

粒子の浮遊運動のモデルと浮遊砂量
Stochastic Model of Particle Suspension and Suspended Load

京都大学防災研究所 正員 芦田 和 男
京 都 大 学 大 学 院 学 生 員 藤 田 正 治
京 都 大 学 大 学 院 学 生 員 向 井 健

1. 緒 言

河床が混合砂礫で構成されているような場合、アーマーコートの形成・破壊に伴って河床条件が時間的・場所的に変化し、河床からの浮遊砂への浮上量も変化するため、平衡浮遊砂量だけでなく非平衡浮遊砂量の算定が重要な問題となる。従来、浮遊砂量式には主として拡散理論によるものと確率過程論によるものがあり、前者は拡散係数や基準点濃度の計算法、後者は浮遊運動のモデルや河床からの浮上量の計算法などによってその推定精度が決まる。著者らは後者の理論に従って浮遊砂量を算定するために、粒子の浮遊機構について詳細な検討を進めてきたが、この方法を用いると、前述のような平衡および非平衡浮遊砂の問題の解明に有利であるだけでなく、拡散係数や基準点濃度について検討することによって、それを拡散理論に適用することもできる。

本研究では、以上のような観点から、浮遊粒子の運動特性を浮遊機構のモデルに従って明らかにするとともに、河床からの粒子の浮上量を河床条件（粒子の存在高さ）に応じて算定し、それらの結果より平衡浮遊砂濃度とその発達過程について検討する。

2. 粗面上の浮遊粒子の運動モデルと運動特性

著者らは粗面上の粒子の浮遊機構の解明に努め、そのモデル化を試みた。¹⁾ 本章では、さらに解析を進め、粒子の鉛直方向の分散過程や飛行距離の確率分布などを明らかにする。

2-1 浮遊粒子の運動モデル

鉛直方向の粒子の運動を図-1を参考にして次のようにモデル化する。

(i) step 1 (離脱過程) ($0 \leq t \leq t_e$)

河床の粒子は底面付近で生じる上昇流体塊の作用で河床を離脱するが、その過程で、揚圧力 F_{L0} を t_e 時間受けて初速 w_{p0} で浮上し、その後上昇流速 w_{fe} による流体力を $t_e - t_e$ 時間受けてさらに浮上する。ここに、 t_e は上昇流体塊の継続時間である。

(ii) step 2, 3, ... (浮遊過程) ($t_e < t \leq t_s$)

離脱過程後、粒子は鉛直方向の乱れ速度 w_f による流体力 F_D の作用のもとに上昇・下降を繰り返えし、 $t = t_s$ に河床に戻る。この過程ではステップ時間を w_f の代表継続時間 t_{em} とする。

以上のような鉛直方向の粒子の運動を、粒子に作用する力を重力、浮力、流体力および仮想質量を加速する力として、次式より解析する。なお、式(1)は抵抗則としてRubeyの式を用いている。

$$\frac{d\hat{w}_p}{d\hat{t}} = \frac{3}{2} \frac{1}{2s+3} \left(2 + \frac{24\hat{v}}{|\hat{w}_f - \hat{w}_p|} \right) |\hat{w}_f - \hat{w}_p| (\hat{w}_f - \hat{w}_p) - \frac{2s}{2s+3} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\hat{w}_p = w_p / \sqrt{gd}$ 、 $\hat{w}_f = w_f / \sqrt{gd}$ 、 $\hat{t} = t / \sqrt{d/g}$ 、 $s = \sigma / \rho - 1$ 、 $\hat{v} = \nu / \sqrt{d^3 g}$ で、 w_p : 鉛直方向の粒子の速度、 d : 粒子の粒径、 σ 、 ρ : 粒子および流体の密度、 ν : 動粘性係数である。

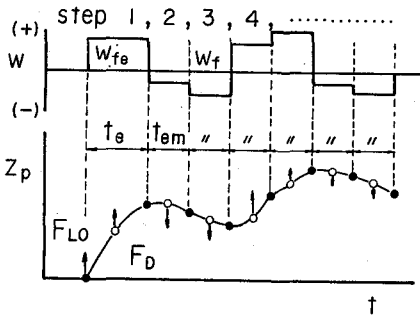


図-1 浮遊粒子の運動モデル

各ステップにおいて、式(1)の初期条件と乱れ速度の条件は次のように与える。

ステップ1では、 $\hat{F}_{L0}$ の作用時間を $\hat{t}_* = 1/\hat{w}_{p0}$ とおくと、 $\hat{w}_p$ および粒子の存在高さの無次元量 $\hat{z}_p (= z_p/d)$ の初期条件として次式を得る。

$$\hat{t} = 0 \quad ; \quad \hat{w}_{p0} = \sqrt{\frac{6}{\pi} \frac{1}{s+1} \left(\hat{F}_{L0} - \frac{\pi}{6}s \right)} \quad , \quad \hat{z}_{p0} = 0.5 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\hat{F}_{L0} = F_{L0}/\rho q d^3$ で、その確率分布を式(3)のように平均0、標準偏差 $c k^2 \hat{u}_*^2$ の正規分布とする。

$$f_{\hat{F}_{L0}}(\hat{F}_{L0}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} c k^2 \hat{u}_*^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\hat{F}_{L0}}{c k^2 \hat{u}_*^2} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $\hat{u}_* = u_*/\sqrt{q d}$ で、 u_* ：摩擦速度、 c ：揚圧力係数、 k ：遮蔽係数である。式(3)より、 $\hat{w}_{p0}$ の確率分布 $f_{\hat{w}_{p0}}(\hat{w}_{p0})$ が求められるが、それについては文献1)を参照されたい。

また、 $\hat{w}_{fe}$ は $\hat{F}_{L0}$ と相互に関連があり、それらの生起確率が等しいものが対応するものとする。 $\hat{w}_f$ の確率分布を式(4)のように平均0、標準偏差 $\hat{w}_f'$ の正規分布とし、 $\hat{w}_{fe}$ の標準偏差が粗面河床付近で $\hat{u}_*$ とほぼ等しいことを考慮すれば、 $\hat{w}_{fe}$ は式(5)のようになる。

$$f_{\hat{w}_f}(\hat{w}_f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \hat{w}_f'} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\hat{w}_f}{\hat{w}_f'} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (4) \quad \hat{w}_{fe} = \frac{\hat{F}_{L0}}{c k^2 \hat{u}_*} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$\hat{w}_{fe}$ の作用時間 $\hat{t}_{e1}$ は $\hat{w}_{fe}$ の継続時間を $\hat{t}_e$ とすると、 $\hat{t}_{e1} = \hat{t}_e - \hat{t}_*$ となる。図-2は $\hat{t}_e$ の実験値²⁾を u_* 、水深 h 、平均流速 U を用いて整理したもので、これより、 $\hat{t}_e$ と $\hat{w}_{fe}$ の関係を $\hat{t}_e \hat{U} / \hat{h} = \beta \hat{w}_{fe} / \hat{u}_*$ ($\beta \approx 2/3$)で表わすと $\hat{t}_{e1}$ は次式で求められる。

$$\hat{t}_{e1} = \beta \frac{\hat{w}_{fe}}{\hat{u}_*} \frac{\hat{h}}{\hat{U}} - \frac{1}{\hat{w}_{p0}} \quad (\beta \approx 2/3) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $\hat{t}_e < \hat{t}_*$ のときは $\hat{t}_{e1} = 0$ とおく。ここに、 $\hat{t}_{e1} = t_{e1} \sqrt{d/q}$ 、 $\hat{h} = h/d$ 、 $\hat{U} = U/\sqrt{q d}$ である。

ステップ2以降では、 $\hat{z}_p$ の初期条件は前ステップ終了時の $\hat{z}_p$ の確率分布を、 $\hat{w}_p$ については前ステップ終了時の平均値を用いる。また、 $\hat{w}_f$ は式(4)で与えるが、 $\hat{w}_f'$ の鉛直分布を欄津の実験結果³⁾を参考にして次式で表わす。

$$\frac{\hat{w}_f'}{\hat{u}_*} = \begin{cases} 1 & (0 < \hat{z}/\hat{h} < 0.2) \\ 1 + (5/8)(-\hat{z}/\hat{h} + 0.2) & (0.2 < \hat{z}/\hat{h} < 1.0) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$\hat{w}_f$ の作用時間 $\hat{t}_{em}$ は $\hat{t}_e$ の代表値とし、図-2より $\hat{t}_{em} = b(\hat{h}/\hat{U})$ ($b = 0.5 \sim 0.75$) とする。

以上のような条件で式(1)は解析的に解くことができ、その一般形を次のように示す。

$$\hat{w}_p(\hat{t}) = \begin{cases} F_1(\hat{w}_{p0}, \hat{w}_{fe}, \hat{t}) \\ F_i(\hat{w}_{p,i-1}, \hat{w}_f, \hat{t}) \end{cases} \quad \hat{z}_p(\hat{t}) = \begin{cases} G_1(\hat{w}_{p0}, \hat{z}_{p0}, \hat{w}_{fe}, \hat{t}) \text{ (ステップ1)} \\ G_i(\hat{w}_{p,i-1}, \hat{z}_{p,i-1}, \hat{w}_f, \hat{t}) \text{ (ステップ2以降)} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 F_i 、 G_i ：括弧内の変数の関数、 $\hat{w}_{p,i-1}$ 、 $\hat{z}_{p,i-1}$ ：step i の $\hat{w}_p$ 、 $\hat{z}_p$ に関する初期条件、 $\hat{t}$ ：各ステップにおける経過時間である。

次に、任意の時刻 $\hat{t}$ における粒子の存在高さおよび飛行時間の確率分布 $f(\hat{z}_p, \hat{t})$ 、 $\rho(\hat{t}_s)$ について検討する。まず、ステップ1で $\hat{z}_{p1}$ に存在する粒子の時刻 $\hat{t}$ における $\hat{z}_p$ の確率分布 $h(\hat{z}_p, \hat{t} | \hat{z}_{p1})$ は次のように解析される。今、ステップ i 終了時に $\hat{z}_p = \hat{z}_{pi}$ 、 $\hat{w}_p = \hat{w}_{pi}$ である粒子が $\hat{t}$ 時間後に存在する高さの確率分布を $\eta(\hat{z}_p, \hat{t} | \hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi})$ とすると、 η は式(4)、(8)より次式のように表示される。

$$\eta(\hat{z}_p, \hat{t} | \hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi}) = f_{\hat{w}_f}(\hat{w}_f) d\hat{w}_f / dG_{i+1}(\hat{w}_{pi}, \hat{z}_{pi}, \hat{w}_f, \hat{t}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

また、ステップ i 終了時の $\hat{z}_p$ の確率分布($\hat{z}_{p1}$ の条件付) $q_i(\hat{z}_p | \hat{z}_{p1})$ は式(9)より、次のような漸化式から計算される。

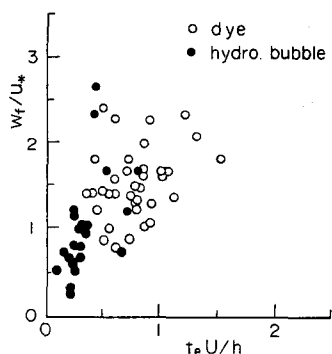


図-2 w_f と t_e の関係

$$q_{i+1}(\hat{z}_{p_{i+1}}|\hat{z}_{p_1}) = \int_0^{\hat{h}} q_i(\hat{z}_{p_i}|\hat{z}_{p_1}) \eta(\hat{z}_{p_{i+1}}, \hat{t}_{em}|\hat{w}_{p_i}, \hat{z}_{p_i}) d\hat{z}_{p_i} \quad (i=2, 3, \dots) \quad (10)$$

ただし、 $q_2(\hat{z}_{p_2}|\hat{z}_{p_1}) = \eta(\hat{z}_{p_2}, \hat{t}_{em}|\hat{w}_{p_1}, \hat{z}_{p_1})$ であり、 $\hat{w}_{p_i}$ は次式で計算する。

$$\hat{w}_{p_i} = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}_p f_{\hat{w}_f}(\hat{w}_f) \frac{d\hat{w}_f}{dF_i(\hat{w}_{p_{i-1}}, \hat{w}_f, \hat{t}_{em})} d\hat{w}_f \quad (11)$$

さて、時刻 $\hat{T}$ に粒子がステップ n に存在するとすれば、 $h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{p_1})$ は次式となる。

$$h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{p_1}) = \begin{cases} \int_0^{\hat{h}} q_{n-1}(\hat{z}_{p_{n-1}}|\hat{z}_{p_1}) \cdot \eta(\hat{z}_p, \Delta\hat{t}|\hat{w}_{p_{n-1}}, \hat{z}_{p_{n-1}}) d\hat{z}_{p_{n-1}} & (n>1) \\ \delta(\hat{z} - \hat{z}_p(\hat{T})) & (n=1) \end{cases} \quad (12)$$

ここに、 δ はディラックのデルタ関数、 $\hat{z}_p(\hat{T})$ は $\hat{z}_p(\hat{t}_e) = \hat{z}_{p_1}$ となる条件での関数 G_1 、 $\Delta\hat{t}$: 時刻 $\hat{T}$ とステップ $n-1$ の終了時刻との差である。

ついで、ステップ 1 の浮上高さ $\hat{z}_{p_1}$ の確率分布 $\xi(\hat{z}_{p_1})$ は、式 (8) から次式のようにになる。

$$\xi(\hat{z}_{p_1}) = f_{\hat{w}_{fe}}(\hat{w}_{fe}) d\hat{w}_{fe} / dG_1(\hat{w}_{p_0}, \hat{z}_{p_0}, \hat{w}_{fe}, \hat{t}_e) \quad (13)$$

したがって、これらの関係式より、 $f(\hat{z}_p, \hat{T})$ および $p(\hat{t}_s)$ は次式のように導かれる。

$$f(\hat{z}_p, \hat{T}) = \int_0^{\hat{h}} h(\hat{z}_p, \hat{T}|\hat{z}_{p_1}) \xi(\hat{z}_{p_1}) d\hat{z}_{p_1} \quad (14)$$

$$p(\hat{t}_s) = \int_0^{\hat{h}} \frac{df(\hat{z}_p, \hat{t}_s)}{d\hat{t}_s} d\hat{z}_p \quad (15)$$

$f(\hat{z}_p, \hat{T})$ および $p(\hat{t}_s)$ は以上より数値計算によって求めることができる。

次に、時刻 0 から $\hat{T}$ までの粒子の平均移動速度 $\hat{u}_p(\hat{T})$ は、粒子の通ってきた平均存在高さ $\hat{z}_{pm}$ における流速に等しいとして、式 (16) から求める。また、時刻 $\hat{T}$ の粒子の平均存在高さを $\hat{z}_{pm0}$ とし、それらが平均的に $\hat{z}_0 = \hat{z}_{pm0} + \hat{w}_0 \hat{T}$ ($\hat{w}_0$: 沈降速度の無次元量) の位置から沈降してくるものとする、 $\hat{z}_{pm}$ は式 (17) から算定される。ただし、 $\hat{z}_{pm0} + \hat{w}_0 \hat{T} > \hat{h}$ のときは $\hat{z}_0 = \hat{h}$ とおく。

$$\hat{u}_p(\hat{T})/\hat{u}_* = 8.5 + 5.75 \log(\hat{z}_{pm}/\hat{k}_s) \quad (16) \quad \hat{z}_{pm} = (\hat{z}_{pm0} + \hat{z}_0)/2 \quad (17)$$

ここに、 $\hat{k}_s = k_s/d$ で、 k_s : 相当粗度高、 $\hat{z}_{pm0}$ は式 (14) より次式で与えられる。

$$\hat{z}_{pm0} = \int_0^{\hat{h}} \hat{z}_p f(\hat{z}_p, \hat{T}) d\hat{z}_p / \int_0^{\hat{h}} f(\hat{z}_p, \hat{T}) d\hat{z}_p$$

2-2 浮遊粒子の運動特性

(1) 礫の遮蔽効果と揚圧力係数

混合砂の場合、離脱過程において、粒子は礫の遮蔽効果と揚圧力に及ぼす効果の影響のもとに運動する。上述の解析では、それらの効果が遮蔽係数 k や揚圧力係数 c として表現されているが、これらの値を理論的に求めることは困難であるので、以下に示すように、浮遊限界に対する無次元掃流力 τ_{*s} の値から、 $c k^2 = (\pi/6)/\alpha/\tau_{*s}$ ($\alpha \approx 3$)¹⁾ の関係を用いて推定する。図-3 は一様粒径の場合 ($k=1$) の τ_{*s} の値⁴⁾ から c の値を求め、粒子 Reynolds 数 $u_* d/\nu$ で整理したものである。図-4 は、図-3 と粗面上の粒子の τ_{*s} の値³⁾ ($\sigma/\rho=1.05$ のものは新たに追加した。) から k を求め、それを粒子の堆積厚 a と粗度の大きさ d_r との比で表示したものである。これらの図より、河床の粗面を代表する粒径と粗面の間隙中に存在する粒子の位置から、 c および k の値が定まる。

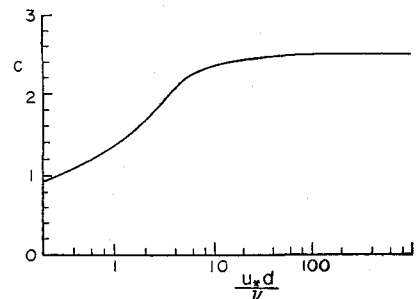


図-3 揚圧力係数 c

(2) 粒子の鉛直方向の分散過程と飛行時間および飛行距離の確率分布

図-5は $\sigma/\rho = 1.05$, $\tau_* = 0.34$ の条件で $f(\hat{z}_p, \hat{T})$ および $p(\hat{t}_s)$ を数値計算した結果を示したもので、 $ck^2 = 2.0$ とした。図中の描点は $d = 0.142\text{cm}$ の粒子を用いた実験から、ビデオ解析して求めたものであり、理論値は実験値の傾向と大体一致している。図-6は同じ条件で飛行距離 $\hat{X}_p (= X_p/d)$ を $\hat{u}_p(\hat{T}) \cdot \hat{T}$ から計算し、それを超過確率で表示したもので、描点は実験値を表わす。 $\hat{X}_p$ についても実験値と理論値の適合性は良く、以上の事から、本モデルで十分浮遊運動がシミュレーションできるものと思われる。なお、図-6の $\hat{X}_p \geq 35$ の範囲で実験値が幅をもっているのは、測定区間長の制限によるものである。

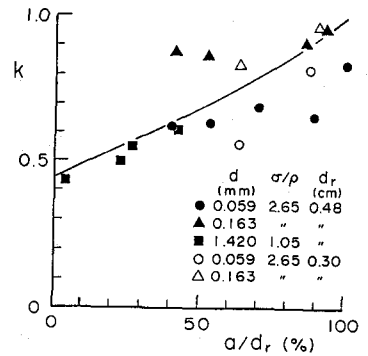


図-4 遮蔽係数 k

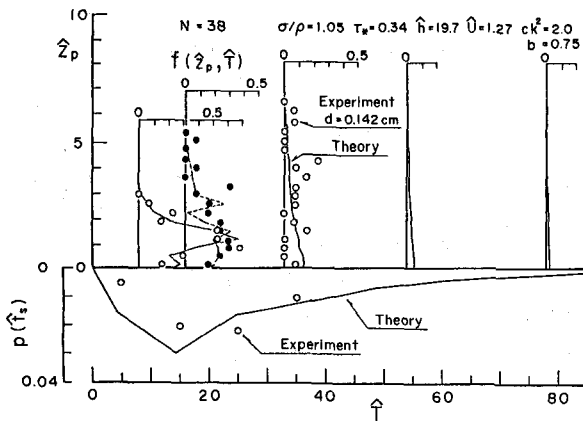


図-5 粒子の鉛直方向の分散過程と飛行時間の分布

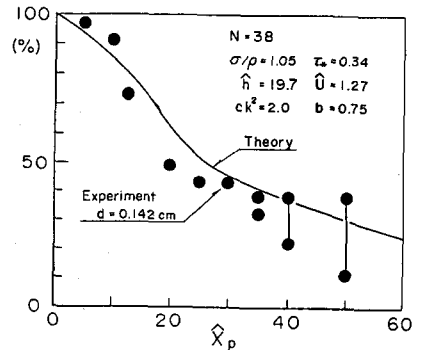


図-6 飛行距離の超過確率

3. 河床からの浮遊砂への浮上量

河床からの浮上量は基準点濃度の算定式を導くとき評価されている。たとえば、芦田・道上⁵⁾や板倉・岸⁶⁾は、単位面積あたりに存在する河床粒子がある交換速度で浮上するとし、平野⁷⁾は掃流砂層の濃度からの遷移を考えてそれを求めている。本来、掃流砂と浮遊砂が混在するような河床付近で、浮上量の算定モデルを厳密に議論することは難しいので、ここでは、芦田・道上と同様の考え方で検討するが、粒子が河床に存在する条件に応じて浮上量が算定できる点が、従来のものと大きく異なる点である。

さて、単位面積、単位時間当たり河床から浮上する粒子の量 q_{su} は、河床粒子の浮遊砂への交換時間を t_c とすると次式で表わされる。

$$q_{su} = \frac{\pi}{6} \sigma d^3 \frac{k_1}{(\pi/4) d^2} \int_0^\infty \frac{1}{t_c(F_{L0})} f_{F_{L0}}(F_{L0}) dF_{L0} \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 k_1 ：河床粒子の中で浮上可能な粒子数の全体に占める割合、 $f_{F_{L0}}(F_{L0})$ ： F_{L0} の確率分布である。

t_c は t_* とほぼ等しい値であるが $t_c = k_2 t_*$ とおくと式(18)は式(8)より次式となる。

$$\hat{q}_{su} = \frac{2}{3} K \sqrt{\frac{6}{\pi}} (s+1) \hat{u}_* \int_{\eta_0}^\infty \sqrt{ck^2 \eta - \frac{\pi}{8} C_{D0} \xi_0^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \eta^2\right) d\eta \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、 $\hat{q}_{su} = q_{su} / \rho \sqrt{gd}$, $K = k_1 / k_2$, $\eta_0 = (\pi/8) \cdot C_{D0} \xi_0^2 / ck^2$, $\xi_0 = \hat{w}_0 / \hat{u}_*$, $\hat{w}_p = w_0 / \sqrt{gd}$,

$C_{D0} = 2 + 24 \hat{v} / \hat{w}_0$ で、 w_0 : 粒子の沈降速度である。

図-7は $d=0.142\text{ cm}$ 、 $\sigma/\rho=1.05$ の条件で ξ_0 および ck^2 をパラメータとして $\hat{q}_{su}$ を計算した結果を示したもので、芦田・道上、板倉・岸の曲線も描かれている。ただし、 $K=0.035$ としている。また、図中の描点は同じ粒子を用いた実験値で、粒径 0.48 cm の粗面河床の下から直径 4 cm の円形の範囲に一定量で粒子を供給し、粒子の堆積厚 a が平衡になったときの浮上量をビデオ解析から求めたもので、 u_* と粒子の供給量を変化させて数ケースの実験が行われた。 ck^2 の値は $d_r - a$ と a/d_r の値から図-8, 4より算定した。 $K=0.035$ のとき、理論値は実験値より少し過大に評価されているが、ほぼ実験値の傾向を表わしているものとみなせる。

次に K の値について若干検討する。河床粒子のうち浮上可能な粒子は、隣接粒子との接線がすべて上で開くような位置にあるものと考えられる。その確率 k_1 は隣接個数を n とすると $(1/2)^n$ であると考えられる。間隙率 0.5 のとき、理論的に $n=4.75$ であり、そのとき $k_1=0.037$ となる。また、河床砂礫の観察によると、 $k_1=0.029\sim0.060$ 程度であった。一方、 $k_2=1$ であるので、以上のことから、実験定数 $K=0.035$ は理論的に求めた K の値とほぼ等しく、浮上量の算定の理論式(19)が妥当であることがわかる。

図-7で、他の理論式も式(19)と大体同じ値となっているが、著者らの式では遮蔽係数に応じて q_{su} を計算することができ、混合砂の場合についても適用できる。

4. 浮遊砂濃度分布の算定

4-1 浮遊砂濃度分布の算定式

ここでは、以上の理論が平衡・非平衡場の浮遊砂濃度の算定に適用できるかを検証するために、図-8に示すように、 $\hat{x} \geq 0$ の区間に均一な粒子が敷かれ、 $\hat{x}=0$ から濃度が増加するような場を対象として、平衡濃度分布やその発達過程について考察する。ただし、河床条件は全区間で変化しないものとし、各点における浮上量は一定とする。以上の仮定のもとに、地点 $\hat{x}=\hat{X}$ における濃度分布 $C(\hat{X}, \hat{z})$ は次式で表示される。

$$C(\hat{X}, \hat{z}) = \int_0^{\hat{z}_x} \hat{q}_{su} f(\hat{z}_p, \hat{z}) d\hat{z} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 $\hat{z}_x = \hat{X} / \hat{u}_p(\hat{z}_x)$ である。

式(20)に式(14)、(16)、(19)を代入すれば $C(\hat{X}, \hat{z})$ が計算される。

4-2 理論値と実験値の比較

図-9は岡部⁸⁾の実験に則して、 $d=0.0165\text{ cm}$ 、 $\sigma/\rho=2.65$ 、 $u_* = 3.64\text{ cm/s}$ 、 $h=4.4\text{ cm}$ 、 $U=38.11\text{ cm/s}$ 、 $k_s=0.74\text{ cm}$

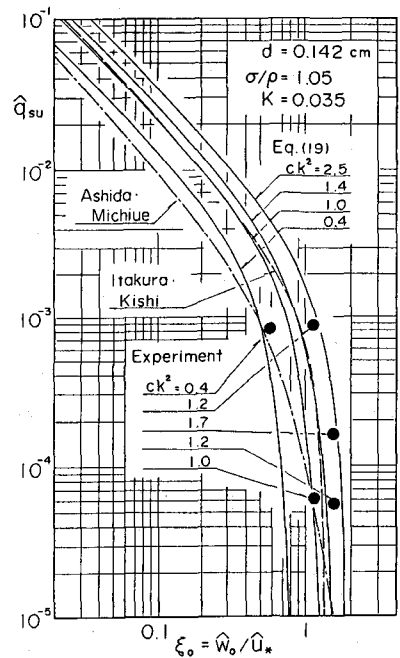


図-7 河床からの浮上量 $\hat{q}_{su}$

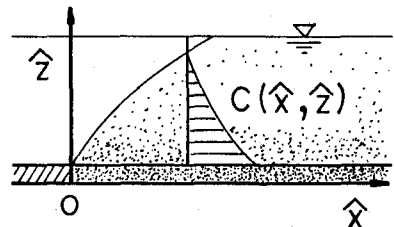


図-8 浮遊砂の発達過程の模式図

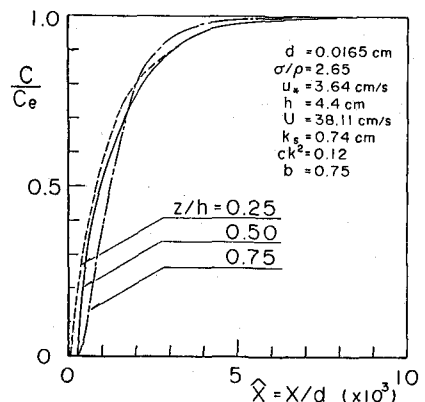


図-9 浮遊砂濃度の発達過程

の条件で、 $z/h = 0.25, 0.5, 0.75$ の高さの濃度の発達過程の計算結果を示したもので、 C_e は各 z/h の値に対する平衡濃度である。 ck^2 の値は、岡部の実験で粗面上に粒子を $a/d_r = 2/3 \sim 3/4$ の条件で敷いて行っていることから、図-3, 4 より 1.2 とした。濃度が平衡に達する距離 $\hat{X}_e$ を $C/C_e = 99\%$ のところで読みとると、 $z/h = 0.25, 0.5$ で $\hat{X}_e = 7000$ 、 $z/h = 0.75$ で $\hat{X}_e = 5000$ である。一方、岡部の実験値では全水深にわたって $\hat{X}_e = 9000$ であり、 $z/h = 0.25, 0.5$ のとき X_e の理論値は実験値と大体一致しているが、全体的に理論値は過小に評価されている。また、図示していないが、理論値は実験値より急激に平衡状態に近づく。この点については、さらに詳細な実験をとおして検討していきたい。

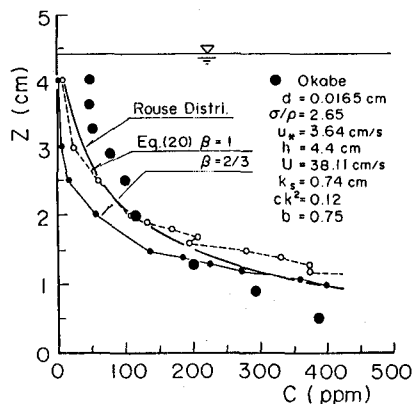


図-10 平衡浮遊砂濃度分布

図-10は、前述の条件に対して平衡濃度分布を計算した結果を示したもので、式(6)の β の値を $2/3$ とした場合と $\beta = 1$ とした場合について描かれている。図中の描点は岡部による実験値である。また、基準点 $z_0/h = 0.08$ の位置の濃度を本モデルで求め、それと Rouse 分布から濃度分布を計算した結果も示されている。本モデルの理論値は実験値とはあまり適合していないが、 $\beta = 1$ とすると Rouse 分布にかなり近い値となっている。この β の値は図-2から判断すると少し大きい値であり、この点は今後の検討課題であるが、本研究のモデルで濃度分布が十分計算することができるものと思われる。また、基準点濃度を芦田・道上式で計算し、Rouse 分布から $z = 2\text{ cm}$ における濃度を算定すると 240 ppm となり、従来の計算法ではかなり大きい値が計算されるが、遮蔽係数を考慮した本モデルではほぼ妥当な値が計算されており、混合砂に対しても本モデルの適用が可能であることが示唆される。

5. 結 語

本研究で得られた結果を要約すると次のようである。まず、粒子の浮遊運動を解析するモデルが提案され、その妥当性が粒子の鉛直方向の分散過程や飛行距離の分布形状から検証された。また、河床からの粒子の浮上量が河床条件に応じて算定され、その成果が浮遊砂濃度の発達過程のシミュレーションや平衡濃度分布の算定に適用された。その結果、理論値と実験値との適合性はあまり良くなかったが、理論値が Rouse 分布に大体一致することや混合砂を対象にする場合のように、遮蔽効果が無視し得ないとき、本モデルの適用が有用であることが示された。

参 考 文 献

- 1) 芦田・藤田・向井：粗面上の粒子の浮遊機構，第28回水構論文集，1984，pp. 659～664
- 2) 芦田・藤田：粒子の浮遊運動と河床付近の流れ，京大防災研年報第27号B-2，昭59，pp. 355～367
- 3) 綱津：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京大学位論文，昭52，p. 15
- 4) 芦田・岡部・藤田：粒子の浮遊限界と浮遊砂量に関する研究，京大防災研年報第25号B-4，昭57，pp. 401～416
- 5) 芦田・道上：浮遊砂に関する研究(1)，京大防災研年報第10号B，昭42，pp. 63～79
- 6) Itakura and Kishi：Open Channel Flow with Suspended Sediment, Proc. ASCE, HY8, 1980, pp. 1332～1333
- 7) 平野：浮遊砂の流入による貯水池の堆積過程，九大工学集報，第42巻，第6号，1970，pp. 839～840
- 8) 岡部：貯水池における堆砂過程とその予測に関する基礎的研究，京大学位論文，昭57，pp. 38～47