

密度躍層のある場における濁水の挙動に関する研究 (1)

——躍層における拡散係数を中心として——

芦田 和男・江頭 進治

STUDIES ON BEHAVIORS OF TURBIDITY FLOWS IN STRATIFIED RESERVOIRS (1)

——Prediction of Turbulent Diffusion Coefficient in
a Density Stratified Layer——

By Kazuo ASHIDA and Shinzi EGASHIRA

Synopsis

One of the main purposes of our present investigation is to bring light on the stream pollution due to very fine particles in reservoirs and downstreams of dams.

For the first step to solve this problem, we mainly deal with the prediction of turbulent diffusion coefficient in a density stratified layer. Based on the one-dimensional continuity equation and density defect law in the two-layered model and on the two dimensional diffusion equation in the continuous model, the predictive equation of diffusion coefficient in a thermocline was theoretically derived.

We also describe the degradation of the thermocline due to turbulent entrainment under theoretical and experimental considerations. Moreover, the analytical approach for turbidity flows in stratified reservoirs was discussed based on the diffusion equation with the representative three-layered model.

1. 緒 言

微細粒子を多量に含んだ濁水の流下過程において貯水池の果たす役割は非常に重要で、堆砂による貯水池機能障害、濁水の長期滞留による利水機能の劣化、下流河川の濁水長期化や生態系の変化などの困難な問題が生じ、これらに対する対策や現象の機構究明は緊急を要する課題となっている。しかしながら、以下述べるような問題の複雑さのため、この問題は抱括的に究明されていないのが現状である。

一般に、貯水池の流速・水温・濁度分布は、気象・地理などの立地条件、貯水池の幾何学的条件、流入端の流量、水温、濁度および粒径分布などの濁質特性と流出端の流量および取・放水形式によって規定されると考えられる。未知数が非常に多く、かつ水温（密度）分布が流速分布に与える影響など、これら分布間の相互関連性が十分に究明されていないため、乱れの影響が重要な意味をもたない場合を除いては、流速分布と密度分布を同時に論ずるには至っていない。

つぎに、本研究の意義を明確にするため、このような貯水池の問題に関する従来の主な研究を紹介しよう。流速と密度分布の関連性に関しては、非一様密度場における取水理論¹⁾から明らかにされている流速分布と熱保存則を用いた Huber・Harleman・Ryan²⁾、あるいは拡散項を無視した熱移流モデルを用いた岩佐・井上・野口³⁾らの研究がある。これらの研究によって、洪水などの異常時および異常な取・放水時などを除けば、流れの場のモデリングの前提条件などに関して不明な点はあるが、大きな誤りなく適用できる段階にある。しかしながら、濁水流動機構を同時に論ずるには、乱れ特性が卓越する流れに関する研究が必要である。一方、濁水

の流動機構に関しては、現地観測において実証的に把握しようとする努力が払われ、帯状滞留に関する温度躍層の果たす効果などに関して安芸・白砂⁴⁾による興味深い報告がある。また、天ヶ瀬貯水池における調査研究において、村本・道上・藤田⁵⁾は流入端の条件に関する研究成果を導入し、濁質輸送の連続式を基礎とした簡単な一次元解析モデルを提案している。しかし、移流・分散効果の導入や混合係数の意義さらに水温分布の評価など、今後一般化していく過程において困難な問題が残されている。一方、実験的・理論的研究においては、合田・海老瀬⁶⁾の2層および3層モデルがあるが、境界条件の意義や拡散係数の分布などに関して言及されておらず、基本的な考えを示したに止まっている。

このように、貯水池における濁水流動機構究明の困難性は、非一様密度場における流れ特性、とくに拡散係数や分散係数の推定の困難さにあると考えられる。また、従来から、濁水流動に関する躍層の果たす役割は重要であると考えられてきたが、著者らも同意見であり、躍層の特性を知ることは特に重要であると考えられる。このような観点に立って、本論においては、一次元密度欠損則、流量の連続式および2次元拡散式を用い、躍層面における鉛直拡散係数の推定に関しての理論展開を中心に行ない、ついで、従来の研究では無視されていた *turbulent entrainment* による躍層の低下・消滅過程に関して、実験的・理論的考察を加える。さらに、濁水挙動に関する若干の実験的考察および3層モデルによる理論的取り扱いについて若干の考察を行なう。また、著者⁷⁾らが先に発表した濁水密度流に関する研究において、紙面の都合上述できなかった *entrainment* に関する粒子沈降速度の影響に関する理論展開についても本論の2章第4節で述べることにする。

2. 躍層面における鉛直拡散係数

2.1 概 説

貯水池における濁水の流動機構を究明するためには、密度分布と流速分布の相互関連性の究明が必須であることは前述した通りであるが、この問題に関連して渦動拡散係数の分布、とくに躍層面における濁質の挙動を支配するところの渦動拡散係数の推定が重要であると考えられる。

一様密度場における拡散係数に関しては3章で述べるようにオーダー的には推定可能であるが、非一様密度場におけるそれは、乱れに関するエネルギー式や実験⁸⁾などから *gradient form* および *flux form* の Richardson 数の関数として表現されているが、速度こう配、密度こう配、渦動粘性係数といった未知量を多く含んでおり、実際に適用されるにはいたっていない。そこで、本章においては、従来かなりの研究がなされている連行係数の概念を用いた2層モデルにおける流量の連続式および密度欠損則と連続モデルを用い、躍層面における鉛直拡散係数を理論的に導いた結果を中心に述べる。また、本理論において重要な意義をもつ *turbulent entrainment* に関する実験および他の研究者による実験結果に関して若干の考察を行なうとともに、躍層の消滅過程に関して、*turbulent entrainment* が重要な意義をもつことに言及する。

2.2 Turbulent Entrainment

(1) 実験および実験結果の考察

表層流において *turbulent entrainment*^{注-1)} による躍層の消滅過程と連行係数を調べるため、3ケースの実験が行なわれた。使用した水路および循環系は、Fig. 1 に示すもので、水路幅 38.5cm、下流部での水路の深さ 70cm、底面こう配 0.01、全長 23m である。また、水路側壁は、片面鋼製で 5cm 厚の発泡スチロール板で断熱されており、一方はコンクリート製である。水路下流端には 3.5×30cm² の長方形断面をもつ取水口が 20cm および 31.5cm の間隔で取り付けられており、上層、中層および下層水を取水・循環できるようになっている。また、フロート式流量計によって流量が、測定下限値 1.8cm/sec の流向流速計によって流速の鉛直分布が、6 打点式サーミスタ温度計によって水温の鉛直分布と取水・循環水の水温がそれぞれ温定された。サーミスタ温度計の

注-1) 乱れに起因した、流体輸送や物質輸送などの現象を総称した言葉であるが、直訳すると「乱流連行」となり、しっくりしないので、以後そのまま用いる。また、「連行速度」および「連行係数」については、そのまま使用する。

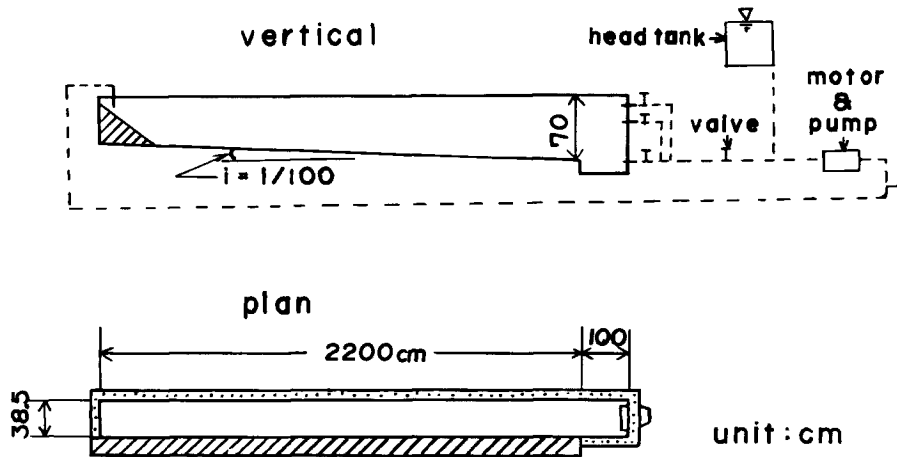


Fig. 1 Experimental channel and circulating system.

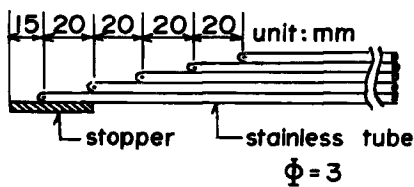


Fig. 2 Sketch of thermister probes.

感温部は Fig. 2 に示すもので、5点を2 cm 間隔にならべてあり、残りの1点は取水・循環水の水温測定用である。

実験は躍層を作るに有利な夏期に行なわれた。まず、約25~27°C の水道水を水路内で 昼間の太陽熱を利用して昇温させる。つぎに、水温が一樣になるまでこれを循環させ、自由表面からの放熱を少なくするため発泡スチロール板でふたをした後、head tank に貯水された約 18~19°C の地下水を、最下層の取水口からゆっくり給水する。このよう

にして、典型的な表水層、変水層および深水層で表現できる水温分布形が得られた後、最上層あるいは中層の取水口を用い、一定流量の条件下で表水層と変水層の一部の取水・循環が行なわれ、上述の測定が行なわれた。

Table 1. Conditions of the experiment for turbulent entrainment.

Exp. No.	Q	H	X(m)	
	(l/sec)	(cm)	T	U
4—1	8.50	53.0	8.5	9.1
4—2	4.23	36.2	4.8	5.4
4—3	5.26	36.5	4.8	5.4

実験条件は Table 1 に示す通りで、Q は流量、H は水温測定断面での全水深、X は水温および流速の測定断面の下流端からの距離である。Fig. 3 には、実験結果の一例として、水温、流速、水温から変換して求めた密度の鉛直分布および取水・循環水の水温の時間的变化が示されている。実験開始後、約十数分経過するまでは取水・循環水水温の急激な減少とともに、急激な躍層の低下が起る。初期表水層の水温は 32°C であり、16分後の取水・循環水水温は 28°C になっていることから考えて、この低下原因は、初期の段階において取水層の分離流線が躍層の下方まで及んでいるためであると推察される。さらに時間が経過すると、躍層は緩慢な低下過程に移行する。この過程は、取水・循環水水温が初期段階と比較して徐々に低下していることや、30分以後の流

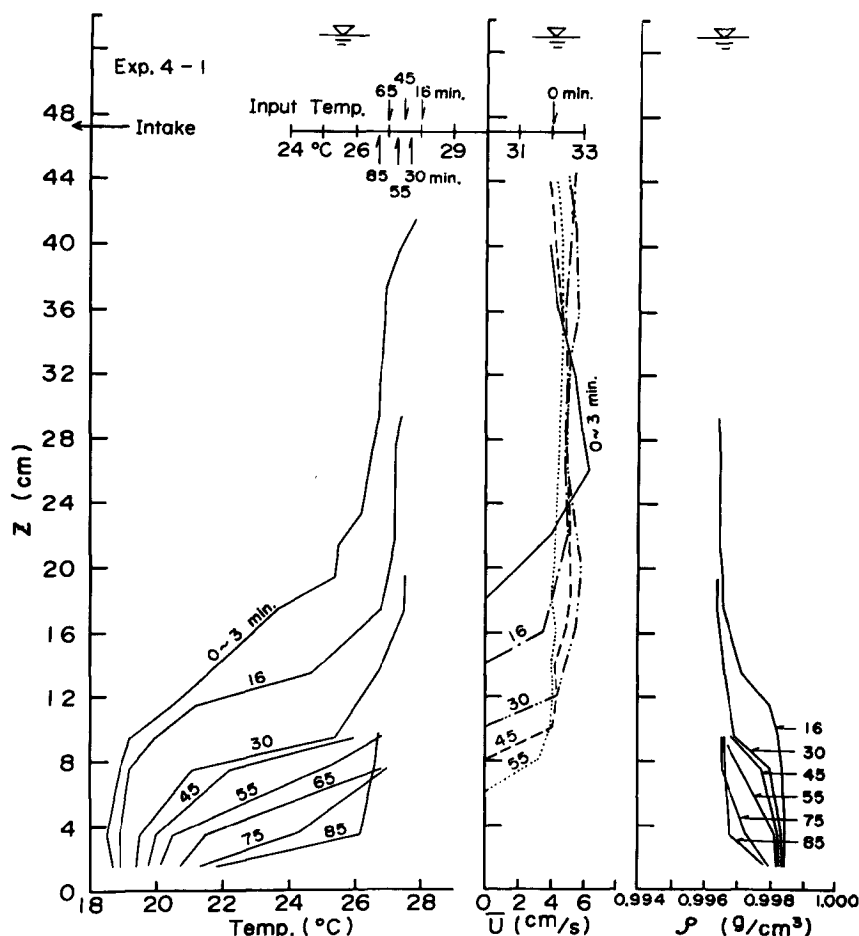


Fig. 3 An example of experimental results on the degradation process of thermocline due to turbulent entrainment.

速分布において、流速の0点近傍と水温こう配が最大になる躍層面の位置がほぼ一致していることなどから考えて、turbulent entrainmentによりしだいに躍層が侵食され、分離流線の低下とともに躍層が低下する、いわゆる turbulent entrainment による低下過程であることが推察される。この低下過程においては、つぎに述べる連行係数が重要な意味をもってくる。なお、流速分布の測定には約4分の時間を要したため、躍層の低下が急激な3分と16分の測定値は、上の考察から除外した。

(2) 連行係数および Turbulent Entrainment による躍層の低下過程

定常状態を対象として、連行係数は、単位面積、単位時間当り界面を通して主流へ輸送される流入量(連行速度)を主流平均流速あるいは相対速度差で除した値として用いられてきたが、非定常状態を対象とした研究が Lofquist⁹⁾ の研究以後かなりなされている。

流れが二次元的であるとすれば、2層モデルによる流量の連続式は、一次元解析法による流入・流出がある場合と全く同様の形式で、次式のように示される。

$$\frac{\partial h_L}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}h_L) = W_e \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 W_e :連行速度、 h_L :主流層厚、 $\bar{u}$:主流層の断面平均流速、 t :時間、 x :主流方向の座標である。したがって、連行係数 E は、次式のように表わされる。

$$E = W_e / \bar{u} \dots\dots\dots (2)$$

連行係数に関する主な研究として、(1)式の左辺第1項が無視できる条件(定常状態)下における Ellison・Turner¹⁰⁾、第1項および第2項を考慮した Lofquist⁹⁾、第2項が無視できる条件下における Moore・Long¹¹⁾などの研究および自由表面に shear plate を用いて shear を働かせ、主流層の低下を調べた Kato・Phillips¹²⁾の研究が

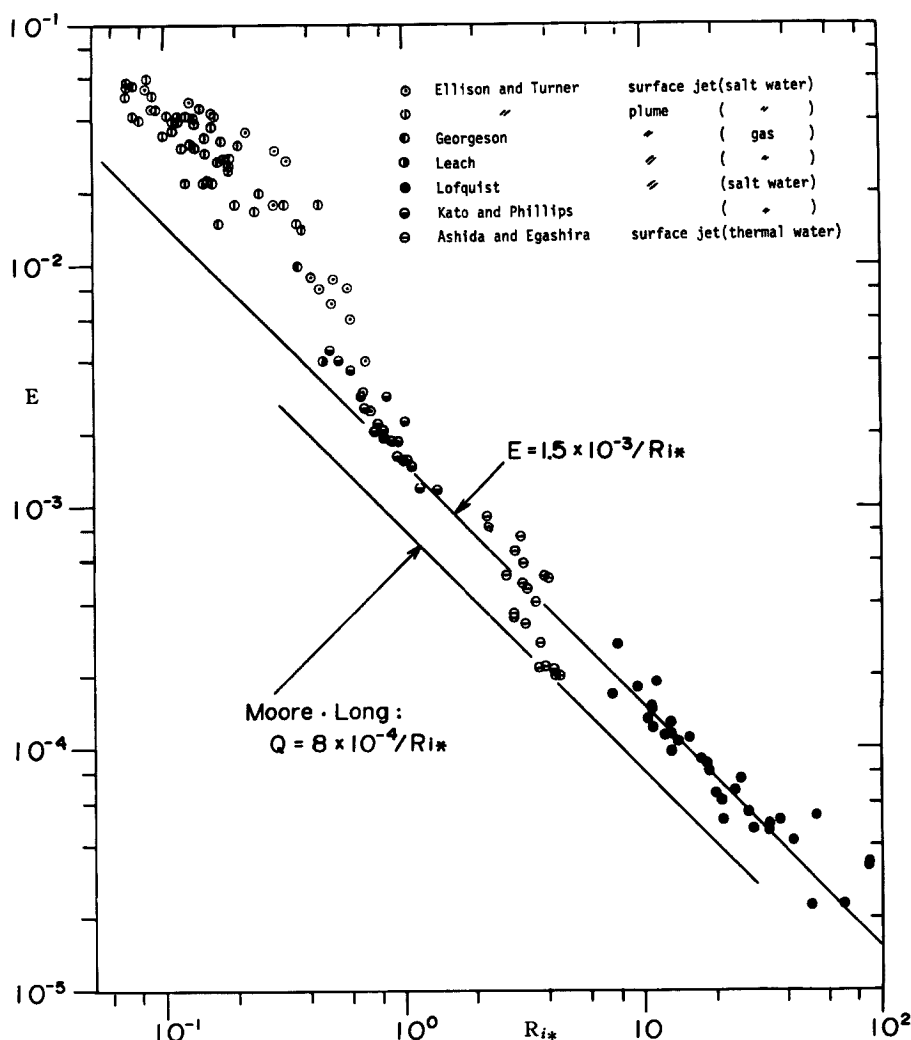


Fig. 4 Relation between entrainment coefficient E and overall Richardson numbers Ri_* .

ある。Fig. 4 には、これらの結果と、前述した著者らの結果および3章で述べる実験結果が示されている。同図において、 Ri_* は over-all Richardson 数で、内部フルード数の2乗の逆数で定義され、次式のように示される。

$$R_{i*} = \frac{\Delta\rho/\bar{\rho} \cdot g h_L}{\bar{u}^2} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $\bar{\rho}$:主流層における流体密度、 $\Delta\rho$:主流層とまわりの流体との密度差、 g :重力加速度である。Kato・Philipsの実験値は、(2)、(3)式において、流速の代わりにまさつ速度で表現されていたが、shear plateの速度が一定値に近づく180秒のときのplate速度を用い、著者らが算定しなおしたものである。塩水を用いたMoor・Longの実験は、上下層を逆方向に流動させ界面を通して輸送される塩分について、無次元物質輸送係数 Q (non-dimensional buoyancy flux)と R_{i*} に関して述べたものであり、 Q は本論の E とほぼ同じものである。しかし、両層とも主流となるため、 R_{i*} と Q の算定に際して、全水深と相対速度差が用いられている。また、他の実験における R_{i*} と E の算定については、Ellison・Turnerは連行層厚とこの層内の平均流速を、Lofquistは水路底面から密度こう配の最大値点間の厚さとこの層における平均流速を、著者らは自由表面から密度こう配の最大値点間の厚さとこの層における平均流速をそれぞれ用いている。また、kato・philipsの主流層の取り方は、Lofquistや著者らのものとほぼ同じであると考えられる。

さて、連行係数 E は、図からも明らかのように、広い範囲にわたって R_{i*} のみに規定され、しかもKato・Phillips、著者およびLofquistの実験値は、ほぼ次式で示される関係にある。

$$E \approx 1.5 \times 10^{-3} / R_{i*} \quad (1000 < R_{i*}, \quad 0.5 \leq R_{i*} \leq 40) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 R_e :レイノルズ数で、 $\bar{u} h_L / \nu$ で定義される。このように、 E が R_{i*} のみにによって規定されることは、Moor・Longが、次元解析的考察および実験結果よりレイノルズ数が大きく、かつ $1 \leq R_{i*} \leq 30$ においては分子拡散の影響が無視でき、 Q は R_{i*} のみに規定されるとして図中に示される結果を得ていることと、よく対応している。したがって、主流層の選び方がほぼ同じで、かつ主流が乱流状態であれば、実験条件の違いにかかわらず連行係数 E はほぼ上式の関係にあることが推察される。Ellison・Turnerの実験値も、ほぼ $E \propto R_{i*}^{-1}$ の関係にあるが、 E は上式のものより大きく約3倍の値を示している。この違いとして、層流境界層が発達している領域まで主流層と判定している可能性があること、使用した水路が小規模のものであり、(1)式の左辺第1項が無視できる条件下での実験は非常にむずかしいことなどが考えられる。

つぎに、turbulent entrainmentによる躍層の低下過程あるいは消滅過程に関して考察する。躍層の発達した貯水池における躍層の低下、消滅に関しては数多くの調査研究があり^{3), 13), 14)}、つぎのようなことが指摘されている。深水層の低い水温層の水が、取・放水によって失なわれること、および水温の高い高濃度濁水が底層へ侵入し、深水層を攪乱することなどである。これらの原因以外に、大流量放流に伴うturbulent entrainmentによる低下・消滅が考えられるので、ここで、簡単なモデルを用いて考察する。まず、前提条件として、流水断面は長方形で側壁の影響はないものとし、表層の取・放水が行なわれ、流入流出量は等しく、かつ躍層は一つ存在し、密度こう配の最大点を境界面と考える。さらに、水平方向の密度差を無視し、躍層は平行に低下するものとする。Fig. 5は躍層低下の状況を模式的に示したものである。同図において、 q_i , q_o はそれぞれ単位幅当りの流入・流出流量、 ρ_i , ρ_o はそれぞれ、流入・流出水の密度で、 $\rho_o + \Delta\rho$ ($\Delta\rho \ll \rho_o$)は深水層の密度である。前提条件では、 $\rho_i = \rho_o$ としているが、厳密には $\rho_i < \rho_o$ となる。

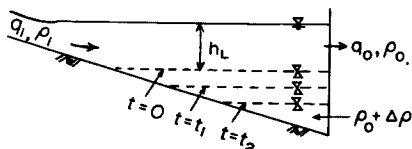


Fig. 5 Schematic diagram of thermocline degradation process due to turbulent entrainment.

さて、連行係数 E は前述したように $E = K / R_{i*}$ (K :定数)と表わされ、連行速度 W_e は次式のようになる。

$$W_e = E \bar{u} = \frac{K \bar{u}}{R_{i*}} = K \frac{\rho_o q_o^3}{\Delta\rho g h_L^4} \dots\dots\dots (5)$$

前述の条件下では、(1)式の左辺第2項が無視でき、(5)式を用いて積分すると、躍層の低下過程が次式のように求まる。

$$h_L = (h_{L0}^5 + 5K \frac{\rho_o q_o^3}{\Delta\rho g} t)^{1/5} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 h_{L0} ：初期表水層の厚さである。

つぎに、現地貯水池規模において考えられる turbulent entrainment による躍層低下量のオーダーを示そう。天ヶ瀬貯水池に関する岩佐³⁾らの報告によると、1971年7月の出水により、平均 $700\text{m}^3/\text{sec}$ の放流が約5日間行なわれ、その結果、水温分布に関する8月の調査では躍層が消滅している。この消滅過程に関しては放流に伴う熱移流が主因と考えられるが、以下述べる計算結果は turbulent entrainment によっても十分消滅し得ることを示している。まず、算定に必要な諸元は前述の文献を参考にして、つぎのようなものを用いる。水位として洪水制限水位を用いると、水位：O. P. 72m。ダム近傍の河床高：O. P. 37m（昭和69年5月）、放水口の位置：O. P. 48m（取水口はこれより約10m上方にある）、 $\Delta\rho$ ：0.0018 g/cm（1972年の調査）平均流水幅：100m、放水流量： $700\text{m}^3/\text{sec}$ 、洪水前の躍層の位置：O. P. 45mとする。さらに、(4)式の結果を用いて $K=1.5\times 10^{-3}$ とし、これらの諸元を(6)式に適用すると、躍層の低下量はそれぞれ、6.1m/2days および 9.5m/4days となる。初期の躍層位と河床位の差は $45-37=8\text{m}$ であるから、turbulent entrainment における躍層の低下も無視できないであろう。

Fig. 6 には前述の実験結果および3章で述べる濁水流動に関する実験結果が示され、理論曲線と比較されている。著者らの実験のように、上層水を系外に流失しないで循環させる場合は、上・下層の密度差の時間的変化を考慮しなければならない。したがって、躍層の低下過程は(8)式で示される密度欠損則と(1)式の連立方程式を解く問題に帰せられる。Fig. 3 に示すように本実験においては、系外からの熱の伝播および turbulent entrainment による両者の混合に起因した密度差の減少と、躍層低下による h_L の増加などが相互に影響しあって、 R_{ik} がほぼ一定に保たれ結果になった。したがって、 E の時間的変化は小さかったので、 $E=\text{const.}$ として得られる(7)式を用いて理論曲線は算定されている。

$$h_L = (h_{L0} + 2qEt) \frac{1}{2} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 q ：単位幅流量、 h_{L0} ：初期表層の厚さであるが、ここでは、turbulent entrainment による低下へ移行する時点の厚さを考えている。

2.3 躍層面における渦動拡散係数の推定

turbulent entrainment の概念は、密度分布が急変する場における乱れ特性、すなわち運動量輸送や物質輸送などの特性が適用の段階まで究明されていない現状において、密度の急変面を流体・運動量および物質輸送などが、そこを通して行なわれる一種の境界と考え、これらの現象と主流における平均量との関係を論じようとする立場から用いられてきたように推察される。

したがって、連行速度や連行係数と、界面における物質や熱輸送を支配する渦動拡散係数との間には密接なつながりがあることが考えられる。本節においては、これらの相互関連性について考察を進める。

まず、流れは十分2次元的であり、一方向への卓越した流れであるとし、前述したように一次元解析法が適用できるものとする。Fig. 7 には、2層モデルおよび連続モデルにおける流速および密度分布が示されている。

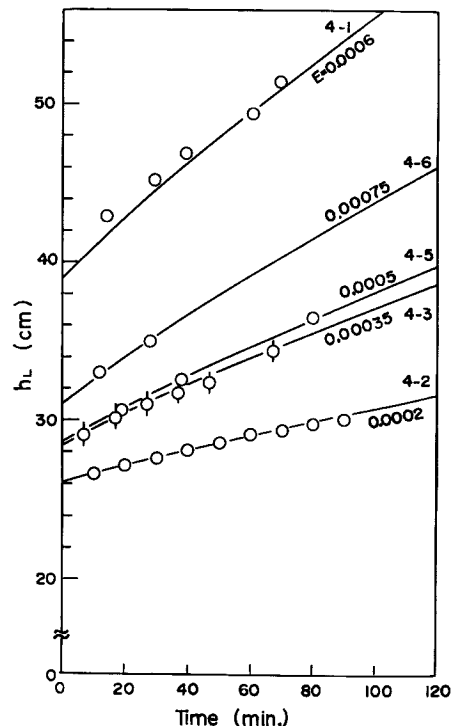


Fig. 6 Relationship between theoretical and experimental thermocline degradation processes.

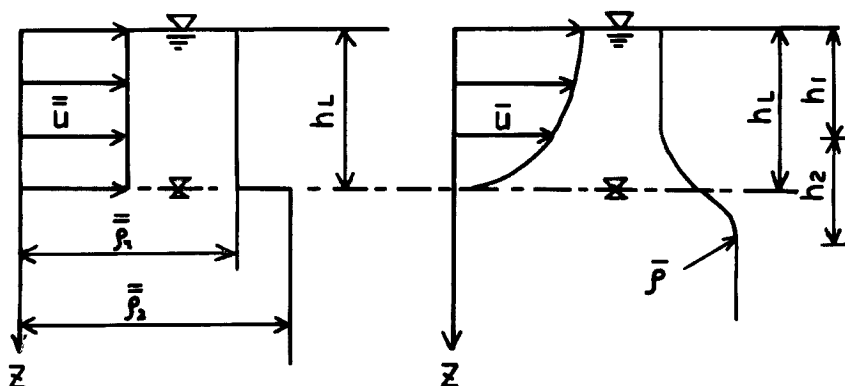


Fig. 7 Schematic flow fields in two layered and continuous models.

本図において、(=):断面平均値, (—):時間平均値, u :主流方向の流速, ρ :密度, h_L :自由表面と密度こう配が最大値をもつ位置(境界面)との間の厚さである。また、以下使用する記号は、上述のもの他に、 $\Delta\rho$: $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$, x :主流方向軸, z :自由表面から下向きにとった x 軸に鉛直な軸, t :時間である。

さて、前述の条件下で流量の連続式は前節と同様で、次式のように再記される。

$$\frac{\partial h_L}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}h_L) = W_e \quad \dots\dots\dots (1)$$

2層モデルによる密度欠損則は、系外と熱の交換がなければ、主流方向の連続条件と(1)式を適用すると、次式のように求められる。

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} = \frac{\Delta\rho}{h_L} W_e \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、2次元連続モデルによる密度保存則は拡散式を用いて(9)式で示される。

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}\bar{w}) = \frac{\partial}{\partial x}(\epsilon_x \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\epsilon_z \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $\bar{w}$:流速の z 成分, ϵ_x , ϵ_z :渦動拡散係数の x , z 方向成分である。上式において、 x 方向の輸送は、移流項が卓越すると考え、 $\partial(\epsilon_x \partial \bar{\rho} / \partial x) \ll \partial(\bar{\rho} \bar{u}) / \partial x$ とし、拡散項を無視する。つぎに、 $z=0$ から $z=h_L$ まで積分し、

$$\int_0^{h_L} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} dz, \quad \int_0^{h_L} \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\bar{u}) dz$$

の両項に関し、つぎの操作を行なう。すなわち、 $\bar{\rho}$, $\bar{u}$ の断面平均値からの変動量をそれぞれ ρ'' , u'' とし、 $\bar{\rho} = \bar{\rho}_1 + \rho''$, $\bar{u} = \bar{u}_1 + u''$ とおく。さらに、積分境界値が独立変数の関数である場合の演算を行なう。このようにして生じる各々の項において、

$$\int_0^{h_L} \rho'' dz = 0, \quad \int_0^{h_L} \rho'' \bar{u} dz = 0, \quad \int_0^{h_L} \bar{\rho} u'' dz = 0$$

であり、かつ、

$$\left| \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{h_L} \rho'' u'' dz \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{h_L} \bar{\rho}_1 \bar{u} dz \right| \quad \dots\dots\dots (10)$$

の仮定をする。

また、自由表面では十分攪乱混合されている結果、密度こう配は無視でき、さらに熱の交換がないから、 $\epsilon_z \partial \bar{\rho} / \partial z|_{z=0}=0$ である。以上のような演算を行ない、整理すると、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & \rho_1 \left\{ \frac{\partial h_L}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} h_L) \right\} + h_L \left\{ \frac{\partial \bar{\rho}_1}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\rho}_1}{\partial x} \right\} \\ & - \bar{\rho}(h_L, t) \left\{ \frac{\partial h_L}{\partial t} + \bar{u}(h_L, t) \frac{\partial h_L}{\partial x} - \bar{w}(h_L, t) \right\} \\ & = \epsilon_z(h_L, t) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \Big|_{z=h_L} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

上式において、 $\bar{w} = \partial h_L / \partial t + \bar{u}(h_L, t) \cdot \partial h_L / \partial x - W_e$ であり、かつ、 $\bar{\rho}(h_L, t) \doteq (\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_2)/2$ と近似し、(1)および(8)式を代入すると、境界面における渦動拡散係数の鉛直成分が、次式のような簡単な形で求められる。

$$\epsilon_z(h_L, t) = \frac{4\rho}{2\partial \bar{\rho} / \partial z} W_e \dots\dots\dots (12)$$

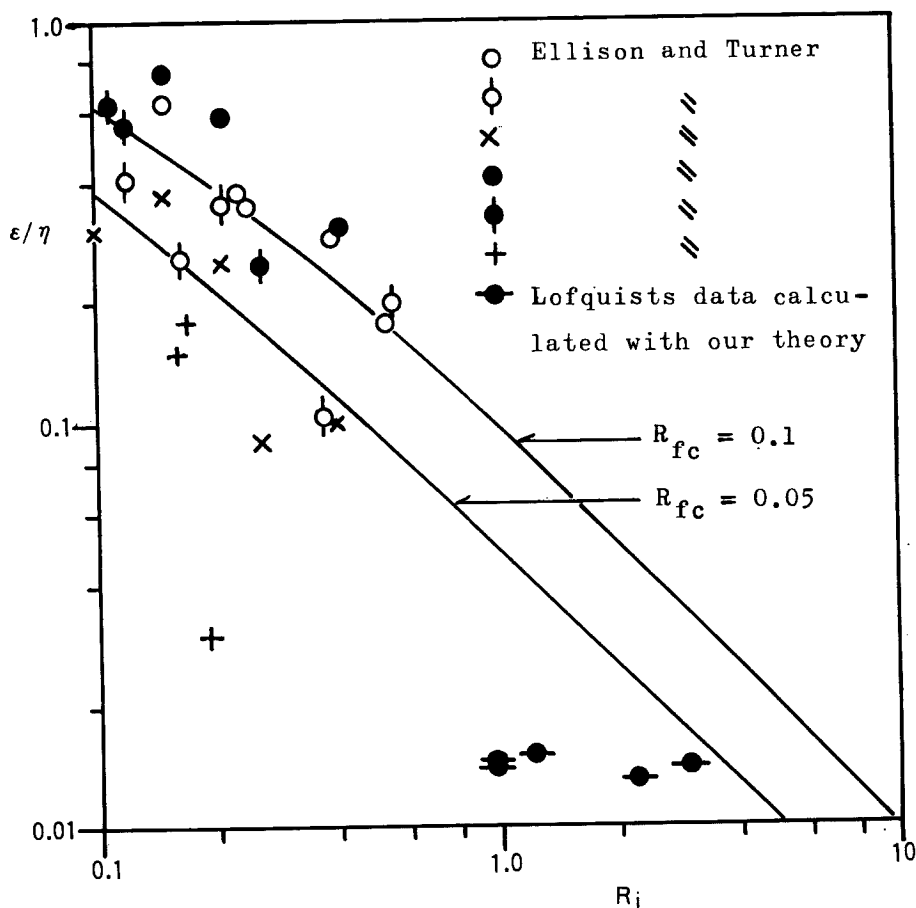


Fig. 8 Ratio of the transport coefficients and eddy viscosity plotted against gradient-form Richardson numbers.

もし、流れによって密度場が変化しなければ、連行速度が大きくなるとともに拡散係数も大きくなる。その結果、種々の物理量などの輸送も激しくなるとことが推察される。さらに、上式の連行速度に、前節の考察結果を適用し、 E および R_{i*} を用いると、次式のように表わせる。

$$\epsilon_z(h_L, t) = \frac{d\rho}{2d\bar{\rho}/dz} E\bar{u} = \frac{d\rho}{2d\bar{\rho}/dz} \frac{K\bar{u}}{R_{i*}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 $K: \text{const.}$ で、(4)式によると、 $K \approx 1.5 \times 10^{-3}$ である。上式から、流れによる密度場や水深の変化が無視できるとすると、流速の3乗に比例して ϵ が増加することがわかる。

このように、2層モデルと連続モデルにおける輸送現象の関連性が、連行速度あるいは連行係数と拡散係数との関係として考察された。しかし、本理論を検証できる直接的な実験値がないので、Lofquist⁹⁾ の実験結果に前述の理論を適用し、 ϵ_z を算定し、 ϵ_z/η (η : 渦動粘性係数) の gradient Richardson 数 (R_i) に関する変化を調べるとともに、Ellison・Turner⁸⁾ の実験値や Ellison¹⁵⁾ の理論式を用いて検討する。

Fig. 8 には、上述の実験値が示されており、Lofquist の実験値に本理論を適用した結果も示されている。図中の2本の曲線は、Ellison¹⁵⁾ の理論式、

$$\frac{R_f}{R_i} = \frac{\epsilon}{\eta} = \frac{b(1-R_f/R_{fc})}{(1-R_f)^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

において、 $b=1.4$, $R_{fc}=0.1, 0.05$ としたものである。ここに、 $b^{15)}$: 定数, R_f : flux Richardson 数, R_{fc} : critical flux Richardson 数である。エネルギー式に基づく理論的考察や実験結果から、 ϵ/η は R_i の増加に伴ない減少することがわかる。本図示されたように、前述の理論を Lofquist の実験値に適用した結果は、(14)式で示される傾向を考慮すると、Ellison・Turner の実験値の延長線上にあることが考えられる。したがって、本節で展開した境界面における渦動拡散係数に関する理論の妥当性が示されたものと考えられる。なお、ここで示した理論展開は、下層流に関しても同様であり、得られる結果も同じである。

2.4 泥水密度流における粒子沈降速度の影響⁷⁾について

貯水池などに、微細粒子を多量含んだ高濃度濁水が流入する場合、温度による密度差よりも濁度によるそれが卓越すると、この濁水は底層へ潜入して、いわゆる泥水または濁水密度流となる。ここでは、このような流れにおける turbulent entrainment に及ぼす粒子沈降速度の影響に関して述べる。

理論展開のための主な前提条件は、前節の仮定に加えて、水路底面へ見かけ上沈降・堆積および再浮上がないものとする。したがって前節の手法と全く同様な展開ができる。Fig. 9 には、2層および連続モデルにおける泥水による下層密度流が模式的に示してある。ここで、本図を参考にして以下使用する記号の説明をする。 $\bar{u}$, $\bar{c}_2$: 断面平均の主流流速および主流平均濃度, $\bar{c}_1$: 上層の平均濃度で、 $\bar{c}_1 < \bar{c}_2$, $\bar{c}$: 時間平均濃度, d : 水路

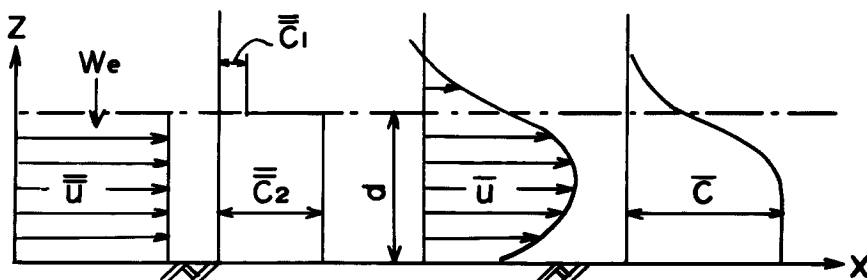


Fig. 9 Schematic turbidity currents in two layered and continuous models.

底面から境界面までの高さで、境界面は流速および濃度分布の変曲点で定義されている。 z ：前節においては自由表面から下向きに選んだが、本節では水路底面から上向きに正とする。他は前節までと同じ。

前節と同様に流量の連続式は(1)式で示され、密度欠損則の代わりに濁質輸送の連続式が(15)式で表わされる。

$$\frac{\partial \bar{c}_2}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}_2}{\partial x} = - \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1}{d} W_e \dots\dots\dots (15)$$

上式は前述の条件下では、境界面を通してのみ濁質が輸送されるときに連続式である。一方、連続モデルによる濁質の連続式は、 $\partial(\epsilon_x \partial \bar{c} / \partial x) / \partial x \ll \partial(\bar{c} \bar{u}) / \partial x$ として、次式のように表わされる。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{c} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{c} \bar{w}) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) + \omega_0 \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 ω_0 ：粒子沈降速度

上式において、前節の(9)から(11)式を誘導する展開と同様な方法で、次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & \bar{c}_2 \left\{ \frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u} d) \right\} + d \left\{ \frac{\partial \bar{c}_2}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}_2}{\partial x} \right\} \\ & - \bar{c}(d, t) \left\{ \frac{\partial d}{\partial t} + \bar{u}(d, t) \frac{\partial d}{\partial x} - \bar{w}(d, t) \right\} \\ & = \left\{ (\epsilon_z d, t) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \omega_0 \bar{c}(d, t) \right\} - \left\{ \epsilon(o, t) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \omega_0 \bar{c}(o, t) \right\} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

上式で、水路底面において、見かけ上堆積・再浮上がないから、右辺第2項は0となる。また、 $\bar{w} = \frac{\partial d}{\partial t} + \bar{u}(d, t) \partial d / \partial x - W_e$ であり、 $\bar{c}(d, t) = (\bar{c}_1 + \bar{c}_2) / 2$ とし、上式に(1)および(15)式を代入して整理すると、次式が導かれる。

$$\frac{\bar{c}_1 - \bar{c}_2}{2} W_e = \epsilon_z(d, t) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \omega_0 \bar{c}(d, t) \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 $\epsilon_z(d, t)$ ：境界面における鉛直拡散係数である。上式は、境界面 $z=d$ において、乱れによる濁質の輸送量と粒子の沈降移流による逆輸送量が等しければ、上層から下層への連行加入が0であることを示す。すなわち、流下方向へ濃度（濁度）の変化のない状態が形成されることを示している。このことは、溶解物質や温度差に起因して生ずる密度流との大きな違いであり、沈降性微細粒子を多量含むことによって生ずる泥水密度流の特性である。

3. 濁水の流動実験および3層モデルによる解析法

3.1 概 説

本章においては、水温分布による表水層、変水層および深水層が形成されている場において、密度分布に大きく影響を与えない程度の濁質を表層^(注一)に混入し、この層を循環・流動させる場合の濃度分布特性について述べ、さらに、現地貯水池における安芸・白砂¹⁾の調査結果の検討を行なう。つぎに、前章の考察や安芸・白砂の調査結果および著者らの実験的考察に基づき、2次元拡散方程式を用いた濁水挙動の解析法について、境界条件の設定および各層の拡散係数の推定に関して考察する。

3.2 実験および実験結果の考察

使用水路および実験の設定段階は2.2と同様で、つぎのような方法で、3ケースの実験が行なわれた。まず、表層水の循環を2.2の方法で行ない、流れが安定するまで十数分間放置する。つぎに、50%粒径の沈降速度0.021cm/sec (20.5°C, 分散処理)の微細砂によって作られた高濃度濁水をサイフォンにより、一定流量(約

注一) 表層という場合は、密度こう配が最大になる位置から自由表面の間を意味する。

150cc/sec) で上流端から循環水の中へ混入する。この濁水は、水深が小さくまた躍層がない上流端において、表層の循環流とよく混合し、表層流となって流下し、再び上流端へ輸送されてくる。この時点で濁水の給入は休止された。これを実験開始時刻とし、2.2の測定項目に加えて、任意断面においてサイフォン式採水法により鉛直方向の各点で約40~50cc 採水され、卓上濁度計により濃度が測定された。実験条件は Table 2 の通りで、 Q は流量、 H は水温測定断面における全水深、 X は水温 (T) 流速 (U) および濃度 (C) の測定断面の下流端からの距離、 C_0 は初期表層流の平均濃度である。

Table 2. Conditions of the experiment for turbid water behaviors.

Exp. No.	Q (l/sec)	H (cm)	X(m)				Co PPM. in weight
			T	U	C		
4-4	4.33	36.3	6.0	5.4	5.2		1500
4-5	4.10	37.1	4.2	5.2	5.0		1700
4-6	4.10	37.5	4.2	5.2	5.0		1600

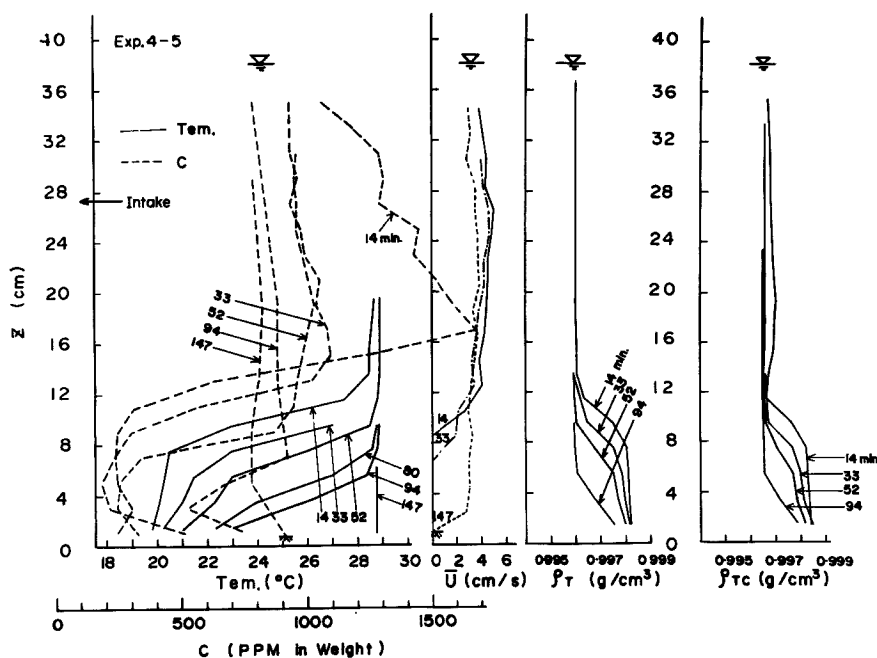


Fig. 10 Variation of vertical profiles of turbid concentration, temperature, velocity and density with time.

Fig. 10 には、濃度・水温・流速・密度分布の時間的変化の一例が示されている。図中の ρ_T は水温分布のみを、 ρ_{TC} は水温と濃度を同時に考慮した場合の密度分布形で、濃度の影響により上下層の密度差が若干小さくなる程度で、分布形に関してはあまり影響がない。流速・水温分布に関しては2.2の場合と同様であるので、

これを省略し、濃度分布形について考察を進める。実験初期(0~3分)の濃度分布形は示されていないが、上流端で完全に混合されないため、躍層面から自由表面の間に湛入する濁水密度流的な特性を帯び、自由表面近傍と躍層面上方に生ずる最大濃度との比は約1/4程度であった。14分後のデータにおいても若干上述したような傾向が認められるが、その後、主流は十分攪乱され、この傾向は消失する。時間の経過とともに主流濃度は躍層面を通して粒子が沈降するため減少するが、減少率はしだいに小さくなっている。この原因として、水

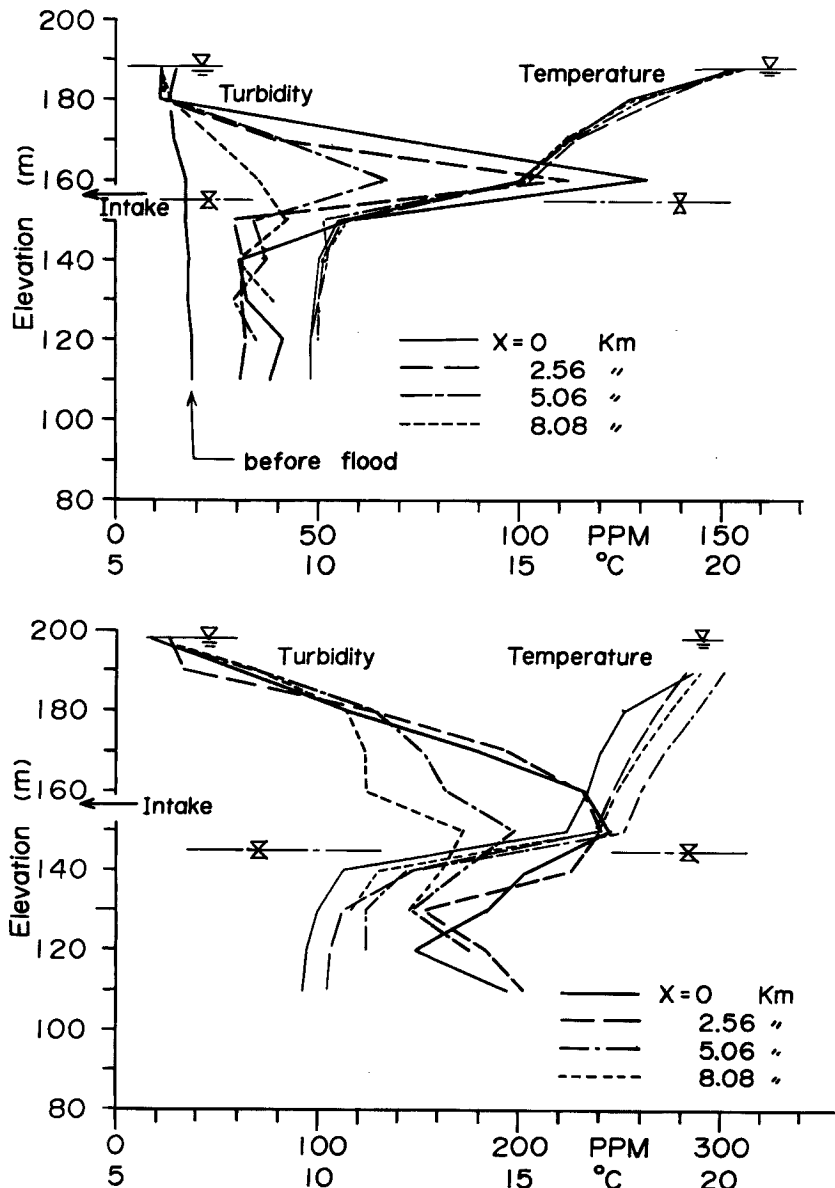


Fig. 11 Vertical profiles of turbidity and temperature in a reservoir at a week or two after floods. (Reference : 4)

路の底面こう配のため、躍層が存在するのは、14分において下流端から14.2m, 52分では水路全長23mに対し約9.7mの区間であり、躍層面下方に粒子を捕獲する領域が時間の経過とともに減少すること、上流側固定床に一たん堆積したものが徐々に輸送されてくることならびに、躍層面を通過して堆積したものが、turbulent entrainment による躍層の低下のために再び主流の流体力を受けて再浮上することなどが考えられる。

鉛直分布形に関してはつぎのようなことが示されている。濃度は、自由表面から下方へ増加し、躍層面上方で最大値をとり、躍層内で急激に減少し、躍層下面から深水層の領域にかけてはほぼ一様で、顕著な変化はなく、水路底面近傍で若干増加する傾向にある。自由表面から下方へ増加する傾向を示すのは粒子沈降速度の影響によるもので、躍層面上方で濃度の極大値が生じるのは、次節で考察するように、濃度の小さい下層水を主流が連行するためである。また躍層下面付近で最小値を示すか、また、これより下方ではほぼ一様になるのは次節で考察するように、この領域は自由沈降の領域である可能性も考えられる。また、水路底面近傍で濃度が増加する傾向を示すのは採水による測定法に原因があるように思われる。本実験は、深水層の浅い実験でしかなく、実験継続時間も限られたものであり、上述した分布形の特性的非正常性などに関しても考察する必要があるが、これについては次節で若干述べるに止める。

Fig. 11 (a) (b) は発電専用貯水池における安芸・白砂⁴⁾の調査結果を引用し、横軸に濁度と水温を用いて図示しなおしたものである。(a) 図は、洪水吐を使用しない程度の小規模洪水の流入後、約2週間経過した時点での調査結果であり、ダム上流の各断面($X=0, 2.56, 5.06, 8.08\text{km}$)とも躍層面と考えられる位置より上方に濁度の最大値が見られる。(b) 図は、洪水吐(取水口の上方に設置されてある)を使用しなければならない程度の最大流量 $1100\text{m}^3/\text{sec}$ の中規模洪水の流入後、約1週間経過した時点の結果であり、洪水流入時には、表層はかなり攪乱され、著者の行った実験に近い状況が出現した可能性がある。本図においても(a)図や前述の実験結果に見られるように、躍層面より上方の躍層上面付近に濁度の最大値が現われている。また、躍層の下面以深においては、ほぼ一様であるか、躍層下面において濁度の極小値が見られる。洪水時およびそれ以後の取・放水状況が詳らかでないので、直接的な比較はできないにしろ、洪水流入後かなりの日数が経過しているにもかかわらず、著者らの実験結果とよく似た分布形を示している。これは注目すべき点である。

3.3 3層モデルによる濁水挙動の解析法

前節で考察したように、濁水が表層(表水層と変水層の一部)に流入する場合、表水層、変水層および深水層において、濁水はそれぞれ異なった挙動特性を示す。これは、流速分布に起因する移流輸送や、乱れに起因した拡散輸送などがそれぞれの層において非常に異なるためである。したがって、ここでは数値解や解析解による濁度物質の挙動を追跡する際、なるだけ巨視的な立場から、拡散方程式を基礎にした3層モデルによる追跡法に関して若干の考察を行なう。

(1) 解析モデルの設定および境界条件

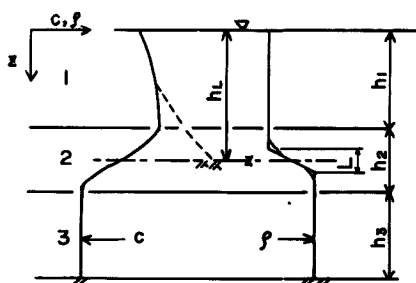


Fig. 12 Idealized distribution of turbid concentration and density in three layered model.

まず、問題を簡単にするため、つぎのような条件下で議論する。1) 流れは主流方向のみの成分をもつ2次元流れであり、表層から取・放水が行なわれており、流入端において濁水は境界面より上方に流入し、かつ、流入・流出量は等しい。2) turbulent entrainment による躍層の低下を無視し、表・変・深水層の厚さは変化せず、水面こう配すなわち洪水波の伝播速度も無視できる。3) 起点を、躍層が存在する上流端(ほぼデルタの先端)に選び、水面に沿って下流側に x 軸、これに鉛直下向きに z 軸とする。

Fig. 12 には、3層モデルにおける、濁度および密度分布を模式的に示してある。表水層を第1層とし、第1、第2および第3層の厚さはそれぞれ、 h_1 , h_2 お

よび h_3 で、自由表面から躍層面までの厚さは h_L である。同図を参考にし、上述の条件下において拡散方程式は、沈降移流項を含め、さらに拡散係数を一定として、次式のように示される。

$$\frac{\partial c_k}{\partial t} + u_k \frac{\partial c_k}{\partial x} = \epsilon_{xk} \frac{\partial^2 c_k}{\partial x^2} + \epsilon_{zk} \frac{\partial^2 c_k}{\partial z^2} - \omega_0 \frac{\partial c_k}{\partial z} \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 k : 層番号; c, u : 濁度(濃度)および流速; $\epsilon_{xk}, \epsilon_{zk}$: 渦動拡散係数の x, z 成分, ω_0 : 粒子沈降速度である。上式は t について 1 階, x および z について 2 階の偏微分方程式で、有限場における解を決定するには初期および境界に関して 5 個の独立な条件が必要である。しかし、一洪水で輸送されてくる濁水を追跡するくらいの期間では、半無限場の任意断面にダムがあり、取・放水口があると考える以下述べる理由から十分現象を説明し得ると考えられる。すなわち、ダム近傍の境界面より上方の表層水は、そのまま、ダムの影響をあまり受けないで取・放水される。一方、境界面より下方の濁度分布はダムによる影響が大きいに考えられるが、実際、前述の条件下では、第 2 層の一部と第 3 層においては移流による輸送は卓越しないから、長期間の挙動を対象外にすれば、ダムによる影響は大きく現われないであろう。このように考えて、半無限場の問題に帰せれば、以下述べる 4 個の条件式によって濁水挙動の解析ができる。

k=1 (表水層) において

$$\text{初期条件: } t=0, c_1(x, z, 0)=0 \dots\dots\dots (20)$$

$$\text{境界条件: } x=0, c_1(0, z, t)=c_i(t) \dots\dots\dots (21)$$

$$z=0, \epsilon_{z1} \cdot \partial c_1 / \partial z - \omega_0 c_1 = 0 \dots\dots\dots (22)$$

$$z=h_1, \partial c_1 / \partial z = 0 \dots\dots\dots (23)$$

k=2 (変水層) において

$$\text{初期条件: } t=0, c_2(x, z, 0)=0 \dots\dots\dots (24)$$

$$\text{境界条件: } x=0, c_2(0, z, t) = \begin{cases} c_i(t), & (h_1 \leq z \leq h_L) \\ 0, & (h_L \leq z \leq h_1 + h_2) \end{cases} \dots\dots\dots (25)$$

$$z=h_1, c_2(x, h_1, t)=c_1(x, h_1, t) \dots\dots\dots (26)$$

$$z=h_1+h_2, \partial c_2 / \partial z = 0 \dots\dots\dots (27)$$

k=3 (深水層) において

深水層においては、surface jet に関する多くの水路実験などから、水路長や躍層長を軸とするような循環流の存在が確認されている例もあるが、現在、このような流れの特性は不明であり、ここでは、この流れに起因した移流・拡散が無視でき、沈降移流による濁度物質の輸送が卓越すると仮定する。したがって、基礎式は、

$$\frac{\partial c_3}{\partial t} + \omega_0 \frac{\partial c_3}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (28)$$

となり、次のような条件下で議論できる。

$$\text{初期条件: } t=0, c_3(x, z, 0)=0 \dots\dots\dots (29)$$

$$\text{境界条件: } z=h_1+h_2, c_3(x, h_1+h_2, t)=c_2(x, h_1+h_2, t) \dots\dots\dots (30)$$

つぎに、これらの各層の条件式の検討を行なう。(20)、(24)および(29)式は、濁水流入直前の貯水池には濁度物質がない状態を示す。流入前に、かなりの沈降性濁度物質が存在すれば、これを考慮する必要がある。(22)式は、自由表面において沈降量と拡散量が釣り合った状態を示すもので、近似的には成立すると考えられる。また、本モデルでは取り扱いの対象としていないが、自由表面近傍の一次躍層が強く、濁水が境界面と自

由表面の間に侵入する場合などは、この条件は成立しなくなり、近似的な条件として、 $z=0$ で濁度0などの条件が考えられる。(23)式は、もし、 $z=h_L$ が固定床ならば Fig. 12 に示す破線のように、固定床面で濁度は最大になるはずであるが、turbulent entrainment のため、下層水との混合により $z=h_L$ 近傍では濁度が低下し、その結果躍層より上方で濁度の最大値が生ずるという条件である。(26)および(30)式は濁度の接続条件であり、各層の濁度を連続させることによりこう配の接続条件が無視されている。しかし、非定常な現象であり、 $\epsilon_{zk}=\text{const.}$ としているため、こう配の接続条件を用いると、各層の境界で濁度の連続条件が成立しなくなり、全濁度物質の保存則も成り立たなくなる。このような理由や、第2層と他の層の境界付近では、拡散係数の分布は大きな変化を示すことが考えられ、境界を少し離れたところでは、こう配もかなり異なった値を示すことなどから考えて、濁度の連続条件を用いた方がより妥当である。なお定常状態において、合田・海老瀬⁹⁾は内部境界面でこう配の連続条件を用いている。(27)式は、深水層の自由沈降理論から類推される条件で、境界面近傍で濁度の急激な変動がない限り、深水層の濃度こう配はゆるやかであり、このこう配を無視して、第2層下端まで延長して適用できると考えたものである。また、著者らの実験や、Fig. 11 に示すように、変水層下端において、 $\partial c_2/\partial z \neq 0$ となっている。流入端の条件、(21)、(25)式は、上流流域からの出水と土砂流出形態に支配されるもので、土砂水文学の中心課題として研究されており $c_i(t)$ (i : 流入の意味) に関しての、かなり精度の高い情報が得られるようになるであろう。

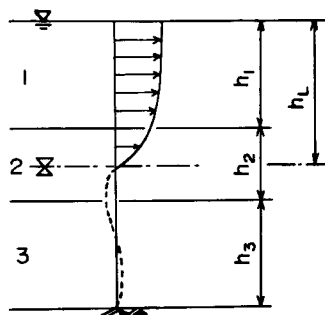


Fig. 13 Hypothetical velocity distribution in three layered model.

以上のように、初期および境界条件が設定されたので流速、拡散係数の分布および第2層厚 h_2 がわかれれば、取・放水濁度は推定できる。躍層面より下層の流速分布に関しては前にも触れたように不明であるが、これより上層においては対数あるいは指数分布に近い流速分布形が考えられる。したがって、Fig. 13 に示すような流速分布形を考え、ダム地点の取・放水口の起点からの位置を $x=l$ 、平均河道幅 $B(0 \leq z \leq h_L)$ 、取・放水量および流入流量を $Q(t)$ とすると、次式のように取・放水濁度は表わされる。

$$c_0(l, t) = \frac{B}{Q(t)} \int_0^{h_L} u_k(z, t) \cdot c_k(l, z, t) dz, \quad (k=1, 2) \quad (31)$$

ここに、 $c_0(l, t)$: 取・放水濁度である。

(2) 各層における拡散係数の推定

第1層の密度こう配が無視できる領域では、Fig. 13 のような流速分布形が考えられ、拡散係数は $z=h_L$ におけるまさつ速度 u_* を用いて、次式のような形式で表わしうる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{z1} &= \alpha_{z1} u_* h_1 \\ \epsilon_{x1} &= \alpha_{x1} u_* h_1, \quad (\text{一般に}, \alpha: \text{定数}, \alpha_{z1} < \alpha_{x1}) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

第2層における拡散係数は、密度こう配などのために急激な変化をすると考えられるが、 h_2 は小さく、境界面における拡散係数で代表させ、2.3の理論を適用して次式で求めても大きな矛盾は生じない。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{z2} &= \epsilon_z |_{z=h_L} \\ \epsilon_{x2} &= \alpha_{x2} \cdot \epsilon_{z2} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

ここに、 $\epsilon_z |_{z=h_L}$ は、(12)および(13)式で与えられ、非一様密度場における乱れ特性に関する実験や、理論的考察から、 α_{x2} は1以上の数値をとることが考えられる。

つぎに、第2層厚 h_2 を推定する方法について述べよう。これに関しては、躍層面近傍の流速・密度分布および拡散係数の議論が必要であるが、ここでは実験や現地における観測調査などを参考にして、概略の推定法を示す。Fig. 12 を参考にして、第1および第3層の平均密度をそれぞれ、 ρ_1 、 ρ_3 として、 $L=(\rho_3-\rho_1)/\partial \rho/\partial z|$

$z=nhL$ とすれば、 h_2 は次式のように書ける。

$$h_2 = nL \quad (1 < n) \dots\dots\dots (34)$$

ここに、 n は水理変数であるが、著者らの実験においては、1.5～3 の値をとっており、現地貯水池においてもほぼ同様な値が得られている。

なお、第3層での循環流が無視できないような場合には、本節で示した自由沈降理論は適用できないことは言うまでもない。

4. 結 語

本論は、躍層面における拡散係数の推定法に関する理論を展開するとともに、温度躍層場に流入する濁度物質の挙動および取・放水濁度に関して実験的・理論的考察を試みたもので、得られた主な結果と今後の方針および問題点を示すとつぎのとおりである。

1) 躍層面における拡散係数を与える理論式が、2層モデルにおける連続式および密度欠損則と連続モデルにおける2次元拡散方程式との比較から求められた。上式は、未知量として密度こう配を含んでいるが、現地貯水池の資料などから推定不可能ではなく、巨視的な立場での適用には非常に有効であると考えられる。また、密度こう配の推定が容易な塩水くさび等の境界面の拡散係数の推定にも有効であろう。

2) 従来、連行係数 E に関しては、overall Richardson 数 Ri_* が約0.8以下の小さな領域で理論が多くなされていたように考えられるが、条件の異なる多くの実験結果を整理し、さらに著者らの実験値を加えて検討した結果、Moore・Long¹¹⁾ の考察にも見られるように、 Ri_* のかなり広い領域にわたって、 $E = K \cdot Ri_*^{-1}$ の関係にあり、Ellison・Turner¹⁰⁾ の実験値を除くと、ほぼ $K = 1.5 \times 10^{-3}$ で表わされるようである。

3) 洪水時の躍層の破壊過程に関して、高濃度濁水の底層への潜入攪乱、および深水層から放水が行なわれる場合については、これに伴う熱移流が一般的に認められた躍層破壊の主因であるが、上層放水による turbulent entrainment も躍層の低下消滅に重要な影響をもつ。

4) 躍層の存在する場における濁水挙動に関して、実験的・理論的考察を加えた。すなわち、2次元拡散式を用いた3層モデルによる解析法を示し、初期および境界条件について考察したが、とくに、長時間にわたって躍層面上方に濁度の極大値が生じることなど注目すべき事実を明らかにした。

しかし、今後にも多くの問題が残されているが、とくに、つぎのような問題に関して考察を進めていくつもりである。1)の躍層面における拡散係数の推定法をさらに有効にするためには、密度こう配の理論的推定法が必要であり、非一様密度場の微視的な流れの構造に関しての考察が必要である。連行係数と Ri_* の関係についてもかなりのばらつきが認められるが、これらの原因についても考察を進めるとともに、微視的な流れの構造の議論や、また、分子拡散の影響に関する考察も必要である。turbulent entrainment による躍層の低下に関しては、連続式と密度欠損則を用い、密度の変化を考慮した解析が必要である。濁水挙動については、各種の流入流出条件に関して検討するとともに、境界条件の非定常性、とくに、表水層下面の濁度極大値の条件などの適用範囲に関して考察を進める。また、表層取放水濁度の推定法について、turbulent entrainment による躍層の低下や、下層の循環流に起因すると考えられる濁質の再放出機構などを考慮し、一次元移流分散方程式を基礎とした巨視的な解析を進めるつもりである。

最後に、本研究は一部災害科学特別研究(1)(代表：足立昭平名大教授)の補助を受けたことを記し、関係各位に感謝するとともに、実験および資料整理などで多大な労をかけた当研究所の吉田義則技官に対して深謝する。

参 考 文 献

- 1) たとえば、Norman H. B. and R. C. Y. Koh: Selective Withdrawal from Density-Stratified Reservoirs, Proc. ASCE, Vol. 95, No. HY4, July, 1969 pp. 1369~1401.

- 2) Huber, W. C., D. R. F. Harleman and P. J. Ryan : Temperature Prediction in Stratified Reservoirs, Proc. ASCE, Vol 98, No. HY4, April, 1972, pp. 645~666.
- 3) 岩佐義明, 井上和也, 野口正人 : ダム貯水池の成層化過程, 京都大学防災研究所年報, 第16号 B, 1973, pp. 495~503.
- 4) 安芸周一, 白砂孝天 : 貯水池の流動形態と水質, 第18回水理講演会講演集, 1974, pp. 187~192.
- 5) 村本嘉雄, 道上正規, 藤田裕一郎 : 天ヶ瀬貯水池の濁水に関する調査研究, 京都大学防災研究所年報, 17号 B, 1974, pp. 585~596.
- 6) 合田健, 海老瀬潜一 : 貯水池水の流動と水質との関係について, 第18回水理講演会講演集, 1974, pp. 193~198.
- 7) 芦田和男, 江頭進治 : 泥水密度流に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, No 237, 1975.
- 8) Ellison, T. H. and J. S. Turner : Mixing of dense fluid in a turbulent pipe flow, J. Fluid Mech. Vol. 8, 1960, pp. 529~544.
- 9) Lofquist, K. : Flow and Stress Near an Interface between Stratified Liquids, The Physics Of Fluids, Vol. 3, No. 2, Mar.-Apr., 1960, pp. 158~175.
- 10) Ellison, T. H. and J. S. Turner : Turbulent entrainment in stratified flows, J. of Fluids Mech. Vol. 6, 1959, pp. 423~448.
- 11) Moore, M. T. and R. R. Long : An experimental investigation of turbulent stratified shearing flow, J. Fluid Mech. Vol. 49, part 4, 1971, pp. 635~655.
- 12) Kato, H. and O. M. Phillips : On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, J. Fluid Mech. Vol. 37, part 4, 1969, pp. 643~655.
- 13) 白砂孝天 : 貯水池濁水対策に関する研究 (第一報) — 天ヶ瀬ダム貯水池における流水時濁水の挙動に関する研究 —, 電力中央研究所技術第二研究所報告, 1972, pp. 1~22.
- 14) 吉川秀夫, 山本晃一 : 貯水池の水の挙動に関する研究, 土木学会論文報告集, 第186号, 1971, pp. 39~54.
- 15) Turner J. S. : Buoyancy Effects in Fluids, Cambridge University Press, 1973, chapter 5.