

粒子プルームの乱流特性に関する実験的研究

Experimental Study on Turbulence Properties of Particle Plume

玉井昌宏^{*}・下屋陽八郎^{**}・村岡浩爾^{***}

By Masahiro Tamai, Yohachiro Shimoya and Kohji Muraoka

The purpose of this investigation is to clarify the turbulence properties of particle plumes which are generated by relatively coarse and nearly monodisperse particles (the particle diameters are 1 and 3mm) falling with constant volume fluxes in the stagnant water bath. The main results are as follows: In the case that 1mm diameter particles are used, the mean and turbulence properties are quite similar to that of the single phase plume or jet. In the case of 3mm diameter particles, the flow properties are chiefly dominated by vortex shedding of each particle.

Keywords: two-phase flow, particle, plume, turbulence measurement, LDV

1. まえがき

気泡噴流や海域での土砂直投工において生じる流動等は静止した連続相中を固体粒子や気泡などの分散相が運動することにより生じることから、分散相誘起型の混相流として捉えられる。火砕流や雪崩などの斜面災害に関わる流動も、火山噴火物など固体粒子が重力落下することにより生じる混相流であり、同じ範疇に属していると考えられる。こうした流動の一般的特徴は、分散相の体積濃度が数パーセント以上と大きいことから分散相要素間の相互作用が顕著であること、流体運動そのものが相間の速度差により誘起されるので相間相互作用が極めて顕著に現れる流動であることなどが挙げられる。特に、その乱流構造は類似した单相流からの偏差として捉えられるようなものではなく、極めて特異な構造を有していることが予想される。したがって、精度高い予測手法を確立するためには、こうした相互作用をいかに評価できるかが問題となる。

分散相／連続相の相互作用に関する研究はdilute-suspension（微小な粒子が希薄濃度で混入している場合）を対象として古くから盛んに行われてきた。そうした研究成果を高濃度混相流にそのまま流用できないことは明かであるが、流用できそうな一般性の高い研究成果もほとんど無いのが現状である。分散相混入による乱流変調に関する既往の研究成果を例にとれば、Goreら¹⁾の整理にみられるように、定性的な傾向については明らかになりつつある。しかしながら、定量的な評価に言及したものや実験データを混相流の乱流モ

* 正会員	工修	大阪大学助手	工学部土木工学科	(〒565 大阪府吹田市山田丘2-1)
** 学生会員		大阪大学大学院工学研究科土木工学専攻前期課程	(同 上)	()
*** 正会員	工博	大阪大学教授	工学部土木工学科	(同 上)

デル開発に援用した研究なども皆無に等しい。その最大の原因は、対象とする流動システムそのものが複雑な乱流構造を有するために、得られた実験データの中から相間相互作用の影響を定量的に抽出するまでには至らなかったことによると考えられる。既述のとおり分散相誘起型混相流は混相流効果が顕著に現れる流動であることから、相間相互作用を定量的に評価する可能性を持っていると考えることもできる。

本研究では、分散相誘起型混相流として静水中に固体粒子を連続的に投下した場合に形成される粒子ブルーム流動を取り上げる。レーザードップラー流速計を用いて誘起流動場の2次元乱流計測を行う。粒子間相互作用が顕著な場での固体/流体の相間相互作用の様相を検討する。

2. 実験方法

実験は図-1に示す幅と高さが80cm、奥行き30cmの前後面アクリル製の鋼鉄製水槽の前面5cmを仕切り行った。直径4.7cmの溝付き円筒型ドラムを回転させることにより粒子を連続的に供給した。供給周波数は40Hzである。粒子放出口は幅1cm、奥行き5cmのスリットになっている。放出口先端は水面下12cmに設置されており、若干の変動を除けばスリットからの流体流出は存在しない。固体粒子としてはガラスビーズを用いた。その諸元を表-1に示す。粒子レイノルズ数から判断して、いずれの粒子もストークスからニュートン抵抗則への遷移領域に属している。Hetsroni²⁾によれば、 $Re_d > 400$ ではvortex sheddingが生じるために、粒子混入は乱れ強度の増大に貢献するとしている。 $d = 3\text{ mm}$ のケースはこの領域に属している。単位奥行き当りの投下量 $q\text{ (cm}^2\text{/sec)}$ は、 $d = 1\text{ mm}$ の場合には、1.0(case1-S)と1.8(1-L)を、また $d = 3\text{ mm}$ の場合には、1.1(3-S)と1.8(3-L)の各2種類を設定した。誘起流動場は偏光2次元前方散乱型のレーザードップラー流速計により計測した。混相流の粒子/流体の同時計測、信号処理に関する実験はいくつか行われている。しかし、粗な粒子を高濃度で含む混相流について

計測した例は少ない。フォトマルからの出力を検討した結果、出力電圧は①水流に含まれる散乱粒子から生じる通常の電圧レベル、②固体粒子表面からの散乱光あるいは反射光により生じると考えられる高い電圧レベル、③少なくとも一方のレーザー光がカットされたと考えられる低い電圧レベル、の以上3つのレベルに概ね分類できることがわかった。①、②の場合には周波数はトラック状態にあり、正常な流速変動が得られる。③の場合には通常流速値はホールド状態にあるが、時折流速が極端に小さくなる異常値($u \approx 0$)が生じた。この異常値の生じる原因は、ある強度以上の粗大粒子からの散乱光や反射光がフォトマルに入射すると、光電変換器を保護するためにカソード電圧が下げられることによるものであると考えている。ここでは、フォトマルからの電圧と周波数トラッカーからの出力の両者に数居値を設定し、③の電圧レベルでかつ流速が異常値を示している場合のみデータをカットし、前時間の流速値をあてた。高濃度混相流の場合には、連続的な粒子の通過により長時間にわたってレーザー光が遮られることにより、ホールドが解除され出力電圧の低下が生じることも予想されるが、本実験ではそのような問題は生じなかった。粒径1mmオーダーでは通常行われているベDESTALレベルによる信号識別は適用できないことから、粒子の挙動はビデオシステムを用いて計測した。

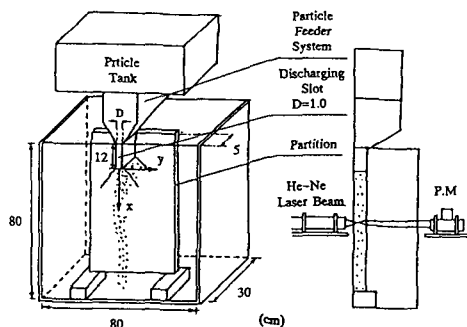


図-1 実験装置

表-1 ガラスビーズの諸元

d	ρ	U_p	Re_d	C_{DE}	C_{DC}
1.0	2.64	15.4	154	0.90	0.90
3.0	2.64	31.1	935	0.67	0.43

ここに、 $d\text{ (mm)}$: 平均粒子径、 $\rho\text{ (g/cm}^3\text{)}$: 密度、 $U_p\text{ (cm/sec)}$: 自由沈降速度(測定値)、 $Re_d (= U_p d / \nu)$: 粒子レイノルズ数、 C_{DE} : 抵抗係数(自由沈降速度より逆算)、 C_{DC} : 抵抗係数($C_{DC} = 24 / Re_d (1 + Re_d^{2/3} / 6)$)を用いた計算値)である。

3. 平均流動特性

図-2 に流下方向の平均流速 U 、平均粒子速度 V_p 、通過粒子数 N の断面内分布を示す。縦軸は U と V_p については U の中心軸上値 U_{cl} で、また、 N については中心軸上値 N_{cl} で無次元化した。横軸は流体の平均流速分布の半値半幅 y_H で無次元化した水平方向距離である。また、図中の実線はガウス分布である。 $d = 3 \text{ mm}$ のケースでは、 $y/y_H < 1.0$ の流動中心軸付近では粒子数分布は流速分布に比較して若干先鋭になっているが、

両者は概ね一致している。流動外縁における粒子と流体との相対速度差は、単一粒子の自由沈降速度に概ね等しい。流下距離の増大にともない U_{cl} で無次元化された相対速度は減少しているが、これは中心軸上の流体速度が増加していることに対応している。また、流動中心軸付近では相対速度は小さくなっており、誘起される流動の影響が現れている。固体粒子群が単一粒子の自由沈降状態で落下していると仮定すれば、単一粒子の後流による運動量に N を掛け合わせることで求めらる運動量から流速分布の概形は得られると考えられる。従って、単一粒子の後流の拡がり程度の誤差はあるものの、 U と N の拡がり幅は等しくなる。 $d = 1 \text{ mm}$ のケースでは、 U 分布と N 分布の半値半幅の横方向位置から判断して、粒子の拡がり幅は流速分布の拡がり幅の4割程度になっている。こうした傾向は、Modarres³⁾や菱田ら⁴⁾の示した固液混相噴流の実験結果に類似している。それらの実験結果では、流下にともない大きな相対速度差が現れることが報告されているが今回の $d = 1 \text{ mm}$ のケースではそうした傾向は認められなかった。

図-3 に粒子と流体との体積フラックスの比率 N/U 、つまり粒子の体積濃度の断面内分布を示す。粒子体積濃度は $d = 1 \text{ mm}$ のケースでは概ねガウス分布的な明確な形状を示し、その拡がり幅は流速分布の40%程度である。 $d = 3 \text{ mm}$ のケースの $y/y_H > 2$ の外縁付近では N 、 U とともに絶対値が小さくなるために分布は複雑になる。この領域を除けば、体積濃度は緩やかな変動傾向を示しているものの、比較的平坦な分布形状を示しており、粒子が一様に分布していることが推察される。

図-4 は、中心軸上平均流速の流下に伴う変化を示している。放流口からの距離 x/D が10程度までは、いずれのケースにおいても、流速は増大している。これは放流口では初期流速がなく、粒子群の落下にともない周囲水が連行され、流動場が形成されることを示している。 $x/D > 10$

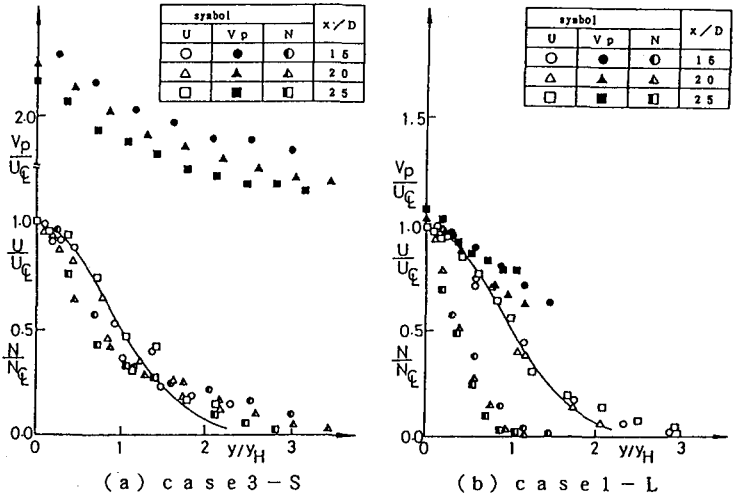


図-2 U 、 V_p 、 N の断面内分布

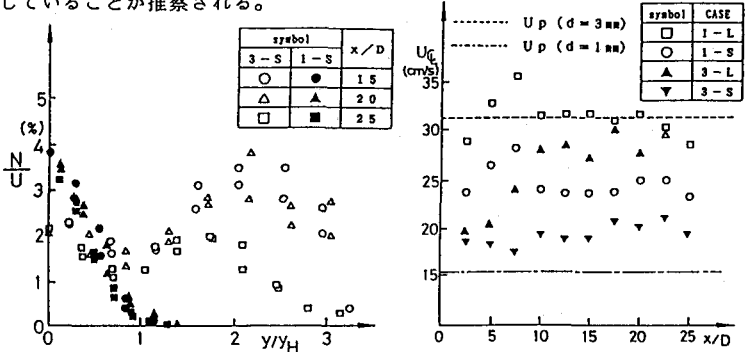


図-3 粒子体積濃度分布

図-4 中心軸上流速流下方向変化

では、流速はほぼ一様になり単一粒子の自由沈降速度 U_p と比較すると、1-L では約2倍、1-S では約1.5倍、また、3-L では約0.9倍、3-S では約0.6倍になっている。投下量の増大と粒径の減少にともない、誘起流速は大きくなる。単一粒子の自由沈降速度との比較は、抵抗係数の増大などにみられる粒子／流体間の追従性の変化を示すものである。

4. 乱れ特性

図-5に流速変動 u の時系列を示す。図中の U_a は計測点での平均値である。 x は放出口先端からの鉛直方向距離、 y は中心軸からの横方向距離である。 $d = 1\text{ mm}$ の場合には、0.6秒程度の周期で間欠的に高流速部が現れている。その上に短周期の乱雑な変動が現れている。流動を観察した結果を勘案すれば、長周期の変動は噴流やブルームにおいて観察される揺らぎ現象に相当するものであり、短周期変動は個々の粒子の通過に起因すると考えられる。 $d = 3\text{ mm}$ の場合には個々の粒子の後流による変動が際だっている。

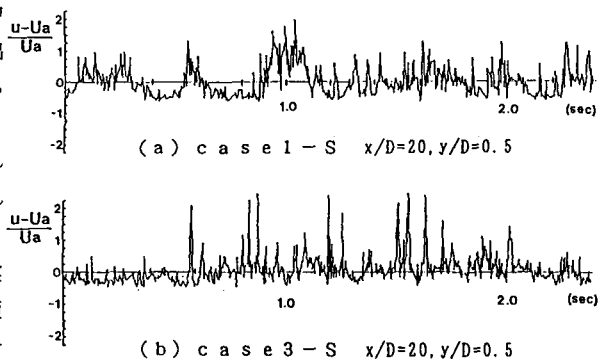


図-5 流下方向流速変動時系列

図-6は流下方向流速の相対乱れ強度 u'/U_{cl} の断面内分布である。比較のために、 $\frac{u'}{U_{cl}}$ Ramaprianら⁶⁾ による単相ブルームとジェットの実測結果をそれぞれ実線と破線で示している。 $d = 1\text{ mm}$ のケースでは、ブルームやジェットと概ね同様の分布形状を示している。しかしながら流下距離の増大にともない、中心軸付近の乱れ強度は増大し、いわゆる双頭形から1山形へと変化する傾向がみられる。 $d = 3\text{ mm}$ では、流動中心軸で極大値を有する1山形の分布となっている。これは前述のように、各粒子の後流による乱れが卓越しているために、通過する粒子数の増大にともない乱れも増加することによると考えられる。

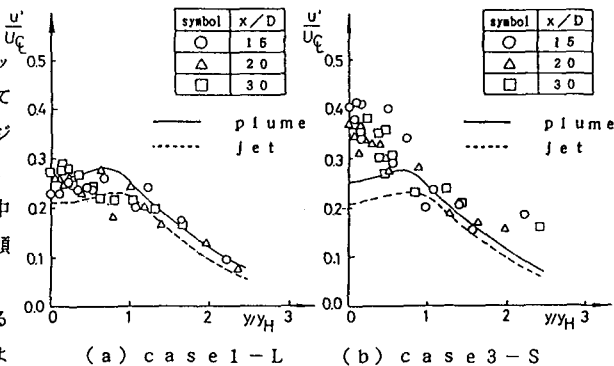


図-6 u'/U_{cl} の断面内分布

図-7は水平方向流速の相対乱れ強度 v'/U_{cl} の断面内分布である。 $d = 1\text{ mm}$ では単相ジェットと同様の分布形状であり、単相ブルームより小さい。 $d = 3\text{ mm}$ では中心軸付近で乱れの増大傾向となっているが流下方向流速ほど顕著なものではない。粒子の後流により付加される乱れの絶対値は、鉛直方向流速では粒子と流体の相対速度程度である。これに対して、水平方向流速の乱れの付加は後流の主流方向（鉛直方向）と垂直方向の乱れ変動程度、つまり相対速度の2割程度しか付加されないことによ

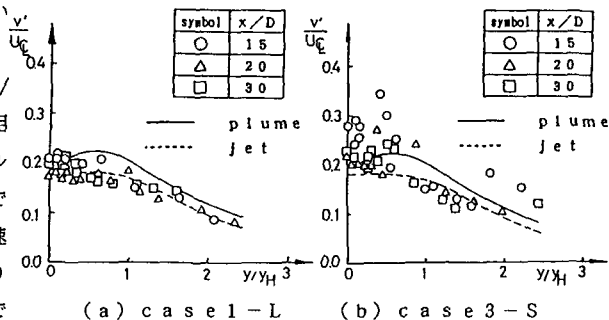


図-7 v'/U_{cl} の断面内分布

と考えられる。単相のブルームをベースにすれば、 $d = 1 \text{ mm}$ のケースでは粒子の混入は全体的には乱れ強度の絶対値を減少させる方向に作用している。一方 $d = 3 \text{ mm}$ のケースでは、粒子は乱れの強度の増大に貢献していると考えられる。乱れの異方性 u'/v' は、 $d = 1 \text{ mm}$ のケースで 1.2、 $d = 3 \text{ mm}$ のケースでは 1.8 であり、 $d = 1 \text{ mm}$ のケースで単相の自由せん断乱流と同程度の比較的等方的な乱れ場が形成されていることが確認された。Faethら⁸⁾ は空間内で一様に分布して沈降する粒子群により生じる流動の乱れを計測し、鉛直方向（沈降方向）流速の乱れ強さが水平方向のその概ね 2 倍になることを示しており、本研究における $d = 3 \text{ mm}$ のケースと類似の結果といえる。

図-8 は中心軸上の乱れ強度 u' の流下に伴う変化を示す。粒子径が大きい方が乱れ強度も大きく、粒子径が同一でも投下量の大きい方が乱れは小さい。 $d = 1 \text{ mm}$ の場合には乱れ強さの絶対値は流下とともに増大する。これは粒子濃度が低減したことにより、乱れの抑制効果が減少したとの考え方と粒子と流体の相対速度の増大により後流による乱れが顕著になったという考え方の 2 通りの解釈が可能である。 $d = 3 \text{ mm}$ の場合には粒子濃度の通減により流下に伴い乱れが減少すると考えられる。

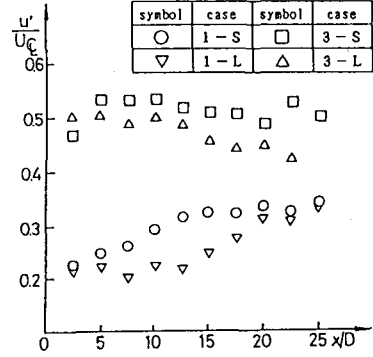


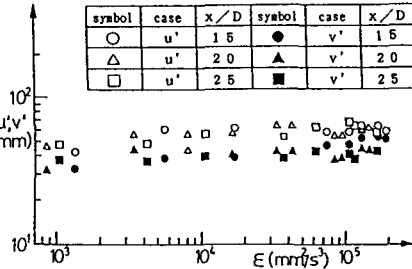
図-8 u' の流下方向変化

図-9 は粒子群の持つポテンシャル・エネルギーの減少率 ε と

流体の乱れ強度 u' 、 v' の関係を示している。エネルギー減少率 ε は、次式により定義される。

$$\varepsilon = \pi n g d^3 (\rho_p - \rho) / (6\rho)$$

ここで、 n は粒子数フラックス、 g は重力加速度、 ρ_p と ρ は粒子と水の密度である。 ε は単位時間に流体に作用する全エネルギーに等しい。 ε は平均流動の増大と乱れの増大の両者に貢献する。 $d = 1 \text{ mm}$ の場合には ε づ



(a) case 1-L

(b) case 3-S

図-9 ポテンシャル・エネルギーと乱れ強度の関係

まり粒子数フラックスの小さい領域では乱れ強度は ε の影響を僅かに受けている。この領域を除けば ε は概ね一様な分布となっている。これに対して $d = 3 \text{ mm}$ においては、 ε の増大により乱れ強度も増大する。粒子間の相互作用が希薄なことにより、粒子個々の沈降により生じる乱れが卓越していることを反映しているものと推察される。

図-10 はレイノルズ応力 $\overline{u'v'}/U_{cl}^2$ の分布を示す。 $d = 1 \text{ mm}$ の場合、 $x/D = 15, 20$ の断面では中心軸付近でレイノルズ応力の成長が抑制されていることがわかる。また、絶対値のピークの断面位置は単相のブルームやジェットに比べて外縁方向にずれている。これは粒子の存在する $y/y_H < 1$ の中心軸付近では乱れの成長が抑制されるからであると考えられる。 $d = 3 \text{ mm}$ では、絶対値の規模は全体的に小さく、 $d = 1 \text{ mm}$ のケースの 50% 程度となっている。

図-11 に乱れの積分スケール L の断面内分布を示す。両軸ともに流体流速分布の半値半幅 y_H で無次元化されている。図中の実線及び破線は、Ramaprianら⁹⁾ によって得られた単相ブルームの流下方向 $L_{u'}$ 、水平方向 $L_{v'}$ の実験結果である。 $d = 1 \text{ mm}$ のケースでは、中心軸付近では流下方向積分スケールは流体運動の半値幅程度の大きさであり、単相のブルームの傾向と概ね一致している。横方向の積分スケールは、中心軸

上で極小値を持つような双頭型の分布となっている。これは、 $y/y_H < 0.5$ の中心軸付近では比重の大きな固体粒子が高濃度で存在するために乱れの横方向への成長が抑制されたことによると考えられる。 $d = 3\text{ mm}$ のケースでは、流下方向、横方向ともに積分スケールは非常に小さくなっており、 $d = 1\text{ mm}$ のケースのおおよそ半分程度の規模である。 $d = 3\text{ mm}$ のケースでは、相対速度差が大きいために粒子間距離や粒子径さらには粒子の後流の乱れのスケールの影響が顕著になるために、積分スケールが減少したものと考えられる。

Goreら¹⁾によれば、粒子付加による乱れ強度に及ぼす影響は、粒子径/エネルギー保有渦のスケールが0.1を越える場合には乱れ強度を増大させるのに対して、0.1より小さい場合では乱れ強度を減少させる方向に作用するとしている。もちろん、乱れ強度は粒子体積濃度に影響されるはずであるから、この整理をそのまま支持しているわけではないが、ここでも同様の評価を行う。但し、積分スケールがエネルギー保有渦の長さに等しいと仮定する。計測断面での半値幅は概ね1 cm程度であることを勘案すると、中心軸付近ではこの比率は $d = 1\text{ mm}$ では0.1となり、 $d = 3\text{ mm}$ では0.5程度になる。つまり、乱れ強度に関する結果を参照すれば、彼らの整理がある程度妥当なものであることがわかる。しかしながら、乱れ強度が増大する領域においても、乱れの長さスケールが減少する可能性があるということで、乱れの増大が乱流輸送の増大に直接的には結びつかない考えるべきである。

5. まとめ

本研究においては、固体粒子を連続的に投下した場合に形成される粒子ブルーム流動の特性について検討した。粒径が1 mmの場合には誘起流動場の乱流特性は概ね単相ブルーム流動のそれと同様の傾向を示した。また、これに対して、3 mmの場合には概して、誘起流動場は単一粒子の自由沈降挙動による後流の重畳的なものであると予想される。このケースでは乱れ強度は増大する傾向を示したが、逆に乱れの長さスケールは減少した。こうした結果は固体粒子群を瞬間的に投下した場合に形成される流動場の特性とも類似したものであると考えられる。²⁾これらの結果を総合して定量的な議論に発展させることが今後の課題である。本研究の一部は、平成4年度文部省科学研究費奨励研究(A) 課題番号 04750499の補助を受けており、記して謝意を表する。

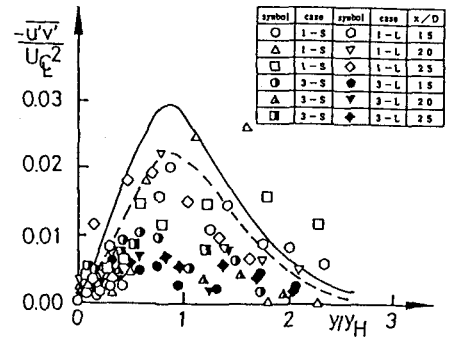


図-10 $-u'v'/U_{CL}^2$ の断面内分布

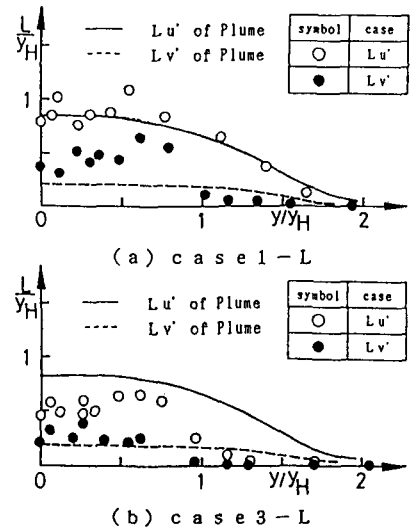


図-11 L の断面内分布

- (参考文献) 1)Gore・Crowe: Int. J. Multiphase Flow, No. 15, pp. 279-285, 1989.
 2)Hetsroni: Int. J. Multiphase Flow, No. 15, pp. 735-746, 1989.
 3)Modarres-Wuerer: Chem. Eng. Comm., Vol. 28, pp. 341-354, 1983.
 4)菱田・竹本・前田: 混相流学会誌, 1 巻 1 号, pp. 56-59.
 5)Ramaprian・Chandrasekhara: IIHR Report, No. 257, March, 1983.
 6)Parthasarathy・Faeth: J. Fluid Mech., Vol. 220, pp. 485-514, 1990.
 7)室田・中辻・玉井・町田: 第35回海岸工学講演会論文集, Vol. 35, 1988.