混合層中での乱流およびスカラー拡散に及ぼす粒子の効果*

道岡 武 信^{*1}, 黒 瀬 良 一^{*2}
佐 田 幸 一^{*1}, 牧 野 尚 夫^{*3}Effects of Loaded Particles on Turbulence and
Scalar Diffusion in a Mixing LayerTakenobu MICHIOKA^{*4}, Ryoichi KUROSE,
Kouichi SADA and Hisao MAKINO^{*4} Central Research Institute of Electric Power Industry,
2-11-1 Iwado Kita, Komae-shi, Tokyo, 201-8511 Japan

A direct numerical simulation (DNS) based on a finite volume method is applied to a particle-laden turbulent mixing layer in order to examine effects of loaded particles on turbulence and scalar diffusion. Trajectories of all particles are individually pursued with a Lagrangian method. The results show that the small particles, whose response time, τ_p , is smaller than the Kolmogorov time scale, τ_k , reduce the turbulent intensities of streamwise and transverse velocity fluctuations upstream of the mixing layer. However, the streamwise slope of turbulent intensities becomes high as compared to particle-free flow downstream of the mixing layer. Because source terms, which are energy exchange and turbulent production terms for the turbulent intensity of streamwise velocity fluctuation and pressure strain correlation term for that of transverse velocity fluctuation, are increased. Furthermore, the small particles increase the mean squared values of the concentration fluctuations.

Key Words: Fluid Dynamics, Multi-phase Flow, Turbulent Flow, Turbulent Mixing, Direct Numerical Simulation

1. 緒 言

数十ミクロン程度の径をもつ微小粒子を伴う流れ場は、工業装置中や大気環境中の流れ場に数多く見られる。それらの流れ場において、粒子が流れ場および拡散場に及ぼす影響を正確に把握することは、工業プラントの最適化設計などの工業問題や、プラントから漏洩する粉じんを含む毒性ガスの拡散予測などの環境問題に関連して極めて重要である。

このような粒子を伴う流れ場を数値シミュレーションにより再現するためには、粒子間の衝突および粒子と流体との相互干渉を考慮しなければならない。微小粒子を伴う流れ場では、ほとんどの場合で粒子の体積分率 ϕ_v は十分に小さいため、粒子間の衝突を無視できる。しかしながら、固体粒子の密度は気体の密度に比べ2~3オーダー以上大きく、粒子の質量分率 ϕ_m の大きい流れ場が数多く存在するため、粒子流体相互干渉は無視できない。よって、そのような流れ場では粒子

流体相互干渉による乱流変動の変化が粒子の挙動および物質の乱流拡散を予測する上で非常に重要となる。

これまで、Druzhini⁽¹⁾は微小粒子を伴う等方性乱流場に対して Direct Numerical Simulation (DNS) を実行し、粒子の緩和時間 τ_p がコルモゴロフの時間スケール τ_k に比べ十分に小さな場合には、単相の等方性乱流場に比べて乱れを増加されること、 τ_p が τ_k と同程度の場合には乱れを減少させることを明らかにした。また、Ahmed ら⁽²⁾は一様せん断流に対して DNS を実行し、Druzhini の等方性乱流場と同様の結果を得た。さらに、Yamamoto ら⁽³⁾はチャネル乱流場に対して Large-Eddy Simulation (LES) を実行し、 τ_p が τ_k と同程度かそれ以上の場合には乱れを減少することを示した。このように、最近では流れ場内に投入された微小粒子による乱れの促進および抑制メカニズムが明らかになりつつある。

しかしながら、これらの既往研究は完全発達した一様な流れ場を対象としており、現実の大気中や工業装置内の流れの中でよく見られる空間的に変化する系を対象にした例は数少ない^{(4)~(6)}。例えば、混合層や噴流は流れ場が空間的に変化する系の中では、最も単純なものであるが、一概に上記のような関係を適用でき

* 原稿受付 2003年2月24日。

^{*1} 正員、(財)電力中央研究所 柏江研究所 大気科学部 (〒201-8511 柏江市岩戸北 2-11-1)。^{*2} 正員、(財)電力中央研究所 横須賀研究所 エネルギー化学部 (〒240-0196 横須賀市長坂 2-6-1)。^{*3} (財)電力中央研究所 CS 推進本部 (〒100-8126 東京都千代田区大手町 1-6-1)。

E-mail: michioka@criepi.denken.or.jp

るかどうかは検討されていない。また、これらの微小粒子を伴う混合層や噴流中において、粒子が物質の拡散に及ぼす影響を検討した例はほとんど見られない。

そこで、本研究では工学的に種々の流れ場の中によく見られる空間的に変化する代表的なせん断乱流場である乱流混合層を対象として、DNSにより微小粒子が流れ場および拡散場に及ぼす影響を明らかにすることを目的とした。

2. Direct Numerical Simulation (DNS)

2.1 流体運動 DNSにおいて流れ場および拡散場を支配する方程式は、連続の式、N-S方程式および物質の拡散方程式であり、

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \Psi_{u_i} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j} \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここで、 U_i 、 C 、 P は流体の速度、濃度および圧力であり、本論文中的変数は、計算領域の垂直方向長さ ($L^* = 0.05$ m)、上下層の流速差 ($\Delta U^* = 2.5$ m/s)、流体の密度 ($\rho_f^* = 1.2$ kg/m³) および粘度 ($\mu^* = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s) で無次元化されている。式(2)中の Ψ_{u_i} は、粒子と流体の相互干渉項で運動量の交換量を表し、Particle-Source-In-Cell (PSI-Cell) 法⁽⁷⁾により、

$$\Psi_{u_i} = -\frac{1}{\delta_c} \sum \left\{ \frac{m_p \Phi}{\tau_p} (U_i - U_{p,i}) \right\} \dots\dots\dots (4)$$

と与えられる。なお、 δ_c は計算格子の体積、 n_c は計算格子内に存在する粒子数および τ_p は粒子の緩和時間であり、

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p Re}{18\mu} \dots\dots\dots (5)$$

となる。なお、 d_p 、 ρ_p 、 μ は、粒子径、粒子の密度、流体の粘度であり、レイノルズ数 Re は、

$$Re = \frac{\rho_f^* \Delta U^* L^*}{\mu^*} \dots\dots\dots (6)$$

と定義する。また、式(4)中の Φ は粒子レイノルズ数

$$Re_p = \frac{d_p |U_{p,i} - U_i| \rho_f}{\mu} Re \dots\dots\dots (7)$$

を用いて、

$$\Phi = \begin{cases} 1 + \frac{3}{16} Re_p & (Re_p \leq 0.01) \\ 1 + 0.1315 Re_p^{(0.82-0.05w)} & (0.01 \leq Re_p \leq 20) \end{cases} \dots\dots\dots (8)$$

$$w = \log_{10} Re_p$$

と与える⁽⁸⁾。

上記の支配方程式 (式(1)~(3)) を有限体積法に基づき離散化し、Fractional Step 法⁽⁹⁾により解を求めた。離散化については、対流項および粘性項ともに互

Fig. 1 Schematic of computational region

換性および保存性のある二次精度の中心差分法⁽¹⁰⁾を、時間積分には陽解法である二次精度の Runge-Kutta 法を用いた。ただし、物質の拡散方程式の対流項に対して二次精度の中心差分法を用いると、負の濃度を生じてしまうため、本計算では FCT (Flux-Corrected Transport) スキーム^{(11)~(13)}を適用した。

2.2 粒子運動 粒子に関しては、混合層内に存在するすべての粒子をラグランジュ的に追跡した。粒子の運動方程式は、

$$\frac{dU_{p,i}}{dt} = F_D + F_L \dots\dots\dots (9)$$

で与えられる。ここで、 $U_{p,i}$ は i 番目の粒子の速度、 F_D は抗力項、 F_L は揚力項である。厳密には、粒子の運動方程式 (式(9)) はこれらの項に加え、バセット項、圧力勾配項および付加質量項を含む。しかし、気体と固体粒子の密度比 ($\rho_f/\rho_p = 10^{-3}$) は非常に小さいため、それらの項を省略できる⁽¹⁴⁾。抗力項は

$$F_D = -\frac{1}{\tau_p} (U_{p,i} - U_i) \Phi \dots\dots\dots (10)$$

と与える。

揚力項には

$$F_L = 0.443 J(\epsilon) F_L^S \dots\dots\dots (11)$$

を与える。 F_L^S は Saffman⁽¹⁵⁾によって解析的に導かれた揚力の評価式

$$F_L^S = -6.168 \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{d_p^2} (U_p - U_f) \sqrt{\frac{1}{Re} \frac{dU}{dy}} \dots\dots\dots (12)$$

であり、本計算で対象としている粒子は微小粒子を対象としており、粒子の回転の効果は小さいので無視される⁽¹⁷⁾。 $J(\epsilon)$ には McLaughlin⁽¹⁶⁾の論文に記された $J - \epsilon$ の表をもとに Mei⁽¹⁹⁾が近似した相関式

$$J(\epsilon) \approx 0.6765 \{1 + \tanh[2.5 \log_{10}(\epsilon + 0.191)]\} \times \{0.667 + \tanh[6(\epsilon - 0.32)]\} \dots\dots\dots (13)$$

$$\epsilon = \frac{Re_p^{\frac{1}{2}}}{Re_p} = \frac{1}{Re_p} \sqrt{Re \frac{\rho_f d_p^2}{\mu} \frac{dU}{dy}} \dots\dots\dots (14)$$

を用いる。なお、この揚力式は Re_p が小さい場合に適用可能であることは Kurose ら^{(17),(18)}により確認されている。固体粒子の質量および粒径 d_p を一定である球形粒子とする。また、粒子の体積分率が十分に小さいので、粒子間衝突を無視する。

Fig. 2 Profiles of the particle density in mixing layer at $t = 20$

Table 1 Computational condition

	CASE 1	CASE 2	CASE 3
$\rho_p^* [\text{kg/m}^3]$	1200	1200	1200
$d_p^* [\mu\text{m}]$	10	25	40
$\tau_p^* [\text{s}]$	3.7×10^{-4}	2.3×10^{-3}	5.9×10^{-3}
d_p/η	0.018	0.046	0.073
τ_p/τ_k	0.018	0.12	0.30
ϕ_m	0.016	0.26	1.07
ϕ_v	1.6×10^{-5}	2.6×10^{-4}	1.07×10^{-3}

2.3 計算条件 計算領域の概略図を図1に示す。計算領域は実次元で $0.30 \times 0.05 \times 0.05 \text{ m}$ の直方体である。座標系を主流方向に x ，垂直方向に y および

スパン方向に z とし，原点 ($x = y = z = 0$) を計算領域の流入面の中心とした。すなわち，計算領域が $0.0 \leq x \leq 6.0$ ， $-0.5 \leq y \leq 0.5$ ， $-0.5 \leq z \leq 0.5$ となるように座標系を設定した。計算格子を $y = 0$ 近傍で密とする不等間隔のスタッガード格子を用い，計算格子数を x 方向に 300， y 方向に 100， z 方向に 100 とした。 $y = 0$ での垂直方向の計算格子幅は約 $154 \mu\text{m}$ であり，コルモゴロフの長さスケール η ($x = 2 \sim 5$ において $553 \sim 571 \mu\text{m}$) より十分に小さい。計算領域の流入面である $x = 0$ での上層側 ($y \geq 0$) および下層側 ($y \leq 0$) の主流方向速度をそれぞれ $\overline{U}_1 = 2.0$ ， $\overline{U}_2 = 1.0$ とし，時間平均流速には Spalart が行った乱流境界層に対する DNS⁽²⁰⁾ から得られた分布を与えた。さらに，入口断面では時間平均流速に以下に示すよう

Fig. 3 Streamwise distributions of the momentum thickness

なランダムな擾乱を加えた。

$$U_i(y, z, t) = \overline{U_i}(y, z, t) + u_i(y, z, t) \dots \dots \dots (15)$$

$$u_i(y, z, t) = \sum_{n=1}^{n_f} u_{rms,i}(y) \sin(2\pi n f_0 t + \phi(y, z, n f_0)) \dots (16)$$

ここで、 $u_{rms,i}$ は速度変動強度の rms 値、 f_0 は基本周波数、 t は時間、 ϕ は $0 \leq \phi \leq 1$ の一様乱数であり、上付き $-$ は時間平均化した値を示す。速度変動強度の rms 値の分布には Spalart⁽²⁰⁾ によって得られたものを用い、主流方向速度変動強度の最大値は速度差 ΔU の 10% とした。周波数 f を 10Hz ($=f_0$) から 200Hz まで 10Hz 間隔で与えた。境界条件には y 方向に slip 条件を、 z 方向に周期境界条件を、流出境界条件には対流型の境界条件を用いた。

濃度場に関しては、流入境界面上層で $C = 1.0$ 、下層で $C = 0.0$ を与え、物質を完全分離の状態で流入させるものとした。固体粒子としては、密度が 1200 kg/m^3 の微粉炭を仮定した。実次元の粒径 d_p^* をコルモゴロフの長さスケール η よりかなり小さな 10, 25, $40 \mu\text{m}$ の 3 種類の粒子とした。本研究で用いた固体粒子の粒子の条件については、表 1 に示す。なお、 ϕ_v 、 ϕ_m は粒子の体積分率および質量分率であり、計算領域入口上層部での値を示す。また、表中のコルモゴロフの長さスケール η および時間スケール τ_k には、 $x = 3$ での値が用いられている。粒子を伴わない場合および粒径 10, 25, $40 \mu\text{m}$ の粒子を計算領域入口上層から毎秒 2×10^9 個を一様に投入した場合の 4 ケースについて計算を行った。

3. 結果および考察

3.1 粒子分布 図 2 に $t = 20$ における粒径 10, 25, $40 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合の粒子数密度の $x - y$ 断面分布を示す。図中の値は単位体積あたりの粒子数 (個/ cm^3) を表す。粒径が大きくなるに従い、粒子の y 方向の拡散幅は小さくなることわかる。この傾向は、

Fig. 4 Streamwise distributions of the time-averaged streamwise velocity

安藤ら⁽²¹⁾の粒子を伴う乱流混合層の実験結果から得られた数密度分布と定性的によく一致する。また、粒径 $10 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、混合層の下流域では組織的な渦構造中にも粒子が存在するのに対し、粒径 25, $40 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、粒子は組織的な渦構造中にほとんど巻き込まれず、組織的な渦に沿って蓄積することがわかる。これらの傾向も Martin ら⁽²²⁾や Wei⁽²³⁾の計算結果によく一致する。

3.2 速度分布 図 3 に運動量厚さ θ の x 方向分布を示す。粒子を伴わない場合および粒径 $10 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、運動量厚さはほぼ同じ分布となり、 $x = 1$ より下流域で x 方向に直線的に増加する。粒径 $40 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、粒子を伴わない場合より全領域で運動量厚さは小さくなる。一方、粒径 $25 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、上流域では運動量厚さは小さいものの、下流域では運動厚さの x 方向の勾配が粒子を伴わない場合より大きくなることわかる。

図 4 に $x = 4$ での時間平均化した主流方向速度 $\overline{U}$ の y 方向分布を示す。 y は、主流方向速度 $\overline{U}$ が $(\overline{U}_1 + \overline{U}_2)/2$ となる座標 $y_{0.5}$ と運動量厚さ θ を用いて正規化されている。運動量厚さは混合層中に存在する粒子により変化するものの、 y を運動量厚さで正規化すると、粒子の有無および粒径にかかわらず、主流方向速度分布は相似なものとなる。

図 5 に $y = y_{0.5}$ での x および y 方向の速度変動強度 ($\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$) の x 方向分布を示す。図中の黒プロット (●印) は単相の乱流混合層に対する室内実験結果⁽²⁴⁾であり、代表長さ L^* ($= 0.05\text{m}$) 基準レイノルズ数 Re は 8000 で本 DNS のもの ($Re=8333$) と同程度である。本 DNS から得られた粒子を伴わない場合の速度変動強度は、室内実験値に近い値となることから、本 DNS は精度良く実行されていることを確認できる。粒径 $10 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、粒子を伴わない場合とほぼ同程度の速度変動強度となり、粒径 $10 \mu\text{m}$ の粒子は

Fig. 5 Streamwise distributions of the turbulent intensities of (a) streamwise and (b) transverse velocity fluctuations

Fig. 6 Streamwise distributions of the Reynolds stress

ほとんど流れ場に影響を及ぼさない。粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には、上流域において $\overline{u^2}$ および $\overline{v^2}$ は粒子を伴わない場合より小さくなる。しかしながら、粒子を伴わない場合には下流域において、 $\overline{u^2}$ および $\overline{v^2}$ は x 方向とともに減少していくのに対し、粒子を伴う場合には依然としてそれらは増加する。特に、粒径 25 μm の粒子を伴う場合には、下流域において $\overline{u^2}$ および $\overline{v^2}$ は粒子を伴わない場合より大きくなる。既往研究^{(1),(2)}では、 $\tau_p < \tau_k$ の関係にある微小粒子は乱れを常に促進させたが、今回の混合層ではそのような粒子でも乱れを促進または抑制させる 2 つの領域があ

Fig. 7 Transverse distributions of the production term, P_{11} , and turbulent energy exchange term, ϕ_{11} , in the transport equation of $\overline{u^2}$

る興味深い結果を得た。図 6 に $y = y_{0.5}$ でのレイノルズ応力 $\overline{uv}$ の x 方向分布を示す。レイノルズ応力も速度変動強度と同様な傾向であることがわかる。このように、粒径 25, 40 μm の粒子を伴う混合層において、速度変動強度およびレイノルズ応力は粒子を伴う場合と伴わない場合で違う分布形となる。

そこで、上述のような粒子による速度変動強度およびレイノルズ応力の変化を詳細に調べるため、速度変動強度およびレイノルズ応力の輸送方程式を用いてそれらのエネルギー収支を検討した。レイノルズ応力の輸送方程式は、

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} + \Pi_{ij} + \varepsilon_{ij} + \Phi_{ij} \quad (17)$$

で与えられる。右辺は生成項 P_{ij} 、拡散項 D_{ij} 、圧力歪相関項 Π_{ij} 、粘性消散項 ε_{ij} および粒子流体相互干渉項 Φ_{ij} であり、それぞれの項は

$$P_{ij} = -\left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}\right) \dots \dots (18)$$

$$D_{ij} = -\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k} - \left(\frac{\partial \overline{p u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{p u_j}}{\partial x_i}\right) \dots \dots (19)$$

Fig. 8 Transverse distributions of the pressure strain correlation term, Π_{12} , and turbulent energy exchange term, ϕ_{22} , in the transport equation of $\overline{v^2}$

$$\Pi_{ij} = p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (20)$$

$$\varepsilon_{ij} = - \frac{2}{Re} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \dots\dots\dots (21)$$

$$\Phi_{ij} = u_i \Psi_{u_j} + u_j \Psi_{u_i} \dots\dots\dots (22)$$

となる。上式において $i = j = 1$ の場合には、 x 方向速度変動強度 $\overline{u^2}$ の輸送方程式となり、 $i = j = 2$ の場合には、 y 方向速度変動強度 $\overline{v^2}$ の輸送方程式となる。 $\overline{u^2}$ および $\overline{uv}$ においては、 P_{11} および P_{12} が生成項となり、 $\overline{v^2}$ においては、 $P_{22} \approx 0$ であるため、乱れエネルギーの再分配項 (圧力歪相関項) Π_{22} が生成項の役割となる。そこで、本研究では粒子による乱流変動の変化をそれぞれの輸送方程式中での生成項および粒子流体相互干渉項により検討した。なお、 D_{ij} 、 ε_{ij} は $\overline{u^2}$ 、 $\overline{v^2}$ および $\overline{uv}$ の変化にほとんど影響を与えないので無視された。

図 7 に混合層上流域 ($x = 1$) および下流域 ($x = 4$) での x 方向速度変動強度 $\overline{u^2}$ の輸送方程式中のシアーによる生成項 P_{11} および粒子流体相互干渉項 Φ_{11} の y 方向分布を示す。 Φ_{11} の値が正の場合には粒子から流体にエネルギーが輸送され、 Φ_{11} は $\overline{u^2}$ を大きくする方

Fig. 9 Transverse distributions of the production term, P_{12} , and turbulent energy exchange term, ϕ_{12} , in the transport equation of $\overline{uv}$

向に働く。逆に、負の場合には流体は粒子によりエネルギーを失い、 Φ_{11} は $\overline{u^2}$ を小さくする方向に働く。粒径 $25, 40 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合には、上流域である $x = 1$ において Φ_{11} はほぼ 0 となり、 Φ_{11} は $\overline{u^2}$ にほとんど影響を与えないことがわかる。また、粒子を伴う場合のシアーによる生成項 P_{11} は、上流域では粒子を伴わない場合より小さくなる。よって、粒径 $25, 40 \mu\text{m}$ の粒子を伴う場合に、上流域において $\overline{u^2}$ が粒子を伴わない場合より小さくなるのは、 P_{11} が減少するためである。下流域である $x = 4$ において、 Φ_{11} は上層の一部 ($(y - y_{0.5})/\theta \geq 1.0$) では負であるが、他の大部分の領域 ($(y - y_{0.5})/\theta \leq 1.0$) では正となり $\overline{u^2}$ を増大させる方向に働く。また、粒子を伴う場合の P_{11} は、粒子を伴わない場合より大きくなる。これは、粒子による混合層厚さ θ の抑制効果が、式 (18) に現れる $\partial \overline{U}/\partial y$ を増大させるためである。従って、下流域において $\overline{u^2}$ が x 方向距離とともに増加するのは、大部分の領域で P_{11} および Φ_{11} がともに $\overline{u^2}$ を大きくする方向に働くためである。

図 8 に $x = 1, 4$ での y 方向速度変動強度 $\overline{v^2}$ の輸送方程式中の圧力歪相関項 Π_{22} および粒子流体相互干渉項 Φ_{22} の y 方向分布を示す。上流域 ($x=1$) において、

Fig. 10 Streamwise distributions of the mixing layer thickness in the concentration field

粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には Π_{22} が減少し、さらに Φ_{22} が負であるため、 $\overline{v^2}$ は粒子を伴わない場合より小さくなる。下流域において、粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には、上層の一部を除きほとんどの領域で Φ_{22} により失われたエネルギー以上に Π_{22} が増加するため、下流に行くに従い $\overline{v^2}$ は依然増加する傾向にある。よって、 $\overline{v^2}$ が大きくなるのは粒子流体相互干渉項 Φ_{22} によるものではなく、圧力歪相関項 Π_{22} が増大するためである。

図 9 に $x = 1, 4$ でのレイノルズ応力の輸送方程式中 (式 (17) 中で $i = 1, j = 2$) の生成項 P_{12} および粒子流体相互干渉項 Φ_{12} の y 方向分布を示す。ただし、レイノルズ応力 $\overline{uv}$ は負の値であり、 Φ_{12}, P_{12} が負のときレイノルズ応力を増加させる方向に働くため、図中では $\Phi_{12}^R = -\Phi_{12}$, $P_{12}^R = -P_{12}$ と定義し、 Φ_{12}^R, P_{12}^R が正の値の時にそれらはレイノルズ応力を増大させる方向に働くとする。粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には、上流域 ($x = 1$) において Φ_{12}^R はほぼ 0 であるが、 P_{12}^R は粒子を伴わない場合より小さくなる。そのため、粒子を伴う場合のレイノルズ応力は粒子を伴わない場合より小さくなる。下流域 ($x = 4$) において、 Φ_{12}^R は y 方向全領域で正であるため、レイノルズ応力を増加させる方向に働く。また、下流域において粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には P_{12}^R は大きくなり、 $\overline{uv}$ を大きくする方向に働く。よって、レイノルズ応力が $\overline{u^2}, \overline{v^2}$ と同様に x 方向とともに増加するのは、生成項 P_{12}^R の増大および大部分の領域で粒子流体相互干渉項 Φ_{12}^R が正の値になるためである。

3.3 濃度分布 図 10 に濃度の混合層厚さの x 方向分布を示す。濃度の混合層厚さは、時間平均濃度が $\overline{C}=0.01$ となる y 座標を y_1 , $\overline{C}=0.99$ となる y 座標を y_2 として、 $\delta_c = y_1 - y_2$ で定義された。濃度の混合層厚さも運動量厚さと同様に粒径 10 μm の粒子を伴う場合には、粒子を伴わない場合とほぼ同様な分布とな

Fig. 11 Transverse distributions of the time-averaged concentration

Fig. 12 Transverse distributions of the mean squared values of concentration fluctuations

る。粒径 40 μm の粒子を伴う場合には粒子を伴わない場合より小さくなるが、粒径 25 μm の粒子を伴う場合には y 方向速度変動強度 $\overline{v^2}$ が下流域で粒子を伴わない場合より大きくなることに起因して、濃度の混合層厚さは大きくなることがわかる。

図 11 に時間平均濃度の y 方向分布を示す。垂直方向距離 y は、時間平均濃度が $\overline{C} = 0.5$ となる座標 $y_{c0.5}$ および濃度の混合層厚さ δ_c を用いて正規化されている。粒径 10, 25 μm を伴う場合には、ほぼ相似の分布となるものの、粒径 40 μm を伴う場合には粒子により分布形が変化することがわかる。

図 12 に $x = 4$ での濃度変動強度 $\overline{c^2}$ の y 方向分布を示す。粒径 25, 40 μm の粒子を伴う場合には、粒子を伴わない場合より濃度変動強度が大きくなることわかる。これは、図 13 に示すように、濃度変動強度の輸送方程式

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{c^2}}{Dt} = & \underbrace{-2\overline{vc} \frac{\partial \overline{C}}{\partial y}}_{P_{c12}} + \frac{1}{ReSc} \frac{\partial^2 \overline{c^2}}{\partial x_j \partial x_j} \\ & - \frac{2}{ReSc} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{c^2 u_j}) \dots (23) \end{aligned}$$

Fig. 13 Transverse distributions of the production term, P_{c12} , in the transport equation of the mean squared value of concentration fluctuation

の右辺第一項である生成項 P_{c12} が、粒子を伴う場合に増大するためである。このように、微小粒子を伴う混合層内での拡散場において、粒子による生成項の増大の影響により、濃度変動強度が粒子を伴わない場合よりかなり大きくなる。

4. 結 言

粒子の緩和時間 τ_p がコルモゴロフの時間スケール τ_k よりも小さな微小粒子を伴った空間発展型混合層に対して粒子流体相互干渉を考慮した DNS を実行し、粒子が流れ場および拡散場に及ぼす影響を検討した。以下に得られた結果を示す。

(1) 粒径 $40\mu\text{m}$ ($\tau_p/\tau_k = 0.30$) を伴う場合には、運動量厚さおよび濃度の混合層厚さともに粒子を伴わない場合より全領域で小さくなる。しかしながら、粒径 $25\mu\text{m}$ ($\tau_p/\tau_k = 0.12$) を伴う場合には、上流域ではそれらは小さくなるものの、下流域ではそれらの主流方向勾配が粒子を伴わない場合より大きくなる。

(2) 空間発展型混合層では、 $\tau_p < \tau_k$ の関係にある粒子でも、既往研究^{(1),(2)}のように常に乱れを促進するのではなく、上流域では乱れを抑制し、逆に下流域では促進する。

(3) 上流域において、主流方向速度変動強度が抑制されるのは、シアーによる生成項が減少するためである。また、垂直方向速度変動強度が抑制されるのは、圧力歪相関項の減少および粒子流体相互干渉項が負であるためである。

(4) 下流域において、主流方向速度変動強度が促進されるのは、シアーによる生成項の増大および粒子流体相互干渉項が大部分の領域で正になるためである。また、垂直方向速度変動強度の促進は、圧力歪相関項

の増大によるものである。

(5) 濃度変動強度に関しては、粒子を伴う場合に輸送方程式中の生成項が増大するのに起因して粒子を伴わない場合よりかなり大きくなる。

References

- (1) Druzhinin, O. A., *Phys. Fluids* **13** (2001), 3738–3755.
- (2) Ahmed, A. M. and Elghobashi, S., *Phys. Fluids* **12** (2000), 2906–2930.
- (3) Yamamoto, Y., Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T. and Tsuji, Y., *J. Fluid Mech.* **442** (2001), 303–334.
- (4) 湯・梅景・田淵, 機論 B **60**-572, (1994), 1152–1160.
- (5) 湯・片牧・河野・梅景, 機論 B **64**-619, (1998), 677–683.
- (6) Kurose, R. and Makino, H., *Combust. Flame* **135** (2003), 1–16.
- (7) Crowe, C. T., Sharma, M. P. and Stock, D. E., *Trans. ASME I : J. Fluids Engng* **6** (1977), 325–332.
- (8) Glanze, D. J. and Frankel, S. H., *Int. J. Multiphase Flow* **26** (2000), 609–633.
- (9) Kim, J. and Moin, P., *J. Comput. Phys.* **59** (1987), 133–166.
- (10) 梶島, 機論 B **65**-633, (1999), 2815–2822.
- (11) Boris J. P. and Book, D. L., *J. Comput. Phys* **11** (1973), 38–69.
- (12) Book D. L., Boris, J. P. and Hain, K., *J. Comput. Phys* **18** (1975), 248–283.
- (13) Boris, J. P. and Book, D. L., *J. Comput. Phys* **20** (1976), 397–431.
- (14) Elghobashi, S. and Truesdell, G. C., *J. Fluid Mech.* **242** (1992), 655–700.
- (15) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.* **22** (1965), 385–400.
- (16) McLaughlin, J. B., *J. Fluid Mech.* **224** (1991), 261–274.
- (17) Kurose, R. and Komori, S., *J. Fluid Mech.* **384** (1999), 183–206.
- (18) 黒瀬・牧野・小森, 粉体工学会誌 **39**-5, (2002), 353–361.
- (19) Mei, R., *Int. J. Multiphase Flow* **18** (1992), 145–147.
- (20) Spalart, P. R., *J. Fluid Mech.* **187** (1988), 61–98.
- (21) 安藤・貞田・菱田・前田, 機論 B **56**-528, (1990), 2189–2196.
- (22) Martin, J. E. and Meiburg, E., *Phys. Fluids* **6** (1994), 1116–1132.
- (23) Wei, L., Chung, J. N., Troutt, T. R. and Crowe, C. T., *J. Fluid Mech.* **358** (1998), 61–85.
- (24) 道岡, 京都大学博士論文 (2001).