

# 二相系格子ボルツマン法による T 字型分岐部を流れる 粒子の挙動解析

## NUMERICAL SIMULATION OF MOTION OF PARTICLE FLOWING THROUGH T-SHAPED BIFURCATION BY THE TWO-PHASE LATTICE BOLTZMANN METHOD

吉野 正人<sup>1)</sup>, 天野 慎也<sup>2)</sup>, 鈴木 康祐<sup>3)</sup>

Masato YOSHINO, Shinya AMANO and Kosuke SUZUKI

- 1) 信州大学学術研究院 工学系 (〒 380-8553 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail: masato@shinshu-u.ac.jp)
- 2) 信州大学大学院 理工学系研究科 (〒 380-8553 長野県長野市若里 4-17-1)
- 3) 信州大学学術研究院 工学系 (〒 380-8553 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail: kosuzuki@shinshu-u.ac.jp)

Numerical simulations of the motion of a single particle and multiple particles flowing through a T-shaped bifurcation are carried out by the two-phase lattice Boltzmann method with the same density. In the case of a single particle, we investigate the behavior of the particle for various initial positions and for various ratios of the particle diameter to the square pipe side. In addition, the inter-particle contact model and the colored order parameters distinguishing each particle from the others are introduced to simulate the behavior of multiple particles. These results indicate that the present simulation can be applied to industrial applications such as separation and classification of neutrally buoyant particles in viscous fluid flows.

**Key Words:** Lattice Boltzmann Method, Two-Phase Flow, Solid Particle, T-Shaped Bifurcation

### 1. はじめに

流体中に含まれる粒子の分離や分級は, 工学上よく見られる単位操作の一つである. その中でも, 流体とほぼ同比重の粒子を分離・分級する方法として, 曲がり管や分岐といった流路形状を利用したものがある. 特に, 分岐流路を用いた操作の原理は, 各分岐部出口の流量を変化させることで, 流体中に含まれる粒子の位置や到達出口が分岐部通過時に変化することを利用したものである.

分岐形状を利用した粒子の分級に関する実験的研究として, 岩永<sup>(1)</sup> は, 球形粒子を含む固液二相流体を二つの流出口(主円管出口および分岐円管出口)に分岐する円管内に流して, 分岐円管出口での粒子の体積濃度(粒子体積/流体体積)が主円管出口での体積濃度より小さくなる現象を確かめ, 分岐円管出口への流量や管径比が粒子の体積濃度に与える影響を調べている. また, 太田ら<sup>(2)</sup> は, T ジャンクションを使用して, 重力の影響下での粒子の分配特性を調べている. さらに, Yamada ら<sup>(3, 4)</sup> は, Fig. 1 に示されるような複数の分岐部をもつ流路に粒径の異なる粒子を含む固液二相流体を流し, 各分岐流路への流量を操作することで分離・分

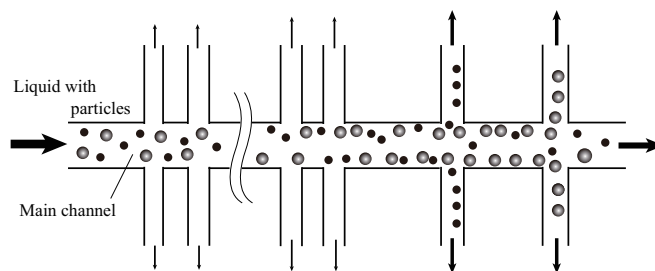


Fig.1 Particle classification in a microchannel with multiple branch points and side channels<sup>(3)</sup>.

級を行っている. しかしながら, これらの実験は流出時の粒子の体積を調べたものが多く, 分岐流路内を流れる粒子の詳細な挙動に関する報告例は少ない.

本研究では, 等密度比の二相系格子ボルツマン法<sup>(5)</sup> (Lattice Boltzmann Method, 以下 LBM と記す) を用いて, 変形の非常に小さい硬い液滴を近似的な固体球形粒子とみなすことにより, T 字型分岐流路を流れる球形粒子の挙動を調べることを目的とした. なお, 複数個の粒子の取り扱いを可能とするために, 大槻ら<sup>(6)</sup> のモデルに基づく粒子間相互作用力

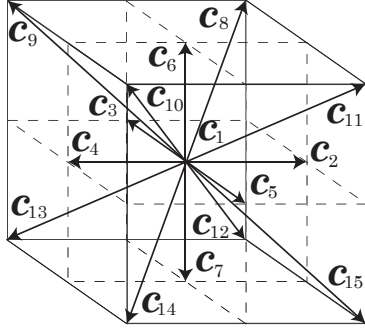


Fig. 2 3D15V model.

を考慮し、また、粒子同士の合一を避けるために、Nishiyamaら<sup>(7)</sup>による識別関数 (order parameter) の取り扱い方法を導入した。

## 2. 計算手法

### 2.1. 等密度比の二相系 LBM

使用される物理量はすべて、代表長さ  $L$ 、仮想粒子の代表速度  $c$ 、時間スケール  $t_0 = L/U$  ( $U$ : 流れの代表速度)、基準 order parameter  $\phi_0$ 、および基準密度  $\rho_0$  を用いて無次元化したものである<sup>(8)</sup>。本研究では、固体と流体の密度差が非常に小さい問題を対象とし、Inamuroら<sup>(5, 8)</sup>によって提案された等密度比の二相系 LBM を用いて、周囲流体に対して (i) 密度が等しく、(ii) 粘性が十分大きく、(iii) 界面張力が大きいという、ほとんど変形しない硬い液滴を近似的な固体球形粒子とみなして計算を行った。以下では、粒子を近似した液滴を単に粒子と呼ぶことにする。格子気体モデルとして、Fig. 2 に示す 3次元 15速度モデルを用いた。この速度モデルにおける仮想粒子の速度  $c_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 15$ ) は、次のように与えられる。

$$[c_1, c_2, c_3, c_4, c_5, c_6, c_7, c_8, c_9, c_{10}, c_{11}, c_{12}, c_{13}, c_{14}, c_{15}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & 1 & 1 & -1 & -1 & -1 & -1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

物理空間を等間隔の立方体格子に分割し、時刻  $t$  に格子点  $x$  における二相を区別する order parameter  $\phi(x, t)$ 、圧力  $p(x, t)$ 、および二相流体の流速  $u(x, t)$  をそれぞれ次式で計算する。

$$\phi(x, t + \Delta t) = \sum_{i=1}^{15} f_i^c(x - c_i \Delta x, t), \quad (2)$$

$$p(x, t + \Delta t) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{15} g_i^c(x - c_i \Delta x, t), \quad (3)$$

$$u(x, t + \Delta t) = \sum_{i=1}^{15} c_i g_i^c(x - c_i \Delta x, t). \quad (4)$$

上式において、 $f_i^c$  および  $g_i^c$  は後述の巨視的変数のみで定義される関数であり、 $\Delta x$  は立方体格子の間隔、 $\Delta t$  は時間刻み (仮想粒子が隣の格子点まで移動する時間と等しくなるよう

に選ばれる) である。式 (2) ~ (4) 中の  $f_i^c$  および  $g_i^c$  は、それぞれ次式で与えられる。

$$f_i^c = H_i \phi + F_i \left[ p_0(\phi) - \kappa_f \phi \nabla^2 \phi - \frac{\kappa_f}{6} |\nabla \phi|^2 \right] + 3E_i \phi c_{i\alpha} u_\alpha + E_i \kappa_f G_{\alpha\beta}(\phi) c_{i\alpha} c_{i\beta}, \quad (5)$$

$$g_i^c = E_i \left[ 3p + 3c_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u_\alpha u_\alpha + \frac{9}{2} c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + \frac{3}{4} \Delta x \left( \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) c_{i\alpha} c_{i\beta} \right] + 3E_i c_{i\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} \right) \Delta x \right] + E_i \kappa_g G_{\alpha\beta}(\phi) c_{i\alpha} c_{i\beta}, \quad (6)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= 2/9, E_2 = E_3 = E_4 = \dots = E_7 = 1/9, \\ E_8 &= E_9 = E_{10} = \dots = E_{15} = 1/72, \\ H_1 &= 1, H_2 = H_3 = H_4 = \dots = H_{15} = 0, \\ F_1 &= -7/3, F_i = 3E_i (i = 2, 3, 4, \dots, 15) \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

および

$$G_{\alpha\beta}(\phi) = \frac{9}{2} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\beta} - \frac{3}{2} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial x_\gamma} \delta_{\alpha\beta}, \quad (8)$$

である。上式において、 $\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$  (添字  $\alpha, \beta, \gamma$  はデカルト座標を表し、総和規約に従う) であり、 $\delta_{\alpha\beta}$  はクロネッカーのデルタ、 $\kappa_f$  は界面の厚さを決定するパラメータ、 $\kappa_g$  は界面張力 (後述) を決定するパラメータである。式 (5) における  $p_0(\phi)$  は、次式で与えられる。

$$p_0(\phi) = \phi T_\phi \frac{1}{1 - b\phi} - a\phi^2, \quad (9)$$

ここで、 $a, b, T_\phi$  は、order parameter  $\phi$  の最大値  $\phi_{\max}$  および最小値  $\phi_{\min}$  を決定するパラメータである。なお、式 (5)、(6) および (8) における勾配およびラプラシアンは、テーラー級数展開を用いて導かれる次の中心差分近似を使用した。

$$\frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} \approx \frac{1}{10\Delta x} \sum_{i=2}^{15} c_{i\alpha} \psi(x + c_i \Delta x), \quad (10)$$

$$\nabla^2 \psi \approx \frac{1}{5(\Delta x)^2} \left[ \sum_{i=2}^{15} \psi(x + c_i \Delta x) - 14\psi(x) \right]. \quad (11)$$

さらに、式 (6) の右辺第 6 項は粘性項に関係し、界面の粘性係数  $\mu$  は次式で与えられる。

$$\mu = \frac{\phi - \phi_{\min}}{\phi_{\max} - \phi_{\min}} (\mu_P - \mu_F) + \mu_F, \quad (12)$$

ここで、 $\mu_P$  および  $\mu_F$  はそれぞれ粒子および周囲流体の粘性係数である (以下では、添字 P, F はそれぞれ粒子および周囲流体の物理量を表す)。また、界面張力  $\sigma$  は次式で与えられる。

$$\sigma = \kappa_g \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)^2 d\xi, \quad (13)$$

ここで、 $\xi$  は界面に垂直な座標である<sup>(9)</sup>。

### 2.2. 複数個の粒子の扱い

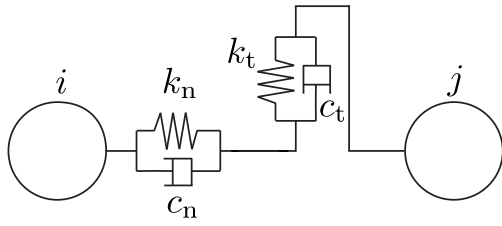


Fig. 3 Inter-particle contact model<sup>(6)</sup>.

オリジナルの二相系LBMのままでは、同一の相で表された粒子同士が接近したときに相の合一が生じてしまう。そこで、Nishiyamaら<sup>(7)</sup>の手法を参考に個々の粒子を表す相同士が合一しないように、 $N$ 個の粒子を表す相に対し colored order parameter (各相に固有の識別関数)  $\phi_l$  ( $l = 1, 2, 3, \dots, N$ ) をそれぞれ割り当てた。すなわち、複数個の粒子の挙動を調べる際には、式(2)および(5)中の  $f_i^c$  を  $f_i^c$  に、 $\phi$  を  $\phi_l$  にそれぞれ置き換えて計算を行った。

### 2.3. 粒子間相互作用

粒子が接触した際には、Fig. 3 に示すように、弾性スプリングと粘性ダッシュポットをモデルとした粒子間相互作用力<sup>(6)</sup>が働くとする。二つの粒子  $i, j$  が「接触状態」にあるとは、次式の接触判定を満たしている場合とする。

$$L_{ij} \leq r_{Pi} + r_{Pj}, \quad (14)$$

ここで、

$$L_{ij} = \sqrt{(x_{Pi} - x_{Pj})^2 + (y_{Pi} - y_{Pj})^2 + (z_{Pi} - z_{Pj})^2}. \quad (15)$$

上式において、 $L_{ij}$  は粒子  $i, j$  の重心間距離を表し、 $r_P$  は粒子の半径、 $\mathbf{x}_P = (x_P, y_P, z_P)$  は粒子の重心の位置座標である(添字  $i, j$  は粒子  $i, j$  を表す)。粒子は剛体とみなし、他の粒子と接触しても変形しないとする。弾性スプリングと粘性ダッシュポットは、粒子  $i$  の重心から粒子  $j$  の重心へ向かう方向(以下、法線方向と呼ぶ)と、それに垂直で  $x-y$  平面内にある方向(以下、接線方向と呼ぶ)の二方向に力を発生するように配置されている。なお、今回解析対象とするレイノルズ数の範囲(100程度)では、流路断面内の二次流れの影響は小さいと考えられる。よって、本研究では、粒子が全て一つの  $x-y$  平面内にある計算のみを行い、 $z$  方向の粒子間相互作用力は考慮しないことにした。

法線方向には、弾性スプリング( $k_n$ : バネ定数)および粘性ダッシュポット( $c_n$ : 粘性減衰係数)が配置されている。一方、接線方向にも、弾性スプリング( $k_t$ : バネ定数)および粘性ダッシュポット( $c_t$ : 粘性減衰係数)が配置されている。接触状態にある粒子  $i, j$  の間には、相対変位(スプリング)、相対速度(ダッシュポット)に対して、それぞれ比例した抗力が働く。さらに、接線方向の力は、粒子間摩擦係数  $\eta_B$  のクーロン摩擦により制限される<sup>(6)</sup>。なお、粒子と流路壁面の間にも、同様の相互作用力が生じるものとし、粒子-壁面間摩擦係数を  $\eta_W$  とする。

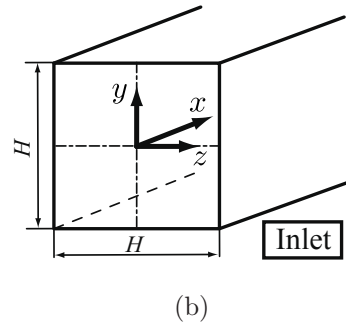
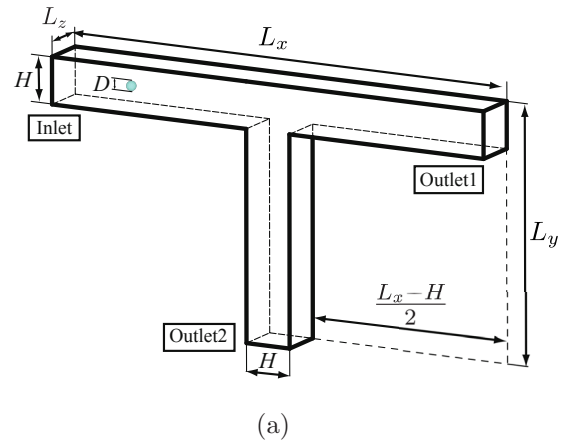


Fig. 4 Computational domain of square pipe with T-shaped bifurcation: (a) overall view; (b) cross-sectional view.

## 3. 計算結果および考察

### 3.1. 単一粒子の挙動解析

**3.1.1 計算条件** Fig. 4(a) に示すように、正方形断面( $H \times H$ )をもつ直角に分岐するT字管内に直径  $D$  の球状粒子を1個配置し、流入口(Inlet)に流速を与えることで駆動する流れ場における粒子の挙動解析を行った。以下では、流入口断面の中心を原点として  $x$  軸、 $y$  軸、および  $z$  軸を Fig. 4(b) のように定義した座標系を用いる。計算領域は  $L_x = 10H$ ,  $L_y = 5.5H$ ,  $L_z = H$  とし、 $H = 30\Delta x$  とした。流入口(Inlet)では、流入条件としてポアズイコ流の流速分布を与え、圧力に関しては  $\partial^2 p / \partial x^2 = 0$  とした。また、二つの流出口(Outlet 1 および Outlet 2)では、いずれも圧力を一定値で規定し、流速に関しては Outlet 1 では  $\partial u_\alpha / \partial x = 0$ , Outlet 2 では  $\partial u_\alpha / \partial y = 0$  とした。その他の壁面にはすべりなし境界条件を用いた。一方、初期条件について、粒子を含む流れに関する以下の計算では、粒子を含まない場合の定常状態の流れの中に粒子を各初期位置に配置し、これを時刻  $t = 0$  としてその後の粒子の挙動を計算した。

Outlet 1 および Outlet 2 の流出体積流量をそれぞれ  $Q_1, Q_2$  とし、流出口の圧力を調整することで  $Q_2/Q_1$  を変化させ、流出体積流量  $Q_2$  の影響を調べた。本研究では、出口流量比  $Q_2/Q_1 = 0.1, 1.2, 4.0$  の条件で計算を行った。レイノルズ数は  $Re = \rho_F U_{in} H / \mu_F = 100$  である。ここで、 $U_{in}$  は流入口での最大流速である。周囲流体と粒子の密度および粘度をそれぞれ  $\rho_F = 1$ ,  $\mu_F = 2.9 \times 10^{-4} \Delta x$ ,  $\rho_P = 1$ ,  $\mu_P = 2.9 \times 10^{-3} \Delta x$  とした。界面厚さおよび界面張力に関するパラメータをそれ

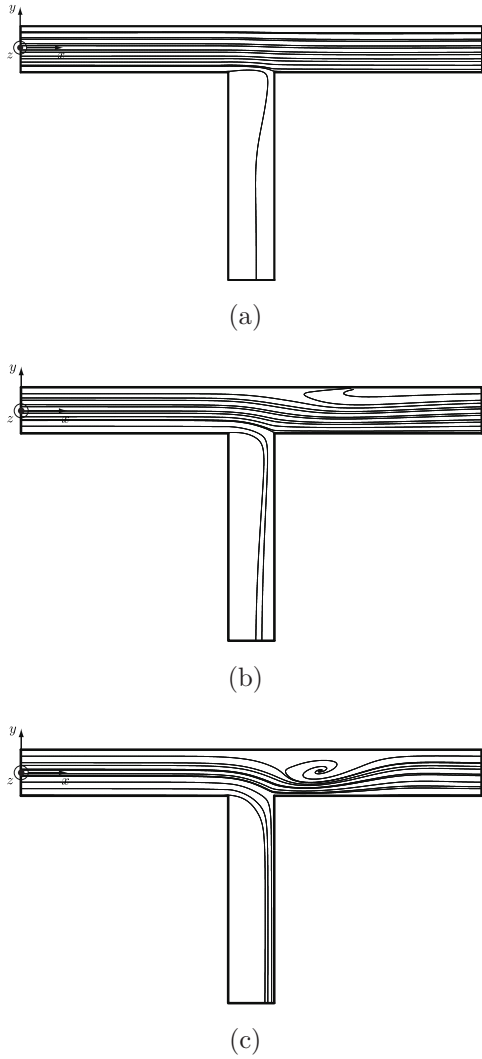


Fig. 5 Streamlines on  $z = 0$  for various flow rate ratios at  $Re = 100$ : (a)  $Q_2/Q_1 = 0.1$ ; (b)  $Q_2/Q_1 = 1.2$ ; (c)  $Q_2/Q_1 = 4.0$ .

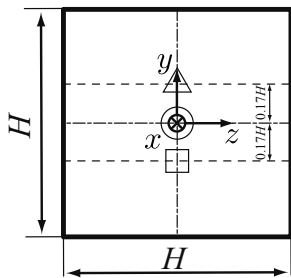


Fig. 6 Initial positions of a single particle in the  $y-z$  plane:  $(x, y, z) = (1.1H, 0.17H, 0)$ ;  $(x, y, z) = (1.1H, 0, 0)$ ;  $(x, y, z) = (1.1H, -0.17H, 0)$ .

ぞれ  $\kappa_f = 0.01(\Delta x)^2$ ,  $\kappa_g = 0.01(\Delta x)^2$  で一定とし, その他の計算パラメータは  $a = 9/41$ ,  $b = 2/21$ ,  $T_\phi = 0.55$ ,  $\phi_{\max} = 4.937$ ,  $\phi_{\min} = 2.251$  とした.

**3.1.2 粒子を含まない場合の流れ場** まず, 各流量比に対して, 粒子を含まない定常状態の流れ場 (流線) を Fig. 5 に示す. 流量比が増加するにつれて Outlet 2 に流体が流れるよ

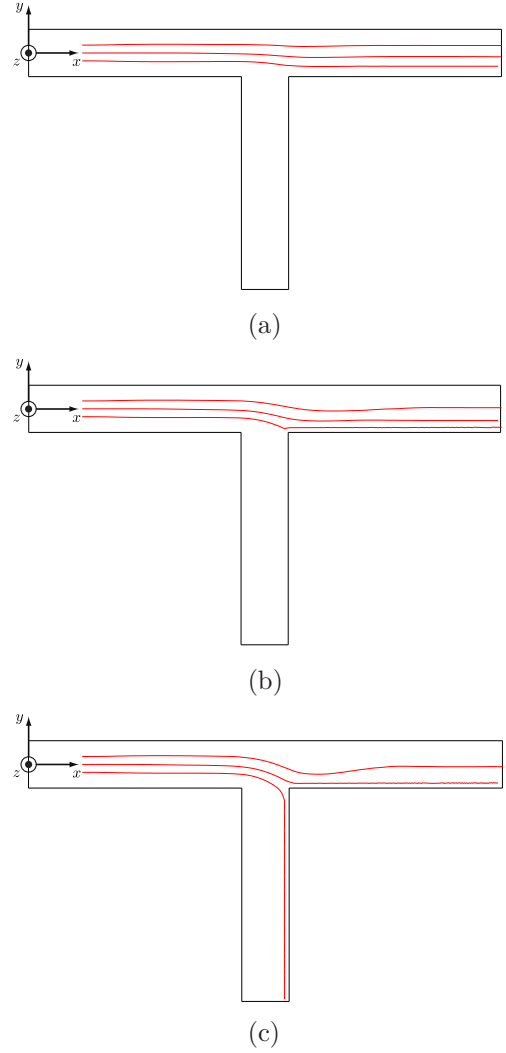


Fig. 7 Trajectories of a single particle from various initial positions on  $z = 0$  in the case of  $Re = 100$  and  $D/H = 0.20$ : (a)  $Q_2/Q_1 = 0.1$ ; (b)  $Q_2/Q_1 = 1.2$ ; (c)  $Q_2/Q_1 = 4.0$ .

うになり, 分岐部付近に局所的な渦が発生していることがわかる. なお, この渦の大きさや位置は, 定常状態においては時間とともに変動することはなかった.

**3.1.3 粒子の挙動に与える初期位置の影響** 粒子の挙動に与える初期位置の影響を調べるため, 流路断面内の様々な位置に粒子を 1 個配置し, 各初期位置より運動を開始した粒子の挙動を調べた. 粒子の直径を  $D = 6\Delta x$  とした. このとき, 管径比 (粒子の直径  $D$  と流路幅  $H$  の比) は  $D/H = 0.20$  となる. 粒子の初期位置は, Fig. 6 に示す  $(1.1H, 0.17H, 0)$ ,  $(1.1H, 0, 0)$ ,  $(1.1H, -0.17H, 0)$  とした. 各初期位置より運動を開始した粒子の重心の軌跡を Fig. 7 に示す.  $Q_2/Q_1 = 0.1$  では, 全ての初期位置で粒子が Outlet 1 へ到達する軌跡が得られた (Fig. 7(a)). また,  $Q_2/Q_1 = 1.2$  では,  $Q_2/Q_1 = 0.1$  と同様に, 全ての初期位置で粒子が Outlet 1 に到達したが, 分岐部通過時に見られる  $y < 0$  方向への移動量は, より大きいものとなった (Fig. 7(b)). これらに対して,  $Q_2/Q_1 = 4.0$  では, 流路断面内で  $y < 0$  となる位置に配置した粒子 ( ) だ

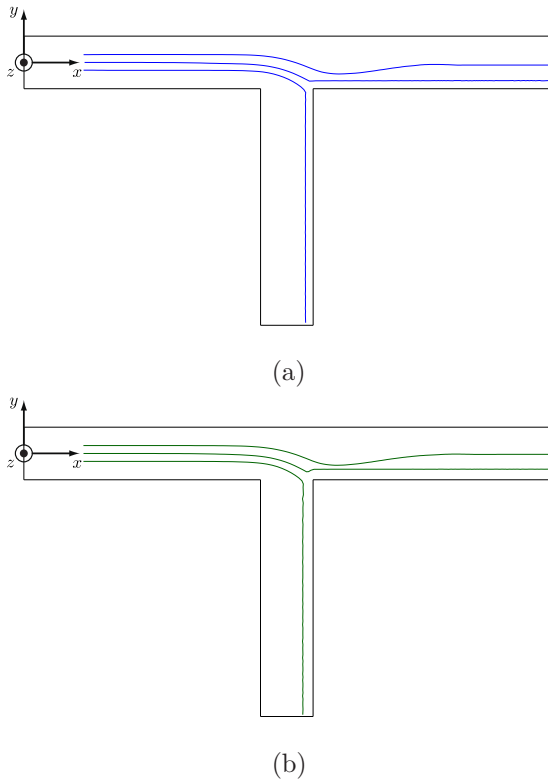


Fig. 8 Trajectories of a single particle from various initial positions on  $z = 0$  in the case of  $Re = 100$  and  $Q_2/Q_1 = 4.0$ : (a)  $D/H = 0.30$ ; (b)  $D/H = 0.40$ .

けが Outlet 2 へ到達し、その他の位置に配置した粒子 ( ) は Outlet 1 へ到達した (Fig. 7(c)). 以上の結果から、流量比が大きく、粒子の初期位置が流路下部 ( $y < 0$  側) のものほど、流路断面内の位置が Outlet 2 側へと移動することがわかった。さらに、 $Q_2/Q_1 = 1.2$  で初期位置が  $y < 0$  となる配置 (Fig. 7(b) の ) および  $Q_2/Q_1 = 4.0$  で初期位置が  $y \leq 0$  となる粒子 (Fig. 7(c) の , ) は、分岐部通過後に壁近傍を移動する様子が見られた。

**3.1.4 粒子の挙動に与える管径比の影響** 粒子の挙動に与える管径比の影響を調べるため、粒子の直径を変化させることで管径比が  $D/H = 0.30, 0.40$  となる二種類の粒子の挙動を計算した。なお、粒子の初期位置は、3.1.3 節で述べた Fig. 6 と同じである。

はじめに、計算結果の一例として、流量比  $Q_2/Q_1 = 4.0$  に対して、管径比  $D/H = 0.30, 0.40$  の初期位置ごとの粒子重心の軌跡を Fig. 8 に示す。同じ初期位置から運動を開始した粒子の軌跡を比較すると、壁近傍を移動する粒子の軌跡に若干の違いが見られるものの、全体的に大きな差異は見られない。

次に、各管径比に対して、流量比と流出口到達時の粒子位置の関係を Fig. 9 に示す。図には比較のために、3.1.3 節で示した管径比  $D/H = 0.20$  の結果も併記した。図のプロット記号 ( , , ) は、Fig. 6 の初期位置と対応している。なお、流量比  $Q_2/Q_1 = 4.0$  での  $(x, y, z) = (1.1H, -0.17H, 0)$  の粒子 ( ) は Outlet 2 へ到達したため、この図には表していない。本図より、管径比によらず、どの初期位置の粒子も

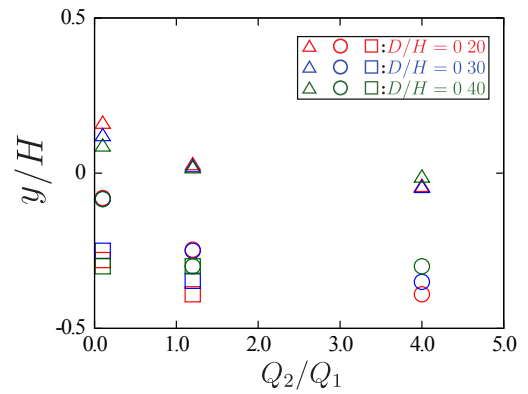


Fig. 9 Arrival positions of a single particle at Outlet 1 versus flow rate ratios for various initial positions and for ratios of particle diameter to square pipe side.

流量比の増加とともに粒子位置は下方にシフトする結果となっている。また、初期位置  $(x, y, z) = (1.1H, 0.17H, 0)$  の粒子 ( ) は、管径比が増加するにつれて流路中央へと近づきやすいことがわかる。しかしながら、全体的には管径比の違いによる差異は小さく、どの管径比の粒子も今回計算した管径比の範囲 ( $D/H = 0.20, 0.30, 0.40$ ) では、流量比や粒子の初期位置の影響に比べて、管径比が粒子の挙動に与える影響は小さいことがわかった。

### 3.2. 複数個粒子の挙動解析 (粒子の分離・分級への応用例)

流体中に含まれる粒子の分離・分級への応用例として、二種類の大きさを持つ粒子 ( $D/H = 0.20, 0.30$ ) を配置し粒子の挙動を調べた。粒子数は  $N = 6$  であり、 $D/H = 0.20$  の粒子 3 個、 $D/H = 0.30$  の粒子 3 個とした。大きさごとに異なる出口へ到達させるために、単一粒子の挙動解析で得られた結果を参考に、流量比および初期位置を決定した。流量比を  $Q_2/Q_1 = 4.0$  とし、粒子の初期位置が  $D/H = 0.20$  の粒子は  $y < 0$ 、 $D/H = 0.30$  の粒子は  $y \geq 0$  となるように配置した。実際に、 $D/H = 0.20$  の粒子の初期位置は、 $(x, y, z) = (1.3H, -0.17H, 0), (2.0H, -0.17H, 0), (3.3H, -0.17H, 0)$  であり、また  $D/H = 0.30$  の粒子の初期位置は、 $(x, y, z) = (0.7H, 0.17H, 0), (2.7H, 0, 0), (4.0H, 0.17H, 0)$  である。粒子の接触状態における相互作用力を決定するパラメータ (法線方向、接線方向のパネ定数と粘性減衰係数、および粒子間摩擦係数と粒子 - 壁面間摩擦係数) は、 $k_n = 22\Delta x$ 、 $c_n = 8.7(\Delta x)^2$ 、 $k_t = 2.9\Delta x$ 、 $c_t = 1.9(\Delta x)^2$ 、および  $\eta_B = 0.25$ 、 $\eta_W = 0.17$  とした。これらのパラメータの値は、大槻ら<sup>(6)</sup>の研究で用いられた値を参考にしている。

計算結果として粒子の挙動を Fig. 10 に示す。図中の  $t^* = m\Delta t U_{in}/H$  は無次元時間であり、 $m$  は時間ステップ数である。本図より、粒子が移動するにつれて粒子間隔が小さくなり、粒子同士の接近が見られるが、最終的に、大きい粒子 ( $D/H = 0.30$ ) は Outlet 1 へ到達し、小さい粒子 ( $D/H = 0.20$ ) は Outlet 2 へ到達する結果が得られた。このことは、例えば Fig. 1 に示すような多段型の分級装置を用いて、流量調整などの操作を何回か繰り返すことにより、最終分岐流入

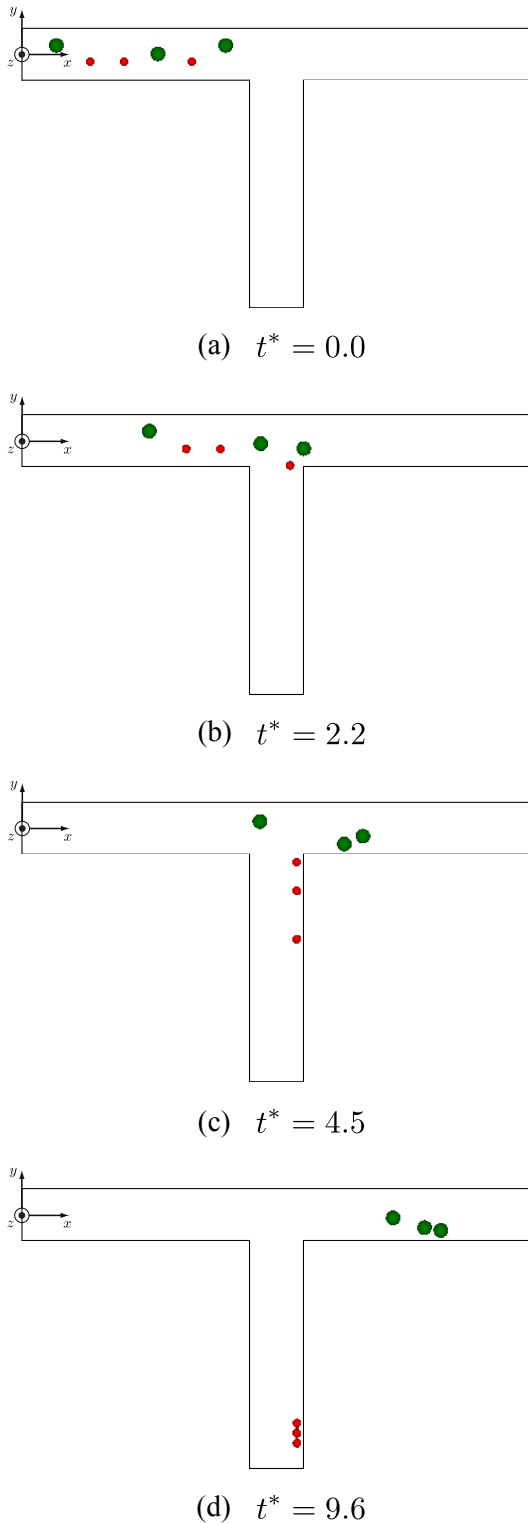


Fig.10 Snapshots of motion of multiple particles with different diameters ( $N = 6$ ) on  $z = 0$  in the case of  $Re = 100$  and  $Q_2/Q_1 = 4.0$ .  $t^* = m\Delta t U_{in}/H$  is the dimensionless time, where  $m$  is the number of time-step.

部における粒子の位置をある程度制御することができれば、大きさの異なる粒子の分離・分級が可能であることを意味している。

#### 4. おわりに

等密度比の二相系 LBM を用いて、正方形断面をもつ T 字

型分岐流路を流れる球形粒子の挙動解析を行った。単一粒子の挙動解析において、粒子の挙動に与える初期位置および管径比の影響を調べ、分岐部通過時の粒子の軌跡や出口到達時の粒子位置などについて考察した。また、大きさが異なる二種類の粒子を複数個含む流れの計算を行い、流量比および初期位置をある程度操作することにより、同じ大きさの粒子群に分けることができた。このことから、本手法は、種々の大きさをもつ多数の粒子の分離・分級操作の問題に適用可能であることが示唆された。

今後の課題として、埋め込み境界-格子ボルツマン法<sup>(10)</sup>を用いた計算を行い、本手法の結果と比較することで、手法の精度や効率を検証する予定である。また、粒子間相互作用力に用いられるパラメータの影響の調査や、他の粒子間相互作用力モデルとの比較が必要である。その上で、種々の大きさをもつ多数の粒子の挙動解析を行う。

#### 謝 辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 26420105 の助成を受けたものである。ここに記して謝意を表します。

#### 参考文献

- (1) 岩永正裕：液体と同比重の球形粒子を含む固液二相流の分岐による濃度低下現象，日本機械学会論文集 (B 編)，**74** (2008)，pp. 1951–1959.
- (2) 太田淳一，山本司，貝沼洋介，高木邦雄：T-ジャンクションによる固液二相流の分配特性：第 1 報，水平方向から鉛直方向に分岐する場合，日本機械学会論文集 (B 編)，**71** (2005)，pp. 2892–2899.
- (3) M. Yamada and M. Seki : Hydrodynamic Filtration for On-Chip Particle Concentration and Classification Utilizing Microfluidics, Lab on a Chip, **5** (2005), pp. 1233–1239.
- (4) M. Yamada and M. Seki : Microfluidic Particle Sorter Employing Flow Splitting and Recombining, Analytical Chemistry, **78** (2006), pp. 1357–1362.
- (5) T. Inamuro, R. Tomita and F. Ogino : Lattice Boltzmann Simulations of Drop Deformation and Breakup in Shear Flows, International Journal of Modern Physics B, **17** (2003), pp. 21–26.
- (6) 大槻敏，松岡俊文：格子ボルツマン法と個別要素法を用いた多孔質体内の粒子輸送が浸透率に与える影響の検討，Journal of MMIJ, **126** (2010)，pp. 503–511.
- (7) T. Nishiyama, T. Inamuro and S. Yasuda : Numerical Simulation of the Dispersion of Aggregated Brownian Particles under Shear Flows, Computers & Fluids, **86** (2013), pp. 395–404.
- (8) T. Inamuro : Lattice Boltzmann Methods for Viscous Fluid Flows and for Two-Phase Fluid Flows, Fluid Dynamics Research, **38** (2006), pp. 641–659.
- (9) J.S. Rowlinson and B. Widom : Molecular Theory of Capillarity, Clarendon press, (1989), pp. 50–68.
- (10) K. Suzuki and T. Inamuro : Effect of Internal Mass in the Simulation of a Moving Body by the Immersed Boundary Method, Computers & Fluids, **49** (2011), pp. 173–187.