Ⅳ－8　　緩混合河川の乱流拡散の数値解析

九州大学 工学部　正員　椿 東一郎
同　正員　粟谷陽一
同　正員　○古本勝弘

1. まえがき

河川感潮部の流れには外海からの塩水の侵入があり種々の問題が生じている。それらの問題解決には先づ侵入する塩分の動態を知る必要がある。河川への塩分侵入の形態は淡塩水混合の結果形成される断面内塩分濃度分布の形から弱混合型，緩混合型及び強混合型と大まかに分けられている。この内，弱混合型の流れは淡塩水がかなり明瞭な境界面を介して上下二層をなして流れるため運動方程式を理論の基礎にして解析される。又，強混合型の流れでは流れ方向にのみ濃度勾配を有し断面内では，殆んど一様濃度であるため一次元の拡散問題として塩分侵入を考え得る。しかし緩混合型の流れは上記両者の中間に存在するというだけで取り扱いの理論として確立されているものは未だ無い様である。

緩混合型流れは塩分濃度即ち密度と流れ自身とが互いに interaction を及ぼし合いながら二次元分布を形づくるため厳密に全ての要因を入れてモデルを設定し解析することは難しい。ここでは，緩混合でもかなり強混合に近い流れを対象として Taylor の考え方を採り一次元拡散方程式をこの流れに適用することの可能性を検討する。

2 設定モデルと理論．

緩混合型の流れで注目すべき現象は

(イ) 流れ方向に密度勾配を有するために起る exchange flow

(ロ) exchange flow と鉛直方向混合とによる断面内密度分布の形成

(ハ) 断面内密度分布に関係して鉛直方向混合強度の変化（混合距離の変化として考えられる）

等であろう。　強混合型では流下方向密度勾配$(\partial\rho/\partial x)$を一定と見做しても大して支障はない様であるからここでも $\partial\rho/\partial x=\rho'(\mathrm{const.})$ の仮定を設ける。この条件を生かせば必然的に流れは x に無関係となる。(ロ)で形成されている鉛直方向(z)の密度成分を $\rho_1(z)$ で表わせば

$$\rho=\rho_0+\rho' x+\rho_1(z) \qquad (1), \qquad u=u(z) \quad \cdots(2),$$

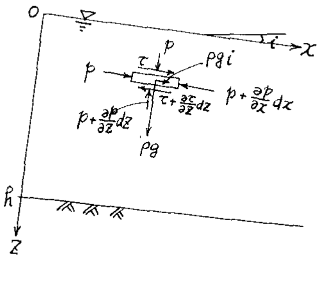
運動方程式は水面勾配 i を微小として

x 方向　$\rho g i-(\partial p/\partial x)-(\partial\tau/\partial z)=0$　　(3),　　z 方向　$\rho g-(\partial p/\partial z)=0$　　(4),

(1),(4)より，　$p=\int_0^z \rho g\,dz=g\int_0^z(\rho_0+\rho' x+\rho_1)\,dz=g(\rho_0+\rho' x)z+g\int_0^z\rho_1\,dz$　$\cdots(5)$,

故に，$(\partial p/\partial x)=\rho' g z$ であり，水表面$(z=0)$で $\tau=0$ であるから，(3)より

$$\tau=\rho_0 g i z-(1/2)\rho' g z^2 \qquad \cdots\cdots(6)$$



ところで鉛直方向拡散が支配的であると見做した一次元拡散方程式は平均流速と共に移動する座標を採り平均流速からの偏差を u_1，鉛直方向拡散係数を D_v として表わせば

$$u_1\cdot(\partial\rho/\partial x)=(\partial/\partial z)(D_v\cdot\partial\rho/\partial z) \qquad \cdots\cdots(7)$$

普通行なわれている様に，混合距離は河床からの距離に比例するとして，　$D_v=l^2|du/dz|=\kappa^2(h-z)^2|du/dz| \quad \cdots(8)$

又，Reynolds の similarity が存在するとして，

$\tau = -\rho D_v (du/dz)$ ……(9)　　を認めれば、(6),(8)より(9)は

$$\left|\frac{du}{dz}\right|\cdot\frac{du}{dz} = \frac{-1}{\kappa^2(h-z)^2}\left(giz - \frac{1}{2}\cdot\frac{\rho'}{\rho_0}gz^2\right) \quad \cdots\cdots(10)$$

ここで上式を無次元表示するため次の無次元量を導入する。

$$\zeta = (z/h),\quad v = (\kappa/\sqrt{ghi})\,u,\quad \alpha = (h/2i)\cdot(\rho'/\rho_0),$$

これらを用いて(10)は、　$dv/d\zeta = -\sqrt{\zeta-\alpha\zeta^2}/(1-\zeta)$ ……(11)

ところで、u_1 に対する無次元流速を v_1、更に断面内密度分布の無次元表示を $\varphi(\zeta) = (\kappa^2/h\rho')\rho_1$ で定義すれば、(7)は(8)を用いて、　$v_1 = \frac{d}{d\zeta}\left\{(1-\zeta)\sqrt{\zeta-\alpha\zeta^2}\cdot\frac{d\varphi}{d\zeta}\right\}$ ……(12)

従って、

$$\varphi(\zeta) = \int_0^{\zeta}\frac{\int_0^{\zeta} v_1\,d\zeta}{(1-\zeta)\sqrt{\zeta-\alpha\zeta^2}}\,d\zeta \quad \cdots\cdots(13)$$

流下方向の無次元fluxをⒽで表わすと、　$Ⓗ = \int_0^1 v_1\cdot\varphi\,d\zeta$ ……(14)

3. 計算結果.

(11)は、$\alpha=0$（$\rho'=0$ 即ち x 方向には一様な密度の流れ）及び $\alpha=1$（i と ρ' の効果が相殺し合って河床で $\tau=0$ となる流れ）以外では解析解を求めるのが困難であるので数値積分を行っているが、それを v_1 について図-1に示す。同じく φ を図-2に示す。　最后に流れ方向の拡散係数(D_L)について考えよう。　密度の流下方向fluxは、$D_L h\cdot\frac{d\rho}{dx} = \int_0^1 u_1\,\rho_1\,dz$ である。　故に測定が困難な i を含まず使用に便利な無次元パラメーターは上記理論より $Ⓗ/\sqrt{\alpha} = \left(\kappa^3/h\sqrt{\rho' g/2\rho_0}\right)\cdot D_L$ で算定できる。　これを河床に対する平均流速 $\bar{u}$ を $\alpha=1$ の時の平均流速 $\bar{u}_{\alpha=1}$ で無次元化した $\bar{u}/\bar{u}_{\alpha=1}$ でプロットすると図-3を得る。　これに依ると、D_L にかかる量(κ, h, ρ', ρ_0)を一定とすれば、$\bar{u}$ が大では $D_L \propto \bar{u}$ となっており従来の理論とも一致する。　密度が断面内で変化する時には、Richardson数に関してKarman定数 κ が変化すると言われているが、ここで示した理論では D_L と $\bar{u}_1$ の間に κ^3 が介在しており、緩混合の流れでは κ の変化が大きな影響を与えていることが予想される。　κ の変化を考えた計算はまだなされておらず κ の影響については更に検討を要す。

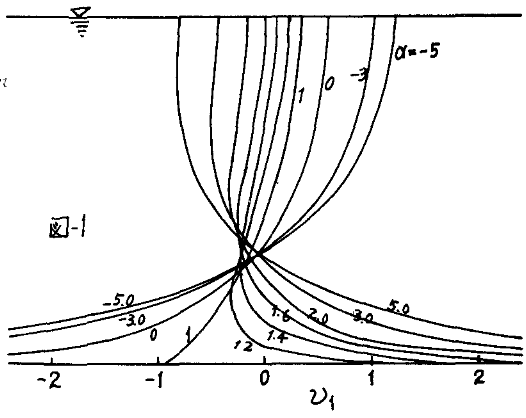


図-1

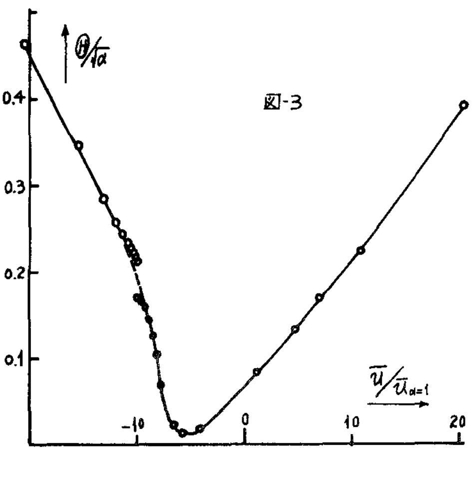


図-3

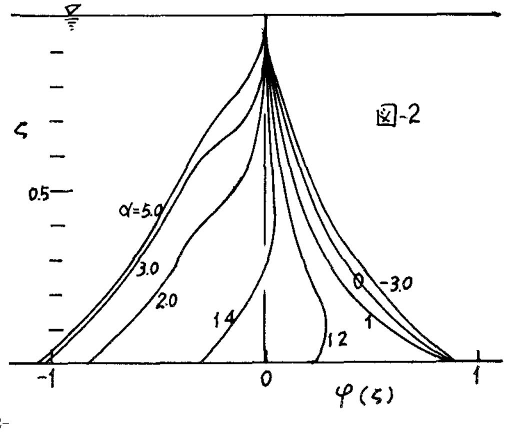


図-2