹介する。これらはそれぞれテイラー数と呼ばれる量と熱ロスビー数もしくはサーマルロスビー数と呼ばれている量で、通常以下のように定義される。

$$Ta \equiv \frac{4\Omega^2(b-a)^5}{\nu^2 d}, \quad Ro_T \equiv \frac{gd(\Delta\rho/\rho_0)}{\Omega^2(b-a)^2} \quad (1)$$

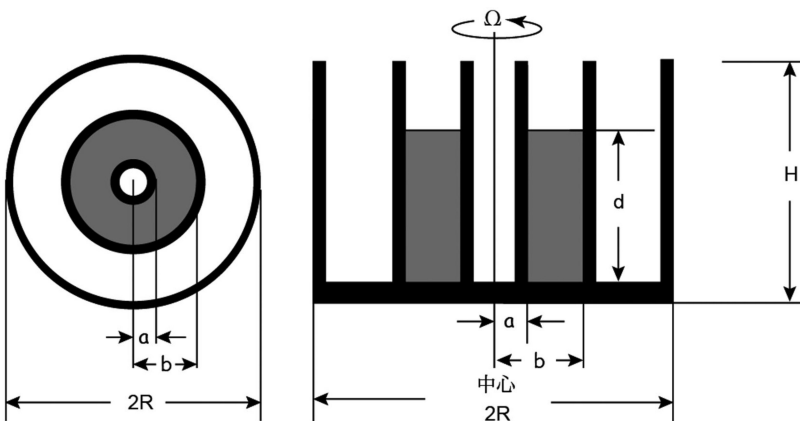
ここで、 g は重力加速度、 $\Delta\rho$ は温度差 ΔT によって生じた密度差、 ρ_0 は平均の密度である。さらに、いくつかの値を導入しておく。

$$Pr \equiv \nu/\kappa, \quad \Gamma = (b-a)/d \quad (2)$$

Pr はプラントル数と呼ばれており、 Γ はアスペクト比と呼ぶ。また、 ν は動粘性係数、 κ は熱拡散率である。

回転水槽実験は、形態学的な特徴を調べる事からスタートした。大きく分けて、3つの特徴的な流れ場のパターンが見られる。1つは円周に沿った軸対称の流れが生ずるパターンである (一例として、第2図の左のパターン)。この流れは、温度風の関係を満たし、水槽の上ほど速い流れになっており、偏西風と解釈される。2つめはその軸対称の流れが内側と外側へと交互に蛇行した流れ場である

(第2図の中央)。この場合の流れ場から平均的な流れを取り除くと、高・低気圧性の渦が交互に並んだものとなる。これらの渦が平均的な流れと同じ向きに移動しているような状態であり、移動性高低気圧を模擬していると見なされる。3つめはその波が崩れた不定形の流れ場の状態である (第2図の右)。この形態学的な結果を示したもので有名なのは Fowles and Hide (1965) のレジームダイアグラム (第2図) で、2つ



第1図 (左) 実験水槽の水平断面模式図と (右) 鉛直断面模式図。水槽は3重の同心円筒水槽からなっており、グレーの部分が実験を行う作業流体の入る領域。実験水槽の内半径: a , 外半径: b , 作業流体の深さ: d , 回転数: Ω , 水槽全体のサイズは直径: $2R$, 深さ: H 。

の無次元数 (式 (1) で示す) を用いて, 回転水槽実験において波動がみられるか否か, また波動がみられるとした場合その波数はいくつかということを描いたものである。

この実験ではヒステリシス (現在の波数を維持しようとする効果) があるために, 波数については同じ実験パラメータでも違う値を取り得るのであるが, 非常にクリアに境界が引かれていることに注意が必要である。さらに, この波数は水槽の形状などに依存するので, 使用する際には一般的に注意を要する。

また, 地球流体力学的な研究の多くは線形安定論からスタートしエネルギーの変換等々調べられているが, 最終的には, 解析的な手法にのっつて, 波の伝播を定式化された形式で記述するようなことには至っていない。これは, 波の振幅が有限であるために非線形効果があることと, また境界, 特に側壁の存在が生む複雑さのためである。そのため, 簡単なモデルという物を構築することには至っていない。

数値計算については, Williams (1967) や上述した

ように宇加治先生の仕事などがあるが, 数値計算の解像度を十分に細かくし Direct Numerical Simulation (DNS: グリッド以下の現象を考慮する必要のない高解像度) というレベルで行うためにはかなり大型の計算機を必要とし, それも十分ではなかった。

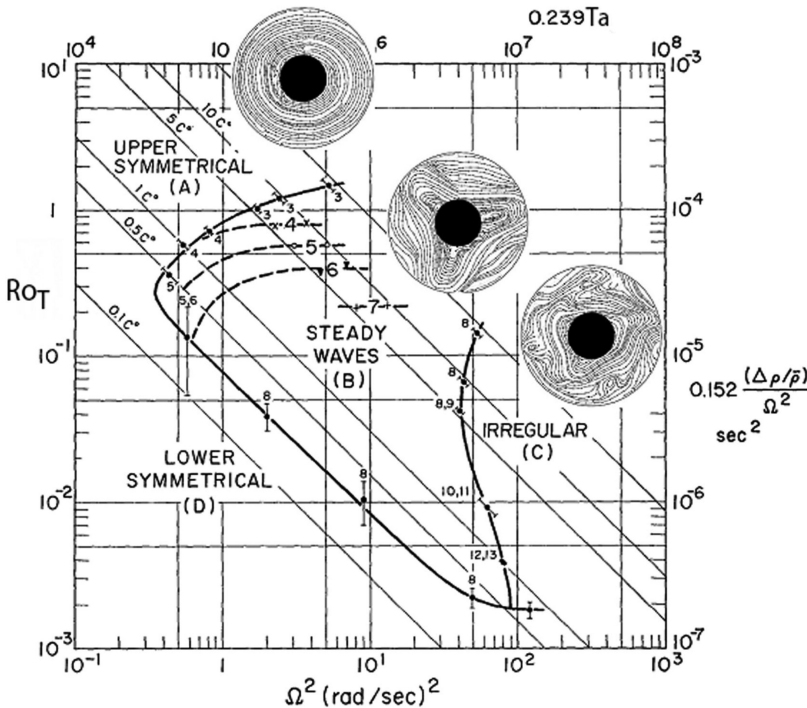
そのような事情から, 回転水槽実験の数値計算的な仕事はそれ程多くはない。その間気象学を扱う数値計算は地球そのものを扱うものを中心とし, 複雑な事柄同士の相互作用を扱うように進化していった。

そして, 回転水槽実験自体も研究目的で行われることは減り, 例えば学部生の教育や, アウトリーチといった演示目的で行われることが多くなった。その間には, 時間間隔を開けて撮影した画像から流速を測定する PIV など開発されており, 流速を取得することは可能であったが, 精度のよいデジタル画像やリアルタイムに処理するために必要な計算機性能などのハードルが高かったせいも, あまり注目されておらず, 回転水槽に適用された例は多くはない。

しかし最近でも, 欧米では数は少ないものの回転

水槽の論文 (例えば Young 2014) が出ており, また新しい技術の開発 (Afanasyev *et al.* 2009) なども行われている。この水面の高さを計測する技術やそれを利用した速度や渦位の計測などは, 水槽実験の研究にとっては PIV と同様に非常に大きなポテンシャルを持ったものである。感温液晶などによって画像から温度を取得することもできる。このような様々なデータを面的に取得できるようになったことは, 地球の気象観測に照らして言えば気象衛星が上がったような物であって, 水槽実験に取って新しい時代を迎えたと言えることができる。

さらに, 2000年代に入ってから, デジタル映像機器の進歩は著しく, 10年前には大学や研究所において共同利



第2図 レジームダイアグラム (Fowles and Hide 1965) と, SYMMETRIC, STEADY WAVE, IRREGULAR にあたる実験設定で行った水面運動の PIV 結果。左の軸の R_{oT} は熱ロスビー数で上の軸の T_a はテイラー数。

用されていたような機器が個人でも利用できるようになってきた。このことはPIVや、その他の画像解析を利用した水槽実験の解析を行うハードルを下げている。同様に必要な計算機資源もとても手軽に扱えるものとなっている。

また、数値計算に利用される計算機についても同様で、パーソナルコンピュータの性能向上は大きく、以前は大型計算機でも難しかった数値計算も手許で行える環境が整っている。そのため、数値モデルの性能検査として水槽実験を利用することなども現実的になっている (Harlander *et al.* 2014)。

3. 回転水槽実験の理論的背景

3.1 軸対称流におけるバランスの理解

この節では、実験水槽の上部に蓋が有って流体は水である場合の定常軸対称流のテイラー数 (T_a)、熱ロスビー数 (R_{OT}) に対する依存性について説明する。Sugata and Yoden (1992) (以下SY92) では依存性を見るために、 T_a を $10^{4.5}$ から 10^7 まで、 R_{OT} を $10^{-1.5}$ から $10^{0.5}$ までそれぞれ $10^{0.5}$ 刻みに変動させた組合せについて軸対称流の数値解を求めて振る舞いを調べている。この中には波動に対して不安定な解も存在し、実際の実験では定常軸対称流ではない流れが出現するものも含まれている (第2図) ことに注意されたい。

容器内での流れは、上下内外の境界の近傍に形成されるそれぞれの境界層領域4つと内部領域に区分され、上下のエクマン境界層の厚さは T_a に依存し、側面境界層の厚さは主に ΔT に依存している。子午面循環は境界層内で卓越し内部領域では非常に弱い。境界層内の子午面循環は T_a と R_{OT} のどちらも大きいほど強いが、 R_{OT} に対する依存性の方がより強い。内部領域での弱い子午面循環は、 R_{OT} も T_a も小さいと1つの直接循環を、 R_{OT} が小さく T_a は小さくないと2つの直接循環と非常に弱い間接循環を、 R_{OT} がある程度大きいと2つの直接循環を形成する。

東西方向 (回転方向) の流れは内部領域で卓越し、上部では系の回転方向と同じ向き、下部では回転方向と逆の向きである。東西流速は内部領域の上下端付近で最大となり、大雑把に言って ΔT が大きいほど強く、大きい T_a および大きな R_{OT} において強い。

温度場については、内部境界における等温線の傾きが R_{OT} に大きく依存する。 R_{OT} が小さいと等値線は鉛直に近く切り立っており、熱伝導が卓越していることを示している。 R_{OT} が大きいと内部領域での等温線は

水平に近く、熱対流が卓越していることを示しているが、その分、側面境界層付近では強い水平温度勾配を持つ。仮想的な純伝導状態での熱フラックスの何倍の熱フラックスが起きているかを表すヌッセルト数を見ると、境界層内の子午面循環の強さによく似た依存性を示している。 R_{OT} が大きいほど、子午面循環は強くヌッセルト数は大きくなり、純伝導よりも相対的に多くの熱を、対流による熱輸送の割合が増えることによって運んでいる。

定常軸対称流で成り立つ運動量、熱のバランスを簡単式で解いて示すことにより、上で示したパラメータ依存性を理解することを試みる。式の詳細についてはSY92を参照して頂きたい。

定常軸対称流を特徴づける未知数には以下の8つが考えられる。まず、境界層および内部領域の大きさに関して、 $L=b-a$ であるとして、

- 側面境界層の厚さ： l

(内部領域の幅： L_i , $L_i=L-2l$)

- 上下境界層の厚さ： h

(内部領域の高さ： H_i , $H_i=d-2h$)

の実質2つの変数がある。これらを規定する変数として、

- 境界層内の子午面循環の強さ (境界層と内部領域の境での流れ関数)： Ψ_i

- 東西流強さ (内部領域の最上部と最下部の東西流速)： $v(t)$, $v(b)$

- 上部, 下部境界層の平均温度： $\theta(t)$, $\theta(b)$

- 無次元化した内部領域の水平温度差： $\delta\theta$

の6つが考えられる。これらは回転系での記述であることに注意する。

流れにおいて成り立っているバランスを順に考えていくことで、これらの関係を導く。まず、内部領域では温度風の関係が成り立っており、上下の東西風速の差は内部領域の水平温度差と比例している。

$$v(t) - v(b) \propto \delta\theta / L_i \quad (3)$$

上下境界層はエクマン層のバランスが成り立っており、その内外の流量と流速の関係から、

$$v(t) = -v(b) \propto \Psi_i \quad (4)$$

が成り立つ。この2式を用いて、

$$\Psi_i \propto \delta\theta / L_i \quad (5)$$

の関係が導ける。これは境界層内の子午面循環の強さ

が内部領域の水平温度差に比例していることを意味している。

一方で内外壁面での熱輸送量と中間半径における熱輸送量が釣り合うことから、

$$(1 - \delta\theta)/2l = \delta\theta/L_i + p\Psi_i(\theta(t) - \theta(b)) \quad (6)$$

の関係がある。 p は定数であり、右辺の一項目は伝導による熱輸送量、二項目は対流による熱輸送量である。式(5)と式(6)を解くために、熱輸送について極端な2ケースを考える。

まず、熱輸送において対流が卓越する場合を考える。このとき l は、側面境界層における浮力と摩擦力のバランス式を適当な仮定をおくことで解くことができ(詳しくは次節)、外部パラメータのみで表せる。また、式(6)の右辺第一項は無視することができ、さらに、 $\theta(t) - \theta(b) = 1$ を仮定することができるので、

$$(1 - \delta\theta)/2l \propto \Psi_i \quad (7)$$

の関係を導ける。子午面循環の強さ (Ψ_i) が内部領域での水平温度差 ($\delta\theta$) に比例する(式(5))だけでなく、側面境界層での水平温度差 ($1 - \delta\theta$) にも比例する(式(7))ことになるので、その相反する要求の兼ね合いから両者が定まる。このときの各変数の R_{OT} と T_a に対する依存性を見ると、大きい R_{OT} と T_a における依存性がほぼ再現できていた。

次に、熱輸送において伝導が卓越する場合を考えると、式(6)は、

$$\delta\theta/L_i = 1/L \quad (8)$$

と変形できる。この式(8)は、内部領域が系全体と同じ温度勾配を有すること、すなわち、内外境界層が熱的に存在しないことを示している。このとき式(3)の右辺は外部パラメータのみで記述されるので、式(4)も用いて、 $v(t)$ 、 $v(b)$ 、 Ψ を解ける。このときの各変数の R_{OT} と T_a に対する依存性を見ると、小さい R_{OT} と T_a における各変数の依存性がほぼ再現できていた。

実際には対流も伝導も存在するので上に示した2つの理解の重ね合わせになるが、熱輸送について両極端である2ケースとその間の遷移ととらえることで、軸対称流の外部パラメータに対する依存性を理解することができる。

3.2 不安定による波動発生の理解

回転水槽実験では実験設定の外的な条件が軸対称なものであるから、それに対応する自然な応答場としては軸対称な流れ場が考えられる。ところが第2章で見た通り、実際にこのような設定で実験を行うと、内外の温度差が非常に大きい場合と逆に小さい場合では軸対称な流れができるものの、温度差が適当な範囲にある場合には規則的あるいは不規則に波打った非軸対称な流れが生じる。このような結果は Fowles and Hide (1965) でまとめられたレジームダイアグラム(第2図)が有名である。この回転水槽実験では多くの無次元パラメータが定義されるが、実際の実験でよく行うように、作業流体と実験の幾何学的形状を固定した中で回転数と内外の温度差を様々に変化させる場合に重要となる無次元パラメータ、熱ロスビー数とテイラー数(式(1))の2つに注目してどのような流れのレジームになるのかまとめられている。この2つの無次元パラメータを用いて表現すれば、熱ロスビー数が大きい場合と小さい場合では流れが軸対称となるが、その間の適当な値の範囲では波打った流れとなる。それぞれの軸対称流の領域を上部軸対称領域および下部軸対称領域といい、その間に波動領域が存在しているのである。

波打った非対称な流れは、まず軸対称な外的条件に対する自然な応答場である軸対称流を「基本場」と考え、そのような軸対称流れ場の不安定性から擾乱が発達して非対称な流れが実現されると解釈することができる。その不安定がどのような種類の不安定であるのかということについては、回転系の水平方向に密度差のある状況から位置エネルギーを取り出して発達する傾圧不安定であると考えられている。傾圧不安定の基礎的な理論としては Eady (1949) によるものと Charney (1947) によるものがよく知られているが、内部領域に渦位勾配がない状況で、領域の上端に捕捉された波と下端に捕捉された波との相互作用としてとらえることのできる Eady 理論の傾圧不安定では、波長の短い波動はその影響が他方の境界にまで十分に届かなくなるため、短い波長では不安定波が出てこないという短波長カットオフが存在する。それに対して、下端に捕捉された波が渦位勾配のある内部領域内に臨界層をつくることにより生じる Charney 理論の傾圧不安定では、内部領域のどのレベルでも渦位勾配を伴う臨界層が生じるため、どのような波長の波を考えても不安定が存在する。

回転水槽実験の説明を行う際には、その基本場は Eady 理論の設定に近いとみなされて取り扱いがなされることが多いが、これは、中心付近の内部領域では温度の空間変化が一様に近いことと、水深が有限で上下端の境界ともに擾乱の発達に本質的に関わることに、Eady 理論の設定でよく近似できているものと考えられる。レジームのパラメータ依存性、特に波動領域と上部軸対称領域（第 2 図の UPPER SYMMETRICAL 領域）のレジーム境界は基本的には Eady 理論で現れる短波長カットオフによって説明される。この説明は、多くの解説でなされているが（例えば瓜生 1973）、ここでもその概要を振り返ってみよう。

Eady 理論で不安定モードのない中立領域である条件（短波長カットオフ）は

$$\lambda_R k > 2.4 \quad (9)$$

と表される。ここで λ_R はロスビーの変形半径 $\lambda_R = (d/f) [(g/\rho_0) \partial \rho / \partial z]^{1/2}$ 、 k は擾乱の全波数で、 L_x を水路に沿った方向の波長、 L_y を水路を渡る方向の波長とすると $k^2 = 4\pi^2 (1/L_x^2 + 1/L_y^2)$ である。 $\partial \rho / \partial z \sim \Delta \rho / d$ 、 $f = 2\Omega$ とし、 L_y は水路幅全体にわたる波を考えて水路幅の 2 倍の $L_y = 2(b-a)$ 、 L_x を円環領域の中心軸の周長の $1/n$ 倍（ n は周方向波数）の $L_x = \pi(b+a)/n$ とし、

$$\pi \frac{d}{2\Omega} \left(\frac{g\Delta\rho}{d\rho_0} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{(b-a)^2} + \frac{4n^2}{\pi^2(b+a)^2} \right]^{1/2} > 2.4 \quad (10)$$

さらに、実際の実験装置でも多く見られる円環領域の幅の狭い設定（ $H_1 \equiv (b-a)/\frac{1}{2}(b+a) \ll 1$ ）の場合には

$$R_{OT} > \frac{2.4^2 \cdot 4}{\pi^2} \quad (11)$$

となり、この条件が上部軸対称領域と波動領域との境界を与える。条件式にはテイラー数は現れず、このレジームの境界が基本的には熱ロスビー数のみで決められているという性質をよく表している。熱ロスビー数が大きくなると、ロスビー変形半径が実験の水槽の領域に比べて大き過ぎるようになり、傾圧不安定が生じないのである。さらに、いくつもの n に対して不安定となる時には、係数 2.4 の代わりに 1.6 の値に近い場合に成長率が大きくなる。熱ロスビー数がこの臨界値

に近い場合には n が小さい場合のみ不安定になるが、臨界値の値を離れてさらに小さくなってくると、大きな n に対しても不安定の条件を満たすようになる。そしてこの場合、小さ過ぎる n よりもある程度大きな n に対する成長率の方が大きくなるようになり、熱ロスビー数が小さくなるにつれて出現する擾乱の波数が大きくなるという性質を示している。

もう一方の、下部軸対称領域（第 2 図の LOWER SYMMETRICAL 領域）と波動領域を分けるレジーム境界は、実験装置を回転させる回転数にはほとんどよらずほぼ温度差のみによって決まっている。無次元数でいえば、熱ロスビー数とテイラー数の積でほぼ決まることになるが、こちらの境界については傾圧不安定の成長と粘性による減衰との兼ね合いで決まると考えられる。Eady 理論での不安定モードの成長率は軸対称な帯状流を U として U/L_x のオーダーで与えられる。しかし、粘性による下端でのエクマン境界層を考えると、これによる減衰を上回る成長率を持たなければ波状の擾乱は発達しない。準地衡的な流れでは、エクマン境界層の効果は減衰率が $E^{1/2}\Omega$ 程度（ $E \equiv \nu/(\Omega d^2)$ はエクマン数）のレイリーダンピングとほぼ同等であり、不安定モードの成長率をその分だけ単純に減じてやればよい。従って、

$$U/L_x < E^{1/2}\Omega \quad (12)$$

となると、不安定の成長がエクマン層による減衰を下回って成長しなくなると考えてよいであろう。さて、この条件式に出てくる帯状流 U の見積りには少し注意を要する。一見、温度風の関係を用いて $\partial \rho / \partial r$ から導けそうであるが、 $\partial \rho / \partial z$ が $\Delta \rho / d$ で評価できると異なり、側壁境界層内で大きく ρ が変化してしまうために、 $\partial \rho / \partial r$ は必ずしも $\Delta \rho / (b-a)$ では適切に評価できない。この U の評価に関しては、考えるパラメータ範囲に制限があるものの、McIntyre (1968) によりその見積もりが示されている。それに従うと、側壁境界層の厚さを l 、流量を ψ とした時に、この境界層内で熱輸送に関して移流と熱拡散とのバランスを考える（つまり式(6)での「対流が卓越する場合」に相当）と $\psi/(ld) \sim \kappa/l^2$ 、渦度に関しては温度傾度によるトルク生成が粘性によって散逸するので $\nu\psi/l^4 \sim g(\Delta\rho/\rho_0)/l$ となり、この 2 つのバランスから $l^4 \sim \nu x d / (g\Delta\rho/\rho_0)$ 、 $\psi \sim \kappa d (g\Delta\rho/\rho_0)^{1/4} / (\nu x d)^{1/4}$ となる。側壁境界層での流量はほぼそのまま上下境界層での流量になるが、他方で上下の境界層はエクマン境界

層であり、隣接する内部領域での帯状流 U にエクマン境界層の厚さ $(\nu/\Omega)^{1/2}$ をかけたものがこの流量 ψ になることから、 U は

$$U \sim \left(\frac{\Omega}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\kappa d}{(\nu \kappa d)^{\frac{1}{4}}} \left(g \frac{\Delta \rho}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (13)$$

と評価される。さらに $L_x \sim \frac{1}{2}(b+a)$ として条件式 (12) は

$$\frac{g(\Delta \rho / \rho_0) \kappa^3 d^7}{\nu^5 \left[\frac{1}{2}(b+a)\right]^4} \lesssim 1 \quad (14)$$

となるが、左辺は $R_{\sigma T} T_a \cdot P_r^{-3} \Pi_1^4 \Gamma^7$ と表される。評価の途中で仮定しているパラメータ範囲の制限もあってプラントル数 P_r やアスペクト比 Γ 、円環領域の幅の太さを表すパラメータ Π_1 に対する依存性までは説明できるものでないが、下部軸対称領域と波動領域の境界が温度差でほぼ決まって回転数 Ω にはあまり依らないという結果、つまり無次元数で表現すれば熱ロスビー数とテイラー数の積で決まるといふ Fowlis and Hide (1965) のダイアグラム (第2図) で見られるような性質をよく表している。

このように熱ロスビー数とテイラー数で張られたパラメータ面内での軸対称領域と波動領域の区分の様子は、エクマン境界層の効果を導入した線形安定論で得られる不安定領域と対応よく説明されることが Barcilon (1964) により示されている。

回転水槽実験において波動の発生が Eady モデルに近い設定における傾圧不安定、つまり下層境界に捕捉された波動と上層境界に捕捉された波動との相互作用で考えられることから、この実験の設定の中でも上下端での条件は擾乱発生の条件に影響を与える。一般にこのような実験の上端は自由表面の条件下で行われるので、簡略化したモデルでの理論では、その影響を考慮すべき余地がまだあるかもしれない。また、回転水槽実験の発展として平らな底面ではなく傾斜をつけて実験が行われることがあるが (第5.3節)、この場合には下端の温度勾配は大きく影響を受け、それに伴って擾乱の発生条件の様子も大きく変わることになるであろう。

4. 装置と測定手法の開発

4.1 回転水槽実験装置の開発

本節の著者 (佐藤正樹) は、2004年まで埼玉工業大

学機械工学科において、室内実験に関するテーマで卒業研究を指導してきた。工学系の卒業研究のため、ものづくりや計測技術の方に重きを置いて新たな装置の設計・製作・改良を毎年繰り返してきた。1993年の着任当初には、気象学の定番である回転水槽実験装置の製作から開始した。宇加治先生 (福岡大)、酒井 (京都大)、三澤氏 (当時、東京大海洋研究所) 等からアドバイスや実験機材の貸与を受け、学部4年生の卒業研究として回転水槽実験装置を製作し、回転水槽によるレジーム解析 (Fowlis and Hide 1965) の追試に取り組んだ。その後、毎年装置の改良を加え、回転水槽上に様々な差分加熱を与えた水槽実験に取り組み、また、慣性不安定実験や非回転系での対流不安定の実験 (ベナール対流) 等も実施した。第3図は何代か改良を加えた段階での回転水槽実験装置である。

回転水槽実験装置の製作には、以下のような項目を考える必要があり、機械工学科4年生の卒業製作としては適当な課題である：土台の製作、回転台の製作、スムーズな回転を得るための回転軸の制御、モーター



第3図 埼玉工業大学で製作した回転水槽実験装置。装置の大きさは、第1図の $a=100$ mm, $b=240$ mm, $H=90$ mm。水槽全体は1辺420 mm, 高さ180 mmの正方形の容器に入っている。

制御、回転台への通電方法・電力管理、回転台上と外部との信号のやりとり、回転水槽容器の製作、熱制御、水循環の機構、可視化方法、照明、ビデオカメラの制御、データの収録・解析、特にPIVやParticle Tracking Velocimetry (PTV) による画像解析。回転台上の装置は回転を始めると手を加えることができないので、ちょっとした人工衛星のような感覚で装置の製作を行う必要がある。

一方、卒業研究では、装置の製作でほとんど時間をとられ、実験に費やす時間はあまりとれなかった。卒業論文提出間際の12月まで装置の製作・改良を続け、残りの1ヶ月程度で実験を行うというようなスケジュールが繰り返された。また、毎年、4年生が前年度の研究を引き継いで製作・改良を行うのであるが、必ずしも年を経るごとに精度等が向上するわけでもなく、年毎の学生のスキルに応じて毎年の到達点が左右された。

気象実験を行っている人は皆認識していると思うが、気象学的な意味でのサイエンティフィックな研究成果を室内実験から得ることは難しい。過去の研究の追試からの発展を考えていたが、温度制御や測定の精度を高めるためには実験スキルが要求され、定量的に満足できる結果を得ることは難しい。一方、定性的な流れのパターン変化のような点は比較的容易に再現されるので、発見的な研究についてはアイデア次第であろう。室内実験に取り組むものとして、何らかの形で論文としてまとめることが課題であり目標とすべきである。

一方、室内実験は、気象現象の理想化したモデルのデモンストレーションとしての意義がある。そして、教育用のツールとしての整備は常に要求される。きちんと制御された系での対流や乱流のデータは数値計算の検証としても有用であろう。また、環境実験として、室内実験結果を利用する方法もあるだろう。気象室内実験に興味がある者どうしで、国内外のネットワークを構築して、装置のノウハウの共有、貸借などが進められるとよい。

室内実験と数値計算との連携について今後も発展が考えられる。室内実験装置は、一つの小宇宙というべきものであり、それ自体の数値シミュレーションを真面目に行おうとすると莫大な計算を要する。しかし、Large Eddy Simulation (LES) やDNS等の数値手法の精緻化が今後重要になると考えられ、このような系の検証や実験データによる検証が必要であり、室内

実験が新たな脚光を浴びる可能性がある。

4.2 3次元構造と運動の可視化

本節の著者(田島俊彦)は、1988年から富山工業高等専門学校・機械科学学生の卒業研究の指導として、回転円筒水槽実験を始めた。そのころまでの多くの実験では、流体内の流れを直接観測しないで、水の表面一杯にアルミ粉を浮かべてアルミ粉の運動から表面の流速分布を測り、流体内に多数の温度計を入れて温度分布を求め、温度風の式から流体内部の流速分布を求めている。この方法では、流体内部の流速分布は平均的にしか求めることができない。そこで、流体内部の流れを直接観測するために、流体内部を横から観測でき、また横から光を入れることもできる、透明ガラスの「三重円筒水槽」を用いることにした(田島・川平1991)。水槽を回転する実験台を学生が製作し、しばらく流体にインクを注入して眺めていた。しかし、回転している水槽内を外から見ていては、インクの軌跡が良く分かるはずがなかった。そんなとき、「感温液晶」を水に注入して、水中の流れを観測している教育番組を偶然見た。液晶粒子の運動から水の流れが、液晶の色から水の温度が分かり、スリット光を用いると流体内部の任意の断面を観測できる。1989年から、液晶とハロゲンスリット光を用いた実験を始めた。水槽の水平断面を水槽の回転とともに観測するために、真上から水槽を見るビデオカメラを回転円盤に取り付けた。こうして、種々の波数の蛇行流について、いろいろな高さで流体内部の水平断面を液晶で可視化し、ビデオカメラで観測した(田島・川平1991; Tajima and Kawahira 1993)。その後、流体内部の垂直断面を直接見るために、水槽の横から観測できるビデオカメラを回転円盤に取り付ける改良を行った。この改良と、一度に複数の感温液晶を用いる「多液晶可視化法」により、等温線を流体内部の垂直断面に直接描くことに成功した(Tajima and Nakamura 1995a)。この時点で、Eadyの理論(Eady 1949)が予言する蛇行流の3次元構造をまだ可視化できていなかった。

1992年に島津製作所から研究助成金180万円を受け、新しい実験台を作ることにした。蛇行流は円筒水槽の中でドリフト運動をして、蛇行する波形が水槽の回転方向に動いて行く。そこで、水槽を回す円盤とは独立して回転できる観測機器用円盤を持つ「回転二重円盤実験台」(第4図)(2011年から横浜国立大学で使用されている)を製作した。この実験台とアルミ粉、液

品、インクなどを用いて蛇行流の3次元構造を可視化することに成功した(Tajima and Nakamura 1995b; Tajima *et al.* 1995, 1997a). 1997年に、この成果についてテキサス大学の非線形力学研究所で講演する機会を得た。ここで、数名の研究者から「論文を読みました。大変きれいな結果ですね」と言われた。

1995年ころ、回転円筒水槽実験の課題として、流体の3次元運動をさらに詳細に調べること、つまり流体粒子のラグランジュ軌道を観測することが残っていると考えた。綿花を丸めたものや、乾燥した蛍光染料の1 mm程度の塊を、1個流体に入れて観測用円盤の回転速度をあやつり、この粒子を水平と垂直断面を見る2台のビデオカメラで捕まえて、粒子の軌道を解析することを試みた。粒子を絶えずビデオ画面上に捕えるために、観測用円盤の回転速度を人間が制御するのは大変困難で、数分が限界であった。しかし、数分の

追跡でも蛇行流の渦内部のラグランジュ軌道を得ることができ、気象学会で発表した。その後すぐに、余田先生(京都大学)から電話で、我々の成果を米国気象学会の発表に使いたいという連絡を受けた。それはちょうど、余田先生が菅田(国立環境研究所)との共同研究で、蛇行流内部のラグランジュ軌道を数値シミュレーションで計算したばかりで(Sugata and Yoden 1994)、計算結果が実験で検証可能であることを示したかったようである。

粒子の長時間追跡を可能にするため、何とか自動制御にできないものかと考えた。2台の円盤の回転数をコンピュータ制御にし、更に自動粒子追跡コンピュータプログラムを作成し、この問題を解決した。次の問題は、流体に入れる追跡の対象となる粒子である。浮遊性が良く、観測しやすい粒子として、感温液晶を作った下さった黒澤国策氏(LCR・Hallcrest)と議論し、蛍光染料をミニカプセルに入れた「蛍光ミニカプセル」を考案した。暗室で紫外線を当てると、ミニカプセルは点状に発光する。また、浮遊性の良いミニカプセルを得る方法も見つけた(Tajima *et al.* 1998)。こうして、自動粒子追跡プログラムと蛍光ミニカプセルのおかげで1時間を超える粒子追跡が可能となり(Tajima *et al.* 1997b)、蛇行流内部のラグランジュ軌道を完全に明らかにすることができた(Tajima *et al.* 1999)。菅田と余田先生の計算結果と比較し、日本流体力学学会で発表したとき、余田先生は「こんな実験が実際に可能だとは思わなかった」と述べられた。

その後、軸対称流に対してもラグランジュ軌道のデータを取った。この実験で、56時間の連続自動追跡にも成功した。データ解析をしてみると、一見単純そうに思える軸対称流にも面白いラグランジュ軌道が存在することが分かり、過去の論文を調べた。驚いたことに、33年前にWilliams先生(当時、プリンストン大学)がラグランジュ軌道の数値シミュレーションを行っていた(Williams 1967)。我々の結果を2000年に米国気象学会誌で発表すると(Tajima and Nakamura 2000)、すぐにWilliams先生から手紙が来て、“I enjoyed and was impressed by your recent annulus paper in JAS”と書かれていた。

2001年に、回転二重円盤実験台と共に福井県立大学に移り、対流圏と成層圏を同時にシミュレーションする流れを回転円筒水槽内に生成し、その間の相互作用を調べる実験をした(Tajima and Nakamura 2003, 2005; Tajima *et al.* 2005)。



第4図 富山工業高等専門学校で開発した回転二重円盤実験台。装置の大きさは、第1図の $a=41$ mm, $b=86$ mm, $H=248$ mm, $2R=249$ mm。黒い円盤は、実験水槽を回す円盤、やぐらが載った大きい円盤は、観測機器を回す円盤。

4.3 携帯型回転水槽実験装置の開発

異常気象に偏西風はつきものである。この偏西風は、地球上を西から東へと蛇行しながら地球を周回している。この蛇行現象を、専門の研究機関における大型の実験装置を使わずに、机上で実験可能な、小型の装置で実現できないか。そこで本節の著者（佐藤元）は、携帯型の回転水槽実験装置を開発した。

さて、思いついて、いろいろな文献にあたってみたが、現象発現の原理は分かっても、実際に自分で工作しようとするとなかなか大変だ。水槽をいかにして回すかである。陶芸用の小さなロクロを購入した。これを手で回してみたが、疲れて長続きしない（第5図左）。モーターが欲しい。回転をロクロにいかに伝えるか。ベルトや歯車を考えたが、どうも工作が困難だ。車のプラモデルに使うモーターとタイヤ。この組み合わせを思いついた。これで、異方向の2軸より成る回転装置を作ることにした。

第5図左が完成した第1号機の姿である。モーターは、地球の回転。ロクロは、地表面の回転。両者の回転軸を任意に傾けられるようにした。その後、2軸を1軸とし、改良を加え、さらに小型化した（第5図右）。装置の電源は、直流1.5V～4.5Vで、回転数12rpm（1分間での回転数）を実現でき、蛇行現象の波数3～6を観察できる。機械部分の重量は、約460g、寸法は、横幅12cm、奥行12cm、高さ10cmである。この機械に、ガラス製、或いは、プラスチック製の水槽を載せ、水槽間に温度差を与え、水槽水面にアルミ粉を浮かべ、回転・実験する。

この装置の特徴は、①軽量・小型であること、②装置の回転中心軸が必ずしもピッタリ一致せず、5mmほど偏心することもある、③半径方向の温度を一定に保つ仕組みを有していないので、温度傾度が時間経過

とともに、狭まってくる、④使用する水槽の直径は、実験ごとに不ぞろいでもかまわない、⑤定電圧電源を必要としない、等である。これらの特徴の中には、一見不都合とも見える構造上の弱点が考えられるが、たとえ1時間連続運転しても蛇行現象の発現に差し支えはないし、ときには、バシレーションも発現することが観察される。付言するならば、装置の回転数、水槽間の温度差、水槽の直径、試験流体の深さなどの諸条件を変えて実験できるので、蛇行の波数、装置の回転速度よりも速いジェット流、軸流、カオスのように見える乱流、及びこれらの流れが継続し、あるいは変化していく状況をも観察できる。

精密な計測を必要としない小学校や中学校における短時間の授業（特に理科教育における実験・観察・検討などの過程）のなかで、あるいは、地域の公民館などで一般の人々を対象としたお天気講座で、簡便に実験を見せることができ、地球の回転と南北温度差、高気圧・低気圧の存在と回転、偏西風や異常気象、台風の進路に与える影響等の講義に利用出来る。気象予報士に対しては、先ず、水槽を使わずに、回転装置だけでフーコーの振り子やコリオリ力などの物理、力学の実験を示す。次に、流体の剛体回転、温度風、傾圧不安定波動、ベータ効果、渦度、流体内部の粒子のPIVによる可視化、装置諸条件の無次元化等へと話を発展させる。そしてなにより、この装置に与える諸条件と、応答として現れる実験的事実は、私にとって、実際の気象空間では如何になっているか、即ち実験から自然を見つめ直してみることを考えさせてくれる。そういう楽しみを与えてくれるのである。なお、本稿に書ききれない実験準備事項や装置の操作、写真や動画等を下記URLに掲載予定である（<http://www.ny.airnet.ne.jp/satoh/suisou-0.htm>）。



第5図 (左) ロクロを使った回転装置、(右) 携帯用の回転水槽装置。装置の大きさは、第1図の $a=21$ mm, $b=49$ mm, $H=69$ mm, $2R=130$ mm。

5. 応用研究

5.1 運動エネルギーを用いた定量化

回転水槽実験により水面に発生する運動には、傾圧不安定波を模擬した明瞭な運動だけでなく、目視では卓越波数が同定できないようないびつな運動も観測される。それは、レジームダイアグラム（第2図）上で

IRREGULAR (C) の領域, または STEADY WAVE (B) 領域でも遷移領域で複数の波が重なった運動と考えられる。これまでの目視で確認する研究では, そのようないびつで複雑な運動には注目せず, 卓越波数が明瞭な実験結果だけで議論が続けられてきた。しかし, 実際に回転水槽実験を繰り返すと, 複雑な水面運動が発生する実験も少なくない。本節の著者(筆保弘徳)らは, その複雑な運動も含めた回転水槽実験の全ての結果が定量的に同定・分類できる手法を開発した(筆保ほか 2014)。

まず, 実験台と同じ回転速度で回転する高感度カメラにより, 水面の流体運動を撮影する。撮影された画像は, PIV を用いて数値情報に変換する。PIV は, 時間的連続撮影された可視画像から微小時間における粒子の変位ベクトルを求め, 全体的な速度ベクトルを推定する方法である。この PIV により得られた速度分布を円筒座標系に直し, 運動場を軸対称平均成分と非軸対称成分に分解する。全運動量から求まる全運動エネルギー (KE), 軸対称成分から求まる運動エネルギー (MKE), 非軸対称成分から求まる渦運動エネルギー (EKE) を算出する。さらに EKE を, 波数別 EKE に分解し, KE のなかで占めるそれぞれの割合を示す。

第 6 図は, SYMMETRIC, STEADY WAVE, IRREGULAR にあたる実験設定で行った, 第 2 図に示した実験の運動エネルギー解析結果を示している。まず STEADY WAVE の実験では, 明瞭な傾圧不安定波が発生した実験であるが (第 2 図中央), EKE は KE の 61% であり, MKE の 39% に対して約 1.5 倍であ

る (第 6 図中央)。EKE の中でも波数 3 の EKE (EKE3 と記す) が約半分を占めており, この傾圧不安定波は波数 3 が卓越波だと定量的に同定できる。また, 卓越波数の高調波である EKE6 の比率も大きい。一方, 卓越波の隣の波数 (サイドバンド) である EKE2 や EKE4 は非常に小さい。SYMMETRIC の実験は (第 2 図左), MKE が KE の 87% を占めている (第 6 図左)。IRREGULAR の実験では, いびつな運動が発生した実験であるが (第 2 図右), EKE のなかでも EKE2 が最も大きい, EKE4 や EKE3 もそれに匹敵するほど大きく, サイドバンドや低周波も無視できない (第 6 図右)。いびつな水面運動が発生した実験は, どれか 1 つの波数の波動が卓越した運動ではないと定量的に理解できる。

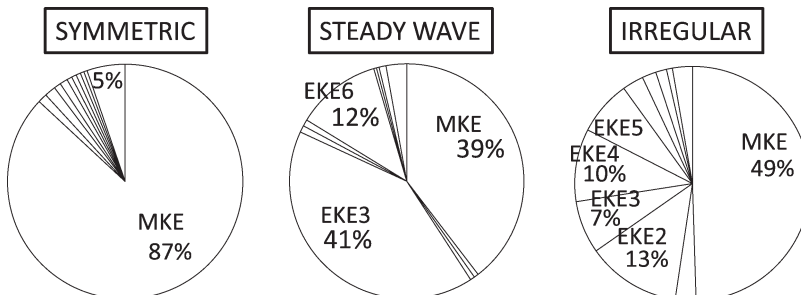
このように, PIV と波数別渦運動エネルギー量の解析は, 全ての回転水槽実験の結果を定量的に議論するうえで有効な手法となる (舛田ほか 2015)。特に, 目視での観察では難しいサイドバンドの定量化は, 新たな知見をもたらすと考えられる。

5.2 傾圧不安定波動の 3D 粒子追跡

室内実験の最大の魅力は, 現象を自分の目で見る事ができるという点である。理論にしても数値計算にしても, 所詮数式である。それも, 様々な仮定や近似の上に導きだされた数式である。数値計算では, さらに別種の近似が施される。室内実験の流体系も, 実際の気や海洋そのものではないし, ある意味で近似の域を超えて別物かもしれない。それでも, 理論が前提とする条件下で, 近似されていない本物の流体が見せる動きは, とても神秘的に感じる。

もちろん, そう思わない人もいるだろう。自分の目で見ない限り信じない, などと言っているのは成立しない宇宙論のような分野だってある。しかし, 地球科学のように比較的身近な現象に興味のある人にとっては, 「本物の説得力」はとても大きいのではないだろうか?

流体力学の中でも, 特に回転系の力学は日常生活の

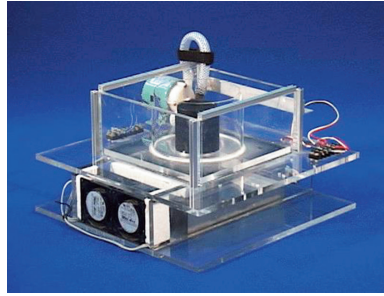


第 6 図 第 2 図のレジームダイアグラム上で示す典型的な実験結果について, 回転開始からの時間 (480~600秒) で平均した KE 中での MKE と各波数 EKE の割合。右回りに, MKE, 波数 1 から 9 の EKE (例えば波数 2 の EKE は EKE2 と記す), 波数 10 以上の合計の EKE の割合。舛田ほか (2015) を改良したもの。(左) SYMMETRIC, (中央) STEADY WAVE, (右) IRREGULAR。

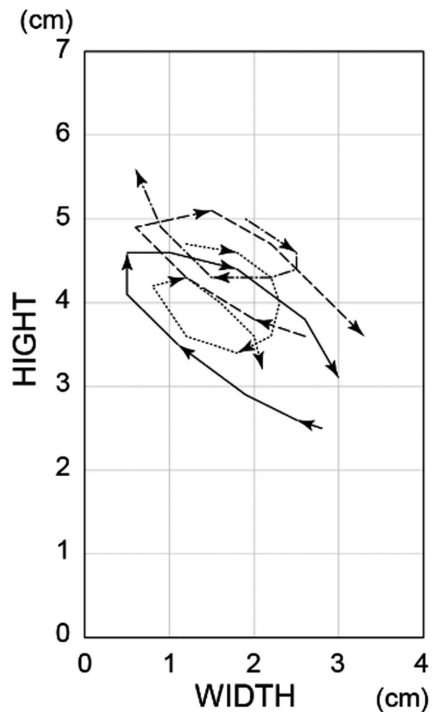
上に成立する直観が裏切られることが多く、自分の目で見たいという欲求は自ずと強くなる。今から三十数年前、2回生向けの地学実験を本節の著者（酒井敏）が担当したとき、真っ先にやろうと思ったのも、傾圧不安定の実験だった。瓜生先生（当時、九州大学）や木村先生（東京大学）の実験写真は、もちろん知っている。でも、自分の目で見たいのだ。といっても、対象学生は流体力学も勉強していない学部2回生なので、傾圧不安定の理論は理解できるわけがない。でも、不思議さはたぶん伝わるだろう。学生実験としてはそれでいいじゃないか。地学の野外実習だって「理解する」ことよりも、とりあえず「見る」ことを目的にしているのだから、実験だってそういうノリがあってもいい。そんな理屈？をつけて回転台を作った。1980年代前半の話である。

傾圧不安定の実験水槽はいくつか作ったが、最終的に見たかったのは、地球でいうところの子午面循環である。地球大気の子午面循環には中緯度にフェレル循環と呼ばれる領域がある（例えば、小倉（1978）の図8.3）。これは、ハドレー循環とは逆向きに低緯度で下降、高緯度で上昇する循環であり、通常の大気のイメージでは理解できない。その図は観測値を単純に経度方向に1周平均をとった流線であるが、ラグランジュ平均をとると、このような逆向きの循環ではなくなることから、この循環は平均操作に伴う「幻の流れ」である、というような説明も当時あった。

難しい理屈はよくわからなかったが、単純な平均操作で幻は出ないだろう、少なくとも幾何学的にはこのような流れがあるはずだと思い、それを可視化してみたかったのだ。そのためには水の3次元の流れを可視化しなければならない。フロートを追跡して3次元座標を得るためには、水槽側面から観察する必要がある。そこで、作った水槽が第7図左である。ピーカーを輪切りにしたガラス円筒で温水と作業流体部分を仕切り、一番外側は透明アクリル板で四角い水槽とした。外側を四角にしたのは、屈折による変形を低減したかったためである。当時使っていた回転台には温水



第7図 (左) 傾圧不安定の実験装置。装置の大きさは、第1図の $a=35$ mm, $b=74$ mm, $H=100$ mm, (右) 粒子を追跡して座標を読み取っている様子。



第8図 異なる4つの粒子（測定開始の位置及び時間が異なる）の軌跡を鉛直断面に投影した結果、左側が内側（低温）、右側が外側（高温）である。

や冷水を供給する装置はなく、100 V の電源だけが回転台上に供給されていたので、温水は水槽内にヒーターを入れて直接水を温め、冷却部はアルミの丸棒をペルチェ素子で冷却する方式になっている。

中立フロートとしては、ナイロン球を使い、その比重に合わせて塩水を作業流体とした。そのフロートの

動きを上と横から撮影して、3次元的な座標を読み取ればよいのだが、当時のビデオカメラは記録部のない単体で肩に担ぐくらいの大きさがあったので、それを2台使うわけにはいかない。水槽の横に45°に傾けた鏡を置いて、水槽の真上に置いた1つのカメラで、真上からの映像とこの鏡に映った側面からの映像を同時に撮影した。またビデオデッキも回転台には載らないので、テレビ信号を電波で飛ばし、実験室内のTV受信機とビデオデッキで録画した。

この先の処理は、今なら簡単にデジタル処理できるはずだが、当時は静止画のフィルムスキャナーが数mの大きさで、大型計算機センターに1台だけあった時代である。アナログビデオ信号をデジタル処理するなど到底考えられない。座標は27インチのブラウン管モニタの上に、OHPシートを張り付けて座標目盛を書き込み、フロートを目で追いつながり座標値を読み取った。この作業もビデオを止めて読み取ることができたら比較的簡単だったのだが、当時の β -マックスのデッキでポーズをかけると画面が揺れてしまって小さなフロートが判別できなくなってしまう。そこで、リアルタイムで動く動画を見ながら、3軸の座標値を読み取るため、それぞれの座標値を読み取る係を3人、また、それぞれの読み上げる声を聞いて記録する係を3人、さらに、タイミングをとるための指示係が1人の合計7人で何度も練習し、2秒ごとのサンプリングに成功した(第7図右)。

その結果を鉛直面に投影したものが第8図である。これを見れば、明らかにハドレー循環とは逆向きの子午面循環ができていることがわかる。やはり、これは幻の流れではない。平均操作なしに、このような流れが見えるのだ。ただし、これはハドレー循環のように、どの経度で切っても同じように流れているわけではなく、経度によって流れている場所が違う。どの経

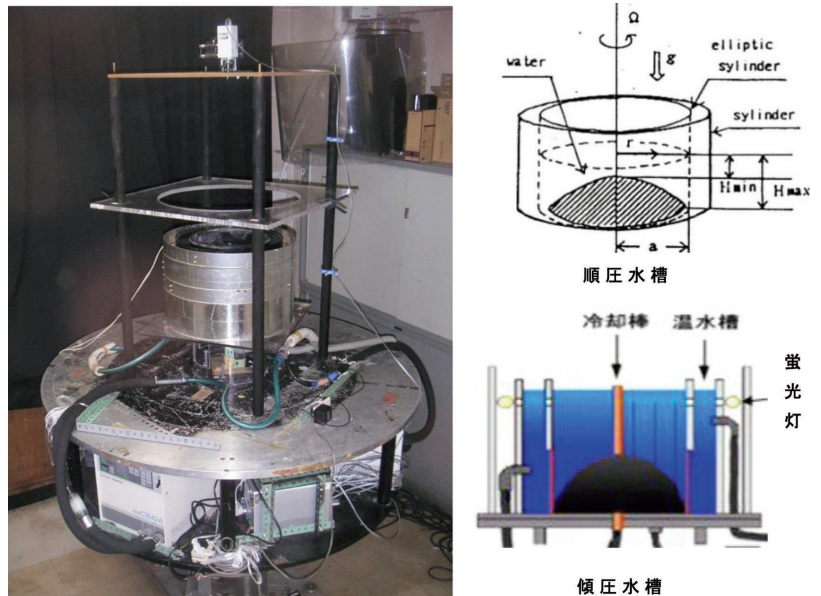
度でも流速が大きいところは限られており、その流路は3次元的にスパイラル状になっている。この実験で追跡した粒子は、そのようなスパイラル状の「速い流れ」に乗って移動した粒子である。

この実験を行ってから、私は地球大気の子午面循環の図を安心して見る事ができるようになった。この安心感は何事にも代えがたい。やはり、室内実験の説得力は偉大なのだ。

5.3 惑星波への展開

回転水槽を用いた実験は、底の形状を工夫することで、惑星自転の効果の緯度依存性(β 効果)を取り入れることができる。例えば伝統的な3重円筒型回転水槽の実験槽の底の形状を円錐台にすることで、地球流体の中緯度帯をモデル化できる。また、中心部の冷却槽を小さくすることで、より幅広い中緯度帯のモデルとなる。以下に半球規模の惑星 β 効果を持つ傾圧不安定回転水槽実験(第9図)への本節の著者(三村和男)の取り組みを紹介する。

まずは、惑星規模 β 効果の働きを確かめるために、加熱・冷却の効果を取り除いて、1重円筒の順圧室内実験のための回転水槽を設計する。底の形状は中央が



第9図 (左) 東海大学で製作した回転水槽実験装置と(右)その模式図。回転台の直径は1500 mm。順圧水槽の大きさは、第1図の $a=0.0$ mm, $b=140$ mm, $d=280$ mm, $2R=300$ mm。傾圧水槽の大きさは、 $a=7.5$ mm, $b=140$ mm, $d=280$ mm, $2R=400$ mm。

膨らんだ高さ・半径共に H_0 のパラボラ型にして、最大水深が $2H_0$ になるまで水を注ぐ。水槽中心を系の回転軸に合わせ、角速度 $\Omega + \Delta\Omega$ で回転させ、水槽の水が回転台に対して静止するまで馴染ませた後、急激に回転角速度を $\Delta\Omega$ だけ減速すると、 Ω で回転する系において $\Delta\Omega$ で剛体回転する初期流速が実現する。この時、水槽の側面が真円筒ではなく、平均半径を a として僅かに楕円筒になっていれば、水槽側面において、波数 2 の擾乱が強制される。また、水槽側面は真円筒であるが中心が僅かに回転軸からずれていれば、波数 1 の擾乱が強制される。

水槽内の非粘性流体が静力学平衡しているとして、典型的長さスケールを a 、速さスケールを $U = a \Delta\Omega$ 、時間スケールを $a/U = 1/\Delta\Omega$ 、水面変位スケールを $H_0 FR_0$ として、質量保存則、運動量および渦度の方程式を無次元化する。ただし、重力加速度を g として、回転フルード数は $F = (2\Omega a)^2 / (gH_0)$ 、ロスビー数は $R_0 = \Delta\Omega / (2\Omega)$ と定義されている。側壁の真円筒からの僅かなずれに対応した微小パラメータを ε として、 $F \approx O(1)$ 、 $R_0 \approx O(\varepsilon)$ の時、無次元の水面変位の偏差を唯一の未知変数とした、いわゆるバロトロピック・モデルが得られる。それを線形化し、局所平面波近似をすると、定常ロスビー波の無次元化反射余緯度、

$$r^* \approx \sqrt{(4n^2 - 1) / (1 - 4n^2 + 8/R_0)} \quad (15)$$

を導き出せる。ただし、 n は接線方向（すなわち東西方向）波数である。すなわち、 R_0 が小さいほど、また、 n が小さいほど高緯度まで伝播する事がわかる。

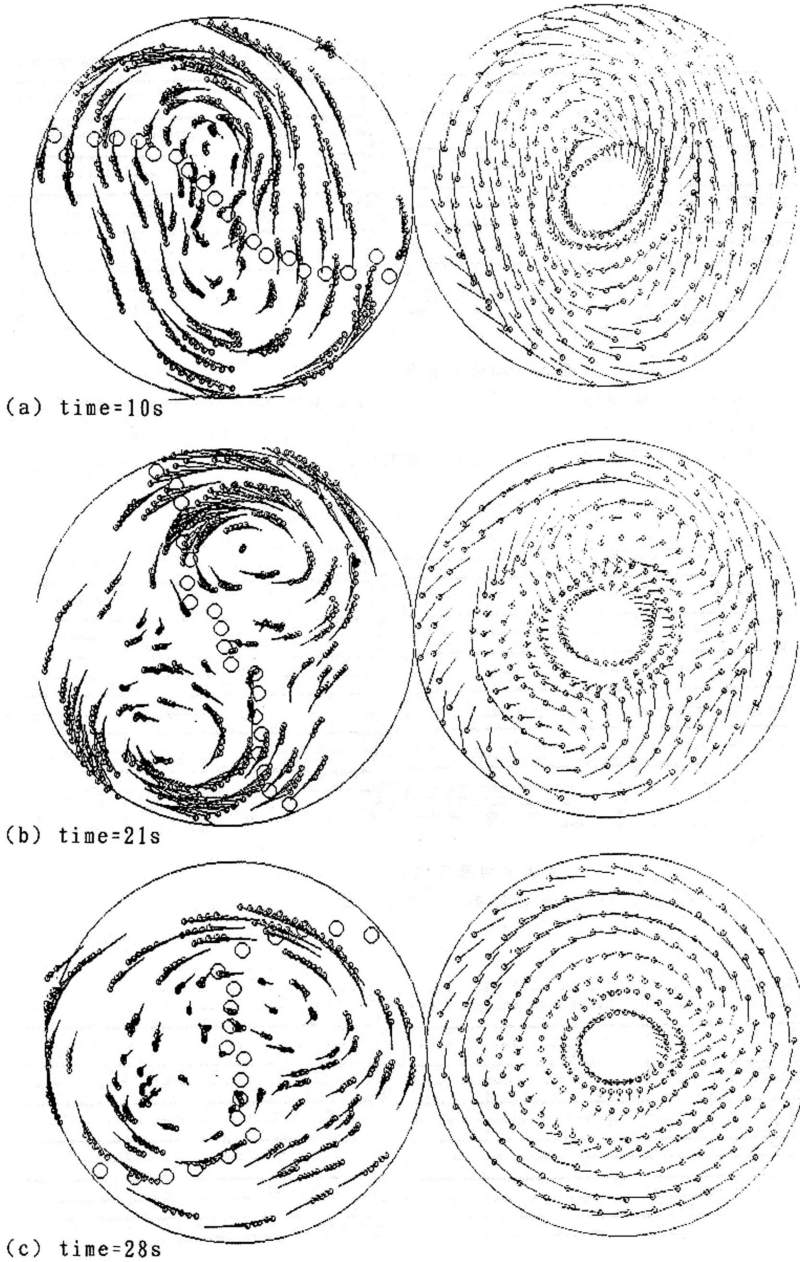
以上の設計方針のもと、半径および高さ $H_0 = 140$ mm の放物面底を作成した。この放物面底に外接するように、外半径 150 mm、厚み 4 mm の透明アクリル円筒を短軸方向に半径を 6 mm 短縮させると長軸方向に半径が約 4 mm 伸張したので、内径では、短軸半径 140 mm 長軸半径 150 mm の楕円筒の側壁となった。これらを、厚み 10 mm の透明アクリル板上に固定し、注水し、トレーサーとして、ラメ微粒子を水面に浮かべた（第 9 図順圧水槽）。回転系と一緒に回転する VHS ビデオカメラで、動画を記録し、デジタル RGB 信号に変換した後、PTV 法でトレーサーの軌跡のデータを得た。この生軌跡データを、水槽中心から半径方向に 10 等分した各チャンネルに分割し、チャンネル別・速度分布時系列データを得た。各チャンネル毎に、帯状平均角速度を求め、さらに、円周方向の

波数 1, 2, 3, 4 の成分に分け、各波数毎の振幅と位相の時系列データを得た。そのうち、 $\Omega = 27$ rpm、 $\Delta\Omega = 3$ rpm、すなわち $R_0 = 1/18$ の実験結果は、初期の剛体回転的な西風の場合、中緯度帯に 2 個の低気圧性渦が発達するステージを経て、最終的には、極域において東風の極渦に変化するものであった。このように、北半球冬季成層圏で観察される、波数 2 型の成層圏突然昇温現象と良く似た極渦反転現象が再現できた（三村 1994, 1995）。

この実験で見られた現象は、次のように整理できる。剛体回転的初期西風が、楕円筒側壁にぶつかることによって、定常惑星（ロスビー）波が励起され、極方向に伝播した後、赤道方向に反射する。このとき、反射緯度付近の位相の連続性を保持したまま、等位相線が水槽内を上から見て逆 S 字型（群速度が極向き）から S 字型（群速度が赤道向き）に変化してゆくように、低緯度帯の位相が高緯度帯の位相を追い越してゆく。その結果、全体として位相が西進して見える（第 10 図）。やがて、水槽側壁（赤道帯）で、再び反射し、エネルギーの極向き伝播に戻る。このように、反射と伝播を繰り返しながら、徐々に波成分の振幅は小さくなり、低緯度帯の西風と高緯度帯の東風が固定される。最終的には、粘性の効果で、すべての風は消滅する。この極渦反転現象は、現実大気中の成層圏突然昇温現象が、下層大気中で発達した定常惑星波の鉛直伝播によるのとは異なって、赤道帯で励起された定常惑星波の水平伝播と非線形効果が基本メカニズムであるが、共通して重要な点は高緯度帯と赤道帯に定常惑星波の非線形効果が集中する点である。

続いて、上記の順圧室内実験の解釈を確認するために、球面バロトロピック・モデルを用いた数値実験が行われた（三村 1997）。初期状態として、角速度 Ω で自転する地球上で、その自転軸を中心とする角速度 $\Delta\Omega$ で剛体的に回転する西風極渦を設定する。南北半球に対称的な初期状態を想定することは、地球の成層圏としては不自然であるが、室内実験における赤道反射に対応させるには自然である。そして、赤道上に固定された東西波数 n の渦度強制を与えて、定常ロスビー波を励起し、その後の速度場の時間発展を調査した。

まず、渦度強制の強さを小さくして数値実験を行った。 $n = 1, 2, 3$ のいずれの場合も、定常ロスビー波伝播の上述逆 S 字パターンと S 字パターンの繰り返しが見られた。この現象は、室内実験の場合の赤道



第10図 (左) 波数2 順圧実験の軌跡データと (右) 速度分布データ. 時刻は回転台の減速から各々, (a)10秒後, (b)21秒後, (c)28秒後であり, 軌跡データ図の白抜き○の列は極向き速度の等位相線を示している (三村1995).

反射とは異なって, 他半球の反射緯度で反射された定常惑星波が赤道に戻ってきたため, 見かけ上, 赤道で反射しているように見える, というわけである. 強調すべきことは, 位相の傾きが, 群速度が両極向き伝播

型から赤道向き伝播が変わるとき, 反射緯度における位相の連続性は保持され, 低緯度帯の等位相線が大きく西にシフトする事である. 次に, 過度強制の強さが大きい場合, 初期の逆S字パターンした後, 流線関数の閉じた渦が, 生の流線関数場においてもはっきりと認められ, やがて, 北極を中心とするひとつの大きな東風極渦と中緯度帯で複数の正の渦を形成した. そして, この時刻以降はそのパターンを変えることなく, 全体として西へ伝播し続けた. すなわち, 線形論で予想されるような, 定常惑星波の極向き伝播の後, 不可逆的な非線形過程を経て, 極渦反転と安定な西進惑星波を造り出した.

その後, ビデオカメラやコンピュータの性能向上, PTV アルゴリズムの改良など, 実験手法が改良され, 時間的にも空間的にも分解能の高い, 円筒座標上の格子点速度データおよび流線関数の格子点データを作成できるようになった. また, 従来からの楕円筒を使った強制波数2 実験の他, 真円筒の中心を僅かに (7mm) 回転中心からずらした, 強制波数1 実験も行われた. その結果, $n=1, 2$ いずれの場合も, R_0 が小さい (初期西風極

渦が弱い) ほど, 大きく強く極渦が反転する傾向であった. この傾向から, 北極振動 (AO) インデックスの正のフェイズ (西風が強い) にも負のフェイズ (弱い西風) にも正のフィード・バックが働き, AO

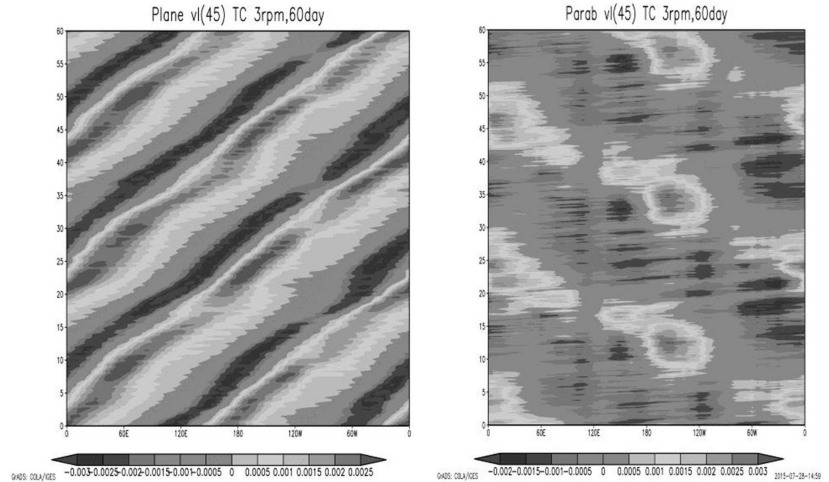
インデックスの変動パターンに、正負両極端の状態への偏在傾向の可能性を指摘した (Mimura 2001).

いよいよ半球規模傾圧室内実験で、自発的に惑星波を造り出す室内実験の設計である。上記の順圧室内実験では、回転台の回転速度を急激に減速することで、初期条件としての西風極渦を、強制的に造り出していた。自発的に偏西風を造り出すために、水槽中心に冷却棒を設置し、水槽周囲に温水槽を設置する。冷却棒

の内部には恒温水循環装置

から押し出される冷水が循環し、冷却能力を高めている。温水槽にも恒温水循環装置からの温水が循環している。また、順圧実験では実験水槽の側壁を楕円筒にする事や、真円筒の中心をずらすことで、偏西風の蛇行を強制的に励起させていたが、自発的に蛇行を造り出すために、実験水槽の形は真円筒に戻し、円筒の下半分(高さ140 mm)だけは銅製とし、上半分は断熱性と透明性を確保するため、透明アクリル製とした。温水槽の外側にはさらに、アルミ箔テープを張ったアクリル円筒をかぶせ、その中に半径240 mmのリング状の蛍光灯を設置し、任意の高さに、二重スリットを設け、実験水槽の特定の高さにだけ、光が照射されるようにした(第9図)。動作流体としての水には、ナイロンの微粒子パウダーを溶かしこみ、水平断面の流れを可視化する。回転台に固定したデジタルビデオカメラによる動画データを回転台上のコンピュータに保存する。

回転角速度はコンピュータプログラムで制御する事が出来、複数の実験条件を、実験の初期状態によるヒステリシスをランダムにさせないため、長時間連続パラメータ変化実験を行った。系の回転角速度を、一連の階段状に変化させ、それぞれの回転速度で充分馴染ませ時間を取り、後半部分の動画を解析に利用する。コンピュータの性能向上に伴い、画像解析はPTVに変わってPIVを用いた。実験水槽には鉛直断面内に熱電対ネットが設置された実験と取り除いた実験を行い、熱電対の影響が小さい事を確かめた。さらに、放



第11図 回転角速度 3 rpm におけるホフメラー図。(左) 平底実験、(右) 放物底実験 (高澤ほか 2007)。

物面底効果を確認するために、平底と放物面底の2種類の回転水槽実験を行った (高澤ほか 2007)。

一般的に、平底実験では、得られた偏西風の蛇行の振幅が大きく、放物底実験では小さかった。しかしながら、この事実よりもっと重要な特徴は偏西風蛇行の位相速度であった。第11図左は、系の回転周期を1日と見なした、南北風の带状(東西)平均からの偏差のホフメラー図(緯度45度における経度-時間断面図)である。ただし、回転角速度 3 rpm の平底実験の場合である。一方、第11図右は放物底実験における同様なホフメラー図である。

平底実験における明らかな東進波は、その位相速度から傾圧不安定波動であると考えられた。一方、放物底実験における明らかな西進シグナルと微妙な東進シグナルは、速い東進傾圧不安定波と遅い西進惑星(ロスビー)波動が合成されたものと認められる。従って、放物面底傾圧実験は、傾圧不安定波がロスビー波を励起した証拠であると考えられる。基本場の順圧不安定による惑星波励起や、山岳や海洋・大陸分布による定常惑星波励起以外の、惑星波励起の可能性を示唆している。

5.4 底面に冷温源を有する回転水槽実験

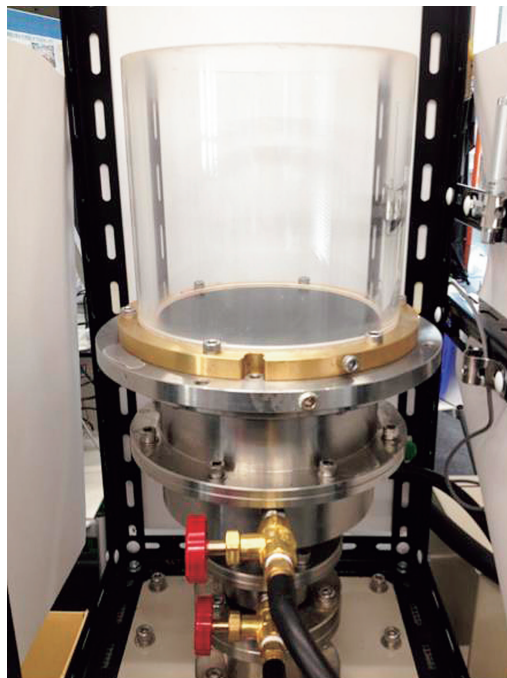
第2章に記すとおり、地球流体に主眼を置いた回転水槽実験は、Fultz *et al.* (1959) に代表される円筒水槽の底面中央部を冷源とする実験(ディッシュパン型)と、Hide (1953, 1958), Fowles and Hide

(1965) に代表される 2 重の円筒水槽を用い側壁を冷温源とする実験 (アニユラス型) とに大別される (笠木ほか 1997; 有賀 2008). Fultz らのディッシュパン型の実験に類する研究として, 三沢・木村 (1990) による実験が挙げられる. 彼らは, 極域における地表面冷却による寒気の低緯度側への吹き出しを傾圧不安定波によるものと考え, 室内実験にてこれを再現した. 実験装置として, 回転する円筒水槽の底面中央部を冷却し外周部は断熱したものを用い, これを感温液晶法により可視化し撮影した. また, 木村 (1999) は同様の条件に対して, 数値計算により流れ場を解析し, これと地球大気のような球表面を流れる傾圧不安定波との比較を行った. また, Tamaki and Ukaji (1995) は円筒水槽の底面中央部を冷却し壁面を加熱する装置を用い実験を行った. 水深と水槽の回転数とでレジームダイアグラムを作成した.

本節の著者 (山田朋人・北野慈和) は, ディッシュパン型の実験のように底面中央部に冷源を与え, さらに温源も底面外周部に与えるという実験装置を開発し, 解析を行った. アニユラス型の実験では冷源である円筒水槽中央部の側壁により傾圧不安定波の振幅が規定されるが, 本実験はこの制限を取り払った場合の同波動の挙動について, 新たな知見を得ようという試みである.

第12図に実験装置の写真を示す. 実験水槽は円筒形であり, アクリル製の厚さ 1 cm の側壁及び真鍮製の底面で構成され, 底面は温水と冷水を満たす同心円状の空洞を有する. 温水及び冷水は恒温水槽によって一定温度に調整された上で定常的に供給及び循環され, 冷水は中央部の空洞に, 温水は外周部に満たされる.

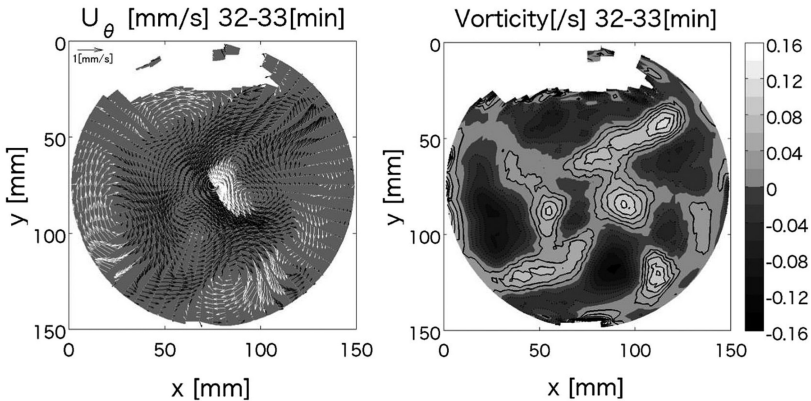
実験結果は, Keane *et al.* (1995) による Super-Resolution Particle Imaging Velocimetry (SRPIV) 及び Moving Least Square 法による粒子速度高次補間 (竹原・江藤 2009) により流速を定量化した. これらの可視化のプロセスは, 津波発生時に見られる遡上波の解析を行った渡部ほか (2013) に準拠した. 円筒水槽内の作動流体中に蛍光着色した中立粒子 (粒径 60-200 μm) を混入し, 水槽底面から高さ $h_L = 30$ mm に対して水槽の側方からレーザーシート光 (波長 532 nm) を水平に照射した. 解像度 1000 \times 1000 画素の Charge Coupled Device (CCD) カメラを水槽中央の直上に設置し, 中立粒子が反射するレーザー光を撮影した. カメラの撮影間隔は水槽の回転と同期させ, 水槽が 1 回転するごとに 1 枚の画像を取得した.



第12図 北海道大学で製作した回転水槽実験装置. 大きさは, 第 1 図の $a=0.0$ mm, $b=75$ mm, $H=150$ mm, $2R=150$ mm. 冷温源は側壁ではなく底面に位置する. 底面内部に同心円状の空洞があり, そこに温水, 冷水を循環させることで, 底面中央部を冷却, 外周部を加熱する.

撮影された全ての画像に対して歪みを校正し, PIV により流速を一次近似として求め, 最後に SRPIV により高解像の流速を算出した. SRPIV は, マスク相関法によって画像上の全ての粒子を抽出し, 各粒子の軌跡を追うことで詳細な流速分布を得る方法である. 各粒子は PIV によって算出された流速で移流すると仮定し, 連続時間 t と $t+\Delta t$ 間で粒子の対応付けを行う. さらに, 竹原・江藤 (2009) らの手法により上記の流速を座標系に補間し, また渦度分布を求めた. この手法は, 渦度の値が, 空間的に補間された流速場から二次的に求められるのではなく, 各粒子の流速から直接補間される点で優れている.

ここでは非回転時の水深 $d=40$ mm, 水槽の回転数 $\Omega=30$ rpm, 底面に循環させる冷水の温度 6°C , 温水の温度 36°C , 室内の気温が冷温水の中間の温度である 21°C の場合について結果を記す. この条件では, 底面に温度差を与え, かつ水槽を回転させてから 5-10分



第13図 実験開始から32-33分後で1分平均した(左)流速 [mm/s] と(右)鉛直渦度 [1/s]。非回転時の水深 $h=40$ mm に対し、底面から30 mm の高さの水中断面の値を示す。1分間のうちに30枚の画像が撮影されるが、このうち15枚以上の画像で十分に粒子が照らされず流速が計測できなかった場合、欠損とした。流速ベクトルは、回転方向流速が正のものは黒で、負のものは白で示す。(実験設定の詳細は一瀬ほか(2015)に記載)

程度で回転場に流体が馴染み準定常的になることを確認した。これより十分に時間が経過した30-38分後の解析結果を記述する。

結果の一例として、第13図左は実験開始から32-33分の1分間で平均した回転方向流速 U_θ と半径方向流速 U_r の合成ベクトルを示す。水槽の回転方向は図中において反時計回りであり、流速は全て静止系ではなく回転系での値である。図中の黒色のベクトルは回転方向の流速が正(回転場に対して正)、白色のベクトルは回転方向流速が負(回転場に対して負)であることを示す。この図から水槽の中心部及び外周部では負の流速が、その間では正の流速が見られる。このような特徴は概ねどの時刻でも観察されるが、外周部にも回転方向の流速が存在するなど(同図においては例えば $x=50, y=140$ mm の地点)、流れ場に歪みが生じており、この空間分布は時間とともに変化する。ただし、他の時刻においても水槽中心からの距離 $r=30-45$ mm 程度で正の回転流速が最大となり、帯状平均で $0.1-0.4$ mm/s 程度の大きさの範囲で時間とともに変動する。また、極域にあたる $r=0-20$ mm の領域では、時刻によっては負の回転方向流速が確認される場合がある。なお、図中の白色の領域は欠損域であり、これはレーザーシートを円筒の亚克力水槽に挿入する際、光の屈折のため十分に照射できない領域が生じるためである。

第13図右は左と同時刻の鉛直渦度の空間分布を示す。薄い色の正の領域では水槽と同じ回転方向の渦が、濃い色の負の領域は逆方向の渦が発生している。渦度に着目すると、正負の渦度が幅数十 mm の大きさで分布している。前後の時刻を解析すると、渦が概ね周方向に交互に分布していることが観察された。どの時刻においても、回転方向の流速が最大となる $r=30-45$ mm 付近では、半径方向の流速の向きが1周で3-6回の幅をもって平均的には4回程度変化する。

今後は、レーザーシート光

を複数層に挿入し流体内部の情報を三次元的に解析すると共に、時間とともに変動する流れ場の物理的メカニズムの解明を課題としていきたい。

謝辞

第5.1節の PIV 解析においては、横浜国立大学工学研究院の西野耕一教授にご教授を賜りました。第5.4節の実験結果の定量化に関して、北海道大学大学院工学研究院の渡部靖憲准教授にご助言ならびに解析手法をご提供頂きました。

参考文献

- Afanasyev, Y. D., P. B. Rhines and E. G. Lindahl, 2009: Velocity and potential vorticity fields measured by altimetric imaging velocimetry in the rotating fluid. *Exp. Fluids*, 47, 913-926.
- 有賀暢迪, 2008: 洗い桶からコンピュータへ: 大気大循環モデルによるシミュレーションの誕生. *科学哲学科学史研究*, 2, 61-74.
- Barclon, V., 1964: Role of the Ekman layers in the stability of the symmetric regime obtained in a rotating annulus. *J. Atmos. Sci.*, 21, 291-299.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, 4, 135-162.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1, 33-52.

- Fowles, W. W. and R. Hide, 1965: Thermal convection in a rotating annulus of liquid: Effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 541-558.
- 筆保弘徳, 舛田あゆみ, 乙部直人, 熊澤里枝, 西野耕一, 2014: 粒子画像流速測定法と渦運動エネルギーを用いた回転水槽実験で発生する傾圧不安定波の定量化. *ながれマルチメディア* (<http://www2.nagare.or.jp/mm/2014/Fudeyasu-Revise-20150515/index.html>).
- Fultz, D., 1950a: Experimental studies related to atmospheric flow around obstacles. *Geofis. Pura Appl.*, **17**, 88-93.
- Fultz, D., 1950b: Experimental studies of a polar vortex I. *Tellus*, **2**, 137-149.
- Fultz, D., R. R. Long, G. V. Owens, W. Bohan, R. Kaylor and J. Weil, 1959: Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large scale atmospheric motions. *Meteor. Monogr.*, **4**, 104 pp.
- Harlander, U., T. von Larcher, G. B. Wright, M. Hoff, K. Alexandrov and C. Egbers, 2014: Orthogonal decomposition methods to analyze PIV, LDV, and thermography data of thermally driven rotating annulus laboratory experiments. *Modeling Atmospheric and Oceanic Flows: Insights from Laboratory Experiments and Numerical Simulations* (eds T. von Larcher and P. D. Williams), John Wiley & Sons, Inc., doi:10.1002/9781118856024.ch17.
- Hide, R., 1953: Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 161.
- Hide, R., 1958: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **250**, 441-478.
- 一瀬輪子, 北野慈和, 山田朋人, 渡部靖憲, 泉典洋, 2015: 底面の加熱および冷却を伴う回転水槽実験による傾圧不安定波の再現. *土木学会論文集 G (環境)*, **71**, I_289-I_294.
- 笠木伸英, 木村龍治, 西岡通男, 日野幹雄, 保原 充, 1997: 流体実験ハンドブック. 朝倉書店, 710pp.
- Keane, R. D., R. J. Adrian and Y. Zhang, 1995: Super-resolution particle imaging velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, **6**, 754-768.
- 菊地勝弘, 瓜生道也, 北林興二, 1988: 実験気象学入門. 第2期気象学のプロムナード10, 東京堂出版, 103-143.
- 木村龍治, 1999: 差分加熱による回転流体中の対流 (回転流の数理). *数理解析研究所講究録*, **1075**, 117-126.
- Lorenz, E. N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. *World Meteorological Organization*, **218**, TP 115, 114-126.
- 舛田あゆみ, 筆保弘徳, 乙部直人, 2015: 回転水槽実験で発生するながれの定量化と分類. *天気*, **62**, 869-880.
- Matsuwo, N., M. Uryu and R. Sawada, 1976: An experimental study on the internal structures of baroclinic waves in a rotating annulus: Part I. Thermal structure. *J. Meteor. Soc. Japan*, **54**, 339-350.
- Matsuwo, N., M. Uryu and R. Sawada, 1977: An experimental study on the internal structure of baroclinic waves in a rotating annulus: Part II. Dynamical structure. *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 248-259.
- McIntyre, M. E., 1968: The axisymmetric convective regime for a rigidly bounded rotating annulus. *J. Fluid Mech.*, **32**, 625-655.
- 三村和男, 1994: 極渦反転実験. *数理解析研究所講究録*, **866**, 161-172.
- 三村和男, 1995: 極渦反転実験—その2—. *数理解析研究所講究録*, **908**, 237-245.
- 三村和男, 1997: 球面大気におけるロスビー波伝播の非線形効果. *数理解析研究所講究録*, **993**, 242-251.
- Mimura, K., 2001: Polar vortex reversal experiment in a rotating shallow water. *Tohoku Geophys. J.*, **36**, 207-212.
- 三沢信彦, 木村竜治, 1990: 地表面冷却によって生じる大気循環の流体実験 (液晶による温度の可視化). *可視化情報学会誌*, **10**, 277f-277_1.
- 小倉義光, 1978: 気象力学通論. 東京大学出版会, 249pp.
- Sugata, S. and S. Yoden, 1992: Steady axis-symmetric flow due to differential heating in a rotating annulus and its dependence on experimental parameters. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 1005-1017.
- Sugata, S. and S. Yoden, 1994: Chaotic Lagrangian motion and heat transport in a steady, baroclinic annulus wave. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 569-587.
- 田島俊彦, 川平浩二, 1991: 回転円筒水槽内の流れと温度分布の液晶による立体的観測. *天気*, **38**, 495-500.
- Tajima, T. and K. Kawahira, 1993: Liquid crystal techniques of visualization in rotating annulus experiments. *Exp. Fluids*, **14**, 65-69.
- Tajima, T. and T. Nakamura, 1995a: A multiple liquid crystal technique of visualization for quantitative measurements of a temperature field in fluid. *J. Vis. Soc. Japan*, **15**, 36-40.
- Tajima, T. and T. Nakamura, 1995b: Methods of visualization for observing directly an internal structure of steady baroclinic waves in rotating annulus experiments. *J. Vis. Soc. Japan*, **15**, 126-132_1.
- Tajima, T. and T. Nakamura, 2000: Meridional flow field of axisymmetric flows in a rotating annulus. *J.*

- Atmos. Sci., 57, 3109-3121.
- Tajima, T. and T. Nakamura, 2003: Experiments to study baroclinic waves penetrating into a stratified layer by a quasi-geostrophic potential vorticity equation. *Exp. Fluids*, 34, 744-747.
- Tajima, T. and T. Nakamura, 2005: Experiments to study the beta-effect in atmospheric dynamics. *Exp. Fluids*, 39, 623-629.
- Tajima, T., T. Nakamura and T. Kuroda, 1995: Laboratory experiments of Lagrangian motions in a steady baroclinic wave —Internal structures of vortices—. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 37-46.
- Tajima, T., T. Nakamura and T. Sakata, 1997a: Experimental observations of internal vortex structures in steady baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, 54, 1600-1609.
- Tajima, T., T. Nakamura and K. Kurokawa, 1997b: Experimental observations of 3-D Lagrangian motion in a steady baroclinic wave. *J. Meteor. Soc. Japan*, 75, 101-109.
- Tajima, T., T. Nakamura, T. Azuma and K. Kurosawa, 1998: Fluorescent solution microcapsules as ideal tracer particles in long-term tracking of 3-D Lagrangian trajectories. *Exp. Fluids*, 25, 276-279.
- Tajima, T., T. Nakamura and K. Kurosawa, 1999: Experimental observations of 3D Lagrangian motions in steady baroclinic waves-II. *J. Meteor. Soc. Japan*, 77, 17-29.
- Tajima, T., K. Kawahira and T. Nakamura, 2005: Experiments to study interactions between baroclinic lower flows and a stably stratified upper layer. *Exp. Fluids*, 38, 683-694.
- 高澤 瞳, 須山敦子, 三村和男, 2007: 半球規模地球流体室内実験～底形状依存性～熱電対格子の影響～. 2007年度東海大学教養学部自然環境課程卒業研究論文.
- 竹原幸生, 江藤剛治, 2009: MLSを導入したPTVによる渦度推定法の提案と風波流速場への適用. *土木学会論文集 B*, 65, 151-165.
- Tamaki, K. and K. Ukaji, 1985: Radial heat transport and azimuthally averaged temperature fields in a differentially heated rotating fluid annulus undergoing amplitude vacillation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 168-179.
- Tamaki, K. and K. Ukaji, 1986: Stationary baroclinic eddies produced in a rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 681-691.
- Tamaki, K. and K. Ukaji, 1995: An experimental study of baroclinic flows in an open cylinder. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 1079-1085.
- Tokioka, T., 1970: A stability study of axisymmetric flows in a rotating annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 48, 293-314.
- Ukaji, K. and K. Tamaki, 1989: A comparison of laboratory experiments and numerical simulations of steady baroclinic waves produced in a differentially heated rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 67, 359-374.
- Ukaji, K. and K. Tamaki, 1990: A numerical study of tilted-trough vacillation observed in a differentially heated rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 68, 447-460.
- 瓜生道也, 1973: 回転水槽実験のはなし. *天気*, 20, 323-333.
- 瓜生道也, 1977: 回転水槽に現れる流れの構造とその安定性. *日本物理学会誌*, 32, 642-648.
- 瓜生道也, 1978: 実験気象学 2. 室内実験. *天気*, 25, 744-748.
- Uryu, M. and N. Matsuwo, 1977: A preliminary report on "small amplitude wave" observed in a rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 55, 409-414.
- Uryu, M., O. Morita, N. Noguchi and R. Sawada, 1974: Heat transport in a rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 52, 93-105.
- 渡部靖憲, 堀井正輝, 新井田靖郎, 2013: 遡上波の力学的バランスと流れ構造. *土木学会論文集 B2 (海岸工学)*, 69, I_66-I_70.
- Williams, G. P., 1967: Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part 1. The basic axisymmetric flow. *J. Atmos. Sci.*, 24, 144-161.
- Young, R. M. B., 2014: The Lorenz energy cycle in simulated rotating annulus flows. *Phys. Fluids*, 26, 056602, doi:10.1063/1.4873921.

The Classical and Modern Analysis of Rotating Annulus Experiments

Naohito OTOBE^{*1}, Hironori FUDEYASU^{*2}, Seiji SUGATA^{*3}, Keita IGA^{*4},
Masaki SATOH^{*4}, Toshihiko TAJIMA^{*5}, Hajime SATOH^{*6}, Satoshi SAKAI^{*7},
Kazuo MIMURA^{*8}, Tomohito YAMADA^{*9} and Yoshikazu KITANO^{*9}

^{*1} Faculty of Science, Fukuoka University.

^{*2} (Corresponding author) Faculty of Education and Human Sciences, Yokohama National University, 79-2 Tokiwadai, Hodogaya-ku, Yokohama, 240-8501, Japan.

^{*3} The National Institute for Environmental Studies.

^{*4} Atmosphere and Ocean Research Institute, The University of Tokyo.

^{*5} (Previous affiliation) Center for Arts and Sciences, Fukui Prefectural University.

^{*6} Certified and Accredited Meteorologists of Japan.

^{*7} Graduate School of Human and Environmental Studies, Kyoto University.

^{*8} Department of Resources and Environment Science, Tokai University.

^{*9} Faculty of Engineering, Hokkaido University.

(Received 28 August 2015; Accepted 18 April 2016)
