

湖流の偏向と抵抗特性

大久保賢治・村本 嘉雄

Deflection and Resistance in Lake Currents

By Kenji OOKUBO and Yoshio MURAMOTO

Synopsis

From the measurement of wind-driven current in shallower part of Lake Biwa, it was verified stable stratification makes the current profile significant. Another effect of stratification is the deflection in the surface current. Considering that these facts are explained as the reduction of the eddy viscosity, the basic effect of the Ekman number was detected in pipe flow experiments. Eddy diffusivities were evaluated from the field data and the profile of the coefficient in neutral case and the variation due to the temperature stratification. Estimating the surface Rossby number $R_* = u_* / fL$, significant deflection occurs around $R_* = 10$, where L is the Monin-Obukhov length, f Coriolis parameter. The destratification is regarded as a typical entrainment process to the neutral state, on which the deflection occurs. The results suggest diurnal patterns of diffusion exist in lakes.

1. 緒 論

湖の物質拡散を支配する吹送流は湖流計算の主な対象となる流系であって、水面境界条件である風応力や流速分布を規定する鉛直渦動粘性係数の評価が重要であるが、摩擦速度、表面流速、粗度長といった水面パラメータと流動層厚、渦動粘性係数、スパイラル構造のような内部構造は相互に関係するため両者の整合性を確認しながら現象を解明する必要がある。

浅水湖の吹送流は密度一様と考えられることが多いが、琵琶湖南湖で行った吹送流観測^{1), 2)}より、気象条件の影響を受けやすい現地では、吹送流に対し水温成層効果が支配的であるという知見を得た。本研究では、成層・非成層流の遷移が、深水・浅水あるいは回転・非回転系という流れの遷移に対応することを実測値を用いて検証する。この遷移過程で流れの偏向が発生し、これにより水面抵抗特性が変化するため数値計算で扱われる状況とはかなり異なると考えられる。以下、2. で吹送流観測について述べ、3. の基礎実験により流れの偏向に関するパラメータを調べる。4. では偏向を支配する渦動粘性係数の変動と鉛直分布を検討し、5. ではエクマン数の変動が水温成層に支配されるという観測事実に基づく領域区分を示し、6. で湖流の偏向と抵抗特性について述べる。

2. 吹送流観測

ここで検討する1986年観測値²⁾は流速・水温鉛直分布と湖上風の時間変化に関するものである。観測は琵琶湖南湖西岸唐崎沖400 m、水深3.4 mの地点で行い、1985年観測¹⁾とほぼ同一地点である。

2.1 観測の概況

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

14日午後の北東風が弱まった後, 風向は変動したが, 20時以降は南寄りの風に安定した。最初は南東風, 15日0時頃に南風で最大風速6 m/sを記録した。以後, 南西風に変化し4時頃再び風速が6 m/sに達した。明け方に西南西の風となり朝まで4 m/s以上の風が持続した。平均風速が4 m/s以上であったが, 気温が水温より1～2℃高い上, 夜間の強風時には飽差が小さく熱損失は小さかった。14日の日射と18～20時の風向変化に伴う気温上昇により湖水は成層した。

(2) 第2回観測 86/12/2, 86/12/3 10分間隔, 11層

2日午後2 m/s程度の北東風が持続, 北風の少ない前回観測結果を補えた。3日午前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, 昼から北風に転じ次第に強まって3 m/sに達した。両日とも日射の影響で気温較差があり, 2日日没時に気温が2～3℃低下した。これに伴って日中形成された成層が破壊された。3日の10時以後の水温・気温・水位が欠測したが, 状況は前日と似たものと推察された。すなわち, 放射が正で風も強くなく基本的に熱流入で, 午後には湖水は成層したと思われる。

(3) 流向系と風向系の流速分布

電磁流速計の出力である方位系では2成分流速分布を扱う必要があり, +x方向が風下となるように流速分布を回転変換した風向系を調べた。流速分布には水温成層が強く影響し, 成層し流速の大きいところで流れの偏向も顕著であった。すなわち, 成層時に表層流が風向から右偏する現象が2回の観測とも系統的に認められた。

しかし, 偏向角は時間的にも変化し, 風向系の風応力配分を表せなかったので, +x方向が表層流速の向きになるよう回転変換した流向系を考えた。風と流れの向きがずれることを認めて, 全体的に最も顕著な流速分布を抽出し, この流向系のデータを用いて摩擦速度のような水面パラメータを評価した。

2.2 吹送流における成層の効果

鉛直間隔固定の2点間速度差は速度勾配に比例する量で, 最表層と底面上150 cm層の流速差 S を, 同じ層間の水温差に相当する有効重力加速度 g' から求めたリチャードソン数

$$R_{i0} = g' (z_2 - z_1) / S^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

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

で示すと Fig. 1 のようになる。成層が強化すると速度差が増大する。中立時と成層時のデータ群の縦距比は有意な安定度範囲 ($0.1 < Ri_0 < 1$) で6程度になる。第1回観測の成層破壊時データが $Ri_0 < 1$ に対

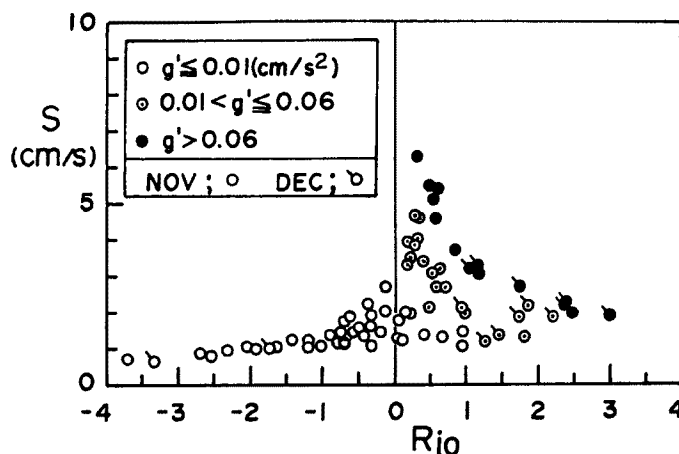


Fig. 1. Velocity difference between the layers and the overall Richardson number.

応し, 第2回観測では風が弱く, 安定側 ($Ri_0 > 1$) によっている。

成層場の速度勾配はオブコフ長 $L = u_*^3 / \kappa g' w_e$ 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 は密度流連行速度である。安定 ($\zeta > 0$) の場合, 流速と顕熱のシア関数 ϕ_m, ϕ_h は,

$$\phi_m = \phi_h = 1 + \alpha \zeta \quad \dots\dots (2)$$

と表され, $\alpha = 7^{3/4}$ で, $\phi_{\max} = 6$ の上限をもつ。一方, 不安定 ($\zeta < 0$) の場合は

$$\phi_m = (1 - \gamma \zeta)^{-1/4} \quad \dots (3a)$$

$$\phi_h = (1 - \gamma \zeta)^{-1/2} \quad \dots (3b)$$

となり、 $\gamma = 16$ である⁴⁾。ただし、各係数は研究者ごとに異なる。 ζ とリチャードソン数 Ri_0 は

$$\zeta = (\phi_m^2 / \phi_h) Ri_0 \dots\dots\dots (4)$$

で変換される。

このように流速分布には安定度が関与し、対数則近似のみでは摩擦速度を求められないが、速度勾配の増加は気象学のシア関数で表現でき、流速分布は対数+直数則に従う。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) および表面流速 u_s という3つのパラメータをもつ。

2.3 吹送流の水面パラメータ

水面の状態が風によく応答すると考えられたので、 u_* と u_s は各時点の風速で表示した。 u_* を抗力係数⁵⁾、 u_s を実験式⁶⁾から計算し、粗面則

$$(u_s - u) / u_* = \kappa^{-1} \ln(z / k_s) + 8.5 \dots\dots\dots (5)$$

を用い、また、個々の分布について u_* 、 u_s 各式の評価を若干修正した上、相当粗度 k_s から z_0 を求めた。

空気側の粗度高さ z_{0a} に関する Charnock 関係を流れの k_s に換算し、実測値と比較した。 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る。風速 6 m/s 以下の本観測はこの状態まで達していなかったが、オーダー的には Charnock 式に接続していた。

観測では k_s が u_* とともに減少する傾向があり、成層の効果は明確でなかったが、現象が全体的な g' のみで判定し難く、全体的に安定成層でも水面付近に不安定層があると水面現象は非成層時の挙動をするためと考えられた。水面抵抗係数は成層時に概して小さく、強風時に粗面化の傾向がみられた。

この観測で、流速勾配に及ぼす成層の効果は明らかになったが、偏向現象については把握できなかった。

3. 回転管路実験

3.1 管路二次流に関する従来の研究

最初に、関連する従来の研究における偏向、すなわち二次流の支配パラメータについて考察する。回転系管路層流の二次流理論解は Barua⁷⁾、Benton⁸⁾ によって得られている。円管の半径および角方向無次元座標 x 、 θ 、断面平均流速 V 、管径 D を用いると

$$v_r / V = (Re / 192 Ro) (1 - x^2)^2 \sin \theta \dots\dots\dots (6)$$

$$v_\theta / V = (Re / 192 Ro) (1 - x^2)^2 (1 - 5x^2) \cos \theta \dots\dots\dots (7)$$

のように二次流相対強度は $Re / Ro = 2 \omega D^2 / \nu = 2 E^{-1}$ に比例する。ここに、 $E = \nu / \omega D^2$ ；円管路のエクマン数、 ω ；回転角速度である。さらに、回転による非回転系の放物線型流速分布からの（主流の）偏差 v_z は

$$v_z / V = (Re^2 / 2^9 3^2 Ro) x (1 - x^2) (3 - 3x^2 + x^4) \sin \theta \dots\dots\dots (8)$$

となり、 Re^2 / Ro に比例するが、一次近似の範囲で全流量、従って V は変化しない。Benton の検証実験は地球の自転そのものを利用したので制御しうるのは Re のみであり、測定されたのは横断面内の圧力分布の歪みであって抵抗係数は評価されていない。

Barua⁸⁾ は同じ問題を、 E をパラメータとする摂動法で解き、二次流と主流の変形を二次近似まで計算した。これによると回転・非回転系の流量 Q の比が

$$\begin{aligned} Q / Q_r &= 1 + Ro^{-2} \{ 8.68 (Re / 100)^2 + 193.7 (Re / 100)^4 \} \\ &= 1 + 8.68 \times 10^{-4} E^{-2} + 1.64 \times 10^{-10} Re^2 E^{-4} \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

と求められる（添字 r は回転系を表す）。Barua の仮定したように、回転により軸方向圧力勾配が変わらないとすれば回転による抵抗係数 λ の増大は

$$\lambda_r / \lambda = (Q / Q_r)^2 \dots\dots\dots (10)$$

となるが、 Re と E^{-1} がともに微小な場合に限定される。

Ludwig⁹⁾ は回転するねじ状管路を用いた気流実験で抵抗係数を測定するとともに、遠心力に比べコリオリ力が卓越する場合の解を計算した。大部分の実験は、この条件を満たす高速回転条件で行われた。

一方、Larsson¹⁰⁾ は開水路流れについて主流が対数則に従うとして回転に基づく二次流を計算した。その際、渦動粘性係数鉛直平均値 $\nu_v = \beta u_* h$ ($\beta = 0.07$) を仮定した。二次流 v (最大となる水面値) は

$$|v/u_*| = fh^2/9\kappa\nu_v \dots\dots\dots (11)$$

となり、鉛直エクマン数 $E_v = \nu_v/fh^2$ に反比例する。ここに、 f はコリオリパラメータである。

3.2 実験の概要

ターンテーブルの載荷部は辺長 90 cm の鋼製フレームで床上高さは約 90 cm である。場所的制約と回転の安定性を考慮して循環式とし、貯留タンク・ポンプを設置した。長さを要する管路系を頭上で回転させるために載荷部に高さ 90 cm の鋼アングル枠を固定し、その上面に管路系を配置した。管径 $D = 2$ cm の塩化ビニル製パイプを用い、配管全長約 10 m うち鋼アングル上の水平な 4 m 直線部を測定用とした。管路系を模式的に Fig. 2 に示す。管路の直線部には透明パイプを使用し、内部状況が目視できる。圧力測定部は回転軸に対称に設置し、遠心力の影響を相殺する。容量約 75 l の貯留タンク上蓋に小孔をあけ、タンク内に自由水面を存在させ、温度センサーを挿入し水温を測定した。管路測定直線部と平行にバイパス管路を設け、バルブ操作で総流量を配分できる。

管路測定部両端から各々 65 cm の位置に圧力センサーとマンノメータ接続管を取付け、この 2.7 m 区間の圧力差を測定する。圧力センサー信号をパソコンで表示記録し、マンノメータ水頭差は目視しビデオカメラで記録する。圧力センサー検定は貯留タンク下部にセンサーを取付け、タンク内水位を徐々に変えて行った。検定の勾配は安定しているが、切片は日により変動し層流ではこの変動が無視できず、毎回マンノメータでチェックした。一方、2 個の流量センサーで系の総流量、バイパス流量を測定し、特に流量が小さい実験では管路測定部流量は総流量からバイパス流量を差し引いて間接的に測定した。

実験では、回転による圧力差の微小な変化を分離する必要があるが、管路測定部の長さが 2.7 m と十分でなく上流屈曲部の影響等の問題があった。まず、実験装置の特性を確認するためレイノルズ数が 200 ～

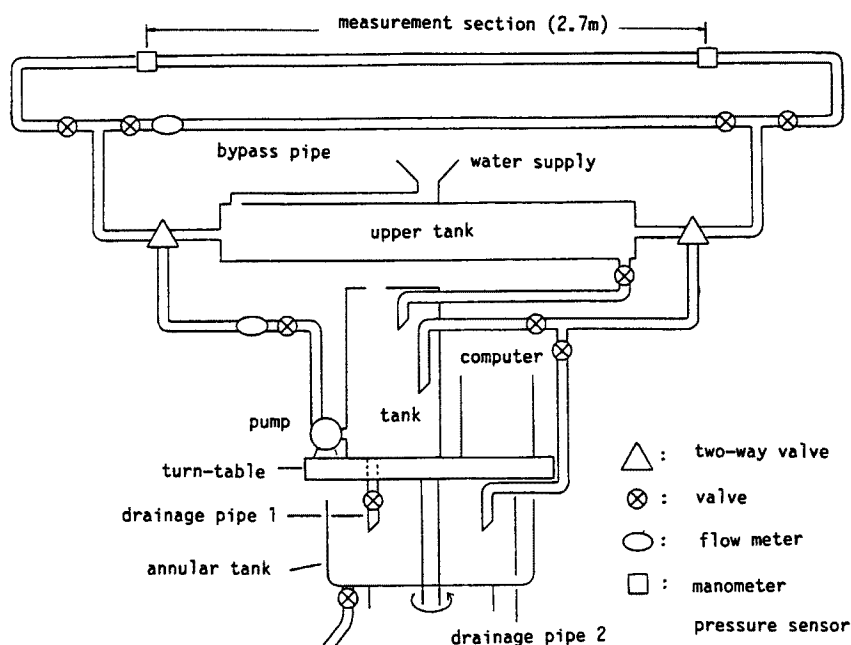


Fig. 2. Schematic diagram of the experimental apparatus.

Table 1. Experimental condition of the rotating pipe flow

Run	ν (cm ² /s)	ω (s ⁻¹)	V (cm/s)	Re	λ	E	λRe
N-1	0.0110	0.000	46.01	8343	0.0337	18.9592	281
N-2	0.0110	0.000	37.61	6819	0.0362	18.9592	247
N-3	0.0110	0.000	30.76	5594	0.0383	18.9076	215
N-4	0.0109	0.000	23.24	4269	0.0414	18.7185	177
N-5	0.0109	0.000	18.48	3393	0.0450	18.7185	153
N-6	0.0102	0.000	3.89	765	0.0825	17.4810	63
N-7	0.0101	0.000	5.51	1087	0.0650	17.4294	71
N-8	0.0106	0.000	1.30	246	0.2595	18.1341	64
N-9	0.0105	0.000	1.57	299	0.2299	18.0482	69
N-10	0.0118	0.000	3.51	597	0.1121	20.1968	67
N-11	0.0120	0.000	8.61	1431	0.0519	20.6953	74
N-12	0.0119	0.000	10.25	1729	0.0443	20.3687	77
N-13	0.0119	0.000	8.56	1437	0.0498	20.4718	72
N-14	0.0119	0.000	5.30	895	0.0785	20.3687	70
N-15	0.0118	0.000	10.39	1729	0.0438	20.3171	77
N-16	0.0118	0.000	11.47	1948	0.0416	20.2483	81
N-17	0.0118	0.000	13.26	2257	0.0436	20.1968	98
N-18	0.0109	0.000	2.74	504	0.1376	18.6670	69
N-19	0.0108	0.000	3.80	703	0.0945	18.5810	66
N-20	0.0111	0.000	6.80	1222	0.0607	19.1139	74
T-1	0.0110	0.261	45.92	8326	0.0346	0.0106	288
T-2	0.0110	0.411	46.56	8442	0.0346	0.0067	292
T-3	0.0110	0.566	46.39	8412	0.0351	0.0049	296
T-4	0.0110	0.262	37.89	6871	0.0376	0.0105	258
T-5	0.0110	0.413	37.97	6885	0.0385	0.0067	265
T-6	0.0110	0.587	37.65	6827	0.0387	0.0047	264
T-7	0.0110	0.265	29.57	5377	0.0387	0.0104	208
T-8	0.0110	0.413	29.20	5309	0.0400	0.0067	212
T-9	0.0110	0.571	29.52	5368	0.0413	0.0048	222
T-10	0.0110	0.262	23.17	4233	0.0408	0.0105	173
T-11	0.0109	0.405	21.98	4025	0.0469	0.0067	189
T-12	0.0109	0.561	21.33	3918	0.0514	0.0049	201
T-13	0.0109	0.264	17.82	3273	0.0503	0.0103	165
T-14	0.0109	0.416	17.17	3161	0.0572	0.0065	181
T-15	0.0108	0.566	7.51	3231	0.0672	0.0048	217
L-1	0.0102	0.419	4.36	858	0.1275	0.0061	109
L-2	0.0102	0.566	4.31	848	0.1592	0.0045	135
L-3	0.0101	0.264	5.67	1119	0.1069	0.0096	120
L-4	0.0101	0.576	5.15	1016	0.1483	0.0044	151
L-5	0.0112	0.263	3.39	608	0.1664	0.0106	101
L-6	0.0112	0.413	3.52	631	0.1757	0.0067	111
L-7	0.0111	0.571	3.44	618	0.2604	0.0049	161
L-8	0.0111	0.262	2.56	463	0.2571	0.0106	119
L-9	0.0110	0.422	2.46	446	0.3390	0.0065	151
L-10	0.0106	0.413	1.82	345	0.3622	0.0064	125
L-11	0.0106	0.576	1.74	329	0.5720	0.0046	188
L-12	0.0105	0.265	2.22	422	0.2529	0.0099	107
L-13	0.0105	0.413	2.34	445	0.2143	0.0064	95
L-14	0.0101	0.576	2.01	397	0.4513	0.0044	179
L-15	0.0118	0.260	3.99	680	0.1456	0.0113	99
L-16	0.0118	0.582	4.20	716	0.1601	0.0050	115
L-17	0.0120	0.207	8.93	1487	0.0801	0.0145	119
L-18	0.0120	0.405	8.74	1460	0.0980	0.0074	143
L-19	0.0119	0.683	8.30	1389	0.1236	0.0044	172
L-20	0.0118	0.209	11.02	1865	0.0666	0.0141	124
L-21	0.0118	0.413	10.56	1797	0.0817	0.0071	147
L-22	0.0117	0.698	9.84	1688	0.1076	0.0042	182
L-23	0.0123	0.131	7.06	1145	0.1041	0.0235	119
L-24	0.0122	0.131	7.95	1303	0.0850	0.0232	111
L-25	0.0122	0.264	7.93	1303	0.0949	0.0115	124
L-26	0.0121	0.413	6.21	1023	0.1378	0.0073	141
L-27	0.0121	0.571	6.09	1003	0.1544	0.0053	155
L-28	0.0121	0.576	4.34	714	0.1939	0.0053	138
L-29	0.0121	0.576	3.07	506	0.2549	0.0053	129
L-30	0.0121	0.576	5.24	865	0.1671	0.0053	145
L-31	0.0121	0.571	3.86	638	0.2006	0.0053	128
L-32	0.0121	0.576	2.89	479	0.2677	0.0052	128
L-33	0.0121	0.576	2.04	338	0.3603	0.0052	122
L-34	0.0120	0.571	1.46	243	0.6772	0.0053	165
S-1	0.0123	0.024	5.84	947	0.0949	0.1271	90
S-2	0.0123	0.085	5.42	884	0.1047	0.0360	93
S-3	0.0122	0.040	5.33	872	0.1005	0.0774	88
S-4	0.0122	0.063	5.41	885	0.0986	0.0484	87
S-5	0.0122	0.031	5.38	881	0.0969	0.0985	85
S-6	0.0122	0.051	5.41	889	0.1016	0.0596	90

10000 の範囲で非回転実験を行い、既往の結果と比較した。

乱流では、渦動粘性係数（エクマン数）が増大し、回転効果が分離しえなくなることは予想されたが、その限界値は不明であり、これを明らかにして有効実験範囲を決定した。流量を設定し非回転実験を行った後、回転速度を増加させ何段階かの回転実験を行う。各実験の所要時間は約 200 秒、流量と圧力測定は 1 実験 400 回ずつ行い、平均値と標準偏差を求めた。圧力差は鉛直マノメータでも測定しビデオ記録から平均値を求めた。回転台外から撮影したので読取りは 0.5 mm 単位であるが、圧力差自体が大きく問題とならなかった。マノメータとセンサーの測定値を比較し、この範囲ではセンサーも使用できた。

一方、理論解があり、回転効果が顕著に現れる層流域では実験精度が要求され、装置の制約上、困難の予想される実験であった。僅かの調整で流れが大きく変化するため間隔良くレイノルズ数を得るには注意を要した。流量・水頭差はともに微小で、本装置では、それぞれ 15 cc/s, 1 mm 以下まで下がる。管路測定部の流量は総流量・バイパス流量をそれぞれ流量センサーで測定し、その流量差として求めた。約 7.5 度まで傾斜させたマノメータを回転台上に搭載したビデオカメラで接写し、回転中も常時マノメータを撮影することで 0.1 mm 単位の読取りが可能となった。なお、実験を進め、回転効果が明らかになるに従い、さらに広範なエクマン数の範囲が必要になり、 $Re = 900$ 程度で回転数を 1 オーダー下げた低速回転実験を行った。以上の実験結果を Table 1 に示す。

3.3 回転による抵抗増加

Fig. 3 は実験で得た抵抗係数 $\lambda = 8(u_*'/V)^2$ を示す。一連の非回転実験結果 (○) より、装置に問題はなく、一般な管路抵抗特性に従うことを確認した。ただし、層流遷移域では流量の増減が間欠的に起こり、それらを単純平均したため、層流と滑面の中間値になっている。一方、層流では回転により抵抗係数が増大し、非回転系では乱流になる範囲でも Re^{-1} の傾きが維持される。滑面乱流実験でも、 Re が 2000 ~ 4000 程度で回転効果が認められるが、 $Re = 8000$ 程度では滑面則にすりつく。

Ludwig¹⁰⁾ に従い、 E^{-1} と λRe の関係を Fig. 4 に示す。 $Re < 1500$ のデータのみ示した。Speziale¹¹⁾ の数値実験結果も示すが、傾向は一致している。 $E^{-1} > 300$ の高速回転範囲における 2 本の曲線は Lud-

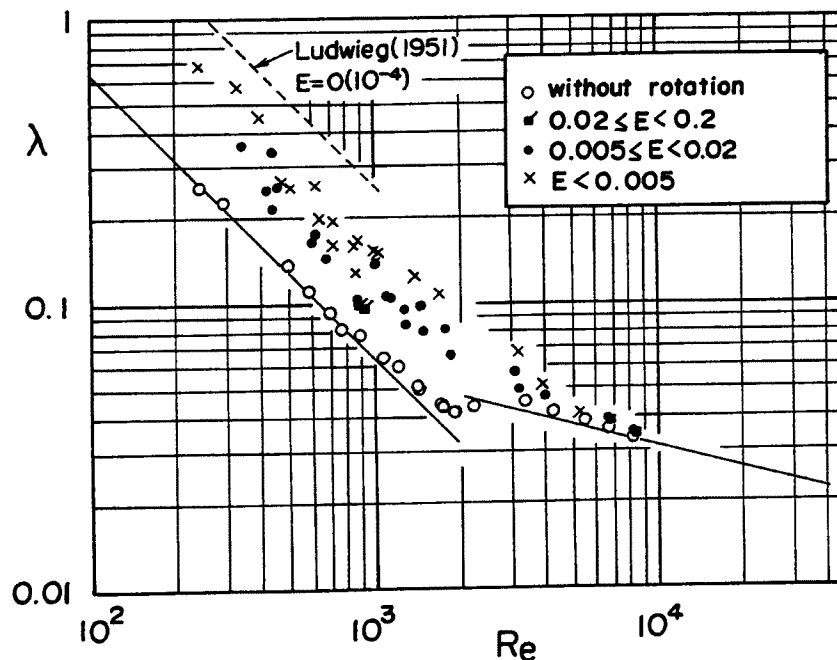


Fig. 3. Friction coefficients in the rotating pipe experiment.

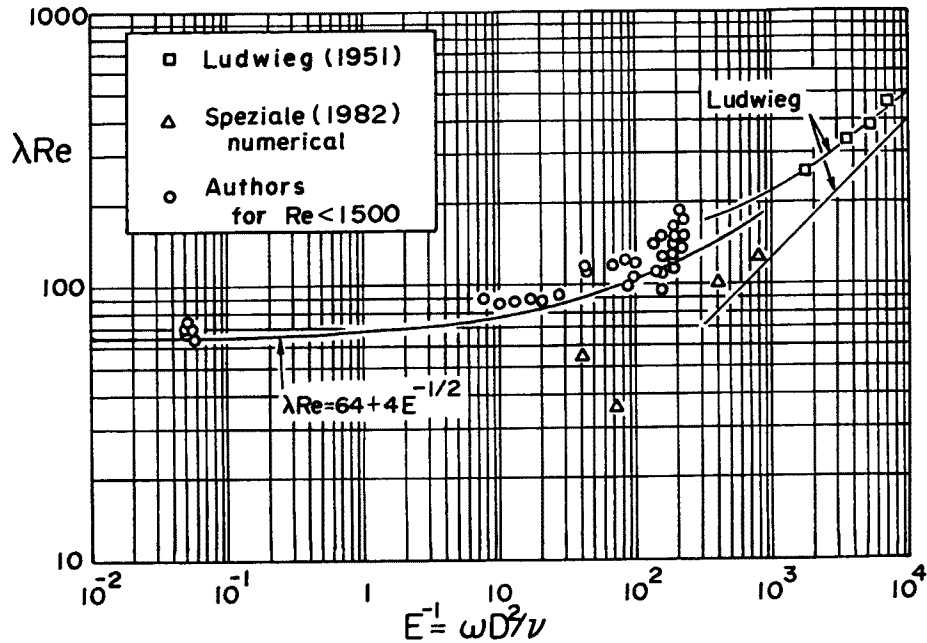


Fig. 4. Increase of the laminar resistance due to the inverse Ekman number.

wieg の解であるが、本実験範囲 ($E^{-1} = 40 \sim 200$) には適用できないようである。この範囲で単純に補間すると

$$\lambda Re = 64 + 4E^{-1/2} \dots \dots \dots (12)$$

となり、低速回転実験値 ($E^{-1} = 10 \sim 40$) もこの傾向に従う。

水深 h と f で定義するエクマン数は $E_v = 2E$ で変換されるが、Fig. 4 より $E = O(10^{-2})$ 付近で回転の効果が顕著になりはじめ、密度流フロント形状に着目した実験結果¹²⁾とも一致する。ロスビー数 $Ro = Ev/Re$ の範囲も重要になるが、ここでは $E_v = O(10^{-2})$ 、 $Re = O(10^2)$ より、 Ro は $O(1)$ である。

以上の実験事実から回転に伴う二次流強化が流量減少あるいは抵抗増加として反映されることが推察される。 $\nu_v = \nu$ とみなせる層流範囲では (12) の抵抗増加は

$$E^{-1/2} = D/(\nu/\omega)^{1/2} \dots \dots \dots (13)$$

に比例し、管径とエクマン層厚 $(\nu/\omega)^{1/2}$ の比が重要であることがわかる。実験では、回転速度 ω を大きくすることで、この比を $O(1)$ に保つことができる。

4. 水温・濁度の鉛直拡散

水温・濁度の鉛直分布の時間変化から求めた鉛直渦動拡散係数の変動と鉛直分布を検討する。渦動粘性係数は安定成層により減少するのでエクマン数が減少して偏向が強く現れることが予想される。なお、拡散係数の解析にはある程度の平均化が必要であり、時間帯毎の風速・摩擦速度・成層状態を Table 2 に示す。

4.1 成層による渦動拡散係数の変化

Fig. 5 (a) は水温・濁度拡散係数 K_v を浮力振動数 N で示す。Jassby・Powell¹³⁾ は深水湖の変温層以深の水温拡散係数が N に反比例する結果を示したが、上部混合層の値も含む浅水湖データは、 $N^2 = (g$

Table 2. Conditions of the wind-driven currents

Date	Time	Wind Velocity	u_*	stratification	Period No.
86/11/14	11:30~15:00	2.7 m/s	0.32 cm/s	destratifying	1
86/11/14	15:20~18:40	1.2	0.16	formed at the end	1
86/11/14	19:00~22:40	1.7	0.22	weak but persisted	2
86/11/15	23:00~ 2:20	3.2	0.38	destratified	2
86/11/15	2:40~ 6:00	4.0	0.50	neutral	3
86/11/15	6:20~ 9:40	3.4	0.42	neutral	3

$/\rho)$ ($d\rho/dz$) に反比例するようである。水平拡散等の影響かと思われるが、濁度拡散係数は水温拡散係数より大きい。しかし、この図からは平均的に、

$$K_v = 1.0 \times 10^{-4} N^{-2} \dots\dots\dots (14)$$

のような関係となる。Kullenberg¹⁴⁾に従い、風速 W と流速勾配を用い Fig. 5 (b) の整理を行うと文献¹⁴⁾の変数範囲(横軸が 10^6 以上)では、提案されている式

$$K_v = 8.9 \times 10^{-8} W^2 N^{-2} |dq/dz| \dots\dots\dots (15)$$

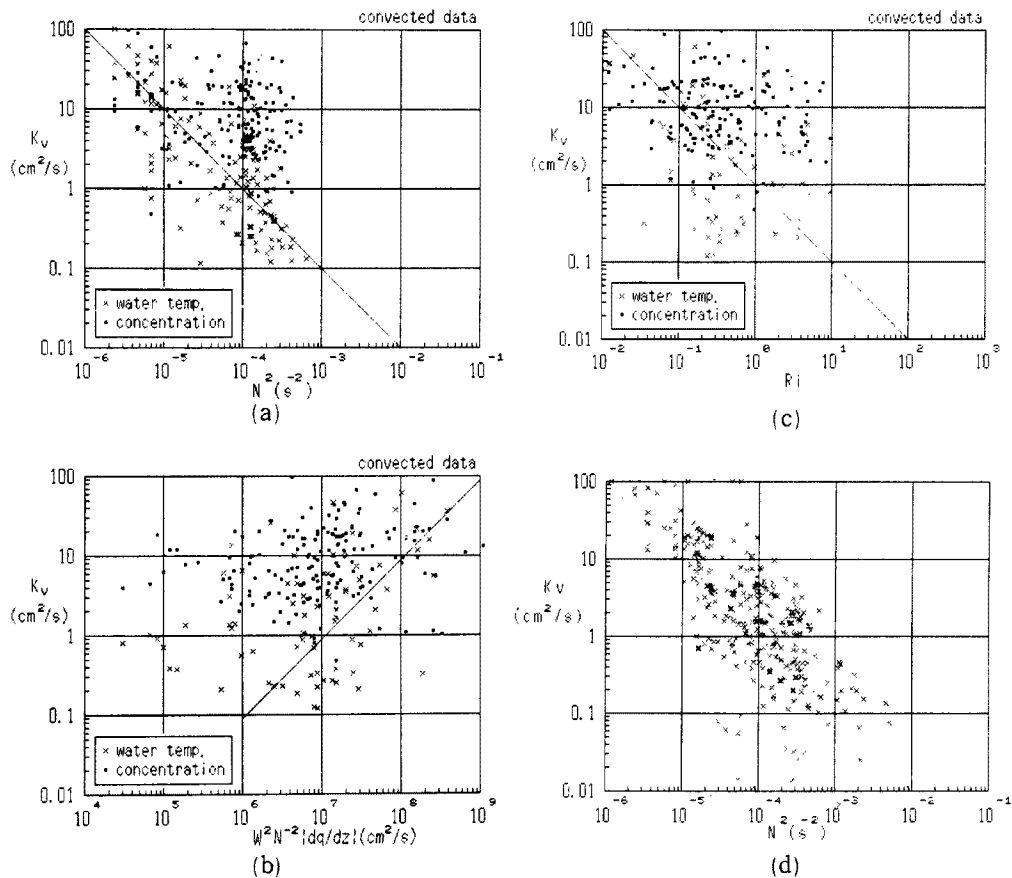


Fig. 5. Dependence of the vertical eddy diffusivity on (a) the squared buoyancy frequency, (b) the wind parameter, (c) the gradient Richardson number and (d) N^2 calculated from all temperature raw data.

と同程度となる。ただし、 $q = (u^2 + v^2)^{1/2}$ は水平流速絶対値である。リチャードソン数 $Ri = N^2 / (dq/dz)^2$ を用いた Fig. 5 (c) では、

$$K_v = Ri^{-1} \dots\dots\dots (16)$$

となり、連行係数と同様、 Ri に反比例する傾向を示す。(14) と (16) より平均的流速勾配は $10^{-2} \text{ (s}^{-1}\text{)}$ 程度と小さいことがわかる。

水温は時間変化の絶対値が小さく水面付近で対流等の影響でばらつく。一方、濁度は沈降によりフラックスの符号は安定し、水温の場合に比べ正の拡散係数を得る割合が高く、拡散係数も若干大きい。ここでは、1985 年の観測結果²⁾から沈降速度 $w_s = 0.01 \text{ cm/s}$ としたが、結果は w_s の評価によって変化する。しかし、以上はいずれも渦動拡散係数が N^2 に反比例する結果であり、渦動粘性係数が成層強化に伴って減少し、動粘性係数の 10 倍程度まで小さくなることを示す。図の (a) ~ (c) では、流速と水温とともに測定された層のみについて表示したが、密度勾配の影響が卓越することから、(a) に相当する図を全ての水温測定層について示すと Fig. 5 (d) となり、(a) 図の傾向がさらに明瞭に認められる。

4.2 渦動粘性係数の鉛直分布

鉛直分布の傾向をより明瞭にするため温度差の小さい逆成層を除去した上で同様の解析を行った。Fig. 6 は、Table 2 の観測期間 (22 鉛直分布、約 6 時間) の平均的拡散係数分布である。非成層時は開水路と同様の放物線分布とみなせるが、浮遊砂を考慮して s の補正をし、

$$K_v = s k u_* z (1 - z/h) \dots\dots\dots (17)$$

と比較した。ここに、 u_* は水面摩擦速度、 z は水面からの下向き距離、 h は水深である。図より $s = 1.5$ を得る。しかし、(17) 式では K_v が z に伴って若干減衰するという実測値の傾向を十分に表現できない。海洋での成果¹⁵⁾を参考に

$$K_v = s \gamma_1 k u_* z \exp(-\gamma_2 z) \dots\dots\dots (18)$$

と近似すると、 $\gamma_1 = 2$ 、 $\gamma_2 = 0.01 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ を得る。中立時の渦動粘性係数の分布は (17) で $s = 1$ とし、

$$\nu_{vN} = k u_* z (1 - z/h) \dots\dots\dots (19)$$

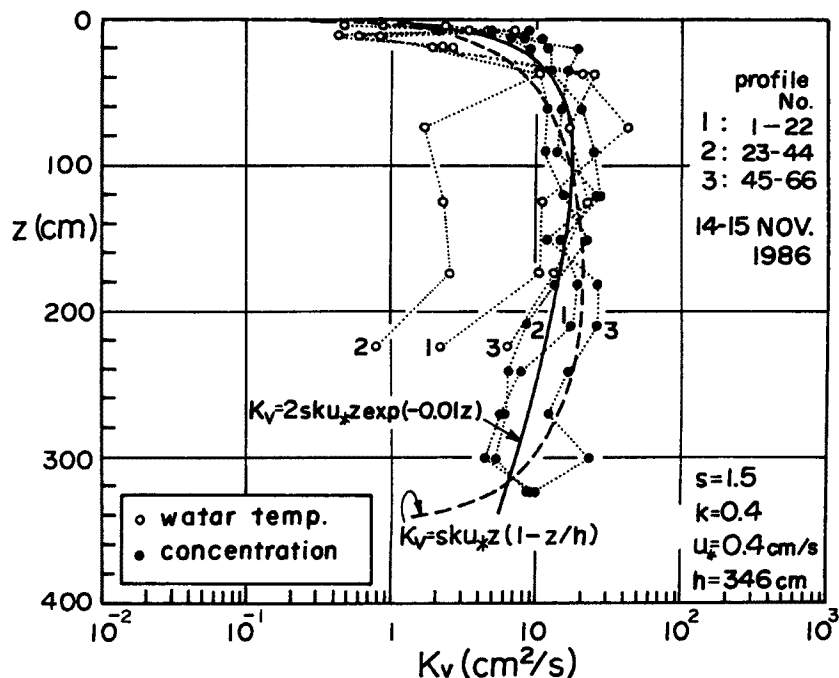


Fig. 6. Vertical distributions of eddy diffusion coefficient.

と考えた。(18)式の深さに伴う K_v の減衰には、観測期間前半部の水温成層と浮遊砂濃度分布による安定効果(K_v を減じる)も含まれると思われるが、成層時の K_v は中立時よりも1オーダー小さく、図のように単純に時間平均した場合の影響は小さいと考えられる。次項の海洋理論で用いられる深度とともに減衰する応力表現とみなし、指数項を残せば(18)式はつぎのように書ける。

$$\nu_{vN} = \kappa u_* z \gamma_1 \exp(-\gamma_2 z) \dots\dots\dots (20)$$

また、鉛直平均値は吹送流の鉛直平均粘性係数¹⁶⁾

$$\nu_{vm} = 0.043 u_* h \dots\dots\dots (21)$$

と同程度である。安定成層効果は中立時の ν_{vN} を基本とし、 Ri の関数

$$\nu_v = \nu_{vN} (1 + \sigma Ri)^{-n} \dots\dots\dots (22)$$

で表す。Fig. 5 (c) も参考にすれば $\sigma = 1$, $n = 1$ 程度と考える。水温差 $1 \sim 2^\circ\text{C}$ 程度の成層は吹送流の流速範囲で $Ri = 0.1 \sim 1$ の範囲を含み、成層が重要で拡散・粘性係数比も大きく変化する領域に相当し、吹送流鉛直分布に強く影響する。

上記の渦動粘性係数分布を用いて流速分布の計算を試みた¹⁷⁾。中立時の渦動粘性分布に対して、数値粘性を除去すれば非成層吹送流が計算される。一方、数値粘性を除去しないと中立条件でも成層した吹送流が計算されてしまう。これより安定成層時には対流(例えば、並列らせん流)による鉛直輸送過程が重要と推察された。渦動粘性係数の安定度表示に加え数値粘性を与えたが、成層吹送流の観測値とより合致する計算結果が得られた。しかし、数値的問題が発生すると結果の解釈に注意を要するので、ここでは、これらの煩雑さを避けるため解析解を用いて考察する。

5. 成層破壊過程

5.1 深水・浅水湖の領域区分

深海理論¹⁸⁾に水深 h を導入するため、惑星境界層厚さ $p = u_* \eta_* / f$ に対する h の比を

$$\theta = h/p = fh/u_* \eta_* = \beta fh^2/\nu_v = \beta E_v^{-1} \dots\dots\dots (23)$$

$$\nu_v = \beta \eta u_* h, \beta = O(10^{-2}), \eta = \eta(\eta_*) \dots\dots\dots (24)$$

$$\eta_* = (1 + 0.26 R_*)^{-1/2}, R_* = u_* / fL$$

とする。ここに、 R_* は表面ロスビー数であるが、 ν_v を L と関係づけた場合は一種のエクマン数とも解釈できる。なお、(21)より β は0.04程度である。2つの極端な場合を考える。第1は弱風で成層が維持さ

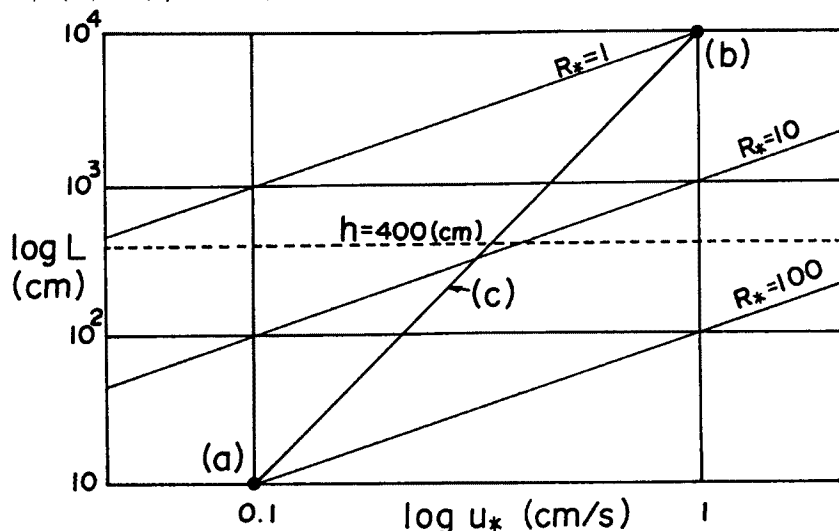


Fig. 7. Relationship between friction velocity and Monin-Obukhov length.

れる条件で, $u_* = O(10^{-1} \text{ cm/s})$, $\eta_* = O(10^{-1})$ では

$$\theta = fh/u_*\eta_* = O(1) \quad \dots\dots\dots (25)$$

となり, 境界層を包含する水深があるという意味で深水条件といえる。このとき, (23) より $E_v = O(10^{-2})$ である。第2は強風で成層が破壊されて中立となる条件であり, $u_* = O(1 \text{ cm/s})$, $\eta_* = 1$ とすると

$$\theta = fh/u_*\eta_* = O(10^{-2}) \quad \dots\dots\dots (26)$$

となり, 浅水条件では $E_v = O(1)$ である。対数+直線則を支配する重要な長さはオブコフ長 L であり,

$$p/L = u_*\eta_*/fL = R_*\eta_* \quad \dots\dots\dots (27)$$

となる。中立時 $R_* \rightarrow 0$ で $p < L$, 成層時 $R_* > 1$ で $p > L$ であるので,

(a) 弱風・成層・深水条件では $L < p \approx h$

(b) 強風・中立・浅水条件では $h < p \ll L$

となる。上記区分を u_* と L で Fig. 7 に示す。 R_* の等値線と斜交する直線は $f = 10^{-4} \text{ (s}^{-1}\text{)}$ でのオーダー評価を結んだ $u_*^3 = fL$ の線 (c) で, これに沿って浮力フラックスが一定 ($=f/\kappa$) の状態を示す。

(a) は深水, (b) は浅水条件域を表し, $L=h$ を境に深水から浅水域に移る。

条件 (a) における McPhee¹⁸⁾ の流速鉛直分布は顕著なスパイラルで応力の回転と減衰が十分発現し, 湖底付近の流れは弱い。一方, (b) の条件ではスパイラルが無視でき, 解は非回転系の対数則に近いものになる。

ところで, L を連行速度 w_* で書けば

$$R_* = \kappa g' (w_*/f)/u_*^2 \quad \dots\dots\dots (28)$$

となり, (w_*/f) は慣性時間 f^{-1} に期待される連行の距離を表す。 R_* は鉛直移流距離に基づくリチャードソン数で小さいほど不安定な性質をもつ。鉛直ロスビー数 w_*/fh は水深との比 (混合し易さ) を表す。

深水から浅水条件の遷移は $h/p = O(10^{-1})$ で起こる。この状態ではエクマン解に接続する深さが水深に比べて無視できず, 境界層範囲で対数, 直線, 放物線のすべての項で速度が増大する。 $L \approx h$ となり, 物理的にも成層が速度差を増大させる領域である。

5.2 成層破壊と領域の遷移

観測ではフラックス測定を行っていないが, シア関数 $\phi_m = (du/dz) \kappa z/u_*$ を用いて (2) 式より間接的に L を推定した。その場合, 水面近傍に現れる不安定層の観測値を (3) 式に適合させて負の L 値を求めることもできた。しかし, L の絶対値が小さくなって R_* 値 (< 0) が散乱するため, 水深全体の分布形を重視して局所的な不安定状態は無視し正の大きな L を与えることで考察を $R_* > 0$ の場合に限った。

顕著な成層がみられるとき $L = 10 \sim 100 \text{ (cm)}$, $R_* = 10 \sim 100$ である。一方, $L = 10^4 \text{ (cm)}$ まで増大すると $R_* = 1$ となる。これらの条件では (24), (27) より, $p = 50 \sim 200 \text{ cm}$ および 10^4 cm であり, $h/p = 2 \sim 4$ および 0.04 である。こうした表面ロスビー数 R_* の広範な動きは主に L の変動による。

成層指標として

$$(g/\rho_0) \sum_{i=b}^s (\rho_b - \rho_i) d_i = B \quad \dots\dots\dots (29)$$

をとり, $R_{i*} = B/u_*^2$ を定義する。ただし, d_i は観測層厚, 添字 i , b , s は第 i 層, および表層を示す。 Fig. 8 (a) は第1回観測における表面ロスビー数 R_* の時系列であり, 推定した L および成層指標 B と R_{i*} とともに示す。日中と夜間の2回の成層に対応した B の極大が現れ, 成層期間には R_{i*} , B とも安定するが, 風速 (u_*) の増加に伴って R_{i*} が低下, B が減少する。 B の減少と L の増大は対応し, L は成層化に伴い小さい値をとる。前述のように不安定 ($B < 0$) の場合も $L > 0$ としており $L > h$ のときは単

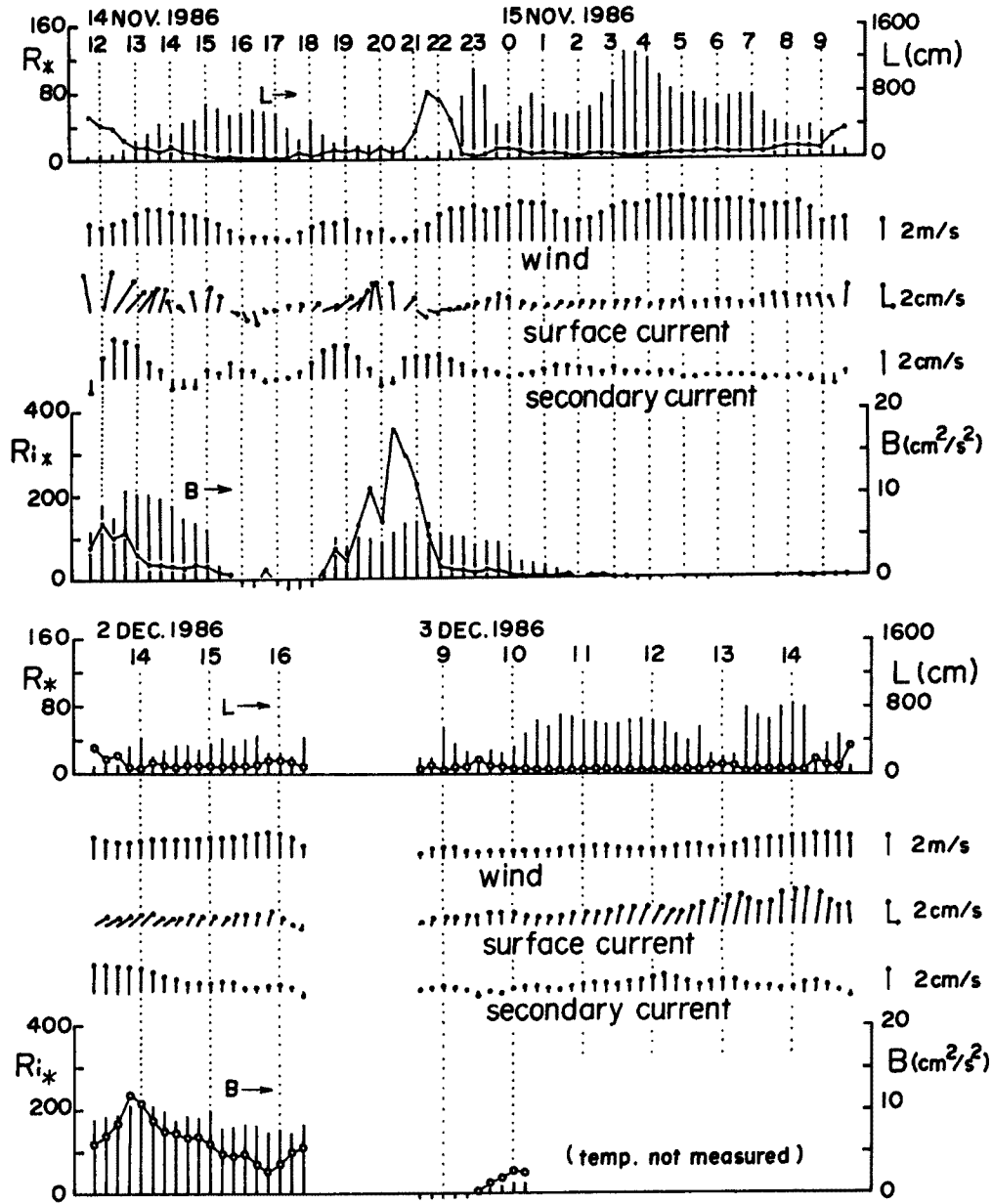


Fig. 8. Time series of the surface Rossby number. The Richardson number and the velocities in the surface current, (a) 14–15 th Nov. and (b) Dec. 2, 3, 1986.

に対数則近似と考える。なお、中段は風速、表層全流速（風下を図の上向きとする）および表層二次流成分（風下をみて右向きを正）を示す。風向が安定した第2回観測における表面ロスビー数の時系列を Fig. 8 (b) に示す。

B と最大水温差に基づく g'_{max} から上層厚 d を評価し、その時間変化率から連行速度 w_e を推定した。ただし、前後の B がともに正の場合に限る。Fig. 9 は w_e/u_* を $R_{i*} = B/u_*^2$ で示したものである。実線は Kato・Phillips¹⁹⁾ の実験式

$$w_e/u_* = 2.5\rho_0 u_*^2 / g \Delta \rho d \quad (30)$$

を表し、 $\Delta \rho$ は最大密度差、 d は上部混合層厚さを示す。

オブコフ長の定義 $L = u_*^3 / \kappa g' w_e$ より

$$w_e / u_* = (1/\kappa) u_*^2 / g' L \quad (31)$$

となるが、 $d=L$ とすれば両者は同一となる。

z_0 あるいは k_s は上層厚さ d に関係が深いと考え、粗度レイノルズ数 $u_* k_s / \nu$ と Ri_* の関係を求めると Fig. 10 のようになる。 $Ri_* > 10$ で Ri_* あるいは R_* とともに k_s は大きくなる。観測値は、ほぼ滑面範囲にあり、 R_* の大きな深水条件、すなわち水深と無関係な現象であることと一致する。

$$u_* k_s / \nu = 3.3 \quad Ri_* < 10 \quad (32)$$

$$u_* k_s / \nu = 10^{-3} Ri_*^2 \quad Ri_* > 10 \quad (33)$$

の関係がある。(32) の右辺が $\varepsilon g k_s / u_*^2$ の一定値とみると $K = u_*^3 / \varepsilon g \nu = 1$ となり、この時点では中立状態 ($\varepsilon = 1$) とすれば、 $u_* = 2.1$ cm/s となる。

6. 流れの偏向と抵抗特性

Fig. 11 は風向に対し流れが右偏した表層データに限り、全流速と風向成分 u_0 の比を琵琶湖大橋断面における下層密度流観測で得た経験的關係²⁰⁾で示したものである。成層時に右偏が顕著になり、偏向特性が密度流の場合とほぼ同一であることがわかる。図中の曲線は

$$u_0 / (u_0^2 + v_0^2)^{1/2} = 1 / (1 + A^2 R_0^{-2})^{1/2} \quad (34)$$

を示し、 $A = 0.4$ に対するものである。

ここに、 $R_0 = u_0 / f b$ はロスビー数であ

るが、幅 b が捉えにくいので、概略の換算で $R_e = u_0 h / \nu$ も示した。 $A = h / 9 \kappa \beta b$ (ただし、 $\nu_{vm} = \beta u_* h$) であるから、 $\kappa = 0.4$ 、 $h = 4$ m、 $b = 400$ m とすると $A = 0.4$ に対応する β は 0.014 となる。

一方、(11) 式より

$$v_0 / u_* = -0.28 E_v^{-1} \quad (35)$$

となり、 $E_v = O(10^{-2})$ では大きな偏向が現れる。

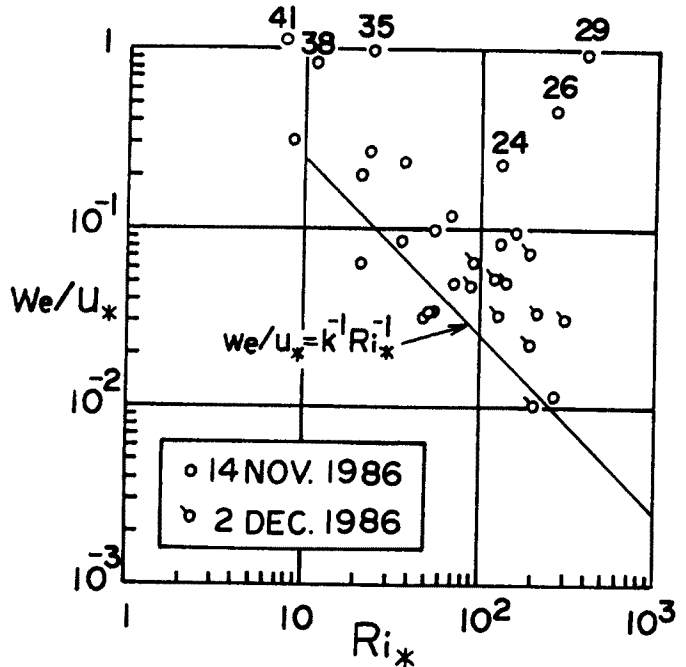


Fig. 9. Entrainment rates during the destratification.

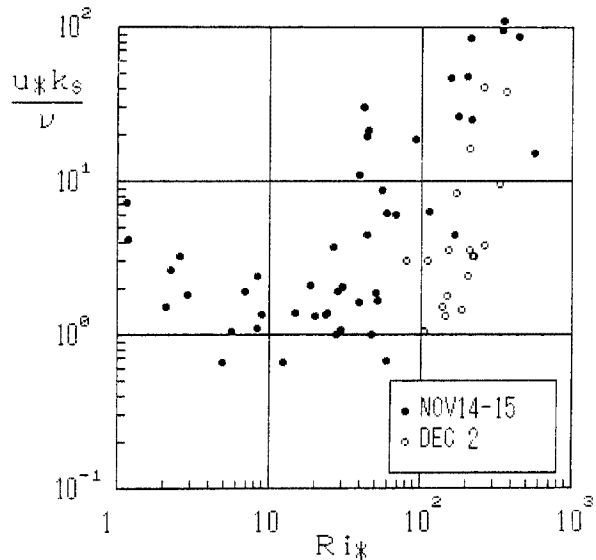


Fig. 10. The Richardson number versus the roughness Reynolds number.

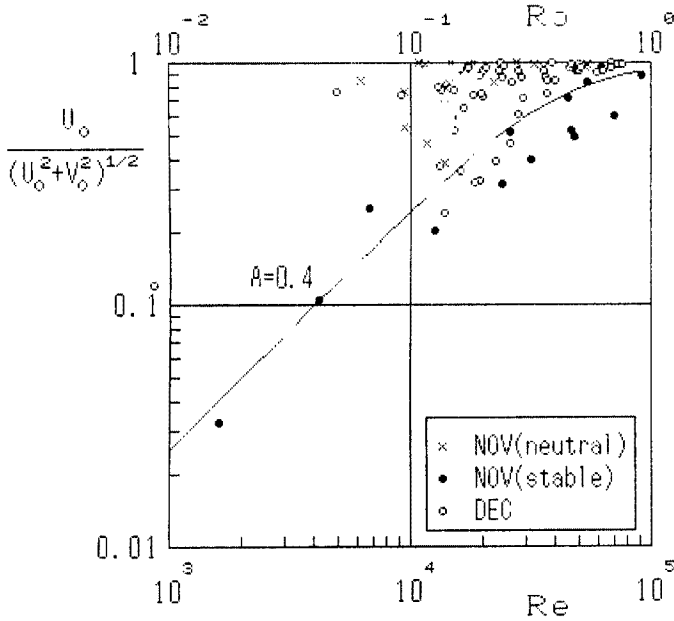


Fig. 11. Relative magnitude of the downwind current velocity as the function of the Rossby number.

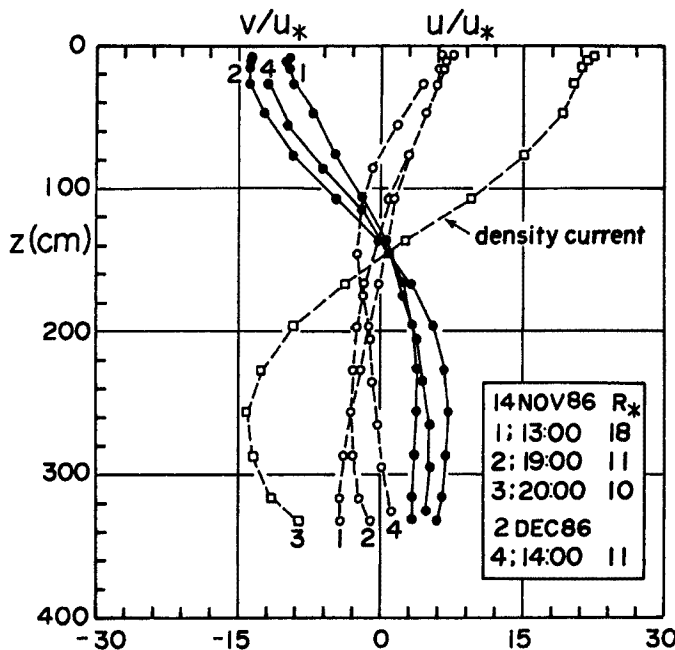


Fig. 12. Non-dimensional profiles of the primal and the secondary current for highly deflected data.

数 (Ar) が減少して抵抗が増加することを示している。

このように、現地では成層 L による l_0 の広範な変化により E_0 あるいは R_* が変化し、水深 4 m 程度の浅水湖でも大きな偏向 (二次流) が生じるため成層時の吹送流計算や現地観測値の解析において、偏向現

Fig. 8 で偏向の顕著な代表的流速分布を選び出したものが Fig. 12 である。いずれも 1 時間平均であり、風向成分 u/u_* を点線、直交成分 v/u_* を実線で示す。各成分の表層値を、それぞれ流速係数および二次流強度とみなせば 8 および 12 の程度であり、主流 (風向成分) の抵抗係数は増大する。これは回転効果の増大とともに二次流が強化し主流の抵抗が増加するロスビー数相似則の傾向に従い、3. の実験結果とも一致する。ただし、2. でみたように直交成分も含めた全流速の抵抗係数は滑面範囲にある。大きな偏向は、特に深水から混合条件へ移るときに現れ、成層破壊の時間規模 (数時間程度) は持続する。一方、浅水から混合条件に移る場合 (風の緩みによる u_* 減少) には、密度流的な流速分布が現れている。

ロスビー数相似則の普遍関数 Ar , Br は

$$Ar = \ln R_{0*} - \kappa u_0 / u_* \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$Br = \kappa v_0 / u_* \quad \dots\dots\dots (37)$$

と計算される。ここに、 $R_{0*} = u_* / f z_0$ は粗度ロスビー数である。 Ar は主流の流速係数、 Br は二次流強度であり、 R_* の関数であるが、 Ar は z_0 にも依存する。Fig. 13 には Br を R_* の関数¹⁸⁾として点線で示した上、風向系の表層値も示す。観測値は成層化とその消滅過程でループを描くが、概ね相似則に従って動く。観測値は z_0 より深い層の偏向角を示すので、角度でいえば 45° 以上になることもある。角度は同じでも二次流絶対値は R_* の大きいところで大きい。以上の結果は R_* , すなわち自転効果の増大により二次流 (Br) が増大し、その分主流の流速係

象を無視できないといえる。

7. 結 論

1) 吹送流観測結果から安定成層による速度勾配の増大はモーニン・オブコフ理論に従い、摩擦速度と項面流速、水面粗度を推定した。粗度は風速とともに減少し、完全粗面の Charnock 則に接続する。風速 6 m/s 以下の観測条件では滑面則が主に成立した。成層時に流向が風下右手にずれる顕著なスパイラル構造が認められた。

2) 回転管路実験では、 $\nu_p = \nu$ とみなせる層流範囲では f を大きくし $\theta = 0$ (1) に保つことで二次流が生じた。

水温・濁度時間変化より渦動拡散係数を評価し、渦動粘性係数の変動と鉛直分布を推定した。安定度の変化により流速分布が顕著に変化する。拡散解析で得た流速分布が実測と比較的一致したのは成層を無視し、しかも数値粘性の影響を受けたことによることがわかった。

4) 成層と自転効果と関連づけるスケーリングを行い、深水・浅水条件を区分した。両条件の中間範囲には成層が破壊する遷移過程がある。シア関数を仮定しオブコフ長 L を推定して観測値時系列を調べると、そうした条件で限界リチャードソン数が出現し、激しい混合が生じることが確認された。この成層破壊が連行過程とみなせることも示した。

5) 観測でみられた大きな偏向角は、特に深水から混合条件へ移るときに現れ、成層破壊の時間規模すなわち数時間の程度は持続する。また、観測値は回転効果の増大とともに二次流が強化し、主流の抵抗が増加するというロスビー数相似則の傾向に従い変化する。

6) 鉛直渦動粘性係数の変動には水温成層の影響が支配的であり、計算の時間規模からみて日周変動が重要である。浅水湖においては日中に水平拡散が卓越し、成層破壊とともに全域で鉛直混合するという周期的形態が重要とみられる。

実験に協力された堤要二君（現東海旅客鉄道）に謝意を表します。また、本研究は文部省科学研究費奨励研究（A）62750494 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，一流速・濁度の鉛直分布一，京都大学防災研究所年報，第 29 号 B-2，pp. 549-560，1986。
- 2) 大久保賢治・村本嘉雄：琵琶湖南湖の湖流観測（2），一吹送流の時間的变化一，京都大学防災研究所年報，第 30 号 B-2，pp. 569-582，1987。
- 3) Kondo, J., O.Kanechika and N.Yasuda: Heat and Momentum Transfers under strong stability in the atomospheric surface layer, J. Atmos. Sci. Vol. 35, pp. 1012-1021, 1974.
- 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, pp.

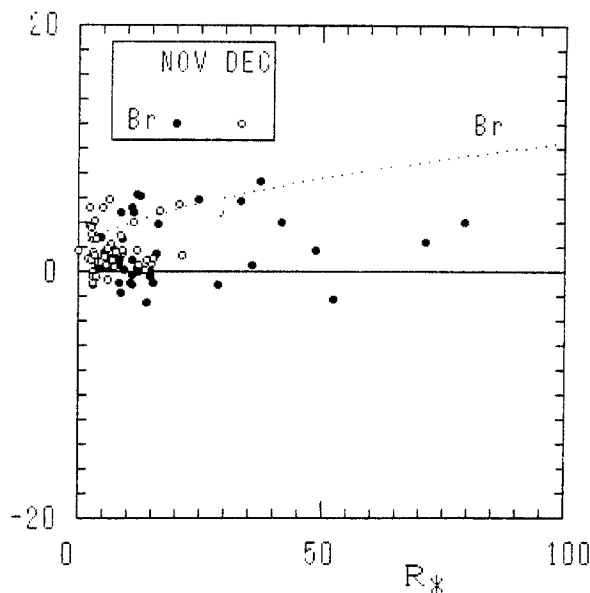


Fig. 13. Tendency of the Rossby number similarity.

- 857 - 861.
- 5) Kondo, J.: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions,
 - 6) Plate, E. J.: Water surface velocities induced by wind shear, Proc. ASCE, Vol. 96, EM 3, pp. 295 - 312, 1970.
 - 7) Benton, G. S.: The Effect of the Earth's Rotation on Laminar Flow in Pipes, J. Applied Mech., 3, pp. 123 - 127, 1956.
 - 8) Barua, S. N.: Secondary flow in a rotating straight pipe, Proc. Roy. Soc. Lond., A 227, pp. 133 - 139, 1954.
 - 9) Ludwig, H.: Die ausgebildete Kanalströmung in einem rotierenden System, Ingen. Archiv, Vol. 65, pp. 296 - 308, 1951.
 - 10) Larsson, R.: Coriolis Generated Secondary Currents in Channels, J. Hyd. Eng., Vol. 112, pp. 750 - 767, 1986.
 - 11) Speziale, C. G.: Numerical study of viscous flow in rotating rectangular ducts, J. Fluid Mech. Vol. 122, pp. 251 - 271, 1982.
 - 12) 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), 一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 B-2, pp. 339 - 365, 1981.
 - 13) Jassby, A. and Powell, T.: Vertical Patterns of eddy diffusion during stratification in Castle Lake., Limnol. and Oceanogr., Vol. 20, pp. 530 - 543, 1975.
 - 14) Kullenberg, G.: Vertical diffusion in Shallow waters, Tellus, Vol. 23, pp. 129 - 135, 1971.
 - 15) Henderson-Sellers, B.: Engineering Limnology, Pitman, 1984.
 - 16) 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, 19, 1981.
 - 17) 大久保賢治・村本嘉雄: 浅水湖の吹送流と渦動粘性係数, 第 32 回水理講演会論文集, pp. 335 - 340, 1988.
 - 18) McPhee, M. G.: An analytic similarity theory for the planetary boundary layer stabilized by surface buoyancy, Boundary-Layer Meteorol. 21, pp. 325 - 339, 1981.
 - 19) Kato, H. and Phillips, O. M.: On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, J. Fluid Mech. Vol. 37, pp. 643 - 655, 1969.
 - 20) 大久保賢治・村本嘉雄: 密度流の流速鉛直分布と界面抵抗則, 土木学会年次学術講演会概要集, pp. 454 - 455, 1987.