

南極周極流に関する実験的研究

竹松, 正樹
九州大学応用力学研究所 : 教授

北, 統夫

<https://doi.org/10.15017/4743880>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 68, pp.1-16, 1989-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



南極周極流に関する実験的研究

竹 松 正 樹* 北 統 夫†

概 要

同軸二円筒から成る回転環状水路中に生成される循環流の特性を南極周極流との関連において記述する。南半球を想定して系の回転は時計まわりとし、水路の水深は一樣とした (f -面)。流れの駆動には、自由表面に軸対称気流を作用させる方法と、水路の内筒側壁を一樣に冷却する方法とが用いられた。こうして生成される順圧風成循環と成層熱成循環の基本的性質を可視化法を用いて調べた。それぞれの循環流に及ぼす地形(半島、海嶺及び氷被ふく)の効果についても調べた。

冷却により作られる熱成循環の主流は鉛直シャーを持つ東向流となり、底層における non-slip の条件を直接満足する。従って、この純粋な熱成循環は、風成循環と同様に、正味の東向流量を持つことになる。ただし、冷却を受ける内筒周辺の底層のみは例外で、そこには幅の狭い西向きの流れが生ずる。この底層境界逆流は内筒近くの水面にリング状フィルム(氷被ふく)を置くことにより著しく強化される。それは又、南-北海嶺などによって遮られると西側境界流となって外周方向(北)に向う。風応力によって駆動される流れの総流量は、熱成循環の場合と異なり、地形、特に海嶺の存在によって強く影響される。即ち、その総流量は海嶺の高さが増加するに従い急激に、しかし連続的に減少する。水深の $1/8$ の高さの海嶺を置くと総流量は約 $1/2$ に減ずる。内筒近くの水面にリング状被ふくを置いて風応力を部分的に遮断すると、被ふく外縁に沿って目立って強い鉛直流が生ずる。充分に発達した熱成循環の水面に風応力を作用させると、その影響は底層にまで達する。

ここで得た新しい実験結果は南極海域に関する今後のあらゆる研究活動にとって重要な指針となるであろう。

Key words: The Antarctic Circumpolar Current, Laboratory study, Thermal forcing and wind-stress, Effects of 'Drake Passage' and ice cover.

* 九州大学教授応用力学研究所

† 文部技官九州大学応用力学研究所

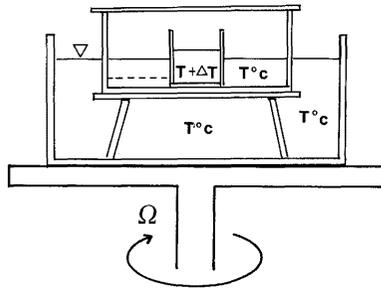
1. 序 論

南極周極流は南極大陸のまわりを東向きに一周する地上最大の海流であり、世界の主要大洋(太平洋、大西洋及びインド洋)の接続部として重要な役割を果たしている。各大洋の深層水の大部分はこの南極循環系から供給されていると云われている。即ち、南極海の流動特性は深層循環とその変動にとってもとりわけ重要な意味を持つのである。そうした海洋学的重要性に加え、この海流が陸岸に遮られることなく地球を一周する特異な循環流であることから、これまで多くの循環流研究者の興味と野心をかき立ててきた。各研究者の力量に応じた様々なモデルが提案されているが、就中、Munk and Palmén (1951)¹⁾ 及び Gill (1968)²⁾ 等の理論モデル、Gill and Bryan (1971)³⁾ 及び Cox (1975)⁴⁾ 等の数値モデルが良く知られている。こうした南極海モデルはいずれも海洋大循環論の応用として考案されたものであるから、その完成度は各時代の循環論の完成度を反映することになる。海洋循環論が完成には程遠い段階にあることを考えると、既存の南極海モデルの完成度も低いと云わざるを得ない。特に、熱的要因(浮力フラックス)が循環流において果たす役割についての理解が著しく欠落しているようである。実際、最近の Condi (1989)⁵⁾ 及び Takematsu and Kita (1988, 1989)⁶⁾ の実験的研究は、熱源によって駆動される流れに関する我々の理解がいかに未熟なものであったかを明らかにした。これ等の論文は地球流体に関する実験室モデルの威力を改めて実証したものととして注目に値する。「循環研究にとって実験室モデルが役立つことはもはやないであろう」という Maxworthy⁸⁾ の言葉からも伺われるように、実験的研究は不当に軽視されていたようである。事実、南極海に関する実験的研究もほとんど無に等しい。Maxworthy⁸⁾ によって試みられた順圧風成循環に関する簡単な実験が唯一のものではなからうか。理論や数値解析を啓発するような新しい実験的研究の出現が切に待たれている。そうした期待に答えるべく計画されたのが本研究である。

本研究では、先の研究⁷⁾ で開発された実験的手法により小円筒(‘南極大陸’)のまわりの回転流体の特性を調べる。流れの駆動源としては気流の摩擦力(風応力)だけでなく温度差も用いられる。この二つの駆動源を分離して作用させることにより風成循環及び熱成循環を生成し、それぞれの循環の基本的性質とそれ等に及ぼす地形効果が明らかにされる。地形の中には‘ice cover’も含まれる。十分に発達した熱成循環の自由表面に作用される風応力の効果についても調べる。ここで用いられる南極海モデルは、考えられ得る最も単純な設定であるにも拘らず、南極周極流の本質を理解するためには極めて有用であることが示されよう。実際、ここで得られた実験結果にもとづき、一つの新しい南極循環像が提案される。この描像は、今後、より現実的な数値モデルを開発する上での指針となるばかりでなく、現地観測を実施する際の一つの視座として役立つであろう。

2. 実験方法

南極海は内側境界(南極大陸)を持つ、時計まわりの回転拘束を受ける水盤である。こうした南極海の特徴を最も単純な形で模すように用意された実験装置の概略を図1に示す。実験水槽は内径48 cmの円形水槽とその中心部に置かれた外径14 cmの内円筒とから成り、作業流体はこの内円筒の外側の環状領域(幅17 cm)を占める。外気温の変化の影響を最少に抑えるために、実験水槽は更に大きな水槽(80



図・1 実験装置

cm 径)の中に納められている。そしてこの外水槽は、実験水槽共々、回転テーブル(径 100 cm)の上
に搭載される。なお、風応力を作用させる場合以外は、実験水槽の上には常に透明な上ぶたを置いてお
く。内円筒及び外水槽の水温が作業流体の水温と同一になるように調節しておいてから、回転テー
ブルに時計まわりの定回転を与えておく。30 分程で spin-up が完了し、作業流体は相対静止の状態に達する。
すべての実験はこの相対静止の状態を初期状態として行われた。

十分に spin-up された均一作業流体の自由表面に風応力を作用させ続けると、15 分程で、環状水路に
は純粋な定常的風成循環が生成される。この場合の風としては、実験水槽の上ぶたを取り去ることによ
り水槽水面上に自然に発達する軸対称相対気流を利用した(竹松・北(1988)⁹⁾参照)。ただし、この相
対気流は装置の回転方向(時計まわり)とは逆向きで、常に東風となる。従って、西風を受ける現実の
南極海との対応を考える場合には、水槽に実現される流れの向きをすべて逆にしなければならない。

純粋な熱成循環は、水槽上ぶたを閉じた状態で、内円筒側壁に一樣冷却(又は加熱)を加えること
によって生成された。側壁の冷却(加熱)は簡単で、内円筒内に冷却水(温湯)を注ぐことによりその水
温を一定幅 ΔT だけ変化させればよい。加えられた温度変化 ΔT は実験中ほぼ一定に保たれた。こうし
て熱的 forcing が加えられると数分で内円筒周囲に狭い軸対称境界流が形成される。この境界流は時間
の経過に従い次第にその流幅を増し、90 分程(diffusion time)で環状水路のほぼ全域に広がる。この様
に、この熱成循環は本質的に時間依存性を持つから、その時間発展を追うことが重要である。本研究で
は、特に、あらゆる発展段階に共通する流れの構造に着目する。なお、熱源と風応力が共存する場合の
流れの性質を調べるため、十分に発達した熱成循環の自由表面に風応力を作用させる実験も試みた。

南極周極流に関しては、海嶺や海峡部の地形効果や氷被ふくの力学的効果を調べるのが重要である。
本実験では、図 1 に点線で示されているように、水路を南北に横断して置かれた薄板をもって海嶺とし
た。海峡部は水路の内外壁に薄板の突起(半島)を接着することにより作られた。この場合、半島が気
流を乱すことがないように、半島の上端が水面に突出しないように作られている。氷被ふくの力学的効果
を見る実験では、リング状のフィルムを浮べて内筒周辺の水面をおおった。

流れの観察・測定はすべて可視化法によってなされた。そのために、作業流体にはチモールブルー(pH
指示薬)の水溶液を使い、水槽の適当な場所・深度に 0.005 cm の白金線電極を水平に張っておく。電極
に直流電圧(15~25 V)を加えると、各電極からダークブルーの色素が放出される。流速は単位時間に

おける色素線の変位から算定される。苛性ソーダ水溶液を滴下すると同様にダークブルーに発色した水塊として残る。底層水塊の移動を調べるのにこの滴下法が用いられた。

制御可能な外部パラメータは回転テーブルの回転角速度 Ω , 水深 H_0 , 内筒に加えられる温度差 ΔT である。 ΔT に対応する密度変化は $\Delta\rho/\rho = \alpha \cdot \Delta T$ となる(ここに α は熱膨張係数で、温度の関数である)。本実験ではこれ等のパラメータの値は次の通りであった：

$$\begin{cases} \Omega = 0.1 \sim 0.9 \text{ rad/sec} , & H_0 = 6 \sim 9 \text{ cm} \\ |\Delta T| = 0 \sim 0.9^\circ\text{C} , & \alpha \cdot |\Delta T| = 0 \sim 0.6 \times 10^{-4} . \end{cases}$$

長さの水平スケールは水槽等の寸法で固定されている。特に、水路幅 L は 17 cm であった。関係する無次元パラメータの主要なものは Ekman 数 E , Rossby 数 R_0 及び成層パラメータ S^2 であり、次の様に定義される

$$E = \frac{\nu}{\Omega H_0^2} , \quad R_0 = \frac{U}{\Omega L} , \quad S^2 = \frac{g(\alpha \cdot |\Delta T|)}{H_0 \cdot \Omega^2} ,$$

ここに ν は動粘性係数で、 g は重力加速度、 U は流れの代表的速度である。本実験におけるこれ等の無次元パラメータの値はおおよそ次の通りであった：

$$E = 1.5 \times 10^{-4} \sim 1.5 \times 10^{-3} ,$$

$$R_0 = 10^{-3} \sim 10^{-2} , \quad S^2 = 0 \sim 1 .$$

なお、Prandtl 数 $\sigma = \nu/k$ (k は熱拡散係数) は水温に依存するが、その値は 7.0~10.0 の程度であった。

3. 軸対称流の基本的性質

実験結果を述べるに先立ち、簡単な理論的考察から知れる軸対称循環流の 2~3 の基本的性質を述べておく。通常円筒座標系 (r, ϕ, z) を z 軸が鉛直回転軸と一致するように選ぶ。対応する流速成分を (v_r, v_ϕ, w) で表わし、 p 及び ρ をそれぞれ流体の圧力及び密度とする。軸対称流ではこれ等の従属変数はいずれも ϕ に依存しない。問題にする相対流が十分に微弱 ($R_0 \ll 1$) である場合、周方向の運動量のバランスは次の形に書かれる

$$2\Omega\rho v_r = \mu \left\{ \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial z^2} + \left(\nabla^2 v_\phi - \frac{v_\phi}{r^2} \right) \right\} , \quad (1)$$

ここに μ は粘性係数で、 $\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$ 。 (1) 式を底面 ($z=0$) から水面 ($z=H_0$) まで積分すると

$$2\Omega \int_0^{H_0} \rho v_r dz = \mu \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \Big|_{H_0} - \mu \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \Big|_0 + \mu \int_0^{H_0} \left(\nabla^2 v_\phi - \frac{v_\phi}{r^2} \right) dz$$

となる。湧出し・吸込みが中心部に無い限り左辺はゼロになる。一方、右辺最後の水平粘性力の項は側壁に沿う鉛直境界層以外の所では無視することができる(本実験や現実の海洋のように $E(H_0/L)^2 \ll 1$ であれば)。結局、側壁境界層の外側では

$$\mu \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \Big|_0 - \mu \frac{\partial v_\phi}{\partial z} \Big|_{H_0} = 0 ,$$

となり、水面に働く摩擦応力の周成分が流体が底面に及ぼす応力の周成分に等しいことがわかる。即ち、

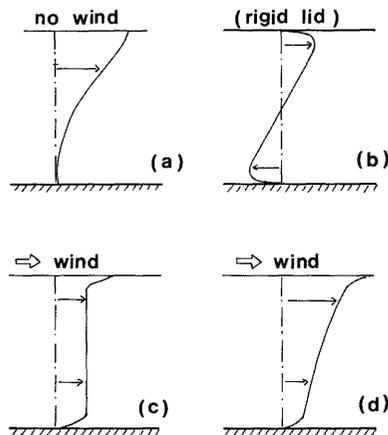
$$\tau_\phi(z=0) = \tau_\phi(z=H_0) \quad (2)$$

なお、この性質は流れが乱流であっても成り立つこと、そして、流れのアスペクト比にもほとんど無関係であることに注意されたい。

さて、熱源のみによって駆動される純粋な熱成循環の場合、その自由表面において $\tau_\phi = 0$ だから、(2) から底面においても $\tau_\phi = 0$ となることがわかる。これは周速度 v_ϕ が直接(底面境界層を作ることなく)底面における non-slip の条件を満足することを意味する。熱成循環の内部領域では一般に温度風の関係が成立し、水平速度は鉛直シャーを持つ。特に鉛直シャー $\partial v_\phi / \partial z$ が定符号を持つものとする、その周方向速度の鉛直プロファイルは図 2 (a) の形になるものと期待される。この流速分布の鉛直積分(正味の流量)がゼロではないことは明らかである。以上の考察から、軸対称熱成循環は一般に正味の流量を持つものと予測される。ただし、同じ熱成循環でも、その上面が自由ではなく、固体ふたに接している場合には、(2) の条件から速度分布は図 2 (b) の形になるものと推論される。即ち、水平循環は中心深度に関して反対称となり、正味の流量を持たない内部モードとなるであろう。氷被ふくの力学的効果は固体上ぶたと同じであるから、この (b) の形の構造は氷被ふくの下での熱成循環に見られるであろう。

表面で $\tau_\phi \neq 0$ なる風成循環においては、成層の強さには関係なく、同じ大きさの τ_ϕ が底面にも作用することを (2) は要求する。実際、均一流体中の風成循環が図 2 (c) の形になることは良く知られている。熱源が共存して成層がある場合には、図 2 (a) と (c) の重ね合わせで図 2 (d) の形が実現されるものと予測される。なお、図 2 (c) の構造は、軸対称流に限らず、f-面上の順圧風成循環一般に共通のものであることに注意されたい。同様に、図 2 (a), (d) 等の構造が著しく非対称な流れにおいても見られることを後に述べる。

均一流体中の風成循環の場合に限り、風応力 $\tau = (\tau_\phi, \tau_r)$ から内部領域における水平循環流速 $v^{(0)} = (v_r, v_\phi)$ を簡単に計算することができる (Pedlosky¹⁰⁾ 参照)。風応力 τ によって表層 Ekman 層の下縁には



図・2 軸対称流の鉛直プロファイル：(a) 自由表面を持つ熱成循環，(b) 上ぶたに接する熱成循環，(c) 均一流体中の風成循環，(d) 風応力を受ける熱成循環。

$$w_E = \frac{1}{2\rho\Omega}(\text{curl } \tau)_z, \quad (3)$$

なる鉛直流速 (Ekman suction) が生ずる。一方、底層の Ekman 層の上縁には粘性と回転の効果により

$$w'_E = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu}{\Omega}}(\text{curl } v^{(0)})_z, \quad (4)$$

なる鉛直流速が誘起される。軸対称周回流の場合、内部領域における渦度方程式から w_E と w'_E が等しくなければならない。(3) と (4) の表現を等しいと置いて

$$v_\phi = \frac{\tau_\phi}{\rho\sqrt{\nu\Omega}} \quad (5)$$

が得られる。さて、水槽上ぶたを取り去ることにより水槽表面に生ずる軸対称気流は實際上“回転平板上の境界層流”(Batchelor¹¹⁾)とみなすことができる。この境界層の表面応力は回転中心からの距離 r に比例し、特に

$$\tau_\phi = C\rho a\nu_a^{1/2}\Omega^{3/2}\cdot r \quad (6)$$

となる。ここに、 ρ_a 及び ν_a はそれぞれ気流の密度及び動粘性係数である。 C は定数で、無限固体平板の場合は、 $C=0.616$ となることが知られている。側壁の影響を受ける水面の場合、 C はこの値よりいく分小さくなるであろう。(6) の応力分布に対して (5) は

$$v_\phi = C\cdot\frac{\rho_a}{\rho}\cdot\sqrt{\frac{\nu_a}{\nu}}\cdot r\Omega \quad (7)$$

となる。

氷被ふくにより風応力を局所的に遮断すると、氷の外縁に沿って $(\text{curl } \tau)_z \rightarrow \infty$ となり、(3)式から強い w_E が生ずることがわかる。この様に風応力が激しく変化する所では (3) 式は使えないが、 τ_ϕ の不連続によって生ずる w のおおよその値は次の様にして見積もることができる。氷被ふくの沖側では Ekman 層を通して半径方向に $\tau_\phi/2\rho\Omega$ だけの流量が輸送されている。この量が、 $\tau_\phi=0$ なる部分の幅 B にわたっての一樣鉛直流 w によって補給されているものとする

$$w = \frac{\tau_\phi}{2\rho\Omega B} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu}{\Omega}}\cdot\frac{v_\phi}{B} \quad (8)$$

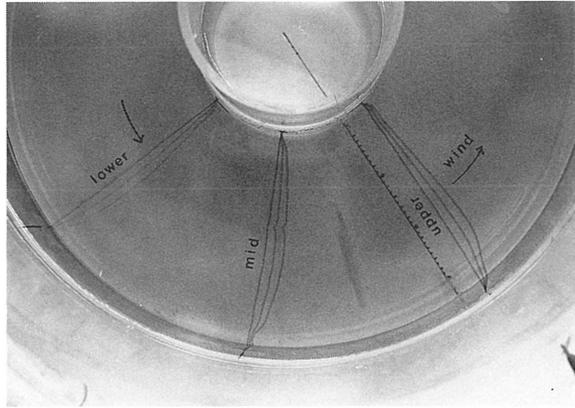
を得る。ここに、最後の表現を得るのに (5) を使った。 B として自由鉛直境界層の幅 $E^{1/4}\cdot H_0$ (E は Ekman 数) をとると、(8) から次の値を得る：

$$|w/v_\phi| \simeq E^{1/4}. \quad (9)$$

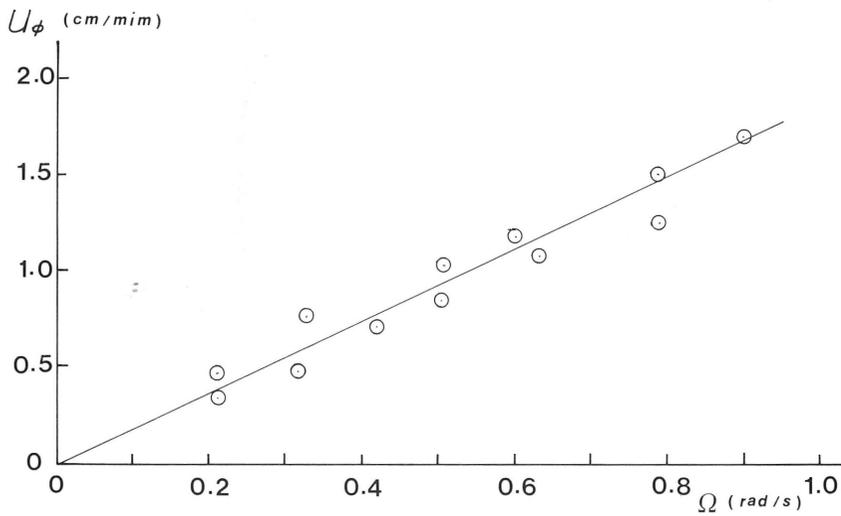
4. 実験結果

4.1 風成循環

半島や海嶺等の障害物が無い場合の上ぶたを取ることによって生ずる純粋な ($\Delta T=0$) 軸対称風成循環の典型的な例を図 3 に示す。3 本の色素線はそれぞれに、水面下 1.5 cm (upper)、中間深度 (mid) 及び底面上 1.5 cm (lower) に配置されている。循環流の周速度が r に比例し、ほぼ順圧的であるのが



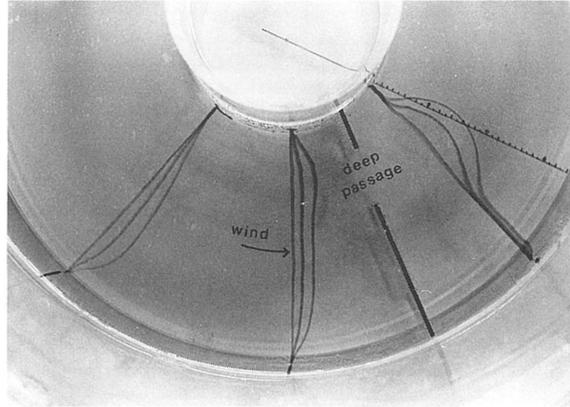
図・3 軸対称風成循環： $\Omega=0.314$ rad/sec, $H_0=8$ cm, $\Delta T=0$. 色素線間隔は1分.



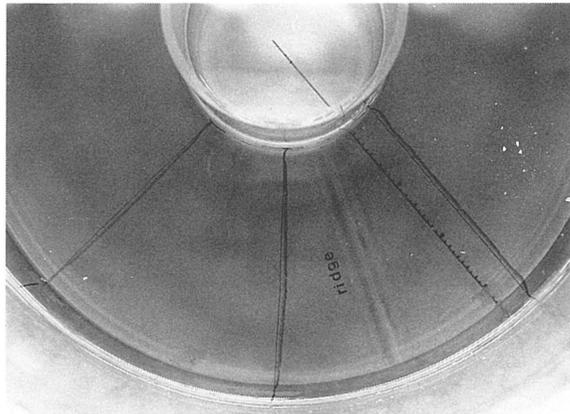
図・4 水路中間点における周速度の Ω 依存. 直線は (7) 式.

わかる。こうした可視化写真から水路中間点 $r=15.5$ cm(両側壁から最も遠い)における v_ϕ を読み取り、結果を Ω に対してプロットしたのが図4である。理論式(7)と良く一致しているのが見られる。この簡単な気流法で作られる風成循環が実際に定量化可能であることはもはや明白であろう。なお、この風成循環においては $v_\phi/r\Omega$ が一定になることに注意されたい。即ち、流れの Rossby 数 R_0 が Ω によらず一定の値に固定されてしまう。この実験の設定に対して ($C=0.43$) は $v_\phi/r\Omega \approx 2 \times 10^{-3}$ となるが、これは現実の南極周極流の Rossby 数と同程度の大きさである。この気流法では流れの R_0 数依存を調べることはできないが、実現された流れは十分に実際の意味があるものである。

図5は海峡がある場合の風成循環の可視化例である。単位時間になす色素線の変位を図式積分するこ

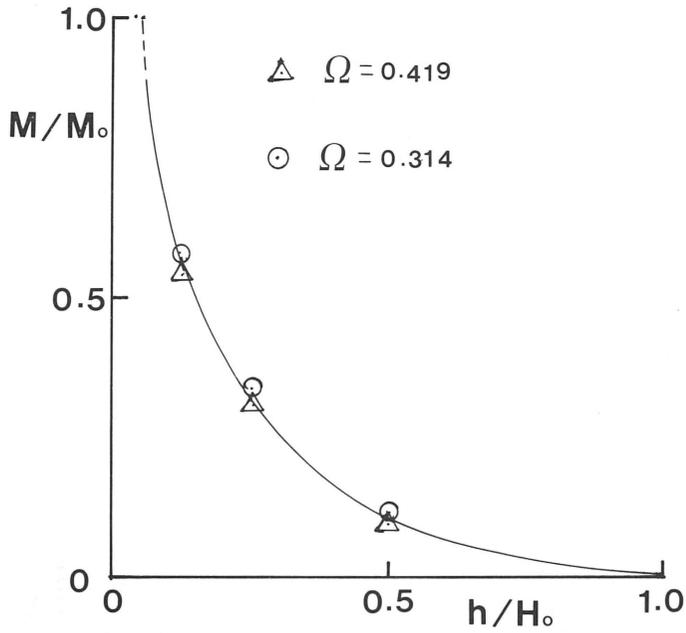


図・5 ‘海峡部’を通る風成循環： $\Omega=0.419$ rad/sec, $H_0=8$ cm, 色素線パルス間隔は1分.

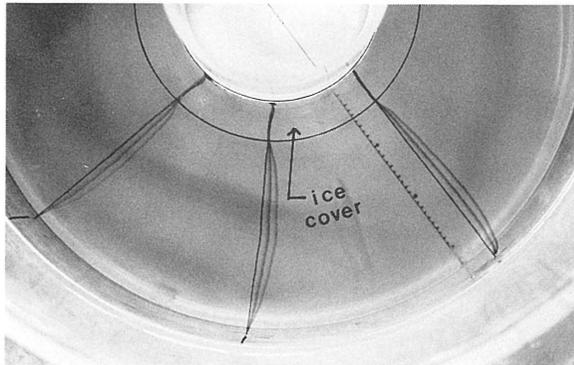


図・6 ‘海嶺’を越える風成循環： $\Omega=0.314$ rad/sec, $H_0=8$ cm, h (海嶺の
高さ) $=H_0/8$, 色素線間隔1分.

とにより循環流の全流量を算定することができる。海峡のある場合と無い場合の流量を比較してみたところ、両者の間に有意な差は認められなかった。海峡部の存在によって流速分布は著しい変形を受けるが、全流量は海峡の存在に鈍感のようである。風成循環の全流量に決定的な影響を及ぼすのはむしろ海嶺である。水深の1/8の高さの海嶺を置いた場合の風成循環の可視化例を図6に示す。循環流速が半径方向（南北）に均一化されており、その全流量が海嶺の無い場合（図3）に比べて著しく減少しているのが見られる。海嶺の高さ h と全流量 M の関係は図7のようになる。Cox⁴⁾ 及び Gill and Bryan⁹⁾ の数値実験、それに Maxworthy⁸⁾ の室内実験（いずれも β -効果を含む）においては $h=H_0/2$ なる海嶺のみが扱われている。そして、この海嶺によって流量は10%に減少することが報告されている。 β -効果を含まない本実験においても全く同じ結果が得られたことは興味深い。しかし、流量が10%に減ずるとい



図・7 風成循環の全流量 (M) と海嶺の高さ (h).



図・8 '氷被ふく'がある場合の風成循環： $\Omega=0.314$ rad/sec, $H_0=8$ cm, 色素線間隔1分.

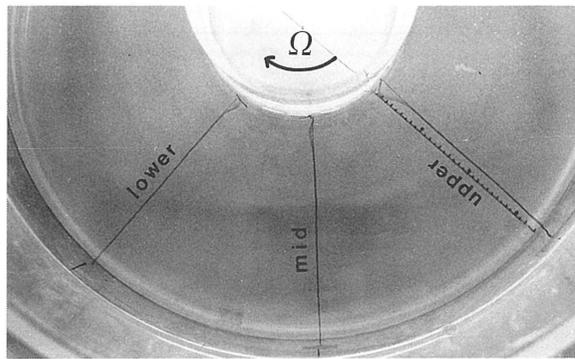
う結果は何の一般性もないことは明らかである。海嶺の高さが変われば流量も変わるのである。従って、風成循環成分の流量算定に当っては、個々の海嶺の形状抵抗の算定が決定的に重要となる。

内円筒周囲の水面をリング状のフィルムで覆った場合の風成循環例を図8に示す。風応力を遮断された被ふくの下では循環流が消滅しているものの、残りの部分の水平流速場は被ふくの影響をほとんど受けていない。氷被ふくの最も顕著な力学的効果はその外縁に沿って特に強い鉛直流 w (この場合は下向

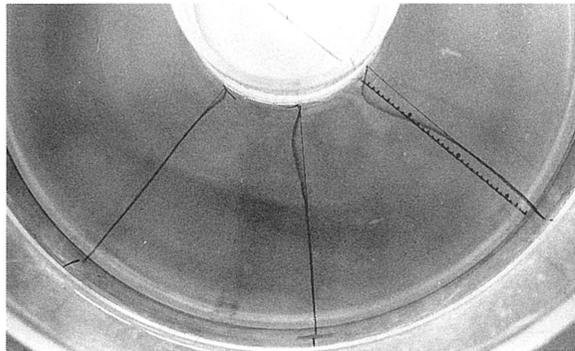
き)を生ずることである。この下降流速を色素線の鉛直変位の目視によって調べたところ、下降域のすぐ沖側の水平流速の1/10程度であった。これは§3の予測 $|w/v_\phi| \sim O(E^{1/4})$ と一致する。実際の南極海のように氷縁に沿って西風が吹いていれば、氷縁に沿うこの鉛直流の向きも本実験とは反対になり、上昇流が見られることになる。実際、南極海の氷縁部に、特に西風の強まる冬期、冷水芯を持つ幅の狭い温度構造が発達することが古くから知られている(例えば、Wexler (1959)¹²⁾。

4.2 熱成循環

内筒側壁の冷却によって生成される循環流の時間発展を水面下1.5 cm (upper)、中間深度 (mid) 及び底面上1.5 cm (lower) に配した3本の色素線で観察した。図9 (a) 及び (b) はそれぞれ冷却開始後10分及び70分経過した時の水平循環パターンを示す。内筒壁に沿う中～上層の東向境界流が時間の経過と共に外周(北)に向かってその幅を増大して行くのが見られる。各色素線が単位時間に描く面積を図式的に積分することにより、その色素線深度における単位深さ当りの水平流量 V が得られる。上層及



(a) 10分後



(b) 70分後。色素線間隔は1分。

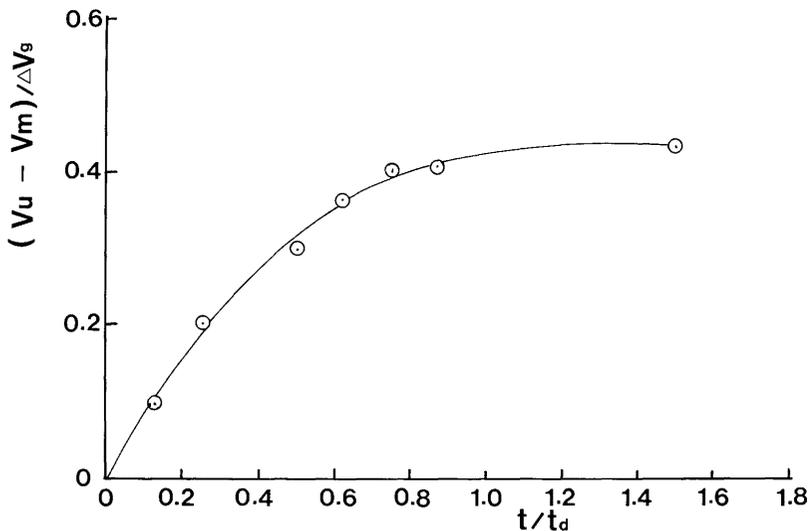
図・9 内筒冷却による熱成循環の発達： $\Omega=0.140$ rad/sec, $H_0=8$ cm, $\Delta T=-0.4^\circ\text{C}$ (水温 9.7°C)。

び中層の色素線から得られる V の値をそれぞれ V_u 及び V_m とすると、2 色素線間 (間隔 $\Delta z=2.5$ cm) の V の増分は $\Delta V = V_u - V_m$ となる。もし、流れのいたる所で温度風の関係が成立しているものと仮定すると、 V の増分は

$$\Delta V_g = -\frac{g(\alpha \cdot \Delta T)}{2\Omega} \cdot \Delta z \quad (10)$$

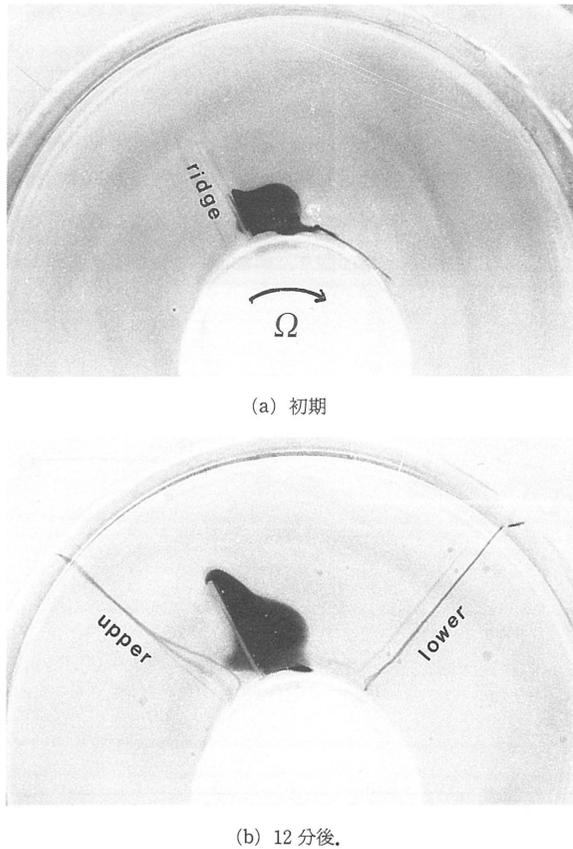
の形となる。循環流中の微小な温度差 ($\partial T/\partial r$) の測定が困難であるため局所的に流れがどの程度地衡流的であるかを直接調べることができないが、 ΔV と ΔV_g の比をとれば流れ全体のおおよその地衡流度を知ることができる。 $\Delta V/\Delta V_g$ の時間変化を散逸時間 $t_d = H_0^2/\nu$ を時間単位として表わすと図 10 のようになる。 t_d (約 100 分) の程度で一定の値、約 $1/2 \cdot \Delta V_g$ に漸近するようである。 ΔV が ΔV_g より小さいのは、加えられた温度差 ΔT のかなりの部分が内筒壁に沿う粘性境界層内で非地衡流的に消費されるからであろう。なお、ここに示した時間発展特性は海底地形が全く無い場合のものであって、海嶺を挿入すると熱成循環の時間発展は著しく加速されることが分った。

この熱成循環に関しては、そうした時間発展を通じて常に見られるいくつかの顕著な特徴を指摘することができる。その一つは、図・9に見られるように、内筒近くの境界層の外側では底層にほとんど流れが生じないことである。即ち、§3の予測通り、この熱成循環は底層境界層を生ずることなく直接 non-slip の条件を満足している。そして、十分に発達した循環流 (図・9 (b)) が正味の東向流量を持つことは明白であろう。温度風バランスに従う鉛直シャーによって底面の non-slip の条件を直接満足し、正味の流量を持つ。こうした性質は、底面傾斜により著しく非対称になった熱成循環にも見られることが知られている (Takematsu and Kita⁷⁾)。熱塩循環は正味の流量を持たない内部モードであるというのが海洋学の常識であるが、流体が自由表面を持つ限り、内部モードを実現することはむしろ不可能である

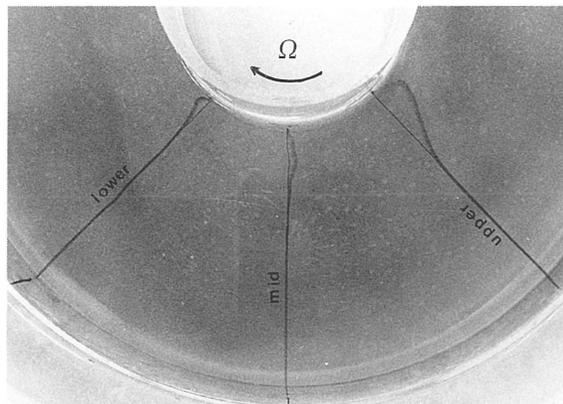


図・10 熱成循環流量の鉛直分布の時間的变化。 t_d は散逸時間で、 ΔV_g は (10) 式で定義される。

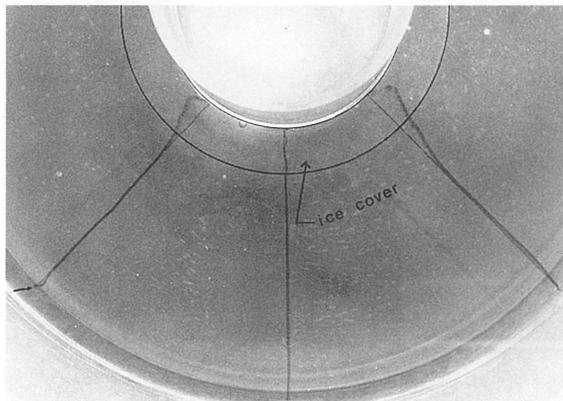
う。皮肉なことに、そうした内部モードに近い構造は、期待される内部領域ではなく、非地衡流的な側壁境界層内に見られる。実際、内筒に沿う境界層の中では、底層の流れは表層とは逆に、西向きになっているのが見られる(図・9 (a), (b))。この西向き底層境界流は時間が経過してもほとんど変化しない。南北海嶺で遮っても消えないで、海嶺のすぐ下流側で再生される。海嶺の上流側においては、遮られた流れは海嶺を左手に見て(即ち、西側境界流となって)北方に向う。海嶺に沿うそうした底層境界水塊の移動を可視化したのが図・11である。現実の南極海においても、同様な挙動を示す底層境界反流が存在することが知られている(例えば、Gordon (1966)¹³⁾)。風応力と表面温度差を駆動源とする β -面上の南極海数値モデル(Gill and Bryan³⁾)においても同様な底層境界反流が生ずる。本実験では、この現象が f -面上の熱成循環に固有のものであって、 β -効果や風応力には関係していないことが示唆されたわけである。なお、§3で予測したように、この底層境界反流は氷被ふくの存在によって著しく強化されることが確かめられた(図・12(b)参照)。従って、海嶺のある現実の南極海においては、氷被ふくの消長に応じて底層水の北方への輸送量が変動しているものと思われる。



図・11 海嶺に沿う底層冷水の移動： $\Omega=0.209$ rad/sec, $\Delta T=-0.5^{\circ}\text{C}$, $H_0=8$ cm, 海嶺の高さ= $H_0/2$.



(a) 自由表面

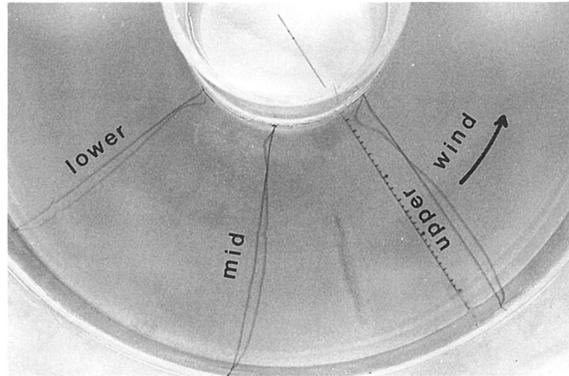


(b) 部分的被ふくがある場合.

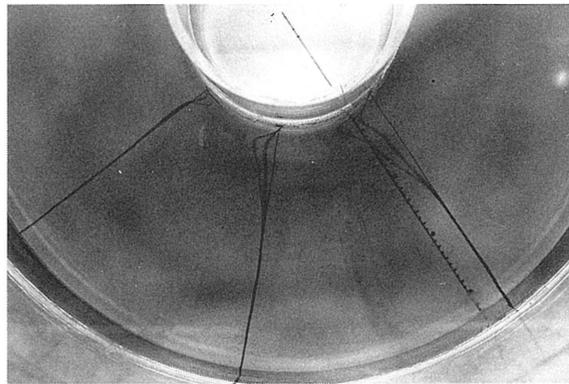
図・12 内筒加熱によって作られる熱成循環： $\Omega=0.209$ rad/sec, $H_0=8$ cm, $\Delta T=+0.35^\circ\text{C}$ (水温 20°C)。加熱後 30 分。色素線間隔 1 分。

これまで内筒を冷却した場合の流れの性質を見てきたが、内筒を加熱した場合 ($\Delta T > 0$) の循環流の一例を図・12(a) に示す。すべての流向が冷却の場合 (図・9) と逆になっているだけで、これまで述べてきた特徴をすべてそなえているのがわかる。

目立った鉛直シャーを持つ熱成循環は、順圧風成循環と異なり、海嶺や海峡の存在に対して極めて鈍感である。ただし、底層境界逆流を遮るような海底地形が存在すると、流れの時間発展が著しく加速される。これは、地形の存在によって冷却底層水の北方への輸送が促進されるからであると思われる。局所的な上ぶたとしての氷被ふくの効果は重要である。氷被ふくがある場合の熱成流の一例 ($\Delta T > 0$) を図・12(b) に示す。同じパラメータを持つ (a) と比較してみればわかるように、底層逆流が著しく強化されている。中間層はほとんど静止しているのに注意されたい。氷被ふくの部分では内部モードになっているわけである。こうした氷被ふくの力学的効果は冷却 ($\Delta T < 0$) の場合も全く同じである。



(a) 冷却に加えて 20 分間風応力を作用させた場合



(b) 風応力を遮断して約 10 分後.

図・13 熱成循環に及ぼす風応力の効果： $\Omega=0.349 \text{ rad/sec}$, $H_0=8 \text{ cm}$, $\Delta T=-0.3^\circ\text{C}$ (水温 17°C).

最後に、充分発達した熱成循環 ($\Delta T < 0$) に風応力を作用させた場合の流れの構造を図・13(a) に示す。この図は図・3 (風成) と図・9 (b) (熱成) の重ね合わせになっており、成層があるにも拘わらず風応力の影響が底層にまで及んでいるのが見られる。この風成成分は、上ぶたを用いて風応力を遮断すると数分のうちに消滅してしまう。後には、図・13(b) のように、風を作用させる前の純粋な熱成循環とほとんど変わらない流れが再現される。散逸時間 t_d より短い時間風応力を作用させても、密度場と温度風バランスしている熱成循環の構造はほとんど影響されないようである。

5. 結 論

小円筒周囲の回転環状水路に風応力と温度差によって循環流を生成し、その基本的性質を調べた。熱駆動源を含む最初の実験的研究と云えるであろう。それは β -効果を含まない (即ち、一様水深の) 最も単純な南極モデルであるが、これまで観測や理論・数値モデル等によって知られている南極周極流の主

要な特徴が容易に再現される。そればかりか、今後の南極海研究の指針となるいくつかの重要な結果を与える。本研究の主要な結論を現実の南極海にあてはめて述べると次の通りである。

南極周極流が風応力と密度差とによって駆動されている。1) 熱塩成分は地衡流的鉛直シャーによって底面の non-slip の条件を直接満足し、正味の東向流量を持つ。従って、その流量成分は底を無流面とする地衡流計算によって算定することができるであろう。2) この恒常的な熱塩成分に変動の激しい風成々分が重畳されている。風成々分は順圧的であるから、その流量は単純な均一流体モデルで見積ることができるであろう。ただし、そのためには、海嶺の形状抵抗を正しく見積ることが決定的に重要である。恐らく風成々分の相当の部分が海嶺によってブロックされているものと思われる(高さ数百 m の単一の海嶺によってもその流量は約 1/2 に減ずる)。3) ice cover の力学的効果も重要である。特に、熱塩循環に固有の底層境界反流を強化する働きを持つ。底層境界反流は海嶺に遮られて北方に向うわけであるから、ice cover は各大洋への深層水の供給に重要な役割を果たしていることになる。また、氷縁域には風応力の不連続によって特に強い湧昇流が生ずる。

こうした描像を更に現実的なものにするには、 β -効果や中規模渦の作用を取り込まねばならない。しかし、南極海の大部分の流動特性は f-面上の層流(または擬層流)力学で説明されるのではなかろうか。本研究は文部省科学研究費重点領域研究「深層海水循環」の一環としてなされたものである。

参 考 文 献

- 1) Munk, W. H. and Palmén, E.: Note on the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, *Tellus*, 3, 1951, 53-56.
- 2) Gill, A. E.: A linear model of the Antarctic Circumpolar Current, *J. Fluid Mech.*, 32, 1968, 465-488.
- 3) Gill, A. E. and Bryan, K.: Effects of geometry on the circulation of a three-dimensional southern-hemisphere ocean model, *Deep-Sea Res.*, 18, 1971, 685-721.
- 4) Cox, M. D.: A baroclinic model of the world ocean: Preliminary results, In *Numerical Models of Ocean Circulation*, Natl. Acad. Sci., Washington, D. C., 1975, pp. 107-120.
- 5) Condi, S. A.: A laboratory model of a convectively driven ocean, *Dyn. Atmos. Oceans*, 13, 1989, 77-93.
- 6) Takematsu, M. and Kita, T.: The behavior of isolated free eddies in a rotating fluid-laboratory experiments, *Fluid dyn. Res.*, 3, 1988, 400-406.
- 7) Takematsu, M. and Kita, T.: Some aspects of thermally induced circulation in a rotating basin, *Dyn. Atmos. Oceans*, 13, 1989, 149-164.
- 8) Maxworthy, T.: Experiments in rotating and stratified flows, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 7, 1975, 273-305.
- 9) 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.
- 10) Pedlosky, J.: *Geophysical Fluid Dynamics*, 1979, Springer-Verlag, Berlin, 624 pp.
- 11) Batchelor, G. K.: *An Introduction to Fluid Dynamics*, 1967, Cambridge University Press, London, 615 pp.
- 12) Wexler, H.: The Antarctic Convergence- or Divergence?, In *The Atmosphere and the Ocean in Motion*, 1959, The Rockefeller Institute Press, pp. 107-119.

- 13) Gordon, A. L. : Potetial temperature, oxygen and circulation of bottom water in the southern ocean, Deep-Sea Res., 13, 1966, 1125-1138.

(平成元年 5 月 31 日 受理)