壁面せん断流中の物質拡散の研究*
(第1報, 円管内壁面点源ブルームの相似性)中村 育雄^{*1}, 酒井 康彦^{*1}, 三輪 昌隆^{*3}
角田 博之^{*2}, 櫛田 武広^{*1}Diffusion of Matter in the Wall Turbulent Flow
(1st Report, Similarity of a Diffusion Plume
from a Wall Point Source in a Pipe Flow)Ikuo NAKAMURA, Yasuhiko SAKAI, Masataka MIWA,
Hiroyuki TSUNODA and Takehiro KUSHIDA

The aim of this study is to elucidate experimentally the spatial structure and the statistical properties of the plume diffusion field of matter from a wall point source in a turbulent pipe flow. The fully developed water turbulent flow of Reynolds number 20 000 has been realized in the horizontal straight pipe of inner diameter 100 mm. The concentration field downstream from a continuous point source on the wall has been measured using a reflection-type fiber optic probe (sampling volume $\approx 6.3 \times 10^{-6}$ cc). It is found that the vertical profiles of the mean concentration and concentration fluctuation r. m. s. value at the different downstream positions from the source show self-similarity on the symmetric plane of the diffusion field. In particular, the mean concentration profile can be described quite well by the universal function which was suggested for a point or a line source plume in the turbulent boundary layer on the flat plate.

Key Words: Turbulence, Diffusion, Plume, Pipe Flow, Fiber Optic Probe, Mixing, Concentration Fluctuation, Intermittency

1. 結 言

壁の影響を受ける乱流せん断流中の物質の拡散現象のうち平板乱流境界層中の拡散の問題は, 大気境界層中の汚染物質の拡散などに関連してこれまでにいくつかの報告がなされている(例えば Fackrell-Robins⁽¹⁾, Robins-Fackrell⁽²⁾). ところが, 流体輸送の中心的役割を果たす円管内流での物質拡散に関する報告は, 工学的にも重要であるにもかかわらず数少ない. 円管内の物質の乱流拡散の問題で変動濃度まで扱った例として Becker ら⁽³⁾による煙粒子の拡散, Lee-Brodkey⁽⁴⁾による水中での染料の拡散などがあるが, 円管内の壁面点源ブルームの濃度場を取扱った例はないようである. 特に円管内での壁面点源ブルームの変動濃度場の構造や実験データは, プラントにおいて化学物質を円管内に注入したときの濃度レベルの予測や基準の設定, 濃度変動の空間的な分布の予測をするための数値モデルでの条件設定などにとって重要な情報であると思われる.

本研究ではこのような状況を考慮して, 十分に発達した円管内流において壁面から注入した染料の点源ブルームの濃度場を, 吸光マイクロファイバプローブによって変動分まで測定し, 円管内流での濃度場の基本的構造を解明することを目的とした. 本報では, 特に濃度場が管の半径よりも小さいような比較的拡散時間の短い範囲でのブルーム対称面上での平均濃度分布および変動濃度分布の相似性を調べ, 平板乱流境界層中の壁面点源ブルームに対する過去のデータとの比較をした.

おもな記号

x, r, θ : 円柱座標系(図4参照)
 ξ, η, ζ : 直交曲線座標系(図4参照)
 C : 平均濃度
 c : 濃度変動
 D, R : 円管内径, 円管半径
 U : 主流方向平均速度
 U_A : 主流方向管断面平均速度
 Re_D : レイノルズ数 $= U_A D / \nu$
 ρ : 水の密度
 τ_w : 壁面せん断応力
 ν : 水の動粘性係数

* 原稿受付 平成6年9月9日.

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院 (〒464-01 名古屋市千種区不老町).^{*2} 正員, 山梨大学工学部 (〒400 甲府市武田4-3-1).^{*3} 正員, 名古屋大学大学院.

u_* : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_0/\rho}$

κ : カルマン定数

L_c : 鉛直方向平均濃度分布の半値幅

上付き添字

—: 時間平均値あるいはアンサンブル平均値

' : rms 値を表す

下付き添字

m : 最大値を表す

その他の記号については、その都度定義する。

2. 実験装置および方法

実験は、内径 100 mm、測定部長さ 3 m の水平円管水路で行われた(図 1)。この水路は、主要測定部分が透明アクリル製であり、LDV による管内速度場と、吸光ファイバプローブによる濃度場の同時測定が可能となるように設計されている。管路入口には、6° のこう配をつけた直線的な絞りと、絞りの出口には乱流生成格子を設置した。この乱流生成格子は、直径 2 mm のパイプを格子間隔 $M=10$ mm で組合せたものである。さらにトリッピングワイヤ(直径 4 mm のワイヤ)を入口付近に設置することにより、流れ場の乱流への遷移を早めた。

速度場の測定には、前方散乱 2 ビーム差動形 LDV (KANOMAX MODEL 1900) を用いた。ドップラー信号はトラックタイプ信号処理器によって処理した。信号処理器の周波数応答は 5 kHz である。また 2 本のビームは主流方向に垂直に入射された。速度場の測定体積は、レーザの入射ビームの光強度分布をガウス分布とし、 e^{-2} 強度の位置で形成されるだ円体で近似した場合、長径(主流に垂直で水平方向)が 0.86 mm、短径(主流方向および主流に垂直で鉛直方向)が 0.11 mm となる。

濃度測定には、吸光度法による光ファイバ形濃度測定システムを使用した。吸光度法による濃度測定法はこれまでに、ブルーム拡散場⁽⁵⁾、噴流の拡散場⁽⁶⁾等の

解析に用いられ、確立されている。管内流に注入した拡散物質は直接染料レオナルブルー (C. I. Direct Blue 86)⁽⁵⁾ 水溶液である。レオナルブルーは可視光領域において、光の波長 620 nm と 665 nm にその吸光スペクトルのピークを示す(665 nm で最大)。その性質を考慮し、光源として発光波長 670 nm の半導体レーザを使用した。図 2 に、今回使用した光ファイバプローブの先端部の略図を示す。このプローブは、先端を 45° にカットし、そのカット面に Cr を蒸着したコア径 0.1 mm の光ファイバを、0.8 mm 間隔で 2 本組合せたものである。この 2 本の光ファイバのすきまをレーザ光が通過し、その通過路が測定体積(約 6.3×10^{-6} cc)となる。すなわち、測定体積中を拡散物質が通過した場合、レーザ光が吸収され、そのときの光の強度の減衰割合から濃度を検出する。

管内への拡散物質の注入には、専用のヘッドタンクを使用して一定圧力で行った(図 3)。ゆう(湧)源は直径 3 mm の円形断面である。この大きさは、本実験装置内の流れ場のバッファ層の厚さの程度である。参考までに、表 1 に壁面点源ブルームの過去の実験で採用されたブルームゆう源の大きさとの比較を示しておく。

表 1 過去の拡散研究の濃度場との比較

	Pipe radius	Source diameter	
	R	d	d/R
Becker, et al. ⁽³⁾	100 mm	2.16 mm	0.02
Lee & Brodkey ⁽⁴⁾	3.068 inch	1/4 inch	0.08
Present exp.	50 mm	3 mm	0.06

図 2 濃度検出プローブ

図 1 実験装置概略図

図 3 プルूम発生部

図4 座標系

3. 座 標 系

図4に、本研究で使った座標系を示す。説明の便宜上、速度場については円柱座標系 (x, r, θ) (x : 測定部入口の乱流格子設置位置を原点とした主流方向の座標, r : 半径方向座標, θ : x 軸回りの方位角) をとり、濃度場については、プルーフ源を原点とする直交曲線座標系 (ξ, η, ζ) (ξ : 主流方向距離, η : 円周方向座標, ζ : 壁面に垂直で管中心へ向かう座標) をとった。

これらの座標には、以下のような関係がある。

$$\begin{cases} \xi = x - x_s \\ \eta = r\theta & (-\pi R \leq \eta \leq \pi R) \\ \zeta = R - r & (0 \leq \zeta \leq R) \end{cases} \quad (1)$$

4. 速 度 場

速度場の測定は、管内流の流れ場の特徴の確認と濃度測定の際のプルーフ注入位置を決定するために行った。管内乱流の速度場の特性は過去の研究により、基礎的知識が得られているが、ここでは特に Laufer⁽⁷⁾ による管内乱流の精密なデータと比較することにより本実験装置内の流れ場を評価する。

管内乱流の主流方向平均速度分布は、次式で示す対数法則によってよく近似されることが知られている⁽⁸⁾。

$$\frac{U}{u_*} = A \log \frac{u_*(R-r)}{\nu} + B \quad (2)$$

摩擦速度 u_* は、管内抵抗係数 λ から求める方法によった。実験は $U_A = 0.2$ m/s, $Re_D = 2 \times 10^4$ で行われ、管内の抵抗係数は Blasius の式⁽⁹⁾ $\lambda = 0.1364 Re_D^{-1/4}$ によりよく表される。これを利用して、本実験での摩擦速度は $u_* = 0.011$ m/s と見積もられた。

図5に、乱流生成格子からの距離 $x/D = 20, 23, 26, 28$ の各断面で得られた速度分布を示す。図5からわかるように、各断面での平均速度はほぼ一致し、普遍的になっている。図6, 7に x 方向および θ 方向の変動速度 rms 値 u', v' の半径方向分布を示す。図6, 7には

図5 平均速度分布

図6 x 方向変動速度 rms 値 u' の半径方向分布 図7 θ 方向変動速度 rms 値 v' の半径方向分布

同時に Laufer⁽⁷⁾ によって得られた $Re_D = 5 \times 10^4$ の実験結果を示した。本実験結果は Laufer のデータとよく一致し、管内乱流が十分発達していることが確認された。なお、最近 Barenblatt⁽¹⁰⁾ は平均速度分布に対し再びべき乗則を検討し、次のような相似な形を与えている。

$$\frac{U}{u_*} = \left(\frac{\sqrt{3} + 5\alpha}{2\alpha} \right) \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^\alpha \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\alpha = 3/(2 \ln Re_D)$ 。本データにあてはめると図5中の一点鎖線となり、よい一致が得られることが認められる。この二つの大きな違いは、対数則はレイノルズ数無限大の漸近法則であるのに対し、Barenblattの式は Re_D をパラメータとして含む点である。いずれがよいかは、今後の課題である。

5. 濃度場の実験結果と考察

5.1 濃度場の測定条件 濃度場の測定は $Re_D = 2 \times 10^4$ で行った。拡散物質を流れ場へ注入するとき、ゆう源の位置によって濃度場の特性に影響を与えることは、過去の多くの実験から確かめられている⁽¹⁾⁽¹¹⁾。例えば、ゆう源の位置を壁面から離せば、平均濃度場の最大濃度の位置も壁面から離れる。壁面点源ブルームを注入する場合、ブルームの注入角度 ϕ と注入量 Q によっては、ブルームがゆう源の位置で壁面から離れ、壁面に対して高さを付けたゆう源のような振る舞いをすることがある。そこで、ブルームの注入方法の選択において、ブルームの流量に特に注目し、検討をした。図8に3種類のブルーム流量に対する $\xi/D = 2.4$ での濃度場対称面上 ($\eta = 0$) での ξ 方向平均濃度分布を示す。この結果から、ブルーム流量 $Q = 70 \text{ ml/min}$ 、注入角度 $\phi = 30^\circ$ の場合により形状が得られたので、 $Q = 70 \text{ ml/min}$ を後の各実験でのブルームの注入パラメータとした。また、ブルームの注入位置は、速度場の

測定結果から、管内乱流の完全に発達している位置を選択し、乱流生成格子の下流 $x_s/D = 21.5$ とした。表2にブルームの注入条件を示す。

濃度場の測定には先に述べた吸光ファイバプローブを用いた。速度信号は周波数 5 kHz でサンプリングし約 65 s のデータを保存した。得られたデータは、名古屋大学の計算機センターの大形計算機 (FACOM M-1800/20) で処理をした。

5.2 濃度波形 図9に $\xi/D = 7.4$ の位置での壁面近く ($\zeta = 2.0 \text{ mm}$) とブルーム界面近く ($\zeta = 50 \text{ mm}$) での濃度波形を示す。壁面近くでは小さなスケールの渦による混合の効果によって濃度場が均一化され、間欠性の小さい波形となっている。一方、ブルームの界面近くでは、周囲流体の巻込みによって生じる細い束状あるいは薄い膜状となったブルームが、測定位置を通過したときに検出される間欠的な濃度波形が見られる。

5.3 平均濃度場 次に、壁面点源ブルームの対称面上 ($\eta = 0$) の ξ 方向平均濃度分布の測定結果を示す。ブルーム下流の断面での平均濃度分布の相似性を調べるために、実験結果を各測定断面の最大濃度 C_m と平均濃度分布の半値幅 L_c の二つのスケールで整理した。ここでの壁面濃度は、測定方法での制約から直接測定することが困難であるので、各断面で得られた実験データの外挿によって得た予測値である。平板乱流境界層中の壁面点源ブルームの過去の調査データから⁽¹⁾⁽¹¹⁾、壁面点源ブルームの場合壁面において最大濃度が得られているので、ここでも同様の傾向があるものとした。 C_m, L_c によって各断面の平均濃度分布を整理した場合、もし平均濃度分布に自己相似性があれば、 C/C_m は ξ/L_c のみの関数によって表すことができる。大気境界層中や平板乱流境界層中の壁面点源ブルーム

表2 ブルーム注入条件

Initial concentration	Plume flow rate	Injection angle	Source diameter
C_s	Q	ϕ	
5.84(g/l)	70(ml/min)	30°	3(mm)

図8 ブルーム注入流量による平均濃度分布の変化

図9 濃度波形

の平均濃度場は、次のような普遍関数 ψ で表されることが知られている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

$$C/C_m = \psi(\bar{\eta}, \bar{\xi}) = \exp\{-\ln 2(\bar{\xi}^{1+2\alpha} + \alpha\bar{\eta}^2)\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで C_m は下流方向距離 ξ の関数、無次元相似変数 $\bar{\eta}$, $\bar{\xi}$ は $\bar{\eta} = (\eta/L_c)$, $\bar{\xi} = (\xi/L_c)$ である。ただし、平板乱流境界層の場合、座標系 (ξ, η, ζ) はゆう源を原点として、 ξ : 主流方向座標, η : 主流に垂直な水平方向座標, ζ : 主流に垂直な鉛直方向座標を示す。本実験では、平板乱流境界層と異なり流れ場の境界に曲率をもつが、上記のような相似性が確認されるならば今後の研究に興果深い指針を与える。ここでは、上記のような普遍関数が、本実験のような流れ場にもあてはまるかを調べた。この報告では特に、ブルーム対称面 ($\eta = 0$) を考えた。この場合式(4)は次式となる。

$$\frac{C}{C_m} = \exp(-0.693 \bar{\xi}^{1+2\alpha}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

図10にブルーム下流の ζ 方向の平均濃度分布を示す。縦軸は各測定断面での壁面濃度 C_m で無次元化し、横軸は平均濃度半値幅 L_c で無次元化した。図10中の

図10 ζ 方向平均濃度分布

図11 ζ 方向の壁面濃度の減衰

実線は式(5)のべき指数 $1+2\alpha=2.0$ の場合を示している。実験結果とよく一致していることがわかる。また図10中には、Fackrell-Robins⁽¹⁾ によって得られた平板乱流境界層中の壁面点源ブルームの濃度場のデータを示した。その境界層は非常に厚く、厚さ $H=1.2$ m, $\zeta_0/H=2.4 \times 10^{-4}$ (ζ_0 は粗さ要素の高さ), 層外主流平均速度 $U_e=4.0$ m/s, $u_*/U_e=0.047$ である。彼らの報告では、式(5)のべき指数を $1+2\alpha=1.5$ としている。このべき指数が大きいほど ζ 方向への発達を抑えられるので、本実験結果の $1+2\alpha=2.0$ と比較すれば、円管内乱流中の壁面点源ブルームの拡散の場合、管中心方向への発達が、平板乱流境界層の場合に比べて遅くなる傾向があることがわかる。

図11に、壁面濃度 C_m の下流方向 (ξ 方向) 変化を示した。横軸はゆう源からの距離 ξ を管半径 R で無次元化し、縦軸は壁面濃度 C_m を管の断面平均速度 U_A , 管半径 R およびゆう源強度 Q で無次元化した。図11中には比較のため平板乱流境界層中での壁面濃度の下流方向変化を示した⁽¹⁾。測定位置は本実験の場合 240~740 mm (約 10 R), 平板乱流境界層の場合 約 9.6 m (約 8 H) の範囲内である。

平衡状態に達した平板乱流境界層の場合、一定応力層内において乱れの状態は u_* と粗さ要素の高さ ζ_0 によって決定される。そのとき、Lagrange の統計的特性量に関する相似仮定⁽¹²⁾⁽¹³⁾ を用いれば、流れ場の乱流運動による流体粒子の平均移動距離は、流れ方向と壁面に垂直な方向に対して、それぞれ

$$\bar{\xi}(t) \approx \frac{u_* t}{\chi} \ln \frac{cu_* t}{\zeta_0} \quad \dots\dots\dots (6)$$

および

$$\bar{\zeta}(t) \approx bu_* t \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表すことができる。ここで、 t は拡散時間、 $\bar{\cdot}$ はアンサンブル平均を示す。壁面点源ブルームの下流位置での平均濃度が、放出された拡散粒子の Lagrange の座標の確率密度に等しいことを利用すると、ブルーム対称面上の壁面濃度は

$$C_m \approx \frac{Q \ln \frac{c \bar{\xi}}{b \zeta_0}}{u_* \bar{\xi}^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

として表される。このことは壁面点源から放出された拡散雲の壁面濃度がほぼ $C_m \propto \xi^{-2}$ に従って減衰することを示す。このような壁面濃度の減衰の特性が円管内の壁面点源ブルームの濃度場においても成り立つかどうかを調べるために、減衰則を

$$C_m \sim \xi^\mu \quad \dots\dots\dots (9)$$

として実験データを整理した。図11中の破線は、本実

験データを最小二乗近似して得られた。この直線は、実験結果とよく一致し、壁面濃度と下流方向距離の間に

$$C_m \sim \text{const.} \xi^{-0.85} \dots\dots\dots (10)$$

で表すことのできるべき乗減衰則が成立していることがわかった。また、同時に示した平板乱流境界層中のデータから求めてみると、式(10)のべき指数が-1.7である。したがって、管内乱流中と平板乱流境界層中の壁面点源ブルームの壁面濃度の減衰則におけるべき指数は、かなり異なった値をとることがわかる。

濃度場のマクロ的な長さスケールとして、鉛直方向平均濃度分布の半値幅 L_c をとったとき、この長さスケールはブルーム出口から下流方向に向かって変化する。この長さスケールの変化は一般的に、次のような簡単なべき乗則で近似される⁽¹¹⁾⁽¹³⁾。

$$L_c \sim \text{const.} \xi^\gamma \dots\dots\dots (11)$$

図12に下流方向距離 ξ の変化に対する、平均濃度半値幅 L_c の変化を示す。横軸、縦軸ともに管半径 R で無次元化した。また、平板乱流境界層のデータ⁽¹⁾を同時に示した。図12中の直線はおおのこのデータを最

図12 ξ 方向の半値幅の成長

図13 η 方向の rms 分布

小二乗近似した結果を示している。この結果、円管内での成長則をゆう源からの距離のべき乗則

$$L_c/R \sim \text{const.} (\xi/R)^{0.49} \dots\dots\dots (12)$$

で表すことができた。同時に示した平板乱流境界層の場合には、べき指数が0.75と示されている。この結果は壁面濃度の変化と同様に、円管内乱流中の壁面点源ブルームの長さスケール成長が、平板乱流境界層の場合とは異なるということを示している。

本実験の測定範囲を超えたさらに下流位置において、ブルームは管断面全体に及ぶので、これらのべき乗則は成り立たなくなる。ここでは、べき乗則をそれ以前の範囲に適用した。最下流の測定断面は、ゆう源から濃度半値幅の約30倍(測定範囲は約20倍)に及んでいる。平板乱流境界層のデータ⁽¹⁾の最下流測定断面が濃度半値幅の約20倍であることを考慮すると、壁面濃度の減衰則および濃度半値幅の成長則をべき乗近似してよいものと思われる。

5・4 変動濃度場 図13に各測定断面における方向の濃度変動の rms 値 c' 分布を示す。縦軸は各断面における最大変動濃度 rms 値 c'_m で無次元化した。横軸は各断面の平均濃度分布の半値幅 L_c で無次元化した。図13で特徴的なことは、各断面での形状が、横軸 $\xi/L_c = 0.75$ 付近で最大値を取り、壁面に近づくにつれて急激に減少するような自己相似形となることである。図13中に Fackrell-Robins⁽¹⁾ によって得られた、複数の平板乱流境界層中の変動濃度データの平均値に

図14 平均濃度等値線図

図 15 変動濃度 rms 値の等値線図

よって描かれた曲線を示す。図 13 から明らかなように、円管内での実験データと平板での実験データは、最大値を $\xi/L_c=0.75$ 付近でとるような、類似した形状となる。このような変動濃度分布の形状の説明には、変動濃度エネルギーの輸送方程式の各項の収支を見積もる必要があるが、本実験ではなされていない。しかし、すべての中立安定な乱流境界層の壁領域の乱流特性は類似しており、底層をのぞいた部分の違いは摩擦速度の差の程度の違いしかなく、さらに本実験のように比較的短い拡散時間では、拡散雲は壁領域内にあり、平板で得られている輸送方程式でのエネルギー収支の場合と同様の解釈ができると思われる。このことを考えると、 $\xi/L_c=0.75$ 付近はブルーム対称面上 ($\eta=0$) の $\overline{c^2}$ の生成が最大となる位置にほぼ等しい。また、壁面の近くでは速度場の乱れの積分スケールが小さく、このような小さいスケールの乱れが濃度変動を均一化する能力をもっているため、変動濃度強度 $\overline{c^2}$ が壁面に向かって減少することとなる。

5.5 平均濃度および濃度変動 rms 値の等値線図

図 14 に、ゆう源からの距離 $\xi/D=2.4, 3.4, 5.4, 7.4$ の各測定断面における平均濃度分布の等値線図を示す。図 14 中の等値線は、平均濃度値 20 mg/l から 5 mg/l 間隔で示した。拡散が進行し、濃度場の空間的な広がりスケールが管半径に近づくにつれて η 方向への拡散が緩やかになり、それに代わって η 方向へ拡散が進行する傾向がある。

図 15 に、平均濃度場と同一の測定断面における変動濃度の rms 値分布の等値線を示す。図 15 中の等値線は、変動濃度の rms 値 20 mg/l から 5 mg/l 間隔で示した。各断面で、最大値をとる位置は壁から離れた位置にあり、ゆう源からの距離が増加するにつれその位置が壁面から離れてゆく傾向があることがわかる。

本実験は上述のようにゆう源から離れ、かつ管の曲率の影響がまだ現れない中間位置での拡散を調べたもので、さらに下流ではブルームは管中央を超えて広がり、ここでの相似性は破れ、さらに下流では Taylor の縦拡散に類似した拡散場となっていくであろう。

6. 結 論

水平円管内乱流中 ($Re_D=2 \times 10^4$) の壁面点源ブルームの平均濃度場と変動濃度場に関する実験結果を示した。本実験の範囲内で次のような結論を得た。

(1) 円管内壁面点源ブルーム下流の、ブルーム対称面上の鉛直方向平均濃度分布は本実験の測定範囲内で平板乱流境界層中の壁面点源ブルームの平均濃度分布と類似した自己保存形 [式(5)] となるが、流れ場の違いが相似分布の普遍関数のパラメータの違いとなって現れた。

(2) 鉛直方向変動濃度 rms 値分布も平均濃度分布と同様に、ほぼ自己保存形となる傾向がある。また、最大変動濃度の位置は平板乱流境界層中のデータとほぼ一致する。

(3) 壁面濃度の下流方向への減衰には、べき乗減衰則 [式(10)] が見られる。

(4) 鉛直方向平均濃度半値幅の発達についても、べき乗則 [式(12)] を適用することができた。ここで現れるべき指数は平板乱流境界層中の値の 1/2 程度となる。

最後に、本実験の遂行にあたり、多大なるご協力を賜った岡田昌宏氏 [三菱化成(株)]、山田均氏 [(株)日立製作所] に心よりお礼申し上げる。

文 献

- (1) Fackrell, J. E. and Robins, A. G., *J. Fluid Mech.*, **117** (1982), 1.
- (2) Robins, A. G. and Fackrell, J. E. (Harris, C. J., ed.), *In Mathematical Modelling of Turbulent Diffusion in the Environment*, (1979), 55, Academic.
- (3) Becker, H. A., ほか 2 名, *AIChEJ.*, **12** (1966), 964.
- (4) Lee, J. and Brodkey, R. S., *Rev. Sci. Instrum.*, **34** (1963), 1086.
- (5) 劉, 球周りの乱流拡散場の研究, 博士論文, 名古屋大学工学部, (1992).
- (6) 安立, 2 点濃度測定による軸対称複合噴流の拡散機構に関する研究, 修士論文, 名古屋大学工学部, (1992).

- (7) Laufer, J., *Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Rep.*, 1174 (1954).
 - (8) Tenekes, H. and Lumley, J. L., *A. First Course in Turbulence*, (1972), 146, The MIT Press.
 - (9) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., (1978), 596, McGraw-hill.
 - (10) Barenblatt, G. I., *J. Fluid Mech.*, **248** (1993), 513.
 - (11) Csanady, G. T., *Turbulent Diffusion in the Environ-*
ment, (1980), 128, D. Reidel Publishing Co.
 - (12) Batchelor, G. K., *Arch. Mech. Stosowanej*, **16** (1964), 661.
 - (13) Monin, A. S. and Yaglom, A. M. (山田・中野訳), 統計流体力学, (1984), 602, 文一総合出版.
-