

# 衝撃波-粒子群の干渉現象に関する Two-Fluid Model および CFD-DEM の比較検討 Comparison of TFM and CFD-DEM for interaction between shock wave and particle cloud

- 木村 謙仁, 慶應大院, 神奈川県横浜市港北区日吉 3-14-1, E-mail: kim\_aki\_201@keio.jp  
松尾 亜紀子, 慶應大, 神奈川県横浜市港北区日吉 3-14-1, E-mail: matsuo@mech.keio.ac.jp  
Akihito KIMURA, Graduate school of Keio University, kim\_aki\_201@keio.jp  
Akiko MATSUO, Keio University, matsuo@mech.keio.ac.jp

The numerical investigation of the gas-particle flow in the shock tube is conducted using the discrete particle model (CFD-DEM) and the continuum model (Two-Fluid Model : TFM). From calculated results of both methods, particles are concentrated at downstream edge of particle bed and dispersed at upstream edge of particle bed with the passage of time. The incident shock wave is divided into the reflected shock and the transmitted shock because of interactions with particles. These flow field can be observed in the experiment, and TFM and CFD-DEM can qualitatively reproduce the interaction phenomena between shock wave and particles. In TFM, the local particle distribution and particle pseudo-thermal energy distribution are different from CFD-DEM. Therefore, although TFM can properly evaluate the behavior of the entire particle bed, there is a problem in evaluating local particle behavior and discrete particle behavior.

## 1. 緒言

気体中に粒子が混在した流れを固気二相流といい、固気二相流においては気体-粒子間の相互作用や粒子同士の衝突が生じる。気体が圧縮性を示す圧縮性固気二相流は幅広く存在し、火山の噴火、炭鉱や穀物倉庫における粉塵爆発、砲内弾道などが挙げられ、防災対策や産業への応用の観点から圧縮性固気二相流の基礎的な理解が求められている。圧縮性固気二相流では、流れに衝撃波をとまうことから衝撃波と粒子の干渉が生じるため、衝撃波と粒子の干渉現象について理解することが重要となる。しかしながら、実現象のように粒子が複数存在するような流れ場における衝撃波と粒子の干渉現象に関して十分な知見は得られていない。したがって、実験や数値計算による圧縮性固気二相流の現象の解明が試みられている。例として、Rogue et al.<sup>(1)</sup>や Ling et al.<sup>(2)</sup>は、衝撃波管内に粒子層を配置した実験を行い、衝撃波と粒子の干渉についての調査を行った。また、Houim et al.<sup>(3)</sup>は固相を連続体と仮定する Eulerian-Eulerian 手法を用いた数値計算によって衝撃波の通過による粉塵巻き上げ現象の調査を行った。

固気二相流の数値計算手法は、粒子群が連続体の挙動を示すと仮定する Eulerian-Eulerian 手法と個々の粒子は離散的な挙動を示すと考える Eulerian-Lagrangian 手法の 2 つに大きく分けられる。Eulerian-Eulerian 手法は固相を連続体として仮定するため、個々の粒子の挙動を計算する必要がなく計算コストが小さい利点があるが、実際の現象に見られるような離散的な粒子の挙動の再現が困難であるといった欠点がある。一方、Eulerian-Lagrangian 手法は個々の粒子の挙動を計算するため、現象の再現性が高い利点があるが、個々の粒子の挙動を計算することで計算コストが高くなるといった欠点がある。したがって、計算コスト低減を目的として Eulerian-Eulerian 手法を解析に用いるにあたり、Eulerian-Eulerian 手法の現象の再現性を調査する必要がある。

本報告では、解析対象は Rogue et al.<sup>(1)</sup>および Ling et al.<sup>(2)</sup>が行った固気二相衝撃波管とし、一次元的な衝撃波と粒子の干渉現象が生じる流れ場の解析を行った。解析に用いた計算手法は、Eulerian-Eulerian 手法として二流体モデル(Two-Fluid Model : TFM), Eulerian-Lagrangian 手法として CFD-DEM 手法を用いた。CFD-DEM 手法に関しては先行研究<sup>(4)</sup>によって実験における流れ場との定性的な一致が得られている。したがって、本報告では両手法の計算結果を比較することによって、Eulerian-Eulerian 手法における衝撃波と

粒子の干渉現象の再現性について調査した。

## 2. 計算手法

### 2.1 気相の支配方程式

気相の支配方程式は TFM および CFD-DEM 手法とも共通で、体積平均された圧縮性 Euler 方程式を用いた。以下に連続の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式を示す。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g) = -\alpha_g \nabla p_g - \mathbf{f}_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g e_g) + \nabla \cdot \{ \alpha_g (e_g + p_g) \mathbf{u}_g \} = -S_p \quad (3)$$

ここで、 $\alpha_g$  は気相の体積分率、 $\mathbf{u}_g$ ,  $p_g$ ,  $e_g$  はそれぞれ気相の速度、圧力、および全エネルギーである。 $\mathbf{f}_p$ ,  $S_p$  はそれぞれ気体-粒子間における運動量およびエネルギーの移動量を表している。気体は熱的に完全な気体とし、気体の状態方程式には理想気体の状態方程式を用いた。

$$p_g = \rho_g RT_g \quad (4)$$

固気二相流においては気体-粒子間で運動量やエネルギーの移動が生じるため、これらを考慮しなければならない。本解析では流体抵抗力による運動量の移動および気体-粒子間の温度差による熱の移動を考慮し、式(2), (3)における気体-粒子間の相間作用項  $\mathbf{f}_p$ ,  $S_p$  は TFM および CFD-DEM 手法においてそれぞれ以下の式で表される。

$$\mathbf{f}_{p,TFM} = \frac{\alpha_s}{V_p} \mathbf{F}_{\text{Drag}} \quad (5)$$

$$S_{p,TFM} = \frac{\alpha_s}{V_p} (\mathbf{F}_{\text{Drag}} \cdot \mathbf{u}_s - q_{\text{conv}}) \quad (6)$$

$$\mathbf{f}_{p,DEM} = \frac{1}{V_{\text{cell}}} \int_{V_{\text{cell}}} \sum_{i=1}^{N_p} \mathbf{F}_{\text{Drag},i} dV \quad (7)$$

$$\mathbf{S}_{p,DEM} = \frac{1}{V_{\text{cell}}} \int_{V_{\text{cell}}} \sum_{i=1}^{N_p} (\mathbf{F}_{\text{Drag},i} \cdot \mathbf{u}_{p,i} + q_{\text{conv}}) dV \quad (8)$$

ここで、 $V_p$ ,  $V_{\text{cell}}$  は粒子 1 個の体積および計算セルの体積、 $\mathbf{F}_{\text{Drag}}$ ,  $\mathbf{u}_p$ ,  $q_{\text{conv}}$  はそれぞれ 1 個の粒子が気体から受ける流体抵抗力、個々の粒子の速度および粒子 1 個が対流熱伝達により気体から受ける熱量を表している。 $\alpha_s$  は固相の体積分率、 $\mathbf{u}_s$  は TFM における固相速度を表す。 $N_p$  は CFD-DEM 手法において個々の計算セルに含まれる粒子数を表す。流体抵抗力の算出には Gidaspow<sup>(5)</sup>により提案された相関式を用い、対流熱伝達率の算出には Ranz et al.<sup>(6)</sup>の近似式を用いた。

## 2.2 固相の支配方程式(Two-Fluid Model)

TFM における固相の支配方程式は連続体仮定に基づく支配方程式で、質量保存の式、運動量保存の式およびエネルギー保存の式は以下のように示される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s \mathbf{u}_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) + \nabla p_s + \nabla p_{\text{fric}} \\ = -\alpha_s \nabla p_g - \mathbf{f}_p \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s e_s) + \nabla \cdot (\alpha_s e_s \mathbf{u}_s) = \mathbf{S}_p \quad (11)$$

$\alpha_s$  は固相の体積分率であり、以下の式を満たす。

$$\alpha_g + \alpha_s = 1 \quad (12)$$

$\rho_s$ ,  $e_s$  はそれぞれ固相の密度および全エネルギーである。固相の密度に関しては、粒子は圧縮しないと考え一定の値とした。 $p_s$  および  $p_{\text{fric}}$  は固相内圧力であり、 $p_s$  は粒子同士の法線方向の衝突、 $p_{\text{fric}}$  は接線方向の衝突による力を模擬したものである。 $p_s$  には Gidaspow<sup>(5)</sup>のモデル、 $p_{\text{fric}}$  には Johnson & Jackson<sup>(7)</sup>のモデルを用いた。

TFM において、粒子の挙動は Kinetic Theory of Granular Flow(KTGF)によってモデル化されている。KTGF においては粒子の動きのランダム性を表現するために粒子擬温度  $\theta_s$  が導入され、 $\theta_s$  は粒子の平均速度からの変動の二乗平均で定義される。粒子擬温度の輸送方程式は以下の式で示される。

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left( \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s \theta_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \theta_s \mathbf{u}_s) \right) \\ = -p_s \nabla \cdot \mathbf{u}_s + S_s^{PTE} \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)の右辺第 1 項は固相内応力による粒子擬温度の輸送を表し、第 2 項は粒子擬温度の生成項を表す。右辺第 2 項に関しては、以下の式で示される。

$$S_s^{PTE} = \phi_{gs} - \dot{\gamma}_{\theta_s} \quad (14)$$

本解析では、粒子擬温度の生成項として気体と粒子の速度差によって生じる  $\phi_{gs}$ 、粒子同士の非弾性衝突により生じる粒子擬温度の散逸  $\dot{\gamma}_{\theta_s}$  のみを考慮した。 $\phi_{gs}$  には Koch と Sangani<sup>(8)</sup>、 $\dot{\gamma}_{\theta_s}$  には Lun et al.<sup>(9)</sup>のモデルを用いた。

## 2.3 固相の支配方程式(CFD-DEM method)

CFD-DEM 手法においては個々の粒子の挙動を計算し、粒子は Newton の運動方程式に従い、支配方程式は以下に示される。

$$\frac{d\mathbf{x}_{p,i}}{dt} = \mathbf{u}_{p,i} \quad (15)$$

$$m_{p,i} \frac{d\mathbf{u}_{p,i}}{dt} = -V_{p,i} \nabla p_g + \mathbf{F}_{\text{Drag},i} + \mathbf{F}_{\text{cont},i} \quad (16)$$

ここで、 $m_{p,i}$ ,  $V_{p,i}$  は粒子 1 個の質量および体積、 $\mathbf{F}_{\text{Drag},i}$ ,  $\mathbf{F}_{\text{cont},i}$  はそれぞれ粒子 1 個にかかる流体抵抗力および衝突力である。また、右辺第 1 項は粒子 1 個にかかる圧力抗力である。本解析において粒子にかかる衝突力は DEM を用いることによって評価した。法線方向の粒子同士の衝突力は以下の式で示される。

$$\mathbf{F}_{\text{cont},n} = -k_n \delta_n \mathbf{n}_{ij} - \eta_n \mathbf{u}_{ij,n} \quad (17)$$

$k_n$ ,  $\eta_n$  は法線方向のバネ弾性および減衰係数、 $\mathbf{n}_{ij}$ ,  $\mathbf{u}_{ij,n}$  は法線ベクトルおよび法線方向の二つの粒子  $i$ ,  $j$  の相対速度である。また、 $\delta_n$  は 2 つの粒子の重なり距離であり、以下の式で表される。

$$\delta_n = r_i + r_j - |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i| \quad (18)$$

ここで、 $r_i$ ,  $r_j$  は粒子  $i$ ,  $j$  の半径である。接線方向の粒子同士の衝突は以下の式で示される。

$$\mathbf{F}_{\text{cont},t} = \begin{cases} -k_t \delta_t - \eta_t \mathbf{u}_{ij,t} & \text{if } |\mathbf{F}_{\text{cont},t}| \leq \mu |\mathbf{F}_{\text{cont},n}| \\ -\mu |\mathbf{F}_{\text{cont},n}| \mathbf{t}_{ij} & \text{if } |\mathbf{F}_{\text{cont},t}| > \mu |\mathbf{F}_{\text{cont},n}| \end{cases} \quad (19)$$

$k_t$ ,  $\eta_t$ ,  $\mu$  は接線方向のバネ弾性、減衰係数および摩擦係数である。 $\delta_t$ ,  $\mathbf{t}_{ij}$ ,  $\mathbf{u}_{ij,t}$  は接線方向の粒子衝突時からの変位、接線ベクトルおよび 2 つの粒子  $i$ ,  $j$  の相対速度である。また、粒子の回転運動に対する運動方程式は次式のようになる。

$$I_{p,i} \frac{d\boldsymbol{\omega}_{p,i}}{dt} = \sum_{j=1, i \neq j}^N r_i \mathbf{F}_{ij,t} \quad (20)$$

ここで、 $I_{p,i}$ ,  $\boldsymbol{\omega}_{p,i}$  はそれぞれ粒子の慣性モーメントおよび角速度である。

気体-粒子間のエネルギー輸送の式は以下の式で示される。

$$m_{p,i} c_s \frac{dT_{p,i}}{dt} = q_{\text{conv}} = h S_{p,i} (T_g - T_{p,i}) \quad (21)$$

ここで、 $c_s$ ,  $S_{p,i}$ ,  $h$  はそれぞれ粒子の比熱、表面積および局所対流熱伝達率である。

CFD-DEM における気相の体積分率は以下の式により算出した。

$$\alpha_g = 1 - \frac{1}{V_{cell}} \sum_{i=1}^{N_p} V_{p,i} \quad (22)$$

ここで、各計算セルに含まれる粒子数は、粒子中心が計算セル内に含まれる全粒子を足し合わせた数とした。

## 2.4 解析条件

本解析における解析対象は、Rogue et al.<sup>(1)</sup>およびLing et al.<sup>(2)</sup>の行った実験における固気二相衝撃波管を模擬したもので、概念図をFig. 1に示す。粒子層の初期空隙率は粒子濃度が濃い場合を $\alpha_{g0} = 0.35$ 、粒子濃度が希薄な場合を $\alpha_{g0} = 0.79$ とした。粒子境界左端を $x = 0$ とし、管軸方向に $x$ 軸をとった。粒子層厚さを $L$ とし、計算領域は管軸方向に対して $-250L \leq x \leq 250L$ とした。CFD-DEMでは二次元計算を行い、管幅方向の長さは粒子濃度が濃い場合で130 mm、希薄な場合で79 mmとした。TFMにおいては流れの二次元性は小さいとし、管軸方向に対する一次元解析を行った。CFD-DEMにおいては静止した状態で粒子を不規則に配置してある。 $\alpha_{g0} = 0.35, 0.79$ における計算条件をそれぞれTable 1, Table 2に示す。粒子はガラス粒子を仮定しており、ガラス粒子の物性値を使用した。TFMにおいて初期粒子擬温度は $\Theta_{s0} = 0$ とした。格子幅は、TFMおよびCFD-DEMにおいて $\alpha_{g0} = 0.35$ の場合で2 mm、 $\alpha_{g0} = 0.79$ の場合で100  $\mu\text{m}$ とした。CFD-DEMに関しては、格子幅が粒子とほぼ同じ大きさであり、相間相互作用が非物理的な評価となる可能性がある。このことから本解析では2グリッド法<sup>(10)</sup>を導入し、粒子体積分率および相間相互作用の評価には、粒子よりも大きい格子(粒子格子)を用いた。粒子格子の格子幅は $\alpha_{g0} = 0.35$ の場合で4 mm、 $\alpha_{g0} = 0.79$ の場合で400  $\mu\text{m}$ とした。対流項の離散化にはMUSCL法で3次精度化されたSLAU2<sup>(11)</sup>、時間積分には3段階TVD Runge-Kutta法を使用した。TFMにおいて固相の対流項の離散化にはAUSM+<sup>(3)</sup>を使用した。CFD-DEMにおいて粒子計算の時間積分には1次精度のSimplectic-Euler法を用いた。 $\alpha_{g0} = 0.35$ の場合では、管左端から1 mの領域に高圧気体を置くことで衝撃波管を模擬し、入射衝撃波後方の接触不連続面および膨張波の影響を考慮した。また、境界条件はすべて0次滑り壁とした。一方、 $\alpha_{g0} = 0.79$ の場合では入射衝撃波と粒子群の干渉現象のみに着目することから、Rankine-Hugoniotの式から得られる衝撃波後方の物理量分布を $-250L \leq x \leq -50L$ の区間に配置した。また、境界条件は $x$ 軸方向に対しては0次外挿、 $y$ 軸方向に対しては0次滑り壁を適用した。

## 3. 結果と考察

### 3.1. $\alpha_{g0} = 0.35$ における解析結果

本節では、粒子層における初期空隙率が $\alpha_{g0} = 0.35$ の場合での、CFD-DEMおよびTFMから得られた計算結果を示す。まず初めに、計算で得られた粒子体積分率分布および気体の密度分布と時刻の関係( $x-t$ 線図)をFig. 2およびFig. 3に示す。CFD-DEMの結果において、物理量に関しては管幅方向に対して平均化されており、以降の結果に関しても物理量は管幅方向に平均化されたものを用いる。ここで、位置 $x$ は初期粒子層厚さ $L$ 、時刻 $t$ は粒子層厚さ $L$ の距離を伝播速度 $u_{sh}$ である入射衝撃波が通過する時刻 $L/u_{sh}$ で無次元化した値となっている。また、時刻 $t$ に関しては、入射衝撃波が粒子層に到達した時刻を $t = 0$ とする。以降の結果においてもこれらの変数を用いて示すものとする。Fig. 3における粒子層境界は両手法ともに $\alpha_g = 0.01$ とした。

Fig. 2より、粒子層の全体的な挙動としては両手法ともに、入射衝撃波到達から時間の経過とともに幅が広がっていき、衝撃波管の下流方向へと移動している。粒子は粒子層上流側境界(UFP)から

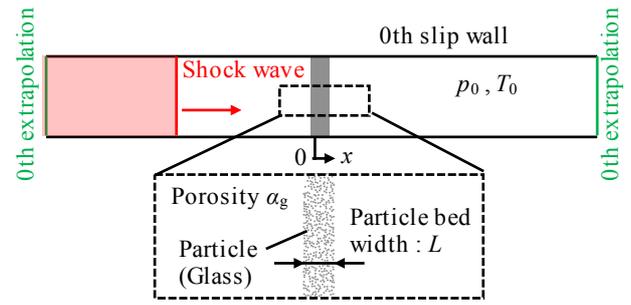


Fig. 1. Schematic image of gas-particle shock tube

Table 1. Calculation conditions ( $\alpha_g = 0.35$ )

Particle density [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]	2500
Particle diameter [mm]	1.5
Specific heat of the particle [ $\text{J}/(\text{kg K})$ ]	840
Stiffness coefficient [ $\text{N}/\text{m}$ ]	$4.1 \times 10^5$
Restitution coefficient (normal) [-]	0.97
Restitution coefficient (tangential) [-]	0.33
Friction coefficient [-]	0.1
Mach number of the incident shock wave [-]	1.30
Gas pressure $p_0$ [kPa]	82.7
Gas temperature $T_0$ [K]	294
Porosity of the particle bed $\alpha_g$ [-]	0.35

Table 2. Calculation conditions ( $\alpha_g = 0.79$ )

Particle density [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]	2520
Particle diameter [ $\mu\text{m}$ ]	115
Specific heat of the particle [ $\text{J}/(\text{kg K})$ ]	840
Stiffness coefficient [ $\text{N}/\text{m}$ ]	$4.1 \times 10^5$
Restitution coefficient (normal) [-]	0.97
Restitution coefficient (tangential) [-]	0.33
Friction coefficient [-]	0.1
Mach number of the incident shock wave [-]	1.66
Gas pressure $p_0$ [kPa]	82.7
Gas temperature $T_0$ [K]	296.4
Porosity of the particle bed $\alpha_g$ [-]	0.79

分散しており、粒子層下流側境界(DFP)付近では局所的に粒子が集まっている様子が確認できた。したがって、粒子挙動に関しては、CFD-DEMおよびTFMで良い一致が見られた。次に、Fig. 3より気体の密度分布の時間変化に着目すると、両手法ともに入射衝撃波は粒子層に到達後、透過衝撃波(TS)および反射衝撃波(RS)の二つの波に分かれて管内を伝播していることが分かる。また、気体の密度は粒子層内で大きく変化している。これは粒子層内では粒子の存在により気体の流路が狭められるため、気体が加速することにより気体の密度が減少していると考えられる(以後、この現象をNozzle効果と呼ぶ)。Nozzle効果および気体-粒子間の相間作用により減少した気体密度の大きさと、透過衝撃波の通過により増加

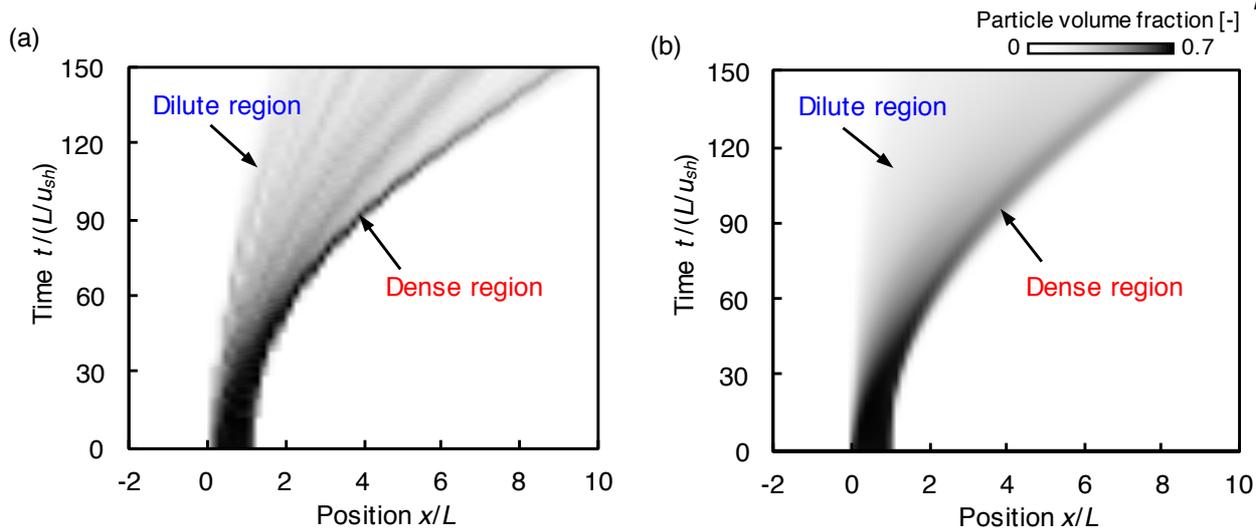


Fig. 2. Calculated  $x-t$  diagrams of particle volume fraction in (a) CFD-DEM and (b) TFM ( $\alpha_{g0} = 0.35$ ).

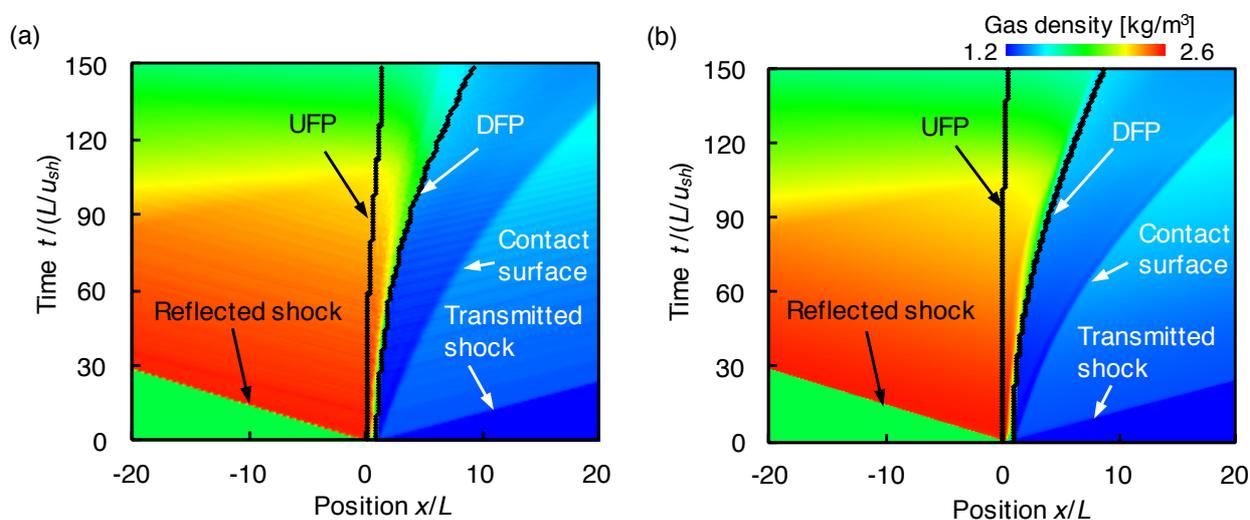


Fig. 3. Calculated  $x-t$  diagrams of gas density in (a) CFD-DEM and (b) TFM ( $\alpha_{g0} = 0.35$ ).

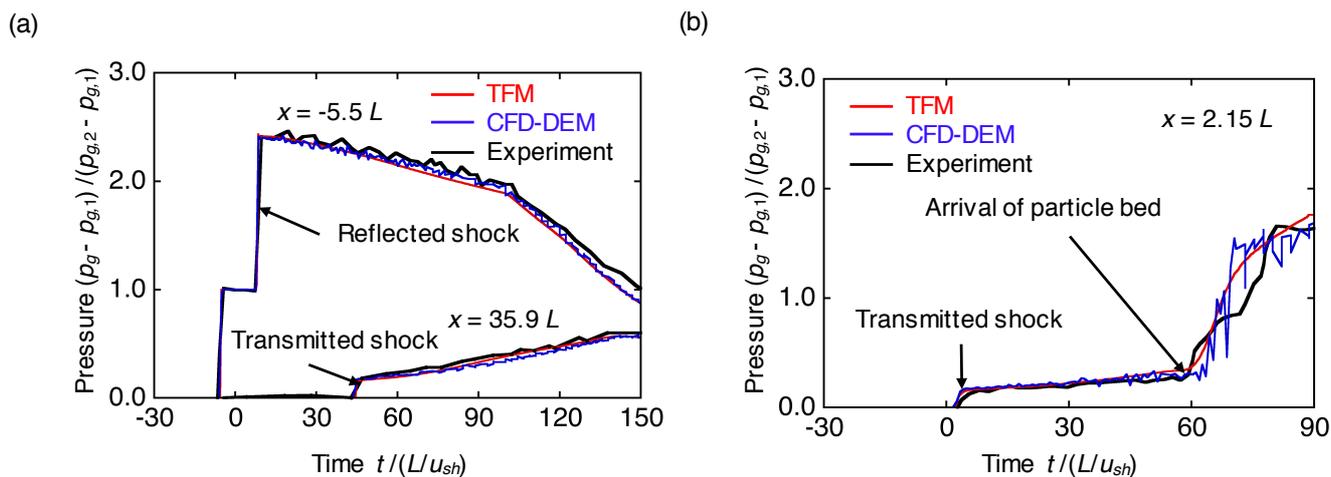


Fig. 4. Pressure histories of TFM, CFD-DEM method and experiment at (a)  $x/L = -5.5, 35.9$ , (b)  $x/L = 2.15$ . ( $\alpha_{g0} = 0.35$ )

した気体密度の大きさが異なることにより、透過衝撃波後方に接触不連続面が確認できる。

次に、 $x/L = -5.5, 2.15, 35.9$  の壁面における圧力履歴を Fig. 4 に示す。 $x/L = -5.5, 35.9$  における圧力履歴は両手法とも実験結果と良い一致を示している。 $x/L = 2.15$  における圧力履歴は粒子層到達前

では両手法とも実験結果と定量的に良い一致を示したが、粒子層到達後は実験結果と差異が見られた。しかしながら、粒子層到達時刻は実験結果と良い一致を示しており、粒子層到達後の圧力変動も定性的には良い一致を示していることが確認できた。

CFD-DEM および TFM における粒子挙動をより詳細に比較する

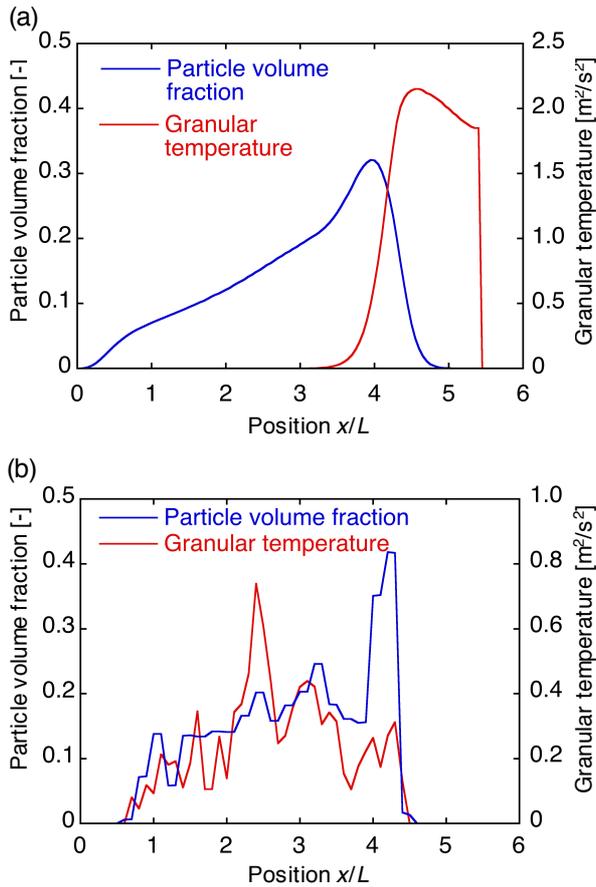


Fig. 5. Particle volume fraction and granular temperature in (a) TFM and (b) CFD-DEM at  $t/(L/u_{sh}) = 100$ . ( $\alpha_{g0} = 0.35$ )

ため、粒子分布と粒子擬温度の關係に着目する。  $t/(L/u_{sh}) = 100$  における管内の粒子体積分率および粒子擬温度分布を Fig. 5 に示す。 CFD-DEM における粒子擬温度は以下の式より算出した<sup>(12)</sup>。

$$\theta_{DEM} = \frac{1}{3} \frac{\sum_i^{N_p} (\mathbf{u}_{p,i} - \mathbf{u}_{p,ave})^2}{N_p} \quad (23)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{p,ave}$  は1つの計算格子内にある粒子の平均速度であり、CFD-DEM での粒子擬温度はTFMにおける粒子擬温度と同様の考えにもとづいて定義される。

粒子分布はTFMとCFD-DEMで定性的に一致していることが確認できる。 Fig. 2 で見られるように、粒子は粒子層上流側で分散し、下流側に集中して分布していることが分かる。粒子層下流側境界付近の粒子体積分率はTFMがCFD-DEMより約20%ほど過小評価しており、TFMでは局所的な粒子の集まりを十分に再現できないと考えられる。また、TFMでは粒子層境界付近の粒子体積分率はCFD-DEMに比べてなだらかに変化しており、急激な粒子体積分率の変化をとらえていないことが確認できた。粒子擬温度に着目するとTFMでは粒子層下流側境界付近のみ大きく生じており、粒子層の大部分においては粒子擬温度は生じていない。一方、CFD-DEMにおいては粒子層全体において粒子擬温度が生じており、粒子層中央付近で最も大きな値となっている。したがって、粒子擬温度分布に関しては両手法の間に大きな差異が見られ、粒子の離散的な挙動はTFMでは十分に再現できていないことが示された。

以上の結果より、初期空隙率が  $\alpha_{g0} = 0.35$  の流れ場において衝撃

波と粒子の干渉現象は、気体の挙動に関しては両手法で定量的な一致が見られた。一方、粒子の挙動に関しては両手法の間で定性的な一致は見られたが、定量的な評価では差異が見られ、TFMでは局所的な粒子の集まりや急激な粒子体積分率の変化をとらえることができないことがわかった。したがって、粒子濃度が濃い場合の衝撃波と粒子の干渉現象について、TFMは全体的な挙動に関しては十分に再現できることが示された。

### 3. 2. $\alpha_{g0} = 0.79$ における解析結果

本節では、粒子層における初期空隙率が  $\alpha_{g0} = 0.79$  の場合での、CFD-DEM およびTFM から得られた計算結果を示す。まず初めに、計算で得られた粒子体積分率分布および気体の密度分布と時刻の關係( $x-t$  線図)を Fig. 6 および Fig. 7 に示す。実験結果における粒子境界は画像から読み取ることで求めたと述べられており、具体的な定義がないことから、計算における粒子境界は  $\alpha_s = 0.01$  とした。

粒子体積分率分布の結果より CFD-DEM およびTFM の計算により得られた粒子分布は粒子層下流側境界付近を除いて定性的な一致が見られた。TFM においては粒子層下流側で局所的に粒子が集中して分布する結果となった。したがって、CFD-DEM およびTFM とともに全体的な粒子層の挙動の評価は良い一致を示したが、局所的な粒子分布は大きく異なり、 $\alpha_{g0} = 0.35$  の場合とは異なり両手法間で局所的な粒子挙動の定性的な違いが見られた。

気体の密度分布の結果を見ると、CFD-DEM およびTFM の間で大きな差は見られなく、入射衝撃波と粒子層の干渉によって生じる透過衝撃波および反射衝撃波の各時刻における位置は実験結果と良い一致を示した。以上の結果より、局所的な粒子分布はCFD-DEM とTFM の間で異なる結果となったが、気体の密度分布には大きな差異は見られなかった。また、粒子層は時間の経過とともに拡がりながら下流側へと移動、入射衝撃波は粒子層に突入後、透過衝撃波と反射衝撃波に分かれて伝播し、透過衝撃波後方に接触不連続面が生じたことから、初期空隙率が  $\alpha_{g0} = 0.79$  における流れ場は初期空隙率  $\alpha_{g0} = 0.35$  における流れ場と定性的な一致を示した。このことから、衝撃波と粒子の干渉現象において全体的な気体および粒子の挙動は粒子濃度にかかわらず定性的に同様の現象となることが示された。

次に、TFM、CFD-DEM および Ling et al.<sup>(2)</sup>の実験により得られた  $x/L = -34.3, 32.1$  の地点における気体の圧力履歴を Fig. 8 に示す。TFM およびCFD-DEM を用いた計算結果と実験値を比較すると反射衝撃波および透過衝撃波の到達時刻は良い一致を示していることから、数値計算において反射衝撃波と透過衝撃波の強さは実験とほぼ等しく評価できていることが示された。また、 $x/L = 32.1$  の圧力履歴において粒子層到達に伴う圧力上昇が開始する時刻は数値計算と実験の結果で良い一致を示していることから、実験における粒子挙動を数値計算においても精度良く評価できていることが確認できた。圧力履歴が実験結果と良い一致を示したことから、TFM およびCFD-DEM において非定常な固気二相衝撃波管内の流れを精度よく評価できることがわかった。

TFM およびCFD-DEM の計算より得られた  $t/(L/u_{sh}) = 117$  での粒子体積分率および粒子擬温度分布を Fig. 9 に示す。CFD-DEM における粒子擬温度は式(23)より算出した。粒子分布に着目すると、TFM では粒子層上流側で分散し、下流側の境界付近で局所的に集中しているのに対し、CFD-DEM では粒子層全体で分散した分布となっており、上流側に比べて下流側のほうに粒子が集中した分布となっている。したがって、粒子層下流側の粒子分布が両手法で大きく異なる結果となり、TFM ではCFD-DEM に比べて下流側境界付近では過大評価する結果となった。粒子擬温度分布に着目するとTFM では粒子層下流側の境界付近で局所的に生じているのに対し、CFD-DEM では全体的に生じる結果となり、初期空隙率

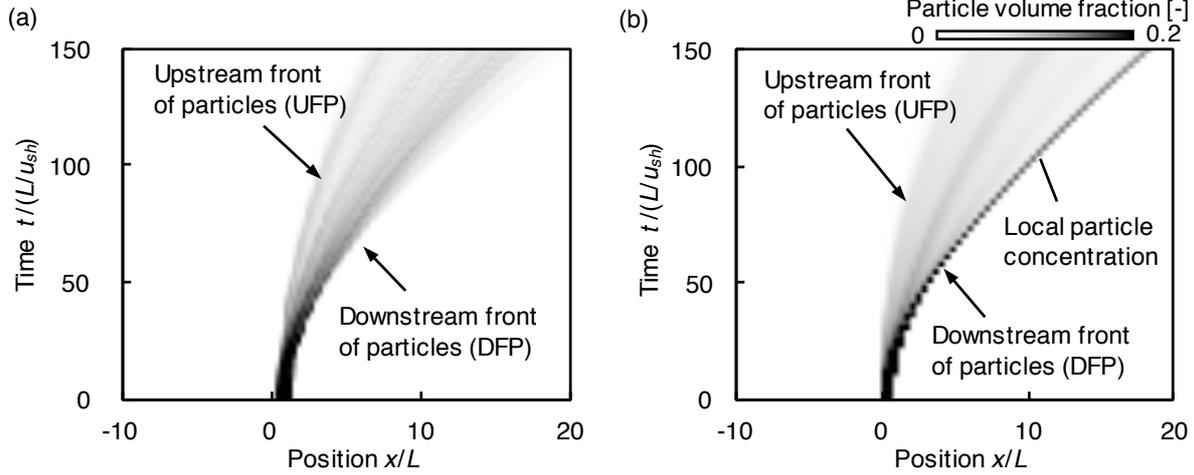


Fig. 6. Calculated  $x-t$  diagrams of particle volume fraction in (a) CFD-DEM and (b) TFM ( $\alpha_{g0} = 0.79$ ).

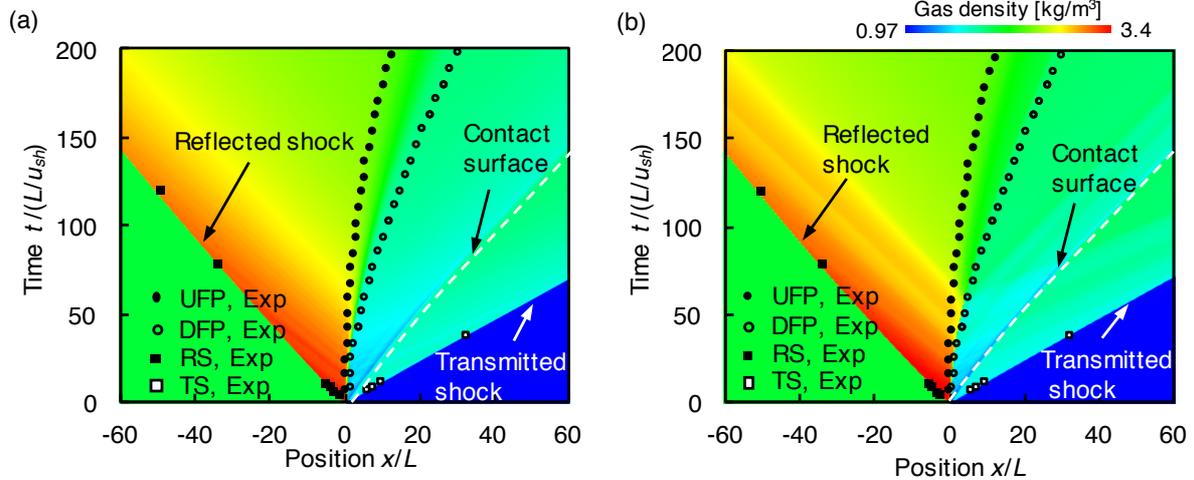


Fig. 7. Calculated  $x-t$  diagrams of particle volume fraction in (a) CFD-DEM and (b) TFM ( $\alpha_{g0} = 0.79$ ).

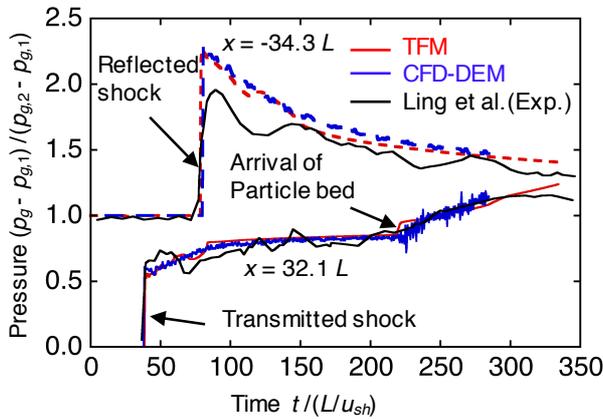


Fig. 8. Pressure histories of TFM, CFD-DEM and experiment at  $x/L = -34.3$  and  $x/L = 32.1$ . ( $\alpha_{g0} = 0.79$ )

が  $\alpha_{g0} = 0.35$  における粒子擬温度分布の傾向と同様の傾向となった。以上の結果より、粒子擬温度分布は初期空隙率が  $\alpha_{g0} = 0.35$  における計算結果と同様の傾向が見られたが、粒子分布に関しては  $\alpha_{g0} = 0.35$  における計算結果と異なり、両手法の間で定性的な一致は得られなかった。

#### 4. 結論

TFM および CFD-DEM を用いて衝撃波と粒子の干渉現象の解析を行うことによって、圧縮性固気二相流における両手法の特性について調査した。

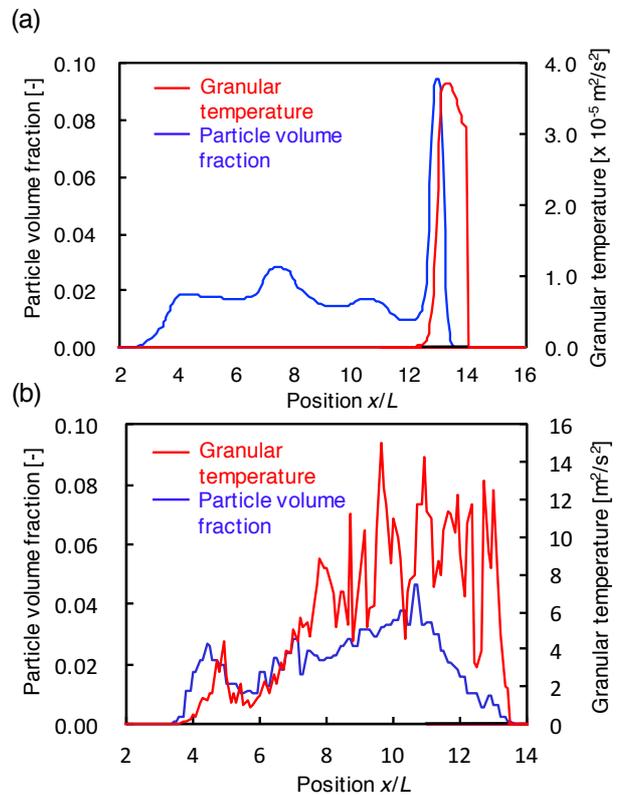


Fig. 9. Particle volume fraction and granular temperature in (a) TFM and (b) CFD-DEM at  $t/(L/u_{sh}) = 117$ . ( $\alpha_{g0} = 0.79$ )

$\alpha_{g0} = 0.35$  の流れ場では、CFD-DEM および TFM において衝撃波と粒子の干渉現象は定性的に同様の評価となった。また、気体の挙動に関しては両手法で定量的な一致が見られ、実験結果とも良い一致を示した。一方、粒子挙動に関しては、粒子層下流側における局所的な粒子分布において両手法で違いが見られたことから、TFM において局所的な粒子挙動の評価には課題があることが示された。

$\alpha_{g0} = 0.79$  の流れ場では、気体の挙動に関しては両手法の間で定性的な一致が見られた。しかしながら、粒子挙動に関しては両手法で大きく異なった評価をする結果となり、CFD-DEM では粒子は全体に分散した分布となっているのに対し、TFM では粒子層下流側境界において局所的に集中する分布となった。CFD-DEM では二次元解析を行っているため、粒子の二次元的な挙動が  $\alpha_{g0} = 0.79$  の場合で大きく出ていることが考えられる。しかしながら、本報告において TFM の解析は一次元解析を行ったことから、TFM において二次元的な粒子挙動を考慮できなかったために CFD-DEM と TFM で粒子挙動が異なると考えられる。したがって、初期粒子濃度が希薄な流れ場においては、TFM においても二次元的な粒子挙動の影響を考慮する必要があると考えられる。

#### 参考文献

- (1) Rogue, X. et al., "Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particle bed", Shock waves, 8 (1998), pp. 29-45.
- (2) Y. Ling et al., Interaction of planar shock wave with a dense particle curtain: Modeling and experiments, Physics of Fluids 24 (2012) 113301.
- (3) Houim, R. W. et al. "A multiphase model for compressible granular-gaseous flows: formulation and initial tests", Journal of fluid mechanics, 789 (2016), pp. 166-220.
- (4) Kimura, A., et al., CFD-DEM simulation for gas-particle flow with shock wave, Japanese journal of multiphase flow, 32 (2018), pp. 65-72.
- (5) Gidaspow, D., "Multiphase flow and fluidization", Academic (1994).
- (6) Ranz, W. E. et al., W.R., "Evaporation from drops", Chemical engineering progress, 48 (1952), pp. 141-146.
- (7) P.C. Johnson et al., "Frictional-collisional equations of motion for particulate flows and their application to chutes", Journal of fluid mechanics, 210 (1990), pp. 501-535.
- (8) D.L. Koch et al., "Particle pressure and marginal stability limits for a homogeneous monodisperse gas-fluidized bed: kinetic theory and numerical simulations", Journal of fluid mechanics, 400 (1999), pp. 229-263.
- (9) C.K.K. Lun et al., "Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field.", Journal of fluid mechanics, 140 (1984), pp. 223-256.
- (10) S. Deb et al., A novel two-grid formulation for fluid-particle systems using the discrete element method, Powder technology, 246 (2013), pp. 601-616.
- (11) K. Kitamura et al., "Towards shock-stable and accurate hypersonic heating computations: A new pressure flux for AUSM-family schemes", Journal of computational physics, 245 (2013), pp. 62-83.
- (12) M.J.V. Goldschmidt et al., Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidized beds: comparison and validation of discrete particle and continuum models, Powder technology 142 (2004) 23-47.