

3次元モデルによる水平面上の粒子サーマルの 流動・堆積シミュレーション

THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATIONS OF SUSPENSION THERMAL ON HORIZONTAL BED

秋山 壽一郎¹・重枝 未玲²・前多 陽子³

Juichiro AKIYAMA, Mirei SHIGE-EDA and Yoko MAEDA

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 北九州市戸畑区仙水町 1-1)

²正会員 博士 (工学) 九州工業大学 工学部建設社会工学科 日本学術振興会特別研究員 (同上)

³学生会員 九州工業大学大学院 工学研究科博士前期課程 (同上)

Numerical simulations of 2D suspension thermal as well as axisymmetric suspension thermal on horizontal bed are performed using 3D numerical model. The thermal consists of mixture of nearly uniform sized particles water. The numerical model consists Simplified Marker and Cell (SMAC) method, Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL) technique and the treatment of the particle deposition. The simulated results are compared with experimental data of maximum height, propagation speed, buoyancy of the particle thermal as well as deposit profile of the particles. The numerical model shows promising results for simulation of particle thermal on horizontal bed and deposit profile.

Key Words : *suspension thermal, deposition, 3D numerical model, SMAC method, MUSCL method*

1. はじめに

粒子サーマル現象は、水門の開放による濁水の清水域への拡がり、地崩や土砂直投工による濁りの発生、雪崩現象、大陸棚での地すべりによる津波の発生など、水質汚濁現象や自然災害問題と密接に関係した固-液混乱流現象であり、その自然科学あるいは工学における重要性のため、水工水理学をはじめとする様々な分野で活発に研究がなされている^{1),2),3),4),5)}。

サーマル現象は、その流動が静止した状態から開始され、密度流へと発達していくところにその特徴があり、底面に沿って流動する粒子サーマルでは、その流動形態は初期条件 (初期総有効重力、粒子粒径、濁水塊の形状) と底面の状態 (勾配、底面粗度) で規定される。また、粒子サーマルは、底面に存在している粒子の巻き上げやサーマルを構成している浮遊粒子の底面への堆積を伴うので、サーマルを駆動している総有効重力の増加あるいは減少が生じる。その結果、サーマルの加速あるいは減速が発生する。

このような巻き上げ・堆積を伴う粒子サーマルの挙動予測を目的に、様々な数値モデルが構築・提案されている。例えば、粒子の堆積メカニズムを考慮した Bonnezaze

et al.^{6),7)}, Jha et al.⁸⁾, Kostic & Parker⁹⁾のモデル、巻き上げ・堆積を考慮した Bradford & Katopodes¹⁰⁾のモデル、などが存在する。これらのモデルはいずれも層平均モデルであり、そこで用いられている解析手法は、サーマルの発生メカニズムがダム破壊流れやサージフロントと同様であることから、特性理論で取扱われている。しかし、適切なフロント条件を与えることでサーマルの移動速度は予測可能であるが、モデルの性質上、フロント高は予測できない。もちろん、フロント形状は正しく再現できない。これに加え、粒子サーマルに対するフロント条件はわかっていない。

このような層平均モデルが存在する一方で、鉛直2次元モデルや3次元モデルにより、粒子サーマルの再現を試みた研究もいくつか存在する。例えば、巻き上げを考慮に入れた衛藤と福嶋の k-ε モデルに基づく鉛直2次元モデル¹¹⁾、堆積を考慮に入れた秋山らの鉛直2次元 LES モデル¹²⁾、巻き上げ・堆積を考慮に入れた Cesare et al. の3次元モデル¹³⁾、などである。しかし、秋山らの鉛直2次元 LES モデル¹²⁾を除き、いずれも実験結果に基づく再現精度の検証は十分に行われておらず、その予測精度は確認されていない。

著者ら¹⁴⁾は、MUSCL 法¹⁵⁾と SMAC 法¹⁶⁾を用いた

鉛直 2 次元モデルを水平面上の保存性および粒子サーマルに適用し、その予測精度について検証した。その結果、保存性サーマルの移動速度と高さなど、その流動特性を良好に再現できたが、粒子サーマルについては十分な精度で再現できなかった。

本研究は、以上のような背景を踏まえ、前報¹⁴⁾の 2 次元モデルを発展させ、粒子の堆積メカニズムを考慮した 3 次元数値モデルを構築したものである。さらに、本モデルを既存の水平面上の 2 次元粒子サーマル¹⁷⁾および軸対称サーマル⁷⁾の実験結果に適用し、再現精度の検証を行った。

2. 基礎方程式

基礎方程式は、連続の式、ブシネスク近似を施した運動方程式および粒子の沈降速度を考慮した体積濃度の移流拡散方程式であり、それぞれ式 (1), (2), (3) で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \epsilon g \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial uC}{\partial x} + \frac{\partial vC}{\partial y} + \frac{\partial (w + W_s)C}{\partial z} = \\ D_m \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 t =時間、 x, y, z =流下、横断、鉛直方向、 u, v, w = x, y, z 方向の流速、 p =圧力、 C =体積濃度、 ϵ =相対密度差 ($=(\rho - \rho_a)/\rho_a$) ($=C \cdot s$)、 ρ =濁水の密度、 s =粒子の水中比重、 ρ_a =周囲水の密度、 g =重力加速度、 ν =水の動粘性係数、 D_m =物質拡散係数、 S_{ct} =シュミット数である。また、式 (3) 中の W_s は粒子の沈降速度で Rubey¹⁸⁾の式より求める。

3. 計算手法

(1) SMAC 法

SMAC 法¹⁶⁾に基づき、基礎方程式の離散化を行う。計算手順は以下の通りである。

1. 時間 t の流速 u, v, w 、圧力 p 、体積濃度 C を用い、式 (4) より u, v, w の予測子を、式 (5) より新しい時間ステップの C を求める。

$$\begin{aligned} U^p = U^n + \Delta t \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p^n + \right. \\ \left. \frac{3(A^n + B^n) - (A^{n-1} + B^{n-1})}{2} + S^n \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$U = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}; S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\epsilon g \end{pmatrix};$$

$$A = \begin{pmatrix} -(\partial uu/\partial x + \partial vu/\partial y + \partial wu/\partial z) \\ -(\partial uv/\partial x + \partial vv/\partial y + \partial wv/\partial z) \\ -(\partial uw/\partial x + \partial vw/\partial y + \partial ww/\partial z) \end{pmatrix};$$

$$B = \begin{pmatrix} \nu (\partial^2 u/\partial^2 x + \partial^2 u/\partial^2 y + \partial^2 u/\partial^2 z) \\ \nu (\partial^2 v/\partial^2 x + \partial^2 v/\partial^2 y + \partial^2 v/\partial^2 z) \\ \nu (\partial^2 w/\partial^2 x + \partial^2 w/\partial^2 y + \partial^2 w/\partial^2 z) \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} C^{n+1} = C^n + \Delta t \cdot \\ \left(\frac{3(C_{add}^n + C_{diff}^n) - (C_{add}^{n-1} + C_{diff}^{n-1})}{2} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

$$C_{add} = -(\partial uC/\partial x + \partial vC/\partial y + \partial wC/\partial z)$$

$$C_{diff} = D_m (\partial^2 C/\partial x^2 + \partial^2 C/\partial y^2 + \partial^2 C/\partial z^2)$$

ここに、 Δt =時間の刻み幅、 n =時間に対する添え字である。

2. 圧力の時間変化に対応したスカラーポテンシャル ϕ のポアソン方程式 (式 (6)) を SOR 法により解き、式 (7) と式 (8) から、新しい時間ステップの速度および圧力を求める。ポアソン方程式の収束条件には式 (9) を用いた。

$$\nabla^2 \phi = \frac{\rho_0}{\Delta t} \nabla \cdot U^p \quad (6)$$

$$U^{n+1} = U^p - \frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla \phi \quad (7)$$

$$p^{n+1} = p^p + \phi \quad (8)$$

$$\frac{\|\phi^{m+1} - \phi^m\|}{\|\phi^{m+1}\|} < 1.0 \times 10^{-3}; \quad (9)$$

ここに、 $\|\phi\| = (\frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \phi_l^2)^{1/2}$ 、 l =計算格子に対する添え字、 N =全計算格子数である。

移流項については MUSCL 法により、圧力項、粘性項および連続の式については中心差分により離散化を行う。計算格子には図-1 に示すスタガード格子を用いる。

(2) 境界条件

側壁、底面および水表面での境界条件はそれぞれ次のように与える。

- 側壁と底面： $u = v = w = 0$ (non-slip 条件),
 $\partial\phi/\partial n = 0$, $\partial C/\partial n = 0$
- 水表面： $\partial u/\partial z = \partial v/\partial z = 0$, $w = 0$ (slip 条件),
 $\phi = 0$, $\partial C/\partial n = 0$
ここで n は、水表面、側壁および底面に垂直な方向を表す。

(3) 粒子の堆積メカニズムの取り扱い

浮遊粒子の底面への堆積は、沈降粒子濃度フラックス D を式 (3) の境界条件として与え、これを底面から流出させることで表現した。なお、ここでは堆積した粒子の再連行はないとして取り扱っている。

底面近傍の沈降粒子濃度フラックスを表現するにあたり、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。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、ここでは式 (10) に示す沈降粒子濃度フラックス D を用いた。

$$D = \alpha W_s C_b \quad (10)$$

ここに、 α =底面への堆積率を規定するパラメーターおよび C_b =底面近傍での粒子濃度である。式 (10) において、底面に最も近い計算セルの重心での粒子濃度を C_b として採用し、 W_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 については、秋山ら¹²⁾が、LES 数値モデルにより底面衝突後の直投微細粒子群の挙動とその堆積プロセスに関する解析で用いた $\alpha=2$ を採用した。

4. モデルの検証

本数値モデルを、幅の狭い 2 次元水路での粒子サーマル¹⁷⁾と軸対称粒子サーマル⁷⁾の実験結果に適用する。いずれの計算においても動粘性係数 $\nu = 1.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s})$ とした。シミュット数を $S_{ct}=0.5 \sim 1.0$ 数通り変化させ計算を行ったところ、計算結果に大きな違いは認められなかったため、シミュット数 $S_{ct}=1.0$ とした。いずれの計算においても、計算領域全体の初期総有効重力はほぼ保存されており、そのエラーは全計算を通じて $1.0 \times 10^{-6}\%$ 以下であった。

(1) 2 次元水路における粒子サーマル

幅の狭い 2 次元水路での粒子サーマル¹⁷⁾の実験結果に適用し、本数値モデルの予測精度を検証する。

実験では、長さ 7.5m、幅 0.1m、高さ 1.22m の前面アクリル製の水槽が用いられており、水槽には淡水 (密

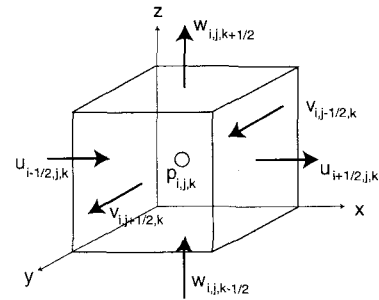


図-1 スタガード格子

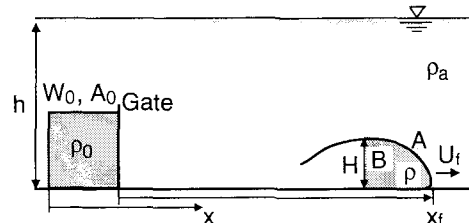


図-2 水平面上の粒子サーマルと特性量

表-1 実験条件

Case	h (m)	A_0 (m $\times$ m)	ϵ_0	W_0 (m 3 /s 2)
GP1	0.5	0.20 $\times$ 0.20	0.0125	0.00490
GP2	0.9	0.36 $\times$ 0.36	0.0039	0.00490

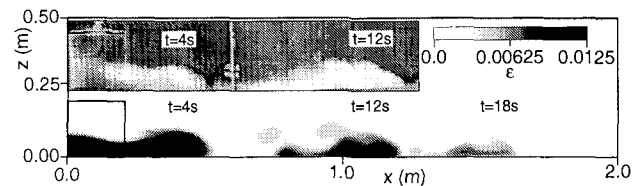


図-3 各時間における流況写真と相対密度差コンター図 (上段：実験結果，下段：数値解析結果)(Case GP1)

度 ρ_a) が満たされている。図-2 に示すように、粒子と水を混合した初期単位幅体積 A_0 および初期総有効重力 $W_0 (= \epsilon_0 g A_0)$ の濁水を底面に設置された流入装置に満たし、流入装置前面の仕切りゲートを瞬間的に開放することでサーマルを発生させている。ここに、 ϵ_0 は $(\rho_0 - \rho_a)/\rho_a$ で定義される初期相対密度差、 g は重力加速度である。濁水に用いられた粒子は、中央粒径 $d=0.044\text{mm}$ 、水中比重 $s=1.47$ のガラスビーズである。実験条件は、表-1 に示す通りである。

実験内容としては、水平面上の粒子サーマルの流動状況の把握を目的とした可視化実験、粒子サーマルフロント部の総浮遊粒子量の保存状況の把握を目的とした実験、底面に堆積した堆積粒子量 W_d を算定するための実験が同一条件下でそれぞれ独立に実施されている。なお、堆積粒子量 W_d は、粒子群の挙動を規定する重要なパラメーターである初期総有効重力 W_0 と関係を持たせる目的で、水中比重 s と重力加速度 g の積を掛けることにより有効重力に変換されている。

粒子サーマルのフロント部の挙動については、CCD カメラで撮影した画像解析から、そのフロント位置 x_f 、

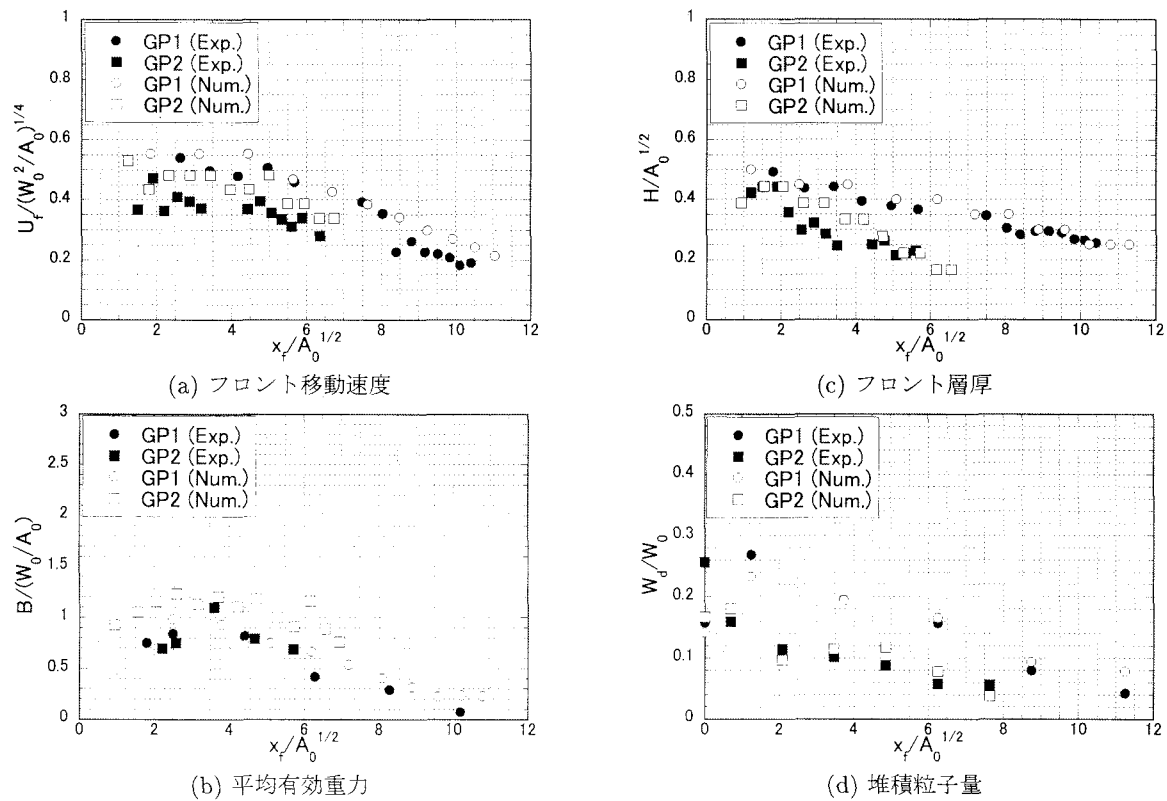


図-4 2次元水路での粒子サーマルの実験結果と計算値との比較

フロント層厚 H およびフロント面積 A が求められている。これらの特性量の定義は図-2 に示す通りである。サーマル本体の平均有効重力 B は、濁水塊の前後をゲートで仕切った後、沈降した粒子を丁寧に採集し、その乾燥重量を求めることで求めている。堆積粒子量 W_d は、浮遊粒子がすべて沈降・堆積した後、堆積粒子を 50cm 間隔で丁寧に採集し、その乾燥重量より算定している。Case GP1 の $x_f \geq 2.0\text{m}$ および Case GP2 の $x_f \geq 2.5\text{m}$ の堆積粒子量は、まとめて回収されている。実験データの信頼性を高めるために、いずれの実験も同一条件下で 3 回以上行われている。

図-3 は、Case GP1 の流況写真と相対密度差の計算値との比較を行ったものである。なお、Case GP1 では $\Delta x = \Delta y = 0.02\text{m}$, $\Delta z = 0.01\text{m}$, Case GP2 では $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02\text{m}$ の計算格子幅を用いた。これより、流入装置から瞬間的に放出された濁水がフロントを形成しながら流下し、周囲水の連行と粒子の沈降によりフロント内部の相対密度差が減少する様子が確認できる。また、有効重力が後続部に残り残される様子も確認できる。

図-4 は、フロント移動速度 U_f 、フロント平均有効重力 B 、フロント層厚 H とフロント位置 x_f との関係および堆積粒子量 W_d と流入装置のゲートからの位置 x との関係を示したものである。各特性量は初期条件 (A_0 , W_0) で無次元化されている。なお、流入装置内の堆積粒子量 W_d については $x_f/\sqrt{A_0} = 0$ に、Case GP1 の $x_f \geq 2.0\text{m}$ の W_d については $x_f/\sqrt{A_0} = 11.25$ ($x_f = 2.25\text{m}$)

に、Case GP2 の $x_f \geq 2.5\text{m}$ の W_d については $x_f/\sqrt{A_0} = 7.64$ ($x_f = 2.75\text{m}$) に、それぞれプロットしている。それ以外の回収区間の W_d については、各回収区間の中間点にプロットしている。

計算ではフロントの境界を相対密度差 $\epsilon = 0.0003$ で定義した。フロント移動速度 U_f はフロント位置 x_f を時間で除することで、フロント平均有効重力 B は、フロント内部の相対密度差を積分し、それをフロント面積 A で除することで求めた。堆積粒子量 W_d については、 $t = 60$ 秒での値を用いた。その時間では、Case GP1 では $x_f/\sqrt{A_0} \leq 11.8$ ($x_f \leq 2.36\text{m}$)、Case GP2 では $x_f/\sqrt{A_0} \leq 5.7$ ($x_f \leq 2.08\text{m}$) の区間でフロント平均有効重力 B は 0 となっており、そこでの浮遊粒子がすべて沈降・堆積したことが確認できている。

まず、Case GP1 の結果について考察する。フロント移動速度 U_f については、 $x_f/\sqrt{A_0} \lesssim 6$ で計算結果および実験値のいずれもほぼ一定値を取り、その後フロントの前進とともに減少すること (図-4(a))、フロント平均有効重力 B も同様な傾向が認められること (図-4(b))、フロント層厚 H については、計算結果および実験値のいずれもフロントの前進に伴い減少していること (図-4(c))、堆積粒子量 W_d については、 $x_f/\sqrt{A_0} = 1.25$ ($x_f = 0 \sim 0.5\text{m}$) で最大となり、 $x_f/\sqrt{A_0}$ の増加とともに減少すること (図-4(d))、などが確認できる。前報のモデル¹⁴⁾ ではフロント移動速度 U_f とフロント平均有効重力 B の急激な減少を再現できなかったが、本モデルではいずれの特性量についても計算結果は実験値をほぼ再現

表-2 実験条件

$h(m)$	$V_0 (m \times m \times m)$	ϵ_0	$W_0 (m^4/s^2)$
0.14	$0.306 \times 0.038 \times 0.14$	0.043	0.000687

できている．これは，底面への粒子の堆積を考慮したためである．

次に，Case GP2の結果について考察する．堆積粒子量 W_d に着目すると，計算結果は流入装置内 ($x_f/\sqrt{A_0}=0$) で実験値より小さくなっている (図-4(d))．このため，駆動力となる総有効重力が過大評価され，フロント移動速度 U_f ，フロント平均有効重力 B ，フロント層厚 H の計算結果が実験値に比べ若干大きくなる (図-4(a)～(c))．しかし，いずれの特性量についても，初期条件の影響を強く受ける流入装置内の堆積粒子量を除き，計算結果は実験値の傾向を良く再現している．これは，Case GP1に比べ，Case GP2では流入装置が大きく粒子の浮遊状態が非一様で鉛直方向に濃度分布が生じた可能性があり，実験の初期状態が流入装置内の粒子の浮遊状態を一様として与えた計算の初期条件とは異なったためだと考えられる．

以上から，本数値モデルが，Case GP1の各特性量を良好に再現できること，また，Case GP2においても流入装置外の各特性量の傾向を良好に再現できることが検証された．

(2) 軸対称粒子サーマル

Bonnecaze et al.⁷⁾の軸対称粒子サーマルの実験結果に基づき，本モデルの妥当性を検討する．

実験は，図-5中の破線で示す拡がり角度 8° の漸拡水路で行われている．このため，厳密には軸対称流れでない．水路の上流端には長さ $0.306m$ ，幅 $0.038m$ のボックスが設置されており，その中に表-2に示す条件で濁水が満たされている．

用いられた粒子は，中央粒径 $d=0.023mm$ ，水中比重 $s=2.217$ の炭化珪素製の粒子である．粒子サーマルは，ボックス前面に設置されたゲートを瞬間的に開放することで発生させている．時間 t でのフロント位置 r_f と単位面積あたりの堆積粒子量 W'_d が測定されている．

実験は図-5の漸拡水路で行われているが，現象は軸対称あるいはそれに極めて近いと考えられるので，図-5の実線で示すような計算領域で解析を行った．なお，初期条件としては，図-5中の薄く塗りつぶした扇形の領域 (中心角 90° ，半径 $0.41m$) において，中心角 8° ごとに表-2の条件を与えた． α は，2次元水路の場合と同様に2とした．計算格子幅は， $\Delta x=\Delta y=0.02m$ ， $\Delta z=0.01m$ とした．

図-6は，各時間における軸対称粒子サーマルの相対密度差の計算結果を示したものである．また，図中の

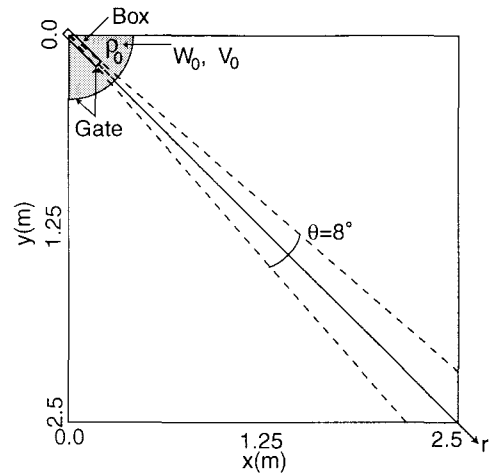


図-5 実験装置と計算領域の概要

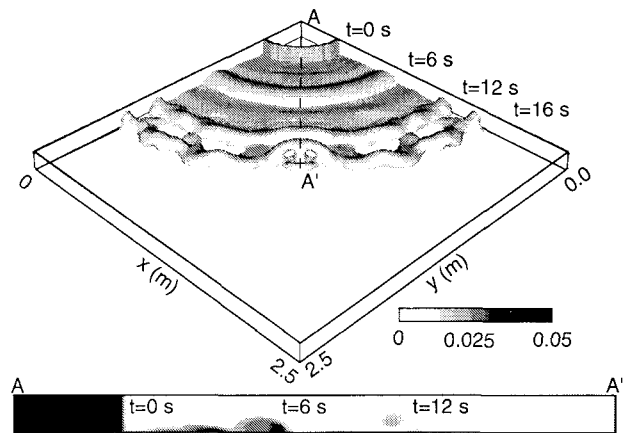


図-6 各時間における軸対称粒子サーマルの相対密度差の計算結果

A-A'断面での相対密度差のコンター図も同時に示している．これより，サーマルが同心円状に広がること，粒子の沈降堆積により流下とともにサーマルが急速に減衰すること，などが確認できる．また，時間の経過とともに，円弧方向のフロント形状が変化し始め ($t=12$ 秒)，その後，2次流の影響により相対密度差に偏りが生じる ($t=16$ 秒) ことも確認できる．

図-7は，図-5に示す r 軸上でのフロント位置 r_f と移動速度 U_f および位置 r と堆積粒子量 W'_d の実験結果と計算値との比較を行ったものである．なお， r 軸の原点は実験および計算のいずれもゲート設置位置としている．堆積粒子量 W'_d については $t=50$ 秒での値を用いた．この時 $r/V_0^{1/3} < 12$ ($r \approx 1.4m$) でフロント平均有効重力 B は0となっており，その区間ではすべての浮遊粒子が堆積していた．

フロント移動速度 U_f の比較から，実験および計算結果のいずれも $r_f/V_0^{1/3}=7$ 付近で減少すること，その減少の割合は，流下とともに大きくなることが確認できる．堆積粒子量の比較から， $r/V_0^{1/3} \leq 7$ では，計算結果は実験結果を良好に再現していることがわかる．一

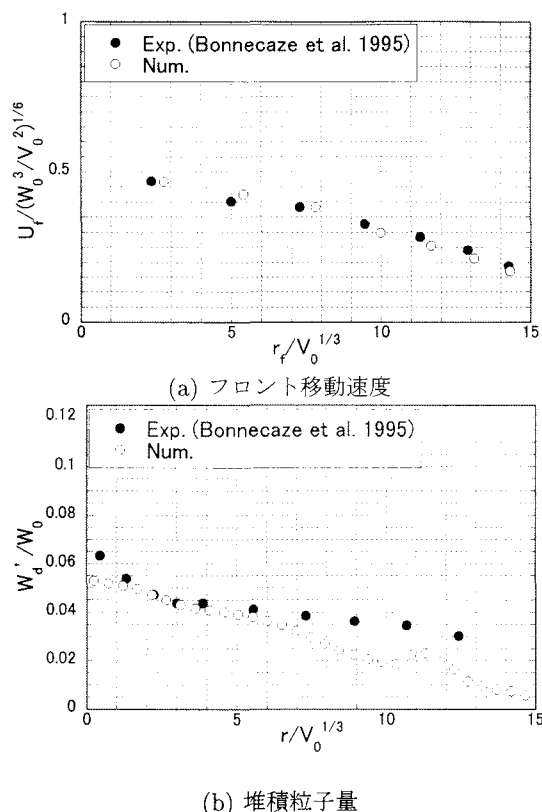


図-7 軸対称粒子サーマルの実験結果と計算値との比較

方、流入装置付近の $r/V_0^{1/3} = 0.5$ や、 $r/V_0^{1/3} > \text{約 } 7.0$ では計算値と実験結果との間にずれが生じていることが確認できる。これは、計算と実験との初期条件が異なること、底面への堆積率を規定するパラメーター α を一定としたためだと考えられる。このように、 α は流れの状態に変化する可能性があり、その選定方法については今後検討が必要である。

以上より、本数値モデルが水平面上の粒子サーマルの挙動や堆積粒子量を十分に再現できることが検証された。

5. おわりに

本研究では粒子の堆積メカニズムを考慮した3次元数値モデルを構築し、既存の水平面上の粒子サーマルの実験結果に基づき、その再現精度の検証を行った。その結果、本数値モデルが、(1) フロント移動速度、層厚、平均有効重力などの粒子サーマルの主要な特性量を十分な精度で予測できること (2) 底面への堆積粒子量がある程度予測できること、などがわかった。

本数値モデルは乱流モデルではないが、水平底面上の粒子サーマルの挙動や堆積粒子量を再現することができる。これは、現象を規定する渦のスケールが計算格子より大きいためであると考えられる。このような場合、本数値モデルは実スケールの現象を良好に再現できると考えられる。

謝辞: 本研究の一部は、文部科学省科学研究費 (代表者: 秋山壽一郎, 基盤研究 B(2), 課題番号 12555149) 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) Simpson, J. E.: *Gravity Currents: In the environment and the laboratory*, Ellis Horwood, 1987.
- 2) Huppert, H. E. and Simpson, J. E.: The slumping of gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 99, No. 4, pp. 785–799, 1980.
- 3) Rottman, J. W. and Simpson, J. E.: Gravity currents produced by instantaneous release of a heavy fluid in a rectangular channel, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 135, pp. 95–110, 1983.
- 4) Simpson, J.: Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 14, pp. 213–234, 1982.
- 5) Hopfinger, E. J.: Snow avalanche motion and related phenomena, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 15, pp. 47–76, 1983.
- 6) Bonnecaze, R. T., Huppert, H. E. and Lister, J. R.: Particle-driven gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 250, pp. 339–369, 1993.
- 7) Bonnecaze, R. T., Hallworth, M. A., Huppert, H. E. and Lister, J. R.: Axisymmetric particle-driven gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 294, pp. 93–121, 1995.
- 8) Jha, A. K., Akiyama, J. and Ura, M.: Simulation of gravity currents by flux-difference splitting scheme, *Annual Journal of Hydraulic Engineering*, JSCE, Vol. 46, pp. 1037–1042, 2002.
- 9) Kostic, S. and Parker, G.: Progradational sand-mud deltas in lakes and reservoirs. Part 1. Theory and numerical modeling, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 41, No. 2, pp. 127–140, 2003.
- 10) Bradford, S. and Katopodes, N. D.: Hydrodynamics of turbid underflows. I: Formulation and numerical analysis, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 125, No. 10, pp. 1006–1015, 1999.
- 11) 衛藤俊彦, 福嶋裕介: 加速を伴う泥水サーマルの流動解析, 水工学論文集, 第 47 巻, pp. 1171–1176, 2003.
- 12) 秋山壽一郎, 応新亜, 浦勝, 重枝未玲: 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, 土木学会論文集, No. 663/II-53, pp. 43–53, 2000.
- 13) Cesare, G. D., Schleiss, A. and Hermann, F.: Impact of Turbidity Currents on Reservoir, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 127, No. 1, pp. 6–16, 2001.
- 14) 秋山壽一郎, 重枝未玲, 山崎勉, 野中雅之: 水平面上における保存性・非保存性サーマルの数値シミュレーション, 水工学論文集, 第 47 巻, pp. 1147–1152, 2003.
- 15) Leer, van B.: Toward the ultimate conservative difference scheme. 4 A new approach to numerical convection, *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, pp. 276–299, 1977.
- 16) Amsden, A. A. and Harlow, F. H.: A simplified MAC technique for incompressible fluid flow calculations, *Journal of Computational Physics*, Vol. 6, pp. 322–325, 1970.
- 17) 秋山壽一郎, 浦勝, 井出野創, 中西弥生: 直投粒子群の底面衝突後の流動特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第 44 巻, pp. 1267–1272, 2001.
- 18) Rubey, W. N.: Settling velocities of gravel, sand and silt particles, *Amer. Jour. Sci.*, Vol. 25, pp. 325–338, 1933.

(2003.9.30受付)