

静水中に流入する固・液混相の水平噴流について

東京工業大学工学部	正会員	福岡 捷二
○ 建設省土木研究所	同	吉川 勝秀
東京工業大学工学部	同	佐藤 郁太郎

1. 序

一様な密度をもつ静止流体中に流入する固一液混相の水平噴流では、通常の液一液 forced-plume と異なり、密度差の他に粒子個々の性質をも考慮する必要がある。固一液混相噴流は、定性的には forced-plume と同様に主流域に存在する粒子に作用する重力のために鉛直方向の運動量を獲得する。このために流れは鉛直方向に曲げられる。固体粒子は慣性および重力によって受ける力が流体と異なり、流体に対して相対速度をもち、流下とともに主流域から離脱する。液一液 forced-plume の場合には主流域からの混入物の離脱がなく、各断面を通過する混入物の flux が一定であり、しかも混入物濃度が小さければ主流と混入物の相互作用を混入物濃度の一次関数で表現できるために(ブシネスク近似)¹⁾、重力によって加えられる鉛直方向の運動量を算定することができる。この場合の噴流の性状は放出口での densimetric Froude 数 Fr_0 で特性化できる。²⁾ところが固一液混相噴流では混入物(粒子)が主流域から drop-out しその量に応じて獲得する鉛直方向運動量が変化する。また粒子が持ち出す運動量により主流の水平方向の運動量が減少するので、流れと混入物の相互作用を単に混入物濃度のみで示しうるとは限らない。

このように複雑な現象を解析的に取り扱うには、前提として噴流内の流速・濃度分布、主流および粒子の trajectory、主流域からの粒子の drop-out 量等についての情報が必要である。

本研究では、このような観点から固体粒子を混入する二次元水平噴流の実験を行ない、上述の諸量を測定した。さらに実験結果をもとにして、従来の液一液 forced-plume に関する巨視的な解析法の固一液混相噴流への適用限界について検討を行なった。

また固一液混相の二次元水平噴流では、主流域内に周期性をもった大スケールの渦が観測される。この渦は鉛直噴流内でも観測され、スカラー量である粒子濃度とベクトル量である運動量の拡散特性と密接な関係があると考えられる。鉛直噴流実験によって大スケールの渦の周期等の測定を行ない、噴流内の運動量や混入物の拡散特性について考察を加えた。

2. 従来の研究

ここでは、通常の forced-plume の巨視的なふるまいに関する研究をまとめておくことにする。

2-1, 理論的研究

理論的研究は、著者らの知るかぎりでは通常の液一液密度噴流についてのもののみである。それらの研究を要約すれば以下ようになる。なお、解析を行なう場合の基本的な仮定は次のとおりである。

(i) 流速および濃度分布形は中心軸に関して対称である。(ii) 主流と混入物の trajectory に分離はない。

(1) 運動量式、混入物の連続式および運動量と混入物の拡がりに関する式を用いる方法

この方法は、流速および密度の分布形を仮定し、運動量と混入物の横方向への拡がりを定式化して、運動量式および混入物の連続式を連立させて解を得る方法である。この解析法では主流と混入物の拡がりに関する研究が中心課題となる。³⁾

(2) 運動量式、混入物の連続式および流体の連続式を用いる方法

この方法は、(1)と同様に流速と密度の分布形および両者の拡がりの比を与え、流体の連続式を断面にわたり積分した時に導入される連行加入量(無限遠での境界条件)を定式化する方法である。通常はこれを軸上流速の α 倍とおく(Morton, Taylor, and Turner の仮説⁴⁾)。この解析法では α に関する研究が中心

課題となる。⁵⁾

2-2 実験的研究

通常の forced-plume の実験的研究は、主として round jet について行なわれており、流速・密度分布、中心軌跡等を測定したものが多く。Carstens⁶⁾は Abraham 等の実験結果を整理し、水平密度噴流 (round jet) の中心軌跡に関する次の実験式を与えている。

log(y / (D*sqrt(F_r0))) = 2.95 log(x / (D*sqrt(F_r0))) - 1.21 (1)

ここに、F_r0 = U_0 / ((rho_0 / C_g D)^{1/2}), F_r0 ; 噴出口における密度フルード数、D ; 噴出口径、rho_0 ; 流体の密度、rho_s ; 混入物の密度、Delta rho = |rho_0 - rho_s|、C ; 混入物の濃度、x ; 水平座標軸、y ; 鉛直座標軸である。

固体粒子を混入する水平噴流 (round jet) の実験は Carstens⁶⁾によって行なわれている。測定は中心軌跡と中心軸上流速について行なわれ、中心軌跡について次の実験式を与えている。

log(y / (D*sqrt(F_r0))) = 1.93 log(x / (D*sqrt(F_r0))) - 1.32 (2)

(2)式は、噴出口径 D と密度フルード数 F_r0 のみで取り扱われており、粒子個々の性質による影響を一般的にとりこんでおらず、実験で用いた範囲の粒子および密度フルード数についてのみ成立すると考えられる。図-1に示すように、粒子が主流域からの drop-out するために、固-液混相流の曲がりは液-液 forced-plume に比べて減少することがわかる。

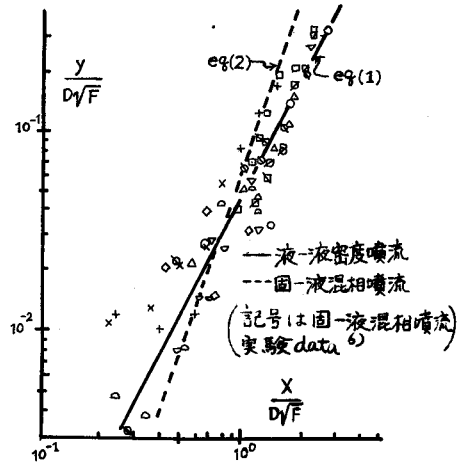


図-1 水平噴流の trajectory (round jet)

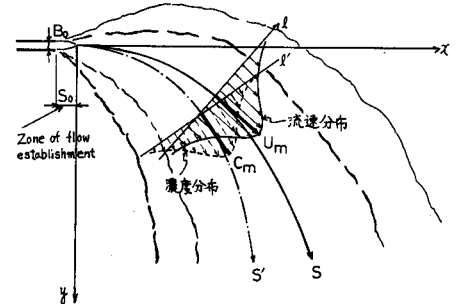


図-2 固-液混相流の模式図

3. 二次元固-液混相噴流の実験

座標系を図-2のようにとる。実験は現象をできるだけ単純化するために、一様密度をもつ静水中へ流入する二次元噴流について行なった。前述のように、噴流の性状は噴出口での運動量と密度差に対して作用する重力の効果の他に粒子の性質によっても支配される。粒子個々の性質が粒子のレイノルズ数 R_y = w_0 d_s / nu で表わされるとすれば2つの無次元パラメータが存在することになる。

ここに、w_0 ; 静水中の沈降速度、d_s ; 平均粒径 nu ; 動粘性係数である。そこで実験には、図-3の粒度分布特性をもつ3種類の砂を用い、表-1に示す条件で実験を行なった。実験装置を図-4に示す。用いた水槽は長さ10 m、深さ2.0m、幅0.4mの片面ガラス張り鋼製水槽である。水槽中央部3 m区間の奥行を、ペンキ塗り耐水ベニヤ板で0.1mに縮め、その中心部に0.3cm x 10 cmの断面をもつ二次元スリットを水面下50 cmの位置に固定した。仕切りベニヤ板の両端は開いており、両端からの水の通過は自由である。そのため水槽全体が貯水槽の役目を果たし、噴流によって水槽内に認め得る回転流は生じなかった。噴流中の混入土砂量一定の条件は、ドリル式土砂供給装置によっ

Run	砂の種類	噴出口での条件				混入土砂量 R_y
		Q_0 + Q_s (cm^3/s)	Q_s (cm^3/s)	濃度比 C_s/C_0 (%)	流速 U_0 (cm/s)	
run 1		200	1.8	34		
run 2	Sand C	268	2.0	48		0.2
run 3		500	1.8	130		
run 4		200	2.7	26		
run 5	Sand B	300	2.7	48		5.5
run 6		500	2.7	103		
run 7	Sand A	300	2.7	48		1050

表-1 実験条件

て達成された。これはホッパーから供給された乾燥砂をシリンダーに導き、これをシリンダー内で一定速度で回転するドリルが押し出す型式のものである。給砂装置を出た乾燥砂は、水とともにポンプで一緒に混合され、スリットから静水中へ放出される。平均流速は、フォトランジスター付プロペラ流速計を用い、2分30秒間計測し、その平均値をとった。粒子濃度は、サイフォン形式で約2000 cc サンプリングし、乾燥重量より体積濃度を求めた。水路奥行方向への流速分布・濃度分布を測定し、噴流の二次元性を確認したうえで本実験を行なった。

4. 実験結果の考察

通常の液-液水平 forced-plume の解析では、主流および混入物の中心軸が一致しており、分布形はその軸に関して対称であるとしている。ところが、固-液混相の噴流ではこの2つの基本前提が満足されとは限らない。前述のように現象は densimetric Froude 数 F_{ro} と粒子個々の性質 R_d によって支配される。2つのパラメータの比 $\beta = R_d / F_{ro}$ が0に近づくにつれて粒子個々の性質の影響が小さくなり、通常の液-液 forced-plume の解析における基本仮定が満たされるようになる。図-5は噴流内の流速および混入物の分布形の1例を示したものであるが、同図よりわかるように SandB ($R_d \div 55$) では $F_{ro} \div 50$ ですでに2つの基本仮定が満足されていないことがわかる。図-6は F_{ro} を一定にして R_d を変化させた場合の主流および混入物の分布形を示したものであり、 R_d が大きくなるにつれて分布形が軸対称でなくなる様子を示している。なお、同図中の実線は鉛直噴流における流速分布形を示す。⁷⁾

主流と粒子の trajectory が分離していく状況は図-7, 8に示すとおりである。図-7は混入物の中心軸を示したものであるが、同一粒子でも F_{ro} が小さくなると粒子と混入物が分離していく様子がわかる。例えば SandB についてみれば、 F_{ro} が小さくなるにつれて図-7に示されるように分離が問題とならない状態(図中の実線)から離れていく(図中では左へ移動する)。図-5, 6, 7よりわかるように SandC の場合には、 $F_{ro} > 10$ では前述の基本仮定が満足されており、流況は F_{ro} のみで特性化されている。しかし、SandB の場合には、 F_{ro} が小さくなるにつれて主流および混入物の trajectory が分離し、分布形も非対称となり粒子個々

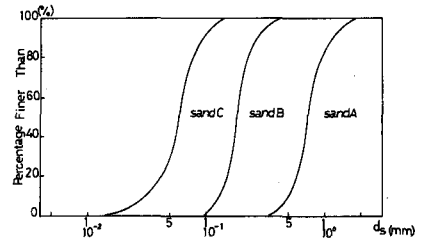


図-3 粒度分布曲線

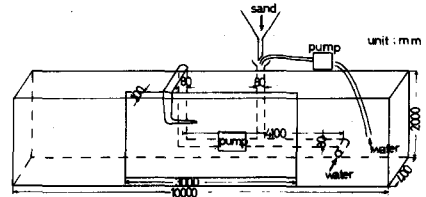


図-4 実験装置

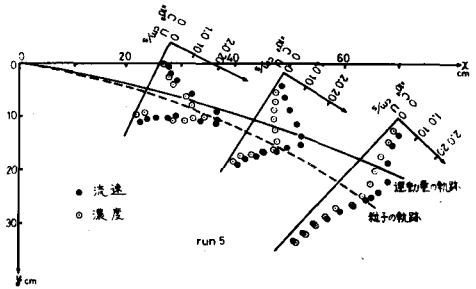


図-5 固-液混相水平噴流の流況 (run 5)

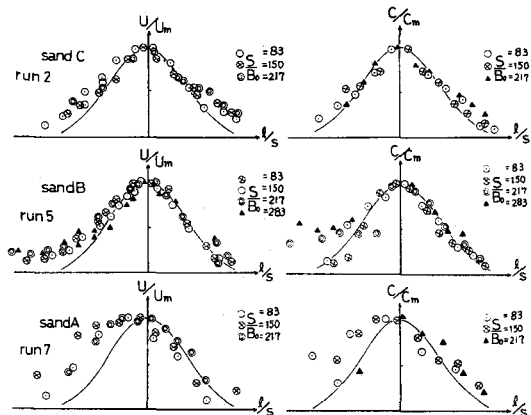


図-6 流速および濃度分布

の性質を無視し得なくなることがわかる。 粒子の性質が無視できる場合の主流および混入物の trajectory として次の実験式を得る。

$$\log \frac{y}{B_0 F r_0} = 2.03 \log \frac{x}{B_0 F r_0} - 1.27 \dots\dots\dots (3)$$

図-9 は中心軸流速の変化を示したものであるが、主流域から drop-out する粒子のために主流の運動量が減少し、かつ、 drop-out する粒子が運動量を持ち出すために、通常の液-液 forced-plume の場合より主流域の減速が著しくなることがわかる。 なお貯水池に流入する固-液混相流中の粒子は粒子レイノルズ数 R_d が $10^{-8} \sim 10^{-3}$ 程度であると考えられる。⁸⁾ 上述のように R_d が 10^{-1} 程度の粒子を混入する混相噴流は液-液密度噴流的にふるまうと考えられるので、貯水池に流入する固-液混相の濁流も同様の取り扱いが可能であると思われる。

5. 噴流内で観測される大スケールの渦について

二次元噴流の噴出口近傍では軸方向の運動が卓越しており、主流の揺動は小さい。 ところが、ある程度流下したところでは、主流域で相対的に強い横方向の運動が観測される。 すなわち、写真1に可視化したように、大スケール（ほぼ噴流の拡がり程度）の渦運動が存在する。

噴流中での運動量や混入物の拡散については、数多くの実験的および理論的な研究がなされてきた。 その結果混入物（溶解性物質もしくは熱）の方が運動量よりも拡散されることが知られている。⁹⁾¹⁰⁾ 混入物や運動量の拡散を従来の勾配型で示そうとすれば、この実験事実を説明するためには混入物の拡散係数は運動量の拡散係数の数割増にしてやる必要がある。 図-10に著者等の流速分布、ローダミン溶液の濃度分布、ほぼ中立とみなされる固体粒子（比重 1.06, $d=0.6 \text{ mm}$ ）の濃度分布の実験結果を示す。

図に見られるローダミン溶液の濃度分布と中立浮遊粒子の濃度分布の違いは、中立粒子に僅かに沈降速度（ $w_0=0.8 \text{ cm/sec}$ ）が存在するためと思われる。 これらの分布形から拡散方程式に基づいて定めた運動量・水粒子・中立浮遊粒子の拡散係数の比も図-10に示す。 この図より噴流中では $\eta = 0.11$ 付近で流体が最大の拡散能をもつことを知る。

事実、ホットワイヤー流速計を用いた測定によれば $\eta=0.1$ 付近で主流方向の乱れ強度は最大であった。 しかし、このように混入物や運動量の拡散を勾配型で示したのでは実験事実を表面的に説明し得たにすぎない。

さらに一歩進んだ考え方としては、乱流構造の実験成果をもとにして提案された Townsend の乱流モデルに基づく Hinze 等の理論がある。¹¹⁾ この理論は乱流場が小スケールの強い渦運動と大スケールのゆっくりした渦運動（乱れの2重構造）からなるという前提に立ち、運動量の拡散は小スケールの渦に支配され（勾配

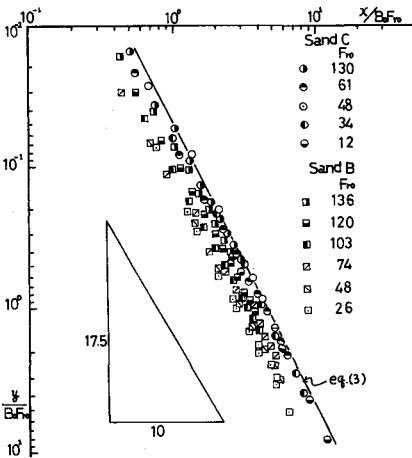


図-7 混入物の trajectory

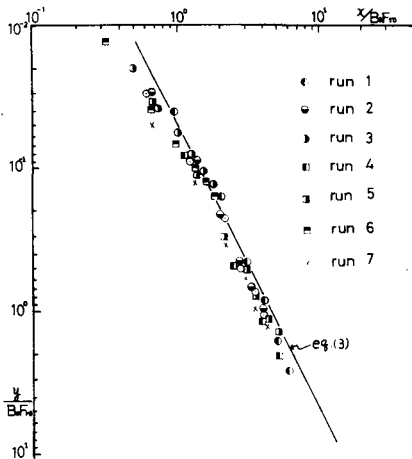


図-8 運動量の trajectory

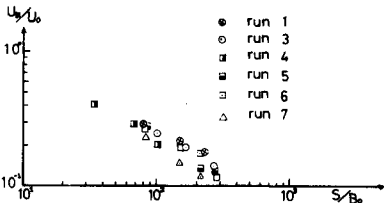


図-9 中心流速の変化

型の拡散)，混入物の拡散にはさらに大スケールの渦運動も関与する（対流型の拡散）とする考え方である。しかし、何故運動量と混入物で拡散特性が異なるかの明確な説明はなされていないようである。

近年、流れの測定技術の向上や可視化等により、噴流や開水路乱流場の乱れの構造は従来から言われていたような統計的にランダムな乱れのみからなるのではなく、卓越した周期等をもった渦運動からも構成されていることがわかってきた。著者らの行なった二次元噴流実験においてもこのような渦運動を観測した。これは Laufer¹²⁾等の主張する quasi-ordered structure の大きなスケールの eddy に対応し、固体粒子を混入した噴流では肉眼でも見ることができる。このときの噴出口での Re 数 $B_0 U_0 / \nu$ は 100～10,000 程度である。この渦は決定論的な性格をもち、確率的な性格をもつ fine-scale structure の eddy と区別されるべきものである。この大スケールの渦は、同一断面で観測すれば噴出流速が大きくなるにつれて相対的に弱くなり、また、周囲の流体を連行加入し主流方向の流速が減衰するにつれて顕著に現われてくる。

この大きなスケールの渦の生成原因としては次の二つが考えられよう。一つはスリット（又はノズル）内で発達する境界層内の渦度が放出されるという考え方である。もう一つの考え方は流速の異なる二つの流体の界面に生ずる渦に原因を求めるもので、噴出口近傍におけるこの渦の合体状況を可視化した報告もなされている。¹²⁾ しかし、以下ではこの渦の発生原因を探るのではなく、これが存在することによりどのような結果が予想されるかを考察する。

写真 1 に示した流れをモデル化すると図-11 のように表わすことができる。同図に示したように大スケールの渦は交互に反対方向の回転をもって各断面を通過する。 $\eta = 0.1$ に保ってこの渦の周期を流下方向に測定していくと、図-12 に示したように x/B_0 が 130～170 のところで急激に変化する ($Re_0 \div 3000$)。さらに下流では、ほぼ一定周期の領域が存在する。従って、大スケールの渦は噴出口においてすでに存在していた単一の渦が成長もしくは減衰するのではなく、渦どうしが融合して大スケールの渦を作ると考えた方が妥当であろう。このような性格をもつ大スケールの渦が存在することにより、渦の通過する周期に比較して長い時間にわたり平均して求めた流速や混入物の濃度は次のような特徴をもつ。簡単のために渦の中心は平均流の中心にあると考える。大スケールの渦が逆方向の回転をもって交互に通過するような乱れの 2 重構造をもつ場では、図-11 に示すように大スケールの渦は時間的に平均するとベクトル量である流速には、その効果が相殺されて分布形に大きな影響を与えず、流速分布は主として小スケールの渦により決まると考えられる。ところが、スカラー量である混入物の拡散に関しては、この渦は大きな役割を果たす。すなわち、大スケールの渦運動により中心部の流体は外へ輸送され、外縁の流体が内部へ移動する。この運動に伴なって混入物質は対流的に拡散される。大スケールの渦が逆方向の回転をしながら交互に断面を通過しても時間的に平均するとスカラー量である混入物の濃度にはその影響が相殺されることなく顕著に現われる。

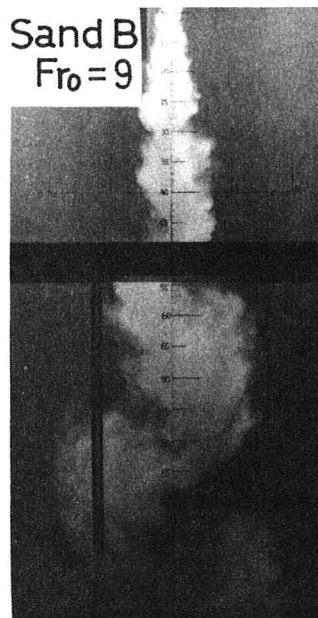


写真-1 鉛直噴流中の大きな渦の可視化

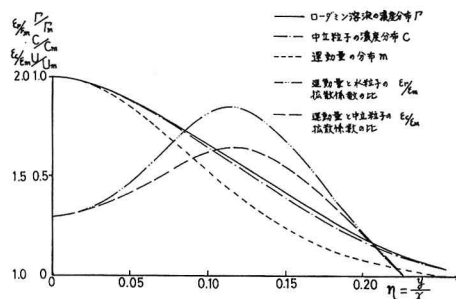


図-10 運動量、中立粒子、水粒子の分布形と拡散係数の分布

比較して長い時間にわたり平均して求めた流速や混入物の濃度は次のような特徴をもつ。簡単のために渦の中心は平均流の中心にあると考える。大スケールの渦が逆方向の回転をもって交互に通過するような乱れの 2 重構造をもつ場では、図-11 に示すように大スケールの渦は時間的に平均するとベクトル量である流速には、その効果が相殺されて分布形に大きな影響を与えず、流速分布は主として小スケールの渦により決まると考えられる。ところが、スカラー量である混入物の拡散に関しては、この渦は大きな役割を果たす。すなわち、大スケールの渦運動により中心部の流体は外へ輸送され、外縁の流体が内部へ移動する。この運動に伴なって混入物質は対流的に拡散される。大スケールの渦が逆方向の回転をしながら交互に断面を通過しても時間的に平均するとスカラー量である混入物の濃度にはその影響が相殺されることなく顕著に現われる。

すなわち、運動量の混合流束 M は平均的に $M \propto k_1 \frac{du}{dy}$ で表わされ、比較的小スケールの混合（勾配型の混合）によって決定される。これに反して、物質の混合流束 P は $P \propto k_1 \frac{du}{dy} + k_2 \Omega$ で表わされ、大きなスケールの渦による対流的な混合（ Ω ）によっても拡散される。その結果、図-10に示すように混入物である粒子が運動量に比較してより拡散される。

従来の理論的な解析法において、運動量の拡散係数 ϵ_m と混合物の拡散係数 ϵ_c の比 $r = \epsilon_c / \epsilon_m$ （もしくは代表的な拡がり幅の比）を 1.0 より大きく与えて測定値とよい対応を見るのは、上述のような理由によるものと思われる。

6. 結語

固-液混相の水平噴流を解析的に取り扱うには、その性状についての情報を必要とする。本研究では二次元固-液混相噴流の流速・濃度分布、主流および混入物の trajectory 等の測定を行ない、通常の密度流の解析における基本仮定からのずれについて検討を行なった。この結果は、貯水池に流入する濁度流の解析に有益な情報を提供しうると考えられる。

また、噴流内で観測される大スケールの渦運動と運動量や混入物の拡散特性の関係についての物理モデルを提示し、両者の拡散特性の違いに説明を与えた。

最後に、本研究の一部は文部省科学研究費、総合研究(A)（代表者、岩佐義朗 京大教授）の援助を受けた。記して謝意を表する。

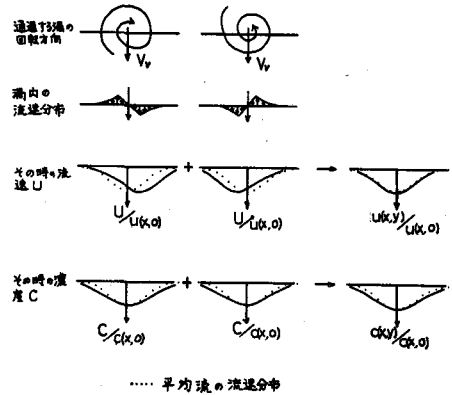


図-11 噴流中の流れのモデル化

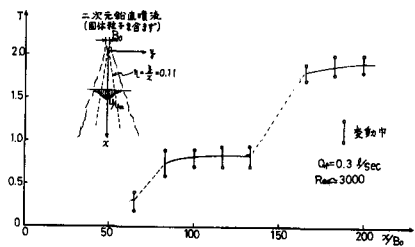


図-12 大スケールの渦の周期, T

参考文献

- 1) Cederwall, K., ASCE, Jour. of Hy. Div. May, 1975
- 2) 土木学会水理委員会密度流小委員会, 土木学会論文報告集第 243 号, 1975
- 3) Abraham, C., ASCE, Jour. of Hy. Div., July, 1975
- 4) Lee, S., J. Fluid Mech., vol. 11, part 3, 1969
- 5) Anwar, H. O., ASCE, Jour. of Hy. Div., July, 1969
- 6) Carstens, T., Rao, U. M., 14 th Congress of I. A. H. R., Paris, 1971
- 7) 吉川秀夫, 福岡捷二, 吉川勝秀, 「流体と固体粒子の相互作用に関する研究」, 土木学会論文報告集投稿中
- 8) 安芸周一, 水力発電講習会テキスト, 1971
- 9) Forstall, W., et al, J. Appl. Mech., June, 1955
- 10) Zijnen V. D. H., Appl. Sci. Res. A, vol. 7, 1958
- 11) Hinze, J. O., "Turbulence", Mc GRAW-HILL Book Comp, Inc., 1959
- 12) Laufer, J., Annual Review of Fluid Mech., vol. 7, 1975