

琵琶湖南湖の湖流観測(2)

——吹送流の時間的变化——

大久保賢治・村本 嘉雄

CURRENT IN THE SOUTHERN BASIN OF LAKE BIWA

—Time variations of the wind-driven currents—

By Kenji OOKUBO and Yoshio MURAMOTO

Synopsis

At the fixed station in Lake Biwa, 123 profiles of the current, wind, air and water temperatures were measured in every 10-20 minutes within the two periods. Magnitude of the wind-driven current is largely affected by stability condition; steeper gradients and larger deflections of surface current were observed in stable stratification due to radiation. The former is found to be well described by the shear function used in meteorology. The roughness decreases as wind increases, and smooth conditions are to be proved. The current consists of the viscous sublayer, log-linear and bottom regions. Extending the effective viscosity to the hydraulically rough conditions with use of the analogy between the shear function and the effective viscosity, a resistance law is derived from that for pipe flows.

1. 緒 論

湖沼のような閉鎖水域の環境水理に関わる予測・対策の手段として、吹送流の数値計算が盛んに行われるようになり、その方法も2次元から3次元へと発展してきた。しかし、計算結果が観測値と系統的に比較されることは稀で、また、3次元的といえる流れの観測値はほとんどないといってよい。第1の理由は、河川流や潮流に比べ流れが微弱で精度のよい観測が難しいこと、第2に多点同時観測には多数の計測器を要し、移動観測では非定常な湖流に追従することが難しいことが考えられる。後者の問題を克服し平面分布も含めて観測を行うことは、理想であるが現実には容易でない。現段階では、平面問題を切り捨て1点の鉛直分布とその時間変化に限定しても、得られる情報は有用である。

こうした観点で行った流速・濁度観測¹⁾では、吹送流の鉛直構造が明瞭であった。濁度分布を同時測定し、流れから推定した底面せん断力と比較することで間接的に流速分布の妥当性を確認しようとしたが、観測可能な中弱風時の濁度応答は小さいものであった。本観測では、詳細な流速分布と時間変化が議論できるようにし、主な補助項目として水温を選んだ。

吹送流が風に対する湖の動的応答とすれば水温成層は熱的応答である。境界条件である熱収支、あるいは湖面蒸発は湖流と同様、風によって引起される現象であり、水資源や水温問題には重要であって、数多い研究がなされている。しかし流れとの直接的関係は大気安定度の問題に比べると明らかにされていない点が多い。本観測は平均的な蒸発条件で成立する湖面抵抗則が、熱収支の変化によりどの程度変動するかを明らかにすることを目的としている。以下2.では、上述の目的で行った湖流観測の概要と流況を述べる。3.では、摩擦速度、表面流速、粗度高さを評価するとともに、水側の水面抵抗則を示し、熱収支との関連で吹送流の時間的变化に考察を加える。

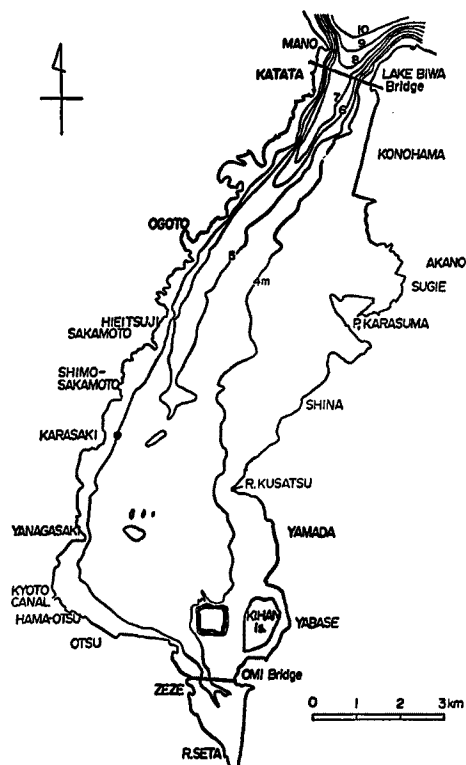


Fig.1 Location of the measurement station (Karasaki, Lake Biwa).

2. 吹送流観測の概要

2.1 観測の方法

(1) 観測台の設置

観測地点は西岸唐崎沖 400m 地点で前報¹⁾ とほぼ同じである (Fig. 1)。水深は約 3.4 m で湖底の泥層厚は 2 m 以上ある。観測台は辺長 5.5 m の井桁型水面部材を 4 本の鉛直材及び 8 本の斜材で水底に固定した鋼製下部構造であり、観測中は観測台中央部水面上に 1.8 m × 1.8 m の足場を設けて作業を行った。水面部材に浮力 50 kg のブイを約 30 個取付けて筏にし、観測地点まで曳航後、方位を合わせて鉛直材を湖底に打込み、さらに斜材で補強した。感知部周辺に障害物のないことが望ましい項目の測定のため、観測台東側に流速・風速計を取付ける観測用支柱 (センサーポール) を設置した。このポールは安定させることが必要であり、鋼製のフーチングをつけている。流速・濁度の水中センサーホルダーは観測台のウインチで昇降できるようにし、風速等の空中センサーもこれと連動するようにした。

予想以上に泥が厚く鉛直材の貫入が 2 m 強に及んだので鉛直材は短材で延長し、不慮の沈下を防ぐため水面部材のブイは大半を残した。雨の対策としてシート屋根をつけ、ゆすりか、ゆりかもめの対策としてネットで覆った。

(2) 測定の方法

各測定項目 1 台の計器で鉛直分布を測定するには、ある程度の時間を要し、現場しかも水面上の自動計測には限界がある。鉛直分布の測定時間は平均のためのサンプル数と層数の積に比例し、各々 20 個、10 層以上は必要である。しかし、メモリーの制約であまり大量データは処理できない (ここでは 1 分布 16,000 データ以下)、測定時間が長過ぎると湖流が変化してしまうことになる。逆に、短いと出力が安定しない上、ゆとりのない観測となる。センサー移動が 10 秒以内とすると、数 10 cm 以内の層間隔であれば移動自体は数秒で行えるので静止時間も確保できる。風波の周期は数秒であるから、各層 20 秒の測定で 5 ~ 6 波分が含まれる。25 ~ 50 Hz のサンプリング速度を用いれば、25 項目では各項目あたり 0.5 ~ 1 秒間隔の記録がとれる。これらを考慮して鉛直分布の測定所要時間は (移動 10 秒 + 測定 20 秒) × 層数とした。すなわち、10 ~ 15 層の鉛直分布を 5 ~ 7.5 分で測定する。実際には後処理に時間を要するので、10 ~ 20 分ごとに 1 分布を測定することにした。

観測に使用した電磁流速計 (アレック電子 ACM 200P) は少なくとも平均流測定には十分有効であった。水温、水面付近の気温分布測定のため 15 個のサーミスタを自作し、流れや風を 1 層測定している間に 1 鉛直分布が測定できるようにした。11 月の観測では水面付近で密な配置としたが、12 月の観測では等間隔 (25 cm) の配置とした。ただし、気温は吸熱や水滴のため測定が困難であって、参考データにとどめた。その他、正味放射量、濁度、水位を測定した。

対数則のような本来の鉛直分布の他に、観測で捉える分布には観測中に条件が変化してしまう非定常性の影響や、航行波、魚、気泡、ウインチの巻き上げ遅れ、電気的ノイズなどの各種ノイズが含まれる可能性がある。各影響の分離評価は困難であるため、一律に誤差として扱い適当な平滑化を行う。なお、11 月は 20 分間隔の観測であるが、14 日 11:30 ~ 12:00 と 21:00 ~ 21:30 および 21:30 ~ 22:00 の 3 ケ所は発電機給油の

都合で30分間隔となっているが、これは作図等の上では無視する。

2.2 観測時の湖の状況

(1) 第1回観測 86/11/14~86/11/15 20分間隔, 15層

外力である風速も測定量であるから陸上風と比較し、他の気象条件とともに確認しておく。**Fig.2**に唐崎沖で実測した風速・気温（15層）・最表層水温（○）・平均水温（実線）と東岸烏丸半島の風速、瀬田の気温・湿度（下棒付きの○および□）の変化を示す。ただし、唐崎の風は測定高度範囲（湖面上1.4~4.7 m）の鉛直平均値である。烏丸・唐崎間では風向に若干ずれはあるが変化のパターンは似ており、風速差も10%程度である。

観測を開始した14日昼頃には北東風が吹いていたが、次第に弱まり、日没後は風向が1~2回南・北に転じ、20:00以降は南寄りの風に落ち着いた。最初は南東風であったが、15日0:00頃に真南となり最大風速は6 m/sを記録した。以後南西風に変化し4:00頃再び風速が6 m/sに達した。明け方には西南西の風に変化し、朝まで4 m/s以上の風が持続した。朝9:40頃、風は大きく変化して北寄りに転じた。同時に観測を終了した。

平均風速が4 m/s以上あったので気温が低いと湖水温は相当低下したであろうと思われるが、水温に比べ気温が1~2°C高い上、風の強かった夜間には飽差が小さく、熱損失は小さかったと推測される。14日の18:00までは気温が瀬田よりも3~4°C低く、観測点の湿度は早くから高かったと思われる。**Fig.2**の中段は水温分布の変化であり、パターンの違いは0.2°Cの水温差を示す。14日の日射と18:00~20:00の風向変化に対応する気温上昇のため湖水が成層したのがわかる。上段の最表層水温では、黒丸で表層水温が平均水温より高いことを示した。

流速分布の変化を下段に示す。各成分ともに層平滑および時間平滑（いずれも3点移動平均）を施した後、鉛直平均流を分離し偏差流分布として表示した。第1段は鉛直平均流速のベクトル表示（水平循環流と表面静振）で、第2,3段は流向系の流速分布、第4,5段は風向系のそれであって、これらについては(3)項で述べる。第6,7段が方位系の流速分布すなわち、流速の東西、南北成分である。なお、横線のハッチは北向き及び東向きの流れを示す。最大の特徴は流速分布が顕著なときには成層がある点であって、次章の解析の方針がこれによって決定された。

観測台に屋根やネットをつけたため観測ポールが台の風下になる西~西南西風の条件では水面近くの風が小さく評価され、自然状態における風を測ることができなかった。他の風向でも風の鉛直分布は顕著でなく、測定範囲が高過ぎたと考え、次の観測で改善を計ることにした。

(2) 第2回観測 86/12/2, 86/12/3 10分間隔, 11層

Fig.3に気象条件を示す。記号等は11月の図と同じであるが、琵琶湖大橋の気温（上棒付き○）も示している。なお、今回の風の測定範囲は湖面上0.6~3.6 mである。

2日午後は2 m/s程度の北東風が持続し北風の少ない前回の観測結果を補うことができた。3日午前には無風または南寄りの微風が断続的に吹く程度であったが、昼から北風に転じ、ゆっくりと強まって3 m/sに達した。両日とも好天に恵まれ、日射の影響で気温較差があったので、安定および不安定の条件で観測できたと思われたが、3日10:20頃サーミスタを駆動する直流電源が切れ、以後の水温・気温・水位が欠測した。

2日は日没頃に気温が2~3°C低下し大橋・瀬田・唐崎の3地点すなわち南湖一帯の気温が一様になったと思われる。また、この気温降下にもなって日中形成された成層が破壊されている。状況は3日も似たものであったと推測される。すなわち、放射が正で風も強くはなく、基本的に熱流入であって午後には湖水は成層したものと思われる。実際、10:00頃の水温分布表層には初期の成層が現れている。

流速分布は2日と3日の間に9時点分のダミーデータを加え、形式的に連続データとして示している。3日の鉛直平均流に現れている約60分周期の振動は全湖の第2モードの表面静振²⁾と考えられ、偏差流の分離

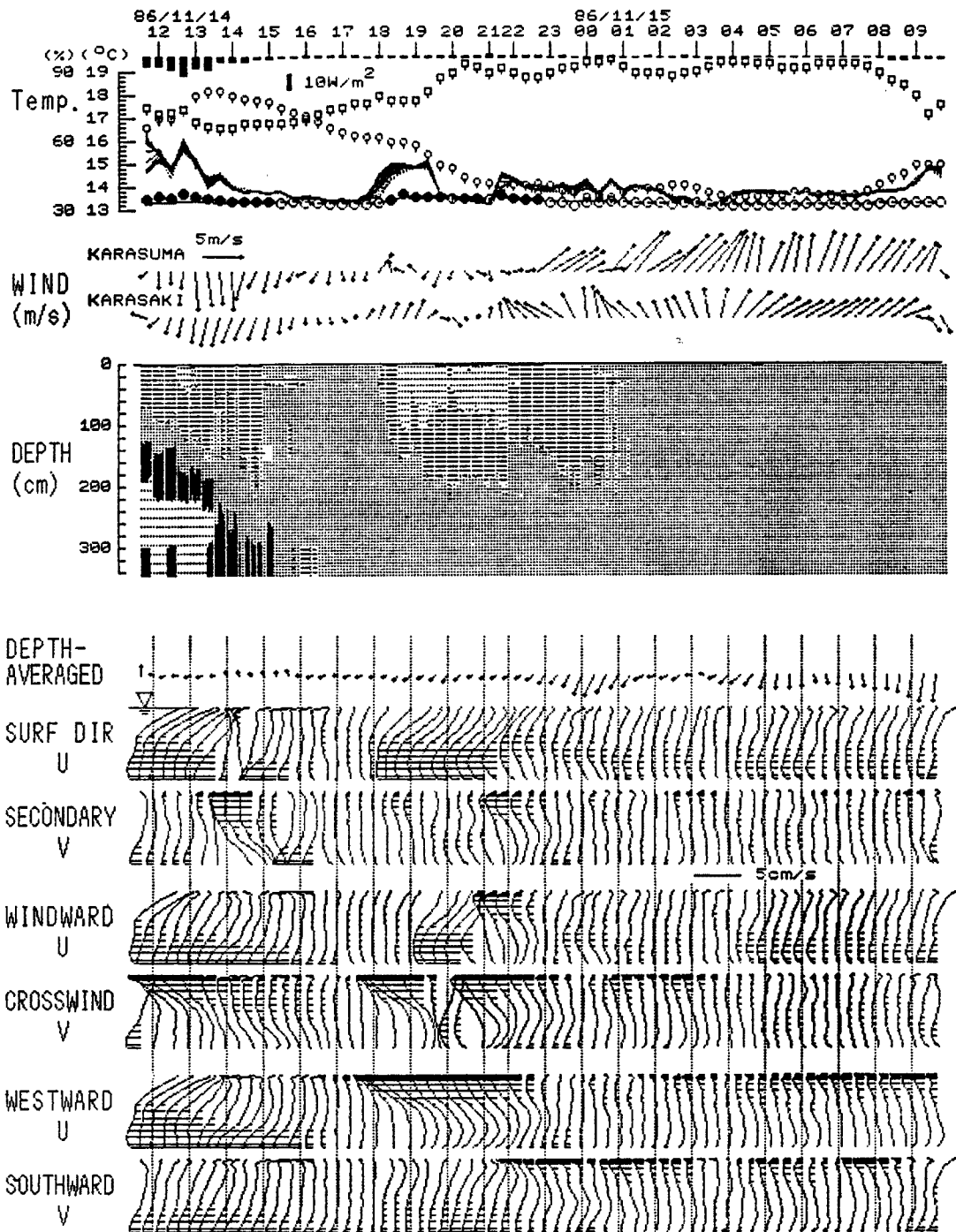


Fig. 2 The 1st measurement (Nov. 14-15, 1986).

Upper; Net radiation (solid column uppermost). Air temperatures in 15 layers (1.4-4.7 m above the lake surface) and at Seta (open circle with short bar). Surface and mean water temperatures (circle and solid line). Wind vectors at Karasuma and Karasaki. Relative humidity at Seta (open square with short bar). Middle; Isopleth.

Lower; Depth averaged current, components of the current velocity rotated to accord the $+x$ axis with the surface current, wind direction and the west.

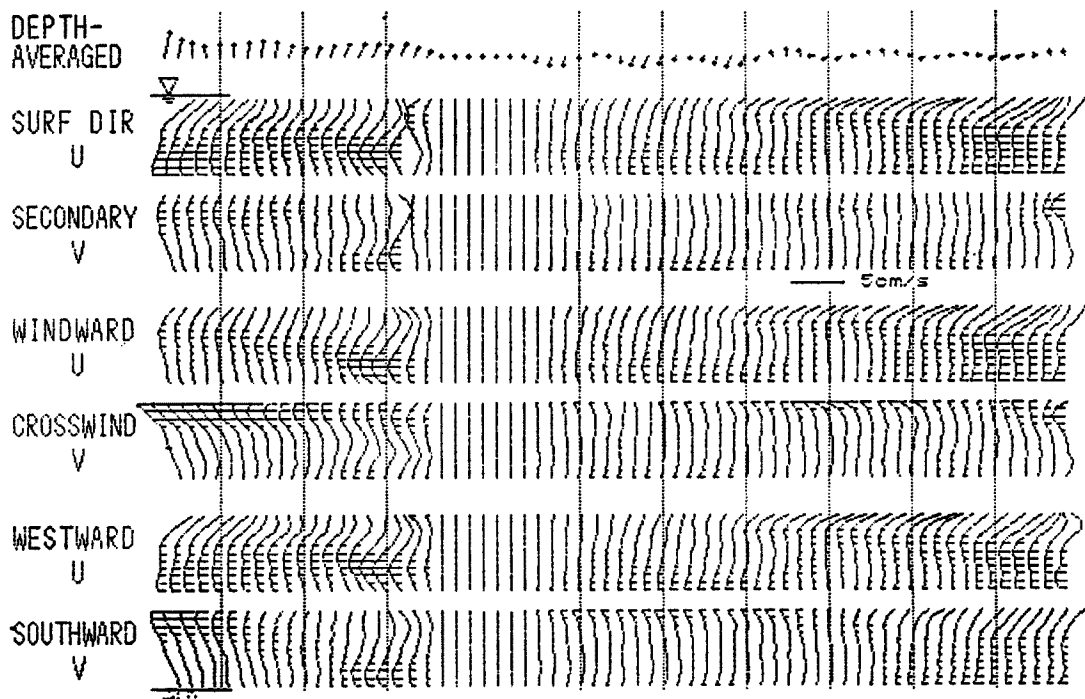
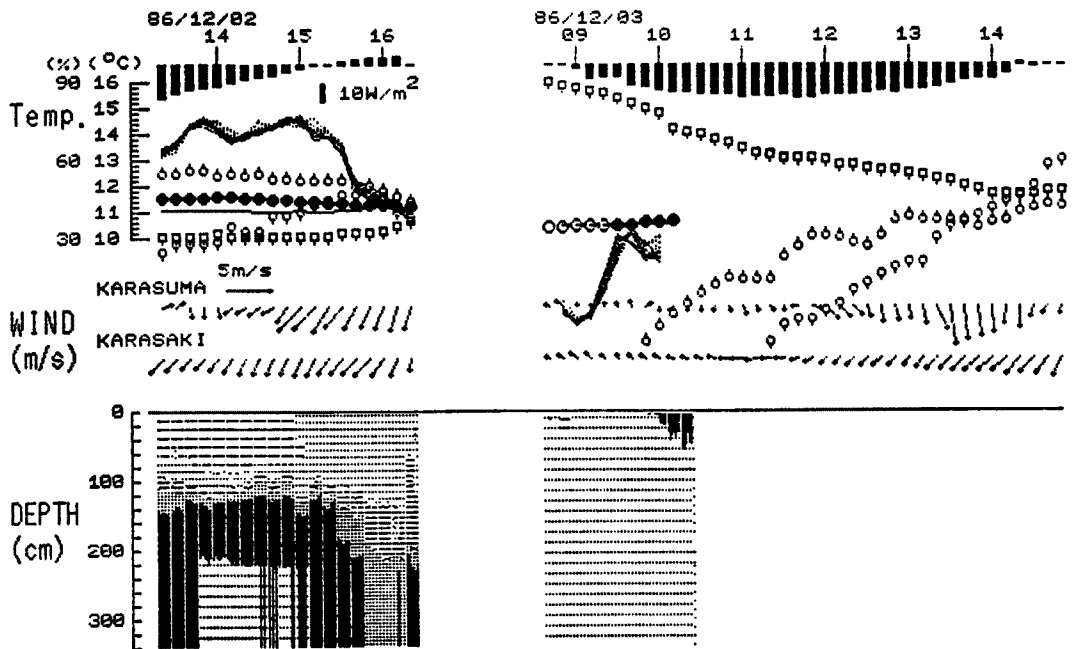


Fig. 3 The 2nd measurement (Dec. 2, 3, 1986).

Upper; Air temperatures in 11 layers (0.6-3.6 m above the lake surface). Air temperature at the Lake Biwa Bridge (open circle with upward bar) is also shown. Except these, all are the same as Fig. 2.

が有効であることがわかる。2日は北東風の吹送流のようであるが、南北成分に直線的な部分がみえる。3日の前半は静穏と思われたが、弱い系統流がある。午後は北東風の吹送流が強くなる過程が明らかであるが、下層の逆流は2日のものに比べ発達していない。

(3) 流れの偏向

Fig. 2, 3 下段の流速分布の第6, 7段に示す方位系では2成分の流速分布を扱う必要があるので、 $+x$ 方向が風下向きになるように流速分布を回転変換した風応力座標系(風向系)を調べる。第4, 5段は主風(x)および2次風(y)方向の流速分布である。これをみると水温成層があり、流速の大きいところでは、水面付近に $-y$ (風下右手)方向にも流れが現れ、しかも、 x 方向の流れに近い大きさである。このように表層流が風向から平均20度ほど右偏しているのが2回の観測とも系統的に認められた。これは風向・流速計の方位設定誤差としては過大であって、地球自転の効果と考えられる。

上記の偏向角は時間的に変化し、現段階では風向系のせん断力配分を十分表せないで、 $+x$ 方向が表層流速の向きになるように流速分布を回転変換した流れ応力座標系(流向系)の流速分布を考え、これを第2, 3段に示す。必ずしも全ての時刻に関してではないが、全体的にみると、最も顕著な流速分布を x 方向に抽出しており、いまのところ、これが最も扱いやすい流速分布である。以下では、風と流れの向きがずれうることを認め、断わらない限り流向系の流速分布を用いることにする。

一方、風速については西風に対する観測台の遮蔽効果以外は鉛直分布が顕著でなく、風速分布から摩擦速度を求めるのは困難であった。これは、風速計の鉛直移動による分布測定という方法の問題というより、水面付近の状態を測定していないという高度範囲の問題と考えられる。

3. 吹送流と湖面熱収支に関する考察

3.1 湖面における運動量輸送

(1) 水温成層の効果

前章の考察の結果、今回の観測した流速分布に対して最も大きく影響するのは水温成層であって、成層があり流速の大きくなるところで流れの偏向も顕著であることがわかった。以後、この方針で考察を進める。

気象学分野で広く用いられる無次元シア関数(中立時の勾配に対する成層場の勾配の比)はオブコフ長

$$L = u_*^3 / \kappa g' w_e$$

を用いた無次元距離 $\zeta = z/L$ の関数である。ここに、 $\kappa = 0.4$, w_e は密度流の連行速度, g' は有効重力加速度である。安定($\zeta > 0$)の場合、運動量と顕熱に関するシア関数 ϕ_m , ϕ_h は、

$$\phi_m = \phi_h = 1 + \alpha \zeta \dots\dots\dots (1a)$$

で表され、係数 α は7程度である³⁾。ただし、 ζ が増加しても ϕ が無限に増大するわけではなく、 $\phi_{max} = 6$ 程度の上限をもつ(対応する $\zeta = \zeta_c = 5/7$)。一方、不安定($\zeta < 0$)な場合には

$$\begin{aligned} \phi_m &= (1 - \gamma \zeta)^{-1/4} \\ \phi_h &= (1 - \gamma \zeta)^{-1/2} \dots\dots\dots (1b) \end{aligned}$$

となり、 $\gamma = 16$ である⁴⁾。ただし、各係数は研究者により異なる。フラックスリチャードソン数 ζ とバルクリチャードソン数 R_{i0} は次式

$$\zeta = \frac{\phi_m^2}{\phi_h} R_{i0} \dots\dots\dots (2)$$

で変換される。

最初に水面付近の速度差を検討する。間隔を固定した速度差は速度勾配に比例する量であり、最表層と底面上150 cm層間の流速差 S と水温差に対応する有効重力加速度 g' から求めたリチャードソン数

$$R_{i0} = g'(z_2 - z_1) / S^2$$

$$S = \{(u_2 - u_1)^2 + (v_2 - v_1)^2\}^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

を表示したのが **Fig. 4** である。これを安定度に依存する関係と考え、 0.02°C 以下の水温差 (サーミスタ精度) に相当する $0 \leq g' \leq 0.002 \text{ cm/s}^2$ のデータを中立非成層 (○), 水温差 0.6°C 以上に相当する $g' \geq 0.06 \text{ cm/s}^2$ のデータを強い安定時 (●) とすると, 両データ群の縦距の比 (ϕ_m の近似値) は有意なりチャードソン数の範囲 ($1 > R_{i0} > 0.1$) で 6~7 程度になる。一方, 不安定な場合には (2) より $\zeta = R_{i0}$ であり, (1b) と同様の関係が成立しているようである。第 1 回観測 (右上棒付き) では成層破壊時のデータが $R_{i0} < 1$ に対応しており, 第 2 回観測では風が弱く安定側 ($R_{i0} > 1$) によっている。

このように流速分布に安定度が関与しており, 対数則近似のみで摩擦速度を求めることはできないが, 速度勾配の増加は大気の場合と同じシア関数で表現できるようである。すなわち, 流速分布は対数+直線則に従うことが予想される。**Fig. 5** は代表的流速分布を示している。ここに, z は水面からの下向き距離, k_s は相当粗度である。成層がある場合 (●; $g' \geq 0.01 \text{ cm/s}^2$) とない場合 (○) の流速分布は, それぞれ, 対数+直線則および対数則に従っている。ただし, 12 月 3 日の 12:20, 13:30 のデータは水温欠測のため○になっているが, 前者と判定した。成層がない場合については水面下 20~30 cm 付近までに不安定層がみられることが多い (**Fig. 2, 3** 表層水温参照)。風がかなり強い 11 月 14 日 23:20 及び翌 4:40 には風波の発達に対応して, 表層の流速分布に一様な部分がみられる。

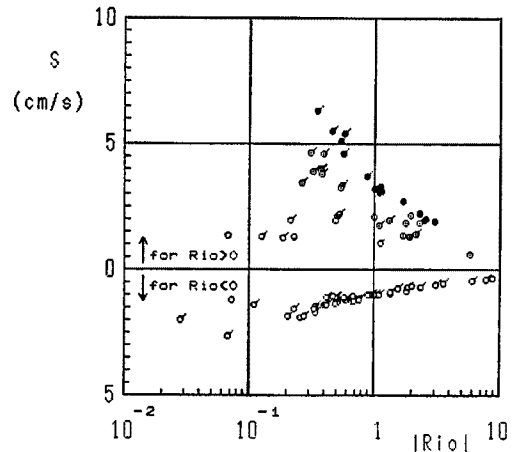


Fig. 4 Overall Richardson number versus the velocity difference under stable and unstable conditions.

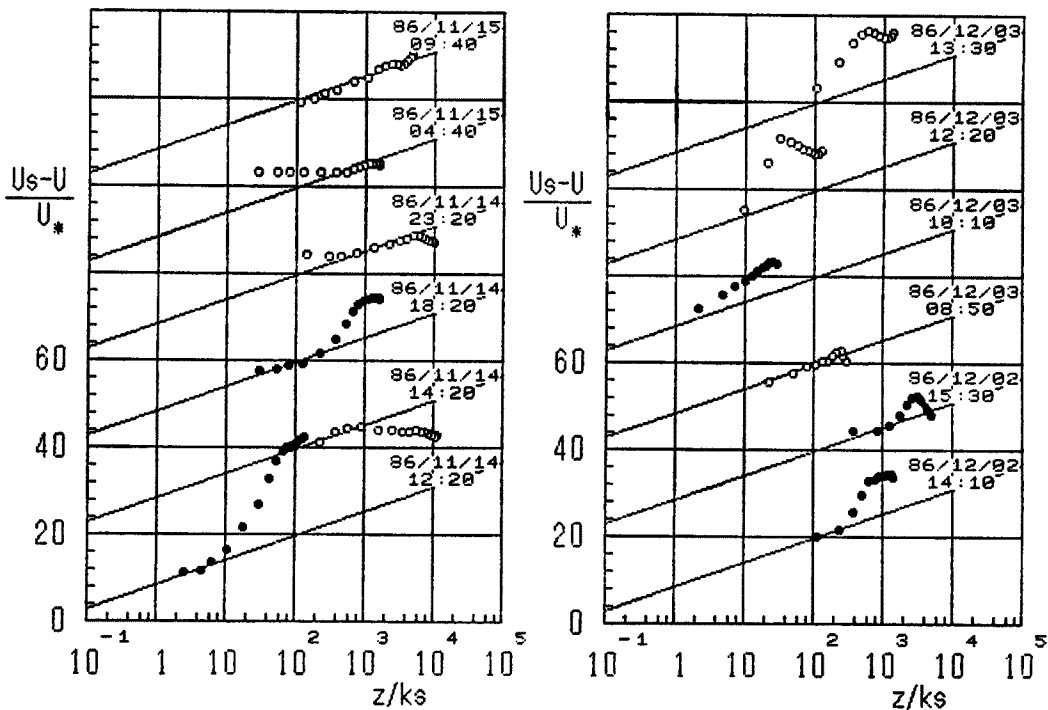


Fig. 5 Typical velocity profiles. Neutral or unstable case is shown by open circles.

11月14日14:20の分布は風のピーク後の時間変化の激しい時点に相当しており、成層破壊や流向変化の影響もあって考察が困難な流速分布の例である。12月3日10:10の流速分布は対数則の方が適当なようにみえるほど直線的であるが、その時間帯の風速から考えると u_* を大きくとれなかった。

ここに例示した流速分布のパラメータについてであるが、気流と異なり水面速度が無視できないため流速分布は摩擦速度 u_* 、粗度高さ $z_0(k_s)$ に加え、表面流速 u_s という3つのパラメータをもつ。これらを合理的に決めるため次節で若干の考察を行った後、実際に全流速分布を整理する。なお、各観測時の平均水位からの水位変動は ± 2 cm の範囲であり、これも考慮に入れたが、摩擦速度 u_* の計算にはそれほど敏感でないと判断した。

(2) 摩擦速度と表面流速および粗度高さ

表面せん断力 τ_s を与える風の抗力係数 C_D は、空気の密度 ρ_a と湖面上10 mの風速 W_{10} を用いて

$$\tau_s = \rho_a C_D W_{10}^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

と書けるが、風速 5 m/s 以下の範囲も含む公式として、Kondo⁵⁾ による次式、

$$\begin{aligned} C_D &= 1.08 \times 10^{-3} W_{10}^{-0.15} & 0.3 \leq W_{10} \leq 2.2 \\ C_D &= (0.771 + 0.0858 W_{10}) \times 10^{-3} & 2.2 \leq W_{10} \leq 5.0 \\ C_D &= (0.867 + 0.0667 W_{10}) \times 10^{-3} & 5.0 \leq W_{10} \leq 8.0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を用いれば、摩擦速度は風速の0.9または1.5乗の関数である。風の粗度高さを $z_{0s} = 10^{-3} \sim 10^{-7}$ m とすると W_{10} は 4 m (平均測定高度) の風速の1.05~1.11倍の範囲であり、高度差がそれほど重要でなく、(5) は平均的な C_D の評価を与えることがわかった。

表面流速 u_s を用いて反流の最大値が発生する深さ h_r 間の相対流速 $(u_s - u)$ の平均値として u_r を定義し、

$$\tau_s = \frac{1}{2} \rho_f u_r^2 \quad \dots\dots\dots (6)$$

と表すことにする。これは、水面と底面の対数則を深さ h_r の点で接続する Spillane・Hess⁶⁾ の方法と類似である。実際は2つの対数則の相互作用する中間層を除いて水面对数則のみに支配される厚みを h_r にとるべきであろうが、判定の容易さから形状的な2層分割とする。 h_r を水深 h にとると、 u_r は表面流速と平均流速の差であり、この偏差流分布について平均流速はゼロであるから $u_r = u_s$ である。

(4), (6)より、流速・風速比について

$$u_r/W = 0.049 (C_D/f_s)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。以下、 W_{10} は W として表示する。層流および滑面で f_s が R_s^{-1} および $R_s^{-1/4}$ に比例すれば、 u_r/W はそれぞれ、レイノルズ数 R_s の1/2乗則、1/8乗則に従う。 $u_r = u_s$ 、 $h_r = h$ と考えると $u_s h/\nu$ で整理した Keulegan⁷⁾ や Plate⁸⁾ の実験傾向と一致する。Amorocho ら⁹⁾ は砕波の飽和状態で $C_D = 0.0025$ となることを示したが、 C_D が一定の領域では、(7)式の比は f_s による一定値となる。 $f_s = 0.005 \sim 0.025$ では $u_r/W = 0.015 \sim 0.035$ をとる。 $u_r \leq u_s$ も考慮すると、 u_s が W の3.3%程度の値になることを示していると考えられ、しかも、水深や反流の有無によって変化する^{6), 10)} という事実の説明にもなっている。

表面流速は現地で何度か測定を試みたが、ばらつきが大きく使用できる資料とならなかった。しかも、この解析では各時点の値が必要であり、風速で表示することを考える。Plate の表面流速・風速比は1/8乗則に従っており、滑面範囲と考えられる。文献の図より風速と表面流速の比は

$$u_s/W = 0.0085 R_s^{1/8}, R_s = u_s h/\nu \quad \dots\dots\dots (8)$$

で近似できるから表面流速は

$$u_s = 0.0043 W^{8/7} (h/\nu)^{1/7} \quad \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。 $h = 340$ cm, $\nu = 0.012$ cm²/s とすれば

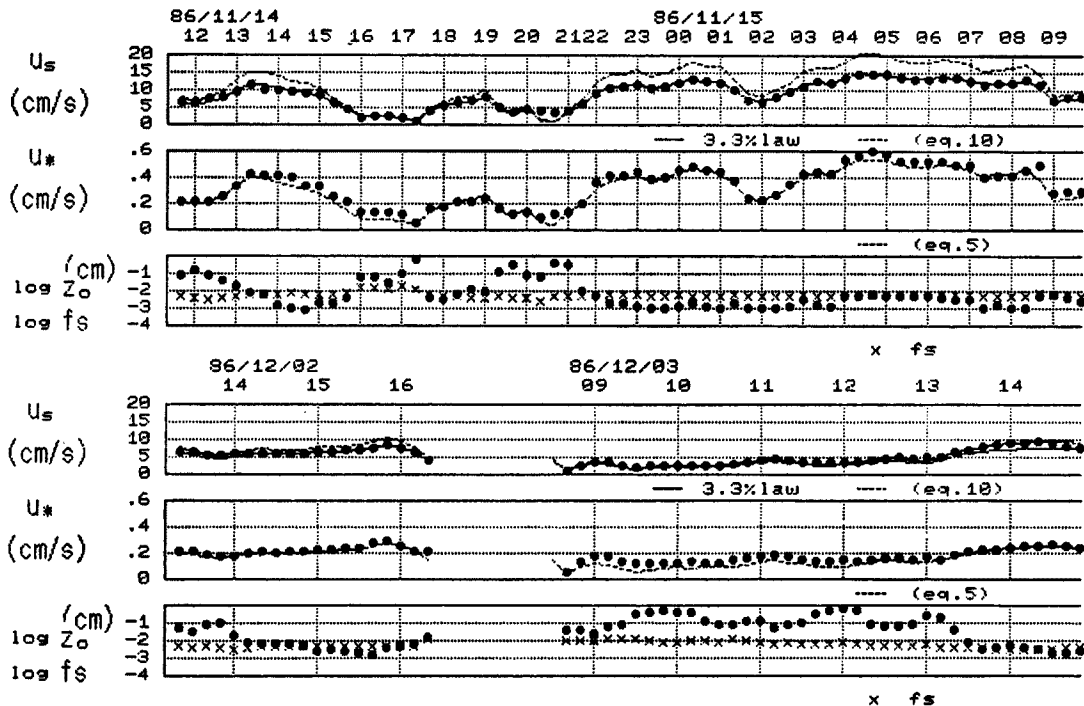


Fig. 6 Estimated quantities by fitting with the logarithmic profile. Surface and friction velocities and roughness height.

$$u_* = 0.019 W^{8/7} \text{ (c.g.s.)} \quad (10)$$

となり、 $W > 46 \text{ cm/s}$ では風速の 3.3% より大きくなるが、 $W = 600 \text{ cm/s}$ でも 4.7% と妥当な範囲にとどまる。もちろん定常状態の評価であるから、非定常な現地の風に対してどの程度実現されるかは不明である。しかし、ここでは水面状態が風によく応答すると考え、 u_* と u_s をそれぞれ (5), (10) で計算し、Nikuradse の相当粗度 k_s から z_0 を求めた。結果を Fig. 6 に示した。● は粗面則に当てはめた u_* , u_s , z_0 の推定値で、個々の分布について (5), (10) の値を若干修正した。ただし、風速の大きい場合には (10) 式で適合させると z_0 や抵抗係数 $f_s (\propto 2(u_*/u_s)^2)$ が過小になり、この場合は風速の 3.3% 則を用いた。

空気側の粗度高さ z_{0a} に関する Charnock 関係は風の摩擦速度 u_{*a} を用いて

$$z_{0a} = b u_{*a}^2 / g \quad (11)$$

と表されるが、同様に

$$k_s = a u_{*a}^2 / g \quad (12)$$

とすれば、 a と b は

$$b = (\rho_a / \rho) a (z_{0a} / z_0) / 30.1 \quad (13)$$

により換算する。Charnock パラメータ b の研究は多いが、Safaie¹¹⁾ によれば、 $b = 0.01 \sim 0.03$ といわれ、特に、 u_{*a} の大きい (碎波状態に相当する) ときは $b = 0.01$ 程度といわれる。 $z_{0a} = z_0$ とすると対応

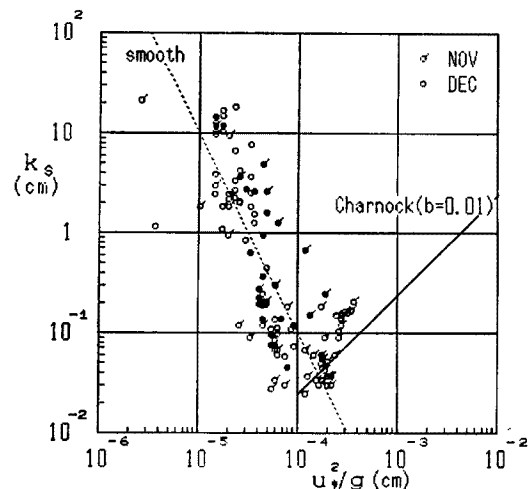


Fig. 7 Relationship of the equivalent roughness k_s and the Charnock length scale.

する a の値は約240である。Fig. 7 は(12)の関係を調べたものであり、 k_s が u_* の-4乗で減少する傾向があり、粘性底層が消える過程を表していると考えられる。 k_s が u_*^2/g に比例する領域は水側の完全粗面と考えられ、今回の観測では得られていないが、オーダー的には Charnock の式に接続している。粗滑遷移が $u_* = 1 \text{ cm/s}$ (対応する風速を(5)で評価すると $W = 7 \text{ m/s}$) から始まるとすると、(12)より、このときの $z_0 = 0.008 \text{ cm}$ である。安定成層時 (●; $g' \geq 0.01 \text{ cm/s}^2$) に k_s または z_0 が大きいかどうかは明確でない。ひとつには全体的な g' のみでは判定しにくいことも原因している。例えば、第1回観測 23:00 前後 (Fig. 2) には全体的には安定成層が存在するが水面付近に不安定層があるために水面現象としては非成層時の挙動をしていると考えられる。

3.2 吹送流の抵抗則

(1) 有効粘性係数

Csanady¹²⁾ が密度流や吹送流に導入した有効(動)粘性係数 ν_e は水面での流速勾配と摩擦速度を用いて

$$\nu_e = u_*^2 / (du/dz)|_{z=0} \dots\dots\dots (14)$$

で評価できるが、Csanady は Lofquist¹³⁾ による下層密度流実験の流速分布データを再整理し、有効粘性係数を用いた壁法則にまとめられることを示した。滑面の有効粘性係数は

$$\nu_e/\nu = 1 + C_s K^p \dots\dots\dots (15)$$

で表示される^{12), 14)}が、ここでは Csanady の指数および中野ら¹⁴⁾の係数 $p = 1/2$ および $C_s = 6.5$ を用いる。ここに、 $K = u_*^2/\varepsilon g \nu$ はクーリガンパラメータで、 $\varepsilon g = g'$ である。つぎに、粗面に対応した ν_e の表示を考える。

混合層が十分薄い二層流的状况では(15)が示すように界面現象は界面水理量いわゆる内部変数のみに支配され、水深(または流動層厚)のような外部変数の影響を受けない。混合が活発になると混合層は厚さを増すが、本来、水深以上には増大しないから、あるところで一定になると予想される。交換密度流実験^{15), 16)}の結果からレイノルズ数の小さい間は混合層厚 δ が増加するが、径深 R より大きくならないことが得られている¹⁵⁾。Fig. 8 は δ を粘性長さスケール¹²⁾

$$l_v = (u_* \nu / \varepsilon g)^{1/2} \dots\dots\dots (16)$$

で無次元化したものであり、横軸は下層径深 R のレイノルズ数である。 δ/l_v はレイノルズ数に比例している。粘性長さスケール l_v は滑面で重要なパラメータであり、粗面では依存が変化すると推察されるが、粗面領域のデータが実験では得られていない。こうした状況の定常実験では、小さなリチャードソン数を維持する必要があるが、現象自体が本来遷移的であり、現実には困難と考えられる。交換密度流実験では密度フルード数がほぼ一定に保たれており、リチャードソン数に換算すると0.25近くの値になる¹⁷⁾。すなわち、実験で得られた直線

$$\delta/l_v = (1/30) (u_* R / \nu) \dots\dots\dots (17)$$

は安定限界を示すもので密度フルード数が小さいデータはこれより上方、大きいデータは下方に区分されると考える。完全粗面を仮定した次元解析より、無次元の混合層厚はレイノルズ数の1/2乗

$$\delta/l_v = C_r (u_* R / \nu)^{1/2} \dots\dots\dots (18)$$

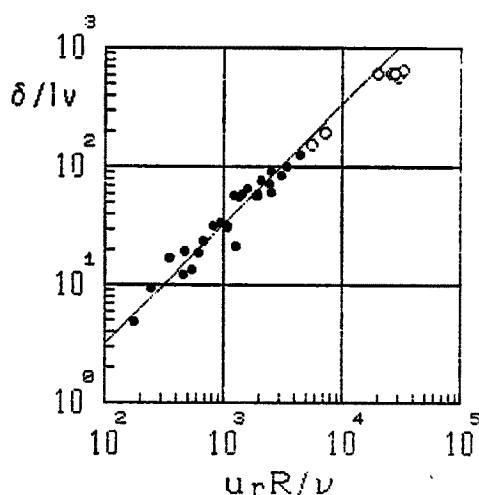


Fig. 8 Dependence of the mixed layer thickness non-dimensionalized by the viscous length on the Reynolds number. (●Authors¹⁵⁾, ○Abraham & Eysink¹⁶⁾)

$$C_r = \left(\frac{u_r}{u_*} \frac{\varepsilon g \delta}{u_r^2} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (19)$$

に比例し、比例定数 C_r はリチャードソン数である。左図より C_r は 2～9 程度である。

交換密度流の実験式(17)より

$$\nu_s/\nu = (1/30) (u_* R/\nu) K^{1/2} \dots\dots\dots (20)$$

が得られる。一方、(18)、(19)より

$$\nu_s/\nu = C_r^2 K \dots\dots\dots (21)$$

となる。(19)は完全粗面を仮定しているので、 $u_r/u_* = \lambda$ 、 $\varepsilon g \delta/u_r^2 = R_i$ と書き、(15)と同様右辺に 1 を加えると(21)は

$$\nu_s/\nu = 1 + \lambda K R_i = 1 + (\lambda K/\phi) \zeta \dots\dots\dots (22)$$

の形になり、(1a)のシア関数と同型であることがわかる。すなわち、 $\alpha = \lambda K/\phi$ より

$$\begin{aligned} K &= \alpha \phi / \lambda = \alpha \phi (f_s/2)^{1/2} \\ u_* &= (K \varepsilon g \nu)^{1/3} \\ u_r &= u_* \lambda \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

となる。これを用いて完全粗面の条件を以下のように考える。 $\varepsilon=1$ (非成層の吹送流) で中立 ($\phi=1$) の場合には $\lambda K=7$ であるから、 $\lambda=10$ ($f_s=0.02$) で $K=0.7$ 、 $u_*=1.9\text{cm/s}$ 、 $u_r=19\text{cm/s}$ である。 h_r が大きくなりうるときには、 $\phi_{max}=6$ に対応して $\lambda K \approx 40$ であるから、 $\lambda=20$ ($f_s=0.005$) で $K=2$ 、 $u_*=2.7\text{cm/s}$ 、 $u_r=54\text{cm/s}$ となる。

$\varepsilon=1$ の吹送流においては水面での速度勾配から ν_s を評価するための距離は、せいぜい数 mm 以下でなければならないが、こうした測定は消波剤を使用できる実験室内でのみ可能である。一方、前節の成層した吹送流の対数+直線則も形式的には粘性底層であって、両者の相違は L の大きさ、すなわち、重力加速度の違いによると考えられる。成層が破壊されて $g'=0$ になると、今回の観測のような滑面範囲では Csanady の考えた、 g に支配される前者の“有効”粘性底層のみが存在するが、成層吹送流では g' 支配の直線分布が共存した形となると考えられる。

(2) 水面の抵抗則

水面抵抗則は管路の抵抗則と有効粘性係数表示から求められる。滑面管路の抵抗係数で ν を ν_s に置き換えると

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 2.0 \log \left(\frac{2u_r h_r}{\nu_s} f_s'^{1/2} \right) - 0.8 \dots\dots\dots (24)$$

となる ($f_s'=4f_s$ は管径換算の抵抗係数で h_r は管の半径、 u_r は表面流速と相対的な鉛直平均流速とする)。(15)を(24)に入れて整理すると

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 4.0 \log \left(R_s \frac{4f_s'^{1/2}}{1+0.594C_r f_s'^{3/4} K_0^{1/2}} \right) - 1.6 \dots\dots\dots (25)$$

を得る。ここに、 $R_s = u_r h_r / \nu$ 、 $K_0 = u_*^3 / g' \nu$ である。同様に、(20)を代入すると

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 4.0 \log \left(R_s \frac{4f_s'^{1/2}}{1+0.0141 f_s'^{5/4} K_0^{1/2} R_s} \right) - 1.6 \dots\dots\dots (26)$$

となる。最後に、(21)式については

$$\frac{1}{f_s'^{1/2}} = 4.0 \log \left(R_s \frac{4f_s'^{1/2}}{1+0.354C_r^2 f_s'^{3/2} K_0} \right) - 1.6 \dots\dots\dots (27)$$

となるが, $K_0 \gg 1$ の場合には,

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.0 \log \left(\frac{11.3}{C_r^2 f_s} \frac{\varepsilon g h_r}{u_*^2} \right) - 1.6 \quad \dots\dots\dots (28)$$

となり, レイノルズ数と無関係な抵抗係数を示す。(12)を用いて粗面則

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 2.0 \log \frac{h_r}{k_s} + 1.74 \quad \dots\dots\dots (29)$$

を f_s に換算すると

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.0 \log \left(\frac{37.2}{a f_s} \frac{\varepsilon g h_r}{u_*^2} \right) - 1.6 \quad \dots\dots\dots (30)$$

となる。(12), (21)より粗度レイノルズ数 $u_* k_s / \nu$ は K が増加すると一定になり, しかも, $u_* k_s / \nu \rightarrow a / C_r^2 = 3.3$ であるから, 対数則の切片 $5.5 + 5.75 \log u_* k_s / \nu$ は 8.5 となって粗面に帰着する。(22)はリチャードソン数 R_{i0} の限界値を与えると考えられる。滑面から遷移領域までを(25)式, 完全粗面に達した後の抵抗係数は(28)式で与えられる一定値とすると **Fig. 9** の曲線を得る。いま h_r が一定と考えると, $u_r h_r / \nu$ が増大するとき, $g' h_r / u_*^2$ はある値まで減少して一定になる。この限界リチャードソン数は碎波に関係していると考えられるが, h_r が一定という条件では u_r が上限をもつこと, すなわち渦動粘性係数が増大し流速がそれ以上増加しえなくなることを意味している。このように, u_r が上限に達すると R_{i0} が意味を失うと同時に, 流れに対して有効な u_* が一定化する説明が成立つ。(28)に(19)を入れて C_r^2 を消去すると,

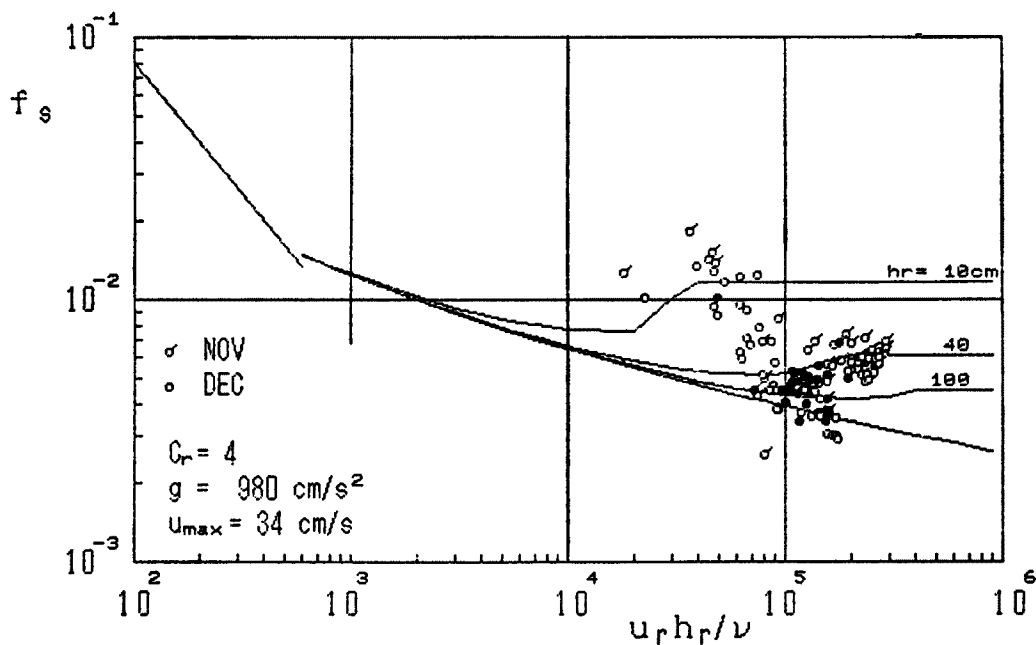


Fig.9 Friction coefficients and the resistance law at water surface.

$$\frac{1}{f_s^{1/2}} = 4.0 \log \left(8 \frac{h_r}{\delta} \frac{1}{f_s^{1/2}} \right) - 1.6 \quad \dots\dots\dots (31)$$

となり, $\delta = R = h_r / 2$ では $f_s = 0.024$ となって, これが f_s の最大評価である。一方, 層流の抵抗係数 ($h_r = 2h/3$) を計算すると

$$f_s = 8 / R_{i0} \quad \dots\dots\dots (32)$$

となる。さらに, 滑面に関しては

$$f_s = 0.067 R_s^{-1/4} \dots\dots\dots (33)$$

が成立し、Blasius 則から換算したものと一致する。

Fig. 9 には水面抵抗係数の実測値も示したが、計算値とかなり一致することがわかった。ただし、 $u_r = 0.7 u_*$, $h_r = h$ とした。成層時 (●; $g' \geq 0.01 \text{ cm/s}^2$) の抵抗係数は概して小さく、一方、11月 (右上棒付き) の $R_s > 10^5$ のデータはかなり粗面化している。また、抵抗係数が 10^{-2} を超えるものは Fig. 6 からわかるように、いずれも弱風時のデータであって u_* , u_{*c} とも推定の困難なものである。

4. 結 論

琵琶湖南湖西岸唐崎沖 400 m の定点で 2 成分の流速、濁度、風速、気温、水温について 10~20 分間隔、計 123 の鉛直分布を測定した。冬季の観測であり、風の冷却・混合により水温一定または冷却の卓越する条件が予想されたが、日射あるいは夜間においても気温の上昇により湖水が成層する。これは水温差にして 1°C 以下の弱い成層であるが湖流の強度に決定的な影響を及ぼす。

- 1) 安定成層による速度勾配の増大はモーン・オブコフ理論に従い、線形部分の係数は気象学で言われている 7 の程度である。
- 2) 成層時には流向が風下右手にずれるスパイラル構造が顕著に認められた。
- 3) 摩擦速度と表面流速を従来の知見に従って与え、相当粗度から粗度高さを推定した。粗度高さは風速とともに減少し、Charnock 則に接続する。
- 4) 粘性底層厚が摩擦速度とともに減少する領域であるので、風速 6 m/s 以下の今回の観測条件範囲では滑面則が主に成立した。
- 5) 浅水湖の吹送流は粘性底層 + 対数則 + 直線分布 + 底面領域という構造をもつようである。最初の層については実測できなかったが、存在することは上記 4) から明白である。
- 6) 粗面領域の有効粘性係数を評価し管路抵抗則から水面抵抗則を表示した。これは実測した抵抗係数ともよく一致した。

本観測を実施するにあたり河野嘉次氏・山本伊一郎氏をはじめ地元の漁業組合の皆様に御協力を頂いた。観測資料整理には水島賢明氏 (現中国電力) に多大の労を煩した。ここに記して謝意を表します。なお、本研究は文部省科学研究費奨励研究 (61750508) の補助を受けたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 大久保賢治・村本嘉雄：琵琶湖南湖の湖流観測—流速・濁度の鉛直分布—, 京大防災研年報, 第29号 B-2, 1986, pp. 549-560.
- 2) Imasato, N.: Study of the Seiche in Lake Biwa-ko (II)—On a Numerical Experiment by Nonlinear Two-Dimensional Model—, Contributions, Geophysical Institute, Kyoto Univ., No. 11, 1971, pp. 77-90.
- 3) Kondo, J., Kanechika, O. and Yasuda, N.: Heat and momentum transfer under strong stability in the atmospheric surface layer., J. Atmos. Sci., Vol. 35, 1970, pp. 1012-1021.
- 4) Paulson, C. A.: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer., J. Applied Meteor., Vol. 9, No. 6, 1970, pp. 857-861.
- 5) Kondo, J.: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions., Boundary-layer Meteor., 9, 1975, pp. 91-112.
- 6) Spillane, K. T. and Hess, G. D.: Wind induced drift in contained bodies of water, J. Phys. Oceanogr., Vol. 8, 1978, pp. 930-935.
- 7) Keulegan, G.: Wind tides in small closed channels J. Res. Nat. Bureau Stand., Vol. 46, 1951,

- p. 358.
- 8) Plate, E. J.: Water surface velocities induced by wind shear, Proc. ASCE, Vol. 96, EM3, 1970, pp. 295-312.
 - 9) Amorocho, J. and DeVries, J. J.: A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces, J. Geophys. Res., Vol. 85, No. C1, 1980, pp. 433-442.
 - 10) 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久: 吹送流に関する風洞実験, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第2号, 1983, pp. 127-174.
 - 11) Safaie, B.: Wind stress at air-water interface, Proc. ASCE, Vol. 110, WP2, 1984, pp. 287-293.
 - 12) Csanady, G. T.: Turbulent interface layers; J. Geophys. Res., Vol. 83, No. C5, 1978, pp. 2329-2342.
 - 13) Lofquist, K.: Flow and stress near an interface between stratified liquids, Phys. Fluid, Vol. 3, No. 2, 1960, pp. 158-175.
 - 14) 中野 晋・鶴谷広一・一戸秀久: 淡塩二層密度界面の抵抗と混合特性, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第2号, 1985, pp. 239-273.
 - 15) 大久保賢治・菅沼史典・村本嘉雄: 密度流界面現象の三次元性に関する実験, 京大防災研年報, 第28号 B-2, 1985, pp. 356-361.
 - 16) Abraham, G. and Eysink, W. D.: Magnitude of interfacial shear in exchange flow, J. Hydraulic Res., Vol. 19, No. 2, 1971, pp. 120-150.
 - 17) 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), 京大防災研年報, 第24号 B-2, 1981, pp. 356-361.