

密度躍層のある場における濁水の挙動に関する研究(3)

—流れと混合機構—

芦田 和 男 ・ 江 頭 進 治

STUDIES ON THE TURBID WATER FLOWS IN STRATIFIED RESERVOIRS (3)

—FLOW PATTERN AND MIXING PROCESS—

By *Kazuo* ASHIDA and *Shinji* EGASHIRA

Synopsis

Some experiments were carried out to develop the flow pattern and the mixing process in upper layer and middle layer flows under various hydraulic conditions.

It was clarified that the velocity and temperature profiles in upper layer flow conditions could be represented by a well known log linear or log law like as those of wind field near the ground. It was found that the boundary layer of water temperature developed in main flow direction as on a solid wall.

Concerning the middle layer flows, many interesting phenomena were found as follows. Main flow region is formed between the main thermocline and the sub-thermocline near the free surface except near the upstream and downstream end of the experimental channel. The maximum velocity is occurred at just a half point of middle layer zone where the mixing is more active than in other region, and the velocity profile is analogous to Gaussian curve decided by the depth of the middle layer. Moreover, the mixing process of the sub-thermocline region is considered from a conceptual model.

1. 緒 言

貯水池濁水現象が水工学の一つの研究課題として注目されて数年が経過し、実験ならびに現地調査に基づいた基礎的な研究が進められると同時に数値予測手法の開発研究も活発に行われ、これまでに、予測手法についてはほぼ確立され、池内における濁度物質の拡散過程もかなり明らかになっている。しかしながら、いずれの予測手法を用いるにしても、池内における濁度分布ならびに流出濁度の予測精度を向上させるには、流れや濁度物質の拡散機構といった基本的な現象を明らかにしつつ、これを予測手法へ取り入れていくことが必須である。

このような観点から、本論文においては、表層および中層流れに関する基礎的な実験から得られた流速分布ならびに混合機構などについて、いくつかの知見を述べる。

なお、著者らは、これまでに貯水池水理に関する系統的な基礎実験を行い、それぞれに実験番号をつけてきたが、本紙面をかりて、これを研究対象別に分類し、Table 1 に示しておく。

Table 1. Experimental series on reservoir hydraulics.

Exp. No	Experiments	Publications
1-1~1-13	Characteristics of turbidity currents in uniform flow	Proc. Of JSCE, No. 237 (1975)
2-1~2-7	Influences of roughness element on turbidity currents	
3-1~3-10	Conditions of turbidity current formation	Proc. 29th Annual Meeting of JSCE, (1974)
4-1~4-6	Turbulent entrainment and turbid substance behavior	D.P.R.I. Annuals No. 18B (1975)
5-1~5-9	Convected diffusion of turbid substance	Unpublished
6-1~6-5	Turbid substance behavior	D.P.R.I. Annuals No. 19B (1976)
7-1~7-6	Velocity distribution in upper layer flow (preliminary experiments)	
8-1~8-8	Velocity distribution in upper layer flow	D.P.R.I. Annuals No. 20B (1977) (except some cases of Exp. 8-series)
8-9~8-14	Velocity distribution in middle layer flow	
9-1~9-4	Vertical diffusion in upper layer flow	Proc. 21th conf. on Hydraulics (1977)

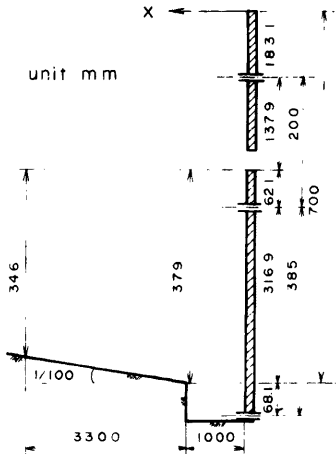


Fig. 1. The sketch near the downstream end of the experimental channel.

2. 実験

実験水路は、幅 38.5cm, 下流端近傍の深さ 70cm, 全長 23m, 路床こう配 1/100 の長方形断面水路で、水路側壁の一方側は鋼製で発泡スチロール板で断熱されており、片側壁および路床はコンクリート製である。本水路の下流端近傍の構造は Fig. 1 に示すようなもので、下流端の上・中・下部に Line Sink に近い流れを得るため、3.5×30cm の長方形断面をもつ取水口がとりつけてあり、所要の流量で取水できるようにされている。また、中段の取水口上方 6.21cm の位置に越流放流ができるように、せきが設置されている。

実験中の計測項目は、三角ぜきによる流入・流出流量、流出・入水温、任意断面における水位、流速および水温である。

流況については、水路下流端から 4.3m ($X=4.3m$) 地点において水素気泡法による流速分布の測定結果から検討されるとともに、 $X=9m$ より上流域において、Fig. 2 に示すような漂流板を深さ方向 2cm 間隔に十数個漂流させ、これらの走時曲線から調べられた。ただし、浮子の画く走時曲線

は、糸および浮子の部分に作用する流体力のため、実際とは異なったものになることが予想される。しかし、全体的な流況を知るうえでは非常に有力な手段であろう。

流出・入水温は、実験室用および野外用サーミスタ水温計を用いて計測された。水温分布の測定は、 $X=5.8\text{m}$ および $X=14\text{m}$ 地点の水路中心線上で、 2cm 間隔にセットされた5点のサーミスタプローブを上・下に移動させて行われた。

このような方法で、地下水（冷水： $16\sim 18^\circ\text{C}$ ）、水道水（温水： $26\sim 29^\circ\text{C}$ ）およびこれを昇温したものを用いて、表層流れに関して8ケース、中層流れに関して6ケース、計14ケースの実験が行われた。これらの実験のうち、一部の実験条件を示すと、Table 2, 3 のようである。これらの表において、 Q ：流入・流出流量、 H ： $X=4.9\text{m}$ 地点の全水深、 T_i ：流入水温、 T_B 、 T_s ：流量設定^{*}後10分経過した時点の水路床および自由表面近傍の水温、 z_s ：取水口中心軸の自由表面からの位置。これらの表に示されるように、Exp. 8-1を除いて、流量設定後の流入水温の変化は微小で、流入水温の変化が流れに及ぼす影響は考慮しなくともよいであろう。

なお、データ整理上非常に重要な境界面は、流入水温と底層の平均水温の平均値を示す位置と見なされている。この方法によると、データ処理が容易なうえ、従来、著者らが用いてきた密度分布の変曲点の位置と一致する。

3. 流れと混合の状況

ここでは、流速・水温の測定結果に基づいて、流れと混合の状況について定性的な考察を加える。とくに、上流側から躍層面上・下方に水温境界層の形成発達がみられること、中層流れにおける表層躍層の消滅過程および流れのパターンに関するものが注目すべき点である。

3.1 表層流れについて

Fig. 3 には、Exp. 8-3の結果について、2断面の水深方向

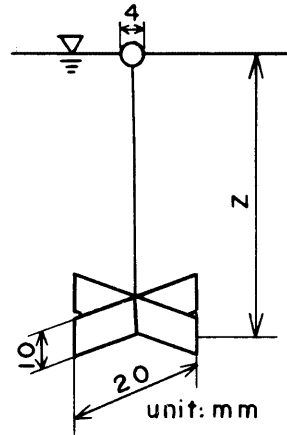


Fig. 2. The sketch of a flowing plate for the velocity measurement.

Table 2. The experimental conditions of upper layer flow.

Exp. No	Q l/s	$H_{X=4.9\text{m}}$ (cm)	T_i (C)	T_B (C)
8-1	1.68	35.60	29~30	17.9
8-2	1.19	35.24	28.5~29	17.7
8-3	2.39	36.90	29.5~29.8	17.3
8-4	1.10	35.03	29.2~29.5	17.6
8-5	2.95	36.59	29.8~30.0	17.3
"	3.85	37.42	"	"

Table 3. The experimental conditions of middle layer flow.

Exp. No	Q (l/s)	$H_{X=4.9\text{m}}$ (cm)	T_i (C)	T_s (C)	T_B (C)	Z_s (cm)
8-10	0.585	43.47	28.7~28.8	29.8	19.4	15.68
8-12	1.58	45.55	28.9~29.2	31.0	20.2	17.76
8-13	1.20	44.08	26.6~26.8	28.9	18.7	16.29

^{*} 流量の設定（水位一定の条件の設定）には数分を要する。なお、流量が設定された時点をもって実験開始とみなされている。

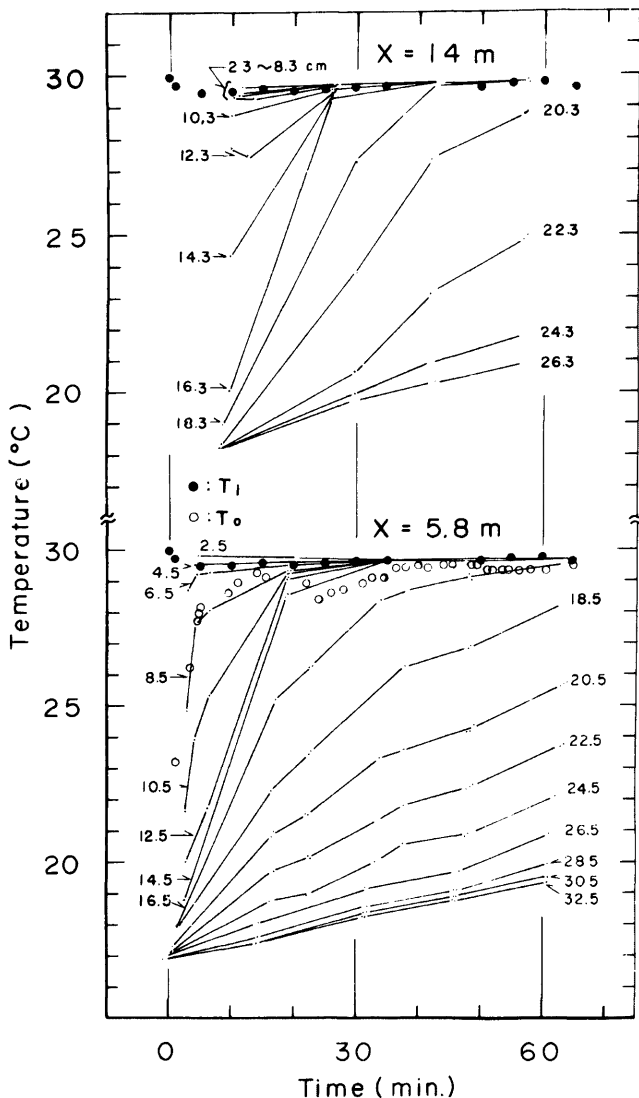


Fig. 3. Water temperature variation in time and space at the two cross section 5.8m and 14m upstream from the downstream end of the channel (Exp. 8-3)

各位置の水温の時間的な変化ならびに流出・入水温の時間変化が示されている。図中に記入された各数値は水面からの位置で、水温の時間的な変化が折れ線で示されている。ただし、実験初期において各点の水溫変化が大きいことを考えると、初期の段階の水溫の時間変化は、これらの折れ線群では十分表示されることが考えられる。Fig. 4 には、上図を用いて比較的確實に得られる水溫の鉛直分布と、X=4.3m 地点の流速分布

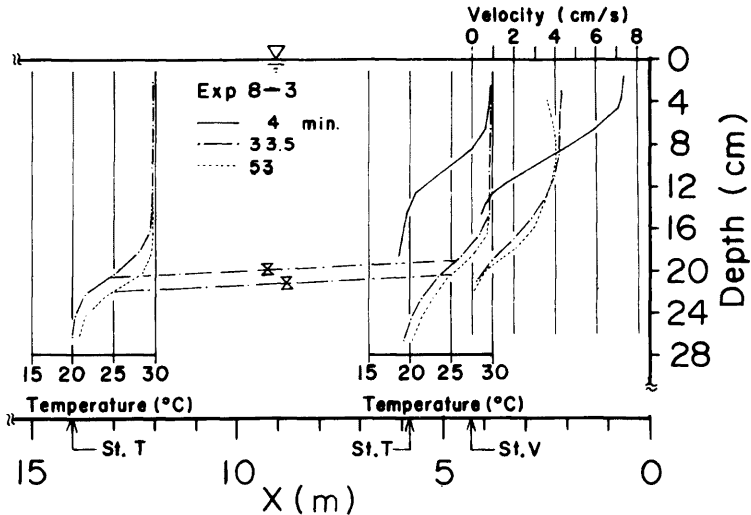


Fig. 4. The variation of velocity and temperature profiles (Exp. 8-3). The measurement stations for temperature are 5.8m and 14m upstream from the channel end, and that for velocity 4.3m upstream from the channel end.

が示してある。同図の St.T および St.V はそれぞれ水温および流速の測定断面である。

さて、これらの図に示した結果からつぎのような事が考察される。実験初期において流出水温は急激に上昇し、以後、ある種の周期変動をくり返しつつ流入水温に漸近する。このような現象については、流速分布と水温分布の比較からも明らかなることで、実験初期4分の時点では界面下方の領域でもかなり大きな速度成分があり、躍層の低下にともなって底層水が水路下流端から直接流出しなくなることと対応するものである。周期変動については、後述の Fig. 7 にも見られる現象で、ここには示されていないが、界面近傍の流速分布形状の時間的な変化から考えて、水路長オーダの内部静振あるいは種々の内部波が介在しているものと思われる。

また、界面における turbulent entrainment や拡散により、下流方向へ流れの位置エネルギーが増加（水温低下）することが推察される。これを、Fig. 3 で調べてみると、表面付近においても、下流側の方の水温が若干低くなっており、界面を通して底層への熱輸送があることがわかる。これは、つぎに述べる水温境界層の発達過程とも関連する現象である。

つぎに、上述の Fig. 3, 4 に顕著にみられる水温境界層について検討しよう。Fig. 5 には、上・下流 2 断面における水温の鉛直分布が示され、等水温を示す位置が直線で結ばれ

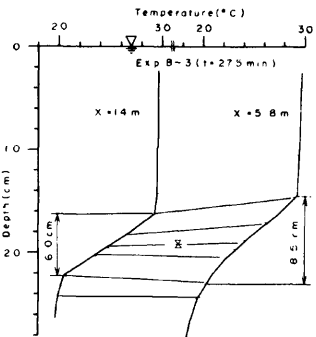


Fig. 5. An example of the boundary layer formation for water temperature or heat in upper layer flow.

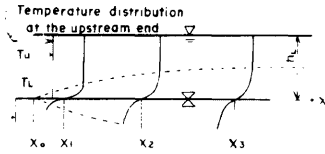


Fig. 6. A process of the boundary layer formation of water temperature in a finite flow field.

ている。明らかに、固定壁面上に見られるような熱境界層が、下流側に向って、界面上・下方へ発達しているのがわかる。例えば、20.2°C~29.6°Cの範囲の領域の厚さが、6 cm から 8.5 cm に拡大している。このような水温境界層の発達には、洪水直後の貯水池においても観測されているようである。¹⁾

Fig. 6 は水温境界層の発達過程を模式的に示したもので、上述のことがよく理解されよう。このような水温境界層の発達過程は、種々の水理量、主に混合機構を支配する内部フルード数によって規定されることが考えられる。たとえば、次

Table 4. The experimental results on a lowering process of thermocline in upper layer flow.

Exp. No.	Q	H _L	U	$\Delta\rho \times 10^5$	Re	Fi	Ri*	ϕ	We $\times 10^6$	E $\times 10^6$	Time
8-1	1.68	9.9	4.41	229	5240	0.936	1.14	4590	486	1100	11.5
		13.1	3.33	222	5270	0.624	2.57	2050	319	958	19.5
		14.0	3.12	215	5280	0.574	3.03	1740	203	651	26.5
		14.8	2.95	215	5280	0.528	3.58	1470	158	534	33.0
		15.3	2.85	212	5300	0.505	3.91	1360	131	458	39.0
		15.8	2.76	210	5300	0.484	4.27	1240	99	365	46.5
8-2	1.19	8.8	3.51	171	3570	0.914	1.20	2980	639	1820	4.5
		10.7	2.89						471	1630	11.0
		12.3	2.51	172	3620	0.551	3.29	1100	287	1140	17.5
		13.1	2.36	172	3650	0.502	3.96	922	219	930	25.0
		14.7	2.10	162	3670	0.435	5.29	693	128	608	40.0
8-3	2.39	10.7	5.80	239	7480	1.160	0.75	10000	1440	2490	4.0
		14.8	4.19	213	7400	0.754	1.76	4210	673	1610	11.0
		17.9	3.47	230	7530	0.546	3.35	2250	245	707	21.0
		19.7	3.15	223	7560	0.480	4.34	1740	142	449	33.5
		20.0	3.10	218	7580	0.474	4.45	1710	69	223	46.5
		20.6	3.01	204	7590	0.469	4.55	1670	40	132	59.0
8-4	1.10	4.6	6.21	218	3410	1.980	0.26	13400	4330	6980	5.0
		9.3	3.07	188	3330	0.741	1.82	1830	411	1340	10.5
		11.2	2.55	182	3330	0.571	3.07	1090	314	1230	17.0
		12.4	2.30	181	3350	0.490	4.16	806	252	1090	25.0
		13.3	2.15	182	3370	0.441	5.13	656	214	995	32.0
		14.2	2.01	179	3380	0.403	6.17	548	163	808	40.0
		14.8	1.93	179	3400	0.379	6.97	487	131	676	46.0
8-5	2.95	10.7	7.16	249	9250	1.400	0.51	18200	975	1360	4.0
		14.0	5.47	252	9310	0.930	1.16	8060	371	679	12.5
		19.1	5.24	249	12200	0.768	1.70	7180	586	1120	22.5
	3.85	20.6	4.85	252	12300	0.680	2.16	5680	295	609	30.0
		21.4	4.67	247	12300	0.649	2.38	5170	262	561	36.5
		22.7	4.41	241	12300	0.602	2.76	4460	217	491	44.0
		23.9	4.18	235	12300	0.563	3.15	3910	162	387	51.5
		24.4	4.10	231	12300	0.552	3.29	3740	68	165	59.0
		Q (l/s), H _L (cm), U (cm/s), $\Delta\rho$ (g/cm ³), We (cm/s), Time (min.)									

章の Fig. 11 に示す水温分布において、内部フルード数の小さい Exp. 8-2, 4 に関しては、 $X=5.8\text{m}$ 断面において、すでに水面近傍まで境界層が発達しているが、内部フルード数の大きい Exp. 8-1, 3 においては、表層の拡散混合が活発なため、表層近傍の水温は一樣である。ただ、どのような水理条件においても、表面まで境界層が発達するのか、あるいは、ある流下距離 ($x > x_0$) を経ると、拡散混合と界面における熱の sink との関連で、平衡状態に近い分布形が形成されるのかについては今後検討すべき重要な課題である。

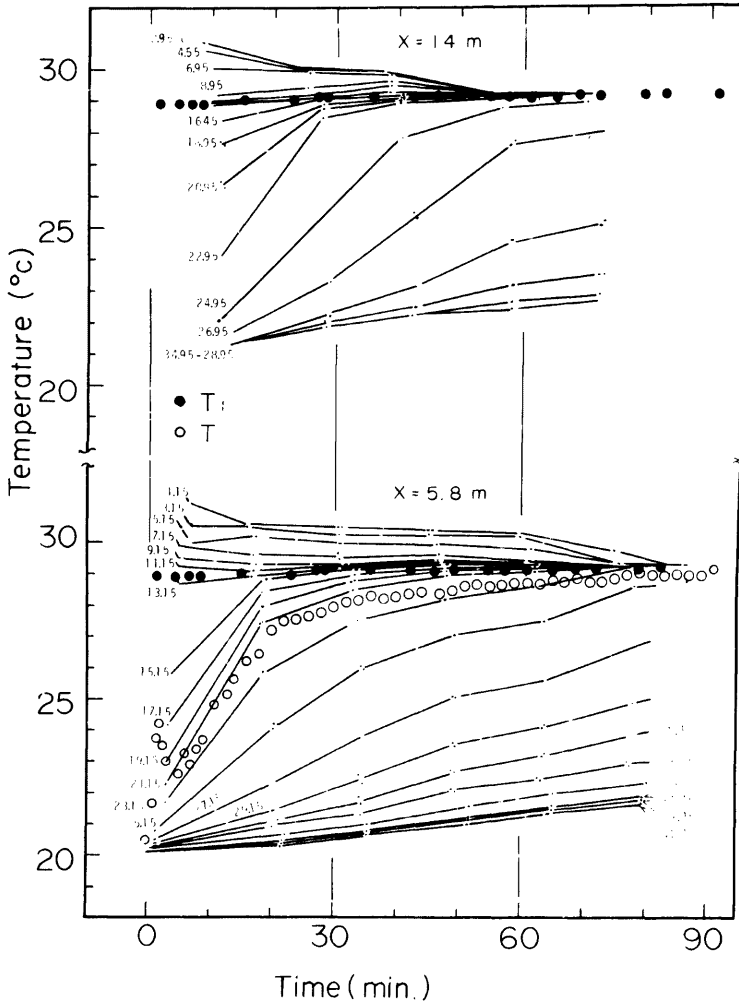


Fig. 7. (a) : (Exp. 8-12)

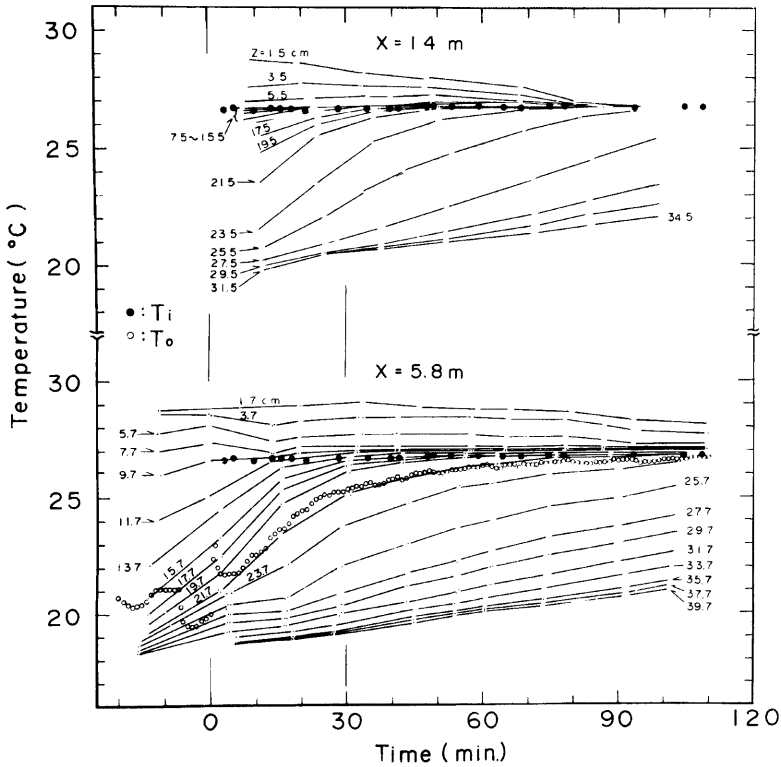


Fig. 7. (b) : (Exp. 8-13)

Fig. 7. Water temperature variation in time and space at the two cross sections 5.8m and 14m upstream from the downstream end. Inflowing and outflowing water temperature are also presented by T_i and T_o respectively.

なお、躍層の低下機構については、ここで述べた実験結果も合わせて、現在、別の論文²⁾で十分議論しているので、ここでは割愛することにし、その結果のみを Table 4 に示しておく。本表において、 W_s : 進行速度、 E : 進行係数、他は慣用記号。また、従来、著者らは躍層の低下機構について、一断面における水温分布の測定結果に基づいて議論を進めてきたが、Fig. 4 に示すように、界面は傾きながら平行に低下し、また、流下方向の over all Richardson Number の変化も微少であるため、これまでの議論はほぼ妥当なものであることが判明した。

3.2 中層流れについて

Fig. 7 (a), (b) には Exp. 8-12, 13 の結果について、Fig. 3 の場合と同様、2 断面における水深方向各点の水温の時間的変化ならびに流出・入水温の時間的変化が示されている。Table 3 にも示したように流入水温の変化は、実験中 0.2~0.3 $^{\circ}\text{C}$ 程度で、水温変化が流れに及ぼす影響は考慮しなくともよいであろう。

さて、本図から、流入水温に近接した水温をもつ領域が一樣に近い状態によく混合し、中層流れの様相がよくわかる。この中間層の領域は、実験初期の段階で比較的急激に拡がり、しかも上流側が早い段階に起る。これは、後述の Fig. 10 に示される流速分布の測定結果からも明らかのように、上流側が流入水の影響を受けやすいためである。また、流出水温は、前節で述べたように、各点の水温が流入水温に漸近するようなパターンで、ある種の周期的な変動をしながら流入水温に漸近する。

表層近傍の弱い躍層の挙動については、これらの図から明らかのように、表面付近の水温は流入水温に漸近しながら、上流側から消滅していることがわかる。このような消滅過程を、つぎの模式図を使って説明しよう。Fig. 8 は、表層躍層の消滅機構に関与すると思われる一つ一つの現象を、それぞれ独立に示したものである。(A) 図は、取水方向の速度成分によって、表層が直接流出するため、流入水の潜入点が下流側へ移動する、(B) 図は、取水流れによる循環流が表層に形成され、この流れにより混合が進む、(C) 図は、表面からの放射、拡散、蒸発などによる熱の放出および風による mechanical energy の供給、主流領域への熱の拡散などにより水温が一樣化する、(D) 図は、主流と表層領域間の turbulent entrainment による表層領域が侵食される、といった現象をそれぞれ表示したものである。Exp. 8-12, 13 の場合、循環流は顕著でなく、(A), (C) および (D) に示す現象が複合されて起っているものと考えられる。また、消滅速度については、流量の大きい Exp. 8-12 の方が大きい。これを検討するため、 $X=5.8\text{m}$ 地点の水温分布に基づいて、中間層と表層の間で over all Richardson Number R_{i*} を略算してみると、

$$\text{Exp. 8-12} : 2.9 < R_{i*} < 3.4, (29\text{min.} < t < 60)$$

$$\text{Exp. 8-13} : 7.5 < R_{i*} < 9.0, (30\text{min.} < t < 61)$$

となる。前者の方がかなり小さく、 R_{i*} が小さい程混合が活発になることと対応している。さらに、Fig. 8 に示した現象の大半が R_{i*} によって主に規定されることが推察され、表層躍層の挙動を知るうえで、 R_{i*} は重要な水理変数であるものと思われる。

水温境界層については、表層流れの場合と同様、その発達がみられ、Fig. 9 には、Exp. 8-13 の結果の一例が示してある。例えば、 20.5°C と 28.2°C の範囲にある領域の厚さが 8.0cm から 10.3cm に増加しており、明らかに水温境界層の発達がみられる。

Fig. 10 には、Exp. 8-13 の結果について、 $X=5.8, 14\text{m}$ 地点の水温分布の時間的変化および $X=4.3\text{m}$ 地点において水素気泡法によって測定された流速分布が示されているとともに、漂流板の走時曲線から推定された、 $X=10, 14, 18\text{m}$ 地点の流速分布の時間的変化も示されている。また、同図には、水路内の流況を知る手助けのため、各時間の流入水温 T_1 および流出水温 T_0 も示されている。なお、走時曲線を用いた流速

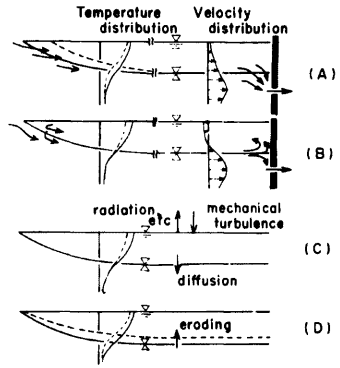


Fig. 8. The vanishing processes of a thermocline near a free surface.

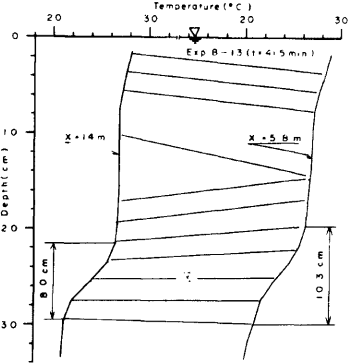


Fig. 9. An example of the boundary layer formation for water temperature or heat in middle layer flow.

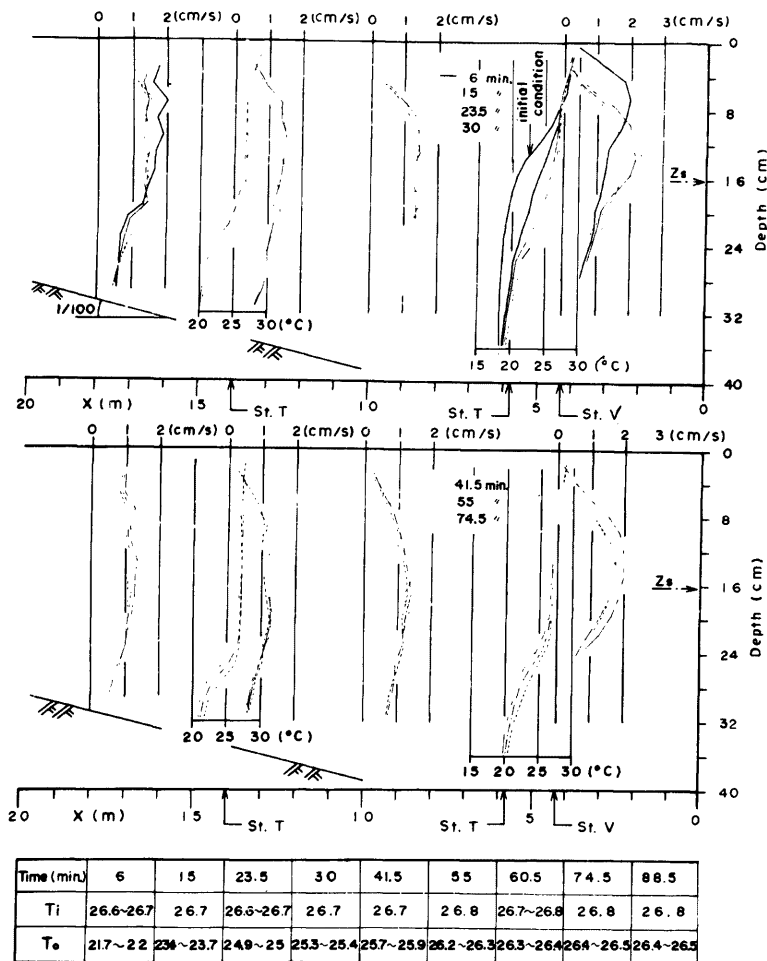


Fig. 10. The variations of velocity and temperature profiles in main flow direction (Exp. 8-3).

分布の推定は、1個の漂流板が画く5~10本の走時曲線を流速—時間平面(パラメータ: X, Z)に変換して行っている。

さて、同図からつぎのことがわかる。1) 流心の流下方向の変化が顕著で、表層流れから中層流れへ遷移していく状況が示されている。2) X=4.3m地点における実験初期のt=6min.の流速分布形状には、初期の水路内の水温分布と、流入水温の影響が強く現われており、最大流速点の位置は水面下4~8cmの間にあ

り、この領域の水温と流入水温とはほぼ一致する。さらに、この分布形状が非常に歪んだ形状をしているのは、流入水の流れと取水流れが干渉合っているためである。3) 水温分布の変化を考慮すると、上流側から順次混合が進み、時間経過とともに、全般的に流速分布形状が平坦化しているようにみえる。4) 混合が進んだ状況では、主躍層の存在のため、取水流れの発達に強く影響され、 $X=4.3\text{m}$ 地点では、下流端の取水条件の影響はほとんどみられず、長い区間にわたって、主流は、表層および主躍層の間にはさまれた中間層にある。5) 最大流速点の位置は、主躍層および表層躍層の存在のため、これが一種の shear 面になり、これらの躍層の中間点付近に生ずるように思われる。

以上、本章で行った考察から、水温境界層、表層躍層の消滅過程、中層流れにおける流心の問題、流入水と取水流れの干渉などについて、かなり明確にされた。

4. 流速分布と水温分布

本章では、 $X=4.3\text{m}$ 地点で測定された流速分布と $X=5.8\text{m}$ 地点で測定された水温分布形状を対比しながら定性的考察を進める。なお、境界面のこう配は高々 0.0025 程度であり、水温に関する 2 断面の測定結果から考えて、流速分布と水温分布は同一地点のものとして考察を進めても、十分妥当性を有するものと考えられる。

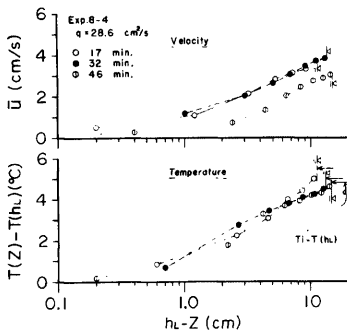


Fig. 11. (a) : (Exp. 8-4)

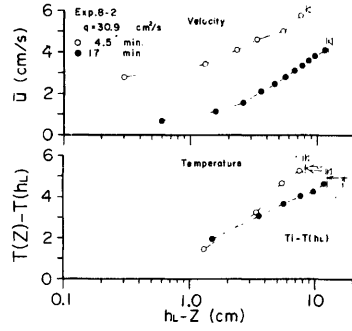


Fig. 11. (b) : (Exp. 8-2)

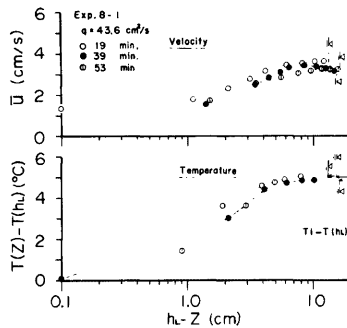


Fig. 11. (c) : (Exp. 8-1)

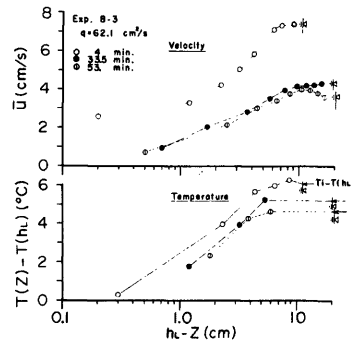


Fig. 11. (d) : (Exp. 8-3)

Fig. 11. Velocity and water temperature profiles in upper layer flows.

4.1 表層流れにおける流速分布と水温分布

Fig. 11 (a), (b), (c), (d) には、表層流れに関して任意の時間に測定された流速・水温分布を流量の小さいものから順次片対数紙上に示してある。同図の横軸は $h_L - z$ で、境界面からの位置、縦軸は流速ならびに境界面と各点の水温差である。

これらの図に示されるように、流速および水温分布の間には何らかの相似性があるように思われる。(a), (b) に示すものは、流量も小さく、表層の混合もそれ程活発でなく、表面付近まで水温こう配が認められ、相方の分布とも対数+直線型あるいは対数型に近い分布形状を示している。一方、明瞭な水温こう配を有する領域では、流量の大きな (c), (d) に示すものも前者のものと同様の分布形状を示すが、表面近傍において水温が一様化するにともない流速も一様化するか、または減少の傾向を示している。このような水面近傍における流速分布の性状については、側壁の影響による2次流の効果などが考えられ、幅水深比が大きければ、(a), (b) に示す結果と同様、対数+直線則あるいは対数則の成立の可能性もある。

つぎに、側壁の影響について考察してみよう。水路幅 B および躍層面の深さ h_L とすると、(a), (b) および (c), (d) に示すものについて、 B/h_L はそれぞれ、

$$2.6 < B/h_L < 5 \quad \text{および} \quad 1.9 < B/h_L < 3.6$$

である。今本³⁾によると、通常の長方形断面水路における開水路流れにおいては幅水深比が10以下になると水路中央部の表面においても速度欠損が起り、2次元的な流れが達成されないということであり、その比が5以下になると側壁の影響がかなり顕著になるようである。このことから、上図に示す結果には側壁の影響が顕著にみられることが推察される。しかしながら、前者においては、側壁の影響はそれ程顕著でなく、ほとんどの場合その影響は認められない。一方、後者については、 B/h_L が前者の場合と大差ないにもかかわらず、側壁の影響、いわゆる2次流の効果が顕著にみられる。これらのことを総合すると、(a), (b) の結果においては、水温こう配に起因する密度こう配の効果(重力効果)のため、2次流の生成が抑制され側壁の影響が現われにくく、(c), (d) の結果においては、表層近傍の活発な拡散混合のため、水温が一様化し2次流が容易に形成される。したがって、後者においては側壁の影響が顕著になっているものと推察される。

以上のように想定すると、大気乱流場において mechanical turbulence による運動量輸送が卓越する地表面付近の速度分布則と2次元開水路乱流場におけるそれとが対応するように、地表面付近の大気成層乱流場の流速分布に対して用いられている対数+直線則によって、表層流れの流速分布が表示される可能性も十分ある。なお、対数+直線則は次式のように表示される。

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \alpha \frac{z}{L} \right), \quad (z \ll L)$$

ここに、 z_0 : 粗度長、 L : Monin-Obkov Length、 α : 経験定数、他は慣用記号。本実験の場合、上式を用いて算定されるカルマン定数 κ は、0.1~0.2 の範囲にある。

大気成層乱流場における上式の成立条件、すなわち運動量および熱輸送が一定であるという条件が、表層流れの場合満たされてなく、Boundary の特性も非常に相違するため、上式がどの程度適用できるかについては今後検討すべき問題である。

一方、水温分布についても、熱輸送と運動量輸送との相似性から、大気成層乱流場における気温分布の場合と同様、対数+直線則の議論の可能性もあるが、これについては、前章で述べたように水温境界層の発達過程について、まず定量的な考察を進める必要がある。

4.2 中層流れにおける流速分布と水温分布

Fig. 12 (a), (b), (c) には、それぞれ流量の小さいものから順次、Exp. 8-10, 13, 12 の流速分布および水温分布の時間的変化に関する結果が示されている。横軸は水温と流速で、流速は取水口軸の延長線上の流速で無次元化されており、縦軸は取水口軸の深さ (z) で無次元化されている。なお、図中には、取水口軸

上に最大流速をもつ標準偏差 $\sigma=1/2 \cdot z_0$ のガウス分布曲線が示されているとともに、最大流速点の位置 (z_m) と最大流速の 0.6065 倍の流速をもつ位置 (***) (z_0) との間の厚さ ($|z_m - z_0|$) を z_0 で無次元化したもの ($|z_m - z_0|/z_0$) も示してある。

前章でも述べたように、流速および水温分布は初期の段階において形状が急激に変化する。それ以後、流速分布形状については歪がとれ、ほぼ対称形に近い形状を保持しつつ若干平坦な形状になる。水温分布は主躍層のゆっくりした低下とともに、ほぼ似た形状を維持しつつ漸変する。以上のようなことが上図に示されている。

つぎに、流速分布形状ならびにその形状が若干ではあるが平坦化する (z_0 が増加する) ことについて検討してみよう。平坦化することの要因として、水温こう配の影響および躍層の低下にとともに表層および主躍層にはさまれた中間層の厚さが増加することなどが考えられる。水温こう配の影響についてみると、全てのケースについて中間層の水温こう配は時間経過とともに小さくなっており、これにともなって z_0 は増加しているようである。また、実験別にみると、中間層の水温こう配がかなり顕著に認められる (a) の結果が、他に比して若干小さいようである。一方、躍層の位置との関連でみると、全てのケースについて、 z_0 は表層躍層の下端および主躍層の上端近傍にあり、躍層の位置変動ときわめてよく対応している。

水温分布 (密度分布) と流速分布とは相互にその諸特性を規定し合う関係にあるため、 z_0 に対して上述の考察がどれくらい一般性を有するのか問題が残る。しかし、中間層の水温分布形状は表層および主躍層の水温分布ならびに流量などによって規定されることを考えると、中間層の領域においてある程度混合が進んだ状態においては、 z_0 は、主として表層および主躍層の位置に支配されようである。また、流速分布形については、ほぼガウス分布で表示されるものと思われるが、図にも示されているように、若干の非対称性が認められるとともに最大速度こう配が、 z_0 の外側、すなわち躍層面付近に生ずる。後者に関しては、表層および主躍層界面が、一種の固定壁のような作用をしていることが推察される。

以上、本章においては、速度場と密度場の干渉効果を念頭に置き、主に流速分布について考察を進めた。その結果、表層流れについては、対数+直線則あるいは対数則の成立の可能性があること、中間層流については、中間層の混合がある

***) ガウス分布が成立するとすれば、最大流速点から 1σ 離れた位置に対応する。

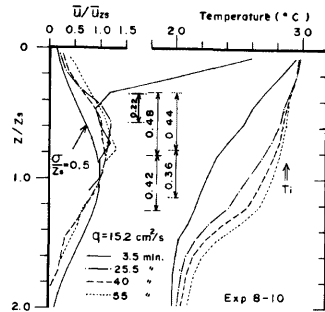


Fig. 12. (a) : (Exp. 8-10)

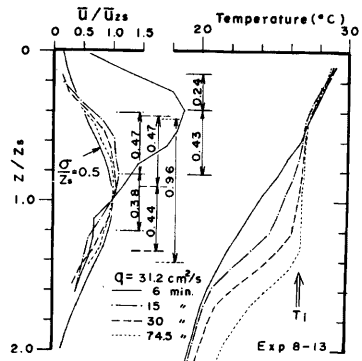


Fig. 12. (b) : (Exp. 8-13)

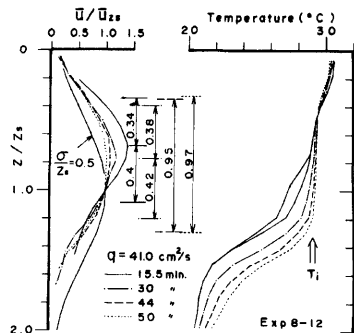


Fig. 12. (c) : (Exp. 8-12)

Fig. 12. Velocity and water temperature profiles in middle layer flows.

程度進んだ状態において、最大流速を2つの躍層の中間点付近にもち、中間層の厚さに規定されるようなガウス分布に近い形状になることなどが明らかにされた。

5. 結 言

表層流れおよび中層流れに関して、流れと混合の状況を検討するため基礎的な実験を行い、その結果に対して定性的な考察を加え、つぎのような興味ある事実が判明した。

表層流れの実験によって、流速分布については、対数+直線則あるいは対数則で表示される可能性の強いことが示された。水温分布については、水温境界層が発達していることが示された。水温境界層の発達過程は、水理量によって規定されるため、水温分布はその発達性状との関連で議論する必要があるが、自由表面まで水温境界層が発達している場合は、流速分布と同様、対数+直線則で表示される可能性のあることを示した。

一方、中層流れに関しては、つぎのようなことが明らかにされた。水路内の流れの状況は、流入・流出条件ならびに水路内の水温（密度）分布によって規定されるが、初期の中間層の領域において混合が進んでいない状況下では、これらの条件の影響が顕著にみられる。中間層の混合が進行すると、すなわち、水路内の初期水温分布形の影響がほとんどなくなると、表層躍層ならびに主躍層の存在によって規定されるような流れが、水路中央部の長い区間にわたって形成される。水路下流端近傍では、主躍層の存在のため、流心が比較的急激に上方へ移動し、すでに $X=4.3\text{m}$ 地点では、最大流速点が2つの躍層の中間点付近にある。この地点における流速分布形状は、ほぼガウス分布で表示され、標準偏差は主に中間層の厚さで規定される。さらに、表層躍層の消滅過程について、主躍層の低下消滅機構と同様、over all Richardson Number あるいは内部フルード数が、主にこのプロセスを規定する重要な水理変数であることを述べた。

以上、得られた結果について、定性的な考察を中心に進めたが、今後、これらについて定量化を行ない、さらに考察を深める所存である。

最後に、本研究を遂行するにあたり、地表面近傍の熱収支および速度分布則などについて種々の問題を御指摘いただいた京都大学防災研究所田中正昭助教授（気象学）に対して感謝します。また、実験ならびに資料整理などに御協力いただいた京都大学防災研究所吉田義則技官、京都大学大学院学生古谷健氏に対して感謝します。

なお、本研究は、一部、文部省科学研究費（自然災害特別 代表 足立昭平名古屋大学教授）の補助を受けた、ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 新宮川水系濁水調査委員会：新宮川水系濁水調査委員会濁水調査報告書，1976，pp. 41.
- 2) Ashida K. and S. Egashira: HYDRAULIC CHARACTERISTICS OF THERMOCLINE IN RESERVOIRS, 17th Congress of I.A.H.R., Vol. 2 1977, pp. 33-40
- 3) 今本博健：開水路流れの乱れに関する水理学的研究，京都大学学位論文，1971，pp. 95-96.