

密度流先端部の流動特性について

CHARACTERISTICS OF MOTION OF DENSITY CURRENT HEAD

平野 宗夫*・羽田野 袈裟義**

By Muneco HIRANO¹ and Kesayoshi HADANO

1. 序 論

山地崩壊などにより生じた高濁度の泥流が貯水池に流入すると、池水と濁水間の密度差のため、泥水密度流が発生する。泥水密度流は貯水池濁度の長期化あるいは堆砂の問題と密接に関連し、その流動機構を解明することは水工学上重要な研究課題の1つである。泥水密度流はこのほか、桜島でみられるような土石流の海中突入や海底地震などによっても発生することが知られている。また斜面に沿って流動する密度流を傾斜密度流といい、泥水密度流もその一種であると考えられる。このような流れは、一般に非定常で強い渦運動を伴う先端部と、その後方の比較的定常な流れの部分から構成されている。これらのうち、定常な流れの部分に対しては連行や界面抵抗に関して多くの理論的・実験的研究が行われ、その性状はかなり明らかにされているが非定常な運動をする先端部については解析的取扱いが不十分で、不明な点が多く残されている。

密度流先端部の流動に関する従来の主要な研究成果およびその問題点は次のとおりである。まず、密度流先端部の特徴ある形状に関してはすでに多くの研究者により研究されており、たとえば、von Kármán¹⁾ は非粘性の条件を用いて、先端部前面の傾斜角が $\pi/3$ であることを理論的に示し、Prandtl²⁾ は密度流先端部の形状と速度を一般的に論じた。また Ippen and Harleman³⁾ は先端部の形状を最大流動厚さで無次元化すると勾配によらず一定の相似形となることを示している。一方、密度流先端部の流動に関する理論的取扱いも試みられている。Plapp and Mitchell⁴⁾ は泥水密度流の流動を境界層近似を用いて取り扱った。しかし、彼らの用いた運動方程式は定常状態に関するものであり、しかも流動厚さ、速度

および密度差が流下距離のべき乗で変化すると仮定している。また密度流先端部が独特の形状をしているということも彼らが認識していたかどうか疑問である。Britter and Simpson⁵⁾ は水平な底面に沿って流動する密度流先端部が逆向きの一様流によって静止させられている場合について理論的考察を行った。しかし、密度流の motive force は水平な底面の場合と傾斜した底面の場合とで異なり、傾斜底面の場合には重力の斜面方向成分が重要となる。福岡ら^{6),7)} は傾斜密度流先端部の流動を2次元非定常問題として理論的・実験的に検討し、先端部の最大厚さが流下距離に対してほぼ直線的に増大することを見出した。また、彼らの解析において周囲水の連行が無視されているが、本実験で周囲水の著しい連行がみられており、密度流の motive force が2流体間の密度差により生じることから、連行を考慮した取扱いが必要であると考えられる。

本研究は、密度流先端部の流動に関して室内実験を行い、理論的に考察して先端の移動速度および密度を明らかにしようとしたものである。なお、泥水密度流においては上層水の連行のほかに、濁質の沈積や堆積物の再浮上、さらには上層水の成層状態も問題となるが、ここでは固定床上に堆積せずに流下する場合が取り扱われており、連行以外の堆積、底質の巻き上げ、上層水の密度成層などは考慮されていない。

2. 実験装置および方法

実験装置は Fig. 1 に示すような長さ 4 m、幅 0.2 m の片面アクリル張り可変勾配2次元水路で、下流端には高さ 0.8 m のせきが設置されている。実験は水路床を所定の勾配にして水道水を満たしたのち、上流より既知濃度のパルクレイ(平均粒径 6 μ 、平均沈降速度 0.002 cm/s) 懸濁液および着色塩水を所定の流量で供給して密度流を発生させて行った。

* 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

** 正会員 工修 九州大学助手 工学部水工土木学科

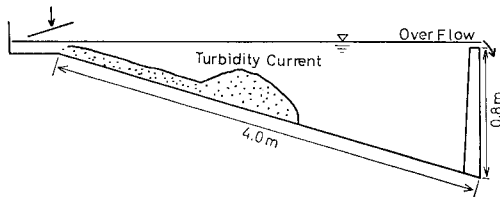


Fig. 1 Experimental flume.

測定は密度流の形状、周囲水の流れの様子、塩分濃度、先端部の発達および先端移動速度について行った。密度流の形状および先端速度は水路側面から V.T.R. により撮影して測定した。塩分濃度は流れ方向に 4 地点で銅管を用いて採水したのち電気伝導度を測定して求めた。なお、採水は流動厚さが最大となる断面（以後厚さ最大の断面とよぶ）が差し掛かったとき瞬時にやり、鉛直方向の塩分濃度分布を求めた。周囲水の運動は、清水中にポリスチロール球（比重 1.04、沈降速度 1.6 cm/s）をあらかじめ散布しておき、密度流先端部が通過するときの粒子の動きをモータードライブカメラで撮影し、得られた一連の写真からポリスチロール球を追跡することにより調べた。

3. 実験結果

(1) 密度流先端部の形状

傾斜密度流先端部は Fig. 2 および 3 に示すように盛り上がりしており、上層水の連行および後続流の流入により流動厚さを増大しながら流下する。そして下流端に達してせきに衝突すると、それに沿ってある高さまで上昇し、その後上流へと段波状に遡上し始める。なお、先端部がせきに沿って上昇する高さは衝突時の運動量と密度差により決まってくるものと考えられる。また上流側へと遡上する流体部分は希釈されているため、後続の密度流と清水との境界に侵入し遡上していく。

密度流先端部の形状に関してはすでに Ippen and Harleman³⁾, Keulegan⁶⁾, Middleton⁹⁾ などにより研究がなされている。Ippen and Harleman および Keulegan は最大厚さで無次元化された先端部の形状が勾配などの条件によらず一定の相似形になると結論づけているが、その形状は両者において若干異なっている。また Middleton はその両者の中間的な形状を得ており、形状の差異はレイノルズ数の違いによるものと考えている。パールクレイ懸濁液および塩水を用いて種々の実験条件で行った本実験の結果を示すと Fig. 4 のようである。図には Ippen and Harleman, Keulegan および Mid-

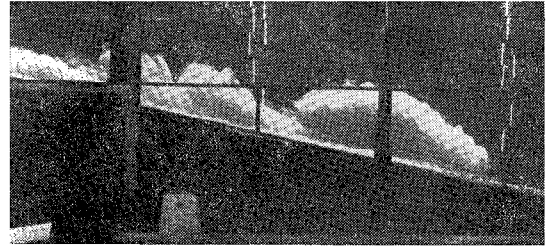


Fig. 2 Photograph of turbidity current.

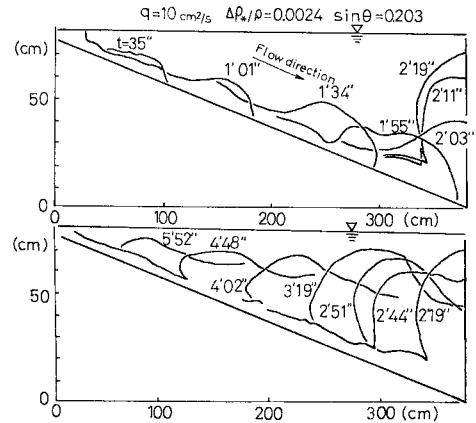


Fig. 3 Shapes of turbidity current.

dleton の結果も記入されているが、それによると本実験の結果は Keulegan あるいは Middleton のものに近い形になっている。なお、先端部最大厚さ、先端移動速度を用いたレイノルズ数は本実験で 1000~1500 であり、Ippen and Harleman および Keulegan の実験でそれぞれ 10^2 および 10^4 のオーダーとみなされ、Middleton の実験ではその中間となっている。Ippen and Harleman および Keulegan の結果との比較からみ限り、Middleton の考えは妥当であろう。また実験の範囲内では水理条件による差異はほとんど認められず、むしろ先端部の下規則な伸縮運動による差異が出ているように思われる。

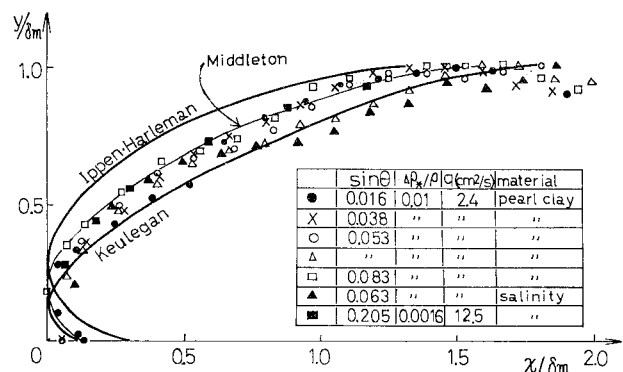


Fig. 4 Shape of turbidity current head.

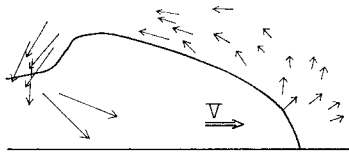


Fig. 5 Velocity vectors of ambient fluid near the head.

(2) 周囲流体の運動

モータードライブカメラにより撮影した一連の写真からトレーサーを追跡し、沈降速度を考慮して求めた周囲流体の流速ベクトルを静止座標系に対して示したのが Fig. 5 である。これによると密度流先端部の前方では先端部の移動により周囲流体は押しつけられており、先端部と後続流の境界近くのくびれた部分で界面とはほぼ直交するような大きな流速ベクトルがみられる。トレーサーの追跡結果から上記のくびれた部分で周囲水の著しい連行が連続的に起こっていることがわかった。また密度流先端部は楕円形に似ていることから、静止流体中を楕円柱が運動する場合

の周囲流体の流れを速度ポテンシャルの理論から求めたのが Fig. 6 である。両図を比較すると、両者の流況は前半部ではほぼ同じパターンとなるが後半部ではかなり違っていること

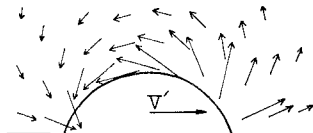


Fig. 6 Velocity vectors of ambient fluid induced by the motion of an elliptic cylinder obtained by means of velocity potential theory.

がわかる。このようなことから、密度流先端部の流体の希釈は前面底部からの混入も考えられるが大部分がこの後続流との境界近くでの連行によるものと考えられる。

(3) 塩分濃度

福岡⁷⁾らはベントナイト懸濁液を用いた実験で、先端部内部の数個の断面でベントナイト濃度の鉛直分布を求めた。本実験は前述のように、塩水を用い、流れ方向の

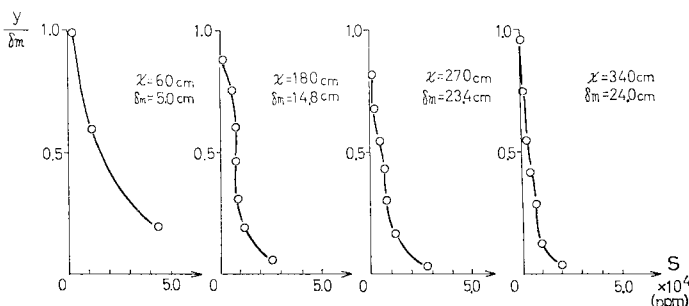


Fig. 7 Salinity distribution measured at the sections of maximum thickness.

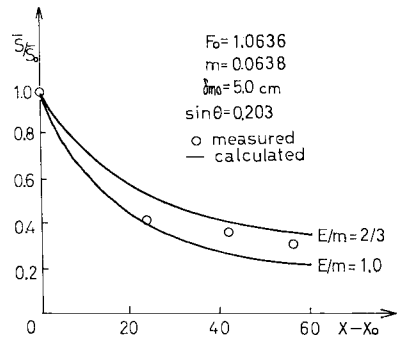


Fig. 8 Change in the mean salinity over the thickness of head.

4 地点で密度流先端部が差し掛かったとき、厚さ最大の断面で塩分濃度の鉛直分布を求めた。その結果の一例が Fig. 7 に示されている。図より塩水は先端部ふくらみの上半部でかなり希釈されていることおよび濃度が流下とともに減少しているのが認められる。次に、上で求めた先端部の塩分濃度の分布から先端部の流動厚さで平均した断面平均濃度を求め、これを流下距離に対して図示したのが Fig. 8 である。これによると先端部が周囲流体の連行により希釈されながら流下することがいっそう明瞭である。なお、図中 \bar{S} は塩分の断面平均濃度、 \bar{S}_0 はその初期値で地点 $x = x_0$ における値である。

(4) 先端部の発達

前述のように密度流先端部は盛り上がり、その流動厚さを増大しながら流下する。密度流先端部の最大厚さ δ_m を種々の水理条件について先端位置 x に対してプロットしたのが Fig. 9 である。なお、図では x, δ とともに基準点における値との差で示している。これによると先端部の最大厚さが流下とともに増大していく傾向は共通して認められる。また先端部は伸縮を繰り返しながら流下するため、 δ_m の変化は多少不規則となっているが、平均的には福岡⁷⁾が示したように流下距離に対してほぼ直線的に増大しているとみなせる。しかし先端部最大厚さの増加割合 $d\delta_m/dx$ は実験条件によってかなり変化しているようである。そこで底面勾配、密度差および供給水の流量を種々変化させて塩水およびパルクレイ懸濁液の2つのケースについて実験を行い、 $d\delta_m/dx$ の変化を調べた。その結果、密度差や流量による系統的な差異はほとんど認められず、底面勾配による変化が顕著であった。この状況が Fig. 10 に示されており、底面勾配が急になるに従い $d\delta_m/dx$ が大きくなっている。これは定常な密度流では連行係数が底面勾配とともに増大するとい

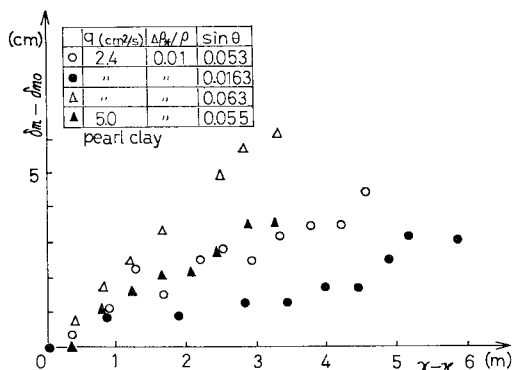


Fig. 9 Change in the maximum thickness of the head.

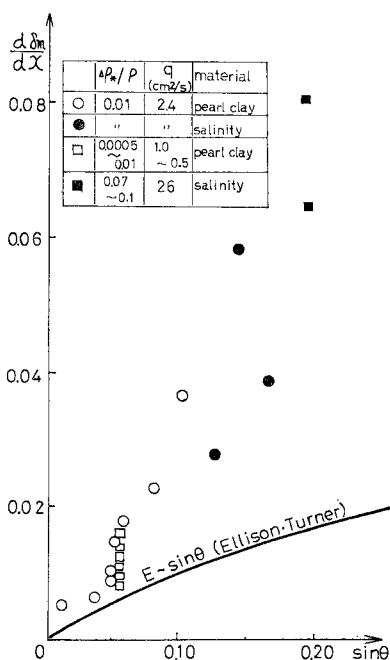


Fig. 10 Rate of the growth of maximum thickness versus the slope of the bed.

う Ellison and Turner⁹⁾ の結果と同様の傾向である。なお図には定常流における Ellison and Turner の連行係数の曲線も記入した。 $d\delta_m/dx$ の値は彼らの連行係数の曲線よりも上方にプロットされているが、これは密度流先端部が連行のほか、後続流の流入によっても発達すること、および密度流先端部では Fig. 5 に示すよう

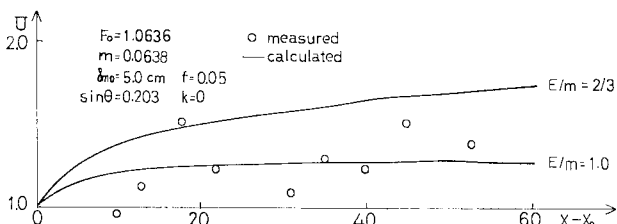


Fig. 11 Change in the velocity of the head.

に、くびれた部分で著しい連行が起るため、連行係数自体定常部におけるものより大きくなることなどによるものと考えられる。

(5) 先端部の移動速度

先端部の移動速度を流下距離に対してプロットしたものが Fig. 11 である。なお、図では速度および流下距離をフロントが地点 $x=x_0$ に達したときの速度および最大厚さでそれぞれ無次元化した。これによると不規則な運動に伴うばらつきはあるものの、先端部が初め加速され、その後徐々に一定速度に近づく傾向が認められる。

4. 解 析

取り扱う現象は非定常な 2 次元の下層密度流であり、Fig. 12 に示すような二層流のモデルを考える。図の斜線の流体部分について体積保存則、質量保存則および運動方程式はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = q_* \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} + \frac{q}{\delta} \frac{\partial \Delta\rho}{\partial x} = -\frac{\Delta\rho q_*}{\delta} \dots\dots\dots (2)$$

$$\int_0^\delta \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) dy = -\int_0^\delta \frac{\partial P}{\partial x} dy + \int_0^\delta \rho g \sin \theta dy + \tau_i - \tau_b \dots\dots\dots (3 \cdot a)$$

ここに、

$$q = q(x, t) = \int_0^\delta u(x, y, t) dy$$

$$\Delta\rho = \Delta\rho(x, t) = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \Delta\rho_1(x, y, t) dy$$

ρ は流体の密度、 $\Delta\rho_1$ は密度流と周囲流体との密度差、 δ は密度流の流動厚さ、 q_* は連行速度、 u および v はそれぞれ x および y 方向の流速成分、 θ は底面の傾斜角、 τ_i および τ_b はそれぞれ界面および底面におけるせん断応力である。また、後述のごとく厚さ最大の断面付近について考えると、式 (3・a) は次式で近似され

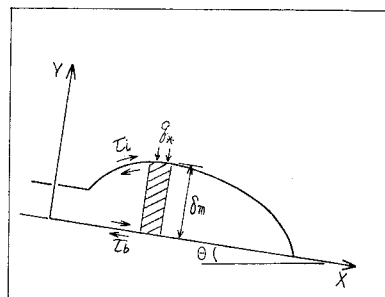


Fig. 12 Simplified model for analysis.

る。

$$\rho \int_0^\delta \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) d\delta = \Delta \rho g \delta \sin \theta - g \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \Delta \rho \delta^2 \right) + \tau_i - \tau_b \dots \dots \dots (3)$$

上式右辺第1項は密度流流動層に作用する重力の流下方向の成分であり第2項は圧力差の項である。

$q = \bar{u}\delta$ を考慮して式(1)を若干変形すると次の特性方程式が得られる。

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{\bar{u}} = \frac{d\delta}{q_* - \delta \cdot \partial \bar{u} / \partial x} \dots \dots \dots (4)$$

上式は特性曲線 $dx/dt = \bar{u}$ 上で次式のように書き直される。

ここに、 \bar{u} は密度流の断面平均流速、 E は連行係数で $E = q_* / \bar{u}$ である。上式は密度流の流動厚さが連行と流速の x 方向のひずみによって増大することを示している。傾斜密度流に関する従来の実験により、先端部の最大厚さが流下距離に対してほぼ直線的に増大すること^{(6),(7)}、および密度流先端部が相似形を保ちながら流下すること^{(2),(3),(6),(8)}が広く認められており、本実験においても確かめられている。以下これらの実験結果を仮定として取り入れて解析を進める。まず、 $d\delta/dx = E - \delta \cdot \partial \bar{u} / \partial x$ を一定とすることにより次式が得られる。

$$\delta = m(x - x_0) + \delta_0 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $m = E - \delta \cdot \partial \bar{u} / \partial x$ 、 δ_0 はフロントが $x = x_0$ に達したときの δ の値である。以下、添字“0”はフロントが $x = x_0$ に達したときの値を示す。

式(2)の特性方程式は次式となる。

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{\bar{u}} = -\delta \frac{d\Delta\rho}{\Delta\rho q_*}$$

上式はまた特性曲線 $dx/dt = \bar{u}$ 上で次式(6)に書き換えられる。

$$\frac{d\delta}{dx} = -\frac{\Delta\rho E}{\delta} \dots \dots \dots (6)$$

式(5)および(6)より連行係数 E を一定とすると次式が得られる。

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_0} = \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right)^{-E/m} = \left\{ \frac{m}{\delta_0} (x - x_0) + 1 \right\}^{-E/m} \dots \dots \dots (7)$$

次に式(3)について考える。式(3)左辺は連続式を用いて次のように変形される。

$$\rho \int_0^\delta \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) dy = \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_0^\delta u dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u^2 dy - u(\delta) \cdot \left(\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta u dy \right) \right]$$

ここで運動量補正係数 $\beta \left(\int_0^\delta u^2 dy = \beta \bar{u}^2 \delta \right)$ を導入し、式(1)および $\int_0^\delta u dy = \bar{u}\delta$ の関係を用いることにより上式は次式のように変形される。

$$\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{u}\delta) + \frac{\partial}{\partial x} (\beta \bar{u}q) - u(\delta) q_* \right\} = \rho \left\{ \left(\frac{\partial \delta}{\partial t} + \beta \frac{\partial q}{\partial x} \right) \bar{u} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \beta \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) \delta - u(\delta) \bar{u} E \right\}$$

福岡⁷⁾らが行った傾斜密度流先端部の流速分布の測定結果より β の値を求めると、先端部のかなりの部分にわたって $\beta = 1.1$ 程度であった。後の扱いを簡単にするため、 $\beta = 1.0$ とし、さらに次式

$$\tau_b - \tau_i = f \cdot \rho \bar{u}^2$$

で定義される抵抗係数 f を用いると、式(3)は次式(8)のように変形される。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{1}{\delta} \{ E(1-k) + f \} \bar{u}^2 + \frac{\Delta\rho}{\rho} g \sin \theta - \frac{1}{\rho \delta} g \cos \theta \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \Delta \rho \delta^2 \right) \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $k = u(\delta) / \bar{u}$ である。式(8)によると連行は慣性抵抗としても作用することがわかる。また、式(8)の特性方程式は次式となる。

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{\bar{u}} = \frac{d\bar{u}}{-\frac{1}{\delta} \{ E(1-k) + f \} \bar{u}^2 + \frac{\Delta\rho}{\rho} g \sin \theta - \frac{g}{\rho \delta} \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \Delta \rho \delta^2 \right)}$$

上式は特性曲線 $dx/dt = \bar{u}$ 上で次式(9)のように書かれる。

$$\frac{d\bar{u}^2}{dx} + \frac{2}{\delta} \{ E(1-k) + f \} \bar{u}^2 = \frac{2\Delta\rho}{\rho} g \sin \theta - \frac{2}{\rho \delta} g \cos \theta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \Delta \rho \delta^2 \right) \dots \dots \dots (9)$$

先に先端部の形状が相似に保たれること、および先端部最大厚さが流下距離に対して直線的に増大することの2点を仮定したが、これにより厚さ最大の断面の平均流速と最先端の移動速度が比例することになる。そこで先端部の厚さ最大の断面について考える。この断面においては $\partial \delta / \partial x = 0$ としてよい。また、任意の時刻において密度流先端部内の $\Delta\rho$ の x 方向の変化量が $\Delta\rho$ 自体に比べて十分小さいと考えられるから、式(9)右辺第2項は左辺第2項あるいは右辺第1項に比べて一般に無視される。したがってこれを無視して考える。式(9)の δ および $\Delta\rho$ に式(5)および(7)を代入し、さらに次のような無次元量

$$U = \bar{u} / \bar{u}_0, X = x / \delta_0 \text{ および } F_0 = \bar{u}_0 \sqrt{-\frac{\Delta\rho_0}{\rho} g \delta_0}$$

を用いて変形すると次式が得られる．

$$\frac{dU^2}{dX} + \frac{2\{E(1-k) + f\}}{m(X-X_0) + 1} U^2 = 2F_0^{-2} \sin \theta \{m(X-X_0) + 1\}^{-E/m} \dots\dots\dots (10)$$

上式が密度流先端部の速度を規定する方程式である． E 、 k 、 m および f を一定とすれば上式は積分されて次式が得られる．

$$U^2 = \frac{2F_0^{-2} \sin \theta}{2f + E(1-2k) + m} \{m(X-X_0) + 1\}^{1-E/m} + \left(1 - \frac{2F_0^{-2} \sin \theta}{2f + E(1-2k) + m}\right) \{m(X-X_0) + 1\}^{-\frac{2E(1-k)+f}{m}} \dots\dots\dots (11)$$

上式右辺第2項の指数は負であるから U と X の定性的な関係は右辺第1項の指数 $(1-E/m)$ の正負，したがって E と m との大小関係に規定される．すなわち $X \rightarrow \infty$ のとき

- $U \rightarrow \infty$: $m > E$
- $U \rightarrow \text{const.}$: $m = E$
- $U \rightarrow 0$: $m < E$

となる．この場合，密度流先端部は周囲水の連行と後続流の流入により発達すること，および先端部の速度が徐々に一定値に近づくということから E は m よりも小さいが，だいたいこれに近い値であると考えられる．

5. 解析結果および考察

式(7)および(11)の適合性を検討するため，先端部の塩分濃度および先端移動速度の実験値および計算値が Fig. 8 および 11 に示されている．なお，計算では厚さ最大の断面について行い， m は $d\delta_m/dx$ の実測値 0.06 を用いた．また，先端部の発達に対する連行の割合が明らかでないので $E/m=2/3$ および 1.0 の場合に

ついて計算を行った．Fig. 8 は断面平均した塩分濃度の実測値と計算値が同様の变化特性を有することを示しており， E/m は $2/3 \sim 1.0$ 程度の値であると考えられる．次に先端移動速度であるが，前述のように先端部の厚さ最大の断面の平均流速と最先端の移動速度は比例すると考えられるから，式(11)は最先端の速度の変化特性をも与えていることになる．Fig. 11 において計算はブラジウスの抵抗則および界面抵抗に関する従来の研究結果¹⁾より $f=0.05$ ，また流速分布測定の結果目視による境界近くに流速零点が生じていたので $k=0$ として行い，実験値は最先端の移動速度をプロットした．これによるとパラメーター k および f の値が若干問題であるが， $E/m=1.0$ とした計算が実験値と近い傾向を示すようである．

次に，式(11)は先端部の移動速度の変化特性が内部フルード数の初期値 F_0 の値により左右されることを示している．この状況を示したのが Fig. 13 である．それによると F_0 が小さい場合先端部は加速され， F_0 が大きい場合には減速されることがわかる．

6. 結 論

2次元の傾斜密度流先端部の挙動に関して実験的，理論的考察を行い，以下のような結果を得た．

- (1) 密度流先端部は相似形を保ちながら流下する．また，その形状は種々の水理条件に対してほぼ一定で，Ippen and Harleman および Keulegan の求めたものの中間的なものとなった．
- (2) トレーサーを用いて周囲流体の運動を調べた結果，密度流先端部と後続流の境界のくびれた部分において周囲水の連行が著しいことがわかった．
- (3) 先端部は周囲水の連行および後続流の流入により流動厚さを増大しながら流下するが，塩分濃度の測定結果から，この先端部の発達周囲水の連行によるところが大きいと考えられる．
- (4) 先端部の最大厚さは，流下距離に対してほぼ直線的に増大するが，その増加割合は底面勾配とともに大きくなることが認められた．これは定常な密度流では連行係数が底面勾配とともに増加するという Ellison and Turner の結果と同様の傾向であるが数値は数倍程度大きい．
- (5) 密度流先端部の運動を非定常な二層密度流として扱い，体積保存則，質量保存則および運動方程式に，先端部が流下距離とともにほぼ直線的に発達するという実験結果を適用して，特性曲線法により先端速度および濃度の流下方向の変化を規定する式を導いた．また連行係数・抵抗係数

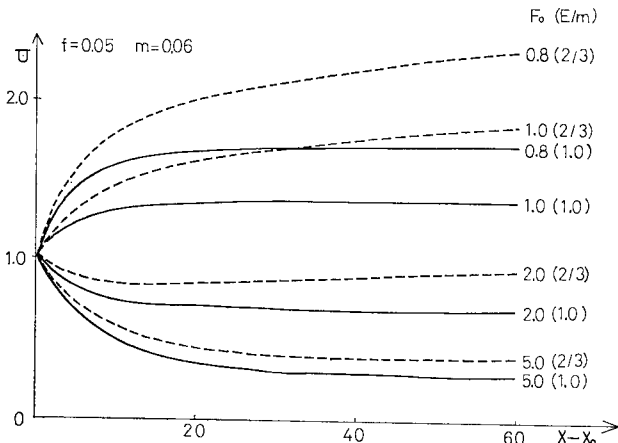


Fig. 13 The effect of the value of F_0 on the change in the velocity of the head.

を一定とした場合については解析解を得た。このようにして得られた解は実験値とよく一致する傾向を示した。

なお本研究では先端部の発達に関して実験結果をもとに $m = E - \delta/\bar{u} \cdot \partial\bar{u}/\partial x$ を一定としたが、先端部の連行係数、 $\partial\bar{u}/\partial x$ あるいは抵抗係数についてはほとんど触れていない。また現実の貯水池密度流では密度躍層、複雑な断面形状、粒子の沈積・再浮上などの問題がある。これらは今後の課題である。

最後に、本研究は文部省科学研究費、自然災害特別研究、「貯水池濁度の水理に関する災害科学的研究」（代表者、足立昭平名大教授）の援助を受けた。また、実験・データ整理において赤司淳也（現・運輸省）、高倉三弘（現・日本国土開発）の両氏の熱心な協力を得た。記して関係各位に謝意を表します。

記 号

- E : 連行係数, $E = q_*/\bar{u}$
 F_0 : 内部フルード数の初期値, $F_0 = \bar{u}_0 / \sqrt{\Delta\rho_0/\rho \cdot g\delta_0}$
 f : 抵抗係数, $\tau_b - \tau_i = f \cdot \rho \bar{u}^2$
 g : 重力加速度
 m : 密度流先端部の発達割合
 P : 圧力
 q : 密度流の単位幅当り流量
 q_1 : 塩水あるいは濁水の単位時間・単位幅当りの供給量
 q_* : 周囲水の連行速度
 S : 塩分濃度
 \bar{S} : 密度流先端部の流動厚さで平均した平均塩分濃度
 \bar{S}_0 : 先端部が地点 $x = x_0$ に達したときの \bar{S}
 t : 時間
 U : 無次元流速, $U = \bar{u}/\bar{u}_0$
 u : x 方向の流速成分
 \bar{u} : 密度流の流動厚さで平均した平均流速
 \bar{u}_0 : 先端部が $x = x_0$ に達したときの \bar{u}
 V : 密度流先端の移動速度
 V' : 楕円柱の移動速度
 v : y 方向の流速成分

- X : x の無次元化された値, $X = x/\delta_0$
 X_0 : x_0 の無次元化された値, $X_0 = x_0/\delta_0$
 x : 流下距離
 x_0 : x のある値
 y : 底面からの距離
 β : 運動量補正係数
 δ : 密度流の流動厚さ
 δ : 先端が $x = x_0$ に達したときの δ
 δ_m : 密度流先端部の最大厚さ
 δ_{m0} : 先端が $x = x_0$ に達したときの δ_m
 θ : 底面の傾斜角
 ρ : 流体密度
 $\Delta\rho$: 密度流の流動厚さで平均化された密度差
 $\Delta\rho_1$: 流動状態での密度差
 $\Delta\rho_*$: 供給前の、重い流体と周囲水の密度差
 $\Delta\rho_0$: 先端が $x = x_0$ に達したときの $\Delta\rho$
 τ_b : 底面せん断応力
 τ_i : 界面せん断応力

参 考 文 献

- 1) von Kármán, T.: The engineer grapples with non-linear problem, Bull. Am. Math. Soc. 46. 615, 1940.
- 2) Prandtl, L.: Essentials of fluid dynamics, Blackie and Son, Ltd. Glasgow, 1952.
- 3) Ippen, A.T. and D.R.F. Harleman: Steady state characteristics of subsurface flow, U.S. Natl. Bur. Standards Circ. 521, 79, 1952.
- 4) Plapp, J.E. and J.P. Mitchell: A hydrodynamic theory of turbidity currents, J. Geophys. Res. 65, 3, 1960.
- 5) Britter, R.E. and J.E. Simpson: Experiments on the dynamics of a gravity current head, J. Fluid Mech. Vol. 88, Part 2, 1978.
- 6) 福岡捷二・水村和正・加納敏行: 密度流先端部の流動機構に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第 274 号, 1978 年.
- 7) 福岡捷二・水村和正・加納敏行: 泥水密度流の流動特性, 第 21 回水理講演会論文集, 1977 年.
- 8) Keulegan, G.H.: Twelfth progress report on model laws for density currents. The motion of saline fronts in still water, U.S. Natl. Bur. Standards Rep. 5831, 1958.
- 9) Middleton, G.V.: Experiments on density and turbidity currents, I Motion of the head, Canadian Jour. of Earth Science, Vol. 3, 1966.
- 10) Ellison, T.H. and J.S. Turner: Turbulent entrainment in stratified flows, J. Fluid Mech. Vol. 6, 423, 1959.
- 11) 土木学会編: 水理公式集昭和 46 年改訂版.

(1980.6.9・受付)