

レーザ流速計を用いた固液2相流の乱れに関する実験的検討
Experimental Study on Turbulence Properties in Solid-Liquid Two-Phase Flow
with the Laser-Doppler Velocimeter

九州大学工学部 正員 柳井 和 朗

九州大学工学部 正員 神野 健 二

九州大学工学部 正員 上田 年比古

1. まえがき

乱流中に固体粒子を浮遊した流れあるいは固体粒子の沈降・拡散過程の解析は、いわゆる固液2相流の問題として、水工学の分野において数多くの研究が行われている¹⁾。固液2相流の流体の乱れの構造、たとえば変動速度のスペクトル、乱れ強度等は、粒子を含まない单相流の場合と比べて、粒子の付加により予想を越えて変化している²⁾ことが多い。これら粒子と流体の相互作用による乱れの構造の変化を実験的に検討するには、解析の基本となるべき粒子と流体の速度および粒子濃度を計測する必要がある。

本研究においては、非接触測定が可能なレーザ流速計を用いて、平均粒径 1.25mm の粒子と流体の速度および粒子濃度計測を行い、粒子濃度の相違が流体の乱れに及ぼす効果に関する基礎的知見を得ようとするものである。

2. 実験

2.1 実験装置および計測方法

図-1に実験装置の概略を示している。水路床から高さ $y=17.5\text{cm}$ の位置のノズル（内径 9mm ）から全水深 $h=27\text{cm}$ 、水路勾配 $1/100$ の開水路乱流中に球形粒子を付加し、ノズルより下流 $x=17\text{cm}$ で、平均流速分布がほぼ一様な測定断面において、レーザ流速計による粒子と流体の速度の同時計測を行った。断面平均流速 $U=9.5\text{cm/s}$ にもとづくReynolds数 (Uh/ν) は22000である。ここに、 ν は動粘性係数である。実験に用いた粒子は、粒径分布 $0.9\text{mm}\sim 1.4\text{mm}$ 、平均粒径 $d=1.25\text{mm}$ 、比重1.083の白着色ポリスチレン球である。なお、図中の粒子移動方向は、水平方向と鉛直方向の粒子の平均速度の合成値から算定される粒子の平均的な移動方向を示している。

レーザ流速計の光学系として、図-1に示すように、流体からの信号は前方散乱方式で検出し、粒子からの信号は後方散乱方式すなわち反射光を粒子専用のフォトマルで検出する方法を採用している。本方式によれば、著者らが実験した比較的大きな粒径の範囲($0.8\text{mm}\sim 4.75\text{mm}$ の球形粒子)では、ビームの交差部のレーザ測定体積を通過する粒子から良好な反射光を得ることができることを確認した。また、本方式によれば、粒子と流体専用のフォトマルを用いているため、粒子と流体のドップラー信号の混信を防げ、粒子と流体の信号分離処理を特に行う必要がない利点がある。

流体の単位体積当たりの粒子の平均体積濃度 $\bar{C}(\%)$ は、粒子1個の体積 $(\pi d^3/6)$ と流体の単位体積当たりに含まれる粒子の平均個数 N (個/ cm^3)との積として求められる。一方、本計測システムを用いてレーザ流速計により粒子に関し測定可能な量は、

①単位時間にレーザ測定体積を通過する粒子の平均個数 n (個/sec)いわゆる粒子到達率³⁾、および

②粒子速度 v_p (cm/sec)

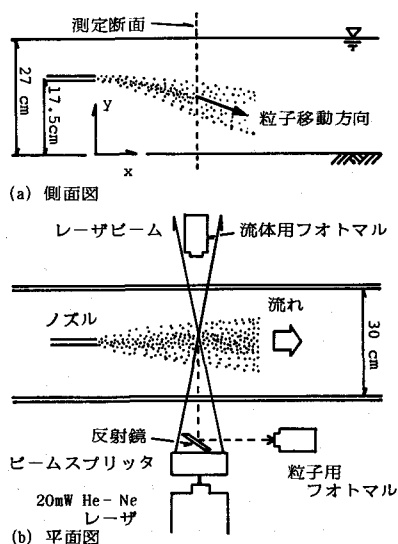


図-1 実験装置

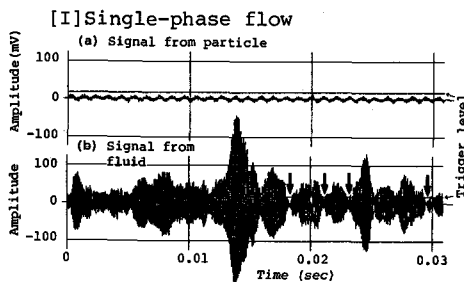


図-2[I] 単相流でのドップラー信号の例

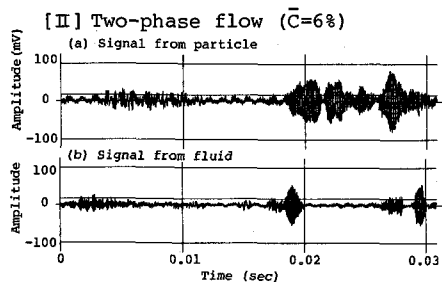


図-2[II] 粒子の平均体積濃度6%の固液2相流でのドップラー信号の例

である。

いま粒子の移動方向に垂直なレーザ測定断面積を A とすると、次の関係³⁾が成り立つ:

$$n = N \bar{v}_p A \quad (1)$$

ここに、 $\bar{v}_p$ は粒子の平均速度、およびレーザ測定断面積 A は本計測器では 0.033cm^2 である。実測値による粒子到達率 n および $\bar{v}_p$ を式(1)に代入し粒子の平均個数 N を算定すれば、粒子の平均体積濃度 $\bar{C}$ も粒子および流体の速度と同時に計測することができる。

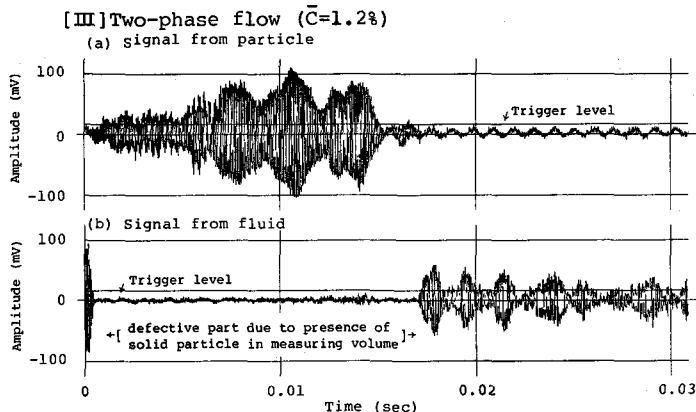


図-2[III] 粒子の平均体積濃度1.2%の固液2相流でのドップラー信号の例

2.2 信号処理

図-2[I]～[III]には、本方式により得られる粒子と流体からのドップラー信号を同時に記録した典型的な例を示している。粒子を付加しない流体のみの単相流の場合には、図-2[I]に示すように粒子からのドップラー信号は検出されず、流体のドップラー信号のみが検出されることになる。図中、流体のドップラー信号に示す下向き矢印(↓)は、ドップラー信号のレベルが予め設定したトリガーレベルより小さいときに生ずる信号のドロップアウトを示している。この場合のドロップアウトの処理方法は、後に示す線形補間処理を用いている。

図-2[II]には、固液2相状態で式(1)により算定される粒子の平均体積濃度が約6%の場合の粒子および流体からのドップラー信号の例を示している。この濃度は粒子到達率 n に換算して約30個/secに相当している。この程度の比較的高い濃度になると、粒子からの反射光および流体からの透過光が測定体積近傍に存在する多数の粒子によって遮られることから、同図の時刻0.005sec付近の信号に示すように、雑音成分と有効なドップラー信号を区別することが困難となってくる。よって、粒子の平均体積濃度6%は本計測システムの測定限界濃度と考えられ、本研究ではこれ以上の濃度に対する解析は行っていない。

図-2[III]には、粒子の平均体積濃度が1.2%の場合の例を示している。白着色した粒子がレーザ測定体積を通過する場合、図に示すように流体からのドップラー信号は粒子によって遮断されることになる。トリガーレベル(本研究では20mV)以上のドップラー信号を対象にして求めた流体速度時系列には、粒子による信号遮断区間に対応する時系列の欠損区間が生じることになる。時系列の欠損区間の取り扱いとして欠損区間を取り除いた時系列を単純につなぎあわせて種々の統計量を算定することが可能ではあるが、乱れの特性格として重要なスペクトルの算定においては、低周波数成分が不足する結果となろう。したがっ

て、欠損区間を含む時系列を連続した時系列として処理するには、欠損区間を補間近似する必要がある。

補間近似法としては、次の3つの方法⁴⁾が考えられている：

- [A] 欠損区間を欠損する直前の流体速度の値に保持するホールド補間、
- [B] 欠損区間を平均値（変動速度時系列に対しては零）にする平均値補間、
- [C] 欠損する直前の値と直後の値とを直線で結ぶ線形補間。

図-3には、上記の欠損区間の補間法[A]～[C]を例示している。本研究における欠損区間は、平均的には約10msecであり、粒子の最大平均体積濃度は約5%である。この実験条件の場合に対して、上記3つの補間法の妥当性について種々検討した結果、線形補間[C]による欠損区間の補間処理がスペクトルの推定に有効である⁵⁾という結果を得た。以上のことから本研究では、粒子の存在による流体速度時系列の欠損区間、および図-2[I]に示した流体信号のドロップアウト区間に対して、線形補間[C]による信号処理を行っている。

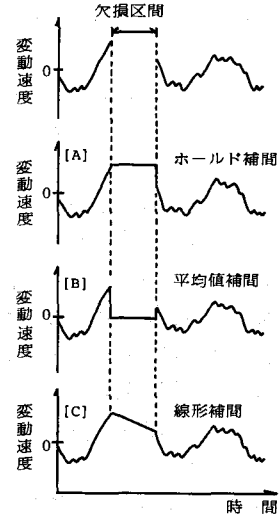


図-3 粒子の存在による流体速度時系列の欠損区間の補間法

3. 実験結果と考察

ここでは、ノズルより下流 $x=17\text{cm}$ 、高さ $y=10.5\text{cm}, 11.5\text{cm}, 12.0\text{cm}$ の測定位置における粒子移動方向の流体の変動速度の確率密度、スペクトルおよびエネルギー散逸等の乱れの統計量を算定し、粒子の平均体積濃度の相違が固液2相流の乱れの統計量に及ぼす効果について検討を行う。なお、この測定位置での粒子の平均体積濃度はそれぞれ1.2%, 5.3%, 2.7%であり、その分布を図-4に示している。

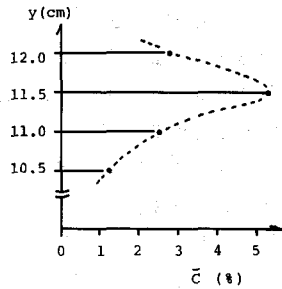


図-4 粒子の平均体積濃度分布

3.1 流体の変動速度の確率密度

図-5には、測定位置 $y=11.5\text{cm}$ における粒子を付加しない単相流での流体の変動速度の時系列〔図-5〔a〕〕、および測定位置 $y=10.5\text{cm}, 11.5\text{cm}$ における固液2相流での粒子移動方向の流体の変動速度の時系列〔図-5〔b〕,〔c〕〕を示している。図-5〔b〕の粒子の平均体積濃度1.2%の場合、粒子が測定点を通る瞬間において平均値より大きいとがったパターンが表われていることがわかる。粒子の平均体積濃度2.7%の場合にも同様にこのパターンは表われてくる。これは、粒子が流体より速い場合、粘性のため粒子近傍の流体速度が粒子速度に近づき、粒子が後流を伴って測定点を通るためと考えられる。一方、粒子濃度が比較的高い $\bar{C}=5.3\%$ の時系列〔図-5〔c〕〕では、多数の粒子のために流体が十分攪乱され、図-5〔b〕で示したとがったパターンがみられなくなり、さらに図-5〔a〕、

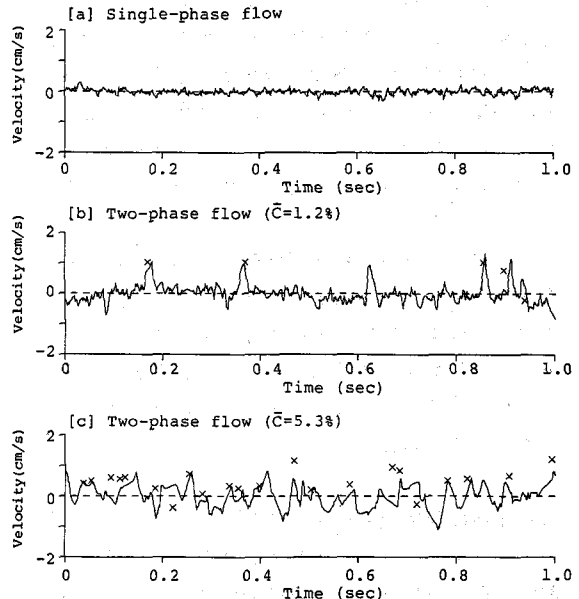


図-5 粒子移動方向の流体の変動速度時系列(x; 粒子速度)

[b]と比較すると高周波の変動もなくなっている様子がわかる。

比較的粒径の大きな粒子の存在が、固液2相流の流体速度時系列に及ぼす効果を統計的に調べるために、ここでは固液2相流における流体の変動速度 v_f' の確率密度 $P(v_f')$ を算定し、单相流の場合との比較を行ってみよう。

図-6には、 $y=12\text{cm}$ における单相流と粒子の平均体積濃度 2.7%における固液2相流のそれぞれに対する流体の変動速度の確率密度の実測値、および実測値と同じ標準偏差をもつ正規分布を点線で示している。单相流の場合、流体速度の平均値まわりの3次のモーメントから算定されるskewnessは、ほぼ零の値となり、確率密度は正規分布に近い形をしている。一方、固液2相時のskewnessは1.0と正の値となった。これは前述の正のものがったパターンの存在によって、正規分布と比較すると約 0.8cm/sec より大きな正の変動速度に対する確率密度が増加し、その結果、3次のモーメントが増加するためである。すなわち、粒子が流体より速く、粒子の平均体積濃度が 2.7%程度の固液2相流における流体の変動速度の確率密度は、正の変動速度の側に長い裾をひいた非対称な分布となるといえよう。

図-7には、図-5[c]の粒子濃度 5.3%の場合の流体の変動速度の確率密度を示している。図-6の粒子濃度 2.7%の確率密度は非対称な分布となったのに対して、粒子濃度 5.3%の確率密度は、单相流の確率密度と比較してその分散は大きくなるが、その分布形は、図-6に示した单相流の場合と同様に、ほぼ正規分布に近い対称な形をしていることがわかる。

以上のことから、粒子が流体より速く、粒子濃度が低い場合 ($\bar{C}=1.2\%, 2.7\%$) には、流体の変動速度の確率密度は正の変動速度の側に長い裾をひいた非対称な分布となり、一方、粒子濃度が高い場合 ($\bar{C}=5.3\%$) には、正規分布に近い対称な分布となるといえよう。

3.2 流体の変動速度のスペクトル

次に、図-5に示した单相流および固液2相流における粒子移動方向の流体の変動速度の周波数スペクトルの比較を行ってみよう。

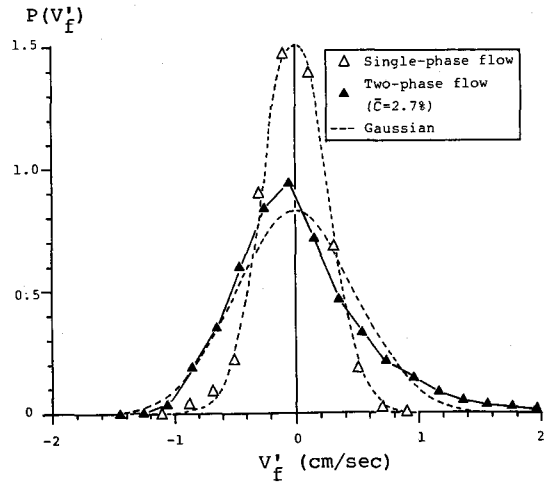


図-6 粒子移動方向の流体の変動速度の確率密度 ($y=12\text{cm}$)

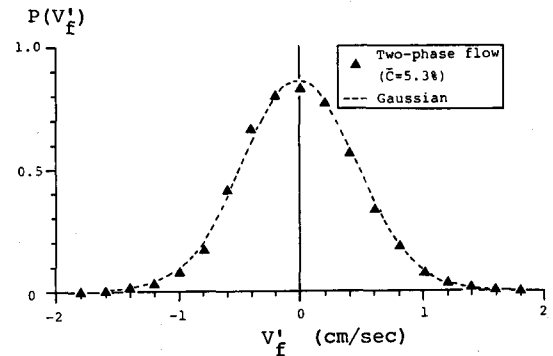


図-7 粒子移動方向の流体の変動速度の確率密度 ($y=11.5\text{cm}$)

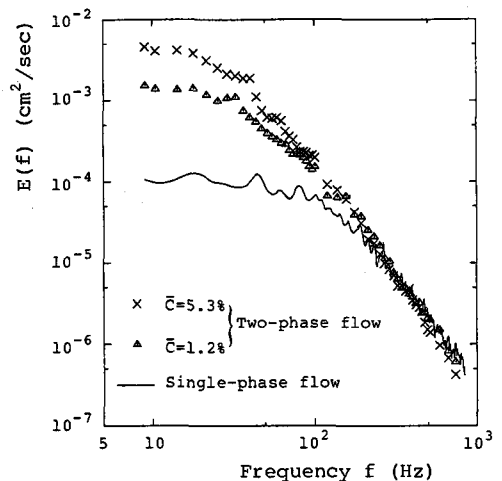


図-8 粒子移動方向の流体の変動速度の周波数スペクトル

図-8にはサンプリング周波数2kHzで最大エントロピー法により求めた周波数スペクトルを示している。粒子濃度が増加するにつれて、中間周波数帯(10Hz~100Hz)のスペクトル密度が増加していることがわかる。スペクトルの積分値が乱れ強度に相当することから、粗大粒子の付加により、流体の乱れ強度が増加する結果となる。最近の固体粒子を浮遊した2相流の乱流構造に関する研究⁶⁾によれば、Kolmogoroffのミクロスケールより大きな粗大粒子の場合では、流体の乱れが新たに生成されるという報告がなされている。そこで、ミクロスケールと粒径との比較を行ってみよう。

Kolmogoroffのミクロスケール η は、粘性散逸率 ϵ を用いて次式により得られる：

$$\eta = (\nu^3 / \epsilon)^{1/4} \quad \dots \dots \dots (2)$$

ここに、粘性散逸率 ϵ は1次元波数スペクトル $F(k)$ を用いて次式により得られる：

$$\epsilon = 15\nu \int_0^\infty k^2 F(k) dk \quad \dots \dots \dots (3)$$

表-1には、単相流と固液2相流の流体の乱れの統計量の比較を示している。なお、乱れ強度は平均流速に対する比として%で示している。表に示すように、粒径がミクロスケールより10倍程度大きく乱れが新たに生成される条件にあり、実際乱れ強度は1.5倍程度増加している。乱れの増加については、粒径がミクロスケールより大きく、周囲流体との間に相対速度がある場合には、粒子が流体場を変形し空間的な速度勾配が生じ、新たな乱れの渦が発生するためであると考えられる。

表-1 流体の乱れの統計量の比較

	単相流	固液2相流	
		$\bar{C}=1.2\%$	$\bar{C}=5.3\%$
乱れ強度 (%)	2.8	4.1	4.8
ミクロスケール η (cm)	0.0131	0.0130	0.0132

3.3 固液2相流における流体のエネルギーの散逸

図-8に示した固液2相流の周波数スペクトルは、単相流のスペクトルと比較すると、高周波数成分においてわずかに小さい値となっている。これについてさらに検討するために、高波数成分から大きな寄与を受けると考えられる粘性散逸率 ϵ 〔式(3)〕の被積分関数である散逸スペクトル $D(k)=15\nu k^2 F(k)$ の分布を調べてみよう。

図-9には、単相流と固液2相流における散逸スペクトル $D(k)$ の比較を示している。粒子濃度5.3%の分布は単相流と比べて中間波数帯での成分は大きく、一方、高波数帯での成分は小さくなっていることがわかる。中間波数帯での散逸スペクトルの増加は、粒子の存在により新たに生成された乱れの渦の間の相互作用による散逸が増加するためであろう。

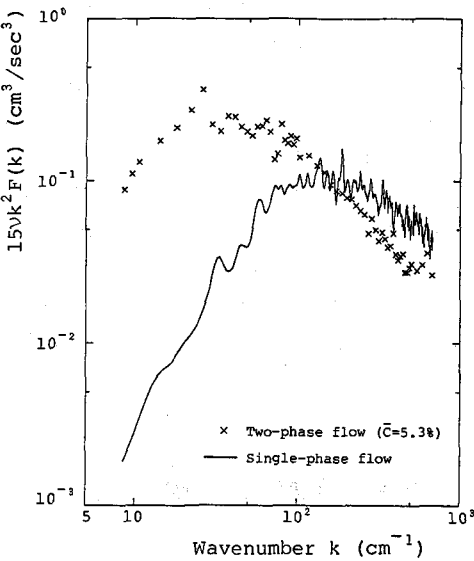


図-9 散逸スペクトル $D(k)=15\nu k^2 F(k)$ の分布

次に、高波数帯での散逸スペクトルの減少について検討してみよう。

図-5に示した固液2相流の流体速度時系列によれば、単相流と比較して高周波の流体の変動が比較的に小さくなっていることがわかる。このことから、単相流において高波数のエネルギー散逸を担っていた小さなスケールの渦の変動は、固液2相流では粒子の表面で粘性によって消滅あるいは弱められたために、高波数でのエネルギー散逸が減少したものと考えられよう。

いま、粒子表面で粘性による単位質量、単位時間当りの流体のエネルギー損失 ϵ_p を算定し、図-9に示している粒子濃度5.3%における高波数でのエネルギーの減少量(約 $19\text{cm}^2/\text{sec}^3$)と比較してみよう。球形粒子1個の存在による流体内のエネルギーの損失 E_p は、次式によって算定できよう：

$$E_p = (\pi d^2 \rho C_D / 8) (v_p - v_F)^2 |v_p - v_F| \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここに、抵抗係数 C_D には、Stokes則からはずれる場合も含めて適用される次式を用いている：

$$C_D = (24/Re)(1 + 0.158 Re^{2/3}) \quad \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $Re = |v_p - v_f| d / \nu$ であり、また粒子の存在によるエネルギー損失の総量は、各方向からの損失の合計である。式(4)における粒子と流体の速度差である相対速度⁷⁾には、変動成分も考慮する必要があるが、ここでは簡単のため平均量を用いてエネルギー損失の総量を概算してみよう。

まず水平方向には、粒子は流体になじんでおり、相対速度がきわめて小さく、水平方向の損失は無視できよう。次に鉛直方向に対しては、平均的には粒子の沈降速度に相当する相対速度が存在しており、実測によれば鉛直方向の平均粒子速度は3.2cm/secである。この相対速度を用いて、式(4)、(5)により粒子1個による損失 E_p を算定し、粒子の平均体積濃度 5.3% の場合の粒子個数濃度 $N = 50$ 個/cm³ を乗じ、単位質量当りの流体のエネルギーの損失 ε_p に換算すると、17.8cm²/sec³ の値となった。この値は、高波数における散逸スペクトルの減少量である約19cm²/sec³ とほぼよい一致を示している。

以上のことから、粒子濃度が比較的高くなると、中間波数帯での散逸スペクトルは、粒子の存在によって新たに生成された渦の間の相互作用により増加するが、一方高波数帯での散逸スペクトルは、粒子表面で粘性により高周波の渦の変動が抑制されるため減少する結果になるといえよう。

4. むすび

本研究では、Kolmogoroff のミクロスケールより大きな粒径の粗大粒子を含む固液2相流における流体の乱れの特性に関する実験的検討を行った。得られた結果を要約すると次のようである。

(1) 粒子が流体より速く、粒子濃度が低い場合には、流体の変動速度の確率密度は正の変動速度の側に長い裾をひいた非対称な分布となる。また、粒子濃度が比較的高い場合には、正規分布に近い対称な確率密度分布となる。

(2) 粗大粒子を含む固液2相流では、粗大粒子を含まない単相流に比べて、中間周波数帯のスペクトル密度が増加し、流体の乱れ強度は増加する。

(3) 粗大粒子を含む固液2相流において、粒子濃度が比較的高い場合には、高周波の流体の変動は粒子表面で粘性により抑制されるため、単相流に比べて固液2相流における流体の変動速度のスペクトルの高周波数成分および散逸スペクトルの高波数成分は減少する。

参考文献

- 1) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文報告集，第92号，pp.11-20，1963.
- 2) Al Taweel, A.M. and J. Landau: Turbulence Modulation in Two-Phase Jets, Int. J. Multiphase Flow, Vol.3, pp.341-351, 1977.
- 3) Durst, F., A. Melling and J. H. Whitelaw: Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press Inc., p.334, 1976.
- 4) Tsuji, Y. and Y. Morikawa: LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Horizontal Pipe, J. Fluid Mech., Vol.120, pp.385-409, 1982.
- 5) 初井・神野・田中：固液2相流におけるLDV計測と乱れの特性に関する基礎的研究，農業土木学会論文集（投稿中）。
- 6) 辻裕：固気2相流の乱流構造，第2回混相流シンポジウム講演論文集，pp.135-155，1983.
- 7) 初井・神野・上田：レーザ流速計を用いた固液2相流の乱れの測定と特性に関する研究，第39回土木学会年次講演会概要集，pp.551-552，1984.