

滑面浮遊砂流の底面近傍の乱流構造

Turbulent structure of open channel flow on
smooth bed with suspended sediment

森明巨^{*} 小林知恵^{**} 板倉忠興^{***}

By Akio Mori, Chie Kobayashi and Tadaoki Itakura

Itakura and Kishi's theory about open channel flows with suspended sediment predicts decreasing of the friction factors for rough beds. While, for smooth beds, Imamoto et.al. observed increasing of them. However, from the fact that the important property of the flow, the increase of velocity gradient observed also for the smooth bed, decreasing of the integrated constant A of log law velocity profile was deduced. In this paper we proposed a model to explain the phenomena due to a modification of the coherent structure near the wall by the suspended sediment

key word ; suspended sediment , turbulence

1 はじめに

Itakura and Kishi¹が示したように、浮遊砂流は清水流に比べて乱流エネルギーの逸散が増えるため、渦動粘性係数が減少して速度勾配が大きくなる。これが開水路浮遊砂流の大きな特徴である。このため浮遊砂がある粗面水路では平均流速が増加して流れの抵抗は減少する。ところが滑面水路では、今本ら²の実験が示した様に、逆に平均流速が減少して抵抗が増えることがある。しかし、この場合にも速度勾配が清水に比べて大きくなる点には変わりがない。このことは、浮遊粒子は滑底面近傍の流速を減少させる働きがあることを示している。すなわち、滑面近傍の構造を変化させて対数流速分布の積分定数Aを減少させる。

これについて平井³は、粒子が乱れを増加させたためと考え、この効果を形式的に動粘性係数 ν の増加で表した。その大きさはおよそ(1)式で与えられる。粒子の効果は $R_s \simeq 2$ のときに最大になる。このとき $\delta\nu = 1.5\nu$ 。この値は低濃度懸濁流に対する Einstein の公式(2)よりかなり大きく、これでは説明できない。本研究は底面付近の組織構造と浮遊粒子との相互干渉に着目してAの変化について考察したものである。

$$\delta\nu = 2R_s / \exp(R_s/2)\nu \quad (1)$$

$$\delta\nu = 2.5C_b\nu \quad (2)$$

ここに、 $R_s = u_*d/\nu$ 、 u_* : 摩擦速度、 ν : 動粘性係数、 d : 粒子の直径、 C_b : 浮遊砂の底面濃度。

^{*} 正会員 北海道大学工学部土木工学科 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)

^{**} 学生会員 北海道大学工学部土木工学科 (同上)

^{***} 正会員 北海道大学工学部土木工学科 (同上)

2 滑面浮遊砂流における A の実測値

表-1 に Coleman⁴の浮遊砂実験の主な水理量を示した. 図-1 は $d=0.105\text{mm}$ のときの A と C_b の関係である(比較のため $d=0.21\text{mm}$ のデータも併示). 清水では $A=5\sim5.5$ であることを考慮すると、図中の折れ線で示すような傾向が認められる. 1%以下のわずかな粒子の混入で A は大きく減少している.

(2)式ではこれほどの A の減少は説明できない. また、粒子が底面と衝突するときに失う運動量を周辺流体から補給することによるものとするなら、 $C_b > 2\%$ で A がほぼ一定値となることが説明できない. この粒子の R_b は 5 程度である. 平井の付加的動粘性係数が最大となる R_b と比べれば粘性底層に対する乱れ生成などの粒子の作用が予想される.

図-2 は $R_b = 10\sim20$ のときの C_b と A の関係で、データは Coleman ($d=0.210\text{mm}$, $d=0.420\text{mm}$) と Wang and Qian⁵ (浮遊粒子は砂とプラスチック. 主な水理量は表-2) の実験である. C_b が 3~4% を越えると、 A は、 C_b とともに緩やかに減少する. これより濃度の低いところでは傾向がはっきりしない.

以上の粒子の効果に対して、 $Rs \sim 1$ では流れに与える影響は無視できる(例えば、Yung⁶, Rashidi ら⁷). この様に R_b によって、粒子と流れの相互作用による A の変化の仕方には大きな相違が見られる.

表-1 Coleman の実験の主な水理量 U_m : 最大流速 δ : $U = U_m$ となる y

平均粒径 d (mm)	粒度の範囲 (mm)	U_* (cm/s)	R_{sd}	δ (mm)	U_{*m} (m/s)
0.105	0.088~0.125	4.1	4.8	112~136	1.04~1.08
0.210	0.177~0.250	4.1	9.6	104~136	1.03~1.09
0.420	0.350~0.500	4.1	19.2	114~131	1.02~1.12

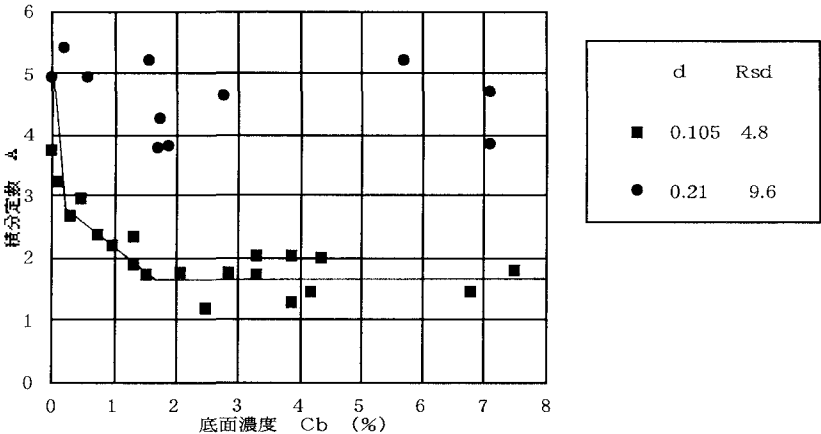


図-1 底面濃度による積分定数の変化

3 A 減少のメカニズム

底面との衝突や流れの剪断作用によって浮遊粒子は回転する. この様な粒子が底面付近に進入すると、下層から低速流体を輸送して上層の u を減少させる. これが A を減少させる基本的なメカニズムである.

上層からは高速流体が輸送されるが、底面流速=0 の制約から強い粘性力が働いて底面近傍の流速はそれほど大きくならない. 従って、混合による底面への深度が大きい程、また、流体の輸送が大きい程、平均流のエネルギー損失が増えて A の減少は大きくなる. 混合強度は、上層から乱れの強い流体、下層から渦度の強い流体の輸送により強められる. 高速流の底面接近は底面剪断力を大きくするが、これによる u^* の増加も A を減少する方向に働く.

この様な A の減少作用として、まず、粒子の直接効果があるが、1%程度の粒子混入では点状の変化で、これだけでは図-1 のような大きな A の変化は説明できないだろう. 点状の乱れが、周辺の流れと相互干渉して

表-2 Wang and Qian の実験の主な水理条件

	粒子	U*(cm/s)	d (mm)	Rsdの範囲	比重 γ_s
S F	プラスチック	7.16~7.74	0.27	19.0~20.6	1.05
S Q	ビーチサンド	7.37~7.41	0.15	11.0~11.1	2.64

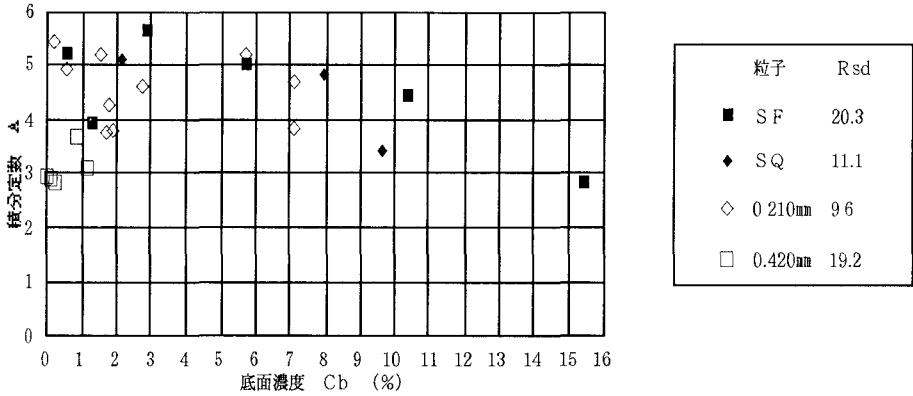


図-2 Wang Qian の実験の濃度による積分定数の変化

さらに、影響域を広げる必要がある。

この問題を考える場合、浮遊粒子は全水深にわたって存在するから、どの地点の流れとの相互干渉が支配的になるかが重要になる。しかし、ここではまだ厳密な議論は出来ないから、単純に最大濃度となる底面近傍、 $y \sim R_s(y = \alpha y / \nu, y: \text{底面からの距離})$ における相互干渉に着目することにする。粘性底層に作用する場合($R_s \sim 5$)とバッファー層に作用する場合($R_s = 10 \sim 20$)について検討することになる。

乱流境界層には縦渦があって、この周辺に乱流生成など乱流の主要活動が集中するから、縦渦と粒子間の相互干渉に注意を要する。縦渦は粘性底層から吸収する渦糸をエネルギー源とする。この様子を微小擾乱に対する Orr-Sommerfeld の渦度 ω の輸送方程式(3)式でみる。

$$i\alpha(U - C)\omega - \nu\left(\frac{d^2\omega}{dy^2} - \alpha^2\omega\right) = -\nu\frac{d^2U}{dy^2} \quad (3)$$

ここに、 α : 波数、 U : 基本流、 C : 擾乱の伝達速度、 ν : 鉛直方向の擾乱流速

清水流の粘性底層は速度勾配はほぼ一定、乱れは上層から粘性波として伝播したものが中心であるから小さい。よって、 $U'' \approx 0, \nu \approx 0$ 、従って、 ω のソース項 $\nu U'' \approx 0$ であり、渦糸の放出に対して強い抑制作用が働いている。

この様な粘性底層に回転する粒子($R_s \sim 5$)が進入すると、まず、縦渦への渦度供給の増加が考えられる。しかし、縦渦は流下方向長さ $100 \nu / \alpha^*$ 程度の小渦の連なりと考えられ、この一部に強い上昇域があって、そこから渦度を吸収していると考えられる^{8,9}。従って、この効果は非常に小さいものと予想される。

さらに乱れが広がるメカニズムとして Landahl¹⁰ の 2 スケールモデルを考える。強い乱れが発生すると非線形項が無視できない。小スケール擾乱の非線形効果から大スケール擾乱が生ずる。これを大スケール擾乱方程式のソース項に置き換える。この様な仕組みを使って、Landahl はバーストによる擾乱がさらに下流に新たなバーストを引き起こす解析法を考えた。

このモデルを浮遊砂流に適用して図-1 の A の減少を次の様に考える。粘性底層内の各粒子による混合作用が大きくなり、局所的に変曲点分布が生じて強い乱れが作られる。そして、各粒子がいわば小型のバーストを作り、そこから大スケール擾乱を生み出してこれらが接続する。この結果、粘性底層上部の流速が広範囲にわたって低下して A の大きな減少を引き起こす。

$R_s = 10 \sim 20$ の場合には縦渦本体との相互干渉が起こる。エジェクションを誘発し、乱れが増す(文献 7)ことが考えられる。これによって粘性底層上層の破壊が進み A の減少が生ずる。この作用は $C_b \rightarrow$ 大とともに増

大して、図-2の $C_0 > 3\%$ に対応する変化を作り出す。一方で、 $C_0 < 3\%$ における大きな散らばりを見ると、条件によっては $R_0 \sim 5$ の粒子の様に粘性底層に対して効果的に作用することも考えられる。

4 考察

粒子混入による乱流強度の変化に関する主要因として、これまで、1) 微小粒子であれば乱れへの追従がよいため乱れは減衰する、2) 粒子周辺で流れの剥離が生ずるほどレイノルズ数が大きければ乱れは増える、の2つが考えられていたが、この2つでは十分な解釈ができなかった。しかし、剪断流に対しては、3節の考察から新たに Landahl 型の乱れ増加の要因を考えることができる。

剪断流の作用で回転する粒子によって不安定な U-分布が生じ、これから生成される乱れが大スケールの擾乱を誘発する。これらが接続して全層に擾乱が伝わる。このような効果が生ずるには剪断層の厚さ l に比べて粒子径はある程度以上大きくなる必要があるだろう。小さ過ぎると、例えば、粘性底層における $R_0 \sim 1$ の粒子の様に何の影響も与えない。すなわち、 $d/l \geq (d/l)_c$ である。これは、Gore と Clow¹¹型のモデルである。著者らの検討によると、Gore と Clow のモデルは剪断流に対して適用性が良いことから Landahl モデルの解析から解釈できる可能性がある。

Landahl 型モデルを滑面開水路流の全層に適用するには、内部構造に応じて粘性底層、バッファー層、対数域～後流域の 3～4 の剪断層に分けて、それぞれの層で Landahl 効果を考えるべきであろう。通常みられる滑面流路浮遊砂流では粘性底層やバッファー層で A 減少の方向に作用しても対数域では $d/l \ll 1$ となるため乱れが減少して速度勾配は増加することになる。

参考文献

- 1 Itakura T. and T. Kishi; Open channel flow with suspended sediments, ASCE, No. HY8, 1980
- 2 今本博健、大年邦雄; 固液混相開水路流れの水理特性に関する研究、京都防災研究所年報、第 22～23 号、B-2、1979～1980 年
- 3 平井裕次郎; 浮遊砂の構造に関する研究、北海道大学工学研究科土木工学平成 2 年度修士論文、1990 年
- 4 Neill L. Coleman; Velocity profiles with suspended sediment, J. of Hydraulic Research 19, No. 3, 1995
- 5 Wang Xingkui and Qian Ning; Turbulence Characteristics of Sediment-Laden Flow, ASCE, Vol. 115, HY. 6, 1989
- 6 B. P. Yung, H. Merry, and T. R. Blittm; The roll of turbulent bursts in particle re-entrainment in aqueous systems, Chem. Eng. Sci. 44, 873, 1989
- 7 M. Rashidi, G. Hetsroni and S. Banerjee; Particle-Turbulence Interaction in a Boundary Layer, Int. J. of Multiphase Flow Vol. 16, No. 6, 1990
- 8 上野 鉄男・宇民 正、二次元パターンに認識による開水路乱流の組織構造の研究、京都大学防災研究所年報 第 33 号 B-2、1990 年
- 9 三宅 裕 “壁近傍の縦渦の数値シミュレーション” なかれ 14 1995 年
- 10 M. T. Landahl “On Sublayer Streaks” J. Fluid Mech., Vol. 212, 1990
- 11 R. A. Gore and C. T. Crow, Effect of Particle size on Modulating Turbulent Intensity”, International Journal Multiphase Flow, Vol. 15, No. 2, 1989