

新しい混相乱流モデルを用いた高濃度流動層に関する 数値シミュレーション

二瓶 泰雄*・灘岡 和夫**・八木 宏***

1. はじめに

高粒子濃度領域を含む固液混相流であるシートフロー状漂砂現象は、その漂砂量の大きさから、海浜変形を取り扱う上で非常に重要な流れ場の一つである。シートフロー状漂砂を対象にした実験は数多く行われているが、高粒子濃度領域での流速や濃度に関する高精度な測定技術方法が未だに確立されていないことから、最近の研究動向の一つとして、数値モデルを用いた解析も行われるようになってきており、高精度で汎用性の高い混相乱流数値モデルの開発が強く望まれている。

著者らは、最近、複雑な混相乱流場を対象にした高精度で汎用性の高い数値モデルとして、新しい混相乱流 LES モデルを開発している(灘岡ら, 1993, 1994a, 1994b, 1995)。そこでは、LES モデルの枠組みにうまく適合するように、既存のオイラー型とラグランジュ型のそれぞれの長所を合理的に取り込んだ新たな固相モデル(以後、GAL モデル: Grid-Averaged Lagrangian Model と呼ぶ)を定式化し、その GAL モデルに基づく混相乱流モデル (GAL-LES モデル) の基本的な枠組みを構築している。この計算モデルは、流体相乱流モデルとして LES モデルを用いているので、時空間的に強い変動特性を有する流れ場の解析が可能であり、また、GAL モデルを固相モデルとして用いているので、粒子運動の素過程を合理的に取り込みつつ高濃度・大規模混相乱流場にも適用し得る、という利点を有する。灘岡ら(1994a, 1994b, 1995)では、本モデルを粒子ブルームに適用し、実験で観察されるような大規模渦の再現に成功するとともに、平均流速やレイノルズ応力などが実験結果と精度良く一致することから、本計算モデルの基本的な有効性が確かめられている。しかしながら、モデル開発当初の段階では、粒子衝突を無視した形となっていた。したがって、本モデルをさらに一般化するには、今後何らかの合理的な粒子衝突モデルを開発することを通じて、シートフローのよ

うな高濃度混相乱流場への計算を可能にしていく必要がある。

そこで本研究では、この GAL-LES モデルを将来的にシートフロー解析へ適用する第一歩として、本モデルに合理的に適合する粒子衝突モデルを開発することにより、高濃度領域を含む一般的な混相乱流場を解析し得る数値モデルを構築することを試みる。また、本計算モデルを用いて基本的な高濃度混相乱流場の一つである水平管高濃度流動層に関する数値計算を行い、低流速・高粒子濃度の場合に一般的に形成される不安定な流動の内部構造について明らかにするとともに、Turain・Yuan(1977)の実験から得られている流動様式分類図と計算結果を比較し、本モデルの妥当性の検討を行う。

2. 粒子衝突モデルの概要

これまで GAL-LES モデルは、粒子衝突の効果を無視した形で構成されていたが、今回の計算対象は高濃度領域を含む水平管高濃度流動層であるので、新たに粒子衝突モデルを開発し本計算モデルに組み込む必要がある。ここでは、シンプルな粒子衝突モデルを構築するために、粒子運動と粒子衝突を分離して計算する「分離の原理」(例えば、保原・大宮, 1992)を仮定して固相モデルを構築する。つまり、まず粒子が衝突を起こさないとして粒子運動を計算し、そこで得られた結果を用いて粒子衝突の計算を行う、というように粒子運動と粒子衝突を別々に分けて計算する。ただし、分離の原理を仮定する場合には、粒子運動に対する計算時間刻みを粒子の平均自由時間よりも十分小さくする必要がある。具体的には、以下に示す 7 ステップで計算を行った。なお、本計算モデルの基本的な考え方や基礎方程式系などの詳細に関しては、灘岡ら(1993, 1994a, 1994b, 1995)と同様であるのでここでは省略する。

1) 図-1 に示すように、各格子毎に格子の中心に代表粒子と各座標軸方向にそれに隣接する粒子 4 個を想定する。

2) 代表粒子と隣接粒子との距離 S は、固相の体積濃度 C と最密充填濃度 C_{MAX} 、粒子径 d の関数として表される Bagnold (1954) の式を用いて定義する。

* 正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究所 情報環境学専攻

** 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究所 情報環境学専攻

*** 正会員 博(工) 東京工業大学講師 工学部土木工学科

$$S = d \cdot \frac{C_{MAX}^{1/3} - C^{1/3}}{C^{1/3}} \dots\dots\dots (1)$$

3) 格子内に想定された各粒子に関する諸量は、代表粒子に関してはその格子点での諸量を与え、また隣接粒子に関しては式(1)で求めた粒子間距離と各諸量の格子点間の空間勾配を用いて定義する。例えば、隣接粒子 k の粒子速度 $U_{si}[k]$ に関しては、以下ようになる。

$$U_{si}[k] = U_{si} + \frac{\partial U_{si}}{\partial X_i} \cdot S \dots\dots\dots (2)$$

4) 各粒子が Δt 時間ステップの間に衝突を起こさないと仮定して各粒子を移流・分散させて、 Δt 時間ステップ後の各粒子の存在確率分布を求める。

5) 代表粒子と各隣接粒子の存在確率分布が重なり合う部分の大きさを求め、これを粒子間衝突確率 P_i とする(図-2)。

6) 衝突する粒子に関しては、衝撃方程式をたてて、衝突後の粒子平均速度と分散を求める。ここでの衝撃方程式は、最も簡単な取り扱いとして、衝突の際にクーロン摩擦が働かず、接触面での法線方向のみの衝撃力が作用すると仮定すると以下ようになる(辻, 1986)。

$$U_{si}^{(1)} = U_{si}^{(0)} + \frac{J_i^{(0)}}{m} \dots\dots\dots (3)$$

$$J_i^{(0)} = J_{n(k)}^{(0)} \cdot n_{i(k)} \\ = M \cdot (1+e) \cdot (G_{i(k)}^{(0)} n_{i(k)}) n_{i(k)} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、上付き文字(0)は衝突前、(1)は衝突後の状態を、また下付き文字(k)は代表粒子と衝突する隣接粒子の番号を示し、 n_i は衝突の際の接触面に対する法線方向の単位ベクトル、 J_i は代表粒子に働く n_i 方向の衝撃力、 e は反発係数、 m は粒子質量、 $G_{i(k)}$ は代表粒子と隣接粒子の相対速度である。また M は衝突する相手により異なり、粒子の場合は $m/2$ 、壁面の場合は m である。これらを用いて、衝突後の粒子平均速度・分散を以下のように定式化する。

$$U_{si}^{(1)} = U_{si}^{(0)} + A \cdot \{G_{i(k)}^{(0)} n_{i(k)}\} \cdot n_{i(k)} \dots\dots\dots (5)$$

$$A = \frac{M}{m} \cdot (1+e) \dots\dots\dots (6)$$

$$\overline{u_{si}^{2(1)}} = \overline{u_{si}^{2(0)}} + \beta \cdot A^2 \left(\overline{u_{si}^{2(0)}} + \overline{u_{si}^2[k]^{(0)}} \right) \dots\dots\dots (7)$$

$$n_{i(k)} = \frac{G_{i(k)}^{(0)}}{|G_{i(k)}^{(0)}|} \dots\dots\dots (8)$$

粒子運動は衝突過程を通じて、一般的に粒子の全運動エネルギーを減少させるが、粒子の変動速度は衝突後の方向変化のため増加する場合も考えられる。本研究における衝突モデルは、この後者の効果を取り入れた形になっており、その大きさを β (今回は 0.01 に設定した) というパラメータを用いて表現している。

7) 衝突確率 P_i を用いて、粒子衝突の有無を考慮した

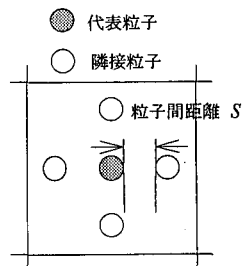


図-1 代表粒子と隣接粒子の位置関係

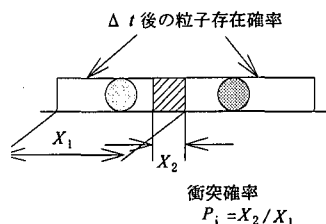


図-2 粒子間衝突確率の求め方

最終的な粒子速度の平均 $U_{si}^{(2)}$ と分散 $\overline{u_{si}^{2(2)}}$ を以下のように定める。

$$U_{si}^{(2)} = \left(1 - \sum_{k=1}^{k=4} P_k \right) \cdot U_{si}^{(0)} + \sum_{k=1}^{k=4} P_k \cdot U_{si}^{(1)} \dots\dots\dots (9)$$

$$\overline{u_{si}^{2(2)}} = \left(1 - \sum_{k=1}^{k=4} P_k \right) \cdot \overline{u_{si}^{2(0)}} + \sum_{k=1}^{k=4} P_k \cdot \overline{u_{si}^{2(1)}} \dots\dots\dots (10)$$

3. 高濃度流動層に関する数値シミュレーション

(1) 計算条件

ここでは、高濃度固体-流体混相流の基本的な例として水平管高濃度流動層に関する数値シミュレーションを行う。計算条件は、Turain・Yuan (1977) の実験で得られた流動様式分類図との比較を行うために、表-1のように設定し、平均流速 U_m に関しては、200 cm/s (case A) と 350 cm/s (case B) の2種類設定した。彼らの流動様式分類図によれば、これら条件はそれぞれ、saltation 流れと非均質流れに分類されている(図-3)。境界条件としては、水平方向に対しては周期境界、上下面においては対数則が成立するように設定した。また、初期条件は流体相に関しては対数則分布を与え、固相に関しては、体積濃度は5%とし、それ以外の諸量は全て0とした。なお、ここでは、簡単のため全て2次元の形で計算を行った。

(2) 計算結果

a) 瞬間的な流動構造

まず、saltation 流れに分類されている case A における流体相速度ベクトルと粒子体積濃度コンターを図-4

に示す。図中の計算結果は、流動パターンの発達過程を見るために、計算開始から1.2秒、2.4秒、6.0秒後に關するものを示している。ここでは、流速ベクトル図に關して図示しやすくするために、水平方向流速から150 cm/sを差し引き、また鉛直方向流速のベクトルの大きさを水平方向の10倍に設定している。計算開始初期の $t=1.2$ sでは、粒子密度が流体より大きい管路下部に粒子濃度が濃くなり、またそのような濃度分布に伴って管路下部に流速の減速域が形成され、水平方向流速のピーク高さが管路中央より上方に移動していることが分かる。なお、この時点では、流速や濃度に関して水平方向に顕著な変化は見られない。

それに対して $t=2.4$ sでは、 $t=1.2$ sでは見られなかった水平方向の空間的な揺動が、流速ベクトル図と濃度コンター図の両方に見られる。さらに計算を進めた $t=6.0$ sでは、流速や濃度に関する空間的な揺動は $t=2.4$ sと比べてより大きく発達し、大規模な渦塊が4つ形成され、それらの渦塊と連動する形で、間欠的な粒子塊が発生していることが分かる。そこでの渦塊は、管路全体の流動に大きな影響を及ぼしており、このような流動構造が管路全体にわたって組織的に存在していることがうかがえる。その粒子塊の構造が斜めに傾いた形態になる点などは、図-3の saltation 流れと非常に似通った粒子分布パターンをなしており、本計算モデルによって、不安定な流動パターンの1つである saltation 流れを良好に再現するのに成功していることが分かる。なお、これ以後の計算結果では、基本的に $t=6.0$ sでの空間分布パターンがある速度で流下方向に移動する状態になっている。

次に、非均質流れに分類されている case B の計算結果を図-5に示す。この図は、 $t=6.0$ sの結果であるが、この時点で流れはほぼ定常状態になっている。これを見ると、管路下部では上方と比べて濃度が高く水平方向流速が減速しており、また、図-4のような saltation 流れと異なり流速や濃度の空間的な大規模変動は見られないことから、この計算結果は典型的な非均質流れを再現しているものといえる。

上述したように、本計算モデルは高濃度流動層の流動

パターンを精度良く再現しているとともに、各計算ケースの流動パターンが、Turain・Yuan (1977) の経験的な流動様式分類図と良好に一致した。したがって、本計算モデルは、このような高濃度流動層の流動様式を予測することが可能な数値モデルであるといえる。

b) 流体相速度と粒子濃度、固相乱れ強度の平均量について

図-6(a), (b) は、各計算ケースにおける流体相の水平方向流速と粒子濃度に関する平均量の鉛直分布を示している。図の縦軸は底面からの高さを、横軸は、それぞれ、水平方向速度 U を断面平均流速 U_m で無次元化したものと平均粒子濃度 C を表している。これを見ると、管路下部では、上部と比べて、低流速で高粒子濃度分布を形成しているという点は、両ケースに共通している。しかしながら、その現れ方は平均流速の小さい case A の方が顕著である。このように case A の方が、case B よりも管路下部で減速されるのは、管路全体に変動を引き起こす大規模渦が大きなレイノルズ応力を生成すること、さらに、case B よりも管路下部での粒子濃度が大きい流体抵抗が増加すること、という2つの効果によるものと考えられる。

図-6(c) は、固相鉛直方向速度の乱れ強度の鉛直分布を示している。本モデルでは粒子運動を格子平均（格子内に存在する全粒子に対する平均）と分散、という2つの成分に分離して記述していることから、図中には、この2つの成分に関する乱れ強度分布を示している。なお、格子平均成分に関する乱れ強度は、各格子点での固相速度と流下方向に平均して得られた固相平均速度の差を流下方向に対して r.m.s 値を取ったものである。これを見ると、大規模渦が発生している case A では、格子平均成分が分散成分とともに有意な値で存在しているのに対し

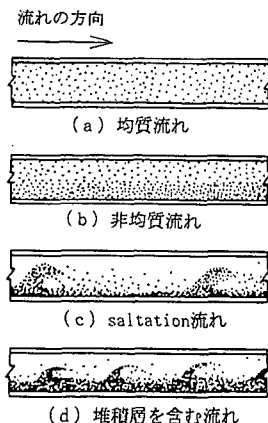


図-3 高濃度流動層に関する流動様式の分類 (Turain・Yuan, 1977)

表-1 計算条件

計算領域	160 cm×5.25 cm
計算メッシュ数	80×30
計算時間刻み幅	0.001 s
固体粒子密度	2.97 g/cm ³
液体密度	1.0 g/cm ³
粒子径	0.10 cm

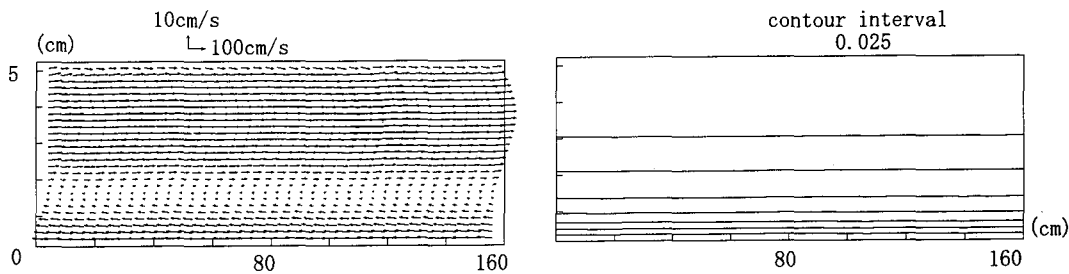
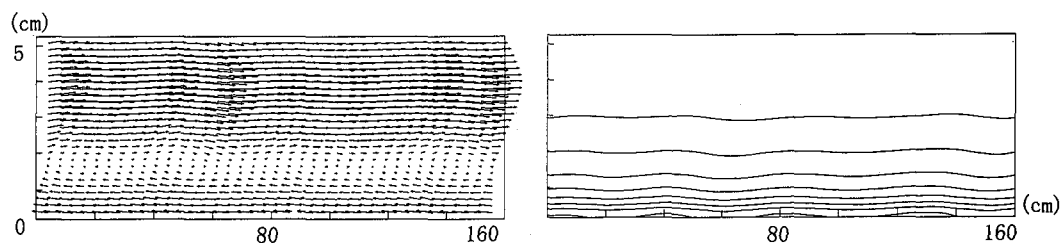
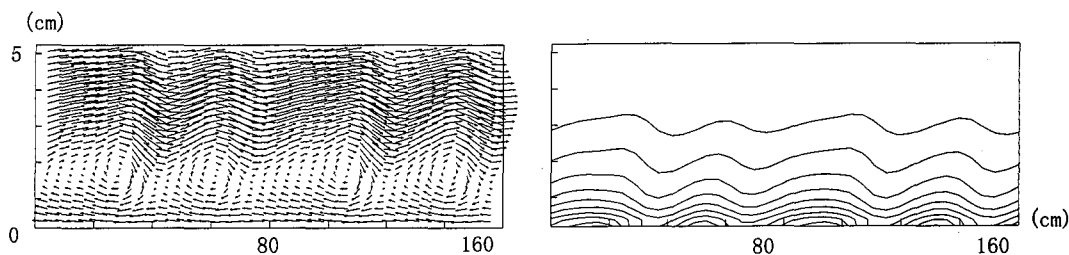
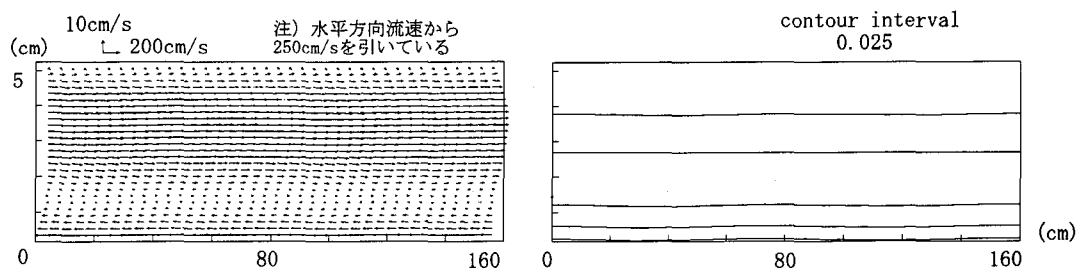
(a) $t=1.2$ s の計算結果(b) $t=2.4$ s の計算結果(c) $t=6.0$ s の計算結果

図-4 case A における流体相速度ベクトルと粒子体積濃度コンター

図-5 case B における流体相速度ベクトルと粒子体積濃度コンター ($t=6.0$ s)

て、case B では格子平均成分は非常に小さく、分散成分が卓越していることが分かる。また、case B の方が case A よりも管路下部において粒子濃度分布が一様化されているのは、管路下部での全固相乱れ強度が case A より大きいためであると考えられる。

4. おわりに

本研究で得られた主な結論を以下に示す。

1) 著者らによって提案された GAL モデルに基づく混相乱流 LES モデルに、新たに開発した粒子衝突モデルを合理的に取り込んで、高濃度領域を含む一般的な混相乱流場に適用可能な数値モデルを開発した。

2) 本モデルを様々な流動様式を有する高濃度流動層に適用した。その結果、不安定な流動パターンの 1 つである saltation 流れの再現に成功しそこでの流れの構造を明らかにするとともに、計算結果から得られた流動様

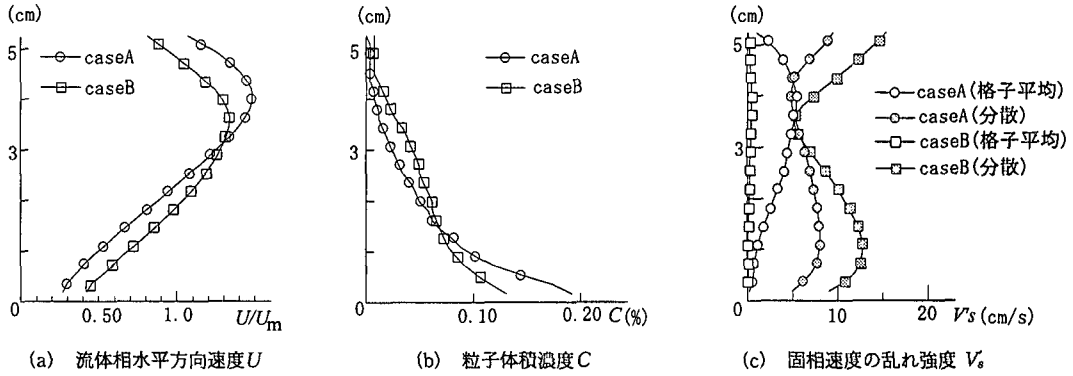


図-6 各計算ケースの平均量の比較

式と既存の実験結果が一致したことから、本モデルの妥当性・有効性を確認することができた。

参考文献

- 辻 裕 (1986): 固気二相流のモデリングと数値シミュレーション(管内流と噴流), 混相流シンポジウム, 第5回, pp. 23-46.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1993): 高濃度固液混相流におけるオイラー・ラグランジュ型乱流モデルの開発, 乱流シンポジウム, 第25回, pp. 140-143.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1994a): 高濃度固液混相流に関する LES 乱流モデルの開発, 水工学論文集, 第38巻, pp. 577-584.

- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1994b): 高濃度固液混相流を対象にした LES 乱流モデルの開発, 混相流シンポジウム, 第13回, pp. 337-340.
- 灘岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏 (1995): 新しい固相モデルに基づく固液二相流混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, (投稿中)
- 保原 充・大宮司久明 (1992): 数値流体力学 一基礎と応用一, 東京大学出版会, pp. 287-324.
- Bagnold, R. A. (1954): Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. R. Soc. A., Vol. 225, pp. 49-63.
- Turain, R. M. and T. Yuan (1977): Flow of slurries in pipelines, AIChE Journal, Vol. 23, No. 3, pp. 232-243.