

# 回転水槽を用いた傾圧波動の実験

福岡大学・理学部 玉木 克美 (TAMAKI Katsumi)

回転水槽を用いた傾圧波動の実験は、大気大循環のモデル実験としてすでに半世紀近い歴史をもっている。実験に用いられる水槽には、よく知られている二重円筒タイプのアニュラス型の他に、単一の円筒タイプのオープンシリンダー型水槽がある。ここでは、それぞれの水槽で観測される流れの特徴を、我々が行ってきた実験に基づいて紹介する。

## 1. はじめに

回転水槽の実験が大気大循環のモデル実験として本格的に始まったのは 1940 年代である。この実験は、円筒形の水槽に入れた流体を北半球の対流圏の大気に見立てて、水槽の周囲を加熱・中央部分を冷却して水平温度差をつけ、水槽を回転させて自転の効果を与えるものである。用いられる水槽は、ディッシュパン型、あるいはオープンシリンダー型と呼ばれる単一の円筒タイプと、アニュラス型と呼ばれる二重円筒タイプに大別できる。

ディッシュパン型の名称は、Fultz のグループ<sup>1), 2)</sup>が水槽として市販の洗い桶を用いたことに由来している。彼らの実験は、洗い桶の周囲を下から加熱し、中央を下から冷却する、地球に近い加熱・冷却のやりかたになっているのが特徴である。しかし、この実験は、流れが不規則で、安定した流れが得られず、また、再現性に乏しいということで、Fultz のグループ以外は行っていないようである。彼らとほぼ同じ時期に Hide<sup>3), 4)</sup>はアニュラス型の回転水槽で実験を始めている。この実験では、加熱・冷却は円筒を通して横から行われる。アニュラス型水槽による実験では、流れが規則的で安定しており、再現性も良いために、傾圧波動の実験の主流になっている。

Fultz らは、後に、ディッシュパン型水槽を改良した、オープンシリンダー型水槽を用いて実験を行っている (Spence と Fultz<sup>5)</sup>)。これは、側壁を加熱し、中央部を下から冷却するタイプの水槽である。彼らは、補助的な熱源を用いることにより、この型の水槽でも、アニュラス型水槽なみの再現性で定常な傾圧波動やバシレーションが観測されることを示した。

ここでは回転水槽を用いた傾圧波動の実験について、我々が行ってきた実験を基に、実験装置と方法、アニュラス型水槽による実験、オープンシリンダー型水槽による実験の順番で、その概略を紹介する。

## 2. 実験装置と方法

我々は主に規則的な流れの構造やメカニズムを調べている。そのためには流れのパターン、温度場、速度場、圧力場を知りたいのだが、実際に観測や測定が可能なのは、流れのパターン、流体内部の温度場、表面流速場、内円筒への熱輸送量である。これらを測定するための装置と方法を、図 1 に示すアニュラス型水槽を例にとって述べる。

実験装置の基本部分は、水槽と回転台 G、および、境界面 (側壁や底面) を一定温度に保つための温度制御装置で構成される。

アニュラス型の水槽は 3 本の同心円筒 A, B, C と底板 F から成っている。内円筒 A と中円筒 B には熱伝導性のよい真鍮を、また、外円筒 C と底板 F には保温性の良い塩化ビニールを用いている。A と B の間の環状の空間が、作業流体の入る対流槽である。対流槽の底には作業流体の底面を内円筒の底面よりも高くするための上げ底 E が置かれ、また、対流槽の上端には風や室温の影響を防ぎ、作業流体の蒸発を抑えるための上蓋 D が置かれている。温度制御は、低温側 Tc は循環水で、高温側 Tw は循環水かサーモスタット式のヒーターで行っている。

流れのパターンや表面流速場は、流体表面に浮かべたアルミニウムの粉末の動きを写真やビデオに撮って調べる。そのためのカメラ台が水槽の上方に設置されていて、水槽と同期して回転するようになっ

ている。流体内部の温度測定はサーミスタ温度計 TT で行っている。温度計のプロープ部分は直径 1.3 mm で、回転系からの電気信号はスリップリング S を介して回転系の外に取り出される。内円筒への熱輸送量は、内円筒内を流れる循環水の温度上昇をサーミスタ温度計 TH で測り、それを基に求めている。

水槽の寸法は、内壁の外半径  $a$  が 4.5 cm、外壁の内半径  $b$  が 9.7 cm である。通常は、作業流体に水を用い、その深さ  $d$  を 8.0 cm、流体の表面を free、水平温度差  $\Delta T$  を 3 K ~ 8 K として実験を行っている。この条件で生じる傾圧波動は、回転対称性が非常によく、サイドバンドや他のモードの波が混入しにくいのが特徴である。

### 3. アニュラス型水槽による傾圧波動の実験

アニュラス型水槽で生じる流れの概略を、水平温度差  $\Delta T = 3.0$  K ( $T_c = 25.0$  °C,  $T_w = 28.0$  °C) で行った実験を例にとって紹介する。観測される流れは、大きく分けると、波のない流れ—軸対称流と、波動状の流れ—非軸対称流になる。波動状の流れは時間的な振舞いによって3つに分類される。時間変化をしない定常な波動流、周期的な時間変動を示すバシレーション（この言葉は variable oscillation からきている）、および、時間的な規則性をもたない不規則な流れである。

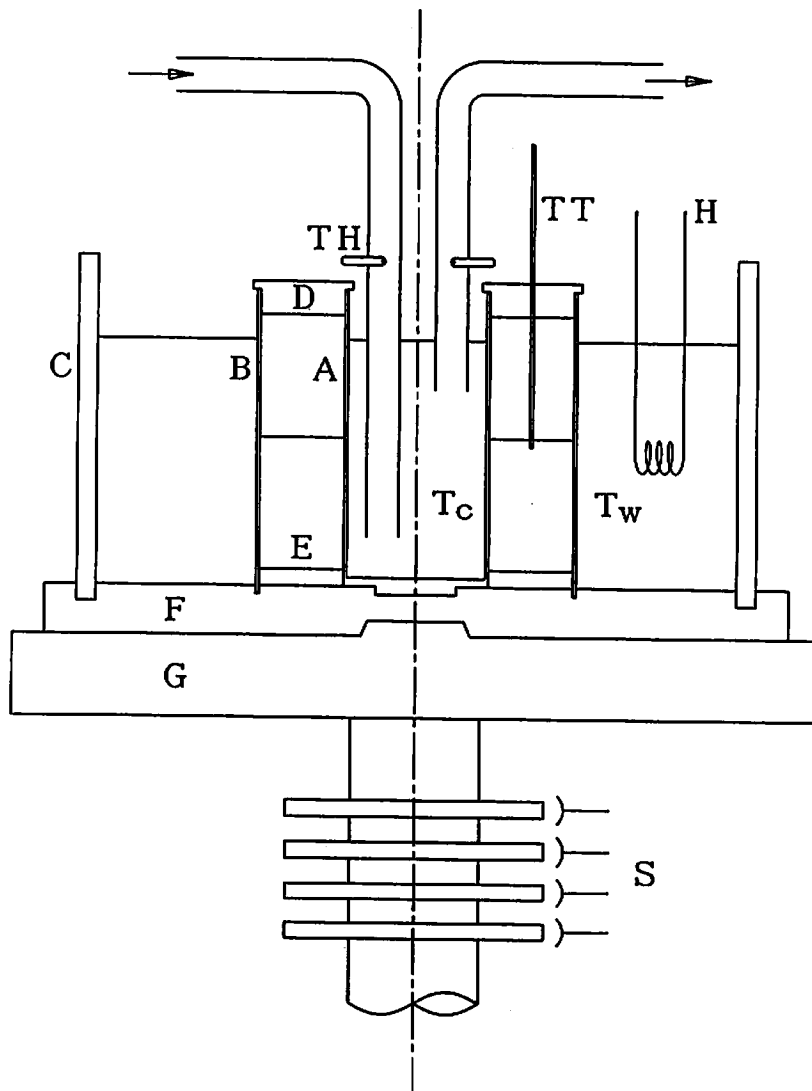


図1. アニュラス型水槽の模式図.

図2は水槽の回転角速度 $\Omega$ と卓越波数 $M$ の関係を示したものである。この図は、 $\Omega$ を徐々に階段状に変化させたときに得られたもので、 $\Omega$ の刻みの大きさは通常0.05～0.1 rad/sであるが、転移点付近では0.01～0.02 rad/sと、細かくとられている。矢印は波数転移の向きである。波数を示す数値の横の記号は流れのタイプで、AVは振幅バシレーション、Sは定常な波動流、TVはトラフの軸のバシレーションを表している。また、波数0の流れは軸対称流を、Irは不規則な流れを、それぞれ表している。

この図は、卓越波数が $\Omega$ の変化に対して大きいヒステリシスをもつこと、そして、 $\Omega$ が0.6～0.9 rad/sの範囲では、同じ $\Omega$ に対して卓越波数3～6のいずれかの流れが生じることを示している。また、この実験条件の時は、波数6の流れが、 $\Omega$ を減少させたときだけでなく増加させたときも、波数5に転移するのが特徴である。(波数6の流れは、水槽を、 $\Omega=0$ の状態から急に $\Omega=1$  rad/s程度で回転させたときに生じることもあるが、通常は、まず $\Delta T=1$  K、 $\Omega=0.8$  rad/sで波数6の流れを作り、それを壊さないように $\Delta T$ を3 Kまで徐々に広げることによって得る。)

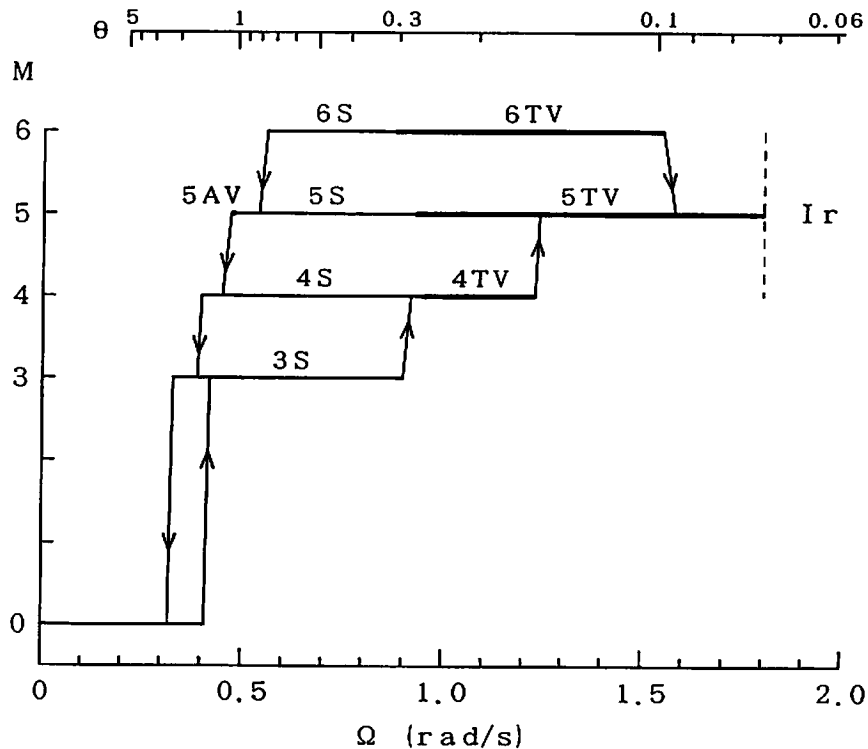
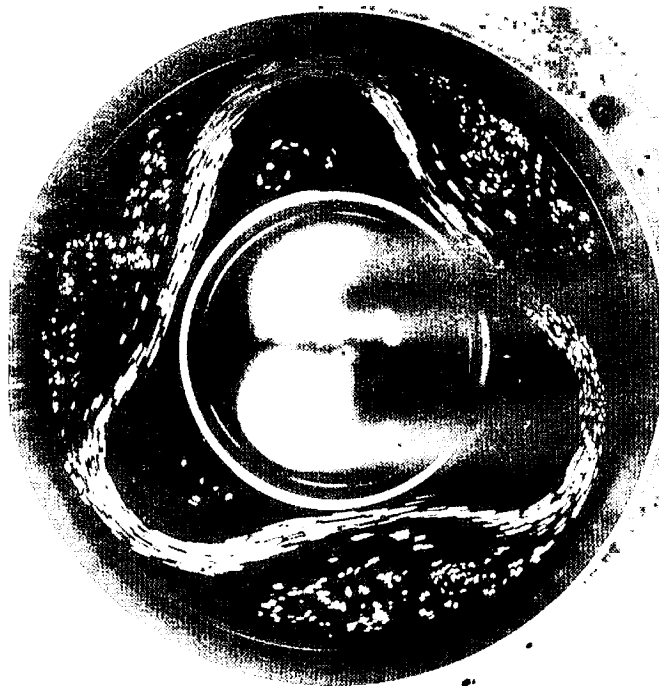
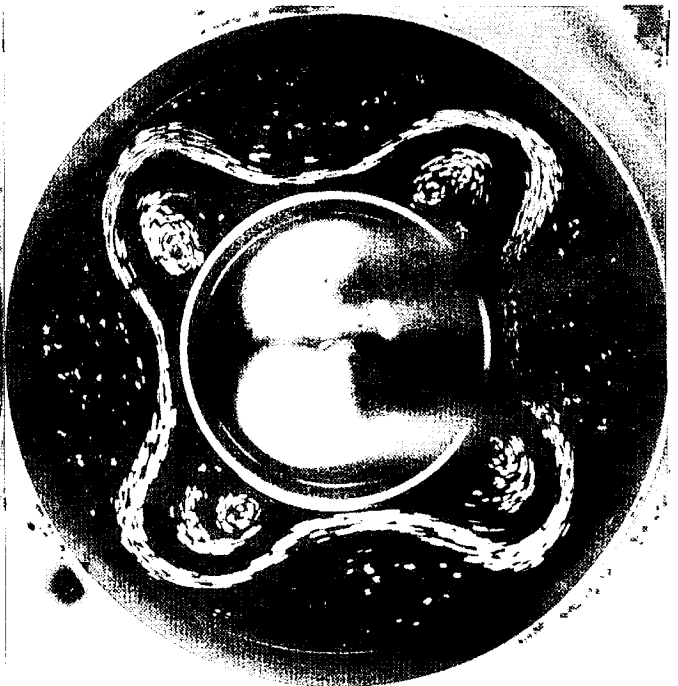


図2. 卓越波数 $M$ と回転角速度 $\Omega$ との関係。記号は、AVが振幅バシレーション、Sが定常な波動流、TVがトラフの軸のバシレーション、Irが不規則な流れを、それぞれ表す。図の上方に示した $\Theta$ は熱ロスビー数で、 $\Theta = gd \Delta \rho / (\rho_0 \Omega^2 (b - a)^2)$ と定義される。ただし、 $g$ は重力加速度、 $\Omega$ は水槽の回転角速度で、 $d$ 、 $(b - a)$ 、 $\Delta \rho$ 、 $\rho_0$ は、それぞれ作業流体の深さ、幅、水平密度差、平均密度である。

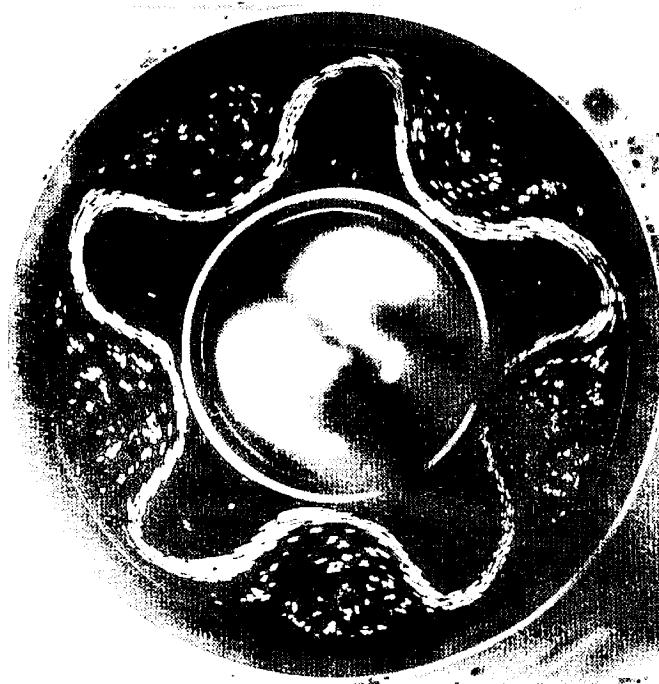
図3は定常な波動流の表面流のパターンの例である。どの波数の流れも回転対称性が非常に良いことがわかる。水槽の回転方向は左回りで、強い流れは蛇行しながら左回りに流れている。流れのパターン全体は水槽に相対的に左回りにゆっくりとドリフトしており、これは、中緯度の温帯高・低気圧が西から東に移動していくことに対応している。ドリフト周期(傾圧波が水槽に相対的に水槽を1周する時間)は定常な波動流では5分～9分で、 $\Omega$ の増加と共に長くなる。



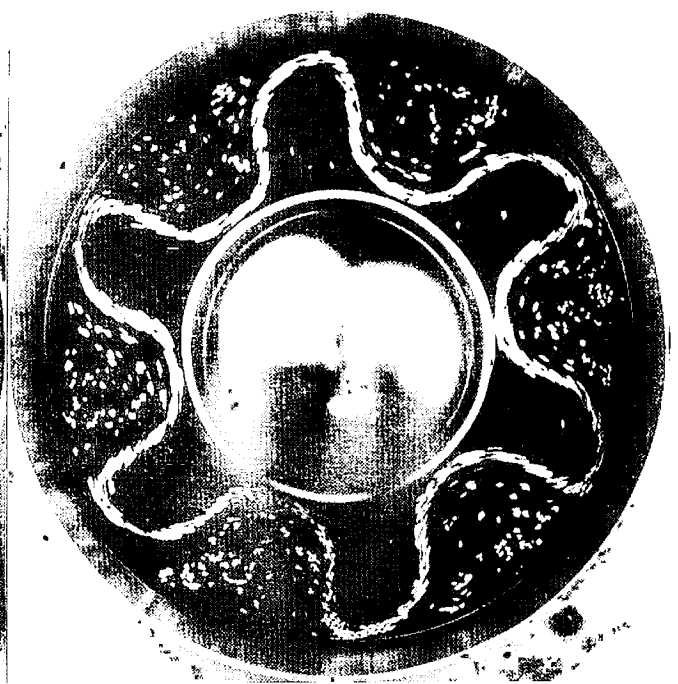
(a)



(b)



(c)



(d)

図3. 定常流の表面流のパターン. (a)  $\Omega = 0.45$  rad/s, (b)  $\Omega = 0.50$  rad/s, (c)  $\Omega = 0.60$  rad/s, (d)  $\Omega = 0.70$  rad/s.

振幅バシレーションは、卓越波数が減少する転移点付近で生じる。(  $\Delta T = 3.0 \text{ K}$  の場合は、図2に示すように、波数5から波数4への転移点付近のみで観測された。) これは、流体表面の波動状の流れの振幅が、図4に示すように、周期的に変動する現象である。振幅が大きいときは(図4(a))低気圧性の渦も高気圧性の渦も発達しており、振幅が小さいときは(図4(b))これらが減衰している。我々はこの現象が、波動と帯状平均流の相互作用によって引き起こされると解釈している(TamakiとUkaji<sup>6)</sup>、UkajiとTamaki<sup>7)</sup>。

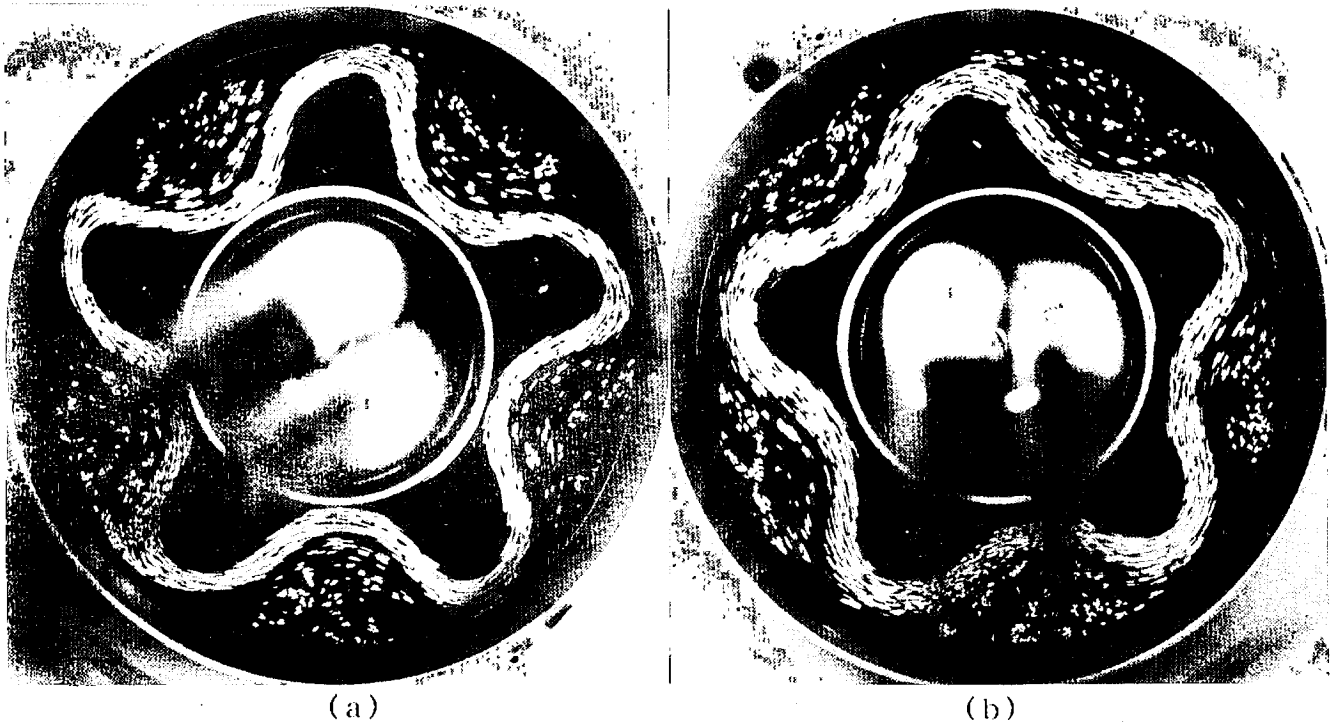


図4. 振幅バシレーションの表面流のパターン。(a)振幅が最大の時と、(b)振幅が最小の時。  
 $\Omega = 0.47 \text{ rad/s}$ .

トラフの軸のバシレーションは、表面流のトラフ(低圧部)の軸の傾きが周期的に変動する現象である。図5はその例で、トラフの軸の傾きは、図5(a)に示す北西-南東方向と、図5(b)に示す北東-南西方向の範囲で周期的に変動する。このバシレーションは、定常な波動流と不規則流との間で起こるので、周期性があまり良くない現象だといわれていたが、TamakiとUkaji<sup>8)</sup>の実験は、これが非常に周期性の良い現象であることを示した。また、彼らは、表面流速場および流体表面付近の温度場の解析から、このバシレーションは、高気圧性の渦と低気圧性の渦が交互に発達・減衰をくり返す現象と捉えられることを示した。

図6は、波動流の時間平均熱輸送量 $[Q]$ と $\Omega$ との関係を示したものである。波数が増えるほど、熱輸送量も増加しているのがわかる。また、 $[Q]$ には $\Omega$ 依存性があり、 $\Omega$ の増加と共に最初は急速に増加し、ピークを過ぎると $\Omega$ の増加と共に徐々に減少する。 $[Q]$ は、定常な波動流領域とトラフの軸のバシレーション領域との転移点では連続的に変化しているが、トラフの軸のバシレーション領域と不規則な流れの領域との転移点では不連続に変化している。また、波数の転移は熱輸送量が増加する向きに起こっているのが見て取れる。

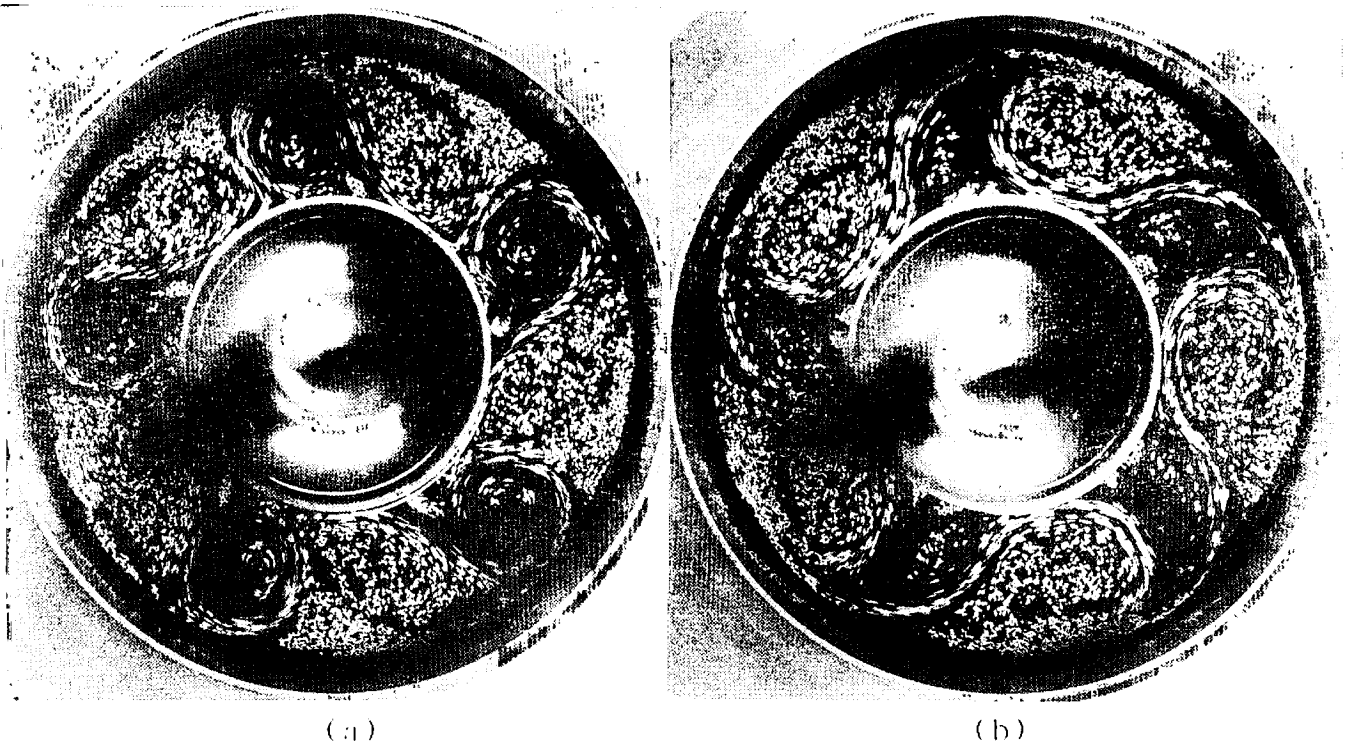


図5. トラフの軸のバシレーションにおける表面流. トラフの軸が(a)北西-南東方向にあるときと, (b)北東-南西方向にあるとき.  $\Omega = 1.30 \text{ rad/s}$ .

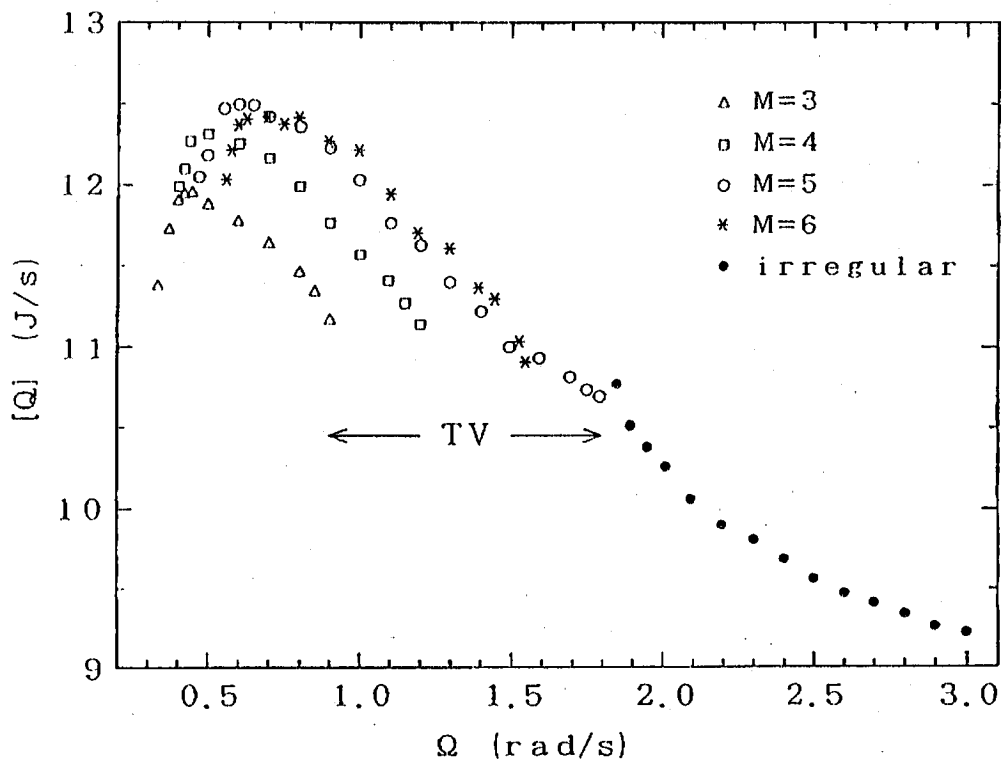


図6. 時間平均熱輸送量 $[Q]$ と水槽の回転角速度 $\Omega$ との関係. TVは, トラフの軸のバシレーションの領域である.

#### 4. オープンシリンダー型水槽による傾圧波動の実験

オープンシリンダー型水槽は、Spence と Fultz<sup>5)</sup> がディッシュパン型水槽の改良型として採用したものである。この水槽は、底面の中央部分を冷却し、側壁を加熱するもので、ディッシュパン型の冷却方法とアニュラス型の加熱方法とを組み合わせたものになっている。彼らによると、最初は、規則的な波動流は観測されなかったが、上方から白熱電球で照らして放射熱を作業流体に吸収させ、流体層全体を安定成層にすると、現象の再現性はアニュラス型水槽と同程度に改善され、定常な波動流やバシレーションが観測されるようになったようである。

我々が行った実験 (Tamaki と Ukaji<sup>9)</sup>) の目的は、白熱電球などの補助的な熱源を用いずに定常な傾圧波動を得ることである。Spence と Fultz<sup>5)</sup> は、安定成層を作るために補助的な熱源を用いたが、Tamaki と Ukaji<sup>9)</sup> は安定成層を壊さないために、側壁の温度と室温を一致させた。その結果、補助的な熱源が無くても、オープンシリンダー型水槽で定常な波動流やバシレーションが得られることがわかった。

図7は実験に用いたオープンシリンダー型水槽である。対流槽は、厚さ 3.0 cm の塩化ビニールの底板 C の中央部に半径 4.5 cm のシャーレ型の冷却板 A を埋め込み、半径 9.7 cm の円筒状の側壁 B と外円筒 D を取り付けただけのものである。対流槽は、低温槽 E に立てた高さ 5 cm 柱の上に固定されている。冷却板と側壁はどちらも厚さ 2 mm の真鍮製で、それぞれの温度は循環水によって 23.0 °C と 27.0 °C に保たれた。作業流体 W は水で、その深さ  $d$  は 1.5 cm ~ 5.0 cm である。流体の表面はフリーで、表面流の可視化はアルミニウムの粉末で行った。作業流体の表面温度が側壁の温度よりも低くなると安定な密度成層がくずれて流れが不規則になるので、対流槽に上蓋 F を取り付け作業流体の蒸発を防ぎ、また、室温と側壁の温度とを一致させることによって、室温の影響で流体表面の温度が低下するのを防いだ。水槽の回転方向は左回りで、それぞれの  $d$  について回転角速度を階段状に変化させ、出現する流れを観測した。流れの観測は、表面流の観察と、流体表面に接触させたサーミスタ温度計 TT による温度測定とから成り、それらを基に流れの分類を行った。また、得られた温度記録は、ドリフト周期やバシレーション周期の決定にも用いた。

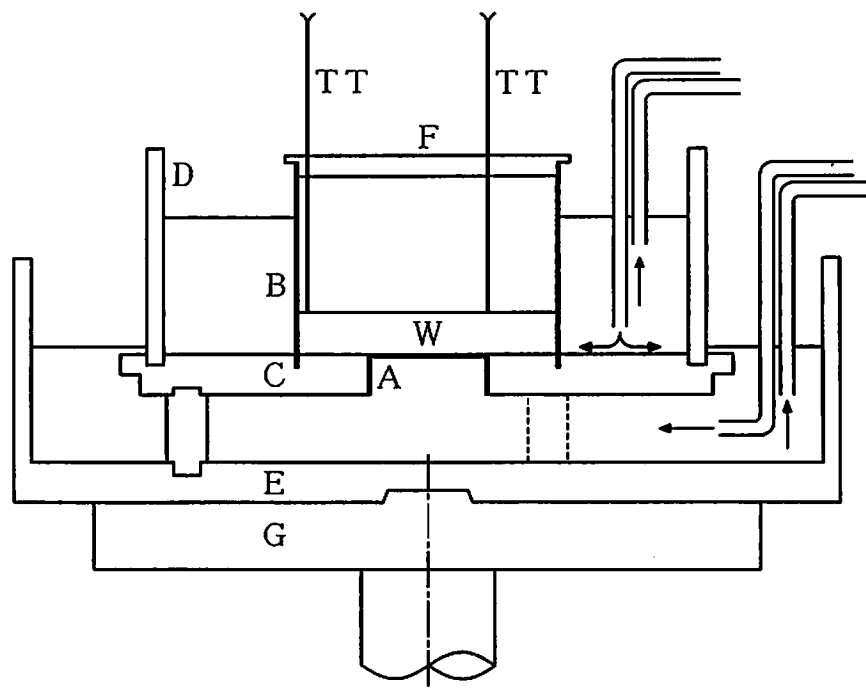
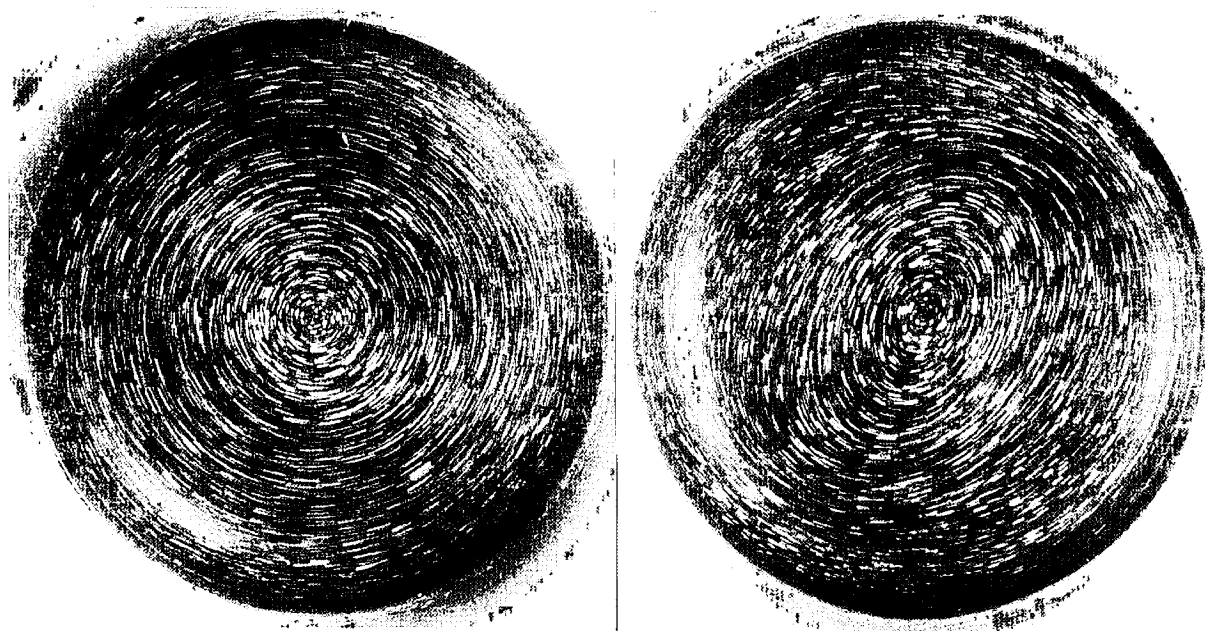


図7. オープンシリンダー型水槽の模式図。A: 冷却板, B: 側壁, C: 底板, D: 外円筒, E: 低温槽, F: 上蓋, G: 回転台, TT: サーミスタ温度計, W: 作業流体。

まず、代表的な流れの表面流のパターンと、その特長を述べる。写真はすべて回転系から露出時間 3 秒で撮影したものである。写真にコントラストをつけるために、作業流体に墨汁を数滴加えている。

図 8 は軸対称流で、表面流は左回りに流れている。流速は平均半径付近で最も大きく、この図の場合の最大流速は約 3 mm/s である。図 9 は波数 2 の定常な波動流である。表面流のパターンは長円形で、 $\Omega$  が小さいときは円形に近いが、 $\Omega$  の増加とともに次第に扁平になる。パターン全体は、水槽に相対的に左回りに一定角速度でドリフトしている。ドリフト周期は、 $\Omega$  の増加と共に増加する。また、同じ  $\Omega$  で比較すると、ドリフト周期は流体の深さが浅くなるにつれて長くなる。今回の実験の範囲ではドリフト周期は 4 分～11 分であった。



(左) 図 8. 軸対称流の表面流のパターン.  $\Omega = 0.199 \text{ rad/s}$ ,  $d = 3.0 \text{ cm}$ .

(右) 図 9. 定常な波動流の表面流のパターン.  $\Omega = 0.270 \text{ rad/s}$ ,  $d = 3.0 \text{ cm}$ .

図 10 はバシレーションの流れのパターンである。表面流は、ほぼ円形のパターン (図 10(a)) と長円形のパターン (図 10(b)) の間で変動をくり返しており、振幅バシレーションであることがわかる。

不規則な流れの表面流のパターンは常に揺らいでいる。 $\Omega$  が小さい場合は形が変化するだけで、波数は 2 に保たれているが、 $\Omega$  が大きくなると変化が複雑になり、波数を定めるのは困難になる。しかし、20～40 分間隔で 2～3 分間、はっきりとしたパターンが現れることがある。そのような流れの例を図 11 に示す。

図 12 は、今回の実験で得られた流れの領域図である。横軸は水槽の回転角速度  $\Omega$ 、縦軸は作業流体の深さ  $d$  である。図中の数値は帯状波数であり、記号は流れのタイプを表す。流れの領域が  $\Omega$  の増加と共に、軸対称流、定常な波動流、不規則な流れと転移するのはアニュラス型水槽の場合と同じである。

軸対称流の領域から  $\Omega$  を増加させていくと、定常な波動流との転移領域で、まず波数 1 の流れが現れ、波数 1 と波数 2 が共存するごく狭い領域があって、それから波数 2 の領域に移る。ただし、 $d = 1.5 \text{ cm}$  の時だけは軸対称流から波数 2 へ転移する。さらに  $\Omega$  を増加させると、 $d \geq 3.0 \text{ cm}$  では振幅バシレーションの領域を経て不規則な流れとなる。これに対し、 $d \leq 2.5 \text{ cm}$  ではバシレーションの領域は無く、定常な波数 2 の領域から不規則な流れへ転移する。



アニュラス型水槽の実験との大きな違いは、生じる流れが、 $\Omega$ の変化に対してヒステリシスを示さないことである。また、振幅バシレーションの領域が、定常な波動流領域と不規則な流れ領域の中間に位置することや、トラフの軸のバシレーションが生じないことも大きな相違点である。さらに、ドリフト周期 $\tau_d$ に対するバシレーション周期 $\tau_b$ の比率( $\tau_b/\tau_d$ )は3~9であり、アニュラス型的水槽で観測される振幅バシレーションの値の0.7~1.4 (Tamaki と Ukaji<sup>4)</sup>) よりもかなり大きくなっている。

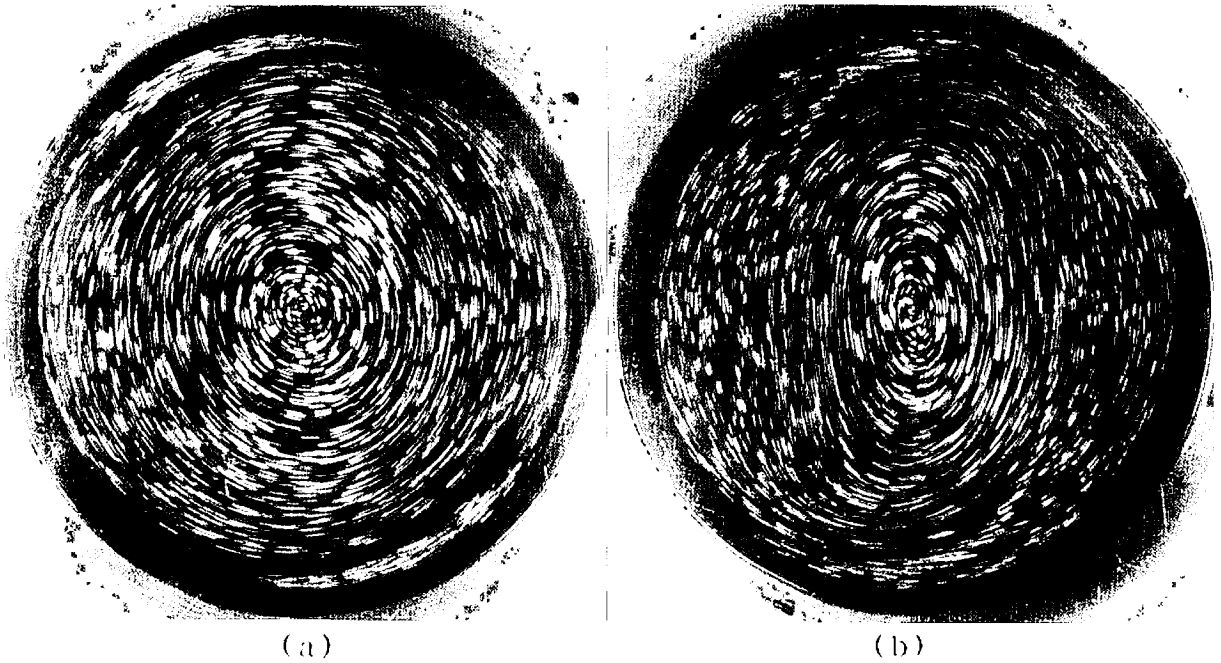


図10. 振幅バシレーションの表面流のパターン. (a)振幅が最小のとき, (b)振幅が最大のとき.  $\Omega = 0.35$  rad/s,  $d = 4.0$  cm. バシレーション周期は約22分.

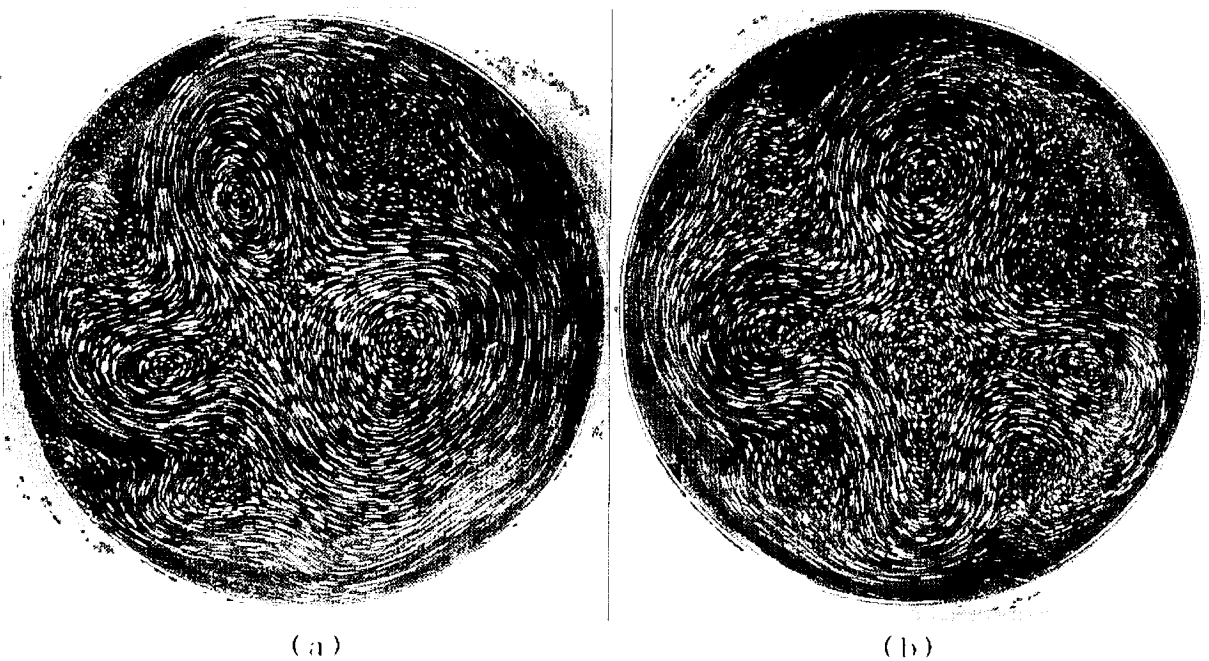


図11. 不規則な流れの表面流のパターン.  $d = 3.0$  cm.  $\Omega$ は(a)が0.60 rad/s, (b)が0.80 rad/s.

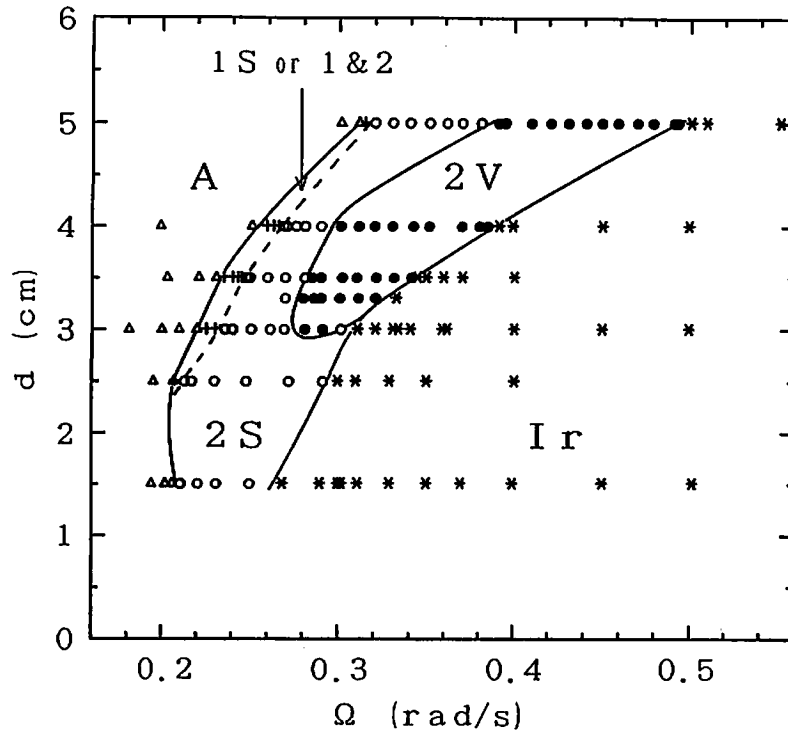


図 12. 領域図. 縦軸は作業流体の深さ  $d$ , 横軸は水槽の回転角速度  $\Omega$  である. 図中の数値は波数を, 記号は, A が軸対称流, S が定常な波動流, V がバシレーション, Ir が不規則流をそれぞれ表している. 実線は流れの領域の境界線であり, 破線は, 波数 1 と波数 2 が共存する領域と波数 2 の領域との境界線である.

#### 参考文献

1. Fultz, D., 1951: Experimental analogies to atmospheric motions. *Compendium Meteor.*, 1235-1248.
2. 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. Monographs*, 4, 1-104.
3. Hide, R. 1953: Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 79, 161.
4. Hide, R. 1958: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A250, 441-478.
5. Spence, T.W. and D. Fultz, 1977: Experiments on wave-transition spectra and vacillation in an open rotating cylinder. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1261-1285.
6. 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*, 71, 553-566.
7. Ukaji, K. and K. Tamaki, 1994: A numerical study of amplitude vacillation observed in a differentially heated rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 72, 1-10.
8. Tamaki, K. and K. Ukaji, 1993: Characteristics of tilted-trough vacillation in a differentially heated rotating fluid annulus. *J. Meteor. Soc. Japan*, 71, 553-566.
9. Tamaki, K. and K. Ukaji, 1995: An experimental study of baroclinic flows in an open cylinder. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 1079-1085.