高レイノルズ数スリットノズル固気混相噴流の流れに
与える粒子の影響*湯 晋一^{*1}, 河野浩幸^{*2}, 梅景俊彦^{*1}Effect of Particle Existences on High Reynolds Number
Slit Nozzle Gas-Particle Two-Phase JetShinichi YUU^{*3}, Hiroyuki KOHNO and Toshihiko UMEKAGE^{*3} Kyushu Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
Sensui-cho 1, Tobata-ku Kitakyushu, Fukuoka, 804-5500 Japan

Three-dimensional Eulerian air velocities and Lagrangian particle trajectories are numerically simulated to describe the effect of particle existences on a high Re number ($Re=10^4$) gas-particle turbulent jet using a two-way coupling and Large Eddy Simulation in which the effects of particle existences on subgrid-scale flows have been taken into account. The calculated results of air and particle turbulent characteristics (mean velocity distributions and turbulent intensity distributions) are in good agreement with experimental data obtained using a laser Doppler anemometer. Comparison of the instantaneous air vorticity iso-contours of gas-particle and clean air jets shows the production of vortices and eddies in the initial and the transitional regions and the reduction of air turbulence in the developed region by the presence of particles. Based on the model for the effects of particle existences on subgrid-scale flows, the flow states which reduce or enhance the air turbulence in high Re number gas-particle flows have been discussed.

Key Words: Multiphase Flow, Gas-Particle Mutual Interaction, Computational Fluid Dynamics, Large Eddy Simulation, Three-Dimensional Flow, Jet, Turbulent Flow, Vortex

1. 緒 言

レイノルズ数が千数百以下の低レイノルズ数固気混相噴流については、噴流中の平均的な Kolmogorov のミクロスケールよりも計算セル幅を小さくとすることができて、Navier-Stokes 式の直接数値計算(粒子・流体間の相互作用項を抗力、揚力としてモデル化している場合を含む)が可能となり、粒子の存在が流れに与える影響が、詳細に検討され、明らかにされてきた⁽¹⁾。しかしながら、レイノルズ数が高くなると、すなわち本研究が対象としているレイノルズ数が 10^4 のような高レイノルズ数噴流の場合には、現在のスーパーコンピュータを用いても計算セル幅は Kolmogorov のミクロスケールよりもはるかに大きく、したがって微小スケールの運動にはモデルを適用する必要がある。そこで本研究において計算セルより小さい乱流渦には Large Eddy Simulation (LES) を適用して高レイノルズ数の流れを検討した。その場合、導出されたサブグリッドスケールの運動エネルギー式において、

粒子と流体の相互干渉項と乱流生成項と粘性消散項が釣り合っていると考えてサブグリッドスケールの運動エネルギーを求めた。これは Smagorinsky モデル⁽²⁾の基本的な考えから来ている。Smagorinsky は粒子を含まない乱流のサブグリッドスケール乱流の運動エネルギー式において、乱流生成項と粘性消散項が他の項に比較して圧倒的に大きくそして釣り合っていると仮定して Smagorinsky モデルを導出した。三宅ら⁽³⁾⁽⁴⁾は溝乱流においてこのことが成り立っていることを、特に壁から離れた所ではよく成り立っていることを示している。本論文が対象としている微小粒子が希薄な濃度で流れに存在する場合でも生成項と消散項が圧倒的に大きく、それに粒子の相互干渉項が加わり釣り合いが成り立つと考えることは十分可能である。希薄濃度の微小粒子が混入されたからといって拡散項等が急に大きくなるとは考えられないからである。

本研究の目的は高レイノルズ数($Re=10^4$)の噴流に微小粒子が付加された場合、粒子の存在が流れにどのような影響を与えるかを明らかにすることである。まず粒子はサブグリッドスケールの渦に影響を与え、そしてそれがより大きな渦に、最終的には大規模渦をも変形し、流れを変えていくだろうメカニズムを記述することである。また通常発達乱流に粒子が付加される

* 原稿受付 1999年4月19日。

^{*1} 正員, 九州工業大学工学部 (☎ 804-8550) 北九州市戸畑区仙水町1-1)。^{*2} 九州工業大学大学院。

E-mail: Yuu@mech.kyutech.ac.jp

と乱流は減衰されるが、逆に乱流を増幅する場合があるのか、またそれはどのような条件下で起こるのかなどについても検討を行う。

三次元 Navier-Stokes 運動方程式と粒子の Lagrangian 形運動方程式をレイノルズ数 10^4 のスリットノズル固気混相噴流に適用して数値シミュレーションを行った。また同一条件下でレーザドップラー流速計等を用いて実験を行い流れの特性値の計算値との比較を行った。さらに水槽中の水の噴流の可視化実験を行い、同一レイノルズ数、同一無次元時間における流れの可視化図と等渦度線図の計算結果を比較した。その結果上述の事柄について二、三の知見が得られたので以下に報告する。

2. 計 算 方 法

局所的に空間平均、すなわちこの場合 1 計算グリッド内で平均し、レオナード項やクロス項を無視すると、次式の局所空間平均した Navier-Stokes 式と連続の式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial R'_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \bar{S}_{Pi} - \bar{S}_{PLi} \quad \dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots (2)$$

式(1)、(2)中の記号 ∇ , P , t , $\bar{\mathbf{u}}$ および Re はそれぞれナブラオペレータ、無次元化された、局所平均圧力、時間、気流の速度ベクトル ($\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$) およびレイノルズ数 ($=DU_0/\nu$, D , U_0 , ν はそれぞれノズル幅、ノズル出口気流速度、空気の動粘度) である。式(1)中の R'_{ij} はサブグリッドスケール乱流によるレイノルズ応力であり、 $\bar{S}_{Pi}$ および $\bar{S}_{PLi}$ は局所平均化された気流と粒子の相互干渉項 ($\bar{S}_{Pi}$ は抗力、 $\bar{S}_{PLi}$ は揚力⁽⁵⁾を表す)の無次元値で、粒子から気流への運動量授受を表す。 R'_{ij} の各成分は分子粘性応力のアナロジーにより次式で表す。

$$R'_{ij} = \overline{u'_i u'_j} - \frac{\delta_{ij}}{3} \overline{u'_k u'_k} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \dots\dots (3)$$

ν_t はサブグリッド乱流粘性係数の無次元値である。またサブグリッドスケールによる垂直応力はグリッドスケールの静圧 P に含めて扱う。また気流と粒子の相互干渉項 $\bar{S}_{Pi}$ および $\bar{S}_{PLi}$ は次式で表される。

$$\bar{S}_{Pi} = \frac{3\pi D_p D^2}{Re} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \times [\bar{n}(\bar{u}_i - \bar{u}_{Pi}) + \bar{n}'(u'_i - u'_{Pi})] \quad \dots\dots (4)$$

$$\bar{S}_{PLi} = \frac{\pi}{32} D_p^3 \bar{n} \left[(\bar{\mathbf{u}} - \bar{\mathbf{u}}_p) \times \left(\frac{1}{2} \nabla \times \bar{\mathbf{u}} - \bar{\boldsymbol{\omega}}_p \right) \right]_i \quad \dots\dots (5)$$

$\bar{S}_{PLi}$ におけるグリッド内変動値の影響は無視している。 D_p は粒径、 $\bar{n}$, $\bar{n}'$ はグリッド内平均粒子個数濃度とそのグリッド内変動値、 $\bar{\mathbf{u}}_p$, $\mathbf{u}'_p$ は無次元グリッド内平均粒子速度ベクトルとそのグリッド内変動値、 Re_p は粒子周りレイノルズ数 ($=D_p |\mathbf{U} - \mathbf{U}_p|/\nu$, $\mathbf{U}$ および $\mathbf{U}_p$ は気流と粒子の有次元速度ベクトル) である。 $\bar{\boldsymbol{\omega}}_p$ は無次元化グリッド内平均粒子角速度ベクトルである。

気流中の固体粒子の運動方程式は固体粒子の真密度 ρ_p が気体の密度 ρ よりはるかに大きい ($\rho/\rho_p < 10^{-3}$) ので付加質量項や Basset 項は無視小⁽⁶⁾ であるので簡単化され次式のような無次元式で表される。

$$\frac{\psi}{(1 + 0.15 Re_p^{0.687})} \frac{d^2 x_i}{dt^2} + \frac{dx_i}{dt} - \bar{u}_i - \frac{G_i}{(1 + 0.15 Re_p^{0.687})} - \frac{MF}{(1 + 0.15 Re_p^{0.687})} \left[(\mathbf{u}_p - \bar{\mathbf{u}}) \times \left(\boldsymbol{\omega}_p - \frac{1}{2} \nabla \times \bar{\mathbf{u}} \right) \right]_i = 0 \quad \dots\dots (6)$$

ただし

$$(\nabla \times \bar{\mathbf{u}})_i = \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \right) \frac{C}{(6.45 Re_{p\omega}^{0.5} + 32.1)} \frac{d\omega_{pi}}{dt} + \omega_{pi} - \frac{1}{2} (\nabla \times \bar{\mathbf{u}})_i = 0 \quad \dots\dots (7)$$

式(6)は粒子の並進、式(7)は粒子の回転に関する式である。ただし、 $\mathbf{x}$ は粒子の位置ベクトルで $\mathbf{x} = (x, y, z)$, $\mathbf{G}$, $\boldsymbol{\omega}_p$ は粒子の無次元沈降速度ベクトルと粒子の無次元回転角速度ベクトルでそれぞれ $\mathbf{G} = (G, 0, 0)$, $\boldsymbol{\omega}_p = (\omega_{px}, \omega_{py}, \omega_{pz})$ で表される。 $Re_{p\omega}$ は粒子周りの回転レイノルズ数 ($=D_p^2 |(1/2) \nabla \times \mathbf{U} - \boldsymbol{\Omega}_p|/4\nu$, $\boldsymbol{\Omega}_p$ は粒子の有次元角速度ベクトル) である。 ψ と G は慣性パラメータと無次元沈降速度でそれぞれ $\psi = (1/2) St = \rho_p D_p^2 U_0 / (18\mu D)$, $G = \rho_p D_p^2 g / (18\mu U_0)$, また $C = 4\pi\rho_p D_p^2 U_0 / (15\rho D\nu)$, $MF = D_p^2 U_0 / (96\nu D)$ である。 St はストークス数で、 ν は気体の動粘性係数である。

レイノルズの手順等を行って、サブグリッドスケール乱流の運動エネルギーの無次元支配方程式を求めると以下ようになる。ただし、レイノルズ応力には式(3)とサブグリッドスケール乱流の粘性消散項には次元解析より求めた $\varepsilon' = C_\varepsilon k_s^{3/2} / \Delta$ を用いている。ここで $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ である。

$$\frac{\partial k_s}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_s}{\partial x_j} = 2\nu_t \bar{D}_D^2 + \frac{\nu}{DU_0} \nabla^2 k_s - \frac{C_\varepsilon k_s^{3/2}}{\Delta}$$

$$-\frac{3\pi D_p D^2}{Re}(1+0.15Re_p^{0.687}) \\ \times [\bar{n} \overline{u'_i(u'_i - u'_{pi})} + \bar{n}' \overline{u'_i(\bar{u}_i - \bar{u}_{pi})}] \dots\dots (8)$$

また、微小スケールの三次以上の高次項と圧力項は無視している。上式で

$$k_s = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}, \quad \bar{D}_D = (\bar{D}_{ij} \bar{D}_{ij})^{1/2}, \\ \bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (9)$$

である。

ここで、上式において生成項、消散項および粒子との相互干渉項が他の項に比較して十分大きいと考え、これら3項が釣り合うものと近似すると次式を得る。

$$2\nu_t \bar{D}_D^2 - \frac{C_\epsilon k_s^{3/2}}{\Delta} - \frac{3\pi D_p D^2}{Re}(1+0.15Re_p^{0.687}) \\ \times [\bar{n} \overline{u'_i(u'_i - u'_{pi})} + \bar{n}' \overline{u'_i(\bar{u}_i - \bar{u}_{pi})}] = 0 \dots\dots\dots (10)$$

これら3項が釣り合うことはグリッドスケールより大きなスケールからサブグリッドスケールに輸送されてきたエネルギー(ある条件下で起こる粒子の存在を介して輸送されてきたエネルギーも含む)が直ちに消散される(粒子の存在によってエネルギーが消散されることを含む)ことを表している。また3項が釣り合うと式(8)の左辺は零、すなわち $\partial k_s / \partial t + \bar{u}_i (\partial k_s / \partial x_i) = dk_s / dt \doteq 0$ で、サブグリッドスケール乱流のグリッド内で平均化された運動エネルギー k_s は平衡が保たれて変化しないことを意味している。式(10)を解くためには $\bar{n}' \overline{u'_i}$ と $\overline{u'_i(u'_i - u'_{pi})}$ 項をモデル化し、グリッドスケールの物理量で表現しなければならない。 $\bar{n}' \overline{u'_i}$ はサブグリッドスケール乱流による拡散量であり、以下のようにモデル化できる。

$$\bar{n}' \overline{u'_i} = -\frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial \bar{n}}{\partial x_i} \dots\dots\dots (11)$$

σ は乱流 Schmidt 数で、通常は 0.8~1 程度の値が用いられる。式(6)において G および MF はそれぞれ 10^{-3} のオーダーであり、小さいので無視した次式を用いて $\overline{u'_i(u'_i - u'_{pi})}$ の関係を求める。

$$\frac{du'_{pi}}{dt} + a(u'_{pi} - u'_i) = 0 \dots\dots\dots (12)$$

$$a = (1+0.15Re_p^{0.687})/\psi \dots\dots\dots (13)$$

Hinze⁽⁷⁾と同様に気流と粒子のサブグリッドスケール速度をフーリエ積分で次式のように表す。ただし N は周波数である。

$$u'_i = 2\pi \int_0^\infty [a_i(N) \cos(2\pi Nt) \\ + \beta_i(N) \sin(2\pi Nt)] dN \dots\dots\dots (14)$$

$$u'_{pi} = 2\pi \int_0^\infty [a_{pi}(N) \cos(2\pi Nt)$$

$$+ \beta_{pi}(N) \sin(2\pi Nt)] dN \dots\dots\dots (15)$$

式(14)、(15)を式(12)に代入すると次の関係を得る。

$$a_{pi}(N) = \left[1 - \frac{\omega^2}{a^2 + \omega^2} \right] a_i(N) - \frac{a\omega}{a^2 + \omega^2} \beta_i(N) \dots\dots\dots (16)$$

$$\beta_{pi}(N) = \frac{a\omega}{a^2 + \omega^2} a_i(N) + \left[1 - \frac{\omega^2}{a^2 + \omega^2} \right] \beta_i(N) \dots\dots\dots (17)$$

ここで $\omega = 2\pi N$ である。

$\overline{u'_i u'_{pi}}$ の定義は次式となる。ただしサブグリッドスケール乱流は均質として、空間平均を時間平均に置き換えられるとしている。

$$\overline{u'_i u'_{pi}} = \frac{1}{T} \int_0^T u'_i(t) u'_{pi}(t) dt \dots\dots\dots (18)$$

ここで T は十分長い時間である。

式(16)、(17)を式(14)、(15)を代入し、その結果を式(18)に代入して計算すると次式が得られる。

$$\overline{u'_i u'_{pi}} = \frac{a T_L}{a T_L + 1} \overline{u'_i u'_i} \dots\dots\dots (19)$$

ここで $\overline{u'_i(t) u'_i(t+\tau)} = \overline{u_i'^2} \exp(-\tau/T_L)$ を用いている。上式中の T_L はサブグリッドスケール乱流のエネルギー含有渦の持続時間で次式で定義される。

$$T_L = \frac{l_e}{(2k_s)^{1/2}} \dots\dots\dots (20)$$

上式の l_e はサブグリッドスケール乱流のエネルギー含有渦の持続距離で次式で定義される。

$$l_e = \frac{A k_s^{1/2}}{\epsilon_s} \dots\dots\dots (21)$$

次元解析より求めた消散速度を無次元化した ϵ_s は次式で表される。

$$\epsilon_s = C_\epsilon k_s^{3/2} / \Delta \dots\dots\dots (22)$$

式(20)に式(21)、(22)を代入すると次式を得る。

$$T_L = \frac{\Delta}{\sqrt{2} k_s^{1/2}} \dots\dots\dots (23)$$

ただし上式で $A/C_\epsilon \doteq 1$ としている。

式(11)、(19)を式(10)に代入すると k_s の方程式として次式を得る。ただし $k_s^{1/2}$ は正であるので、それで両辺を割り、取り除いている。

$$A1 k_s + A2 k_s^{1/2} - A3 - A4 = 0 \dots\dots\dots (24)$$

$$A1 = C_\epsilon / \Delta \dots\dots\dots (25)$$

$$A2 = \frac{6\pi D_p D^2}{Re} (1+0.15Re_p^{0.687}) \frac{\bar{n}}{a T_L + 1} \dots\dots\dots (26)$$

$$A3 = 2C_\nu C_\epsilon^{1/3} \Delta \bar{D}_D^2 \dots\dots\dots (27)$$

$$A4 = \frac{3\pi C_\nu C_\epsilon^{1/3} \Delta D_p D^2 (1+0.15Re_p^{0.687})}{\sigma Re} \\ \times \frac{\partial \bar{n}}{\partial x_i} (\bar{u}_i - \bar{u}_{pi}) \dots\dots\dots (28)$$

ただし次元解析より求めた乱流動粘度を無次元化した ν_t は次式で表され、それを用いている。

$$\nu_T = C_{\nu t} C_\epsilon^{1/3} k_s^{1/2} \Delta \quad \dots\dots\dots (29)$$

式(24)は $k_s^{1/2} \geq 0$ の二次方程式であるので容易に解けて、次式を得る。

$$k_s^{1/2} = \frac{-A2 + \sqrt{A2^2 + 4A1(A3 + A4)}}{2A1} \quad \dots\dots\dots (30)$$

式(26)で定義される $A2$ の T_L に $k_s^{1/2}$ が含まれているが、本計算の場合 $aT_L \ll 1$ なので T_L 中の k_s は主要な働きをしないので $A2$ の T_L を計算する場合、1 計算ステップ (Δt) 前にすでに求まっている $k_s^{1/2}$ の値を用いている。

式(30)を式(29)に代入すると ν_t として次式を得る。

$$\nu_t = C_{\nu t} C_\epsilon^{1/3} \Delta \left[\frac{-A2 + \sqrt{A2^2 + 4A1(A3 + A4)}}{2A1} \right] \quad \dots\dots\dots (31)$$

計算には $C_{\nu t} = 0.05$, $C_\epsilon = 1.0$, $\sigma = 1.0$ を用いた。式(31)を式(3)に代入すれば粒子の存在の影響を考慮したサブグリッドスケール乱流によるレイノルズ応力が求まる。

次に式(4)中の $\overline{n'(u'_i - u'_{pi})}$ のモデル化であるが、乱流拡散量であるので式(11)と同様にモデル化できて次式となる。

$$\overline{n'(u'_i - u'_{pi})} = -\left(\frac{\nu_t}{\sigma} - \frac{\nu_{tp}}{\sigma} \right) \frac{d\bar{n}}{dx_i} \quad \dots\dots\dots (32)$$

Hinze⁽⁷⁾ によると

$$\frac{\nu_{tp}}{\nu_t} = \frac{\overline{u'_{pi} u'_{pi}}}{\overline{u'_i u'_i}} \quad \dots\dots\dots (33)$$

本研究においては、得られた結果(図7, 8 参照)からもそれがわかるように

$$\overline{u'_{pi} u'_{pi}} \ll \overline{u'_i u'_i} \quad \dots\dots\dots (34)$$

であるので式(32)の $\overline{n' u'_{pi}}$ の項は無視できる。そこで式(4)の $\bar{S}_{pi}$ 項中には $\overline{n' u'_i} = -(\nu_t / \sigma)(d\bar{n} / dx_i)$ のみを用いて計算している。

式(1)と式(6), (7)は $\bar{S}_{pi}$ および $\bar{S}_{pli}$ 項によってリンクされており、Runge-Kutta らの方法により時間発展させることにより、これらの式を連立して解くことができる。なお式(1)の数値計算では式(1)の発散をとって得られる圧力に関するポアソンの方程式を緩和法を用いて解いている⁽⁸⁾。式(1)中の慣性項の差分には四次の中央差分式を用いた。一例を式(35)に示す。

$$u_{i,j,k} \frac{\partial u_{i,j,k}}{\partial x} = u_{i,j,k} [(-u_{i+2,j,k} + 8u_{i+1,j,k} - 8u_{i-1,j,k} + u_{i-2,j,k}) / 12\Delta x] \quad \dots\dots\dots (35)$$

その他の空間微分項は二次の中央差分法、時間発展項は式(6), (7)も含めて二次の Runge-Kutta 法によって計算を行った。式(6), (7)の粒子の位置における気流速度等は計算セル内で内挿して求めた。

図1に計算空間、座標系、無次元計算グリッド寸法、境界条件等を示す。計算グリッド数は $135 \times 185 \times 50 = 1.25 \times 10^6$ である。スタッガードグリッドを用いている。クーラン数(無次元時間ステップ Δt を無次元グリッド長さ Δx で割った値で求まる)は 0.12 で 1 より十分小さいが、この程度に小さくするほうが計算誤差上無難である。レイノルズ数 $Re = DU_0 \rho / \mu = 10\,000$ である。平均のグリッドサイズ Δ は均質乱流を仮定して求めた平均の Kolmogorov のミクロスケールの約 20 倍である。したがってそれより小さい渦の影響は LES で表現している。気流のノズル出口の無次元速度成分は $u=1.0$, $v=0$, $w=0$ である。粒子のそれは実測によって得られた平均速度成分 $u_p=0.8$, $v_p=0$, $w_p=0$ を用いている。気流の境界条件は図1に示すとおりである。境界条件の表現にできるだけ外点を使わず、正確にするために、本計算では境界面から計算空間内に 2 番めの内点での慣性項の計算には四次の中央差分式を用いた。また境界面に接した計算空間内点での慣性項の計算には二次の中央差分式を用いた。

本研究が対象とする三次元噴流では流出境界における瞬時の速度分布が非対称かつ複雑となるため有効な対流速度を求めることが困難で対流流出境界条件を適用することができなかった。そこで森西ら⁽⁹⁾、田村ら⁽¹⁰⁾と同様に、最下流の流出境界において各変数の軸方向の一階微分値が零である流出境界条件を用いた。この場合、最初にノズル出口から噴出した気流が最下流の境界に達した後、不備な境界条件に起因する不必要な乱が徐々に上流に伝ばし、噴流としての解の信頼性を低下させる。したがって、著者ら⁽¹¹⁾の以前の報告と同様、その不必要な乱が伝ばする前の解のみ採用した。

粒子はガラスビーズを想定し、個数基準平均径 $D_{p50} = 65 \mu\text{m}$ 、質量混合比 $m=0.6$ の条件に対応するよう

Fig. 1 Computational domain

に図1のスリットノズル出口から均一に噴出する。粒径が約 $50\ \mu\text{m}$ から約 $80\ \mu\text{m}$ まで分布する粒径分布を表現するために同時に出発させる300個の粒子を10種類の粒径に分け、それらの個数分布によって粒径分布を表現した。また粒子を出発させる図1中のノズル出口の位置は乱数で決定した。 $5\Delta t$ ごとに粒子をノズル出口から出発させ、ノズル出口での粒子の横方向間隔と軸方向間隔をほぼ等しくし、均一粒子濃度がノズル出口近傍で形成されるようにしている。

本計算では計算空間内において粒子が気流を追い越さないように $1401\Delta t$ から粒子を噴出し始め、 $6000 \times \Delta t$ まで噴出した。計算粒子の総数は 2.76×10^5 個である。

その他の無次元の計算条件および実験に対応させた有次元の計算条件は $\psi=180\sim 410$, $G=5 \times 10^{-3} \sim 1.1 \times 10^{-2}$, $C=2.7 \times 10^3 \sim 7.0 \times 10^3$, $MF=0.016 \sim 0.043$, $U_0=37.5\ \text{m/s}$, $D=4\ \text{mm}$ である。

3. 実験装置および方法

図2に実験装置を示す。コンプレッサから導かれた空気はレギュレータにより一定の圧力で、流量をバルブで制御しインゼクションフィードに導かれる。そこで平均粒径 $65\ \mu\text{m}$ の球形ガラスビーズを各実験条件に応じてスムーズオートフィードにより連続的に供給し、空気と混合し、ノズル出口までの十分な助走距離を経て噴出され固気混相噴流を形成する。また、固気混相噴流を噴出させるノズルには、図2に示すように入口幅 $25\ \text{mm}$, 出口幅 $4\ \text{mm}$, 出口長さ $40\ \text{mm}$ の絞りノズルを使用した。

固気混相噴流は計算境界条件と同様に、ノズル側の固体壁にはアクリル板を取付け、鉛直下方に噴出させる。このときノズルはトラバース装置により X 軸方向(鉛直方向, 噴流軸方向)に約 $700\ \text{mm}$, Y, Z 軸方向(水平方向)に約 $300\ \text{mm}$ 移動させることが可能で、

Fig. 2 Experimental apparatus

台上に固定したレーザドップラー流速計(DANTEC, Model 55 system)により測定した。実験における固体粒子の空気に対する質量混合比は計算条件と同一の $m=0.6$ である。単相空気噴流の速度の測定には熱線風速計(日本科学工業)を用いた。その他の実験方法等は著者ら⁽¹¹⁾の報告とほとんど同一であるので省略する。

また単相噴流の可視化実験は次のようにして行った。可視化実験では純水を絞りノズル(入口幅 $30\ \text{mm}$, 出口幅 $5.7\ \text{mm}$, 出口長さ $80\ \text{mm}$)から直方体水槽内(X 方向長さ $885\ \text{mm}$, Y - Z 断面寸法 $430\ \text{mm} \times 430\ \text{mm}$)へノズル出口速度 $1.75\ \text{m/s}$ ($Re=10^4$)で噴出させた。可視化に用いた蛍光粒子(Turner 社, No. 042)は蛍光染料が塗布された薄片状の雲母粒子(直径 $10\sim 30\ \mu\text{m}$, 厚さ $0.3\sim 0.7\ \mu\text{m}$, 密度 $2.8 \times 10^3\ \text{kg/m}^3$)で、本実験では純水中に質量基準で 0.025% の濃度で混合した。可視化実験は暗室で行い、水槽側面から開口幅 $4\ \text{mm}$ のスリットを通して光輝度キセノンランプを照射し、ビデオカメラによって $1/60\ \text{s}$ 間隔(シャッタ速度は $1/1000\ \text{s}$)で撮影した。

4. 流れの特性値の計算結果と実験結果の比較

本報の目的は高 Re 数噴流の流れに及ぼす粒子の影響を明らかにすることであるから、まず計算結果が実際の現象をどの程度正しく表現しているかを明らかにする必要がある。そこで流れの特性値分布の計算結果を実測結果と比較して計算値の正しさの検証とした。

図3に $Re=10^4$ の噴流軸上速度(時間平均値)の減衰の計算結果と実験結果の比較を示す。単相空気噴流(Clean air jet)の計算結果は Gutmark and Wygnanski⁽¹²⁾の実験結果($Re=3 \times 10^4$)と著者らの実験結果によく一致している。固気混相噴流と単相噴流

Fig. 3 Mean velocity distributions of air and particles on the jet center line

の気流の軸上速度を比較すると、噴流の初期から遷移領域では気流より低速度の粒子の影響で固気混相噴流の気流速度のほうがわずかではあるが低くなり、 $X/D=10$ 近辺から粒子の慣性のために粒子速度のほうが気流速度より速くなる影響で、それより下流では固気混相噴流の気流速度のほうが減衰が遅くなる。 $Re=10^4$ であるので、著者ら⁽¹⁾が報告した粒子の付加による層流噴流から乱流噴流への遷移はなく単相噴流もすでに乱流であるので粒子が付加されたことによる平均速度分布の大きな変化は起こらない。噴流軸上の粒子の平均速度分布の計算結果と実験結果も図3に示しているが、両者はほぼ一致している。図4に気流の軸方向平均速度の横方向分布を示す。粒子の存在によって気流の運動量の横方向への拡散が阻害され、平均速度の横方向への広がり幅は単相噴流のそれよりもわずかではあるが狭くなっている。計算値と実測値はよく一致している。図5に噴流軸上の乱流強度分布を示す。気流の乱流強度には粒子の存在の影響は顕著に現れている。すなわち、乱流がほとんど存在しないか、存在していても未発達噴流の初期および遷移領域($X/D \leq 10$)においては粒子の存在が変動を誘起するため混相噴流の気流の乱流強度は単相噴流のそれより大きく、単相噴流においてもすでに乱流が発達している $X/D \geq 10$ の領域になると逆転し単相噴流の乱流強度のほうが大きくなる。図5に示すように粒子の乱流強度は気流のそれよりはるかに小さいが、下流に行く

Fig. 4 Distributions of axial air mean velocities

Fig. 5 Turbulent intensity distributions of air and particles on the jet center line

にしたがってその差は縮まる。全体的に計算結果は実験結果をよく表現している。

図6に粒子の軸方向平均速度の横方向分布、図7、8に粒子の軸方向および横方向変動強度分布の計算結果と実験結果を示す。図6~8からわかるように、計算結果は現実の粒子の流れ特性をよく表現している。

粒子が含まれていない単相噴流の等渦度線図の計算結果とレイノルズ数が 10^4 と同一の水による可視化実験との比較を図9で行った。ノズルから噴出開始からの無次元時間もほぼ同一の結果で、噴流先端がとがることも含めて、計算結果は可視化実験の結果をよく表している。気流の流れの特性値を示した図3~5も含めて、これらの事柄から本計算結果が固気混相噴流を

Fig. 6 Distributions of axial particle mean velocities

Fig. 7 Distributions of axial particle turbulent intensities

Fig. 8 Distributions of lateral particle turbulent intensities

Fig. 9 Comparison of visualized flow fields ($Re=10^4$); (a) calculated instantaneous air vorticity iso-contours [clean air jet, $U_0=37.5$ m/s, $T=0.0094$ s ($t=88$), $Z/D=0$, data range of calculated iso-contours= $-9.0\sim9.0$ (interval of iso-contour levels= 0.25)], (b) experimental results [clean water jet, $U_0=1.75$ m/s, $T=0.30$ s ($t=92$)]

含む高レイノルズ数噴流の流れを正確に表していることがわかる。

5. 流れに及ぼす粒子の影響

式(30)によってサブグリッドスケール乱流の運動エネルギー k_s が表されるが、式(25)～(28)からわかるように粒子の存在が k_s に影響を与えるのは $A2$ と $A4$ で、単相噴流では $A2=A4=0$ となり、式(30)は Smagorinsky⁽²⁾ の k_s と同じになる。 $A2$ は式(26)、(30)からわかるように、おもに粒子周りの粘性消散を表し、粒子の存在によってサブグリッドスケール乱流、すなわちその代表値である k_s を減少させる。極端な場合として $A2$ が $A1(A3+A4)$ に比べてはるかに大きければ式(30)から明らかなように k_s はほとんど零

Fig. 10 Calculated instantaneous particle position diagram of two-phase jet ($Z/D=0$, $T=0.0171$ s)

Fig. 11 Calculated instantaneous particle position diagram of two-phase jet ($Y/D=0$, $T=0.0171$ s)

となる。 $A4$ は式(28)から明らかなように正にも負にもなり得るが、 k_s を減少させる $A2$ の存在のために $A4$ が正になっても k_s を単相噴流のそれより増加させるとは限らない。式(30)を用いて k_s が単相噴流のそれより増加する条件を計算すると次式となる。

$$A4\sqrt{A1} > A2\sqrt{A3} \quad \dots\dots\dots (36)$$

式(36)に式(25)～(28)を代入すると次式を得る。

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial x_i} (\bar{u}_i - \bar{u}_{pi}) > \frac{2\sqrt{2}\sigma}{C_{vt}^{1/2} C_\epsilon^{1/3}} \sqrt{D_b^2} \frac{\bar{n}}{aT_L + 1} \quad \dots\dots\dots (37)$$

$2\sqrt{2}\sigma/(C_{vt}^{1/2} C_\epsilon^{1/3})$ は 10 程度の値であるから本研究が対象としている微小粒子の場合、 $(\partial \bar{n}/\partial x_i) \times (\bar{u}_i - \bar{u}_{pi})$ が $\sqrt{D_b^2} [\bar{n}/(aT_L + 1)]$ よりはるかに大きい場合にのみ粒子周りの粘性消散に打ち勝ってサブグリッドスケール乱流を粒子の存在が増加させる。

まず粒子の瞬時位置図を示す。図 10 が (x, y) 平面で、図 11 が (x, z) 平面の計算結果であるから、図 10 からわかるように慣性パラメータが $180\sim410$ とかなり大きいので横方向には粒子はあまり広がっていない。図 11 は横方向から見た噴流中心軸を通る (x, z) 平面の粒子の瞬時位置図だが、噴流の初期領域では均一分布をしている粒子が変動流に支配されクラスタを形成するようすがよくわかる。図 12 に瞬時サブグリッドスケール乱流の運動エネルギー k_s の等高線の計算結果を示す。ノズルより噴出後の同一時刻の混相噴流と単相噴流の結果を比較すると粒子の存在によって混相流の噴流中心領域を中心として k_s が減少していることがわかる。図 10 に示した粒子位置のスナップショットの計算結果からわかるように、粒子がほとんど存在していない $|Y|/D$ の大きい外側領域においても粒子の存在の影響が見られるが、これは粒子の高濃

Fig. 12 Calculated instantaneous subgrid-scale kinetic energy iso-contours [$Z/D=0$, $T=0.0128$ s, data range of calculated iso-contours= $0\sim0.04$ (interval of iso-contour levels= 0.002)]; (a) clean air jet, (b) two-phase jet

度な状態が存在する $|Y|/D$ の小さい中心領域で粒子の影響を受けた流れが下流に行くにしたがい大規模渦によって外側に流れていくからである。Time history的に粒子の影響が現れるので、同一時刻の同一場所だけの比較で粒子の存在による k_s の増減を正確にいうことはできないが、噴流中心領域のように粒子の高濃度領域が形成されている領域では比較によってほぼ k_s の増減をいうことができるだろう。 $X/D=10$, $Y/D=-0.5$ 近くの領域で混相噴流の k_s が増加しているのは遷移領域からこの領域にかけて粒子の存在による $\overline{D_0^3}$ すなわちグリッドスケール流れの変形が大きく起こっているためである。図 13 に瞬時の等グリッドスケール乱流運動エネルギー線図の計算結果を示す。混相噴流と単相噴流を比較すると粒子の存在によって全体的にグリッドスケール乱流運動エネルギーは減少しているのがわかる。噴流の初期領域の後部から遷移領域の後部にかけて粒子の存在によってグリッド

Fig. 13 Calculated instantaneous grid-scale kinetic energy iso-contours [$Z/D=0$, $T=0.0128$ s, data range of calculated iso-contours= $0\sim1.1$ (interval of iso-contour levels= 0.05)]; (a) clean air jet, (b) two-phase jet

スケール乱流運動エネルギーが増加している領域も存在する。図 14 に噴流の (x, z) 平面のグリッドスケールの瞬時の等渦度線図を示す。乱流運動エネルギーとはほぼ同一の傾向を示している。初期領域の後部から遷移領域の後部にかけて粒子の存在によって気流が顕著に変化するように、粒子の存在によって噴流の発達領域に形成された渦度の高い小さい渦が消滅したり、大きい渦へと変形していくようすがわかる。

これら粒子の存在が流れに及ぼす変化をエネルギースペクトルの比較で表したのが図 15 である。 $X/D=24$, $Y/D=Z/D=0$ という乱流の発達領域の噴流中心軸上の値を示している。まず全体的に、単相空気噴流の計算結果は実験結果をよく表現し、計算結果の有用性を示している。 x, y 方向のエネルギースペクトルはいずれもグリッドスケールの分解能による限界周波数(周波数分析の最大周波数)の近辺の高周波数領域で粒子の存在によって固気混相噴流の乱流エネルギー

Fig. 14 Calculated instantaneous air vorticity iso-contours [$Y/D=0$, $T=0.0128$ s, data range of calculated iso-contours= $-9.0\sim9.0$ (interval of iso-contour levels= 0.25 (data range= $-1\sim1$), 1.0 (others))]; (a) clean air jet, (b) two-phase jet

のスペクトルが低下している。図 12~14 からわかるように粒子の存在によって低周波(大規模)渦も変形を受けているが、エネルギースペクトル線図の上では顕著な変化とはなっていない。計算結果のばらつきの中に埋もれている程度である。

グリッドスケールによる限界周波数より高周波数領域はサブグリッドスケール乱流であるが、前述したように粒子の存在によって乱流エネルギーがつねに低下するとは限らないが、図 12 の結果や図 15 で限界周波数よりも高周波数領域を外挿して考えると、乱流の発達領域では平均的に粒子の存在によってサブグリッドスケール乱流も低下されると考えられる。

6. 結 言

高レイノルズ数固気混相噴流の流れを LES を用いてシミュレーションした。得られた流れの特性値は実際のそれらをよく表現している。サブグリッドスケール乱流の運動エネルギー k_s の支配方程式において、生成項、消散項および粒子と気流の相互干渉項が他の項に比較して、十分大きいと考え、これら 3 項が釣り合うとして k_s を求めている。したがってサブグリッドスケール流れに粒子の影響は考慮されている。本研究は粒子がグリッドスケールより十分小さい場合であるが、そのような場合には通常、粒子の存在がサブグリッドスケール乱流を低下させる。ただし、気流・粒子間の相対速度と粒子濃度こう配の積が大きければサブグリッドスケール乱流を粒子の存在が増加させる場合もある。グリッドスケール乱流については、噴流の乱流発達領域において粒子の存在(粒子のレイノルズ数は約 30 以下)はおおむね気流の乱流を低下させる。

(a)

(b)

Fig. 15 Energy spectra of fluctuating air velocities ($X/D=24$, $Y/D=Z/D=0$); (a) axial component, (b) lateral component

グリッドスケールの乱流エネルギーの周波数分析から、グリッドスケールによる限界周波数の $1/2$ 程度の周波数から限界周波数にかけて、すなわちグリッドスケール乱流の高周波数部分が粒子の存在によって顕著に減衰される。乱流発達領域の低周波数部分は粒径が Kolmogorov のミクロスケールと同程度でかつ質量混合比が 0.6 程度である本研究の条件下では平均的には粒子の存在によってあまり変化しない。噴流の初期および遷移領域においては粒子の存在によってグリッドスケール流れに変動流が発生し、増幅され、変動強さは粒子の存在によって大きく増加する。

文 献

- (1) 例えば、湯 晋一・片牧真輔・河野浩幸・梅景俊彦、機論、64-619, B(1998), 677-683.
- (2) Smagorinsky, J., *Mon. Weather Rev.*, **91** (1963), 99-164.
- (3) 三宅 裕・梶尾岳夫、機械の研究, **39** (1987), 1189-1195.
- (4) 保原 充・大宮司久明編、数値流体力学, (1992), 215-235, 東京大学出版会.
- (5) Clift, R., *Bubbles, Drops and Particles*, (1978), 261, Academic Press, New York.

- (6) Hughes, R. R. and Gililand, E. R., *Chem. Eng. Progr.*, **48** (1952), 497-499.
 - (7) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 460-471, McGraw-Hill, New York.
 - (8) Harlow, F. H. and Welch, J. E., *Phys. Fluids*, **8** (1965), 2182-2189.
 - (9) 森西洋平・小林敏雄, 機論, **58**-553, B(1992), 2730-2735.
 - (10) 田村哲郎・伊藤嘉晃, 第12回風工学シンポジウム講論集, (1994), 537-542.
 - (11) Yuu, S., Ikeda, K. and Umekage, T., *Colloids Surfaces*, **A109** (1996), 13-27.
 - (12) Gutmark, E. and Wygnanski, I., *J. Fluid Mech.*, **73** (1976), 465-494.
-