離散要素法による 2 次元流動層の数値シミュレーション*

(噴流層の場合: 2 次元モデルと 3 次元モデルの比較)

川口 寿裕^{*1}, 田中 敏嗣^{*1}, 辻 裕^{*1}

Numerical Simulation of Two-Dimensional Fluidized Beds Using DEM (The Case of Spouted Bed: Comparison between 2-D Model and 3-D Model)

Toshihiro KAWAGUCHI, Toshitsugu TANAKA and Yutaka TSUJI

A Eulerian/Lagrangian-type numerical simulation was performed for two-dimensional fluidized beds, in which the particle motion is restricted by parallel front and rear walls. Particle motion was calculated using ordinary Newton's equations of motion, modeling the contact forces by the DEM (discrete element method). The local averaged equations were solved to calculate the fluid motion, taking into account the interaction between fluid and particles. Two kinds of calculations were performed regarding the calculation of particle motion: two-dimensional (2D) model and three-dimensional (3D) model. Results for both cases were compared and the effect of the walls on particle motion was discussed. Cases where partition walls are set up in the bed were also calculated.

Key Words: Fluidized Bed, Numerical Simulation, Discrete Element Method

1. 緒 言

流動層は容器内に充填された固体粒子を, 下部から吹き込む流体によって流動化させ, 混合, 乾燥, 化学反応などを行う装置である。工業上, 実際に用いられている装置の多くは円筒など 3 次元的な形状の容器からなっており, このため気泡の発生のような装置内部で起こっている現象を直接観察することはできない。そこで実験段階において 2 次元流動層と呼ばれる装置がしばしば用いられる。これは 2 枚の平行平板で粒子の奥行き方向の動きを制限し, 気泡や粒子の 2 次元的な挙動を直接観察しようとする装置である。

著者らは前報⁽¹⁾で個々の固体粒子の運動を離散的に追跡する手法を用いて 2 次元噴流層の数値シミュレーションを行い, 実験結果と比較した。計算結果は実験で観察された気流速度の変化にともなう流動パターンの変化をよく表し, 気泡の発生周期に関して定量的に一致した。しかし実験では容器隅付近に粒子が全く動かない領域が存在したのに対し, 計算ではこのような粒子が完全に静止する領域が現れず, この点で結果に差異が見られた。実際的な応用を考えた場合, このような差, すなわち粒子の静止層が出現するかどうかは重要な問題となることが多い。したがって静止粒子層に関する実験と数値シミュレーションの差異の原因について明らかにしておかなければならない。原因としては, 実験では前後の壁面の間隔が粒径の 5.5 倍であり, その間に粒子が奥行き方向に 5~6 層程度並びことができる装置を用いたのに対し, 計算では粒子の並びは 1 層で粒子は奥行き方向へは運動せず, その結果前後の壁面との摩擦が無視

されたといった条件の違いが挙げられる。単に前後壁面との摩擦を導入するだけであれば粒子の 3 次元的な運動を許し, 前後壁面の間隔を粒子径よりわずかに大きくすることによっても可能である。しかし前後壁面と粒子との摩擦に大きな影響を及ぼす粒子-壁面間の抗力は粒子群の 3 次元的な構造に依存すると考えられる。したがって摩擦の影響を調べるには, 粒子層に十分な厚さを与える必要がある。

そこで本報では固体粒子の運動の計算を奥行き方向も含めた 3 次元に拡張し, 前後壁面との摩擦も考慮して実験装置と同じ条件での計算を行い, 粒子が 1 層だけの計算結果と比較した。ここでは両者を区別するため, 奥行き方向に粒子が 1 層だけ並び, 粒子運動を 2 次元で計算するものを 2 次元モデルと呼び, 前後壁面間に複数の粒子が並び, 粒子運動を 3 次元で計算するものを 3 次元モデルと呼ぶことにする。ただし 2 次元モデルでは, 前報⁽¹⁾同様, 粒子と前後壁面の間の摩擦を無視した。2 次元流動層においては奥行き方向の流体の流れの変化は小さいので, 3 次元モデルの場合も流体の運動については 2 次元で計算した。また流動層内には種々の目的で内挿物が挿入されることがあるが, そのような場を計算することも壁面摩擦の影響を調べるのに有効であると考えられる。一例として, 層内に 2 枚の仕切板を流れ方向に挿入した場合の計算を行い, 2 次元モデルと 3 次元モデルの計算結果を比較した。

2. 計算方法

本計算における計算手法は, 基本的には著者らの前報⁽¹⁾と同じであるので, 本報では詳しく説明することは避ける。

* 原稿受付 1994 年 10 月 13 日。

^{*1} 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘 2-1)。

ただし基本的な概念や基礎式などについて簡単に説明しておく。

2.1 流体の運動 流動層内の流体も、微視的にみればその運動は Navier-Stokes の式にしたがっている。しかしその流れは、多くの固体粒子と相互に作用を及ぼし合いながら粒子間のすきまを流れる非常に複雑なものであり、このような微視的なスケールの流れを厳密に計算することは実際問題として不可能である。幸い、気泡など固気系流動層における重要な流動現象のスケールは、粒子のスケールよりもはるかに大きい。したがって固気系流動層の数値シミュレーションを行うには、粒子スケールの流れではなく、気泡などの流動現象をとらえられる程度のスケールで計算を行えば十分である。

このような考えに基づいて Anderson と Jackson⁽²⁾は計算領域内の全ての変数を局所的に平均化する操作を行った。彼らは流動層内の固体粒子が様々な液体的な性質を示すことを利用して、固体粒子相も連続体的に取り扱い、流体相と同様の基礎式を導いた。この手法は二流体モデルと呼ばれ、この手法を用いた流動層の数値シミュレーションがいくつか報告されている⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

本報では前報⁽¹⁾と同様に、流体運動を計算するのに二流体モデルと同じ式を用いた。基礎式を以下に示す。

連続の式

$$\frac{\partial}{\partial t}\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon u_j) = 0 \quad (1)$$

運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\varepsilon u_i u_j) = -\frac{\varepsilon}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_{Pi} \quad (2)$$

ただし、 p, u, ε および ρ_g はそれぞれ圧力、流体速度、空隙率および流体密度である。式(2)において比較的高濃度の混相流で一般に行われているように粒子-流体間相互作用の項以外は粘性の影響を無視した。また式(2)中の右辺の最後の項 f_{Pi} は粒子-流体間の相互作用を表わす項であり、ここでは以下に示す相関式で与えられる。

$$f_{Pi} = \frac{\beta}{\rho_g} (\bar{v}_{Pi} - u_i) \quad (3)$$

ここで v_P は粒子速度であり、また流体抵抗係数 β については高濃度域に対しては Ergun⁽⁶⁾の式、低濃度域に対しては Wen と Yu⁽⁷⁾の式を用いて次式で与えた。

$$\beta = \begin{cases} \frac{\mu(1-\varepsilon)}{d_P^2 \varepsilon} [150(1-\varepsilon) + 1.75 Re] & (\varepsilon \leq 0.8) \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\mu(1-\varepsilon)}{d_P^2} \varepsilon^{-2.7} Re & (\varepsilon > 0.8) \end{cases} \quad (4)$$

$$C_D = \begin{cases} 24(1 + 0.15 Re^{0.687})/Re & (Re \leq 1000) \\ 0.43 & (Re > 1000) \end{cases} \quad (5)$$

$$Re = \frac{|\bar{v}_P - \mathbf{u}| \rho_g \varepsilon d_P}{\mu} \quad (6)$$

ここで C_D は単一球に対する抵抗係数であり、 $Re \leq 1000$ に対する式は Schiller と Nauman の式⁽⁸⁾である。ただし、 d_P は粒径、 μ は粘性係数である。

ここで、抵抗係数 β は前報⁽¹⁾における抵抗係数に空隙率 ε を乗じたものとなっている。前報⁽¹⁾の計算では実際より圧力を低く予測してしまっていたが、前報⁽¹⁾の計算を正しい抵抗係数を用いて計算したところ、実験結果により近い圧力値が得られた。しかし気泡の発生など層内での流動についてはほとんど変化しなかった。

本研究では式(1)(2)を SIMPLE 法⁽⁹⁾で解くことにより、各時間ステップにおける流体の運動を計算した。

2.2 粒子の運動 固体粒子の運動については1つ1つの粒子に Newton の運動方程式を当てはめることにより求めた。粒子に作用する力としては、重力 f_G 、流体抵抗力 f_D 、粒子間および粒子-壁面間相互作用力 f_C を考えた。 f_D は式(3)の反作用と圧力による力の和として次式で与えた。

$$f_D = \frac{\pi d_P^3 \beta}{6(1-\varepsilon)} (\mathbf{u} - \mathbf{v}_P) + \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}} V_P \quad (7)$$

ここで V_P は粒子の体積である。

また流動層のような高濃度な流れにおいては、粒子同士は主に接触力を通じて相互に作用し合う。そこで前報⁽¹⁾と同様、このような接触力を Cundall と Strack⁽¹⁰⁾が提案した離散要素法 (DEM) を用いて計算した。多くの場合1つの粒子は同時に複数の粒子や壁面と接触しながら運動する。したがって f_C はそれら全ての粒子や壁面から受ける接触力の総和となる。これらを用いると、粒子の運動は次の Newton の運動方程式から求めることができる。

$$\ddot{\mathbf{x}} = (\mathbf{f}_C + \mathbf{f}_D + \mathbf{f}_G)/m \quad (8)$$

ここで m は粒子の質量である。さらに接線方向接触力によるモーメント M 、慣性モーメント I より粒子の回転運動が次式から計算できる。

$$\dot{\omega} = M/I \quad (9)$$

1つ1つの粒子に対して、式(8)(9)を時間で積分することにより固体粒子の運動を追跡した。

3. 計算結果

3.1 計算条件 本研究では層内に仕切板を挿入したものとししないものの2種類の容器に対して数値シミュレーションを行った。またそれぞれについて2次元モデルと3次元モデルで計算を行い結果を比較した。層内に仕切板を挿入した時の3次元モデルに対する初期状態を図1に示す。初期状態としては層上部に配置した粒子にランダムな速度を持たせて重力により落下させ、その後静止状態となったもの

図 1. 計算初期状態

を用いた。図 1 のような 1 対の仕切板は実際的な 3 次元の装置では円筒状のドラフトチューブに相当するものである。層状に色を付けた粒子は運動を追跡するためのトレーサである。気体は層底部中央の 10mm の幅のスリットから流入する。計算条件を表 1 にまとめる。これらの条件は比較のために行った実験装置のものと同じである。ただし 2 次元モデルの計算は、粒子運動が 2 次元で計算されており、奥行が粒径と同じ 4mm で、前後の壁面との摩擦を無視した場合に相当する。また、反発係数および摩擦係数は粒子-粒子間、粒子-壁面間ともに同じ値を用いた。

表 1. 計算条件

particle	
diameter	4.0 mm
density	2700 kg/m ³
spring constant	800 N/m
coefficient of restitution	0.9
coefficient of friction	0.1, 0.2, 0.3
number(2D model)	2200
number(3D model)	12000
fluid(air at 20°C, 1atm)	
density	1.205 kg/m ³
viscosity	1.80 × 10 ⁻⁵ Pa·s
container	
width	150 mm
depth(2D model)	4 mm
depth(3D model)	22 mm
opening	10 mm
H _P	160 mm
H _C	60 mm
W _P	70 mm
calculation	
time step	2 × 10 ⁻⁴ s
cell size for fluid motion	10 × 20 mm

(a) 実験

(b) 計算 (2次元モデル)

(c) 計算 (3次元モデル)

図 2. 圧力損失特性

3.2 圧力損失特性

一般に、流動層内の圧力損失 Δp の値を空塔速度 u_0 に対してプロットすると、図 2 のような特性が得られる。つまり、粒子を充填した状態から気流速度を上昇させると、圧力損失 Δp は速度とともに増加し、少しオーバーシュートした後ほぼ一定の値に落ち着き、粒子は流動化状態となる。逆に流動化した状態から気流速度を減少させると、ほぼ一定値をとっていた Δp がある速度を境に減少し始める。この圧力損失が減少し始める時、つまり図 2 上のグラフの折点における気体空塔速度から流動化開始速度 u_{mf} を実験的に決定できる。図 2(a) は前報⁽¹⁾で示した仕切板を挿入しない場合に対する実験結果である。この図より、流動化開始速度 u_{mf} は 1.8m/s 前後であることがわかる。

層内の粒子が均一に流体抵抗力を受ける場合には、粒子群に働く重力と流体から受ける抵抗力のつり合いから u_{mf}

を理論的に見積もることができる。流動化開始時の空隙率に関する Wen と Yu⁽⁷⁾ の経験式を組み合わせ得られる次の経験式が u_{mf} の推算に広く用いられている。

$$u_{mf} = \frac{\mu}{d_P \rho_g} \left[\sqrt{33.7^2 + 0.0408 \frac{d_P^3 \rho_g \rho_s g}{\mu^2}} - 33.7 \right] \quad (10)$$

ここで ρ_s は固体粒子密度、 g は重力加速度である。本報のように底部中央のみから気体を吹き込む場合には式 (10) は厳密には適用できないが、計算では流動化開始時のように高濃度、低流速の状態において気体流入口付近のごく上流を除いて、気体は断面内をほぼ均一に流れており、式 (10) から本計算条件に対してはほぼ妥当な流動化開始速度を見積もることができると考えられる。噴流層に対して u_{mf} を見積もる一般的な式が存在しないため、ここでは式 (10) により u_{mf} を推算することとした。式 (10) より本実験の条件に対しては $u_{mf}=1.77\text{m/s}$ と計算できる。これは図 2 から得られた u_{mf} とよく一致している。

次に計算により圧力損失と空塔速度の関係を求めたものを図 2(b),(c) に示す。図 2(b),(c) はそれぞれ 2 次元モデルおよび 3 次元モデルに対する結果である。いずれも摩擦係数 μ_F を 0.1, 0.2, 0.3 と変化させて結果を比較した。ただし流動化状態ではスラッシングや気泡の吹き抜けにより層内の圧力は周期的に変動するので、圧力損失の値は変動の平均をとるべきであるが、各空塔速度での平均を行うには大きな計算時間を要するため変動をそのままプロットしている。2 次元モデル、3 次元モデルいずれの場合も気流速度増加時と減少時で異なる曲線を示す、すなわちヒステリシスを示す点を含めて、定性的には実験結果と一致している。2 次元モデルの場合 (b) には摩擦係数を変えても圧力損失特性はほとんど変化しないことがわかる。気流速度減少時の圧力損失が減少し始める点から、 u_{mf} は 1.7m/s 前後である。一方、3 次元モデルの場合 (c) には気流速度上昇時の圧力損失特性に摩擦係数による差が見られる。つまり摩擦係数が大きいほど固体粒子を摩擦による拘束から解放するのにより大きな流体力を必要とし、流動化状態になるのが遅れている。しかし速度減少時の圧力損失特性は摩擦係数の大小にかかわらず、ほぼ同じ特性を示しており、 u_{mf} はいずれの摩擦係数に対しても 1.8m/s 前後である。

以上の結果から、前述のように圧力損失特性に関して 2 次元モデル、3 次元モデルいずれにおいても定性的に実験結果と一致することがわかった。しかし、さらに詳しく図 2(a)~(c) を比較すると、2 次元モデルと 3 次元モデルで計算結果に少し相違がみられる。3 次元モデルの計算において、気流速度増加時は圧力損失特性が摩擦係数の影響を受けるのに対し、減少時には摩擦係数に依存しない、ほぼ同一の特性を示している。したがって、 u_{mf} は気流速度減少時の圧

(a) 2次元モデル (b) 3次元モデル

図 3. 粒子速度ベクトル ($u_0=2.2\text{m/s}$)

(a) 2次元モデル (b) 3次元モデル

図 4. 流動状態 ($u_0=2.2\text{m/s}$)

力損失特性から決められるため、3 次元モデルの場合にも u_{mf} は摩擦係数の影響を受けないことになる。さらに本計算による u_{mf} は 2 次元モデル、3 次元モデルのいずれにおいても実験結果および理論値とよく一致している。

3.3 流動現象

3.3.1 気流速度の影響 u_{mf} から気流速度を徐々に大きくしていくと、層下部の粒子が安定した循環運動を始め、気流速度の増加とともに循環のスケールが増大した。気体空塔速度 $u_0=2.4\text{m/s}$ 程度で循環のスケールがほぼ層全体に達し、さらに気流速度を増加させると周期的に気泡が発生し、層内を吹き抜けた。気流速度が小さく、下部の粒子が安定した循環運動をする場合と周期的な気泡の発生が見られる場合の代表的な条件について以下で詳しく説明する。

図 3 は気体空塔速度が $u_0=2.2\text{m/s}$ の場合の流動開始後 4.2 秒後の粒子の速度ベクトルの計算結果を示している。この気流速度では粒子は安定した循環運動をし、定常状態にあるため、どの時刻においてもほぼ同じ速度ベクトル図が得られる。(a),(b) はそれぞれ 2 次元モデル、3 次元モデルに対応する。ただし 3 次元モデルの場合、すべての粒子の速度ベクトルを表示すると錯綜してわかりづらいため、前面

図 5. 粒子速度ベクトル ($u_0=2.6\text{m/s}$)

から 4.4mm (奥行方向厚さの $1/5$) 以内に存在する粒子に対してのみ速度ベクトルを表示した。このことはこれ以後の図においても同様である。ただし粒子の速度ベクトルの図が奥行方向の各断面でほとんど変化しないことは確認した。(a),(b) いずれにおいても固体粒子の循環運動は層全体では起こらず、上部の粒子は混合されていない。また容器の隅付近の粒子の動きについては (a),(b) いずれにおいても、層内部の粒子に比べてかなり小さな速度しか持たず、粒子がほとんど静止した領域が存在している。図 4 に示すように、十分時間が経過した後も、2次元モデル、3次元モデルいずれにおいても上部の粒子はほとんど混合されず、容器隅付近の粒子も動いていない。

図 5 は u_0 を 2.6m/s とした時の結果である。それぞれ流動開始後 (a) 4.3 秒後、(b) 2.7 秒後のものである。この速度では前述のように流動状態が周期的に変化するため、流動状態がほぼ対応するものを選んだ。この時には層全体で粒子の混合が起きていることがわかる。著者らは前報⁽¹⁾で、本報の2次元モデルに相当する2次元流動層の計算において、この速度では気泡が周期的に発生し、またその周期が実験結果と一致することを示した。本研究によって3次元モデルにおいても気泡の周期的な発生が見られ、層内を気泡が通過することによって起こる圧力変動は図 6 に示すように2次元モデルのものと同様で発生していることがわかった。このことから気泡の発生周期は2次元モデル、3次元モデルでほぼ同じであることがわかる。容器隅付近の粒子の動きについては、図 7 に示すように、(a) では時間の経過とともに次第に混合に取り込まれていくのに対し、(b) では図 4 と同じ程度の全く動かない領域が存在している。

以上の結果から、各気流速度に対する粒子の流動パターンは2次元モデルと3次元モデルでほぼ一致することがわかる。特に気流速度が小さな場合には両者の計算結果には

図 6. 圧力変動

図 7. 流動状態 ($u_0=2.6\text{m/s}$)

ほとんど差が見られない。ただし、気流速度が大きくなると容器の隅付近の粒子の挙動に違いが見られる。

3.3.2 仕切板の影響 次に仕切板がある場合の結果を示す。図 8 は図 3 と同じ気流速度 $u_0=2.2\text{m/s}$ の場合の計算結果である。(a),(b) いずれにおいても、仕切板と側壁の間の粒子はほとんど動かず、2枚の仕切板の間だけで粒子運動が起きていることがわかる。ただし、(a) では空気を流入させてすぐに粒子の運動が始まるのに対し、(b) では初めのうちは粒子はほとんど動かず、しばらく時間が経過してから粒子が動き始めた。これは (b) では前後壁面の摩擦による拘束が強く、すぐには解放されなかったためである。しかし一旦動き始めると (a) とほとんど同じ流動状態を示した。つまり 3.2 の圧力損失特性と同様に、粒子が動き始めるまでは2次元モデルと3次元モデルでその挙動に違いが見られるが、動き始めてからは2次元モデル、3次元モデルで同じ挙動を示している。このことから本計算における条件で仕切板を層内に挿入すると、2次元モデル、3次元モデルいずれにおいても2枚の仕切板の間の粒子混合は促進されるが、仕切板の外側の粒子の混合は逆に抑制されてしまうことがわかる。ただし容器隅付近の粒子の動きについては、図 9 に示

図 8. 粒子速度ベクトル (仕切板有り, $u_0=2.2\text{m/s}$) 図 9. 流動状態 (仕切板有り, $u_0=2.2\text{m/s}$)

ように (b) では全く動いていないのに対し, (a) では少しづつ混合に取り込まれていることがわかる。

3.3.3 摩擦係数の影響 3.3.1, 3.3.2において2次元モデルと3次元モデルで粒子の流動パターンにほとんど差は見られないが, 容器隅付近の粒子の挙動に差が見られることを示した。この原因として粒子の3次元的な配列の効果以外に前後壁面との摩擦の影響が考えられる。ここでは摩擦係数の流動現象に与える影響について述べる。

2次元モデルおよび3次元モデルそれぞれに対して仕切板がない場合とある場合について計算した結果を図10, 図11および図14, 図15に示す。いずれの図においても摩擦係数 μ_F は(a)0.1, (b)0.2, (c)0.3である。また気流速度はすべて 2.2m/s である。仕切板がない時には2次元モデル(図10)と3次元モデル(図11)いずれにおいても摩擦係数が小さいときには粒子混合が層全体で起こり, 大きいときには上部の粒子はほとんど混合していない。容器隅付近の粒子の動きに着目すると, 摩擦係数の増加に伴い, 粒子が静止している領域が大きくなっている。

図 10. 粒子流動に与える摩擦係数の影響 (2次元モデル)

図 11. 粒子流動に与える摩擦係数の影響 (3次元モデル)

摩擦係数の増加に伴う粒子静止領域の増大について定量的な評価を行うために, 図12および図13に3次元モデルにおける前面の壁に作用する応力の法線および接線方向成分の分布を示す。応力の値は流れが発達した状態での1秒間の平均値である。図12より法線方向応力は摩擦係数が小さい場合の方がわずかに大きいものの, 摩擦係数の大きさに関係なくほぼ同じ分布を示していると言える。これに対し, 図13では摩擦係数の違いによって接線方向応力の分布に大きな差が見られる。接線方向応力は粒子-壁面間の摩擦力によるものであるから,

$$(\text{摩擦力}) = (\text{摩擦係数}) \times (\text{法線方向力})$$

の関係から明らかなように, 法線方向応力が同じであれば摩擦係数に比例する。このため摩擦係数の増加に伴って大きな接線方向応力が作用する領域が大きくなり, したがって粒子静止領域が大きくなる。

一方, 仕切板がある時には, 2次元モデル(図14), 3次元モデル(図15)いずれにおいても, $\mu_F=0.1$ の時には仕切板をはさんで層全体で粒子がよく混合し, $\mu_F=0.2, 0.3$ の時には2枚の仕切板の間の粒子はよく混合するが仕切板と側壁の間の粒子はほとんど混合していない。つまり摩擦係数が小さいときには仕切板は粒子混合を促進する効果が見られたのに対し, 摩擦係数が大きいときには逆に混合を妨げる方向に作用した。

4. 結 言

流動層内の流動現象を可視化する目的で用いられる2次元流動層に対して、2次元モデルと3次元モデルを用いて数値シミュレーションを行い以下の知見を得た。

1. 流動現象について2次元モデルと3次元モデルを比較すると、流動化開始速度付近の空塔速度において粒子間および粒子-壁面間の摩擦から解放され粒子が動き始めるまでの挙動に違いが見られる。しかし流動化後は、容器隅付近の粒子の動きを除いて、各条件に対する気泡の発生などの粒子の流動パターンは一致する。
2. 2次元モデルの計算では容器隅付近の粒子が完全に静止せず、実験による観察結果との違いが見られたが、3次元モデルではこの領域に粒子の静止層が現れ、より実験に近い結果が得られた。
3. 摩擦係数の流動現象に与える影響は、層内に仕切板が挿入されている場合により顕著である。

謝 辞

本研究は文部省科学研究補助金重点領域研究(1)(05240106)の援助を得て行われたものであることを付記し謝意を表する。さらに(株)パウレックならびに原子燃料工業(株)からも本研究に関する援助を受けた。ここに両社に対しても謝意を表する。

図 14. 粒子流動に与える摩擦係数の影響 (仕切板有り, 2次元モデル)

図 15. 粒子流動に与える摩擦係数の影響 (仕切板有り, 3次元モデル)

文 献

- (1) 川口・田中・辻, 日本機械学会論文集, 58-551B(1992), 2119-2125.
- (2) Anderson, T.B. & Jackson, R., *I&EC Fundamentals*, 6-4(1967), 527-539.
- (3) Pritchett, J.W., Blake, T.R. & Garg, S.K., *AIChE Symp. Ser.*, 176-74(1978), 134-148.
- (4) Bouillard, J.X., Lyczkowski, R.W. & Gidaspow, D., *AIChE J.*, 35-6(1989), 908-922.
- (5) Kuipers, J.A.M., Prins, W. & Van Swaaij, W.P.M., *Chem. Eng. Sci.*, 46-11(1991), 2881-2894.
- (6) Ergun, S., *Chem. Eng. Prog.*, 48-2(1952), 89-94.
- (7) Wen, C.Y. & Yu, Y.H., *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 62-62(1966), 100-111.
- (8) 例えば, 辻 裕, "空気輸送の基礎", 養賢堂(1984), pp36-38.
- (9) パタンカ, S.V. (訳: 水谷・香月), "コンピュータによる熱移動と流れの数値解析", 森北出版(1985).
- (10) Cundall, P.A. & Strack, O.D.L., *Geotechnique*, 29-1(1979), 47-65.