

1. まえがき 底泥の浮上状態を的確に把握しておくことは水系水質の汚濁を扱ううえで重要であるが、現象の複雑さのためにいまだ十分であるとはいえない。その浮上機構が河床付近の流れの特性と密接に関連していることは容易に想像され、河床付近の流れの測定も試みられたが、^{1,2} 浮上量との関係は十分明らかにするまでにはいたっていない。従来より界面における物質移動に関する研究では、界面付近の流体の運動が密接に物質移動にかかわっているにもかかわらず、その計測に困難がともなう事情から、ミクロな移動モデルを構成した後、その妥当性の検証は観測可能な統計的な移動量と平均的な水理量との関係を検討することにより行なうという方法がとられてきており、本研究でもそれを踏襲してモデルを考察し、河床付近流れの通称観測による浮上機構解明の不十分性を補うこととする。

2. 底泥の浮上モデル 2-1 更新モデル: 泥水界面における輸送と気液界面でのガス輸送の場合

のような更新モデルによる説明を試みる。すなわち泥相側に図-1に示されるような厚さ l のエレメントが到達し、これが流相の乱れにより流相主流部へ運ばれるものとする。泥エレメントにおける泥の密度、体積をそれぞれ ρ_s, V_s 、水に関するものを ρ_w, V_w とする。含水比を $w\%$ とすると次式が成立する。

$w = \frac{\rho_w V_w}{\rho_s V_s} \times 100$ (1) 泥面面積を l とするとつぎのようになる。

$\phi \cdot l = V_s + V_w$ (2) 式(1)(2)より次式を得る。

$V_s = \frac{\phi \cdot l}{1 + w \rho_s / 100 \rho_w}$ (3) したがって一度の更新により輸送される泥の総重量はつぎのようになる。

$\rho_s V_s = \frac{\phi \cdot l \cdot \rho_s}{1 + w \rho_s / 100 \rho_w}$ (4) よって更新周期を T_s とすると、単位時間、単位面積あたりの浮上量 ϕ は次式となる。

$\phi = \frac{\rho_s g l}{T_s (1 + w \rho_s / 100 \rho_w)}$ (5)

2-2 浮上厚さ l について: Einstein と l は壁面までやってきた乱れが shear により減速されて粘性底層が到達するが、厚さが増すにつれて不安定になり主流部と混合されるという周期的な粘性底層モデルを考えた。そして粘性底層の成長を式(6),(7)のように表わした。

$$\frac{dy}{dx} = \frac{u}{y} \frac{dy}{dx} \quad (6) \quad \text{I.C. } x=0, y=0: u=U_0 \quad (7a)$$

$$\text{B.C. } x>0, y=0: u=0, x>0, y \rightarrow \infty: u=U_0 \quad (7b)$$

ただし x は時間 t で粘性底層の成長が始まる。 y は軸は壁を原点に鉛直上向きを正とする。 u は流れ方向の流速、 U_0 は主流部の流速、 l は動粘性係数である。式(6),(7)を解いて u および断面せん断力 τ_0 についてつぎのような結果を得る。

$$u = U_0 \operatorname{erf} \left(\frac{y}{2\sqrt{\nu x}} \right) \quad (8)$$

$$\tau_0 = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \rho \nu U_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\operatorname{erf} \left(\frac{y}{2\sqrt{\nu x}} \right)}{\frac{y}{2\sqrt{\nu x}}} \right) \quad (9) \quad \tau_0 = [\tau]_{y=0} = \rho \nu U_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\operatorname{erf} \left(\frac{y}{2\sqrt{\nu x}} \right)}{\frac{y}{2\sqrt{\nu x}}} \right) \quad (10)$$

水泥界面付近でもこのような現象がおこっているものと考ええる。すなわち粘性底層到達時に泥は大きなせん断力を受けて流動化され、粘性底層の破壊混合時には流動化層厚さが l となり、主流部へ輸送されるとする。したがって l の決定には泥相の流動化に関する検討が必要になる。液相側から水平方向せん断力を受けて流動化する泥層の運動も水平方向のみであると考え、その挙動をビンガム流体として扱った場合は運動方程式はつぎの Henchey の式になる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \left\{ (\lambda + \eta_m) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \right\} \quad (11) \quad \text{ここで } u \text{ は泥層の流速、} \eta_m \text{ は泥面を原点に鉛直下向きを正にとっている。}$$

η_m は塑性粘度、 ρ は泥層のみかけ密度である。 λ は降伏条件に応じて決まる量で、簡単にはせん断歪エネルギー一説によりつぎのようになる。

$$\lambda = \frac{\tau_y}{\partial u / \partial x} \quad (12)$$

τ_y は降伏応力。式(12)を用いると式(11)はつぎのようになる。

$$\rho \frac{\partial u}{\partial x} = \eta_m \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (13) \quad \text{またせん断力と変形速度との関係が式(14)で示されるべき素則で表示される擬塑性流体では運動方程式は式(15)のようになる。}$$

$$\tau_{yx} = \eta_{yx} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^{1/n} \quad (14) \quad \rho \frac{\partial u}{\partial x} = -\eta_{yx} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^{1/n} \quad (15)$$

したがって式(14)と式(15)あるいは(15)を適切な境界条件下で解けば泥層の流動化に関する情報を得ることができ、必ずしも容易ではない。本来更新モデルは界面の複雑な挙動を単純で納得しやすい形で説明しようものとして意義があり、したがっていたずらに複雑化するのとはモデルの特性をそこなうものと考えられる。そこでここでは簡単に、泥が流動化しても液相側の運動は影響をうけず式(6)と式(7)の条件がなりたつものとする。さらに泥はビンガム体として扱うが、泥表面に加

めるせん断力が降伏値 τ_0 をこえた場合に流動化される厚さ l は、式(33)をニュートン流体的な条件で解いたと
きに得られる長さのスケールにならう、動精度 l' と時
間の積の平方根に比例するものと仮定してみる。

$l \sim \sqrt{t \tau_0}$ (46) 種々の報告を参考として、同一の泥
においては含水比と塑性粘度、降伏値との間にはつぎ
の関係があるものとする。 $\eta_{ps} \sim a_1^{-w}$ (47) $\tau_0 \sim a_2^{-w}$ (48)
 a_1, a_2 は定数。式(47)より l' とつぎのように表わす。

$l' \sim \frac{a_1^{-w}}{(g \tau_0 + \rho_w \eta_{ps}) / (\eta_{ps} + \eta_w)} = \frac{1 + \rho_w / 100 \eta_{ps}}{\rho_s (1 + w / 100)} a_1^{-w}$ (49) 式(46)の
右は式(40)において $\tau_0 \tau_g$ の条件をみたしている時間 t^* に
比例するものとする。 $t^* = \frac{\nu \rho_s^2 u_0^2}{\pi \tau_g^2}$ (50) ところで
式(40)で得られる平均せん断力は $\bar{\tau}_0 = \frac{1}{\tau_g} \int_0^{\tau_g} \tau_0 dt = 2 \rho_w u_0 \sqrt{\frac{\nu}{\tau_g}}$
であるから t^* は $t^* = \frac{\tau_g^2}{4 \tau_g} \tau_g$ (51) と表わされる。
よって式(46)(49)(51)より次式を得る。

$$l \sim \frac{\tau_0}{2 \tau_g} \sqrt{\frac{\tau_g (1 + w / 100)}{\rho_s (1 + w / 100)}} (\sqrt{a_1})^{-w} \quad (52)$$

2-3 限界掃揚力:本モデルでは τ_0 がいかにかに小さくても
 $\tau_0 \tau_g$ となる時間があり、したがって泥の流動化 $\rightarrow$ 浮上
がおこることになり限界掃揚力が表わせない。そこで
時間 τ_0 の間に厚さ l の泥エレメントが浮上したときに
浮上が観測可能になるとして、 $\frac{l}{\tau_0} = (\frac{l}{\tau_g})$ のときの τ_0 が限
界掃揚力 $\bar{\tau}_{0c}$ であると考え、式(52)よりつぎのようにな
る。 $\frac{\bar{\tau}_{0c}}{\tau_g} \sim (\frac{l}{\tau_g}) \sqrt{\frac{\tau_g (1 + w / 100)}{\rho_s (1 + w / 100)}} (\sqrt{a_1})^{-w}$ (53) これは含水
比の増加にともない $\bar{\tau}_{0c} / \tau_g$ が指
数的に増加することを示して
いる。ベントナイトで $w=100$
 $\sim 300\%$ における澤井⁴の実験結
果を整理しなおすと右図のよ
うになる。大坪らが示したベ
ントナイトに関する $w-\eta_{ps}$ 関係のグラフより a_1 を読みと
ると約1.017~1.023程度の値になるのに対し、本図では1.020
とやや大きくなっている。

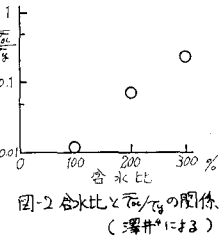


図-2 含水比と $\bar{\tau}_{0c}/\tau_g$ の関係 (澤井⁴による)

2-4 含水比の及ぼす影響:式(51)(52)(48)より浮上速度はつぎ
のようになる。 $\phi = \alpha \sqrt{\frac{\rho_s}{\tau_g}} f(w) \bar{\tau}_0$ (54) ただし α は
係数。 $f(w)$ は含水比に関する項で次式で与えられる。

$f(w) = \frac{1}{\sqrt{(1 + w / 100)(1 + w \rho_s / 100 \rho_w)}} (\frac{a_2}{a_1})^{-w}$ (55)
一例として $\rho_w = 100$, $\rho_s = 2.60$ としたときの $\frac{a_2}{a_1}$ をパラメータ
とした w と $f(w)$ の関係を示すと図-3のようになる。図
-4は筆者の行った実験による結果である。縦軸には
 ϕ/τ_0 をとっており、式(54)より $f(w)$ に対応するものと考
えられる。横軸には自然沈降させた堆積時間をとっており

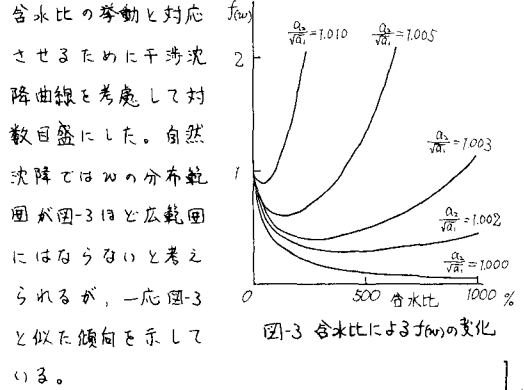


図-3 含水比による $f(w)$ の変化

2-5 τ_g が分布をもつ場
合:式(54)を τ_g で表わす
とつぎのようになる。

$$\phi = 2 \alpha g \rho_w u_0 \sqrt{\frac{\nu}{\tau_g}} \frac{1}{\tau_g} f(w) \quad (56)$$

いままでは τ_g を一定
と考えたが分布をも
つと考える方が実際
的である。Einstein³の

粘性底層モデルはそ
の後乱流境界層の壁
面付近にfursting現象
の存在が顕著にされ、
より現実的なものと
なった。中川・森澤は
Rao⁷の示唆に基づい

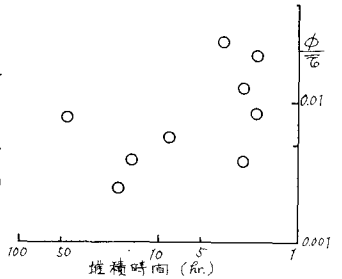


図-4 堆積時間と ϕ/τ_0 との関係

てfursting周期 T の分布を対数正規確率紙上に整理し、
次式のような T に關する生起確率分布を求めた。

$$P(T) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{\log T}{\sigma}\right)^2\right\} \quad (57)$$

このとき次式が成
立する。 $\sigma_0 = \log \sqrt{1 + w}$, $T_0 = T \tau_0$, $\gamma = (1 + w)^{-1/2}$ 。ただし $\gamma = \frac{\tau_0}{\tau_g}$
で、 T_0, σ_0 はそれぞれ下の平均と標準偏差である。式(57)
を T_0 の分布関数として与えると式(56)より次式となる。

$$\phi = \int_0^\infty 2 \alpha g \rho_w u_0 \sqrt{\frac{\nu}{\tau_g}} \frac{1}{\tau_g} P(T) dT = 2 \alpha g \rho_w u_0 \sqrt{\frac{\nu}{\tau_g}} \frac{1}{\tau_g} \gamma^{-1/2} \quad (58)$$

実用
的な量で表示するために中川の報告による氷理条件
によらず $\gamma \sim 1.0$, τ_0/τ_g という結果を用いるとつぎのよう
になる。 $\phi \sim \frac{u_0^2}{\tau_g} \rho_w \sqrt{\frac{\nu}{\tau_g}} f(w) \quad (59)$ 開水路における浮
上実験の結果を示すと図-5のようになり式(59)よりやや
勾配が急な結果となった。

3. あとがき 本文では更新モデルによ
る底泥浮上の説明を試みた。今後実験
によりさらに検討を行ないたい。

参考文献: 1. 栗谷ら¹ 15回
土木学会論文発表会, 2巻5, 7
14回土木学会論文発表会,
3. Einstein³ 1958, 4. 澤井,
土木学会論文発表会, 1961,
6 中川ら² 土木学会論文発表
会, 1978, 7. K. N. Rao and J. F. M.
Vol. 48, 1972.