

## 固体粒子が付加された低 Reynolds 数気相噴流の渦法解析\*

八神 寿徳\*<sup>1</sup>, 内山 知実\*<sup>2</sup>Vortex Simulation of Low Reynolds Number Gas Jet Laden  
with Solid ParticlesHisanori YAGAMI and Tomomi UCHIYAMA\*<sup>3</sup><sup>\*3</sup> EcoTopia Science Institute, Nagoya University,  
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

An air jet, which remains laminar and axisymmetric in the single-phase flow condition, is simulated numerically in the particle-laden condition. The vortex method for particle-laden gas jet proposed by the authors is employed for the simulation. An air issues with velocity  $U_0$  from a round nozzle into the air co-flowing with velocity  $U_a$ . The Reynolds number based on  $U_0$  and the nozzle diameter is 1333, the velocity ratio  $U_a/U_0$  is 0.4. Spherical glass particles with diameter  $65\ \mu\text{m}$  are loaded at the mass loading ratio 0.025. The particle velocity at the nozzle exit is  $0.68U_0$ . The particles impose disturbances on the air and induce the three-dimensional flow, resulting in the transition from the axisymmetric flow to the non-axisymmetric one. As the particles make the air velocity fluctuation increase, the air momentum diffuses more in the radial direction, and accordingly the spread of the jet becomes larger. The abovementioned results agree well with the trend of the existing experiments. The proposed vortex method can successfully capture the flow transition caused by the particles laden on an axisymmetric air jet.

**Key Words:** Gas-Particle Two-Phase Flow, Vortex Method, Flow Transition, Non-Axisymmetric Jet

## 1. 結 言

気相噴流中に微小な固体粒子を含む固気二相噴流は、微粉炭燃焼器、固体ロケットエンジンおよびサンドブラスト装置など、様々な工業機器において見受けられる。これまで、多くの実験と数値解析が実行され、粒子の運動のほか、粒子に起因する気相乱流変調などが調べられている<sup>(1)-(7)</sup>。気相の乱れ強さと広がり幅は、噴流の初期および遷移領域では増し、発達領域では中心軸近傍を除いて減ることなど、多くの知見が得られている。湯ら<sup>(8)</sup>は、層流あるいは未発達の乱流状態にある単相噴流に及ぼす粒子の影響を把握するため、円形ノズルから噴出する層流の空気噴流にガラス粒子を供給した場合を対象として、数値解析と実験を実施した。Reynolds 数は 800、粒子の直径は  $65\ \mu\text{m}$ 、質量混合比は 0.65 である。その結果、粒子により気流中に微小な渦が発生することを明らかにし、その発達に起因して流れが乱流状態に遷移するものと結論づけている。

一方、著者らは既報<sup>(9)</sup>において、固気二相噴流に対する渦法を提案した。渦度場を渦要素で離散化し、粒子と渦要素の挙動を追跡して流れを解析する Lagrange 解法である。渦の形成や変形など渦構造の発展過程を良好に計算できる特徴がある。著者ら<sup>(9)(10)</sup>は、本渦法の有用性を検証するため、一様な気流中におかれた円形ノズルからガラス粒子を含む空気が噴出する、固気二相同軸噴流の解析に適用した。ノズル出口の気流速度に基づく Reynolds 数は 20000、一樣流と噴流の速度比は 0.27、粒子の直径は  $100\ \mu\text{m}$ 、質量混合比は 0.4 以下とした。その結果、単相噴流の場合に比べ、ポテンシャルコアの消滅位置が上流側に移動すること、気相の広がり幅と乱れ強さがポテンシャルコア消滅直後の領域において増し、その下流の発達領域では中心軸近傍を除いて低下することなどが解析された。すなわち、従来明らかにされている、初期および遷移領域における粒子の攪乱作用による三次元流れの発生の促進、発達領域における半径方向への運動量拡散の低下が求められた。さらに、静止空气中を自由落下する粒子群が誘起する粒子噴流の解析にも適用し、三次元性が顕著な大規模渦を伴う非定常気流が発生することなどを明らかにした<sup>(11)</sup>。

本研究では、層流状態にある空気単相の同軸噴流に

\* 原稿受付 2010年1月13日, 英文誌: Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 4, No. 2 (2009), pp. 335-347(原稿受付 2008年12月3日)。

\*<sup>1</sup> 正員, 三重大学知的財産統括室(☎514-8507 津市栗真町屋町1577)。

\*<sup>2</sup> 正員, 名古屋大学エコトピア科学研究所(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。

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

固体粒子を供給した場合を著者らの渦法により解析した。ノズル出口の気流速度に基づく Reynolds 数は 1333, ノズル周囲の一樣流と噴流の速度比は 0.4 であり, 直径  $65\mu\text{m}$  のガラス粒子が質量混合比 0.025 で供給される。解析の結果, 粒子が気流に攪乱作用を及ぼし, 流れを軸対称から非軸対称に変化させる現象が求められた。このような現象は, ノズル周囲に一樣流を伴わない噴流に対する湯ら<sup>(8)</sup>の数値解析と実験でも求められている。すなわち, 本渦法は軸対称の噴流に付加された粒子がもたらす流れの三次元化を良好に捉えられることを示した。

## 2. 記号

$D$ : ノズル直径

$d$ : 粒子直径

$F_D$ : 単位体積の気相が粒子から受ける力

$f_D$ : 粒子に作用する流動抗力

$g$ : 重力加速度

$L$ : ノズル長さ

$p$ : 圧力

$r$ : 半径座標

$t$ : 時間

$t^*$ : 無次元時間  $=U_0t/D$

$U_0$ : 気相のノズル出口速度

$U_a$ : 気相の一樣流速度

$U_c$ : 単相噴流の中心軸上速度

$u$ : 速度

$u'$ : 変動速度

$\bar{u}$ : 平均速度

$x$ : 位置ベクトル

$\gamma$ : 渦要素の強度

$\Delta t$ : 時間刻み幅

$\nu$ : 気相の動粘度

$\rho$ : 密度

$\sigma$ : 渦要素のコア半径

$\omega$ : 渦度  $=\nabla \times \mathbf{u}_g$

添字

0: ノズル出口あるいはポテンシャル流

c: 噴流中心軸

g: 気相

p: 粒子

r: 半径方向成分

$x, y, z$ :  $x, y, z$  方向成分

## 3. 基礎式と数値解法

**3.1 仮定** 本解法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, 均一な直径と密度をもつ。
- (4) 粒子間衝突は無視できる。

**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の保存方程式は, 仮定 (1) を用いれば次式で表される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_g = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g = -\frac{1}{\rho_g} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_g - \frac{1}{\rho_g} \mathbf{F}_D \quad (2)$$

ここで,  $\mathbf{F}_D$  は単位体積の気相が粒子から受ける力である。

仮定 (2) より, 粒子に作用する支配的な力は流動抗力と重力であり, 仮想質量力, Basset 力および圧力勾配は無視できる<sup>(12)</sup>。揚力は無視した噴流<sup>(13)</sup>, 平面後流<sup>(14)</sup> および平面混合層<sup>(12)(15)</sup> の二相流解析を参考にすれば, 質量  $m$  の粒子の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{f}_D + m\mathbf{g} \quad (3)$$

ここで, 仮定 (3) より流動抗力  $\mathbf{f}_D$  は次式で与えられる。

$$\mathbf{f}_D = (\pi d^2 \rho_g / 8) C_D |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \quad (4)$$

ただし,  $d$  は粒子直径であり, 抗力係数  $C_D$  は次式<sup>(16)</sup> で定められる。

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

ここで,  $\text{Re}_p = d |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| / \nu$ 。

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 渦要素による気相渦度場の離散化** 式 (2) の回転をとり式 (1) を代入すれば, 気相の渦度方程式が得られる。

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u}_g + \nu \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \quad (6)$$

一方, 渦度の定義式を積分すれば, 任意の位置  $\mathbf{x}$  における速度  $\mathbf{u}_g$  を与える Biot-Savart の式が得られる。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \omega(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3\mathbf{x}' + \mathbf{u}_{g0} \quad (7)$$

ここで,  $\mathbf{u}_{g0}$  はポテンシャル流れの速度である。

いま, 渦度場を渦要素により離散化する。単相流解析に対して多用される傾向にある, Blob モデルを適

用する。本モデルは、球対称な渦度の分布をもつ渦要素であり、渦度の空間的な広がりやを規定するコア構造をもつ。

渦要素  $\alpha$  のコア半径を  $\sigma_\alpha$ 、位置ベクトルを  $\mathbf{x}^\alpha$  とすれば、要素  $\alpha$  による位置  $\mathbf{x}$  における渦度は次式で表される。

$$\boldsymbol{\omega}^\alpha(\mathbf{x}) = \frac{\boldsymbol{\gamma}^\alpha}{\sigma_\alpha^3} f\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \quad (8)$$

ここで、 $f(\varepsilon)$  は渦度の分布関数、 $\boldsymbol{\gamma}^\alpha$  は渦強度である。 $f(\varepsilon)$  には、単相流解析に対して提案されている次式(17)を準用する。

$$f(\varepsilon) = \frac{15}{8\pi(\varepsilon^2 + 1)^{7/2}} \quad (9)$$

渦度場を  $N_v$  個の渦要素で離散化し、各要素の渦度分布の重ね合わせで表現すれば、速度  $\mathbf{u}_g(\mathbf{x})$  は式(8)を式(7)に代入して得られる次式で表される。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{\alpha=1}^{N_v} \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha) \times \boldsymbol{\gamma}^\alpha}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|^3} g\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) + \mathbf{u}_{g0} \quad (10)$$

ここで、関数  $g(\varepsilon)$  は  $f(\zeta)$  に関する次式で定められる。

$$g(\varepsilon) = 4\pi \int_0^\varepsilon f(\zeta) \zeta^2 d\zeta \quad (11)$$

**3.4 渦要素の移流と強度変化** 図1に示すような、速度  $U_a$  の一様流中に置かれた円形ノズル(直径  $D$ 、長さ  $L$ ) から一様流と同一方向に速度  $U_0$  で噴出する、同軸円形噴流を解析の対象とする。ただし、固体粒子がノズル出口断面から供給される。

ノズル出口端から生じる速度せん断層を表現するため、図1に示すように、渦要素を出口端から  $e$  だけ下流の位置より、一定の時間間隔ごとに放出する。ただし、放出時の強度は、ノズル壁面での法線方向成分が零の条件と Kelvin の循環保存則から定める(18)。また、

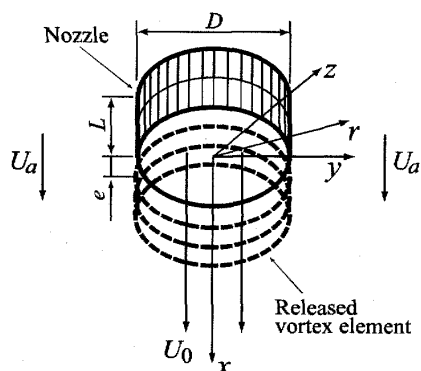


Fig.1 Round nozzle and released vortex element

粒子がもたらす渦度場の変化を考慮するため、後述する方法により、粒子運動に応じて渦要素を導入する。放出あるいは導入された渦要素  $\alpha$  は気相速度で移流する。すなわち、

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

渦度方程式[式(6)]を流体粒子とともに移動する Lagrange 座標系で記述すれば、次式が得られる。

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u}_g + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \quad (13)$$

式(13)によれば、渦度は渦度ベクトル方向への伸縮(右辺第1項)、粘性拡散(第2項)および粒子から受ける力(第3項)により時間変化することが知れる。粘性拡散の計算には、渦強度の再配置に基づく方法(19)を適用する。粒子項は、次節で説明する方法により分離して考慮する。この場合、伸縮項と粘性拡散項は、右辺第3項を無視した式(13)に式(8)と(10)を代入して得られる、渦要素  $\alpha$  の強度  $\boldsymbol{\gamma}^\alpha$  の時間変化率に関する次式から計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{d\boldsymbol{\gamma}^\alpha}{dt} = & \sum_{\beta=1}^{N_v} \frac{1}{\sigma^3} \left\{ -\frac{g(\zeta)}{\zeta^3} \boldsymbol{\gamma}^\alpha \times \boldsymbol{\gamma}^\beta + \frac{1}{\sigma^2} \left[ -\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} \left( \frac{g(\zeta)}{\zeta^3} \right) \right] \right. \\ & \times \left[ \boldsymbol{\gamma}^\alpha \cdot (\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta) \right] \left[ (\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta) \times \boldsymbol{\gamma}^\beta \right] \left. \right\} \\ & + \frac{2\nu}{\sigma^2} \sum_{\beta=1}^{N_v} (\delta_\alpha \boldsymbol{\gamma}^\beta - \delta_\beta \boldsymbol{\gamma}^\alpha) \eta_\sigma(\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta) \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 $\delta_\alpha$  は渦要素  $\alpha$  の体積、 $\zeta = |\mathbf{x}^\alpha - \mathbf{x}^\beta|/\sigma$  であり、右辺最終項は粘性拡散項に相当し、 $\eta_\sigma(\mathbf{x})$  は次式で定義される。

$$\eta_\sigma(\mathbf{x}) = \eta(|\mathbf{x}|/\sigma)/\sigma^3 \quad (15)$$

ただし、

$$\eta(\varepsilon) = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{d}{d\varepsilon} f(\varepsilon) \quad (16)$$

**3.5 粒子による渦強度の変化** 流れ場の任意の体積における渦強度  $\boldsymbol{\gamma}$  の時間変化率は、Reynolds の輸送定理と式(1)から得られる式に、伸縮項と粘性拡散項を無視した式(6)を代入すれば求められる。

$$\begin{aligned} \frac{D\boldsymbol{\gamma}}{Dt} = & -\frac{1}{\rho_g} \int (\nabla \times \mathbf{F}_D) dV \\ = & -\frac{1}{\rho_g} \int (\mathbf{n} \times \mathbf{F}_D) dS \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、 $\mathbf{n}$  は外向き単位法線ベクトルである。

解析領域を図2(a)に示すような直方体格子に分割する。格子の各面において  $\mathbf{F}_D$  の値が既知ならば、当

該格子における  $\boldsymbol{\gamma}$  の時間変化率  $\Delta\boldsymbol{\gamma}/\Delta t$  は式 (17) から求められる。例えば、 $x$  方向成分  $\Delta\gamma_x/\Delta t$  は次式で表される。

$$\frac{\Delta\gamma_x}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_g} [(F_{Dz}^B - F_{Dz}^A)\Delta S_y + (F_{Dy}^C - F_{Dy}^D)\Delta S_z] \quad (18)$$

ここで、 $F_{Dz}^A$  は面 A における  $F_{Dz}$  の値、 $\Delta S_y$  は  $y$  軸に垂直な格子面の面積  $\Delta x \Delta z$  を表す。格子に  $n_v$  個の渦要素が存在する場合、時間間隔  $\Delta t$  における渦要素一つ当たりの渦強度の変化量を  $\Delta\boldsymbol{\gamma}/n_v$  とする。渦要素が存在しない場合には、強度  $\Delta\boldsymbol{\gamma}$  の渦要素一つを格子中央から発生させる。

格子面における  $\mathbf{F}_D$  の値 (たとえば  $F_{Dz}^A$ ) は、面を構成する 4 つの格子点での  $\mathbf{F}_D$  の平均値として求める。格子に含まれる粒子数を  $n_p$ 、粒子  $j$  に作用する流動抗力を  $f_D^j$  とすれば、格子点  $\beta$  における値  $F_D^\beta$  ( $\beta=1\sim 8$ ) は次式で定められる。

$$F_D^\beta = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{V_\beta^j}{V} f_D^j \quad (\beta = 1, 2, \dots, 8) \quad (19)$$

ここで、 $V$  は格子体積  $\Delta x \Delta y \Delta z$ 、 $V_\beta^j$  は格子点  $\beta$  を見込む六面体の体積である (図 2(b) 参照)。なお、各格子点は複数の格子に共有され、解析領域内部では 8 つの格子に関係する。このため、 $F_D^\beta$  の値は関係する格子に式 (19) を適用して得られる値の総和として与える。

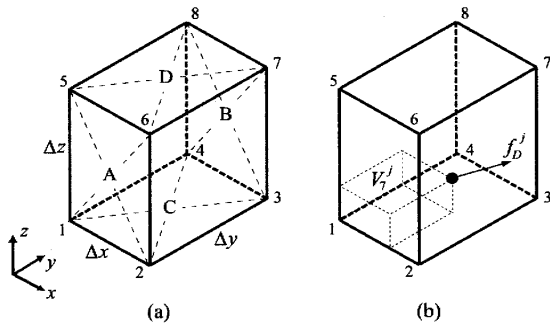


Fig.2 Computational grid

#### 4. 解析条件

ノズル直径  $D=8$  mm, Reynolds 数  $U_0 D/\nu=1333$ , 速度比  $U_a/U_0=0.4$  の空気同軸噴流にガラス粒子 (直径  $d=65 \mu\text{m}$ , 密度  $\rho_p=2590 \text{ kg/m}^3$ ) をノズル出口断面から供給した。ただし、流れは鉛直下向きであり、空気噴流に対する粒子質量混合比は 0.025 とした。二相噴流の実験 (1)–(8) におけるノズル出口の粒子速度  $u_{p0}$  は、一般に気流速度  $U_0$  よりも低く、 $0.43 \leq u_{p0}/U_0 \leq 0.98$  である。本解析では、湯ら (8) の実験値を参考にして  $u_{p0}/U_0=0.68$  とした。

気相流れの時間スケール  $\tau_g$  に対する粒子緩和時間  $\tau_p$  ( $=\rho_p d^2/18\rho_g \nu$ ) の比である Stokes 数  $St (= \tau_p/\tau_g)$  は、既報 (9)(10) と同様に  $\tau_g=D/U_0$  と評価すれば、 $St=10.1$  である。粒子の特性を表 1 に示す。

解析領域は、図 3 に示すようにノズル下流の矩形領域 ( $20D \times 10D \times 10D$ ) とし、 $160 \times 81 \times 81$  の直方体格子に分割して式 (17) を適用した。ノズル長さ  $L$  は  $\pi D/16$  とし、軸方向および周方向を  $2 \times 32$  の正方形パネルに分割してノズル内の空気単相流をパネル法で求めた (18)。より小さな格子 ( $200 \times 100 \times 100$ ) を用いた計算も実行したが、結果に及ぼす影響は見られなかった。

計算時間間隔  $\Delta t$  は  $0.06D/U_0$  とし、渦要素と粒子の Lagrange 計算には二次精度 Adams-Bashforth 法を用いた。時間間隔  $2\Delta t$  ごとに 4 つの粒子をノズル出口断面から供給した。供給位置は乱数により定めた。無次元時間  $t^* < 20$  では空気単相噴流とし、粒子は  $t^* \geq 20$  において供給した。ノズル出口端から生じる速度せん断層を離散化する渦要素は、時間間隔  $2\Delta t$  ごとに 32 個ずつ出口端の下流  $e=\pi D/64$  の位置から放出した。このように放出された渦要素のほか、粒子運動に応じて導入された渦要素のうち、領域下流に流出したものは計算から除外した。除外の影響を考慮するため、下流断面から  $2D$  だけ下流に吸込みを設置した (9)(10)。

Table 1 Particle properties

Diameter $d$	65 $\mu\text{m}$
Density $\rho_p$	2590 $\text{kg/m}^3$
Velocity at nozzle exit $u_{p0}$	0.68 $U_0$
Response time $\tau_p$	0.0324 s
Mass loading ratio $M$	0.025

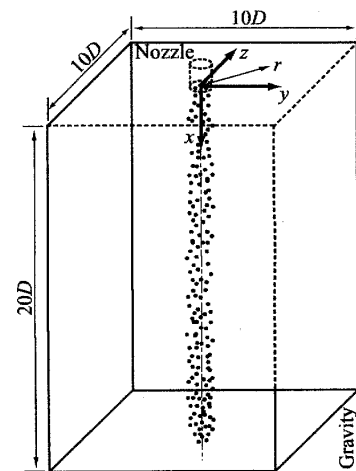


Fig.3 Configuration of flow field and computational domain

## 5. 解析結果と考察

**5.1 空気単相噴流の結果** 粒子を含まない空気単相噴流における、ノズルから  $14D$  下流の中心軸上速度の時間変化を図4に示す。時刻  $t^* \geq 20$  において、軸方向成分  $u_{gx}$  がほぼ周期的に変化している。後述する渦列の通過によるものである。横方向成分  $u_{gy}$  はつねに零である。

十分に発達した空気単相噴流の速度分布を図5に示す。ただし、噴流中心軸を通過する  $x$ - $y$  平面上の結果であり、速度  $(U_0 + 2U_a)/3, 0$  を差引いたベクトルが表示してある。中心軸近傍にコアが存在している。 $x/D \geq 11.8$  のコア周囲には、ほぼ等間隔に渦列が発生している。 $x/D \leq 20$  において流れは軸対称性を維持している。

図5と同時刻における渦要素と渦度の分布を図6に示す。図6(a)は、渦要素の中心を  $x$ - $y$  平面上に●印でプロットした結果である。ノズル出口端から放出された渦要素は、 $x/D \approx 11$  まではほぼ等速度で直進し、その

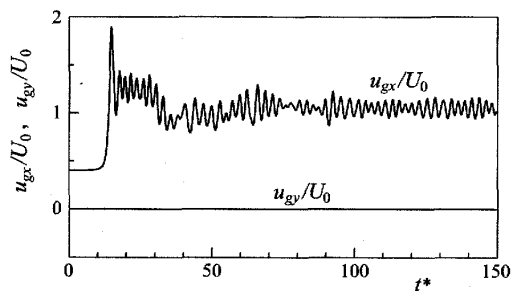


Fig.4 Time-variation of velocity on centerline  $14D$  downstream of nozzle for single-phase jet

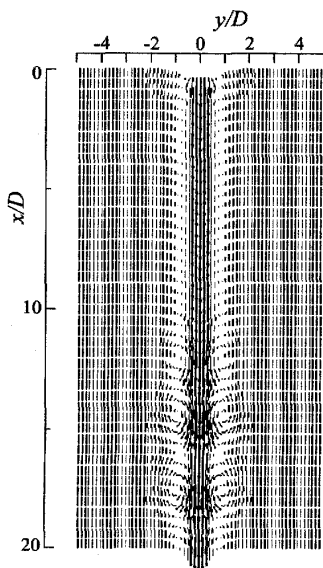


Fig.5 Velocity distribution for single-phase jet when  $t^*=66$

下流では局所的に集合して小さなクラスターを形成する。上述の渦列に対応している。なお、発達した空気単相噴流における渦要素の個数は、わずかに時間変化し、その平均値は約 13300 であった。速度分布をもとに渦度  $\omega$  を計算し、 $x$ - $y$  平面 ( $z=0$ ) に垂直な  $z$  方向成分  $\omega_z$  の分布を示すと図6(b)のようになる。 $x/D \geq 11.8$  における渦列を確認できるが、渦度分布も軸対称である。

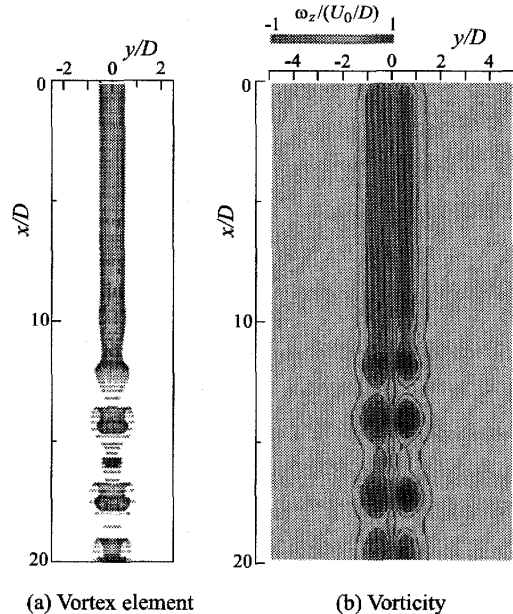


Fig.6 Distribution of vortex element and vorticity for single-phase jet when  $t^*=66$

以上の結果より、空気単相噴流は  $x/D \leq 20$  において層流的な挙動を示すことがわかる。

**5.2 粒子による速度場と渦度場の変化** 粒子を供給した場合における、ノズルから  $14D$  下流の中心軸上の気流速度の時間変化を図7に示す。ただし、空気単相噴流の結果も併記してある。粒子は時刻  $t^* \geq 20$  においてノズルから供給されるが、その影響は  $t^* \geq 32$  において現れる。軸方向成分  $u_{gx}$  が低下するとともに変化が不規則になる。この低下は、後述するように、運動量拡散の増大による。横方向成分  $u_{gy}$  も大きく変動する。粒子の供給により、軸対称流れの特徴が喪失する。

十分に発達した二相噴流における気流の速度分布を図8(a)に示す。ただし、 $x$ - $y$  平面上 ( $z=0$ ) の結果であり、速度  $(U_0 + 2U_a)/3, 0$  を差引いたベクトルの分布を示す。 $x/D \approx 4$  までの領域では、ノズルからの気流は直進する。しかし、その下流では直進性が低下し、 $x/D \geq 11$  では半径方向に大きく広がるとともに、様々な大きさの渦が現れる。すなわち、流れの軸対称性が

崩れている。本解析での粒子 Reynolds 数  $Re_p$  は最大でも 3.4 であり、粒子後方への渦放出はない。気流に対する粒子の相対速度に起因して発生する流動抗力が気流に攪乱作用を及ぼし、流れを非軸対称に変化させる。なお、Reynolds 数  $Re$  が 20000 の固気二相噴流の渦法解析<sup>(9)(10)</sup>においても、粒子はポテンシャルコアを空気単相噴流時よりも上流で消滅させ、三次元的な流れの発生を促進させる結果が得られている。図 8(a) と同時刻における粒子の分布を図 8(b) に示す。ただし、 $x$ - $y$  平面に投影した結果である。 $x/D \geq 11$  では、粒子は大規模渦の影響を受け、半径方向に分散する。

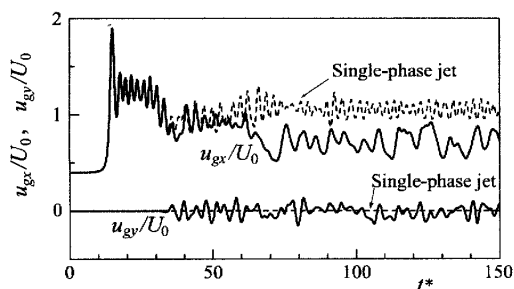


Fig.7 Time-variation of velocity on centerline 14D downstream of nozzle for particle-laden jet

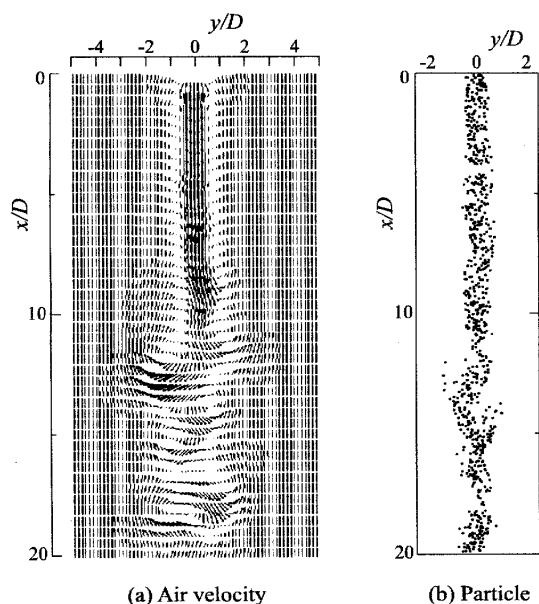


Fig.8 Distribution of air velocity and particle for particle-laden jet when  $t^*=66$

湯ら<sup>(8)</sup>の円形噴流 ( $Re=800$ ) の実験によれば、粒子質量混合比  $M$  が約 0.05 でも流れが非軸対称に変化する。本解析において、ノズル出口の気流の超過速度  $(U_0 - U_a)$  に基づく  $Re$  は 800 であり  $M$  は 0.042 であることを考慮すれば、本解析結果は妥当であると考え

られる。

図 8 と同時刻における渦要素の分布を図 9(a) に示す。気流速度の三次元化に伴い、渦要素は  $x/D \approx 4$  において非軸対称の運動を開始し、 $x/D \geq 11$  では大きく蛇行し、局所的にクラスターを形成する。このクラスターは、図 8(a) に示した大規模な渦に対応している。なお、粒子運動に起因して渦要素が発生するため、渦要素の総数は空気単相噴流の場合よりも多く、その時間平均値は約 46700 であった。図 9(b) は、渦度の  $z$  方向成分  $\omega_z$  の分布を示す。空気単相噴流で見られた規則的に並ぶ渦列は崩壊し、高渦度領域が噴流中心軸のまわりに千鳥状に分布している。

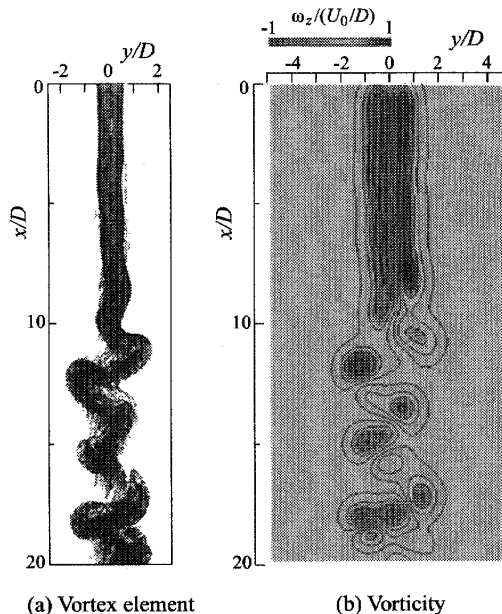


Fig.9 Distribution of vortex element and vorticity for particle-laden jet when  $t^*=66$

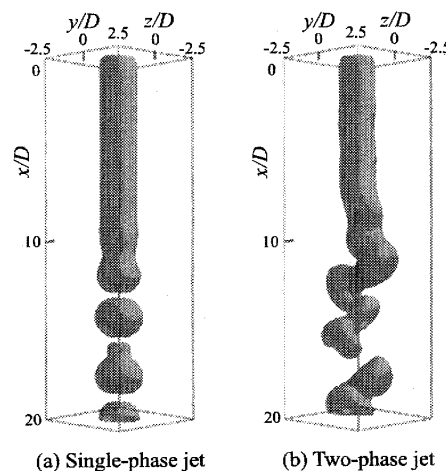


Fig.10 Iso-surface of vorticity  $|\omega|/(U_0/D)=0.384$  when  $t^*=66$

渦度場の三次元的な様子を把握するため、渦度の等値面を図 10 に示す。空気単相噴流では、図 10(a) に示すように、軸対称性が保たれている。一方、固気二相噴流では、図 10(b) で見られるように、連鎖したヘアピン状の渦度面が現れ、著しく三次元的な渦度場が生起している。

**5.3 気流と粒子の速度** 噴流中心軸上の気流および粒子の時間平均速度を求め、軸方向に対する変化を示すと図 11 のようになる。空気単相噴流の速度は軸方向に低下するが、低下量は極めて小さい。二相噴流の気流速度は、 $x/D \geq 3$  において単相噴流の速度よりも低く、 $x/D \geq 8$  では大きく低下する。後述のように、乱れ強さの増加により半径方向への運動量拡散が増すからである。一方、気流よりも低速度でノズルから噴出した粒子は、 $x/D=12$  までは加速し、その下流では減速する。粒子の慣性力が大きいいため、気流のような著しい速度減衰は見られない。

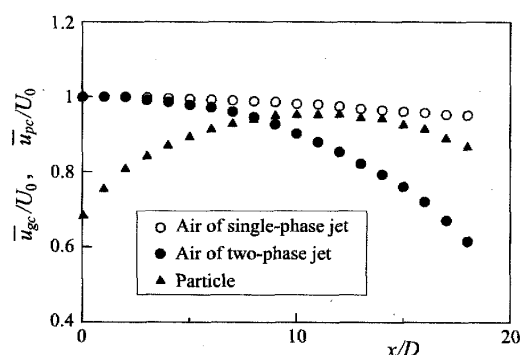


Fig.11 Change of centerline velocity in axial direction

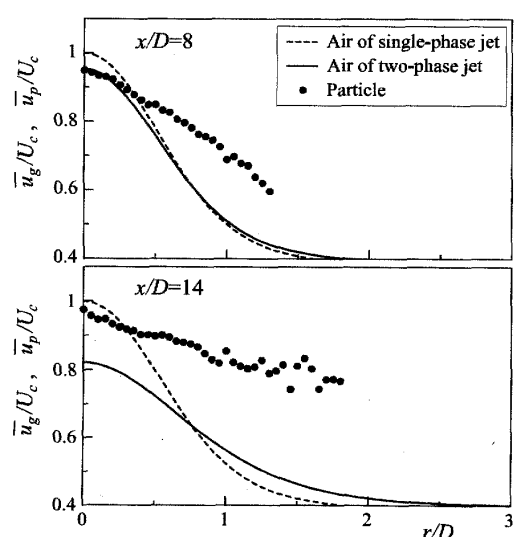


Fig.12 Radial profile of mean velocity

気流と粒子の時間平均速度の半径方向分布を図 12 に示す。ただし、 $x/D=8$  と 14 の断面における結果であり、単相噴流の中心軸上速度  $U_c$  により無次元化してある。二相噴流の気流速度は、単相流時に比べ、中心軸近傍で低く噴流外側で高く、気流の広がり幅が増している。このような変化は、下流断面 ( $x/D=14$ ) で顕著である。運動量が半径方向に大きく拡散するためである。一方、粒子の速度分布は気流ほど半径方向に低下しない。このような中心軸近傍での気流速度の低下と噴流広がり幅の増大は、固気二相噴流 ( $Re=20000$ ) の初期および遷移領域でも求められている<sup>(9)(10)</sup>。

気流と粒子の速度の乱れ強さを求め、半径方向への分布を示すと図 13 のようになる。ただし、 $x/D=14$  の断面における結果である。二相噴流の気流の乱れ強さは、単相噴流よりも高い。とくに、中心軸近傍での半径方向成分の増加が著しい。一方、粒子の乱れ強さは気流に比べて平坦である。その軸方向成分は、 $r/D \geq 0.6$  では気流よりも大きい。

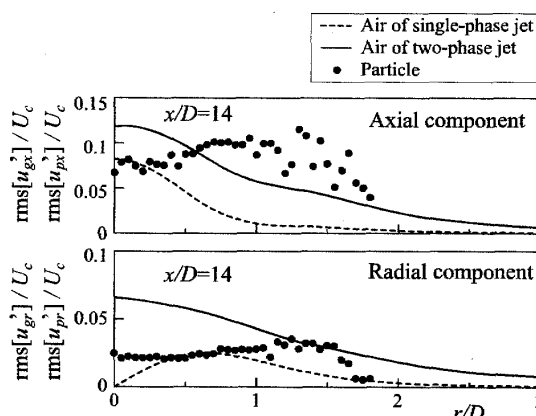


Fig.13 Radial profile of rms velocity fluctuation

## 6. 結 言

既報で提案した固気二相流に対する渦法を用いて、層流で軸対称の状態にある空気単相の同軸円形噴流に固体粒子を供給した場合を数値解析した。ノズル出口の気流速度に基づく Reynolds 数は 1333、ノズル周囲の一樣流と噴流の速度比は 0.4 であり、直径  $65 \mu\text{m}$  のガラス粒子が質量混合比 0.025 で供給される。解析の結果、以下の結論が得られた。

- (1) 粒子は、気流に攪乱作用を及ぼして三次元性の顕著な流れを誘起し、非軸対称の流れに変化させる。
- (2) 粒子により気流速度の乱れ強さが増して半径方向への運動量拡散が増加し、噴流の広がり幅が単相流時よりも拡大する。
- (3) 上述の結果は従来の知見と一致するものであり、

本渦法は軸対称の気相噴流に固体粒子を付加した際に生起する流れの三次元化も良好に捉えられることを確認できた。

## 文 献

- (1) Modarress, D., Tan, H. and Elghobashi, S., Two-component LDA measurement in a two-phase turbulent jet, *AIAA Journal*, Vol.22(1984), pp.624-630.
- (2) Fleckhaus, D., Hishida, K. and Maeda, M., Effect of laden solid particles on the turbulent flow structure of a round free jet, *Experiments in Fluids*, Vol.5(1987), pp.323-333.
- (3) Elghobashi, S., Abou-Arab, T., Rizk, M. and Mostafa, A., Prediction of the particle-laden jet with a two-equation turbulence model, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.10(1984), pp.697-710.
- (4) Shuen, J-S., Solomon, A. S. P., Zhang, Q-F. and Faeth, G. M., Structure of particle-laden jets: measurements and predictions, *AIAA Journal*, Vol.23(1985), pp.396-404.
- (5) Tsuji, Y., Morikawa, Y., Tanaka, T., Karimine, K. and Nishida, S., Measurement of axisymmetric jet laden with coarse particles, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.14(1988), pp.565-574.
- (6) Yuu, S., Umekage, T. and Tabuchi, M., Direct numerical simulation for three-dimensional gas-solid two-phase jet using two-way method and experimental verification, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.60(1994), pp.1152-1160.
- (7) Yuu, S., Ueno, T. and Umekage, T., Numerical simulation of the high Reynolds number slit nozzle gas-particle jet using subgrid-scale coupling large eddy simulation, *Chemical Engineering Science*, Vol.56(2001), pp.4293-4307.
- (8) Yuu, S., Katamaki, S., Kohno, H. and Umekage, T., Effect of particle existences on low Reynolds number gas-particle free jet ( $Re=800$ ), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64(1998), pp.677-683.
- (9) Uchiyama, T. and Fukase, A., Three-dimensional vortex method for gas-particle two-phase compound round jet, *Transaction of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol.127(2005), pp.32-40.
- (10) Uchiyama, T. and Fukase, A., Vortex simulation of gas-particle two-phase compound round jet, *Powder Technology*, Vol.165(2006), pp.83-91.
- (11) Uchiyama, T. and Naruse, M., Three-dimensional vortex simulation for particulate jet generated by free falling particles, *Chemical Engineering Science*, Vol.61(2006), pp.1913-1921.
- (12) Chein, R. and Chung, J. N., Effects of vortex pairing on particle dispersion in turbulent shear flows, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.13(1987), pp.785-802.
- (13) Chung, J. N. and Troutt, T. R., Simulation of particle dispersion in an axisymmetric jet, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.186(1988), pp.199-222.
- (14) Tang, L., Wen, F., Yang, Y., Crowe, C. T., Chung, J. N. and Troutt, T. R., Self-organizing particle dispersion mechanism in a plane wake, *Physics of Fluids A*, Vol.4(1992), pp.2244-2251.
- (15) Wen, F., Kamalu, N., Chung, J. N., Crowe, C. T. and Troutt, T. R., Particle dispersion by vortex structures in plane mixing layers, *Transaction of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol.114(1992), pp.657-666.
- (16) Schiller, L. and Naumann, A. Z., Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, Vol.77(1933), pp.318-321.
- (17) Winckelmans, G. S. and Leonard, A., Contribution to vortex particle methods for the computation of three-dimensional incompressible unsteady flows, *Journal of Computational Physics*, Vol.109(1993), pp.247-273.
- (18) Izawa, S. and Kiya, M., A turbulence model for the three-dimensional vortex blob method, *JSME, International Journal, Series B*, Vol.43(2000), pp.434-442.
- (19) Degond, P. and Mas-Gallic, S., The weighted particle method for convection-diffusion equations, *Mathematics of Computation*, Vol.53(1989), pp.485-507.