

衝撃波流れによって形成される粉塵雲の数値シミュレーション*

土井克則^{*1}, Igor MEN'SHOV^{*2}, 中村佳朗^{*3}

Numerical Simulation of Dust Cloud Formed by Shock-Induced Flow

Katsunori DOI^{*4}, Igor MEN'SHOV and Yoshiaki NAKAMURA^{*4} Graduate School of Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

When a shock wave propagates over a dust layer composed of many small solid particles, the particles are lifted and dispersed, leading to a dust cloud in the shock-induced flow. In the present study, the initial process of forming the dust cloud was numerically simulated to examine its dynamic mechanism. A continuous model was used for the gas phase and a discrete model for the solid particles, where gas-particle and particle-particle interactions were taken into account. The simulated dust cloud was close to experimental results. It was found by comparing several types of dust layers that the upward velocity of lifted particles was more produced by particle-particle interactions than by fluid lift forces such as the Saffman force and the Magnus force. Moreover, it was confirmed that a relatively strong downward flow was induced just behind the foot of the shock by its curved shape, which promotes the interactions and causes an overpressure on the wall.

Key Words: Dust Cloud, Shock Wave, Multi-phase Flow, Discrete Model, Numerical Analysis

1. 序 論

水平な床に堆積した粉塵層の上を衝撃波が伝播するとき, 粉塵粒子は衝撃波が誘起した流れの中を上昇し, 分散する。このように分散した粒子群は, 粉塵雲と呼ばれる。これは, 炭坑の坑道や工場の粉体輸送管で実際に見られる現象であり, 分散した可燃性粉体が高温高圧の気体と混合すると, 粉塵爆発の危険性がある。また, この問題は, 粉体層との干渉による衝撃波構造の変化や粉体層表面における二相間および多粒子間の相互作用など, 固気混相流の物理現象として, 興味深い問題を多く含む。

これまでに多くの研究者達によって, この現象が調べられてきた。Dawes⁽¹⁾は, 衝撃波管実験によって粉塵雲を再現し, その特性を調べた。Gerrard⁽²⁾やFletcher⁽³⁾も同様の実験を行い, 粉塵雲形成初期の現象を調べたが, その力学的機構を明確に示すことはできなかった。Bracht⁽⁴⁾は, より長時間の観測から, 粉塵雲における乱流への遷移過程を調べた。鈴木ら⁽⁵⁾は, 粉塵粒子の運動をより詳細に調べ, その力学的機構の解明を試み

た。一方, Khul et al.⁽⁶⁾は, 簡単なモデルを用いた数値シミュレーションを行い, 衝撃波と粉塵層の干渉から渦が生成される様子を示した。Jiang⁽⁷⁾やThevand⁽⁸⁾も, 二流体モデルによる数値シミュレーションを行っている。筆者ら⁽⁹⁾も, 以前に同様のシミュレーションを行ったが, 実験で観測されたような粉塵雲を再現することはできなかった。このように, 多くの研究がなされて来たにもかかわらず, 粉塵雲形成の力学的要因を明確に示すまでには至っていない。

本研究では, 粉塵雲形成過程の初期段階に着目し, その力学的機構を数値シミュレーションから明らかにすることを目的とする。計算モデルとして, 気体には従来の連続体モデルを適用するが, 固体粒子群には離散モデルを使用する。これにより, 粉塵雲を構成する個々の粒子の力学的状態を明確に表すことができ, さらに, 多粒子間の相互作用も容易に考慮できる。

2. 計算モデル

2.1 気相の支配方程式 気相の支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_f) + \nabla \cdot (m_f \vec{u}_f) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_f \vec{u}_f) + \nabla \cdot (m_f \vec{u}_f \vec{u}_f) = -\alpha_f \nabla p + \alpha_f \nabla \cdot \mathbf{T} - \vec{F}_i \quad (2)$$

* 原稿受付 2004年6月4日。

*1 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。

*2 名古屋大学大学院工学研究科。

*3 正員, 名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: doi@fluid.nuae.nagoya-u.ac.jp

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(m_f E_f) + \nabla \cdot (m_f H_f \vec{u}_f) \\ = \nabla \cdot (\alpha_f \mathbf{T} \cdot \vec{u}_f) - \nabla \cdot (\alpha_f \vec{q}) - Q_i \end{aligned} \quad (3)$$

$$p = \rho_f R T_f \quad (4)$$

ここで、 $\rho_f, p, \vec{u}_f, T_f, E_f, H_f$ はそれぞれ、気相の密度、圧力、速度ベクトル、温度、全エネルギー、全エンタルピを表す。 α_f は気相の体積比率(空隙率)で、固体粒子群の空間分布から計算される。また、 m_f は気相のかさ密度で、 $m_f = \alpha_f \rho_f$ を表す。 R は気体定数である。 \mathbf{T} は気相のせん断応力テンソルを、また、 \vec{q} は熱伝導による熱流束ベクトルを表し、これらの大きさは単相流の場合と同様に評価する。 \vec{F}_i, Q_i は、二相間の相互作用に伴う、単位体積当たりの流体力とエネルギー伝達量(流体力および流体トルクによる仕事も含む)である。なお、以上のモデルでは、乱流の効果は考慮していない。

2.2 固体粒子群の支配方程式

固体粒子群の支配方程式は、各々の粒子について以下のように表される。

$$\frac{d}{dt}(\vec{r}_p) = \vec{u}_p \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt}(m_p \vec{u}_p) = \vec{f}_i + \vec{f}_c + m_p \vec{g} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt}(I_p \vec{\omega}_p) = \vec{M}_i + \vec{M}_c \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt}(C_p T_p) = q_i + q_c \quad (8)$$

ここで、 $\vec{r}_p, \vec{u}_p, \vec{\omega}_p, T_p$ は、それぞれ各粒子の位置、速度、角速度、温度を表す。また、 m_p, I_p, C_p は粒子の質量、慣性モーメント、熱容量である。なお、粒子の形状は球とし、粒子の直径や物性値はすべて同一であると仮定している。 $\vec{f}_i, \vec{M}_i, q_i$ は各粒子と気相の相互作用で、それぞれ流体力、流体トルク、熱伝達量を表す。 $\vec{f}_c, \vec{M}_c, q_c$ は粒子間および粒子-壁面間の接触による相互作用であり、それぞれ接触力、接触トルク、エネルギー上昇量を表す。

2.3 二相間の相互作用

各粒子と気相の相互作用 $\vec{f}_i, \vec{M}_i, q_i$ は、抗力 \vec{f}_{ID} 、Saffman 力 \vec{f}_{IS} 、Magnus 力 \vec{f}_{IM} 、巨視的な圧力勾配の寄与 \vec{f}_{IP} 、抗モーメント \vec{M}_{ID} 、熱伝達 q_{iT} の6つの作用によって、以下のように評価される。

$$\vec{f}_i = \vec{f}_{ID} + \vec{f}_{IS} + \vec{f}_{IM} + \vec{f}_{IP} \quad (9)$$

$$\vec{M}_i = \vec{M}_{ID} \quad (10)$$

$$q_i = q_{iT} \quad (11)$$

これらの評価には、单一球形粒子への定常的な作用について調べた以下の実験あるいは数値シミュレーションからのデータを用いる。

- 抗力 \vec{f}_{ID} : Clift et al.⁽¹⁰⁾, Ergun⁽¹¹⁾
- Saffman 力 \vec{f}_{IS} : Mei⁽¹²⁾, Dandy et al.⁽¹³⁾
- Magnus 力 \vec{f}_{IM} : Lun et al.⁽¹⁴⁾
- 抗モーメント \vec{M}_{ID} : Dennis et al.⁽¹⁵⁾
- 熱伝達 q_{iT} : 坪内ら⁽¹⁶⁾, Gnielinski⁽¹⁷⁾

ただし、 \vec{f}_{IP} は、次式によって与える。

$$\vec{f}_{IP} = - \oint_S (\nabla p) \cdot \vec{n} d\vec{S} = -V_p \nabla p \quad (12)$$

ここで、 V_p は粒子の体積を、 ∇p は流れ場の巨視的な圧力勾配を表す。以上の評価では、 \vec{f}_{ID} と q_{iT} のみで、空隙率 α_f の影響を考慮している。また、気相のマッハ数 M_f の影響や Basset 履歴、付加質量のような非定常な作用は考えていない。

2.4 粒子間の相互作用 粒子間の相互作用 \vec{f}_c, \vec{M}_c は、離散要素法(DEM)に基づいて評価した。この方法では、接触状態にある粒子間の相互作用をバネ、ダッシュボット、スライダの機械要素の概念によってモデル化する。ただし、各々の機械要素は線形に作用するものとする。また、エネルギー上昇量 q_c は、減衰要素によるエネルギー減少量が熱エネルギーに変換されるという仮定に基づいて評価する。なお、粒子-壁面間の相互作用も同様に評価する。

2.5 固体粒子群の体積比率 固体粒子群の体積比率 α_p は、粒子群の空間分布を局所平均して得られる。有限体積法では体積比率のセル平均値が必要であり、本研究では、計算セル c における体積比率 α_{pc} を次式で求める。

$$\alpha_{pc} = \frac{\pi d^3}{6V_c} \sum_{c'} A_{cc'} N_{c'} \quad (13)$$

V_c はセル c の体積、 $N_{c'}$ はセル c' に含まれる粒子の数である。セル c' は、セル c 自身とそれに隣接するセルを表す。係数 $A_{cc'}$ は、ガウス関数を用いて次式で与える。

$$A_{cc'} = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \int_{V_c} \exp\left(-\frac{x_{c'}^2}{2\sigma^2}\right) dV \quad (14)$$

ここで、 $x_{c'} = |\vec{r} - \vec{r}_{c'}|/(d/2)$ で、 $\vec{r}_{c'}$ はセル c' の中心である。 σ^2 は分布の分散を表すパラメータで、本研究では $\sigma^2 = 2$ とする。なお、係数 $A_{cc'}$ は計算格子の形状のみに依存するため、一度計算するだけでよい。

気相と固体粒子群の相互作用 \vec{F}_i, Q_i を $\vec{f}_i, \vec{M}_i, q_i$ から評価するときにも、同様な方法を適用する。これらの方法では、局所平均による空間分布を巨視的に少し滑らかにして計算の安定性を向上させることや、煩雑な計算によるコストの増大を避けることに重点を置いている。

3. 計 算 方 法

気相支配方程式の空間の離散化には、有限体積法を用いる。その際、圧力項を

$$\alpha_f \nabla p = \nabla(\alpha_f p) - p \nabla \alpha_f \quad (15)$$

と分解し、右辺第1項を非粘性流束に組み込む。セル境界では、3次精度のMUSCL法にVan Albadaの制限関数を課して解を求める。近似Riemann解法で非粘性流束を評価する。また、粘性流束における物理量の空間勾配は、最小二乗法を用いて計算する。

時間積分は、気相には陰解法のLU-SGS法を、固体粒子群には2段階のRunge-Kutta法を用い、これらを交互に計算して、時間発展させる。なお、時間の離散化には、各相で異なる時間刻みを用いる。本研究では、固体粒子群の時間刻みを気相の時間刻みの1/30に設定した。これは、固体粒子群のDEMにおける時間刻みの条件が最も厳しいためである。当然の事ながら、各相の時間進展が一致するようにステップ数を調節し、本研究の場合には、気相1ステップにつき、固体粒子群を30ステップ計算する。

4. 計 算 条 件

4.1 物性値 気相は空気とし、それに応じた物性値を用いる。粘性係数はSutherlandの式で評価する。

固体粒子については、鈴木ら⁽⁵⁾の実験条件に合わせて、直径を $D = 0.1[\text{mm}]$ 、密度を $\rho_p = 980[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、また、比熱は $c_p = 1200[\text{J}/\text{kg K}]$ とする。

DEMのパラメータについては、バネ定数を $k = 2.05 \times 10^4[\text{N}/\text{m}]$ 、減衰係数を $c = 7.33 \times 10^{-4}[\text{Ns}/\text{m}]$ 、摩擦係数を $\mu = 0.3$ とする。このとき、粒子の二体衝突における反発係数は $e = 0.7$ 、接触時間は $T_c = 0.5[\mu\text{s}]$ となる。本研究では、気相計算の時間刻みを $\Delta t_f = T_c$ と設定するため、接触時間の違いによる誤差は、気相の時間積分による誤差と同じオーダーである。

4.2 計算領域 これ以降の説明では、壁面に平行な主流方向をx軸、壁面に垂直な鉛直方向をz軸とする右手直交座標系を用いる。計算領域は、 $0 \leq x \leq 400[\text{mm}]$ 、 $0 \leq y \leq 0.3[\text{mm}]$ 、 $0 \leq z \leq 100[\text{mm}]$ の3次元空間とする。また、 $100 \leq x \leq 400[\text{mm}]$ に、深さ $2[\text{mm}]$ の溝を設置し、その中に初期分布として固体粒子を堆積させる。

気相の計算格子として、x軸方向には等間隔に400セル、y軸方向には1セル、z軸方向には最小セル幅を $0.05[\text{mm}]$ として100セル配置する。なお、気相の分布はy軸方向に一様とするが、粒子の分布に対する同方向の境界条件には周期境界条件を用いる。領域の

Table 1 Conditions of dust layer

	DL1	DL2	DL3
Basic diameter D [mm]	0.10	0.10	0.10
Contact diameter D _c [mm]	0.10	0.14	0.10
Number of particles N _p	202,000	104,000	101,000
Mean volume fraction $\bar{\alpha}_p$	0.59	0.30	0.29
Particle contact condition	Contact	Contact	Dispersed

下端および溝の両端($x = 100, 400[\text{mm}]$)の境界は断熱壁、上端は自由境界とする。流入境界では、Rankine-Hugoniotの式から得られる衝撃波背後の状態量を与える。この面から衝撃波が伝播するように設定する。さらに、流入境界のx軸方向速度成分には、理論的に得られた衝撃波後方の層流境界層分布を与える。

衝撃波のMach数は $M_s = 1.44$ とし、衝撃波前方の計算領域内の気相の初期条件には、標準状態の値を与える。このとき、衝撃波が誘起する一様流速度は $U_0 = 211[\text{m}/\text{s}]$ 、固体粒子の直径に対するレイノルズ数は $Re_D = 2100$ である。

4.3 粉塵層 固体粒子群が溝に堆積した状態を、固体粒子群の初期分布とする。これには、ランダムに配置した粒子群が重力下で堆積する過程を数値計算して求める。その後、粒子層表面の一部の粒子を取り除き、その表面を壁面($z = 0$)に一致させる。このようにして得られた粉塵層の平均粒子群体積比率は $\bar{\alpha}_p = 0.59$ であり、実際の粉塵層での値よりも大きいと予測される。この原因として、本計算では粒子形状として完全な球形を仮定していることや、DEMで静的な摩擦力を考慮していないことが考えられる。

本研究では、3種類の粉塵層を考慮する(表1)。DL1では、上述の結果をそのまま用い、DL2では、粒子間接触を判定するための直径 D_c を実際の直径 D よりも大きくし、接触状態を保ったまま $\bar{\alpha}_p$ を減らした。DL3では、DL1の粉塵層の中から一部の粒子を間引き、 $\bar{\alpha}_p$ を減少させた。

5. 計 算 結 果

DL1の粉塵層について、計算開始から $0.8[\text{ms}]$ 後の固体粒子の体積比率分布を図1(a)に、気相の圧力分布を図1(b)に示す。図中で、衝撃波は左から右へ伝播し、衝撃波の上部は、粉塵層の開始点から約 $290[\text{mm}]$ の位置にある。衝撃波背後から後方へ向かって粉塵雲が成長し、その中で圧力が変動している。また、粉塵層の開始点(壁面の段違い部分)付近では、上昇した粒子群と壁に沿った流れの干渉によって、圧力が大きく上昇している。

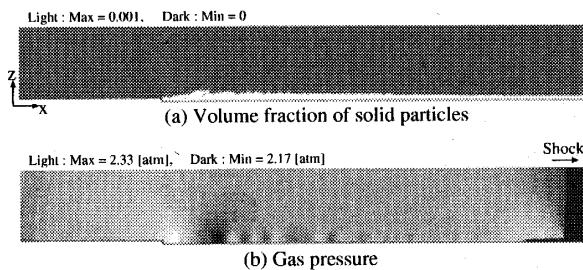


Fig. 1 Shock wave propagating on dust layer of DL1

5.1 粉塵雲の特性 上記と同じ時刻でのDL1粉塵層の粉塵雲を構成する固体粒子群の分布を図2に示す。図の横軸は衝撃波からの距離 X を、縦軸は初期粉塵層表面からの上昇高さ h を表す。また、鈴木ら⁽⁵⁾の実験で測定された粉塵雲上縁の高さも示す。粉塵雲上縁高さについて実験と計算を比較すると、実験値の平均と計算値の差は実験値のばらつきと同程度（平均の10~40%）であり、本研究のシミュレーション手法が妥当であることが分かる。

各粉塵層(DL1,DL2,DL3)の計算開始から0.8[ms]後における粉塵雲上縁の高さを図3に示す。また、DL1粉塵層で、計算モデルからSaffman力 f_{is} とMagnus力 f_{im} の気流による揚力を除外してシミュレーションした結果(No lift force)も示す。粉塵雲の上縁は、各々の距離 X において固体粒子体積比率が $\alpha_p = 5 \times 10^{-4}$ となる位置とする。これは実験での定義と同じであるが、この値は非常に小さいので、衝撃波からより後方の位置では固体粒子が分散し、測定値のばらつきが増大する。衝撃波後方で計算値と実験値の差が大きくなる理由は、このようなばらつきの他に、固体粒子群から発生する乱流の寄与も考えられる。

図3を見ると、初期粒子群の状態(粒子が互いに接触しているか(DL1,DL2)、分散しているか(DL3))が粉塵雲の高さに大きな影響を及ぼすことが分かる。また、粉塵層の平均粒子体積比率 $\bar{\alpha}_p$ や気流による揚力は、2番目の影響因子である。すなわち、粉塵雲形成の主たる要因は、接触や衝突による直接的な粒子間相互作用であり、気流による揚力の効果は、ある程度粒子が上昇および分散し、速い流れが当たるようになってから現れる。

DL1粉塵層で、 $X = 180[\text{mm}]$ 付近の粉塵層表面における粒子群の分布を図4(a)に、気体の速度ベクトル分布を図4(b)に示す。気相の速度は、粉塵雲の中ではほぼ線形に変化している。このように、粉塵層表面での気相の速度分布は、粉塵層上に形成された粉塵雲の状態によって決定される。粉塵層上の粒子の影響を被る気相の境界層厚さは粉塵雲の高さとほぼ等しく、ま

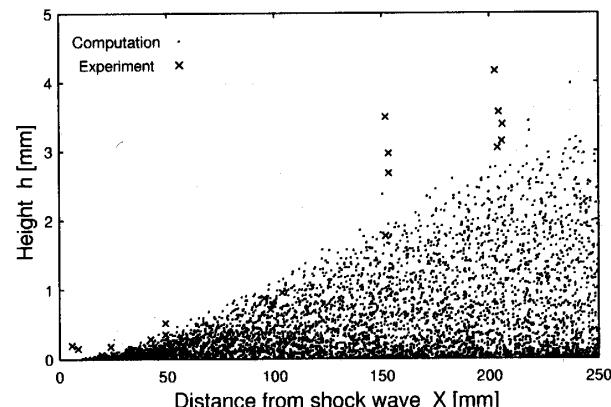


Fig. 2 Distribution of solid particles ; DL1

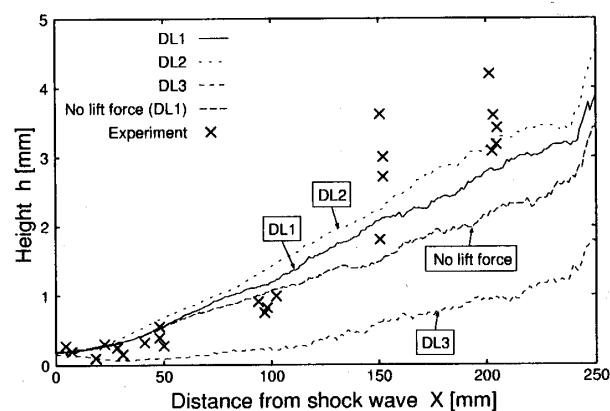


Fig. 3 Outer shapes of dust clouds

た、粉塵のない壁面上を衝撃波が伝播した場合の粘性による境界層厚さに比べてはるかに大きい。たとえば、 $X = 180$ の粉塵層上の境界層厚さは $2.4[\text{mm}]$ であるのに対して、壁面上に形成される境界層厚さは $0.3[\text{mm}]$ である。

以上の結果に基づき、固体粒子体積比率の分布に関する簡単な相似則を導くことができる。粉塵層上の静止した粒子が、衝撃波背後の気流によって x 軸方向に $L = \alpha D$ (α は係数)だけ移動したときの速度 $u_{x,o}$ は、

$$u_{x,o} = \sqrt{\frac{2f_{i,D}L}{m_p}} = \sqrt{\frac{3\alpha C_D}{2}} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_p}} U_0 \quad (16)$$

となる。ここで、抗力 $f_{i,D}$ は一定とし、その抗力係数は C_D である。また、 ρ_0 は衝撃波後方の気相の密度を表す。この運動量の x 軸方向成分の一部(割合を e とする)が、他の粒子との接触や衝突によって z 軸方向成分に変換されると考えると、 z 軸方向の速度 u_z は、

$$u_z = e u_{x,o} \quad (17)$$

であり、この速度で粉塵層から飛び出したとき、時刻

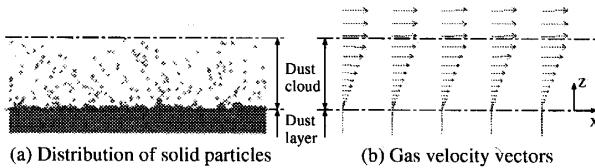


Fig. 4 Dispersed particles over dust layer of DL1

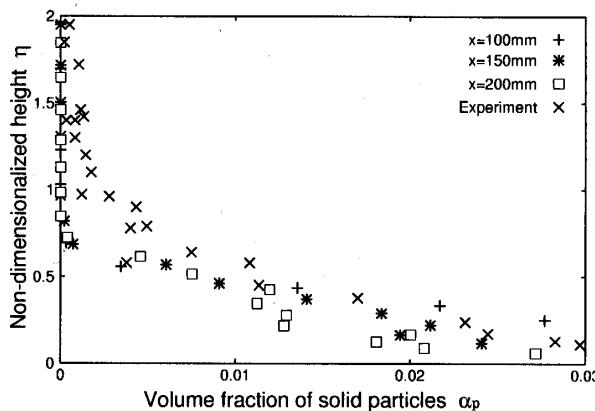


Fig. 5 Similarity in dust cloud ; DL1

$t = X/V_S$ における高さ h は、

$$h = u_z t = \frac{u_z}{V_S} X \quad (18)$$

となる。ここで、 V_S は衝撃波の伝播速度を表す。式(16)-(18)を適用すると、 h に対する次式が導かれる。

$$h = e \sqrt{\frac{3\alpha C_D}{2}} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_p} \frac{U_0}{V_S} X} \quad (19)$$

従って、固体粒子体積比率の分布 $\alpha_p(X, h)$ は、以下に示すような自己相似性をもつ。

$$\alpha_p(X, h) = f(\eta), \quad \eta = \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_0} \frac{V_S}{U_0} \frac{h}{X}} \quad (20)$$

DL1 粉塵層について、 $X = 100, 150, 200[\text{mm}]$ の位置における、無次元高さ η と固体粒子体積比率の分布 $\alpha_p(\eta)$ の関係を、鈴木ら⁽⁵⁾の実験結果とともに、図 5 に示すが、実験結果とほぼ一致した相似性が得られている。なお、粉塵雲内での気相の x 方向速度成分の分布についても、同様の相似性が存在する。

5・2 衝撃波背後の異常高圧 衝撃波が粉塵層の上を伝播するとき、粉塵雲の形成とともに、衝撃波背後における壁面上の異常高圧が問題となる。本研究のシミュレーション結果でも、この現象を確認することができた。それについて以下に述べる。

DL1 および DL2 粉塵層における、衝撃波と粉塵層の干渉部における圧力分布を図 6 に示す。衝撃波は粉塵層の上をほぼ一定の速度で伝播するが、粉塵層との

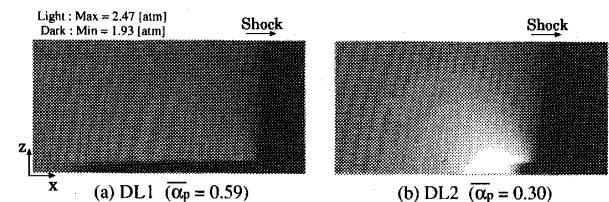


Fig. 6 Gas pressure distributions in shock structures interacting with dust layer

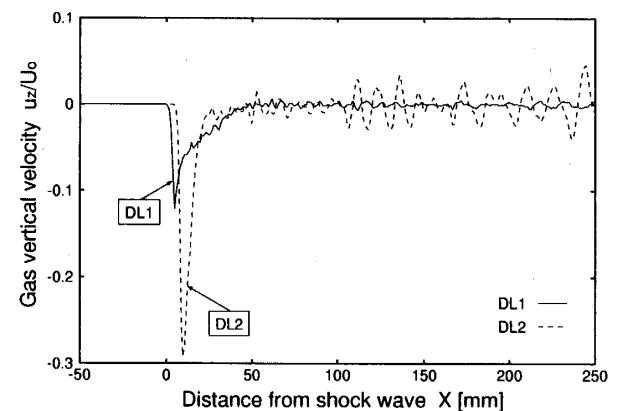


Fig. 7 Gas vertical velocity distributions on dust layers

干渉によって、その表面で上流側へ大きく湾曲している。DL1 と DL2 の結果を比較すると、粉塵層の空隙率が高い DL2 の方が、衝撃波背後の流れと粉塵層の相互作用は増大し、衝撃波はより大きく湾曲する。

粉塵層上における気相の z 軸方向速度成分 (U_0 で無次元化) の分布を図 7 に示す。衝撃波の背後に大きな鉛直下向きの速度が存在するが、ここでは、湾曲した衝撃波によって、その背後の気流は粉塵層の中へ引き込まれる。これにより、気流と固体粒子群の相互作用が活発になり、その後の粉塵雲はより大きく成長する。DL1 では、この影響が相対的に小さくなる。

粉塵層の底である壁面 $z = -2[\text{mm}]$ における、気相の圧力および固体粒子群による圧力を図 8 に示す。気相の圧力は、大気圧（衝撃波前方の圧力）との差圧である。また、固体粒子群による圧力は、次式によって評価する。

$$p_p(X) = \frac{1}{\Delta S_w} \sum_{k=1}^{n_{pw}} f_{c,w}^{(k)} \quad (21)$$

ここで、 ΔS_w は位置 X における微小壁面要素の面積であり、 $f_{c,w}^{(k)}$ はそれに接触している粒子との間に作用する接触力を、 n_{pw} は接触粒子の総数を表す。この二つの効果が、壁面への圧力として作用する。なお、両圧力の値は、垂直衝撃波前後の圧力差 Δp_0 によって無次元化している。

衝撃波背後の下向きの気流は、固体粒子群を壁面に

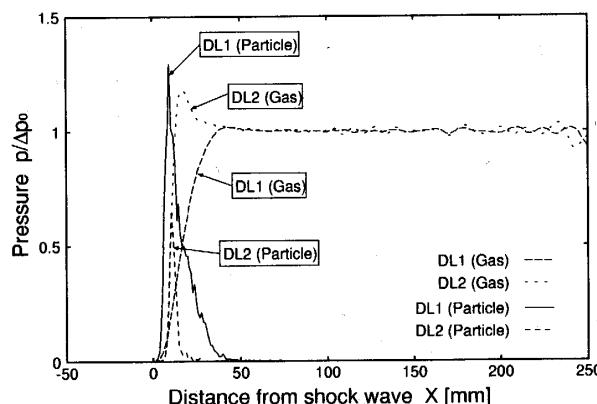


Fig. 8 Gas and solid particles pressure distributions on wall in overpressure behind shock

押さえつけるとともに、粉塵層内の気相の圧力を上昇させる。粉塵層の空隙率が小さい場合(DL1)には、気相の圧力はほとんど上昇しないが、固体粒子群による圧力は非常に大きい。一方、空隙率が大きい場合(DL2)には、気流が粉塵層内に深く入り込み、壁面上で気相の圧力が大きく上昇する。いずれにしても、壁面上での異常高圧は、湾曲した衝撃波が誘起した下向きの気流が原因である。なお、固体粒子群による圧力は、動的な接触力(撃力)によるものではない。これは、この圧力の作用時間が、衝突時の接触時間である $0.5[\mu s]$ よりもはるかに長いことから明らかである。したがって、この力の大きさは粒子の弾性に関する物性に依存しない。

6. 結 論

直径 $0.1[mm]$ の均一球形固体粒子から成る粉塵層について、衝撃波流れによる粉塵雲形成の初期段階を数値シミュレーションによって再現することに成功した。

固体粒子群は、主として、粒子間の接触や衝突によって上昇、分散する。気流による揚力は副次的な効果と

なる。また、上昇した固体粒子群は、粉塵層上に形成される境界層を厚くする。

粉塵層の上を伝播する衝撃波は湾曲し、その背後の気流を粉塵層の中へ引き込む。これにより、気流と粉塵層の相互作用を促進させ、さらに、固体粒子群を壁に押し付け、異常高圧を発生させる。この特性は、粉塵層の空隙率に依存する。

文 献

- (1) Dawes, J. G., Safety in Mines Research Establishment, Ministry of Fuel and Power, England, 36, 1952, pp. 1-69.
- (2) Gerrard, J. H., Brit. J. Appl. Phys., 14, 1963, pp. 186-192.
- (3) Fletcher, B., J. Phys. D : Appl. Phys., 9, 1976, pp. 197-202.
- (4) Bracht, K., Merzkirch, W., Int. J. Multiphase Flow, 5, 1979, pp. 301-312.
- (5) 鈴木, 足立, 機論B編, 52, 483, 1986, pp. 3742-3746.
- (6) Khul, A. L., Ferguson, R. E., Chien, K. Y., Collins, P., Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Wash., D.C., 154, 1993, pp. 491-515.
- (7) Jiang, J. P., Ph. D. Dissertation of Ben-Gurion University of the Negev, 1996.
- (8) Thevand, N., Daniel, E., Shock Wave, 11, 2002, pp. 279-288.
- (9) 土井, メンショフ, 中村, 第14回数値流体力学シンポジウム, F10-2, 2000, p. 224.
- (10) Clift, R., Gauvin, W. H., Canadian J. Chem. Eng., 49, 1971, pp. 439-448.
- (11) Ergun, S., Chem. Engng Prog., 48, 1952, pp. 89-94.
- (12) Mei, R., Int. J. Multiphase Flow, 18, 1992, pp. 145-147.
- (13) Dandy, D. S., Dwyer, H. A., J. Fluid Mech., 216, 1990, pp. 381-410.
- (14) Lun, C. K. K., Liu, H. S., Int. J. Multiphase Flow, 23, 1997, pp. 575-605.
- (15) Dennis, S. C. R., Singh, R. N., Ingham, D. B., J. Fluid Mech., 101, 1980, pp. 257-279.
- (16) 坪内, 増田, 機論, 30, 219, 1964, pp. 1394-1401.
- (17) Gnielinski, V., Verfahrenstechnik, 12, 1978, pp. 363-366.