

浮流砂の運動機構に関する研究 Study on the Mechanism of Suspended Load

早稲田大学大学院 学生員 関 根 正 人
早稲田大学理工学部 学生員 広 末 真 宏
早稲田大学理工学部 学生員 菊 池 節 男
早稲田大学理工学部 正 員 吉 川 秀 夫

1. は じ め に

浮流砂に関する研究は、これまで数多くなされてきたが、筆者らは、主として次の2点に問題が残されていると考える。すなわち、一つは、浮流砂の濃度分布と河床との関係が不明瞭であることである。浮流砂といえども、その土砂粒子は河床から供給されたものであるから、特に濃度に関しては、両者の関係を明らかにする必要があると考えられる。また、もう一つは、浮流粒子の運動と水の乱れとの関係が十分解明されていないことである。これは、乱流構造自体の複雑さおよび計測方法の問題等によるものであるが、浮流砂の運動機構を把えるには、まず両者の関係を明らかにする必要がある。そこで、これらを鑑み、手初めとして人工的に制御可能な乱れの場における河床粒子の浮流に関する研究を行ない、このような単純な場合について上記の2点を検討し、一般の流れの場での浮流砂の運動機構を解明する手がかりとしたい。

2. 実 験 概 要

実験には、全長4m、幅2cm、高さ40cmのアクリル製水路を用い、ここに直径0.65mmの鋼線を3mm間隔に張ることによりつくった格子を図1のように3段挿入し、静水中でこれを振動させることにより乱れを人工的に生じさせた(なお、振動は格子の動きが正弦的であるように調節した)。また、河床粒子としては、粒径2mm、比重1.05のポリスチレン粒子(沈降速度 $w_0 = 2.16 \text{ cm/sec}$)を用い、これを厚さ10cm程度敷き並べて河床(水路床)とした。

水路内の乱れは、格子の振動周波数 f および格子の設定位置(格子の最下点から河床面までの距離 D_s)により異なる(ただし、格子の構造およびストローク S_0 については変えないものとする)。そこで、まず f および D_s を変え、その各々について乱れの計測を行ない、乱れの特性を明らかにするとともに、河床粒子の浮上限界をみつけ、これと乱れとの関係を把むことを試みた。次に、格子の最下点を河床面から粒径 d 程度上($D_s = d$)に設定し、水路内にほぼ様な乱れが生じていることを確かめた後、この乱れと浮流粒子の運動との関係を調べる実験を行なった。乱れの計測にはレーザ・ドップラ流速計を用い、データの処理に当っては、サンプリング周数数を1/200秒、データ総数を2,048個とし、これらを A/D 変換した後に行なった。浮流粒子の運動については、ロータリーカメラを使ってビデオに収録し、その軌跡を1/60秒間隔で追跡した(なお、格子が粒子を叩くことは稀であるが、ビデオ解析の際にはこれを除いて行なっている)。

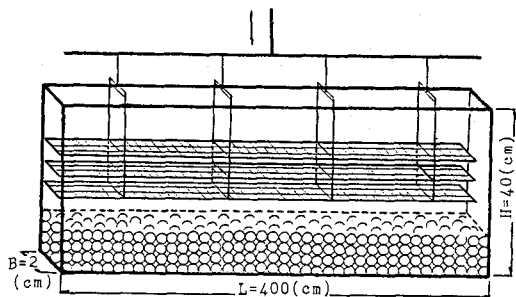


図1. 実験装置

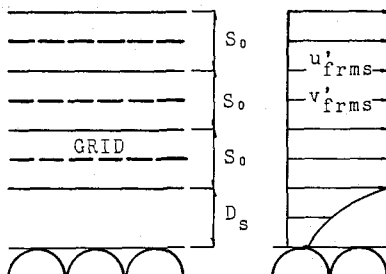


図2. 乱れ強度分布の概略図

3. 乱れの特性

3-1 乱れ強度

振動格子を上下させることにより生成される乱れの場合は、大きくは、その生成域と減衰域とに分けられる。すなわち、生成域とは格子が上下に移動する範囲に相当し、ここでは、ほぼ一様な乱れが生じている。これに対し、減衰域とは格子の最下点から河床までの範囲に相当し、ここでは、乱れは、格子最下点からの距離 ξ が大きくなるにつれて減衰していく（図2参照）。なお、本研究で対象とする乱れの場合は、上記の2つの領域のいずれにおいても、流れの平均値 $\bar{u}_f$ 、 $\bar{v}_f$ は0であり、乱れの root-mean-square u'_{rms} 、 v'_{rms} もほぼ等しい値となっている。

まず、減衰域の乱れについては、Thompson&Turner¹⁾ Hopfinger & Toly²⁾、浦・小松・松永³⁾らが類似の装置を用いて計測しており、これらをも参考にして次のような結果が得られた。すなわち、乱れ強度 u'_{rms} 、 v'_{rms} は、格子の振動周波数 f の $4/3$ 乗に比例して増大し、距離 ξ' の $-1/2$ 乗に比例して減衰することがわかる（図3参照）。これにより、次元解析の結果として次式を得た。

$$\frac{u'_{rms}}{S_0 f} = \frac{v'_{rms}}{S_0 f} = 2.83 \times 10^{-2} \left(\frac{S_0 M f}{\nu} \right)^{1/3} \left(\frac{\xi'}{M} \right)^{-1/2} \quad (1)$$

$$\xi' = \xi + S_0/5$$

ここに、 S_0 はストローク（ $=2.8\text{cm}$ ）、 f は周波数、 M はメッシュ間隔（ $=0.3\text{mm}$ ）、 ν は水の動粘性係数である。図3の実線は式(1)によるもので、これより式(1)が実測値と比較的よく一致することがわかる。

また、生成域についても、同様に、次式の関係が得られた。

$$\frac{u'_{rms}}{S_0 f} = \frac{v'_{rms}}{S_0 f} = 1.37 \times 10^{-2} \left(\frac{S_0 M f}{\nu} \right)^{1/3} \quad (2)$$

図4は、実測値と式(2)との対応をみたもので、これより、式(2)の適合性が確かめられた。なお、式(2)による値は、式(1)における $\xi=0$ の値と一致する。

3-2 乱れの周期性

乱れの変動周期については、格子の振動周期 T と一致することが予想され、これを確かめるために乱れのエネルギースペクトル、自己相関係数の一例を図8、9および11、12に示した。図8、9よりスペクトルのピークが生じる卓越周波数 f_p が格子の振動周波数 f と一致することがわかる。また、図11、12より、相関係数にも明瞭な卓越周期 τ_p が認められ、これが T と一致することがわかる。以上により、乱れが格子の振動に応じた周期性を示すことが確かめられた。

4. 河床粒子の浮上限界

一般の流れの場合における河床粒子の浮上（あるいは移動）限界は

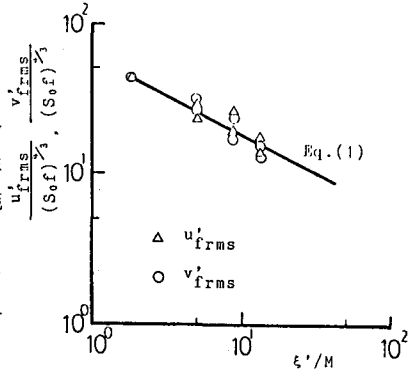


図3. 乱れ強度分布（減衰域）

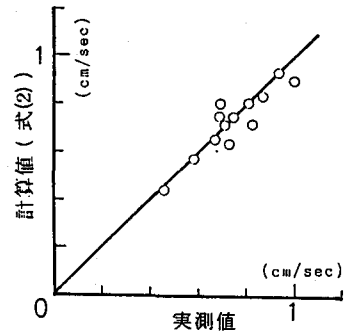


図4. 乱れ強度の評価（生成域）

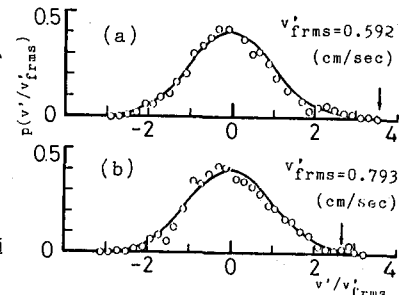


図5. v'_r の生起確率密度分布

表1. 浮上限界時の乱れ強度 v'_{cr}

CASE	D_s (cm)	f (Hz)	v'_{cr} (cm/sec)
1	0.20	1.89	0.623
2	0.20	2.07	0.642
3	0.20	2.12	0.647
4	0.20	2.31	0.666
5	0.30	2.28	0.623
6	0.30	2.70	0.659
7	0.35	2.44	0.620
8	0.40	2.31	0.592
9	0.50	2.22	0.556
10	0.55	2.36	0.555
11	0.60	2.90	0.581
12	0.70	2.95	0.561
13	0.70	3.21	0.577

主として主流方向の抗力によると考えられ、鉛直方向の乱れ成分 v'_{fz} による影響は相対的にはさほど顕著でない。しかし、掃流砂から浮流砂への遷移を考える際には、これが極めて重要な意味をもってくる。本研究で対象とする流れの場では、上記の抗力が無視できるために掃流砂は存在せず、その結果、主に v'_{fz} のみの作用により河床粒子が浮流状態へと遷移する。そこで、本章では、粒子の浮上限界について、その際の鉛直方向の乱れ強度と粒子の沈降速度との関係を明らかにする。

河床上面での鉛直方向の乱れ強度 v'_{fz} は、前章の式(1)からわかるように格子から河床面までの距離 $z=D_0$ と格子の振動周波数 f により決まるため、この D_0 と f を変化させて、浮上限界の v'_{fz} の値を求めた(表1参照)。これにより、 v'_{fz} と粒子の沈降速度 w_0 との関係は、次のようになる。

$$w_0 / v'_{fz} = 3.55 \quad (3)$$

この式(3)については次のように説明できる。鉛直方向の乱れ成分 v'_{fz} は図5のように正規分布となり、ここで求めた v'_{fz} はこの分布の標準偏差に等しいと考えられる。ここで、図5の(a)は浮上限界時の、(b)は限界後の乱れの分布である(図中には沈降速度を矢印で示した)。この図より、河床粒子の浮上には、沈降速度以上の乱れが必要であることがわかる。言い換えれば、浮上限界は、沈降速度以上の乱れが存在するか否かの限界と一致すると考えられる(なお、浮上限界の判断は極めて難しいが、本研究では、河床粒子が揺れを起こす程度としており、 v'_{fz} を多少小さく取っていると考えられる)。

5. 浮流粒子の濃度分布

一般のせん断乱流中の土砂の浮流を考える際には、浮流砂と河床との間に掃流砂が介在するため、従来、浮流砂は掃流砂の一部が遷移することにより生じていると考えられてきた。この結果、浮流砂の濃度分布についても、掃流砂濃度あるいはある高さでの既知の濃度を基準にした分布が得られているにすぎず、浮流砂濃度と河床濃度との関係については必ずしも明らかにされているとは言えない。そこで、この浮流砂濃度と河床濃度との関係を把握するのが本章の目的であり、本研究の場合には、掃流砂が存在せず、河床粒子が直接浮流砂へと遷移するため、上記の関係を明確に把握できると考えられる(なお、Rouse⁴⁾も同様の実験を行っているが、この場合には、円筒中に入れられたある量の粒子を格子による乱れで拡散させるに止まり、河床を設定しなかったために、浮流砂濃度と河床との関係を解明するには到らなかった)。

実測により得られた濃度分布の一例を図6に示す。ただし、実験に当っては、格子の最下点を河床面から粒径程度上に設定しているため、生成された乱れの場合はほぼ一様で、その乱れ強度は場所によらず式(2)に従うものと考えられる。この図6より、①濃度分布が河床濃度 C_0 を基準にした指数分布で表わされること、②分布形が乱れ強度 v'_{fz} の増大に伴ない一様な分布に近づくこと、③拡散係数 ϵ が鉛直方向に一定であること、などがわかる。拡散係数 ϵ については、粒子の運動との関係から次章でも検討するが、拡散方程式から、 ϵ は

$$\epsilon = 0.4343 \cdot w_0 (-z) / \log \{ C(z) / C_0 \} \quad (4)$$

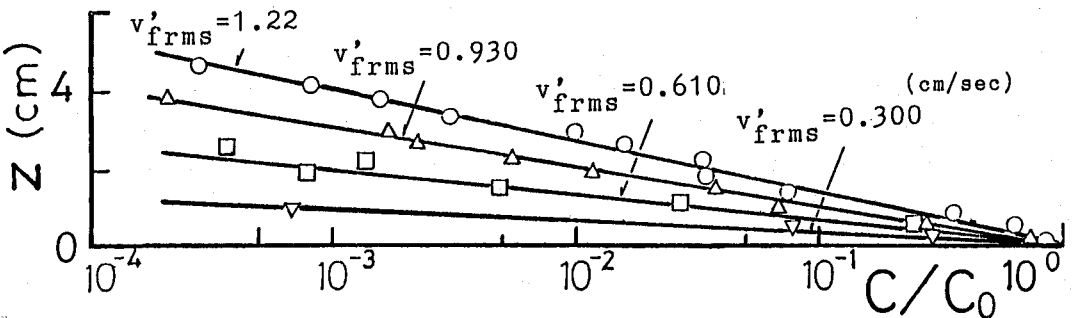


図6. 濃度分布

のようになり、図6の直線の傾きに比例することがわかる。そこで式(4)より求めた ϵ と乱れ強度 v'_{rms} との関係をみたのが図7である。図の横軸は、 v'_{rms} とストローク S_0 との積をとり、 $[L^2 T^{-1}]$ の次元としてある。この図より ϵ と v'_{rms} とは比例関係にあり、

$$\epsilon = 0.44 \cdot v'_{rms} \cdot S_0 \quad (5)$$

で表わされることがわかる。なお、長さスケールとして S_0 をとったのは、対象とする乱れの場合における渦径あるいは混合距離が S_0 と密接な関係にあると考えたからである。

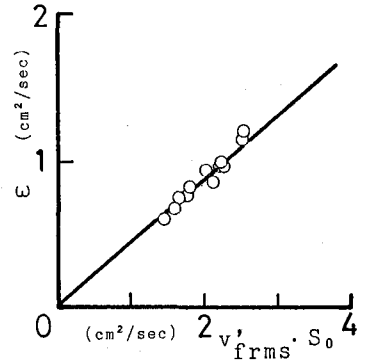


図7. 拡散係数 ϵ と v'_{rms} の関係

6. 水の乱れと浮流粒子の運動との相関性

6-1 浮流粒子の運動の周期性

水の乱れが格子の周期と同じ周期で変動することは2章で示したが、ここでは、その乱れによって運動する浮流粒子の周期性について検討する。まず、粒子の運動を1/60秒間隔で追跡した結果から、粒子の鉛直方向の移動速度 v_p のエネルギースペクトルを求めると、図8、9中の破線のようにになる。この図から、粒子運動についても、格子の振動周波数 f と一致する周波数でスペクトルがピークを生じることがわかる。また、自己相関係数については図11、12に示したが、この場合も水の乱れと同様に明瞭な卓越周期 τ_p がみられ、これが格子の振動周期と一致することもわかる。このことから、浮流粒子の主要な運動もまた、格子の周期と同じ周期で動いていることがわかる。そこで、この周期で粒子が運動を繰り返しているとして、任意の高さにおける、同じ位相に対する粒子の移動速度の平均値を、

$$\overline{v_p(\tau, z)} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N v_p(\tau + iT, z) \quad (6)$$

により求め、粒子の平均的な運動をみたのが図13である(図中の破線は各高さにおける時間平均移動速度を表わし、矢印は各高さを格子が通過する時刻を方向とともに示した)。なお、図の最下段には参考のために格子の軌跡のスケッチを付記した。この図より、傾向として、格子の移動方向と粒子の運動方向とが逆になること、および、粒子の運動の周期性がわかる。なお、水の乱れと粒子運動との直接の相関関係(たとえば位相差など)については今後検討していくつもりである。

6-2 浮流粒子の運動特性

浮流粒子の鉛直方向の移動速度 v_p については、水の乱れ v'_f と密接な関係があることが予想され、次のような結果が得られた。すなわち、①平均値 $\overline{v_p}$ はほぼ0と見做せること、②鉛直方向にほぼ一定の乱れ強度 v'_{prms} をもつこと、③ v'_{prms} と水の乱れ強度 v'_{rms} とは、図10に示すように、ほぼ3:1の関係にあること、などがわかった。

次に、浮流粒子の運動を特徴づける時間として、粒子が鉛直方向に同符号の速度を持続する時間 T_s というものを考えることにすれば、これは粒子の軌跡から表2のようにになる。なお、 v_p に関する自己相関係数 $R_{v_p}(\tau)$ を表わす図11、12をみると、この T_s は $R_{v_p}(\tau)$ が初めて0になる時間 τ_{0p} と一致することがわかる。この T_s と格子の振動周期 T との比は、表2に示したように、一部を除いてほぼ1/3程度になるが、粒子の運動が浮上限界をわずかに越えた程度ではこれより小さな値になることがわかる。これに対して、水の乱れ v'_f についても、自己相関係数 $R_{v_f}(\tau)$ が0になる時間 τ_{0f} を求めると、これはすべての場合について $\tau_{0f}/T \cong 1/3$ が成り立つ(一例として図11、12参照)。そこで、この T_s と τ_{0f} との関係から、水の乱れに対する粒子の応答性について考えることにする。このために、特に、 $T_s \cong \tau_{0f} \cong T/3$ の場合と $T_s < \tau_{0f} \cong T/3$ の場合に分け、それぞれについて、水の乱れと粒子の移動速度に関するエネルギースペクトルの比較を行なった。これが図8、9である。この図より、次のことがわかる。

① $T_s \cong \tau_{0f} \cong T/3$ の場合には、粒子の移動速度が相対的に大きく、慣性力が大きいために、粒子は、高周

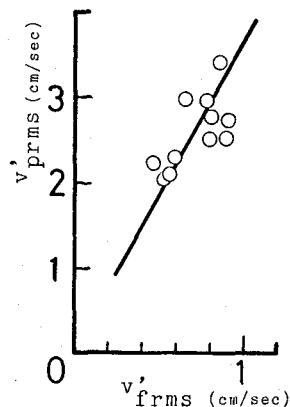
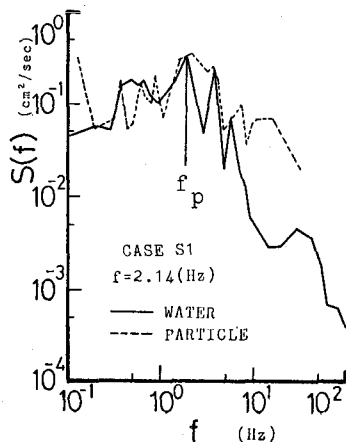
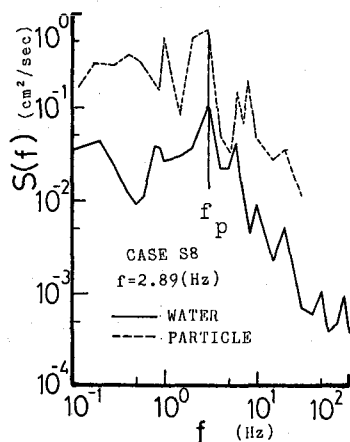


図 8. v' のエネルギースペクトル(1) 図 9. v' のエネルギースペクトル(2) 図 10. v'_{rms} と v'_{prms} の関係

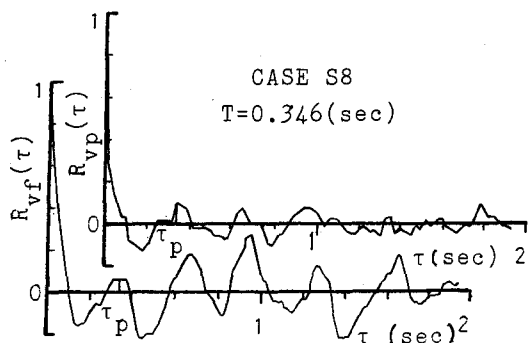


図 11. v' の自己相関係数(1)

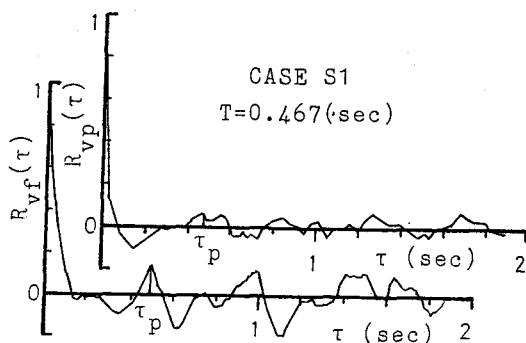


図 12. v' の自己相関係数(2)

表 2. 浮流粒子の運動特性

CASE	f (Hz)	T (sec)	v'_{prms} (cm/sec)	T_s (sec)	ϵ (cm²/sec)	T_s/T
S1	2.14	0.467	2.25	0.0613	0.300	0.131
S2	2.33	0.429	2.05	0.105	0.610	0.223
S3	2.49	0.402	2.13	0.123	0.675	0.306
S4	2.58	0.388	2.29	0.135	0.750	0.335
S5	2.65	0.377	3.01	0.121	0.930	0.321
S6	2.75	0.364	2.99	0.121	0.990	0.333
S7	2.96	0.338	2.93	0.113	0.939	0.334
S8	2.89	0.346	3.12	0.0990	0.939	0.311
S9	2.93	0.341	3.26	0.115	1.22	0.337
S10	3.16	0.316	2.75	0.106	0.925	0.335
S11	3.40	0.294	3.40	0.0980	1.16	0.333
S12	3.45	0.290	2.74	0.115	0.844	0.397
S13	3.48	0.287	3.22	0.105	1.22	0.365

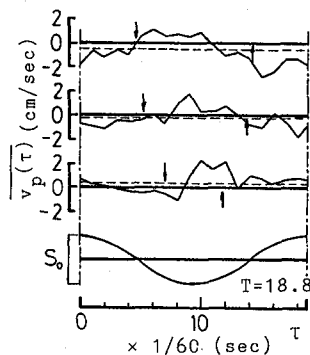


図 13. 浮流粒子の運動の周期性

波の(すなわち、作用時間の短い)水の乱れには応答できず、その結果として、高周波数帯では水の乱れと同様にエネルギーが減衰していく(図 8 参照)。従って、粒子は、水の乱れのうち、主要な周波数の乱れに対してのみ応答するため、 T_s と τ_{of} が一致すると考えられる。

② $T_s < \tau_{of} \approx 1/3$ の場合には、粒子のエネルギーは高周波数帯においてもさほど減衰をみせない(図 9 参照)。これは、逆に慣性力が小さいためで、高周波数の水の乱れに対しても敏感に応答し、粒子自身も微小な振動を伴いながら移動していると考えられる。従って、 T_s が τ_{of} よりも小さくなってしまふ。

このように、浮流粒子の運動は、水の乱れと密接な関係がある反面、慣性力の効き方によっても微妙な差異を生じることがわかる。

6-3 浮流粒子の運動と拡散係数との関係

拡散係数 ε と水の乱れ強度 v'_{rms} との関係については図7に示したが、ここでは、 ε と粒子の運動特性との関係について検討する。すなわち、 ε が (速度) $\times$ (長さ) あるいは (速度)² $\times$ (時間) の次元をもつことから、粒子の運動を代表する2つのスケールを選ぶ必要がある。そこで、本章では、先に述べた v'_{rms} と T_s をとることにした。なお、 $(v'_{rms} \times T_s)$ で表わされる長さは、粒子が一回の拡散時間内に移動する平均距離 (平均自由行程) に相当すると考えられる。こうして求めた $v'^2_{rms} \times T_s$ と ε との関係調べたのが図14である。この図より、

$$\varepsilon = v'^2_{rms} \times T_s$$

(7) 図14. 浮流粒子の運動特性と ε との関係

の関係が成り立ち、拡散係数 ε が、式(7)のように2つの粒子の運動特性によって説明できることがわかる。

7. 結 語

本論では、一般の複雑な乱れの場合における浮流砂の運動機構を解明する第一歩として、振動格子を用いて人工的に単純な乱れ場をつくり、この場における河床粒子の浮上および浮流について検討した。以下にその成果を示す。

- (1) 振動格子により生成される乱れの特性を明らかにし、同時に河床粒子の浮上限界時における河床上面での乱れ強度 $v'_{e,r}$ と沈降速度 w_o との関係を示した。
- (2) 浮流粒子の濃度分布を河床濃度 C_o を基準にして表現できることを示した。
- (3) 拡散係数 ε と、水の乱れ強度 v'_{rms} あるいは浮流粒子の運動特性との関係を明らかにした。
- (4) 浮流粒子の運動特性の解明に努め、同時に粒子の水の乱れに対する応答性について検討した。

最後に、今後の課題および方針を列挙する。

- (1) 沈降速度の異なる粒子について同様の実験を行ない、慣性力の効き方について検討する。
- (2) 本論で検討した乱れの場合に一樣な流れを与えて、掃流砂を介在させた場合についての実験を行ない、この場合の濃度分布および拡散係数の変化や、浮流粒子の運動と乱れとの相関関係等について検討する。さらに、本論により得られた知見と合わせて、一般の流れの場合における浮流砂の機構の解明の手がかりとする。

参 考 文 献

- 1) Thompson, S.M. & Turner, J.S.: Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid, J. Fluid Mech., Vol.67, 1975.
- 2) Hopfinger, E.J. & Toly, J.A.: Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interface, J. Fluid Mech., Vol.78, 1976.
- 3) 浦・小松・松永: 振動格子の乱れによる密度界面の変動特性と連行現象、土木学会論文報告集、第345号、1984.
- 4) Rouse, H.: Experiments on the mechanics of sediment suspension, Proceedings, 5th International Cong. for Applied Mechanics, 1938.

