

Bed-material loadが液相に及ぼす 影響に関する実験的研究

EFFECT OF BED-MATERIAL LOAD ON LIQUID-PHASE EXPERIMENTING

橋津家久¹・江崎慶治²・金縄健一³

Iehisa NEZU, Keiji ESAKI and Ken-ichi Kanenawa

¹正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

³学生員 京都大学 工学部地球工学科

The movable bed phenomenon constitutes a complicated system in which the flow, the bed-material load and the bed shape interact with each other. In the present paper, a study on this mutual interaction system has been performed. However, an interaction between turbulent flow and bed-material load has not been so investigated, because it is very difficult to conduct turbulence measurements in sediment laden flows. In the present study, turbulence measurements were conducted using LDA in sediment laden open channel flows, and bed-material load was also measured by PIV.

Key Words : Bed-material load, solid-phase, liquid-phase

1. 緒論

流砂研究は、従来、掃流砂と浮遊砂とに分類され、研究が展開されてきた。これは、Bed-material loadを便宜上解釈し易いように、前者の輸送形態を流体力により河床を転動、滑動及び跳躍(saltation)しながら河床付近を輸送される流砂とし、一方、後者の輸送形態は流れの拡散現象により流路断面内を輸送される流砂としたものである。しかし、Einstein¹⁾が提唱したように、掃流砂濃度が底面付近の浮遊砂濃度を規定するといったように、掃流砂と浮遊砂はそれぞれ独立して存在することはなく、掃流砂及び浮遊砂の遷移領域を含めた両者の混在する流れが通常である。

辻本・中川²⁾は、掃流から浮遊への遷移機構に関して基礎的研究を行っている。ここで、辻本・中川は、掃流砂運動をsaltation中の軌跡がほぼ平均流体力に対し運動方程式で記述されるような確定論的挙動を呈すとし、掃流砂から浮遊砂への遷移をsaltation中の確定論的軌跡からの水流の変動作用による「異常な逸脱」と定義している。また、辻本・中川は、掃流砂と浮遊砂との遷移の特性を総流砂量に対する浮遊砂量の比(r_{st})と無次元掃流力(τ)との関係を提示し、掃流限界(掃流砂が卓越する上限)、浮遊限界(浮遊砂が卓越する下限)とを r_{st} によって定義し、粒径の大きいものほど r_{st} は大きくなり、両限界の τ の差は、大きくなるとしている。さらに、Nezu & Nakagawa³⁾が提唱した乱れ強度の普遍式を用いて、saltation粒子の浮遊への遷移機構について検討している。関根・小川田⁴⁾は、Bed-

material loadの統一的扱いを数値シミュレーションにより定性的に検討している。関根・小川田によると、saltation軌跡からの大幅な逸脱は、浮遊砂が卓越する条件である $u_* / w_0 = 1$ よりも小さい場合にも起こり、その限界は0.4から0.5程度になる、粒子が比較的高周波数の流体の変動まで追従できるとして、粒子の加速度と流体の加速度との相関性は極めて強い等の結論を導いている。しかし、この数値シミュレーションは、単粒子の解析で粒子間衝突の効果を含んでいない。一方、江頭⁵⁾は、粒子密度が液体と比較し大きいような固液混相の重力流動では、粒子間の静的な接触応力、動的な衝突応力及び粒子間隙の流体が受け持つ応力の線形和として土石流の構成則を提案している。その中で、掃流層内の粒子衝突に伴う応力は、降伏応力よりも小さな値をとり、固液混相流の流れ場では粒子間衝突の効果は支配的ではないとしている。

上述の幾つかの知見によると、Bed-material loadを含む流れ場において、掃流砂と浮遊砂は相互に交換を繰り返す、さらに両者の直接の駆動力となる流体にも多大の影響が及ぼされると考えられる。そのため、Bed-material loadが液相に及ぼす影響について平均流及び乱流の観点より検討することが本研究の目的である。

2. 実験方法

本研究は掃流砂と浮遊砂とで形成される間隙層厚を高くするために、全長12m、幅50cmの可変勾配型

表-1 水理条件

case	B	h	Q	Fr	B/h	U _*	τ _*
sb1	10	5.5	2	0.50	1.82	3.26	0.16
sb2		6.5	3	0.58	1.54	3.76	0.21
sb3		7.5	4	0.62	1.33	3.91	0.23

表-2 粒径別の U_{*}/w₀

case	u _* (cm/sec)	U _* /w ₀ (d(μm))			
		590	420	297	210
sb1	3.26	0.105	0.209	0.412	0.834
sb2	3.76	0.125	0.246	0.491	0.984
sb3	3.91	0.135	0.266	0.532	1.064

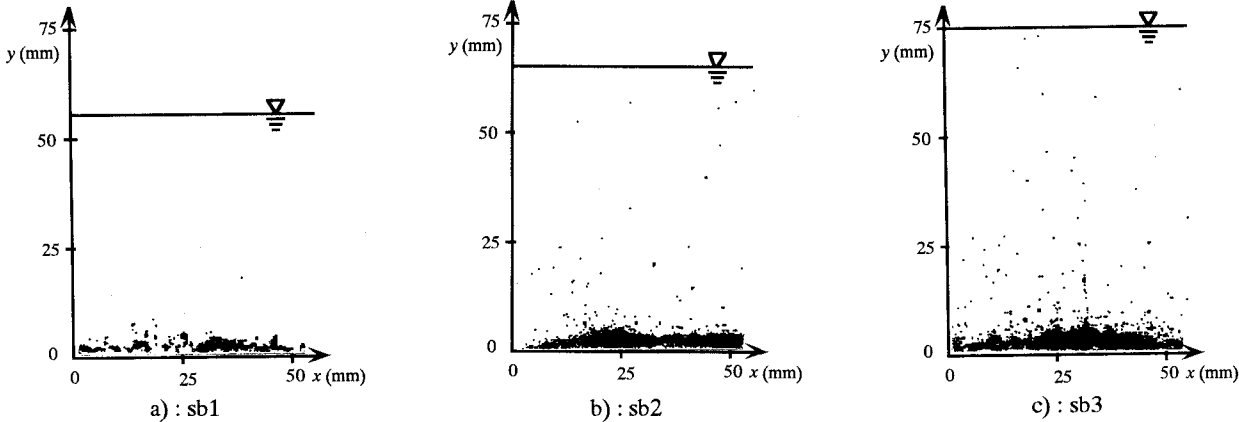


図-1 粒子の分布状況 (a): sb1, b): sb2, c): sb3)

循環式直線水路に鉄板を設置し、水路幅を10cmにして実験を行った。座標系は流下方向をx、水路底面から上向きにyとし、流速変動成分は流下方向成分をu、鉛直方向成分をvとした。液相系の実験には、LDA(Dantec社製)を用いて上流端より8mの位置で計測を行った。また、鉛直方向の計測点の移動については、移動精度0.01mmのコンピュータ制御による自動トラバース装置を用いた。なお、計測中は上流端より1mの位置で給砂を行った。表-1に水理条件を示す。ここに、h：水深、Q：流量、Fr：Froude数、B/h：アスペクト比、U_{*}：摩擦速度、τ_{*}：無次元掃流力である。摩擦速度の算定に関しては後述する。また、本研究で用いた砂粒子は5号珪砂(σ/ρ = 2.59, σ：砂粒子の密度、ρ：液体の密度)である。そのため、砂粒径にバラツキがあり、従来より指摘されている掃流砂または浮遊砂が卓越する条件であるU_{*}/w₀をそれぞれの砂粒径に応じて算定したものが表-2である。

砂粒子の濃度分布については、PIVシステム(Dantec社製)を用いた。ダブルキャビティのYAGレーザを上方から照射し水路側壁方向に設置したCCDカメラ(ピクセル分解能1008x1018)によって水路中央断面における画像を処理することで濃度情報を得た。

3. 実験結果及び考察

(1) 濃度分布

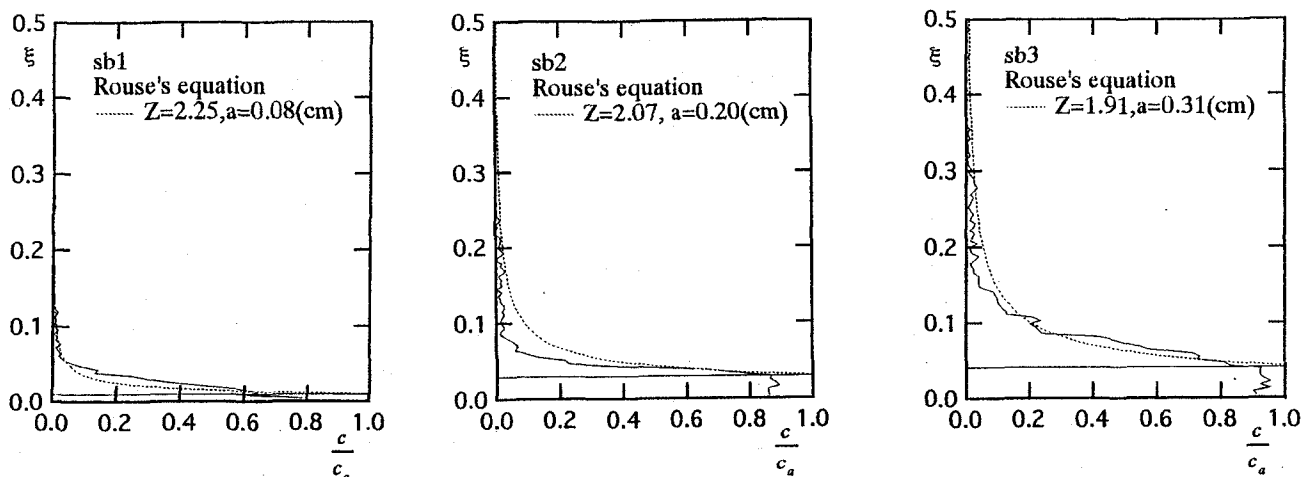
図-1a)-c)にsb1-3のPIVにより得られた画像を示

す。黒点が砂粒子を表しており、縦軸はy、横軸はxである。sb1からsb3にかけて系統的に浮遊粒子の層が拡大していることが観察される。また、河床において高濃度の掃流層が形成されている。これは本研究がシートフロー状の流れ場を有していることを示唆している。この画像を各ピクセルごとに算定し、濃度分布を示したものが図-2a)-c)である。図中には次式で示されるRouse型の濃度分布を併示している。

$$\frac{c}{c_a} = \left(\frac{h-y}{y} \cdot \frac{a}{h-a} \right)^Z \tag{1}$$

$$Z = \frac{w_0}{\beta \kappa U_*} \tag{2}$$

ここにc：粒子濃度、c_a：y=aでの粒子濃度、w₀：砂粒子の沈降速度、β = 1.2、κ = 0.41、a：基準面高さである。なお、浮遊砂の基準面高さは、濃度分布の形状から濃度が減少する位置を基準面高さとした。sb2およびsb3の濃度分布はRouse型の濃度分布と比較し、概ね一致していると考えられる。しかし、sb3のように基準面高さ、つまり掃流層厚が砂粒子の10倍近くまで形成されるかが問題である。もし、中川ら⁷⁾が示唆しているように、一つ一つのsaltation軌跡が乱れによる揺らぎを受けないと仮定して、砂粒子のsaltation高さを掃流砂の上限と考えると、本研究で用いた基準面高さは妥当なものであるといえよう。しかし、saltation運動を浮遊砂の運動と解釈すれば、掃流層厚は砂粒径の数倍程度にとどまり、図-2a)-c)に併示したRouse型の濃度分布は下方にシフトされる。これより、掃流砂および浮遊砂を含めた濃度分布の推定を行



a) : sb1

b) : sb2

c) : sb3

図-2 濃度分布 (a) : sb1, b) : sb2, c) : sb3)

うことが必要であると考えられ、また今後の掃流砂・浮遊砂を統一的に解釈するための検討課題であると思われる。

(2) U の評価方法

U の評価は、一般的に、外層領域における Reynolds 応力の実験値を用いて最小二乗法により算定される方法、主流速分布の対数則領域を用いて最小二乗法により算定される方法、あるいは、 $U_* = \sqrt{gRI_c}$ により算定される方法がとられる。

2次元開水路等流時に成立する Reynolds 応力の三角形分布は粘性の効果を無視すると次式で表される。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \xi \quad (3)$$

ここに、 $-\overline{uv}/U_*^2$: 規格化された Reynolds 応力、 $\xi = y/h$ である。本研究では、アスペクト比が Nezu & Nakagawa⁵⁾ の基準 ($B/h > 5$) を満たしておらず、2次元流の発生が予想される。2次元流が発生した場合、Reynolds 応力は上昇流領域で三角形分布から上方に、下降流領域では下方にずれることが知られており、上述の方法では算定が困難となる。

一方、対数則領域により算定する方法は、次式の対数則の直線分布を用いて行われるのが通常である。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y + \Delta y}{k_s} + A, \quad (4)$$

ここに、 $U^+ = U/U_*$ 、 A : 積分定数、 κ : Karman 定数 ($\kappa = 0.41$)、 Δy : 補正量である。内層において直線分布が成立する場合に適用できるが、掃流砂を伴う流れ場においては掃流砂の運動が流体を鉛直方向に混合させるために底面付近で流速が一樣化すること、粗面の効果により底面付近において対数則から上方にずれること、および浮遊砂を伴う流れ場においては Karman 定数が変化するということが知られている。そのため、対数則の成立領域が減少し、 U の評価の信頼性を失うことに繋がる。そのため、底面付近で流速が一樣化する流れ場においては原点補正が施され、 U が

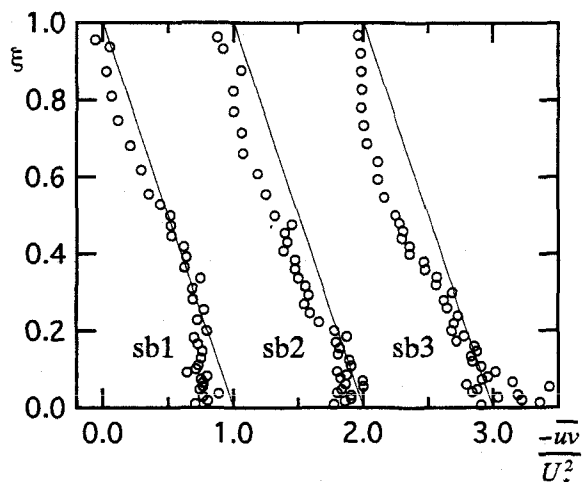


図-3 Reynolds 応力分布

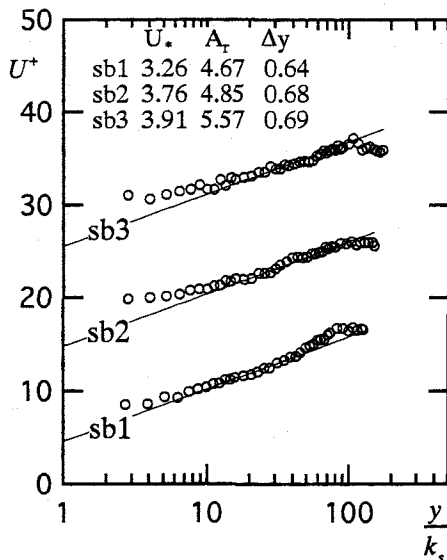
算定される。従って本研究においても原点補正を行い U を評価した。原点補正の算定には、Rotta⁸⁾ によって提唱されている次式を用いた。

$$\Delta y^+ = 0.9 \left[(k_s^+)^{1/2} - k_s^+ \exp(-k_s^+/6) \right] \quad (5)$$

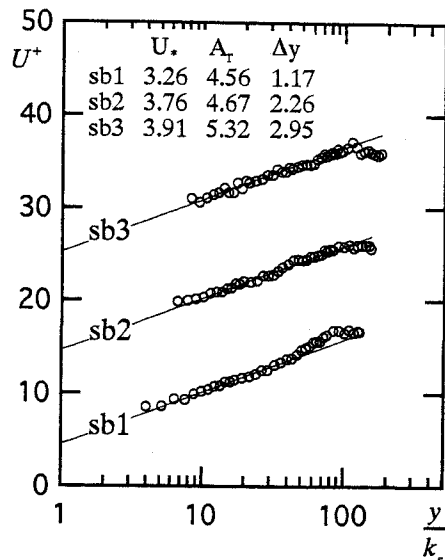
ここに、 $\Delta y^+ = \Delta y U_*/\nu$ 、 $k_s^+ = k_s U_*/\nu$ である。なお k_s は、5号珪砂の平均粒径 $d_m = 0.0432$ (cm) とした。

(3) Reynolds 応力

図-3は各ケースの Reynolds 応力分布を ξ に対して示したものである。各ケース間での比較を行うために横軸を1ずつシフトさせている。なお、sb1-3はアンサンブル平均を施している。図中には式(3)で表現される三角形分布を併示している。sb1-3のいずれのケースも2次元流の影響により半水深以上で Reynolds 応力が三角形分布よりも小さな値をとっていることが観察される。しかし、本研究の目的は掃流砂・浮遊砂が存在する層の乱流構造を解明することを目的としているため、掃流層内のものにかぎり考察する。掃流



a): Rottaの原点補正



b): 本実験の原点補正

図-4 主流速分布 (a): Rottaの原点補正, b): 本実験の原点補正)

層内では、sb1で三角形分布よりもReynolds応力が欠損しているが、sb2-3でReynolds応力が増加し、それらの分布形状は明らかに異なる。これは、礫津らが行った掃流砂を伴う流れ場の実験と同じ傾向を示している。sb1では、濃度がsb2-3よりも相当低いために掃流砂の効果よりも砂粒子の粗度としての働きが支配的となり、粗面流れの特徴を有したものと考えられる。一方、sb2-3においては河床で高濃度層を形成したために層内を通過する砂粒子の重力の作用により粒子が直接エネルギーを受け、粒子の運動から液相へと乱れエネルギーが伝達されていると推測される。これより層内でReynolds応力が増加したと考えられる。また、河床がルーズな事も一つの要因であるようにも思える。粗面ではReynolds応力が滑面のそれよりも増加する。これは壁面の制約が緩和されることで、粗面流れの鉛直方向乱れ強度が滑面のそれよりも大きくなり、Reynolds応力も増加すると解釈されている。これを流砂を伴う流れ場に適用すると、壁面が移動床であるために、その制約緩和が粗面流れよりも更に促進され、Reynolds応力が増加したと推測される。

(4) 主流速分布

図-4a)は、アンサンブル平均を施した主流速分布に、Rottaの原点補正量を導入した主流速分布である。なお、縦軸は U^+ 、横軸は y/k_s であり、ケースごとに10ずつシフトしている。図-4a)より粗面流れを対象とした式(5)による原点補正量では、原点補正量の不足が確認される。そのため、本実験で得られた主流速分布が対数則に適合するように原点補正を施した図-4b)を示す。原点補正量の違いは図中にも示すように、Rottaによって規定された値より大きな値を取っていることが分かる。ここで、図-5に掃流層厚に対しての原点補正量を示す。なお、規格化はケースごとの水深で行っている。粗面流れの原点補正量は、ほぼ一定値をとるのに対し、Bed-material

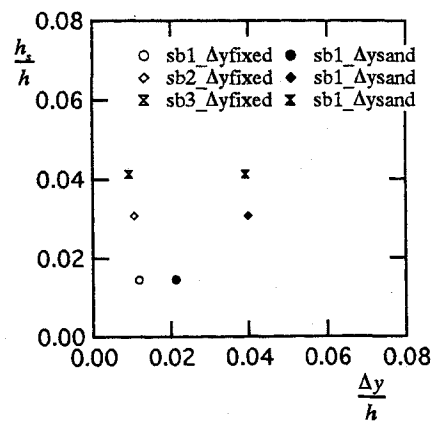


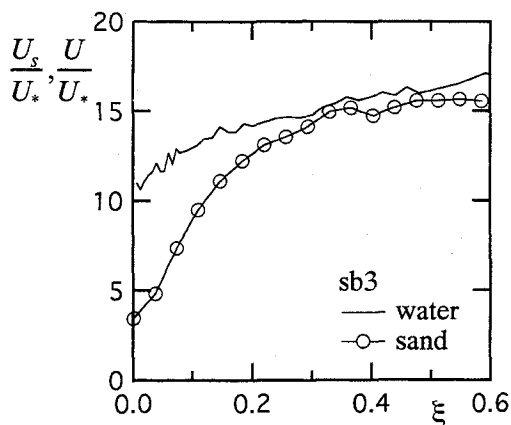
図-5 掃流層厚と原点補正の関係

loadを伴う流れ場においては原点補正量が掃流層厚の増加に伴い線形的な増加を示していることが観察される。これは、原点が掃流層厚に起因するものであると考えられ、Bed-material loadを伴う流れ場での原点補正量はRottaの原点補正量に流砂の効果を含んだ次式で表現されると推測される。

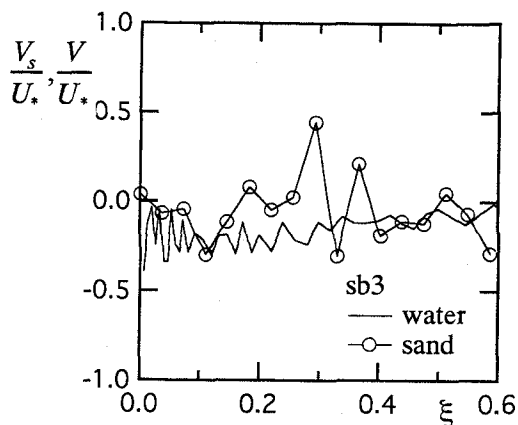
$$\Delta y_b = \Delta y_r + \text{func}(c, h_s, d) \quad (6)$$

ここに、 Δy_b : 流砂を伴う流れの原点補正量、 Δy_r : 粗面流れの原点補正量、 h_s : 掃流層厚、 d : 砂粒径である。なお、本研究では定式化するのに不十分なデータ量なので定式化は避けた。

次に層内における流速の一様化現象であるが、粗面流れにおいても、相対水深が小さい場合、粗度近傍でroughness sublayerが発達し、流れの構造に大きな影響を与えると指摘されている¹⁰⁾。シートフローを伴った場合でも、粒子が粒子群を形成し、それによりwakeが発生していると考えられる。ここで、粒子の影響がもっとも顕著であるsb3について、固相の速度分布を検討する。図-6a)-b)に砂粒子の流下及び鉛直方向速度を示す。なお、規格化は(2)節で算出した U で行い、液相の流下方向及び鉛直方向の流速分布



a): 流下方向



b): 鉛直方向

図-6 粒子速度 (a): 流下方向, b): 鉛直方向)

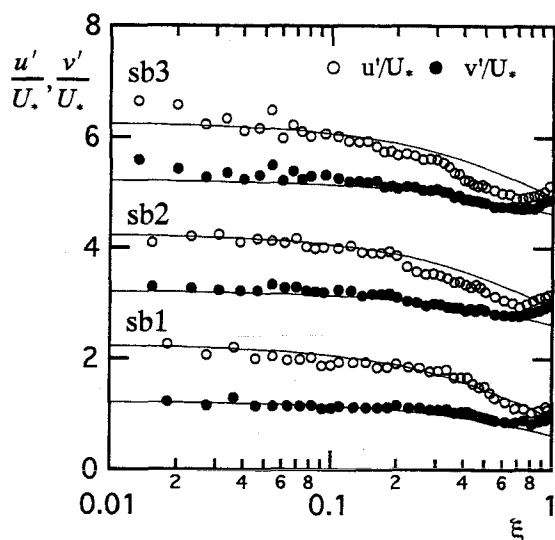
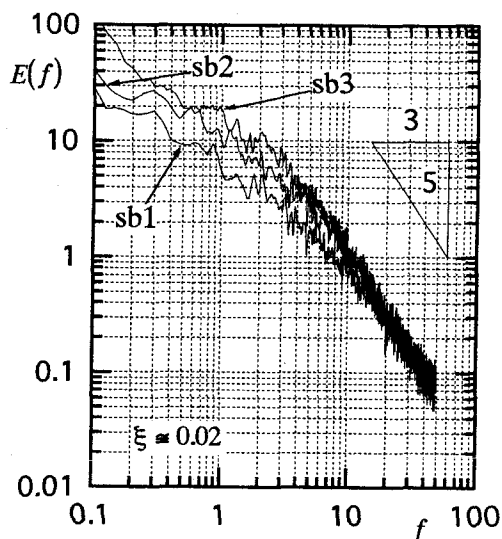
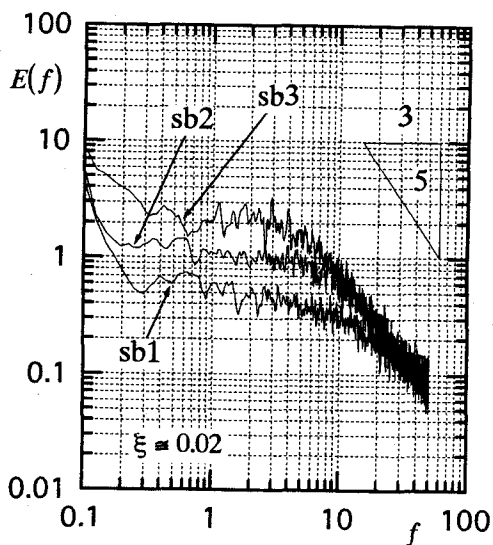


図-7 乱れ強度分布



a): 流下方向



b): 鉛直方向

図-8 スペクトル分布 (a): 流下方向, b): 鉛直方向)

を併示している。図-6b)より観察されるように鉛直方向の粒子速度は、 $\xi = 0.2 \sim 0.3$ 付近で顕著な増加傾向を示しており、それ以上では鉛直方向の速度がほぼゼロに近づく。本実験の $\xi = 0.2$ 付近は掃流層内を意味し、掃流層内での鉛直方向粒子速度は殆どゼロに等しいが、それ以上の領域では、粒子が上方に運動していることが観察される。この現象の要因として、粒子の巻き上げ及び2次流の効果が挙げられるが、どちらの効果が大きく影響しているのかということはこの図からは判断されない。従ってこれについては今後の検討課題としたい。また、粒子が層内より以上では、粒子速度が移流の效果を受けて流下方向に速度を増し、鉛直方向への挙動を示さなくなる傾向を有している。このことから浮遊粒子は移流の效果を支配的に受けて運動していると考えられる。

(5) 乱れ強度分布

図-7は、sb1-3の乱れ強度分布を示したものである。すべてのケースにおいてアンサンブル平均を施している。なお、図中の曲線は次式で表される⁹⁾。

$$\frac{u'}{U_*} = 2.26 \exp(-0.88\xi) \quad (7)$$

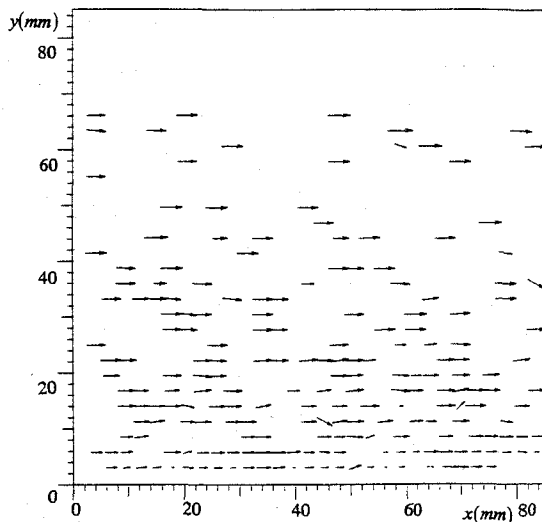


図-9 粒子の瞬間挙動

$$\frac{v'}{U_*} = 1.23 \exp(-0.67\xi) \quad (8)$$

粗面流れでは、滑面よりも主流方向乱れ強度 u'/U_* が減少し、鉛直方向乱れ強度 v'/U_* が増加することが知られている。本研究でもその傾向が顕著に現れ、鉛直方向の乱れ強度分布はsb3で増加していることが観察される。そのため、Bed-material loadを伴った流れにおいても乱れの等方化指向が促進されることが考えられる。また、鉛直方向乱れ強度の増加の要因としては、移動床では河床がルーズなために壁面の制約がなくなり増加したとも解釈できる。

(6) スペクトル

図-8a)-b)に掃流層内($\xi = 0.02$)の流下及び鉛直方向のスペクトル分布を示す。縦軸は乱れのパワースペクトル密度 $E(f)$ 、横軸は周波数 f である。なお、 $E(f)$ は次式で算定した。

$$E(f) = \frac{A_\epsilon}{(2\pi)^{2/3}} U_*^{2/3} \epsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (10)$$

ここで、 A_ϵ :Kolmogoroff定数($A_\epsilon = 0.5$)、 ϵ :逸散率である。図-8a)-b)より層内における流下及び鉛直方向の $E(f)$ は低周波領域で明らかに系統的な増加をしていることが観察される。小松ら⁹⁾は、発生直後のwake領域をレーザーで測定することでスペクトルに大きなピークが生じると指摘しており、粒子がシートフローを形成して運動することにより発生する砂粒子背後のwakeのために大規模な渦が発達し流下及び鉛直方向の $E(f)$ は大きくなると考えられる。また、中川ら¹⁰⁾の粗面流れのスペクトル特性からも本研究と同様に低周波領域で卓越周波数を有しており、wakeの発生により低周波領域での $E(f)$ の増加が再確認できる。

(7) 粒子の瞬間運動

図-9に粒子の瞬間挙動のベクトル図を示す。対象

としたのは粒子の挙動がもっとも大きいsb3である。図-9より(4)節で示したとおり、上方で粒子の挙動は移流の効果を受けて流下方向に卓越している。しかし、底面において、その挙動は上方に向かっており鉛直方向の運動が激しくなっていることが、これよりも確認できる。

4. 結論

本研究では、Bed-material loadが液相に及ぼす影響を検討するために、LDAとPIVを用いて液相及び固相の両側面から検討した。以下に本研究で得られた知見を記す。

液相中の固相の運動は高濃度である場合、鉛直方向への挙動は呈さず、流下方向への挙動を支配的に呈す。しかし、液相は固相よりも運動が柔軟なために移動床のように河床がルーズな場合、壁面の制約が緩和され液相のReynolds応力、鉛直方向の乱れ強度は増加する。さらに、鉛直方向の乱れ強度は、等方化指向により乱れが再分配されることも増加の要因であると考えられる。一方、掃流層内以上では、粒子の巻き上げが生じ、鉛直方向への運動が顕著になるが、それ以上の粒子の挙動は、移流の効果を受けて再度流下方向への挙動が支配的となる。また、掃流層内では、粒子群がwakeを発生し大規模渦を形成するために低周波領域において乱れのパワースペクトル強度が大きくなることが確認された。

参考文献

- 1) Einstein, H. A.: The bed load function for sediment transportation in open channel flows, Technical Bulletin, No.1026, USDA, Soil Conservation Service, 78 p., 1950.
- 2) 辻本哲郎, 中川博次: 掃流から浮遊への遷移機構に関する基礎的研究, 土木学会論文集, 第369号/II-5, pp.43-50, 1986.
- 3) 関根正人, 小川田大吉: 掃・浮遊砂が混在する流れにおける土砂の運動に関する研究, 水工学論文集, 第38巻, pp.597-602, 1994.
- 4) 江頭進治, 宮本邦明, 伊藤隆郭: 掃流砂量に関する力学的解釈, 水工学論文集, 第41巻, pp.789-794, 1997.
- 5) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open channel Flows, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam, pp.12-28, 1993.
- 6) 小松利光, 押川英夫, 竹内美礼: 中立浮遊粒子を含む流れ場の乱流空間特性, 水工学論文集, 第43巻, pp.395-400, 1999.
- 7) 中川博次, 辻本哲郎, 村上正吾, 小藪仁: 浮遊砂の基準面濃度の推定について, 第28回水理講演会論文集, pp.665-670, 1984.
- 8) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent Structure in Steep Open-Channel Flows, Memoirs of the FACULTY OF ENGINEERING KYOTO UNIVERSITY, pp.151-177, 1991.
- 9) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 江崎慶治: 掃流砂を有する平坦河床上の乱流構造, 水工学論文集, 第43巻, pp.755-760, 1999.
- 10) 中川博次, 辻本哲郎, 清水義彦: 粗度近傍の組織的流速変動場が相対水深の小さな流れの乱流構造に及ぼす影響, 第33回水理講演会論文集, pp.487-492, 1989.

(1999.9.30受付)