渦法を用いた固気二相流の二次元グリッドフリー解法*

内山 知実^{*1}, 成瀬 正章^{*2}Two-Dimensional Grid-Free Simulation Method for
Gas-Particle Two-Phase Flow Based on Vortex MethodTomomi UCHIYAMA^{*3} and Masaaki NARUSE^{*3} EcoTopia Science Institute, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

This study proposes a two-dimensional grid-free simulation method for gas-particle two-phase flow. The method is based on a vortex method, in which the vorticity field is discretized by vortex elements. The behavior of vortex element and the particle motion are simultaneously computed by the Lagrangian approach. Four square cells are allocated around each particle. In each cell, the change in the circulation of gas-phase due to the particle motion is calculated, and it is considered through the change in the strength of vortex element. The grid-free method is applied to simulate the particulate jet generated by small glass particles falling from a slit orifice into an unbounded quiescent air. It is shown that the simulated distribution of air velocity is favorably compared with the measurement. It is also confirmed that the entrained air flow rate agrees well with the prediction by an analytical model. These results suggest the validity of the method.

Key Words: Gas-Solid Two-Phase Flow, Computational Fluid Dynamics, Jet, Vortex Method, Grid-Free Method

1. 緒 言

流動の数値シミュレーションに多用されている差分法や有限要素法などの Euler 型解法は、前処理として流れ場を計算格子に分割する必要がある。複雑な幾何形状をもつ流れ場を扱う実務的シミュレーションでは、格子分割に多大な作業が要求される。このため、格子を使用しない、いわゆるグリッドフリー技術の開発が切望されている。その有力解法の一つとして渦法に注目が寄せられている⁽¹⁾。渦法は、渦度場を多数の渦要素で離散化し、個々の渦要素の移流と強度の変化を追跡して流れの時間発展を計算する Lagrange 型解法である。これまで単相流解析を対象に多くの研究が行われ、広範な Reynolds 数の流れ解析に対して優れた適用性を有することなどが報告されている。

一方、気流中に微小な固体粒子を含む固気二相流は、エネルギー機器や化学プラントなど、様々な工業装置で観察される。かねてより、種々の数値シミュレーション手法が提案されている⁽²⁾。気流の計算には、単相流の場合と同様、計算格子を用いる Euler 型解法が多

用されている。著者らは、渦法の適用範囲を拡張するため、固気二相流に対する渦法を開発した⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。また、噴流や物体後流などの解析に適用し、大規模渦と粒子運動の関係や粒子による気相流れの変化などを実験結果と比較し、解法の有用性を示した⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾。提案した渦法は、粒子と渦要素を追跡する Lagrange 型解法に準拠している。粒子による気相流れの変化は、粒子運動がもたらす気相の循環の変化を計算し、これをもとに粒子近傍の渦要素の強度を定めることにより求めている。ただし、循環変化の計算には、差分法などと同様、流れ場全体を分割する格子を援用している。このため、渦法の特徴の一つであるグリッドフリーの利点は必ずしも十分には発揮されていなかった。

本論文では、渦法を用いた固気二相流に対する二次元グリッドフリー解法を提案する。流れ場全体を格子に分割することなく、個々の粒子の周囲に4つの正方形セルを局所的に設け、当該粒子の運動に起因する気相循環変化を各セルで計算し、それをもとにセル内の渦要素の強度を定める方法である。また、本解法の妥当性を示すため、スリットオリフィスから自由空気中へ自由落下する固体粒子群が形成する粒子噴流の解析に適用した結果についても述べる。

* 原稿受付 2007 年 10 月 4 日。

^{*1} 正員, 名古屋大学エコトピア科学研究所(〒464-8603 名古屋千種区不老町)。^{*2} 名古屋大学エコトピア科学研究所。

E-mail: uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp

2. 記 号

A	: 格子およびセルの面積
C_D	: 粒子の抵抗係数
D	: スリットオリフィスの幅
d	: 粒子直径
F_D	: 単位体積の気相が粒子から受ける力
f_D	: 粒子に作用する流体抗力
g	: 重力加速度
L	: 粒子まわりの正方形セルの一辺の長さ
N_v	: 解析領域内の渦要素数
p	: 圧力
Q	: 巻き込み空気流量
Re_p	: 粒子 Reynolds 数 $= d u_g - u_p /\nu$
t	: 時間
u	: 速度
$\bar{u}$	: 時間平均速度
v_p	: 気相に対する粒子の相対速度 $= u_p - u_g$
x, y	: 空間座標
Δt	: 時間刻み幅
Γ	: 循環
ν	: 気相の動粘度
ρ	: 密度
σ	: 渦要素のコア半径
ω	: 渦度 $= \nabla \times u_g$
添字	
g	: 気相
p	: 粒子
x	: 軸方向成分

3. 基礎式と数値解法

3.1 仮定 本解析では以下の仮定を用いる。

- (1) 気相は非圧縮である。
- (2) 粒子の密度は気相に比べて十分に大きい。
- (3) 粒子は球形であり、均一な直径をもつ。
- (4) 流れ場全体に及ぼす粒子間衝突の影響は小さく、無視できる。
- (5) 粒子 Reynolds 数は 300 以下であり、粒子からの渦放出はない。

3.2 気相および粒子の支配方程式 気相の質量および運動量保存式は、仮定 (1) を用いれば次式で表される。

$$\nabla \cdot u_g = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + (u_g \cdot \nabla) u_g = -\frac{1}{\rho_g} \nabla p + \nu \nabla^2 u_g - \frac{1}{\rho_g} F_D \quad (2)$$

ここで、 F_D は単位体積の気相が粒子から受ける力である。

一方、仮定 (2) より粒子に作用する支配的な力は流体抗力と重力であり、仮想質量力、揚力、Basset 力および圧力勾配力は無視できる⁽¹⁰⁾。この場合、粒子(質量 m) の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{du_p}{dt} = f_D + mg \quad (3)$$

ここで、仮定 (3) より流体抗力 f_D は次式で与えられる。

$$f_D = (\pi d^2 \rho_g / 8) C_D |u_g - u_p| (u_g - u_p) \quad (4)$$

ただし、 d は粒子直径であり、抗力係数 C_D は次式⁽¹¹⁾で定められる。

$$C_D = (24 / Re_p) (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (5)$$

ここで、 $Re_p = d|u_g - u_p|/\nu$ である。

式 (1)~(3) を連立解析するが、本解法では式 (1) と (2) に渦法を適用し、式 (3) に Lagrange 法を用いる。

3.3 渦要素による渦度場の離散化 二次元流れ場を解析の対象とすれば、気相の渦度方程式は、式 (2) の回転をとり式 (1) を代入して得られる次式で表される。

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times F_D \quad (6)$$

一方、渦度の定義式を積分すれば、任意の位置 x における速度 u_g を与える Biot-Savart の式が得られる。

$$u_g(x) = -\frac{1}{2\pi} \int \frac{(x-x') \times \omega(x')}{|x-x'|^2} dx' + u_{g0} \quad (7)$$

ここで、 u_{g0} は一様流またはポテンシャル流れの速度を表す。

いま、渦度場を多数の渦要素により離散化する。単相流解析に対する渦要素モデル⁽¹²⁾を適用し、渦要素がコア構造をもつものとする。渦要素 α の循環を Γ_α 、コア半径を σ_α 、位置ベクトルを x^α とすれば、渦要素 α による位置 x における渦度は次式で与えられる。

$$\omega^\alpha(x) = \frac{\Gamma_\alpha}{\sigma_\alpha^2} f\left(\frac{|x-x^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \quad (8)$$

ここで、コア関数 f は次式で与えられる。

$$f(\xi) = \frac{1}{\pi} \exp(-\xi^2) \quad (9)$$

渦度場を N_v 個の渦要素で離散化すれば、 $u_g(x)$ は式 (7) と (8) から得られる次式で表される。

$$u_g(x) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{\alpha=1}^{N_v} \frac{(x-x^\alpha) \times k \Gamma_\alpha}{|x-x^\alpha|^2} g\left(\frac{|x-x^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) + u_{g0} \quad (10)$$

ここで、 α に関する総和のうち、 $\mathbf{x}=\mathbf{x}^\alpha$ の場合は除外する。また、 $\mathbf{k}$ は渦度ベクトルと同一方向の単位ベクトルであり、関数 g は次式で表される。

$$\begin{aligned} g(\zeta) &= 2\pi \int_0^\zeta f(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \\ &= 1 - \exp(-\zeta^2) \end{aligned} \quad (11)$$

渦要素 α は速度 $\mathbf{u}_g$ で移流する。すなわち、

$$\frac{d\mathbf{x}^\alpha}{dt} = \mathbf{u}_g(\mathbf{x}^\alpha) \quad (12)$$

任意の時刻における渦要素の位置、循環およびコア半径が既知ならば、式(10)から気相速度が得られ、式(3)から粒子運動が解析され、流動の時間変化が求められる。渦要素の位置は式(12)から得られる。循環とコア半径は、つぎに示すように粘性拡散と粒子運動の影響を個別に評価して定める。

3.4 粘性拡散によるコア半径の変化 渦度は粘性拡散により減衰するが、単相流解析と同様、コア半径 σ の大きさを時間変化させる core spreading 法⁽¹²⁾により模擬する。すなわち、

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\nu}{\sigma} \quad (13)$$

3.5 粒子運動による循環の変化 粒子運動が気相流れに及ぼす影響を考慮するため、流れ場の任意の閉曲線 S のまわりの循環 Γ の時間変化率を考える。すなわち、

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \frac{D}{Dt} \int \boldsymbol{\omega} \cdot d\mathbf{S} \quad (14)$$

式(14)にReynoldsの輸送定理を適用したのち、式(1)と(2)を代入し、Stokesの定理を用いて変形すれば次式を得る。

Fig.1 Computational grid employed in prior vortex method

$$\begin{aligned} \frac{D\Gamma}{Dt} &= -\frac{1}{\rho_g} \int \nabla \times \mathbf{F}_D \cdot d\mathbf{S} \\ &= -\frac{1}{\rho_g} \int \mathbf{F}_D \cdot d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、 $d\mathbf{r}$ は線素ベクトルである。また、式(2)の粘性拡散項は式(13)で考慮されているため、代入に際して無視している。

3.6 格子を用いる循環変化の計算方法 (既報⁽³⁾⁽⁴⁾の解法) 既報⁽³⁾⁽⁴⁾の二次元渦法では、流れ場を図1のような四角形格子に分割し、各格子における循環 Γ の時間変化率 $\Delta\Gamma/\Delta t$ を式(15)から計算する方法を提案した。すなわち、格子点における $\mathbf{F}_D$ の値 $\mathbf{F}_D^\beta$ ($\beta=1\sim 4$)について、 x および y 方向成分($F_{Dx}^\beta, F_{Dy}^\beta$)が既知であり、格子点間で $\mathbf{F}_D$ が線形変化するものと仮定すれば、 $\Delta\Gamma/\Delta t$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\Gamma}{\Delta t} &= -\frac{1}{\rho_g} \left[\frac{\Delta x}{2} (F_{Dx}^1 + F_{Dx}^2 - F_{Dx}^3 - F_{Dx}^4) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Delta y}{2} (F_{Dy}^1 + F_{Dy}^2 - F_{Dy}^3 - F_{Dy}^4) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

格子に n_v 個の渦要素が存在する場合、 Δt における渦要素一つ当たりの循環の変化量を $\Delta\Gamma/n_v$ とする。渦要素が存在しない場合には、循環 $\Delta\Gamma$ をもつ渦要素一つを格子中央から発生させる。

一方、 $\mathbf{F}_D^\beta$ の値は次式で定めた。

$$\mathbf{F}_D^\beta = \frac{1}{A\Delta z} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{A_\beta^j}{A} \mathbf{f}_D^j \quad (\beta = 1, 2, 3, 4) \quad (17)$$

ここで、 n_p は格子に含まれる粒子数、 $\mathbf{f}_D^j$ は粒子 j に作用する流体抗力、 A_β^j は格子点 β を見込む四角形の面積、 A は格子面積($\Delta x \Delta y$)である。また、 Δz は x - y 平面に垂直方向の格子幅であり、解析領域の入口境界で垂直方向に粒子が間隔 l で一様に分布するものと仮定すれば、二次元解析における Δz は l に相当する。

Fig.2 Four cells around a particle

3.7 格子を用いない循環変化の計算方法（提案するグリッドフリー解法） 単相流に対する渦法は、渦要素を追跡する Lagrange 解法のため、計算格子が不要である。本論文では、流れ場を格子に分割することなく式 (15) を用いて渦要素の循環の変化量を計算できる、固気二相流に対するグリッドフリー渦法を提案する。

図2に示すように、粒子の周囲に4つの正方形セルを局所的に設ける。セルは x および y 軸に沿っており、一辺の長さを L とする。気相に対する粒子の相対速度を $\mathbf{v}_p (= \mathbf{u}_p - \mathbf{u}_g)$ とすれば、 $-\mathbf{v}_p$ の方向に流体抗力 $\mathbf{f}_D$ が作用する。 $\mathbf{f}_D$ が x 軸となす角度を θ とする。式(17)によれば、 $\mathbf{F}_D$ は粒子位置のセル頂点 O に作用し、それ以外のセル頂点には作用しない。 $\mathbf{F}_D$ の成分(F_{Dx} , F_{Dy})は次式で与えられる。

$$F_{Dx} = \frac{f_D \cos \theta}{A \Delta z}, \quad F_{Dy} = \frac{f_D \sin \theta}{A \Delta z} \quad (18)$$

(a) Particle and four vortex elements

(b) Gas velocity induced by four vortex elements

Fig.3 Vortex elements and induced gas velocity when $\theta=90^\circ$

ここで、 $A=L^2$ である。

セル頂点間で $\mathbf{F}_D$ が線形変化するものと仮定し、4つのセル1, 2, 3, 4に式(15)を適用すれば、セル β ($\beta=1,2,3,4$)の循環変化 $\Delta\Gamma_\beta$ は次式で表される。

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma_1 &= (\cos \theta - \sin \theta)G \\ \Delta\Gamma_2 &= (\cos \theta + \sin \theta)G \\ \Delta\Gamma_3 &= (-\cos \theta + \sin \theta)G \\ \Delta\Gamma_4 &= (-\cos \theta - \sin \theta)G \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、 G は次式で定義される。

$$G = -\frac{f_D L \Delta t}{2\rho_g A \Delta z} \quad (20)$$

既報⁽³⁾⁽⁴⁾の方法に準拠して、セル β に n_v 個の渦要素が存在する場合には渦要素一つ当たりの循環の変化量を $\Delta\Gamma_\beta/n_v$ とし、渦要素が存在しない場合には循環 $\Delta\Gamma_\beta$ をもつ渦要素一つをセル中央から発生させる。

(a) Particle and four vortex elements

(b) Gas velocity induced by four vortex elements

Fig.4 Vortex elements and induced gas velocity when $\theta=65^\circ$

いま、粒子運動により4つのセルから渦要素が一つずつ新たに発生する場合を考えよう。 $\theta=90^\circ$ のときには、図3(a)に示すように、気流に対する粒子の運動方向(v_p の方向)に関して、渦要素の配置が左右対称となる。さらに、式(19)からわかるように循環の絶対値も対称となる。4つの渦要素が誘起する粒子まわりの気流を計算すると図3(b)のようになる。ただし、 $G=0.001$ 、 $\sigma=L/2$ のときの結果である。粒子運動方向に関して気流も左右対称となり、合理的な速度場が求められている。 $\theta=0^\circ$ 、 180° 、 270° の場合にも同様な気流速度が求められる。

一方、 θ が上述以外の場合には、図4(a)に示すように渦要素の配置と循環の絶対値が粒子進行方向に関して対称でない。たとえば $\theta=65^\circ$ の場合の気流を求めると、図4(b)に示すように非対称な速度分布となる。これは、粒子運動が誘起する空間的に連続な渦度場を有限の寸法をもつセルと有限個数の渦要素で離散化することに起因している。より小さなセルと多くの渦要素を用いれば対称性は向上するが、計算負荷の増大をもたらす。そこで、図5に示すように、粒子位置(セル頂点 O)からセル頂点 P に向かうベクトル $\vec{OP}$ がつねに f_D と一致するように4つのセルを配置する。このセル配置は、図3(a)の配置に相当するため、粒子まわりの左右対称な気流を正確に計算できる[図3(b)参照]。

本解法は、グリッドフリーを実現するばかりでなく、気相に及ぼす粒子の影響をより適切に考慮できる特徴をもつ。従来の著者らのグリッドベース渦法では、流れ場を格子に分割し、粒子がもたらす渦度変化を個々の格子で算出し、格子に含まれる渦要素の強度変化としてTwo-way couplingを計算していた。すなわち、

Fig.5 Four cells employed in present vortex method

Euler 的視点に立った解法であった。それに対して本解法は、個々の粒子に着目し、そのまわりの渦度変化を計算して Two-way coupling を実現するモデルであり、完全 Lagrange 解法である。

3.8 解析手順 時刻 $t=t$ における流れ場が既知ならば、 $t=t+\Delta t$ の流れが以下の手順で計算される。

1. 粒子の運動を式(3)から求める。
2. 解析領域に存在するすべての粒子の周囲に4つのセルを設ける(図5参照)。
3. 4つのセルにおける循環変化量 $\Delta\Gamma_\beta$ ($\beta=1,2,3,4$) を式(19)において $\theta=90^\circ$ として求める。
4. $\Delta\Gamma_\beta$ を当該セル内の渦要素の循環に付与する。セル内に渦要素がない場合には、循環 $\Delta\Gamma_\beta$ をもつ渦要素一つをセル中央から発生させる。
5. 渦要素のコア半径 σ を式(13)から求める。
6. 渦要素の位置を式(12)から求める。
7. 気相速度 u_g を式(10)から求める。

4. 自由落下粒子群が形成する粒子噴流への適用

4.1 解析条件 提案したグリッドフリー解法の妥当性を示すため、自由落下する固体粒子群が形成する粒子噴流の解析に適用した。流れの概略を図6に示す。幅 $D=5\text{ mm}$ のスリットオリフィスから自由空气中へ直径 $d=400\text{ }\mu\text{m}$ のガラス粒子(密度 $\rho_p=2590\text{ kg/m}^3$)を自由落下させる。粒子質量流量 $\dot{m}$ は $3\times 10^{-3}\text{ kg/s}$ とする。落下開始時($t=0$)に空気は静止している。よっ

Fig.6 Schematic diagram of particulate jet and computational domain

て、渦要素は存在しない。また、自由空気中の現象のため、式(7)と(10)の u_{g0} は零である。オリフィス出口から鉛直下方に $240D$ 、水平方向に $120D$ の二次元矩形領域を解析領域とする。この粒子噴流については、格子を援用する渦法⁽³⁾による二次元解析結果が報告されている⁽⁶⁾。

時間刻み幅 Δt は 0.001 s とし、渦要素の移流と固体粒子の運動のLagrange計算には、二次精度のAdams-Bashforth法を用いる。10個の粒子をオリフィス出口断面($x=0$)において水平方向に等間隔で並べ、 Δt ごとに初速度零で落下させる。式(17)における Δz の値は、 $\dot{m}$ の値を満足するように定める⁽⁶⁾。個々の粒子の周囲に設ける正方形セルの一辺の長さ L は $50d$ とする。

渦要素の発生時のコア半径 σ_0 は $L/2$ とする。下流境界($x/D=240$)から流出した渦要素を計算から除外する場合、境界近傍の気流の速度分布が上流側の渦要素のみから求められ、妥当な結果が得られない。そこで、長さ $10D$ の矩形領域を境界下流に付加し、流出した渦要素を強度を一定に保ったまま移流させる。長さ $10D$ は渦要素の初期コア半径の5倍に相当しており、流出した渦要素のうち、解析領域内の流れに影響を及ぼすものを適切に考慮できる寸法である。

4.2 解析結果と考察 粒子の分布を図7に示す。ただし、落下開始($t=0$)から40秒後の結果である。後述するように大規模な巻き込み空気の流れが存在するにもかかわらず、粒子はオリフィス出口から直線的に落下し、横方向(y 方向)へ広がらない。解析の対象とした粒子は慣性力が大きいいため、いずれの時刻においても同様に分布する。

Fig.7 Particle distribution at $t=40\text{ s}$

図8は渦要素の分布の時間変化を示す。渦要素は、 $t=6\text{ s}$ までは中心軸($y=0$)に沿って落下する粒子群の周囲に発生している。しかし、時間が経過すると粒子による巻き込み空気の流れが生じるため、渦要素は横方向へ大きく広がる。ただし、一様に広がることなく、中心軸の左右に局所的なクラスタを形成する。

Fig.8 Time variation for distribution of vortex element

Fig.9 Time variation for number of vortex elements

解析領域内の渦要素の個数 N_v の時間変化を図 9 に示す。 N_v は、粒子の落下開始と同時に急増大するが、その直後に低下して $t=8$ s で極小となる。渦要素は、落下開始と同時に中心軸近傍で発生するが、誘起される直進的な気流に乗って計算領域下流へ流出するからである。 $t \geq 18$ s では、 N_v は約 2000 個を中心に増減を不規則に繰り返す。粒子運動により発生する渦要素と流出する渦要素の個数の時間平均値が釣合った状態にある。すなわち、発達した粒子噴流の生起を示している。なお、格子を用いる渦法解析⁽⁶⁾では、発達した粒子噴流に対して N_v は約 8600 を中心に変動した。後述するように本解析結果は既報⁽⁶⁾の結果とほとんど同一であることから、渦要素の個数の低減も達成されている。

Fig.10 Time variation for distribution of air velocity

気流の速度分布の時間変化を図 10 に示す。ただし、図 8 において渦要素の分布を示した時刻における結果である。 $t=6$ s では、粒子が存在する中心軸近傍においてのみ、下降気流が存在する。時間が経過すると ($t=12$ s)、巻き込み空気の流れが規模を増し、大きな渦が中心軸の左右に交互に現れる。この大規模渦は、渦要素のクラスタに対応している (図 8 参照)。大規模

渦の回転方向は、 $y>0$ および $y<0$ において、それぞれ反時計回りおよび時計回りである。 $t \geq 18$ s では渦要素数が平均値を中心に増減を繰り返すが (図 9 参照)、 $t=18$ s および 40 s では中心軸上の速度が増すとともに渦が大きくなり、発達した噴流が形成されていることが確認できる。試みに、粒子まわりに設けるセルの寸法を 3/4 倍にした場合 ($L=3D$) も解析したが、気流の速度分布は本解析結果 ($L=4D$ の場合) とほとんど同一であった。よって L の値は適切であるものと判断できる。 $L=2D$ および D の場合も計算は可能であった。ただし、任意の時刻で発生した渦要素がつぎの時間ステップにおいてセル外部に流出する頻度が増し、ステップごとに渦要素が発生した。これにより渦要素数が膨大となり、計算の進行が著しく低下した。

Fig.11 Mean axial velocity of air

気流の軸方向 (x 方向) 時間平均速度 $\bar{u}_{gx}$ の分布を図 11 に示す。オリフィスからの距離 x が異なる 3 断面 ($x=0.05, 0.4, 0.8$ m) における結果である。ただし、中心軸 ($y=0$) に関して対称な分布が得られたため、 $y \geq 0$ の分布のみを示してある。 $\bar{u}_{gx}$ は中心軸で最大値をとり、水平方向 (y 方向) に向かって低下する。同様な分布が円形オリフィスから落下するガラス粒子 ($\rho_p=2590$ kg/m³, $d=454$ μ m) に対する尾形ら⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾の実験においても求められている。また、既報⁽⁶⁾の渦法解析結果ともほぼ一致する。 $x=0.8$ m の断面では、 $y \geq 0.18$ m において $\bar{u}_{gx} < 0$ となり、鉛直上向きの流れが発生している。中心軸の左右に大規模渦があり (図 10 参照)、これらが上昇流を形成するためである。

水平断面を通過する空気の流量すなわち巻き込み空気流量 Q は、空気の時間平均速度 $\bar{u}_{gx}$ を断面において積分すれば求められる。 Q と落下距離 x との関係を図 12 に示す。 Q は x の増加とともに増す。図 12 には、解析モデルすなわち Single particle model⁽¹⁵⁾ およ

び Massive particle model⁽¹⁶⁾ による予測結果も併記してある。Single particle model は静止空气中を落下する単一粒子に作用する抗力による動力が周囲空気加速に要する動力と等しいものと仮定したモデルであり、Massive particle model は巻き込み空気の運動量が粒子群に比べて無視できるものと仮定したモデルである。本解析結果は、Massive particle model の予測値と良く一致している。また、本解析結果は格子を用いる渦法による結果⁽⁶⁾ とほとんど同じである。

本論文で解析の対象とした粒子は直線的に運動するが、より複雑な運動が生起する場合にも本解法は適用できることを付記する。

Fig.12 Entrained air flow rate

5. 結 言

固気二相流に対する二次元渦法を提案した。流れ場全体を格子に分割しないグリッドフリー解法である。個々の粒子の周囲に4つの正方形セルを局所的に設け、当該粒子の運動に起因する気相循環変化を各セルで計算し、それをもとにセル内の渦要素の強度を定める方法である。

本解法の妥当性を示すため、スリットオリフィスから自由空气中へ自由落下するガラス粒子群が形成する粒子噴流の解析に適用した。その結果、格子を援用する二次元渦法解析や実験と同様な気流速度の分布が得られることを示し、巻き込み空気流量が解析モデルによる予測値と良く一致することも確認した。

本論文では二次元解法を提案した。解析領域に垂直な方向に粒子が等間隔で分布した場合を対象としたものである。次報では、適用範囲を拡張するため、三次元解法を示す予定である。

文 献

- (1) Kamemoto, K. and Kida, T., Recent development of the vortex method, *Trans. JSME, B*, Vol.69, No.683(2003), pp.1564-1569, (in Japanese).
- (2) Crowe, C. T., et al., *Multiphase flow with droplets and particles*, (1962), CRC Press.
- (3) Uchiyama, T. and Naruse, M., A numerical method for gas-solid two-phase free turbulent flow using a vortex method, *Powder Technol.*, Vol.119(2001), pp.206-214.
- (4) Uchiyama, T. and Naruse, M., Numerical simulation for gas-particle two-phase free turbulent flow based on vortex in cell method, *Powder Technol.*, Vol.142(2004), pp.193-208.
- (5) Uchiyama, T. and Fukase, A., Three-dimensional vortex method for gas-particle two-phase compound round jet, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, Vol.127(2005), pp.32-40.
- (6) Uchiyama, T., Numerical analysis of particulate jet generated by free falling particles, *Powder Technol.*, Vol.145(2004), pp.123-130.
- (7) Uchiyama, T. and Yagami, H., Numerical analysis of gas-particle two-phase wake flow by vortex method, *Powder Technol.*, Vol.149(2005), pp.112-120.
- (8) Uchiyama, T. and Fukase, A., Three-dimensional vortex simulation of particle-laden air jet, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.61(2006), pp.1767-1778.
- (9) Uchiyama, T. and Naruse, M., Three-dimensional vortex simulation for particulate jet generated by free falling particles, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.61(2006), pp.1913-1921.
- (10) Chein, R. and Chung, J. N., Effects of vortex pairing on particle dispersion in turbulent shear flows, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.13, No.6(1987), pp.785-802.
- (11) Schiller, L. and Naumann, A. Z., Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Z. Vereines Deutscher Inge.*, Vol.77(1933), pp.318-321.
- (12) Leonard, A., Vortex methods for flow simulation, *J. Comput. Phys.*, Vol.37(1980), pp.289-335.
- (13) Ogata, K., et al., Experimental investigation of a free falling powder jet and the air entrainment, *Powder Technol.*, Vol.115(2001), pp.90-95.
- (14) Ogata, K., et al., Entrained air flow characteristics due to the powder jet, *J. Jap. Soc. Powder Technol.*, Vol.37, No.3(2000), pp.160-167.
- (15) Hemeon, W. C. L., *Plant and process ventilation*, (1962), pp.120-161, The Industrial Press.
- (16) Cooper, P. and Arnold, P. C., Air entrainment and dust generation from a falling stream of bulk material, *KONA*, Vol.13(1995), pp.125-134.