

衝撃波流れにより上昇する2固体粒子の数値解析*

土井克則*¹, 中村佳朗*²

Numerical Analysis of Two Solid Particles Lifted by Shock-Induced Flow

Katsunori DOI*³ and Yoshiaki NAKAMURA*³ Equos Research Co., Ltd.,

Nakato Marunouchi Building, 3-17-6 Marunouchi, Naka-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-0002 Japan

In the present study, motions of two small solid particles, which are lifted by the shock-induced flow behind a propagating shock wave, are numerically simulated to investigate the dynamic characteristics from the viewpoint of direct and indirect interactions between the two particles. The particle Reynolds number is 6 000, and the time period considered ranges from the time when the shock passes the particles to the time when the boundary layer thickness grows to the same order as the particle size. Three cases are considered for their initial arrangement on the wall. In the first case, they are placed tandem, aligned with the direction of shock propagation. Results show that they are lifted up, keeping contact each other. In the second case, they are separated by three times as large as the particle size. As a result, the rear particle is lifted higher because the flow before the rear particle has been changed by the front particle. In the third case, they are placed in the spanwise direction. They are also lifted by the shock-induced flow, increasing the separation distance between them due to repulsive fluid force. In these three cases, the average height of two particles becomes larger than that in the case of one particle alone, which was studied in the previous work.

Key Words: Solid Particle, Wall Effect, Shock Wave, Multi-phase Flow, Numerical Analysis

1. 序 論

水平な壁面上に微小な固体粒子を置き、壁面に平行な気流を与えると、その粒子が浮上する場合がある。これは、自然界や工業プロセスにおける様々な場面で観測される現象であり、この現象の詳細な解析は、固気混相流の壁面付近における、流れ場と固体粒子の複雑な力学的干渉機構の解明に繋がる。

このような粒子上昇現象の一例として、粉塵雲の形成が知られている。衝撃波が伝播する壁面上に多数の微小固体粒子が堆積している場合、それらは衝撃波背後で上昇するとともに、分散し、粒子の雲を形成する。これは、炭坑や工場での粉塵爆発のような工業災害に直接関係するため、安全上重要な問題である。この粉塵雲形成の初期段階について、Gerrard⁽¹⁾、Dawes⁽²⁾、Fletcher⁽³⁾、Bracht et al.⁽⁴⁾、鈴木ら⁽⁵⁾は衝撃波管実験により、また Khul et al.⁽⁶⁾、Thevand et al.⁽⁷⁾は数値シミュレーションにより、それぞれ解析を行った。筆者ら⁽⁸⁾

も、固体粒子群に離散モデルを適用した固気混相流モデルによる数値シミュレーションを行い、粒子間の接触や衝突が粉塵雲形成に大きく寄与することを示した。

一方、粒子が1つだけ存在する場合についても詳細に解析されており、Cox et al.⁽⁹⁾、Vasseur et al.⁽¹⁰⁾、McLaughlin⁽¹¹⁾、Cherukat et al.⁽¹²⁾は壁面近傍の粒子について、また Saffman⁽¹³⁾や Dandy et al.⁽¹⁴⁾は一様せん断流中の粒子について、主に低レイノルズ数領域を対象として、それぞれ解析を行った。また、Suzuki et al.⁽¹⁵⁾は、壁面上に置かれた粒子が衝撃波流れによって上昇する現象を実験により調べた。筆者ら⁽¹⁶⁾も、同現象を数値シミュレーションによって解析し、粒子に作用する揚力は、壁との隙間の大きさや壁面上の境界層の厚さに強く依存し、それが粒子の運動を複雑に変化させることを明らかにした。

ところで、粒子が複数存在する場合には、粒子間の接触や衝突(直接的作用)だけではなく、近傍粒子の存在による流れ場の変化(間接的作用)が、粒子の運動に大きな影響を及ぼす可能性がある。前述の粉塵雲に限らず、実際の現象において、複数の粒子が密に存在する場合は多い。したがって、実現象への適用を考慮すると、この間接的作用を定量的に評価することは

* 原稿受付 2007年6月18日。

¹ 正員, (株)エクォス・リサーチ(☎460-0002 名古屋市中区丸の内3-17-6 ナカトウ丸の内ビル5F)。² 正員, 名古屋大学工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。

E-mail: i31155_doi@aisin-aw.co.jp

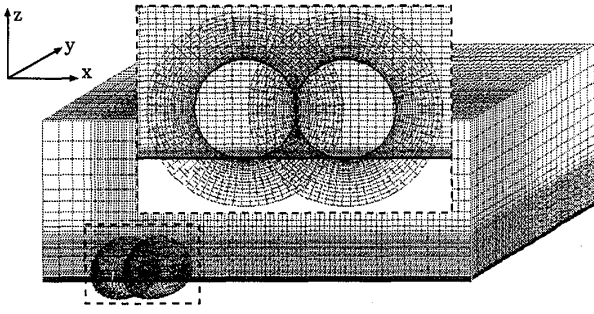


Fig. 1 Computational grid

非常に重要である。

本研究では、壁面上に置かれた2つの固体粒子について、その壁面上を伝播する垂直衝撃波が誘起する流れによる流体力と、それによる各粒子の運動を数値シミュレーションに基づいて解析する。また、その結果を粒子が1つだけ存在する場合のシミュレーション結果⁽¹⁶⁾と比較し、近傍粒子の影響を定量的に評価する。

粒子は、直径 $D = 0.4[\text{mm}]$ 、密度 $\rho_p = 980[\text{kg/m}^3]$ の球とし、衝撃波流れの一樣流速は $U_0 = 164[\text{m/s}]$ とする。なお、このときの粒子レイノルズ数は $Re_D = 6000$ である。また、粒子付近の境界層厚さが D と同程度になるまでの時間を解析対象とする。この時間は粒子の緩和時間（粒子と流体の速度差が緩和されるのに要する時間）に比べて短いため、この時間内では、速度差による相互作用が固体粒子の運動に特に強く影響する。

2. 計算方法

流れ場の支配方程式は圧縮性 Navier-Stokes 方程式で、空間の離散化には有限体積法を用いる。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、近似 Riemann 解法で非粘性数値流束を評価する。また、粘性流束の計算における物理量の空間勾配は最小二乗法で評価し、時間積分には陰解法の LU-SGS 法を用いる。

本研究で用いた計算格子の一例を図1に示す。壁面を含む直交格子の上に、各粒子の運動に伴って並進移動する2つの球殻状格子を重ねる。格子間の物理量の受け渡しは、線形内挿により行う。

各粒子の位置および並進速度は、重心の運動方程式を解くことにより得られる。粒子に作用する力として、流体力、接触力、重力を考慮する。流体力は、粒子の表面に作用する圧力と粘性応力を積分して求める。接触力は、粒子間および粒子・壁面間に作用する力で、分散要素法 (DEM)⁽¹⁷⁾と同様に、バネ・ダンパモデルによって評価する。一方、粒子の回転速度は、剛体の回転に関する運動方程式を解くことにより得ら

れる。なお、これらの方程式の時間積分には、2段階の Runge-Kutta 法を用いる。

壁面上を伝播する移動衝撃波、および、その背後から形成される境界層については、衝撃波後方流れの理論値を流入境界条件として設定することで、その流れ場を与える。伝播する衝撃波面から l だけ後方で、高さ h の点における速度を $\bar{u}_{theory}(l, h)$ とするとき、時刻 \hat{t} における流入境界上の高さ h での速度 \bar{u}_{inflow} は

$$\bar{u}_{inflow}(\hat{t}, h) = \bar{u}_{theory}(\hat{t}V_{shock} + x_{shock}|_{\hat{t}=0}, h) \quad (1)$$

与えられる。ここで、 V_{shock} は衝撃波の伝播速度、 $x_{shock}|_{\hat{t}=0}$ は時刻 $t = 0$ における衝撃波の位置をそれぞれ表す。 $\bar{u}_{theory}(l, h)$ は理論値であり、圧縮性を考慮した境界層方程式を相似変数に関する常微分方程式に変換し、それを数値的に解くことによって得られる⁽¹⁸⁾。なお、本モデルは、粒子が存在しても流入境界での境界層への影響が小さいという仮定に基づく。

3. 計算条件

気体は空気とし、衝撃波の伝播速度を $V_{shock} = 457[\text{m/s}]$ （衝撃波マッハ数 $M_S = 1.33$ ）とする。衝撃波前方の気体は、圧力 $p = 1[\text{atm}]$ 、温度 $T = 20[^\circ\text{C}]$ で、静止状態にあるものとする。衝撃波の後方、および、流入境界の状態量は、Rankine-Hugoniot の関係式から与える。このときの衝撃波後方の一樣流速は、 $U_0 = 164[\text{m/s}]$ である。また、粘性係数は温度の関数として Sutherland の式から決定する。

両粒子は、直径 $D = 0.4[\text{mm}]$ 、密度 $\rho_p = 980[\text{kg/m}^3]$ の球とする。このときの粒子レイノルズ数は $Re_D = 6000$ である。

DEM で用いるモデルのパラメータについては、バネ定数を $k = 2.3 \times 10^8[\text{N/m}]$ 、減衰係数を $c = 6.2 \times 10^{-1}[\text{Ns/m}]$ 、摩擦係数を $\mu = 0.3$ とし、このときの反発係数は $e = 0.7$ である。一般の DEM では、計算時間短縮のためにバネ定数を実際よりも大きく設定するが、本研究では、バネ定数を実際に近い値とすることで、実現象よりも大きな変形（オーバーラップ）を抑え、流れ場計算の精度を保障する。また、接触力の時間積分における時間刻みだけを他の時間刻みに比べて短くすることで、計算時間の増加を抑える。

計算領域は、水平な壁面を境界の一つとし、主流方向に $14D$ 、スパン方向に $10D$ 、鉛直方向に $6D$ の3次元空間とする。境界条件については、壁面を断熱壁とし、流入境界を除く全ての境界で特性量保存の境界条件を与える。

以上の計算方法および計算条件は、筆者ら⁽¹⁶⁾が以前行った、粒子が1つだけ存在する場合の計算と同様で

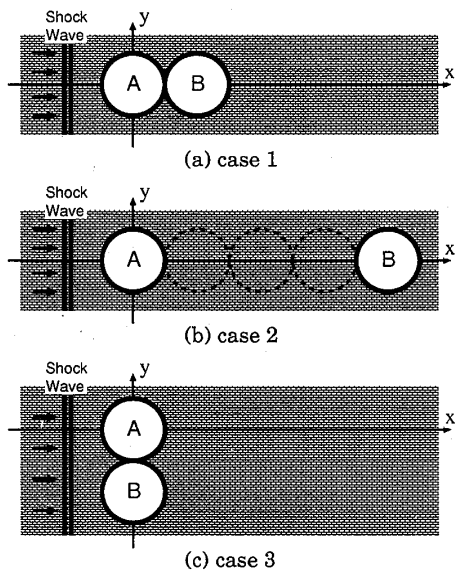


Fig. 2 Initial Positions of Two Particles on Wall

あり、実験結果と比較することで、その妥当性は確認済みである。

2粒子の壁面上での初期配置を図2に示す。本研究では、(a)主流方向に接触して並んだ状態(ケース1)、(b)主流方向に $3D$ だけ離れて(中心間距離 $4D$)並んだ状態(ケース2)、(c)スパン方向に接触して並んだ状態(ケース3)の3つの初期配置を、具体的な解析対象とする。

4. 計算結果

各ケースの計算結果を以下に示す。

以下の説明では、主流方向を x 軸、鉛直方向(上向き)を z 軸とする右手直交座標系を用いる。また、時刻 t 、粒子の上昇した高さ(移動量の z 方向成分) h 、横移動量(y 方向成分) Y は、有次元の値 \hat{t} 、 \hat{h} 、 \hat{Y} を、以下の式でそれぞれ無次元化した値である。

$$t = \frac{\hat{t} V_{shock}}{D}, \quad h = \frac{\hat{h}}{D}, \quad Y = \frac{\hat{Y}}{D} \quad (2)$$

さらに、粒子に作用する揚力(流体力の z 方向成分) \hat{F}_L 、横力(y 方向成分) \hat{F}_S についても、以下の式で定義される揚力係数 C_L 、横力係数 C_S を用いてそれぞれ表す。(簡略化のため、以下の記述では C_L 、 C_S をそれぞれ「揚力」、「横力」と記す。)

$$C_L = \frac{4\hat{F}_L}{\pi D^2 q_0}, \quad C_S = \frac{4\hat{F}_S}{\pi D^2 q_0} \quad (3)$$

ここで、 q_0 は衝撃波後方一様流の動圧である。

なお、衝撃波が一方の粒子に接触した時刻を $t=0$ とし、粒子近傍の99%境界層厚さが約 $0.8D$ になる時刻 $t=342$ までの計算結果を示す。

粒子表面の位置を表す変数については、粒子の中心を通る $x-z$ 平面上における中心からの表面位置ベクトルが x 軸となす角度を θ 、同中心を通る $x-y$ 平面上における同様の角度を ϕ とし、上流側を 0° 、下流側を 180° とする。また、その位置における圧力 p を、次式で定義される圧力係数 C_p によって表す。

$$C_p = \frac{p - p_0}{q_0} \quad (4)$$

ここで、 p_0 は衝撃波後方一様流の静圧である。

粒子の初期配置に依らず、粒子が1つだけ存在する場合の結果⁽¹⁶⁾と同様に、衝撃波通過時($t \leq 1$)におけるインパルスのな揚力が粒子に与える運動量は、その後の運動量変化に比べて小さい。また、重力の効果も他の作用に比べて小さい。

4.1 ケース1: 主流方向接触2粒子の運動

2つの粒子が主流方向に接触した状態で並べて置かれた場合(ケース1)について、揚力 C_L の時間履歴を図3に、上昇量 h の時間履歴を図4に、それぞれ示す。図中のparticle A, particle Bは、それぞれ上流側、下流側の粒子を表す。また、同図に粒子が1つだけ存在する場合の計算結果⁽¹⁶⁾も示す。さらに、時刻 $t=29, 86, 342$ における、 $x-z$ 平面上での速度ベクトル分布を図5に、各粒子表面での圧力係数分布を図6に、それぞれ示す。

衝撃波通過後、上流側粒子の上面には回り込むような速い流れが発生し、下面では粘性力により流れが激む。これに伴う粒子上面の圧力低下と下面の圧力上昇により、上流側粒子には揚力が発生する。一方、上流側粒子に流れを遮られた下流側粒子には、揚力はほとんど作用しない。同様に抗力も働かないため、下流側粒子は上流側粒子に押されながら加速する。この結果、粒子の主流方向移動速度は、粒子が1つだけの場合に比べて、同時刻でほぼ半分になる。

上流側粒子が上昇すると、下流側粒子には、その下面前方に流れが当たるようになり、大きな揚力が作用する。一方、上流側粒子については、壁面との隙間を通り抜ける速い流れが発生し、下面の圧力が低下することで、下向きの力が作用し、上流側粒子はやがて降下する。

上流側粒子が降下すると、下流側粒子には、その上部前方に流れが当たるようになり、今度は下向きの力が作用する。一方、上流側粒子については、下部の流れの出口である下流側粒子下面と壁面との間隔が広がることにより、下部後方で流れの加速が抑えられ、それによる圧力低下も減少するため、上流側粒子には再び揚力が作用する。

以上のように、2つの粒子は、接触状態を保ちつつ、

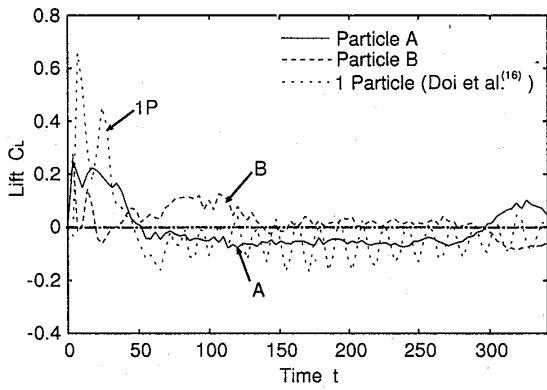


Fig. 3 Time history of lift force (case1)

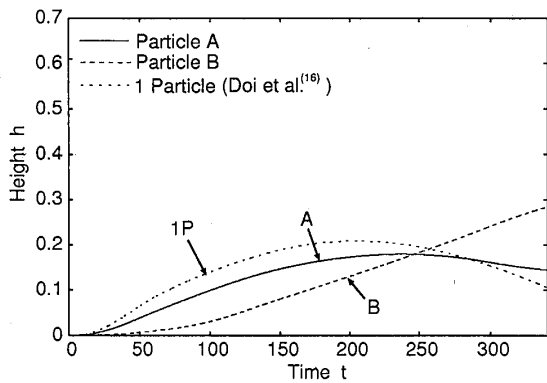


Fig. 4 Time history of height (case1)

その相対位置を上下に変えながら、共に上昇する。また、 $t = 230$ 以降では、2粒子の平均上昇量は、粒子が1つだけ存在する場合に比べて大きい。これは、主に、図5(b)に示す時刻 $t = 86$ の前後において、上流側粒子下部の流れの加速が、下流側粒子の存在によってある程度抑えられたことによる。

なお、2つの粒子には、下流側粒子後流の時間変化に起因する周期的な横力も作用するが、その力は小さく、変動周期も粒子の緩和時間に比べて短いため、粒子の横方向変位は上述の運動に比べて非常に小さい。

4.2 ケース2：主流方向非接触2粒子の運動

2つの粒子が主流方向に粒子径の3倍（中心間距離 $4D$ ）だけ離して置かれた場合（ケース2）について、揚力 C_L の時間履歴を図7に、上昇量 h の時間履歴を図8に、それぞれ示す。図中の particle A, particle Bは、それぞれ上流側、下流側の粒子を表す。また、同図に粒子が1個だけの場合の計算結果⁽¹⁶⁾も示す。さらに、時刻 $t = 29, 200$ における、 $x-z$ 平面上での速度ベクトル分布を図9に、各粒子表面での圧力係数分布を図10に、それぞれ示す。

ケース1と同様に、衝撃波通過後、上流側粒子には揚力が発生する。また、下流側粒子にも、ほぼ一様の

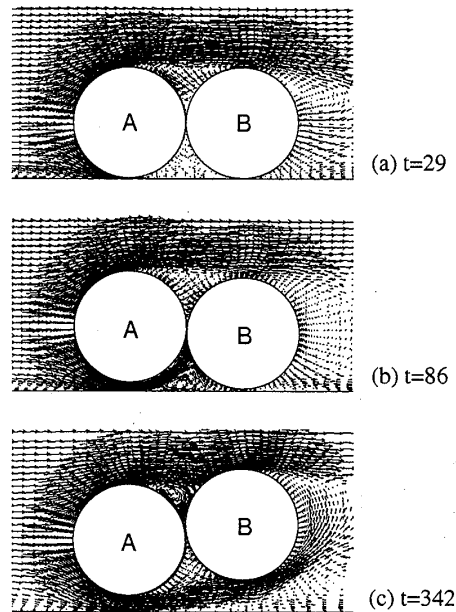


Fig. 5 Velocity vectors (case1)

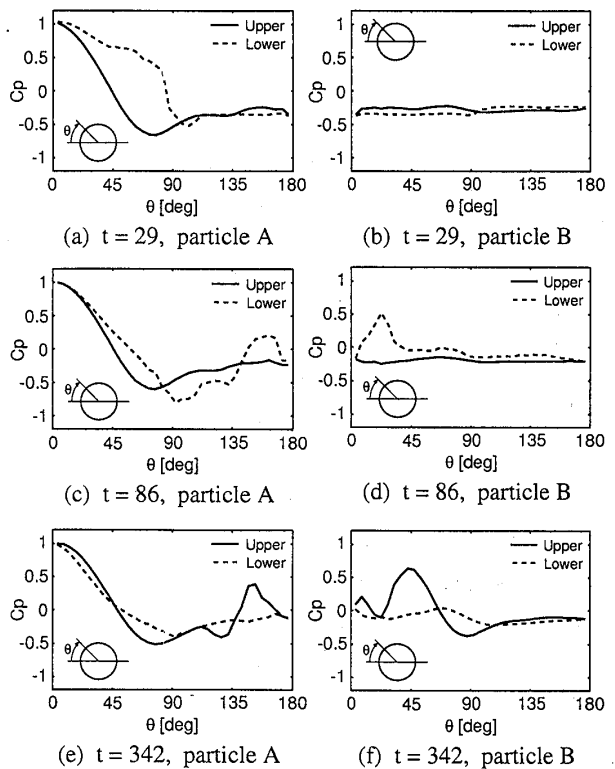


Fig. 6 Pressure distribution along particle (case1)

流れが当たるため、同様の揚力が作用する。ただし、その流速は一様流に比べて多少低いため、上流側粒子との間隔は徐々に狭くなる。

2粒子の間隔が狭くなるにつれて、下流側粒子は上流側粒子に流れを遮られるようになり、特に下流側粒子の下部の流れが遅くなる。これにより、下流側粒子

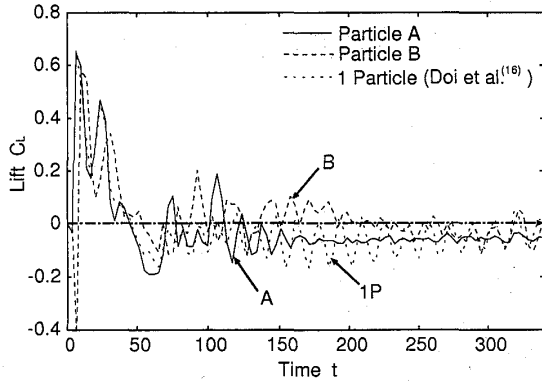


Fig. 7 Time history of lift force (case2)

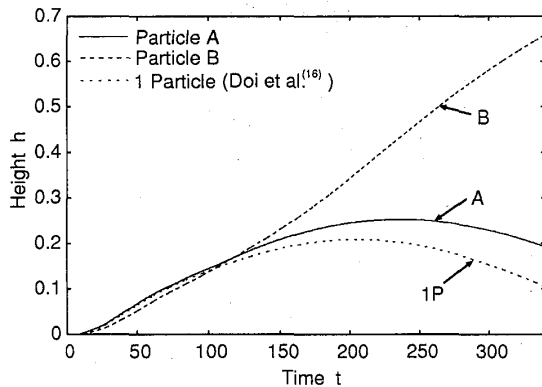


Fig. 8 Time history of height (case2)

の壁面との隙間を通り抜ける流れの速度も低下し、下流側粒子の下部での圧力低下が抑えられることにより、下流側粒子は上昇を続ける。

このようにして、下流側粒子は上流側粒子に比べて大きく上昇する。また、粒子が1つだけの場合と比較しても、その上昇量は大きい。

なお、2粒子の初期間隔が $0.5D$, $1D$ の場合についても、同様に下流側粒子の方が高く上昇する傾向があることを確認している。

4.3 ケース3：スパン方向接触2粒子の運動

2つの粒子がスパン方向に接触した状態で並べて置かれた場合(ケース3)について、上流側から見て左側の粒子 (particle A) に作用する揚力 C_L と横力 C_S の時間履歴を図11に、上昇量 h と横移動量 Y の時間履歴を図12に、それぞれ示す。また、同図に粒子が1つだけの場合における揚力 C_L と上昇量 h の計算結果⁽¹⁶⁾も示す。さらに、時刻 $t = 29, 86, 257$ における x - y 平面上での主流方向速度成分の分布を図13に、左側粒子 (particle A) 表面での圧力係数分布を図14に、それぞれ示す。なお、図13において、明部(白色)が流れの速い部分、暗部(黒色)が遅い部分に相当する。

衝撃波通過後、各粒子と壁面の間で圧力が上昇する

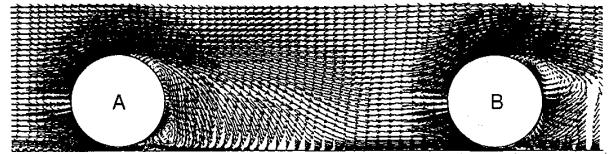
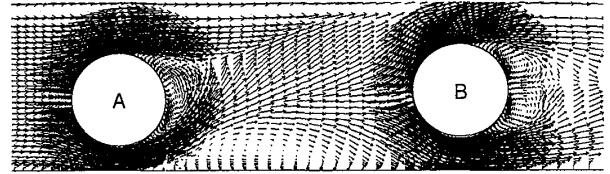
(a) $t=29$ (b) $t=200$

Fig. 9 Velocity vectors (case2)

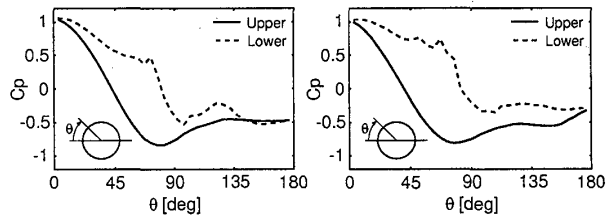
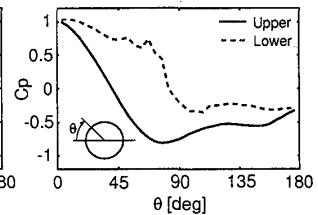
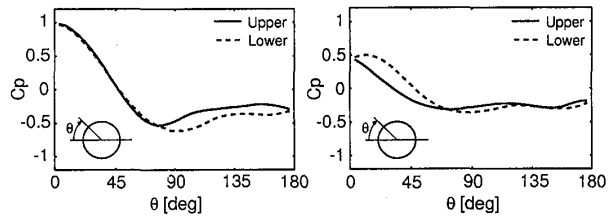
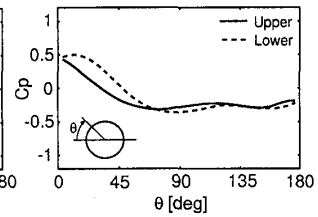
(a) $t = 29$, particle A(b) $t = 29$, particle B(c) $t = 200$, particle A(d) $t = 200$, particle B

Fig. 10 Pressure distribution along particle (case2)

のと同時に、2粒子の間(内側)でも圧力が上昇し、これに伴う揚力および斥力により、2つの粒子は上昇しながら離れていく。なお、初期における流れ場は、ほぼ左右対称であり、その対称面に架空の滑り境界を置いた場合と同等であるため、各粒子の上下面と左右(外内)面の圧力分布、および、揚力と斥力の大きさは、ほぼ同じになる。

その後、時間経過に伴う壁面上の境界層の成長により、粒子・壁面間の流れ場と2粒子間の流れ場の違い、および揚力と斥力の違いが現れてくる。2粒子間では、隙間の増加に伴い徐々に圧力上昇は減少し、斥力は引力に変わることなく零に収束する。一方、粒子・壁面間では、境界層の成長によって、その隙間を通り抜ける流れが加速し、それに伴う圧力低下の結果、揚力は下向きの力に変化する。

以上のように、2つの粒子は、その間隔を広げながら、上昇した後、降下する。このような上下運動と左右運動の特性の違いは、粒子の上昇運動に壁面上の境

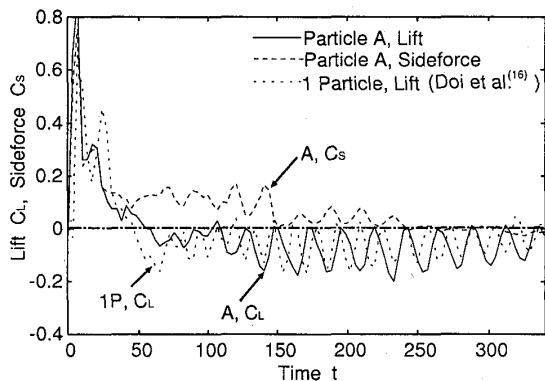


Fig. 11 Time history of fluid force (case3)

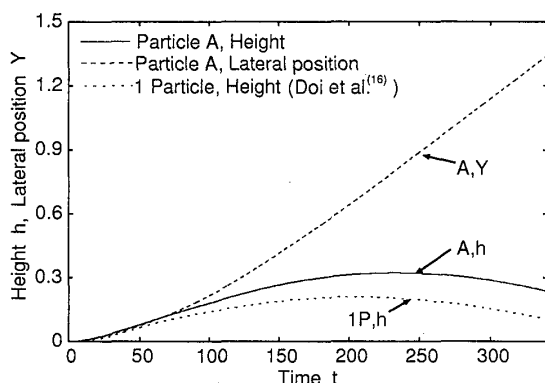


Fig. 12 Time history of position (case3)

界層が大きく影響していることを表わす。

なお、2粒子の平均上昇量は、粒子が1つだけ存在する場合に比べて若干増加する。これは、粒子上昇飛散初期において、粒子下部内側の流路が、粒子が1つだけ存在する場合に比べて狭く、圧力の上昇量が大きくなるためである。

5. 結 論

衝撃波流れによって上昇する2つの固体粒子の運動について、数値シミュレーションによる解析を行った。各粒子の運動や各粒子に作用する流体力は、粒子が1つだけの場合と大きく異なる。また、2粒子の初期配置によっても大きく変化する。

- 2粒子が主流方向に接触した状態で置かれている場合、粒子は接触状態を保ちつつ、相対位置を上下させながら上昇する。
- 2粒子が主流方向に粒子径の3倍だけ離れた状態で置かれている場合、下流側粒子は、上流側粒子に比べて大きく上昇する。
- 2粒子がスパン方向に接触した状態で置かれている場合、粒子は互いに離れながら上昇する。

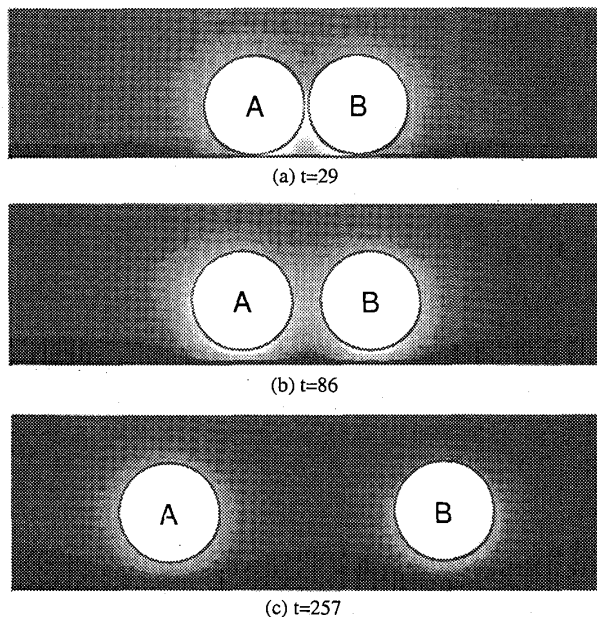


Fig. 13 Streamwise Velocity distribution (case3)

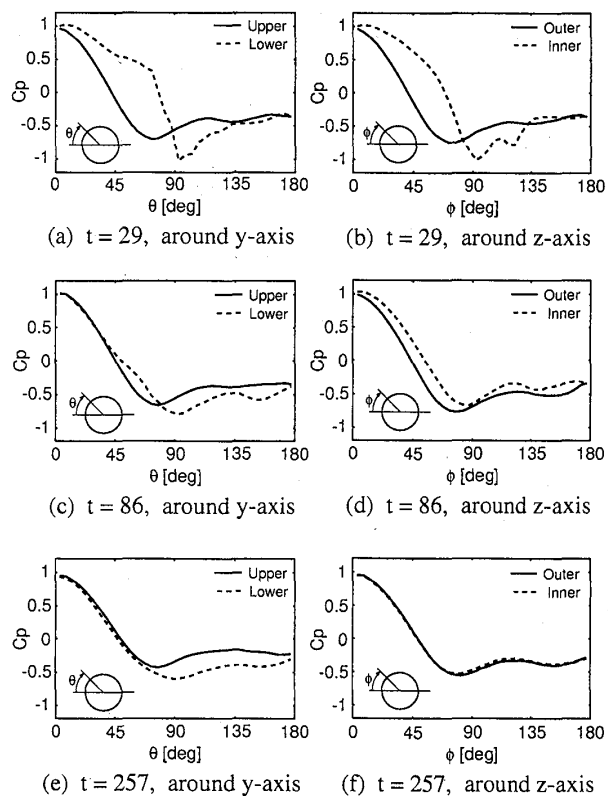


Fig. 14 Pressure distribution along particle A (case3)

いずれの場合も、粒子が1つだけの場合に比べて、その平均上昇量は増加する。以上の結果は、2粒子間の間接的相互作用が、2粒子間の相対位置関係や主流の向きにより、大きく変化することを表す。

文 献

- (1) Gerrard, J. H., An experimental investigation of the initial stages of the dispersion of dust by shock wave, *British Journal of Applied Physics*, Vol. 14 (1963), pp. 186-192.
- (2) Dawes, J. G., *Dispersion of dust deposits by blast of air*, Vol. 36 (1952), pp. 1-69, Safety in Mines Research Establishment, Ministry of Fuel and Power, England.
- (3) Fletcher, B., The interaction of a shock with a dust deposit, *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 9 (1976), pp. 197-202.
- (4) Bracht, K., Merzkirch, W., Dust entrainment in a shock-induced turbulent air flow, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 5 (1979), pp. 301-312.
- (5) Suzuki, T., Adachi, T., An experimental study in the dynamical structure of particles dispersed from the dust layer by a shock wave, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 52, No. 483 (1986), pp. 3742-3746.
- (6) Khul, A. L. et al., Unstable wall layers created by shock reflections, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 154 (1994), pp. 491-515.
- (7) Thevand, N. et al., Numerical study of the lift force influence on two-phase shock tube boundary layer characteristics, *Shock Waves*, Vol. 11 (2002), pp. 279-288.
- (8) Doi, K., Men'shov, I., Nakamura, Y., Numerical simulation of dust cloud formed by shock-induced flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 71, No. 703 (2005), pp. 760-765.
- (9) Cox, R. G., Hsu, S. K., The lateral migration of solid particles in a laminar flow near a plate, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 3 (1977), pp. 201-222.
- (10) Vasseur, P., Cox, R. G., The lateral migration of spherical particles sedimenting in a stagnant bounded fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 80 (1977), pp. 561-591.
- (11) McLaughlin, J. B., The lift on a small sphere in wall-bounded linear shear flows, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 246 (1993), pp. 249-265.
- (12) Cherukat, P., McLaughlin, J., The inertial lift on a rigid sphere in a linear shear flow field near a flat wall, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 263 (1994), pp. 1-18.
- (13) Saffman, P. G., The lift on a small sphere in a slow shear flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 22 (1965), pp. 385-400.
- (14) Dandy, D. S., Dwyer, H. A., A sphere in shear flow at finite Reynolds number : effect of shear on particle lift, drag, and heat transfer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 216 (1990), pp. 381-410.
- (15) Suzuki, T. et al., An experimental study in the initial mechanism of particle liftup by a shock passage, *Transactions of The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 38, No. 121 (1995), pp. 243-250.
- (16) Doi, K., Men'shov, I., Nakamura, Y., Numerical Analysis of A Solid Particle Lifted by Shock-Induced Flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 71, No. 708 (2005), pp. 1994-1998.
- (17) Daiguji, H., Miyake, Y., Yoshizawa, A., *Numerical fluid dynamics of turbulent flow* (in Japanese), (1998), pp. 501-509, University of Tokyo Press.
- (18) Schlichting, H., *Boundary-layer theory*, (1987), pp. 439-443. McGraw-Hill.