

琵琶湖南湖の湖流解析

大久保賢治・村本 嘉雄・久保田 一

NUMERICAL ANALYSIS OF THE CURRENTS IN THE SOUTH BASIN OF LAKE BIWA

By Kenji OOKUBO, Yoshio MURAMOTO and Hajime KUBOTA

Synopsis

It is an important problem for us to analyze the three dimensional structure of the current in a shallow lake such as the South Basin of Lake Biwa. Assuming the coefficient of vertical eddy viscosity to be $0.1\text{--}10\text{ cm}^2/\text{sec}$, the frictional layer depth is evaluated to be within a range of 1–15 meter and is no more than a few times of the mean depth of that basin.

We developed the two-dimensional three-level model considering the surface and the bottom Ekman layer so as to simulate the currents under weak wind conditions, and conducted several numerical calculations under the transient boundary conditions of the measured wind and the outlet discharges. The calculated current velocity is reasonably in accordance with the measured one if the relation of the eddy viscosity with wind velocity and water depth is appropriately given. The effect of the non-uniformity of the wind field on the currents is also investigated. Drift currents and resultant topographic gyre patterns in the shallower part of the South Basin, slope currents with longitudinal convective circulation and its deflective revolution under the Coriolis effect due to decreasing eddy viscosity after the wind ceased are examined. The distributed wind tends to weaken the secondary circulation compared with the result under the uniform wind velocity.

1. 緒 言

湖の富栄養化や水質汚染の進行は湖岸周辺の流域からの汚濁負荷の流入とともに湖水の流動特性に依存する。こうした観点から湖水の空間的・時間的流動特性の実態把握とその数値予測が近年盛んに行われるようになり、湖水利の基本特性も次第に明らかになってきている。

琵琶湖においても、環流・表面静振・内部静振などの諸現象について現地観測と数値解析にもとづく研究成果が蓄積され、湖の環境管理に対して有用な情報を提供している。しかし、従来多用されている湖流モデルは二次元一層モデルであって、本研究で対象とする琵琶湖南湖についても湖流の三次元的特性はほとんど明らかになっておらず、例えば、地球自転効果による二次的な鉛直循環、吹寄せ時における下層の逆流特性、水温が一様でない場合の密度流効果といった湖流の鉛直構造については断片的に取扱われてきたにすぎない。

一方、南湖のような浅水湖の湖流では吹送流が支配的であって、風向・風速の時間的・空間的变化とその影響を明確にしていく必要がある。しかし、従来の湖流モデルでは空間的に一様な風を境界条件として与えることが多く、南湖についても堅田地点の風の条件が用いられ、湖上風との比較検討はほとんど行われていない。さらに、南湖には、熱容量が大きく水温成層の発達する北湖と連結されている点と、瀬田川や疏水への放流によって流況が人為的に変化するという二つの特殊性がある。

本研究では、浅水均質湖の湖流の三次元構造を明らかにする目的で一連の数値解析的検討を行っている。まず南湖の湖流計算に必要な層分割法と風の空間補間法について考察し、ついで非定常風の場合に問題とな

る鉛直渦動性係数の変化を考慮して昭和 56 年 7 月の多点連続湖流観測結果¹⁾ との適合比較を行った。さらに現実には生じる風の分布が湖流に及ぼす効果の重要性を指摘するとともに、湖流エネルギーの考察によって卓越風向における湖流の類型化を試み、その平面および鉛直分布の特徴と放流量の効果について検討している。

2. 湖流の計算法

2.1 レベルモデル

今回南湖の湖流解析に適用するレベルモデルは差分法を用いる三次元固定格子モデルの一種である。湖水密度が一様で静水圧分布を仮定すると、基礎方程式系はつぎようになる。ただし座標系は右手直交座標系で z 軸を鉛直下向きにとる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + Lu - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + A_h F^2 u \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + Lv + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + A_h F^2 v \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$p = \rho g(\zeta + z) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし

$$L = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}, \quad F^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

である。連続式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここに u, v, w は x, y, z 軸の方向の流速成分、 ζ は基準平衡水位からの鉛直上向き変位、 ρ は湖水の密度であり、 A_v, A_h はそれぞれ鉛直、水平渦動粘性係数である。さらに f はコリオリパラメータ ($f = 2\Omega \sin \varphi$; Ω は地球自転の角速度、 φ は対象水域の平均北緯度)、 g は重力加速度を表す。

境界条件はつぎのようにとる。水面すなわち $z=0$ では、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\left(w + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)_{z=0} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$-\rho A_v \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right) = (\tau_x, \tau_y) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし τ_x, τ_y は風応力の x, y 成分であり、従来よく使用されている次式に従った。

$$(\tau_x, \tau_y) = \gamma_a^2 \rho_a \sqrt{W_x^2 + W_y^2} (W_x, W_y) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに W_x, W_y は風速の x, y 成分、 ρ_a は空気密度 ($\rho_a = 1.2 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$) を示す。係数 γ_a^2 は 0.0013 とした。湖底 ($z=h$; h は水深) および陸岸での条件は

$$u = v = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ならびに湖底からの流入がないことである。湖底における (8) 式は底摩擦を鉛直粘性項の形で評価する場合に、implicit に与えられる。

琵琶湖大橋断面や瀬田川、疏水のような流出入をとまなう水域境界では各流量を水位の時間変化率の形で与えている。

数値計算手法は大西²⁾に従う。これは運動方程式と連続式を陽解法で解く他の固定格子モデル (例えば Cell 法³⁾) とは異なり、流速計算に陽解法、圧力計算には陰解法を用いる半陰解法 (セミ・インプリシット法) であり、時間ステップを大きくとれること、自由度のある差分式の展開に際してエネルギー保存を満足させるような形式を選択することで安定性の向上をはかっていること、鉛直斜め移流の概念を導入して複雑な底面地形についても自然な鉛直流が得られることなどの利点を有する。しかしながら、部分的に陰解法を用いることで外部重力波に関する CFL 条件から解放されている代わりに、静振などの水位変動を問題とする場合にはあまり適していないという難点もある。繰返し演算があるので、時間ステップを大きく (目安と

して陽解法の数倍～数十倍) とれることがそのまま計算時間の短縮に結びつくことは限らないが, 安定に長期の計算を行われることがレベルモデルの特長となっている。

各変数の定義位置は Fig. 1 のようである。水深(層厚)は水平流速 u, v がその中心点に配置されている直方体の高さ(その一部)として与えられる。時間差分の方法は3ステップの変数値を扱うリープフロッグスキームである。既知の2ステップの流速・圧力(水位)の値から計算される係数によって新しいステップの ζ に関する連立方程式が構成される。反復法(ここでは S. O. R. 法を用いている)によって ζ が解かれると各層の圧力が計算され, 水平流速ついで鉛直流が求められる。

さて, このレベルモデルが南・北湖境界水域の冬季密度流に適用された例⁴⁾ について振返ってみる。この密度流モデルでは南湖の2層分割は水深の半分にとられたが実際の密度流は湖底をそのような形で流れていることが考えられ, 層分割に問題が残った。今回の計算値と比較

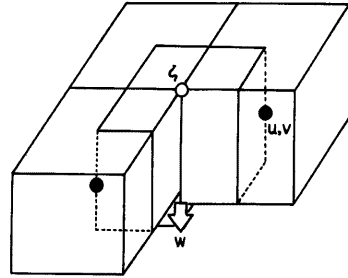


Fig. 1 Arrangement of variables of mesh points.

する現地資料は7月中旬のものであり, この時期の琵琶湖の水温躍層深さは南湖の平均水深より数倍大きく, また顕著な内部静振によって北湖下層の冷水が南湖に侵入する状況も今回は明瞭ではなく, 日周期の水温変化を示しながらも単調な昇温過程にあると考えられた。今回はわずかな密度の非一様性を無視し, 最低限の分割数で南湖の湖流を正しく表現しうる三次元均質モデルの確立に焦点を絞る。こうして合理的な層分割法が確立した後は, 浅水湖においても密度流と吹送流の共存・相互作用を考えていくべきである。従って, ここで考える層分割法は密度流の表現にも適切なものでなければならない。

2.2 層分割の方法

計算対象領域は琵琶湖大橋以南の南湖全域とし, 水平格子間隔 250m の計算格子を Fig. 2 のように配置する。なお x 軸は北, y 軸は西向きを正にとった。水深は1格子内の起伏を無視して湖沼図からその平均値を読み取り, 不自然な流れが起こらない程度に少し平滑化してから用いる。

ここで, 以下に述べる層分割の基本的な考え方を示しておこう。南湖程度の規模の水域で鉛直渦動粘性係

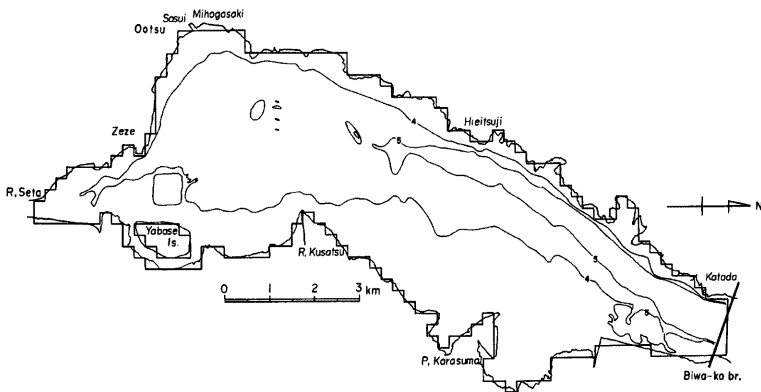


Fig. 2 South Basin of Lake Biwa and the computational grid system.

数 A_0 の値は $0.1 \sim 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の範囲にあるだろう。これとコリオリパラメータ $f = 8.4 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ を用いると、Ekman 層（回転粘性境界層）の厚さは $1 \sim 15 \text{ m}$ 程度と算定される。吹送流の場合、この厚さ（表層流れ）は摩擦深度 D と呼ばれ、次式で定義されている。

$$D = \pi(2A_0/f)^{1/2} \dots\dots\dots (9)$$

Ekman⁵⁾ によれば、全水深 h が $0.25D$ 程度であってもコリオリ効果はかなり顕著に現れるという。ここで上限の $A_0 = 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を考えても $0.25D$ に相当する水深は 383 cm となり、南湖においても不完全ながらエクマンスパイラルが形成される可能性のあることがわかる。常に形成されると断定できないのは風の吹送時間によっている。スパイラル構造が形成されるためには次の spin-up 時間を要する。

$$T_s = f^{-1}E_0^{-1/2} \dots\dots\dots (10)$$

ここに $E_0 = A_0/fh^2$ は鉛直 Ekman 数であり、 $h = 380 \text{ cm}$ を用いると、 $A_0 = 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の場合には $T_s \approx 3.6$ 時間となる。これは一定風の吹送時間として決して非現実的な値ではない。一方、 $A_0 = 0.1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ に対しては $D = 153 \text{ cm}$ であり、顕著なスパイラル構造が期待されるが $T_s \approx 1.5$ 日は吹送時間としては過大と思われる。南湖において、これと同等以上の時間規模をもつ流れは南端での放流にもとづく南向きの恒流に限られる。

よく発達した Ekman 層では風と直角右向きに質量輸送 (Ekman transport) が生じるが、こうした偏向が生じるためには十分な水域幅が必要である。長軸方向の風を考えた場合吹送流の流速を $V = 10 \text{ cm/sec}$ 、南湖の幅を $L = 4 \text{ km}$ にとれば、流れの幅（変形半径）と水域幅の比を示す Rossby 数 $R_0 = V/fL$ は 0.3 程度となり、 1 より小さいので、この点でもスパイラル構造は支持される。余越ら⁶⁾ は Ekman type の解を用い有限要素法によって諏訪湖の湖流の鉛直構造を議論した。彼らの結果によれば最大水深が 6 m 程度の諏訪湖においても明瞭なスパイラル構造が形成されていたが線型・定常計算であったことを考えると、これは理解されよう。

いずれにしても問題は A_0 の評価法にある。 A_0 の小さいとき、すなわち微風時には自転効果の効いた流れが作られる。表層の摩擦深度 D が水深より小さいとき底面付近にもうひとつの Ekman 層が形成される。さらにこれらの層厚の合計が全水深より小さければ中間の部分には非粘性領域が現れるだろう。このように深海流と同様の三層状態が生じた場合に、これを表現しうるためには、第1、3層の厚さを D の程度にとることが必要である。以下で述べるように第1および第3層の厚さの目安はそれぞれ $250, 150 \text{ cm}$ である。いま A_0 が深さ方向に変化しないと考え、 $A_0 = 0.2, 0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を用いて (9) 式の D を評価すると、それぞれ $217, 307 \text{ cm}$ となり、少なくとも一方は数割の過不足で各層厚と一致する。逆にこれらの A_0 の値が期待される風速を次の経験式⁷⁾

$$A_0 = 2 \times 10^{-5} h W \dots\dots\dots (11)$$

によって評価すると、全水深 $h = 200 \sim 500 \text{ cm}$ では $A_0 = 0.2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ に対して風速 $W = 50 \sim 20 \text{ cm/sec}$ 、 $A_0 = 0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ では 2 倍の $100 \sim 40 \text{ cm/sec}$ となる。すなわち、このように自転と粘性の効く状態は 1 m/sec 以下の風速で現れる。一方、この層分割を固定して A_0 が増大したときには、湖流は不完全なスパイラル構造として解かれるだろう。これが南湖の水深範囲からはずれることがないという点は、 $A_0 = 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ に対して $0.25D$ となる水深が約 3.8 m であったことからかなり確かといえよう。

実際の層分割は水深に応じて2層または3層に分割する。その方法はつぎの通りである。湖の水深が 3.5 m 以下の場合は半水深で2層に分割する。 $3.5 \sim 4.3 \text{ m}$ の場合は上層を 1.75 m にとり、残りを下層として二層分割する。 $4.3 \sim 5.0 \text{ m}$ の場合は第1および第2層をともに 1.75 m とし、残りを第3層として三層分割する。 5.0 m 以上の場合には、第1層を

$$1.03 \times \sqrt{h - 2.12} \text{ (m)}$$

なる式で与え、第3層は 1.5 m 、残りを第2層とする。以上の層分割の方法を模式的に示したのが Fig. 3 である。水深が 5.0 m 以上の格子で、 A_0 が一定の場合は第3層、(11) 式のように A_0 が h に比例する場合には第1層が、それぞれ (9) 式に対応した厚さとなる。しかし南湖の水深範囲では、Fig. 4 でわかるように比

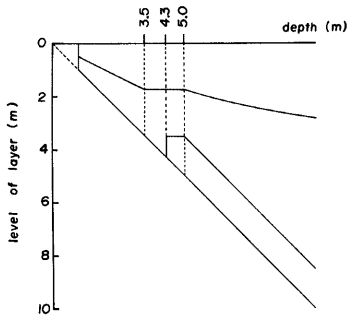


Fig. 3 Sketch showing the level of each layer in the mathematical model.

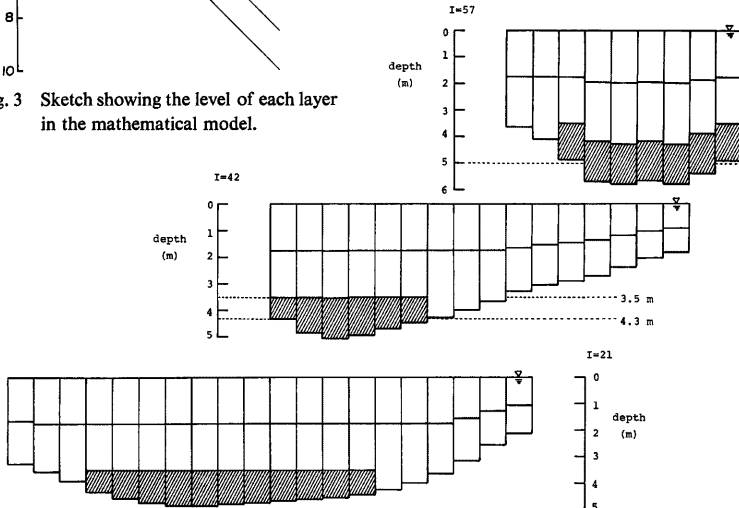


Fig. 4 Some examples of the transverse section divided into two or three layers.

加えることにする。また、この手続きによって無風時の恒流のみ存在する状態での A_e の値を推定することができる。

2.3 計算条件と3レベルモデルの特徴

Table 1 には今回行ったすべての RUN についての計算条件が示されている。これらは1レベル（層分割をしない）および3レベルの計算、あるいは湖流観測時の条件および単純化した条件の計算というように分けることができる。

RUN 5, 6 で与えられた風は SSW 2m/sec の一様風であり、瀬田川、疏水の放流量はそれぞれ $280 \text{ m}^3/\text{sec}$, $20 \text{ m}^3/\text{sec}$ で一定とし、それらの合計に相当する流量を琵琶湖大橋断面から流入させて全体の湖体積の保存を満足させた。初期条件として、それぞれ RUN 00, 0 の結果を用いた境界条件を上述の一定値に切換えて1日分の計算を行った。Fig. 5, Fig. 6 はそれぞれ RUN 5, 6 の1日後の流況である。なお、図中の“TIME=90000”は9日の00時00分の結果を表すが、単純化した条件の計算では単に初期条件の時刻+経過時間を示す。

Fig. 5 では東部浅水域に反時計回りの地形性環流が生じている。二次元一層モデルを用いた岩佐⁸⁾の類似の計算条件と比べると放流量合計が3倍程度になっているので南に向かう流れが強く、環流としては小規模になっているが生じている位置等はよく対応している。なお、Table 1 に示した A_e の値が1レベルの計

Table 1 Conditions and parameters of the calculations (RUNOO-RUN20).

RUN	LEVEL	SETA, SOSUI (m ² /s)	WIND	TIME (day)	A_v	A_h	T (sec)
00	1	measured	measured	6~8	0.2	10	120
0	3	measured	measured	6~8	0.2	10	120
1	1	measured	measured	8~12	0.2	10	45
2	3	measured	measured	8~12	0.2	10	120
3	1	measured	measured	12~20	0.2	10	120
4	3	measured	measured	12~20	0.2	10	120
5	1	280, 20	SSW uniform	—	0.4	5	120
6	3	280, 20	SSW uniform	—	0.4	5	120
7	1	measured	measured	12~20	0.4	5	120
8	3	measured	measured	12~20	0.4	5	120
9	3	280, 20	SSW curl	—	0.4	5	120
10	3	280, 20	SSW curl	—	0.4	5	120
11	3	280, 20	—	—	0.4	5	120
12	3	280, 20	—	—	0.4	5	120
13	3	280, 20	—	—	0.4	5	120
14	3	280, 20	NNE uniform	—	0.4	5	120
15	3	80, 20	NNE uniform	—	0.4	5	120
16	3	10, 20	NNE uniform	—	0.4	5	120
17	3	measured	measured	8~12	var.	5	45
18	3	measured	measured	12~20	var.	5	120
19	3	measured	measured	8~21	var.	5	45, 150
20	3	measured	measured	8~21	var.	5	45, 150

(UNIT) A_v : (cm²/s), A_h : ($\times 10^4$ cm²/s), TIME: July, 1981
 $f=0.837 \times 10^{-4}$ (s⁻¹), $g=980.0$ (cm/s²),
 $\rho_s=1.2 \times 10^{-3}$ (gm/cm³), $\gamma_s^2=1.3 \times 10^{-3}$

算でも底面での便宜的な境界条件として使用されている点については前述した通りであるが、二次元一層計算で与えられる底面摩擦項のオーダーは保たれている。

一方、Fig. 6 (RUN 6) では第1層に Fig. 5 と類似のパターンが認められるが1レベルの場合ほど閉じたようには見えず、第2層の流れと重ねて見れば、より環流的になると言えそうである。第1層の東岸では岸向きの、西岸では沖向きの流れとなっており第2層でこれらは逆転している。すなわち南寄りの風が吹くとき東岸で下降流、西岸には上昇流が現れる。余越ら⁶⁾の記述によると、湖心を回転中心にして風上、風下側から時計廻りにずれた側の岸でそれぞれ上昇、下降流が生じるわけであるが、この結果もそのように解釈しうる。諏訪湖の場合、風上側の上昇流が底質の浮上である“すす水”の機構であると考えられている。なお、諏訪湖の例では明瞭な環流は生じなかったようである。一方、岩佐ら⁸⁾による拡散計算においては、風向により変化する環流の捕捉作用によって南湖の物質滞留特性が影響されることが明らかにされた。この計算で現れた環流は、いずれの風向についても幅方向には単一であった。村岡ら⁹⁾は同じ二次元一層モデルを有限要素法で解き霞ヶ浦の湖流について調べている。霞ヶ浦の場合には両岸の流れが風向に従うような複数の環流パターンが生じやすいようである。このように浅水湖の環流は湖の大きさや水深分布により異なるが閉水域の重要な流れであることに変わりはない。しかし、RUN 6の結果でもわかるように三次元モデルでは水平環流にともなって鉛直環流が生じる。この流れは微弱ではあるが実際には環流のような水平流れの

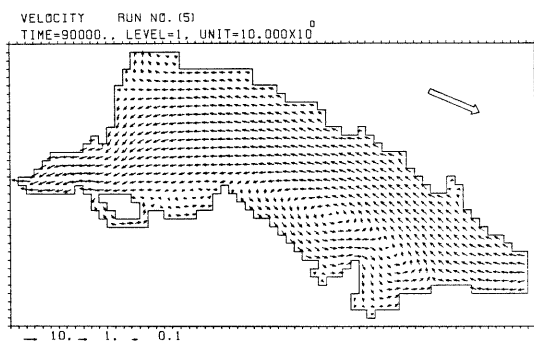


Fig. 5 Horizontal velocity distribution; topographic gyre (RUN 5).

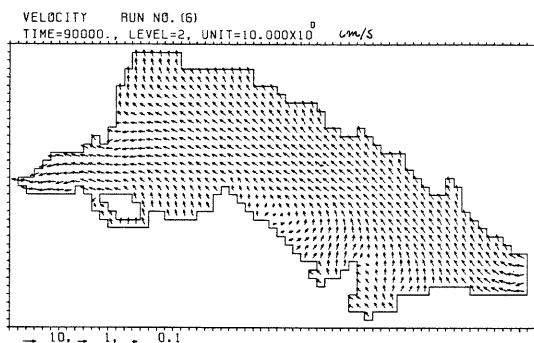
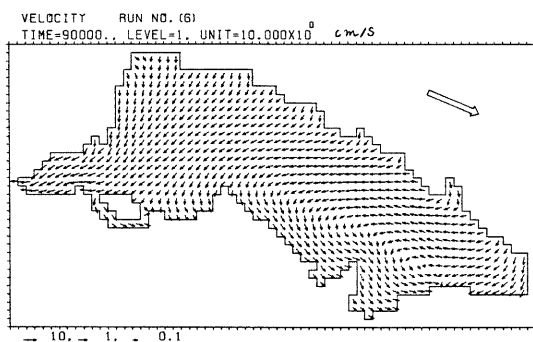


Fig. 6 Horizontal velocity distribution; gyre accompanied by convection (RUN 6).

維持や減衰において重要な役割を果たすと考えられる。また、諏訪湖の例でわかるように底質の輸送と直接的にかかわっているかも知れない。ここでは、こうした鉛直循環流についても、環流と同様に注目していく。

2.4 水位・放流量・風の設定法

昭和56年7月6日から20日までの15日間にわたり南湖全域における湖流調査が行われた¹⁾。調査期間のう

ち、後述の23測点に設置されたベルゲン流速計による測流が行われたのは7月10日から20日にかけてであり、これらの実測値の比較については次章で述べる。ここでは境界条件として必要な水位、放流量ならびに風の観測値とその適用法を述べ、特に風については分布風が湖流に及ぼす効果について若干考察する。

(1) 平均水位

Fig. 7 に観測期間の水位変化を示す。このうち堅田の観測水位の時系列を移動平均して平滑化したものを多項式(7次)で近似し時間の関数とした水位を南湖の平均水位として用いる。図でわかるように振動成分を除くと三保ヶ崎の水位もほぼ同じ変化を示し、放流量の効果は鳥居川の水位にのみ強く現れている。なお、放流量が一定の単純化した条件の計算では平均水位は初期値で保たれる。

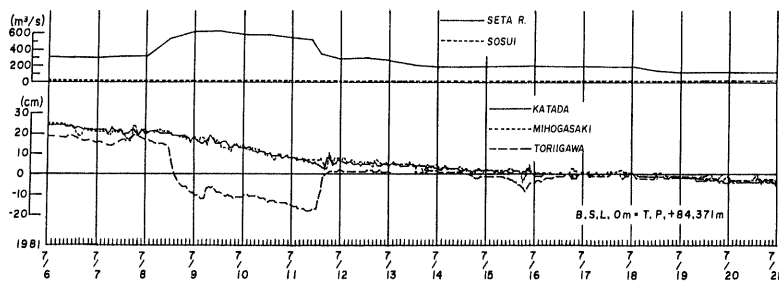
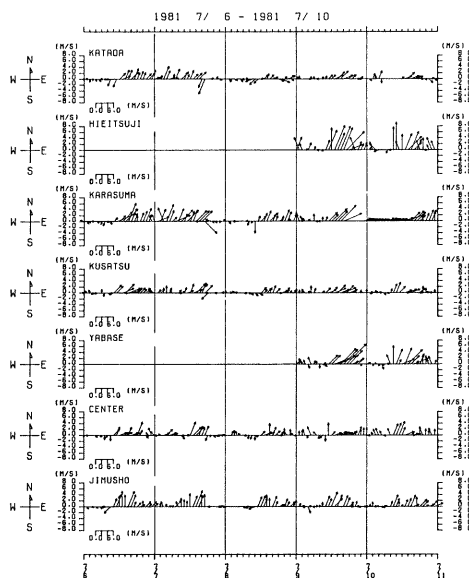


Fig. 7 Outlet discharge through Seta River and Biwa-ko Sosui (upper) and water levels at Katada, Mihogasaki and toriigawa (lower).

(2) 放流量

瀬田川、疏水の放流量はともに1日2回の測定であり直線補間により観測値をそのまま用いた (Fig. 7)。ここでは降雨を無視し流入河川の影響は考えていないので、放流量と堅田の水位より推定される南湖湖体積の変化率から要求される流量を、琵琶湖大橋断面から流入させて水収支を合わせるようにした。実際には琵琶湖大橋地点の流速の値と堅田水位から求まる流入量と、観測期間中の水収支から求まる流入量との差が平均的な意味で最小化されるような倍率(=1.14)をかけた流入量の時系列を北端での境界条件として与えている。従って、流出と流入は瞬間的に非平衡であるが観測期間を通じての水収支は保たれる。

実測境界条件にもとづく計算では、瀬田川放流量がモデルの最大流速(南端格子に現れる)を規定し、これによって時間ステップが決まるので計算は大放流時と小大放流時に分け、初期条件を作成するための期間もあわせて全体を三期間に分けている



(Table 1)。

(3) 風

Fig. 8 は7地点(堅田, 比叡辻, 烏丸半島, 草津, 矢橋, 県衛生センター〔石山〕, 水公団事務所〔西大津〕)の陸上風のベクトルの時間変化である。これに加えて北小松, 近江八幡, 瀬田地点の風向・風速資料を収集し, 7月11日から20日までの昼間に行われた湖上6測点の観測資料もあわせると16測点の風の資料が得られた。

これらの資料にもとづく風域分割すなわち分布風の作成はつぎのように行った。風の観測点は16点にすぎず, しかもより重要と考えられる湖上風は昼間のデータに限られている。従って観測結果から直ちに南湖の風の分布を決定することはできず何らかの補間が必要になる。ここでは測定個数が昼間と夜間で異なり, 部分的に欠測もあるという難しさがあるので補間点に対する各測点からの影響がその測点からの距離に反比例するという補間方法を用いた。すなわち補間点の風速の x 成分についてはつぎようになる。

$$W_{xij} = \sum \frac{1}{r_{kij}} W_{xk} / \sum \frac{1}{r_{kij}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに W_{xk} は第 k 番目の測点での風速の x 成分, r_{kij} は測点 k と補間点(風域格子の i, j 点)との距離である。 $\sum$ は通常 $k=1 \sim 16$ の和であるが欠測時の測点はこの和に含めない。仮りに15個までが欠測した場合には全域に代表点の一樣風が与えられることになる。風速の y 成分 W_{yij} についても同様である。風域分割の単位格子は $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ で16個の湖流格子を含むが, その中での風の変化は考えない。

以上の方法で補間した結果の例を Fig. 9 に示す。風域格子 (17×9) の領域外の測点の一部は省略したが観測点の風ベクトルが示されており, 実測値の生かされた補間になっていることがわかる。なお静穏データの測点については $W_{xk} = 0$ として(12)式に含めている。

30分ごとに計算された補間風 (W_{xij}, W_{yij}) とその空間平均値 ($\bar{W}_x, \bar{W}_y$) はそれぞれ分布風および一樣風条件の実測湖流計算の境界条件として用いられる。ここに,

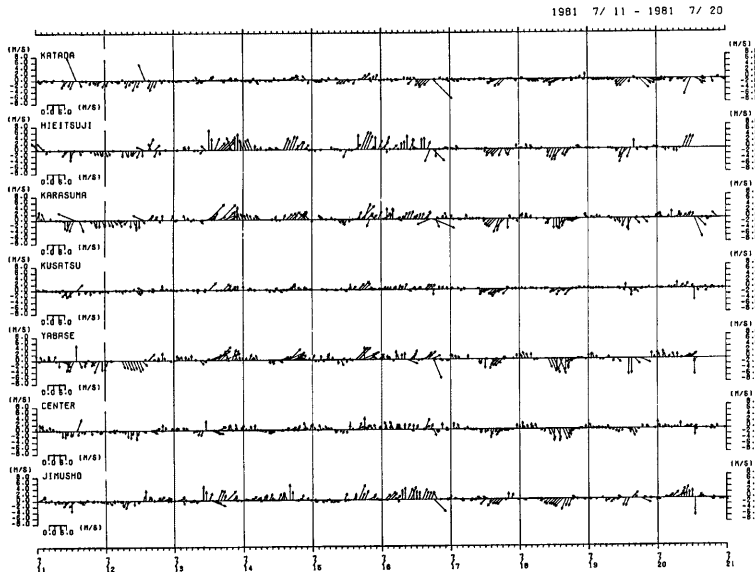


Fig. 8 Variation with time of wind velocity at each location.

$$\bar{W}_x = \sum_{ij} W_{xij} / N, \bar{W}_y = \sum_{ij} W_{yij} / N \dots\dots\dots (13)$$

である。さらに、風速および渦度絶対値の空間平均値

$$\bar{W}_m = \sum_{ij} \sqrt{W_{xij}^2 + W_{yij}^2} / N \dots\dots\dots (14)$$

$$\omega_m = \sum_{ij} |(W_{xij+1} - W_{xij-1}) - (W_{yij+1} - W_{yij-1})| / 2 \cdot \Delta S \cdot N' \dots\dots\dots (15)$$

の時系列を Fig. 10 に示す。ただし N, N' は和の数, $\Delta S = 1 \text{ km}$ である。 $\bar{W}_m$ の変化から、観測期間中を通じて風の日変動が顕著であったことがわかる。日に1回連吹する風の風向は、Fig. 8 にも示したように南寄り、北寄りの2通りであり、7月11日、12日、17～19日は N 風、それ以外の日はほぼ S 風である。これらの連吹は総じて昼から夕方にかけて起こっているようであるが、日によって風向が逆転する理由は今のところ不明である。 ω_m は風の非一様性を示し、 $\bar{W}_m$ が大きいときにやはり大きくなる。その大きさは $2 \times 10^{-4} (\text{sec}^{-1})$ の程度であるから、1 km の水平距離で 20 cm/sec の風速差ということになる。

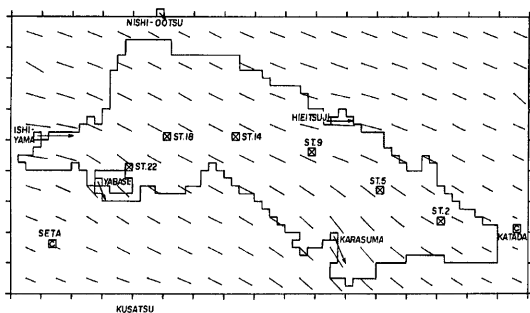


Fig. 9 An example of wind velocity vectors after interpolation.

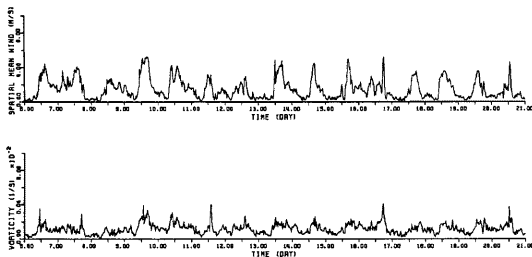


Fig. 10 Variation with time of spatially averaged velocity and vorticity of wind.

2.5 単純分布風による湖流の計算

琵琶湖北湖のような深い湖での分布風の効果は遠藤¹⁰⁾により調べられている。それによると成層時、渦度風により作られる環流は一様風によるものに比べて流れが強く、減衰もしにくいことがわかっている。南湖は水深が浅く成層もしにくいので北湖とは条件が異なるけれども類似の現象は予想される。均質時の湖流の減衰を考えると A_0 は小さくなると思われるので2.2で述べたように自転が効果的となるであろう。その場合の減衰時間は数～数10時間 ($\approx T_e$) と考えられる。ここでは、分布風が湖流の持続に及ぼす効果を調べるために行ったいくつかの単純化した計算結果について述べる。

一樣風を与えた3レベルモデルの結果 (RUN 6) と比較するため、二種類の分布風を考えた計算を行った。まず南湖の長軸方向にあたる *NNE-SSW* 軸でほぼ中央から東西にわけ、それぞれに大ききの異なる *SSW* 風を与えた RUN 9 は西側 2.5 m/sec, 東側 1.5 m/sec であり, RUN 10 では東西の風を入換える。いずれの場合にも一樣風の場合と同じく空間平均風速は 2 m/sec である。Table 1 に示した RUN 0 の結果を初期値として, RUN 6 と同じ一定の放流量条件 (瀬田川 280 m³/sec, 疏水 20 m³/sec) で計算した1日後の結果を Fig. 11 に示す。いずれの場合にも第1層では風域境界の東西で流向が大きく変化しており特に浅い東岸

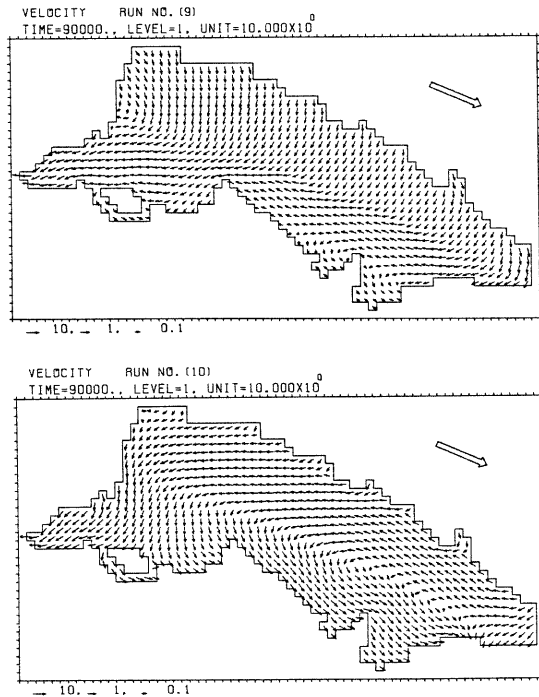


Fig. 11 Current velocity in the 1st layer; under the simplified curl wind (RUN 9, 10).

側で風速の大きな RUN 10 では、この部分での北流が著しく烏丸半島沖に大きな反時計廻りの環流が生じている。これに対して RUN 9 では風の分布が環流の形成に対して負の効果をもたらしているようである。特徴的であるのは第1層西岸側での風と直交した東向きの流れであり西岸の上昇流が強調されていることである。Fig. 6 と Fig. 11 を比較すると、一樣風の場合 (RUN 6) は両者の中間的なものになっていることがわかる。

RUN 6, 9, 10 の最終結果を初期条件として、風を止めた後の流れの変化を調べたのがそれぞれ RUN 11, 12, 13 である。風停止後6時間目の流況を Fig. 12 に示す。RUN 13 では明瞭な環流が持続しているのに対し、一樣風停止後の環流 (RUN 11) はほとんど減衰している。一方、もともと環流の生じていなかった RUN 12 では単調な南流パターンにもどっている。ここで与えた分布風がかなり極端なもの (2 m/sec の平常風のレベルで 1 m/sec の風速差、風応力比にして 2.8 を含む) であったとは言え、放流量が中程度以上であったことも考えると、上記の結果はそれほど非現実的とは思われない。分布風と一樣風の場合で湖流の

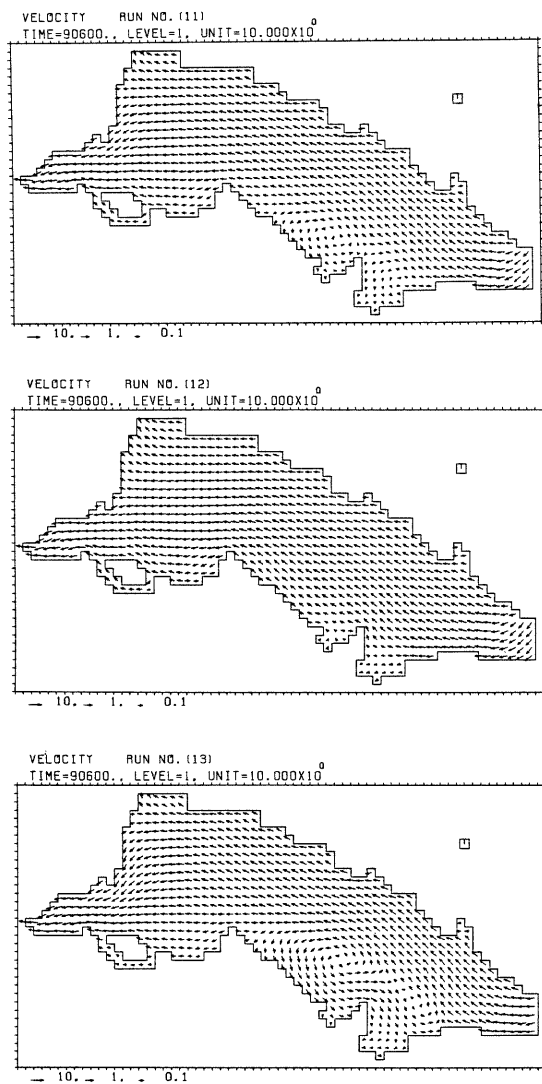


Fig. 12 Regulation to the southward current; free from wind (RUN 11, 12, 13).

減衰（たとえば環流の持続）時間が日単位で変わってきたり、あるいは一様風と考えられていた風が分布風であったために実際放流量の数分の1の低放流量時のような強い環流が生じるといったことも考えられ、そうした意味で分布風の効果は重要といえよう。

3. 南湖湖流の実態

3.1 観測値との比較

Fig. 13 は流速測点を計算格子上に示したものである。南寄りの風で現れる流況 (RUN 00 の最終結果) と重ねて代表的流系との位置関係がわかるようになっている。大半の測点では水面下 2 m の測流が行われたが, st. 12~14 では鉛直二層の測流 (下層は湖底上 1 m) をしている。さらに, st. 8, 16, 22 では半水深位置に設置された超音波流速計による比較測定が行われた。

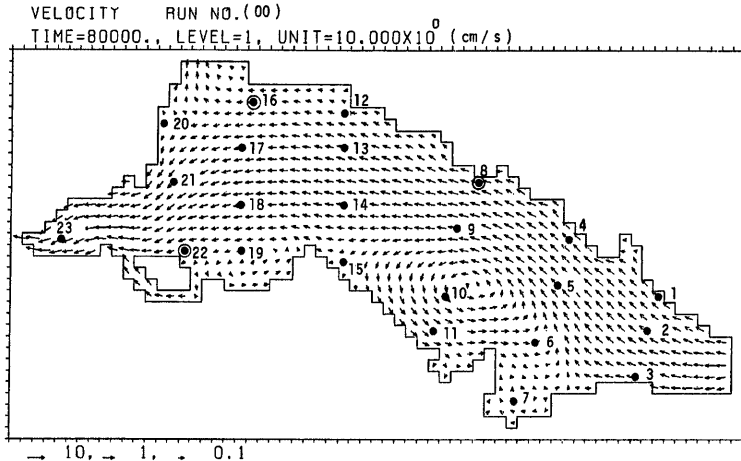


Fig. 13 Measuring points of the current velocity (st. 12, 13, 14: two layer measurement, st. 8, 16, 22: super-sonic current meter in addition to Bergen-type one).

渦動粘性係数 A_v を小さな一定値に保った 4 つの RUN (1~3, 1~7, 2~4, 2~8) の相互の比較からつぎのことがわかった。まず, 浅水域 (内湾も含む) では S 風時に北流が現れるが, これは 1 レベル計算および 3 レベル計算の第 1 層について言うことで, 3 レベル計算の第 2 層では第 1 層と逆の流向が多く現れる結果となった。1 レベル計算の結果は 3 レベル計算のそれに比べて流速が小さく流向変化は小さきみである。さらに A_v の増大は 3 レベル計算の流速値を下げるが, 1 レベル計算 (ここでは, 前述の簡略化した底面条件にもこのパラメータがはいる) の流速値にはほとんど影響しないようであった。

一方, 深水域においては, 1 レベル計算の流向は安定した南流が持続し, 流速値が放流量に規定されるようであったのに対して, 3 レベル計算では風の吹送に応じた流速の日変動パターンをとまなう。すなわち恒流としての南流から西, 北, 東流を経て南流にもどるという時計回りのホドグラフを描くような流向変化が現れ, これは A_v を小さな一定値に保ったことでコリオリ効果が強く現れすぎた結果と考えられた。先にも述べたように $A_v = 0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度の値は $1 \text{ m}/\text{sec}$ 以下の弱風時の評価であるから強風時に系統的な不一致が現れると思われる。この点について確かめるためには流速値の比較によればよいが, ベルゲン流速計の値は計算結果に比べて常に大きかった。そこで超音波流速計との比較を行う。

超音波流速計が設置されていたのは st. 8, 16, 22 であるが, 半水深位置での測定であるからモデルの層分割が二層である st. 16, 22 における比較は不都合である。従って比較は st. 8 の第 2 層のみに限る。Fig. 14 は 7 月 10 日から 20 日にかけての流速絶対値の比較である。7 月 13, 14, 15 日の夜半に現れる流速計算値

(RUN 2~8) の3つのピークはいずれも(南寄りの)強風時のものであって、これらの期間以外では両者の合致はよい。結局、解の改善のためには強風時に A_0 を大きくし弱風時に小さくもどすという操作を行えばよい。

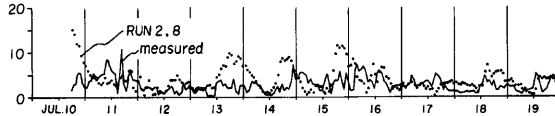


Fig. 14 Comparison between the calculated velocity (RUN 2~8) and the measured one at st. 8.

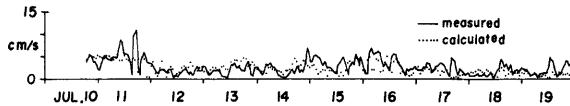


Fig. 15 Comparison between the calculated velocity (RUN 17~18) and the measured one at st. 8.

風速によって A_0 を変化させるという考え方は余越ら⁶⁾ によってもすでに指摘されているが、遷移的な状況で試されてはいない。ここでは、彼らの用いた式と数値的にも対応のよい(11)式を用いる。簡単のため風速と A_0 の間の遅れは考えないことにし、水深に対する依存も省略して平均水深 $\bar{h}=400\text{cm}$ を用いる。このとき(11)式は

$$A_0 = 8 \times 10^{-3} \cdot W \quad \dots\dots\dots (16)$$

となる。無風時にも存在する恒流について RUN 2~8 の値は保たれる。すなわち

$$A_0 = 0.4 (\text{cm}^2/\text{sec}) \quad W \leq 50 (\text{cm}/\text{sec}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

である。

さらに底面条件等について RUN 2~8 の条件と大きく変化しないように A_0 の鉛直分布も考慮する。結局、鉛直渦動粘性係数の修正はつぎの形となる。

$$A_0(k) = \max(A_{00}(k), 0.008 W/k) \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに $A_{00}(k)$ は入力して保存される基準の粘性係数であり、風速 $W (\text{cm}/\text{sec})$ によって変化する。 (k) は第 k 層と $k+1$ 層の間で定義される量であることを示すが、二層分割の格子では $k=2$ の値は $k=3$ として用いる。すなわち底面条件は $k=3$ で統一する。この点のみ修正して RUN 2~8 に対応する計算を行ったのが RUN 17~18 である。ただし A_{00} としては k によらず $0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と考えた。

st. 8 における計算流速値と超音波速計の値を比較したのが Fig. 15 である。強風時における計算値の過大評価はなくなりよい対応が得られた。

つぎに(16)式では省略されていた局所水深に対する依存を入れ、すなわち(11)式をそのまま用いて RUN 17~18に相当する計算を行ったのが RUN 19, 20 である。前者は分布風、後者は一様風の条件になっている。これらの RUN で(18)式に相当するものは

$$A_0(k) = \max(A_{00}(k), 2 \times 10^{-5} h W) \quad \dots\dots\dots (18)$$

であり、 $A_{00}(k)$ はやはり $0.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ で一定とした。

RUN 17~18, 19, 20 の条件を整理すると各 RUN はつぎのような点で異なっている。

$$\left. \begin{array}{ll} \text{RUN 17~18} & A_0 \propto \bar{h}, \quad W(x, y) \\ \text{RUN 19} & A_0 \propto h(x, y), \quad W(x, y) \\ \text{RUN 20} & A_0 \propto h(x, y), \quad W \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

値を示し、ここでは $h=400\text{cm}$, W は (13) 式の成分をもつ風速絶対値にとる。(20) 式の条件をみると RUN ここに記号 $\bar{h}$ は適当な空間平均値を示し、ここでは $\bar{h}=400\text{cm}$, $\bar{W}$ は (13) 式の成分をもつ風速絶対値にとる。

(20) 式の条件をみると RUN 19 を基本ケースと考えるのが適当だろう。RUN 17~18 において出力した平面流況図に関しては RUN 19 のものとそれほど変わらないことがわかったので以後は RUN 19, 20 の比較を中心に述べる。

Fig. 16 は東部浅水域の st. 10, 二層で測流された st. 14 および放流の影響を強く受ける st. 23 における観測値と RUN 19, 20 の流速・流向時系列の比較である (流向は 0° が北, 90° が東向き流れを示す)。残念ながら、二つの計算値の差異以上に観測値と計算値の開きは大きい。しかし、(1) 流心部表層における南風時の短期の北流 (2) 浅水部表層における南風時の長期の北流 (3) 二層測流点における全般的な流向の一致 (4) 放流量が支配的な測点での流速値の一致などの特徴はある程度再現されている。ここで、さらに数値解析法を改良していくことは、これまでのように単純ではないだろう。また層分割を増やして測点を層

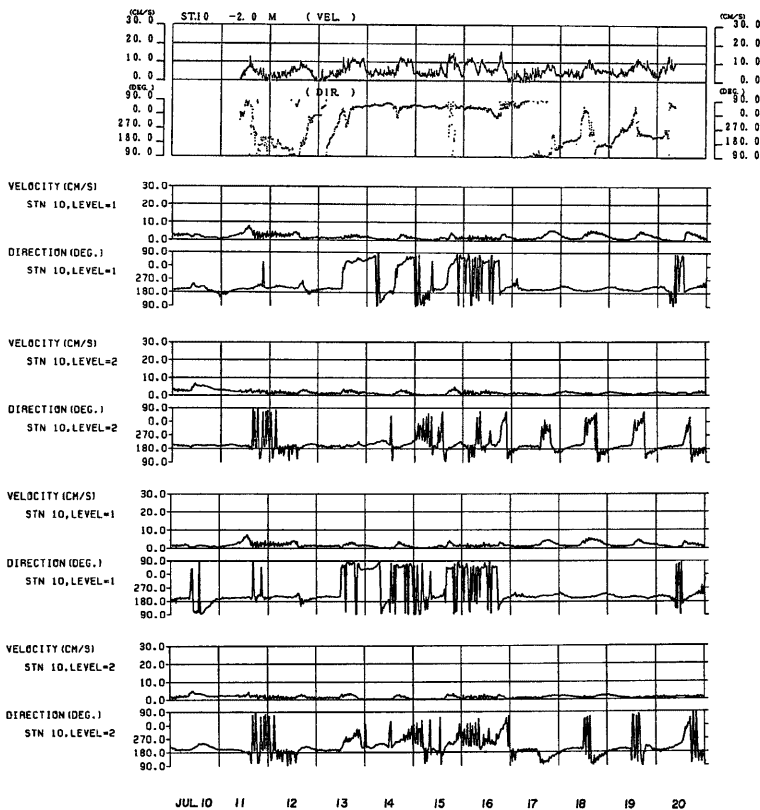


Fig. 16(a) Comparison of the measured velocity with the calculated ones of RUN 19 and 20 at st. 10.

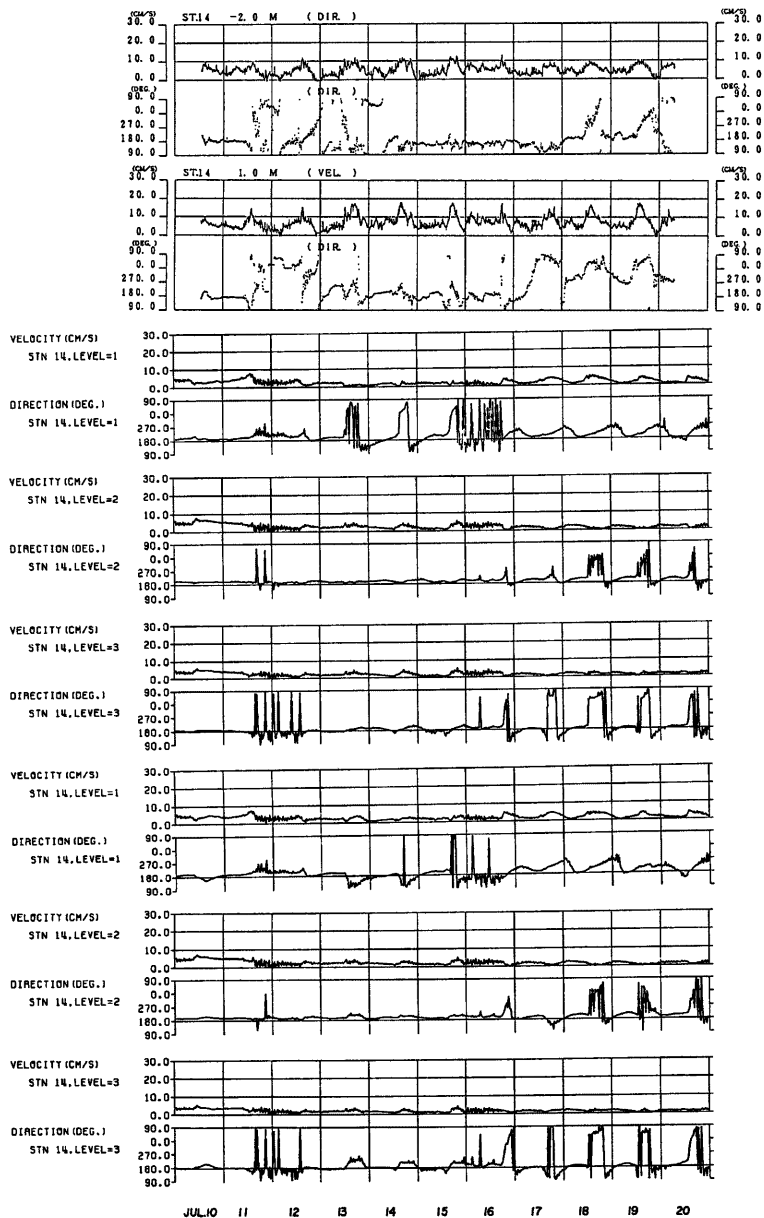


Fig. 16(b) Comparison of the measured velocity with the calculated ones of RUN 19 and 20 at st. 14.

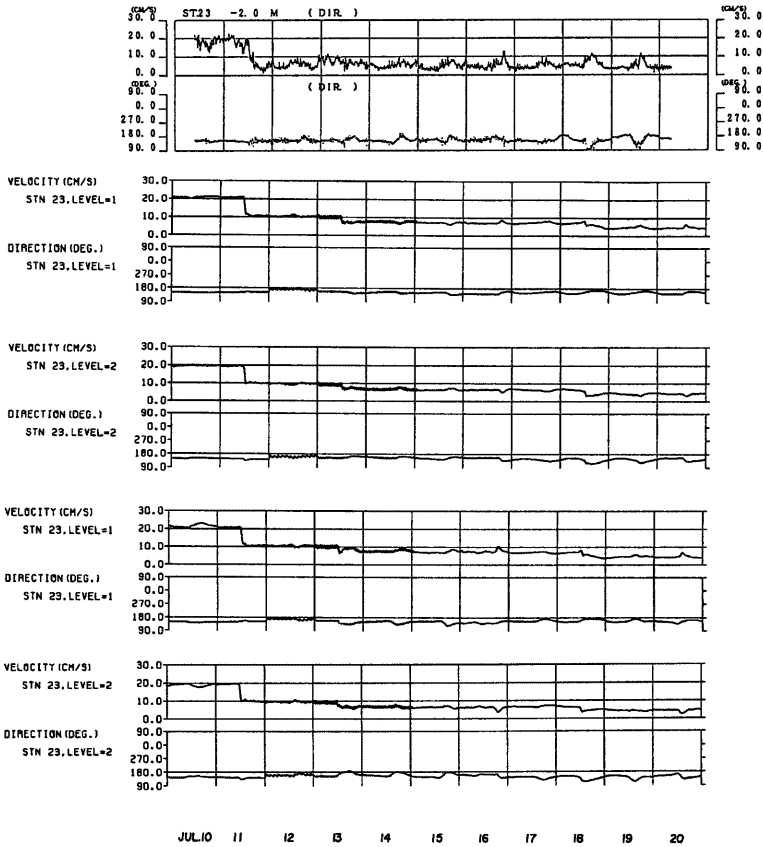


Fig. 16(c) Comparison of the measured velocity with the calculated ones of RUN 19 and 20 at st. 23.

の中央高さに近づけるなどの方法により、観測値とのよりよい一致を追求することはここでは行わない。つきに、ここで得られた観測条件に対する計算の範囲で、重要と考えられるいくつかの現象について考察していくことにする。

3.2 代表的な湖流パターン

RUN 17~18で計算した時系列が実測のそれにかかなり近づいてきたと思われたので、RUN 19, 20では三次元流況のより詳細な出力を行った。各々の流速場からいくつかの流れの指標を計算したが、湖流の運動エネルギーは計算が容易でありしかも流況の判定に有用であることがわかった。

いま、南湖を草津川の位置 ($I=26$ と 27 の中間の東西線) で北部水域と南部水域に分割する。前者は風の効果が卓越する水域であり、後者は放流の効果が比較強く現れる水域である。Fig. 17 (a) は北部、(b) は南部水域における各層の運動エネルギー (の体積積分) である。第1層では、流速の x 成分が正 (北向き) となる格子についてのエネルギー和 (北流エネルギー) も示されている。第2, 3層の北流エネルギーも計

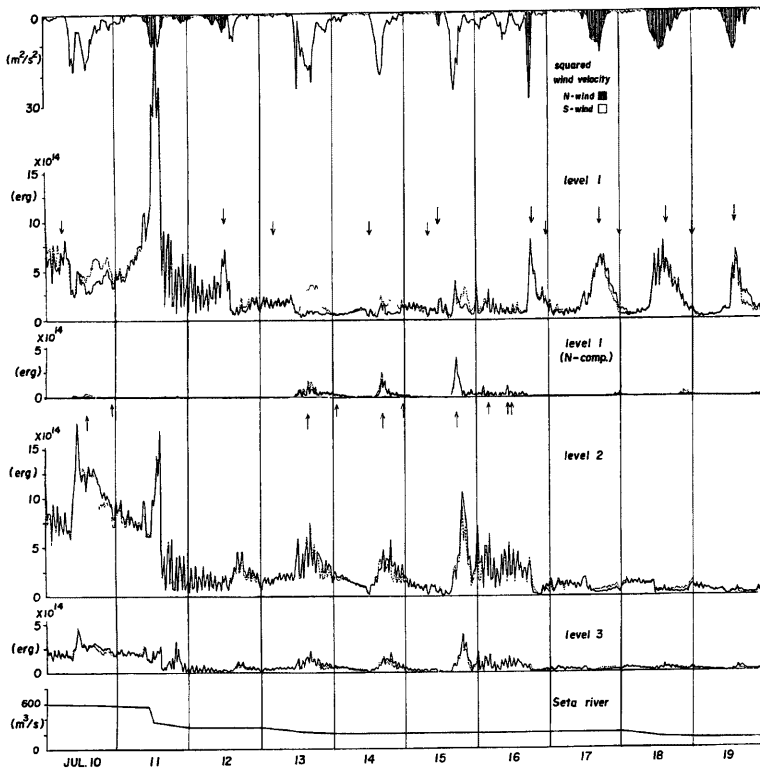


Fig. 17(a) Total kinetic energy of each layer and that of the northward current in the 1st layer (the northern part of the basin; $I \geq 27$).

算したが、これらの量は通常小さいので図では省略している。さらに最上段には二乗風速、最下段には瀬田川放流量が示されている。エネルギー曲線のうち実線は分布風 (RUN 19)、点線は一樣風 (RUN 20) の結果である。

まず、北部水域に関する Fig. 17 (a) をみると、放流量によりエネルギーの大きさの下限が決まっていること、放流量を $600 \text{ m}^3/\text{sec}$ から $300 \text{ m}^3/\text{sec}$ に落した直後の11日正午頃に第1, 2層エネルギーの際立ったピークがあることならびに10, 13日に RUN19 と20の結果が異なることがわかる。一方, Fig. 17 (b) ではエネルギーの大きさが放流量に支配されていること、と南風の場合に分布風と一樣風の結果が異なることに気づかれる。奇妙に思われることは、より洗堰に近い南部水域に放流量の激減にともなうエネルギーピークのないことである。しかしこれは、擾乱が南部水域を通過するのに要する時間は30分という出力間隔と同程度ということで理解する。

長軸方向の各風向に対応する流況に関して、各層ごとの湖流エネルギーの変化はつぎのようになっている。これは風の影響が卓越する北部水域で特に顕著であるが、南寄りの風が吹くと表層の流れが押しとどめられるような形となって第1層のエネルギーが減少する。このとき一定の放流条件を満たすように第2, 3層の

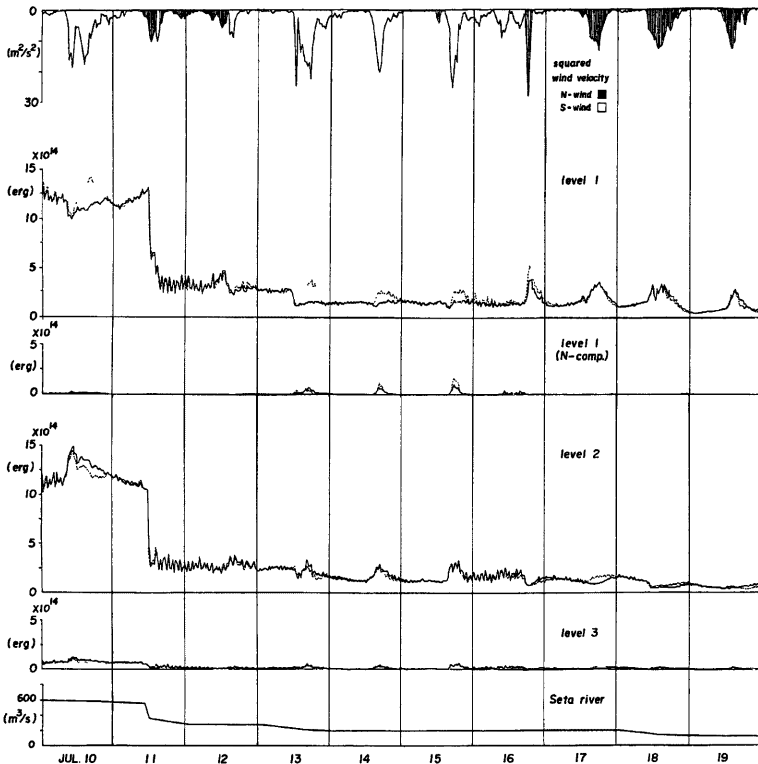


Fig. 17(b) Total kinetic energy of each layer and that of the northward current in the 1st layer (the southern part of the basin; $I \leq 26$).

エネルギーが増大するが、これらの層では特に南風時の北流エネルギーがゼロとみなせるのですべて南流と考えてよい。逆に北寄りの風が吹くと第1層のエネルギーが増大して第2、第3層のそれは減少する（下層の北流エネルギーが若干生じる）。南部水域においても同じ傾向は認められるがエネルギーのレベルは主として放流量に規定されているといつてよい。以上のことから、これらのエネルギー図の上では風向によって向きの変わる長軸方向の鉛直循環がかなり明確な形で現れることがわかる。

次に、第1層の北流エネルギーに着目してS風時の流況を考察してみる。顕著なS風は10、13、14、15、16日に吹いており、これらの中で大放流時（10日）とそれ以前にS風の吹いていたもの（16日）が特殊であるが、他の3回については、無風時の恒流のみの状態から風が吹きはじめたと考えてよい。例として放流量が200 m³/sec程度であった14日の流況（RUN 19）をFig. 18に示す。強風時には大半の水域で北流が起り、風が弱まってから深い部分が南流にもどって結果的に環流を生じている。二次元一層モデルでは水平循環流しか生じないし、定常解では鉛直・水平循環流の発生順序は考慮されない。しかし、ここでの非定常計算の結果では強風時にまず長軸方向の鉛直循環が卓越し（北流エネルギーの極大値の縦距は全エネルギーのそれとほとんど等しい）、そのあと環流が持続する。このとき北流エネルギーが減少するのは、主として北

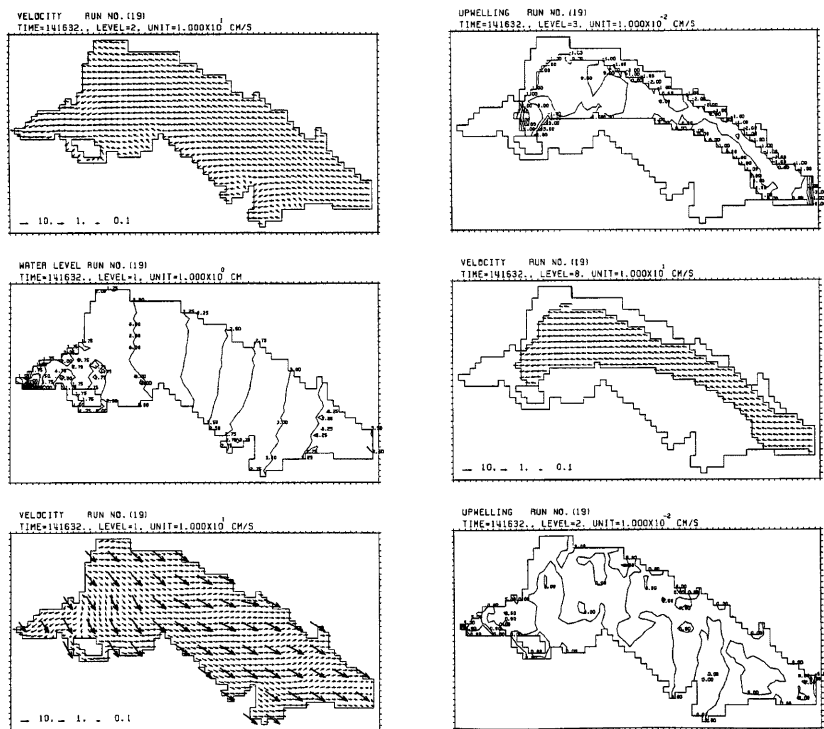


Fig. 18 Typical flow pattern under the south wind condition (RUN 19).

流する格子数が減少するためと思われる。なお、強風時の鉛直循環として風上側の岸で上昇流、風下側の岸で下降流が見られるが、東岸地形を反映したような形の複雑な鉛直流の場となっている。

今度は N 風時の代表的流況について調べよう。Fig. 17 をみると強い N 風は16, 17, 18, 19日に吹いているが、16日の N 風はかなり突発的なもので、それ以前の流れが残っておりしかも北西寄りの風であるためあまり代表的ではない。これに対して17～19日の N 風時には膳所から浜大津にかけての南岸から西岸に続く帯状の下降流域が顕著に現れる。これらの流況では少なくとも第3層に北流を生じており全体的には吹寄せにともなう鉛直循環を形成しているが Ekman 層的な偏向はまだ生じていない流況であると思われる。Fig. 19 には N 風時の例として18日の流況を示す (RUN 19)。なお、今回の計算を通じて気づかれたことは、地形性環流が N 風時には生じにくいという点であった。これに代わって Fig. 20 に示すような下層で東向きの二次流が形成されるが、これについては 3.4 で考察する。

3.3 分布風の効果

Fig. 17 のエネルギー図によると、いくつかの風について分布風 (RUN 19) と一様風 (RUN 20) の差異が認められる。このように風の条件は湖水の流動に大きく影響すると思われるが、南湖周辺の風の特性的については断片的な知見しか得られておらず、特に南湖程度の規模の拡がりの中で風の分布を考慮する必要があるかどうかについては答えられていない。ここでは今回の湖流期間を含む15日間に得られ、境界条件として用いられた風向・風速資料によって南湖周辺の風の基本的な特性を調べてみる。

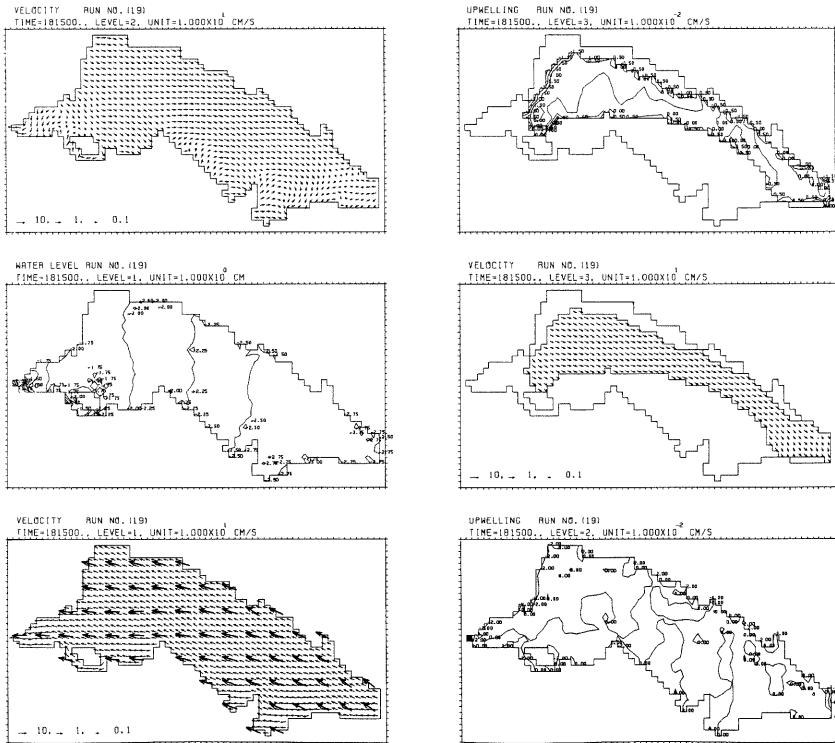


Fig. 19 Typical flow pattern under the north wind condition (RUN 19).

Fig. 21 (a) は 2.3 (3) で述べた 16 測点における 30 分ごとの風資料から求めた風向別頻度分布である。この分布図をみると、比叡辻と烏丸半島の分布の形状がよく似ており、これらは分布の基本形と見なしてよいだろう。この基本形には *SSW* を中心とする第 1 の極大と *NNE* を中心とする第 2 の極大がある。これらは今回卓越していた湖陸風¹¹⁾ の方向であり、南湖の長軸方向とも一致する。全般的に東岸の測点では東寄り、西岸の測点では西寄りの風が若干増加しており、特に堅田の西風は著しい。湖上点で *N* 風が卓越するように見えるのは湖上点の観測が昼間に限られていたこと、陸上点より 5 日おくれ (11 日から) 観測が開始されたので最初の 5 日間の *S* 風をとらえていないことによると思われる、特に後者の可能性が強い。この影響を除去するために、Fig. 21 (b), (c) では、特定の測点で特定方向の風が吹くときの他の測点での条件付風向頻度分布を調べた。(b) は烏丸半島で *NW*~*NE* 風が吹くときのもので、図中の測点は北のものから順に並べているが、st. 2 から st. 18 の範囲で比較的相関がよいようである。堅田においてもそれほど大きな差異は認められず、特に *W* 風の減じていることと、同じ西岸の西大津とよく似た分布になっていることに注目される。その他、草津と瀬田ならびに st. 22 と矢橋、石山の各分布に共通点が認められる。(c) は同じく烏丸半島で *SW*~*SE* 風が吹くときの分布である。st. 5 から st. 18 にかけてピークが *SSW* から *SW* へと若干移行していることがわかり、st. 22 がこれに連なっている。このような南湖中央部の分布の特徴は西大津においても認められるが、これに対して堅田では *S* 風が減少して *W* 風が著しく増大している。この堅田と st. 5 の間で st. 2 が中間的な分布をとっている。草津と瀬田、矢橋と石山にはやはり共通点がある。

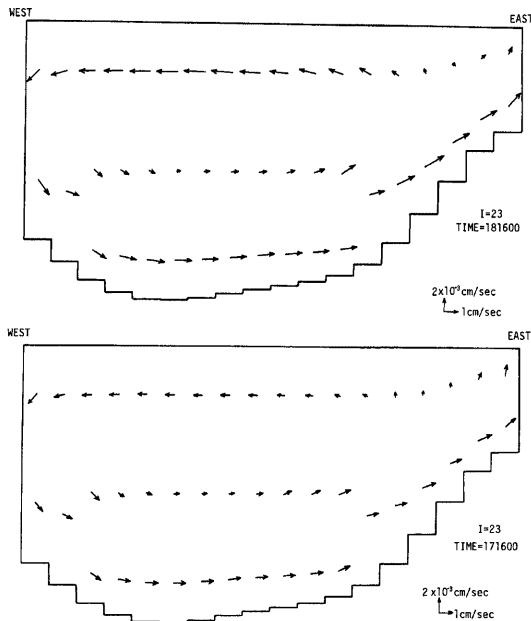


Fig. 20 Secondary circulation induced by northerly wind (RUN 19).

以上の考察から南湖周辺の風は空間的に一様ではなく、わずかではあるが分布することがわかった。定性的に言うとな南湖でよく現れる分布風のパターンは、湖上で南寄りの風が吹くときに東西両岸で湖向きの風が吹くという特性を示す。このパターンについては北湖を中心とする陸風に南湖を中心とする陸風の重なったものとしてすでに指摘されている¹²⁾。特に、堅田ではこの傾向が強く現れるようであり、この測点の風がこれまで南湖の代表風として多く用いられてきただけに今後検討すべき問題である。南湖北端でのこの特性とともに、南部の水域における風の特徴もかなり複雑であるといえる。

Fig. 18 にもどって、分布風と一様風のエネルギーに差が生じることを調べてみると、*S* 風の場合が主であって、しかも南部水域でその差が明瞭であることを考えると、*S* 風時に分布を生じやすいという南湖周辺の風の特徴で説明できそうである。しかし、エネルギーの差を生じた10, 13, 14, 15日の *S* 風と16日の突発的な *N* 風がすべて 4 m/sec 以上の強風であり、従って風の渦度も大きかったと考えれば風向の差は重要でないようにも思われる。比較のため Fig. 18 に相当する一様風の結果を Fig. 22 に示した。RUN 20 では西岸に沿って明瞭な上昇流域が現れており、二次流（ここでは水面勾配と直交する面内の鉛直循環流と考える）の形態が変化し、それが強められていることに気づかれる。そしてこの二次流が層間のエネルギー輸送に寄与している可能性がある。ひとつ言えることは RUN 20 の方がよりコリオリ効果の効いた流れに見えることで、RUN 6 の流況との共通点も認められる点であるが、問題は分布風と一様風でなぜ鉛直流のパターンが変化するかという点でありこれにはまだ答えられない。しかしながら、そうした分布風が発生し、第1層のエネルギーとして数割の差をもたらすこと、エネルギーの差は数時間程度すなわち風の吹送時間の程度は持続しうることが明らかになった。

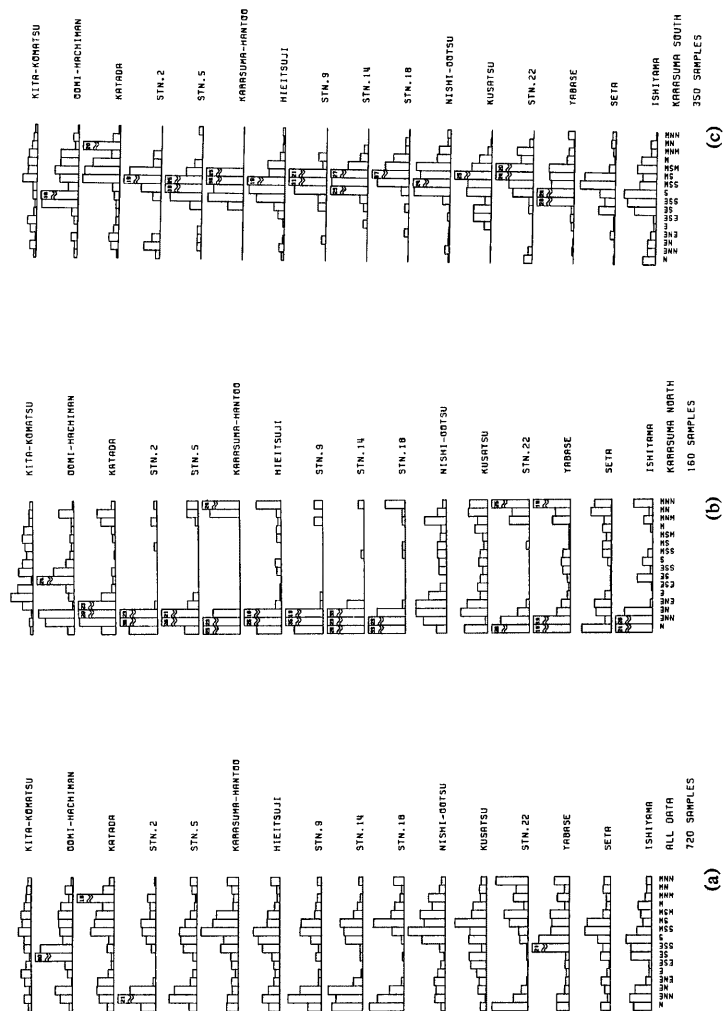


Fig. 21 Total and conditional frequency distributions of wind direction in July 6-20th, 1981.

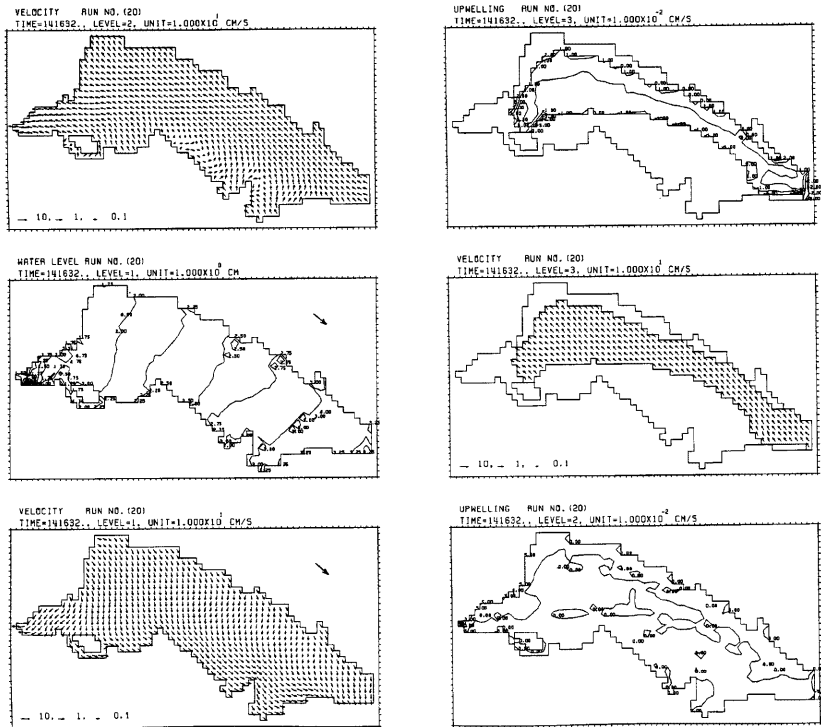


Fig. 22 Typical flow pattern under the south wind condition (RUN 20).

3.4 放流量の効果

Fig. 17 の考察からわかるように瀬田川放流量は南部水域のみならず北部水域の湖流エネルギーの大きさをも規定する。事実、烏丸半島沖の環流の発生は放流量の大きい場合にはおさえられる。Fig. 17 の北部水域の北流エネルギーは環流の発生とよく対応することがわかったが、10日の5風時にはこの値が減少となっている。ところが三次元モデルの環流は一層モデルのものに比べると弱く、鉛直循環流をともっている。すなわち、南寄りの風の吹きはじめに第1層の南流エネルギーが減じると、一定の放流量を満たすように第2, 第3層の南流エネルギーが増加するが、これは環流の形成後も持続するようである。ただし、この鉛直循環流が分布風の条件下では二次流化しにくいことは前節でみてきた通りである。

一方、北寄りの風では Fig. 21 に示したような回転方向の二次流が次第に安定して現れるようになるが、これは風の停止後も数時間程度は持続し、16~19日のN風については4~8時間程度で Fig. 23 のような鉛直流の場（西岸の下降流帯が明瞭である）が形成される。この形はN風時の後の静穏時に共通した極めて特徴的なものである。また一般の静穏時（恒流場）には第2層以下に Fig. 24 のような類似の鉛直流が現れる。これらの流れは自転と粘性の作用で作られるもので、N風時の流況が恒流と重なっても生じやすいことを示唆している。

ここでは上記の二次流の出現が瀬田川放流量にもよると考え、単純化した条件で三種類の計算を行った。

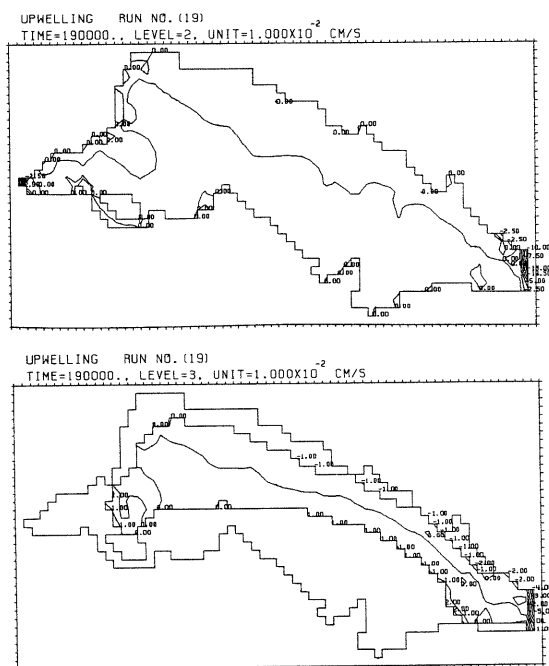


Fig. 23 Highly regulated pattern of upwelling after free from the north wind.

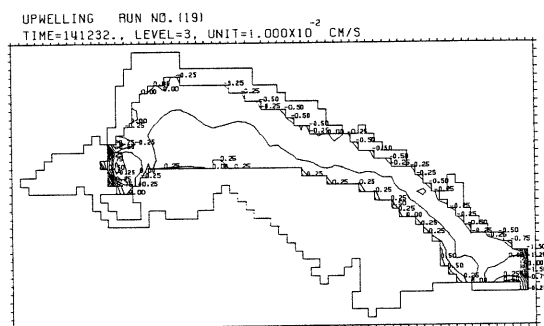


Fig. 24 Lower upwelling velocity field under calm condition.

風は $NNE 2\text{ m/sec}$ の一様風を用い瀬田川放流量は $280\text{ m}^3/\text{sec}$ (RUN 14), $80\text{ m}^3/\text{sec}$ (RUN 15), $10\text{ m}^3/\text{sec}$ (RUN 16) にそれぞれ固定した。その他の条件は Table 1 に示している。Fig. 25 は各 RUN の1日後の流況である。風と放流量を固定して24時間の計算を行っているので自転の十分効いた流れとなっている。第1層は風下側を見て右側に偏向しているが、その偏向角が大きくなると第2, 第3層の流向は次第に南から東

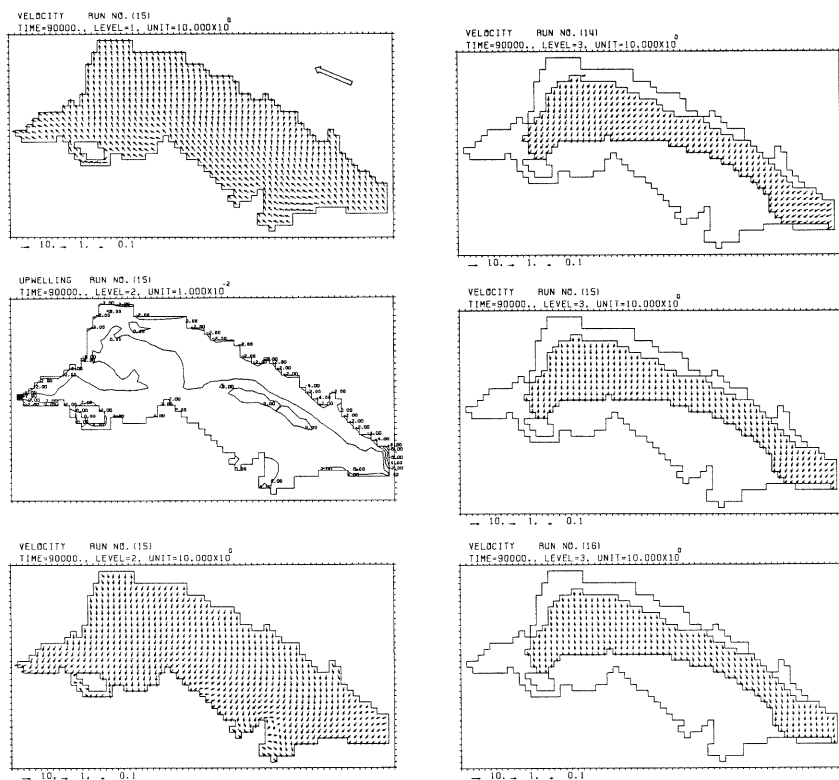


Fig. 25 Flow pattern under NNE wind (RUN 15) and the change of the velocity deflection in the 3rd layer (RUN 14, 15, 16).

にずれていき、放流量が減少すると二次流の構成比が大きくなることがわかる。こうした二次流は微弱とはいえ出現頻度がかかなり高いと考えられるので長期の物質循環を考えていく上で重要な流れとなる可能性がある。特に、 N 風時には、吹寄せにともなう下層の北流状態から二次流が発達し、粘性係数の減少も作用して二次流が顕著になる。この一連の過程では南湖下層水の南流が弱められるため、冬季密度流の安定化、従って北湖への水質的影響を考える上でも重要な現象と思われる。

4. 結 語

本研究で得られた結果を要約するとつぎのようである。

- (1) 琵琶湖南湖の鉛直渦動粘性係数の範囲を考慮した上で表層と底面付近に形成される Ekman 境界層を想定し、弱風時の湖流の鉛直構造も表現しうるような二次元三レベルモデルを定式化した。これによって、たとえば、よく知られた地形性環流と鉛直循環流の共存する形態も表現可能となる。
- (2) 南湖の湖上および周辺の16測点における風向・風速資料を風域格子上に割振ることによって南湖周辺の風の場を推定した。つぎに、分布風が湖流に及ぼす基本的効果を調べるため単純な分布風と一様風によっ

- て作られる地形性環流の減衰過程が比較され、その減衰時間が浅水湖においても数時間以上は異なる可能性が示された。
- (3) 昭和56年7月の湖流観測で得られた観測値との比較が行われ、粘性係数の時間変化を考慮したモデルの計算値は観測値とほぼ対応することがわかった。特に、観測値に現れている南風時の表層と北風時の下層の北流の特徴は再現されていると思われた。
 - (4) 長軸方向の風の吹き寄せにともない、風向によって回転方向の変化する鉛直循環流の特徴は、各層ごとの湖流の運動エネルギー図の上によく現れていた。特に第1層の北流エネルギーは、南風の場合にまず鉛直循環流が発生してその後環流の持続する状況をよく表している。
 - (5) 観測条件で行った分布風と一様風の各計算結果を比べると、南風時あるいは4m/sec以上の強風時に湖流エネルギーの相異が見出され、ここでは一様風の場合の湖流エネルギーの方が大きいという結果を得た。一方、南湖周辺の風の風向分布特性を調べてみると、特に南寄りの風では東・西湖岸で湖心向きに偏るような分布をもち、また北部と南部で分布の特性が異なることがわかった。今回の南、北風の風速範囲が異なるので風向については断定的なことは言えないが、少なくとも計算結果の表層エネルギーを下げるような分布風が実際に生じることがわかった。なお、分布風と一様風の流況比較で気づかれた大きな相異は、一様風の場合に自転効果をより強く受けた形の二次流が発達しやすい点であり、鉛直粘性係数の与え方とも関連してその機構を解明し、またこの二次流が湖流エネルギーに及ぼす効果をも明らかにする必要がある。
 - (6) 今回の計算では北風時に浅水部の水平環流は生じなかったが、北風とその停止後および一般の恒流時には下層で東向きの二次流が現れることがわかった。南風が吹く場合に浅水部で形成される地形性環流が放流量の効果を受けることは従来言われている⁹⁾が、北風で生じる二次流もその効果を受けることが示された。

最後に、本研究を行うにあたり、貴重な現地資料を提供して頂いた建設省琵琶湖工事事務所の皆様に感謝の意を表します。なお、本計算にあたっては京都大学大型計算機センターのM200ならびにM382を使用したことを付記します。

参 考 文 献

- 1) 建設省琵琶湖工事事務所、水資源開発公団琵琶湖開発建設部、三洋水路測量株式会社：琵琶湖南湖湖流観測作業報告書、1981。
- 2) 大西行雄：数値研究（その手法）環境科学としての海洋学2、第15章、堀部純男編、東大出版会、1978、pp. 246-270。
- 3) Liggett, J. A.: Cell method for computing lake circulation, Proc. ASCE, Vol. 96, HY3, 1970, pp. 725-743。
- 4) 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。
- 5) Ekman, V. W.: On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. Ark. Mat. Astr. Fys. 2, 1905, pp. 1-52。
- 6) 余越正一郎・富所五郎：風による諏訪湖の流動特性、土木学会論文報告集、第267号、1978、pp. 53-63。
- 7) Wittmiss, J.: Application of a transient mathematical model to Lake Kōsen, Hydrodynamics of Lakes. Developments in water science, Vol. 11, 1979, pp. 31-40。
- 8) 岩佐義朗・井上和也・足立敏之：琵琶湖南湖の湖流と拡散に関する数値シミュレーション、京都大学防災研究所年報、第21号B-2, 1978, pp. 293-305。
- 9) 村岡浩爾・福島武彦：霞ヶ浦（西浦）の湖流、国立公害研究所研究報告、第19号、1978。

- 10) 遠藤修一：琵琶湖の湖流に関する研究，京都大学理学部修士論文，1976.
- 11) 中島暢太郎・後町幸男・井上治郎：琵琶湖周辺の気象(Ⅰ)，京都大学防災研究所年報，第20号 B-2, 1977, pp. 553-569.
- 12) 児玉良三：滋賀県内の弱風について，研究時報（気象庁），25，1973，pp. 333-337.