

回転水槽による温排水の拡がり方に対する地球自転効果の研究

永田 豊*・北村佳照**・道田 豊***・福森 一郎****

1. はじめに

海洋中へ放出された熱排水の挙動については、従来から多くの研究がなされてきているが、通常は局地的な現象として扱われており、地球の自転の効果を考慮に入れた研究は非常に少ない。しかし、原子力発電所や大型のプラントなどからの海洋中への排熱は近年ますます大規模化しており、一つの小湾全体や海岸沿い数 km の幅の海域の水温が上昇するという事態が起こっている。数 km という水平スケールは、地球自転の効果が重要となりうる目安である内部変形半径にほぼ対応する大きさであって、現実の熱排水の拡がりにおいて、地球自転が無視し得ない効果をもっている可能性が十分存在する。

地球自転効果が効くと、圧力傾度とコリオリの力が釣り合う形の地衡流平衡が成立するから、温排水の水平方向の拡がりには非常に抑制されることが予想される。複雑な沿岸流や波浪流の影響に比べて、現状では地球自転の効果がきわだって現われているとは言えない。しかし今後排熱規模がますます増大することが予想されることから、地球自転の効果について検討すべき時点にいたっていると考えられる。

2. 実験方法

円柱状の亚克力製の水槽（内径 48 cm と 78 cm の二種を使用）を回転台の上に乗せ、最初に塩水（重い周辺冷水に対応）を入れておく。回転台を一定の回転速度で回転させて、内部の塩水が水槽と同じ角速度で回転するようになるのを待って、塩水の表面近くに置かれた放水口から着色した真水（軽い温排水に対応）を注入し、その広がり方を、上方および側方に取り付けたカメラによって測定する。放水口は基本的性質を見る実験では水槽の中央に置き、放水口の形状を工夫して放射方向の速度を小さくするようにした。この実験は、内径 48 cm のものを用い、最初の塩水の深さを 21 cm にした。実際の温排水では海岸の存在が、排水の拡がり方に大きな影響を

もたずであるが、その効果を調べる実験では、放水口を壁のところに置き、真水は水槽の中心に向けて水平に放出した。このときは内径 78 cm の水槽を用い、最初の塩水の水深は 11 cm とした。実験のパラメーターは回転台の回転速度（反時計回りに 3.0 sec から 13.0 sec の周期、コリオリのパラメーター f としては 4.3 sec^{-1} から 0.96 sec^{-1} ）、塩水と真水の密度差 $\Delta\rho$ (0.001 g/cm^3 から 0.060 g/cm^3)、および真水の注入流量 Q ($0.1 \text{ cm}^3/\text{sec}$ から $4.0 \text{ cm}^3/\text{sec}$) である。また温排水塊の中の速度場の測定には pH 法¹⁾を用いた。

3. 陸岸のない場合の拡がり

水槽が回転していない場合には、真水は塩水の表面を薄い膜状に拡がってゆく。しかし、回転がある場合には、写真-1 に示すように、注入された真水は放出口近くに凸レンズ状の水塊を形成する。

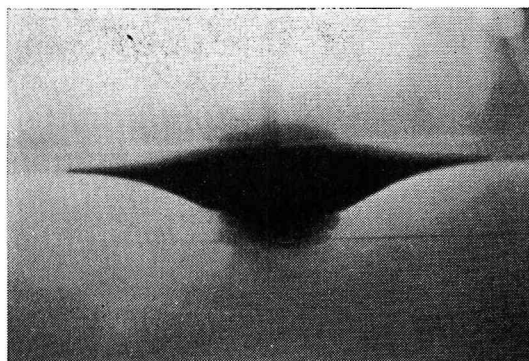


写真-1 水槽の中央の水面近くから真水を放出したときの真水塊の側面からの写真 ($\Delta\rho=0.001 \text{ g/cm}^3$, $Q=1.0 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $f=3.4 \text{ sec}^{-1}$, $t=180 \text{ sec}$)。写真の水塊の上方の縁は下方の内部境界面が自由表面に写った鏡像であるので下半分だけに注目された。また水塊の中央下部の雲のように存在する混合水は、注入初期の擾乱で生じたものがここに集められたものと考えられる。

暖水塊の拡がり方については、非粘性で摩擦のきかない場合については、Gill et al.²⁾ によって解が得られている。それによると、 t を注入開始からの時間、 r を放水口の中心から測った水平距離、 R をその時刻における

* 正会員 理博 東京大学教授 理学部地球物理学科
 ** 理修 東京大学大学院 理学系研究科
 *** 理修 東京大学大学院 理学系研究科
 **** 東京大学大学院 理学系研究科

水塊の外縁の半径, g を重力の加速度, 周辺水の密度を ρ として, 水塊の形状 (境界面の深さ H) は

$$H = \frac{f^2}{8g} (R^2 - r^2) \dots\dots\dots (1)$$

外縁の半径 R は

$$R = 2 \left(\frac{g}{\pi} \right)^{1/4} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^{1/4} Q^{1/4} f^{-1/2} t^{1/4} \dots\dots\dots (2)$$

水塊内での接線方向の速度 v は

$$v = -\frac{1}{2} f r \dots\dots\dots (3)$$

で表わされる (v は反時計回りを正にとる)。

式 (2) の右辺に現われるパラメーターに対する R の依存性を実験結果から示したものが 図-1 である。実験値には系統的なずれが見られ, 非粘性理論では十分に実験結果を説明できないことがわかる。この理論からのず

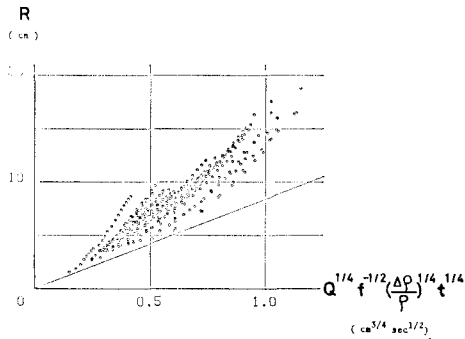


図-1 温水塊半径 R の $\Delta\rho$, Q , f , t に対する依存性の非粘性理論との比較。実線は非粘性理論によるもの

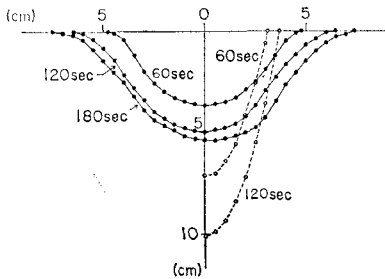


図-2 温水の断面形状の実験結果 (実線) と非粘性理論 (破線) の比較

れは, 水塊の断面形状により明瞭に見られる。図-2 に, $\Delta\rho=0.002 \text{ g/cm}^3$, $Q=1.8 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $f=3.4 \text{ sec}^{-1}$ の場合について, 実験で得られた断面形状を式 (1) と比べた結果を示す。実験で得られた形状は, 厚さが理論に比べて小さくなっており*, また外縁部の表層近くで裾を引くような形でずっと外側に延びている。

pH 法によって求められた真水塊 (温水塊) 内部の接線方向の速度 v の分布の例を 図-3 に示す。図中の実線は式 (3) の関係を示すものであるが, 中心からある半径

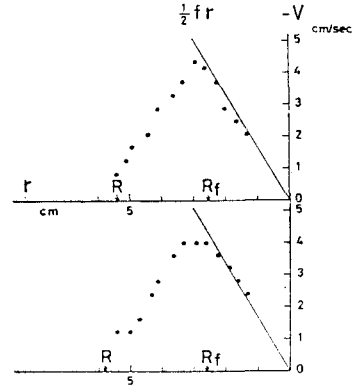


図-3 温水塊内部の接線方向速度の分布。図中の実線は非粘性理論から得られる分布

内での分布は非粘性理論に一致して流速は r とともに直線的に増加するが, ある特性的な半径をこすと逆に r とともに減少し, 外縁近くでほとんど 0 になってしまうことがわかる。図の横軸に R_f で示したスケールは, r 方向の渦度の移流の時間スケールと, 渦度がエクマン摩擦により減衰する時間スケールの比較から, それより上では摩擦の効果が卓越すると考えられる水平スケールであり^{2),3)},

$$R_f = \left(\frac{Q}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2} f \nu \right)^{-1/4} \dots\dots\dots (4)$$

で与えられる。ここで ν は, 水の粘性係数 ($0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$) である。実験値が, 非粘性理論からはずれる半径は, ほぼ R_f で与えられることがわかる。

接線方向の速度 v は, 準傾度流の平衡にあると考えられ, 図-3 のような速度分布は, $r > R_f$ において境界面の傾きが, 非粘性理論に比べてずっと小さくなることを示しており, 断面形状で表面近くで裾をひく形になることに対応している。

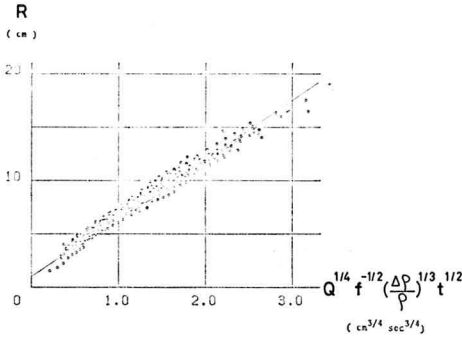
粘性を考慮した場合の拡がりについては, 数値実験による検討の例²⁾はあるが, 現在のところ利用しうる理論解はない。そこで R の $\Delta\rho$, f , Q , t に対する依存関係を個々の変数について調べ, 実験式を求めてみた。その結果は,

$$R = A Q^{1/4} f^{-1/2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^{1/8} t^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

ただし, A は比例定数でわれわれの実験範囲内で $5.5 \text{ cm}^{1/4} \text{ sec}^{-3/4}$ の値をとる。また実験結果を式 (5) 右辺の変数の組に対してプロットしたものを 図-4 に示すが, 実験結果がかなりよくこの実験式で表わされることがわかる。

実験式で注目すべきことは, 温水の半径が非粘性理論では t の $1/4$ 乗に比例して大きくなるのに対して, 実験では t の $1/2$ 乗に比例していることである。海洋温

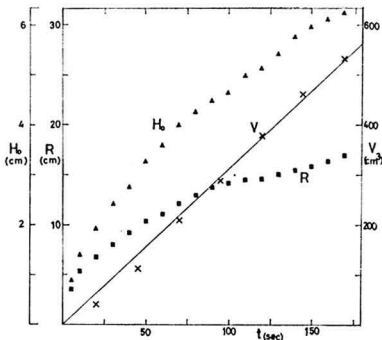
* 温水層の厚さが有限であることも一効効している。



図—4 温水塊半径 R の $\Delta\rho$, Q , f , t に対する関係。実線は実験式 (5) を示す。

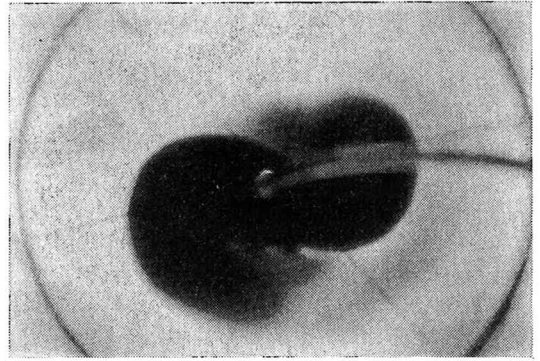
度差発電のような場合を想定し、かりに $Q=300 \text{ m}^3/\text{sec}$, $f=10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\Delta\rho/\rho=0.003$ に取ると、放出水塊の半径は非粘性理論では1日後に4km, 10日後に7kmになるのに対し、実験式ではそれぞれ30km, 100kmとなり、非常に大きな差を生じる。式 (5) を現実のスケールまで外挿しうるかどうかが、海洋中での渦粘性をどのようにとるべきか等の問題が残されているが、時間に対する依存性は実用的見地からも重要な点となろう。

この実験では注入流量を一定にしているから、温水塊の体積は、時間 t に比例する。従って水塊が相似形を保って増大するなら、 R は $t^{1/3}$ に比例するはずである。非粘性理論では水塊の中心での厚さ H_0 は、式 (1), (2) から $t^{1/2}$ に比例し、 R が $t^{1/4}$ に比例するから、体積 ($\propto R \cdot H_0^2$) が t に比例することになる。図—5 に $\Delta\rho=$



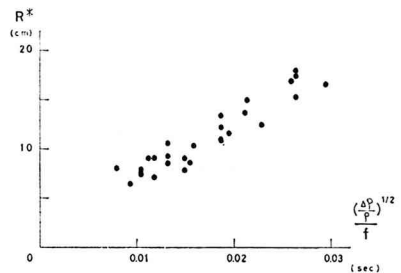
図—5 温水塊の半径 R , 中央の厚さ H_0 , および体積 V の時間変化

0.002 g/cm^3 , $Q=3.0 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $f=1.8 \text{ sec}^{-1}$ の場合について R および H_0 の時間変化を示したものである。この図でわかるようにわれわれの場合 H_0 もほぼ $t^{1/2}$ に比例して増大しており (非粘性理論と同じ), RH_0^2 は $t^{3/2}$ に比例するという奇妙な結果になる。しかし、断面形状を読み取って体積を計算すると図—5の実線 (×印) のようにちゃんと時間に比例して増大している。言い替えれば、水塊はたえず肩の部分の膨みを減少する形で変形しながら成長していることになる。



写真—2 温水塊の分裂 ($\Delta\rho=0.001 \text{ g/cm}^3$, $Q=1.00 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $f=3.4 \text{ sec}^{-1}$, $t=870 \text{ sec}$)

温水塊はどこまでも大きくなるわけではなく、ある大きさに達すると写真—2に示すように二つの水塊に分裂する。われわれの実験では実験上の制約から第一回目の分裂しか観測していないが、分裂現象に注目した Griffiths and Linden⁴⁾ によると、分裂後さらに注水を続けると、分裂した水塊が再び一つの水塊に統合され、やがてまた分裂を起こす。このような分裂と統合は何回か繰り返されるが、第2, あるいは第3回目の分裂では、三つ以上の水塊に分裂することもある。最初に分裂を起こす半径 R^* はわれわれの実験では注入量 Q には関係せず (この点 Griffiths and Linden の結果と若干矛盾する³⁾)。図—6に示すように $(\Delta\rho)^{1/2} f^{-1}$ に比例する形になっている。



図—6 分裂が起こりはじめる温水塊の半径 R^* と $\Delta\rho$, f の関係

このような分裂現象の物理機構については未解明であるが、前述の断面形状の絶えざる変形が、大きな役割を果たしているのではないかと考えている。

4. 陸岸の存在する場合の拡がり

海岸線から温排水を放出した場合は、もちろん海岸線に遮ぎられて、前章で見たような円形凸レンズ状の水塊は完成しえない。写真—3, 写真—4 は壁から水槽の中央に向って真水を放出した時の凸水の拡がり方で、 $\Delta\rho=0.012 \text{ g/cm}^3$, $Q=1.65 \text{ cm}^3/\text{sec}$, $f=1.68 \text{ sec}^{-1}$ の場合の、それぞれ放出開始後15sec, 60secの状態を示す。

放出された温水 (真水) は回転の効果のため右に曲げ

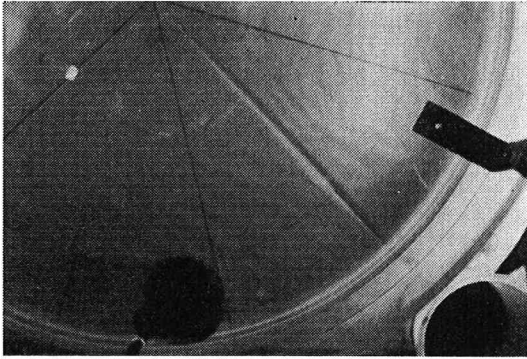


写真-3 壁近くで放水された温水の拡がり ($\Delta\rho=0.012$ g/cm³, $Q=1.65$ cm³/sec, $f=1.68$ sec⁻¹, $t=15$ sec)

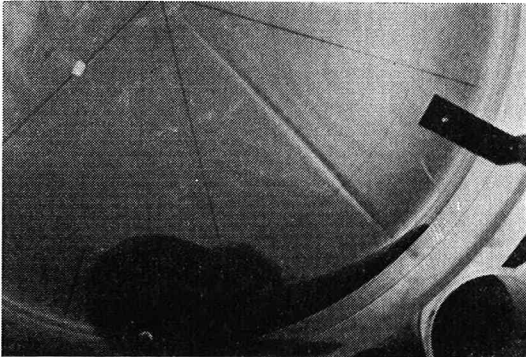


写真-4 壁近くで放水された温水の拡がり ($\Delta\rho=0.012$ g/cm³, $Q=1.65$ cm³/sec, $f=1.68$ sec⁻¹, $t=60$ sec)

られるが、放水開始直後の温水の拡がり、放水口と水槽の中心を結ぶ線よりも右側に限られる(このことは回転の効果は慣性日より長い周期のゆっくりとした変動にのみ効くという常識と矛盾する)。最初温水は壁に接した円形の塊を作るが(写真-3)、成長につれて壁に遮ぎられ、半円形状の形をとるようになる。この半円は非対称で、放水口の右側へののびが左側へののびに比べて大きくなる。半円形状の水塊中の水は、時計回りに回転し、その一部は壁沿いに放出口の方に戻り、放出水の中に取込まれる。しかし、全体として見ると、この準傾度流的な循環は、半円形水塊の放水口からみて右端の壁近くに温水を貯める形になり、この貯められた温水は、壁を右に見る形で、壁に沿って舌状に伸び始める(写真-4)。

図-7 に、この半円形水塊の沖に向っての幅の時間変化を示すが、この幅はある一定の限度を越えては成長せず、慣性周期 ($2\pi/f$) の 20~30 倍位時間後にほぼ一定の値になる。この幅の定常値 W は、われわれの実験範囲内で

$$W=1.21g\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{1/4}Q^{1/4}f^{-3/4}\dots\dots\dots(6)$$

で表わされる。

また壁に沿って舌状に伸びる温水のフロントの速度 V

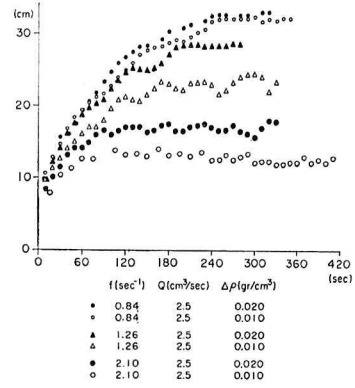


図-7 放出口前の半円形温水塊の幅の時間変化

に関しては、

$$V=0.23g\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{1/4}Q^{1/4}f^{1/4}\dots\dots\dots(7)$$

という実験式を得ている。式 (6) の W は、代表的な速度のスケールとして、式 (7) のようなものを考えたときの内部変形半径にあたるが、これらの式の物理的な意味については、今後検討を進めていく予定である。

写真-5 は、さらに注入を続けた場合の温水塊の形状

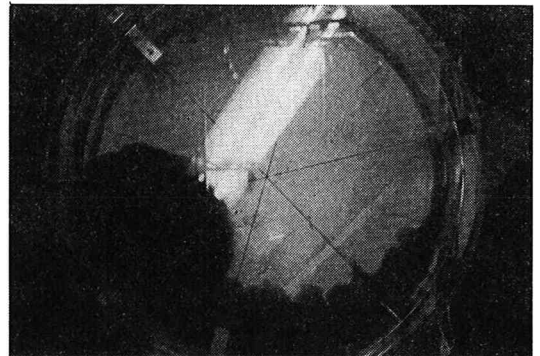


写真-5 壁近くで放水された温水の拡がり ($\Delta\rho=0.020$ g/cm³, $Q=2.50$ cm³/sec, $f=1.68$ sec⁻¹, $t=150$ sec)

の一例である。舌状部の沖側の境界には内部変形半径程度の波長をもった波が生じる。ある条件のもとでは、この波あるいは渦の内、放水口の周りの第一の半円形の渦の隣りにできるものが、大きく成長する場合がある。水槽中央で放出した時の水塊の分裂現象との関連など興味深いが、現在のところその物理機構は不明である。しかし、この第二の渦は第一の渦とは異なり、その幅はいくらでも時間とともに成長する傾向をもつ。また、第二の渦の発生は、 f, Q が大きいほど、 $\Delta\rho$ が小さいほど起こり易いことが示されている。

5. おわりに

現段階の実験はパラメーターの範囲も限られており、

その結果を直接に現地の条件に応用しえるとは言えない。しかし、地球自転効果が効いてきた時、起こりうる現象の特性についてのある程度の見通しを与えるものと考えている。現象を支配する物理機構については、多くの未解決の問題が残されているが、今後放出条件等を変化させ、また数値実験⁵⁾とも対比させながら研究を進めたいと考えている。なお、この研究は文部省科学研究費によって行われたものであることを付記する。

引用文献

- 1) Baker, D. J.: A technique for the precise measurement of small fluid velocities, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 573~575, 1966.
- 2) Gill, A. E., J. M. Smith, R. P. Cleaver, R. Hide and P. R. Jonas: The vortex created by mass transfer between layers of a rotating fluid, *Astrophys. Fluid Dynamics*, Vol. 12, pp. 195~220, 1979.
- 3) Kitamura, Y. and Y. Nagata: Behavior of fresh water injected at the surface of a uniformly rotating ocean, *Jour. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 39, pp. 94~105, 1983.
- 4) Griffiths, R. W. and P. F. Linden: The stability of vortices in a rotating, stratified fluid, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 105, pp. 283~316, 1981.
- 5) 松野 健・永田 豊: 温排水の拡がり及ぼす地球自転効果の数値的研究, 第30回海岸工学講演会論文集, 1983.