分散二相乱流混合層における流れ場の乱れおよび スカラ輸送に及ぼす代表粒子モデルの影響

Effect of Parcel Models on Turbulent Property and Scalar Diffusion Yield from Dispersed Liquid Particles in a Particle-laden Turbulent Mixing Layer

武藤 昌也^{a*}, 上杉 太亮^b, 渡邊 裕章^{b, c}, 牧野 尚夫^c

Masaya Muto, Daisuke Uesugi, Hiroaki Watanabe, Hisao Makino

Received 11 April 2013; Accepted 22 June 2013

A two-dimensional direct numerical simulation is performed in a particle-laden turbulent flow to investigate effects of a parcel modeling on characteristics of particles' dispersion, fluctuation velocity of ambient turbulence and scalar diffusion in a turbulent mixing layer. Two parcel models in which each parcel has the same volume (volume fixed model, VFM) and represents the same number of particles (number fixed model, NFM) are discussed by comparing with directly tracking one by one particle without a parcel model as a referred case (reference case, RC). In consequence of the simulation, the spatial distribution of the dispersed particles for NFM shows a good agreement in comparing with RC. While spatially skewed distribution appeared for VFM. Fluctuation velocity distribution is overestimated for both VFM and NFM in comparing with RC as the number of particle represented by one parcel is increased and subsequently scalar diffusion is overestimated in present numerical conditions.

Keywords: Parcel model, Two-phase turbulent flow, Mixing layer, Direct numerical simulation

1. はじめに

噴霧燃焼や微粉炭燃焼のような分散粒子を含む流れ場の解析手法には、大別すると粒子群の挙動を連続相と仮定して Euler 的な輸送方程式で解析する方法と個々

の粒子の挙動を直接運動方程式により Lagrange 的に解析する方法の二種類がある。後者の場合、前者と比較して個々の粒子挙動をより精度良く解析できる利点がある。しかしその一方で、現実の流れ場に存在する数千万から数千億といわれる数の分散粒子を時々刻々追跡することは、現在の計算機性能を用いても実用的とはいえない。そこで一般的には、流れ場中に無数に存在する全ての粒子を追跡する代わりに、いくつかの粒子を含んだ仮想的な粒子（パーセルと呼ばれる）を追跡する代表粒子モデルが用いられる。代表粒子モデルによる数値シミュレーションでは、各計算ステップで投入するパーセル数の設定の容易さから、**Fig. 1 (a)**に示すように各パーセル体積 V を同一 ($V_1 = V_2$) として、各パーセルが代表する粒子の粒子径によってそのパーセルが代表する粒子数 N が決まる ($N_1 \neq N_2$) ような手法 (Volume Fixed Model, 以後 VFM と呼ぶ) が取られることが多い^{1, 2)}。一方、**Fig. 1 (b)**に示すよ

^a 京都大学 大学院 工学研究科 機械理工学専攻
(〒615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂 C3 棟)
Department of Mechanical Engineering & Science, Kyoto University
(C3 Kyoto University-Katsura, Nishikyo-ku, Kyoto 615-8450, Japan)

^b 東京大学 大学院 新領域創成科学研究科 人間環境学専攻
(〒277-8563 千葉県柏市柏の葉 5-1-5)
Department of Human and Engineered Environmental Studies, The University of Tokyo
(5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8563, Japan)

^c 一般財団法人 電力中央研究所 エネルギー技術研究所
(〒240-0196 神奈川県横須賀市長坂 2-1-6)
Energy Engineering Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry
(2-6-1 Nagasaka, Yokosuka, Kanagawa 240-0196, Japan)

* 責任著者連絡先 muto@me.kyoto-u.ac.jp

Fig. 1 Schematics of parcel modeling

うに各パーセルが代表する粒子数を一定とする代表粒子モデル (Number Fixed Model, 以後 NFM と呼ぶ) もある³⁾。この手法では, N が一定 ($N_1 = N_2$) であるが, 粒子の粒子径によって各パーセル体積 V が異なる ($V_1 \neq V_2$)。

解析の対象とする粒子群が粒子径分布を持つ場合, VFM では, より小さな粒子径の粒子を代表するパーセルほどより多くの粒子を代表することになる。そのため, 乱流場との干渉による分散粒子のクラスタリングが生じる要因とは異なり, 計算手法に起因する要因によって, 小さな粒子径の粒子ほど大きな粒子径の粒子と比較して空間的な偏在が生じる。これにより, 例えば微粉炭粒子の解析において揮発分の揮発量予測を行う際には, 微粉炭の粒子径によって揮発量の分布が空間的に著しく偏る可能性が考えられる。これは, 過去に代表粒子モデルを用いた油滴の解析において指摘されている³⁾。一方, NFM を用いた場合には上記の問題は発生しない。しかしながら, 追跡するパーセル数が膨大になる技術的な問題が発生し得る。以上より, これら二つの代表粒子モデルには物理的, 計算技術的にそれぞれ有利あるいは不利な点が考えられるものの, 従来, VFM と NFM を同じ解析対象に適用し, 解析結果への影響を比較, 検討した例は見当たらない。そこで本研究では, 基礎的な検討として乱流混合層における固気二相流を対象とした二つのモデルによる数値解析を行い, 代表粒子モデルが粒子の空間分散や流れ場の変動流速 RMS 値, 粒子から生じるスカラの空間分布に与える影響を考察する。ただし, 本研究では後述するように, 液滴粒子を固体粒子の代わりに解析し, 液滴から蒸発した気体をスカラとして扱う。

2. 数値解析手法

2. 1 支配方程式

本固気二相流の気相側については低マッハ数近似を施した気相の支配方程式を直接数値計算により解く。基礎方程式は連続の式, Navier-Stokes 方程式, エネ

ルギ保存式および化学種保存式である。各式を Eqs. (1)~(4) に示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = S_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial P}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = S_{ui} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j h \rho a \frac{\partial h}{\partial x_j} + \sum_{k=1}^n h_k (\rho a - \rho D_k) \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) = S_h \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j Y_k - \rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) = S_{Y_k} \quad (4)$$

ここで, u_i は気相の x_i 方向の速度, ρ は気相密度, P は圧力, μ は気相の粘性係数, h は気相の比エンタルピー, a は気相の熱拡散率, h_k は k 成分化学種の比エンタルピー, Y_k は k 成分化学種の質量分率, D_k は k 成分化学種の気相に対する物質拡散係数を示している。なお, 本研究では2.3節に示すように, 気相に対して流れ場に投入される固相の体積率が $10^{-3} \sim 10^{-4}$ のオーダーであるため, 気相の支配方程式そのものに体積率の影響は考慮しない。ただし, 本体積率程度では固気二相間の双方向に運動量輸送の考慮が必要とされるため⁴⁾, 粒子運動に伴う気相への運動量輸送を Navier-Stokes 方程式の外力として考慮する。本外力および各式右辺の生成項については後述する。一方, 固相側の粒子運動は Lagrange 的に追跡を行う。微粉炭粒子の揮発に関しては, 運動中の熱履歴の揮発速度への考慮が必要など現象が複雑なため²⁾, 本解析では微粉炭の代わりに後述する n -デカン液滴粒子を分散粒子として扱う。液滴の蒸発モデルには非平衡 Langmuir-Knudsen モデル⁵⁾を用い, 蒸発量を粒子が存在する計算格子の気相側の密度変化として反映する。なお, 前述の通り本研究では粒子の体積率が小さいため粒子同士の衝突は無く, 液滴は球形であり, 蒸発に伴う直径の変化は考慮するが変形や分裂は無いと仮定する。また, 重力は考慮しない。粒子位置 $x_{p,i}$, 粒子速度 $u_{p,i}$, 油滴温度 T_p , 油滴質量 m_p に関する支配方程式は以下のように表される。

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (5)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = \frac{f_1}{\tau_p} (u_i - u_{p,i}) \quad (6)$$

$$\begin{aligned}\frac{dT_p}{dt} &= \frac{Q_p + \dot{m}_p L_V}{m_p c_{p,p}} \\ &= \frac{Nu}{3Pr} \left(\frac{c_p}{c_{p,p}} \right) \left(\frac{f_2}{\tau_p} \right) (T - T_p) \\ &\quad + \frac{\dot{m}_p}{m_p} \frac{L_V}{c_{p,p}}\end{aligned}\quad (7)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = -\frac{Sh}{3Sc} \frac{m_p}{\tau_d} \ln(1 + B_M) \quad (8)$$

ここで、 u_i は気相速度、 Q_p は対流熱流束、 $\dot{m}_p = dm_p/dt$ は蒸発速度、 L_V は蒸発潜熱、 c_p は混合気の比熱、 $c_{p,p}$ は液相の比熱、 T は気相温度である。また、上述の通り液滴は球形であり変形をしないと仮定することから、液滴の応答時間として次式で定義される固体粒子の応答時間 τ_p を用いる。

$$\tau_p = \frac{\rho_p / \rho D_p^2}{18\nu} \quad (9)$$

D_p は液滴粒子径、 ρ_p は液相の密度、 ν は混合気の動粘性係数である。プラントル数 Pr とシュミット数 Sc は以下の式で計算される。

$$Pr = \frac{\mu}{\rho a} \quad (10)$$

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D_k} \quad (11)$$

ヌッセルト数 Nu とシャーウッド数 Sh は次の式で表される。

$$Nu = 2 + 0.552 Re_{sl}^{1/2} Pr^{1/3} \quad (12)$$

$$Sh = 2 + 0.552 Re_{sl}^{1/2} Sc^{1/3} \quad (13)$$

ここでスリップ速度 $U_{sl} = |u_i - u_{p,i}|$ に基づく液滴レイノルズ数 Re_{sl} を次のように定義する。

$$Re_{sl} = \frac{U_{sl} D_p}{\nu} \quad (14)$$

B_M は物質トランスファ数であり、次式で定義される。

$$B_M = \frac{Y_{V,s} - Y_V}{1 - Y_{V,s}} \quad (15)$$

ここで、 Y_V は液滴からの蒸気成分の質量分率である。 $Y_{V,s}$ は液滴表面付近での燃料蒸気の質量分率であり、以下の式で計算される。

$$Y_{V,s} = \frac{\chi_s}{\chi_s + (1 - \chi_s) W_c / W_v} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}\chi_s &= \frac{P_{atm}}{P} \exp \left[\frac{L_V}{R/W_v} \left(\frac{1}{T_{B,L}} - \frac{1}{T_p} \right) \right] \\ &\quad - \left(\frac{2L_k}{D_p} \right) \beta\end{aligned}\quad (17)$$

$$L_k = \frac{\mu [2\pi T_p (R/W_v)]^{1/2}}{ScP} \quad (18)$$

ここで χ_s は液滴表面での燃料蒸気のモル分率であり、燃料蒸気圧に対して非平衡状態を仮定している。 W_c と W_v はそれぞれ混合気と燃料蒸気の分子量、 P_{atm} は大気圧、 P は圧力、 R は一般ガス定数、 $T_{B,L}$ は液相の沸点、 L_k はクヌッセン厚さ、 β は次式で表される無次元蒸発パラメータである。

$$\beta = - \left(\frac{\rho_p Pr}{8\mu} \right) \frac{dD_p^2}{dt} \quad (19)$$

ストークス抗力と蒸発による熱移動の補正を表す関数 f_1 と f_2 は次のように表される⁶⁾。

$$f_1 = \frac{1 + 0.0545 Re_{sl} + 0.1 Re_{sl}^{1/2} (1 - 0.03 Re_{sl})}{1 + b |Re_b|^c} \quad (20)$$

$$b = 0.06 + 0.077 \exp(-0.4 Re_{sl}) \quad (21)$$

$$c = 0.4 + 0.77 \exp(-0.04 Re_{sl}) \quad (22)$$

$$f_2 = \frac{\beta}{e^\beta - 1} \quad (23)$$

ここで、液滴表面からの燃料蒸気の吹出し速度 U_b に基づくレイノルズ数は次のように定義する。

$$Re_b = \frac{U_b D_p}{\nu} \quad (24)$$

液滴と気相との熱、物質および運動量の交換を考える際には PSI-Cell モデル⁷⁾ を適用する。ただし、各タイムステップ間の二相間の相間干渉項は、液滴の移動後の位置で考慮する。各相間干渉項 S は、各気相コントロールボリュームに存在する液滴個数を N とすると、以下のように記述できる。

気相の質量保存式への干渉項 S_m は、

$$S_m = -\frac{1}{\Delta V} \sum_N \dot{m}_p \quad (25)$$

気相の運動量保存式への干渉項 S_{ui} は、

$$S_{ui} = -\frac{1}{\Delta V} \sum_N \left[\frac{m_p f_1}{\tau_p} (u_i - u_{p,i}) + \dot{m}_p u_{p,i} \right] \quad (26)$$

気相のエネルギー保存式への干渉項 S_h は、

Fig. 2 Schematic view of computational domain and inlet conditions

$$S_h = -\frac{1}{\Delta V} \sum_N \left[\frac{1}{2} (m_p u_{p,i} u_{p,i}) + Q_p + \dot{m}_p h_{v,s} \right] \quad (27)$$

ただし、 $h_{v,s}$ は液滴表面での燃料蒸気のエンタルピである。気相の化学種保存式への干渉項 S_{Yk} は、

$$S_{Yk} = -\frac{1}{\Delta V} \sum_N \dot{m}_p \quad \text{for n-decane} \quad (28)$$

$$S_{Yk} = 0 \quad \text{for other chemical species} \quad (29)$$

と表すことができる。ここで ΔV は気相のコントロールボリューム体積である。

2. 2 計算対象の系

Hishida *et al.* の実験⁸⁾ および内山らの数値解析⁹⁾ を参考にして、Fig. 2 に示すような固気二相二次元混合層を本解析の流れ場として用いた。計算領域の大きさは 450mm×150mm であり、計算格子点数を 1,500×500 点とした。図中 h は領域の半幅である。流れの方向は向かって左から右の水平方向であり、左端流路入口の中心を座標原点とする。流路入口の高速側および低速側でそれぞれ速度 $U_1=13\text{ m/s}$ 、 $U_2=4\text{ m/s}$ をもつ空気 $\rho=1.2\text{ kg/m}^3$ が流路に導かれる。 U_1 、 U_2 にはそれぞれの流速に対して 5% の時間的にランダムな変動速度を加えた。

Fig. 3 に、粒子投入前の单相流時の主流方向 (x 方向) 時間平均速度の y 方向分布を示す。速度 u は流速差 $\Delta U = U_1 - U_2$ で、位置 y は $u/\Delta U = 1$ となる位置 $y_{0.5}$ と運動量厚さ θ で無次元化されている。 $x \geq 1.3h$ の 3 断面において無次元速度が 1 本の曲線上に分布していることから、この領域で流れが自己保存の状態にあることが分かる。固体粒子の代わりに流れ場へ投入される n-デカン粒子 ($\rho_p=642\text{ kg/m}^3$) は、過去の噴霧計測実験による粒子径分布³⁾ を Fig. 4 のように抜山-棚澤式¹⁰⁾ により近似して、時間的に粒子径がランダムに変化するように流れ場に 0.1 m/s の初期速度

Fig. 3 Mean air velocity for single-phase flow

で投入した。近似により、Eq. (30) から (32) の粒子径の平均値 D_{p32} (Sauter Mean Diameter, SMD) は 30 μm であり、定数 α_{NT} 、 β_{NT} はそれぞれ 3、1 であった。

$$\frac{dn}{n} = A \left(\frac{D_p}{D_{p32}} \right)^{\alpha_{NT}} \exp \left\{ -B \left(\frac{D_p}{D_{p32}} \right)^{\beta_{NT}} \right\} \frac{dD_p}{D_{p32}} \quad (30)$$

Fig. 4 Droplet size distributions

Table 1 Particle injection condition

Parcel model	Particle gas mass ratio [kg/kg] (volume ratio [m ³ /m ³])	particles/parcel
reference case (RC)		1
volume fixed model (VFM)	lean : 0.21 (0.0004), rich : 1.1 (0.002)	~5, ~50, ~100
number fixed model (NFM)		5, 50, 100

$$A = \left[\frac{\Gamma \{(\alpha_{NT} + 4)/\beta_{NT}\}}{\Gamma \{(\alpha_{NT} + 3)/\beta_{NT}\}} \right]^{\alpha_{NT} + 1} \frac{\beta_{NT}}{\Gamma \{(\alpha_{NT} + 1)/\beta_{NT}\}} \quad (31)$$

$$B = \left[\frac{\Gamma \{(\alpha_{NT} + 4)/\beta_{NT}\}}{\Gamma \{(\alpha_{NT} + 3)/\beta_{NT}\}} \right]^{\beta_{NT}} \quad (32)$$

供給する初期位置は、計算ステップごとに高速側流路入口上にランダムに決定した。高速側に投入した粒子が低速側へ移動した位置、二相間の運動量干渉により変化した気相側の変動流速の RMS 値、液滴粒子の蒸発による n-デカンの質量分率分布の各統計量を各条件下で比較する。流れ場とより長時間の相互干渉を経た下流域の粒子のサンプリングは Fig. 2 の斜線領域、気相の変動流速の RMS 値と蒸発量の質量分率は $x=4h$ の y 方向にて分布を取得した。

以上の解析の数値解析コードには、文部科学省 IT プログラム“革新的シミュレーションソフトウェアの研究開発”において開発された非構造有限体積法による非定常乱流解析コード、FrontFlow/red (extended by CRIEPI, Kyoto Univ. and NuFD) を用いた。

2. 3 粒子投入条件

液滴粒子の投入にあたっては、混合層の低速側に n-デカンの蒸発による気体が十分供給されるように、また、蒸発量による差異を調べるために、流れ場の高速側における気流の質量流量に対して、単位時間当た

りの投入質量の比が 0.21 (以後 lean 条件と呼ぶ)、1.1 (以後 rich 条件と呼ぶ) となる二条件を設定した。また、Table 1 には各条件における気相に対する粒子の体積率も示す。次に、各投入量に対して 1 パーセルが代表する粒子数を、NFM にて 5, 50, 100 の三通りとした。また、VFM の場合は SMD における particles/parcel で条件設定し、これにより、NFM と VFM における流れ場への総投入パーセル数は 10% 以内の差で一致した。さらに、代表粒子モデルを用いない条件を別途参照計算として行った (Reference Case, 以後 RC と呼ぶ)。以上の条件を Table 1 にまとめる。なお、RC では、粒子投入開始後に十分定常状態に達したとき、計算領域にはおよそ 190,000 個の粒子が存在していた。また、本計算ではいずれの条件においても、流れ場出口にてサンプリングした粒子の粒子径分布は流れ場入口での粒子径分布とほぼ一致し、本計算領域における蒸発に伴う粒子の半径変化は無視できる。

3. 計算結果と考察

3. 1 代表粒子モデルによる粒子の空間分布への影響

Figs. 5, 6 には、1 パーセルが代表する粒子数が 50 の場合における、Fig. 2 斜線部内の粒子の粒子径の確率密度分布を示す。粒子は 10 μm おきに分類し、すべての粒子径の分布の総和が 1 となるように正規化し

Fig. 5 Effect of parcel modeling on dispersion of n-decane particles
lean condition, particles/parcel=50,
(a): RC, (b): VFM, (c): NFM

Fig. 6 Effect of parcel modeling on dispersion of n-decane particles
rich condition, particles/parcel=50,
(a) : RC, (b) : VFM, (c) : NFM

た。図より、NFM は RC における各粒子径範囲の確率密度をよく再現しており、粒子径が $11\mu\text{m}$ から $20\mu\text{m}$ の粒子が最も数多く y の正側に輸送されていることが分かる。一方、VFM は $1\mu\text{m}$ から $10\mu\text{m}$ の粒子が最も数多く輸送され、空間的に大きくばらついていることが分かる。このばらつきは、代表粒子モデルを用いることによって、NFM ではパーセル粒子径の確率密度分布が元の粒子の粒子径の確率密度分布を再現するのに対して、VFM では小粒子径の粒子は1パーセルによって多数が代表されるため、粒子が空間的に偏在しやすいことに起因すると考えられる。VFM を用いて統計的に十分定常な分布を得るには、RC や NFM と比較してより長い統計時間が必要と考えられる。また、1パーセルが代表する粒子数が5、100の場合についても同様の傾向であった。

3. 2 代表粒子モデルによる流れ場の変動流速 RMS 値への影響

Figs. 7, 8 には、 $x=4h$ における各代表粒子モデルを用いたときの主流方向変動流速の RMS 値分布を、1パーセルあたりの粒子数ごとに比較した。各図には粒子を投入しない単相の場合の RMS 値分布を併せてプロットする。RC では、粒子投入質量比によらず、RMS 値の分布は単相の場合と比較して小さな値を取る。これは、本計算の流れ場、粒子条件下では運動量の輸送が主に気相から分散相に起こるためと考えられる。Fig. 7 (a) と Fig. 8 (a) から、1パーセルが5粒子を代表する条件では両モデルの分布は RC とほぼ一致し、代表粒子モデルの影響が相間の運動量輸送に顕著に現れないことが分かる。しかし、lean 条件下では両モデルの変動流速 RMS 値の大きさはパーセルあたりの粒子数の増加に伴い、単相の場合に漸近する。こ

Fig. 7 Effect of parcel modeling on distribution of fluctuation velocity
lean condition, (a) : particle/parcel=5,
(b) : particle/parcel=50,
(c) : particle/parcel=100

Fig. 8 Effect of parcel modeling on distribution of fluctuation velocity
rich condition,
(a) : particle/parcel = 5,
(b) : particle/parcel = 50,
(c) : particle/parcel = 100

Fig. 9 Effect of parcel modeling on diffusion of vapor
lean condition,
(a) : particle/parcel = 5,
(b) : particle/parcel = 50,
(c) : particle/parcel = 100

れは空間に分散するパーセルがより離散的になり、気相から分散相への運動量輸送量が空間的に局所的になることにより、総量として減少するためと考えられる。また、rich 条件ではパーセルあたりの粒子数の増加に伴い、NFM における変動流速 RMS 値の分布が VFM に対してより大きく、分散相への輸送が減少していると考えられる。これは、本計算条件においては、粒子径が SMD のときに VFM と NFM の各条件下のパーセルあたりの粒子数がほぼ一致する。そのため、SMD より大きな粒子径を持つ粒子を代表するパーセルの総数は、VFM に対して NFM の方が小さくなる。したがって、NFM 下ではより大きな質量をもつ

パーセルが空間的に離散的に存在することとなり、相間の運動量輸送量が局所的になることにより減少するため、結果的に RMS 値分布の減少が抑制されたと考えられる。

3. 3 代表粒子モデルによるスカラ拡散への影響

Figs. 9, 10 には、 $x=4h$ における各代表粒子モデルを用いたときの、n-デカン蒸気の周囲流体に対する質量分率の時間平均分布を、1パーセルあたりの粒子数ごとに比較した。流路入口にて粒子が投入される高速側 (y/h の負側) において蒸発により生成したスカラの y/h の正側へ拡散、および低速側 (y/h の正側) に分散した粒子からの蒸発により生成したスカラが、分布に現れると考えられる。粒子投入質量比によ

Fig. 10 Effect of parcel modeling on diffusion of vapor rich condition,
 (a) : particle/parcel=5,
 (b) : particle/parcel=50,
 (c) : particle/parcel=100

らず、1パーセルが5粒子を代表する条件では両モデルの分布はRC条件とほぼ一致し、代表粒子モデルの影響がスカラ拡散に顕著に現れないことが分かる。しかし、lean条件ではパーセルあたりの粒子数の増加に伴い、両モデルによる y/h 方向のスカラ輸送はRCに対して促進される。これは前節のFig. 7 (b), (c)に見られたように、RCに対して両モデルにおける流れ場の乱れの強さが大きいためと考えられる。さらに、rich条件下では、NFM条件がVFM条件に卓越して拡散が促進される。これも前節のFig. 8 (b), (c)に見られたように、NFM条件における流れ場の乱れ強さがVFM条件に対して大きいためと考えられる。

また、各代表粒子モデルを用いたときの y の正側

Fig. 11 Effect of parcel modeling on evaporation rate lean condition,
 (a) : particle/parcel=5,
 (b) : particle/parcel=50,
 (c) : particle/parcel=100

の蒸発速度をFigs. 11, 12に示す。粒子投入質量比や1パーセルが代表する粒子数、代表粒子モデルによらず、 $y < 0.5$ において、代表粒子モデルを用いた場合はRCと比較して蒸発速度が大きく抑制されている。これは、代表粒子モデルを用いることにより、パーセルの存在する計算格子中の蒸発量がRCと比較して過大に見積もられ、n-デカンの質量分率がより大きく求められることにより、Eq. (15)の物質トランスファ数 B_M が過小に見積もられ、結果として蒸発速度が減少することに起因すると考えられる。一方、 $y > 0.5$ において、代表粒子モデルを用いた場合はRCと比較して蒸発速度が過大に見積もられている。これは、こ

Fig. 12 Effect of parcel modeling on evaporation rate rich condition,
 (a) : particle/parcel=5,
 (b) : particle/parcel=50,
 (c) : particle/parcel=100

れは前節の Fig. 7 (b), (c) あるいは Fig. 8 (b), (c) に見られたように、RC に対して両モデルにおける流れ場の乱れの強さが大きいいため、蒸発した n-デカンの質量分率の空間的な拡散が促進され、 $y < 0.5$ と異なる

り蒸発速度が増加したものと考えられる。

4. 結 言

二次元乱流混合層に分散粒子を投入する数値解析において、異なる二つの代表粒子モデル、すなわち代表粒子（パーセル）の体積を一定とするモデルと代表粒子内に含まれる粒子個数を一定とする各モデルが、粒子の空間分散、二相間の運動量輸送による変動流速 RMS 値分布、およびスカラ拡散へ及ぼす影響の検討を行った。なお、本計算条件では代表粒子モデルを用いない場合、粒子の投入によって流れ場の変動流速の RMS 値が減少したことから、運動量は気相から分散相に輸送されていたと考えられる。

数値解析の結果、次のことが分かった。

- 1) 代表粒子の体積を一定とするモデルでは小径の粒子ほど 1 パーセルによって代表される粒子数が多いため、代表粒子モデルを用いない場合と比較して粒子の分散が過大に見積もられる。一方、粒子数を一定とするモデルは代表モデルを用いない場合の分布をよく再現した。
- 2) 両モデルともに粒子の投入量が増大するほどモデルを用いない場合と比較して変動流速の RMS 値を過大評価する。しかしながら、特に粒子の投入量を増大させた場合には、個数を一定とするモデルに対して体積を一定とするモデルが、モデルを用いない場合に比較的近い分布を示した。
- 3) 両モデルともに粒子の投入量が増大するほどモデルを用いない場合と比較してスカラ拡散を過大評価する。しかしながら、特に粒子の投入量を増大させた場合には、個数を一定とするモデルに対して体積を一定とするモデルが、モデルを用いない場合に比較的近い分布を示した。

[謝辞] 本研究は著者の一人が電力中央研究所に在籍していた当時に行ったものである。数値シミュレーションには同所が保有するスーパーコンピュータ SGI Altix ICE システムを使用した。

Nomenclature

a	: gaseous thermal diffusivity	$[\text{m}^2/\text{s}]$	D_{p32}	: Sauter Mean Diameter for particle	$[\text{m}]$
B_M	: mass transfer number	$[-]$	f_1	: correction function of the Stokes drag for droplet evaporation	$[-]$
c_p	: specific heat of mixture gas	$[\text{J}/(\text{kgK})]$	f_2	: correction function of heat transfer for droplet evaporation	$[-]$
$c_{p,p}$	: specific heat of liquid	$[\text{J}/(\text{kgK})]$	h	: specific total enthalpy	$[\text{J}/\text{kg}]$
D_k	: mass diffusion coefficient of the k_{th} species	$[\text{m}^2/\text{s}]$	h_k	: specific total enthalpy for k_{th} species	$[\text{J}/\text{kg}]$
D_p	: particle diameter	$[\text{m}]$			

L_k	: Knudsen layer thickness	[m]	Sc	: Schmidt number	[—]
L_v	: latent heat of vaporization at T_p	[J/kg]	Sh	: Sherwood number	[—]
m_p	: particle mass	[kg]	T	: gas temperature	[K]
N	: the number of particles in each control volume	[—]	$T_{B,L}$	: liquid boiling temperature	[K]
N_i	: the number of particles in i_{th} parcel	[—]	T_p	: particle temperature	[K]
n	: the total number of droplets in domain	[—]	u_i	: fluid velocity	[m/s]
N_u	: Nusselt number	[—]	$u_{p,i}$	: particle velocity	[m/s]
P	: pressure	[Pa]	U_{sl}	: slip velocity ($= u_i - u_{p,i} $)	[m/s]
Pr	: Prandtl number	[—]	V_i	: volume of i_{th} parcel	[m ³]
Q_p	: convective heat transfer	[kgm ² /s ²]	W_c	: molecular weight of mixture gas	[—]
R	: universal gas constant ($=8.314$ [J/mol·K])		W_v	: molecular weight of vapor	[—]
Re_b	: Reynolds number based on the blowing velocity	[—]	x_i	: coordinate system of flow field	[m]
Re_{sl}	: Reynolds number based on the slip velocity	[—]	$x_{p,i}$	: coordinate system for particle	[m]
S_h	: interference term for energy conservation equation	[kg/(m·s ²)]	Y_k	: mass fraction of the k_{th} species	[—]
S_m	: interference term for mass conservation equation	[kg/(m ³ ·s)]	Y_v	: mass fraction of vapor	[—]
S_{ui}	: interference term for momentum conservation equation	[kg/(m ² ·s ²)]	$Y_{v,s}$	: mass fraction of vapor near particle surface	[—]
S_{Yk}	: interference term for equation of chemical species conservation	[kg/(m ³ ·s)]	α_{NT}, β_{NT}	: constants for Nukiyama-Tanasawa equation	[—]
			χ_s	: vapor molar fraction at the particle surface	[—]
			μ	: viscosity	[Pa·s]
			ν	: kinematic viscosity	[m ² /s]
			ρ	: gas density	[kg/m ³]
			ρ_p	: particle density	[kg/m ³]
			τ_p	: relaxation time	[s]

References

- 1) Arai, J., N. Oshima, M. Oshima, H. Ito, and M. Kubota : “Large Eddy Simulation of Spray Injection to Turbulent Flows from a Slit Nozzle”, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, B*, **72** (724), 2917-2923 (2006)
- 2) Watanabe, H., Y. Baba, K. Tanno, N. Hashimoto, H. Shirai and R. Kurose : “High accurate numerical methods on pulverized coal combustion fields - Comparison between RANS and LES with experiment -”, CRIEPI Report, M07015 (2008)
- 3) Nakamura, M., F. Akamatsu, R. Kurose and M. Katsuki : “The Effects of Energy Exchange between Droplets and Gaseous Phase and a Parcel Model on Spray Combustion”, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, B*, **72** (723), 2792-2797 (2006)
- 4) Elghobashi, S. : “Particle-laden turbulent flows : direct simulation and closure models”, *Applied Scientific Research*, **48**, 301-314 (1991)
- 5) Miller, R. S. and J. Bellan : “Direct numerical simulation of a confined three-dimensional gas mixing layer with one evaporating hydrocarbon-droplet-laden stream”, *J. Fluid Mechanics*, **384**, 293-338 (1999)
- 6) Kurose, R., H. Makino, S. Komori, M. Nakamura, F. Akamatsu and M. Katsuki : “Effects of outflow from the surface of a sphere on drag, shear lift, and scalar diffusion”, *Physics of Fluids*, **15**, 2338-2351 (2008)
- 7) Crowe, C. T., M. P. Sharma and D. E. Stock : “The Particle-Source-in-Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows”, *J. Fluids Engineering, Transactions of ASME*, **99**, 325-332 (1977)
- 8) Hishida, K., A. Ando and M. Maeda : “Experiments on particle dispersion in a turbulent mixing layer”, *International J. Multiphase Flow*, **18**, 181-194 (1992)
- 9) Uchiyama, T. and M. Naruse : “Vortex in Cell Method for Gas-Particle Two-Phase Free Turbulent Flow : Numerical Method and Application to Plane Mixing Layer”, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, B*, **69** (686), 2200-2207 (2003)
- 10) Nukiyama, S. and Y. Tanasawa : “An Experiment on the Atomization of Liquid by means of an Air Stream”, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, **4** (14), 128-135 (1938)