# 固気混相乱流の LES における粒子運動に与える気体 SGS 成分の影響 Effect of Fluid SGS Component on Particle Motion in Large Eddy Simulation of Particle-Laden Turbulent Flows

雷 康斌,東大生産技術研究所,〒153-8505 東京目黒区駒場4-6-1, E-mail: lei@iis.u-tokyo.ac.jp 谷口伸行,東大情報基盤センタ,〒113-8658 東京文京区弥生 2-11-16, E-mail: taniguchi@cc.u-tokyo.ac.jp 小林敏雄,東大生産技術研究所,〒153-8505 東京目黒区駒場4-6-1, E-mail: kobaya@iis.u-tokyo.ac.jp LEI Kangbin, Institute of industrial science, University of Tokyo, 4-6-1 Komaba Meguro-Ku, Tokyo TANIGUCH Nobuyuki, Information technology center, University of Tokyo, 2-11-16 Yayoi Bunkyo-Ku, Tokyo KOBAYASHI Toshio, Institute of industrial science, University of Tokyo, 4-6-1 Komaba Meguro-Ku, Tokyo

In order to study the effect of turbulence sub-grid scale (SGS) component on particle motion, a new model named *Dynamic Random Walk (DRW) SGS Coupling Model* based on *Eulerian-Lagrangian approach* was presented. The advantage of the new model is that the Gaussian statistical distribution and local isotropic properties of turbulence SGS fluctuation magnitude could be parameterized by Germano's (1991) dynamic procedure. Using the present model, Large Eddy Simulation was performed for downward channel flow at Reynolds numbers of 180 that was identical to the DNS done by Rouson & Eaton in 1997. Through comparing of statistical properties of particles dispersion with DNS, the capability and limitation of presented DRW model was verified. Moreover, it was found that turbulence SGS component was strongly associated with particles motion because preferred particles were affected by preferred length scale of the eddy structure around, fluid SGS component is indispensable in calculating particles motion with LES even though the particle Stokes number is high.

## 1.緒言

近年 CFD の分野で固気混相流の数値解析研究が進みつつ ある。特に連続相の解析に非定常、高 Reynolds 数の乱流場 に対する最も有力な Large Eddy Simulation を用いて、分 散相の解析に個々の粒子の動きを決定する Lagrangian Method を用いる手法が脚光を浴びている。ここで LES 数 値解析においては乱流場を直接数値解析する GS (グリッド スケール)成分とそれより小さい SGS (サブグリッドスケ ール)成分に分け、後者の寄与を何らかの SGS モデルで表 す。ところが、Lagrangian Method を用いて個々粒子を追 跡する場合、気体相の流れ場は直接には GS 成分しか与えら れていないため、気体相でモデル化されている SGS 成分か らの影響を如何に固体粒子の運動へ与えるかという問題が 生じる。この問題に対して Armenio & Piomelli(1999)<sup>(1)</sup>は、 DNS による a priori と a posteriori 評価によって、チャネル 乱流における流体 SGS 成分の重い粒子の沈降速度への影響 が無視できないことを報告している。Wang & Squires ら<sup>(2)</sup> は慣性の小さい粒子に対する SGS 変動速度の影響を SGS エ ネルギーの輸送方程式を用いて見積もっているが、SGS 成 分の効果を表現することはできなかった。またその輸送方程 式及びエネルギーの変動速度への変換においていくつかの モデル係数を必要とするので、モデルの普遍性にも欠ける。 杉山ら<sup>(3)</sup>は乱流 SGS 成分による粒子運動への影響を Langevin Model を用いて考察したが、Markov 性を仮定し た Langevin Model が SGS 成分の流体運動を拡散的である と見なして粒子運動に対する選択的な影響を表現していな い場合は、その計算条件での SGS 成分からの粒子乱流統計 量の影響が殆どないことを示している。また、山本ら(4)は-定のシミュレーション時間後の乱流拡散特性長さスケール で無次元した高解像度場における粒子位置の偏差によって SGS 成分の粒子拡散を考察し、粒子位置の偏差が特性長さ の 0.3%となる時を粒子運動に影響を与える最小スケールと

した上、Eddy Life Time Concept を用いてその最小スケー ルと粒子の緩和時間との見積もり関係式を与えた。しかしそ の SGS 成分に関わる最小スケールが実際のシミュレーショ ン時間と粒子位置の偏差の閾値に依存している他、乱流 SGS 成分から粒子の統計量への影響は考察されていなかった。

本研究では上記の問題について、局所的な渦スケール強さ を表現し得る Dynamic SGS モデル<sup>(7)</sup>に基づいて、Lagrange 型 Dynamic Random Walk (DRW) SGS Coupling モデルを 提案している。提案したモデルの有効性を検証するためにレ イノルズ数 180 の DNS<sup>(17)</sup> (Rouson & Eaton, 1997)データ があるチャネル乱流を解析することにより乱流の SGS 成分 から粒子運動統計量への影響を調べた。ここでは気体運動速 度の SGS 成分からの影響だけに注目するため、固体粒子か ら気体相への寄与を無視した One Way Coupling Dynamic LES により計算を行った。

#### 2. Dynamic Random Walk (DRW) SGS モデルの提案

Rouson & Eaton (1997)の DNS<sup>(17)</sup>解析と同じに固体粒子 スケールが乱流の最小長さスケールより小さく、かつ気体と 固体粒子の密度比が非常に小さい(10<sup>-5</sup> order)場合、その 時粒子に働く外力については付加慣性力、浮力、Basset 履 歴力、Staffman 揚力、Magnus 楊力などが無視でき、Stokes の抗力と重力のみ<sup>(9)</sup>を考えて粒子の運動方程式を無次元化 して次式で与えられる。

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = v_i \tag{1}$$

$$\frac{dv_i}{dt} = -\frac{f(v_i - u_i)}{\tau_p} + g_i \delta_{1i}$$
<sup>(2)</sup>

$$\tau_{p} = \frac{\rho_{p}}{\rho_{f}} \frac{d_{p}^{2}}{18\nu}$$
粒子運動緩和時間

$$f = 1 + 0.15 \operatorname{Re}_{p}^{0.687}$$
 Stokes 近似修正係数  
 $\operatorname{Re}_{p} = \frac{d_{p} |v - u|}{u}$  粒子の運動レイノルズ数

粒子の運動を考察する時、粒子運動のレイノルズ数 Re<sub>p</sub> と粒子運動方程式(2)中の気体速度成分は、 $\overline{u}, \overline{u}_i$ の GS 成分 だけではなく、気体の速度 SGS 成分 $u, u_i$ を加えるべきで ある。すなわち $u = \overline{u} + u, u_i = \overline{u}_i + u_i$ になるはずである。 ここで問題になるのは、LES 計算における SGS 成分 $u, u_i$ を如何に表すかにある。本研究では流体局所 SGS 成分の特 性から、 $u, u_i$ は、等方的に平均0、標準偏差 $\sqrt{2/3k_s}$ ( $k_s$ は流体 SGS 成分の運動エネルギー)の正規分布に従う乱数 発生によって与える手法、いわゆる Random Walk Method<sup>(5)</sup> を採用した。 SGS 成分の運動エネルギー $k_s$ には、次元解析 <sup>(6)</sup>から以下の式を用いた。

$$k_{s} = \frac{C_{vi}}{C_{\varepsilon}} \Delta^{2} \left| \overline{S} \right|^{2}$$
(3)  
$$\Delta = (h_{x}h_{y}h_{z})^{\frac{1}{3}} \left| \overline{S} \right| = (2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad \overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} (\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{z}} + \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{z}})$$
(4)

流体 SGS 成分の運動エネルギー $k_s$  を正規乱数によりラグランジュ的にスケーリングし、LES 計算における流体 SGS 成分 $u', u'_i$ を以下のようにモデル化する。

$$u'_{i} = L_{Gaussian} \otimes \sqrt{2/3k_s} \tag{5}$$

本研究において(3)式の $C_{vT}/C_{e}$ は次元解析長さスケールに 関係する係数として、SGS成分乱れの局所性を反映する重要 なパラメータである。また、Dynamic Smagorinsky モデル に対して、次元解析係数 $C_{vT}/C_{e}$ とSmagorinsky定数 $C_{s}$ の間 に次の関係式があることを注意されたい<sup>(6)</sup>。

$$C_{vT} / C_{\varepsilon} = C_S^{4/3} \tag{6}$$

SGS成分の流れ場高周波の相似性を利用するDynamic Procedure<sup>(7),(8)</sup>によって局所的に定められるDynamicモデル 係数 $C_s$ は次のようにダイナミック的に算出できる。

$$C_{s} = \left[\frac{1}{2\Delta^{2}} \frac{\langle \widetilde{\overline{u}_{i}}\widetilde{\overline{u}_{j}} - \widetilde{\overline{u}_{i}}\widetilde{\overline{u}_{j}} \rangle}{\langle \overline{S}|\overline{S}_{ij} - \alpha^{2} |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \rangle}\right]^{1/2}$$
(7)

よって、Random Walk Method における次元解析係数  $C_{vT} / C_{\varepsilon}$ も次式でダイナミック的に与えられる。

$$C_{vT} / C_{\varepsilon} = C_{S}^{4/3} = \left[ \frac{1}{2\Delta^{2}} \frac{\langle \widetilde{\overline{u}_{i}}\widetilde{\overline{u}_{j}} - \widetilde{\overline{u}_{i}}\widetilde{\overline{u}_{j}} \rangle}{\langle \overline{S} | \overline{\overline{S}}_{ij} - \alpha^{2} | \overline{S} | \overline{\overline{S}}_{ij} \rangle} \right]^{2/3}$$
(8)

等方的な乱流SGS成分の統計量は正規分布になるため、本 研究では正規乱数を発生させることによってモデル化した SGS成分 $\sqrt{2/3k_s}$ をラグランジュ的にスケーリングして、 粒子の運動方程式に代入する。正規乱数の発生にはBox and Mullar法<sup>(19)</sup>を用いた。つまり、2個の一様乱数 $x_i, x_{i+1}$ を発 生し、次の式により変数変換を行って2個の正規乱数を発生 する。

$$y_i = \sigma \sqrt{-2\log(x_i)} \cos(2\pi x_{i+1}) + \mu$$
 (9)

$$y_{i+1} = \sigma \sqrt{-2\log(x_i)\sin(2\pi x_{i+1})} + \mu$$
(10)

ここに

$$\sigma \left(=\sqrt{2/3k_s}\right) \qquad \mu(=0) \tag{11}$$

は、それぞれ正規分布の偏差と平均である。これにより一様 乱数 *x*<sub>1</sub>, *x*<sub>2</sub>, *x*<sub>3</sub>, ・・・から、これと同数の正規乱数 *y*<sub>1</sub>, *y*<sub>2</sub>, *y*<sub>3</sub>, ・・・が得られる。

(11) 式から分かるように、ここで加えた粒子個数分の $u_i$ 成分の統計的な偏差は、流れ場の局所運動エネルギー $k_s$ の関数となる。

また、ラグランジュ追跡法により一つ一つの粒子運動方程 式に対して離散化をする時、2次精度 Adams-Bashforth 法 を用いて粒子の変位式と速度式を積分する。

$$F_{i}^{n} = \frac{f^{n}}{\tau_{p}^{n}} [u_{i}^{n} - v_{i}^{n}] + g^{n} \delta_{1i}$$
(12)

$$v_i^{n+1} = v_i^n + \Delta t [1.5F_i^n - 0.5F_i^{n-1}]$$
(13)

$$x_{pi}^{n+1} = x_{pi}^{n} + \Delta t (1.5v_i^n - 0.5v_i^{n-1})$$
<sup>(14)</sup>

ここで $u_i^n = \overline{u_i}^n + u_i^n$ であり、LES における SGS 成分の影響は $u_i^n$ によって表現される。

#### 3.計算条件

LES 解析の性能評価をより厳密に行うには、その判定基 準として、LES についてモデル化している SGS スケールを 含む全てのスケールに対して直接数値解析(DNS)を行った 解析結果が必要である。そこで本研究においては直接計算の 結果が提供されている図 1 に示すような垂直下向きのチャ ネル内の流れ場を解析対象として採用した。また、DNS<sup>(17)</sup> の結果には Rouson & Eaton(1997)によるデータを用いた。 格子配置に関しては圧力振動解を抑える効果のあるスタガ ード格子を採用する。解析領域の大きさについては、周期境 界条件を利用する場合、解析領域長さは速度擾乱の2点相関 から、少なくともその値がゼロとなる長さの2倍は必要とさ れる。壁面摩擦速度 $u_{\tau}$ とチャネル半幅 $\delta$ で定義したレイノ ルズ数 Re\_ = 180 の場合、Comte-Bollot<sup>(18)</sup>によると、チャネ ル半幅を $\delta$ としたとき、主流方向×壁方向×スパン方向を  $2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$ にすれば相関を無視し得るので、本研究でも この解析領域を採用した。格子点数は×、y、z方向に対し て32×64×32点、格子幅は Wall unit に対してそれぞ れ $\Delta x^+$ =35.3  $\Delta z^+$ =17.6  $\Delta y^+$ =1.98~12.4 である。解析 対象であるチャネル乱流において流れを維持するために、主 流方向に一様な圧力勾配 - 1を付加している。計算の境界条 件として、主流方向とスパン方向には流体と粒子ともに周期 境界条件とし、壁方向には粒子が弾性衝突するとする。壁は 滑らかであり、粒子の中心が壁より一半径分の距離にある時 に衝突したとみなす。流体は No Slip 条件とした。初期条 件として流体速度場は発達した乱流場で、粒子は 65536 個 で均一分布とし体積数密度は 1660/δ<sup>3</sup>である。粒子の初期 速度は各粒子の重心位置での流体瞬時速度と等しく与えた。 統計量の算出について、速度場は Homogeneous 方向と時間 方向に平均をとった。粒子については、壁面間でメッシュ毎 に層状検査領域を設定し、各層内に位置する粒子についてア ンサンブル平均を取って算出した。初期条件の影響がなくな った後に統計量を取り始めるため、計算開始より 20 ற 時間が進んでから  $10_{\delta/u_r}$ 時間分のデータより統計量を取っ

た。粒子位置での流体速度の補間法については、対象粒子周 囲の  $4^3 = 64$  点格子データ情報による 3 次ラグランジュ補間 法を用いて計算を行った。また、Dynamic Smagorinsky SGS モデルにおけるフィルター・パラメータは $\alpha^2 = 4$ 、及 び  $\gamma^2 = (\tilde{\Delta}/h)^2 = 3$ 、時間進行刻みは  $\Delta t = 8.2 \times 10^{-5}$ [sec] (無次元時間  $\Delta t = 0.002$ )である。計算 4 ケースの粒子の直 径と緩和時間およびストークス数などを壁面摩擦速度  $u_\tau$ と チャネル半幅  $\delta$  で無次元化した値を表 1 に示す。

Case	<b>2</b> µm	<b>28</b> µm	<b>50</b> µm	<b>70</b> µm
	Lycopod.	Lycopod.	Glass	Copper
$d_p^* = d_p / \delta$	0.0001	0.0014	0.0025	0.0035
$d_p^+ = d_p^* \operatorname{Re}_{\tau}$	0.018	0.252	0.45	0.63
$\tau_p^* = \frac{\tau_p}{\delta / u_\tau}$	0.0002	0.048	0.65	4.50
$ au_p^+ =  au_p^* \operatorname{Re}_{ au}$	0.036	8.6	117	810
$St_k = \tau_p / \tau_k$	0.004	0.60	8.1	56
$\tau_p(ms)$	0.009	1.7	19	130
$\rho_p(Kg/m^3)$	700		2500	8800
$\tau_k(ms)$	$ au_k \cong \delta / U_{cl} = 2.3$			

Table 1. Particle calculation parameters

#### 4.計算結果および考察

#### 4.1 粒子の平均速度分布

DNS データと対応する粒子の主流方向平均速度分布を図 2 に示す。粒子の主流方向平均速度に対する LES 計算結果 は、DNS<sup>(17)</sup>の計算と同様に、ストークス数の大きな Copper (56) 粒子について、チャネル全領域にわたって流体速度よ り大きく、特に壁近傍で急激に増大することを示している。 Copper 粒子よりストークス数の小さな Glass (8.1) 粒子の 平均速度は、壁近傍と中心部分では流体を越えるが、緩和層 においては流体よりも減速する。さらにストークス数の小さ い 28 µ m の Lycopodium (0.60) 粒子に関しては緩和層で粒 子速度は流体速度と比べて遅いが、壁近傍と中央部分では流 体に追従する。またストークス数のもっと小さい 2µm の Lycopodium (0.004) 粒子はチャネル全領域をわたって流体 速度に良く一致する。SGS 成分の影響については、主流方 向平均速度に対して従来<sup>(2)</sup>の予想と逆であり、ストークス数 の小さい Lycopodium 粒子があまり変化を受けないのに対 して、ストークス数の大きい Glass, Copper 粒子ほど壁近傍 での主流方向平均速度が SGS 成分の影響により大きくなる。 特に Copper 粒子の壁近くでの主流方向平均速度増幅のピー ク値はおよそ40%と最も大きくなる。

提案した Lagrange Dynamic Random Walk モデルの効 果は図 2 に示すように壁近傍での粒子主流方向平均速度が DNS<sup>(17)</sup>データ(Rouson & Eaton, 1997)に近付くことにある。

# 4.2 粒子の平均乱れ強度分布

主流方向の乱れ強度、壁方向の乱れ強度と50µmGlass 粒

子のスパン方向の乱れ強度を全てについて図 3、図 4、図 5 に示す。LES の計算結果では計算 4 ケース粒子の主流方向 の乱れ強度分布はほぼチャネル全領域にわたって流体の主 流方向乱れ強度より大きい。これは高レイノルズ数 644 の計 算結果と異なる<sup>(14)</sup>。ただし、DNS 計算結果ではチャネル中 央付近において粒子の乱れ強度が流体より小さい。

SGS 成分の影響については、主流方向平均速度での傾向 とも異なり、ストークス数(0.004)の小さい 2µmの Lycopodium 粒子に対してほとんど影響がなく、ストークス 数 0.60の28µm Lycopodium 粒子は SGS 成分による影響 は壁近傍で若干増大し、またストークス数の大きい Copper (56)粒子に与える影響は逆に壁近傍で少し減少する。壁近 傍での主流方向乱れ強度の SGS 成分による影響はストーク ス数 8.1 の Glass 粒子の場合には一番大きくてピーク値で 50%の増幅が見られる。

70µm Copper 粒子、50µm Glass 粒子の主流方向乱れ強 度分布に関して、図4に示すように Dynamic Random Walk SGS モデルによる LES 計算結果は壁近傍において Rouson & Eaton (1997)の DNS 結果に近付く良い予測を与えるよう に改善され、提案した Dynamic Random Walk モデルの効 果が検証される。

粒子の壁方向乱れ強度分布について、すべてのケースで粒 子の壁方向の乱れ強度は、チャネルの全領域にわたって流体 より小さい。SGS 成分の影響については、主流方向平均速 度及び乱れ強度との傾向とも異なり、ストークス数の大きい Glass, Copper 粒子の壁方向乱れ強度は SGS 成分による影 響がほとんど無いのに対して、ストークス数の小さい2µm, 28 µ m Locopodium 粒子の SGS 成分による壁方向乱れ強度 への影響はチャネルの全領域にわたってストークス数の減 少に伴い大きくなり、28µm Locopodium 粒子がほぼ流体 の乱れ強度と一致し、また 2 µ m Locopodium 粒子が壁付 近で流体の乱れ強度より大幅に増大する。このごく軽い粒子 乱れ強度の極端な増大は等方的に平均0、標準偏差。/2/3k の Random Walk モデルに起因する誤差と考えられる。つま り、局所的に低いレイノルズ数の壁付近にける流体 SGS 成 分は強い非等方性を持ち、一般的に $u \gg w \gg v$ である。 本研究で提案した Dynamic Random Walk モデルは等方的 || u || = w = v || として評価してしまう。その結果、相対誤差||を見ると壁方向の乱れ強度に与える誤差が最も大きい。

粒子のスパン方向乱れ強度分布の SGS 成分による影響は 図 5 に示すように壁方向と同じ傾向であることが分かる。

#### 4.3 粒子の平均数密度分布と平均粒子レイノルズ数

粒子の数密度分布は図6に示すように、ストークス数の大きいGlass, Copper, 28µm Locopodium 粒子が壁へより集積し、粒子の数密度ピーク値は壁面にあることが分かる。特に粒子のストークス数8.1の50µm Glass 粒子が最高の集積を示している。これは高レイノルズ数644での計算結果と違うことに注意されたい<sup>(14)</sup>。またチャネル中央付近での粒子の数密度も高くなる。この現象については、粒子がある特有の領域に集積するいわゆるPreferential Concentrationと考えられ、粒子の緩和時間は流れのKolmogorov時間スケールと同じオーダーである時に、流れの乱れ構造による影響が最も大きいと検討される<sup>(15)</sup>。しかし、図7に示すようにストークス数のごく小さい2µm Locopodium 粒子に対して平均数密

度分布が壁付近で逆に低くなる傾向が分かる。これは可視化 実験をした時に緩和時間のごく小さなトレース粒子が壁に 寄り難い現象と関連すると考えられる。SGS 成分の影響に ついては、壁付近においてストークス数の大きい Glass, Copper, 28 µ m Locopodium 粒子の数密度は低くなり、逆に ストークス数の小さい2 µ m Locopodium 粒子数密度は高 くなる。粒子の主流方向乱れ強度と同様に、Glass 粒子の SGS 成分による影響が最も大きいことが分かる。

また図8に示すように粒子レイノルズ数に与える流体 SGS成分の影響は、粒子直径または粒子ストークス数が小 さいほど大きくなる。

以上の計算結果から分かるように、Random Walk Model を用いて乱流の SGS 成分を考慮した計算結果は、異なる粒 子の異なる統計量に対して、選択的に複雑な影響を与えるこ とが分かった。これは既に<sup>(16)</sup>指摘されているように、粒子の 運動はエネルギーを保有する大規模渦だけではなく、 Kolmogorovの長さスケールに近いより小さな渦からも影響 を受け、粒子の運動が周囲流体の渦構造の長さスケールに強 く依存することを意味する。また、異なる粒子の異なる乱流 統計量に対して異なる長さスケール特性を有するため、LES 数値解析で解像できていない SGS の構造が粒子運動に対し て無視できないことが分かった。

ー般に、粒子の慣性力は高周波数の SGS 成分に対して 種のフィルター機能<sup>(2)</sup>を持っている。これが粒子の緩和時間、 或いはストークス数の増大に伴って増加する。渦のスケール が小さくなるにしたがって、固気混相乱流における粒子運動 に対する乱流渦の影響は小さくなる。従って、慣性の比較的 大きな粒子の場合には、SGS 渦の粒子運動への影響は無視 できると考えられてきた。しかし、本研究での計算結果から この結論は一概には言えないことが分かった。つまり、粒子 統計量に与える SGS 成分の影響は粒子の緩和時間だけでは なく、異なるスケールの粒子統計量にも密接に関係している ことが分かる。

#### 5.結論

オーラー・ラグランジュ法を用いた固気混相乱流の LES 解析において必ず生じる"LES でカットされた SGS 成分は、 粒子の運動にどのような影響を与えるか"という問題に対し て、Dynamic Random Walk SGS モデルを提案した。また 提案したモデルを用いて壁面乱流における緩和時間の4種 類固体粒子の運動を Rouson & Eaton (1997)の DNS<sup>(17)</sup>と同 じレイノルズ数180の LES による数値解析を行い、固気混 相乱流の LES 解析における乱流の SGS 成分から固体粒子運 動への影響について調べた。その結果、以下のような結論を 得た。

- (1) 粒子の運動はエネルギーを保有する大規模渦だけでは なく、Kolmogorovの長さスケールに近いより小さな 渦にも影響を受け、粒子の運動が周囲流体渦構造の長 さスケールに強く依存し、固気混相乱流LES解析にお ける粒子運動のSGS成分による影響は無視できない。
- (2) 乱流 SGS 成分は、異なる粒子の異なる統計量に対して 選択的に複雑な影響を与えることが分かる。
- (3) 等方的な乱れ分布を再現する Dynamic Random Walk モデルを用いた乱流 SGS 成分のモデリングは、局所的 に非等方的な SGS 成分乱れ分布を表現しない欠点が あるため、さらに改善する必要がある。

(4) 従来の壁乱流における固体粒子が壁へ寄り集積することに対して、緩和時間の小さい(2 µ m Locopodium) 粒子は逆に壁付近で数密度が低い傾向となる新しい知 見を得た。

# 参考文献

- (1) Armenio, V., Piomelli, U., & Fiorotto, V., Proc. of First International Symposium on Turbulence and shear flow phenomena-1, (1999), 139-144.
- (2) Wang, Q., Squires, K.D., Phys. Fluids, 8(5), (1996), 1207-1223.
- (3) 杉山・高木・松本, 機論, 66-641B(2000), 103-112.
- (4) 山本・田中・辻, 機論, 65-630B, (1999), 80-86.
- (5) Kallio, G.A., & Reeks, M.W., Int. J. Multiphase Flow 15, 1989, 433-446.
- (6) 小林・谷口・戴, 乱流解析, 東京大学出版会, (1995).
- (7) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., Phys. Fluids, A3, (1991), 1760-1765.
- (8) Lilly, D. K., Phys. Fluids, A4, 1992, 633.
- (9) Stock, D.E., Proc. 2<sup>nd</sup> International Conf. On Multiphase Flow, 1995, PL2.1-13.
- (10) Kulick, J.D., Fessler, J.R., Eaton, J.K., J. Fluid Mech., 277, (1994), 109-134.
- (11) Jimenez, J., Moin, P., J. Fluid Mech., 225, (1991), 213.
- (12) Moser, R.D., Kim, J., Mansour, N.N., Phys. Fluids, Vol.11, (1999), 943-945.
- (13) Rouson, D.W.I., Eaton, J.K., ASME/FED Numerical Methods in Multiphase Flows, (1994), 47-56.
- (14) 雷・谷口・小林, 生産研究, 51-1, (1999), 49-52.
- (15) Squires, K.D., Eaton, J.K., Phys. Fluids, A2 (7), (1990).
- (16) Wang, L.P., & Maxey, M. R., J. Fluid mech., 256(1993), 27-68.
- (17) Rouson, D.W.I., Eaton, J.K., & Abrahamson, S. D., Mech. Engng Dept Rep. TSD-101. Stanford University, (1997).
- (18) Comte-Bellot, G., Contribution a l'etude de la turbulence de conduite, Doctoral thesis, University of Grenoble, (1963).
- (19) 宮武修・脇本和昌, "乱数とモンテカルロ法", 森北出版, (1978).



Fig. 1 Analysis Flow Configuration



Fig.2 Effect of SGS component on mean velocity of particles in stream wise



Fig.3 Effect of SGS component on RMS fluctuation velocity of particles in stream wise



Fig.4 Effect of SGS component on RMS fluctuation velocity of particles in wall-normal

