

海域での土砂投下における密度流現象

室田 明*・中辻啓二**・玉井昌宏***・町田博紀****

1. まえがき

沿岸海域や港湾域における土砂投棄工事はますます大規模化する傾向にあり、工事の施工管理や濁りの拡散等の水域環境保全の立場から工事関係者の高い関心を集めている。底開バージより直投された土砂の落下挙動や堆積形状の予測に関して、模型船を用いた水理実験や、単一土砂粒子の運動方程式や拡散方程式を用いた解析が数多く報告されている。しかしながら、土砂粒子間あるいは土砂粒子と水との相互干渉や、土砂と周囲水との比重差に基づく密度流効果等について、未解決な問題が山積している。したがって、得られた成果を現地に換算することも出来ないのが現状である。適切な予測手法を確立するためには、土砂群の落下挙動の物理像をまず明らかにすることから始めなければならない。

著者等は『土砂の堆積形状が水深の増加とともに三角形から平坦に、さらに双頭形から平坦に変化する。』という武藤等¹⁾の報告に興味を持ち、堆積形状の違いをもたらす物理現象を解明すべく水理実験を実施した。

着眼点は土砂群の投下に観られる土砂・水混相流体塊における密度流現象である。流体力学的に見れば、それは熱せられた気体塊が浮力を得て上昇運動する乱流サーマルと類似の現象である。乱流サーマルの知見により、土砂の落下挙動の力学的考察が可能となる。

2. 実験の概要

土砂の落下挙動の実験は高さ 130 cm、幅 90 cm、奥行き 90 cm の前面ガラス張りの水槽の前面部 15 cm を仕切って行った。水槽の上部中央に設置した高さ 10 cm、幅 5 cm、奥行き 15 cm の底開バージを模倣した箱の底部を瞬時に開口することによって供試土砂を投下した。粒子間の粒径や形状のバラツキを極力避けるために、供試土砂として中央粒径 $d_{50}=0.8, 1.3, 3.0, 5.0$ mm の 4 種類のガラスビーズを用いた。自由沈降速度 U_a と d_{50} で定義される粒子レイノルズ数 ($Re_d=U_a \cdot d_{50}/\nu$) はそ

れぞれ 90, 180, 1040, 2320 である。各々の粒径に対して投下量 Q_0 を 75 cm^3 , 150 cm^3 , 300 cm^3 の 3 段階に変化させた 12 種の投下条件の実験を行った。また、土砂の落下挙動および流動が非定常であることから、各投下条件に対して 2 回以上の繰り返し実験を行うことにより、実験の再現性を確認した。落下挙動はビデオシステムを用いて画像収録し、ポジションアナライザーでコマづつ解析した。

堆積形状に関する実験では底面衝突後の水平方向の流体運動が支配的になることから、高さ 50 cm、幅 600 cm、奥行き 15 cm の幅の広い二次元水槽の中央部から土砂を投下する実験を実施した。供試土砂として平均粒径 $d_{50}=3.38$ mm の砂 ($Re_d=895$) を用い、投下水深 D を 10, 20, 30 cm の 3 段階に変化させた。各実験条件に対して 3 回繰り返し実験を行った。また、本実験に先立って奥行き方向 3 断面の堆積高さを計測して、堆積形状の二次元性を確認している。土砂投下から底面への衝突、堆積に至る一連の過程はモータードライブ付き 35 mm カメラで撮影した。堆積高さの水平方向分布は砂面計で計測した。

3. 投下土砂の落下挙動

(1) 定性的観察

写真—1—3 は投下から 1.2 秒後のガラスビーズ粒子群の落下挙動を示す。撮影の露出時間は 1/125 秒である。投下条件はそれぞれ $d_{50}=5.0$ mm, $Q_0=75 \text{ cm}^3$; $d_{50}=1.3$ mm, $Q_0=300 \text{ cm}^3$; $d_{50}=3.0$ mm, $Q_0=300 \text{ cm}^3$ である。

写真—1— は粒径が大きく、かつ投下量の少ない場合に観察される落下挙動 (パターン I) を示す。粒子群の挙動は個々の粒子の自由沈降運動に支配されているようであり、粒子間の相互干渉は認められない。粒子群は流下とともに横方向に拡がっていくが、それは粒子個々に作用する流体力に起因するものである。散乱機構は単一粒子の沈降のそれと同じであると予想される。粒子群の中でも粒径の大きな粒子が速く落下することにより、粒子群の中で分級作用が生じている。以下ではこの落下特性を自由沈降的挙動と呼ぶことにする。

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科

**** 正会員 工修 奥村組 (元大阪大学大学院生)

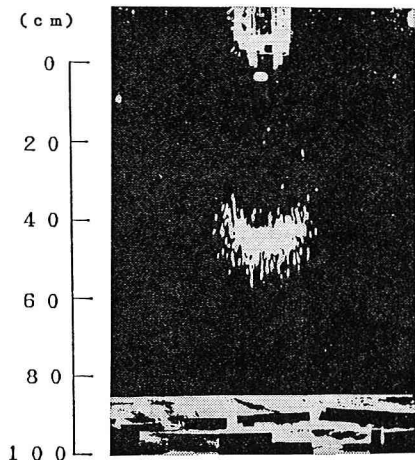


写真-1 自由沈降の落下挙動

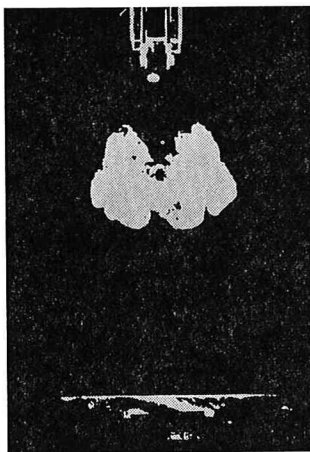


写真-2 乱流サーマルの落下挙動

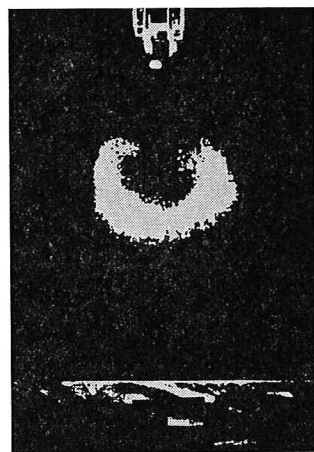


写真-3 落下挙動の遷移状態

写真-2は粒径が小さく、かつ投下量の少ない場合に観察される落下挙動(パターンII)を示す。粒子群は放出直後に横方向に急激に成長する。そのとき、中心軸に関して左右対称で逆方向の回転を有する二つの循環が現れる。この循環によって周囲環境水を粒子群の後端より連行し、凹型形状の固液混相の流体塊を形成する。混相流体塊の輪郭には自由沈降の挙動(写真-1)において観られたような粒径規模の凹凸は認められない。すなわち、粒子群の落下挙動が混相流体塊のスケールの運動に支配されていることが推察される。また、混相流体塊は極めて複雑な形状を呈しているにもかかわらず、相似な形状を保ちながら落下しているのが観察された。こうした挙動は浮力(あるいは過剰重力)を瞬間的に放出したときに形成される乱流サーマルの流動に類似していることから、以下ではパターンIIの落下特性を乱流サーマル的挙動と呼ぶことにする。

写真-3は乱流サーマル的挙動から自由沈降の挙動に移行する遷移状態を示す。投下直後には、写真-2と同様の左右対称の循環が粒子群中に発達したパターンIIが観察されるが、落下とともに粒子個々の重力効果が卓越し始め、写真のようなパターンIに推移する。

(2) 定量的評価

図-1(a), (b)は落下に伴う混相流体塊の形状特性の変化を示す。縦軸と横軸はそれぞれ混相流体塊の幅 W および高さ H と落下距離 x である。両軸は単位奥行き当りの投下量 q_0 (cm^2)の平方根で無次元表示されている。図中の白抜き記号はパターンIの挙動を、また黒塗り記号はパターンIIの挙動を示す。

拡がり幅 W はパターンIIでは x 方向に線形に増大する傾向を示す。これに対して、パターンIでは幅は一樣に増大するものの、その増加率 dW/dx は緩やかに減少する。一方、高さ H は、模擬ページからの放出が終

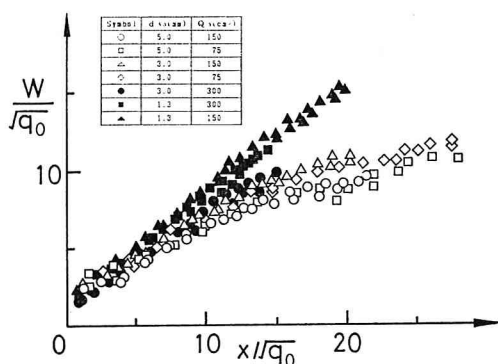


図-1(a) 混相流体塊の拡がり幅の流下方向変化

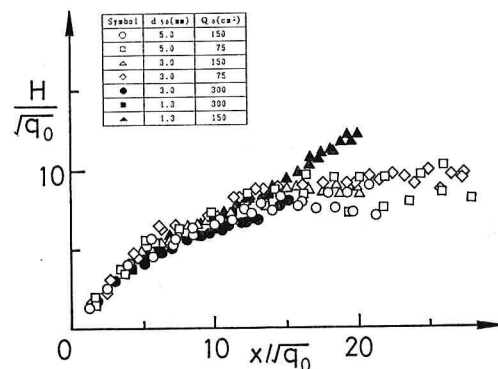
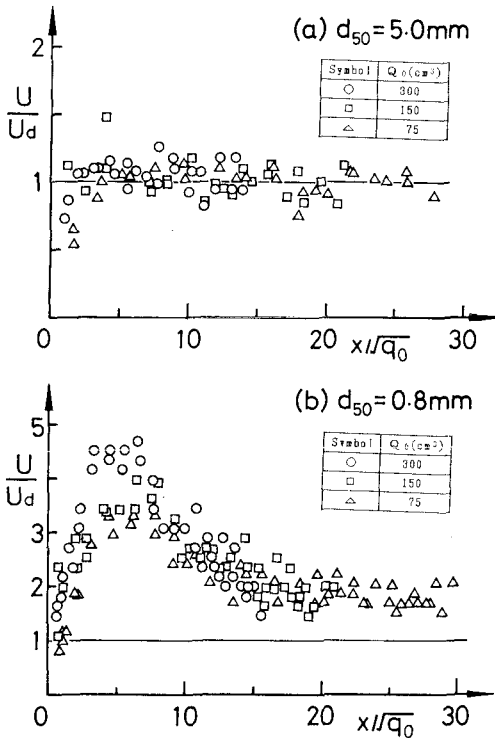


図-1(b) 混相流体塊の高さの流下方向変化

了する $x/q_0^{1/2}=5$ 付近で不連続に変化する。その後、パターンIIの場合には高さ H は幅 W と同様に線形に増加する。形状特性が線形に増大する傾向は、乱流サーマルに関する既往の実験結果と一致している。これに対して、パターンIの場合には高さの増加率 dH/dx は落下とともに減少する。そして、 $x/q_0^{1/2}>15$ の領域では高さ H は概ね一定となる。



図—2 混相流体塊の落下速度の流下方向変化 (自由沈降粒子の落下速度で無次元表示して示す.)

図—2 は混相流体塊の落下速度 U の落下に伴う変化を単一粒子の自由沈降速度 U_d で無次元化して示す。落下速度 U は流体塊の単位時間当りの移動距離を読み取ることにより求めた。図—2 (a), (b) はそれぞれ平均粒径 d_{50} が 5.0 mm と 0.8 mm の実験結果をまとめて示す。図中の実線は各粒径の自由沈降速度、つまり $U/U_d = 1.0$ を示している。 $d_{50} = 5.0$ mm の実験においては、実値に若干のばらつきが認められるものの、落下速度は投下直後からはほぼ自由沈降速度に等しくなっている。これに対して、 $d_{50} = 0.8$ mm の落下速度は投下直後に増大し、 $x/q_0^{1/2} = 5$ 付近で最大値を示した後に次第に減少する傾向にある。この最大速度は自由沈降速度の 3～5 倍にも達しており、粒子群の落下挙動が単一粒子の沈降とは全く異なる物理機構によって支配されていることが予想される。

4. サーマル理論の適用

(1) 大きい密度差のサーマルに関する理論

大気中を上昇するサーマルの研究は古くから実施されているが、密度差の大きい ($\Delta\rho/\rho_a > 0.1$)、つまり Boussinesq 近似の適用できないサーマルに関する研究は数少ない。ここでは、Baines-Hopfner²⁾ の理論の適合性を検討する。この理論の特徴は、周囲環境水との密度差が連行を介してサーマルの質量を直接的に減少させ

ることを考慮して、Morton-Taylor Turner³⁾ の連行の仮説を一般化した点にある。

つまり、楕円形サーマル (長径 W 、短径 H) の質量と運動量の落下方向保存則は次のように表わされる。

$$\frac{dm}{dt} = \alpha M \left(\frac{\rho_a}{m} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{d}{dt}(M + M_0) = \beta WH \Delta \rho g \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $m = \rho \beta WH$ ：質量、 $M = \rho \beta WHU$ ：運動量、 $M_0 = k_0 \cdot \rho_a / \rho \cdot M$ ：付加質量分の運動量、 ρ ：サーマルの密度、 ρ_a ：周囲環境水の密度、 α ：連行係数、 $\beta = \pi/4$ ：楕円形の形状係数、また $K = W/H$ である。

式 (1) の積分変数を時間 t から距離 x に変換して、積分すると、長径 W の x 方向変化は次式のようになる。

$$W = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \sqrt{K} \left(1 - \frac{\pi}{4\alpha^2} \frac{\Delta\rho_0}{\rho_a} \frac{W_0^2}{x_*^2} \right) x_* \dots\dots (3)$$

ここに、 $x_* = x + (\pi/2\alpha) \cdot (\rho_0/\rho_a)^{1/2} \cdot W_0$ 、 $\Delta\rho = \rho - \rho_a$ 、また添字 “0” は $x=0$ での値を示す。上式はサーマルの形状 (W と H) は落下方向に線型に増大することを示しており、図—1 の実験結果と一致する。

同様に式 (2) を積分することにより、サーマルの速度 U を得る。但し、 $x_*=0$ において $U_0=0$ とおく。

$$U^2 = \frac{2B}{3} \left\{ x_* \frac{x_*^2 - 3A}{(x_* - A)^2} - x_0 \frac{x_0^2 - 3A}{(x_* - A)^2} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、

$$A = \frac{k_0}{(1+k_0)\alpha^2 K} \left(\frac{\Delta\rho_0}{\rho_a} \right) Q_0,$$

$$B = \frac{g}{(1+k_0)\alpha^2 K} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right) Q_0$$

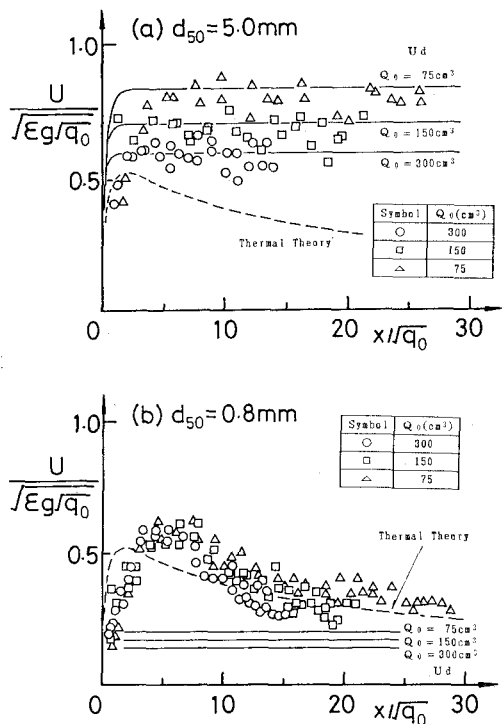
である。

(2) 実験値との比較

図—3 は図—2 の実験値を投下量 q_0 と粒子群の総浮力 $\Delta\rho_0/\rho \cdot g q_0$ より得られる速度スケール $\sqrt{\Delta\rho_0/\rho \cdot g q_0^{1/2}}$ で無次元表示したものである。図中の破線は式 (4) のサーマル理論の結果を示す。連行係数 α は実験値との比較から 0.3～0.6 の範囲にあることが分かったので、同図では 0.4 を採用した。また、 K は図—1 より 1.3 を、付加質量係数 k_0 はポテンシャル流中の円形の値 1.0 を用いた。一方、実線群は次式で示される単一粒子の自由沈降の運動方程式の解 U_a である。

$$M \frac{dU_a}{dt} = -C_M m \frac{dU_a}{dt} + (M - m)g - C_D \rho_a A \frac{U_a^2}{2} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 M ：粒子の質量、 m ：粒子と同体積の水の質量、 C_M ：付加質量係数、 C_D ：形状抵抗係数、 A ：粒子の投影面積である。簡単のために、球形の粒子が Newton 抵抗を受けるものとして $C_M = 0.44$ 、 $C_D = 0.5$ とした。



図—3 混相流体塊の落下速度の流下方向変化

同図より、粒径の大きい $d_{50} = 5.0 \text{ mm}$ の実験では、いずれの投下量においても混相流体塊の落下速度 U は概ね自由沈降速度 U_d になっていることが分かる。これに対して、乱流サーマルの理論落下速度が自由沈降速度を上回るような粒径の小さい $d_{50} = 0.8 \text{ mm}$ の実験では、落下速度は乱流サーマルの落下速度にしたがった挙動を示す。すなわち、混相流体塊は放出後加速されながら落下し、 $x/q_0^{1/2} = 5$ 付近で最大速度となる。その後、減速しながら一定速度に近づくようである。とくに、 $Q_0 = 75 \text{ cm}^3$ の落下速度は $x/q_0^{1/2} > 6$ の領域で $x^{-1/2}$ の逆減則に従って減少しており、サーマル理論の結果と良く一致している。これらの傾向は $d_{50} = 1.3 \text{ mm}$ の実験においても顕著に認められた。

以上の結果より、(i) 粒径と投下量により粒子群の落下挙動の形態が変化すること、(ii) とくに、粒径が小さく、比較的投下量の多い投下条件においては粒子群の混入が流体の密度の増大という形で作用し、混相流体塊の流動は(負の浮力を有した)乱流サーマルに類似した挙動を示すことが明らかになった。

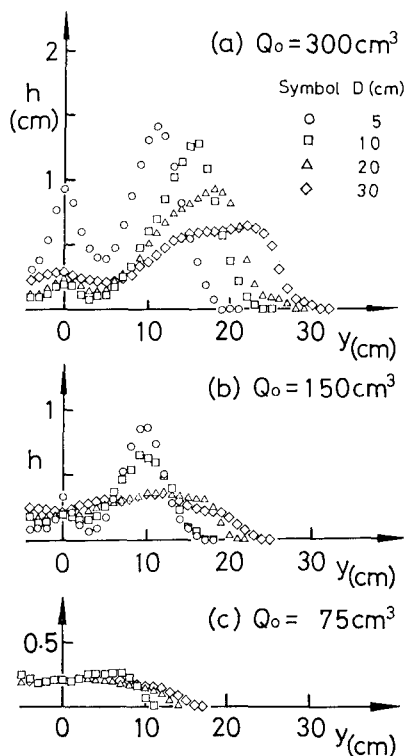
5. 投下土砂の堆積形状

土砂の堆積過程は落下土砂の海底面への衝突と海底面に沿う混相流体塊の移動と拡散を伴うため、その物理機構は非常に複雑である。ここでは、海底での堆積形状と投下土砂の落下挙動の関連性について考察する。

図—4 は平均粒径 $d_{50} = 3.38 \text{ mm}$ の砂を水平な海底面に投下して得られた堆積高さの水平方向分布を示す。同図の (a), (b), (c) はそれぞれ投下量 $Q_0 = 300, 150, 75 \text{ cm}^3$ の実験を示す。また、パラメーター D は投下水深を示す。堆積過程の物理機構が未だ明確ではないので、水理諸量は次元量で表示した。

$Q_0 = 300 \text{ cm}^3$ の実験においては、 $D = 5 \text{ cm}$ のケースを除いて砂の堆積形状は概ね双頭形の分布を示しており、武藤等¹⁾の第三の堆積形状と一致する。また、投下水深 D の増大に伴って、最大堆積高さは小さくなり、堆積幅は広くなる傾向にある。それぞれの堆積形状は相似ではない。とくに、最大堆積高さを示す水平方向位置の周辺の形状は、水深が大きくなるにつれて、先鋭な分布から台形状へと変化している。最大堆積高さより外側の斜面の勾配は投下水深によらず 10° 程度である。 $D = 5 \text{ cm}$ の実験では、投下土砂の全量が模擬バージ船から排出される前に海底面への衝突が始まっており、他とは異なるケースである。

$Q_0 = 150 \text{ cm}^3$ では投下水深 $D = 5, 10 \text{ cm}$ の堆積形状は図—4 (a) に類似した双頭形の分布である。他方、 $D = 20, 30 \text{ cm}$ の場合の堆積形状は平坦な分布を示す。後者は武藤等¹⁾の第四の堆積形状と一致する。さらに、 $Q_0 = 75 \text{ cm}^3$ の実験では、いずれの投下水深においても堆積形状は平坦な分布形状を呈している。



図—4 堆積高さの水平方向分布

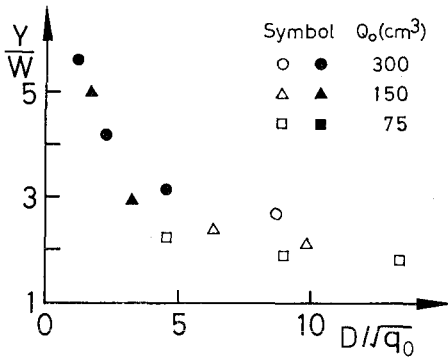


図-5 堆積形状の投下水深に対する変化

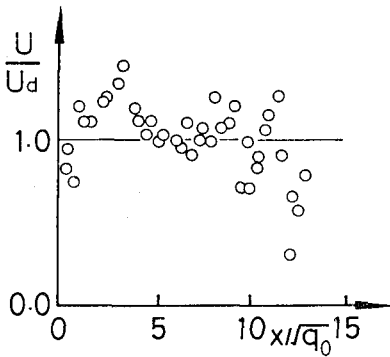


図-6 砂-水混相流体塊の落下速度の水深方向変化

図-5 は堆積幅 Y と、投下水深 D に相当する水深における自由落下過程での混相流体塊の全幅 W との比率を $D/q_0^{1/2}$ に対して示す。 W は高さ 90 cm の水槽を用いて第 3 章の実験と同様な方法で $d_{50}=3.38$ cm の砂を投下させて求めた。図中の黒塗り記号と白抜き記号はそれぞれ双頭形と平坦状の堆積形状を示した実験結果を示している。両者の判別は便宜上最大堆積高さと中心軸上の堆積高さの比に基づいた。その比が 3 以上である場合を双頭形、3 以下を平坦状と識別した。

同図より、いずれの投下量においても投下水深 D の増大にともなう、 Y/W つまり土砂の堆積幅が小さくなるのがわかる。また、同一の投下水深に対しては、投下量が小さくなるほど、 Y/W が小さくなる。前章で示したように、水深の増大や投下量の減少によって混相流体塊の落下特性は単一粒子の自由沈降が支配的になる。自由沈降的であればあるほど、固体流体間の相互作

用は弱くなり、落下・衝突過程は砂粒子個々の運動特性に支配されるようになる。

いま一つの特徴は、堆積形状が $D/q_0^{1/2}=4.5$ を境に双頭形と平坦状の分布とに明瞭に分類できることである。そこで、図-4 の $d_{50}=3.38$ cm の砂粒子の落下速度 U の流下方向変化を自由落下速度 U_a で無次元化して示したのが図-6 である。横軸は落下距離 $x/q_0^{1/2}$ を示す。 U は混相流体塊の中心、先端および後端位置の移動速度を平均して求めた。したがって、落下距離 x の大きな領域では分級効果のために U/U_a が 1.0 より小さくなる結果も生じているが、 $x/q_0^{1/2}<4.5$ の領域では $U/U_a>1.0$ 、つまり図-3 を考え合えると乱流サーマル的な挙動を呈していることが予想される。それ以上の水深では落下挙動は自由沈降的になるであろう。

したがって、図-5 と図-6 とを比較すれば、土砂の落下挙動がサーマル的流動の場合は双頭形の堆積形状に、また、自由落下の挙動の場合には平坦状の堆積形状になると結論できる。

6. あとがき

海域での土砂投下工事に関連して、海中における落下土砂の挙動について水理実験から検討した。その結果、投下土砂の挙動は粒径や投下土砂量によっては大気圏において観察される乱流サーマル現象と流体力学的に同一の支配方程式で記述されること、また、その知見を援用すれば、従来指摘されてきた海底面での堆積形状の違いを合理的に説明できることがわかった。しかしながら、これらの流体力学的知見が工学的に如何に利用できるかは、水理実験の相似性含もめて、今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) 武藤碩夫・吉井総介・石田 勉：大規模埋立用底開ページによる土砂投下の実験，三菱重工技報，Vol. 11, No. 1, pp. 92~104, 1974.
- 2) Baines, W. D. and Hopfinger, E. J.: Thermal with large density difference, Atmospheric Environment, Vol. 18, No. 6, pp. 1051~1057, 1984.
- 3) Morton, B. R., Taylor, G. I. and Turner, J. S.: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, Proc. Royal. Soc., Vol. A-234, pp. 1~23.