

有限な水深を有する静水中に直投された 微細粒子群の数値シミュレーション

秋山 壽一郎¹・応 新亜²・浦 勝³・重枝 未玲⁴

¹正会員 Ph.D. 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (〒804-8550 北九州市戸畠区仙水町1-1)

² 博士(工学) 元九州工業大学大学院 工学研究科博士後期課程 (同上)

³正会員 工博 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (同上)

⁴学生会員 工修 九州工業大学大学院 工学研究科博士後期課程 (同上)

直投工に伴う渦りの拡散機構の解明とその予測を目的として、水深が有限な静水中に直投された微細粒子群の落下から、底面衝突を経て、渦水重力密度流として流動するに至るまでの一連の挙動について、実験ならびにLESに基づく連続体モデルを用いた数値計算により検討した。粒子群が高濃度渦水塊として流動する限り、本モデルは落下から水平流動までの一連の流動状況および堆積状況を十分な精度で再現できることが確認された。また、自立型フェンスが設置された場についても検討を行い、本モデルがフェンス前後での堆積粒子の分布形状をかなりの精度で再現できることを示した。以上より、限定された条件下ではあるが、本モデルは土砂直投によって発生する高濃度混相密度流現象を再現できることがわかった。

Key Words : swarm of particles, suspension gravity current, LES, Smagorinsky model

1. 序論

人工島や港湾外郭施設の建設などで用いられる土砂直投工では水表面付近から多量の土砂が投下されるため、大規模な水質汚濁が発生することが大きな問題である。このような汚濁拡散現象は、投下点近くの局所的な土砂の落下運動とそれによって誘起された周囲流体の流動が重要となるNear Field領域と主に潮流などの周囲流体環境が支配的な乱流拡散過程であるFar Field領域に大きく分けられる。このNear Field領域における密度流的な汚濁拡散過程は、シルトフェンスの効果的な設置法と直結しているだけでなく、広域的な汚濁の拡散を対象とした数値シミュレーションの初期条件を与えるものもあり、そこでの汚濁拡散過程の適正な予測が極めて重要である。

そこで、このような投下土砂によって発生する局所的な汚濁拡散現象を乱流サーマル理論や数値解析を用いて解明・予測しようとする多くの試みが重ねられている。乱流サーマル理論に基づく代表的な研究としては、粒径が大きく投下量が少ない場合では個々の粒子の自由沈降が卓越する自由沈降的落下挙動となり、粒径が小さく投下量が多い場合では粒子群として流動する乱流サーマル的な乱流サーマル的落下挙動となることを実験的に明らかにした上で、Baines and Hopfinger¹⁾の単相乱流サーマ

ル理論を発展させ、自由沈降的落下挙動と乱流サーマル的落下挙動を統一的に説明するための固・液混相のサーマル理論を提案した玉井ら²⁾の研究、簡単な軸対称サーマル理論を用いて粒子群の落下速度や広がり幅について論じたBuhler & Papantoniou³⁾の研究、非ブシネスクサーマル理論を用いてサーマルの密度効果について論じたNeves & Almeida⁴⁾の研究、微細粒子よりも渦水塊を対象として、サーマル理論の抵抗係数や連行係数などについて定量的に明らかにした著者らの研究⁵⁾、などがある。サーマル理論は形状の相似性を基本仮定とするため、その適用性に制約があるが、落下渦水塊の流動特性を簡便に記述できることが大きな利点である。また、実験的な知見と組み合わせることで、十分な予測精度を持たせることも可能である。

一方、数値解析を用いた代表的な研究としては、MAC法を用いて粒子群の落下挙動や堆積状況などについて論じた堀江⁶⁾の研究、粒子・粒子間および粒子・流体間の相互作用を考慮したDEMAC法を用いて投入粒子量などの条件が静水中の粒子群の沈降・分散挙動および堆積形状に及ぼす影響について検討を加えた小田ら⁷⁾の研究、粒子の沈降速度を考慮した乱流拡散方程式を用いてMAC法に基づき粒子サーマルの広がりや落下速度および数値実験よりサーマル内部の速度場や密度場を論じ

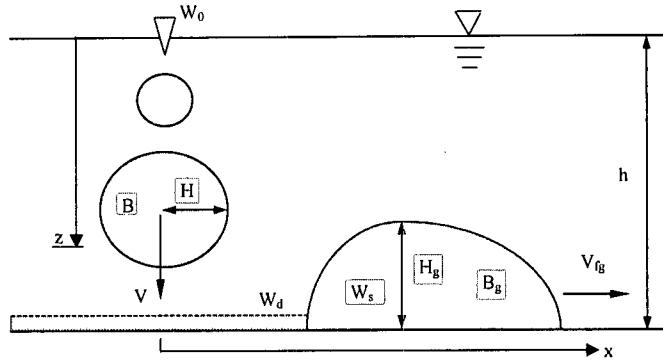


図-1 流れの定義図

表-1 実験条件

CASE	粒子の種類	水中比重 s	d (mm)	V_s(cm/s)	A_0(cm ²)	W_0(cm ³ /s ²)	水深 h(cm)
CASE1	ガラスピーブ	1.467	0.044	0.15	3.30	4750	90
CASE2	ガラスピーブ	1.467	0.088	0.59	2.09	3031	90
CASE3	振るい分けしたケイ砂	1.650	0.140	1.48	2.94	4750	90
CASE4	ガラスピーブ	1.467	0.044	0.15	3.41	4900	90

たLi⁸⁾の研究、粒子の沈降速度が無視できるような微細粒子による濁水塊の挙動をLESを用いて解析した著者らの研究⁹⁾、などがある。一般に、直投工により発生する汚濁拡散現象は固液混相乱流現象であるので、どのような数値モデルでも何らかの適用上の制約が必然的に伴うと考えて良い。しかし、その適用限界を適正に把握しておけば、周囲水が成層した場合や流速を有する場合あるいは周囲水水深が有限な場合における粒子群の落下挙動から底面衝突後の挙動などを一貫して解析することができる。例えば、k-εモデルに基づく2流体モデルを実スケールの土砂直投工に適用し、その落下挙動と底面衝突の後に水平流動する汚濁拡散現象について論じた玉井・村岡¹⁰⁾や先述したDEMAC法を流水中に直投された粒子群に適用しその挙動について論じた小田ら¹¹⁾の研究はその好例である。このように、数値解析はサーマル理論の適用が困難であるような複雑な状況においても解析可能であり、これが大きな利点である。

有限な水深を有する水域における土砂直投から濁りの発生に至る一連のプロセスは、高濃度濁水塊の落下挙動と底面への衝突さらには底面に沿う濁水塊の流動と粒子の沈降堆積など様々な複雑な現象が含まれている。このような一連のプロセスについて検討を加えた研究としては、著者の知る限り、小川・竹内¹²⁾や玉井ら¹³⁾の実験的・半理論的研究および上述した玉井・村岡¹⁰⁾の数値解析があるにすぎない。しかし、いずれの半理論モデルもモデル化の方法やモデルに含まれる諸定数の意味などに不明瞭な点が認められる。例えば、落下濁水塊と底面衝突後の濁水塊との流動特性の関係が明らかにされていない

ことは大きな問題であろう。一方、玉井・村岡¹⁰⁾の数値解析は定性的なレベルに止まっているため、実現象をどの程度再現できるのかについては全く不明である。このように、一様密度の静水中においてさえNear Field領域における汚濁の発生や拡がりの挙動を定量的に予測できる手法についてはほとんど確立されていないのが実情である。

本研究は、以上の事実を踏まえ、有限な水深を有する静水中に直投された微細粒子群の落下からその底面衝突後の濁水塊の水平流動に至るまでの一連の挙動について数値計算ならびに実験により検討したものである。微細粒子よりなる濁水塊を対象としてLES(Large Eddy Simulation)に基づく連続体モデルを提案するとともに実験結果との比較検討を行い、その適用性について定量的に検証する。さらに、自立型シルトフェンスが設置された場への適用性についても検討を加える。

2. 実験

水深が有限な水域へ直投された土砂は、まず落下粒子群を形成し、底面衝突後は底面に沿って水平流動する濁水塊を形成する。そこで、この一連の挙動とその主要な特性量を図-1のように定義する。

実験条件を表-1に示す。ここで、 A_0 は空隙を除いた単位幅当たりの初期体積、 W_0 は単位幅当たりの初期総浮力である。なお、現象は左右対称であるため、表中の A_0 および W_0 は全投下量の半分として表示している。また、粒

子粒径の影響を調べる目的で粒径を3通りに変化させた。ここで、CASE1, 2および3は、落下粒子群、CASE4は底面衝突後の渦水塊に関する実験である。

実験装置としては、CASE1～3では前面アクリル製の水槽(長さ1.5m、深さ1.2m、奥行き0.1m)の小型水槽を、CASE4では両面アクリル製の大型水槽(長さ10.0m、深さ1.2m、奥行き0.6m)の内部に前面アクリル製の水槽(長さ7.5m、深さ1.0m、奥行き0.1m)を水平に設置したものをそれぞれ用いた。いずれの場合も三角形断面を有する投下装置より、大型水槽に満たされた密度 ρ_a 、水深 h の静水中に中央粒径 d 、比重 σ の粒子塊を初期総浮力 $2W_0$ でほぼ瞬間に投入し落下粒子群を発生させた。ここで、混相流体の初期密度を ρ_0 、初期単位幅体積を $2A_0$ とするとき、初期相対密度差 $\varepsilon_0 = (\rho_a - \rho_0)/\rho_0$ であるので、混相流体としての渦水の単位幅当たりの初期総浮力 $2W_0$ は $2\varepsilon_0 g A_0$ となる。従って、空隙を除いた粒子塊の初期単位幅体積を $2A_0$ とすると、投入粒子塊の $2W_0$ は $2sgA_0$ と表される。ここに、 s =粒子の水中比重($=\sigma-1$)、 g =重力加速度である。

測定内容としては、可視化実験に基づく落下粒子群の落下速度 V と水平流動する渦水塊の移動速度 V_{fg} および形状の測定、渦水塊の浮遊粒子量 W_s および粒子堆積量 W_d である。

可視化測定では、落下粒子群とその底面衝突後に形成された水平流動する渦水塊の流動状況をCCDカメラで追跡・撮影し、コンピューター制御が可能なVTRに収録した画像をデジタル画像としてパソコンに取り込み、画像をコンピューター解析することによって、落下粒子群の落下速度 V と渦水塊の先端移動速度 V_{fg} および形状を算定した。ただし、落下粒子群と渦水塊の境界は、可視化された画像に基づき決定されているので、境界の定義、つまり形状に関する諸量には若干の任意性がある。一方、落下速度や速度については形状の変化量であるので、形状自体より誤差は少ない。

実験は幅の狭い2次元水路中で行われているので、落下粒子群や渦水塊の流動特性量が壁面の影響を受けている可能性がある。落下粒子群では本実験条件に関する限り、壁面の影響を考慮しない状態での2次元サーマル理論にはほぼ従っていたことから、壁面の影響は少ないと考えられる。また、底面衝突の後では乱流が強く活発に粒子を浮遊している渦水重力密度流では落下挙動と同様にはほぼ無視できると推察される。しかし、下流側では渦水重力密度流が活発でなくなるので、そのような状態では壁面の影響を受けている可能性がある。著者の知る限り、落下粒子群とは異なり、粒子の沈降を伴う渦水重力密度流についてはこれを判断する手がかりはいまのところない。

渦水塊の浮遊粒子量および粒子堆積量に関する実験

では、底面衝突後の渦水塊の単位幅当たりの浮遊粒子量 W_s と堆積量 W_d をそれぞれ以下の要領で求めた。ただし、流入条件である W_0 との関係を持たせるために、 W_s と W_d のいずれも体積ではなく、単位幅当たりの浮力をとして表示する。 W_d は、底面に堆積した粒子を50cm間隔で丁寧にサイフォンで採取し、その乾燥質量より算定した。その際、データの精度を高めるために同一条件下で5回の繰り返し実験を実施しその平均値に基づき W_d を決定した。採取量と初期投下量との相対誤差は、10%以下であった。一方、 W_s は、あらかじめ所定の位置に設置した仕切りゲートを渦水塊が通過した瞬間にすばやく降ろし、仕切りゲートで分離された渦水塊の浮遊粒子が完全に沈降堆積するのを待って堆積粒子を丁寧に採取し、その乾燥質量より算定した。その際、同一条件下で3回の繰り返し実験を行い、その平均値をもって W_s とした。また、 W_s の流下方向分布を算定する目的で同様の操作を流下方向の5断面において繰り返した。なお、同一条件下でも落下中と底面衝突後の流況は必ずしも左右対称になるわけではないので、数多くの実験を繰り返し実施し、流況がほぼ左右対称と認められた場合に限りこれらの諸量の定量化を行った。

3. 数値モデル

渦水密度流や粒子サーマルなどの高濃度混相密度流現象を対象として、SGS(Subgrid Scale)応力モデルとして浮力効果を考慮したSmagorinskyの渦粘性モデルを用いたLES(Large Eddy Simulation)に基づく連続体モデルを提案する。

非圧縮性NS方程式、連続の式および粒子の沈降速度を考慮した移流拡散方程式にフィルター平均操作を施すことによって、次のようなGS(Grid Scale)成分に関する支配方程式が得られる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{u'_i u'_j} \right) + g_i \frac{\Delta \rho}{\rho} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (U_i + V_{si}) \frac{\partial C}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-\overline{u'_i C'} \right) \quad (3)$$

ここに、 U_i = i 方向の速度成分、 V_{si} = i 方向の粒子沈降速度、 P =圧力、 g_i = i 方向の重力加速度成分、 ν =流体の動粘性係数、 ρ =混相流体密度 ($=C\rho_p + (1-C)\rho_a$)、 C =体積濃

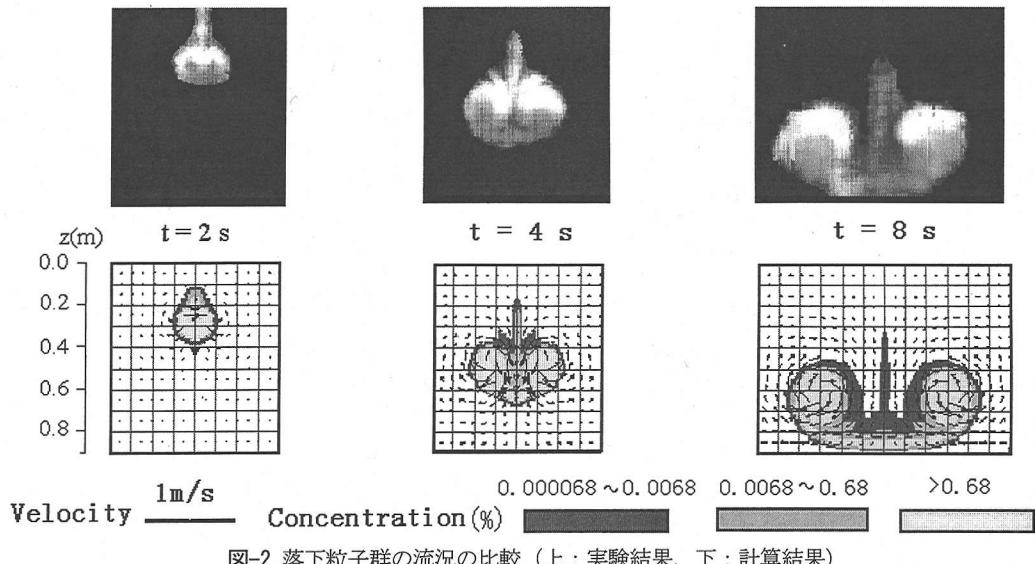


図-2 落下粒子群の流況の比較（上：実験結果、下：計算結果）

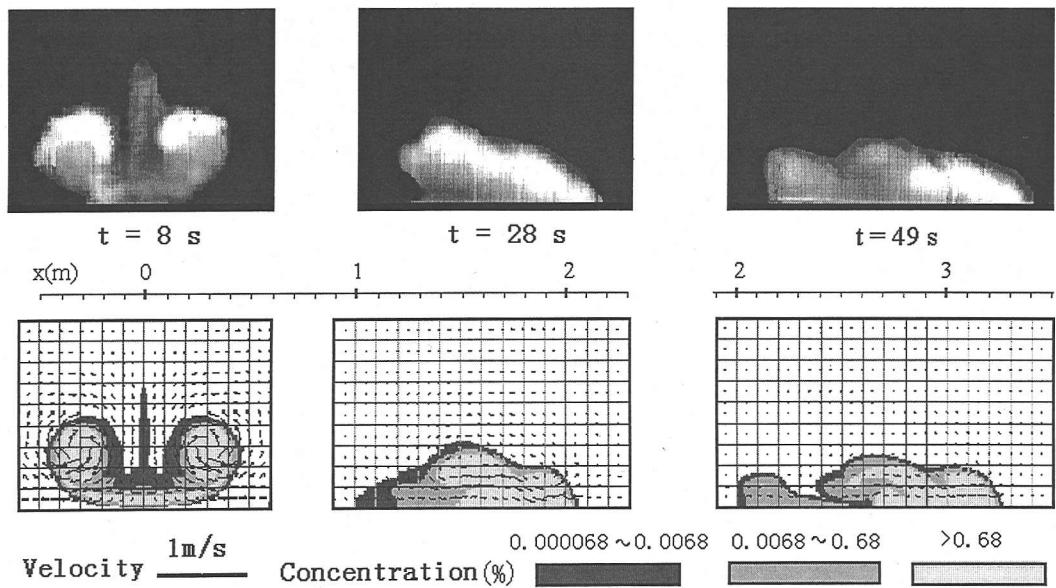


図-3 漪水塊の流況の比較（上：実験結果、下：計算結果）

度、 ρ_p =粒子密度、 ρ_a =周囲流体密度、 $\Delta\rho$ =密度差($=\rho_p - \rho_a$)、 u'_i と C' =速度と濃度の変動成分および $\overline{u'_i u'_j} =$ 空間平均による速度成分の2重相関項(式(4))である。

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4)$$

ここに、 ν_t =SGS応力の渦粘性係数、 k =乱流エネルギー、および δ_{ij} =Kroneckerのデルタ関数である。渦粘性係数 ν_t

は、自然対流に関するEidson¹⁴⁾の研究に準じ、Smagorinskyの渦粘性モデルを次のように修正して用いた。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \left(|\bar{S}|^2 - \frac{g_i}{\rho S_{cs}} \frac{\partial \Delta \rho}{\partial x_i} \right)^{1/2} \quad (5)$$

ここに、 Δ =フィルター幅、 C_s =Smagorinsky定数、 $|\bar{S}|=(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$ である。GS成分歪速度テンソルは \bar{S}_{ij} 次のように定義される。

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

式(3)中の $-u'_i C'$ 項は渦粘性モデルを用いると、次のように表現される。

$$-\overline{u'_i C'} = \frac{\nu_t}{S_{cs}} \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (7)$$

ここに、 S_{cs} =SGS乱流Schmidt数である。

以上がモデルの概略であるが、高精度な数値解を得るために、オペレーター分割法と著者らが提案したCCS(Combined Cubic Spline)法を用いて計算を行なった。計算方法の詳細については参考文献⁹⁾を参照されたい。なお、乱流モデルは元来3次元的なものであるが、本研究のようにLESを用いた2次元数値シミュレーションの有効性は、例えば、Paolucci¹⁵⁾やTafti & Vanka¹⁶⁾などの研究でも確認されている。

4. 計算結果

計算領域は矩形でx方向に10.0m、y方向に0.9mである。また、格子サイズは0.01m×0.01m、計算の時間ステップは0.005sである。計算の初期条件としては、水表面から0.1mのところに0.001m³の初期単位幅体積の粒子塊の中心が静止状態で位置するように設定した。境界条件はノンスリップ条件で、以下のように与えた。

$$V_n = 0; V_t = 0; \frac{\partial P}{\partial n} = 0; \frac{\partial C}{\partial n} = 0$$

ここに、 t と n は底面に対してそれぞれ接線と鉛直方向であることを示す添字である。さらに、以下に示す全ての比較検討において、モデル定数としてSmagorinsky定数 $C_s=0.16$ 、乱流Schmidt数 $S_{cs}=0.2$ を用いている。また、これらのモデル定数は粒子群の落下挙動に関する実験であるCASE1~2の実験結果との比較より同定した。なお、Smagorinsky定数は参考文献⁹⁾に示した落下塩水塊の値と同じであり、乱流Schmidt数については落下塩水塊の2倍となっている。

図-2はCASE4の場合の落下粒子群($t=2s, 4s$)および底面衝突時($t=8s$)、図-3は底面衝突時($t=8s$)およびその後の水平流動する渦水塊($t=28, 49s$)の流動状況について実験結果と計算結果の比較を行なったものである。全体的な比較より、落下から水平流動に至る渦水塊の形状的な特徴および落下粒子群の落下速度や数値計算結果の方が若干大きいものの、衝突後の渦水塊の水平流動速度などが良く再現されており、本数値モデルが落下から水平流動に

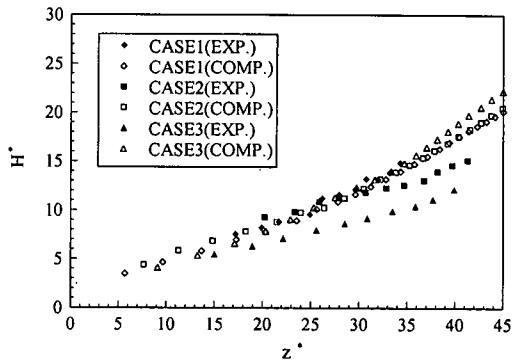


図-4 落下粒子群の無次元最大広がり幅 H^* の比較

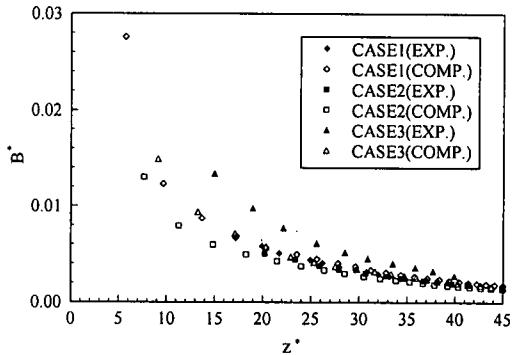


図-5 落下粒子群の無次元平均浮力 B^* の比較

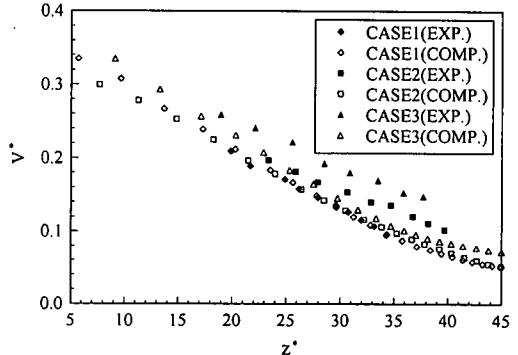


図-6 落下粒子群の無次元落下速度 v^* の比較

至る一連の複雑な渦水塊の挙動をほぼ再現できることが確認できる。

より詳細には、落下粒子群では、粒子群が周囲流体を運行しながら左右ほぼ対称の一対の循環流による混相流体として落下する様子、落下粒子群は落下塩水塊⁹⁾のように周囲流体が循環流によって渦水塊内部に取り込まれ一体となって流動拡散することではなく、落下するにつれて取り込まれた周囲流体によって左右の循環流が分離されるため、その形状が橢円形状から徐々に傘が開いたキノコ状の形状を呈するようになる様子、落下粒子群の後部に希薄な混相流体が取り残されている様子、などが

良好に再現されている。また、計算結果より、落下するにつれて周囲流体の誘起流動が強くなる様子が良くわかる。

底面衝突後では、左右の循環流がそれぞれの方向に水平流動する渦水塊を形成する様子、このようにして形成された渦水塊がスランピングしつつ流下する様子、などが良好に再現されている。また、流下するにつれて周囲流体の誘起流動が徐々に弱くなっていく様子が良くわかる。

玉井らは¹³⁾、本研究よりも平均粒径がやや大きな落下粒子群とその底面衝突後の流動状況について実験を行っているが、その流動状況は図-2とほぼ同様である。ただし、本研究と比べ投下量が水深と比して大きいためか、落下粒子群が一体となった状態で底面へ衝突している。

(1) 落下粒子群についての定量的な検討

図-4、5および6はそれぞれ落下粒子群の最大広がり半幅 H^* 、平均浮力 B^* および落下速度 V^* について定量的に比較検討したものである。図中の縦軸と横軸の諸量に付された*印は H と z 、 B および V が代表長さ $A_0^{1/2}$ 、代表平均浮力 W_0/A_0 および代表落下速度 $(sgW_0)^{1/4}$ でそれぞれ無次元化された値であることを示す添字である。このように無次元化すると、サーマル的落下形態における落下粒子群の諸量は流入条件(A_0 , W_0)とは無関係となり、粒子粒径 d のみに依存する¹⁷⁾。

図-4、5および6より、まず、平均粒径が最も小さなCASE1ではいずれの特性量も良好に再現されており、平均粒径がCASE1の2倍(粒子沈降速度が約4倍)のCASE2ではやや違いが認められるもののサーマル的落下形態における特性量の傾向は再現されていることがわかる。しかし、粒径がCASE1の約3倍(粒子沈降速度が約10倍のCASE3)ではいずれの特性量についても再現性が悪いことがわかる。ここで対象としている現象は乱れのスケールと関係しているので、より強い乱れを生じるような大きな投下量であればCASE2と3の粒径に対しても、良好な結果が得られる可能性がある。しかし、今回の実験条件下においてCASE1以外では現象の再現性に問題が認められたことは事実であり、より一般的には個々の粒子の運動を追跡するLagrange型のモデルを用いる必要があると考えられる。しかし、既存のDEM法などのLagrange型のモデルで取り扱える粒子濃度には大きな制約があり、ここで取り扱っているような高濃度混相乱流現象を正確かつ普遍的に取り扱うことが可能な数値モデルは今のところ存在しないのが実情である。高濃度混相乱流現象に関する既存の数値解析法については、灘岡ら¹⁸⁾の論文に詳しいのでこれを参照されたい。このように、高濃度混相乱流現象の数値シミュレーションに当たっては、対象とする現象や計算を行なう上での制

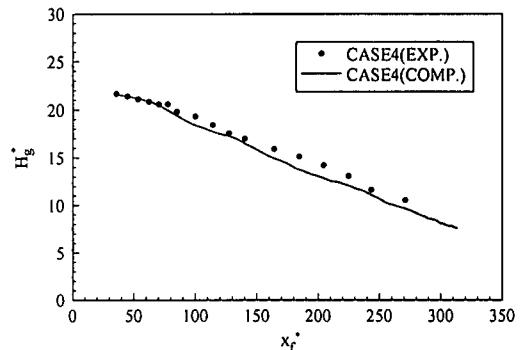


図-7 渦水塊の無次元最大層厚 H_g^* の比較

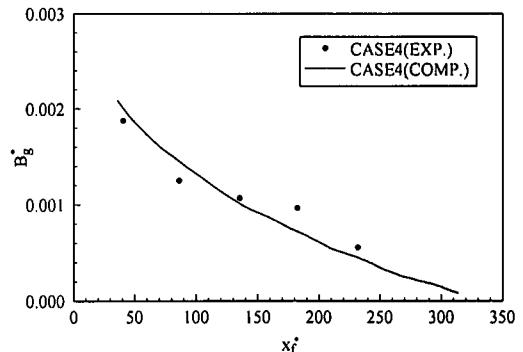


図-8 渦水塊の無次元平均浮力 B_g^* の比較

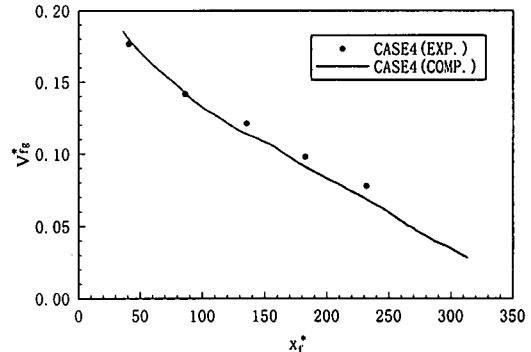


図-9 渦水塊の無次元先端移動速度 V_f^* の比較

約条件などを勘案しながらモデルを選択する以外に適正な方法がないのが現状である。その意味で、本連続体モデルは、かなりの精度で高濃度混相密度流現象を再現できる可能性がある。ただし、どの程度の濃度であれば、良好な結果が得られるのかについてはいまのところ不明であり、今後の検討が必要である。

さらにCASE1を例に取ると、粒子群の代表落下速度 $(sgW_0)^{1/4}$ は約51.0であり、図-4の H^* が線形的に増加する z^* 範囲では粒子サーマル的落下形態と考えて良いので¹⁷⁾、図-6よりこの範囲では ν' が0.1~0.35程度、つまり V は5.0~18.0cm/s程度である。従って、渦水塊の落下速度と個々の粒子の沈降速度との比 V/V_s は34.0~120程度となる。

このように、粒子サーマル的落下形態における落下粒子群は個々の粒子の沈降速度の数10倍から約100倍程度の落下速度を有することや降下するにつれて粒子群の落下速度が徐々に減速していくことなどもわかる。

(2) 底面衝突後の渦水塊についての定量的な検討

図-7, 8および9はそれぞれCASE4の場合について渦水塊の最大層厚 H_g 、平均浮力 B_g および先端の移動速度 V_{fg} について定量的に比較検討したものである。計算条件と H_g 、 B_g および V_{fg} の無次元化の方法については落下粒子群と同様である。これらの図から明らかなように、渦水塊はその内部と外部の圧力差のためスランピングしつつ、 x 方向にその形状を伸ばしながら水平流動する。このため、渦水塊の最大高さは流下方向にほぼ線形的に減少し、平均浮力は粒子の沈降堆積のため徐々に減少するとともに先端移動速度も減少していく様子が良好に再現されている。

粒子堆積量 W_d と浮遊粒子量 W_s を適正に算定するためには、支配方程式(3)の境界条件としての沈降粒子濃度フラックス D が必要である。しかし、底面近傍の沈降粒子濃度フラックスを表現するに当たり、どのレベルでの粒子濃度を採用すれば良いのか、そこでどの粒子の沈降速度はどのような値を取るのか、などについては様々な提案がなされているものの、開水路浮遊砂流に対してさえも未だ明確な見解を得るに至っていないのが実情である。また、本研究で取り扱っているようなサスペンションタイプの密度流については、十分な検証がなされないまま開水路浮遊砂流に関する知見を準用しているのが現状である。そこでここでは、沈降粒子濃度フラックス D を式(8)のように表現する。

$$D = \alpha V_s C_b \quad (8)$$

ここに、 α =底面への堆積率を規定するパラメーター、 V_s =粒子の自由沈降速度および C_b =底面近傍での粒子濃度である。

式(8)において C_b としては底面に最も近い計算格子、つまり、底面から0.01 m離れた点の粒子濃度を採用し、 V_s としては中央粒径粒子の自由沈降速度を用いた。底面への堆積率を規定するパラメーター α を変化させ、 W_d と W_s に関する実験結果と比較検討したところ、 $\alpha=2$ とした時に最良の結果が得られた。当然ながら、この比較検討は α 値を流下方向に一定に保った状態で行った。 α を1.0より大きく設定しなければならない物理的な理由としては、 C_b が底面に最も近い計算格子における粒子濃度よりも大きいことがまず考えられるが詳細は不明である。

図-10と11はそれぞれ堆積粒子量 W_d と浮遊粒子量 W_s と

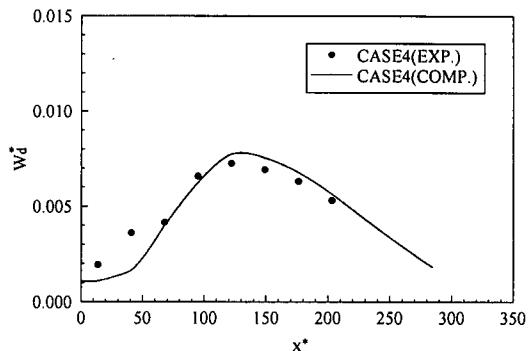


図-10 無次元堆積量 W_d^* の流下方向分布の比較

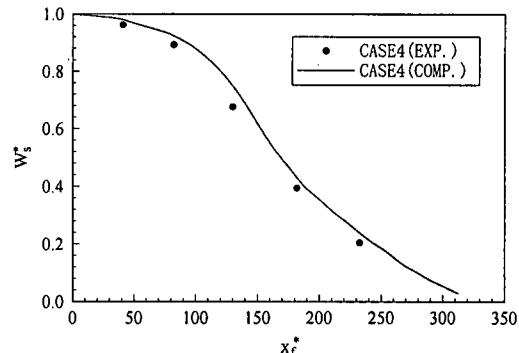


図-11 無次元浮遊粒子量 W_s^* の流下方向分布の比較

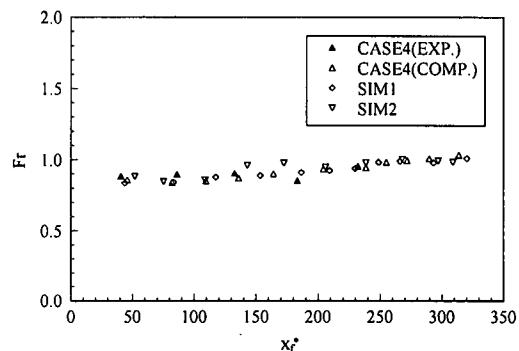


図-12 内部Froude数 Fr の流下方向変化の比較

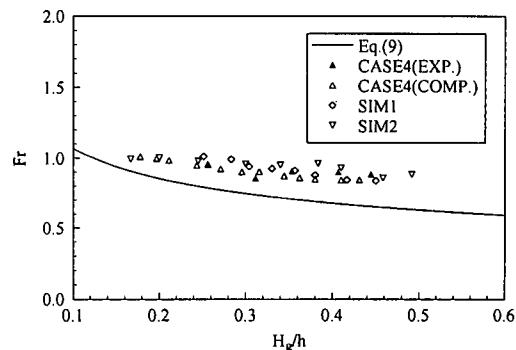


図-13 内部Froude数 Fr と相対最大層厚 H_g/h との関係

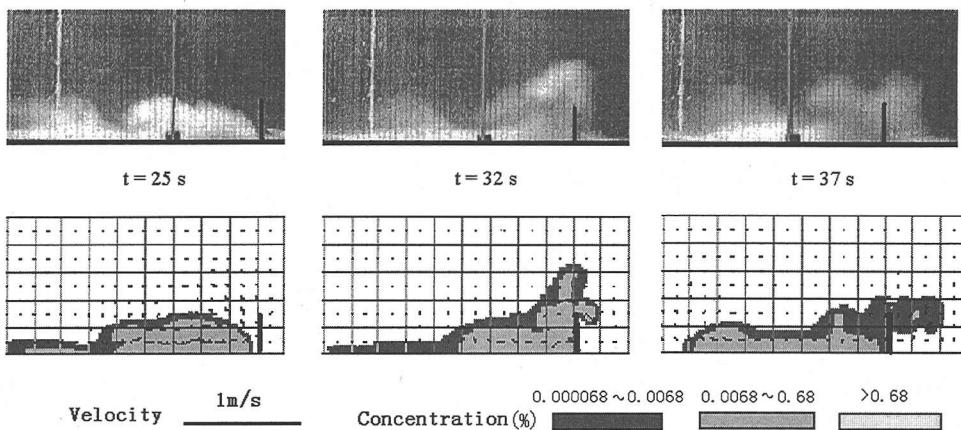


図-14 フェンスが設置($a/h=0.3, x_p/h=5$)された場での渦水塊の挙動（上：実験結果、下：計算結果）

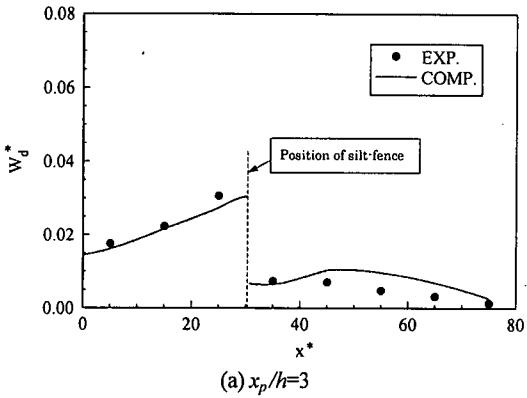
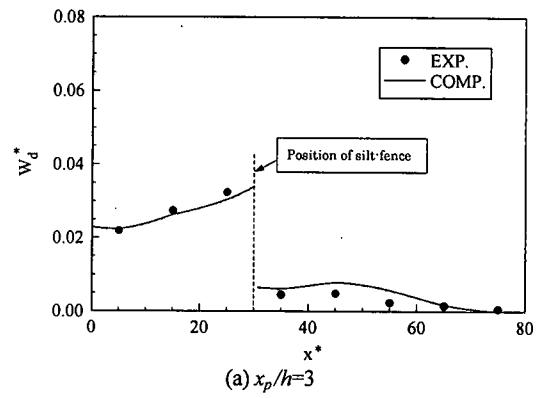
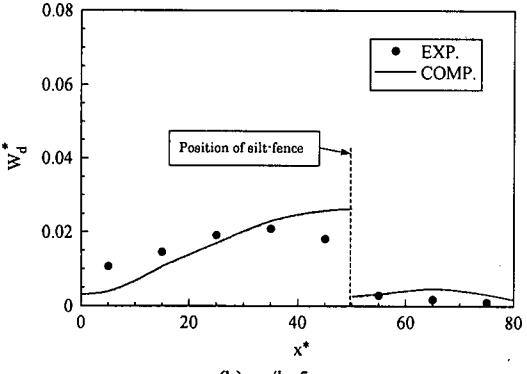
について定量的に比較検討したものである。図中の縦軸と横軸の諸量に付された*印は無次元量を示し、 x_p は $A_0^{1/2}$ で、 W_s と W_d は W_0 で無次元化されている。浮遊粒子量は渦水塊の流下に伴いガウス分布的に減少するが、堆積粒子量は落下点近くで少なく水深の約2倍程度で最大値を取り、その後徐々に堆積量が減少していく様子が非常に良く再現されている。このように、落下点近くでは細粒子が堆積しないことは玉井ら¹³⁾の実験でも認められている。以上より、 W_s と W_d の算定に当たってはパラメータ α を適正に選定する必要はあるが、 $\alpha=2$ とすることによって流下方向の W_s と W_d の全体的な分布形状が良好に再現されており、本連続体モデルの妥当性が伺われる。

図-12は内部Froude数 F_r (= $V_{fg}/(H_g B_g)^{1/2}$)の流下方向変化について実験結果(CASE4)と計算結果とを比較したものである。また、図中には周囲水水深の影響を調べる目的で数値実験結果(SIM1, SIM2)も示してある。ここで、SIM1とSIM2の水深はそれぞれ60cmと120cmであり、それ以外の条件はCASE4と同一である。同図より、CASE4についての計算結果は良好に実験値を再現していることがわかる。また、数値実験結果からは周囲水水深 h を変化させても内部 F_r 数の大きさはあまり変化しないことがわかる。さらに、内部 F_r 数は若干ではあるが流下方向に増加する傾向が認められる。

内部 F_r 数が h にあまり依存しない理由としては、次のようなことが考えられる。サーマル的落下形態における落下粒子群の挙動についてはその主要な特性量である最大広がり半幅 H 、平均浮力 B および落下速度 V の落下距離 z に対する依存性はサーマル理論で記述できることが著者らの研究¹⁷⁾でわかっている。サーマル理論⁵⁾によれば、十分に発達した自由サーマルのOverall Richardson数は初期総浮力 W_0 には依存せず、 z に対して一定値を取る。また、サーマルの H は z に対して線形的に増大し、サーマ

ル長さ L は H に比例するので、 L も z に対して線形的に増加することになる。また、限定された条件における結果ではあるが、衝突直前の L と衝突直後の H_g および V と V_{fg} についても比例関係にあることも実験的にわかっている¹⁹⁾。このような理由で、底面衝突直後の渦水塊の内部 F_r 数は周囲水水深によらずほぼ一定の値を取ると考えられる。

内部 F_r 数が流下方向に増加する理由としては、次のようなことが考えられる。底面衝突後の渦水塊の水平流動と類似した流動現象として一定量の重い流体塊を水平面上に瞬間的解放した時に発生する重力密度流や斜面上に瞬間解放した時に発生する傾斜サーマルがある。渦水重力密度流や渦水傾斜サーマルなどのサスペンションタイプの密度流の内部 F_r 数が一般にどのような値を取るのかについてはいまのところ明らかになっていないが、塩水重力密度流や塩水傾斜サーマルについては内部 F_r 数が流下に際してほぼ一定値を取り、さらに傾斜サーマルではその大きさは底面傾斜角度に対応して変化することがHuppert & Simpson²⁰⁾や著者ら²¹⁾の研究でわかっている。塩水重力密度流や塩水傾斜サーマルの内部 F_r 数が流下に際して一定値を取ることは、流れの駆動力と抵抗力がバランスした状態で流動しているためであるが、衝突後の渦水塊ではスランピング効果によって流下に際して渦水塊の層厚が急激に減少する(図-7)。その結果、相対最大層厚 H_g/h が流下方向へ減少し、内部 F_r 数が増大していると推察される。この事実を確認するために塩水重力密度流の内部 F_r 数と相対最大層厚 H_g/h との関係について得られた式(9)のHuppert & Simpson経験則と比較検討したものが図-13である。もちろん、塩水重力密度流と衝突後の渦水塊とではその発生メカニズムと負の浮力の発生要因が異なるので、厳密な意味で両者を比較することはできないが、衝突後の渦水塊の内部 F_r 数は全体的に

(a) $x_p/h=3$ (a) $x_p/h=3$ (b) $x_p/h=5$ 図-15 $a/h=0.2$ でのフェンス前後の粒子の堆積状況

Huppert & Simpsonの経験則よりやや大きいものの、 H_g/h が増加すると内部 F_r 数が減少する傾向があることが確認できる。また、 F_r と H_g/h との関係においてCASE4、SIM1およびSIM2の間で大きな違いがないこともわかる。玉井ら¹³⁾は本研究よりも平均粒径が大きな落下粒子群の底面衝突後の水平流動について調べ、内部 F_r 数は H_g/h に依存せずその値は平均的に $F_r=0.1$ 程度としているが、微細粒子となる濁水塊では少なくともこのような仮定が正しくないことも図-13は示している。

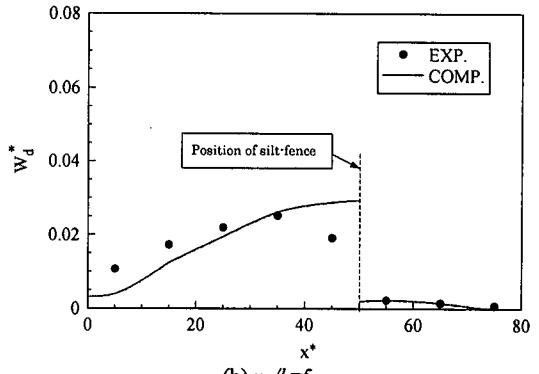
$$F_r = 0.5(H_g/h)^{-1/3} \quad (H_g/h = 0.075 \sim 1.0) \quad (9)$$

$$= 1.19 \quad (H_g/h < 0.075)$$

5. シルトフェンスが設置された場への適用

自立型シルトフェンスが設置されたより複雑な場に本数値モデルを適用し、その再現性について検討を加える。フェンスの設置により複雑に変化する濁水塊の流動状況および粒子の堆積状況をどの程度まで再現できるかが、本検討の重要なポイントである。

先述した実験装置と同じ水槽を用い、その底面にフェンスを模した高さ a のアクリル板(以下では簡単にフェン

(a) $x_p/h=3$ 図-16 $a/h=0.3$ でのフェンス前後の粒子の堆積状況

スと呼ぶ)を投下点直下から測って x_p の位置に底面に垂直に設置した。なお、実際に現場で用いられるフェンスはポリエチレンなどの化学繊維製のカーテンであるので、アクリル板とは異なる特性を持つ。ここでは数値モデルの検証という立場から、そのような点については考慮しない。アクリル板をフェンスとして用いる限り、フェンスの高さ a と比較してそこでの濁水塊の最大高さ H_g がより高いと、フェンスを乗り越えた一部の粒子が再び濁水塊を形成し、粒子の拡散がより広範囲に及ぶことが予備実験より確認された。そこで、実験装置や投下条件などの制約を踏まえ、フェンスの設置効果がそれなりに認められるように条件を設定した。具体的には、水深を $h=50\text{cm}$ 、粒子を $d=0.044\text{mm}$ のガラスビーズ、単位幅当たりの初期総浮力を $W_0=6860\text{cm}^3/\text{s}^2$ とし、アクリル板の高さを $a/h=0.2$ あるいは 0.3 とした。一方、フェンス設置位置は $x_p/h=1, 3$ および 5 のように変化させたが、ここでは $x_p/h=3$ と 5 における比較結果について述べる。なお、流動状況の解析方法と堆積粒子量の算定方法は先に述べたとおりであり、計算におけるモデル定数と堆積率を規定するパラメータ α についても先に述べた値を用いている。

図-14は、 $a/h=0.3$ 、 $x_p/h=5$ の場合のフェンス前後の濁水塊の流動拡散状況を数値計算結果と比較したものであ

る。まず、 $t=25s$ の比較より、フェンスまでの渦水塊の到達時間や形状がかなりの精度で再現されていることが確認できる。衝突後では現象自体が極めて複雑であるので、必ずしも良好な再現結果が得られているわけではないが、全体的には衝突時に渦水の一部がフェンスを乗り越え拡散する流況($t=32s$)やフェンスで反射した渦水が再度渦水塊として逆向きに進行する様子($t=37s$)、などがある程度再現されている。要するに、本モデルは比較的濃度の高い渦水の挙動はある程度再現できるが、低濃度の浮遊粒子群の振舞いを再現することはできないと思われる。

図-15と16はフェンス前後の粒子の堆積状況について実験値との比較を行ったものである。両図より、フェンス高さが低い方あるいは設置距離が短い方が、フェンスを乗り越え拡散堆積する粒子量がより多いことが確認され、計算結果はこれを良く再現している。特に、フェンスの下流側で堆積粒子が急減する様子を良好に再現しており、フェンス前後の堆積形状もおおむね再現できている。また、自立型フェンスが底面に沿って流動する渦水塊によって引き起こされる汚濁拡散に対して有効な対策であることも同時に確認できる。

以上の結果を総合すると、本数値モデルは、モデルの性格を反映して、低濃度の浮遊粒子群の流動拡散状況を再現することは難しいが、高濃度の渦水の振舞いとそれが支配的な粒子の堆積状況についてはかなりの精度で再現できると考えられる。

6. 結論

有限な水深を有する静水中に直投された微細粒子群の落下から底面衝突、さらにはその水平流動に至る一連の挙動について数値計算ならびに実験により検討した。

本研究で対象とした現象は微細粒子よりもなる高濃度固液混相乱流現象であるので、その特徴を踏まえ、LESに基づく連続体モデルを新たに構築した。平均粒径 $d=0.044\sim0.140\text{mm}$ 、単位幅当たりの初期総浮力 $W_0 \approx 3000\sim5000\text{cm}^3/\text{s}^2$ における静水中を落下する粒子群に関する実験結果との比較より、モデル定数を $C_s=0.16$ および $S_a=0.2$ のように同定した。さらに水深 $h=90\text{cm}$ の静水中に $d=0.044\text{mm}$ の粒子を $W_0 \approx 5000\text{cm}^3/\text{s}^2$ で直投した時の落下から水平流動に至る複雑な挙動について検討を加え、落下挙動から同定したモデル定数を用いることで、落下粒子群の底面衝突時の挙動およびその後の水平流動する渦水塊の挙動ならびに粒子の堆積状況を良好に再現できることを示した。最後に、 $h=50\text{cm}$ 、 $d=0.044\text{mm}$ および $W_0 \approx 7000\text{cm}^3/\text{s}^2$ 条件下で、自立型シルトフェンスが設置された場に対する適用性について検討を加えた。その結

果、フェンス衝突時の流況については再現性が良くないものの、粒子の堆積状況については比較的良好な結果が得られることを確認した。

これらの検討結果を総合すると、本数値モデルは低濃度の浮遊粒子の流動拡散状況を再現することは難しいが、高濃度の渦水塊の挙動とそのような状態における粒子の堆積状況についてはかなりの精度で再現できる。これは連続体モデルとしての本モデルの性格を反映した結果と考えられる。ここで対象とした現象は、スケール効果を有する一過性の非定常の高濃度混相乱流現象である。従って、その流動特性は投下量や粒子粒径のみならず、時間(場所)にも依存する。その結果、連続体として取り扱える範囲から個々の自由粒子の挙動が問題となる範囲までを包含した極めて複雑な固液混相乱流現象となっている。また、モデルの検証という立場からは、落下粒子群に関する詳細な乱流計測が必要であるが、これは現在の計測技術をもってしても容易なことではない。

謝辞：本研究は、文部省科学技術研究費補助金、基盤研究(B)(2)(代表：秋山 舜一郎、課題番号12555149および08455232)の援助を受けた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Baines, W.D. and Hopfinger, E.J.: Thermals with large density difference, *Atmospheric Environment*, Vol.18, No.6, pp.1051-1057, 1984.
- 2) 玉井昌宏、村岡浩爾、室田明：固体粒子群の落下挙動と誘起流動に関する研究、土木学会論文集、No.509/II-30, pp.143-154, 1995.
- 3) Buhler, J. and Papantoniou, D.A.: Swarms of coarse particles falling through a fluid, *Proc. of the Int'l Symposium on Environmental Hydraulics*, Vol.1, pp.135-140, 1991.
- 4) Neves, M.J. and Almeida, P.D.: The influence of density on thermal motion, *Proc. of the Int'l Symposium on Environmental Hydraulics*, Vol.1, pp.141-146, 1991.
- 5) 秋山舜一郎、浦 勝、応 新亜、今宮盛雄、陶山正治：静水中に瞬間に投下された重たい流体塊の流動特性に関する研究、水工学論文集、第42巻, pp.529-534, 1998.
- 6) 堀江毅：MAC法による直投土砂の初期拡散に関する数値解析、運輸省港湾技術研究所技術資料、No.471, pp.1-34, 1983.
- 7) 小田一紀、重松孝昌、大西伸幸、井上雅夫：改良型DEMAC法による粒子群の沈降・分散挙動の解析、海岸工学論文集、第39巻, pp.971-975, 1992.
- 8) Li, C.W.: Convection of particle thermals, *J. of Hydraulic Research*, Vol.35, No.3, pp.363-376, 1997.
- 9) Ying, X., Akiyama, J., Ura, M., Nakanishi, Y.: Large eddy

- simulation of heavy turbulent thermal, *Annual J. of Hydraulic Engineering*, Vol.43, pp.899-904, 1999.
- 10) 玉井昌宏, 村岡浩爾 : 土砂直投工により発生する渦りの挙動特性に関する数値解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.541-546, 1998.
 - 11) 小田一紀, 重松孝昌, 菅野 寛: 粒子群の沈降・分散挙動に及ぼす流れの影響に関する数値実験, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.1271-1275, 1995.
 - 12) 小川 元, 竹内 益雄: 土捨船による投棄土砂の分散, 土木学会論文集, 第161号, pp.39-49, 1969.
 - 13) 玉井昌宏, 村岡浩爾, 室田明, 町田博紀: 土砂直投工における渦りの初期拡散過程に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.77-86, 1996.
 - 14) Eidson, T.M.: Numerical simulation of the turbulent Rayleigh-Benardproblem using sub grid modeling, *J. of Fluid Mechanics*, Vol.158, pp.245-268, 1985.
 - 15) Paolucci, S.: Direct numerical simulation of two-dimensional turbulent natural convection in an enclosed cavity, *J. of Fluid Mechanics*, Vol.215, pp.229-262, 1990.
 - 16) Tafti, D.K. and Vanka, S.P.: A numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate, *Physics of Fluids*, A3(7), pp.1749-1759, 1991.
 - 17) 秋山壽一郎, 浦 勝, 応新亜, 西森秀樹: 静水・流水中に瞬間に投下された粒子群の流動特性, 水工学論文集, 第43巻, pp.905-910, 1999.
 - 18) 斎岡和夫, 二瓶泰雄, 八木 宏: 新しい固相モデルに基づく個体-流体混相乱流LESモデルの開発, 土木学会論文集, No.533/II-34, pp.61-73, 1996..
 - 19) 秋山壽一郎, 浦 勝, 応新亜, 中西弥生: 静水中に瞬間に投下された重い流体塊の底面衝突後の挙動, 水工学論文集, 第43巻, pp.1115-1120, 1999.
 - 20) Huppert, H.E. and Simpson, J.E.: The slumping of gravity currents, *J. of Fluid Mechanics*, Vol.99, part4, pp.785-799, 1980.
 - 21) 秋山壽一郎, 浦 勝, 斎藤俊一郎, 富岡直人: 傾斜重力密度流の進行係数に関する統一的考察, 日本流体力学会誌(ながれ), Vol.16, pp.149-161, 1997.

(1999. 6. 15 受付)

NUMERICAL SIMULATION FOR DUMPED FINE PARTICLES IN QUIESCENT WATER WITH FINITE DEPTH

Juichiro AKIYAMA, Xinya YING, Masaru URA and Mirei SHIGEEDA

The motion of a particle cloud falling through a quiescent water as well as horizontal motion of a suspension gravity current, resulting from impingement of falling particles, are investigated experimentally and numerically. A numerical model, based on LES with the Smagorinsky SGS model that includes buoyancy effects, is proposed. It is found that numerical results by the model compare well with experimental results as long as the concentration of the particle cloud remains high. The model is also applied to the domain containing a silt-fence on the bottom and is found to simulate deposit profile of the particles reasonably well.