

# 分散系二相乱流中の粒子による乱流構造変化

学籍番号 80021278 井上 拓 指導教員 菱田 公一 教授

## 1. 緒言

流体中に微細な粒子群が混在する分散系二相乱流では、両相間の運動量交換により分散相である固体粒子群が拡散すると同時に連続相の乱流構造に変化が生じることが知られている。これまでの研究により乱流構造変化を支配する要因としては、粒子スケールと乱流特性スケールとの比が重要な役割を果たすことが示された。すなわち乱流特性スケールよりも小さい粒子は乱流を抑制し、大きな粒子は乱流を促進する。乱流構造変化に寄与するさらなる要因として、Sato ら<sup>1)</sup>は PIV を用いたチャンネル内固液二相乱流の計測を行い、粒子の介在により乱流中のスケール間エネルギー輸送過程に変化が生じることを明らかにした。

一方、これまで行われてきた分散系二相乱流に関するシミュレーションでは、粒子から流体への運動量の輸送に関して主に運動量の保存に着目しており、粒子により生成される乱流エネルギーに関しては注意が払われてこなかった。

そこで本研究では、二相乱流中での粒子から流体への運動量輸送に関して運動量と同時に粒子による乱流エネルギーの生成量を考慮した新たなモデル化を行う。そのモデルを用いた計算結果より特に乱流エネルギーに注目して粒子による乱流構造変化のメカニズムについて検討を行う。

## 2. 数値計算手法

本研究では Sato らの実験と同様の条件について解析を行った。解析は連続相についてはオイラー的手法を、分散粒子群については各粒子を追跡するラグランジュ的手法を用いた。計算領域の概略を Figure 1 に、流れ場の主な条件を Table 1 に示す。格子点数は流れ方向、壁面垂直方向、スパン方向について  $63 \times 48 \times 63$  とし、LES による解析を行った。SGS 応力の評価には 1 方程式型渦粘性モデルを用いた。

分散粒子の運動は個々の粒子について、瞬時に働く抗力を時間積分することによりその運動を追跡する手法を用いた。粒子に関する諸条件を Table 2 に示す。粒子は周囲流体よりも密度が大きく、流れ場が下降流であるため、粒子の添加により流体は加速される。この時、流路中心での平均流速が実験による観察結果と一致するよう流体に加える駆動力を調整した。

## 3. 両相間運動量交換のモデル化

本研究では粒子から流体への運動量の輸送に関して、新たなモデルを提案し適用した。従来使われてきた方法では、粒子が流体に及ぼす影響は粒子が受ける力の反力を粒子近傍の 8 つの流体側格子点に分配する形で表現される。この手法では両相間で輸送される運動量の総量については正しく評価できるが、粒子により生じられる流れによる乱流エネルギーの生成量に関しては適切な評価ができない。さらに輸送されるエネルギーの空間スペクトルは物理的な意味を持たない計算格子の間隔によって決定される。これらの問題を解決する方法として、本研究では両相間の運動量交換の空間分布を表現するために次式の分布関数  $w(\delta)$  を導入した。

$$w(\delta) = w_1(\delta_1) \cdot w_2(\delta_2) \cdot w_3(\delta_3) \quad (1)$$

ここで  $w_i(\delta_i)$  は以下の式で表される。

$$w_i(\delta_i) = \frac{1 - \alpha \left( \frac{\delta_i}{\sigma_i} \right)^2}{(1 - \alpha) \sqrt{2\pi} \sigma_i} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\delta_i}{\sigma_i} \right)^2} \quad (2)$$

Table 1. Fluid flow parameters (water @30°C)

channel width	$h$	30 mm
centerline mean velocity	$\langle u_{s,c} \rangle$	155 mm/s
Reynolds number	$Re$	5800
Kolmogorov length scale	$\eta$	250 $\mu\text{m}$

Table 2. Particle properties (glass)

diameter	$d_p$	396.4 $\mu\text{m}$
density	$\rho_p$	2590 $\text{kg/m}^3$
volumetric fraction	$\phi_v$	$3.32 \times 10^{-4}$

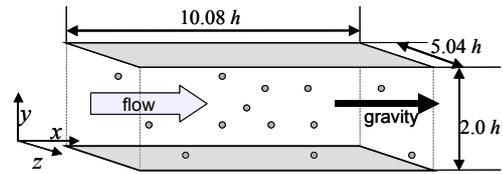


Figure 1. Schematic of computational domain.

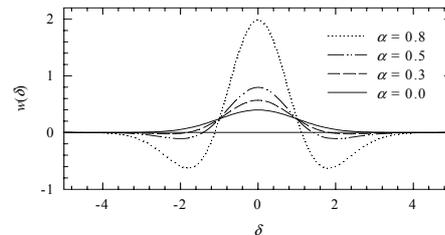


Figure 2. Profiles of weighted function with various values of  $\alpha$  ( $\sigma=1.0$ ).

(2)式において  $\delta_i$  は粒子と格子点間の距離の  $i$  方向成分、 $\sigma$  は分布関数の広がり示すパラメータ、 $\alpha$  は関数形状を決定するパラメータであり、 $0 < \alpha \leq 1$  の値を取る。Figure 2 に  $\alpha$  を変えた際の  $w_i(\delta_i)$  の形状を示す。 $\alpha=0$  では正規分布となり、 $\alpha$  が 1 に近づくにつれて負のループを持つ形状となる。この負のループを持つことで運動量の保存と同時に粒子により生成される運動エネルギーを表現することが可能となる。(2)式  $w_i(\delta_i)$  は、 $\alpha, \sigma$  の値によらず全面積を積分すると 1.0 となる。この関係により粒子から輸送される運動量が常に保存されることが保証される。

分布関数に含まれるパラメータ  $\alpha, \sigma$  は、静止流体中で相対速度を持って運動する粒子周囲の流れ場を、直接計算<sup>2)</sup>により詳細に解析しモデル化を行った。粒子により生じられる流体運動の代表スケールを表す  $\sigma$  は粒径および粒子レイノルズ数により決定され、分布関数の形状を通して粒子により生成される乱流エネルギーの大きさを表す  $\alpha$  は粒子レイノルズ数のみの関数として決定される。

## 4. 結果および考察

Figure 3 にスケール間エネルギー輸送率  $\Pi_{T_3}$  のある瞬時の空間分布を、本モデルおよび従来の手法を用いた場合について示す。この値が正になる領域では大きな渦が持つエネルギーが小さな渦に輸送されている。本モデルを用いた場合には粒子周辺に強いスケール間エネルギー輸送が生じており、これは Sato らの実験により観察された現象と同様である。一方、従来の手法では粒子の存在によりエネルギー輸送に明確な変化は見られない。このことより本手法は粒子周りのスケール間エネルギー輸送現象について、従来の手法よりも良い再現性を持つと言える。

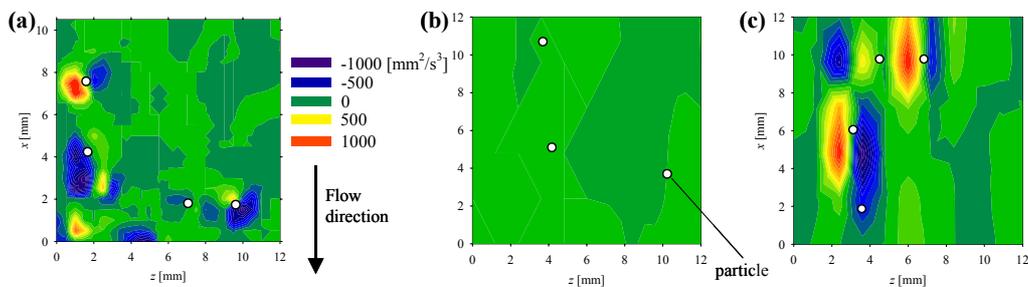


Figure 3. Contour plots of the energy flux to small scale, computed with the gaussian filter of width  $\Delta$ . (a) experiment data with  $\Delta d_p=5.0$  ( $\Delta=2.0\text{mm}$ ) (b) using conventional method with  $\Delta d_p=6.0$  ( $\Delta=2.4\text{mm}$ ) (c) using present model  $\Delta d_p=5.0$  ( $\Delta=2.4\text{mm}$ )

さらに統計量における乱流構造の変化について、Figure 4 に流れ方向および壁面垂直方向変動速度分布を示す。本モデルを用いることで流路中心での流れ方向変動速度が大幅に増加する一方、壁面垂直方向の変動速度は大きく変化せず、実験的に観察される乱流促進と同じ傾向を示した。

Figure 3 に示したように、微細スケールでのエネルギー輸送過程が妥当に表現されたことで、結果として統計量も実験と同じ傾向を示したと考えられる。

粒子の介在が乱流エネルギーの収支に及ぼす影響を見るために、流れ方向、壁面垂直方向変動速度の収支を Figure 5 に示す。粒子による乱流エネルギーの直接生成項(图中 particles と表記)はほぼ流れ方向の乱流強度のみを生成し、これが再配分項により他の成分に変換されている事が確認される。また、粒子による生成項と一致した大きさで消散項が増加していることから、粒子により生成されたエネルギーはその場で散逸する局所平衡が成り立っている。

Figure 5 より明らかなように、粒子は乱流の主に重力の方向である主流方向にエネルギーを与え、壁面垂直方向の変動速度にも再配分項の増大により、単相時よりも多くの生成が生じている。しかし、壁面垂直方向の変動速度は Figure 4 に示したように粒子の添加によって増加していない。この原因を明らかにするために Figure 6 に壁面垂直方向変動速度の空間スペクトルを示す。粒子の添加により小さなスケール(グラフ右側)の乱流強度が増加している一方で、大きなスケールでは乱流強度が減少している。これは粒子により小さいスケールの渦に多くのエネルギーが与えられたことで、乱流構造がより散逸的に変化し、単相時よりも多くのエネルギーが大スケールから小スケールへと輸送されるようになったためと考えられる。このように、粒子はその粒径および相対速度に応じたスケールの乱れを生起することで周囲乱流のスケールとの比に応じて乱流の強度を増加、減少させる事が明らかとなった。

## 5. 結言

分散系二相乱流中での粒子から流体への運動量輸送に関して、運動量と同時に粒子により生成される乱流エネルギーに注目し新たな両相間運動量交換モデルを提案した。そのモデルを用いた解析結果より、粒子による乱流構造変化について以下に示す知見を得た。

乱流中の微小粒子は粒径および周囲流との相対速度に応じたスケールで乱れを生起し、そのスケールにおける乱流エネルギーを増大させる。その結果、大スケールからの乱流エネルギーのスケール間輸送が盛んになることによって、乱流全体が散逸的になり乱流エネルギーの生成が増加するにもかかわらず、乱流強度が減少するという現象が生じ得る。この粒子により生成される乱れのスケールと乱流のスケールの比が乱流構造変化を考える上で支配的な要因となる。

## 参考文献

- 1) Sato, Y. et al., 2001, *Turbulence and Shear Flow Phenomena 2*, vol. I, pp 295 – 300.
- 2) 瀧口ら, 2000, 機論 66-648 B, pp 1998 – 2005.

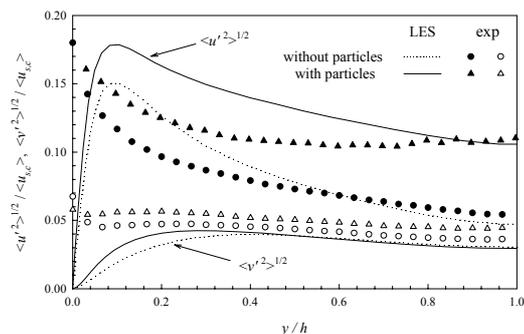


Figure 4. Streamwise and wall-normal fluctuation velocity profiles of fluid flow in the presence of particles.

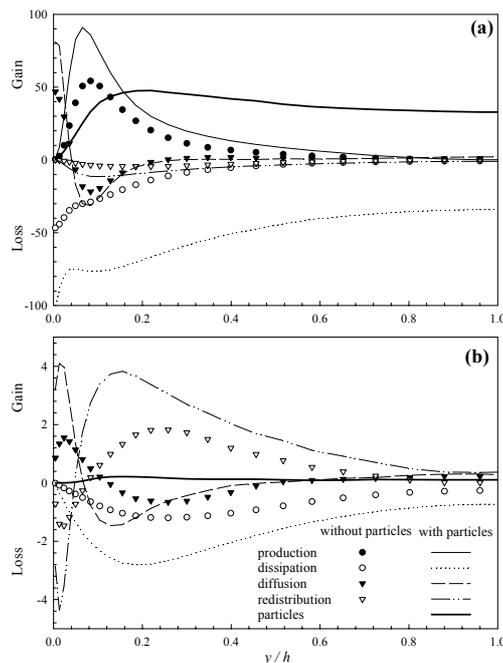


Figure 5. Fluctuation velocity budget; (a) budget of streamwise fluctuation velocity  $\langle u'u' \rangle$ , (b) budget of wall-normal fluctuation velocity  $\langle v'v' \rangle$ .

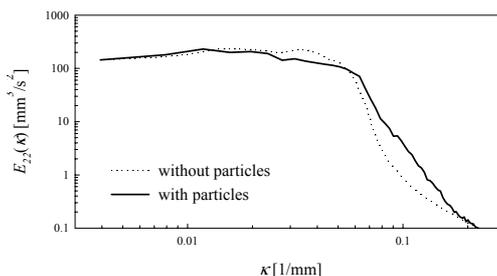


Figure 6. Streamwise spatial spectra of wall-normal fluctuation velocity at channel centerline.