

波動下での底泥輸送に関する基礎的研究

山西, 博幸

<https://doi.org/10.11501/3147919>

出版情報 : 九州大学, 1998, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :

第4章 攪乱・不攪乱底泥の巻き上げ特性

4-1 緒論

波動下での粘土-シルト系底泥の輸送現象を把握するための実験のほとんどは、採取した試料を均一に攪拌して含水比を調整したもの（攪乱試料）で行われている（例えば、五明ら，1986；楠田ら，1988；柴山ら，1988；三村ら，1989，1990）。しかし，土の性質を決定する基本要素には土の構造がある。実際の海域に存在する不攪乱状態の底泥内部は一般に種々の粒径粒子が混合した状態で組織を構成している。したがって，一度練り返されるとこれらの微粒子間の結合が破壊され，強さが減少する。この強さの前後の比である鋭敏比の問題は土質工学的観点からも無視できない。このような観点から，Owen (1975) は静水中で沈積した底泥床からの巻き上げ現象や底泥の物理的特性の把握のための実験を行った。彼は，脱着可能な沈降タンクを循環式水路に設置し，このタンク内に投入した泥水中の懸濁物質を水路内底面に沈積させることで底泥床を作製した。ただし，底泥床の作製には沈降タンク内の懸濁物質が沈降してしまうのに6時間程度，底面に沈積し圧密するのに2～4日程度を費やす必要があった。同様な手法で，中野ら (1987) も造波水路内に沈降塔を設置し，自然沈降泥を作成し，実験を行っている。この場合，初期の泥水濃度が高いため，沈降したものの見かけ密度が低くなるといった問題点がある。また，鶴谷ら (1988) は，底泥を実験前日に作成し，水中に一晩放置した後に実験を開始しているが，静置して試料を作成することは実際の底泥の状況ではほとんどありえず，波や潮流などの何らかの影響を受けつつ形成されることにも反する。このように，現地底泥の再現にも限界があることから，ここでは，より簡単により現実的な底泥として現地の底泥をそのまま不攪乱の状態で採取するという手法を用いた。

本章では実際の海域に存在する底泥の輸送の議論を行うために，(1)波動下における攪乱・不攪乱底泥の巻き上げ実験より底泥性状の違いによる巻き上げへの量的影響についての検討，(2)波動下と一方向流下での剪断応力の作用形態の差異による巻き上げ特性への影響についての検討，(3)一方向流下と波動下での巻き上げ算定式間の関連の明確化と算定式中の係数や指数の換算方法の確立，といった点を中心にとりまとめる。

4-2 実験方法と試料

本実験で用いた水路（図4-1）は，波動下・一方向流下の実験ともに全長8m，幅0.1mの亚克力製直線水路である。不攪乱底泥を用いる場合，直接現地で実験を行うため，水路は組み立てや分解が容易にできるよう工夫されている。試料は水路中央区間2mにわたって層厚5cmで設置できるようになっている。なお，実験条件を表4-1にまとめた。

波動下での巻き上げ実験では，実海域の水深を4mと想定し，1/25縮尺で幾何学的相似のもと水路水深が

16cm になるように海水を満たし、周期を一定 ($T = 0.85\text{sec}$) に保ち、波高 H を変化させて実験を行った。また、所定時間毎 (1, 3, 5, 7, 10, 15, 30, 60, 120min) に、サイフォンを用いて鉛直方向7点 (0.5, 1, 3, 5, 7, 10, 13cm) で採水した。第3章同様、孔径 $0.1\mu\text{m}$ のメンブレンフィルターによる濾過と光透過式濁度計を併用して懸濁物質濃度を測定した。底面剪断応力 τ は、式 (3. 11) にて求められ、巻き上げ量 W_c は、第3章と同様に、式 (3. 26) の定義式をもとに鉛直方向の濃度分布から算出された。

一方向流下での巻き上げ実験では、勾配をつけた水路の下流端に貯水した現地河川水をポンプにより循環させた。また、実験中、所定時間毎に底泥設置区間の上流側と下流側で採水した。採水後、波動下での実験と同様にメンブレンフィルターによる濾過と濁度計で濃度を測定した。一方向流下の実験は、比較的短時間で巻き上げ量が一定になる。したがって、採水時間を波動下の実験よりも短縮し、60分間 (1, 2, 3, 5, 7, 10, 15, 30, 45, 60min) とした。一方向流下での底面に作用する剪断応力 τ は、開水路内の流れを等流状態と仮定し、次式から求めた (椿, 1973)。

$$\tau = \rho g R \tan \theta = \rho g \frac{B h}{B + 2 h} \tan \theta \quad (4. 1)$$

ここに、 ρ は水の密度、 g は重力加速度、 R は径深、 θ は水路傾斜角、 B は水路幅、 h は水深である。巻き上げ量 W_c を求めるにはまず、上流側の流入濃度 C_{in} と下流側の流出濃度 C_{out} の差と、そのときの流量 Q 、底泥敷設面積 S から単位時間単位面積当たりの懸濁物質の総巻き上げ量 E (巻き上げ速度) を算出する (図4-2参照)。

$$E = \frac{(C_{out} - C_{in}) Q}{S} \quad (4. 2)$$

次に、 E の任意時刻 t までの積分を求める。これを時刻 t における巻き上げ量 W_c とみなす。

$$W_c(t) = \int_0^t E(t) dt \quad (4. 3)$$

波動下では、熊本港内底泥 (以下、熊本泥と言う)、一方向流下では、佐賀県牛津川底泥 (以下、牛津泥と言う) を試料底泥に用いた。同一試料による実験では、牛津泥を用いた。不攪乱試料の採取にあたっては、巻き上げに直接関わる現地底泥の表層部をできるだけ乱すことのないよう十分注意を払いながら、ステンレス板で干潟底泥を所定の大きさに切断した。これを水路中央部に直接設置できるようにあらかじめ作成したアクリル製の容器 ($0.5\text{m} \times 0.1\text{m} \times 0.05\text{m}$) に採取した。一方、実験にすぐ使用しない試料底泥は、その乾燥を防ぐため、実験に使用するまでの間、採取容器ごと海水もしくは河川水中に浸しておいた。また、攪乱試料は不攪乱試料と同時に採取したもので、これを海水もしくは河川水と十分に攪拌したものである。なお、熊本泥、牛津泥ともに大潮の干潮時に採取したものである。

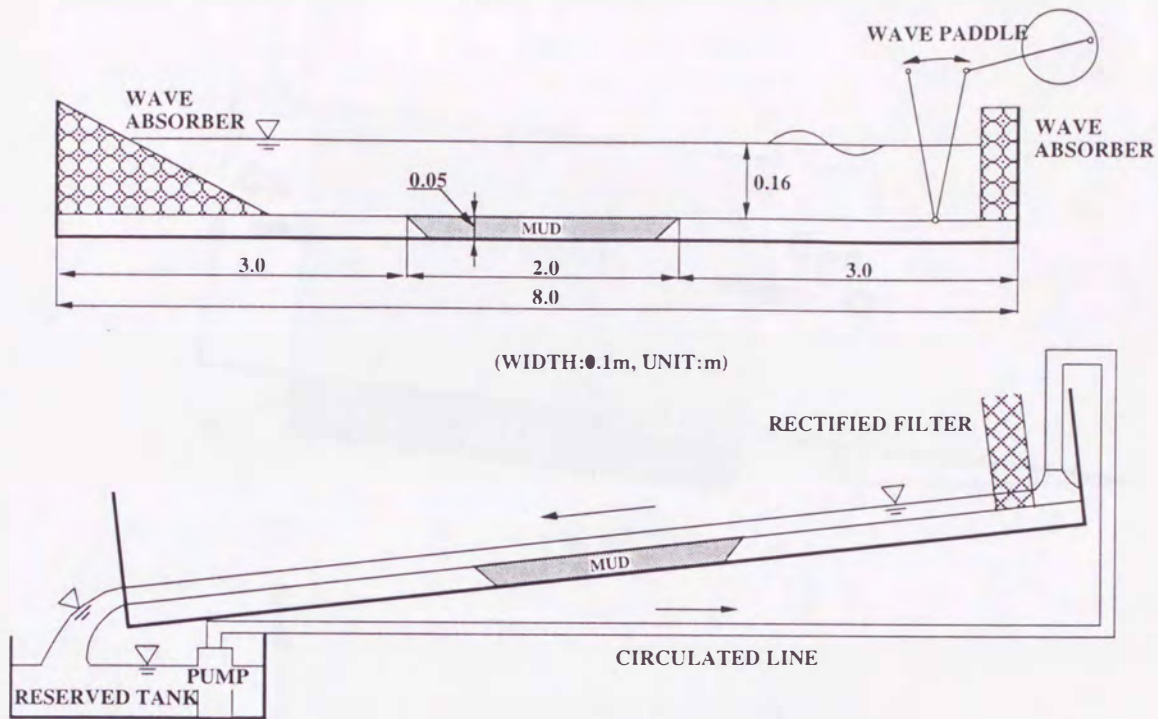


図4-1 現地可搬式小型実験水路（上：波動下での使用状況、下：一方向流下での使用状況）

表4-1 実験条件

	波動下					一方向流下		
	熊本港内底泥					牛津川底泥		
	RUN No.	含水比W (%)	周期T (sec)	波高H (cm)	最大底面剪断応力 τ (Pa)	RUN No.	含水比W (%)	底面剪断応力 τ (Pa)
不攪乱試料	1-1	110*	0.85	2.70	0.20	3-1	250*	0.65
	1-2			4.50	0.34	3-2		3.68
	1-3			6.60	0.50	3-3		5.15
攪乱試料	2-1	110	0.85	2.90	0.22	4-1	240	0.52
	2-2			4.50	0.34	4-2		1.12
	2-3			6.60	0.50	4-3		2.08
	*表層(0-1cm)の平均含水比						4-4	4.08
牛津川底泥								
	RUN No.	含水比W (%)	周期T (sec)	波高H (cm)	最大底面剪断応力 τ (Pa)	RUN No.	含水比W (%)	底面剪断応力 τ (Pa)
不攪乱試料	5-1	260*	0.85	3.20	0.24	7-1	260*	0.48
	5-2			4.90	0.37	7-2		3.53
	5-3			6.10	0.47	7-3		5.37
攪乱試料	6-1	230	0.85	2.80	0.21	8-1	230	0.42
	6-2			4.00	0.31	8-2		1.79
	6-3			5.10	0.39	8-3		2.32

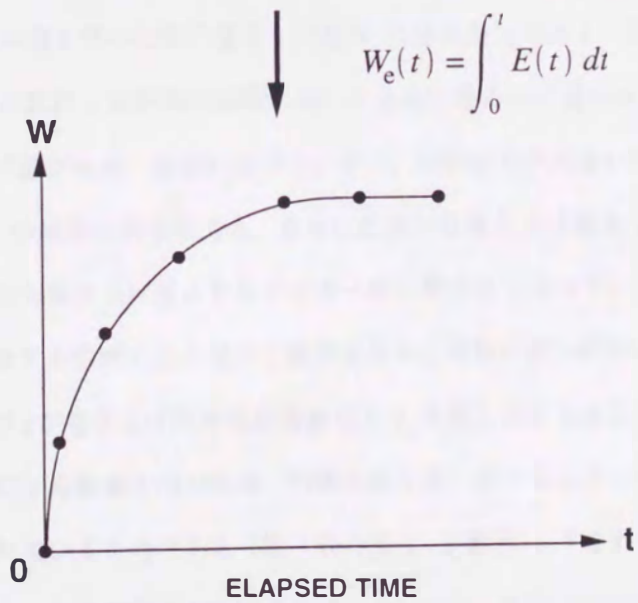
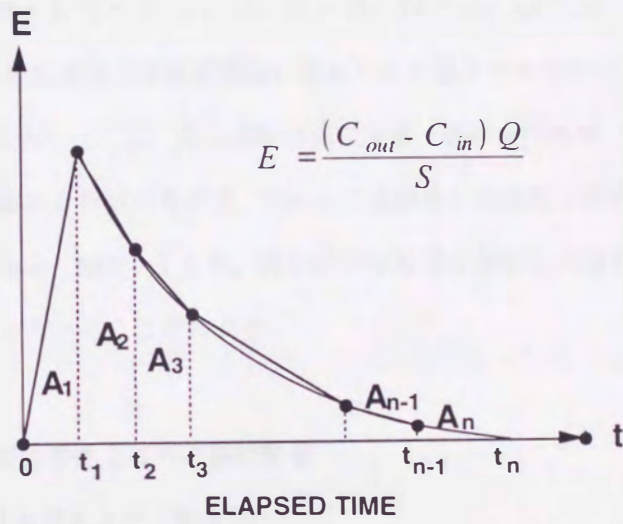
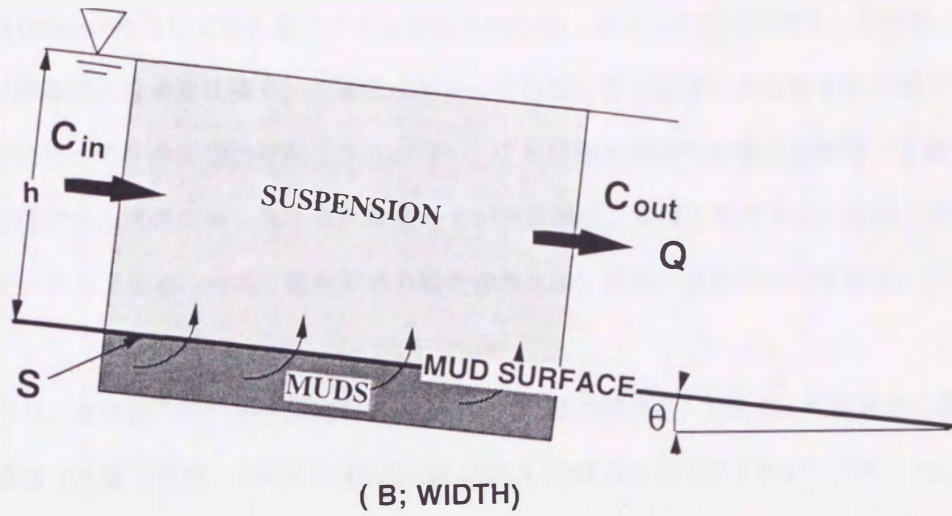


図4-2 一方向流下での巻き上げ量 W の算出方法

図4-3, 4-4は、今回の実験で用いた不攪乱試料の鉛直方向含水比分布を示している。なお、含水比測定用の試料は内径105mm ϕ の塩化ビニル製パイプを直接現地底泥に貫入して柱状試料として採取した。熊本泥、牛津泥ともに表層部の含水比は高く、下層部に向かって自重圧密の影響による含水比の低下が見られる。また、熊本泥に比べて牛津泥は比較的含水比が高い。これは波や潮流の影響を直接受ける場での熊本泥よりも、比較的穏やかな流れの場を有する牛津泥の方が河道側面に堆積する柔らかい底泥（浮泥を含む）を残留させやすいからである。一方、攪乱試料の底泥含水比は、海水と試料の十分な混合により、一様となっている。

図4-5～図4-7は、本実験で用いた現地底泥の粒度分布（粒径加積曲線）である。粒度分布の算出は、土質試験の方法と解説（土質工学会，1990）の粒度試験（JIS A 1203 および JSF T 131）に準じた。なお、熊本泥の場合、表層から0～3, 3～6, 6～10, 10～15, 15～20, 20～30, 30～40mmでの分布を求めている。このとき、各層状の底泥量が土質試験法に定められた量よりも少ないために粒度試験を行えない。そこで、図4-5の作成に当たっては、遠心式粒径測定装置（島津製作所製，SA-CP2）を用いた。この装置は沈降法に光透過法を組み合わせたもので、Stokesの法則及び吸光度と粒子濃度の関係に基づいて試料の粒径を測定するものである。図4-5より、例えば50%粒径を比較した場合、底泥表層部の方が下層部に比べ、粒径が小さくなっていることがわかる。

4-3 攪乱・不攪乱底泥の巻き上げへの量的影響

4-3-1 波動下における巻き上げ（熊本泥）

図4-8, 4-9は熊本泥を用いた時の巻き上げ量 W_p の経時変化である（図4-8は不攪乱試料，図4-9は攪乱試料）。どちらの試料も実験開始初期において急激に巻き上げ量が増加し、その後、巻き上げ速度の減少とともに巻き上げ量がある一定値に近づく。また、剪断応力が大きいほど、巻き上げ量は大きくなることも楠田ら（1988）の結果と同様である。さらに最終的な巻き上げ量 W_p を比較した場合、不攪乱試料の方が攪乱試料の最終的な巻き上げ量よりもオーダーが1桁小さくなっている。これは巻き上げが生じる底泥表層が周期的に変動する剪断応力を受けて底泥表層から層状に削られていくうちに底泥含水比の低い層が現れ、底面剪断応力 τ が巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{cl} を超えなくなること、あるいは底泥内部に作用する主応力の回転や波による鉛直方向の圧縮・引張を繰り返し受けることで圧密され、巻き上げられにくい粒子間構造が形成されていくためである（第3章の図3-5参照）。すなわち、攪乱試料の場合、巻き上げ初期の段階ではこれらの粒子間構造が形成されていないため、底泥の性状に伴う影響を受けずに巻き上げられる。しかし、時間の経過と共に徐々に底泥の表層硬化が進み、巻き上げ速度は低下する。また、巻き上げ速度が0になるまでの時間は、不攪乱試料の方が攪乱試料よりも短いことがわかる。これも底泥表

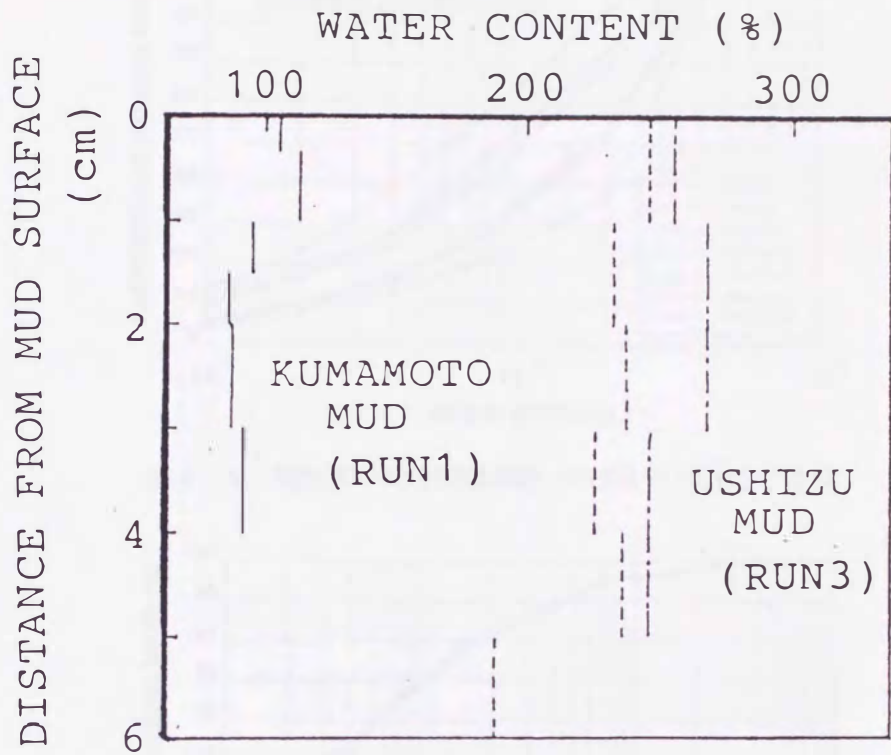


図4-3 不攪乱試料の鉛直方向含水比分布 (RUN1, RUN3)

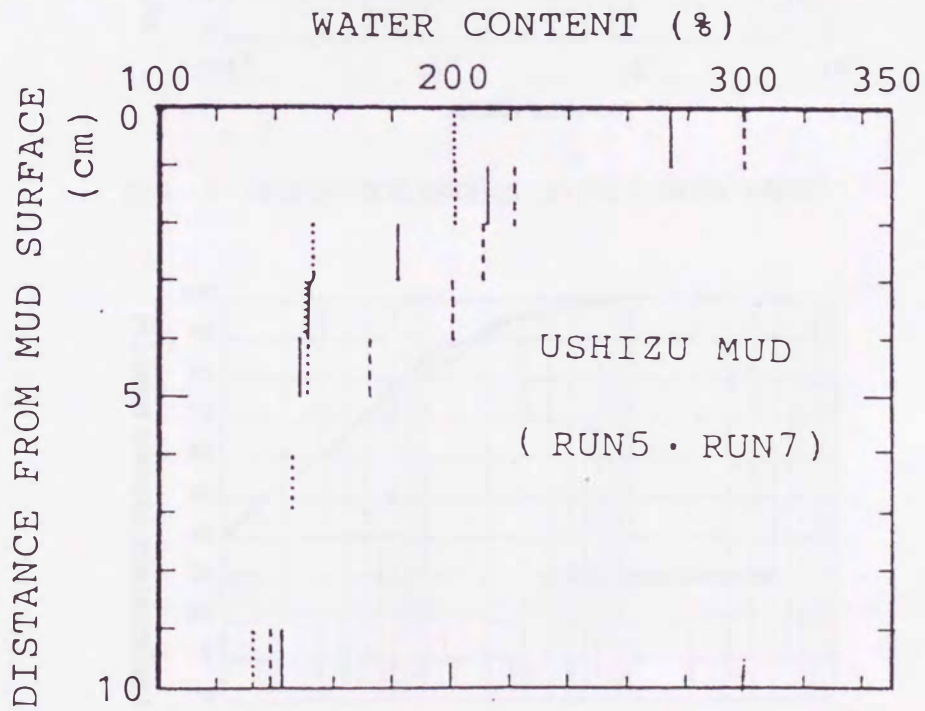


図4-4 不攪乱試料の鉛直方向含水比分布 (RUN5, RUN7)

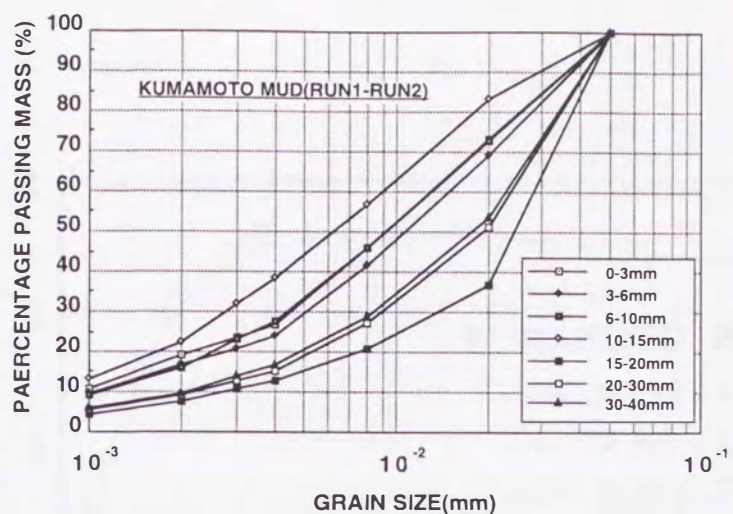


図4-5 熊本泥の粒径加積曲線 (RUN1 と RUN2 で使用)

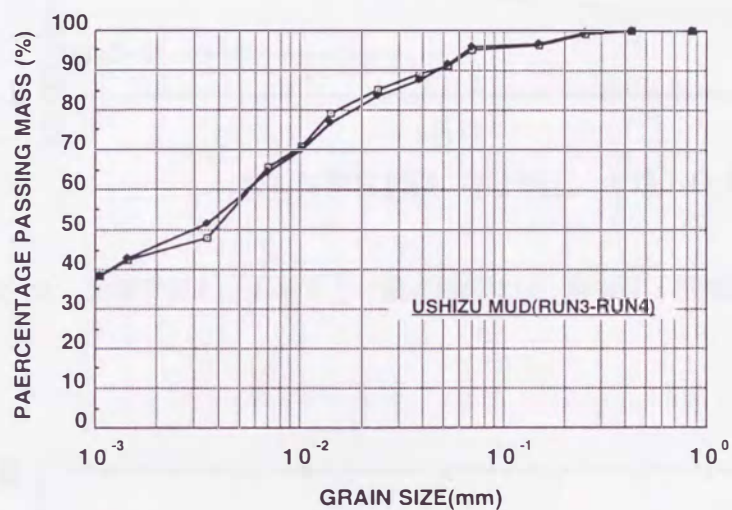


図4-6 牛津泥の粒径加積曲線 (RUN3 と RUN4 で使用)

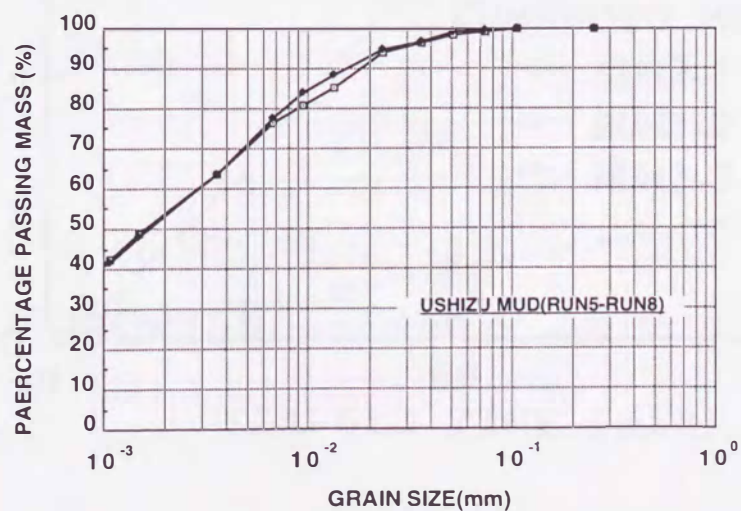


図4-7 牛津泥の粒径加積曲線 (RUN5 ~ RUN8 で使用)

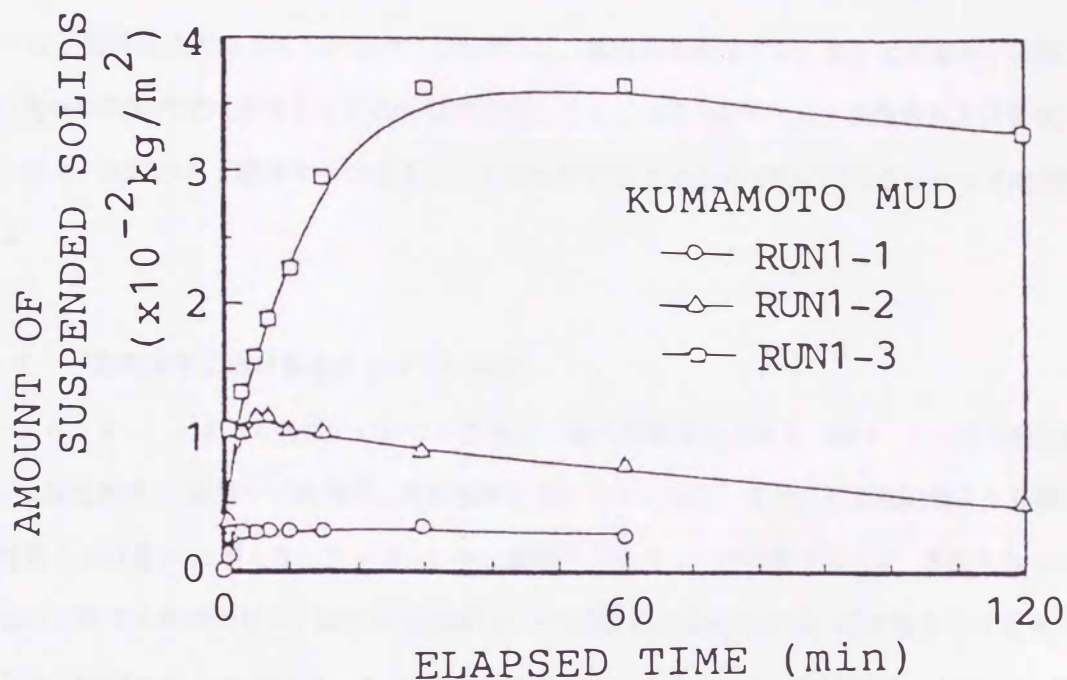


図4-8 波動下における巻き上げ量の経時変化(熊本泥・不攪乱試料)

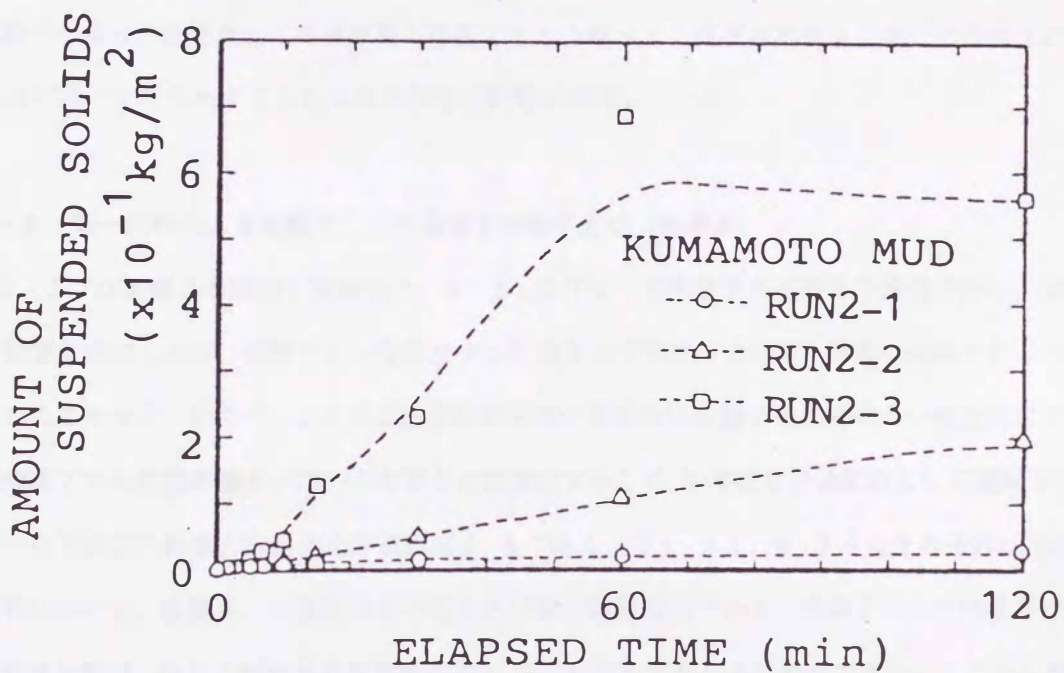


図4-9 波動下における巻き上げ量の経時変化(熊本泥・攪乱試料)

層部における粒子間構造の変化に伴うものであり、巻き上げ実験を開始する直前の底泥性状によってその時間が決定される。さらに、底泥が柔らかい場合には上層水との連成振動による界面での剪断応力の低下も考慮しなくてはならない。一方、攪乱試料の場合、実験開始時には上述のような巻き上げられにくい底泥表層の粒子間構造は形成されていない。したがって、実験開始数分では、巻き上げ量が一定値にはならず、この実験の範囲内では少なくとも60分程度経過しなくてはならなかった。最終巻き上げ量 W_f への到達時間は、即ち、底泥から上層水中への巻き上げの供給源である底泥表層部の硬化をもたらす経過時間と考えられる。

4-3-2 一方向流下における巻き上げ（牛津泥）

図4-10、4-11は一方向流下における巻き上げ量の経時変化である（図4-10は不攪乱試料、図4-11は攪乱試料）。波動下と同様に、底面剪断応力が大きいほど、また、不攪乱試料よりも攪乱試料の方が最終巻き上げ量 W_f は多くなっている。しかし波動下と比べ、一方向流下の場合、最終巻き上げ量 W_f に到達するのに要する時間が短い。海田ら（1988）の一方向流の実験結果では、最終巻き上げ量 W_f に到達するのに要する時間は20～30分であった。上述の波動下では、少なくとも実験開始後60分経過しなくては、最終巻き上げ量 W_f に到達していない。これは、波動下では、底面剪断応力が周期的に変動し、底泥表層が乱されやすいのに対して、一方向流下では、一定方向にのみ同じ剪断応力が作用するため、底泥表層部が、波動下と比べて乱されにくく、短時間で底泥表層が硬化し、巻き上げ速度の低下をもたらすためである。また、波動下の場合、底泥直上に高濃度層が存在すると上層水との連成振動が生じるため界面での最大底面剪断応力の低下をもたらすことも上述の現象に影響を及ぼしている。

4-3-3 同一試料による波動下・一方向流下の巻き上げ（牛津泥）

4-3-1では波動下の実験を熊本泥で、4-3-2では一方向流下の実験を牛津泥で行い、試料性状の差異の影響を検討したが、波動下と一方向流下との巻き上げ特性の違いは、異種の試料であったために明らかにされなかった。そこで、ここでは底面剪断応力が周期的に変動する波動下と一定方向にのみ作用する一方向流下での底泥の巻き上げへの影響を比較検討するため、牛津泥を共通試料として実験を行った。実験で用いた牛津泥の鉛直方向含水比分布は図4-4である。図4-12、4-13はそれぞれは不攪乱試料、攪乱試料について、波動下・一方向流下の巻き上げ量の経時変化である。波動下・一方向流下での巻き上げ量の直接比較は、巻き上げ限界底面剪断応力 τ_c がそれぞれで異なるためにできない。このため、無次元底面剪断応力 $(\tau/\tau_c - 1)$ をパラメータとして用いた（図中、カッコ内の数値）。ただし、図上には $\tau > \tau_c$ のみについて表示している。図4-12から、波動下（RUN5）と一方向流下（RUN7）で最終巻き上げ量 W_f

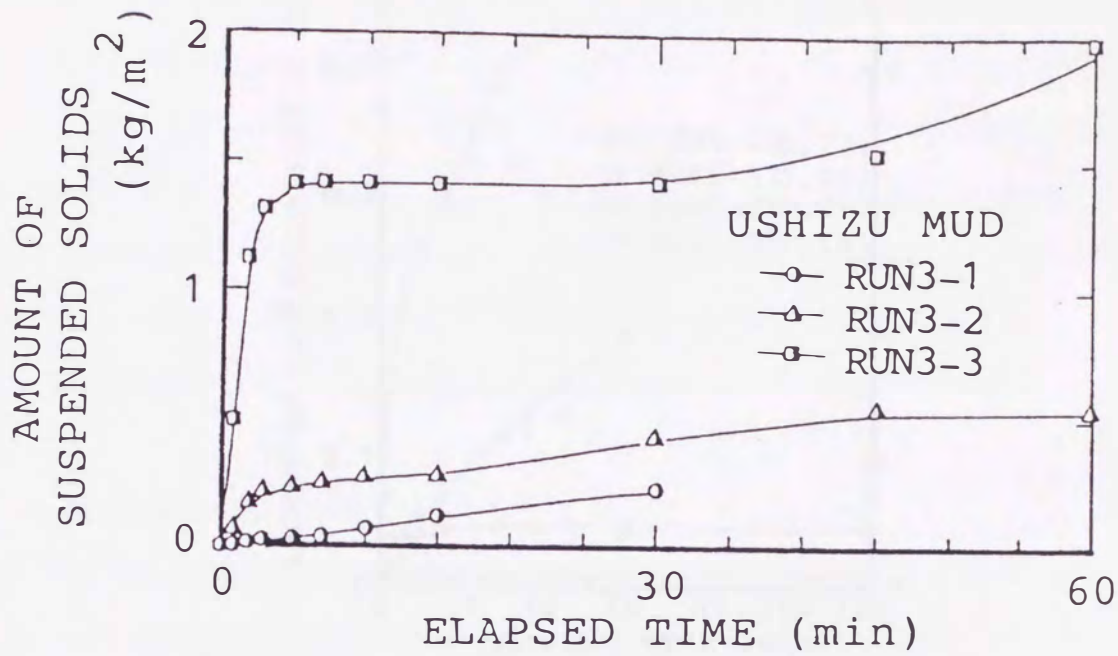


図4-10 一方向流下における巻き上げ量の経時変化 (牛津泥・不攪乱試料)

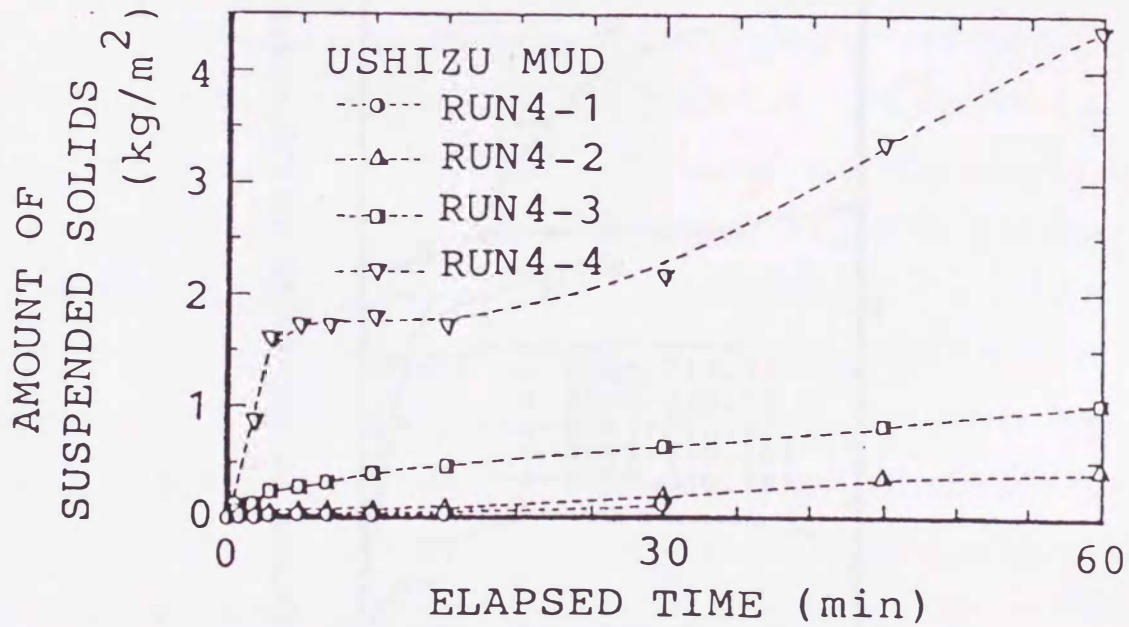


図4-11 一方向流下における巻き上げ量の経時変化 (牛津泥・攪乱試料)

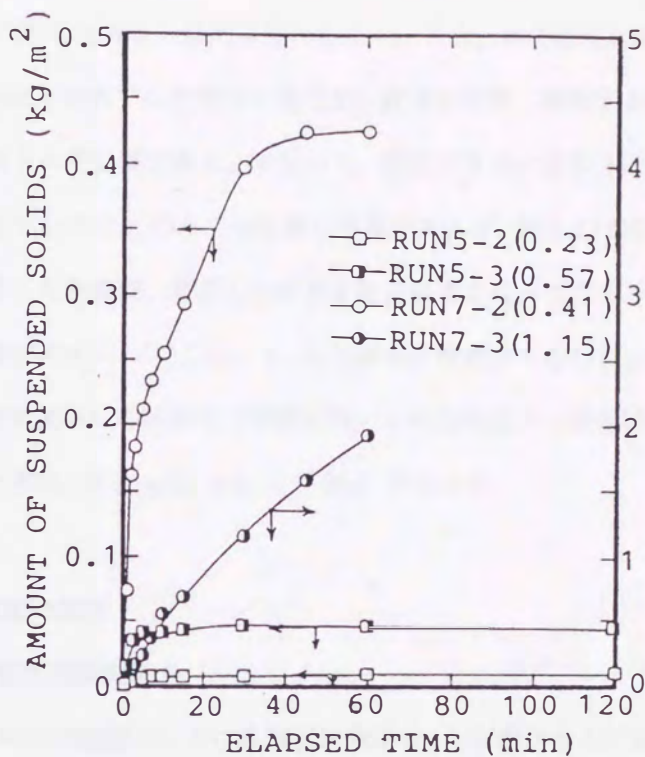


図4-12 同一試料を用いた、波動下・一方向流下における巻き上げ量の経時変化
(牛津泥・不攪乱試料)

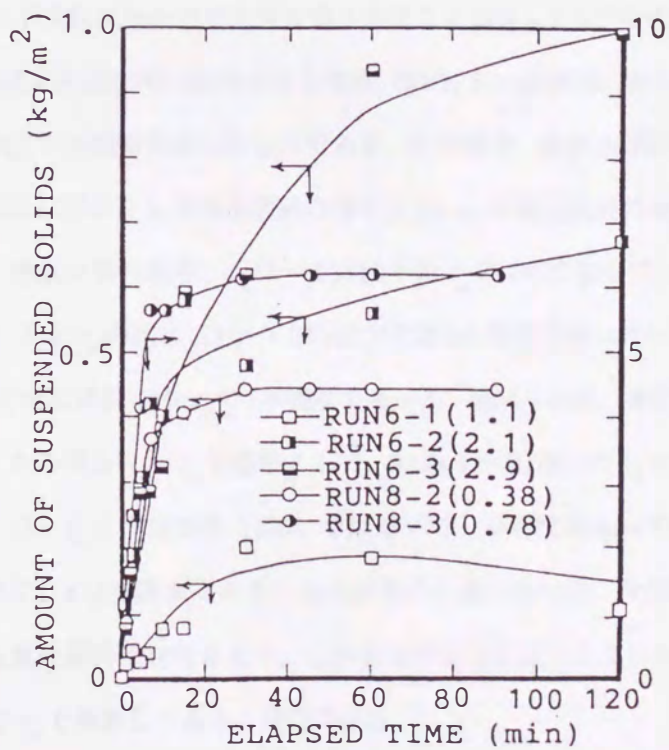


図4-13 同一試料を用いた、波動下・一方向流下における巻き上げ量の経時変化
(牛津泥・攪乱試料)

を底面剪断応力 τ のみで比較すると、4-3-1, 4-3-2の結果と同様に底面剪断応力の値が大きければ、そのときの巻き上げ量 W_e も大きい傾向は変わらない。また、無次元底面剪断応力 $(\tau/\tau_{ce}-1)$ で比較すると、波動下のみ、一方向流下のみでの比較は可能だが、両者を同時に検討するにはさらにこれらと比較するためのスケールとなるものが必要である。すなわち、底泥がまさに巻き上げられ始まるまでの時点の剪断応力に依存する現象については τ_{ce} のみでの比較は可能であるが、巻き上げに伴う流動が生じるような場合には、この流動を考慮した指標が、両者を比較する際に必要となってくる。また、底泥性状の差異による巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} については、4-4で詳しく検討することとして、ここではその値のみに注目すると、波動下（攪乱試料）＜波動下（不攪試料）＜一方向流下（攪乱試料）＜一方向流下（不攪試料）の関係があり、それぞれ、0.1, 0.3, 1.4, 2.5 (Pa) であった。

4-4 初期巻き上げ速度の算定

4-4-1 巻き上げ限界底面剪断応力

図4-14は熊本泥を用いた波動下における底面剪断応力 τ と初期巻き上げ速度 $E_{i=0}$ を不攪乱試料 (RUN 1) と攪乱試料 (RUN 2) とで比較したものである。一方、図4-15は牛津泥を用いて一方向流下での実験結果を表し、図4-14同様にまとめたものである (RUN 3と RUN 4)。両図中には、 τ_{ce} を用いて無次元化したパラメータ $(\tau/\tau_{ce}-1)$ の関数として回帰した曲線を描いている。巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} は、波動下、一方向流下ともに不攪乱試料の方が大きな値を示すことは4-3-2で述べたとおりである。

図4-16, 4-17は牛津泥を同一試料とする実験 (RUN 5～RUN 8) から求められた底面剪断応力 τ_b と初期巻き上げ速度 $E_{i=0}$ との関係を示したものである。この場合、巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} は波動下よりも一方向流下、攪乱試料よりも不攪乱試料の方が大きい。不攪乱試料の場合、波動下の τ_{ce} は一方向流下の τ_{ce} の1/8程度で、攪乱試料の場合、 τ_{ce} は一方向流下の τ_{ce} の1/4になっている。また、波動下での攪乱・不攪乱試料の違いによる τ_{ce} の比は1/3、一方向流下では1/2程度であった。さらに、波動下の不攪乱試料の τ_{ce} は一方向流下の攪乱試料での τ_{ce} の1/5程度であった。表4-2は、攪乱試料を用いた波動下での巻き上げ実験 (RUN 6) から得られた τ_{ce} を基準として、RUN 5～RUN 8の τ_{ce} の結果を相対比較したものである。海田ら (1988) は、 τ_{ce} と固体分率 $(1-\varepsilon)$ を関連づけ、平均粒径 $8\mu\text{m}$ の筑後泥については、 $\tau_{ce} = 4.3 (1-\varepsilon)^{1.5}$ (Pa) (ここで、 ε は空隙率である) なる関係式を導いている。今回用いた熊本泥 (RUN 1と RUN 2での試料底泥) も筑後泥同様有明粘土で、しかもほぼ粒径も近いことから、海田らの式を用いて巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} を換算してみる。空隙率 ε は、

$$\varepsilon = \frac{W / 100}{\rho_w / \rho_s + W / 100} \quad (4.4)$$

である。ここに、 W は底泥含水比(%), ρ_w は海水の密度, ρ_s は土粒子の密度である。したがって、熊本泥の含水比を $W=110$ (%) とすると、 $\tau_{ce} = 0.57$ (Pa) となる。この値は一方向流下での攪乱試料の値に相当するため、波動下に適用するには換算する必要がある。同一試料による上記結果を用いれば、一方向流下の攪乱試料の $1/14$ 程度が波動下の攪乱試料の τ_{ce} に相当する (表4-2) ので、これを単純計算すると、 0.04 (Pa) が求まる。これは RUN 2 の実験結果である、 $\tau_{ce} = 0.05$ (Pa) とほぼ一致する。このように、波動下における τ_{ce} を算出する際に、同一試料での一方向流下における攪乱試料の τ_{ce} の関係式があれば、その値の $1/20 \sim 1/10$ 程度が波動下の攪乱試料での値と等しく、また、 $1/5$ 程度が波動下の不攪乱試料での値と等しくなるとおおよそ推算可能である。さらにこれらのことから、波動下における τ_{ce} が従来の研究で導かれた固体分率や含水比の関数をもとに表現できることとなる。

4-4-2 初期巻き上げ速度の評価

第3章では、一連の波動下における巻き上げ実験より、底泥表層から巻き上げられる物質総量が時間の経過とともに減少するという知見を得た。これは、①底泥が柔らかいほど巻き上げられ易いことと、底泥が柔らかいと上層水との連成振動を起し、界面での最大剪断応力が小さくなることとが同時に生じることや、②底泥の表層部における粒子間構造の変化に伴う底泥の硬化現象に原因があるものと考えられる。また、この硬化現象が進行していく期間における巻き上げ速度が、その条件下における巻き上げ総量をほぼ支配しているとも考えられる。したがって、巻き上げ速度を与える式は巻き上げ初期の値を用いて表すべきであることがわかる。流れによる巻き上げ量の予測式としては、剪断応力 τ_b のみの関数としたもの (例えば、Mehta, 1981) や時間 t の関数として表現したもの (例えば、Fukuda et al., 1980) などがある。ここでは、第3章の式 (3.44) に倣い、初期巻き上げ速度 $E_{t=0}$ を無次元剪断応力 $(\tau/\tau_{ce}-1)$ (有効剪断応力と巻き上げ限界剪断応力との比) を用いて表した。実験結果から求められる $E_{t=0}$ をまとめたものが表4-3である。初期巻き上げ速度 $E_{t=0}$ に及ぼす影響因子として、剪断応力のほかに底泥含水比、周期、底泥の性状、水温、塩分濃度等が挙げられる。この場合、底泥性状の影響が最も大きいため、不攪乱試料では底面剪断応力 τ の作用に対して、常にある程度の巻き上げられにくさが働き、攪乱試料のように作用する剪断応力がそのまま巻き上げに関わってくるのとは異なる。したがって、図4-16、4-17及び巻き上げ速度の算定式より τ の増大とともに、攪乱試料と不攪乱試料の $E_{t=0}$ の値の差が広がる傾向を示し、指数 n の値も攪乱試料の方が大きくなる。

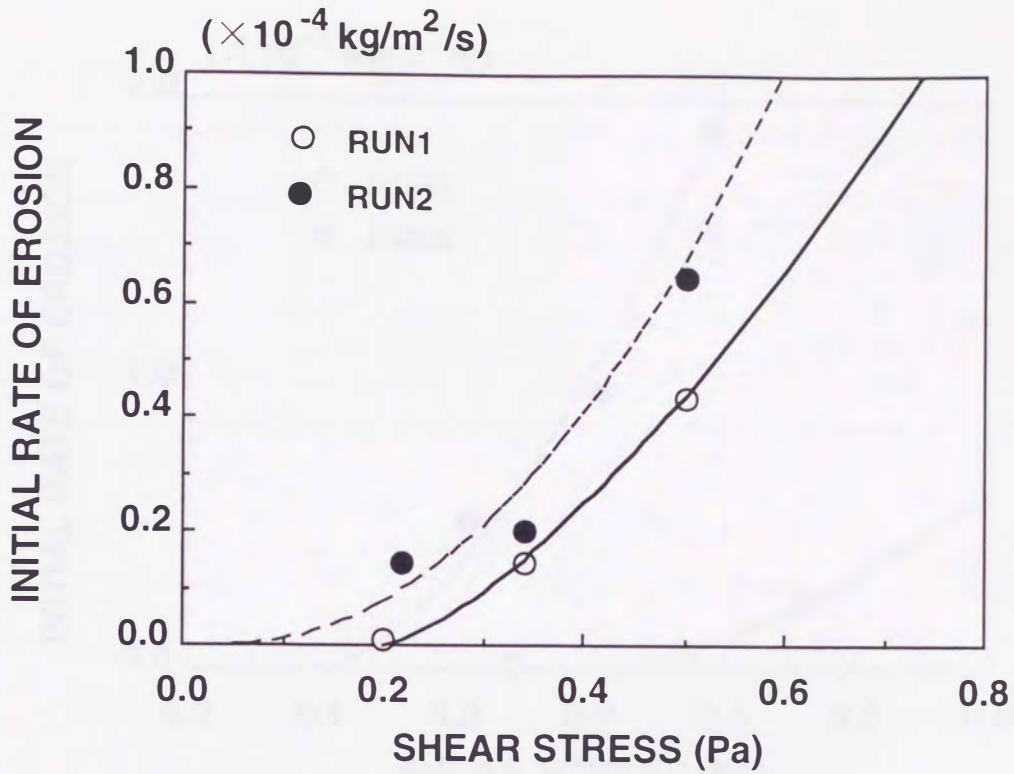


図4-14 底面剪断応力と巻き上げ速度との関係 (波動下・熊本泥)

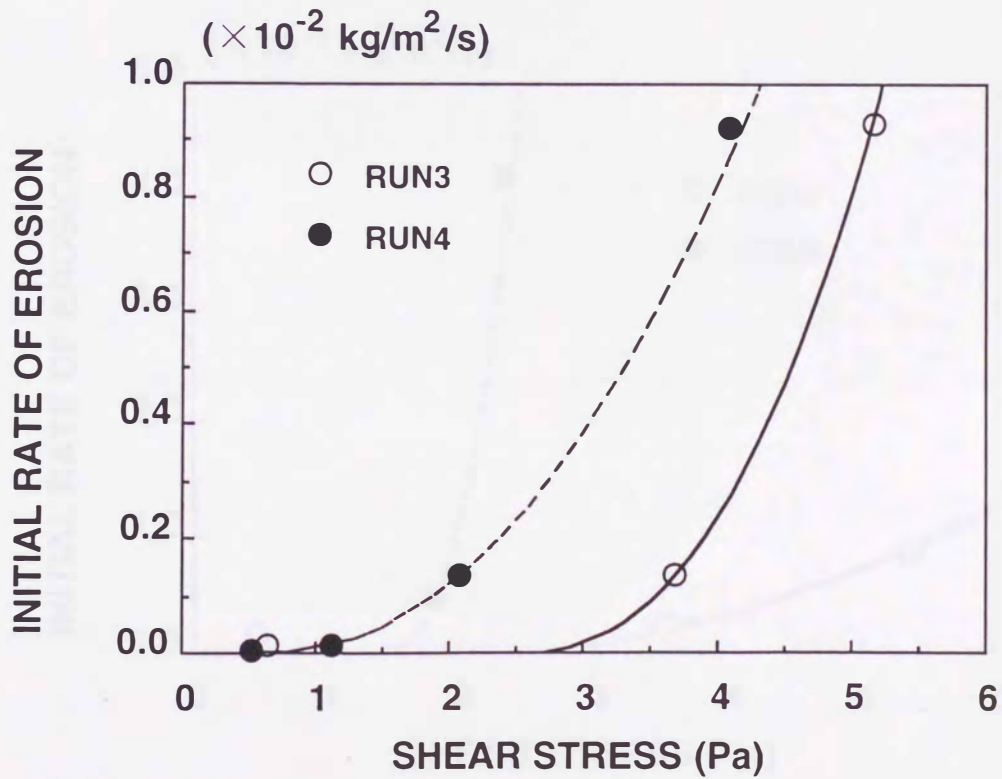


図4-15 底面剪断応力と巻き上げ速度との関係 (一方向流下・牛津泥)

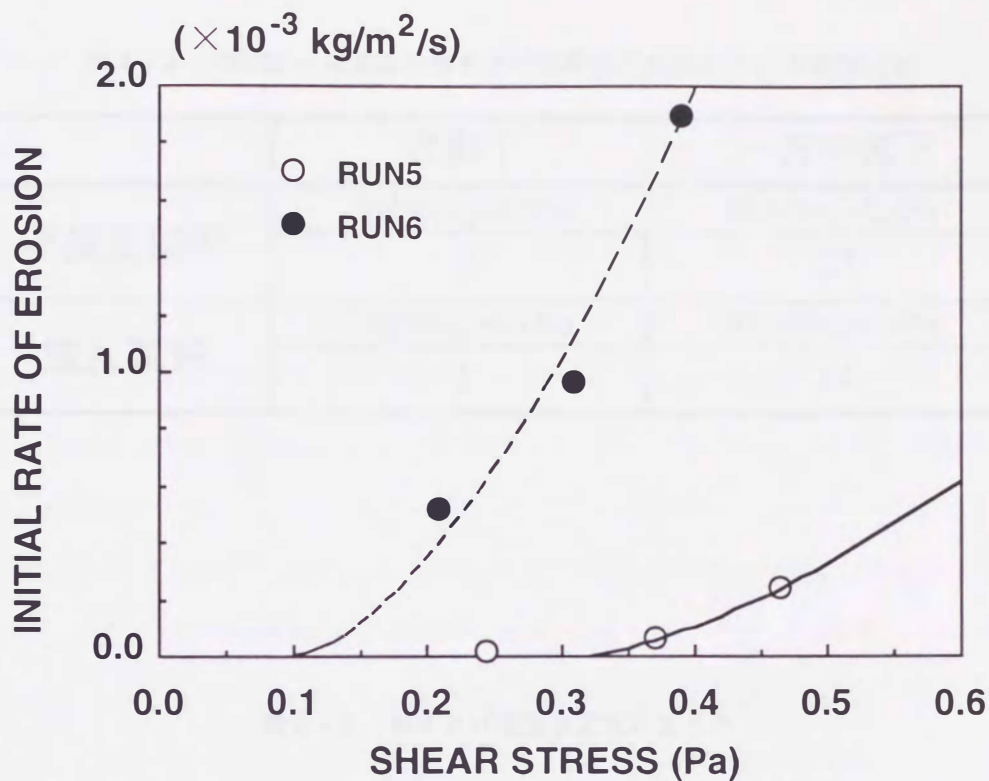


図4-16 底面剪断応力と巻き上げ速度との関係 (波動下・牛津泥)

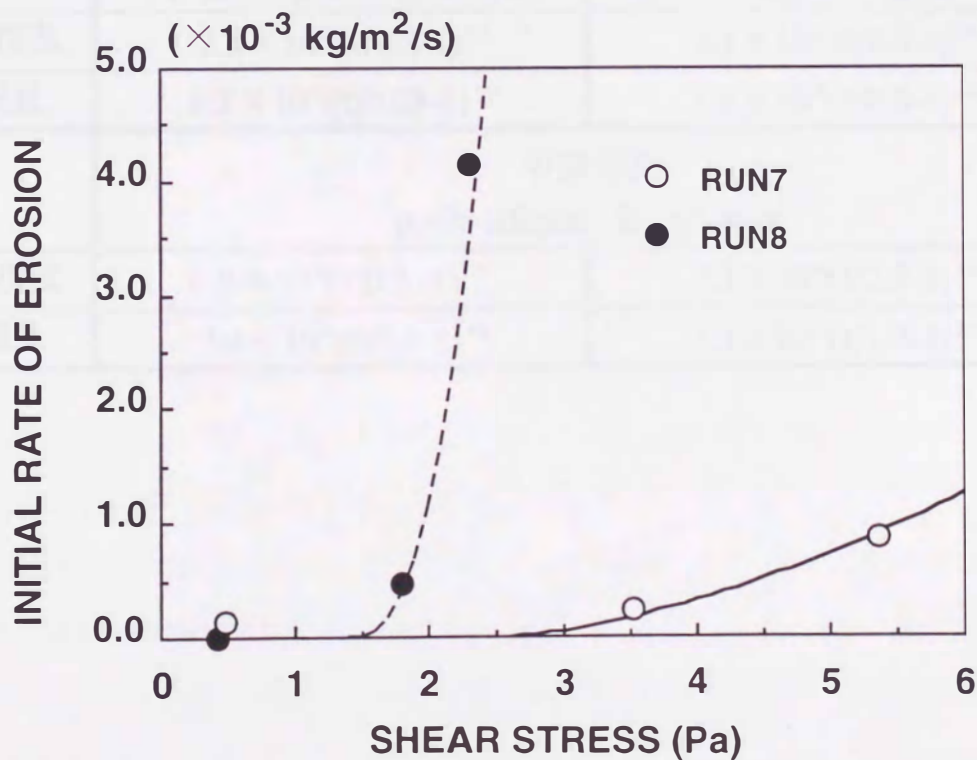


図4-17 底面剪断応力と巻き上げ速度との関係 (一方向流下・牛津泥)

表4-2 RUN5～RUN8の巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} の相対比較

	波動下	一方向流下
不攪乱試料	RUN5($\tau_{ce}=0.3\text{Pa}$)	RUN7($\tau_{ce}=2.5\text{Pa}$)
	3	25
攪乱試料	RUN6($\tau_{ce}=0.1\text{Pa}$)	RUN8($\tau_{ce}=1.4\text{Pa}$)
	1	14

表4-3 巻き上げ速度算定式のまとめ

	波動下	一方向流下
	熊本底泥 $\rho_s=2660\text{kg/m}^3, D_{50}=9.3\mu\text{m}$	牛津底泥 $\rho_s=2590\text{kg/m}^3, D_{50}=1.7\mu\text{m}$
不攪乱	$2.5 \times 10^{-5}(\tau/0.2-1)^{1.4}$	$8.1 \times 10^{-3}(\tau/2.5-1)^{2.4}$
攪乱	$8.3 \times 10^{-7}(\tau/0.05-1)^{2.0}$	$1.8 \times 10^{-4}(\tau/0.6-1)^{2.2}$
	牛津底泥 $\rho_s=2510\text{kg/m}^3, D_{50}=3.4\mu\text{m}$	
不攪乱	$6.8 \times 10^{-4}(\tau/0.3-1)^{1.5}$	$7.3 \times 10^{-4}(\tau/2.5-1)^{1.6}$
攪乱	$3.4 \times 10^{-4}(\tau/0.1-1)^{1.6}$	$1.1 \times 10^{-2}(\tau/1.4-1)^{2.7}$

4-5 結論

本章では、底泥の性状、特に底泥が不攪乱であるか否かによる巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} や巻き上げ速度 $E_{i=0}$ に及ぼす影響について論じた。ここで得られた結果をまとめると以下の通りである。

(1) 波動下における攪乱・不攪乱試料の W_f を同一剪断応力下で比較した場合、不攪乱試料は攪乱試料よりも、オーダーが1桁小さくなっている。これは不攪乱試料が攪乱試料に比べて海域での波の作用により底泥表層部が巻き上げられにくい粒子間構造に変化しているためである。その結果、同一含水比でも不攪乱試料は攪乱試料に比べて巻き上げられにくい。また、不攪乱試料の場合、底泥表層の硬化により τ_{ce} が経時変化とともに、攪乱試料の場合よりも増してくるために最終巻き上げ量 W_f に到達するまでの時間は短くなっている。さらに、無次元剪断応力 $(\tau/\tau_{ce}-1)$ を用いれば、巻き上げ速度 $E_{i=0}$ はいずれの場合も $E_{i=0} = \alpha(\tau/\tau_{ce}-1)^n$ [kg/m²/s] の形式で表せる。

(2) 波動下同様、一方向流下での最終巻き上げ量 W_f は、不攪乱試料の方が攪乱試料よりもオーダーにして1桁小さい。また、一方向流下では、波動下ほど底泥表層部を乱すことなく、一定方向にのみ底面剪断応力が作用する。したがって、本実験では30分以内に底泥表層部の粒子間構造が安定化し、その結果、巻き上げ速度の低下が生じる。さらに波動下の場合と同様に、 τ_{ce} は不攪乱試料の場合の方が大きな値を示す。

(3) 同一試料による巻き上げ実験から τ_{ce} 、 $E_{i=0}$ を求めた。 τ_{ce} は、波動下(攪乱試料) < 波動下(不攪乱試料) < 一方向流下(攪乱試料) < 一方向流下(不攪乱試料) の関係があり、それぞれ、0.1, 0.3, 1.4, 2.5 (Pa) であった。これらの関係比を用いて既存の研究成果から現地での巻き上げ限界底面剪断応力 τ_{ce} をおおよそ推算することができる。さらに、これは室内実験から得られる巻き上げ速度式をもとに求めた巻き上げ量を実海域での値に換算することも可能である。

参考文献

- 海田輝之・楠田哲也・二渡 了・粟谷陽一(1988): 柔らかい底泥の巻き上げ過程に関する研究, 土木学会論文集, 393号, II-9, pp.33-42.
- 楠田哲也・山西博幸・川添正寿・二渡 了(1988): 波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp.352-356.
- 五明美智男・矢内栄二・堺和彦・大槻忠・糸淵長敬(1986): 波と底泥の相互干渉に及ぼす物性の影響について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.322-326.
- 柴山知也・中西雅明・石原肇・佐藤慎司(1988): 波による底泥の浮遊機構に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp.271-275.
- 鶴谷広一・江口秀二・鷹濱潤(1988): 流れと波による底泥の巻き上げに関する実験的研究, 第35回海岸

工学講演会論文集, pp.357-361.

中野 晋・鶴谷広一・鷹濱 潤 (1987): 波と底泥の相互干渉による波高減衰と底泥の流動について, 港研報告, 26 卷, 2 号, pp.171-212.

三村信男・田口智・加藤始 (1989): 波による底泥の巻き上げ・沈降フラックス, 海岸工学論文集, 第 36 卷, pp.309-313.

三村信男・田口智・加藤始 (1990): 底泥の波に対する応答と巻き上げ・沈降フラックス, 海岸工学論文集, 第 37 卷, pp.235-239.

Fukuda, M. K. and Lick, W. (1980): The entrainment of cohesive sediments in fresh water, Jour. Geophys. Res., Vol.85 (C5), pp.2813-2824.

Mehta, A.J. (1981): Review of function for cohesive sediment beds, Proc. First Indian Conf. on Engrg., Indian Inst. of Technology, Madras, India, I, pp.122-130.

Owen, M.W. (1975): Erosion of Avonmouth mud, H.R.S. Report INT150.

第5章 振動流下における高濃度浮泥層の形成と懸濁物質の沈降特性

5-1 緒論

波動下における懸濁物質の濃度分布は、堆積した圧密底泥直上に形成される高濃度浮泥層と高濃度浮泥層よりも上層に存在し、ほとんど濃度分布のない低濃度層の二層構造となっている（例えば、楠田ら、1988,1989など）。懸濁物質の輸送の議論には、この二層構造内の下層に位置する高濃度浮泥層の挙動が重要であり、これが懸濁物質の輸送総量を決定づける支配要因の一つとなっている。なぜなら、この高濃度層の層内濃度は上層水濃度に比して1~2オーダー以上高く、物質の輸送量としてはかなりの量となることが予想されるからである。したがって、この底泥直上部に形成される高濃度浮泥層の挙動を研究することは、シルテーションの定量的な評価を行うという観点から、極めて実用的かつ重要な課題である。

前章までは、所定の含水比に調整した底泥を水路中央部に設置し、波動下における巻き上げ実験を行った。これは底泥面からの粒子の巻き上げに着目したものであった。本章は、流速が周期的に反復変化するもとでの懸濁物質の沈降や高濃度浮泥層の形成過程を検討するため、種々の往復流の発生が可能なU字型振動流水槽を用いた。試料には海水と現地泥を混合した懸濁液を使用した。実験結果から、(1)振動流下における懸濁物質の沈降形態の把握、(2)高濃度層の形成過程とその特性、(3)高濃度浮泥層の形成・消滅及びその挙動にかかわる、沈降フラックス F_d 、最大底面剪断応力 τ_b 、粒子凝集特性、槽内平均濃度 C などの関係についてまとめ、振動流下における懸濁物質の沈降特性について検討する。

5-2 振動流下における高濃度浮泥層の形成とその特性

5-2-1 実験装置及び方法

図5-1は本研究で使用した、全長5m、幅および高さが20cmの正方形断面を有するU字型振動流水槽である。管路片端面からのピストン（ストローク、周期可変）の往復運動により振動流を発生させることができる。この水槽内に、海水との混合により所定の濃度に設定した佐賀県牛津川底泥（密度 $\rho_s=2510\text{kg/m}^3$ 、中央粒径 $d_{50}=1.7\mu\text{m}$ 、以後、牛津泥と呼ぶ）を管路片端より素早く注入し、所定の振動流下で実験を開始した。実験中は管路側面3カ所から、鉛直方向数十点で採水できる装置を取り付けている。この採水装置は、ガスクロ分析装置用の注入ゴム栓をパッキンとしたステンレスパイプ（2.5mm ϕ ）からなっている。採水は、このステンレスパイプを管路側壁から挿入して行われる。ただし、水槽内の鉛直方向濃度分布を乱さないようにするために、採水時以外はステンレスパイプを槽外に引き出した。採水時間は実験開始後、1, 3, 5, 7, 10, 15, 30, 60, 120, 180, 300minである。さらに、採水した懸濁物質の濃度は、光透過式濁度計によって測定した。高濃度のものに対しては、メンブレンフィルター（孔径 $0.1\mu\text{m}$ ）を用い、直接

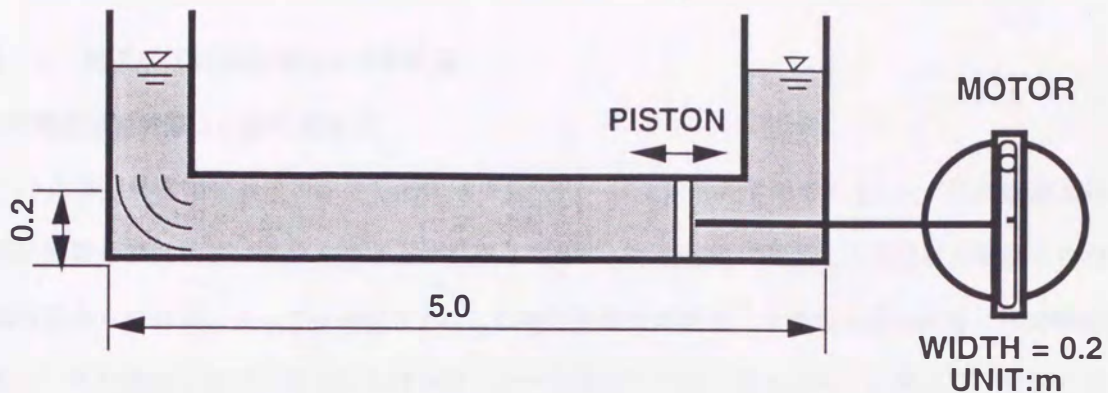


図5-1 実験装置

表5-1 実験条件

RUN No.	初期濃度 C_0 (kg/m^3)	周期 T (sec)	振幅 a (cm)	最大底面剪断応力 τ_b (Pa)
1-1	1.0	4.0	16	0.261
1-2			12	0.196
1-3			8	0.131
2-1	5.0	4.0	16	0.261
2-2			12	0.196
2-3			8	0.131
3-1	10.0	4.0	16	0.261
3-2			12	0.196
3-3			8	0.131
4-1	1.0	3.0	18	0.453
4-2			16	0.402
4-3			14	0.352
4-4			10	0.251
5-1	5.0	3.0	18	0.453
5-2			16	0.402
5-3			14	0.352
5-4			10	0.251
6-1	7.0	3.0	18	0.453
6-2			16	0.402
6-3			14	0.352
6-4			11	0.277
6-5			8	0.201
6-6			5	0.126
7-1	10.0	3.0	18	0.453
7-2			16	0.402
7-3			14	0.352

懸濁物質濃度を求めた。なお、本実験条件を表5-1に示す。

5-2-2 高濃度浮泥層の特性とその挙動

(1) 高濃度浮泥層厚 δ と層内濃度 C_s

図5-2は浮遊懸濁物質濃度の鉛直分布の形成過程の一例を示したものである。いずれの場合においても実験開始後数分で波動下における巻き上げ実験と同様に、底面付近に高濃度の浮泥層が形成された。これは管路側面からの目測によっても確認され、この時の高濃度浮泥層と上層水の界面は常にほぼ明瞭であった。また、その濃度分布は円形回転水路を用いた一方向流下での一様な分布とは異なり、高さ方向に分布を形成していた。ここで、濃度勾配が最も大きく、明瞭な界面以下の部分を高濃度層と定義し、この層厚を高濃度層厚 δ とする。この高濃度層厚が定常になったところで、各実験での鉛直方向の濃度分布と壁面からの目視とによって δ を求め、最大底面剪断応力 τ_b との関係を示したものが図5-3である。なお、底面剪断応力 τ_b の算定には、平板上の粘性振動流の考え方を用いている。今回の高濃度層の定義には、濃度勾配を用いているため、高濃度層厚 δ は底面剪断応力 τ_b が増加するとともに厚くなり、ある極大値をとった後、小さくなっていくものと考えられる。これは、 τ_b が限りなく増加すれば、浮遊懸濁物質濃度は限りなく初期濃度 C_0 に近づき、高濃度層と上層水層との濃度差はなくなり、高濃度層が見かけ上消失するからである。今回の実験範囲内では、高濃度層の消失までは観測できなかったが、 δ がほとんど増加しなくなる様子は得られた。

図5-4は高濃度層内平均濃度 C_s (C_s は実験結果から求まる濃度分布の底面から、 δ までの平均値である) と最大底面剪断応力 τ_b との関係を示したものである。本実験における条件下では、高濃度層内平均濃度の最大値 $C_{s,max}$ は30g/l程度であった。また、高濃度層厚 δ は初期濃度 C_0 の増加にともなって増加している。さらに、 τ_b の増加に伴って C_s が C_0 に漸近する様子がわかる。本実験で行った濃度範囲全てにわたって、その傾向が現れ、特に $C_0=1.0\text{g/l}$ の場合に著しくなっている。しかしながら、 $C_0=1.0\text{g/l}$ 以外では今回の設定剪断応力の範囲において、初期濃度よりもやや高めの濃度のところでとどまっている。これは、高濃度層と上層水との界面に作用する剪断応力が両者間の相対速度の減少により小さくなっていることに原因があるものと考えられ、さらに剪断応力を増加させることで、 C_s を C_0 に漸近させることができると推測される。ここで、 $C_0=1.0\text{g/l}$ で、 $\tau_b=0.3\text{Pa}$ 以下のものが他のものの傾向と異なっている。これは初期濃度が他の場合ほど高濃度ではなく、かつ、高濃度層厚 δ が1cm以下であったため、本実験で使用した採水装置で十分な層内濃度を測定できなかったためである。

(2) 高濃度浮泥層界面付近の挙動

高濃度層の挙動を観測するために、振動流装置中央上部に取り付けた注入口よりトレーサーを素早く注

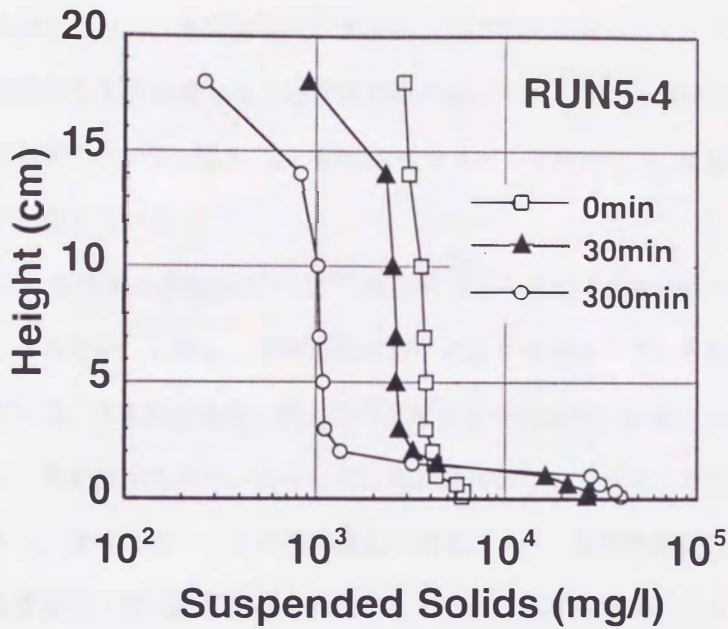


図5-2 鉛直方向濃度分布

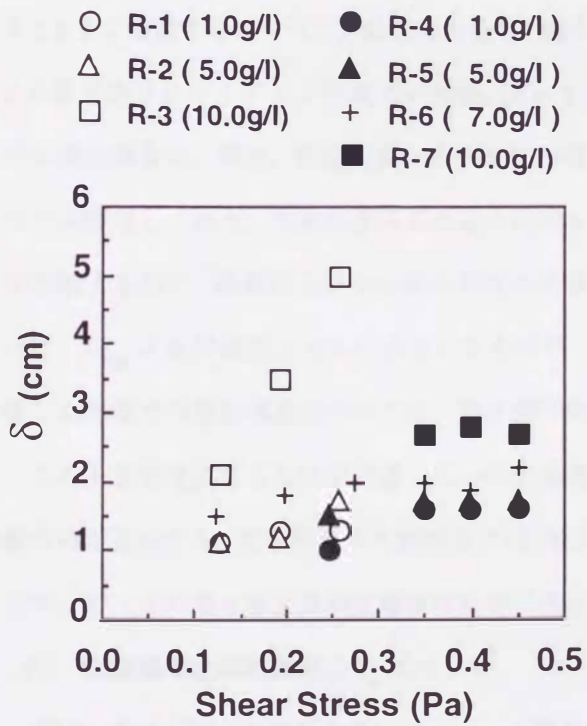


図5-3 底面剪断応力と高濃度層厚との関係

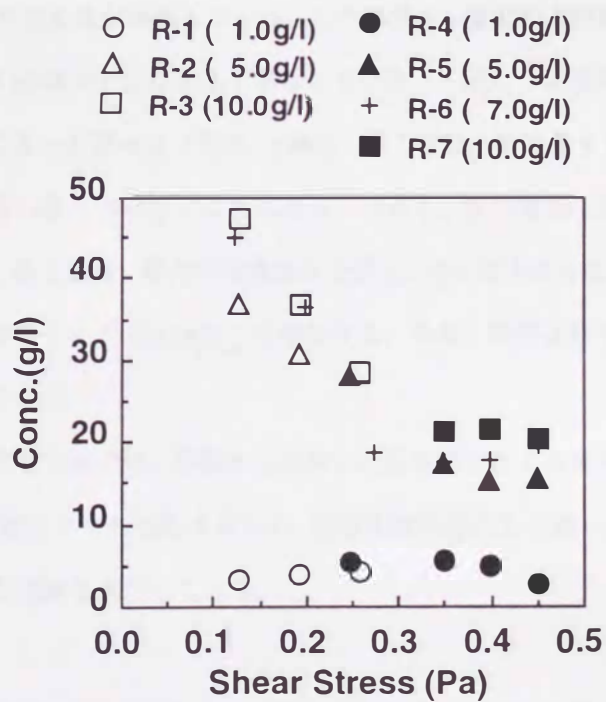


図5-4 底面剪断応力と高濃度層内平均濃度との関係

入し、水路側面近傍よりビデオカメラによる撮影を行った。図5-5は、高濃度層上部の乱れの状況を半周期にわたって観察したものである。これによると、高濃度層と上層水との界面は平坦ではなく、界面の不安定による組織的な渦が存在し、高濃度層内に巻き込み状の乱れが見られた。この巻き込みは、連行現象を生じさせ絶えず周期的な変形を繰り返し混合層を作り出していた。また、剪断応力の増加にともなって、この巻き込み深さが増大している。図5-2の鉛直濃度分布との比較からも、濃度勾配が大きく変化する高さとの層の位置が一致している。

懸濁物質を含まない密度流の密度界面では、一度乱れによる混合や拡散が生じると、密度勾配が小さくなり、元に復することはない。しかし、沈降性懸濁粒子により形成されている密度流の密度界面では、復元力が常に作用している。本実験の場合、界面の不安定により混合が生じると、高濃度層内の濃度（密度）が低下するとともに、見かけ粘性係数が低下して、相対速度は小さくなる。その結果、不安定性による混合が減少するとともに、濃度の低下による沈降速度の増加により、高濃度層に回復が見られる。これら両者の平衡により、高濃度層上部の濃度分布が決定されている。定常になったときの密度界面を通してのフラックスは0となるので、連行係数とリチャードソン数の関係を表示できない。その代わりに一周期の下方への正味のフラックスを、一周期を通しての密度界面の鉛直下方への移動距離 w_i （ビデオのスロー再生により測定）と密度界面の濃度 C_i との積として求め、これを最大相対速度 U_{max} で除したものを連行相当量とし、層平均リチャードソン数 R_i との関係を示したものの一例が、図5-6である。この場合、 R_i が1.0から5.8まで増加するにつれて、連行相当量も、僅かではあるが増加している。この関係は、通常の連行係数 E と層平均リチャードソン数 R_i との関係 ($E = 2 \times 10^{-3} R_i^{3/2}$) とは大きく異なっている。一般に、密度界面での混合現象は、移流、乱流拡散、分子拡散の和によって表せる（玉井, 1987）。ここでは、連行量を $C_i w_i$ でのみ評価しており、本来の意味での連行現象を言い表していないことになる。つまり、 R_i の増加は乱れを抑制するので、微細粒子群から成る界面は沈降し易くなり、層内平均濃度も上昇し、 $C_i w_i$ は大きくなる。一方、 U_{max} は R_i の増加とともに小さくなるので、結果として $C_i w_i / \rho_s U_{max}$ は増加する。なお、粒子沈降を加味した界面での連行現象については、第7章で検討する。

この不安定性による乱れが到達していない高濃度層下部では、界面から伝わった剪断応力による水平移動のみが存在する。粒子混層流の剪断流では、粒子がそれぞれ回転するため、圧密沈降状態になり難い。したがって、この混合層が高濃度層厚の決定に大きな役割を果たしている。

(3) 沈降限界底面剪断応力 τ_{sd} について

図5-7は、同一剪断応力下において、上層水平平均濃度 C （高濃度浮泥層分を含まず）を初期濃度 C_0 で除した C/C_0 の経時変化である。これより、本実験装置のもとでは、振動流中における懸濁物質の沈降が、実験開始30分程度ではほぼ終了していることがわかる。また、濃度減少パターンが初期濃度 $C_0 = 1.0 \text{ kg/m}^3$ と

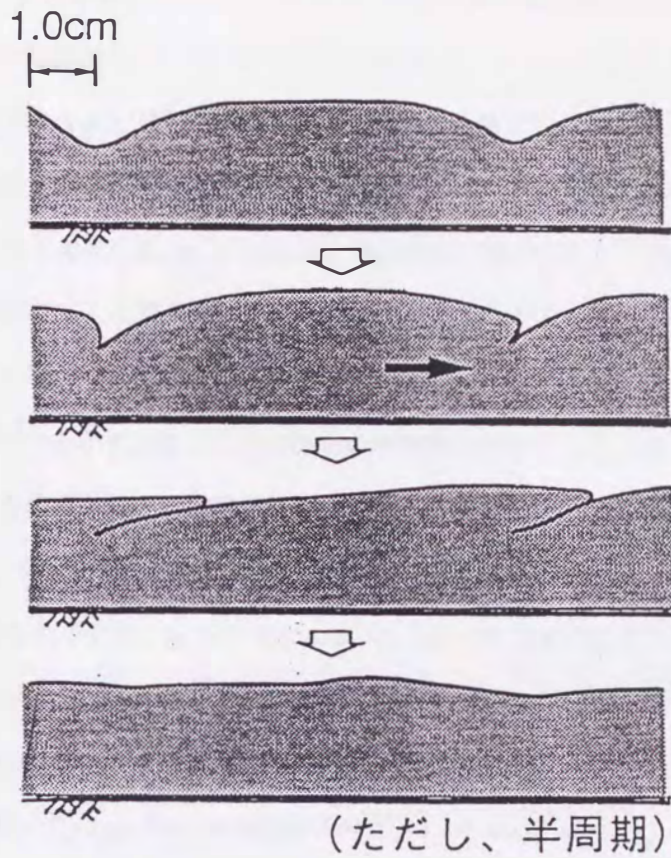


図5-5 高濃度浮泥層界面での乱れ（混合層）のスケッチ

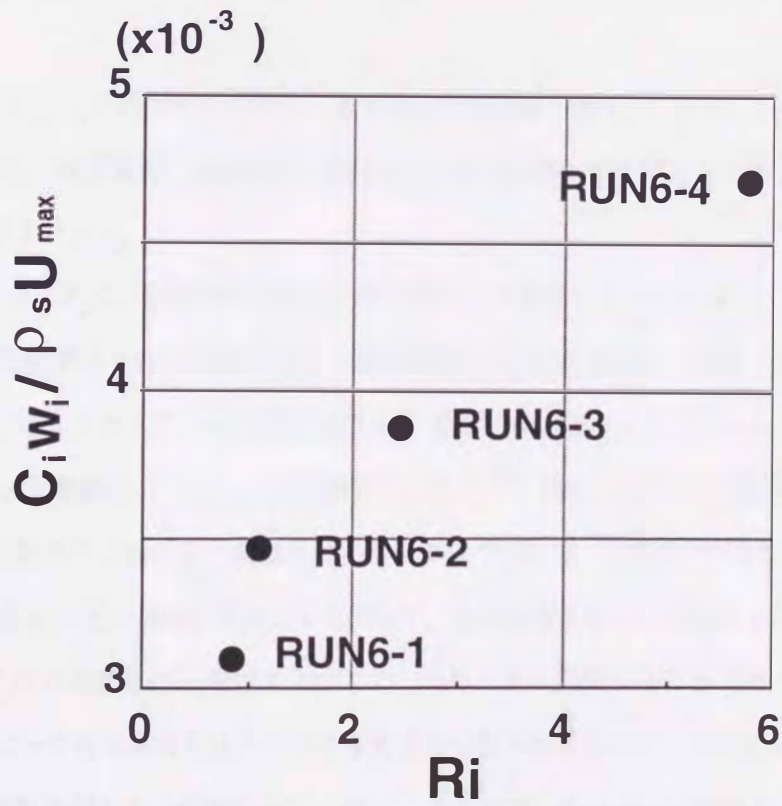


図5-6 層平均リチャードソン数と $C_i w_i / \rho_s U_{\max}$ との関係

$C_0=5.0\text{kg/m}^3$, 10.0kg/m^3 とでは異なっている。粒子は、それが単一粒子なら静水中で最も速く沈降するが、凝集性のものは、若干の剪断があった方が衝突合体が生じ、大フロックとなり、結局、沈降が速くなる。したがって、初期濃度 $C_0 \geq 1.0\text{kg/m}^3$ の場合、 C_0 の増加に伴い、上層水中に存在する浮遊懸濁物質のフロック化が促進され、水槽内の沈降が単粒子沈降ではなく凝集沈降になったものと判断される。剪断流中での懸濁物質の濃度減少を初めて捉えたKrone (1962) は、懸濁物質の濃度に応じた濃度減少の式を示した。振動流場においても初期濃度に応じた凝集及びそれに続く沈降速度の変化を考慮しなければならない。これについては5-2で検討する。

図5-8は底面剪断応力 τ_b と C_∞/C_0 (C_∞ は上層水の平均濃度が変化しなくなった時点での濃度と定義する) との関係を示したものである。この関係と $C_\infty/C_0 = 1$ との交点を、最大粒径が沈降する限界の剪断応力 τ_{cd1} 、同様に、 $C_\infty/C_0 = 0$ との交点を最小粒径が沈降する限界の剪断応力 τ_{cd2} と定義する。本来、沈降限界剪断応力 τ_{cd} は取り扱う粒子が均一なものであれば、ただ1つ決まるだけであるが、本実験のように懸濁粒子が粒度分布を有する場合、このようなことが生じる。なお、 $C_0=1.0\text{kg/m}^3$ の場合は、他の実験と傾向が異なっているため、 $C_0=1.0\text{kg/m}^3$ とそれ以外のもので分けて考えることにする。図より、 $C_0=1.0\text{g/l}$ の場合、 $\tau_{cd1} \cong 0.45(\text{Pa})$, $\tau_{cd2} \cong 0(\text{Pa})$, $C_0=5.0, 7.0, 10.0\text{kg/m}^3$ の場合、 $\tau_{cd1} \cong 0.55(\text{Pa})$, $\tau_{cd2} \cong 0.11(\text{Pa})$ と読み取れる。一方、向流下における沈降限界剪断応力 τ_{cd} は、Kusuda *et al.* (1982) の方法に従って、今回用いた試料 ($d_{50}=1.7\mu\text{m}$) であれば、およそ $0.01(\text{Pa})$ のオーダーとなる。このように、 τ_{cd} が小さくなるのは、試料の凝集性の違いに由来している。

また、 τ_b と C_∞/C_0 との関係から得られる勾配 α は牛津泥の場合、 $\alpha \cong 2.2$ であった。ただし、勾配 α は試料底泥の物性、塩分濃度、温度など（特にフロック径分布）の影響を受けて変化する。

(4) 沈降フラックス F_d

沈降フラックス F_d は、管路内平均濃度の経時変化より求めることができる。ここでは、実験開始初期の単位面積・単位時間当りの沈降量の変化（単位時間当りの沈降速度）を沈降フラックス F_d と定義する。

図5-9は、沈降フラックス F_d を初期濃度 C_0 と単粒子沈降速度 w_s (ストークスの式で計算) で無次元化したものと無次元剪断応力 (τ_b/τ_{cd1}) の関係を示したものである。ただし、上層水中における沈降速度 w_s を求めるとき、振動流下における沈降は単粒子沈降ではないので、牛津泥の中央粒径 $d_{50}=1.7\mu\text{m}$ をそのまま用いると沈降速度 w_s の過小評価となる。したがって、沈降速度を正しく評価するには、水槽内の沈降フロック径を F_d と C_0 から逆算して w_s を求めればよい。フロックは成長するほど見かけ密度と剪断強度が小さくなるので、フロック径はある大きさに決まるものと予想される（フロックの有効密度 ρ_e はフロック径 d_s と $\rho_e \sim d_s^{-1.0 \sim -1.5}$ の関係がある（水理公式集, 1971）。ここでは、 $C_0 > 1.0\text{kg/m}^3$ の場合について考え、図5-8より、 $\tau_{cd1} = 0.55\text{Pa}$, $\tau_{cd2} = 0.11\text{Pa}$ を得、 $(\tau_{cd2}/\tau_{cd1})=0.2$ となる。これは、この値以下で試料の全粒子が沈降して

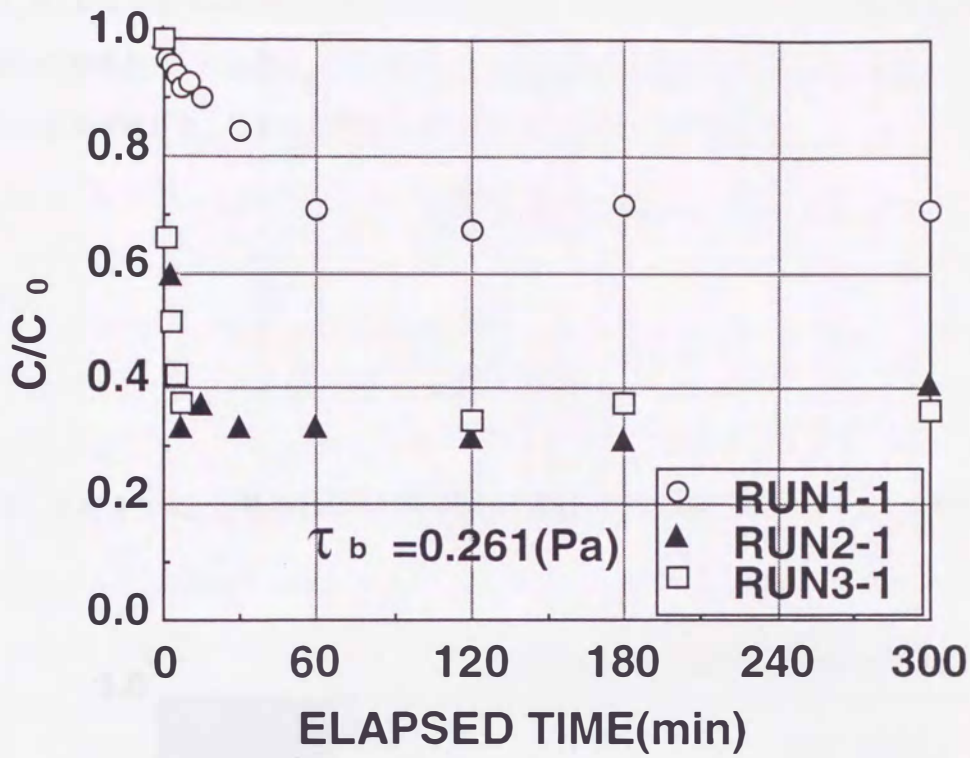


図5-7 無次元上層水平平均濃度の経時変化との関係

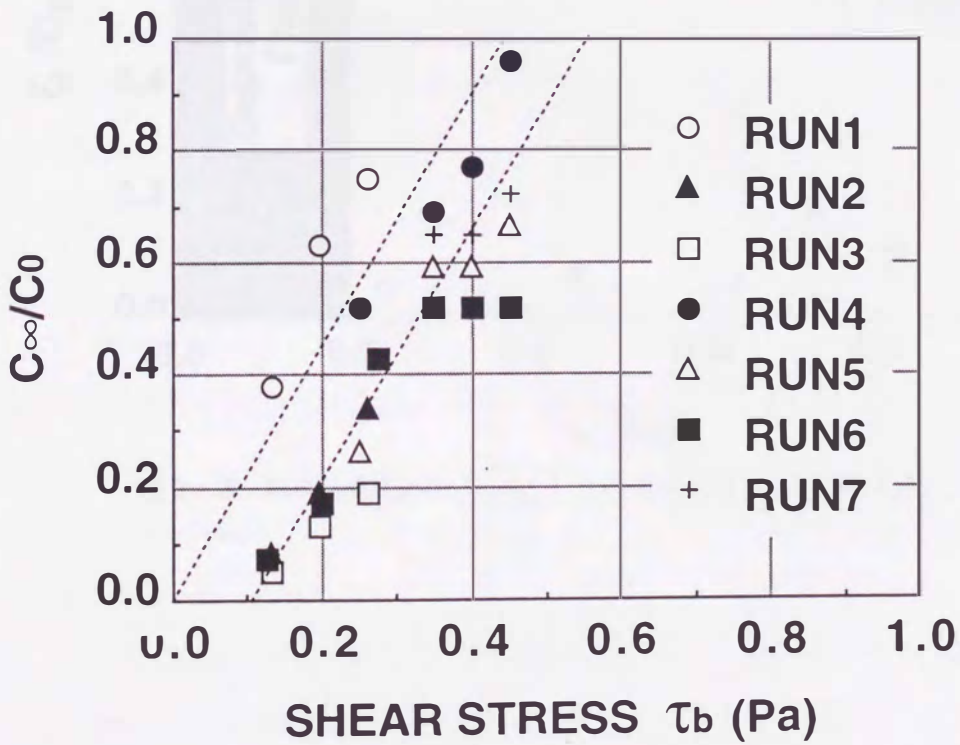


図5-8 底面剪断応力 τ_b と C_∞/C_0 との関係

しまうことを意味しており、このとき $(F_d/C_0 w_s)=1$ で一定となる。図5-9の関係は、 $(\tau_{cd2}/\tau_{cd1})=0.2$ のとき、 $(F_d/C_0 w_s)=1$ となるように粒径を定めて求めた。なお、このとき定められた中央粒径 d_{50} は $24\mu\text{m}$ であり、実験に用いた現地泥の中央粒径 d_{50} の14倍のものが水槽内を沈降していることになる。

以上の点を考慮して、これらの関係をまとめると次式のように表せる。

$$\frac{F_d}{C_0 w_s} = \beta \left(\frac{\tau_b}{\tau_{cd1}} - 1 \right) \quad (5.1)$$

ただし、

$$\beta = - \frac{1}{\left(1 - \frac{\tau_{cd2}}{\tau_{cd1}} \right)} \quad (5.2)$$

である。このように、上層水からの沈降は無次元剪断応力に関して線形となることがわかる。

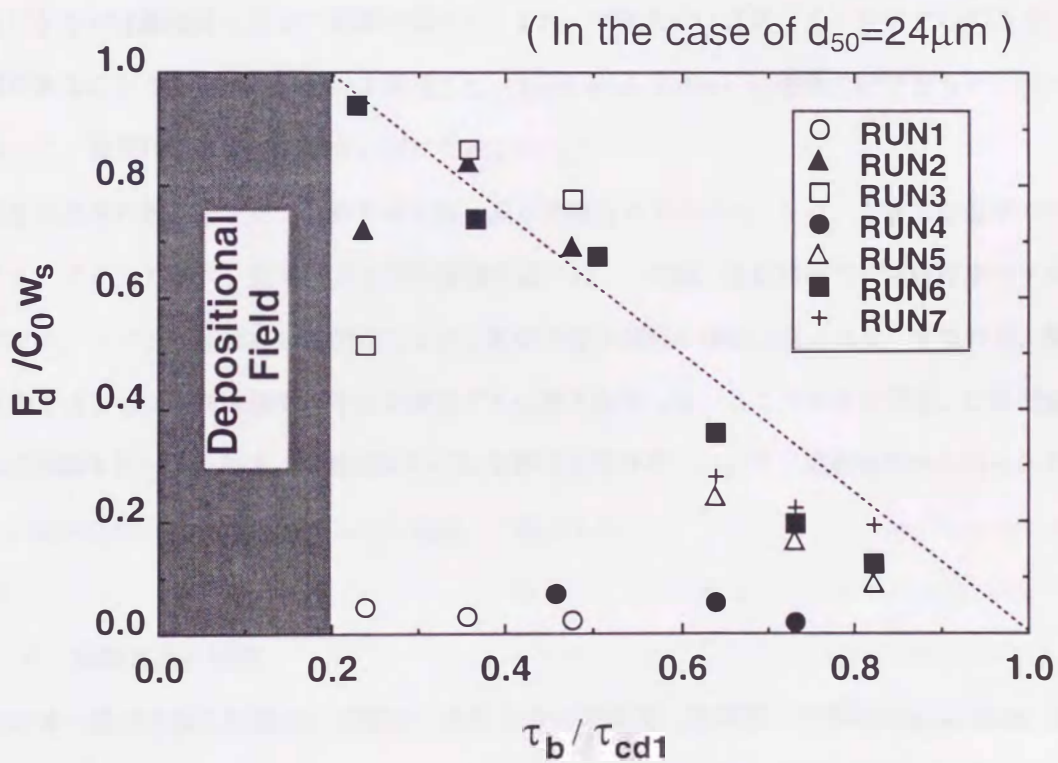


図5-9 無次元剪断応力 (τ_b/τ_{cd1}) と無次元沈降フラックス $F_d/C_0 w_s$ の関係

5-3 振動流下における沈降速度と高濃度浮泥層の形成過程

土木工学において、振動流場での粒子沈降速度に関する研究は、粒子を剛体として取り扱い、土砂の浮遊や物質輸送に用いられる各種パラメータ（拡散係数など）との関係について評価されることが多い（例えば、香取・本間，1984；Hwang，1985；関根・吉川，1987）。また、衛生工学においては浄水あるいは下水処理過程でみられるフロックの形成・破壊といった挙動についての検討がなされている（例えば、丹保・渡辺，1967；楠田，1973；松尾，1974）。粟谷・楠田（1970a,b）は、フロックの衝突効率について単粒子沈降の場合と剪断粒中での場合について理論的検討を行った。これによると、単粒子沈降・剪断流中でもフロックの透水性がフロックの衝突成長に大きく影響し、同じフロックでも沈降時よりも剪断粒中にある方が衝突効率が大きくなることを示した。

一方、河口沿岸域での粘着性の泥の沈降に関する物理的な特性についてはOwen（1970）による研究が詳しい。彼は泥の沈降速度がフロキュレーションに大きく影響されることや溶液の濃度、塩分、沈降距離といったものが沈降速度に及ぼす影響を調べた。また、できるだけ自然に近い状態での沈降速度を測定する必要があることから、Owen Tubeを開発した。Smith *et al.*（1989）は従来の研究をもとに泥の沈降速度式について、濃度により3つの領域に分けて表示した。

高濃度浮泥層の形成について、第5章2節で基本的特性をまとめた。また、上層水中濃度の変化から沈降フラックス F_d を求めて、剪断応力 τ_0 との関係を導いた。この際、振動流場では微細粒子のフロック形成促進のため、フロック粒径 d_s の増加とともに、見かけ沈降速度の増加が見られた。すなわち、静水中での沈降速度ではなく、振動流場でのそれを算定する必要性を示唆した。ここでも前節同様、U字型振動流装置を用いて実験を行った。以下、振動流中での粒子群の沈降速度について、実験結果から得られる濃度分布をもとに鉛直方向一次元の物質収支式を適用して検討する。

5-3-1 実験方法と試料

試料には一連の実験と同様に、佐賀県六角川水系の現地泥（牛津泥，中央粒径 $d_{50}=6.0\mu\text{m}$ ，土粒子密度 $\rho_s=2570\text{kg/m}^3$ ）を用い、これを海水と混合して所定の濃度に設定した後、振動流水槽の水路端よりすばやく試料を注入し、完全混合状態から実験を開始した。実験開始後は、所定時間毎に水路側面から鉛直方向10～12点で採水を行った。実験開始後は、水路側面に設置した採水装置（鉛直方向11点）から所定時間毎に採水し、また、高濃度層内に存在する目視可能な粒子の運動をビデオカメラや連続写真撮影によって観測をした。なお、実験条件を表5-2に示す。

表 5-2 実験条件

RUN No.	T(sec)	C_0 (kg/m ³)	τ_b (Pa)
8-1	3.0	11.0	0.126
8-2			0.201
8-3			0.277
8-4			0.352
8-5			0.453
9-1	3.0	20.0	0.126
9-2			0.201
9-3			0.277
9-4			0.352
9-5			0.402
9-6			0.453

5-3-2 実験結果及び考察

(1) 高濃度浮泥層の形成過程と鉛直濃度分布の構造

図5-10は鉛直方向濃度分布の経時変化の一例を示したものである。図から時間とともに底面付近に高濃度層が形成されていく様子がわかる。また、水槽側面からの目視観測による界面の発現時間とほぼ同時刻において、底面付近に界面が形成され始める。このとき、上層水と高濃度層との間には lutocline (Ross *et al.*, 1989) と呼ばれる急激な濃度勾配が生じる。この lutocline は実験開始初期には濃度勾配が緩やかであるために不明瞭な状態にあるが、徐々にその形成を強め(濃度勾配が急となる)、時間とともに明瞭になる。高濃度層内はさらに流動している浮泥層と流動しない堆積層に分けられる。ただし、本実験の観測では堆積層の層厚は0.1～1mm程度であった。

(2) 微細粒子群の沈降特性と高濃度浮泥層形成に関する一考察

高濃度層が形成されるメカニズムを論じる際、まず考慮しなければならないことは物質の輸送であるが、本実験では水平方向よりも鉛直方向の物質輸送が支配的である。したがってここでは、鉛直方向一次元の質量保存式を考える(底面から鉛直上向きを正とする)。

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{\partial F_a}{\partial z} = 0 \quad (5.3)$$

$$F_a = w_s C - F_e = w_{as} C \quad (5.4)$$

ただし、 F_a ；見かけ沈降フラックス， w_s ；沈降速度， C ；濃度（ $w_s C$ は実質沈降フラックス）， F_e ；拡散フラックス（巻き上げフラックス）， w_{as} ；見かけ沈降速度，である。

図5-11は沈降筒を用いて行った静水中における沈降実験の結果をまとめたものであり，沈降速度 w_s と沈降フラックス $w_s C$ をそれぞれ濃度に対して示したものである。ただし， w_s は式(5.3)を z で積分した式によって算出しており（小林ら，1990），横軸の濃度は初期濃度 C_0 ではなく，フラックス算出面での値である。従来の研究（Smith et al., 1989）に従い， w_s を C のみの関数として表すと次式となる。

$$\left. \begin{aligned} w_s &= 0.4 C^{4/3} \quad (mm/s) & C \leq 1 \quad (kg/m^3) \\ &= 0.42 & 1 < C \leq 2 \\ &= 0.42 (1 - 0.005C)^5 & C > 2 \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

図及び式からも明らかなように，沈降速度は濃度の増加とともにある値までは増加するが，その後は減少する。また，結果にばらつきがあるのは，沈降速度が濃度のみの関数ではなく，求めた時点での深さ，剪断応力，フロック径の関数となっているからである。同様に，振動流下における上層水中の見かけ沈降速度 w_{as} を求めたものが図5-12である。図5-11と同様に沈降フラックスが $C=10kg/m^3$ 付近で最大値を示しているが，沈降フラックスが小さくなるのがかなりあることがわかる。高濃度層の上側界面近傍の濃度分布について考察を加えるために，式(5.4)において w_{as} を C のみの関数と仮定し，式(5.3)を用いて

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{d(w_{as} C)}{dC} \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (5.6)$$

式(5.6)は一階の波動方程式であり，左辺第二項の $d(w_{as} C)/dC$ は界面の伝播速度を表す。これは見かけ沈降フラックスの濃度変化，すなわち，図5-10，11中における沈降フラックスの勾配を示している。この沈降フラックスの勾配が0となる点では界面の伝播速度も0となり，見かけ上，界面の移動がなくなる。図より，このときの濃度はおよそ $10kg/m^3$ である。振動流中では，濃度は上方に単調減少するので数学的には lutocline が濃度不連続面となり $10kg/m^3$ の濃度は初期にしか存在し得ないことになる。本実験においても，高濃度層形成過程の初期には穏やかな濃度勾配のもとで， $10kg/m^3$ の濃度部分が観測された。後期にはかなり急な濃度勾配となり，やはり $10kg/m^3$ の濃度部分が観測されたが，これは lutocline のところでの剪断応力による鉛直混合により見かけ沈降フラックスが0でも，実質的な沈降と再浮上が存在していることによるものと考えらるべきである。

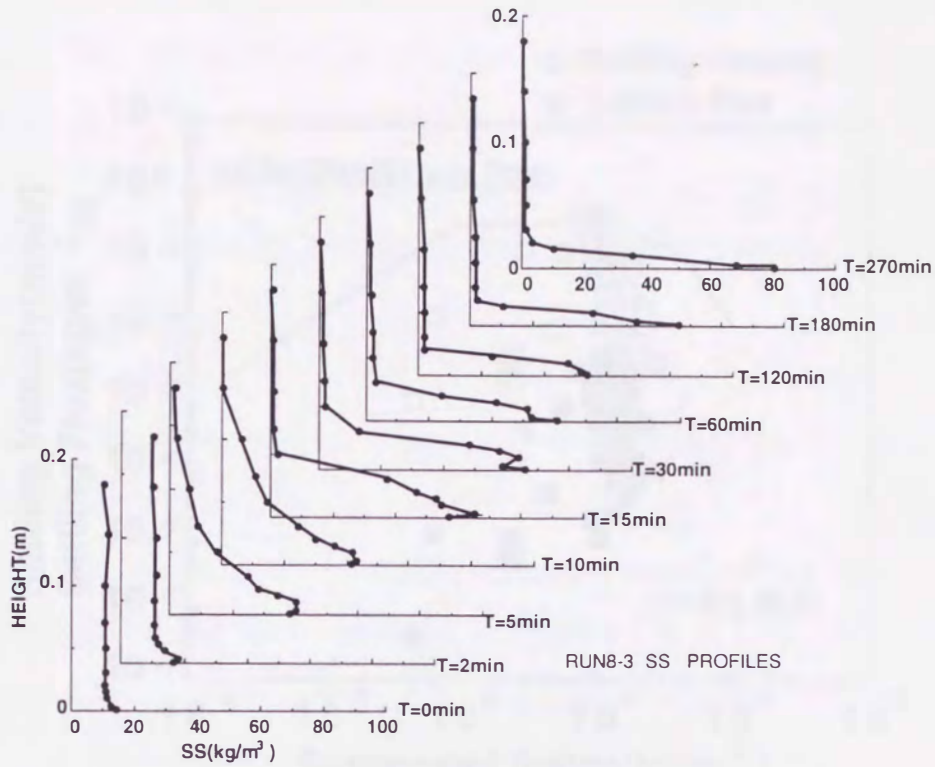


図5-10 鉛直方向濃度分布の経時変化の一例

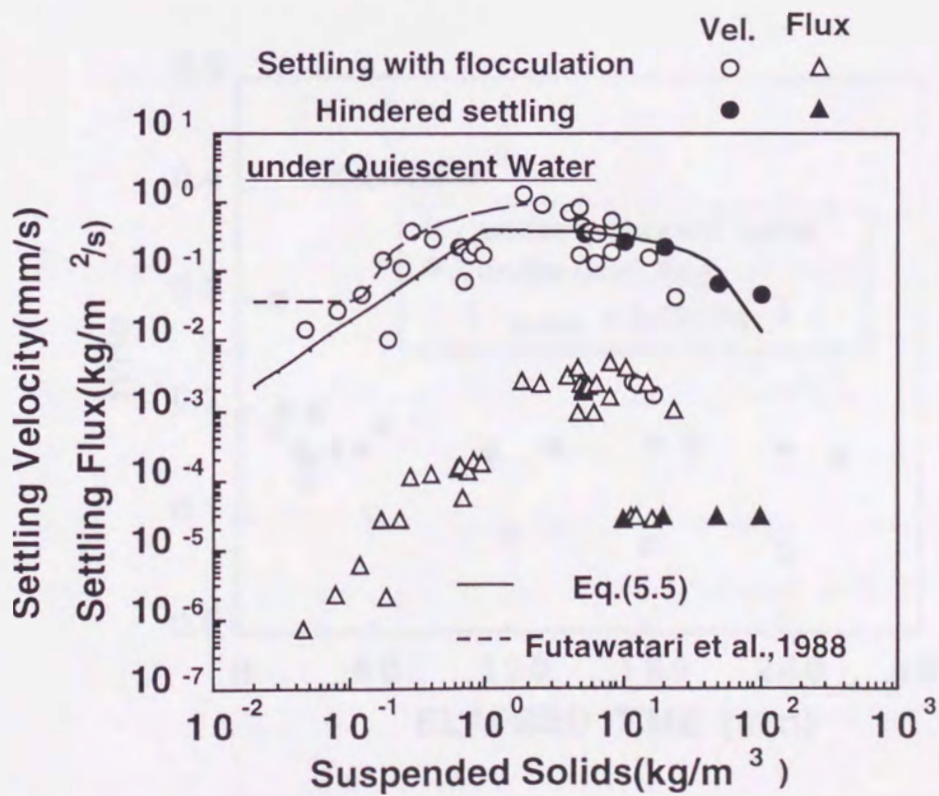


図5-11 懸濁液濃度と沈降速度との関係 (静水中)

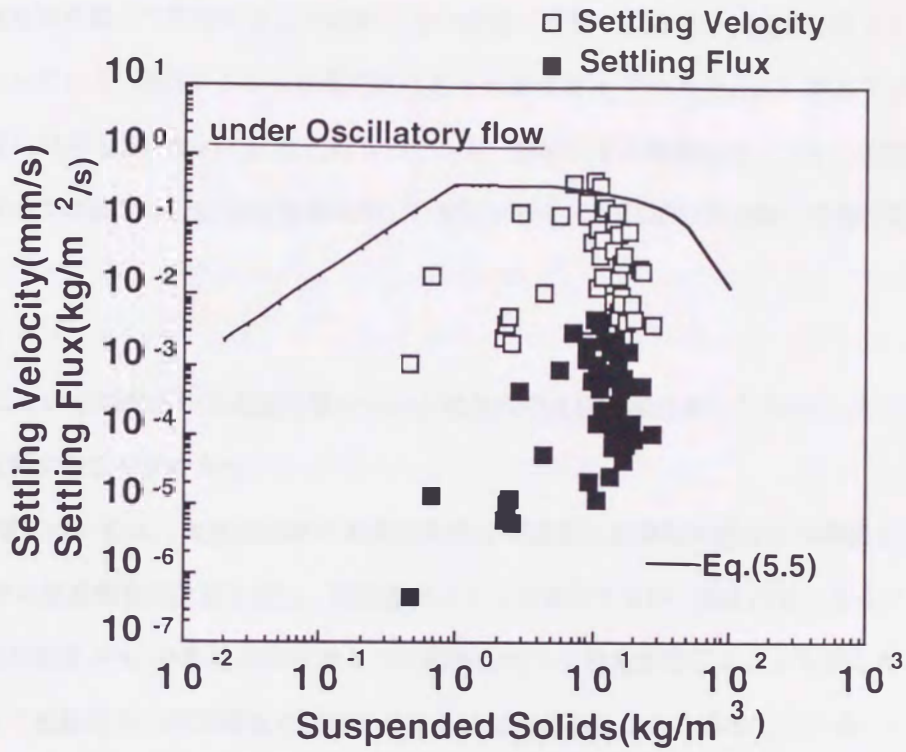


図5 - 12 懸濁液濃度と沈降速度との関係 (振動流中)

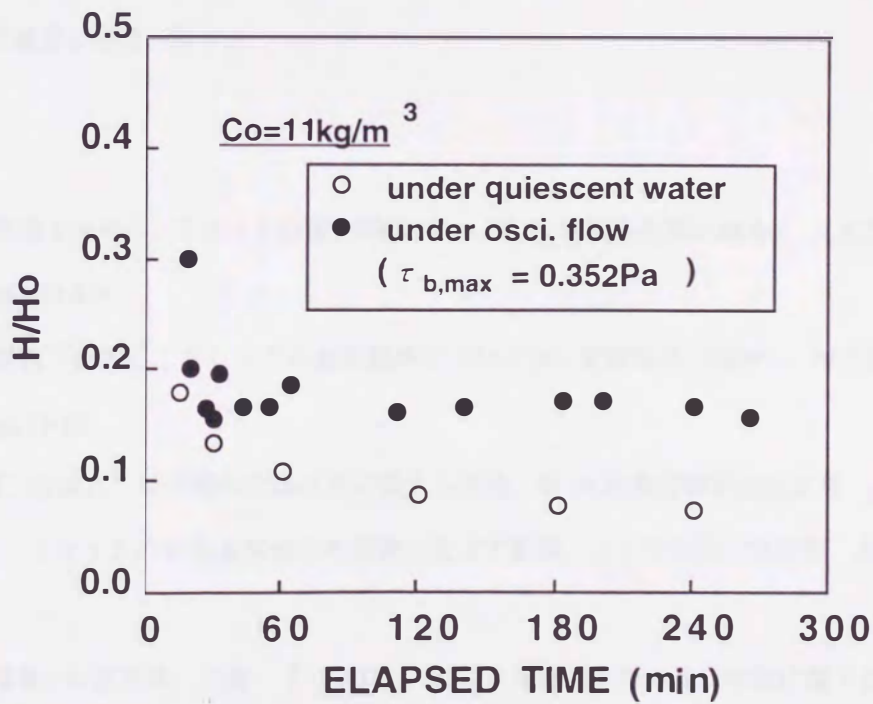


図5 - 13 無次元沈降界面高 H/H_0 の経時変化

一方、界面での乱れが到達していない高濃度層下部では、界面から伝わった剪断応力による水平移動のみが存在する。粒子混層流の剪断流では、粒子がそれぞれ回転するため、圧密沈降状態になり難い。したがって、高濃度層界面上で作用するこの剪断応力は界面下層部へ運動量を伝達し、粒子を浮遊状態にさせる一要因となっている。図5-13は界面沈降の高さ H を水深 H_0 で無次元化し、静水中と振動流中（どちらも初期濃度 C_0 は同じ）において比較したものである。静水中では時間経過とともに圧密沈降が生じているが、振動流中では粒子に上向きの力が作用し、粒子が浮遊した状態の浮泥層の存在が認められる。

5-4 結論

振動流下において形成された高濃度層やその上層水内の沈降現象に着目しながら、その形成過程や特性を定性的に説明することができた。

- (1) 高濃度層については、高濃度層厚や高濃度層内平均濃度と底面剪断応力との関係を示した。
- (2) 上層水中の懸濁物質の沈降形態は、初期濃度によって変化するが、濃度が高くなるにつれて懸濁物質のフロック化が促進され、分散粒子の粒径として解析を行うと矛盾が生じることを示した。このことは、初期濃度によって振動流中の沈降現象を区分して考える必要があることを示唆している。
- (3) 波動下における巻き上げフラックスと同様に、振動流下における沈降フラックスを無次元剪断応力の関数として示した。
- (4) 静水中、振動流中での見かけ沈降フラックスはいずれも 10kg/m^3 で極大となり、実験初期の段階では lutocline での界面濃度とはほぼ一致する。

参考文献

- 粟谷陽一・楠田哲也（1970a）：フロックの衝突効率について(I)-単粒子沈降の場合-, 九大工学集報, 第42巻, 第6号, pp.829-835.
- 粟谷陽一・楠田哲也（1970b）：フロックの衝突効率について(II)-剪断粒中の場合-, 九大工学集報, 第43巻, 第1号, pp.11-15.
- 香取宗和・本間仁（1984）：粒子群の沈降速度に関する研究, 第28回水理講演会論文集, pp.641-646.
- 楠田哲也（1973）：フロックの形成条件がその性質に及ぼす影響, 土木学会論文報告集, 第217号, pp.33-39.
- 楠田哲也・山西博幸・川添正寿・二渡了（1988）：波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp.352～356.
- 楠田哲也・山西博幸・吉見博之・二渡了（1989）：攪乱・不攪乱底泥の巻き上げ特性に関する実験的研究,

第36回海岸工学講演会論文集, pp.314 ~ 318.

小林正樹・山川 匠・小川富美子(1990):沈降過程を考慮した超軟弱粘土の自重圧密解析, 港湾技研資料, No.680, pp.1 ~ 21.

関根正人・吉川秀夫(1987):脈動粒中の粒子沈降特性に関する研究, 土木学会論文集, 第387号/II-8, pp.209-218.

丹保憲仁・渡辺義公(1967):アルミニウムフロックの密度に関する研究, 水道協会雑誌, 397号, pp.2-10.

松尾友矩(1974):フロックの破壊機構と強度に関する研究, 土木学会論文報告集, 第229号, pp.31-39.

Hwang, P.A. (1985): Fall Velocity of Particles in Oscillationg Flow, ASCE, Vol.111, pp.485-502.

Krone,R.B.(1962):Flume studies of the Transport of Sediment in Estuarial Shoaling Process, Final Report, Hydr.Engr. Lab. and Sanitary Engr. Res.Lab.,Univercity of California, Berkeley, June.

Kusuda, T. ,T. Umita, K. Koga, H. Yorozu and Y. Awaya (1982):Depositinal Process of Fine Sediments, Wat. Sci. Tech., Vol.14, pp.175-184.

Owen, M.W. (1970): A Detailed Study of Settling Velocities of an Estuary Mud, H.R.S.Report INT78.

Ross, M.A. and A.J. Mehta (1989):On the Mechanics of Lutoclines and Fuid Mud,J.of Coastal Res.,Special Issue No.5,pp.51-62.

Smith, T.J. and R. Kirby (1989):Generation,Stabilization and Dissipation of Layered Fine Sediment Suspensions,Jour. of Coastal Res.,Special Issue No.5,pp.63-73.

第6章 振動流下における高濃度浮泥層の流動特性とその保持機構

6-1 緒論

底泥の堆積は水中高く巻き上げられた懸濁物質の鉛直方向からの沈降・堆積よりも、底面近傍を流動する高濃度浮泥層による影響が大きく、このことは現地調査による鉛直濃度分布やその流動状況から確認している（例えば、Odd and Owen, 1972；運輸省第四港湾建設局, 1987；Smith and Kirby, 1989）。同様に、底泥輸送に関する一連の室内実験（例えば、楠田ら（1988）など）からも波や流れの場で得られる鉛直方向の濃度分布の構造が、比較的低濃度の上層水層と底面に沈積せず浮遊した状態で粒子群が高密度で存在する高濃度水層とからなることが明らかにされている。この高濃度浮泥層の層内濃度は高いため、その移動速度は小さくても物質の輸送量としてはかなりの量となることが予想される。したがって、底泥面上に存在する高濃度浮泥層の挙動を把握し、この層がどのような条件で生成、安定、消滅するのか、あるいは、安定した状態で沈積せずに流動するのかを解明することは、シルテーションの定量的評価にとって極めて重要である。しかしながら、この高濃度浮泥層に作用する剪断応力あるいは剪断歪と濃度の関係、高濃度層内における鉛直混合速度と鉛直方向濃度分布の関係、剪断場における懸濁物質の沈降速度などの高濃度浮泥層の保持機構に関わる素過程や保持機構そのものについて、未だ解明されていないところが数多く存在している。

6-2 高濃度浮泥層内の流動とその保持に関する一考察

6-2-1 はじめに

振動流下における高濃度浮泥層の形成過程とその特性の概要については第5章で述べた。ここでは高濃度浮泥層の流動特性と層内圧力分布の計測結果を踏まえ、高濃度浮泥層の保持機構について検討する。特に、(1)剪断流場内での粒子群の混合効果、(2)浮泥層内に及ぼす剪断応力や圧力勾配の効果、(3)粒子間接触にともなう有効応力の影響、等について検討する。これらの検討を通して、振動流下で形成される高濃度浮泥層が沈積せずに浮泥として存在し続けうる機構に関して考察を加える。

6-2-2 実験方法

本実験では第5章同様、長時間の実験に際しても高濃度浮泥層が一方向に質量輸送されず、しかも流体の加速による水圧変動が重複波の場合と類似したものになるU字型振動流水槽を用いた（図5-1、図6-1参照）。なお、試料には有明海に注ぐ佐賀県六角川水系の現地泥（土粒子密度 $\rho_s=2540\text{kg/m}^3$ 、中央粒径 $d_{50}=4.0\mu\text{m}$ ）を用いた。これは干潮時に水面下より露呈してくるガタ土上の浮泥を直接採取したものである。

これを所定の濃度に設定した後、振動流水槽に素早く注入し実験を開始した。実験中は、水路側面からの採水による濃度測定や浮泥層内と上層水層内の圧力測定を随時行った。圧力測定には、間隙水圧計（SSK製、P310-01）を用い、これと接続した動ひずみ測定器（東京測器研究所製、DA-35D）からの信号をAD変換ボードによってパソコンに取り込んだ。差圧測定には、微差圧計（SSK製、DPL6-01）を用いた。また、浮泥層内粒子の運動をビデオカメラやモータードライブ付一眼レフカメラ（Nikon F3と接写リングを組み合わせ、シャッタースピード1/1000秒で6コマ/秒で撮影）によって観測した。

6-2-3 実験結果及び考察

(1) 高濃度浮泥層の形成

図6-2は振動流水槽水平部の中央付近において得られた鉛直濃度分布の経時変化の一例である。層内にほぼ一様な濃度で存在していた懸濁物質は、時間の経過とともに底面付近へ沈降・堆積していく。この際、lutoclineが見られ、この界面も時間の経過と共にその高さが低下していく。lutoclineは水槽側面からの目視によって十分観測され、また濃度分布から得られる濃度急変領域との高さはほぼ一致している。本実験での高濃度浮泥層の上側界面は、この2つの方法によって決定している。この界面での混合現象は高濃度浮泥層から上層水への巻き上げを考慮する際に重要な点であるので、第7章で別途取り扱う。

図6-3は振動流水槽内での初期濃度が同一である場合の振動流中と静止時での界面高の経時変化である。振動流中・静止時ともにこの界面高は時間経過と共に低下していくが、実験開始1時間でほとんど沈降を終え、さらに3時間程度で振動流中での界面高は一定となり、高濃度浮泥層内の粒子群が浮遊した状態で一定厚を保持した状態を形成する。また、界面の低下速度の減少は、振動流中での懸濁粒子群の沈降速度が見かけ上減少することによるが、この時の見かけ沈降速度はそのときの懸濁物質濃度や剪断速度などの条件によっても変化する（山西・楠田，1992）。今回用いた試料による静水中の沈降実験より求めた濃度と沈降速度との関係を図6-4に示す。なお、本実験と同一試料を用いた実験により得られた経験式（5.5）も同時に示す。

(2) 水槽内圧力分布と層内流動

振動流水槽内で形成される高濃度浮泥層の流動特性やその浮上機構に関わる圧力項の影響を検討するため、間隙水圧計や差圧計を用いて高濃度層内や上層水中の圧力を測定した。後の解析のために、水槽内主流部における圧力分布を把握する必要があるが、その方法として水槽内の水塊の運動方程式より得る方法と水槽内の流れを渦無し流れと仮定した場合の圧力方程式から得る方法が考えられる。

運動方程式による表示式は x 方向のみの一次元で考えた場合、次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (6.1)$$

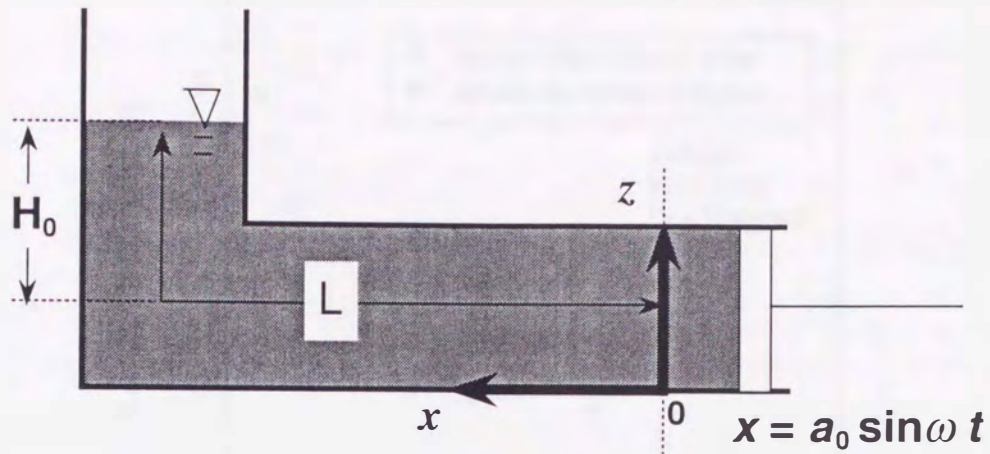


図6-1 振動流水層内概略と座標軸の設定

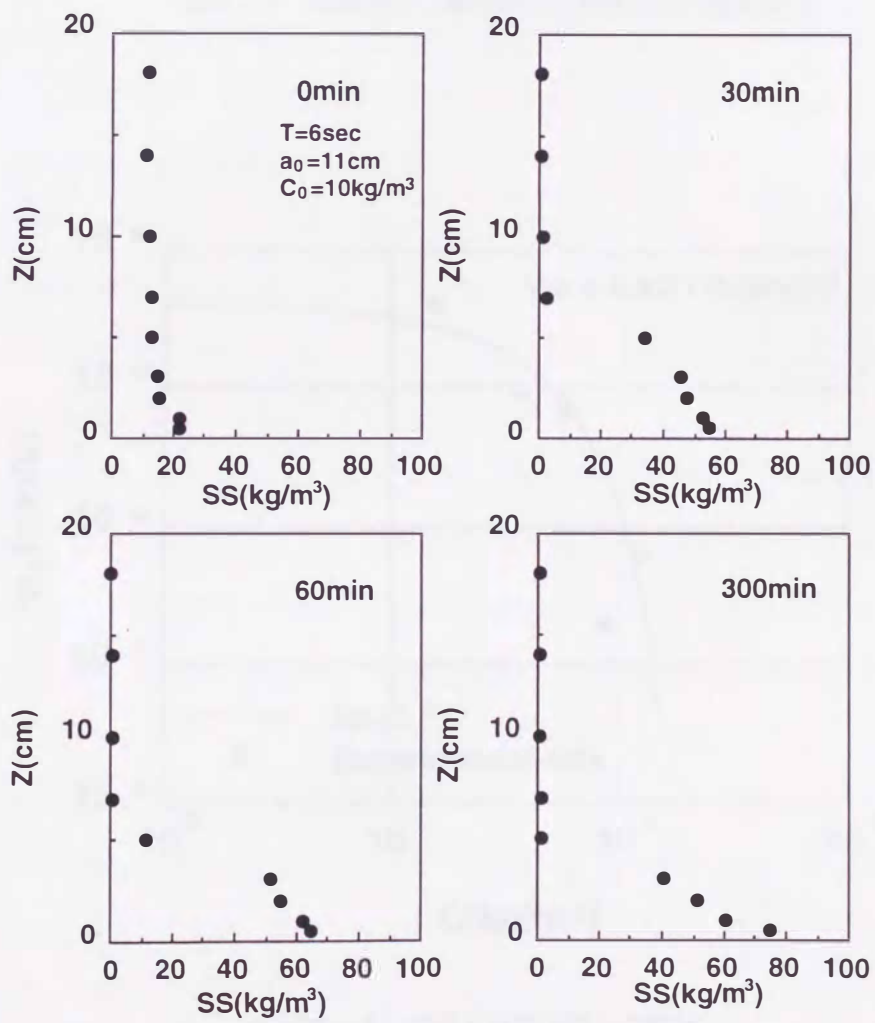


図6-2 SS分布の経時変化

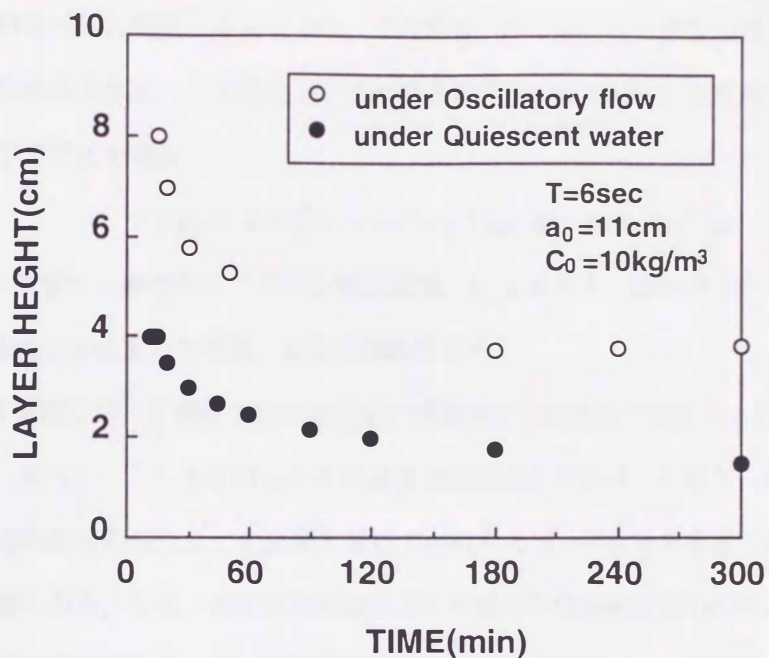


図6-3 振動流中と静水中での界面高さの経時変化

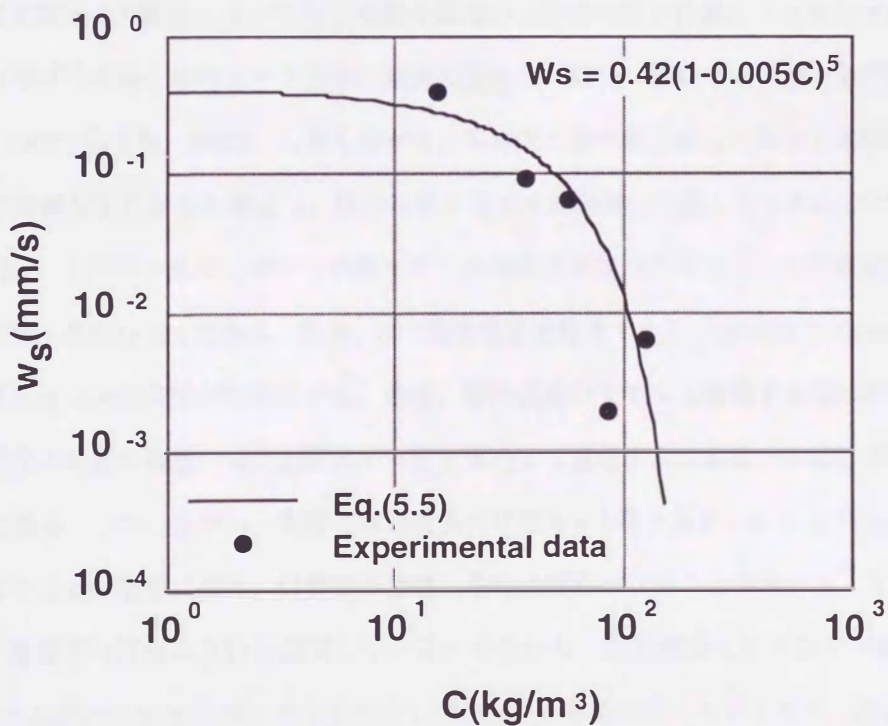


図6-4 濃度と沈降速度との関係

このとき、 u は水平流速、 P は圧力、 ρ は流体密度、 t は時間である。 u は任意の時刻 t においていたる所で同じであるから、時間のみの関数と考えてよい。この場合、式(6.1)の左辺第2項目がなくなり、さらに運動方程式は簡略化される。この式に $x=0$ での境界条件($x=a_0 \sin \omega t$)を考慮すれば、水平方向の任意位置での圧力を示す次式を得る。

$$P = \rho g H_0 + \rho \alpha_0 \{ (x-L)\omega^2 + g \} \sin \omega t - \rho \alpha_0^2 \omega^2 \sin^2 \omega t \quad (6.2)$$

ここで、 L は $x=0$ の断面から静水面までの中心軸線距離、 H_0 はピストン面の中心から静水面までの鉛直高さ、 a_0 はピストン振幅、 g は重力加速度、 ω は角振動数である。

図6-5は水槽中央部において測定された主流部の変動水圧(静水圧を除いたもの)と式(6.2)による計算結果を示す。式(6.2)より得られる計算値と実測値との差は、水槽内に高濃度浮泥層が形成されることによる水槽内断面の変化などの影響を受けているため、これらを考慮することで主流部での水圧変動の修正は可能である。なお、本論文中の図面上での全ての位相表示 $\omega t=0$ は、ピストンが $x=a_0$ から負の向きに動き始める位相としている(座標軸は図6-1参照)。

図6-6は高濃度層内の粒子運動の位相変化を鉛直方向別に示したものの一例である。高濃度層内の水平流動特性として、層内上層部の粒子の水平移動に比べ、下層部の粒子の水平移動の方が先に生じる傾向にある。図6-6の場合も下層部粒子の運動が上層部粒子の移動よりも位相が $\pi/3 \sim \pi/2$ 程進んでいるのが見られる。高濃度層内の下層部において粒子移動の位相が上層部の粒子移動よりも先行する原因として圧力勾配の影響が挙げられる。砂のシートフロー現象に着目した研究においても同様な傾向がみられる(例えば、浅野ら, 1992; 山下ら, 1992)。しかしながら、本研究で取り扱う粘土-シルト系粒子で構成された混相流動層内の詳細な圧力分布を測定し、圧力勾配が及ぼす流動特性を論じたものはない。

図6-7は図6-6の同一条件において計測された高濃度浮泥層内の鉛直方向水圧変動より得られた水平方向の圧力勾配 $-\Delta P/\rho g \Delta x$ である。なお、 d は高濃度浮泥層厚である。 $z/d=0.5$ ($z=2\text{cm}$)を境に上層部と下層部で $-\Delta P/\rho g \Delta x$ の位相がずれている。通常、層内流動のモデルを構築する際に用いる仮定では、この水平方向の圧力勾配の取扱いは、上層水中の値を層内まで適用するかあるいは深さ方向に変化させるかのいずれかである。しかしながら、実際の流動現象では図6-7及び図6-8($-\Delta P/\rho g \Delta x$ の鉛直分布の経時変化)より上述の仮定に加え、位相差を考慮しなければならないことが分かる。また、この位相差が図6-6の下層粒子の位相の先行を説明している。すなわち、加速度項と圧力項が平衡にあるとすれば、図6-7の圧力勾配の位相変化が π だけずれたものが粒子の移動と同じものとなり、図6-6の $z/d=0.36$ の高さでの位相変化は図6-7の $z/d=0.375$ の高さでの位相変化と現象的に一致することになる。

(3) 高濃度浮泥層の浮上・保持機構に関する一考察

ここでは、実験結果より①剪断流場内での粒子群の混合効果、②高濃度浮泥層内に及ぼす剪断力や圧力

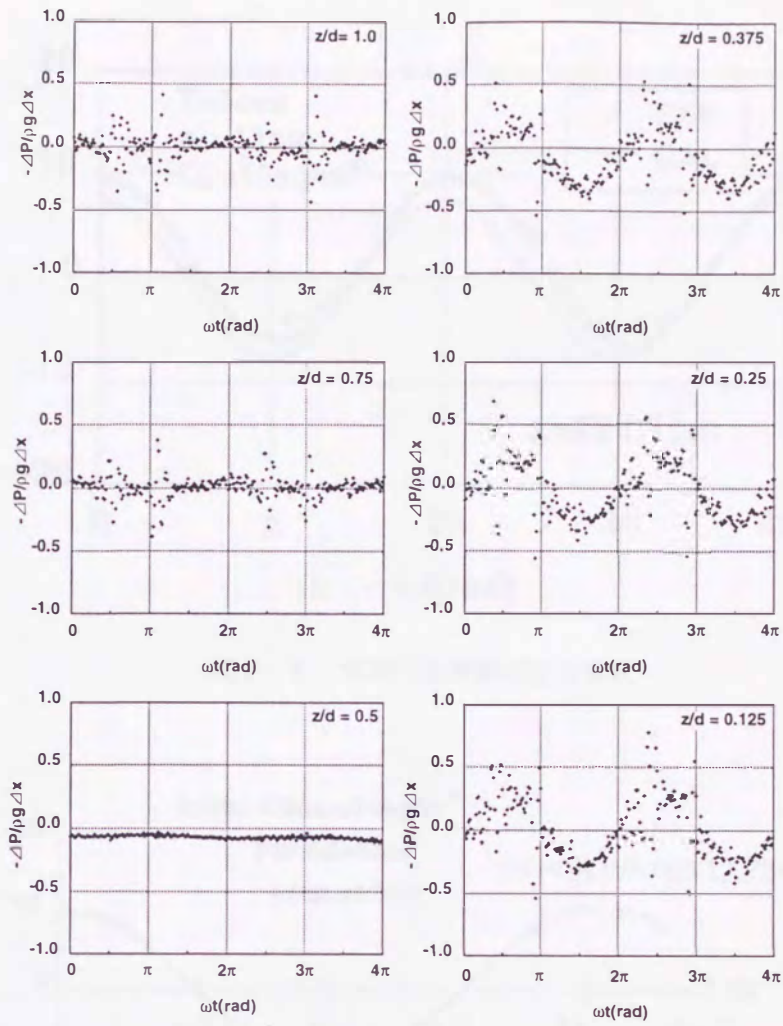


図6-7 水平方向圧力勾配の位相変化

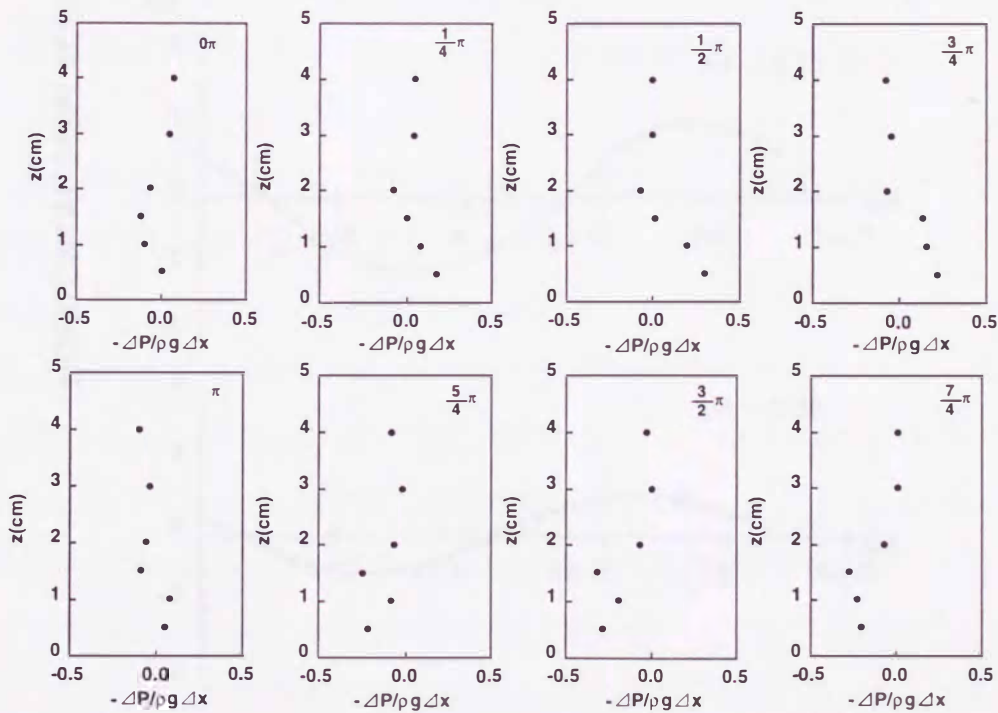


図6-8 水平方向圧力勾配の鉛直分布

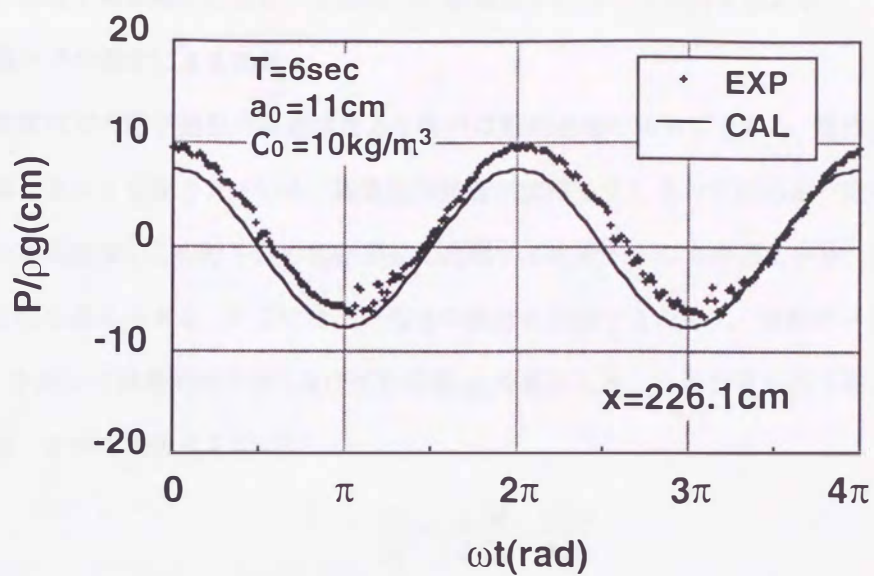


図6-5 水槽内主流部の圧力変化

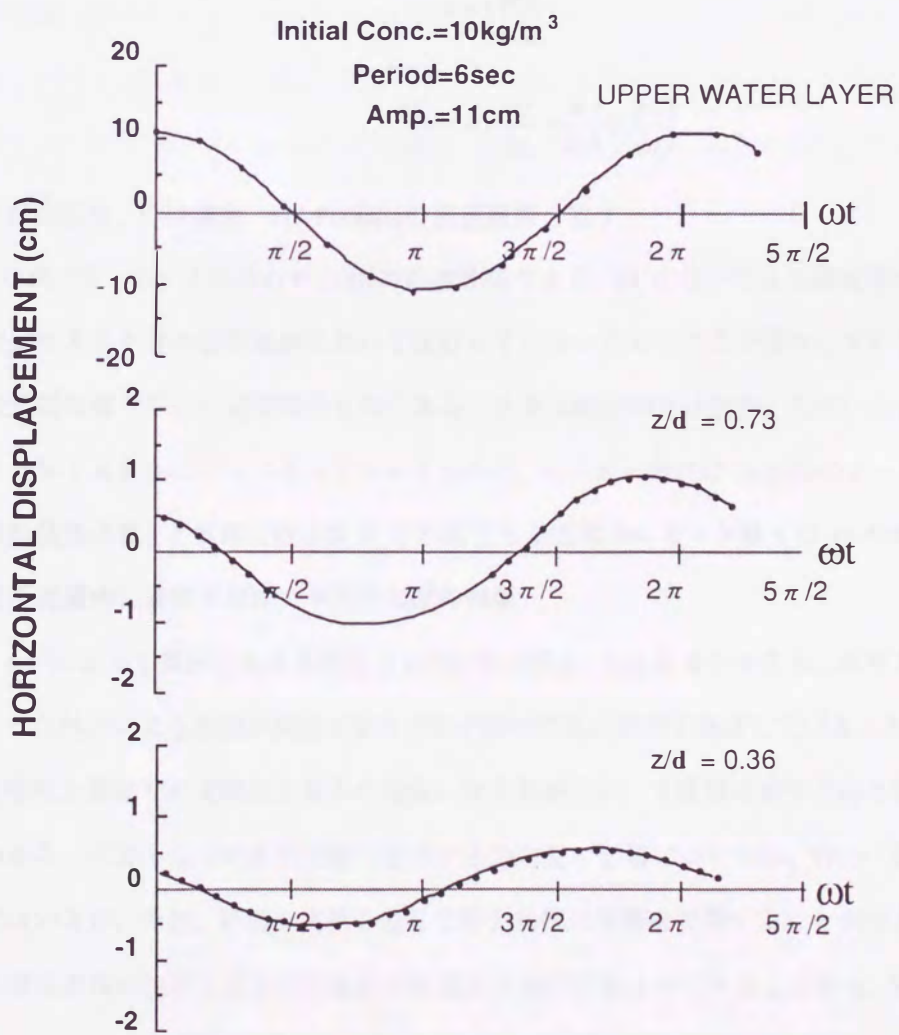


図6-6 高濃度浮泥層内粒子の水平振幅

勾配の効果, ③粒子間接触にともなう有効応力の影響などについて検討を加える.

a) 剪断流場内での混合による効果

高濃度浮泥層内での粒子運動の観測結果より層内は剪断流場であることから, 層内の運動がずり運動と回転運動の和によって支配されている. 高濃度浮泥層が沈積してしまわずにある一定の層厚を保持しながら浮遊している状態は, この粒子群の回転運動に起因する混合が一つの原因であり, 浮泥層内の圧密を抑制しているものと考えられる. ここではこの混合の度合を把握するために, 実験データを基に式(6.3)~(6.6)を用いて渦動粘性係数 ε 及び拡散係数 D_z を算出した. なお計算を行う際に用いた粒子沈降速度 w_s には図6-4中の実験式を用いた.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (6.3)$$

$$\tau = -\rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \frac{\partial u}{\partial z} \quad (6.4)$$

$$\varepsilon = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - w_s \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.6)$$

ここで τ は剪断応力, C は濃度, l はPrandtlの混合距離を表す.

図6-9は式(6.6)より得られた D_z の鉛直分布である. D_z については高濃度層内の濃度分布を振動周期内で測定することは今回の実験においては行っていないため, ここで算出している D_z は式(6.6)中の時間変化項を取り除いた定常時のものである. なお本論文中では図示してはいないが ε の計算値には実験データからくる多少のばらつきは見られるものの, オーダー的には $1(\text{cm}^2/\text{s})$ のオーダーであった. したがって, 渦動粘性係数 ε と乱流拡散係数 D_z との比である乱流シュミット数 S_z は10のオーダーであった.

b) 高濃度浮泥層内に及ぼす剪断力や圧力勾配の効果

式(6.4)によって算出される剪断応力 τ の分布や図6-8とも合わせると, 水平方向の圧力勾配や剪断応力といった外力による影響が高濃度層内の粒子群の流動に影響を及ぼしていることは明らかである. また, 高濃度層内上層部での運動は上層水の運動に伴う剪断力に, 下層部は水平方向の圧力に支配されていることもわかる. 外力としての底泥運動に及ぼす圧力勾配の影響については, Trien・磯部ら(1991)も簡単に述べてはいるが, 今回, 詳細な実験を通して圧力勾配の影響を把握することができた. 本実験で用いた振動流水槽は流体の加速による水圧変動が重複波と類似するものであることから, 実海域においてこのような条件下であれば, 高濃度浮泥の流動も同じような現象が生じていることになる. これはシルテーションを引き起こす浮泥の流動予測に対して一つの知見となるものである.

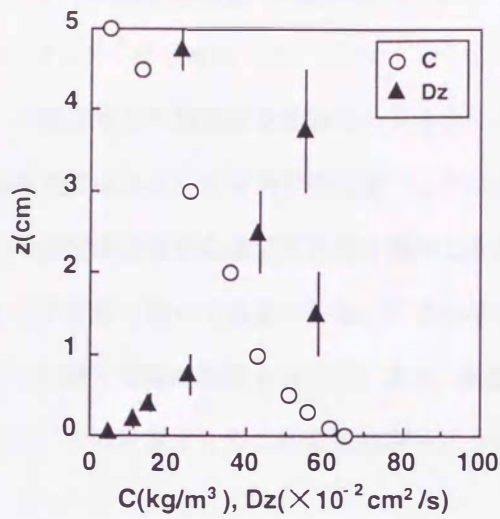


図6-9 拡散係数 D_z の鉛直分布

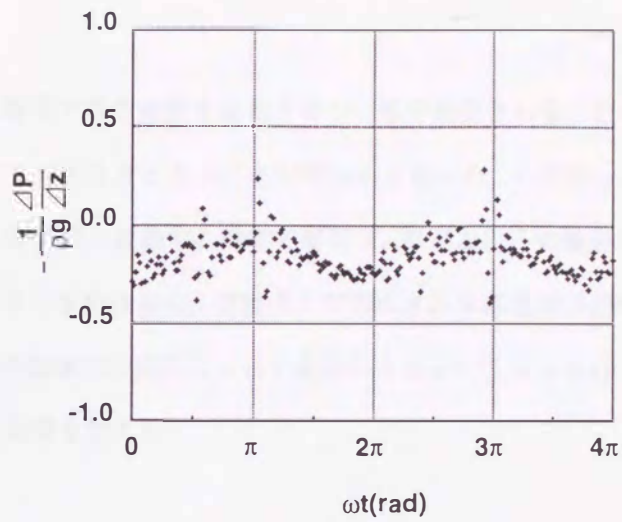


図6-10 鉛直方向圧力分布

c) 有効応力の影響

高濃度浮泥層上側界面付近 ($z=4\text{cm}$) と高濃度層内下層部 ($z=0.5\text{cm}$) での水圧測定値より求めた鉛直方向圧力勾配 $-\Delta P/\rho g \Delta z$ の一例を図6-10に示す。高濃度浮泥層内粒子群を層内で浮遊状態にさせ、この層厚を保持するには何等かの上向きの力が必要となるはずである。しかしながら、本実験データでは一周期平均の値は負になっており、常時、高濃度浮泥層上側界面から下層部へ圧力勾配が作用していることになる。この点に関しては今のところ不明ではあるが、下層部にかかる過剰間隙水圧を土粒子間の有効応力などが支えていることなども考えられる。また、鉛直方向の圧力勾配が周期的に変動し、上層水流速が最大となる位相で極値を持つ傾向にある。

6-3 高濃度浮泥層の流動特性 (1)

6-3-1 はじめに

浮泥は外力の周期的な変動にともない、その層厚や層内濃度を变化させつつ水平輸送される。その水平輸送速度は小さくても物質輸送量としてはかなりの大きさとなることが明らかとなった。したがって、この高濃度浮泥層が高濃度の状態を維持しながら定常的に流動する機構の解明は、微細な粒子の輸送量を定量化する際に極めて重要となる。ここではこのような観点から、振動流下で形成される高濃度浮泥層に関する実験と理論的検討を行った。また、高濃度浮泥層内の流動について数値シミュレーションを行うとともに、この計算から得られる流動特性について考察を加えた。

6-3-2 高濃度浮泥層内の流動モデル

(1) 基礎式

振動流下で形成される高濃度浮泥層内の流動機構を把握するため、層内流動のモデル化を行った。上層水層と高濃度浮泥層の二層構造として、本モデルの座標系を図6-11のように定めた。基礎式を導くに当たってまず必要となるのは高濃度浮泥層内の流動を定量的に捉えるための構成方程式である。一般に底泥は、ビンガム流体、擬塑性流体あるいは粘弾性塑性流体といった非ニュートン流体として表現されることが多い。しかしながらこれら非線形性の強い構成方程式を用いて流れ場を解析することは實際上難しいので、工学的な立場での流動モデルの構築を想定すると、より簡易な構成則が望まれる。したがって、ここでは高濃度浮泥を単層のニュートン流体として取扱うものとする。このモデルから求まる流体運動と実測結果との比較を行い、本モデルの妥当性について検討する。

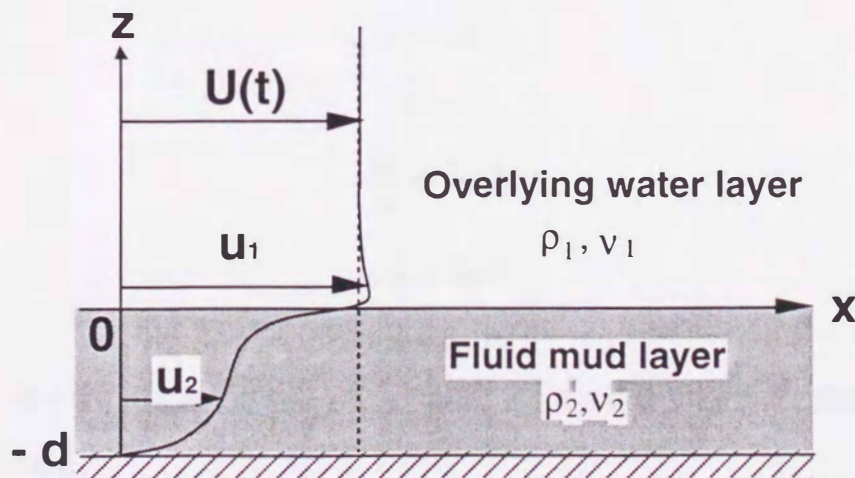


図6-11 高濃度浮泥流動のモデル

まず、本モデルにおける仮定を以下に示す。

- a) 各層とも水平方向にのみ移動する。
- b) 上層水の流速 U は時間のみの関数である。
- c) 運動方程式中の移流項は無視しうる。
- d) 鉛直方向で圧力振幅は全て一様とする。
- e) 各層内での見かけ動粘性係数と見かけ密度は一定である。

上述の仮定及び従来の研究（例えば、中野ら、1987；山西ら、1992）をもとに上層水層と高濃度浮泥層内での運動方程式をたてるとそれぞれ次のようになる。

上層水層

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \quad (6.8)$$

高濃度浮泥層

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} \quad (6.9)$$

ここに、 U ：無限上方での流速（時間のみの関数）、 p ：圧力、 u ：水平流速、 ρ ：見かけ密度、 ν ：見かけ動粘性係数、 x と z はそれぞれ水平・鉛直方向の座標であり、 x 軸は高濃度界面を原点とする。なお、添字1、2はそれぞれ上層水、高濃度浮泥層の各層を意味する。

式(6.7)～(6.9)を解析的に解くために次のように複素数表示の解を仮定する。

$$U = -i \hat{U} e^{i\omega t} \quad (6.10)$$

$$\tilde{u} = -i \hat{u} e^{i\omega t} \quad (6.11)$$

$$\hat{U} = a \omega \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\hat{p}^* e^{i\omega t} \quad (6.13)$$

$$u_2 = -i \hat{u}_2 e^{i\omega t} \quad (6.14)$$

$$\hat{p}^* = \rho_1 a \omega^2 \quad (6.15)$$

ここで、 \tilde{u} ： U に対する u_1 の相対速度 ($=u_1-U$)、 a ：振幅、 ω ：角振動数 ($=2\pi/T$, T ：周期)、 t ：時間、 i は虚数単位で $i^2=-1$ である。

(2) 境界条件

基礎式の解を求めるための境界条件を次に示す。

$z \rightarrow \infty$ では,

$$u_1 = U \quad (6.16)$$

$z = 0$ (界面) では流速と応力の連続より,

$$u_1 = u_2 \quad (6.17)$$

$$-\rho_1 \nu_1 (\partial u_1 / \partial z) = -\rho_2 \nu_2 (\partial u_2 / \partial z) \quad (6.18)$$

$z = -d$ (底面) では non-slip 条件により,

$$u_2 = 0 \quad (6.19)$$

(3) 解析解

式(6.7) ~ (6.9) を式(6.16) ~ (6.19) の境界条件のもとで解いた解析解は次式となる。

$$u_1 = -i \left\{ (1 - e^{-\lambda_1 z}) \widehat{U} + e^{-\lambda_1 z} \widehat{u}_i \right\} e^{i \omega t} \quad (6.20)$$

$$u_2 = -i \left[\left\{ 1 + \frac{\sinh \lambda_2 z}{\sinh \lambda_2 d} - \frac{\sinh \lambda_2 (z+d)}{\sinh \lambda_2 d} \right\} \frac{\widehat{p}}{\rho_2 \omega} + \frac{\sinh \lambda_2 (z+d)}{\sinh \lambda_2 d} \widehat{u}_i \right] e^{i \omega t} \quad (6.21)$$

ここで,

$$\widehat{u}_i = \frac{\rho_1 \nu_1 \lambda_1 \widehat{U} + \rho_2 \nu_2 \lambda_2 \frac{1 - \cosh \lambda_2 d}{\sinh \lambda_2 d} \frac{\widehat{p}}{\rho_2 \omega}}{\rho_1 \nu_1 \lambda_1 \widehat{U} - \rho_2 \nu_2 \lambda_2 \frac{\cosh \lambda_2 d}{\sinh \lambda_2 d}} \quad (6.22)$$

$$\lambda_1 = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2 \nu_1}} \quad (6.23)$$

$$\lambda_2 = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2 \nu_2}} \quad (6.24)$$

である。



6-3-3 振動流下における高濃度浮泥の流動実験

(1) 実験方法

実験装置および方法は、6-2-2と同様である。ただし、実験装置であるU字型振動流水槽内にピストンの往復運動が浮泥流動に直接影響を及ぼさないようにトレンチを配した(図6-12)。実験中は水路側面に設置した間隙水圧計や差圧計を用いて上層水や高濃度層内の圧力を測定した。また、水路壁面から濃度界面高の経時変化を目視し、ビデオカメラやモータードライブ付きカメラにより微粒子の運動を追跡した。

(2) 実験結果及び考察

a) 浮泥層内の流速分布と位相差について

図6-13は上述のモデルから求まる解析解の一例である(周期 $T=3\text{sec}$, 振幅 $a=5\text{cm}$, $\nu_1=1\times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$, $\nu_2=2\times 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$, 浮泥層厚 $d=2.1\text{cm}$ としている)。これによると振動流下で形成された高濃度浮泥層内の流動は上層部界面に作用する剪断応力 τ_i による下層への運動量輸送と層内に作用する水平方向の圧力勾配による流体加速によって支配されていることがわかる。また、波動境界層内では流速が反転する際、流速の先走りが見られる。さらに、高濃度浮泥層内では上層水流速が反転する前に下層部より流速の反転が生じていることもわかる。これは、高濃度浮泥層内の高粘性による流速の減速と水平方向の圧力勾配 $\partial p/\partial x$ の影響によるものである。すなわち、高濃度浮泥層内に作用する水平方向の圧力勾配が正で上層水の流速が減少している過程では、層内粒子の流速は高粘性による運動エネルギーの損失によって上層水流速が転流する前に減少・停止し、上層水からそのまま作用する正の圧力勾配によって、上層水流速の向きとは逆方向へ流動することとなる。この高濃度層内の流速位相の先行は、第6章2節においても観測されている。

図6-14は図6-13の条件で計算した高濃度浮泥層内の流速分布と水路壁面より観測した粒子の軌跡をもとに求めた流速分布とを同時に示したものである。なお、水路壁面での実測データは壁面での粘性効

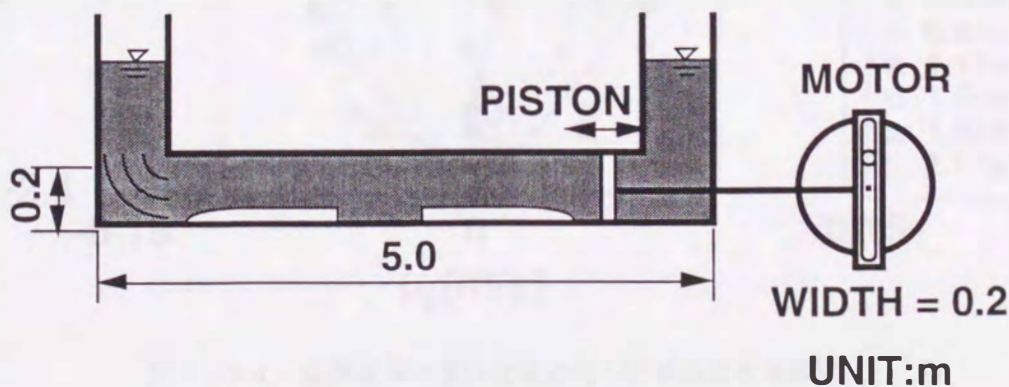


図6-12 振動流実験装置 (トレンチ付き)

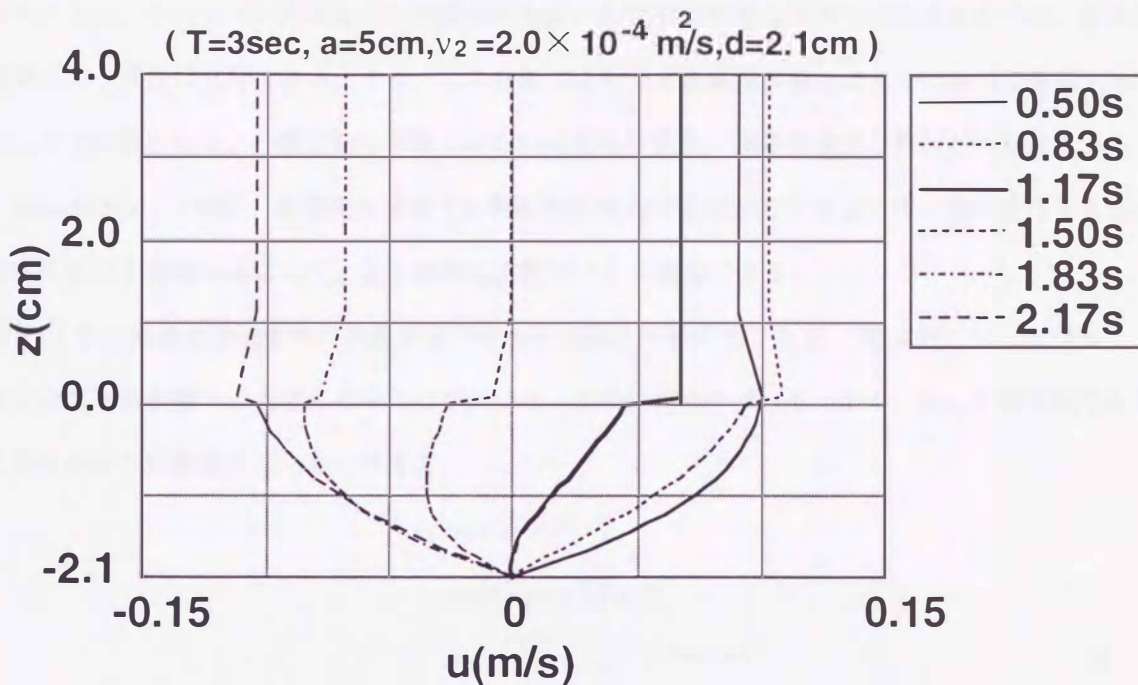


図6-13 解析解の一例

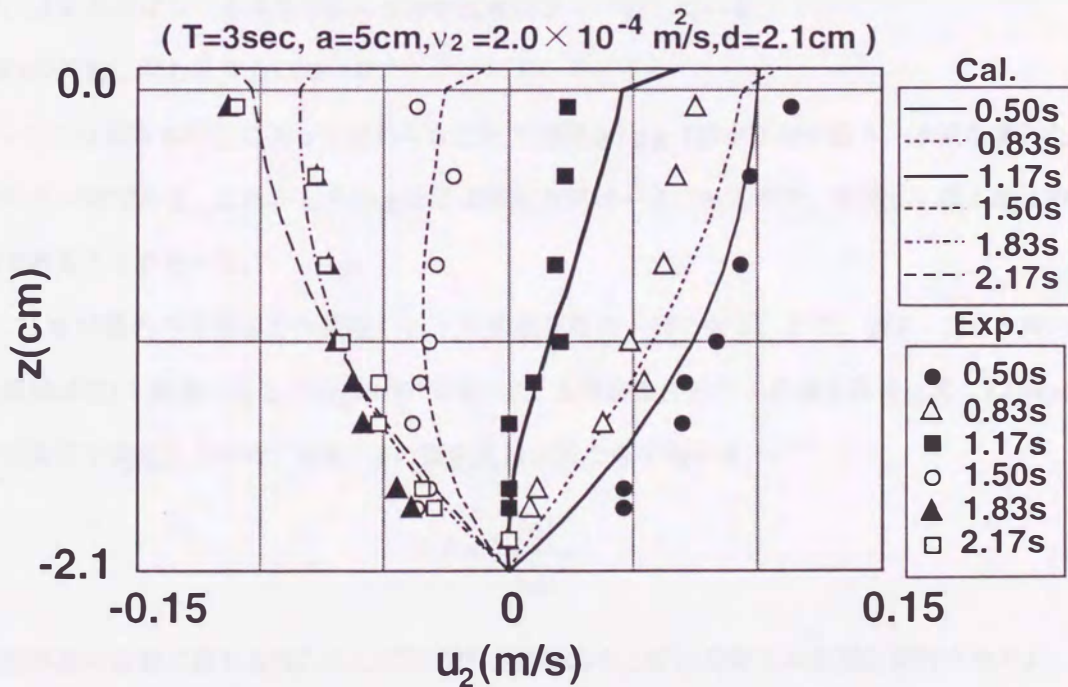


図6-14 高濃度浮泥層内流速分布の計算結果と実測値

果を強く受けており、これを無視することはできない。したがって、ここでは水路水平面に対しても振動的な Poiseuille 流を仮定し、実測データの補正を行っている。

本モデルは、ニュートン流体としての構成則を用いた比較的簡単なモデルではあるものの、計算結果と実測値との一致度は良好である。また、この計算により求まる高濃度層内の見かけ動粘性係数 ν_2 は水の ν に比して 200 倍となる。一般に粘性係数（あるいは動粘性係数）は体積濃度と剪断との関数である（例えば、Kusuda *et al.*, 1994）。本研究の場合でも周期的に変動する剪断力のもとで時々刻々変化する見かけ体積濃度の変化を考慮することで、より厳密な流動モデルを構築できる。

図 6-15 は高濃度浮泥層内の各高さ毎での水平流速の時間変化である。下層に行くにしたがって上層水流速との位相差が徐々に大きくなるのがわかる。この位相差は式 (6.14) の u_2 が複素数であることから次式のように変形することで求まる。

$$\begin{aligned} u_2 &= -i \hat{u}_2 e^{i\omega t} \\ &= -i (\hat{u}_R + i \hat{u}_I) e^{i\omega t} \\ &= -i \sqrt{\hat{u}_R^2 + \hat{u}_I^2} e^{i(\omega t + \psi)} \end{aligned} \quad (6.25)$$

ここで、 u_R 、 u_I はそれぞれ u_2 の実部と虚部を表し、 ψ は位相差を表す。

$$\psi = \tan^{-1} \frac{\hat{u}_I}{\hat{u}_R} \quad (6.26)$$

式 (6.26) を用いて位相差 ψ の鉛直分布を実験データとともに示したものが図 6-16 である。実測データには多少のばらつきは見られるものの比較的よく一致している。

b) 層内の流動に関わる外力について

図 6-17 は間隙水圧計によって求められた圧力振幅 $P/\rho g$ （静水圧分を除き、水頭換算したもの）の鉛直分布の一例である。これから $P/\rho g$ はほぼ鉛直方向に一定であるので、基礎式を導く際に用いた仮定が妥当であることがわかる。

図 6-18 は層内の剪断応力の振幅 $|\tau_i|$ の鉛直分布の一例である。また、図 6-18 と同一条件で界面での摩擦係数 f_i を計算したところ $f_i=0.007$ であった。本実験条件内での高濃度界面は常に Kelvin-Helmholtz 型の安定条件を満足していた。なお、 f_i の算定式は次式で与えられる。

$$f_i = 2 \frac{|\hat{\tau}_i|}{\rho_1 \hat{U}^2} \quad (6.27)$$

高濃度浮泥の流動に関わる外力として作用する剪断応力と圧力勾配との影響比較を行うために、 $|\partial \tau_i / \partial z| / |\partial P / \partial x|$ の計算を行った。上述までの計算との比較からここでは $d=2.1\text{cm}$ 、 $\nu_2=2 \times 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$ とし、周期 T のみを変化させた（図 6-19 参照）。図より長周期になるにしたがって、剪断応力による下層へ

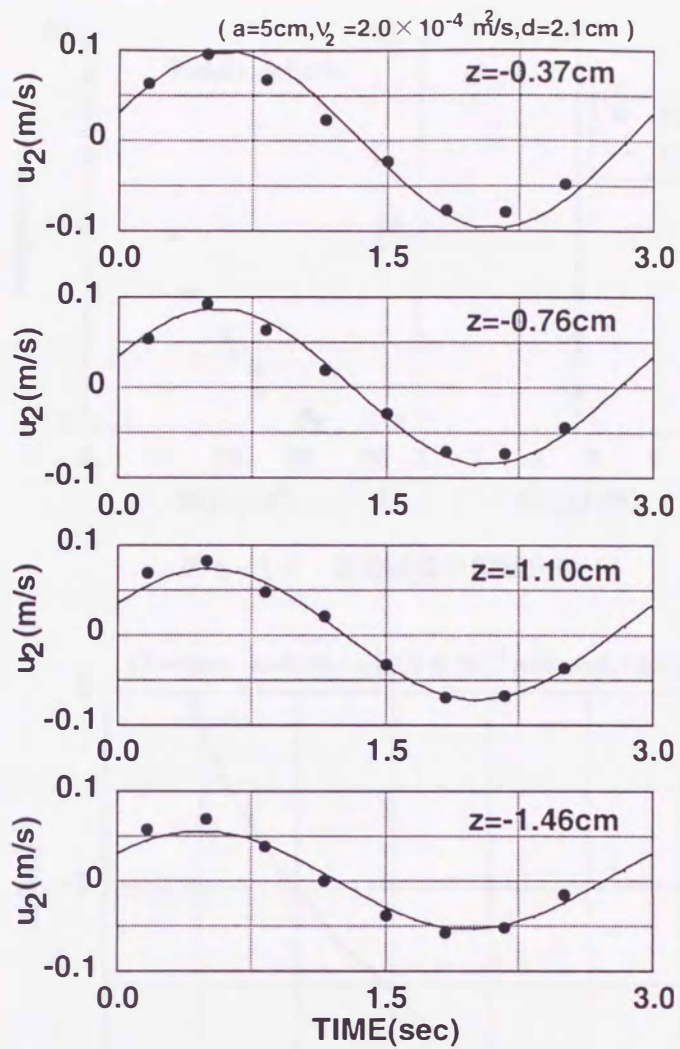


図6 - 15 高濃度浮泥層内各高さ毎での水平流速の時間変化

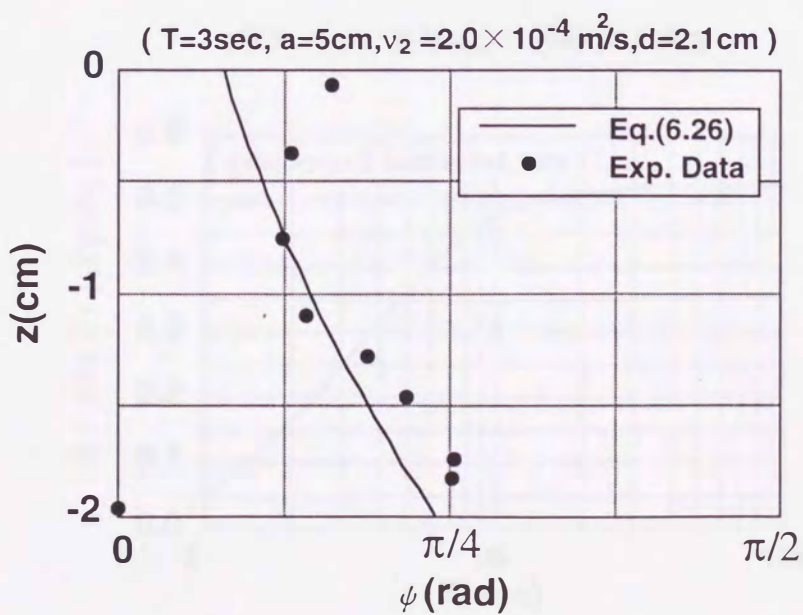


図6 - 16 位相 ψ の鉛直分布

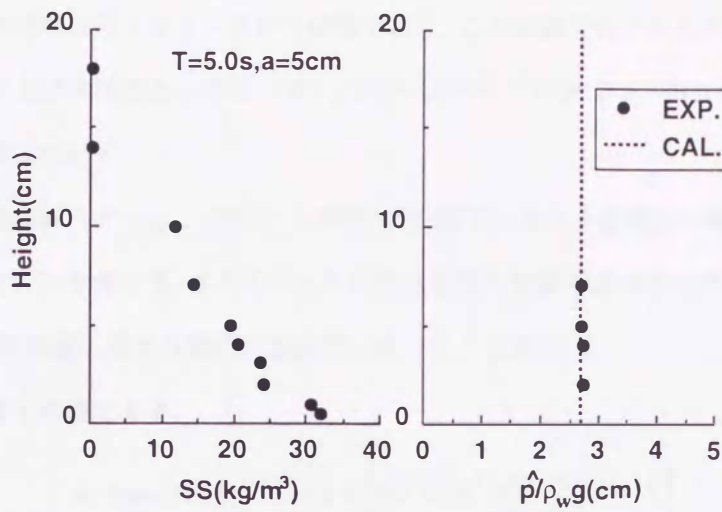


図6-17 圧力振幅の鉛直分布

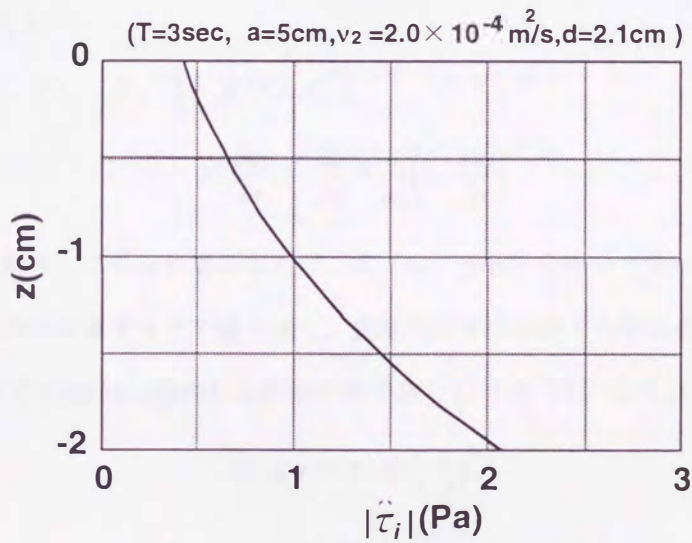


図6-18 剪断応力の振幅 $|\hat{\tau}_i|$ の鉛直分布

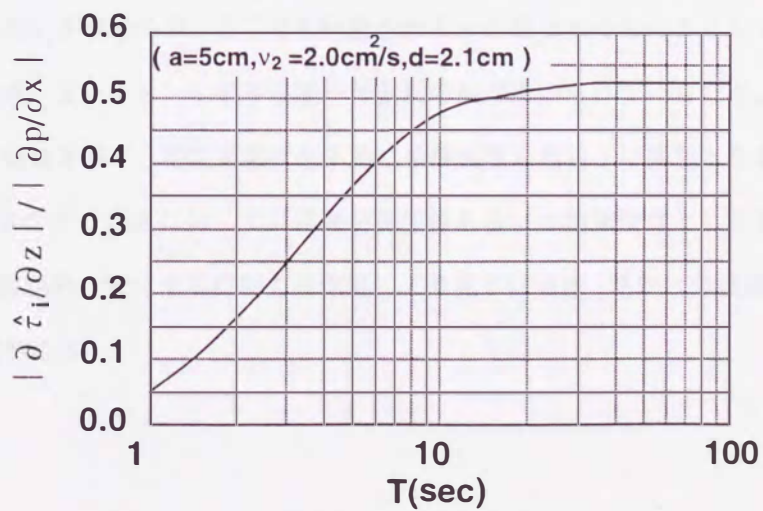


図6-19 $|\partial \hat{\tau}_i / \partial z| / |\partial p / \partial x|$ と振動周期 T との関係

の運動量輸送が大きくなるが、周期10秒以上になると、その比率はほぼ一定となる。本研究が対象とする有明海沿岸域での波浪周期はおよそ3～5秒の範囲であり、この範囲でのこれらの比は0.25～0.35となる。以上から、浮泥流動に及ぼす外力としては $(\partial \tau_i / \partial z)$ よりも $(\partial P / \partial x)$ の方が大きいことがいえる。

c) 層内の動粘性係数について

本研究で用いた流動解析モデルは、中野ら(1987)が波動下における底泥内の質量輸送を論じる際に用いた粘性流体多層モデルへ拡張でき、またこのときの相当粘度の計算手法の中に用いることでKusuda *et al.* (1994)が提案する浮泥流動に関する層内の粘性式(式(6.28))を用いた場合の流動計算も可能である。

$$\mu_a = \mu_w (6.1 D^{-0.56} + 1) \times \left\{ 3.8 \times 10^3 \left(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s - \rho_w} \right)^{1.7} + 1 \right\} \quad (6.28)$$

ここで、 μ_a :見かけ粘性係数、 μ_w :水の粘性係数、 D :ずり速度、 ρ_s :粘土粒子の密度(=2570kg/m³)、 ρ_w :水の密度(≒ ρ_1)、である。

計算方法は、式(6.7)、(6.8)及び次式

$$\rho_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_a \frac{\partial u_2}{\partial z} \right) \quad (6.29)$$

で表示される流れ場を解き、この流れ場のもとで、式(6.28)を用いて見かけ粘性係数を求める。この計算を見かけ粘性係数が収束するまで繰り返し、最終的にその状態での粘性係数を求める。また、層内の見かけ密度 ρ_2 の分布をFodaら(1993)と同様の形で表した(式(6.30))。

$$\rho_2(z) = \rho_1 + \Delta\rho \left(-\frac{z}{d} \right)^{0.25} \quad (6.30)$$

ここでは、 $\rho_1=1025\text{kg/m}^3$ 、 $d=2.1\text{cm}$ とし、 $\Delta\rho$ は基準密度で実測データとの比較から $\Delta\rho=50$ とした(図6-20)。図6-21は上述の方法によって求めた見かけ動粘性係数 ν_a の鉛直分布の一例である。時々刻々変化する流れ場に応じた ν_a が求められ、ここでも計算される ν_a の値は水のものよりも10～100倍程度大きな値を示した。なお、式(6.28)でずり速度のべき乗の項が用いられているため、小さなずり速度では見かけ動粘性係数が極値を示す。粘性係数は基本的に体積濃度と剪断との関数となるが、さらに計算精度を上げるには、①小さなずり速度に対しては浮泥が弾性体あるいは粘弾性体として運動するといった条件を付加すること、②周期的に変化する剪断力の作用により見かけ密度(見かけ体積濃度)が変化すること、などを考慮する必要がある。

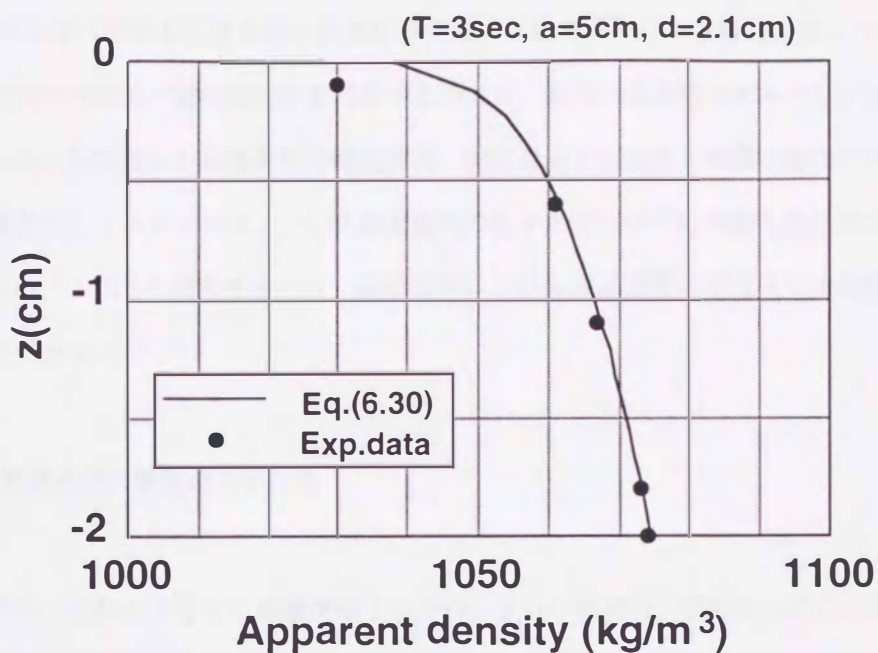


図6-20 浮泥層内の見かけ密度

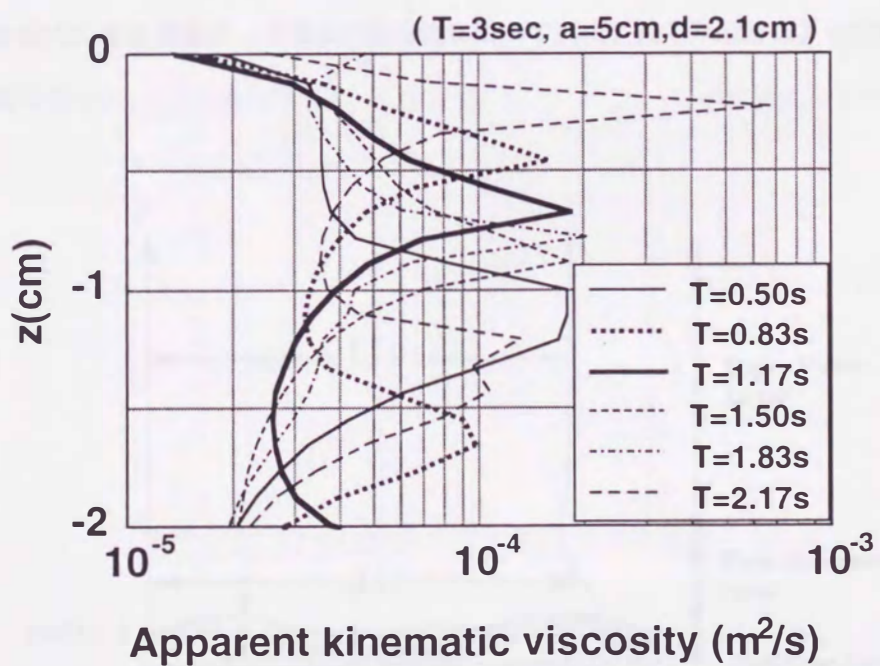


図6-21 見かけ動粘性係数 ν_a の経時変化

6-4 高濃度浮泥層の流動特性 (2)

6-4-1 はじめに

6-3では浮泥層の挙動を上層水層と高濃度浮泥層の2層モデルによる層内流動について明らかにした。ここでは、層内の時間的・空間的変動を考慮するために、粘性流体多層モデルとして解析を行う。これより、①底面近傍に形成される高濃度層の流動機構、②振動流下における高濃度層内の剪断状況を理解するための流体運動のシミュレーション、③高濃度層内の粒子が沈積せずに浮遊した状態で保持される機構などの検討を行い、これらの結果をもとに、振動流下における高濃度層の形成及び保持機構の解明を行なわんとするものである。

6-4-2 高濃度層の挙動のモデル化

(1) 基礎式

振動流水槽内の運動を上層水と高濃度層とに分け、さらに時間的・空間的に変化する粘度を考慮するために、波動下における底泥内の質量輸送現象に着目した従来の研究(例えば, Mehta *et al.*, 1986; 中野ら, 1987など)と同様に高濃度層を多層に分割した粘性流体多層モデルを用いることとする(図6-2 2 参照)。

本モデルにおける仮定を以下に示す。

- a) 波動境界層厚は上層水水深に比して薄い。
- b) 高濃度層内の鉛直運動は、上層水の往復流によって生成される界面波によって生じ、上層水中には鉛直方向流速はない。

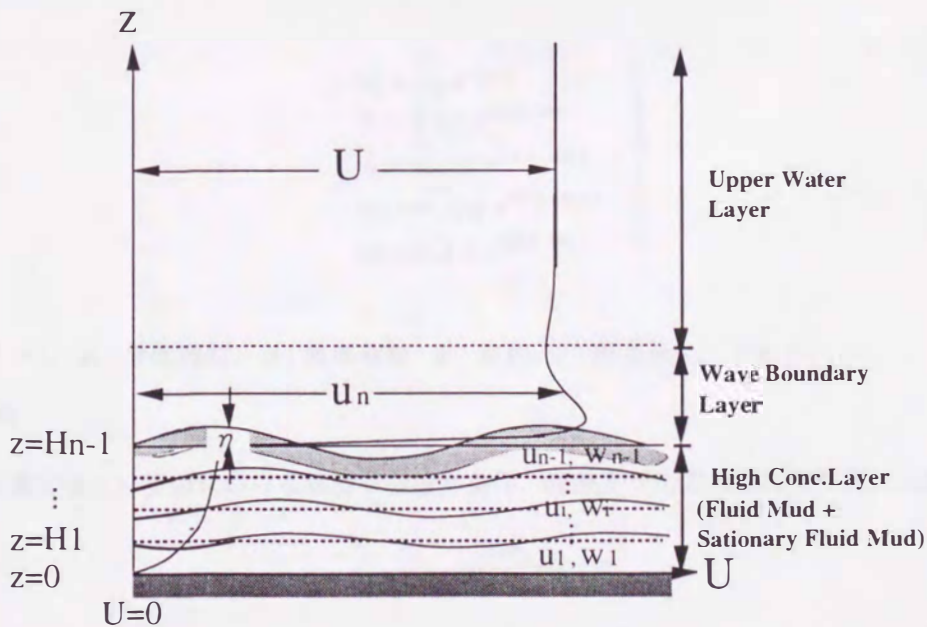


図6-2 2 多層モデルの概念図

- c) 界面波の振幅は小さい.
- d) 慣性項は無視しうる.
- e) 高濃度層はべき乗則流体で近似できる.
- f) 高濃度層内の各層では, 見かけ粘性係数, 見かけ密度は一定である.

以上の仮定より慣性項を無視した Navier-Stokes の運動方程式と連続式は以下の通りである.

上層水層 ($z > H_{n-1}$)

$$\frac{\partial U_n}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial p_n}{\partial z} \quad (6.31)$$

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_n} \frac{\partial p_n}{\partial x} + \frac{\mu_n}{\rho_n} \frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} \quad (6.32)$$

高濃度層 ($0 \leq z \leq H_{n-1}$)

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial x} + \frac{\mu_j}{\rho_j} \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_j}{\partial z^2} \right) \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial w_j}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial z} + \frac{\mu_j}{\rho_j} \left(\frac{\partial^2 w_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_j}{\partial z^2} \right) \quad (6.34)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x} + \frac{\partial w_j}{\partial z} = 0 \quad (6.35)$$

なお, U_n : 上層水水平流速, u : 波動境界層, 高濃度層内の水平流速, w : 鉛直方向流速, t : 時間, p : 圧力, μ : 見かけ粘性係数, ρ : 見かけ密度, j : 第 j 層 ($j=1 \sim n-1$), n : 上層水層, を表す.

また, この基礎式の解を次のように仮定する.

$$\left. \begin{aligned} U_n &= \widehat{U}_n e^{-i\omega t} \\ \eta_j &= \widehat{\eta}_j(z) e^{i(kx - \omega t)} \\ u_m &= \widehat{u}_m(z) e^{i(kx - \omega t)} \\ w_m &= \widehat{w}_m(z) e^{i(kx - \omega t)} \\ p_m &= \widehat{p}_m(z) e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned} \right\} \quad (6.36)$$

ただし, $m=1 \sim n$, η : 界面振幅, ω : 角振動数, k : 波数, i : 虚数単位, である.

(2) 境界条件

上層水と高濃度層との界面における運動学的境界条件, 流速及び応力の連続条件は, $z=H_{n-1}$ において

$$w_{n-1} = \frac{\partial \eta_{n-1}}{\partial t} \quad (6.37)$$

$$u_n = u_{n-1} \quad (6.38)$$

$$\mu_n \frac{\partial u_n}{\partial z} = \mu_{n-1} \left(\frac{\partial u_{n-1}}{\partial z} + \frac{\partial w_{n-1}}{\partial x} \right) \quad (6.39)$$

高濃度層を分割した際の各層の界面における運動学的境界条件，流速及び応力の連続条件は， $z=H_j$ において，

$$u_j = u_{j+1} \quad (6.40)$$

$$w_j = w_{j+1} \quad (6.41)$$

$$\rho_j - 2\mu_j \frac{\partial w_j}{\partial z} - \rho_j g \eta_j = \rho_{j+1} - 2\mu_{j+1} \frac{\partial w_{j+1}}{\partial z} - \rho_{j+1} g \eta_j \quad (6.42)$$

$$\mu_j \left(\frac{\partial u_j}{\partial z} + \frac{\partial w_j}{\partial x} \right) = \mu_{j+1} \left(\frac{\partial u_{j+1}}{\partial z} + \frac{\partial w_{j+1}}{\partial x} \right) \quad (6.43)$$

底面 ($z=0$) での non-slip 条件より，

$$u_1 = w_1 = 0 \quad (6.44)$$

(3) 計算法

高濃度層の構成則の見かけ粘性係数に相当する部分は，

$$\mu = K \left\{ 4|\Pi_e| \right\}^{\frac{N-1}{2}} \quad (6.45)$$

$$4|\Pi_e| = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \quad (6.46)$$

ここで， K ：擬塑性粘度， Π_e ：エネルギー散逸に関わる剪断歪の二次の不変量， N ：レオロジー定数，である（富田，1972）。計算に際して，中野ら（1987）と同様，まず，ニュートン流体としての流れ場を計算し，得られた流れ場から式（6.45）を用いた場合の流れ場を再び計算し，見かけ粘性係数を求める。この計算を見かけ粘性係数が収束するまで繰り返し行い，最終的にその状態での見かけ粘性係数を求めた。

6-4-3 実験方法

こkで用いた実験装置も、図6-12と同一のU字型振動流水槽である。試料には前節同様、現地泥（牛津泥、中央粒径 $d_{50}=6.0\mu\text{m}$ 、土粒子密度 $\rho_s=2570\text{kg/m}^3$ ）を用いた。高濃度層内の流動状況を観測するため、層内に存在する目視可能な粒子の軌道をビデオカメラや連続写真により撮影した。この時の実験条件を表6-1に示す。

6-4-4 実験結果及び考察

(1) 高濃度層内の流体運動シミュレーション

水平流速の鉛直分布計算結果の例を図6-23に示す。ただし、この計算の際、底面近傍で剪断層が存在し、この層を境に浮泥層と底泥層に分かれていたという観測結果をもとに、下方境界条件として振幅を与えている。図6-24は高濃度層内における最大水平振幅の鉛直分布を示したものである。比較のために同一条件下での実測値も併せて示している。ただし、この実測値には水槽壁面の壁効果による速度の低下分を実験データを基に補正した値を用いている。計算結果は実測値とその水平方向分布を考慮してもほぼ一致し、本モデルの妥当性がうかがえる。この結果から高濃度層のずり速度はオーダーとして0.1 (1/s) となることがわかる。

図6-25は、見かけ粘性係数の鉛直分布を一周期にわたって示したものである。高濃度層内における見かけ粘性係数の鉛直分布は、オーダー的にはさほど大きな差はみられないものの、見かけ粘性係数自体の

表6-1 実験条件

T(sec) ¹⁾	$C_0(\text{kg/m}^3)^2$	$\tau_{b,\text{max}}(\text{Pa})^3$
3.0	11.0	0.126
		0.201
		0.277
		0.352
		0.453
		0.453
	20.0	0.126
		0.201
		0.277
		0.352
		0.402
		0.453

1) 周期、2) 初濃度、3) 最大理論底面剪断応力

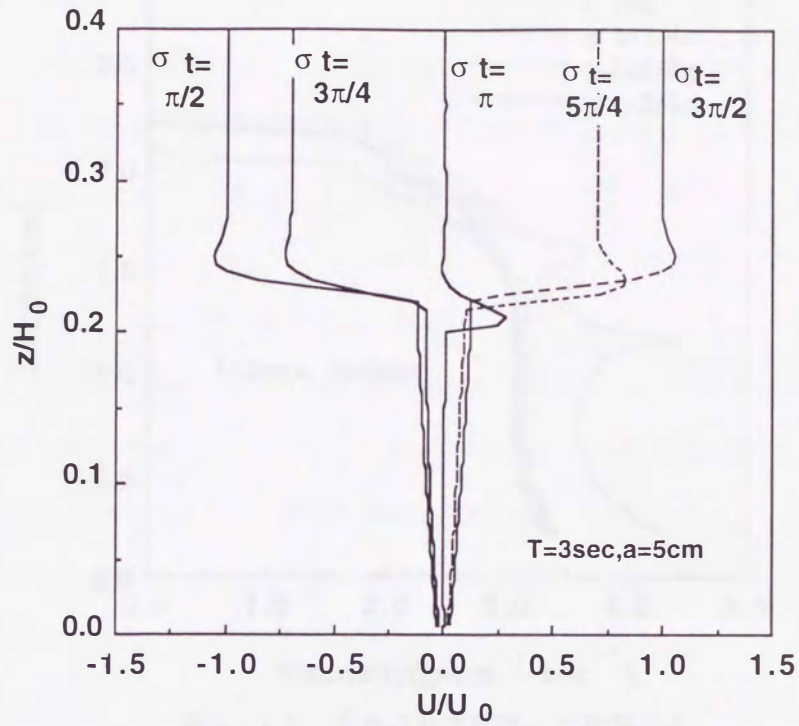


図6-23 水平流速の鉛直分布

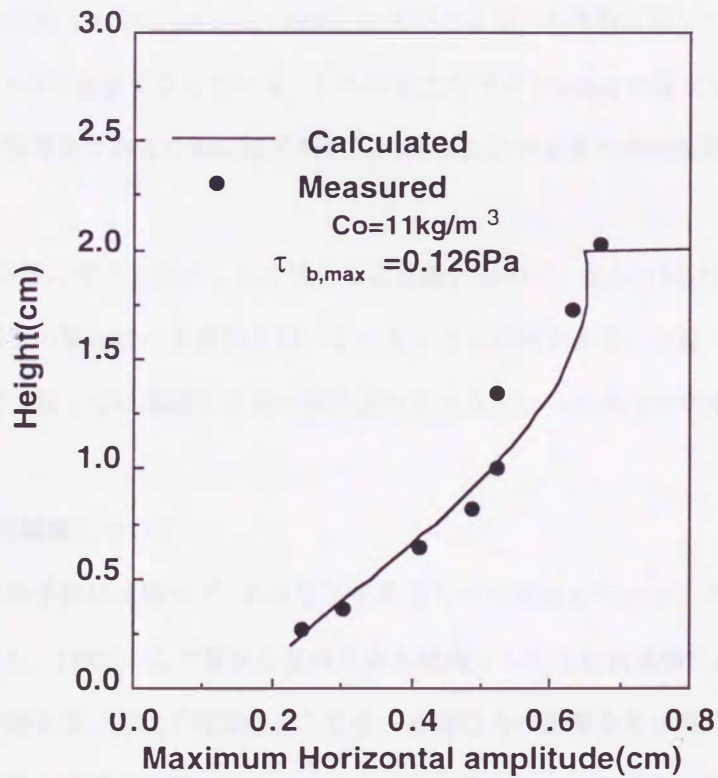
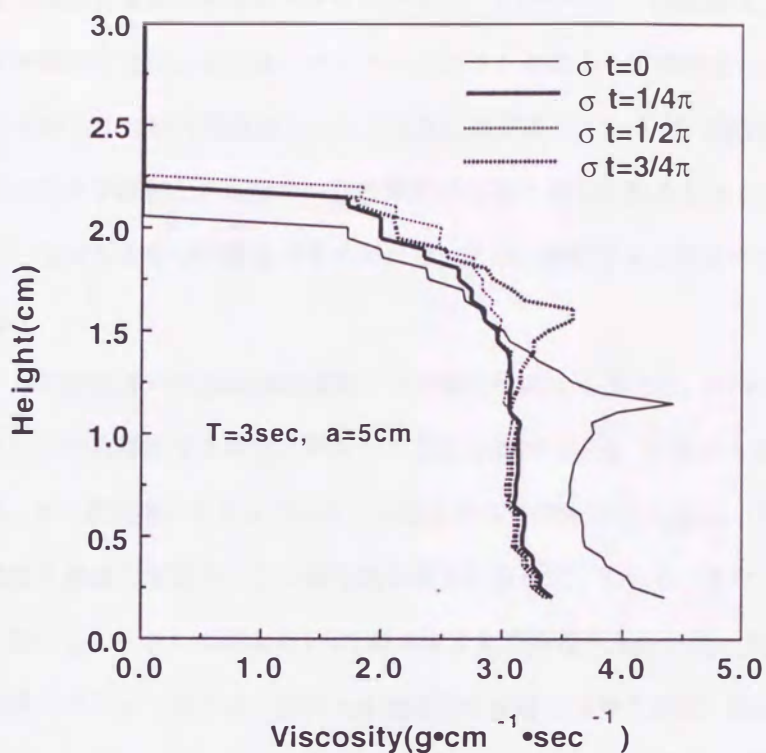


図6-24 高濃度層内の最大水平振幅

図6-25 見かけ粘性係数 μ_a の鉛直分布

値は水の粘性係数の、およそ100倍になっている。希薄懸濁液の粘度を懸濁粒子が占める体積分率のみの関数として理論的に求めたものにEinstein (1906) の式があるが、本実験に関してこの式を用いて求めた値は、解析結果より1~2桁小さくなっている。これは粘土粒子がEinsteinの仮定した球形粒子ではなく、また、非常に高濃度の懸濁体であるために粒子間に二次的結合力や流体力学的相互作用が生じているためである。

また、図6-21同様にずり速度が小さな値となる位置において、見かけ粘性係数が極値をとっている。これは見かけ粘性係数の算出にべき乗則を用いていることに原因がある。なお、計算精度を高めるには非常に小さなずり速度に対しては高濃度流体が剛体運動をするといった条件を付加することも考えられる。

(2) 高濃度層の保持機構について

高濃度浮泥層内の粒子群は沈積せず、ある層厚を保持しつつ流動していることは実験結果より明らかである(例えば、山西ら, 1992)。この層厚が保持される理由として①剪断流場によって生じる混合の効果、②層内に作用する浸透水圧、③粒子間接触にともなう有効応力の影響などが考えられる。有効応力の効果は底泥の流動限界に関する判定指標とはなるものの、有効応力のみが浮泥層を保持する原因とはなり得ない。また上向き浸透水圧の影響も無視できないものの(熊谷ら, 1994)、これが高濃度層保持の主因とは

ならず、単に圧密を抑制する働きをもたらすものである。したがって、浮泥層は、層内の混合による上向きフラックスと粒子群の沈降による沈降フラックスのバランスによって保持される。

一方、図6-3より静水中では時間経過とともに圧密沈降が生じているが、振動流中では圧密沈降までには至らず、最終的に粒子が浮遊した状態の一定層厚の浮泥層の存在が認められる。このことから、浮泥層がある厚さを保持しながら変形や流動をするためには、重力に対抗する上向きの力が生じていなければならないことになる。

Saffman (1965) は粘性流体中の剪断場を運動する球体に作用する揚力を、Rubinow and Keller (1961) は粘性流体中を回転しながら移動する球体に作用する揚力を求めている。いずれも揚力 \sim (相対速度) \times (ずり速度) \times (直径) \times (表面積)となっている。対象とする場の流れの R_e 数は小さいが、いずれも何らかの形で流体の慣性項を考慮しており、この慣性項が揚力を作り出している。また、高濃度層を保持するためには有効応力が存在してもさしつかえないが、静水中より剪断場の方がフロックが破壊され易いので、有効応力の作用とは考えづらい。以上のことから高濃度層の保持には層の剪断、いいかえれば、剪断を作り出す剪断応力が不可欠となる。そこで、高濃度層に作用する剪断応力を上層水の最大速度 U_n を用いて $\rho_n U_n^2$ で代表し、浮泥層厚 d_f との関係を求めると図6-26のようになり、

$$(d_f - d_{f0}) \sim \rho_n \widehat{U}_n^2 \quad (6.47)$$

となる。 d_{f0} は剪断力が作用しないときの浮泥層厚を示し、ここでは便宜上、図6-26上の直線部が d_f 軸に交わる点と定義する。実験によれば、

$$d_{f0} = 0.0014 C_0 \quad (6.48)$$

(d_{f0} , C_0 の単位はそれぞれ, m, kg/m^3 である) となっている(図6-27参照)。前述のシミュレーション結果と併せて考えると、剪断が加えられることにより増加する浮泥層厚分が剪断力に比例していることは明らかであり、しかも、この増加分は初濃度にも依存していない。したがって、剪断により粒子が周囲の流体に対して何らかの相対運動を行い、その結果として揚力が生じている可能性が大きい。なお、本実験での浮泥層厚等の測定結果を表6-2にまとめた。

6-5 結論

本章で得られた結果をまとめると以下の通りである。

(1) 振動流下で形成された高濃度浮泥層内の流動は、界面に作用する剪断応力 τ_i からの運動量輸送と層内に作用する水平方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ による流体加速によって支配されている。これらの比 $|\partial \tau_i / \partial z| / |\partial p / \partial x|$ は、本実験の範囲では0.25～0.35であった。

(2) 高濃度浮泥下層部の流動は上層部の流動に比べて位相が進んでいる。これは層内の粘性及び底面の存

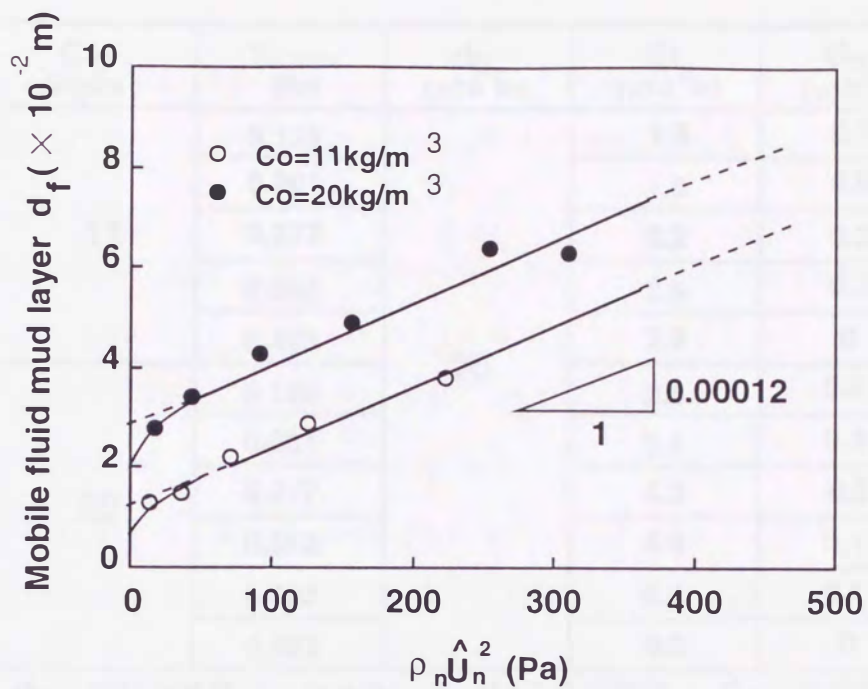


図6-26 $\rho_n \hat{U}_n^2$ と d_f との関係

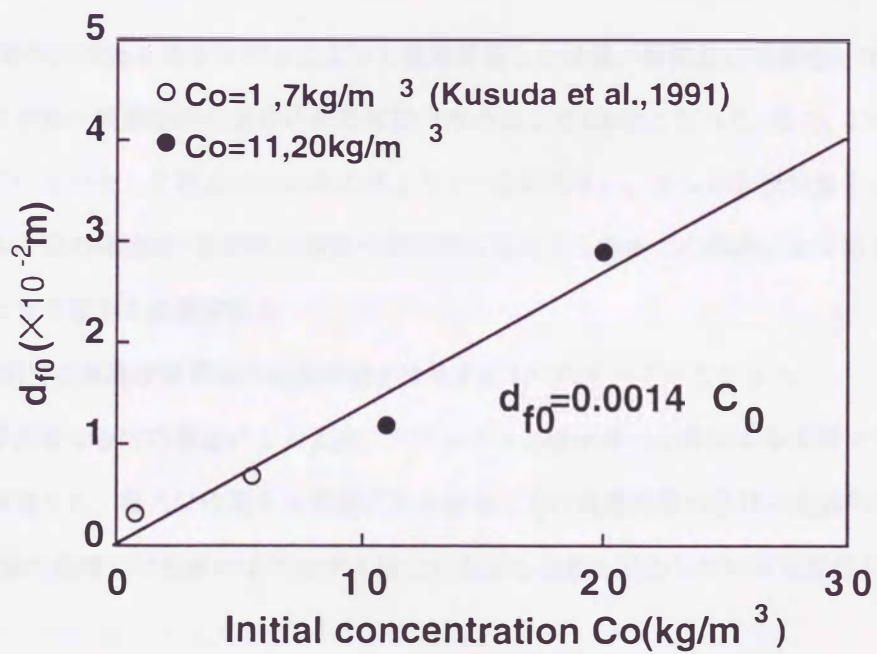


図6-27 C_0 と d_{f0} との関係

表6-2 浮泥層厚データ

C_0 (kg/m^3)	$\tau_{b,\max}$ (Pa)	d_0 ($\times 10^{-2}\text{m}$)	d_f ($\times 10^{-2}\text{m}$)	d_{sf} ($\times 10^{-2}\text{m}$)
11	0.126	20	1.3	0.7
	0.201		1.5	0.6
	0.277		2.2	0.2
	0.352		2.9	0.3
	0.453		3.8	0
20	0.126		2.8	0.6
	0.201		3.4	0.3
	0.277		4.3	0.2
	0.352		4.9	0.1
	0.402		6.4	0.1
	0.453		6.3	0

d_0 : 初期泥層厚 (= 全水深)、 d_f : 浮泥層厚、 d_{sf} : 底泥層厚

在による流体運動の減速と振動する水平方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ による流体の加速とが相互に生じることによるものである。また、この位相差の支配因子は水平方向の圧力勾配 $\partial p / \partial x$ 、界面上で作用する剪断応力 τ 及びこの運動量を下層へ伝達させる粘性効果である。なお、本実験範囲内での位相差の最大値は $\pi/4$ であった。

(3) 高濃度層内の流動を多層モデルによって数値計算した結果、計算値は実測値とほぼ一致した。また、計算によって求めた高濃度層の見かけ粘性係数は水のおよそ100倍となった。また、この値は粒子がフロックを形成していないとして理論的に求めた値より1~2桁大きい。さらに計算精度を上げるには、小さな速度での浮泥の弾性的・粘弾性的挙動や周期的に変化する剪断力の作用により見かけ体積濃度が変化することなどを考慮する必要がある。

(4) 振動流場での高濃度層界面の抵抗係数 f_i はおよそ 10^3 のオーダーとなった。

(5) 高濃度浮泥層は層内の混合による上向きフラックスと粒子群の沈降による沈降フラックスとのバランスによって保持され、層内に作用する変動圧力や有効応力は高濃度層の保持に直接的な効果を与えない。

(6) 高濃度層の保持には剪断により生ずる揚力が主要な役割を果たしている可能性が大きい。

参考文献

浅野敏之・中村和夫・中野康弘・高沢俊満(1992): シートフロー状態の底質移動に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.295-299.

運輸省第四港湾建設局八代工事事務所 (1987): 熊本港埋立対策調査報告書, p.386.

楠田哲也・山西博幸・川添正寿・二渡 了 (1988): 波による底泥の浮遊及び挙動に関する研究, 第35回
海岸工学講演会, pp.353 ~ 356.

楠田哲也・山西博幸・末次敏弘(1991): 振動流下における高濃度層の形成過程とその特性, 海岸工学論文集,
第38巻, pp.231-235.

熊谷博史・山西博幸・楠田哲也 (1994): 高濃度層の流動機構, 平成5年度西部支部研究発表会講演会概要
集, pp.350-351.

富田幸雄 (1972): レオロジー-非線形流体の力学-, 機械工学大系12, コロナ社, 444p.

中野 晋・鶴谷広一・鷹濱 潤 (1987): 波と底泥の相互干渉による波高減衰と底泥の流動について, 港湾
技術研究所報告, 第26巻, 第2号, pp.171-212.

二渡 了・楠田哲也・野正博之・古賀憲一・荒木宏之・古本勝弘 (1988): 感潮河川における懸濁物質輸送
現象のモデル化に関する研究, 衛生工学研究論文集, 第24巻, pp.139 ~ 148.

山下俊彦・金岡 幹・牧野有洋(1992): 非定常性に着目したシートフロー状砂移動機構, 海岸工学論文集,
第39巻, pp.291-294.

山西博幸・楠田哲也(1992): 振動流下における高濃度層の形成・保持機構に関する研究, 海岸工学論文集,
第39巻, pp.286-290.

Huynh Ngoc Trien・磯部雅彦・小林智尚・渡辺 晃(1991): 波による底泥の質量輸送における底泥のレオロ
ジー特性の影響について, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.466-470.

Einstein,A. (1906): Ann.Phys., [4]19, p.289.

Foda,M.A., J.R. Hunt and H.-T. Chou (1993): A nonlinear model for the fluidization of marine mud by waves, J.
Geophys. Res., Vol.98, pp.7039-7047.

Kusuda, T., R. Watanabe and H. Yamanishi (1994): Mass fluxes in fluid mud layers on an inclined bed, 4th Nearshore
and Estuarine Cohesive Sediment Transport Conference.

Mehta,A.J. and P.Y. Maa (1986): Wave over mud: Modeling erosion, Third Int. Sympo. on River Sedimentation,
pp.588 ~ 601.

Odd,N.V.M.and M.W. Owen (1972): A two-layer model of mud transport in the Thames Estuary, Paper 7517s,
Proc. the Institution of Civil Eng., pp.175 ~ 205.

Ross,M.A. and A.J. Mehta (1989): On the Mechanics of Lutoclines and Fluid Mud, J.Coast.Res., Social Issue,
No.5, pp.51 ~ 62.

Rubinow,S.I. and J.B. Keller (1961): The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, J.Fluid

Mech., vol.11, pp.447 ~ 459.

Saffman, P.G. (1965) : The lift on a small sphere in a slow shear flow, J.Fluid Mech., vol.22, pp.385 ~ 400.

Smith, T.J. and R. Kirby (1989) : Generation, stabilization and dissipation of layered fine sediment suspensions, J.Coast.Res., Special Issue, No.5, pp.63 ~ 73.