

研 究 解 説

固気混相乱流における粒子の数密度分布と乱れの空間構造

Turbulence Structure and Particle Distribution of Particle-Laden Turbulent Flow

雷 康 斌*・谷 口 伸 行**・小 林 敏 雄***

Kangbin LEI, Nobuyuki TANIGUCHI and Toshio KOBAYASHI

近年、固気混相流の分野において乱流変調問題や乱流中の粒子運動に対して乱流数値解析法を適用するシミュレーションが盛んになされるようになってきた。特に連続相の解析には非定常、高レイノルズ数の乱流場に対して有効なラージ・エディ・シミュレーション (LES) を、分散相の解析には個々粒子の動きを決定するラグランジュ 追跡法を用いる手法が脚光を浴びている。本報では、著者らの提案したダイナミック Random Walk SGS モデルを用いて、さらに粒子間の衝突を考慮する決定論的 DNS 手法を加えて LES 解析を行い、粒子ストークス数と粒子空間分布の相関、乱流の SGS 成分の固体粒子密度への影響、および粒子の衝突による粒子群の形成などについて計算結果の可視化により調べた結果を述べる。

1. 緒 言

乱流による固体粒子の混合や拡散は様々な工学分野で興味を持たれており、また流体力学の基礎的課題としても物理的に興味深い対象でもある。これまでに、乱流中の粒子は単にランダムに分散するのではなく、渦度が小さく歪み速度が大きい領域に集中するというように、乱れ構造を反映して固体粒子濃度むらを形成するいわゆる Preferential Concentration を生じることが、数値シミュレーション^{1,2,3)}や、実験観測⁴⁾によって示されている。Squires & Eaton の一様等方性乱流の DNS¹⁾ および Fessler らの一様乱流と見なせるチャンネル流路中央付近の観測実験⁴⁾ はともに、コルモゴロフ時間スケールに基づくストークス数が 1 のオーダーである時、粒子はもっとも極端な濃度むらを形成することを示している。壁乱流においては Rousson & Eaton の DNS²⁾ や Wang & Squires の LES³⁾ による粒子間衝突を考慮しない One Way Coupling で行った計算で得られた結果では、壁面近傍において粒子は流体低速ストリークに集まる傾向があることを報告されている。また、Fessler らによる実験⁴⁾ ではチャンネル中央付近において特定の粒子がスパン方向に長い分布をもって集ることが観測されている。

著者らは^{5~18)} これまでに固気混相乱流 LES の定式化を

目的として、粒子 SGS 成分のカップリングを考慮する乱流変調ダイナミック SGS モデル^{7,11)} と乱流 SGS 成分のカップリングを考慮する粒子拡散ダイナミック Random Walk SGS モデル^{13,18)} を提案し、さらに粒子間衝突も考慮した Full Way Coupling 計算手法^{5,6)} を開発した。この手法を垂直チャンネル内の固気混相乱流に適用して、粒子の乱流拡散や乱流の粒子運動による変調を相互の GS 成分、SGS 成分及び粒子間衝突の影響などについて報告した。そこでは、乱流の組織構造と粒子分布の相関、特に粒子緩和時間と乱流渦の特性時間との相関が、粒子群クラスタの形成にどのような依存性があるかということに興味が残されている。そこで、本研究では乱流渦の特性時間としてレイノルズ数 180 と 644 のチャンネル乱流を、固体粒子としては Fessler ら⁴⁾ と同じ種類粒子のストークス数のものを用いて行った計算結果を可視化し、また粒子統計分布を用いて検討する。粒子分布に関する計算は粒子の流体への Feedback を無視して行った。ただし、粒子分布に対して乱流の SGS 成分や粒子間衝突の影響をも考察した。

2. 計算手法および計算条件

気体相の計算については、ダイナミック Smagorinsky SGS モデルを用いてチャンネル乱流の LES 計算を行った。計算領域、格子解像度、混入粒子数、離散化手法および境界条件や初期条件などについて、レイノルズ数 180 の場合は文献⁷⁾ と同じに、レイノルズ数 644 の場合は文献¹³⁾ と

*東京大学生産技術研究所 人間・社会大部門

**東京大学情報基盤センター

***東京大学生産技術研究所 情報・システム大部門

同じである。計算5ケースの粒子直径、緩和時間およびストークス数などを無次元化して各々表1、表2に示す。また、LESにおける乱流GS成分、SGS成分および粒子間衝突による計算ケースを表3に示す。

3. 計算結果および考察

3.1 粒子の平均数密度分布

レイノルズ数180の場合、乱流SGS成分を無視する粒

Table 1 Particle calculation parameters at Re=180

Case	7 μm Lycopodium	28 μm Lycopodium	50 μm Glass	70 μm Copper
$d_p^* = d_p / \delta$	0.00035	0.0014	0.0025	0.0035
$d_p^+ = d_p^* \text{Re}_\tau$	0.063	0.252	0.45	0.63
$\tau_p^* = \frac{\tau_p}{\delta / u_\tau}$	0.003	0.048	0.65	4.50
$\tau_p^+ = \tau_p^* \text{Re}_\tau$	0.54	8.6	117	810
$St_k = \tau_p / \tau_k$	0.048	0.60	8.1	56
$\tau_p (ms)$	0.11	1.7	19	130
$\rho_p (Kg/m^3)$	700		2500	8800
$\tau_k (ms)$	$\tau_k \cong \delta / U_{cl} = 2.3$			

Table 2 Particle calculation parameters at Re=644

Case	2 μm Lycopodium	7 μm Lycopodium	28 μm Lycopodium	50 μm Glass	70 μm Copper
d_p^*	0.0001	0.00035	0.0014	0.0025	0.0035
d_p^+	0.0644	0.2254	0.9016	1.61	2.254
τ_p^*	0.0002	0.0025	0.042	0.4655	3.185
τ_p^+	0.13	1.6	27	300	2050
τ_p	0.009	0.11	1.7	19	130
St_k	0.0046	0.056	0.89	10	70
τ_k	$\tau_k \cong \delta / U_{cl} = 1.9 (ms)$				

Table 3 Cases of calculation

Case Re 数	GS	GS + SGS	GS + Collision	GS + SGS + Collision
180	◎	◎		
644	◎	◎	◎	◎

Table 4 Frequency of collisions

Case SGS	2 μm Lycopodium	7 μm Lycopodium	28 μm Lycopodium	50 μm Glass	70 μm Copper
Without	0	52	162485 2	1185682	628204
With	14	72	78257	817745	571145

子の数密度平均分布と乱流 SGS 成分を考慮する粒子の数密度分布を図 1, 図 2 に示す. 両方ともストークス数の大きい Copper, Glass, $28\ \mu\text{m}$ Locopodium 粒子が壁へ集積する傾向にあり, 粒子の数密度ピーク値が壁面にある. 特にコルモゴルフ時間スケールに基づくストークス数 1 のオーダーである Glass 粒子が最高の集積度を示している. SGS 成分を無視する場合, ストークス数の小さい $7\ \mu\text{m}$ Locopodium 粒子はチャンネルにわたって均一な分布を呈し, むしろ壁近傍において数密度がわずかに減少する傾向も見られる. 乱流渦の SGS 成分から固体粒子分布に与える影響を考慮するとこの傾向が緩和される. すなわち, 乱流の SGS 成分から固体粒子の数密度分布に与える影響はストークス数の大きな粒子に対してその数密度ピーク値を減少するが, 逆にストークス数の小さい $7\ \mu\text{m}$ Locopodium 粒子に対しては, 壁付近で粒子数密度を高める.

レイノルズ数 644 の粒子の平均数密度分布について, 乱流 SGS 成分を考慮する場合しない場合の比較を図 3, 図 4 に示す. 乱流 SGS 成分から粒子分布への影響は定性的にレイノルズ数 180 の場合と同じであるが, 乱流時間スケールが違うため, 壁付近の粒子数密度の最高集積は低レイノルズ数の場合の Glass 粒子ではなく, $28\ \mu\text{m}$ Locopodium 粒子で見られる. しかし, 流れ場のコルモゴルフ時間スケールに基づく粒子ストークス数から考察すると, レイノルズ

数 644 の場合の $28\ \mu\text{m}$ Locopodium 粒子のストークス数が 1 に近いことが分かる. つまり, 流れ場の種類 (一様乱流またはせん断乱流) やレイノルズ数に係わらず, 粒子の緩和時間は流れ場の特性時間スケールとしてのコルモゴルフ時間スケールに基づくストークス数が 1 のオーダーである時, 粒子はもっとも極端な濃度むらを形成するとした従来の研究を裏づけている.

図 5 は粒子間衝突を考慮する粒子分布を示す. また図 6 は粒子間衝突に加えて, さらに乱流 SGS 成分も考慮した粒子数密度分布を示す. 粒子間衝突による粒子分布の影響について, 図 3 と図 5 を比較してみると, SGS 成分を無視した場合に緩和時間小さい ($2\ \mu\text{m}$, $7\ \mu\text{m}$ Locopodium) 粒子は

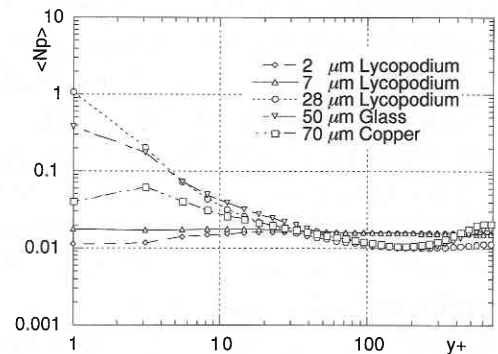


Fig 3 Distribution of particle number density at Re=644 without SGS and without collision.

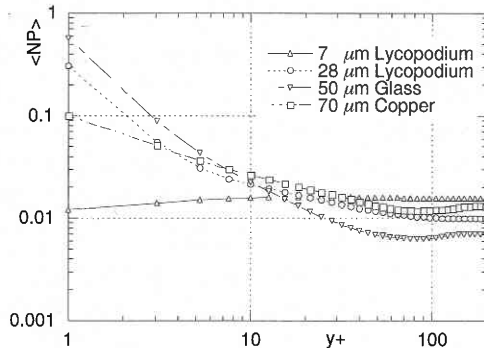


Fig 1 Distribution of particle number density at Re=180 without SGS and without collision.

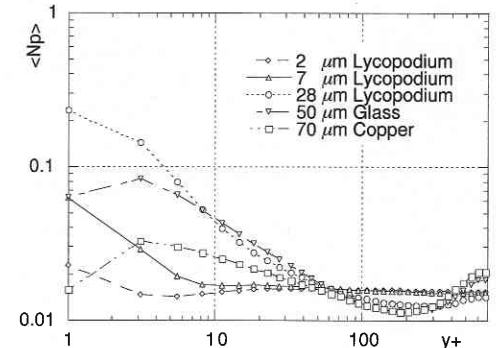


Fig 4 Distribution of particle number density at Re=644 without SGS but without collision.

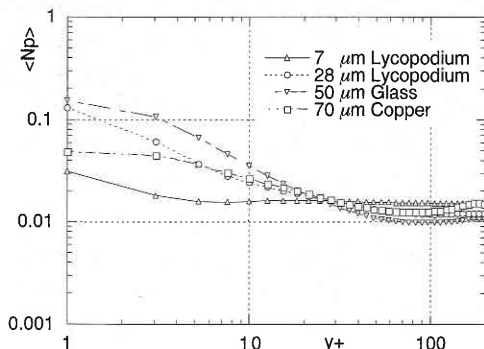


Fig 2 Distribution of particle number density at Re=180 without SGS but without collision.

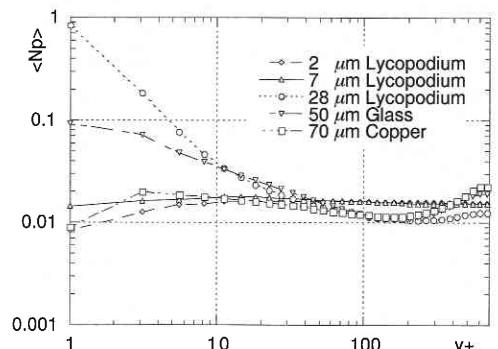


Fig 5 Distribution of particle number density at Re=644 without SGS and with collision.

数密度の分布が均一であるため、粒子間衝突の影響はほとんどないが、緩和時間大きい粒子 (Copper, Glass, 28 μm Locopodium) が壁付近での数密度が局所的に高くなるため、粒子間衝突の効果は数密度ピークを緩和することにある。また図4と図6のSGS成分を考慮した場合、緩和時間大きい (Copper, Glass) 粒子がSGS成分により衝突の効果が弱くなる。しかし、緩和時間小さい (2 μm , 7 μm , 28 μm Locopodium) 粒子はSGS成分による局所的に数密度が高くなっても、数密度分布の粒子間衝突による影響も見られない。つまり、緩和時間の小さい粒子 (2 μm , 7 μm Locopodium) に対しては、粒子数密度の不均一な分布があるにもかかわらず、衝突による影響はほとんどないことから、粒子衝突の効果は局所的な粒子濃度だけではなく、粒子の緩和時間にも支配されることがわかる。また、SGS成分による粒子分布の影響については、粒子衝突を考慮した図4と図6の場合は、粒子衝突を考慮しない図3と図4の場合と同じ傾向であり、SGS成分の粒子分布への影響は粒子の衝突と関係しないこともわかる。普通緩和時間の小さな粒子は流れ場の運動に (流線) 良く沿って追従している。流線は横切ることがないため、流線に沿って運動する粒子も衝突しないと考えられる。

時間進行6万ステップにおける五つケースの粒子衝突頻度の計算値を表4に、また比較する棒グラフを図7に示

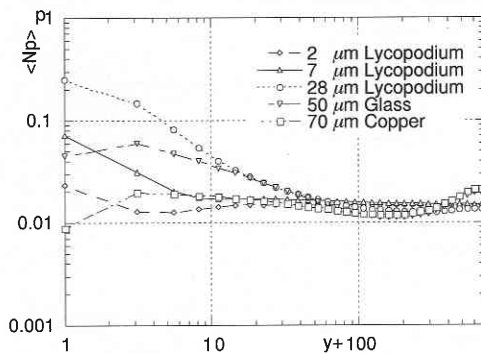


Fig 6 Distribution of particle number density at Re=644 with SGS and with collision.

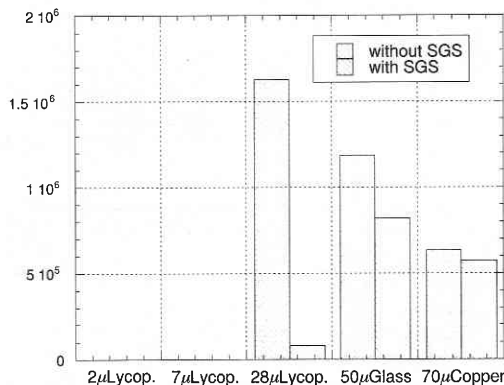


Fig 7 Frequency of particle collisions at Re=644

す。図面からわかるように2 μm , 7 μm Locopodium 粒子は殆んど衝突しない。また、SGS成分を無視する場合、衝突が最も頻繁な7 μm Locopodium 粒子に対して、SGS成分を考慮する場合、衝突の頻度を減少し、またその衝突頻度のピーク値は50 μm Glass 粒子に移り変わる。このことからLESにおけるSGS成分は流れ場の特性時間 (例えばコルモゴロフ時間) に影響を及ぼすことにより緩和時間大きな粒子運動にも大きな影響を与えることを示唆される。Elghobashi¹⁹⁾ は固気混相乱流において混入粒子の体積分率が 10^{-3} 以下であれば粒子間の衝突による影響を無視できることに対して、山本ら²⁰⁾ は乱流中の固体粒子は特定の領域に集積する傾向があるため、たとえ一般的に希薄と考えられているような場合でも粒子間衝突が粒子運動に大きな影響を及ぼすことを指摘されているが、本研究では粒子衝突は局所濃度のみならず、さらに緩和時間にも支配されることを明らかにした。

3.2 粒子の瞬時密度分布と乱流の空間構造

壁面近傍において粒子が流体低速ストリークに集まることやチャンネル中央付近において特定粒子の分布がスパン方向の長い分布形状を持つことを確認するため、Intelligent Light 社のFIELDVIEWを用いて幾つかの計算結果を可視化して観測する。

図8はレイノルズ数180の場合に、壁近傍の間にある28 μm Locopodium, Glass, Copper 粒子との乱流渦度の分布を示す。色は渦度の絶対値を表す。また図9はチャンネル全領域の三次元的な粒子瞬時分布を示す。色は粒子速度の絶対値を表す。図8からはっきりでないがストークス数1に近いLocopodium, Glass 粒子は流れ方向に長いストリーク構造があることが見られる。特に図9に示すように壁近傍の乱流低速ストリークに集まる低速Glass 粒子は流れ方向にクラスタ構造をもつことも確認された。

図10はレイノルズ数644の粒子間衝突を考慮したときの五つ粒子の計算結果を可視化した三次元的な粒子瞬時分布を流れ方向から見た画面である。Fesslerらによる実験⁴⁾ では特定の粒子がチャンネル中央付近において流れ方向ではなく、スパン方向に長い分布構造をもつことが報告されている。しかし、粒子間干渉を考慮しないWang & SquiresのLES³⁾ や Rouson & EatonのDNS²⁾ による計算結果は実験での観測を予測できていない。本研究では図10に示すように粒子緩和時間の増大に従って徐々にスパン方向に粒子むら形成することが見られる。この構造を形成するメカニズムを分析してみると、垂直下向きのチャンネルにおける固体粒子は流体力だけでなく、重力のようなポテンシャルによる力も受けて運動している。この場合に粒子の慣性 (流れへの追従性) とポテンシャルの効果により、固体粒子拡散の性質が決まると考える。ポテンシャルの効果が大きい場合 (粒子緩和時間も大きい) に、固体粒子の軌跡が

流体粒子の軌跡を横切り (Crossing Trajectory), また粒子の速度も速くなる. よってチャンネルの中に囲まれる粒子同士の衝突は粒子の拡散運動を促進し, チャンネルの上から投入した粒子の流下抵抗を増加させる. この効果は粒子数密度と正の相関を持つと考えられ, 密度集積をさらに促進してスパン方向に分布むらを生じると考えられる. つまり, チャンネル中央付近のスパン方向粒子群は乱流の渦構造によるものではなく, 粒子間の衝突に起因するものと推測された. これは田中ら²¹⁾や米村ら²²⁾の非粘性理想流体 (乱流構造がない) の DSMC による粒子間衝突をシミュレーション結果でも裏つけられる.

3.3 乱流構造の粒子運動による変調

図 11 はレイノルズ数 180 の Two Way Coupling による壁

近傍の乱流ストリーク構造の変調を示す. 主流方向の渦度に対して赤は+50, 青は-50 のコンターを表す. 本研究では粒子の密度分布と乱流の空間構造を考察するため, 粒子の流体への Feedback を無視した渦構造を固定することにより調べているが, 実際に垂直下向きのチャンネル乱流の場合に粒子から乱流への Feedback を考慮すると, 粒子運動の引っ張ることにより乱流構造も図 11 のように変化する. よって Two Way Coupling による粒子濃度分布の考察において, 固体粒子が乱流構造の低速ストリークに集中するのではなく, 逆に乱流の高速部に集まることも報告されている²³⁾. このメカニズムとしては単なる粒子運動の引っ張ることにより流体運動を加速するものであり, その効果は区別して議論すべきである.

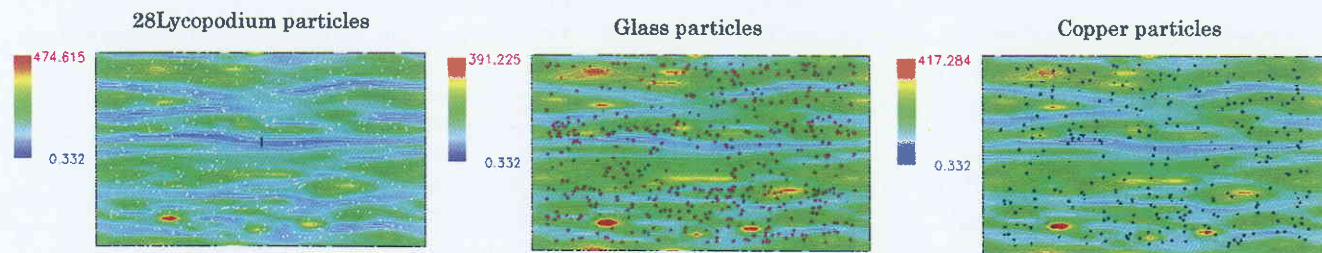


Fig 8 Instantaneous distribution of particles and fluid vortices on the wall-parallel plane. In the near-wall region, at $Re=180$, $y+=0\sim5$.

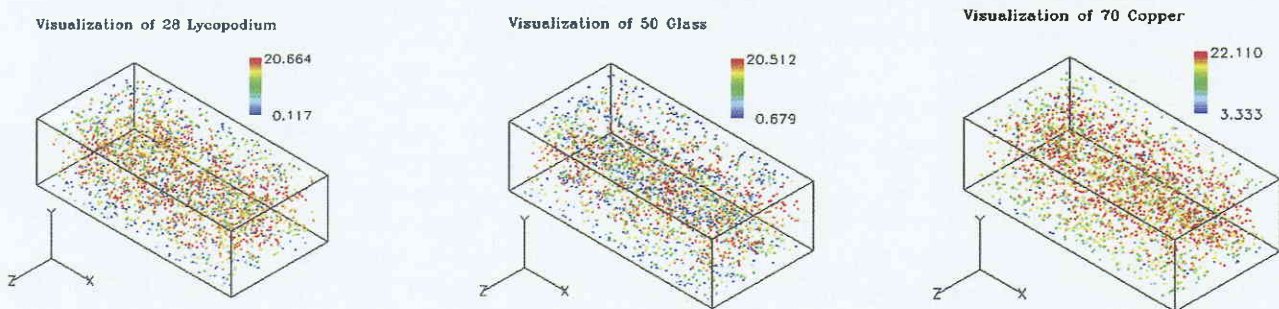


Fig 9 Instantaneous distribution of particles in the vertical channel at $Re=180$.

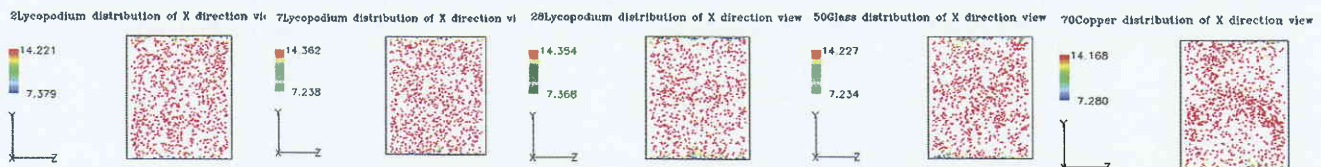


Fig 10 Instantaneous distribution of particles on Y-Z plane, $Re=644$, with particles collisions.

Coherent structure of turbulence in the near-wall Turbulence modification by particles



Fig 11 Contours of stream wise vortices at $Re=180$, red=+50, blue=-50.

4. 結 論

本研究では、レイノルズ数 180 および 644 の垂直下向きチャンネル乱流における緩和時間の 5 種類固体粒子の濃度分布を対象として、著者らの提案したダイナミック Random Walk SGS モデル¹⁸⁾を用いて、さらに粒子間の衝突を考慮する決定論的な DNS 手法¹²⁾を加えて LES 解析を行い、粒子ストークス数と粒子空間分布の相関、乱流の SGS 成分の固体粒子密度への影響、および粒子の衝突による粒子群の形成などについて調べた。その結果、以下のような結論をまとめた。

(1). 流れ場の種類（一様乱流またはせん断乱流）やレイノルズ数に係わらず、粒子の緩和時間は流れ場の特性時間スケールとしてのコルモゴロフ時間スケールに基づくストークス数が 1 のオーダーである時、粒子はもっとも極端な濃度むらを形成し、特に壁近傍の乱流低速ストリークに流れ方向の粒子クラスタ構造があることを計算結果の可視化により確認した。

(2). 乱流の SGS 成分から固体粒子の数密度分布に与える影響はストークス数の大きな粒子に対してその数密度ピーク値を減少して緩和されているが、逆にストークス数の小さい粒子に対して、壁付近ではかえって粒子数密度を高めている。このことから、乱流渦の SGS 成分から固体粒子分布に与える影響は選択的に粒子緩和時間に依存することが示唆される。

(3). 一般的に乱流中の固体粒子は特定の領域に集積するため、たとえ希薄と考えられているような場合でも粒子間衝突が粒子運動に大きな影響を及ぼすことが指摘されているが²⁰⁾、本研究ではさらに、粒子衝突は局所濃度のみならず、緩和時間にも支配されることを明らかにした。つまり、粒子数密度の不均一な分布があるにもかかわらず、緩和時間のある程度小さな粒子は殆んど衝突しないことを数値シミュレーションでも確認した。

(4). チャンネル中央付近のスパン方向粒子群の形成過程

は乱流の渦構造によるものより、むしろ粒子間の衝突に起因するものと推測される。

(2000 年 11 月 14 日受理)

参 考 文 献

- 1) Squires, K.D., Eaton, J.K., Phys. Fluids, A 3 (5), (1991), 1169-1178.
- 2) Rouson, D.W.I., Eaton, J.K., ASME/FED Numerical Methods in Multiphase Flows, 185, (1994), 47-56.
- 3) Wang, Q., Squires, K.D., Phys. Fluids, 8 (5), (1996), 1027-1223.
- 4) Fessler, J.R., Kulick, J.D., Eaton, J.K., Phys. Fluids, 6 (11), (1994), 3742-3749.
- 5) LEI, K., TANIGUCHI, N., KOBAYASHI, T., Submitted to The Second International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, (2001).
- 6) TANIGUCHI, N., LEI, K., KOBAYASHI, T., The Fourth Japan-China Workshop on Turbulent Flows, (2000), 34-35.
- 7) 雷・谷口・小林, 機論, 66-651 B, (2000), 1-8.
- 8) 雷・谷口・小林, 生産研究, 51-1, (1999), 49-52.
- 9) 雷・谷口・小林, 生産研究, 52-1, (2000), 59-62.
- 10) 雷・谷口・小林, 生産研究, 52-4, (2000), 8-11.
- 11) 雷・谷口・小林, 生産研究, 52-4, (2000), 31-34.
- 12) 雷・谷口・小林, 生産研究, 52-8, (2000), 32-35.
- 13) 雷・谷口・小林, 生産研究, 52-11, (2000), 52-55.
- 14) 雷・谷口・小林, 生産研究, 53-1, (2001), 掲載予定.
- 15) 雷・竹中・谷口・小林, 第 12 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (1998), 167-168.
- 16) 雷・谷口・小林, 第 32 回乱流シンポジウム講演論文集, (2000), 335-336.
- 17) 雷・谷口・小林, 日本機械学会 2000 年度年次大会講演論文集, (2000), 7-8.
- 18) 雷・谷口・小林, 第 14 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2000), 発表予定.
- 19) Elghobashi, S., Appl. Sci. Res., 52, (1994), 309-329.
- 20) 山本・Potthoff・田中・梶島・辻, 機論, 65-629 B, (1999), 166-173.
- 21) 田中・門野・辻, 機論, 56-531 B, (1990), 3210-3216.
- 22) 米村・田中・辻, 機論, 61-590 B, (1995), 3671-3678.
- 23) 山本・田中・辻, 機論, 65-634 B, (1999), 1878-1885.