

自由表面を持つ回転成層流体中の風成循環

塩原, 健
九州大学大学院総合理工学研究科 : 博士課程

竹松, 正樹
九州大学応用力学研究所 : 教授

<https://doi.org/10.15017/4744028>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 82, pp.53-71, 1997-11. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



自由表面を持つ回転成層流体中の風成循環

塩 原 健* 竹 松 正 樹†

概 要

一様に安定成層した回転流体の表面に風（気流）を作用させ、生成される水平循環流の性質を環状水槽を用いて調べた。ここでは、表面に軸対称な相対気流を作用させた場合、成層の存在によって水平方向の流れの構造が変化し水平流量が増加する事を示す。

また、室内実験では測定が困難な鉛直断面内の流れ、及び、密度分布を調べるために軸対称な二次元モデルを作り数値実験を行った。数値解は、水槽実験と水平循環パターンにおいて非常に一致を示したので鉛直断面内の流れや密度分布においても水槽実験を再現しているものと考えられる。数値実験は室内実験では扱えないような広いパラメータ範囲にわたって実験を行った。その結果、成層が強くなるにつれて水平流量は増加するが、ある以上成層が強くなると、流量は増加しなくなることがわかった。

Key words: Free surface, Rotation, Stratified fluid, Wind-driven circulation, Air stream, Laboratory experiment, Numerical experiment.

1. 序 論

容器の中の回転流体中に表面の（風）摩擦力により駆動される流れの問題は、海洋物理学の中心課題であると同時に、地球流体力学の基本問題の一つである。これまでの多くの研究により、密度変化のない均一流体の場合については、この問題は完全に理解されたと言って良いであろう。特に、定常問題では、Taylor-Proudman の定理に従って内部領域の水平流は鉛直方向（回転軸方向）に一様となる。均一流体における風成循環の現象の本質は、表面の Ekman 層で生成される鉛直流速 (Ekman pumping) とそれによって水柱の内部領域に供給される渦度の存在である。f 面においては内部領域の渦度の変化は底の Ekman 層による鉛直流速によってバランスされる。また β 面においては、この渦度の変化は水柱の南北方向への移動によって渦度の保存を満足させる。

しかし、現実の海洋においては、密度成層の効果が重要である。安定成層の存在は、鉛直流を抑える

*九州大学総合理工学研究科，博士課程

†九州大学教授，応用力学研究所

ばかりでなく、内部領域においても鉛直構造を許し、そのため問題は一般に非線形になり解析解が得られにくいという点でも、均一流体の場合に比べて現象を不透明にする。Barcilon and Pedlosky¹⁾²⁾ は定常な線形の回転流体力学における成層の効果をいくつか述べている。この中で彼らは、風によってできる流れはある程度以上強い成層の存在によって、上下の境界で Ekman 層を作らずにそのまま non-slip 等の境界条件を満足できる、ということを示している。また、Allen³⁾⁴⁾ は沿岸湧昇の研究の一部としてこの問題に着目し、線形論と数値解を用いて回転する環状領域の成層した流体の定常な軸対称運動について調べており、ここでは特に鉛直方向の流速に着目している。

本研究で着目するのは、与えられた表面応力によって駆動される循環流の正味の水平流量である。現在のところこの正味の水平流量は、与えられる表面応力によって定まり、成層の有無には無関係（成層は鉛直構造を変えるのみ）であるとされている。Linden⁵⁾ は環状水槽を用いた実験で、コリオリ係数及び水深が一定である単純な設定のもとで、成層の存在によっては水平流量は変化しないことを示している。ここでは、流れを機械的に上蓋を速度差を付けて回転させることにより駆動している。この場合、流体の上面に流速を与えたことになり、上表面の流速は固定されてしまうという欠点がある。

一方 Leetmaa⁶⁾ は表面に作用する応力によって駆動される回転成層流体の流れについて、表面を free slip として定常の線形理論を用いて、水平流速の鉛直プロファイルが成層の度合いに強く依存する事を示している。また、著者らは、回転する環状水槽に均一流体をいれ、内側の壁に冷却を加えることにより生成される流れを調べた。この時上表面を蓋で覆ってしまうと、できる流れは内部モードになり上層と下層では逆向きの流れができて正味の流量は持たないが、自由表面の場合には、正味の水平流量を持つことを示した（塩原⁷⁾）。つまり、成層傾圧流の場合には、表面の境界条件によって正味の水平流量が変化する。したがって、今回のように回転成層流体に対して風が作用する場合でも、表面の境界条件によってその流量は異なると考えられる。本研究で着目するのは、表面の境界条件が free slip の場合の水平流量と成層効果の関係である。Linden⁵⁾ に限らず、これまでの風駆動流に関する実験では、風のかわりに板でこする方法が用いられてきた（湧出し、吸込み法は成層がある場合には使えない）。本研究では、気流法（Takematsu and Kita⁸⁾）を用いて、軸対称な相対気流によって駆動される、回転する環状領域中の成層流体の運動について実験的に調べ、風駆動流の水平流量と密度成層の関係を調べる。ここで扱う流れは、層流に限定されるが、Leetmaa⁶⁾ とは異なって、非定常で非線形の流れを取り扱うことができる。

この水槽実験は、相対気流を用いるために回転角速度と作用する気流の強さを独立に変えることができないことや、上表面が直接大気と触れているために気温の変化に非常に敏感であることなどのために、様々なパラメータを変化させて数多くの実験を行うことが困難である。そのため、様々なパラメータを自由に変えて実験を行い、さらに弱い鉛直循環や鉛直断面内の密度場について調べるために、軸対称を仮定した 2.5 次元 (x - z 平面で流速の y 成分を持つ) の、非静水圧モデルを作り、数値実験を行う。

2.1 章では、水槽実験の装置図と実験方法について述べる。2.2 章では、気流を使った、軸対称な流れについて考察する。実験結果を 2.3 章に示す。3 章に数値実験のモデルと積分結果について示す。まとめと結論については 4 章で述べる。

2. 水槽実験

2.1 装置及び方法

図1に回転テーブル上の実験装置の側面図を示す。円筒状の水槽の中に更に小さい円筒水槽を配し、それによってできた環状領域に作業流体を入れる。内側と外側の環の半径はそれぞれ6.0 cm と19.0 cm であり、作業流体の深さは10.0 cm とする。円筒の中心軸と回転テーブルの回転軸は一致するように配置する。そして、大気の影響を小さくするために、更に大きな水槽の中にいれる。水槽は底から表面まで線形に密度が増加するように砂糖溶液で満たす。この密度成層はtwo tank method (Oster⁹⁾)を用いて作る。表面と底の砂糖の濃度差は、0.6 %～1.0 %で実験を行う。この濃度では、粘

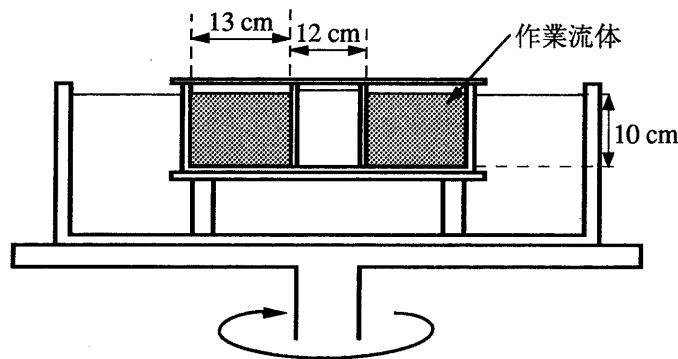


図1 実験装置図（側面図）

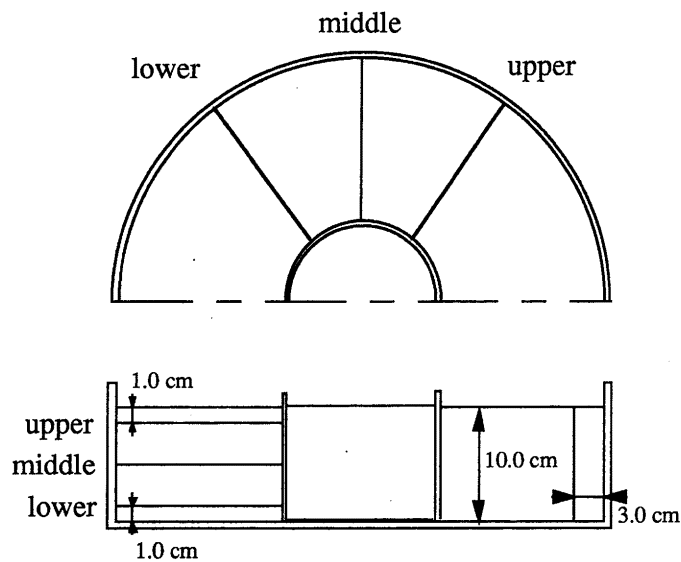


図2 白金線の配置図（陰極のみ）

性はほとんど変わらないものとして扱える。なお、比較のために、密度一様の場合についても実験をおこなう。水槽の上に作業流体には触れない程度 (1.0 cm 以下) に蓋をかぶせる。これらの水槽を回転テーブルにのせる。回転方向は時計回りとする。スピニアップが完了した時点で、蓋を取り去ることによって、軸対称な相対気流が作業流体上面に作用することになり、それによって駆動される流れの様子を調べる。流れの測定は可視化法 (チモールブルー法 Baker¹⁰⁾) を用いる。電極は異なる深さに水平に 3 本、外壁の近くに鉛直に 1 本張る。各々の電極の位置は図 2 に示す。これによって見られる流れの様子を、回転テーブルに取り付けたカメラで撮影する。

実験の手順は以下のようなものである。まず、成層流体を望みの角速度 ($2\pi/60 \sim 2\pi/20$) までゆっくりとスピニアップしていく。ほぼ剛体回転になるまでに 2 時間を要する。なおこのスピニアップによって、成層状態はほとんど壊されないことを実験の前後で各層から流体をサンプリングすることで確認している。スピニアップが完了した時点で、蓋を取って表面に相対気流を作用させる。流れは 1 分～10 分間隔で撮影する。色素線の間隔は 1 分とする。実験時間は 1 時間半ほどである。また、ここでの回転による内壁と外壁での水位差を比べたところ 0.5 mm 程の差しかなく水槽の深さと比較しても十分小さいので、遠心力の効果は無視できると考えられる。

2.2 気流による流れ

ここでは、軸対称な流れの基本的な特徴について、解析的な考察を行う。円筒座標系 (r, θ, z) が使われ、 z は回転ベクトルに一致する。対応する速度は (u, v, w) で、 P と ρ は圧力と密度である。軸対称流においては、これらの変数は θ に対して独立である。均一流体における風成循環の場合、内部領域の水平速度は、風の応力 $\tau = (\tau_\theta, \tau_r)$ から計算できる。風応力 τ は以下のようにして表面のエクマン層の下でエクマンの吸い込みを起こす。

$$w_E = \frac{1}{2\rho\Omega}(\text{curl}\tau)_z. \quad (1)$$

鉛直流速は粘性と回転によって底のエクマン層の上でも発達する。

$$w'_E = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu}{\Omega}}(\text{curl}v)_z. \quad (2)$$

渦度方程式に従って、軸対称流では w_E は w'_E と等しくなければならないので、式(1)と(2)は等しいとおいて周流速が求まる。

$$v = \frac{\tau_\theta}{\rho\sqrt{\nu\Omega}} \quad (3)$$

作業流体に作用する軸対称な気流は一般に「回転平板上の境界層流」として知られている。そして、表面の応力 τ は中心からの距離 r に比例して以下のように与えられる。

$$\tau_\theta = C\rho_a\nu_a^{1/2}\Omega^{3/2}\cdot r \quad (4)$$

ここで ρ_a と ν はそれぞれ、空気密度と動粘性係数であり、 C は定数である。無限円盤を持った理想的な場合では、 $C = -0.616$ となるが、側壁を持った今の場合では、 $C = -0.491$ となることが均一流体での実験によって確かめられた。このように密度均一の場合には、解析的な速度が簡単な形に求められる

が、成層が存在する場合には、線形解がより複雑な形にはなるが Leetmaa⁶⁾により求められている。しかし、ここで求められた風応力を求める際の定数 C は成層が存在しても変わらないと考えられる。

2.3 実験結果

まず、成層がない場合の水平循環パターンを図3に示す。これは、実験開始後10分の写真で色素線の間隔は1分となっている。この流れは、蓋をとってから5分ほどで、定常になった。これを見ると、上層、中層、下層ともにほとんど同じ形と大きさを示していて、順圧的な流れが形成されていることがわかる。このときの流速は中央部で 0.012 cm/s であった。

図4は成層がある場合の水平循環パターンを示したもので、実験開始60分後の写真であるが、この流れは実験開始後上層からだんだんと大きくなっていき、45分ほどかかってほぼ定常に達した。ここでは密度の拡散があるために、次第に成層が崩れていき流れも弱くなっていくことが予想されるが、砂糖の場合、拡散係数が極めて小さいので、実験時間の2時間ではそのような様子は見られなかった。この密度の拡散は粘性拡散と分子拡散によって起こり、拡散時間は粘性拡散と分子拡散のそれぞれの時間の間になると考えられる。粘性拡散時間は、 ν を粘性係数として H^2/ν で与えられ、ここでは約130分であった。一方、分子拡散の方は、 k_d を分子拡散係数として拡散時間 H^2/k_d で与えられ、本実験では約230日となり実験時間よりも遙かに大きいことがわかる。よってこの実験の場合の拡散時間は130分よりずっと長いことが考えられるが、水槽実験ではそれを求めることは不可能である。従って、45分以降ではほぼ定常と考える。この結果をみると、上層の流速がかなり大きくなっていることがわかる。そして、中層、下層といくにつれては次第に流速は小さくなっていることも見て取れ、傾圧的な流れができていく様子がわかる。この成層が存在する場合の流速は、上層の中央部で 0.078 cm/s となり、成層がない場合の流速の約7倍にもなっている。そして、中層では、成層が無い場合よりもやや大きくなっていて、下層では少し小さくなっている。この様子を、側面から撮影した外壁に近い部分の鉛直プロファイルで見ると、図6のようになり、上層ほど水平流速が速くなっている様子がわかる。図5の成層が無い場合の流速を示しているが、これと比較して成層がある場合には全体として流速が大きくなっている。さらに、図6の成層が存在する場合の流速プロファイルに注目してみると、非直線的になっている事がわかる。均一流体も含めて、線形の範囲では直線的なプロファイルを示すが、今回の実験の写真に見られる形は、数値実験でも述べるように非線形性に基づくものである。このように、成層が無い場合に比べて、成層がある場合には水平方向の流量が大きく増大することが実験的に示される。

3. 数 値 実 験

水槽実験では流れを乱すことなく密度場を測定することは不可能であり、また、周方向の流速に比べて鉛直断面内の流速は極めて小さいので可視化法でこれを測定することは困難である。しかし、流れを層流域に限定すると問題は軸対称となり、非線形の原方程式系を数値的に容易に解くことができる。水槽実験では成層を作るために砂糖を用いたが、ここでは熱による成層を考えてモデルを作る。熱と砂糖はモデル上で拡散係数等を変えることによって、同じように扱える。また、実際の回転水槽実験では表

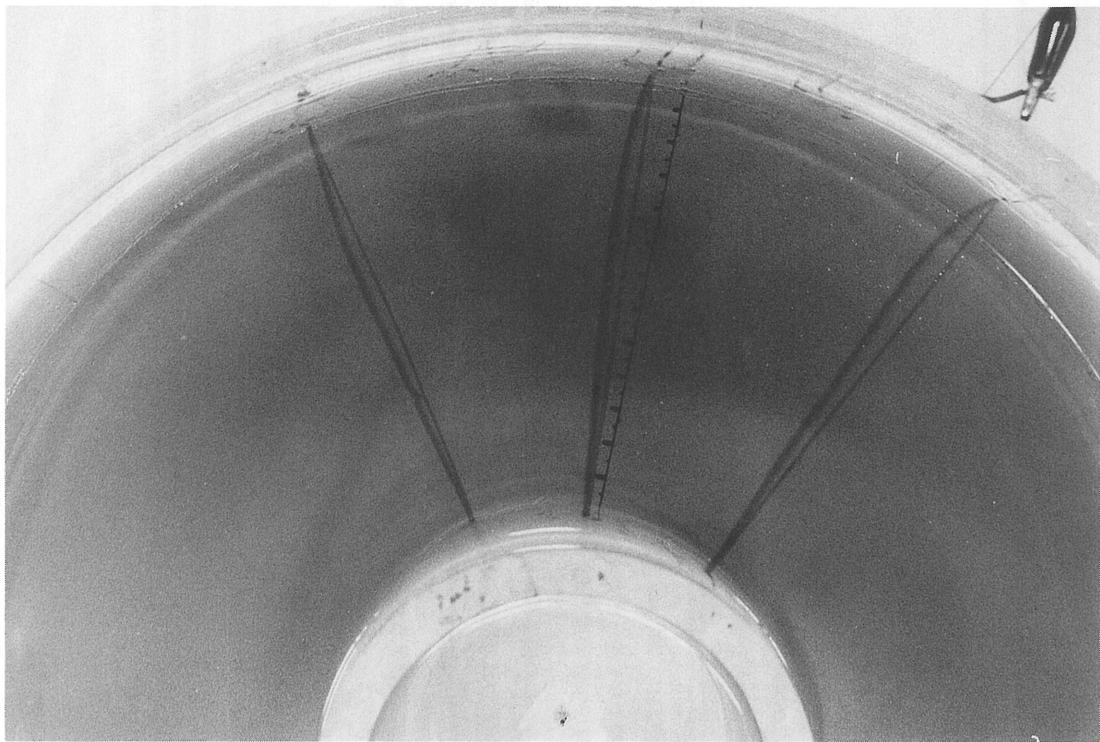


図3 成層が無い場合の風成循環の水平パターン(水槽実験)：反時計回りに風を10分間作用，色素線間隔60秒，回転角速度 $\Omega = 0.2094$ ($2\pi/30$)。

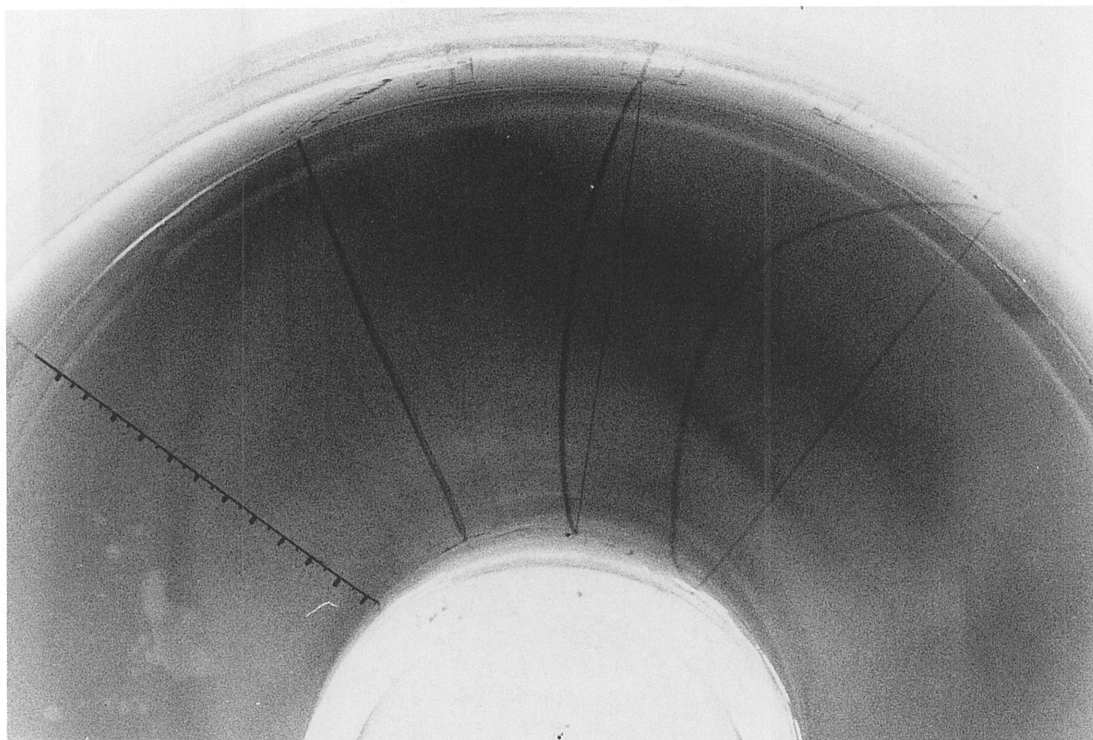


図 4 成層がある場合の風成循環の水平パターン(水槽実験)：反時計回りに風を60分間作用，色素線間隔60秒，回転角速度 $\Omega = 0.2094 \ (2\pi/30)$ ，成層パラメータ $S=0.24$ 。

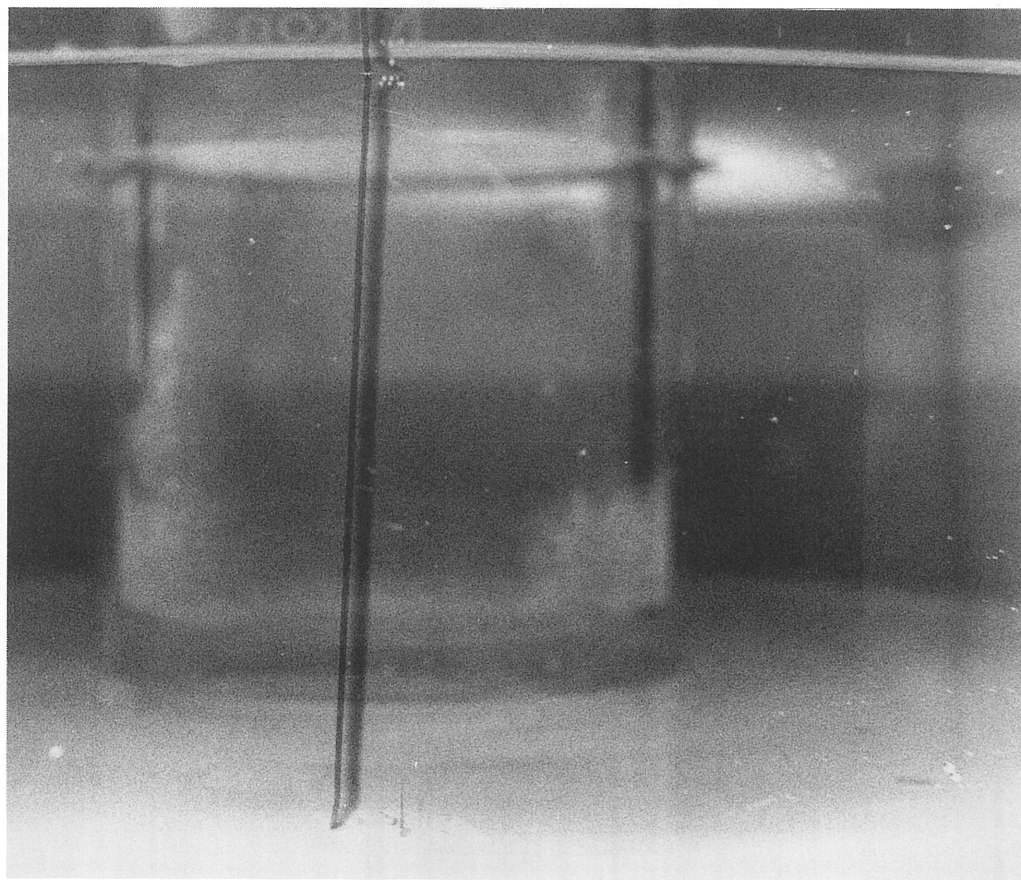


図5 成層が無い場合の風成循環の鉛直プロファイル (水槽実験) : 反時計回りに風を10分間作用, 色素線間隔60秒, 回転角速度 $\Omega=0.2094 \ (2\pi/30)$.

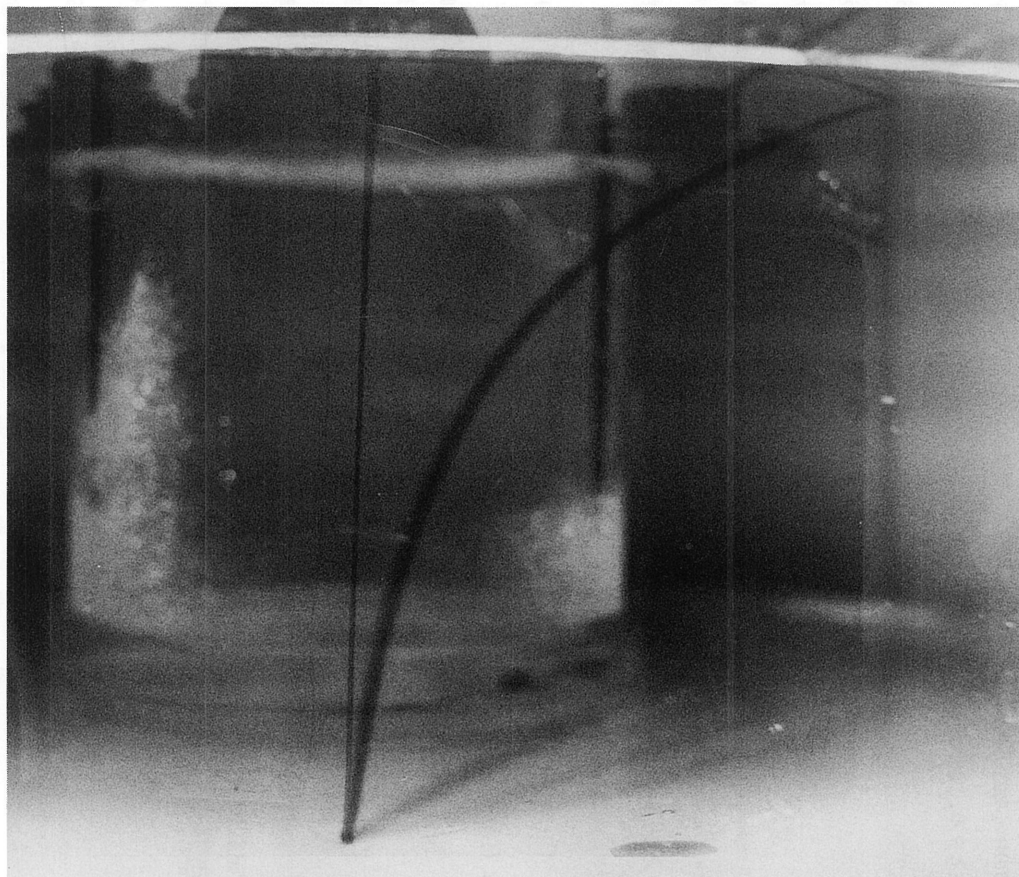


図6 成層がある場合の風成循環の鉛直プロファイル（水槽実験）：反時計回りに風を60分間作用，色素線間隔60秒，回転角速度 $\Omega=0.2094$ ($2\pi/30$)，成層パラメータ $S=0.24$ 。

面は遠心力によりパラボラ状になるが、回転角速度が大きくない場合には、この水面変形を無視することができる。従って、以下の計算では上表面が水平面と一致するものとする。

3.1 モデル

ここではブジネスク近似を満たす非圧縮粘性流体を考える。座標系は円筒座標系 (r, θ, z) を使い、 z 軸は水槽の中心軸に一致させる。角速度 $\Omega = \Omega \hat{k}$ で回転し重力加速度 $bf_g = -g\hat{k}$ は回転ベクトルに反平行であるとする。ここで $\hat{k}$ は円筒座標系 (r, θ, z) の z 方向の単位ベクトルである。支配方程式は、

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V - 2\Omega V = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \Phi + \nu \nabla^2 V, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot V = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T = k \nabla^2, \quad (7)$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)], \quad (8)$$

ここで V , P , T と ρ はそれぞれ流体の速度、圧力、温度そして密度であり、これらは位置 r と時間 t の関数である。 Φ はポテンシャルで $\Phi = -gz + \frac{w^2}{2}r^2$ と表される。 ν , k と α はそれぞれ動粘性係数、熱拡散係数そして熱膨張係数である。 ρ_0 と T_0 は密度と温度の基準値である。今の場合 P_0 は、

$$P_0 = P_{\text{const}} + \rho_0 \Phi = \rho_0 g \left(h_0 + \frac{\Omega^2}{2g} r^2 - z \right). \quad (9)$$

T' , ρ' と P' はそれぞれ温度、密度圧力の基準値からのずれを表している。

$$T = T_0 + T', \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad P = P_0 + P'. \quad (10)$$

$$\rho' = -\rho_0 \alpha T' \ll \rho_0, \quad (11)$$

$$-\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \Phi = -\frac{1}{\rho} \nabla P' + \frac{\rho'}{\rho} \nabla \Phi, \quad (12)$$

$$\frac{\rho'}{\rho} \simeq \frac{\rho'}{\rho_0} = -\alpha T'. \quad (13)$$

ここで、遠心力は重力に比べて小さいと仮定して、無視する。扱う流れは軸対称を仮定しているので、 θ には独立、つまり、 $\partial/\partial\theta = 0$ である。そうすると支配方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} + 2\Omega v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{\rho'}{\rho} \Omega^2 r + \nu \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \right), \quad (14)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} - 2\Omega u = \nu \left(\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} \right), \quad (15)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \alpha T' g + \nu \nabla^2 w, \quad (16)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + u \frac{\partial T'}{\partial r} + w \frac{\partial T'}{\partial z} = k \nabla^2 T', \quad (18)$$

ここで、

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (19)$$

流線関数 ψ と渦度 ζ が r - z 面内に定義される。

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\left(\frac{\psi}{r} + \frac{\partial \psi}{\partial r}\right), \quad (20)$$

そして、

$$L[\psi] = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \zeta. \quad (21)$$

得られた方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -2\Omega \frac{\partial v}{\partial z} + \nu L[\zeta] - \alpha g \frac{\partial T}{\partial r} - u \left(\frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\zeta}{r} \right) - w \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{2}{r} v \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = +2\Omega u + \nu L[v] - u \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) - w \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = k \nabla^2 T' - u \frac{\partial T'}{\partial r} - w \frac{\partial T'}{\partial z}. \quad (24)$$

下に示す方法に従って、変数を無次元化する。

$$v = V \bar{v}, \quad (r, z) = H(\bar{r}, \bar{z}), \quad (25)$$

$$T' = \Delta T \bar{T}, \quad \psi' = HV \bar{\psi}, \quad (26)$$

ここで、 V は基準の速度 ΔT は作業流体の表面と底での温度差(濃度差)。無次元方程式は以下のようになる (‐ はとる)。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = 2 \left(-1 + \epsilon \frac{v}{r} \right) \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{S}{\epsilon} \frac{\partial T}{\partial r} - \epsilon \left\{ u \left(\frac{\partial \zeta}{\partial r} - \frac{\zeta}{r} \right) + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right\} + EL(\zeta), \quad (27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = 2u - \epsilon \left\{ u \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) + w \frac{\partial v}{\partial z} \right\} + EL(v), \quad (28)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{E}{\sigma} \nabla^2 T - \epsilon \left\{ u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right\}, \quad (29)$$

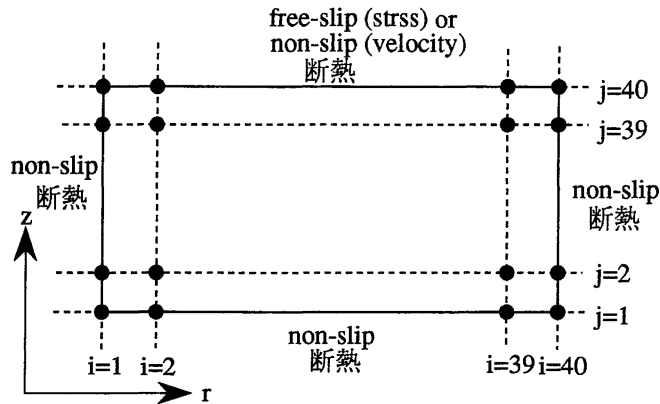


図7 数値実験のグリッドと境界条件

表1 実験パラメーター：() 内は今回結果を示してあるパラメーターを表す

外部パラメーター

回転角速度 Ω	0.1047~0.4189rad/s	(0.2023)
成層の強さ	濃度差	0.0~15.0‰
	密度差	0.0~5.8×10 ⁻³ g/cm ³ (3.1×10 ⁻³)
水温	6.9~22.1°C	(18.2)

無次元パラメーター

エクマン数 E	5.9×10 ⁻⁴ ~2.0×10 ⁻³	(1.18×10 ⁻³)
ロスビー数 ε	0.001~0.5	(0.1)
成層パラメーター S	0.0~15.0	(5.0)
プラントル数 σ	1.0~1000.0	(790.0)

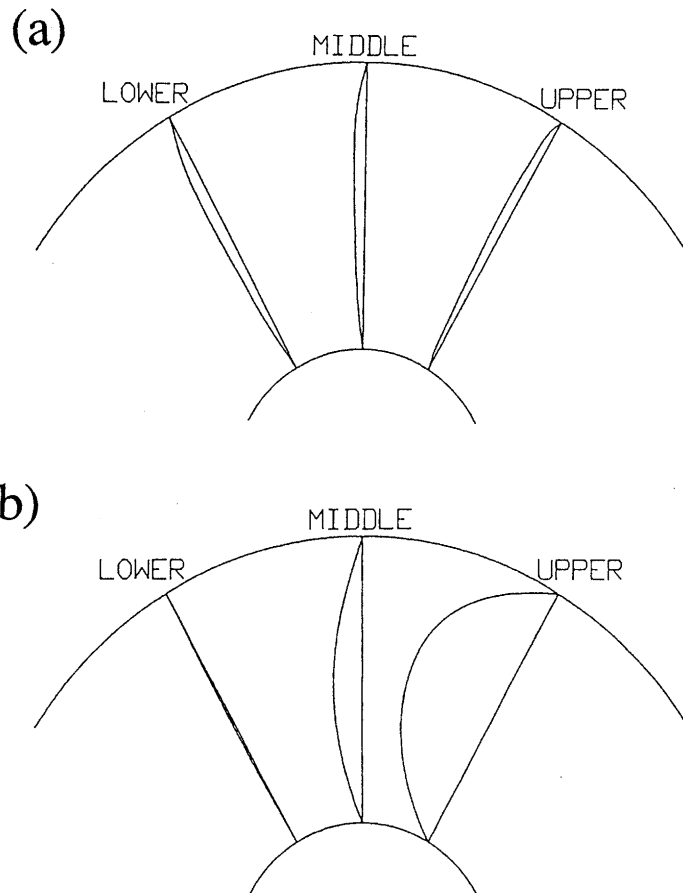


図8 stress の形で風を作用させた場合の風成循環の水平パターン (数値実験): 120日, (a)成層なし, (b)成層あり.

$$\zeta = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}, \quad (30)$$

ここで $\varepsilon = V/\Omega H$ はロスビー数, $E = \nu/\Omega H^2$ はエクマン数, $\sigma = \nu/k$ はプラントル数そして $S = ag\Delta T_0/\Omega^2 H$ は成層パラメーターである。これらの方程式を差分化して, 計算するわけであるが, そのときのグリッドは鉛直, 水平に 40 個とり, レギュラーメッシュ系を用いた。境界条件は断熱とし, 底面, 側面は non-slip 条件とする。図 7 にグリッドと境界条件を示す。数値実験と水槽実験のパラメーターについては, 表 1 にまとめる, () 内は今回結果を示したパラメーターを表す。

3.2 結果

水平循環パターンは, 図 8 (b) に示すようになり, 図 8 (a) に示した成層の無い場合の barotropic な流れとはかなり異なっている様子がわかる。成層の存在によって上層の流速がかなり増大している様子が見て取れる。また, 成層がある場合には, 最大流速は環状領域の中央部で現れているが, 成層がない場合には, 側壁のごく近くはのぞいてほぼ半径 r に比例して流速が分布している。そして, 中央部分における流速の鉛直プロファイルを見てみると, 図 9 のようになり成層が存在する場合には, 上にいくほど流速が増加していきその増加率は上ほど大きくなっていることもわかる。これを, Leetmaa⁶⁾ の線形解 (図 10) と比較すると, 成層の存在によって水平流速が増加することは一致するが, Leetmaa⁶⁾ の結果は水平方向の流速は上にいくにつれて線形に大きくなっている。これは, 彼は線形論でこの結果を導いているのに対して, 本実験は非線形効果, 特に密度についての非線形効果を含めて実験を行っていることによる違いと考えられる。次に水平流量の時間発展の様子を様々な成層パラメーターについて見てみ

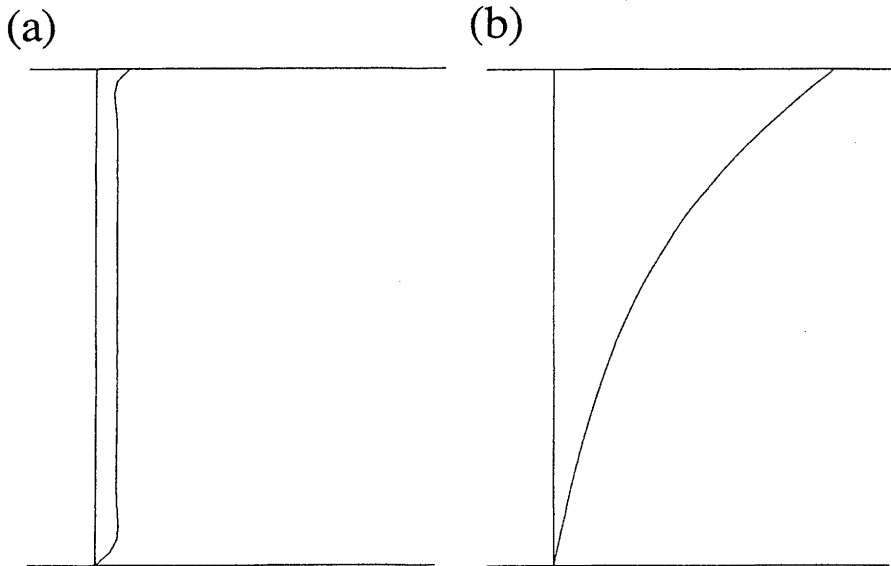


図 9 風成循環の鉛直プロファイル (数値実験): 120日, (a)成層なし, (b)成層あり。

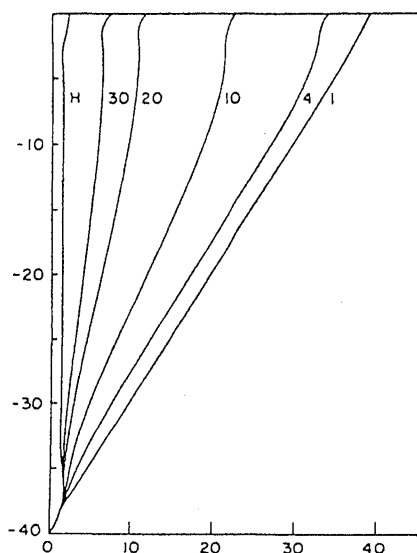


図10 Leetmaa⁶⁾ のより理論的に導かれた風成循環の鉛直プロファイル。：図中の H は均一流体を表し，数字は小さくなるほど成層が強くなることを表す。

volume transport

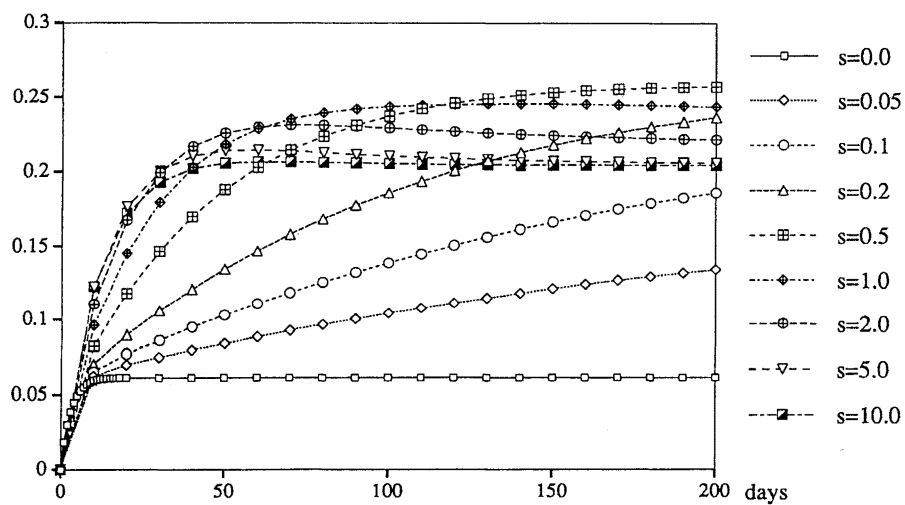


図11 様々な成層パラメータについての水平流量の時間発展

ると、図 11 に示すようになり、成層がない場合には 20 日程度で定常に達するのに対して、成層がある $s=1.0$ の場合には、ほぼ定常になるまでに 100 日前後かかっている。これは回転角速度 $\Omega=2\pi/30$ の場合の水槽実験の成層がある場合は約 45 分 (90 日) で、成層がない場合は、10 分足らずで定常に達するという結果とよく一致している。そして、200 日後の流量を見てみると、成層のない場合の約 4 倍になっている。この結果についても水槽実験とよい一致を示している。その後、非常にゆっくりと流量は成層が無い場合の流量に近づいていく。成層パラメーターの依存性については、成層が強くなるに従って水平流量の増加が見られ、ほぼ定常に達するまでの時間も短くなる様子が分かるが、 $s=2.0$ 以上では、ある時間で最大流量を示した後、ほぼ一定の流量に落ち着く事がわかった。つまり、ある程度よりも成層

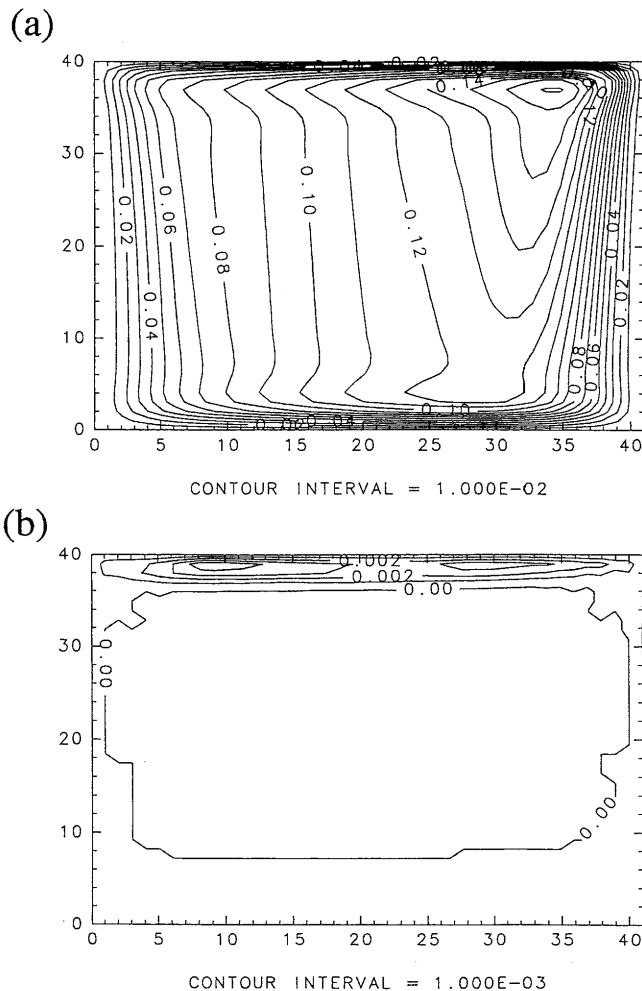


図12 鉛直断面内の流線関数：120日、(a)成層が無い場合、(b)成層がある場合。

が強くなっても水平流量は変わらないということを示している。以上のように数値実験の結果は、水槽実験の結果と非常によく一致しているので、数値実験は水槽実験を再現しているものと考えられる。水槽実験では観察できなかった鉛直断面内の流れの様子を、図 12 に流線関数で示す。これを見ると、成層がある場合には、成層がない場合の流線関数と比較して、鉛直断面内の流れは成層の存在によって上の方に限定され、強さも弱くなっている様子がわかる。また、鉛直断面内の温度場の様子を時間を追って図 13 に示す。これを見ると、風によって励起された鉛直断面内の循環によって、水平だった温度場がしだいに傾いていく様子がわかる。この温度場の傾きが流量の増加に寄与しているものと考えられる。そ

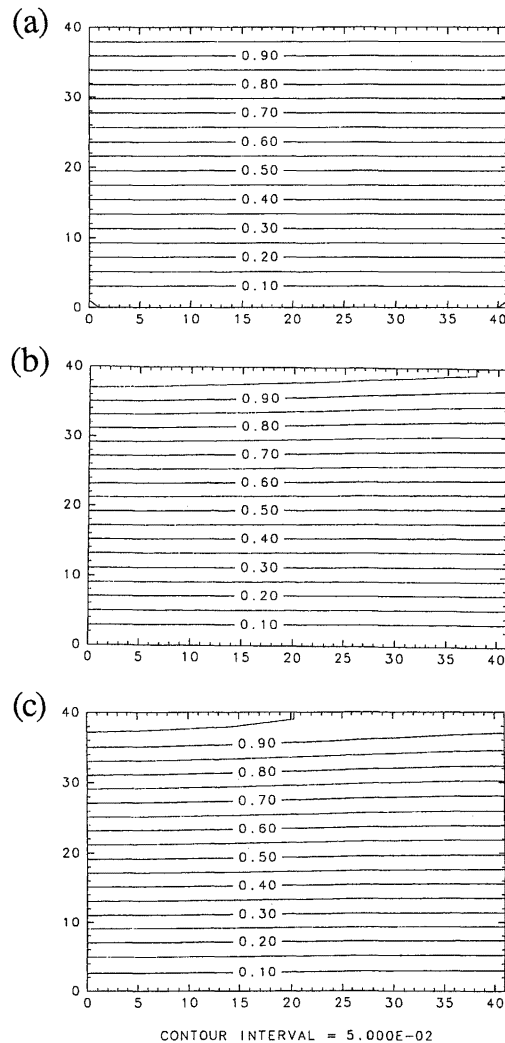


図13 鉛直断面内の温度場の時間変化：(a)0日，(b)20日，
(c)120日

の後は、時間とともに成層が崩れていき、拡散時間 (H^2/k) の後には均質となるであろう。そのとき、流れは成層の無い場合の barotropic な流れに近づいていく筈である。

次に、上面に流速を与えることによって（つまり上表面を板でこすることに対応する）できる流れの様子を図 14 に示す。これは Linden⁵⁾ の実験に対応するものである。この結果を stress を与えた場合と比較してみる。まず、周方向の流れの様子を見てみると、成層が存在しない場合には違いがない。しかし、成層が存在する場合には、流速を与えたものは下層の流れが弱くなっている様子がわかる。上層では成層が存在しない場合と比べて流速が増しているが、下層では、上層のものを打ち消すような感じで流速が減少している。つまり、成層が存在しても、成層が存在しなくても、方位角方向の正味の流量は変化しないということである。この結果は Linden⁵⁾ の実験結果を再現したものに他ならない。以上のように、表面に同一の水平応力を与えても、それが気流によるものか、固体平板によるものかによって、流速分

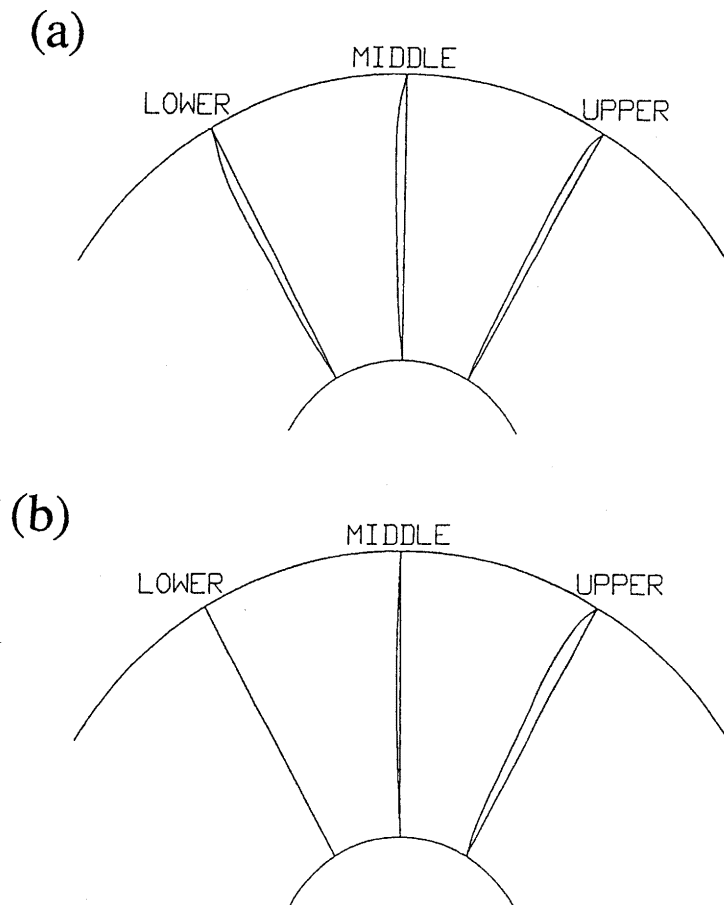


図14 上面に流速を作用させた場合の風成循環の水平パターン（数値実験）：120日、(a) 成層なし、(b)成層あり。

布が大きく変わることが示された。気流を作用させた場合、表面流速は実際上自由であるから、成層の増大とともに大きな値をとることができ、結果的により大きな流量をもつ。これは、表面を板でこすった場合には、応力とともに上表面の水平流速を固定してしまい、得られなかった結果である。ここまで述べての特徴は、エクマン数などのパラメータが変化しても不変であった。

4. 結 論

一様に安定成層した回転流体の表面に風（気流）を作用させ、生成される水平循環流の基本的性質を環状水槽を用いて調べた。これまでのこの種の室内実験においては、回転速度差を付けた円盤で上面をこすることによって風の効果を得ようとしてきたが、本研究では回転による相対気流を用いて実験を行った。その結果、表面に軸対称な相対気流を作用させた場合、成層の存在によって水平方向の流れの構造が変化し水平流量が増加する事を示した。これは、Leetmaa⁶⁾において線形論で示された結果と一致する。しかし、本実験ではその非線形性のために水平流速の鉛直分布において、上層ほど流速の増加率が大きくなるという違いが見られた。

また、室内実験では測定の大変な鉛直断面内の流れ、及び、密度分布を調べるために軸対称な二次元モデルを作り数値実験を行った。数値解は、水槽実験と水平循環パターンにおいて非常に一致を示したので鉛直断面内の流れや密度分布においても水槽実験を再現しているものと考えられる。室内実験では扱えないような広いパラメータ範囲にわたって数値実験を行い、その結果、成層が強くなるにつれて水平流量は増加するが、ある以上成層が強くなると、流量は増加しなくなることがわかった。また数値実験においては、Linden⁵⁾の水槽実験に対応するような、上面に流速を与える事によってできる流れを調べた。その結果は、Linden⁵⁾と定性的に一致し、水平流量の増加は見られなかった。本研究は、 β 効果も含まない事や、成層が様な連続成層である等、ごく単純な設定で行った実験であったが、モデル（理論、水槽実験、数値実験）において、海洋循環を調べようとする場合、成層の存在下では上面が free であることが重要ということを示すものである。

謝 辞

数値計算を行うに当たり数々の手法を御教授頂きました尹宗煥教授に感謝いたします。成層流体での実験を行うに当たり多くのご助言を頂きました本地弘之教授に感謝いたします。さらに実験の遂行に際し数々の御指導を承りました北統夫技官に感謝いたします。最後に、温かく見守り励まして下さった、応用力学研究所海洋大気力学部門の皆様に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Barcilon, V. & Pedlosky, J.(a): *Linear theory of rotating stratified fluid motions*, J. Fluid Mech., **29** (1967) 1-16.
- 2) Barcilon, V. & Pedlosky, J. (b): *A unified linear theory of homogeneous and stratified rotating fluids*, J. Fluid Mech, **29** (1967) 609-621.

- 3) Allen, J. S.: *Upwelling of a stratified fluid in a rotating annulus : steady state. Part 1. Linear theory*, J. Fluid Mech., **56** (1973) 429-445.
- 4) Allen, J. S.: *Upwelling of a stratified fluid in a rotating annulus : steady state. Part 2. Numerical solutions*, J. Fluid Mech., **56** (1973) 429-445.
- 5) Linden, P. F.: *The flow of a stratified fluid in a rotating annulus*, J. Fluid Mech., **79** (1977) 435-449. 461-464.
- 6) Leetmaa, A.: *Some effects of stratification on rotating fluids*, J. Atmos. Sci., **28** (1971) 65-71.
- 7) 塩原 健: 南極周極流に関する基礎的研究, 九州大学総合理工学研究科修士論文, (1994).
- 8) 竹松正樹, 北 統夫: 海洋風成循環の新しい実験室モデル, 応用力学研究所所報, **66** (1988) 1-9.
- 9) Oster, G.: *Density gradients*, Sci. Am., **213** (1965) 70-76.
- 10) Baker, D. J.: *A technique for the precise measurement of small fluid velocities*, J. Fluid Mech., **26** (1966) 573-575.
- 11) Greenspan, H. P.: *The Theory of Rotating Fluids*, Cambridge University Press, (1968).

(平成9年6月26日 受理)