

# 渦法と粒子追跡法による内部流れを対象とした グリッドレスの混相流解析

## A Gridless Numerical Simulation for Internal Multiphase Flows by a Vortex Method and a Particle Trajectory Tracking Method

磯 良 行 技術開発本部基盤技術研究所熱・流体研究部 博士（工学）  
亀 本 喬 司 横浜国立大学 大学院工学研究院 教授 工学博士

渦法と粒子追跡法による混相流解析は、計算格子が不要（グリッドレス）で、乱流渦と粒子の干渉を精度良くとらえられるため、従来から外部流れに対して有用性が示されていたが、混相流装置で多く見られる内部流れへの適用例がなかった。本研究では、境界要素法による内部流れ境界の離散化手法や壁面渦導入法などを新たに開発し、これまで解析例のなかった内部流れを対象としたグリッドレスの混相流解析を可能にした。検証実験を行い本解法の精度と適用範囲を示すとともに、実用流体機器として熱交換器の伝熱管群周りにおける固気二相流に応用し、管群後流の非定常な渦流れによる粒子挙動を予測した。

We have developed a gridless numerical simulation scheme combining a vortex method and a particle trajectory tracking method which is applicable to internal multiphase flows. This Lagrangian-Lagrangian simulation allows simulation of the primary effect of turbulent vortices on unsteady particle motion. This type of the method had never been applied to internal multiphase flows, though many industrial multiphase flows are internal. In this study, several internal multiphase flows were calculated by the new method, using direct formulation of the boundary element method and the vortex introduction model on the internal walls. The present method is potentially useful in designing industrial multiphase flows with particle mixing, dispersion, deposition and erosion.

### 1. 緒 言

流れ場中に固体粒子、気泡、液滴などの分散した粒子が混じった粒子系の混相流は、輸送、攪拌、分離、反応、燃焼を伴う多くの工業装置内で観察され、工学的に重要な系である。これらの混相流装置の設計・開発には、理論・実験式、経験的なノウハウだけでなく、実証試験を用いる場合が多い。しかし、装置の高性能化・低コスト化・ニーズの拡大が強まるなか、実証試験に代わり、数値流体解析（Computational Fluid Dynamics : CFD）の適用が強く求められている。

一般に、工学上問題となる流れの多くは高レイノルズ数の乱流であり、粒子の挙動は流れ場に存在するさまざまなスケールの乱流渦に支配される<sup>(1),(2)</sup>。例えば、粒子の乱流拡散現象を数値解析によって再現する場合、工業上実用的な Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) 型の手法では、乱れの統計的性質に基づき、時空間スケール・等方性・確率密度関数などの仮定を導入することで、粒子に及ぼす乱れの影響をモデル化する必要がある。一方、流れ場

に対して Large Eddy Simulation (LES) や直接数値計算 (Direct Numerical Simulation : DNS) を用いて、乱流中の粒子運動を解析する研究が行われている<sup>(3)~(5)</sup>。ただし、LES や DNS を実機スケールの工業装置へ適用するには計算負荷が膨大になり、現状では実用することが難しい。

以上説明した解析は、流れ場にオイラー型の計算格子を用いる領域型の解析手法である。これに対して本研究で基礎とする解法では、流れ場を渦法で、粒子運動を粒子追跡法で、流体相と粒子相ともラグランジュ的に解析する手法を用いることによって、流体塊の渦運動と、その渦から誘起される流体力によって運動する粒子を時々刻々追跡する。粒子運動を支配するさまざまなスケールの乱流渦は、非定常で非線形運動する渦要素で表現されるため、粒子に及ぼす乱れのモデル化を必要とせず、高レイノルズ数で非定常性の強い渦流れに対して比較的簡易な解析が可能となる。この特徴を活かして、渦法と粒子追跡法による混相流解析はラグランジュ解析が得意とする外部流れに適用されている<sup>(6)~(8)</sup>。ただし、混相流を対象としたこれまでの研究では、内部流れに適用する試みは行われていなかっ

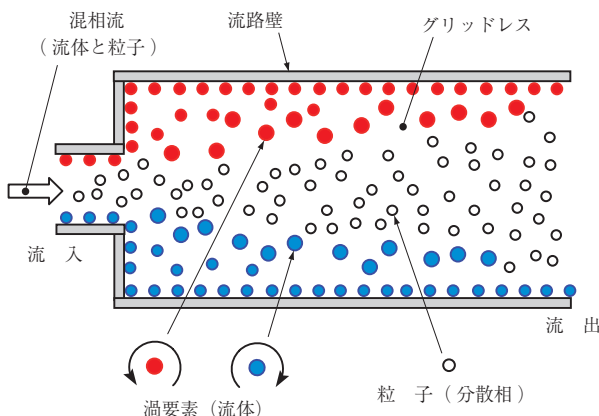
た。しかし、管内輸送に代表される混相流装置の多くが内部流れであり、流路の複雑な構造や三次元形状をモデル化するとともに、流路壁面からの離れや逆流を考慮した内部流れの解析が必要となる。

これらの問題を解決するため、本研究では渦法と粒子追跡法によるラグランジュ・ラグランジュ型 (Lagrangian-Lagrangian) の手法を用い、内部流れを対象とした混相流解析に適用できるグリッドレスの数値解析手法を提案する。固体粒子を含む内部流れの検証実験を行い本解析の精度と適用範囲を定量的に明らかにするとともに、実際に利用されている工業装置への応用を試みる。

## 2. 渦法と粒子追跡法による混相流解析手法

### 2.1 解析手法の概要

渦法と粒子追跡法による混相流解析は、流れ場に存在する流体塊の渦と、その渦から誘起される流体力によって運動する粒子をラグランジュ的に時々刻々追跡する (第1図)。そのため、① RANS 型乱流モデルが不要である ② 渦構造の発達・散逸過程を精度良くとらえられ、乱流渦と粒子との干渉を追跡できる ③ 格子形成が不要であり、境界の移動や変形を伴う問題を比較的簡易に扱える ④ 渦同士の間非線形運動により、自動的に高解像度な解析ができる、などの利点をもつ<sup>(6)~(8)</sup>。本研究で開発した渦法と粒子追跡法による内部流れを対象とした混相流解析において主体となる数値解析手法には、内部流れの解析、粒子運動の解析、相間相互作用の解析の三つがある<sup>(9)~(11)</sup>。解析手法の概略を以下に記す。



第1図 渦法と粒子追跡法によるラグランジュ・ラグランジュ型の内部流れの混相流解析手法

Fig. 1 Lagrangian-Lagrangian simulation scheme applied to internal multiphase flows by the vortex method and the particle trajectory tracking method

### 2.2 渦法による内部流れの解析

外部流れの非定常解析において有用性が数多く報告されている渦法<sup>(12)~(15)</sup>による流体解析手法を内部流れ解析へ拡張するため、境界要素法によって内部流れ場を解析する手法と、壁面渦導入法とを組み合わせる。

#### 2.2.1 基礎方程式

非圧縮粘性流れを対象とした渦法の基礎方程式は、Navier-Stokes 方程式の回転 (Rotation) を取り、連続の式を考慮することで得られる渦度輸送方程式、および Navier-Stokes 方程式の発散 (Divergence) から得られる圧力ポアソン方程式から成る。分散相 (本稿では粒子) から受ける渦度変化や分散相体積率の影響を除いた流体相の基礎式は次式となる。なお、相間相互作用の考慮方法は別途後述する。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \omega \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\nabla^2 p = -\rho_f \nabla \cdot \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

- $\mathbf{u}$  : 速度ベクトル
- $\omega$  : 渦度ベクトル
- $t$  : 時間
- $\nu$  : 流体の動粘性係数
- $p$  : 圧力
- $\rho_f$  : 流体の密度

渦法は渦度  $\omega$  と速度  $\mathbf{u}$  について、渦度輸送方程式と渦度の定義式 ( $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$ ) を基礎式として流れを解析する数値計算法である。圧力場は、渦度場または速度場から従属的に求めることができる<sup>(12), (13)</sup>。

任意位置  $\mathbf{r}$  における速度  $\mathbf{u}$  は、一般化された Biot-Savart の式<sup>(14)</sup> を用いて算出することができる。

$$\mathbf{u} = \int_V \omega_i \times \nabla_i G dV + \int_S [(\mathbf{n}_i \cdot \mathbf{u}_{pot_i}) \cdot \nabla_i G - (\mathbf{n}_i \times \mathbf{u}_{pot_i}) \times \nabla_i G] dS \quad \dots\dots\dots (3)$$

添字  $i$  は空間  $V$  中の渦要素や境界  $S$  の位置  $\mathbf{r}_i$  における変数、微分・積分を表す。  $\mathbf{n}_i$  は  $\mathbf{r}_i$  を含む境界面上  $S$  における法線方向単位ベクトルである。  $\mathbf{u}_{pot_i}$  はポテンシャル流速、  $G$  はスカラー・ラプラス方程式の基本解である。(3)式により、流れ場に存在する渦度の分布、および境界から誘起される速度ポテンシャルの勾配が既知であれば、任意の位置における速度を一意的に決定することができる。

#### 2.2.2 境界要素法による内部流れの定式化

境界要素法を用いた内部流れ解析では、流路内壁および

流入出面などの境界を，ポテンシャル値  $\phi$  およびポテンシャル流束値（法線方向微分値） $\partial\phi/\partial n$  の両方を未知数として離散化し，境界積分方程式を直接法によって定式化する．

第 2 図に示すように境界  $S_1$  の内側の内部流れを対象とする． $S_2$  を  $S_1$  の無限遠とし，領域 II には領域 I との間に流入出がある．領域 II 内の内点  $r_i$  を境界面  $S_1$  上の点  $r_i^*$  に近付けて， $r_i^*$  での境界積分方程式を求める．滑らかな境界上の点では，以下の境界積分方程式が得られる．

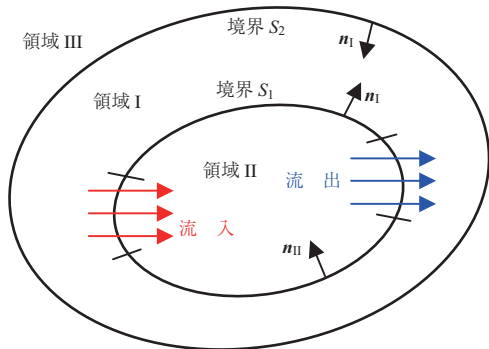
$$2\pi\phi(r_i^*) = \int_{S_1} \phi_{II}(r^*) \frac{\partial G}{\partial n_{II}} ds - \int_{S_1} \frac{\partial\phi_{II}}{\partial n_{II}}(r^*) G ds \quad \dots\dots (4)$$

(4) 式から，境界  $S_1$  上の点  $r_i^*$  での速度ポテンシャル  $\phi(r_i^*)$  は，境界  $S_1$  を離散化した評点  $r^*$  での速度ポテンシャル  $\phi_{II}(r^*)$  と速度ポテンシャル流束値  $\partial\phi_{II}(r^*)/\partial n_{II}$  の重ね合わせで表される．このように，直接法による解析では，境界面で囲まれた領域のみに着目し，ほかの領域の存在の有無に関わらず，領域間での関係を用いずに定式化できる．

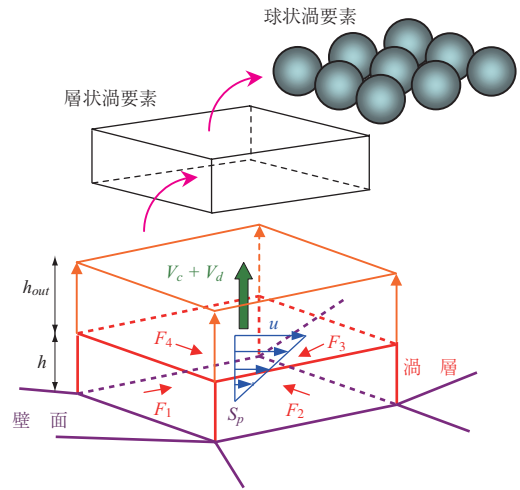
境界条件としては，流入面には速度流入境界条件，流出面には自由流出境界条件および連続の条件，壁面には法線方向速度がゼロの境界条件を与え， $\phi$  および  $\partial\phi/\partial n$  を解く．

### 2.2.3 渦度場の離散化

境界要素法によるポテンシャル流れの解析に加えて，粘性による壁面上の No-slip 条件を満足させる必要がある．そこで，壁面上に発生する渦度を渦要素で全て置き換え，それらの挙動をラグランジュ的に追跡する<sup>(12)</sup> ことで，流路内で発生するはく離や逆流などをとらえる（第 3 図）．ここで，流路壁面の近傍では速度勾配が非常に大きくなることから，渦要素の急激な伸縮が起こる．これに対しては，境界面を離散化したパネル壁面のサイズに応じて，導入渦



第 2 図 内部流れを対象とした解析領域と境界  
Fig. 2 Computational regions and boundaries for internal flow



第 3 図 壁面上での渦要素導入法  
Fig. 3 Introduction model of nascent vortex elements on the wall

要素を多数の渦要素にあらかじめ分割して導入することで計算精度の低下を抑制する．また，壁面近傍に限らず，渦要素の伸びが激しい場合に対しては，対象渦要素を多数の小球形要素に再分割する方法<sup>(15)</sup> を用い，渦度の発散と計算精度の低下を回避する．

### 2.3 粒子追跡法による粒子運動の解析

粒子運動の解析には粒子追跡法を用いて，個々の粒子の並進・回転・衝突の三つの運動を考慮してラグランジュ的に追跡する．粒子の並進運動に作用する外力は，流体抗力  $F_D$ （定常抗力  $F_{D\ steady}$  および非定常抗力  $F_{D\ unsteady}$ ），Magnus 揚力  $F_{LM}$ ，Saffman 揚力  $F_{LS}$ ，重力・浮力  $F_G$  を考慮し，三次元の固体球に対する実験式や理論式から得られる<sup>(9)~(11), (16)~(19)</sup>．

$$M_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{D\ steady} + \mathbf{F}_{D\ unsteady} + \mathbf{F}_{LM} + \mathbf{F}_{LS} + \mathbf{F}_G \quad \dots\dots (5)$$

$\mathbf{u}_p$  : 粒子の速度ベクトル

$M_p$  : 粒子の質量 ( $M_p = \frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3$ )

$d_p$  : 粒子の直径

$\rho_p$  : 粒子の密度

粒子の回転運動は，流体粘性および衝突による回転を計算する．流体粘性による回転は，粒子の慣性モーメントを  $I_p$  とすると次式で与えられる．

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = -\frac{1}{2} C_T \rho_f \left( \frac{d_p}{2} \right)^5 |\boldsymbol{\omega}_r| \boldsymbol{\omega}_r \quad \dots\dots (6)$$

ここで， $\boldsymbol{\omega}_p$  は粒子の角速度ベクトルである． $\boldsymbol{\omega}_r$  は粒子と流体との相対角速度ベクトルであり， $\mathbf{u}_f$  を流体の速度

ベクトルとすると、 $\omega_r = \omega_p - 1/2 \cdot (\nabla \times \mathbf{u}_f)$  で表される。また、粘性効果を表す係数  $C_T$  は、粒子の相対回転レイノルズ数  $Re_{pr} = (|\omega_r| d_p^2) / (4\nu)$  の関数として求める<sup>(20)</sup>。

粒子の衝突運動は、剛体球粒子を仮定して摩擦のある非弾性衝突モデルを用いる<sup>(21), (22)</sup>。混相流装置内で発生する摩擦や堆積などの現象を精度良く予測するため、決定論的手法によって衝突判定を行い、個々の粒子に対して衝撃運動方程式を解く。実験的に得られた反発係数および動摩擦係数を導入することによって、衝撃力ベクトル  $\mathbf{J}_{ij}$  を反発力の力積と摩擦力の力積とに分解して導出する。粒子  $i$  と粒子  $j$  の衝突を考えると、それぞれの粒子に対する並進と回転運動の衝撃運動方程式は次式で与えられる。

$$\mathbf{u}_{pi}^* = \mathbf{u}_{pi} + \frac{\mathbf{J}_{ij}}{M_{pi}}, \omega_{pi}^* = \omega_{pi} + \frac{d_{pi}}{2I_{pi}} \cdot \mathbf{n}_{ij} \times \mathbf{J}_{ij} \quad \dots (7)$$

$$\mathbf{u}_{pj}^* = \mathbf{u}_{pj} - \frac{\mathbf{J}_{ij}}{M_{pj}}, \omega_{pj}^* = \omega_{pj} + \frac{d_{pj}}{2I_{pj}} \cdot \mathbf{n}_{ij} \times \mathbf{J}_{ij} \quad \dots (8)$$

$\mathbf{n}_{ij}$  : 接触面に対して粒子  $i$  から粒子  $j$  に向かう法線方向単位ベクトル

\* : 衝突後の速度と角速度を表す添字

また、粒子  $j$  を壁面とみなすことで、粒子と壁面との衝突に対する運動方程式となる。

### 2.4 相間相互作用の解析

流体と粒子との相間相互作用の解析法 (Two-way 法) は、渦法と粒子追跡法による外部流れを対象とした混相流解析で有効性が報告されているオイラー的手法を援用した Two-way モデル<sup>(6)~(8)</sup>を用いる。この手法では、ラグランジュ的に計算された個々の粒子が受ける流体力  $\mathbf{f}_p$  を単位体積あたりの力  $\mathbf{F}_p$  に換算するために、相間相互作用を計算するための計算格子上に配分する。次に、格子点間で  $\mathbf{F}_p$  が線形変化するものと仮定することで微分演算を行い、二相間での運動量授受を算出し、流れ場解析における渦要素の循環量変化として時々刻々フィードバックする。相間相互作用を考慮した渦度輸送方程式は次式となる。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_f} \nabla \times \mathbf{F}_p \quad \dots (9)$$

## 3. 内部流れを対象とした混相流への適用と検証

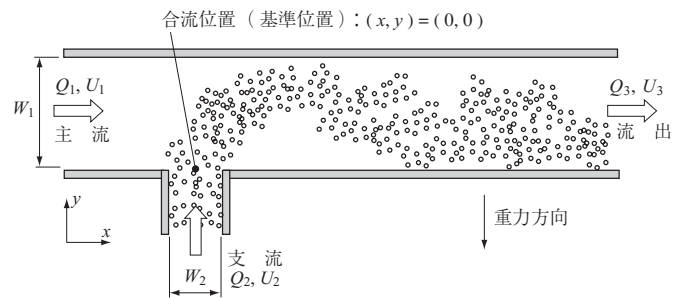
2章で提案した渦法と粒子追跡法を用いた混相流解析法を内部流れの混相流場に適用し、解析手法の妥当性や適用範囲を検証する。

### 3.1 T字型合流路内での固液二相流の解析と実験

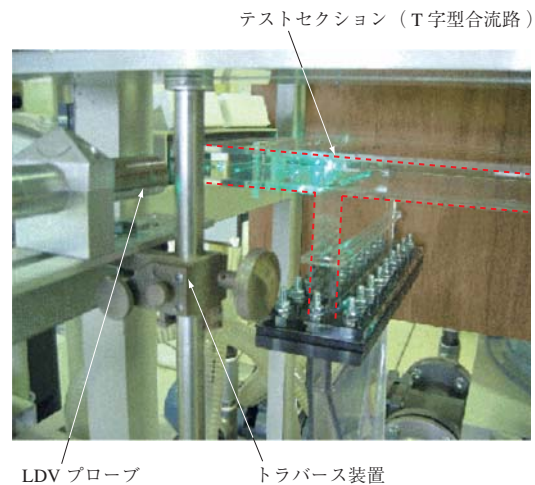
ここでは、はく離や逆流が非定常に発生する T 字型合流路内での固液二相流を対象にする<sup>(9), (10)</sup>。対象場の概略を第 4 図に示す。粒子のフローパターンの可視化や、液相・粒子の速度分布を Laser Doppler Velocimetry (LDV) によって計測し、解析手法 (二次元 One-way 解析) の有効性を検証した。LDV による流速計測の様子を第 5 図に示す。

主流と支流のチャンネル幅  $W_1, W_2$  の比は  $W_2/W_1 = 0.5$  である。合流流量比を  $Q_2/Q_1 = 1, 2, 3$  の三通りに変化させる。合流後の液相の平均速度を  $U_3$  とすると、レイノルズ数は  $Re = U_3 W_1 / \nu = 10\,000, 15\,000, 20\,000$  である。固体粒子 (ガラスビーズ) は支流のみから体積濃度  $C_V = 0.01$  で流入し、粒子密度  $\rho_p$  は  $2\,590 \text{ kg/m}^3$  ( $\rho_p/\rho_f = 2.59$ ), 平均粒子径  $d_p$  は  $425 \mu\text{m}$  ( $0.021\,25 W_1$ ) である。ストークス数 (粒子の応答時間と流れ場の特性時間の比) は  $St = 0.63 \sim 1.25$  である。

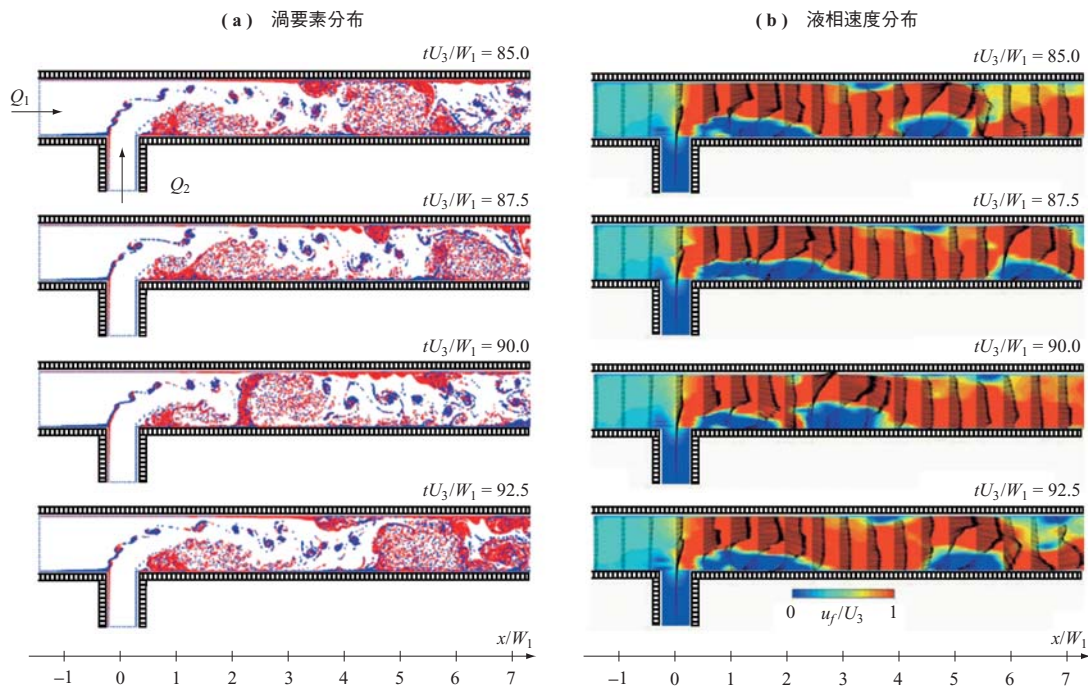
液相の解析結果として、渦要素と速度の瞬時分布を第 6 図に示す。合流直後の支流の流れは大きく偏流し、支流結



第 4 図 T 字型合流路内での固液二相流の概略  
Fig. 4 Outline of solid-liquid two-phase flow in the mixing tee



第 5 図 実験装置と LDV での流速計測  
Fig. 5 Experimental apparatus and velocity measurement by LDV



第 6 図 渦要素と液相速度の瞬時分布 (流量比:  $Q_2/Q_1=2$ )  
 Fig. 6 Instantaneous distributions of vortex elements and liquid velocity (confluent flow rate ratio:  $Q_2/Q_1=2$ )

合部下流側の角部から大規模な渦が発生している。この非定常な渦の発生・発達および合体・分離によって、合流後の流れは複雑で非定常性の強い流れになっている。

次に、粒子の瞬時分布および時間平均濃度分布について、実験と解析との比較を第 7 図に示す。合流流量比によって変化する粒子のフローパターン、壁面衝突や堆積の有無・発生位置などに関して解析と実験が良く一致している。さらに、液相および粒子の主流方向の時間平均速度分布について、LDV 計測と解析との比較を第 8 図に示す。実験と解析を比較すると、両相とも定量的に良く一致している。

### 3.2 堆積を伴う高濃度粒子流の解析と実験

渦法・粒子追跡法による混相流解析を発展させ、堆積を伴う高濃度粒子流の解析 (Two-way 解析) を行い、検証実験によって解析の精度と適用範囲を明らかにした。実験装置の概略を第 9 図に示す。また、Particle Image Velocimetry (PIV) による流速計測の様子を第 10 図に示す。

液相は水、固体粒子は平均粒子径  $200 \mu\text{m}$  のガラスビーズ (密度比  $\rho_p/\rho_f \approx 2.5$ ) を用いた。試験部である凹型流路の流路幅  $W = 25 \text{ mm}$  と搬送流速  $V = 0.2 \sim 1.2 \text{ m/s}$  を代表としたレイノルズ数は、 $\text{Re} = VW/\nu = 5000 \sim 30000$  である。粒子の体積濃度  $C_V$  は、最小流速  $V = 0.2 \text{ m/s}$  時に 1%、最大流速  $V = 1.2 \text{ m/s}$  時に 0.17% である。ストークス数は  $\text{St} = 0.044 \sim 0.27$  である。

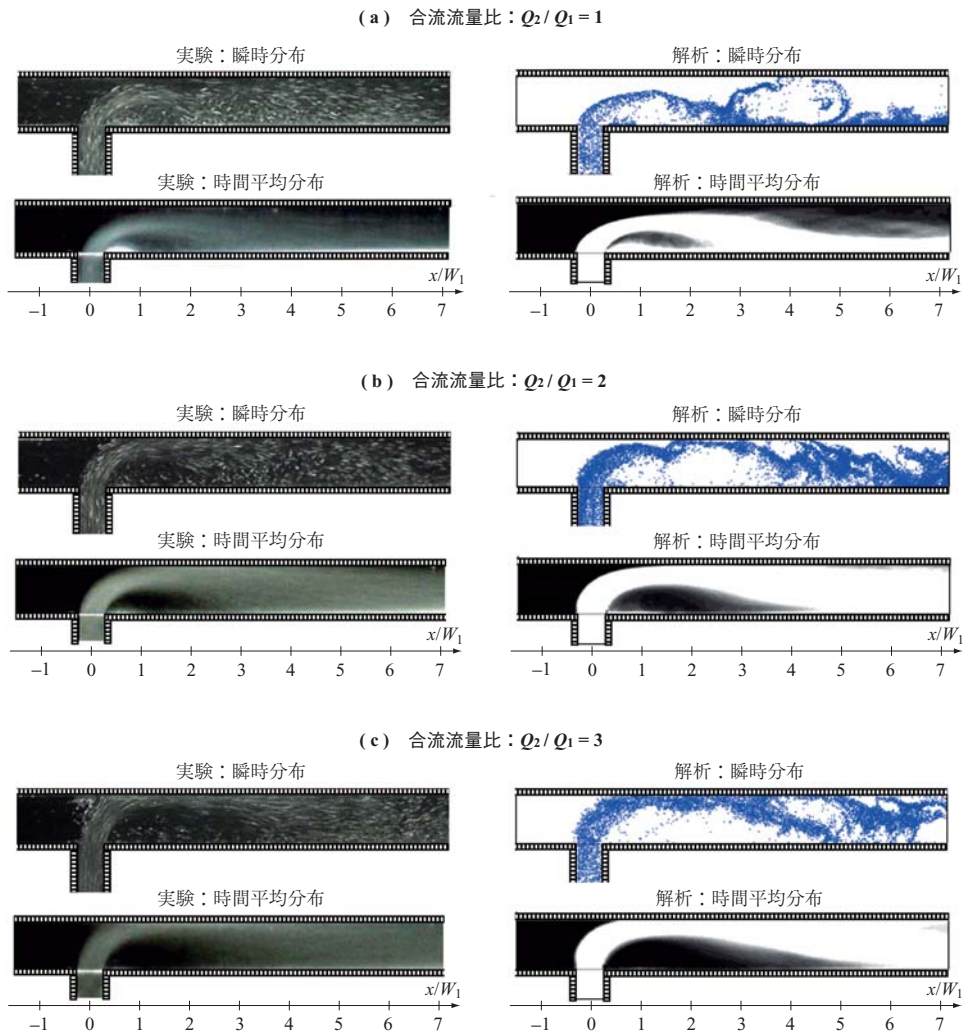
$\text{Re} = 10000$  における液单相流での実験と解析との比較 (二次元) を第 11 図に示す。凹型底部の二つの曲がり部において、内側では渦離、外側で死水域が発生する様子が実験と解析で類似している。

次に、搬送流速に対する堆積状態の変化に関して、実験と解析の比較 (三次元) を第 12 図に示す。実験の写真では、白い部分がガラスビーズの堆積領域である。搬送流速の低下に伴って、粒子の堆積領域が二つ目の曲がり部死水域から上流方向へ発達することが実験と解析で定性的に一致している。このように、堆積が発生する条件と堆積位置を予測できることが分かる。ただし、解析結果から分かるように、堆積層内では粒子濃度が 10 vol% 以上あり、粒子同士の接触現象が支配的になる。本解析では粒子同士の干渉は衝突現象のみでモデル化しているため堆積層厚さを定量的に予測することは困難であり、将来の課題である。

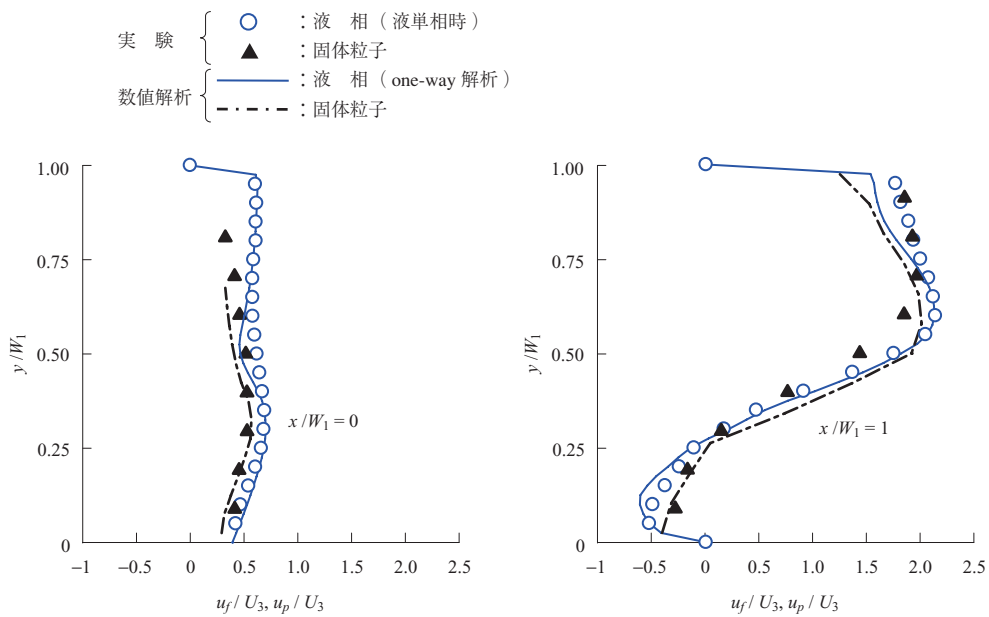
## 4. 実用流体機器への応用

### 4.1 解析対象

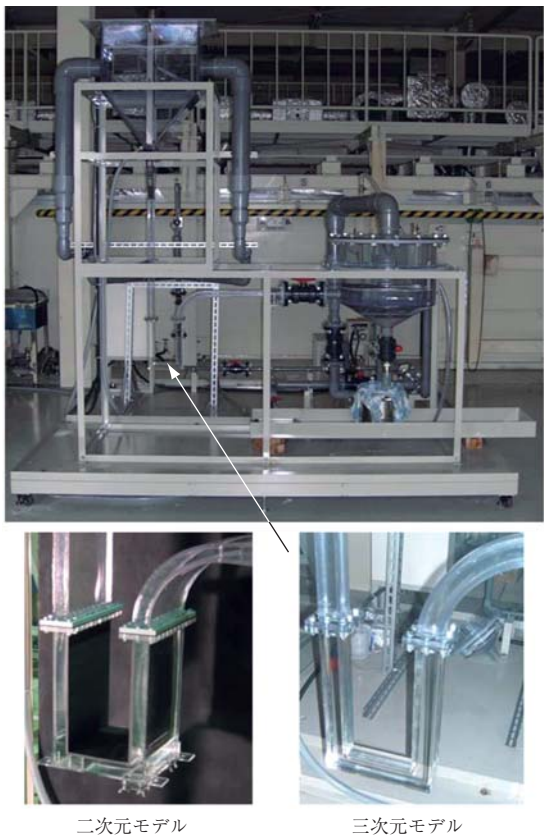
固気二相流を伴う装置で起こる問題の一つとして、固体粒子が装置材料に衝突することによってエロージョンが発生し、装置の寿命を低下させることがある<sup>(23)</sup>。例えば、空気輸送におけるパイプやバルブ、サイクロン、流動層、伝熱管、さらにガスタービンのブレードやロケットエンジン



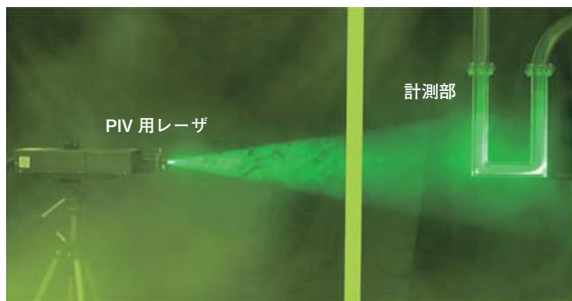
第 7 図 固体粒子分布の実験と数値解析との比較  
Fig. 7 Comparison of experiment and calculation for distribution of solid particles



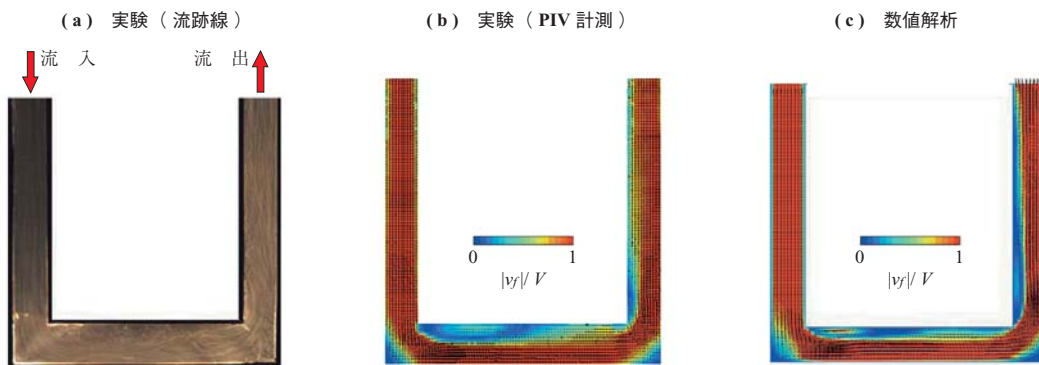
第 8 図 液相と固体粒子の時間平均速度分布 (流量比:  $Q_2/Q_1 = 2$ )  
Fig. 8 Time-averaged streamwise velocity profiles of liquid and solid particles (confluent flow rate ratio:  $Q_2/Q_1 = 2$ )



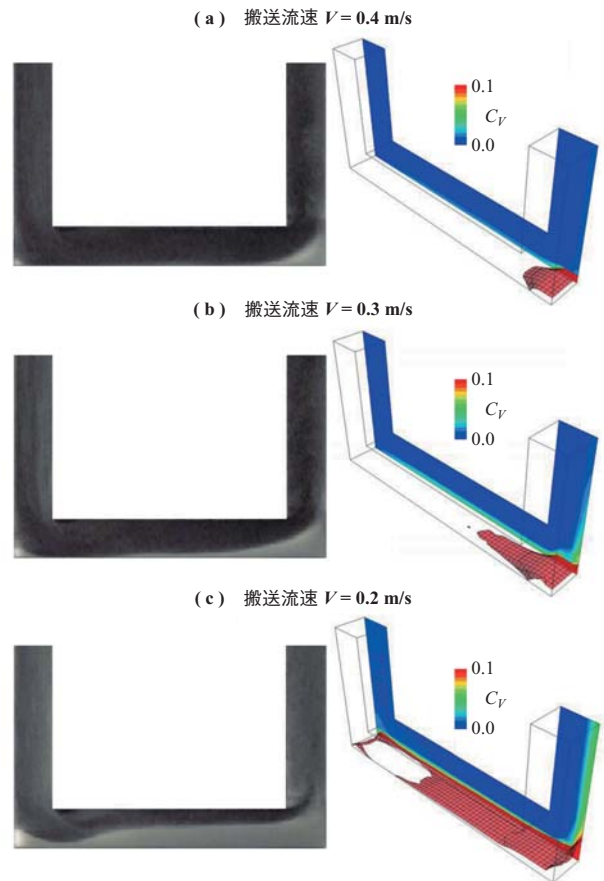
第 9 図 堆積を伴う高濃度粒子流の実験装置  
 Fig. 9 Experimental apparatus for high concentration particle flow with deposition



第 10 図 PIV による流速計測  
 Fig. 10 Velocity measurement by PIV



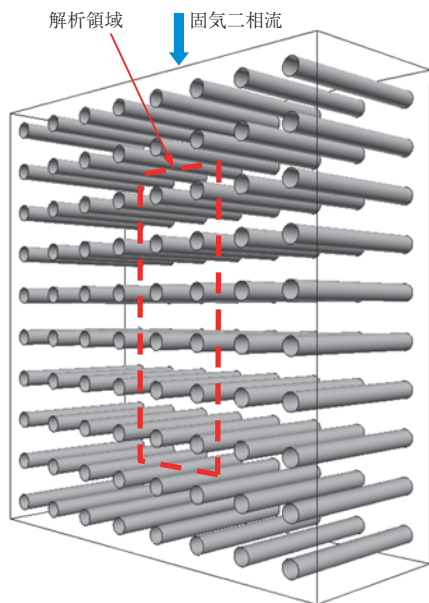
第 11 図 二次元流路内液相流れの実験と数値解析との比較 (左: 流跡線, 中央・右: 時間平均速度)  
 Fig. 11 Comparison between experiment and calculation for liquid flow in the two-dimensional duct ( left : path lines, center and right : time averaged velocities )



第 12 図 三次元流路内堆積流れの実験と数値解析 (左: 実験, 右: 数値解析 (体積濃度と  $C_V = 10 \text{ vol\%}$  の等値面))  
 Fig. 12 Comparison between experiment and calculation for particle deposition in the three-dimensional duct ( left: experiment, right: calculation ( volume concentration and iso-surface at  $C_V = 10 \text{ vol\%}$  ) )

ンのノズルに至るまでさまざまある。ここでは、流れの非定常性が強い実用流体機器の一つとして、熱交換器の伝熱管群周りにおける固気二相流を対象に本解析技術を応用する。

対象とした熱交換器のイメージを第 13 図に示す。固体粒子を含んだガス流れを横切るように、複数の伝熱管が設置されている。伝熱管群周りの粒子挙動を三次元解析し、



第 13 図 熱交換器の伝熱管群  
Fig. 13 Heat exchanger tubes

伝熱管群の後流に生じる非定常な渦流れによる粒子の挙動と壁面衝突を調べる。

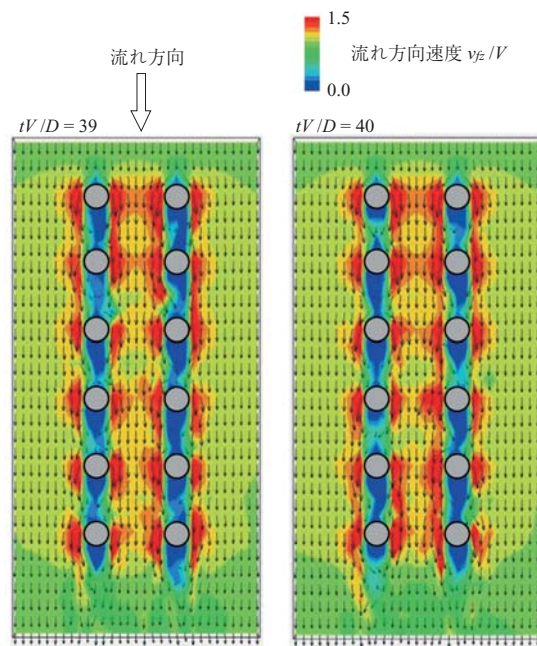
#### 4.2 解析条件

第 13 図に示すように、鉛直方向、奥行き方向ともに多数の伝熱管が並んでいる。これら全ての伝熱管群に対して非定常解析を行うことは計算負荷の面から困難であるため、第 13 図中の赤点線で示した範囲（流れ方向に 6 段、流れと垂直方向に 2 列）を解析領域とする。熱力学的な影響は無視し、等温・等圧の条件で解析する。重力方向は第 13 図中で鉛直下向きである。

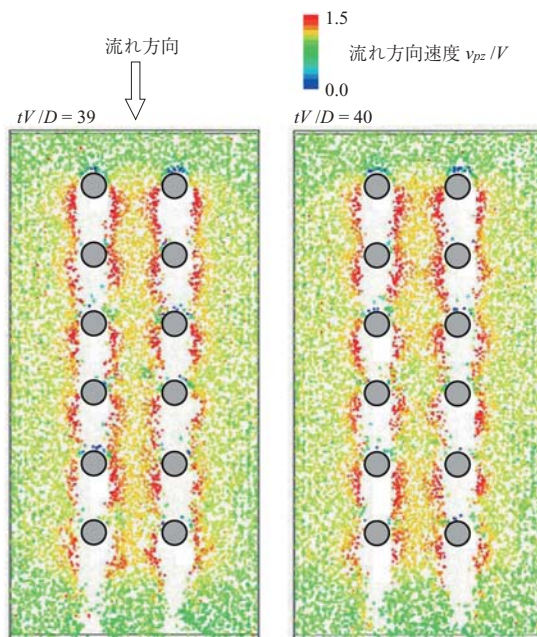
ガスの流入速度  $V$ 、伝熱管の外径  $D$  を代表にしたレイノルズ数は  $Re = VD/\nu = 5\,510$  である。固体粒子は、代表的な例として粒子径  $d_p = 20\ \mu\text{m}$ 、密度  $\rho_p = 2\,200\ \text{kg/m}^3$  とする。粒子は体積濃度  $C_V = 2.27 \times 10^{-6}$  で流入するとし、ストークス数は  $St = 0.43$  である。

#### 4.3 解析結果と考察

解析結果の一例として、ガスの瞬時の速度分布、瞬時の固体粒子分布を第 14 図、第 15 図にそれぞれ示す。各伝熱管の後流には、互いに回転方向の異なる渦が周期的に発生している。このように、流れ方向に垂直に振動する流れが生じるため、管の上流面に左右交互に衝突する流れが発生する。また、粒子の分布から、流れ方向の管隙に粒子が巻き込まれている様子が分かる。段数方向（流れ方向）において 2～4 段目の管隙において、粒子が多く巻き込まれている。また、流れ方向に垂直に伝熱管が並列しているため、管列の間でガスと粒子の速度が増加している箇所



第 14 図 ガスの瞬時の速度分布（奥行き方向中央断面）  
Fig. 14 Instantaneous distributions of gas velocity (Mid-plane in the direction of depth)



第 15 図 瞬時の固体粒子分布  
Fig. 15 Instantaneous distributions of solid particles

がある。このように、流れ方向に垂直な振動流れに粒子が随伴され、後段に設置された伝熱管においても、管壁に粒子が衝突することが分かる。

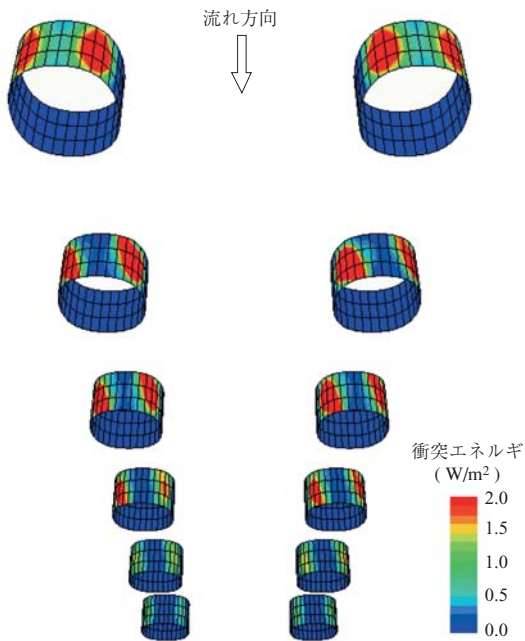
次に、伝熱管壁に衝突する粒子の運動エネルギーの積算を衝突エネルギーと呼び、単位時間・単位面積当たりの衝突エネルギーの分布を第 16 図に示す。各伝熱管の上流側頂点（淀み点）からみて左右の 45 度下流付近において衝突



検証試験の準備や計測に当たっては、石川島検査計測株式会社の関係各位に多くのご協力とご助言を頂きました。ここに記し、深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) C. T. Crowe : Review, Numerical models for dilute gas-particle flows Trans. of the ASME J. of Fluids Eng. Vol.104 No.3 ( 1982 ) pp. 297 - 303
- (2) K. Hishida, A. Ando and M. Maeda : Experiments on particle dispersion in a turbulent mixing layer Int. J. Multiphase Flow Vol.18 No.2 ( 1992 ) pp. 181 - 194
- (3) 湯 晋一, 河野浩幸, 梅景俊彦 : 高レイノルズ数スリットノズル固気混相噴流の流れに与える粒子の影響 日本機械学会論文集 B 編 Vol.66 No.641 ( 2000. 1 ) pp. 57 - 66
- (4) S. Yuu, K. Ikeda and T. Umekage : Flow-field prediction and experimental verification of low Reynolds number gas-particle turbulent jets Collids and Surfaces A Physicochemical and Engineering Aspects Vol.109 ( 1996 ) pp. 13 - 27
- (5) T. Kajishima and S. Takiguchi : Interaction between particle clusters and fluid turbulence Int. J. of Heat and Fluid Flow Vol.23 ( 2002 ) pp. 639 - 646
- (6) I. A. Joia, E. Ory and R. J. Perkins : A discrete vortex model of particle laden jets 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow ICMF'98 Lyon, France June 8-12 ( 1998 )
- (7) J. H. Walther and P. Koumoutsakos : Three-dimensional vortex methods for particle-laden flows with two-way coupling J. of Comp. Phys. Vol.167 ( 2001 ) pp. 39 - 71
- (8) T. Uchiyama and A. Fukase : Three-dimensional vortex method for gas-particle two-phase compound round jet Trans. of the ASME J. of Fluids Eng. Vol.127 ( 2005 ) pp. 32 - 40
- (9) Y. Iso and K. Kamemoto : A grid-free Lagrangian approach of vortex method and particle



第 16 図 粒子衝突による伝熱管壁での衝突エネルギー分布  
Fig. 16 Energy distribution of particle-wall collisions on the walls of heat exchanger tubes

エネルギーが大きい。また、最前段だけでなく、後段の 2～4 段目の伝熱管でも衝突エネルギーが大きくなる事が分かる。

5. 結 言

- (1) 渦法と粒子追跡法によるラグランジュ・ラグランジュ型の手法を用い、産業機器に多くみられる複雑な流路構造や三次元形状をもつ内部流れを対象とした混相流へ適用できるグリッドレスの数値解析手法を開発した。
- (2) 内部流れのさまざまな混相流を対象に解析と検証実験を行うことで、本手法の妥当性を確認した。本手法は、これまで解析例のなかった内部流れを対象とした非定常性の強い混相流場に対して精度良く解析できることを明らかにした。また、低濃度だけでなく、相間相互作用の影響が無視できない高濃度の粒子を含む内部流れ解析が可能であることを示した。
- (3) 実用流体機器として、熱交換器の伝熱管群周りにおける固気二相流を対象に本解析技術を応用した。非定常な渦流れを伴う実際の装置内の混相流に対して本解析の有用性を示すとともに、管群特有の粒子の巻き込みと壁面衝突がとらえられた。

今後は、本解析技術をさまざまな工業機器に応用し、粒子による摩耗、堆積、付着などを定量的に評価できる工学上実用的で有効な解析技術に発展させていきたい。

- trajectory tracking method applied to internal fluid-solid two-phase flows Trans. of the ASME J. of Fluids Eng. Vol.130 No.1 011401 (2008) pp. 1 – 10
- (10) 磯 良行, 亀本喬司: 渦法と粒子追跡法による T 字型合流路内での固液二相流解析および検証実験 日本機械学会論文集 B 編 Vol.72 No.720 (2006.8) pp. 1 880 – 1 887
- (11) 磯 良行, 亀本喬司: 渦法と粒子追跡法による固液二相流解析の内部流への適用 日本機械学会論文集 B 編 Vol.71 No.711 (2005. 11) pp. 2 671 – 2 678
- (12) K. Kamemoto : Engineering application of the vortex methods developed in Yokohama National University (YNU) Proc. of the 2nd Int. Conf. on Vortex Methods September 26-28 Istanbul, Turkey (2001.9) pp. 197 – 209
- (13) J. S. Uhlman : An integral equation formulation of the equation of motion of an incompressible fluid Naval Undersea Warfare Center Division Newport Rhode Island Technical Report 10, 086 (1992)
- (14) J. C. Wu and J. F. Thompson : Numerical solutions of time-dependent incompressible Navier-Stokes equations using an integro-differential formulation Computers and Fluids Vol.1 (1973) pp. 197 – 215
- (15) 福田紘大, 亀本喬司: 渦法による乱流モデル構築に向けたラグランジュ型渦要素再配置モデルの提案 日本機械学会論文集 B 編 Vol.70 No.697 (2004. 9) pp. 2 311 – 2 318
- (16) S. A. Morsi and A. J. Alexander : An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems J. Fluid Mech. Vol.55 No.2 (1972) pp. 193 – 208
- (17) J. H. Maccoll : Aerodynamics of a spinning sphere J. Roy. Aero. Soc. Vol.32 (1928) pp. 777 – 798
- (18) P. G. Saffman : The lift on a small sphere in a slow shear flow J. Fluid Mech. Vol.22 (1965) pp. 385 – 400 and Vol.31 (1968) p. 624
- (19) R. Mei : An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number Int. J. Multiphase Flow Vol.18 No.1 (1992) pp. 145 – 147
- (20) S. C. R. Dennis, S. N. Singh and D. B. Inghan : The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers J. Fluid Mech. Vol.101 No.2 (1980) pp. 257 – 279
- (21) Y. Tsuji, T. Oshima and Y. Morikawa : Numerical simulation of pneumatic conveying in a horizontal pipe KONA (Powder Sci. & Tech.) Vol.3 (1985) pp. 38 – 51
- (22) Y. Yamamoto, M. Potthoff, T. Tanaka, T. Kajishima and Y. Tsuji : Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel – effect of considering inter-particle collisions – J. Fluid Mech. Vol.442 (2001) pp. 303 – 334
- (23) 清水昭比古: 固気混相乱流と摩擦解析の実用例 日本機械学会講習会教材 (混相流技術の実用化 – 基礎・計測から数値解析まで – Vol.97 No.67 (1997) pp. 63 – 70