

粒子濃度が鉛直二次元固液二相噴流の 乱流特性に及ぼす効果

EFFECT OF PARTICLE CONCENTRATION ON TURBULENCE CHARACTERISTICS OF 2-D SOLID-LIQUID TWO-PHASE JET FLOW

二瓶泰雄¹・灘岡和夫²・中村則保³

Yasuo NIHEI, Kazuo NADAOKA and Noriyasu NAKAMURA

¹ 正会員 修士(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻
(〒152 東京都目黒区大岡山2丁目12-1)

² 正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

³ 学生会員 学士 東京工業大学 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

A laboratory experiment of solid-liquid two phase flow in a vertical two-dimensional jet, as one of typical multiphase turbulent flows, has been conducted for extending the applicability of the new multiphase LES (GAL-LES model), which has been recently developed by the authors. The effect of the particle concentration on the turbulence characteristics of the two-phase flow is investigated under flow conditions with the two different particle flow rate at the inlet slot. The turbulence intensity of the liquid velocity was found to increase with the particle discharge. The particle-discharge dependence was found also on the lateral distribution of turbulence intensity and the frequency spectra of liquid turbulence, indicating the importance of the relative contribution to turbulence energy production from the Reynolds stress and the wakes behind particles.

Key Words: Solid-liquid two phase flow, Turbulence characteristics, Two-dimensional jet, Particle concentration, Wake, Reynolds stress

1. はじめに

固体粒子や気泡、液滴などの分散性粒子が流れ場中に含まれる場合には、分散性粒子とその周りの流体が相互作用を及ぼし合い、かつ分散性粒子が時空間的に変動して分布するために、そのような分散性二相乱流場は、一般的には、流体だけの単相乱流場と比べて非常に複雑になっている。このような分散性二相乱流場に関する主要な研究トピックスの一つとして、分散性粒子が混入したことに伴って流体中の乱れがどのように変化するか、という乱流変調問題が挙げられる。このような乱流変調問題に関しては古くより盛んに研究が行われており、最近では、高精度測定技術に基づく室内実験(例えば、LDVを用いた Tsuji et al.¹⁾と Kulick et al.²⁾や DPIVを用いた菱田ら³⁾)や DNSを用いた数値実験(Squires & Eaton⁴⁾や Elghobashi & Truesdell⁵⁾)などにより、その定性的な特性は次第に明らかになりつつある。

このような乱流変調問題を数値解析により記述し得るように、これまでに様々な混相乱流モデルに基づく数値シミュレーションが行われている(例えば、 $k-\varepsilon$ 2 方程式乱流モデル⁶⁾~⁸⁾、多重スケールモデル⁹⁾、LES¹⁰⁾、¹¹⁾)。これらの乱流モデルの中でも、著者らは、ここ数年来、一般性の高い混相乱流 LES (GAL-LES モデル)を開発し、様々な固液・気液混相乱流場への検証計算を通じて、GAL-LES モデルの基本的な妥当性・有効性を確認している¹²⁾~¹⁷⁾。この数値モデルを、今後、さらに発展させていくためには、計算アルゴリズム上の高精度化だけでなく、いくつかの基本的な混相乱流場に関する室内実験を実施することにより検証計算用のデータセットを揃えるとともに、物理過程の理解がまだ十分に進んでいない部分の解明を行い、その知見を数値モデルに組み込んでいくことが極めて重要となる。

そこで本研究では、基本的な混相乱流場の一つである鉛直二次元固液二相噴流に関する室内実験を行い、レーザードップラー流速計に基づく流体

相速度測定により、そこでの基本的な混相乱流特性を把握することを試みた。既存の乱流変調問題に関する研究としては、粒子径依存性については定性的な傾向が知られているものの¹⁸⁾、粒子濃度の効果に関しては十分に明らかにされていないことから、ここでは、粒子濃度が混相乱流変調問題に及ぼす効果に着目して実験を行うことを試みる。具体的には、本実験における固体粒子条件として、粒子径を一定とし、噴流口からの粒子混入量を二種類変化させた実験を実施している。

2. 室内実験の概要

鉛直二次元固液二相噴流に関する実験は、図-1に示すように、高さ150cm、幅150cm、奥行き50cmの前面及び側面ガラス張りの水槽に対して前方10cmを仕切って行われた。本実験装置において固液二相噴流を形成するために、まず、水槽背後部に取り付けた揚水ポンプにより、水槽内の水を循環させる。そして、粒子フィーダ（(株)粉研パウテックス製）から定量供給される固体粒子を、水槽上部における配管に付設されているマンメータ（最大内径16cm）を通じて配管内に供給し、配管内に固液二相流を発生させる。最終的に、配管内で混合された固液二相流が、幅(B)0.85cm、奥行き8.81cmの矩形ノズルを通して、水槽内に噴出して固液二相噴流が形成される。この矩形ノズル先端は水面下約30cmに位置している。なお、図中に示されているように、ここでは、ノズル出口の中心点を原点と設定し、鉛直方向をX軸、水平方向をY軸とし、各方向の流体相速度をそれぞれ u 、 v として定義している。また、ノズル内における流体相速度及び固体粒子濃度に関する空間分布を均質にするために、ノズル内部に格子状の抵抗体を挿入して実験を行った。

ここでの液体相の条件としては、ノズル出口における流量を $250.0\text{cm}^3/\text{s}$ と一定として設定している。また、本実験で用いる固体粒子は、球形ガラスビーズであり、その諸元を表-1に示す。この表中における抵抗係数 C_D と粒子緩和時間 τ_p は以下のように定義されている。

$$C_D = \frac{4(\rho_p/\rho - 1)d_p g}{3V_t^2} \tag{1}$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \tag{2}$$

ここで、 ρ 、 μ はそれぞれ流体相の密度($=1.0\text{g}/\text{cm}^3$)、粘性係数($=0.01\text{g}/\text{cm s}$)、 g は重

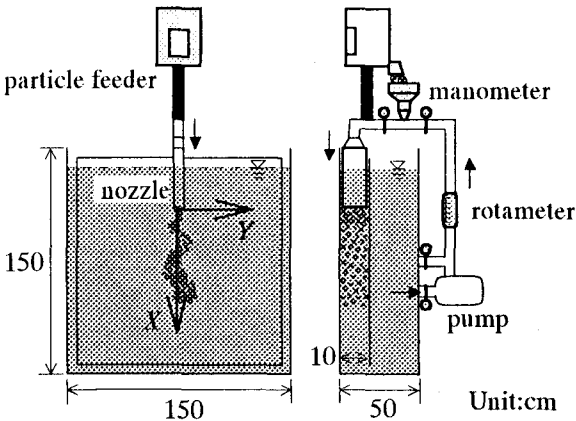


図-1 実験装置の概略図

表-1 ガラスビーズの諸元

Density ρ_p	2.51[g/cm ³]
Diameter d_p	0.12[cm]
Terminal velocity V_t	18.66[cm/s]
Particle Reynolds number	225
Drag coefficient C_D	0.68
Particle constant time τ_p	0.20[s]

力加速度($=980\text{cm}/\text{s}^2$)を表している。上述したように、本実験では、粒子濃度が混相乱流特性に及ぼす影響を見るために、ノズル出口での粒子混入量を $2.40\text{cm}^3/\text{s}$ (caseA)、 $0.73\text{cm}^3/\text{s}$ (caseB)としている。また、比較用として同流量条件下における単相噴流(caseC)を含め、合計3ケースの実験条件を設定している。なお、これらの条件下では、混相乱流変調において重要なパラメータの一つであるKolmogorovのマイクロ長さスケールは、噴流の確立領域では、粒子径よりも小さいことが確認されている。流体相速度の計測に関しては、レーザードップラー流速計を使用しており、サンプリング周波数を1000~5000Hz、データ計測時間を90sとして流体相速度に関する統計量を算出している。

本実験における流体相速度の測定位置は、鉛直二次元固液二相噴流の流下方向特性を明らかにするために、中心軸上において $X=1\text{cm}$ 及び2.5~40.0cmの範囲を2.5cm間隔で設定し(ただし、caseA、Bについては $X=5\sim 40\text{cm}$)、また、横断方向特性を検討するために、 $X=10$ 、30cmの2つの横断面とした。奥行き方向の測定位置に関しては、前面ガラス及び後方仕切り板の影響を極端に受けずに奥行き方向分布の代表的な値を示し、かつ、LDVのデータ取得率を上げるために、水槽に入射するレーザ-光が粒子によりカットされる頻度を少なくす

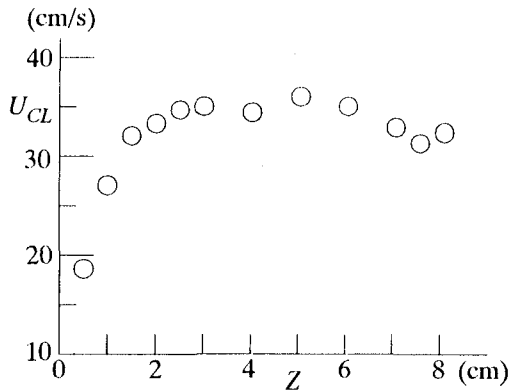


図-2 軸上速度 U_{CL} の奥行き方向分布
($X=5\text{cm}$, caseC の場合)

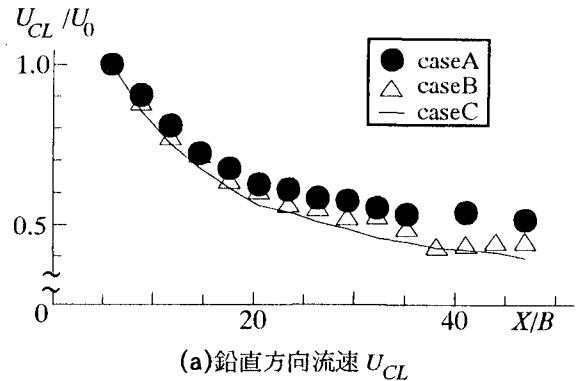
る, という条件を満足するように位置選定を行う必要がある. 図-2 は, 単相流である caseC の場合における $X=5\text{cm}$ で中心軸上の鉛直方向速度 (軸上速度) U_{CL} の奥行き方向分布を示す. 図中の Z は, 前面ガラスからの奥行き方向の長さを表している. これを見ると, 前面ガラス近傍では流速が減速しているものの, $Z=1.5\sim 8.0\text{cm}$ では, ほぼ一様な流速分布になっていることが分かる. また, このようなことは他の実験ケースにおいても確認されていることから, 本研究では, $Z=2.0\text{cm}$ において流体相速度の測定を行うこととした.

3. 実験結果と考察

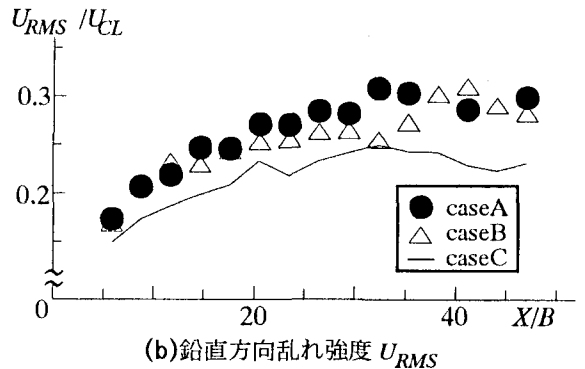
(1) 平均流速と乱れ強度の流下方向特性

まず, 流れ場の全体的な特性を把握するために, 中心軸上における各種統計量の流下方向特性を図-3 に示す. 図-3 (a) は, 鉛直下向きの流体相速度の流下方向分布を示しており, 図中の横軸は, ノズル出口からの流下距離 X をノズル幅 B で無次元化したもの, 縦軸は各点における鉛直方向平均流速 U_{CL} を $X=5\text{cm}$ での流速 U_0 で無次元化したものである. これを見ると, ノズル近傍では, 各ケースの結果に有意な違いが見られないが, ノズル遠方では, 粒子の存在に伴う浮力に起因して, 粒子混入量の増加とともに軸上流速が大きくなっていることが分かる. なお, 単相流の caseC における軸上流速は, ノズルからの流下距離の $-1/2$ 乗に比例して減少していることが確認されており, 既存の理論¹⁹⁾と一致している.

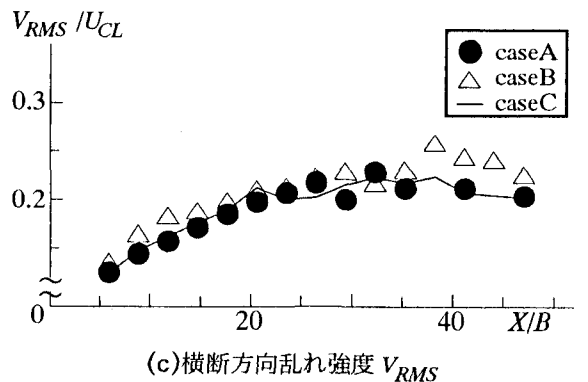
図-3 (b), (c) は, 乱れ強度の鉛直方向成分 U_{RMS} 及び横断方向成分 V_{RMS} の流下方向分布をそれぞれ示している. 各図中の縦軸は乱れ強度を各点における軸上速度 U_{CL} で無次元化したものを表している. まず, 図-3 (b) に示されている鉛



(a) 鉛直方向流速 U_{CL}



(b) 鉛直方向乱れ強度 U_{RMS}



(c) 横断方向乱れ強度 V_{RMS}

図-3 各種統計量の流下方向特性

直方向乱れ強度に着目してみると, 粒子が混入している caseA や caseB における鉛直方向乱れ強度は, 単相流の caseC よりも大きく, その差は流下距離とともに増大する傾向にあることが分かる. また, 固液二相流の二ケースを比較すると, 粒子混入量が相対的に大きい caseA の方が caseB よりも全般的に大きくなる結果を示していることが分かる. それに対して, 横断方向乱れ強度に関しては, 粒子混入量が相対的に小さい caseB は単相流の caseC よりも全般的に大きいものの, 粒子混入量が相対的に大きい caseA については, 単相流と同程度かそれよりやや小さい値を示していることが分かる. また, 流体の乱れの非等方性に関しては, 粒子混入量とともに増大しており, このような傾向は, Sun & Faeth による気液二相軸対称噴流の実験結果²⁰⁾と一致している. 以上のことが

ら，粒子混入量の変化に伴って，基本的な乱流統計量である鉛直方向及び横断方向の乱れ強度分布に違いが生じており，粒子濃度が混相乱流特性に多大な影響を与えていることが分かる．

(2) 平均流速と乱れ強度の横断方向特性

次に，流れ場の横断方向特性を調べるために，各種統計量の横断分布を図-4に示す．ここでは，各実験ケースの違いが現れている，噴流の確立領域に位置する $X=30\text{cm}$ の断面に関する結果を示している．各図中の横軸は，中心軸上からの横断方向距離 Y を流体相速度の半値半幅 Y_h で無次元化したもの，縦軸は，各量を横断面内の軸上速度 U_{CL} で無次元化したものをそれぞれ表している．まず，図-4(a)に示されている無次元化された鉛直方向流速の横断分布を見てみると，どのケースとも概ね一致しており，通常の jet や plume で見られるガウス型分布¹⁹⁾になっていることが分かる．

図-4(b)に示されている無次元鉛直方向乱れ強度に着目すると，単相流の caseC の場合には， $Y/Y_h=0.7$ 近傍でピークを有するような分布になっており，既存の jet に関する実験結果¹⁹⁾と比べると概ね一致している．それに対して，固液二相流の両ケースとも，全般的に単相流よりも大きな値を有しているものの，分布パターンそのものが大きく変化していることが分かる．すなわち，粒子混入量が相対的に小さい caseB では，単相流と類似して，中心軸より少し離れた $Y/Y_h=0.8$ 近傍においてピークを持つものに対して，粒子混入量が相対的に大きい caseA では，中心軸上にピークを有するような分布パターンになっていることが分かる．また，図-4(c)に示されている無次元横断方向乱れ強度に関しては，各ケースとも，中心軸近傍ではそれほど大きな違いは見受けられないが，中心軸より離れた $Y/Y_h > 1.5$ では固液二相流の方が単相流よりも大きくなっていることが分かる．また，乱れの非等方性に着目してみると，鉛直方向乱れ強度分布に対応して，粒子混入量の大きい caseA では中心軸近傍で，caseB では $Y/Y_h=0.8$ 近傍で，それぞれピークを持つことが分かる．このようなことから，流体相の乱流特性は，粒子混入量の違いにより，流下方向特性にのみならず，その横断方向特性についても大きな違いが生じており，以下では，ここで示された鉛直方向乱れ強度の増加と横断分布パターンの形成メカニズムについて検討した結果を示す．

(3) 粒子混入量の違いに伴う鉛直方向乱れ強度

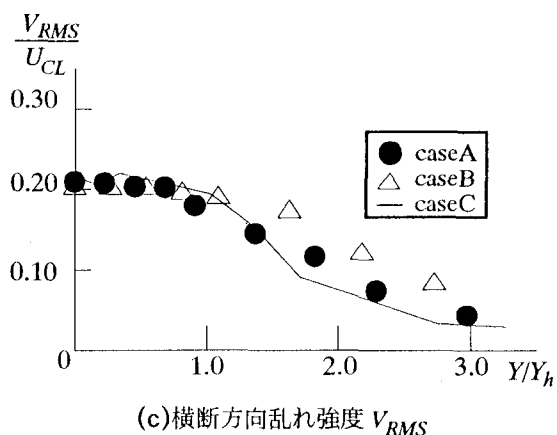
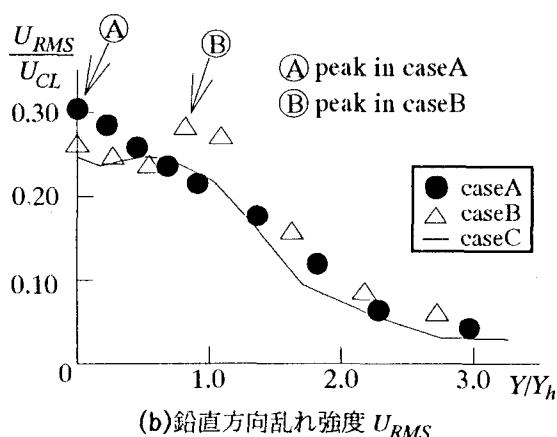
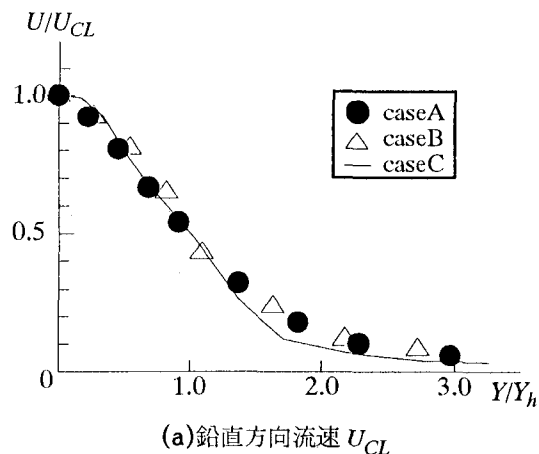


図-4 各種統計量の横断方向分布 ($X=30\text{cm}$)

分布の変化に関する考察

上述されたような乱れ強度の増加および横断方向分布の形成要因を理解するためには，乱れエネルギーの生産に寄与する粒子後流²¹⁾とレイノルズ応力の効果を検討する必要がある．そこで，まず，鉛直方向流体相速度の時系列データの一例を図-5に示す．ここでは $X=30\text{cm}$, $Y=0\text{cm}$ における 5 秒間にわたる流速の時系列データが示されており，図中の U と u' は，鉛直方向流速のそれぞれ時間平均成分と変動成分である．これらを見ると，通常の jet や plume で知られている大規模渦

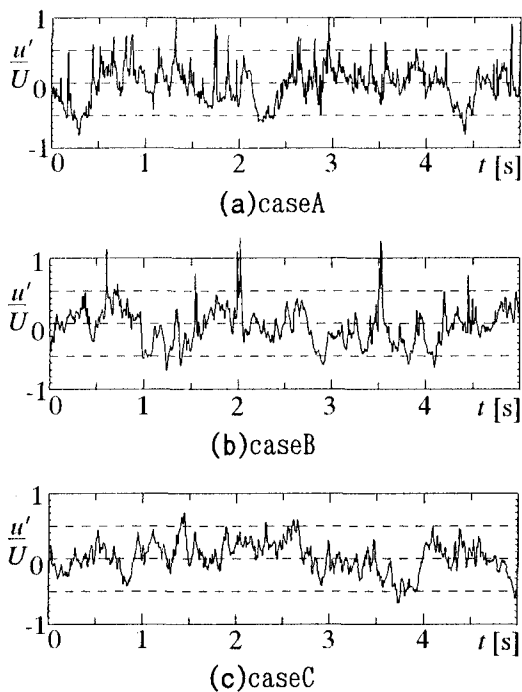


図-5 鉛直方向流速の生波形の一例
($X=30\text{cm}$, $Y=0\text{cm}$)

構造に相当している約 0.5 秒以上の時間スケールの流速変動が各ケースにおいて共通して見られる。しかしながら、固液二相流の caseA と caseB では、単相流の caseC と異なって急激な短周期変動がいくつか現れており、この挙動は粒子混入量が相対的に大きい caseA の方がより頻繁に見られることが分かる。このような短周期変動は、固体粒子の通過に伴って生じる後流の効果を捉えているものと考えられるため^{2,2)}、粒子混入量の大きい caseA の方が顕著になるものと考えられる。

さらに、詳細に乱れの周波数特性を把握するために、図-5 と同一点での鉛直方向乱れの 1 次元エネルギースペクトルを図-6 に示す。図中の横軸は周波数 f を、縦軸は乱れエネルギースペクトル密度 $E(f)$ を軸上速度 U_{CL} の二乗で除したものをそれぞれ表している。これを見ると、まず、粒子混入量の大きい caseA では、単相流と比べて、低周波数領域においてはやや下回るものの、高周波数領域では大幅に上回っていることが分かる。それに対して、粒子混入量の相対的に小さい caseB では、周波数に関係なく全般的に単相流よりも上回っていることが分かる。このようなことから、図-3 (b) で示しているような粒子混入による鉛直方向乱れ強度の増加に寄与する周波数依存性が、粒子混入量により大きく変化していることが分かる。また、固液二相流の caseA と caseB における高周波数領域でのエネルギーの増加は、図-5 の

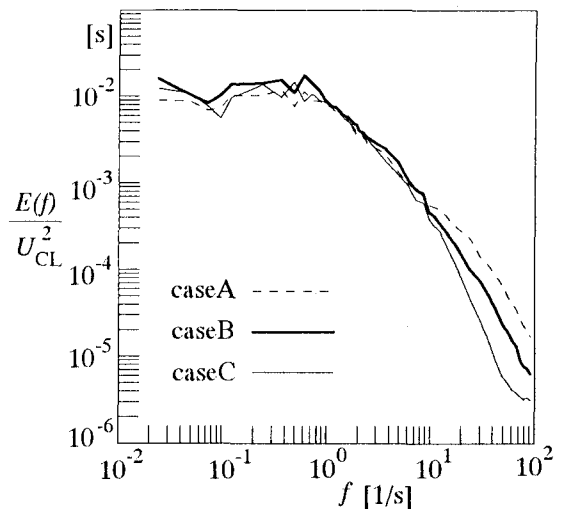


図-6 鉛直方向乱れの一次元スペクトル分布
($X=30\text{cm}$, $Y=0\text{cm}$)

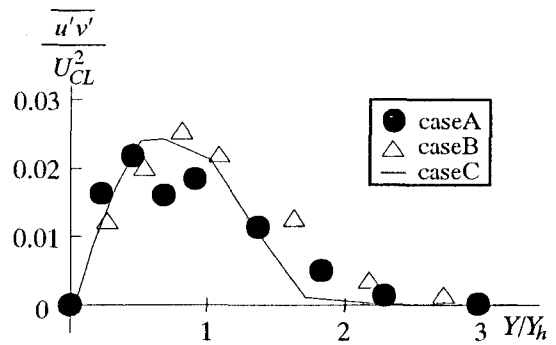


図-7 レイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の横断分布
($X=30\text{cm}$)

鉛直方向流速生波形に見られる急激な短周期変動分の増加に対応しているが、このような高周波数領域での広い範囲にわたっての乱れエネルギーの増加は、主として、粒子後流に起因するものと考えられる。すなわち、粒子後流はその空間スケールから考えて高周波変動を引き起こすが、粒子がランダムに LDV の測定体積を通過することから、高周波数領域全般にわたってスペクトル密度が増加するものと考えられる。

次に、 $X=30\text{cm}$ における軸上速度 U_{CL} で無次元化されたレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ の横断分布を図-7 に示す。これを見ると、粒子混入量が相対的に小さい caseB では、乱れ強度と同様に単相流の caseC よりも大きな値を示しているのに対して、粒子混入量の大きい caseA に関しては、単相流と比べて、全般的には同程度かやや下回る傾向にあることが分かる。レイノルズ応力による乱れエネルギー生産は、通常、低周波数領域で生じることから、図-6 に示されている乱れエネルギースペクトル密度 $E(f)$ の低周波数領域での増減は、このレイノルズ応力の増減によるものと考えられる。

以上のことから、粒子混入量の大きい caseA では、無次元レイノルズ応力が单相流での値よりも減少し、粒子後流の影響が卓越していることから、鉛直方向乱れ強度の増加には、粒子後流による寄与が大きいものと考えられる。粒子後流の影響は粒子濃度とともに顕著になることから、caseA における鉛直方向乱れ強度の横断分布は、粒子濃度が相対的に高いと思われる中心軸上にピークを持つ分布形になると考えられる。それに対して、粒子混入量の小さい caseB では、無次元レイノルズ応力が増加し、粒子後流の効果も存在するため、この二つの影響により鉛直方向乱れ強度は増加すると考えられる。しかしながら、横断面分布におけるレイノルズ応力と鉛直方向乱れ強度のピーク位置がほぼ一致していることから、caseB の鉛直方向乱れ強度の増加には、乱れエネルギー生産に対するレイノルズ応力による寄与が相対的に顕著になっているものと考えられる。

4. 結論

本研究では、鉛直二次元固液二相噴流に関する室内実験を行い、粒子径を一定として、ノズルからの粒子混入量を2種類変化させることにより、従来まで十分把握されていない、粒子濃度が混相乱流特性に及ぼす効果について検討を行うことを試みた。その結果、鉛直方向乱れ強度の大きさや横断方向分布パターン、乱れのエネルギースペクトル特性が、粒子混入量により大きく変化することを示すと同時に、それらの違いが、粒子後流とレイノルズ応力による乱れの生産に関する相対関係により大きな影響を受けることを明らかにした。今後は、この流れ場に対して、著者らが提案している GAL-LES モデルを適用し、GAL-LES モデルの妥当性や有効性を検証するとともに、この数値計算に基づいて、粒子濃度の乱流特性を大きく特徴づけている大規模渦構造に及ぼす効果について検討する予定である。

参考文献

- 1) Tsuji, Y., Morikawa, Y. and Shiomi, H.: LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe, *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, pp.417-434, 1984.
- 2) Kulick, J. D., Fessler, J. R. and Eaton, J. K.: Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp.109-134, 1994.
- 3) 菱田公一, 半澤 陽, 榊原 潤, 佐藤洋平, 前田昌信: 固液二相矩形管内流の乱流構造 (第1報, DPIV による流れ場の測定), 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 593, pp.18-25, 1996.
- 4) Squires, K. D. and Eaton, J. K.: Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence, *Phys. Fluids A*, Vol. 2, No. 7, pp.1191-1203, 1990.
- 5) Elghobashi, S. and Truesdell, G. C.: On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles, I: Turbulence modification, *Phys. Fluids A*, Vol. 5, No. 7, pp.1790-1801, 1993.
- 6) Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T. W.: A two-equation turbulence model for two-phase flows, *Phys. Fluid*, Vol.26, No. 4, pp.931-938, 1983.
- 7) Chen, C. P. and Wood, P. E.: A turbulence closure model for dilute gas-particle flows, *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 63, pp.349-360, 1985.
- 8) Yokomine, T., Shimizu, A., Kawamura, H. and Hasegawa S.: Realistic modeling of turbulence modulations in $k-\varepsilon$ equations for gas-solid flows, *ASME FED-Vol.180*, pp.301-306, 1994.
- 9) 佐藤洋平, 菱田公一: 固液二相矩形管内流の乱流構造 (第2報, 2スケール二相乱流モデル), 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 62, No. 593, pp.26-33, 1996.
- 10) Ebert, F. and Dehning, C.: Large eddy simulation of turbulent channel flow of dilute suspensions, *Proc. 6th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, pp.230-249, 1992.
- 11) Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T. and Tsuji, Y.: Effects of particle-to-particle collision in gas-solid flow simulated in a two-dimensional channel, 混相流シンポジウム, Vol. 13, pp.333-336, 1994.
- 12) Nadaoka, K., Nihei, Y. and Yagi, H.: A new framework for LES modeling of solid-fluid phase turbulent flow —A mixed Euler-Lagrangian approach—, *Proc. 2nd Int. Conf. Multiphase Flow'95-KYOTO*, Vol. 2, pp.p3-71-74, 1995.
- 13) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 八木 宏: 新しい固相モデルに基づく固体—流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-24, pp.61-73, 1996.
- 14) 二瓶泰雄, 灘岡和夫: 粒子混入に伴う乱流変動問題に関する数値的検討, 混相流シンポジウム, Vol. 14, pp.120-123, 1995.
- 15) 二瓶泰雄, 灘岡和夫: Bubble Plume の大規模渦構造に関する数値シミュレーション, 水工学論文集, Vol.40, pp.637-642, 1996.
- 16) 二瓶泰雄, 灘岡和夫: GAL-LES モデルに基づく連続成層中の Bubble Plume に関する数値解析, 海岸工学論文集, Vol. 43, No. 2, pp.1136-1140, 1996.
- 17) Nihei, Y., Nadaoka, K. and Yagi, H.: Large-eddy computation of horizontal fluidized bed by a new multiphase LES, *Coastal Dynamics'97*, ASCE. (in press)
- 18) Gore, R. A. and Crowe, C. T.: Effect of particle size on modulating turbulent intensity, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 2, pp.279-285, 1989.
- 19) Rajaratnam, N. (野村安正訳): 噴流, 森北出版, 1981.
- 20) Sun, T-Y. and Faeth, G. M.: Structure of turbulent bubbly jets —I. Methods and centerline properties, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 12, No. 1, pp.99-114, 1986.
- 21) Parthasarathy, R. N. and Faeth, G. M.: Turbulence modulation in homogeneous dilute particle-laden flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 220, pp.485-514, 1990.
- 22) 玉井昌宏, 下屋陽八郎, 村岡浩爾: 粒子ブルームの乱流特性に関する実験的研究, 水工学論文集, Vol. 37, pp.433-438, 1993.

(1997.9.30 受付)