

# 湖の熱流動過程に関する研究

大久保賢治・村本 嘉雄・片岡 幸毅

## A STUDY ON THE THERMALLY-INDUCED CURRENTS IN LAKES

By *Kenji* OOKUBO, *Yoshio* MURAMOTO and *Kouki* KATAOKA

### Synopsis

There are two current systems in a deep natural lake. The one is due to wind action and the other is a thermal process. The latter dominates seasonal variations of the heat and the water movement of the lake. Two kinds of currents in the thermal process of Lake Biwa, the circular currents or the gyres in the North Basin and the dense bottom current from the South into the North Basin are chosen and simulated experimentally. These are the typical current systems in the heating and the cooling season, respectively.

The circular current proves to be a geostrophic density current with the densimetric Froude number of about 0.3. The topographic effects on the heating gyres are also discussed from the experiments. A development of Smiths' model is shown for the dense bottom current on the uniform slope. The results calculated from the modified Streamtube Model well describes the trajectories of density current close to the Biwa-ko Bridge in winter season.

### 1. 緒 言

湖水の流動は主として風と熱という二つの外力によって引起される。これらはそれぞれ湖面での運動量供給と浮力流入に対応する流動過程であって、前者が比較的短期間の流況を支配して明瞭な季節的特徴をもたないのに対し、後者は前者によるノイズを受けながらも規則的な年サイクルの変化を示し、各季節における湖の平均的流況を支配する。

実際の湖沼はすべて湖心に向かい深くなる形状あるいは相対的に浅い側湾の存在により、水柱のもつ熱容量の平面的非一様性を有している。湖沼の水深変化は、風による場合と同様に、熱による流動現象を考える場合においても重要である。湖面での一様な熱の流出入の影響がある深さにまで及ぶようになると、それ以浅の水域で相対的に水温の上昇（下降）が起こり、その結果として湖心に向かう水平温度勾配と流れが形成・維持される。この地形性貯熱効果<sup>1)</sup>は、水深が数m程度の浅水湖沼においては二次的と考えるとよいであろう。というのは、そうした水域においては、一般に水深の場所的变化は小さく、熱の影響がほとんど同時に湖底に到達し、しかも風による鉛直混合が絶えず湖水を均質化するからである。本研究では、室内実験と現地観測の比較に重点をおくので、現地の熱成流れがこれまで十分実測されていることが必要である。その意味で対象を深い湖に限定する。すなわち、最大水深が数 10 m 以上で夏季には顕著な水温成層が発達し、風的作用による混合が湖底まで及ぶことはないような湖の熱流動過程を調べることにする。

地形性貯熱効果で生じた水平温度勾配に起因する流れは温度差にもとづく密度流であるから、重力効果の減少のためコリオリ効果が均質流れの場合より重要となり、その最小スケールは水域の幅が数 km と考えられる<sup>2)</sup>。ここでは現在のところ数値的手法に頼ることの多い回転場の問題を扱うので、夏季に顕著な成層はするが水面幅の小さい貯水池については対象から除外する。

本研究の目的は、地形性貯熱効果→密度流系→コリオリ効果のつながりを年サイクルでとらえ、この遷移過程を水理実験によって再現していくための指針を得ることである。そのために、まず加熱期と冷却期に現れる代表的な熱流動過程についての水理実験を行い、得られた結果と現地資料とを統一的な解析法で検討することによって個々の熱流動過程の基本的特性を明らかにするとともに、実験の相似則について述べる。ここで対象として選んだのは加熱期の琵琶湖北湖の水平環流と冷却期の南、北湖間の下層密度流である。以下の2.と3.では、それぞれの流れについて簡単に知見を述べた後、水理実験結果ならびにそれらと現地資料との比較結果を示す。さらに4.では、ここで調べた二種の流れがどの程度一般的であるのかについて考察し、また水域の平均的流況の長期シミュレーションにおける回転水槽実験の役割について今後の展望を述べる。

## 2. 湖の加熱過程と水平環流

### 2.1 概 説

夏季の琵琶湖北湖にはいくつかの水平環流が存在することが須田ら<sup>9)</sup>により見出され、その後岡本ら<sup>9)</sup>、国司ら<sup>9)</sup>による現地観測、特に三次元水温分布の測定が繰返されて環流の地衡流的性格が明らかになった。これらの観測と平行して、相続く数値研究が行われ、環流の成因が風と熱の両面から検討されてきた。この風成論と熱成論の関わりについては、国司ら<sup>9)</sup>によるレビューがある。現在明らかになっているのは、風によって定常的な環流が維持されるためには湖水が成層し、かつ風が渦度をもつことが必要という点である。これに対し熱成論では、先述したように熱束の平面分布は本質的ではない。

一方、現実の水温分布から流れの場を推定する手法が遠藤<sup>9)</sup>により北湖の第1環流に適用され、環流のさらに詳細な構造が明らかになった。すなわち、この水平循環流には表層で収束、水温躍層付近で発散する子午線面内での鉛直循環流がともなっており、この点で大西の軸対称モデル<sup>9)</sup>の計算結果と合致する。ただし、軸対称モデルでは発散する深さが底面付近にあり、得られる成層は連続的なものであった。こうした解の特徴は、鉛直方向に一定とした鉛直渦動拡散係数の仮定によっていると思われる。片岡<sup>9)</sup>は軸対称湖盆モデルの延長として、琵琶湖の実際の地形を与えた三次元数値モデル<sup>9)</sup>を用いて熱的效果による湖流形成の可能性を検討した。このモデルでは北湖を三層に分割しており、また湖面の浮力束や、結果に大きく影響する鉛直渦動拡散係数の値は、北湖において実測された水温から拡散方程式を解いて推定されたものを用い、夏季には躍層付近で極小となるように鉛直分布を与えられている。その結果、実測と類似な水平循環流パターンが作られたが、観測値を説明する程の流速値は得られなかった。その理由として、浮力流入量が過小評価されていたこと、計算の制約上三層以上の細かい層分割が用いられなかったこと、用いた鉛直渦動拡散係数が実際の水温分布の季節変化を説明するように最適化された拡散方程式の解であったことなどが考えられる。

以上まとめると次のようになる。風成論においては、成層が環流の重要な因子であることは認められているが、あくまでも外部条件でしかない。一方、熱成論において成層は環流とともに発達するが、これを扱う数値手法では成層の強まる過程をまだ十分には表現しきれていない。遠藤の用いた診断モデル<sup>9)</sup>の結果は、成層と環流のある時刻における信頼できる情報を示しているが、残念ながら、それらの時間変化にまでは言及できない。ただ彼らの最近の研究<sup>10)</sup>には、環流強度の発達と成層の深まりの間には密接な関係があると記述されている。この点について2.3で議論する。以後、熱成論の立場で水平環流を論じていくので、これを加熱環流と呼ぶことにしよう。2.2では加熱環流の実験手法について述べ、現地への適用を考えていく上で重要な環流の地形効果について、2.4で簡単に考察を加える。

### 2.2 加熱環流実験

#### (1) 地形性貯熱効果の単純化

先述したように、地形性貯熱効果とは、湖面での一様な熱の流出入に対して、浅水部が相対的に早く応答することに起因する効果である。しかしながら、この現象をそのまま水槽実験に取込むことには困難が予想された。ここでは、実験の簡略化をはかっていくために、現地の地形を見直しておこう。Fig.1は、琵琶湖における30m以浅の浅水部の分布を示すものである。これから明らかなように、南湖ならびに北湖東岸沿

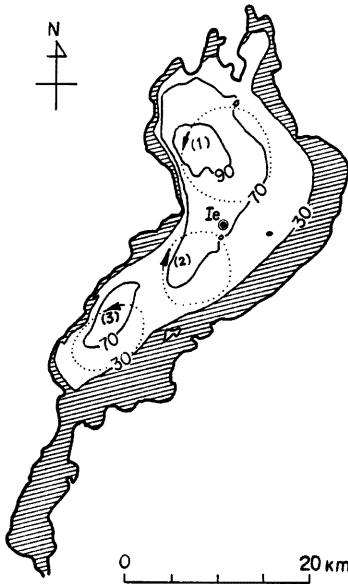


Fig. 1 Plane distribution of the shallower part less than 30 m in depth and three gires in Lake Biwa.

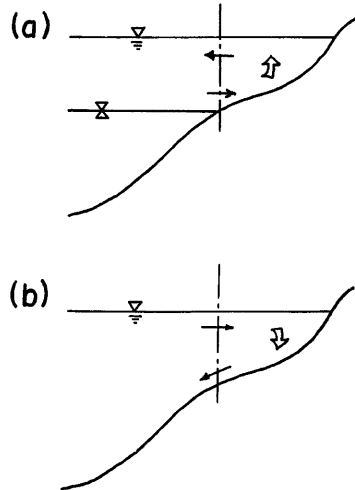


Fig. 2 Schematic view of the flow with heat exchange between deeper and shallower masses in (a) heating season (b) cooling season.

いに温水（あるいは冷水）の形成域が分布している。**Fig. 2**は、こうした浅水域を含む岸と直角な鉛直断面内の流れの模式図である。湖岸部に貯えられた過剰な熱は、シア効果により湖心部へと輸送される。この状況を模擬するため、副水槽で加熱した温水を導入水路を通じて主水槽へ水平に流入させ、これを補償する形で、主水槽の中・下層の冷水を、導入水路の下層を通じ副水槽へと循環させる方式を採用した。これによって主水槽内の湖盆地形は省略可能となる。ここでは、湖の水平形状の詳細までは議論しないので、**Fig. 1**の浅水域の分布に対応する熱源の分布形状は(2)で述べるように単純化している。ただし、全体的な熱源強度（模型に与える全浮力束）は流速の実測値で評価でき<sup>2)</sup>、この値が後述の各相似条件を満足するように定めている。予備的な実験の結果、形成できる環流の軸対称性は保たれており、また、導入水路から温水を水平に流入させることによって、主水槽に直接熱源を取付けた場合に生じる強い鉛直流が緩和されることがわかった。

(2) 実験の概要

加熱環流の実験水槽は、**Fig. 3**に示すように主水槽 (A)、導入水路 (B)、副水槽 (C)、加熱板 (D)、サーミスター (E) から成る。加熱板としてはアルミ板に 100 V 50 W の筒型ヒーターを埋込んだものを用いた。サーミスターは主水槽の導入水路口と向かいあう壁の中央鉛直線上に、**Fig. 4** のような間隔で 8 本配置し、多点測温回路と記録系<sup>3)</sup>を用いて水温の鉛直分布が測定できるようにした。自転効果を与えるためのターンテーブルは前報<sup>1)</sup>で用いたものと同じであり、写真撮影もほぼ同様の方法によった。

まず、ヒーター電源を入れずに、ターンテーブルを回転させ、水槽内の水が剛体回転に至るまで放置する。実験はヒーターの電源を入れて開始するが、同時に写真撮影も始める。測温はその数分前からすでに開始し

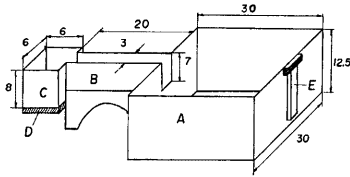


Fig. 3 Apparatus for heating gyre experiments (unit; cm):

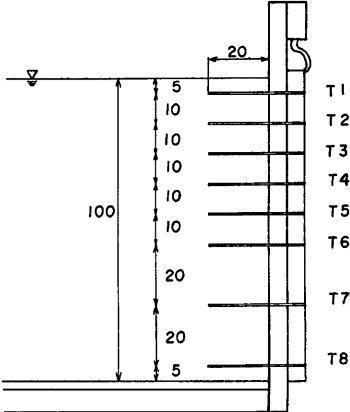


Fig. 4 Vertical arrangement of the thermistors (unit; mm).

であるが、上記の界面低下速度で評価すると、この深さに至るまでの時間は約50分となる。これが実時間の半年に対応することから、現地の緯度 ( $\sin 30^\circ = 0.5$ ) を考慮してテーブルは約90周すればよいことになる。こうして、 $90/50 = 1.8$  r.p.m. 程度の回転数が選ばれた。

(3) 初期流況と環流の形成

ここでは、加熱初期に現れる温水フロントの挙動と、そこから単一の環流が発生、発達していく遷移の状況を水温鉛直分布の時間変化と関連づけながら概説する。

水温の自記記録には、特に加熱期に、周期数分程度の水温変動があり、以後の解析のことを考えて19点(7.6分)の移動平均操作を行った。この平滑化により得られた各層水温の時間変化を Fig. 5 に示す。なお、以後の説明のため、8本のサーミスターについて、水面近くより順に T1, T2, …, T8 と番号をつけておく。

実験ケースによらず、実験開始直後はいずれのサーミスターもほとんど変化せず、2, 3分後から約10分

初期水温分布を測定している。加熱開始後1時間でヒーターを切り、以後の1時間を放熱期として、比較のため測定を続けた。

写真撮影は加熱初期(ヒーターの電源を入れてから約1分)に、副水槽にアニリンブルー粉末を投入し主水槽へ流入していく温水のフロントの状況をとらえ、安定した単一の環流ができる頃からは水面に浮かべたフロートのストリーク写真を定時間間隔で撮影した。初期に投入したアニリンブルーの着色は、環流が形成される頃になるとほとんど消えてしまうが、ある深さの平面においてのみ薄膜状に残っている。これを温水と初期冷水の界面として、側方からその深さを読取った。

以上の方法で、Qシリーズの実験をヒーターの加熱量のみ変えて3ケース行った。すなわち、電圧を変えることでヒーターのワット数を50 W, 40 W, 25 W としたケースがそれぞれ Q1, Q2, Q3 である。ターンテーブルの回転数は1.73 r.p.m. で固定し、主水槽の全水深も10 cm に保った。実験条件を Table 1 に示す。

相似性の詳しい検討は、2.3 で述べることにして、ここで採用した回転数の決定方法について述べておく。予備実験の結果から、本実験水槽に関しては、50 W の加熱を100分程度続けると約6 cm の上層厚が形成されることがわかってきた。北湖の全水深を75 m、盛夏の躍層深さを25 m とすれば、対応する上層厚の実験値は約3.3 cm

Table 1 Experimental conditions of the Q series (t=60 min.).

RUN	W (Watt)	H (cm)	b (cm)	f (s <sup>-1</sup> )	h (cm)	δ (cm)	$\bar{v}$ (cm/s)	R <sub>0</sub>	E <sub>0</sub>	F <sub>i</sub>
Q-1	50	10.0	30.0	0.362	4.74	2.51	0.788	0.0726	0.280	0.348
Q-2	40	10.0	30.0	0.362	4.12	1.83	0.581	0.0535	0.197	0.298
Q-3	25	10.0	30.0	0.362	4.89	2.89	0.437	0.0402	0.349	0.266

後までの間に、上層のサーミスター T1, T2 の温度が急激に上昇している。これは、Photo. 1 (a) に例として示すような温水のフロントが、右側の壁に沿ってサーミスター位置まで到達した後、後方に続いてくる温水塊のために起こる水温上昇であり、ヒーターの立上りに対応していると思われる。また、T3 から T8 の水温は、時間的にはやや遅れて上昇し始める。これは、初期の温水フロントが水面より 2 cm 程度の厚みで進行しており、これらのサーミスターが初期には温水層内に含まれていないことを示している。

次に、10分後から加熱期終了の60分までの間は T1 から T3 がほぼ一定の勾配をもって上昇している。この期間は単一の円形環流が発生し発達する期間である。Photo. 1 (b) に示すように、温水フロントは湖心側に反時計回りの渦を切離しながら、壁に沿ってやはり反時計回りに一周して次第に環流の形態を整えていく (Photo. 1 (c))。隅角部には微弱な時計回りの渦があるが、これらはやがて消滅していく。T1 から T3

の水温上昇率が、それ以外のものと比較して、かなり一定している理由は、これらが環流の発達している上層に含まれているためと思われる。また、これら三本の時系列には、前述の周期数分の振動が除去されきらずに残っており、この点でも同一の特性を示しているようである。

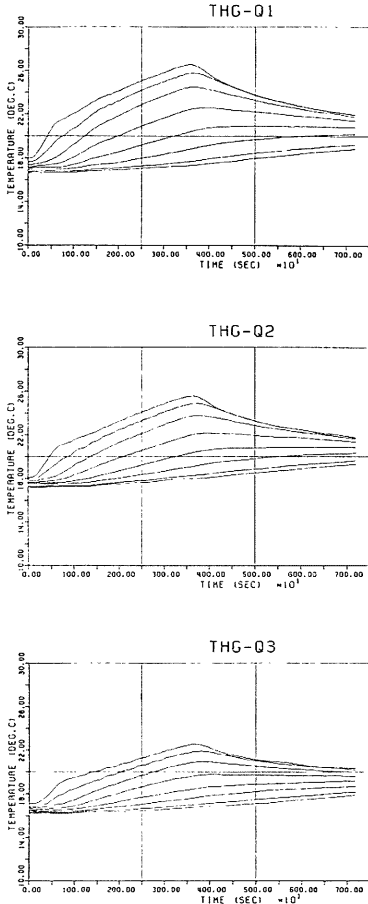


Fig. 5 Moving average records of the water temperature.

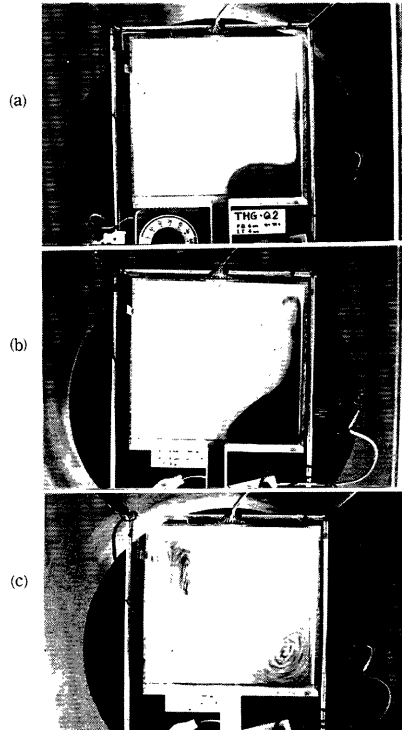


Photo. 1 Front of the warm water and formation of gyres; (a) initial front (Q2), (b) initial front (Q1), (c) formation of gyres (Q1).

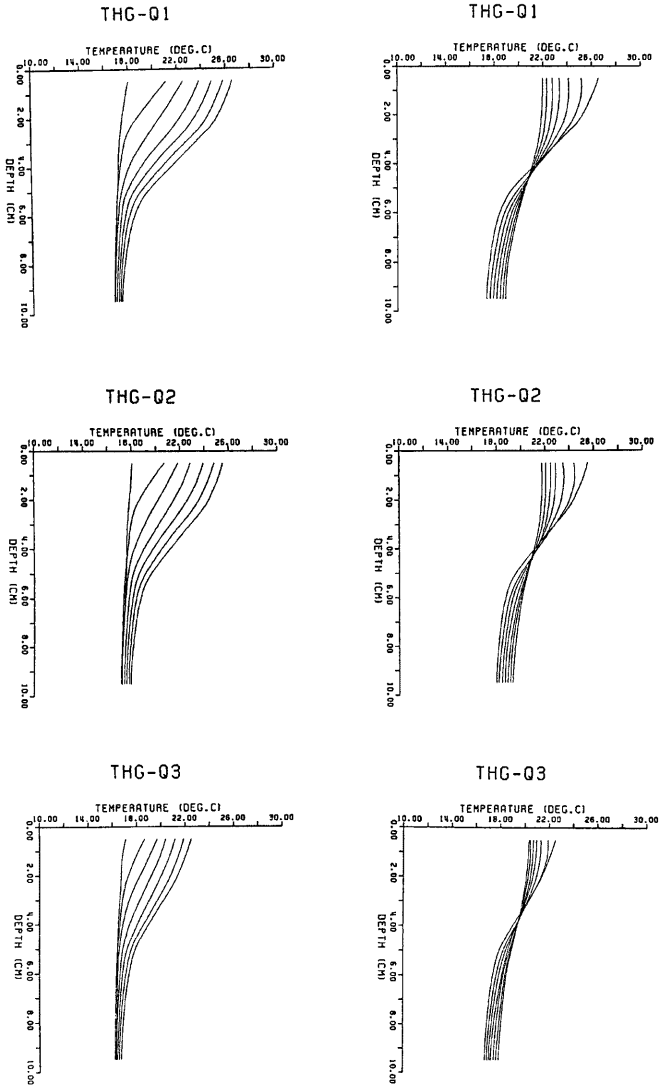


Fig. 6 Vertical temperature profiles in ten minutes interval.

Fig. 6 は、水温鉛直分布の推移（各ケースとも左が加熱期、右が冷却期）を10分ごとに描いたものである。加熱開始時の0分の水温分布には、鉛直に約 $1^{\circ}\text{C}$ の温度差ができていたが、これは室温に対して初期水温がわずかに低く、剛体回転をしている間に表面から弱い加熱を受けた結果と思われる。いずれのケースにおいても加熱期後半になると、水温鉛直勾配により三つの層に分割できるようになる。



まずは層の区分であるが、各時刻の鉛直水温分布を表す8個のデータについて、深さ 0.5~9.5 cm までの 9.0 cm 区間を 1 mm ごとに90等分し、各深さにおける温度勾配と水温をサービプログラム<sup>13)</sup>により補間する。実験水温分布の補間結果はすでに Fig. 6 に示している。次に最急温度勾配点の水深  $z_m$  を求め、この点での接線と水温分布の差の絶対値が同時刻の最高・最低水温の差の2%の値  $\Delta T$  を超える水深  $z_u$  ( $z_u \leq z_m$ )、 $z_l$  ( $z_l \geq z_m$ ) を求める。

上層としては、熱が流入して水温の上昇が現れている  $z_l$  までをとり、上層平均水温  $T_u$  は、水面から  $z_l$  までの水温の平均値とする。同様に下層は  $z_l$  以深とし、下層平均水温  $T_l$  を  $z_l$  以深の水温の平均値とする。また、 $\delta = z_l - z_u$  を温度漸変層の厚み、いわゆる躍層厚あるいは中間層厚と定義する。以上の手順を Fig. 8 に模式化して示しておく。

上層浮力  $B$  は次式のように定義する。

$$B = \frac{g}{\rho_0} (\rho_l - \rho_u) z_l = g' h, \quad g' = \frac{g}{\rho_0} (\rho_l - \rho_u) \quad \dots\dots\dots(1)$$

ただし、 $g$  は重力加速度、 $\rho_0$  は水の基準密度、 $\rho_u, \rho_l$  は上、下層の平均水温  $T_u, T_l$  を Eckart 式により変換した密度であり、 $z_l (=h)$  は先に定義した上層厚である。上層浮力  $B$  の変化率である浮力束  $B_f$  は次のようにして求めた。すなわち、水温測定の時刻ステップ  $n+1$  での浮力束  $B_f(n+1)$  は、時刻ステップ  $n$  と  $n+2$  の  $2\Delta t$  間における上、下層の平均水温および上層厚をそれぞれ  $T_u^n, T_l^n, T_u^{n+2}, T_l^{n+2}, z_l^n, z_l^{n+2}$  とすると、

$$B_f(n+1) = \frac{\alpha g}{2\Delta t} \{ (T_u^{n+2} - T_l^{n+2}) z_l^{n+2} - (T_u^n - T_l^n) z_l^n \} \quad \dots\dots\dots(2)$$

である。ここに、 $\alpha$  は熱膨張係数であり、 $T_u$  における値を用いる。

上記のようにして求めた層厚の時間変化を Fig. 9 に示す。Q1, Q2 のケースでは上層の発達パターンは似ており、ともに10分から30分の環流の形成時期に急激に増大し、30分以後は  $z_l$  が 4 cm 程度でいったん定常に達しているように思われる。これに対して Q3 の層厚の時間変化は、加熱期にかなり滑らかであるが、50分を過ぎてから層厚の定常化がわずかに認められる。このように層厚変化率が急変する時刻は、前節の(3)で指摘した水温鉛直勾配で3層区分ができるような分布形へと遷移する時刻とよく対応しているようである。しかしそれと同時に、層厚が定常化する水深が導入水路の水深 (4.5 cm) にも依存していることが考えられる。アニリンブルーの着色面の深さは  $z_l$  とよく一致することもわかった。

一方、Q2 の初期に非常に大きな層厚が算定されているが、これは Q2 の初期水温分布が比較的一様であったことによっている。Gill & Turner<sup>14)</sup> が述べている海洋の上部混合層 (温水域) の深まりに関するモデルでは、冷却期に上層が十分深まっているので、加熱に転じた際には表面近くのわずかな昇温に対応して上層厚が急激に減少するパターンが示されている。Q2 の場合でも不完全ながら、この状況が現われているが、実験の場合と同じ方法で算定した琵琶湖の層厚変化を示す Fig. 10 を見る限り、Q1 や Q3 の変化の方がむしろ自然と考えられる。ただし、放熱期の上層厚の変化は現地の冷却期のものとは異なっている。なお、層厚の大きさがケースによって大差のないこともひとつの特徴として指摘できよう。

(1)式の上層浮力  $B$  (あるいは  $g'h$ ) の時間変化を Fig. 11 に示す。加熱期には上、下層の密度差、上層厚がともに増大しているの上層浮力は増大するが、放熱期には密度差の減少が効いて減少する。しかし、両因子の相互作用によりヒーターを切ってから数分間の遅れでピークをとるようである。各ケースとも加熱後10分程度から  $B$  は増加を示すがその勾配はヒーターの加熱強さに対応している。Q1, Q2 では、加熱後30分程度で勾配に若干の変化が認めうるがこれは先述した上層厚さの見かけの定常化と対応していると思われる。Fig. 12 に示すように、浮力束  $B_f$  で表示すれば、これはより明瞭となる。Q1, Q2 では、実験開始後40分付近で、上層厚さの定常化のため、あたかも浮力束が減少したかのような結果となっている。しかし、その後60分付近になって再び  $B_f$  が増大してもとのレベルまでもどっていることや、Q3 では  $B_f$  が比較的安定していることを考えると、Q1, Q2 で見られたような上層厚の定常化が必ず起こるものかどうかは明らかではなく、むしろ放熱期にも現われているような周期数10分の擾乱の影響ではないかとも考えられる。



このように実験値には除去し難い変動も内在するが、同じ方法で求めた琵琶湖の上層浮力と浮力束の変化を示す Fig. 13, Fig. 14 と比較してみれば、加熱期における対応はつくようである。現地の浮力束の変化はほぼ正弦関数であるので、上層浮力は冷却期完了時にゼロにもどっている。Fig. 14 には  $g'h$  の時間変化から求められる浮力束の値が丸印でプロットしてあるが、差分間隔が大きいため、対応はよくない。

ここでは、ヒーターの加熱強度を変化させるような細かい操作は行わなかったが、現地の成層過程は、特に加熱期について模擬していたと考えられる。なお、詳しい相似の検討は、環流流速の考察の後に行う。

(2) 環流流速と相似則

撮影したストリーク写真から、環流の流速を各フロート、各写真ごとに読み取り、半径に対する水平流速分布を求めた。ただし一枚の写真においては、ストリークの状況から環流の中心を決め、この点から各ストリークの孤の中点までの距離を求めて環流中心からの半径とした。半径方向のデータ個数のばらつきを除くため、半径方向の長さを 2 cm ごとに 7 区間に分け、各区間ごとに平均化を行った。こうして求めた半径方向の流速分布の一例が Fig. 15 である (a) 加熱期、(b) 放熱期)。ただし Q1, Q2 については、露出時間が長すぎたため、流速が大きい場合のデータが得られなかったため、露出時間を 2 秒に縮めた Q1', Q2' のデータも同様に処理して加えている。

Fig. 15 より加熱期には半径の半分付近に最大流速が現れ、その分布形は比較的相似であり、左右対称に近い。分布形は大西<sup>1)</sup>の計算結果とも類似しているが、最大流速点の半径方向の移動については後者ほど明らかではない。

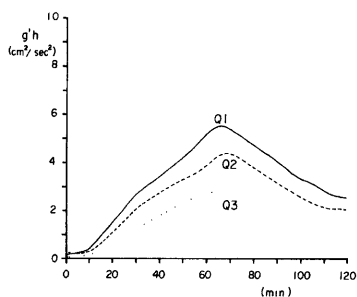


Fig. 11 Time change of the upper layer buoyancy (Experiment).

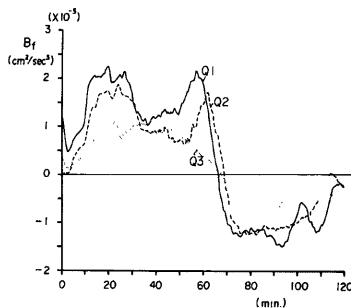


Fig. 12 Time variation of the buoyancy flux (Experiment).

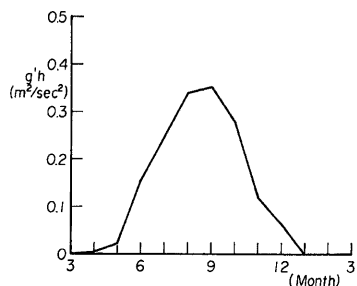


Fig. 13 Annual change of the upper layer buoyancy (Lake Biwa).

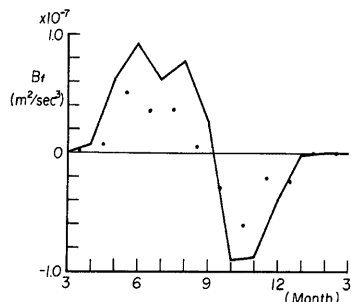


Fig. 14 Annual variation of the buoyancy flux (Lake Biwa).

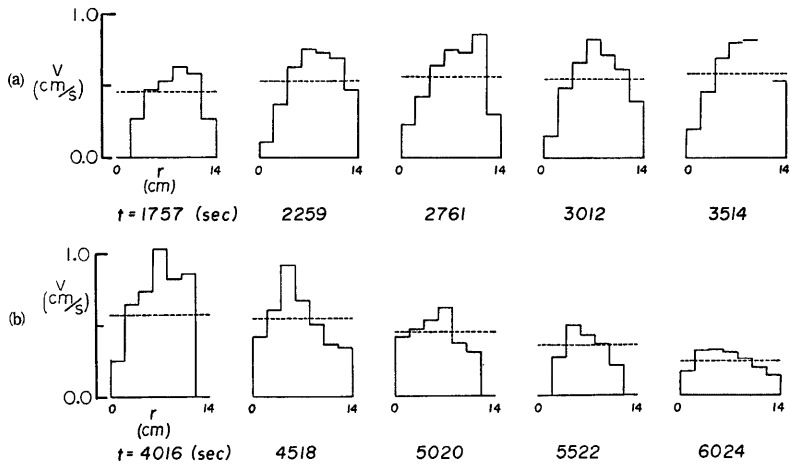


Fig. 15 Azimuthal velocity of the heating gyre.

Griffiths & Linden<sup>15)</sup> による定積渦の実験では、中心に付加した軽い流体が時計回りの軸対称渦を形成する場合の流速分布は、中心から外に向かって発達していくことが示された。本実験における温水フロントの動きから考えると、大西の結果<sup>1)</sup>と同様外側から流速が発達していくと考えるべきであろう。

一方、Kranenburg<sup>16)</sup> は、均質粘性回転流体の底での吸込みによって環流が発生することを理論的、実験的に示している。接線方向流速の非粘性解は、時間に対し線形に増大するが、実験値は粘性解の予測通り一定値に収束することを示している。**Fig. 16** は、本実験における半径方向に平均した流速  $\bar{v}$  の時間変化を示しているが、加熱後60分では  $\bar{v}$  は増加を続けているようである。一方、放熱期には、加熱期の最大流速付近が比較的早く減少し始めて山がつぶれた形となり、半径方向に一様化しながら減少していくことが **Fig. 15** からわかる。

平均流速  $\bar{v}$  と上層浮力  $g'h$  とで定義される内部 Froude 数  $F_i$  の時間変化を示したのが **Fig. 17** である。顕著な環流が発達するまでの間のデータはないが、加熱後半半を通じて  $F_i$  は0.25~0.35程度で保たれている。一方、放熱期になると、この値は減じていくことがわかる。

加熱後半の琵琶湖においても実験で得た  $F_i$  の値が実現しているとすれば、**Fig. 13** で7~9月における  $g'h$  の値は0.25~0.35 (m<sup>2</sup>/sec<sup>2</sup>) であるから、 $F_i=0.3$  とすれば、 $\bar{v}$  の値として15~18 (cm/sec) を得る。これは、実測値として得られている値の範囲に無理なく含めうるものである。

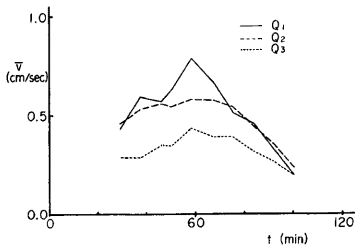


Fig. 16 Time variation of the radially-meaned velocity.

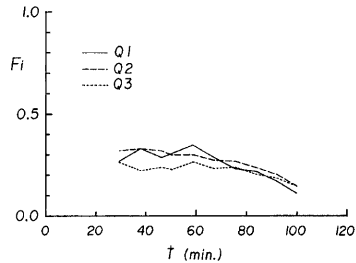


Fig. 17 Time variation of the densimetric Froude number  $F_i$ .

ここで、水平環流を特徴づける主要なパラメータについて実験と現地の相似性を検討しておこう。先に示した **Table 1** には、実験開始後はほぼ60分における上層厚  $h$ 、躍層厚  $\delta$  と環流流速  $\bar{v}$  ならびに、これらに基づく Rossby 数  $R_0$ 、鉛直 Ekman 数  $E_v$ 、内部 Froude 数  $F_i$  の値が示されている。

環流流速として 15 cm/sec、コリオリパラメータ  $f = 8.4 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ 、環流幅 20 km を用いると、環流の  $R_0$  として 0.09 を得る。したがって、仮りに  $F_i$  が同じとすれば、 $R_0$  も同じか実験で半分程度ということになる。

次に  $E_v$  であるが、これは通常用いられる定義 ( $E_v = \nu_0 / f H^2$ 、ただし  $\nu_0$  は鉛直渦動粘性係数、 $H$  は全水深)のものではなく、上層厚に対する躍層厚の比  $\delta/h$  の平方として求めたものである。すなわち  $H$  の代わりに  $h$  を用いたものと考えてよい。

ここで、実験、現地の Ekman 層厚 ( $\pi\sqrt{2\nu_0/f}$ ) を評価すれば、 $\nu_0$  がそれぞれ 0.01, 1 cm<sup>2</sup>/sec として、0.74 cm, 480 cm となる。実験ではこれが **Table 1** の  $\delta$  の値の 1/2~1/4 程度であり、北湖の場合も同様である (**Fig. 10**)。北湖の上層厚を 20 m,  $\delta$  を 10 m とすれば上記の定義による  $E_v$  は 0.25 となり実験のオーダーにはいる。ここでこうした定義をした理由は、躍層部分がちょうど Ekman 層のような流動をしていたという実験事実による。**Fig. 18** は実験環流のスケッチである。これより、反時計回りの環流の下方の躍層付近に、逆回転の弱い渦流があることがわかる。また、これは実験中に気づいたことであるが、フロートが数回転のうちに数 cm/sec 程度の速度で中心部に集まるので、これらを絶えずピンセットで回収しては、注意深く周辺部へともどさねばならなかった。さらに、先述のアニリンブルーの着色面は周辺部では極めて平坦であるが、中央部に直径 5~10 cm 程度の上に凸な形状を示している様子が観察できた。このように実験環流には、表層での収束や低温部の盛り上りといった現地環流の特徴が再現されていた。

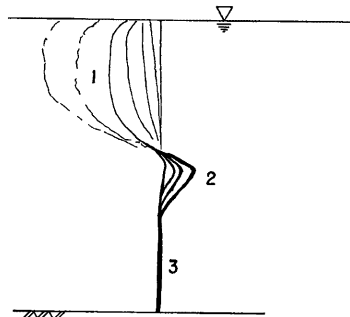


Fig. 18 Sketch of the experimental gyre.

### (3) 本実験の問題点

実験によって、かなり相似度の高い環流が得られることがわかったが、一方、不明な点もいくつかある。その第一は、成層の深まりすなわち躍層の低下が何によっているかという点である。先述の Gill & Turner<sup>14)</sup>の研究では、年間の表面水温  $T_s$  とある深さまでに貯えられた熱量  $H$  およびポテンシャルエネルギー  $P$  と  $H$  の季節変動ループを再現するために、修正した Kraus & Turner<sup>17)</sup> のモデルが最も満足のいくものであると述べている。このモデルでは湖面熱流入に振幅  $R$  の正弦変化を与え、さらに風を想定した湖水の混合によるポテンシャルエネルギーの増加率を示す一定値  $M$  で与える。北湖の水温資料に対して彼らのモデルを適用した結果が **Fig. 19** である。点線は観測値より計算したものであり、実線が  $R, M$  を変えて最適化した理論ループである。 $H-P$  ループでは特に夏場のずれが大きいが、その他の部分はかなり適合しているといえる。

成層の深まりを風の混合作用で説明しようという考え方に対して、北湖のように定常な流れが存在する場合には、密度流の連行作用が考えられる。実験の環流流速を 0.5 cm/sec,  $F_i$  を 0.3 と考え、たとえば後述の芦田・江頭式<sup>18)</sup>で連行速度を評価すれば、 $6.8 \times 10^{-5}$  cm/sec となる。これは 1 時間で 0.24 cm という界面低下にしか相当しない。一方、現地の環流流速を 15 cm/sec,  $F_i$  を同じく 0.3 とすれば、連行速度は  $2.0 \times 10^{-3}$  cm/sec となり、これは 1 日で 170 cm という界面低下になる。いま、水平流速についての相似が満たされたとき、鉛直スケールの誇張された模型では鉛直流も誇張されると考えれば、同一の式で評価すると過小評価、現地では過大評価が生じることとも考えられる。

次に水温の変化範囲が実験と現地で大きく異なる点であるが、この点については単に  $F_i$  の相似が満足されればよいと考えられる。ただし実験の水温変化が小さいことは、 $F_i$  が相似という条件の下で実験の流速

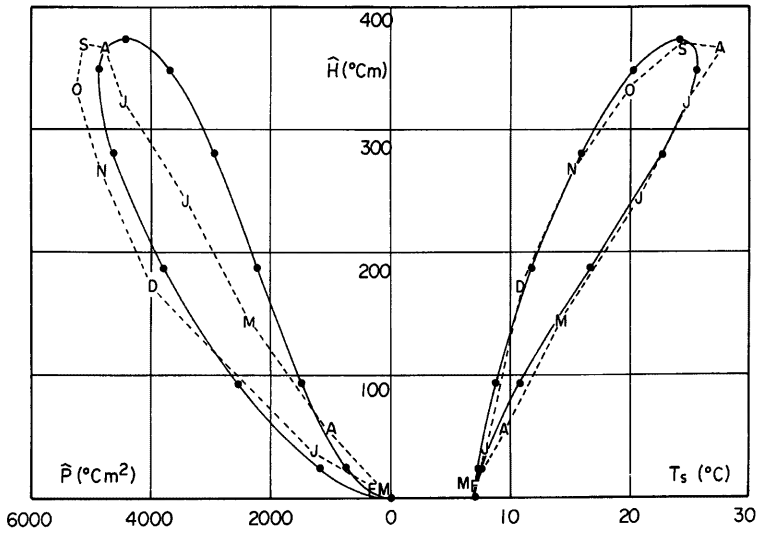


Fig. 19 Relationships among the surface temperature  $T_s$ , heat content  $H$  and potential energy  $P$ .

が小さいことと上層厚が大きいことを意味する。確かに実験の方が  $R_0$  はやや小さいし、上層厚の方は全水深との相対値でいうと若干大きくなっている。しかし、前者の相違はせいぜい数倍でオーダーは保たれているし、後者についても環流という“上層密度流”に着目しているから、全水深あるいは下層厚さというものは、それが上層厚さに比べて極度に小さくならない限り影響を及ぼさないであろう。

最後に、比較のために用いられた現地資料の測点が、北湖の第1環流のどの付近に位置しているかがあまり明確ではなかったことを指摘しておこう。さらに今後は、測温のみならず、特に長期の測流資料も重要なものとなるであろう。

#### 2.4 環流に及ぼす地形効果

ここまで述べたQシリーズの実験では、精度の点で不十分ではあるが、単一の加熱環流の定量的比較が行われ、密度流としての特徴が明らかとなった。本節では、環流パターンの中から現地環流の再現がどの程度まで行えるかを考えていく。小規模実験という制約はあるが、 $R_0$  や  $E_0$  の基本的な相似は満足されている。

ここでは3種類の地形効果について検討する。それらは (i) 半島による効果、(ii) ridge による効果、(iii) 浅水域の効果であり、対応する実験をそれぞれP, R, Sシリーズと呼ぶことにする。

Fig. 1 でわかるように、第1環流は西岸中央部の舟木崎より北湖を南北に二分した場合の北側に存在しているようで、また第2, 第3環流の間には明神崎と伊崎を結ぶ一帯で水深が浅くなった ridge 状の地形がある。さらに第1環流の中心は北湖北部の最大水深付近にあり、東岸の浅い部分には環流があまり見られない。以上の3点を実際の琵琶湖における地形要因として着目し、単純な水槽実験の定性的な流況の結果から、これらの効果を推定する。

実験にはQシリーズと同じ水槽を用いたが、定性的な流況を見るだけの目的であるからサーミスターは設置していない。実験方法はQシリーズと同様に剛体回転に至るまでテーブルを回したまま放置し、定常となった後ヒーターの加熱を始める。初期流況を可視化するために副水槽部にアニリンブルーを投入し、一定

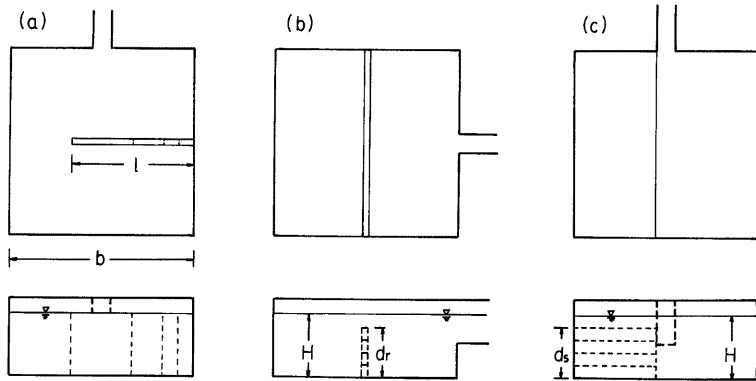


Fig. 20 Experimental topography for the P, R, S series.

時間間隔で写真撮影を行った。この実験は特に地形効果を見るためのものであり、できる限り安定した状況が見たかったので加熱時間は100分間と長くした。また、環流あるいはそれに近い流れが現れた実験に関しては、Qシリーズと同様にフロートを浮かべて、コマ撮影によってその動きを追った。

実験条件は Q1 と同じでヒーターが 50 W、回転数 1.73 r.p.m.、主水槽の全水深は 10 cm で一定である。ただし地形の導入のため実験流体の体積は各々異なる。まず、Pシリーズでは、半島効果を出すために、主水槽の導入水路部から見て左手の壁中央部にアクリル板を設置する。アクリル板の張出し長さ  $l$  を 20, 10, 5 および 2.5 cm の 4 種類として実験を行った。パターンを明瞭にしたかったので、範囲はかなり極端に変えた。これは残りのシリーズについても同様である。この模式図を Fig. 20 に示す。Rシリーズについては、幅 1 cm 長さ 30 cm のアクリル角棒を水槽中央部の底面に導入水路に対して直角に取付けた。これは、明神崎と伊崎を結ぶ一帯の浅水底を想定しており、この角棒の高さ  $d_r$  を 2, 4, 6, 8 cm とした 4 ケースの実験を行った。この様子は Fig. 20 (b) に模式的に示した。最後に Sシリーズは、導入水路側より見て主水槽右半分の領域に、30 cm × 13.5 cm のアクリル板を設置した。これは、琵琶湖東岸の浅水域を想定したもので、この板の高さ  $d_s$  を 2, 4, 6, 8 cm とした 4 ケースの実験を行った (Fig. 20 (c) 参照)。以上、P, R, Sシリーズ合計12ケースの実験条件を、その他の定数も加えて Table 2 に示す。

以上の実験において得られた流況を Fig. 21 にまとめて示す。流れが特に判読しにくい場合には初期の温水フロントの動きも参考にした。代表的な環流の状況を Photo. 2 (S1) に示した。P1 では直径約 12 cm の小さな円形渦が 4~5 個見られる。渦の流れの向きは反時計、時計回りのものが交互に並んでおり、反時計回りのものの方が安定していて流れも強いことが、表面に落した粒状のトレーサー (ウラン) の状況から

Table 2 Experimental condition of the P, R, S series.

RUN	$l$ (cm)	$l/b$	RUN	$d_r$ (cm)	$d_r/H$	RUN	$d_s$ (cm)	$d_s/H$
P-1	20	0.667	R-1	2	0.2	S-1	2	0.2
P-2	10	0.333	R-2	4	0.4	S-2	4	0.4
P-3	5	0.167	R-3	6	0.6	S-3	6	0.6
P-4	2.5	0.0833	R-4	8	0.8	S-4	8	0.8

$H=10$  cm,  $f=0.362$  sec<sup>-1</sup>,  $H=50$  watt

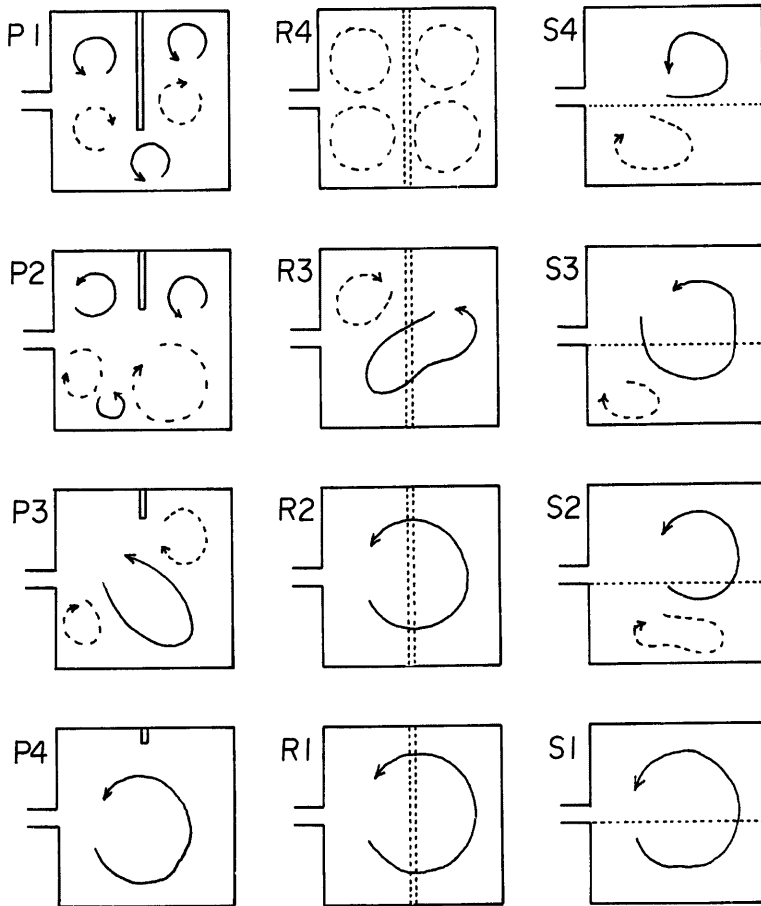


Fig. 21 Topographic effects on heating gyre.

わかる。P2 では仕切らない側に1つの大きな渦があり、反対側には小さな反時計回りの渦がある。P3 では、大きな楕円形渦が見られ、その状態はやや不安定である。P1, P2 で見られた安定な反時計渦はこの場合には存在していない。P4 では、水槽の中心よりやや障害物のない側に片寄った安定な反時計渦が存在している。

Rシリーズについては以下のように説明される。R1, R2 では、安定な反時計渦がほぼ中心に見られる。R3 では、あまり明瞭ではないが楕円渦が現われている。R4 では、ridge で区切られる水槽半幅で規定される4つの渦パターンが生じていたが、顕著な流れはほとんどなく、各渦の回転方向も明確ではなかった。

**Fig. 21, Photo 2** よりわかるように、S1 では安定な反時計回りの円形渦が現れている。S2 では浅水側へと少し片寄ったところに、やや楕円形の渦がある。S3, S4 になると深い部分に大ききやや小さくなった安定な反時計回りの渦が現れ、浅い側にはこれと対の時計廻りの渦が見られる。

実際の琵琶湖地形に対応する特性長をもつ実験は、次のようであろう。Pシリーズについては、舟木崎の出張り部が北湖北部の東西長さに対し約1.6であり、P2の結果でいうと反時計、時計回りの渦が並列することになる。Rシリーズでは ridge 高さを 30 m、全水深を最大水深の 100 m とすれば、R1 と R2 の中間程度に相当し、いずれも単一の環流が生じる結果となるが、全水深を北湖南部での最大水深 70 m 程度にとれば、単一の渦が分断される限界と考えられる R3 の条件に近づくだろう。Sシリーズでは北湖東岸側の水深を 40 m とすれば、S3 に相当し深い側に反時計回り、浅い側に時計回りの渦対



Photo. 2 Typical heating gyre at the presence of topography.

が現れることになる。実際にはこれらの要因が複合するので、琵琶湖の環流パターンをそのまま対応づけることは難しいが、実際の環流パターンが地形効果で説明されるという可能性はかなり大きいということができよう。以上の結果を用いて、各々の地形効果を次のような仮説でまとめておく。

半島の効果は、それによって分断される水域の最小幅と残された最大幅の間で環流の水平スケールが規定されるが、安定なパターンは反時計、時計回りの環流が交互に並ぶようなものである。ridge については、環流の発生する上層部にまで及ぶような高いものでなければ、その効果は現れない。浅水域の効果は、それが無い場合の安定な反時計回りの環流を深水部に押しやるものであり、このとき浅水域には逆回りの環流が対になって現れる。

### 3. 湖の冷却過程と下層密度流

#### 3.1 概 説

冷却期すなわち湖面からの浮力流出のある場合には、前章の加熱環流の場合と同様の地形性貯熱効果のために浅水域（湖棚や側湾）において冷水が形成され密度流が駆動される。このように、陸岸を冷源とする下層密度流が湖全域で発生していることは予想しうるが、実際にその流速や水温分布の測定が行われているのは、琵琶湖についても、南湖を冷源として北湖下層へと流入して下層密度流に限られている。この現象は汚染した南湖水を北湖へ逆流させる現象であるという点で特に重要視されている。

加熱環流と下層密度流はともに湖面からの浮力流入で生じるが、両者は単に浮力束の符号が逆転したものではなく、さらに厳密な意味では上下対称の流れではないのである。加熱環流は安定な対流にコリオリ力が効いて強められていく水平流れであり、底面地形や摩擦の効果を直接受けることはないのに対し、下層密度流は不安定対流によって形成される冷水塊が斜面に沿って流下し、流下中は底面地形や摩擦の効果を強く受けるような流れであると考えられる。先にも述べたように、北湖の陸岸を冷源とする下層密度流については、いまだその存在すら報告されていないので、加熱環流のような水平循環環流を形成しているか否かについては不明である。したがって現段階では、下層密度流が基本的には点的な冷源により生じる単一の鉛直対流であると理解しておこう。

奈良井・今里ら<sup>19)</sup>は、対象がやや小規模であるが、底面地形のある水域表面を一樣に冷却する場合の対流セルの特性について論じている。初期対流セルはアスペクト比が1に近い形で発生し、2種の一定水深が結合した地形を与えた場合には、2つの水域にまたがるような単一セルが発達し、これは南・北湖間の冬季密度流に近い状況を表わしていると考えられる。しかしながら、実験的見地から言って下層密度を鉛直対流セルとして模擬することは必ずしも得策ではない。実験的に冷却強度を広範に変化させたり、不安定対流を再現したりすることは実際上かなりの困難をともなうからである。以下では、現地測流結果などについて述べた従来の研究のいくつかをふり返って、下層密度流が基本的には二層流的な形態をとるものであることを示そう。

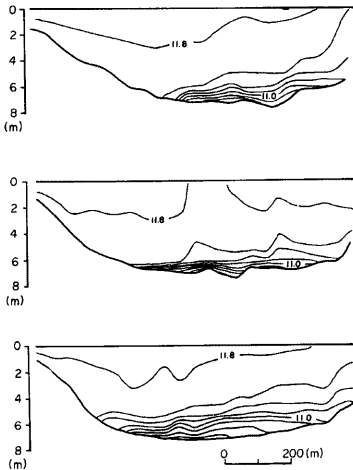


Fig. 22 Typical transverse distribution of temperature under the occurrence of the dense bottom current from the south basin into the north basin of Lake Biwa in winter season.

一数

$$R_0 = A^{1/3} f^{-1} b^{-4/3} \dots\dots\dots (3)$$

の効果が支配的と考えた。著者らの行った冷却水槽実験とそれに対応する数値実験結果からわかったことは、非回転系における長軸方向の熱対流が回転効果の増大 ( $R_0$  の減少) にもなって横向きに偏向し、横断面内の同様な対流に近づく点であった。ただし、(3)式の  $A$  は水域に流入する全浮力束、 $f$  はコリオリパラメータ、 $b$  は水域幅である。同時に行われた南湖の冬季密度流の数値シミュレーション結果で気づかれた冷却の緩和ともなう顕著な密度流流量の減少も同じ機構によるものと考えられた。しかしながら、このような流れの大きな偏向は確かに  $R_0$  の効果であるが、この効果が現れるためには次の鉛直エクマン数  $E_v = \nu_0 / f H^2$  が  $O(10^{-3})$  の大きさをもつことが必要条件であることがわかってきた。大久保・村本<sup>11)</sup>は、より広い実験範囲を得るために、淡塩水を用いた回転交換密度流実験を行い、回転場の密度流現象を  $R_0$  と  $E_v$  でレジーム分類し、非回転近似限界として  $R_0 \approx 4$ 、非粘性近似限界としては  $E_v \approx O(10^{-3})$  を実験的に確認した。著者らの対象とした広い浅水域では、回転と粘性がともに重要であるため現象はかなり複雑であり、その意味で琵琶湖南湖程度の規模の水域では、密度流に対してコリオリ効果が重要と結論している。

以上のように、冬季密度流に関する従来の研究では、琵琶湖大橋断面付近での流れの機構といった点に議論が集中しており、北湖へ流入後の南湖低温水の挙動については明らかになっていない。この現象は傾斜底の下層密度流と考えられ、冷却期における湖の代表的流動過程であるとともに、広い適用範囲をもっていると考えられる。以下 3.2 では海洋の下層密度流に適用されたモデルを紹介し、その問題点について述べる。3.3 では今回行った傾斜底の下層密度流実験と修正モデルの計算結果について述べ、現象の基本的特性を明らかにする。さらに 3.4 では、実験と現地の相似の検討に代えて、同一モデルで現地密度流の挙動が十分説明されることを示し、さらに新たに行った現地の測流結果がモデルの解を支持するものであることを述べる。

南・北湖間の冬季密度流は岡本<sup>20)</sup>により見出され、この現象が両湖の熱容量の差に基づくものであることが指摘された。その後、著者らによって密度流発生時の水温の三次元分布の測定<sup>21), 22)</sup>や現地資料の解析<sup>22)</sup>が行われ、南北湖の湖水交換に対して密度流が大きく寄与することが判明した。観測で得られた水温の横断(東西)分布の例(Fig. 22)を見ると、水温のコンターは底近くでかなり密集し、下層厚が小さく、これに対して上層水の水温はかなり一様であって、二層流的な特徴をもっていることがわかる。しかしながら下層流の、流下方向に向かって右上りとなるコンターの形状や表層分布に現われている横方向の非均一といった特徴は回転系に特有のものであって、コリオリ力の介在が予想され、以後この冬季密度流は自転効果との関連で論じられるようになる。河内<sup>23)</sup>は、琵琶湖大橋断面における鉛直流速差や水温差という密度流の発生指標と周辺気象要素との相互相関を調べ、強い寒波が来て2~3日遅れて顕著な密度流が現れることを明らかにした。冬季密度流が冬場でも常に発生しているのではなく、間歇的な現象であることが、コリオリ効果との関連で説明された。大西・大久保<sup>24)</sup>は、回転系密度流の無次元パラメータを考察し、特に次の浮力ロスビ



3.2 Streamtube Model

Smith<sup>24)</sup>は、Fig. 23 に示すような座標系を用いて、下層流の体積、質量保存則と軸および横断方向の運動量保存則

$$d(SV)/d\xi = E_0 V \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$d(\rho SV)/d\xi = \rho_e E_0 V \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$d(\rho SV^2)/d\xi = s\Delta\rho g \cos \alpha \sin \beta - \rho K V^2 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$V(f \cdot \cos \alpha + V d\beta/d\xi) = s\Delta\rho g \cos \alpha \cos \beta \quad \dots\dots\dots(7)$$

を考え、これに経路の関係式

$$dX/d\xi = \cos \beta \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$dY/d\xi = \sin \beta \quad \dots\dots\dots(9)$$

を加えた式系を Streamtube Model と呼んで、いくつかの現地水域の流れについての数値解を示した。ここに、 $S$ ；下層断面積、 $V$ ；軸方向流速、 $\xi$ ；流軸座標、 $\rho_e$ ；周囲水の密度 ( $\rho_e = \rho_0 (1 + DV(\xi))$  で  $D$  は成層率)、 $\rho$ ；下層密度、 $\Delta\rho$ ；過剰密度 ( $= \rho - \rho_e$ )、 $s$ ； $V$  方向の底面勾配 ( $= \tan \alpha$ )、 $g$ ；重力加速度、 $\beta$ ；流軸と  $X$  軸のなすピッチ角、 $X$ ；沿岸距離、 $Y$ ；離岸距離である。さらに、

$$E_0 = \frac{1}{V} \int_{l_-}^{l_+} w_e d\eta \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$K = \frac{1}{\rho V^2} \int_{l_-}^{l_+} (\tau_b + \tau_i) d\eta \quad \dots\dots\dots(11)$$

は進行速度  $w_e$  と底面・界面せん断力  $\tau_b, \tau_i$  を plume の幅方向 ( $\eta = l_+, \eta = l_-$  は下層流の両端) に積分した進行・摩擦のパラメータであり、ともに長さの次元をもつ。彼は流れが底面に隣接した広くて薄い層内に集中したものであり、層内の軸方向流速と過剰密度の相似形を示すとし、それらが断面にわたり一定の top-hat 分布をすると仮定した。初期条件として、ソース ( $\xi = 0$ ) における変数の組が与えられて式系は完全となる。

$$(\Delta\rho, V, S, \beta, X, Y) = (\Delta\rho_0, V_0, S_0, \beta_0, 0, 0) \quad \text{at } \xi = 0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

Smith は無次元化の後、数値解を示しているが、同時に進行、摩擦、周辺成層の各パラメータの限られた範囲内での解析解の特徴を論じている。それらはソース付近での線形解と下流域 ( $\xi \rightarrow \infty$ ) での漸近解に大別されるが、均質周辺の3つの状況を次のように述べている。

- (i) 進行・摩擦がともに小さいとき、ソース付近での地形的な蛇行パターンが生じる。
- (ii) 進行がない場合の下流極限では、摩擦が強ければ流軸は傾斜方向を向き、弱ければ等深線に沿う地衝流ようになる。
- (iii) 摩擦のない場合の下流極限では、ソース付近の蛇行は進行のため減衰し、等深線に沿う流れとなる。

ここで特に(ii)の様相は、後の計算で極めて重要なものであった。以上が Smith のモデルの概要であるが、このモデルでは、現地観測結果と合致するまで外部パラメータとしての  $E_0, K$  の値を変えながら、試行錯誤によって解が求められねばならない。

一方、Pedersen<sup>25)</sup>は Richardson 数一定の概念<sup>26)</sup>を用いて、下層密度流の擬似等流解を示した。すなわち、Smith の  $E_0, K$  の代わりに

$$E = 0.072 s \sin \beta \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$f_r/2 = \epsilon g h \sin \alpha \sin \beta / V^2 \quad \dots\dots\dots(14)$$

を用いた。ここに  $E, f_r$  は進行・摩擦係数で、 $\epsilon$  は相対

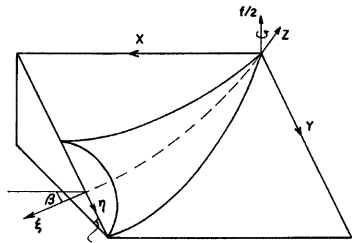


Fig. 23 The co-ordinate system for the Streamtube Model.

密度差,  $h$  は下層厚を表す。さらに次の無次元積分長さスケール

$$l = \int_0^{\xi} \frac{s \sin \beta(\xi)}{h(\xi)} d\xi \dots\dots\dots(15)$$

を用いることにより, 種々の水理量が  $l$  に関する指数分布形となることを示した。たとえば下層流の幅  $b$  は,

$$b = b(0) \exp(0.144 l) \dots\dots\dots(16)$$

となる。しかしながら  $l$  は径路が決められて初めて求まる量であり, Pedersen の解も予測手段としては便利ではない。また (13), (14) 式は  $s \sin \beta \leq 10^{-2}$  という緩勾配の範囲でのみ成立するという制約条件があるので, 次節での実験のように急勾配の傾斜底をもつ水槽に対しては適用できないし, さらに層流域の実験における粘性抵抗を表すこともできない。これらの問題に対して, 本研究では他の経験則等を用いて, 修正 Streamtube Model を展開する。

### 3.3 傾斜底の下層密度流実験

#### (1) 回転水槽実験

実験には, 45 cm × 45 cm, 最深部の水深が 14 cm の矩形水槽を用いた。底面の勾配は1/5および1/30の2種類である。実験水槽の概略を Fig. 24 に示す。この水槽を, 前章で用いたターンテーブル上に設置し, 淡水を入れて回転させる。剛体回転に至った後, 所定密度の塩水を, 同テーブル上の小水槽から小型ポンプによって水槽隅角部に設けたパイプ内へ連続注入する。こうして斜面上の点源から出たと見せる塩水の拡がりや定時間間隔で写真撮影するわけであるが, 塩水フロントが水槽の壁に到達する時間とその位置も読取っておく。写真撮影のための可視化法としてはアルカリ発色法<sup>27)</sup> と従来の着色法と併用した。前者の方法は特に流れが薄いときに有効であった。

使用した小型ポンプ形式のひとつは流量範囲が 0.028~0.40 cc/sec のマイクロチューブポンプ, もうひとつは流量 150 cc/sec の出る簡易式ポンプであり, 後者の場合にはホースに取付けた二方ロックにより流量を調節した後, 各 RUN ごとにあらかじめ塩水流量を検定してから用いた。隅角部のソースでは流出口断面の法線と等水深線のなす角を初期ピッチ角として, これも RUN ごとに固定した。

以上のような方法で流量, 密度差, 初期ピッチ角を種々変えて, 二種の勾配についてあわせて25ケースの実験を行った。実験条件を Table 3 に示す。

実験の結果得られた写真から下層流の形状を時間的に重ねてトレースしてみると, どのケースにおいてもその径路や各流軸位置での幅にほとんど変化のないことがわかった。(例として, いくつかの RUN についての下層流形状を Photo 3 に示す。) したがって, 壁に到達する直前または直後の形状を, 定常流の形状と考えモデル計算を行う。そのための準備として, 各写真から一義的に径路や幅を決定しなければならないが, その方法は次のようなものである。各時刻のフロントの先端点は, 塩水の縁上の点のうちソースからの距離

が最大の点とした。各時刻の先端点をつなぎ, これを平滑化することで径路を決定した。こうして得た実測径路を等間隔で細分し, 各位置での幅は, 径路と直交する下層流の両端点の距離と定義した。

ここで, 実験条件による下層流の状況の変化について述べる。急勾配 (1/5) の水槽において, 他の条件は同じにしてピッチ角を 30° と 45° に変えて対比した RUN (1 と 3, 2 と 4, 5 と 7, 6 と 8, 9 と 11, 10 と 12), 30° と 60° で対比した RUN (13 と 16, 14 と 15) のいずれにおいても, 下層流形状はほぼ同じであり, このように小さな流量, したがって小さな初期運動量においては, 初期ピッチ角が下層流の径路や形状には影響しないこと

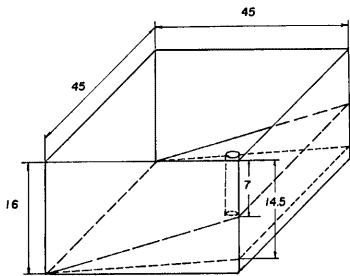
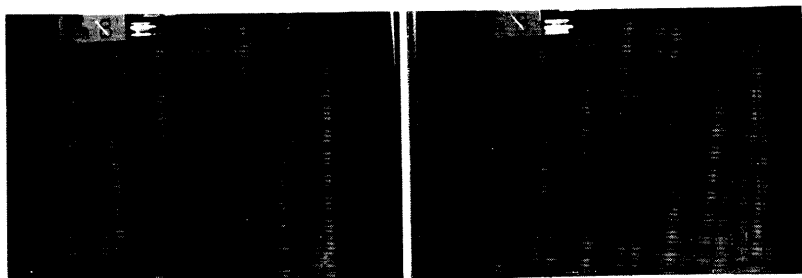


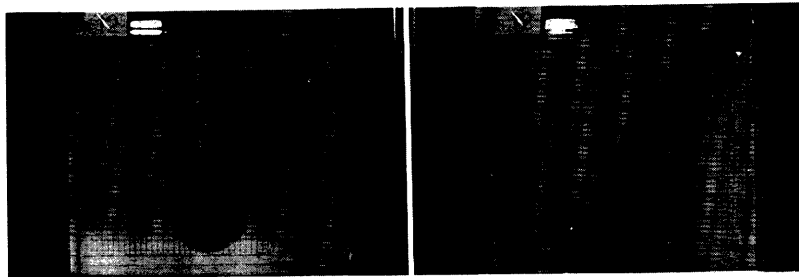
Fig. 24 Apparatus for the dense bottom current experiments (unit; cm).

Table 3 Estimated source conditions after the calculation.

RUN	$\varepsilon_s$	$Q_s$ (gm/s)	$\beta_s$ (deg)	$H$ (cm)	tan $\alpha$	PUMP	V.M.	$\Delta T$ (sec)	$Q_0$	$\varepsilon_0 Q_0$ (c. g. s)	$V_0 Q_0$	$\beta_0$ (deg)	$b_0$ (cm)	$\lambda$ (cm <sup>-1</sup> )	$C$
1	0.012	0.236	45.0	14.0	1/5	A	F	20	1.51	0.00283	0.652	57.8	11.9	0.0106	6.38
2	0.012	0.442	45.0	14.0	1/5	A	F	20	2.27	0.00530	1.60	56.8	13.0	0.0163	5.14
3	0.012	0.235	30.0	14.0	1/5	A	F	20	1.59	0.00282	1.668	57.0	12.1	0.0145	6.76
4	0.012	0.442	30.0	14.0	1/5	A	F	20	2.55	0.00531	1.74	53.0	13.8	0.0134	5.76
5	0.024	0.239	45.0	14.0	1/5	A	F	20	2.34	0.00574	1.61	57.5	10.8	0.0233	9.81
6	0.024	0.447	45.0	14.0	1/5	A	F	20	3.20	0.0107	2.93	51.6	12.1	0.0172	7.17
7	0.024	0.239	30.0	14.0	1/5	A	F	20	2.05	0.00574	1.41	57.5	9.99	0.0201	8.56
8	0.024	0.448	30.0	14.0	1/5	A	F	20	3.44	0.0108	3.02	51.6	12.6	0.0181	7.67
9	0.048	0.0788	45.0	14.0	1/5	A	F	40	1.26	0.00378	0.735	61.0	6.90	0.0186	16.0
10	0.048	0.453	45.0	14.0	1/5	A	F	20	4.80	0.0217	6.05	55.8	11.2	0.0215	10.6
11	0.048	0.0738	30.0	14.0	1/5	A	F	40	1.14	0.00354	0.631	63.7	6.71	0.0169	15.4
12	0.048	0.453	30.0	14.0	1/5	A	F	20	3.97	0.0217	2.86	55.1	8.48	0.0202	8.77
13	0.024	3.43	30.0	14.0	1/5	B	B	10	14.9	0.0823	33.4	48.8	20.2	0.0170	4.35
14	0.024	11.3	30.0	14.0	1/5	B	B	10	43.1	0.271	141.	36.8	28.1	0.0274	3.81
15	0.024	11.2	60.0	14.0	1/5	B	B	10	40.7	0.268	119.	35.5	29.8	0.0265	3.61
16	0.024	3.70	60.0	14.0	1/5	B	B	10	13.2	0.0887	37.6	44.4	23.2	0.00968	3.58
17	0.024	9.48	60.0	14.0	1/5	B	B	10	40.7	0.227	125.	43.9	30.3	0.0327	4.29
18	0.024	24.0	60.0	14.0	1/5	B	B	2	115.	0.577	507.	42.9	35.0	0.0446	4.79
19	0.024	36.5	60.0	14.0	1/5	B	B	3	—	—	—	—	—	—	—
20	0.024	0.877	30.0	14.0	1/30	B	B	30	—	—	—	—	—	—	—
21	0.024	0.0671	30.0	14.0	1/30	A	F	30	0.939	0.00161	0.0782	65.3	22.4	0.0158	14.0
22	0.024	0.430	30.0	14.0	1/30	A	F	30	2.31	0.0103	0.512	46.5	33.6	0.00779	5.36
23	0.024	3.61	30.0	14.0	1/30	B	B	20	—	—	—	—	—	—	—
24	0.024	1.86	30.0	14.0	1/30	B	B	20	—	—	—	—	—	—	—
25	0.024	3.09	90.0	14.0	1/30	B	B	10	12.0	0.0741	8.21	36.9	40.1	0.0229	3.88



(a) RUN 8



(b) RUN 12



(c) RUN 18

(d) RUN 23

Photo. 3 Typical configurations of the underflow.

がわかった。次に、流量についてみれば、マイクロチューブポンプ (Table 3 でAと略記) を用いた流量の変化に対しては、流軸 (経路) はあまり変化せず、最低流量の RUN 9, 11 で下層流の幅が小さくなっているだけである。マイクロチューブポンプで得られる流量は非常に小さく、流れは極度な層流であり、その層厚は非常に薄い。一方、簡易ポンプ (Table 3 でBと略記) では、得られる流量がオーダー的に異なり、流れはかなり乱れており連行が激しい様子がうかがえる (Photo 3 (c))。流軸は流量が大きくなるにつれて次第に等深線と平行となる方に向かい、下層流の幅が大きいため上流側の壁についてしまう形となっている。なお、密度差によって流軸・幅ともに変化しないようであるが、流下速度が異なり、下流壁に到達するまでの時間は、密度差の大きいほど短い。しかしながら、流量と密度差の効果については、後に検討するソースでの初期混合のために、外から与えた条件とは異なっており、ここで述べたことはあくまでも傾向にすぎない。

次に、緩勾配 (1/30) との比較を行う。勾配のみ異なる 2 つの RUN (8 と 22) について、急勾配では重力効果が卓越するため流れの幅が細くなるのに対し、緩勾配ではソースを中心に円形に拡がっており幅の点で大きく進んでいる。また、壁への到達時間は緩勾配の方が数倍大きくなる。しかし流量が大きくてほぼ同じである RUN (13 と 23) では、この差はあまりない。ただ RUN 23 では流軸が上流端の壁面に完全に沿った形となっており (Photo 3 (d)), (2) で述べるモデル計算が行えなかった。同様な RUN が他にもいくつもあり、すべて緩勾配で流量の大きい場合であった。

(2) 修正 Streamtube Model の計算

ここでは、3.2 で述べた連行および摩擦係数の決定と予測モデルの改良を行い、(1) で述べた実験結果を用いてモデルの検証を行った。

本解析では、Smith の Streamtube Model の基礎式系(4)~(9)式を用いるが、Smith が考慮した周囲水の成層は、本実験および次第の琵琶湖の例では周囲水がほぼ一樣であることから省略した。ただし、琵琶湖の場合には、南湖から流出する冷水塊に北湖東岸で形成された冷水が合流すること、いわば冷水の横流入効果が考えられるのであるが、ここでは捨棄している。

モデルの修正は次のようである。(4)~(9)式の式系に加えて柏村・吉田<sup>28)</sup> が河川水の河口流出について指摘した指数拡幅則

$$b = b_s \exp(\lambda \xi) \quad \dots\dots\dots(17)$$

を仮定し、 $S = bh$  とする。ただし  $b_s$  は  $\xi = 0$  における幅を表す。この展開形は (7) 式を除いた形で柏村<sup>29)</sup> により示されている。実験や現地観測資料により、振幅率  $\lambda$  が求まる場合には、追跡計算が可能であり、さらに  $\lambda$  が何らかの水理量の関数として初期条件から評価できれば、予測モデルとして閉じることになる。こうして幅と層厚が分離できれば、次の芦田・江頭式のような連行・摩擦則<sup>18),30)</sup>

$$E = 0.0015/R_{i0} \quad \dots\dots\dots(18)$$

$$f_r = C/R_e + 0.00207F_i^2 + 0.0015(H-h)/H \quad \dots\dots\dots(19)$$

に幅  $b$  を乗じて用いることができる。ただし、ここでは  $R_{i0} = \epsilon gh/V^2$ ,  $F_i = R_{i0}^{-1/2}$  とした。先述の Pedersen の (13), (14) 式を用いなかったのは (19) 式の右辺第 1 項の表示が実験では必要となると考えたからである。本来 (19) 式は界面抵抗係数の表示であるが、第 1 項に底面摩擦効果を加えるために、Ippen & Harleman の研究<sup>31)</sup>等を参考にして  $C = 5.6$  で固定した。このとき  $R_e$  としては  $Vh/2\nu_e$  を用いているが、 $h/b$  は小さいのでこの近似は妥当と思われる。以上のように下層断面積  $S$  を  $b$  と  $h$  に分離したので、ソースでの  $R_0$  や  $E_0$  を用いた無次元化も可能である。以下の計算では、定きざみの Runge-Kutta-Gill 法を用いたが、安定な計算のためにきざみ幅  $4\xi$  の値を初期層厚  $h_0$  以下にとることが必要であった。

先に述べた各  $\xi$  の幅のデータから、最も適合する拡幅係数  $\lambda$  と  $\xi = 0$  での幅  $b_s$  が求められる。ただし、ソース付近では指数分布の適合がよくないので、それより下流で指数分布が妥当となる  $\xi_0$  を決定し、この点の  $X_0, Y_0, b_0$  を求め、 $\xi = \xi_0$  付近での  $\beta_0, V_0$  が補間により与えられる。 $V_0$  としてはフロント速度の補間値で代用した。 $\xi = \xi_0$  に至るまでの連行によって、流量  $Q_0$  がポンプで与えた  $Q_s$  よりも増加していると考えられた。この増加分を乗数  $c$  で与えれば、

$$Q_0 = cQ_s, \quad h = Q_0/b_0V_0, \quad \epsilon_0 = \epsilon / c \quad \dots\dots\dots(20)$$

となる。ただし、 $\epsilon_s$  は設定した初期密度差である。径路の計算値が所定の誤差範囲内で実験値と合致するまで、繰返し計算を行い、 $c$  の最適値を求めた。この際、増加した  $Q_0$  に対して  $b_0, V_0$  は固定して初期層厚のみ修正される。

Table 3 には、こうして求めた  $c$  の推定値と  $\xi = \xi_0$  における各変数の値を示している。これらの RUN の一部についてはすでに公表している<sup>32)</sup> が、その後の計算を進めるうちに、径路ばかりではなく到達時間まで判定基準にすると収束しない RUN が存在した。ただし、モデルではフロント到達時間に対応するものとしてきざみ間隔を流速値で割った時間の積分値を用いている。今回はフロント速度と定常流速速

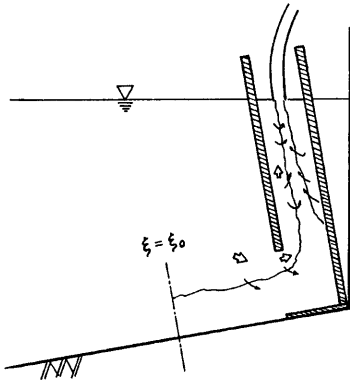


Fig. 25 Schematic view of the forced mixing at the vicinity of the source.

がかなり変化することもあると判断し、時間の基準をはずして計算を行ったので結果が若干異なっている。このように考えると  $V_0$  の考え方にも若干問題があるが、 $V_0$  を変化させることは影響因子を増やすことになるので固定のままで計算した。得られた  $\epsilon$  の値は 3~16 程度であり、これは注入源として用いたパイプの中で Fig. 25 のような形で不可避免的に生じる初期混合に起因するものであろう。Fig. 26 には、いくつかの代表的な RUN についての径路の実験値と計算値を示している。流れが層流状態で摩擦の影響が大きいものは、 $\beta$  が増大する形で流下（斜面流下型）し、乱流状態であって連行が大きいものは、等深線方向に曲がる（地衡流平衡型）ようである。これは 3.2 で述べた Smith の解析解についての記述 (ii) と一致する。

緩勾配で流量の大きい RUN のいくつかでは、右手の壁に沿う結果が得られたことについてはすでに述べたが、このような条件は回転交換密度流実験<sup>11)</sup>のそれに近いものと考えられよう。 $\lambda$  が求まらないため、ここでのモデルは使えないが、地衡流平衡が主として界面勾配によって達成されるものである。前章の加熱環流実験で述べられた温水フロントの挙動も同種の現象と考えられよう。

$\xi = \xi_0$  における  $F_i$  と  $R_e$  を用いて Fig. 27 が得られた。次節で述べる現地の結果もあわせて、既報<sup>32)</sup>に示した値に、後述の修正をしてプロットしている。実験についても収束の判定基準を変えたためか勾配の効果はなくなったように見え、すべての結果が一本の曲線のまわりに分布するようである。すなわち  $R_e$  の小さくないところでは  $F_i \approx 1$  の限界流条件が認められる。地衡流平衡型の流下型式は  $F_i, R_e$  とも大きい場合に区分されるようである。なお、緩勾配の RUN はこの図の中ではあまり情報を与えないが、流量が不確定なため、ここにはプロットされないもうひとつの型式（右手の壁に沿う流下型式）がある。

最後に、 $\lambda$  の推定法について述べる。柏村<sup>29)</sup>は、安定パラメータ  $G = E/\Delta h$  が河口のような限界流の生じる場所で  $1/2$  となることを理論的に指摘した。これを、本実験の  $\xi = \xi_0$  の位置で検討したものが Fig. 28 で

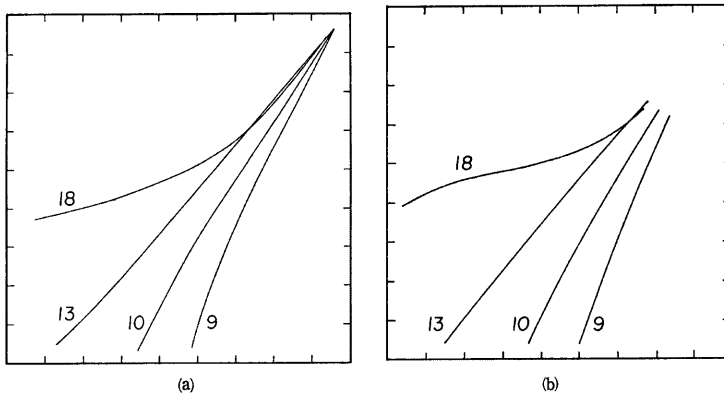


Fig. 26 Typical paths of the experimental (a) and the calculated (b) dense bottom current.

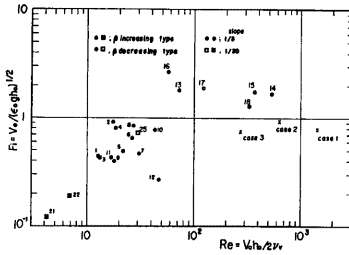


Fig. 27 Estimated  $F_i$ - $Re$  condition at the source.

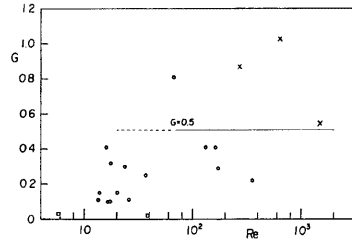


Fig. 28 Estimation of  $G$ -parameter defined by Kashiwamura.

ある。散乱は大きいオーダーは満足しているといえる。したがって  $\xi = \xi_0$  の水理量から、近似的な  $\lambda$  の値を推定することは可能であろう。

### 3.4 琵琶湖の下層密度流

#### (1) 流軸の計算

ここでは、前節(2)で示した修正 Streamtube Model を琵琶湖の冬季密度流に対して適用する。連行・摩擦則は、実験に対する計算と全く同じものが用いられる。ただし、実験結果について行った(20)式の乗数  $c$  の推定は行っていない。

Fig. 29 は、昭和53年12月に行われた現地観測<sup>27)</sup>で得た水温の横断(東西)分布であり、14日のものは東寄りの斜面に沿って流下し、15日のものは湖底最深部をたどっている。琵琶湖大橋地点を原点 ( $\xi = 0$ ) とし、ここから計算を開始する。底面地形の急変部が原点付近にあるので、Fig. 30 のような二つの現地座標系 I と II を用いる。

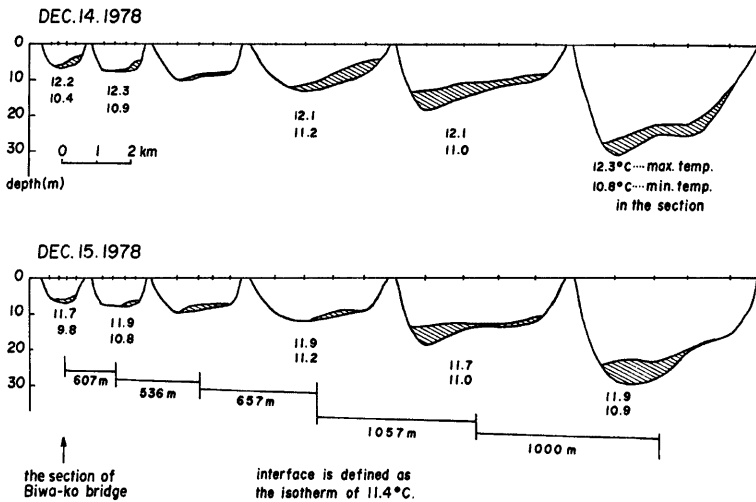


Fig. 29 Behavior of the dense bottom current on the inclined bottom of the North Basin of Lake Biwa.

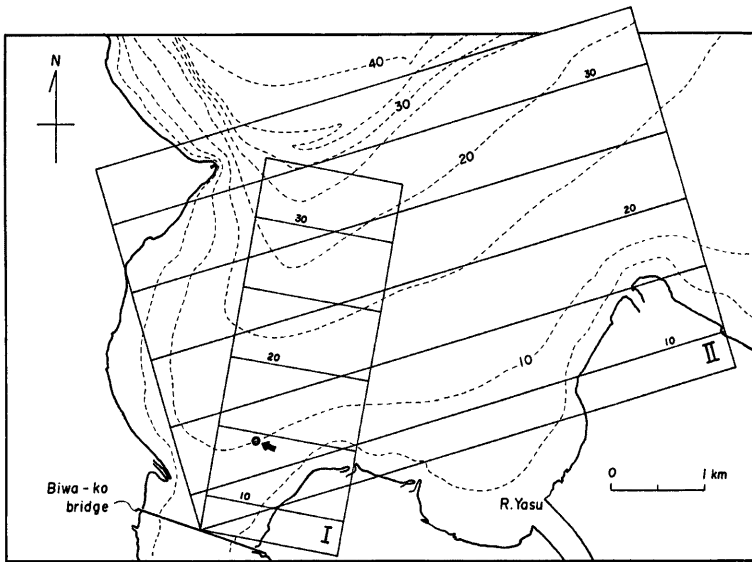


Fig. 30 Two co-ordinate systems for the calculation of the dense bottom current of Lake Biwa.

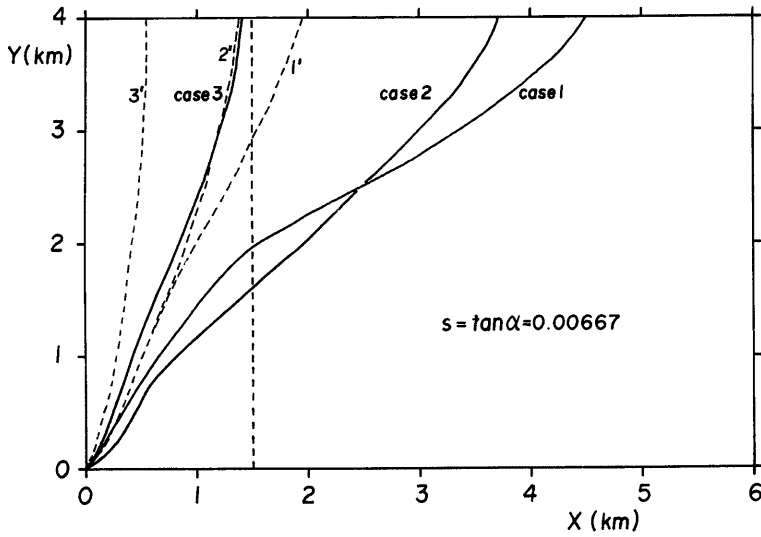


Fig. 31 Calculated paths under the condition of Table 4.



**Table 4** の計算条件で行った計算結果を **Fig. 31** に示した。図中の点線は  $X=1.5$  km を示し、これを超えないものは、座標系 I により最深部を流下したものと理解できる。この計算結果はすでに報告しているが<sup>32)</sup>、ここでは現地での  $\nu_v$  を  $0.7 \text{ cm}^2/\text{sec}$  を与えたとなっているのは誤りで、**Fig. 31** は  $\nu_v=0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  として計算したものである。これに

対する修正は **Fig. 27** においてもすでになされている。念のため、両者の差異を調べておくと、 $\nu_v=1 \text{ cm}^2/\text{sec}$  の場合については、**Fig. 31** の点線で示したような径路となり、 $\nu_v$  を大きく見積ることは Case ごとの差を小さくすることになる。以下では  $\nu_v=0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  の場合（実線）について述べる。

昭和53年12月15日の観測結果 (Case 3) の密度流は斜面降下型であり、同14日 (Case 2) では若干  $X$  方向への曲がりが大きくなる。冬季密度流としては相当の規模 (推定流量  $72 \text{ m}^3/\text{sec}$ ) をもつ Case 1 では、密度流の流軸の曲がりが大きく、 $Y=4.0$  km で  $X=4.5$  km まで至る。**Table 4** の流量範囲で琵琶湖の下層密度流は概して斜面降下型と言えよう。

しかし、 $f=0$  として計算を行うと直ちに  $\beta$  が  $90^\circ$  となり、まっすぐに斜面を流下することが確認された。実際には  $f$  を数オーダー下げて ( $f=10^{-10}$ )、他の条件は **Table 4** と同じにして計算を行った。このように  $f=0$  の場合には Case ごとの流軸には全く差が認められなかった。以上のことから、琵琶湖の冬季密度流は、流量が増加するほどに東岸沿いに進むようになり、この状況を模擬するためにはコリオリ効果を正しく評価することが必要であることがわかった。

修正 Streamtube Model の計算の結果、北湖へ流入してからの下層密度流の挙動のうち流軸に関する部分はかなり明らかにすることができた。さらに、今回はその流速に関する資料を得たので次に報告する。

(2) 現地測流結果

琵琶湖の冬季密度流についての上述の知見を裏付けるために、昭和56年11月から12月にかけての35日間にわたり、長期の現地測流が行われた。用いた測器はアンデラー社の多層水温計 TR-1 と同社ベルゲンタイプの流向・流速計 RCM 4 である。これらの測器を **Fig. 30** に○印で示した琵琶湖大橋東岸の北約 1.2 km、水深 10 m の地点に設置した。設置の状況を **Photo. 4** に示す。

設置期間中、強い寒波の到来した12月初旬に多層水温計が強い密度流をとらえた。12月4日から最深部の水温が急激に下がり、その状態が数日間続いていることがわ

Table 4 Condition for the calculations of the dense bottom current in Lake Biwa

	$Q_0$	$\epsilon_0 Q_0$	$V_0 Q_0$	$\beta_0$	$b_0$	$\lambda$
Case 1	72.0	0.0216	4.32	30	600.	0.00085
Case 2	29.0	0.0029	1.04	30	530.	0.00080
Case 3	6.9	0.00069	0.159	30	300.	0.00093

(unit: MKS)



Photo. 4 Surface view of the instruments in Lake Biwa.

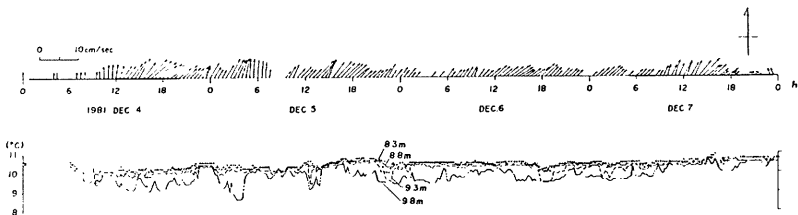


Fig. 32 Current velocity and temperature variations at the anchoring station shown in Fig. 30.

かった。Fig. 32 には12月4日から7日までの流向・流速と下層付近の水温記録を示す。図からわかるように、12月4日12時頃より流向が北から北東に転じ始め、流速も大きくなって最大約 8 cm/sec が観測されている。これら2つの情報から下層密度流をとらえたと言ってもよいだろう。この状況が、Fig. 32 の期間中かなり安定しており、密度流が継続していることがわかる。

流速計自身が測定している水温 (Fig. 32 の黒丸点) の動きと多層水温計の記録と比較してみると、この流速計が水面下約 8.8 m の位置にあり、流心部 (最低水温部) の流れを完全にとらえておらず、より底に近いところではもう少し大きな流速値が得られることが考えられる。昭和53年の観測時に行われた標流板による測流結果<sup>22)</sup> では、この水域で 10 cm/sec を超える下層密度流の流速値を得ている。柏村ら<sup>28)</sup> の見出した河口流出後の一時加速域と同じ現象は Streamtube Model の解析でしばしば気づかれたが、今回の流速値が加速域のものであるにしても、Table 4 から逆算される  $V_0$  の値はかなり小さく、(1)で得た知見からいうと、琵琶湖では Case 1 と比べても、より地衡流平衡型に近い下層密度流が発生していることが考えられる。このことは北湖への逆流量が実測面からいってももう少し大きくなることを意味している。平均的な流向が北東を向いていることもこれらを傍証しているように思われる。

#### 4. 結 語

湖の摂理ともいうべきその熱流動過程の中から選んだ、琵琶湖の加熱期、冷却期の各代表的流系、1), 2) についてそれぞれ以下に述べる a) のような点が明らかとなり、b) のような問題点が残され、c) のような手法が確立した。また、ここで得た結果は3)のような場合にも該当すると考えられ、さらにここで示した実験手法は4)に述べるような展開がひとつ考えられる。

##### 1) 琵琶湖北湖の水平環流について

- a) 実験的に作り出した上層密度流としての加熱環流は Rossby 数  $R_0$ 、鉛直 Ekman 数  $E_0$ 、内部 Froude 数  $F_i$  について、現地の水平環流と相似しており、この点で熱成論を支持している。環流の発達と成層化の間には  $F_i \approx 0.3$  で結ばれるような関係がある。実験環流は表層での収束、水温漸変層 (水温躍層) でのエクマン層的な流動、環流中心部での低温水の盛上りといった現地環流の特徴を備えている。また環流のパターンを規定するものとして特に水平地形の効果が有力である。
- b) 回転水槽のような極端なひずみ模型では、鉛直流が誇張されるので、下層水の連行について、非回転系の密度流実験式を媒介として現地環流のそれと結びつけることはできなかった。さらに模型では表現できない風の混合作用が現地には存在し、両者の比較を困難にしているため、加熱環流のモデル化は行えなかった。
- c) 加熱期の遷移過程について、ここで与えた相似則を整理してみると次のようになる。加熱強度が流速尺度  $V$ 、導入水路の形状が上層厚さ  $h$  をそれぞれ規定するとすれば、 $v_0$  と  $h$  から  $f$  が求まり、 $f$  と  $V$  からは  $L$ 、 $f$  と  $h$  から  $H$  がそれぞれ求まる。このことは鉛直・水平尺度および時間の相似条件を与える手続きに対応する。第三の因子については  $h/H$  がそれほど大きくは変化しないので、その程度の時間規模で、加熱から冷却への切換えを行えばよいということになる。 $F_i$  の相似は特に考慮されていないが、導入水路で  $F_i \approx 1$  となることから保障されていたと言えよう。

##### 2) 琵琶湖南・北湖間の冬季密度流について

- a) 回転場の下層密度流も、貯水池の plunging、河川水の河口流出などと同様、ソースで  $F_i \approx 1$  が成立する。北湖へ流出した南湖冷水は、流量の小さい間は最深部をたどって北流するが、数  $10 \text{ m}^3/\text{sec}$  の規模になると次第に東岸寄りの湖底斜面に沿って北東に流下するようになり、コリオリ効果が重要な現象であることがわかった。なお、こうした状況はまだ実測されていないが、緩勾配で流量の大きい場合の実験結果から、東岸に押しつけられた形で流下することも考えられる。
- b) 実験の追跡計算において求められた初期稀釈の乗数  $c$  の中には、環流実験の問題点として指摘され

た、鉛直流の誇張の効果が含まれていることについては否定できない。また、線的な冷源と考えられる湖岸部から生じる流れ、たとえば冷水が水平循環流を作る可能性などについては検討しえなかった。

- c) 平均以上の湖面冷却によって発生する点源からの下層密度流に対して、既往のモデルと実験式を合わせた修正モデルを示した。その適合度は実験ならびに現地資料を用いて調べられている。
- 3) 本研究では、密度流のコリオリ効果がより pure な形で共存すると思われる湖を対称として、そこでの熱流動過程を調べた。しかし、水域の、特に水平規模すなわち  $R_0$  の点から言って、ここで得た結果は我国の場合、むしろ内湾クラスの水域で重要と考えられる。半島などの効果により、水域が半閉鎖的であれば、加熱環流が形成される可能性はあるものの、それらは湖流などと比べると微弱な流れであって、これは琵琶湖北湖に特有な現象と考えた方がよいだろう。しかし、実験初期の温水フロントの挙動に関しては、内湾の現象を説明する様相があるといえる。一方、湖面冷却時の下層密度流については、その適用範囲はかなり広いといってよい。3.1で示した Smith のモデルは Denmark 海峡や Gibraltar 海峡を流出する下層密度流に適用されたものであり、今回これが琵琶湖の場合にも適用可能という点を確めたのであるから、中間的規模の内湾においても、現象が見出せば適用は十分に考えられる。密度流のコリオリ効果が重要といえる場合については以上のように言えるだろう。
- 4) しかしながら、自転効果の強弱にかかわらず、湖の熱流動過程、言換えれば広水域の密度流現象が今後ますます重要と考えられるようになるだろう。現実の地形と水文・気象条件を与える場合には計算機によるシミュレーションが主体である。長期の遷移過程を対象とする場合には、これは非常に労力と費用を要することになる。回転水槽実験は今後こうした方面に用いられていくことが重要であると考えている。年間の熱流動過程を扱う場合を考えると、本研究では加熱期の平均的流況とその地形効果、強冷却時の局所的流況についての再現までが可能であることが確かめられた。冷却時の全体的表現が残っている。また、ひずみ模型の鉛直流の過大評価は、モデル化の際には問題となろうが、個々の実験では整合していると考えられる。

本研究を行うにあたり、北湖の水温資料を提供して頂いた滋賀県土木部の皆様、ならびに冬季密度流の観測にあたり協力を得た建設省琵琶湖工事事務所の皆様に深く感謝するとともに、図面作成その協力を頂いた防災研究所河川災害部門の皆様に感謝いたします。なお、本研究の一部は昭和56年度文部省科学研究費奨励研究(A)「湖沼における年間の熱流動過程に関する実験的研究」の補助を受けました。ここに記して感謝します。

#### 参 考 文 献

- 1) Oonishi, Y.: Development of the Current Induced by the topographic Heat Accumulation (I) —The Case of the Axisymmetric Basin—, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 31, 1975, pp. 243–254.
- 2) 大西行雄・大久保賢治・原島省・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究，京都大学防災研究所年報，第23号B-2，1980，pp. 351–371.
- 3) Suda, K., K. Seki, S. Takatani and M. Mizuchi: The Report of Liminological Observation in Lake Biwa-ko (I), Bull. Kobe Marine Observatory, No. 8, 1926.
- 4) 岡本巖・森川光郎：密度分布より見たびわ湖の湖流について，陸水学会誌，第22巻，昭和36年，pp. 193–200.
- 5) 國司秀明・岡本巖・佐藤英夫：びわ湖湖流の観測，京都大学防災研究所年報，第10号B，pp. 321–329.
- 6) 國司秀明・遠藤修一：北湖の湖流に関する数値研究，琵琶湖問題研究機構，琵琶湖湖流の総合的観測とモニタリングに関する研究，昭53.3，pp. 130–141.
- 7) 遠藤修一：びわ湖の湖流に関する研究，京都大学修士論文，1976.
- 8) 片岡幸毅：琵琶湖の湖流形成における湖面からの熱流入の役割，京都大学卒業論文，1980.

- 9) 大西行雄：数値研究（その手法）、環境科学としての海洋学、第15章、堀部純男編、東大出版会、昭和53年、pp. 246-271.
- 10) 遠藤修一・岡本巖・中井衛：びわ湖北湖の環流について(1)―水温分布からみた環流の変動一、*Jap. J. Limnol.*, 42, 1981, pp. 144-153.
- 11) 大久保賢治・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究(2)―回転系の交換密度流実験一、*京都大学防災研究所年報*、第24号B-2、1981、pp. 339-365.
- 12) 滋賀県水産試験場：水温記録、1975
- 13) 京都大学型計算機センター：利用の手引き―プログラム、ライブラリ編一、1980、pp. 94-97.
- 14) Gill, A. E. and J. S. Turner: A comparison of seasonal thermocline models with observation, *Deep Sea Res.*, Vol. 23, 1976, 391-401.
- 15) Griffiths, R. W. and P. F. Linden: The stability of vortices in a rotating, stratified fluid, *Jour. of Fluid Mech.*, Vol. 105, 1981, pp. 283-316.
- 16) Kranenburg, C.: Sink flow in a rotating basin, *Jour. of Fluid Mech.*, Vol. 94, 1979, pp. 65-81.
- 17) Kraus, E. B. and J. S. Turner: A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences, *Tellus*, 19, 1967, pp. 98-105.
- 18) 芦田和男・江頭進治：成層密度流の流れの構造に関する研究、*京都大学防災研究所年報*、第22号B-2、1979、pp. 355-381.
- 19) 奈良井憲正・今里哲久・俞光耀・淡路敏之・國司秀明：海面冷却による鉛直対流の発達(IV)―海底地形の影響一、*日本海洋学会秋季大会要旨集*、1981.
- 20) 岡本巖：琵琶湖国定公園学術調査報告書（滋賀県）、昭和45年.
- 21) 村本嘉雄・道上正規：琵琶湖南・北湖の交流特性、*京都大学防災研究所年報*、第21号B-2、1978、pp. 263-279.
- 22) 村本嘉雄・大西行雄・大久保賢治：琵琶湖南湖の熱収支―琵琶湖大橋断面での湖水交換一、*京都大学防災研究所年報*、第22号B-2、1979、pp. 575-589.
- 23) 河内和博：琵琶湖南湖の水・熱収支に関する研究、*京都大学卒業論文*、1979.
- 24) Smith, P. C.: A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean, *Deep Sea Res.*, Vol. 22, 1975, pp. 853-873.
- 25) Pedersen, F. B.: Dense bottom currents in rotating ocean, *Proc. of ASCE*, HY8, 1980, pp. 1291-1308.
- 26) Pedersen, F. B.: A Monograph of Turbulent Entrainment and Friction in Two-Layer Stratified Flow, Series paper No. 25, Tech. Univ. of Denmark, 1980.
- 27) 北村等：交換密度流の混合層の特性に関する実験的研究、*京都大学卒業論文*、1981.
- 28) Kashiwamura, M. and S. Yoshida: Outflow pattern of fresh water issued from a river mouth, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 10, 1967.
- 29) 柏村正和：河口淡水流の力学的不安定、*日本海洋学会秋季大会要旨集*、1981.
- 30) 芦田和男・江頭進治：密度成層のある場における濁水の挙動に関する研究(1)、*京都大学防災研究所年報*、第15号B-2、1975、pp. 495-512.
- 31) Ippen, A. T. and D. R. F. Harleman: Steady-state characteristics of subsurface flow, *Proc. NBS symp. on Gravity Waves*, Nat. Bur. Stand. Circ. 521, 1952, pp. 79-93.
- 32) 大久保賢治・村本嘉雄：回転系の下層密度流について、第26回水理講演会論文集、1982、pp. 429-434.