2 粒子対確率過程モデルによる変動スカラ場の
数値シミュレーション*酒井 康彦^{*1}, 角田 博之^{*1}
鈴木 健^{*2}, 中村 育雄^{*1}Numerical Simulation of the Scalar Fluctuation Field
by the Two-Particle Stochastic Process ModelYasuhiko SAKAI, Hiroyuki TSUNODA,
Takeshi SUZUKI and Ikuo NAKAMURA

A three-dimensional Lagrangian stochastic process model of a particle pair has been suggested for prediction of concentration fluctuations by a point-source plume in a low Reynolds number grid turbulence. The velocity correlation function between two particles at a given instant has been taken as the Eulerian velocity correlation, which obeys the continuity conditions. Moreover, the model explicitly contains the effect of molecular diffusivity. Simulation of two types of source (a plain Gaussian source and a uniform concentration circular plain source) has been made and compared with the experimental data. The main results are as follows: (1) the radial profiles of the mean concentration, rms value and intermittency coefficient by simulation are in good agreement with the experimental profiles in both the sources; (2) the simulated downstream variation of the rms value in the case of the plain Gaussian source agrees well with the data. However, the mean concentration shows a slightly faster downstream decay than the experiments.

Key Words: Turbulent Flow, Diffusion, Stochastic Process, Numerical Analysis, Two-Particle Analysis, Concentration fluctuation

1. はじめに

乱流中におけるスカラ量の拡散の様子が層流中のそれとは大きく異なることが知られている。このような乱流拡散現象は、熱や物質の拡散、混合あるいは化学反応過程などの中心問題として工学上重要であるばかりでなく、近年では環境汚染などの問題とも関係して気象学、海洋学などの分野でも重要となっている。乱流拡散現象を解明するには、拡散するスカラ量の平均量、変動量などの統計量の分布を実験により測定したり、あるいは数値計算によって計算、予測することが必要となる。このような状況をふまえ、本研究では、その研究目的を、各種三次元乱流中における物質拡散場、特に変動濃度場の特性を確率的手法により数値的に予測する簡易モデルを構築することと、それを用いて拡散場の空間的構造および乱流拡散メカニズムを解明することにおく。

一般に乱流拡散場の数値計算法には、基礎方程式の記述法に基づき、大きく分けて、オイラー的手法とラグランジュ的手法の2種類があげられる。前者には、

速度場に対するナビエ・ストークス方程式とフィックの拡散方程式を有限差分法、有限要素法あるいはスペクトル法によって解く直接計算法⁽¹⁾⁽²⁾(Direct Numerical Simulation: DNS)や大渦計算法⁽³⁾(Large Eddy Simulation: LES)、1点での高次モーメントの打ち止めモデル法⁽⁴⁾(1 point closure model)、pdf法⁽⁵⁾(probability density function model)、そして2点打ち止めモデル法(2 point closure model, 例えばEDQNM近似⁽⁶⁾)などがあり、それらの特徴は流れ場あるいは拡散場を支配するオイラー的な力学方程式に関連した輸送方程式を基礎として、その数値解を得ようとする方法であることである。これらのうち、現在のところ最もよく研究されているものは、拡散場の時間発展の計算が可能なDNSとLESであろう。しかしながら、周知のように三次元乱流場について十分な空間的、時間的分解能と数値的安定性を保証しようとするれば、両計算とも多大な記憶容量と計算時間を要し、計算コストも高額となる。また、1点打ち止めモデル法については、それに含まれる任意定数を各種流れ場に依じて調節するのが実状であり、統一的なモデルの確立にはまだ時間を要すると思われる。pdf法は確率密度関数の移流方程式をおもにモンテカルロ法によって解くものであり、計算量はDNSなみになることと、

* 原稿受付 平成4年3月23日。

^{*1} 正員、名古屋大学工学部 (〒464-01 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 准員、工業技術院機械技術研究所 (〒305 つくば市並木1-2)。

非一様乱流場への適用の困難さがあり、現在理論的研究が進行中⁽⁷⁾の方法である。2点打ち止めモデル法についてはおもに一様等方乱流場の理論的研究に使用されており⁽⁶⁾、管内流や噴流などの実用乱流場への適用はまだ不十分であると思われる。

一方ラグランジュの手法は上記のオイラー的手法とは異なり、拡散現象を確率過程としてとらえ、温度や濃度などの特性量を輸送する流体粒子の運動を確率微分方程式によってモデル化⁽⁸⁾するものである。このようなラグランジュ的手法の利点としては、(1)乱流拡散現象がもともとラグランジュ的な現象であるので物理的にイメージがとらえやすくモデル化もしやすいこと、(2)境界条件などの計算条件の設定が比較的容易であること、(3)アルゴリズムが簡単であること、などがあげられる。本研究では複合乱流場の乱流拡散現象に適用できる計算法の確立を一つの目的としているので、上記利点を考慮して従来の多種多様に発展しているオイラー的手法ではなく、今後の化学反応過程への拡張も考えてラグランジュ的確率過程モデルを採用したものである。

確率過程モデルの変動濃度場への応用は、Taylorの1粒子拡散モデルの拡張として、2粒子対についてDurbin⁽⁹⁾により一様等方乱流や一様平均せん断流中での一次元拡散問題として初めて提案され、その後Sawford-Hunt⁽¹⁰⁾によって低レイノルズ数乱流に適用できるように2点相関関数の改良と分子拡散の効果の導入が行われた。この一次元モデルの有効性は、格子乱流中⁽¹¹⁾や一様平均せん断流中⁽¹²⁾における連続線源からの拡散場について確かめられている。ただし、基本的にこれらのモデルは一次元の粒子運動を取扱っており、2粒子間の運動に流体の圧縮性を認めたものであった。この圧縮性の問題はKaplan-Dinar⁽¹³⁾によって1粒子の速度に非圧縮性の条件を考慮した2点相関関数を導入することによって解決された。ただし、Kaplan-Dinarは分子拡散の効果モデル化していない。最近Thomson⁽¹⁴⁾は高レイノルズ数の等方的乱流中の拡散場について、“よく混合された条件”(well-mixed condition)を考慮したモデルを提案し、連続線源熱拡散の実験と比較している。

以上、2粒子対モデルの歴史的発展を概観したが、これらに通していえることは、これまでのモデルの有効性は実質的に一次元拡散場で記述することが可能な連続線源拡散場についてのみ評価され、実用的に重要な三次元場である連続点源拡散場についての実験との比較は著者らの知る限りその例をみない。また、従来のモデルが 10^4 以上のオーダの比較的高いレイノルズ

数の流れにのみ適用されており、レイノルズ数が 10^3 のオーダ以下の乱流に対する適用例もみられないようである。

以上のことをふまえ、本研究では計算の対象とする流れ場として低レイノルズ数の格子乱流⁽¹⁵⁾を選び、その中における連続点源によるスカラ量の乱流拡散場の統計的諸量を計算するために、まず、従来行われていなかった非圧縮性の条件と分子拡散効果の両方を考慮した2粒子対確率過程モデルを提案した。次に、実際にこのモデルを用いて濃度場の二次のモーメントまで見積もり、実験データと比較してその有効性の評価を行った。

2. モデルと計算方法

2.1 スカラ統計量の算出 乱流中を運動する着目した2個の粒子をそれぞれ粒子1, 2とする。粒子1, 2の推移確率密度関数を $P_1^{(1)}(\mathbf{x}', 0; \mathbf{x}, t)$, $P_1^{(2)}(\mathbf{x}', 0; \mathbf{x}, t)$ とする。推移確率密度関数の意味は時刻零に位置 $\mathbf{x}'$ に存在した粒子が時刻 t で位置 $\mathbf{x}$ に存在する確率密度関数である。同様にして粒子1, 2について2粒子の推移確率密度関数 $P_2(\mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}, 0; \mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}, t)$ を考えることができる。これは時刻零に位置 $\mathbf{x}^{(1)}$, $\mathbf{x}^{(2)}$ に存在した粒子が時刻 t にそれぞれ $\mathbf{x}^{(1)}$, $\mathbf{x}^{(2)}$ に存在する確率密度関数である。 P_1 , P_2 の詳細な特性はここでは省略するが⁽¹⁴⁾, P_1 , P_2 は当然

$$\int P_1(\mathbf{x}', 0; \mathbf{x}, t) d\mathbf{x} = 1 \dots\dots\dots (1)$$

$$\int P_2(\mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}, 0; \mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}, t) d\mathbf{x}^{(2')} = P_1^{(1)}(\mathbf{x}', 0; \mathbf{x}, t) \dots\dots\dots (2)$$

を満足する。

1粒子の推移確率密度関数 P_1 を用いて観測点 $\mathbf{x}$ における時刻 t の変動スカラ量の平均量 $\bar{F}$ は

$$\bar{F}(\mathbf{x}, t) = \int P_1(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', 0) s(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' \dots\dots\dots (3)$$

のようにして求められる。 $s(\mathbf{x})$ はスカラ源の濃度分布を表す関数である。同様にして2粒子の推移確率密度 P_2 を用いて二次モーメント $\bar{F}^2$ は

$$\bar{F}^2(\mathbf{x}, t) = \int P_2(\mathbf{x}, \mathbf{x}, t; \mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}, 0) \times s(\mathbf{x}^{(1)}) s(\mathbf{x}^{(2)}) d\mathbf{x}^{(1')} d\mathbf{x}^{(2')} \dots\dots\dots (4)$$

のようにして求めることができる。なお、式(3), (4)中では非圧縮等方性一様乱流中における前向き推移確率密度と後向き推移確率密度が一致する仮定が用いられている⁽¹⁶⁾。このような計算法はあたかも着目点からスカラ源に向かって流れとは逆向きに粒子が移動する形をとることから後向き拡散と呼ばれる。この計

算法は時刻 t で着目点で数えたすべての粒子の持つ時刻零でのスカラ量をすべて計算に有効に用いることができるので前向き拡散と比較して少ない粒子数で精度をあげることができ、1点におけるスカラ量の統計量を計算するのに適している。

2・2 2粒子の運動学モデル ここでは低レイノルズ数乱流において非圧縮性の条件と分子拡散効果を考慮した2粒子対モデルを提案する。説明の都合上、まず Kaplan-Dinar⁽¹³⁾ によって提案された非圧縮性三次元確率過程モデルを要約する。

シミュレーションの対象とした流れ場は等方性一様乱流場である。この乱流場におけるおのおのの流体粒子の運動は次式で示される伊藤形の確率微分方程式⁽¹⁷⁾によって記述される。

$$dv = -\frac{v}{T_L} dt + \sigma_v \left(\frac{2}{T_L} \right)^{1/2} dW_t \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 v はラグランジュ乱れ速度、 T_L はラグランジュ積分時間尺度、 σ_v は乱れ速度 v の rms 値、 dW_t は平均零、分散 dt の正規白色雑音過程である。流れ場の非圧縮性により2個の粒子が互いに相関を持って運動することを考慮して式(5)を2個の粒子について差分形で書くと

$$\begin{aligned} v^{(1)}(t+\Delta t) &= R_L(\Delta t) v^{(1)}(t) \\ &\quad + \sqrt{1-R_L^2(\Delta t)} \theta(x^{(1)}(t)) \\ v^{(2)}(t+\Delta t) &= R_L(\Delta t) v^{(2)}(t) \\ &\quad + \sqrt{1-R_L^2(\Delta t)} \theta(x^{(2)}(t)) \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $R_L(\Delta t)$ はラグランジュ時間的自己相関関数、 θ は2点空間相関関数 C_{ij} を持ったランダム変数ベクトルであり、空間相関関数 C_{ij} の関数形は次のようにして決定される。

非圧縮等方性一様乱流中におけるオイラーの2点空間速度相関関数 Q_{ij} は

$$\begin{aligned} Q_{ij}(|\Delta|) &= Q_{ij}(x^{(1)} - x^{(2)}) \\ &= \sigma_v^2 \left[-\frac{1}{2|\Delta|} \frac{\partial f(|\Delta|)}{\partial |\Delta|} \Delta_i \Delta_j + \left\{ f(|\Delta|) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{|\Delta|}{2} \frac{\partial f(|\Delta|)}{\partial |\Delta|} \right\} \delta_{ij} \right] \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

のような形で書かれる⁽¹⁸⁾。 $|\Delta|$ は2個の粒子の距離である。 $f(|\Delta|)$ は縦空間速度相関関数で、その関数形は後に示される。また、式(7)ではオイラー的な速度の rms 値とラグランジュ的な速度の rms 値が等しいと仮定されている。ランダム変数ベクトル θ が持つ2点空間相関関数 C_{ij} はこのオイラー2点空間速度相関関数 Q_{ij} と等しいと仮定される。以上が Kaplan-Dinar⁽¹³⁾ の非圧縮モデルの概要である。

次に縦空間相関関数 $f(|\Delta|)$ の関数形の決定方法を

述べる。まず次式で与えられるオイラーの縦空間構造関数 $f_d(|\Delta|)$ ⁽¹⁹⁾ の関数形を考える。縦空間構造関数 $f_d(|\Delta|)$ は

$$f_d(|\Delta|) = \frac{[v(x) - v(x+\Delta)]^2}{\sigma_v^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

のように定義される。Kaplan-Dinar は高レイノルズ数流れの場合には粒子の運動は慣性領域のスケールのみによると考え、慣性領域における縦空間構造関数のみを考慮しているが、一般には、低レイノルズ数流れまで扱うべきなので、縦空間構造関数は慣性領域とそれよりもスケールの小さい粘性散逸領域も考慮しなければならない⁽²⁰⁾。

慣性領域：

$$|\Delta|/L_E \ll 1 : f_d(|\Delta|) \sim \varepsilon^{2/3} |\Delta|^{2/3} / \sigma_v^2 \sim \left[\frac{|\Delta|}{L_E} \right]^{2/3} \quad \dots\dots\dots (9 \cdot a)$$

散逸領域：

$$|\Delta|/\eta \ll 1 : f_d(|\Delta|) \sim \frac{\varepsilon |\Delta|^2}{\nu \sigma_v^2} \sim \left[\frac{|\Delta|}{\eta} \right]^{4/3} \left[\frac{|\Delta|}{L_E} \right]^{2/3} \quad \dots\dots\dots (9 \cdot b)$$

η はコルモゴロフスケールであり、エネルギー散逸率 ε と動粘性係数 ν から決定される。また L_E はオイラーの積分長さ尺度である。漸近理論の性質上 $|\Delta|/L_E \ll 1$ 、 $|\Delta|/\eta \ll 1$ とされるが、応用上は同程度の大きさまで用いられる。エネルギー散逸 ε は

$$\varepsilon = A(u'^3/L_E) \quad \dots\dots\dots (10)$$

のテイラーの評価で得られた。ここで、 u' はオイラーの速度乱れ rms 値である。定数 A は実験による結果から 3.53 とした。縦空間相関関数と縦空間構造関数は $f(|\Delta|) = 1 - f_d(|\Delta|)/2$ の関係があるので結局縦空間相関関数の近似形として、

$$f(|\Delta|) = 1 - \left[\frac{|\Delta|^2}{\eta^2/a^3 + |\Delta|^2} \right]^{2/3} \left[\frac{|\Delta|^2}{|\Delta|^2 + L_E^2} \right]^{1/3} \quad \dots\dots\dots (11)$$

をとる。ここで a は Saffman⁽²⁰⁾ によって得られた分子拡散と乱流拡散の相互作用による2粒子相対拡散の加速効果式との対比から一意に決まる修正定数であり、 $a^2 = 2/15$ である。また、低レイノルズ数流れ中の拡散では分子拡散の影響を無視することができないので粒子の位置過程 $x(t)$ は乱流拡散運動による項と分子運動による項の線形和として

$$\begin{aligned} x^{(1)}(t+\Delta t) &= x^{(1)}(t) + v^{(1)}(t)\Delta t + \sqrt{2x\Delta t} \chi^{(1)} \\ x^{(2)}(t+\Delta t) &= x^{(2)}(t) + v^{(2)}(t)\Delta t + \sqrt{2x\Delta t} \chi^{(2)} \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

となる。 x は分子拡散係数、 $\chi^{(1)}$ 、 $\chi^{(2)}$ は互いに独立な標準正規白色雑音過程ベクトルである。式(11)と式

(12)はSawford-Hunt⁽¹⁰⁾によって、導入されたが、彼らのモデル自身は2粒子運動に関する非圧縮の条件式[これは、2点空間速度相関関数 Q_{ij} が式(7)で表されることに対応する]を満足していない一次元モデルであり、現実の乱れ場の非常に粗い近似である。このため、これまでにせん断のない2液混合層⁽²⁴⁾や線源拡散⁽¹¹⁾⁽¹²⁾に応用された例があるのみのようである。一方、Kaplan-Dinar⁽¹³⁾の用いた縦空間相関関数は式(11)とは異なり粘性散逸領域を考慮していない。本研究のモデルは非圧縮条件を満たし、かつ粘性散逸領域での縦空間構造関数も考慮し、さらに分子拡散の効果も入れてある点で従来よりもより優れたモデルが構築できたと考えられる。

図1に後向き拡散過程による2粒子対の軌跡の例を示す。

3. 計算条件

シミュレーションの対象としたのは開放形水路内に設置された乱流生成格子によって生成された格子乱流中にノズルによって拡散物質である染料を注入することによって得られた連続点源ブルーム拡散場である。格子間隔によるレイノルズ数は格子間隔が10 mm(以下M10と略す)の流れ場に対して、約1470である。流れ場およびスカラ拡散場の統計的性質は文献(15)に詳細に示されているので、ここでの説明は省略する。

2粒子対確率過程モデルの支配方程式(5)が必要とするパラメータはラグランジュの積分時間スケール T_L 、乱れ速度のrms値 σ_v である。乱れ速度のrms値 σ_v は実験から得られた値のうち代表的な値として $x/M=50$ における値をとり、 $\sigma_v=3.5 \times 10^{-3}$ m/sとした。またラグランジュの時間スケール T_L は、実験結果から得た乱流拡散係数 D_T から $T_L=1.04$ sと決定した。縦空間構造関数のスケールに用いるオイラーの積分長さ尺度 L_E は実験から得られた値の代表値として、 σ_v とおなじ $x/M=50$ における値をとり L_E

図1 粒子の軌跡の概念図

$=1.0 \times 10^{-2}$ mとした。なお σ_v 、 T_L 、 L_E は等方性より3方向に等しい値をとるものとした。なお、 σ_v と L_E による乱れのレイノルズ数は35となる。動粘性係数 ν は対象とする流体が水であるので 1.004×10^{-6} m²/sとした。

分子拡散係数 χ を与えるシュミット数 Sc は実際の拡散物質とほぼ同じ値を持つように1000⁽²²⁾とした。よって分子拡散係数 χ は $\chi=\nu/Sc=1.0 \times 10^{-9}$ m²/sとなる。

観測時刻 t における粒子の間隔 Δ_0 は代表長さ L_E よりも十分小さくなるように $\Delta_0/L_E=0.001$ のように与えた。差分の時間間隔 Δt は積分時間スケール T_L よりも十分小さくなるように0.02 sとした。試行の回数は10 000回である。

なお、物質源分布の関数形としては、ここでは2種類のソースの形態を考えた。一つは標準偏差 σ_0 の二次元ガウス分布源であり、もう一つは有限半径 δ を持つ均一分布源である。二次元ガウス分布源の標準差 σ_0 と均一分布源の有限半径 δ の大きさはそれぞれ実験における試料注入ノズルの直径を基準にして $\sigma_0/L_E=0.20$ 、 $\delta/L_E=0.28$ のように定めた。また、物質源強度 q は実験における初期拡散試料注入フラックスから決定した。

4. 計算結果

3章までに示したモデルとパラメータを用いて実際に三次元拡散場をシミュレートした結果を示す。

図2にガウス分布源による平均濃度値の半径方向の分布を示してある。縦軸は中心軸上における値で無次元化してあり、横軸は平均濃度値の広がり半値幅 b_r で無次元化してある。平均濃度値の半値幅 b_r は、分布の標準偏差 σ_r で無次元化した平均濃度の分布が

図2 平均濃度の半径方向分布

十分正規分布に近いことを確認した後、 $b\Gamma=1.39\sigma^2$ の関係から得た。計算された平均濃度分布は破線で示された実験から得られた相似分布に十分良好に従っていることが示される。均一分布源の場合にも同様な結果が確認されている。

図3には中心軸上における平均濃度値の変化を示す。縦軸は噴出濃度の値 Γ_j で無次元化し、横軸は拡散時間を示しており、テイラーの凍結乱流の仮説が成り立つとすれば物質源からの拡散距離は主流速度 U_0 と拡散時間 t を用いて $x=U_0 \times t$ で示すことができる。平均濃度値に関しては、両方の源について計算値が実験値よりも速く減少する様子が示されている。図4には変動濃度 rms 値の中心軸上における変化を示す。これに関しては、二次元ガウス分布源の計算結果が実験結果とほぼ一致するものの、均一分布源の計算値は実験値よりも全体として大きな値を示している。これらのうち、まず平均濃度分布の減衰速度が実験と一致し

ない原因として、実際の格子乱流では下流方向に乱れの大きさが減少し、かつ、時間スケールは増加するのに対してこのモデルでは下流方向にパラメータを一定としたことに起因すると思われる。また、拡散物質の注入が実際には乱れの極めて強い格子直後で行われていることも影響しているのではないかと考えられるがその詳細は不明である。次に、変動濃度 rms 値の中心軸上の変化については、特に均一分布源の計算値が実

図3 中心軸上の平均濃度値の変化

図4 中心軸上の変動濃度 rms 値の変化

図5 中心軸上の相対強度の変化

図6 変動濃度の rms 値の半径方向分布(ガウス分布源)

図7 変動濃度の rms 値の半径方向分布(均一分布源)

図 8 間欠係数の半径方向分布(ガウス分布源)

図 9 間欠係数の半径方向分布(均一分布源)

値よりも大きな値を示した原因として、均一分布源の端で濃度値が急激に変化することが考えられる。

図 5 は中心軸上における相対強度の変化を示す。平均濃度の差の分だけ実験値からずれが生じている。

図 6, 7 はそれぞれガウス分布源、均一分布源の場合の変動濃度の rms 値の半径方向の分布を示している。縦軸、横軸は図 2 と同様にして無次元化されている。物質源の形態にかかわらず分布は破線で示された実験結果によく合っている。

図 8, 9 には間欠係数の半径方向分布を示す。間欠係数の定義方法は、均一分布源のときは粒子の持つ初期濃度の有無による。二次元ガウス分布源のときは数居値濃度を設定して、粒子が数居値濃度以上の初期濃度を持つときのみを検出することによる。ガウス分布源のときの数居値濃度 Γ_{th} は濃度分布の関数形から、 $\sigma_{th}/\sigma_0 = 3.6$ として次式のように決定される。

$$\Gamma_{th} = \frac{q}{2\pi\sigma_0} \exp\left[-\frac{\sigma_{th}^2}{2\sigma_0^2}\right] \quad \dots\dots\dots (13)$$

数居値濃度としてこのような関数形を用いたのは、実験における測定限界最小濃度値を考慮したことによる。図 8, 9 より拡散時間がある程度長いところでは間欠係数は物質源分布によらず実験から得られた相似分

図 10 等平均濃度線図

図 11 等変動濃度 rms 値線図

布とよく一致している。

図 10 に中心軸を含む x - y 断面内の等平均濃度線図を、図 11 に同じ断面内の等 rms 値線図を示す。いずれも物質源は二次元ガウス分布源である。この等平均濃度分布線図は一樣流中の三次元軸対称点源ブルームに対するフィックの拡散方程式の解析解から求められた平均濃度分布図⁽²³⁾ とほぼ同様な空間分布を示している。

5. 結 論

非圧縮低レイノルズ数三次元乱流中における分子拡散の効果を考慮にいたした 2 粒子対確率過程モデルを提案した。そして、それによって格子乱流中の連続点源による軸対称スカラ拡散場の諸統計量の分布を計算した。ただし、源の形として 2 種類(二次元ガウス分布源と有限半径を持つ均一分布源)を選び、それぞれの場合の計算値と実験値を比較した。その結果、半径方向の分布については、シミュレーションによる結果が平

均濃度場, 変動濃度場ともに実験値とよく合うことが示された。一方, プルーム中心軸上の変化については, 特に二次元ガウス分布源を用いた場合の変動濃度 rms 値のシミュレーション結果が実験による減衰の特性をよく表すことが確認された。しかしながら, 中心軸上の平均濃度変化に関しては, 実験結果とは異なる傾向を得た。これは今回用いたモデルが格子乱流の減衰性を考慮していないことによると思われる。減衰性を考慮したモデルの構築は今後の課題である。

本研究の計算には名古屋大学大型計算機センタの大型計算機を使用した。また, 本研究の一部は文部省科研費一般研究(A)No.02402026, および奨励研究(A)No.02750115の援助をうけた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) 例えば, 木田, 数理科学, 27-8(1989), 36, サイエンス社.
- (2) 宮内・石津, 機論, 57-544, B(1991), 4085.
- (3) 宮内・斉藤, 機論, 55-512, B(1989), 978.
- (4) 例えば, 日本機械学会編, 熱と流れのコンピュータアナリシス, (1986), ページ, コロナ社.
- (5) Pope, S. B., *Prog. Energy Combust. Sci.*, 11(1985), 119.
- (6) Lesieur, M., *Turbulence in Fluids*, (1987), 144, Martinus Nijhoff Publishers.
- (7) Pope, S. B., *Phys. Fluids*, A3-8(1991), 1947.
- (8) Durbin, P. A., *NASA RP*, 1103(1983).
- (9) Durbin, P. A., *J. Fluid Mech.*, 100(1980), 279.
- (10) Sawford, B. L. and Hunt, J. C. R., *J. Fluid Mech.*, 165(1986), 373.
- (11) Stapountzis, H. and Hunt, J. C. R., *J. Fluid Mech.*, 165(1986), 401.
- (12) Stapountzis, H. and Britter, R. E., *Turbulent Shear Flows*, 6(1989), 97, Springer.
- (13) Kaplan, H. and Dinar, N., *J. Comput. Phys.*, 79(1988), 317.
- (14) Thomson, D. J., *J. Fluid Mech.*, 210(1990), 113.
- (15) Nakamura, I., Sakai, Y. and Miyata, M., *J. Fluid Mech.*, 178(1987), 379.
- (16) Egbert, G. D. and Baker, M. B., *Q. J. R. Met. Soc.*, 110(1984), 1195.
- (17) Schuss, Z., *Theory and Application of Stochastic Differential Equations*, (1980), 39, J. Willy and Sons.
- (18) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 181, McGraw-Hill.
- (19) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., (1976), 11, Cambridge University Press.
- (20) Monin, A. S. and Yaglom, A. M. (山田・中野訳), 統計流体力学, 3(1978), 324, 文一総合出版.
- (21) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, 8(1960), 273.
- (22) 酒井, 名古屋大学工学部博士学位論文, (1984), 78.
- (23) Csanady, G. T., *Turbulent Diffusion in the Environment*, (1973), 18, D. Reidel Publishing Company.
- (24) Komori, S., Hunt, J. C. R., Kanzaki, T. and Murakami, Y., *J. Fluid Mech.*, 228(1991), 629.