論文

変動外力を受ける管内固液二相流の 主流方向粒子運動に関する数値解析*

— 動揺管路内固液二相流の流動特性に関する研究 (第2報) —

斎藤 隆之¹ 梶島 岳夫²
清野 文雄¹ 宇佐美 毅³

Numerical Analysis on Streamwise Particle Velocity of Solid-Liquid Two-Phase Flows in a Swaying Pipe

— Dynamic characteristics on solid-liquid two-phase flows in a swaying pipe (2nd Report) —

by Takayuki SAITO¹, Takeo KAJISHIMA¹, Fumio KIYONO¹ and Takeshi USAMI¹

1. National Institute for Resources and Environment, Onogawa, Tsukuba 305

In the first report¹⁾, the relationship between a periodic motion of particles in a solid-liquid two-phase flows and a swaying motion of a pipe was become clear experimentally. The virtual mass and the Basset term have a very important function for unsteady flows and micro dynamics of steady flows and it is necessary to prove the effects of these terms on particle motion. The solid-liquid two-phase flows in a swaying pipe is very suitable to do the above mentioned. This paper shows the effects on a particle motion of the flow by means of a high order numerical simulation. The main results are as follows:

1. The equation of motion for solid particles in a swaying pipe with consideration of virtual mass, the Basset term and unsteady frictional force between particles and pipe wall is derived.

2. The numerical method which can remove the trend on numerical solution originated by an inappropriate analysis for the Basset term is presented.

3. The numerical results by means of the model and the numerical method express the characteristics of the particles motion of the flow.

4. Virtual mass and the Basset term is needed to analyze time-series particles velocity of the flow and the differences between numerical solutions with consideration of these terms and ones without consideration those are clarified.

5. The effects of these terms on time-average velocity are negligible from the standpoint of technology.

KEY WORDS : Solid-liquid Two-phase Flow, Swaying Pipe, Numerical Analysis, Virtual Mass, Basset Term

1. 緒 言

筆者らは、前報¹⁾において、変動外力を受けて動揺する管内における固液二相流の粒子群の周期運動と管路動揺との関係を実験的に明らかにするとともに、理論解析により粒子運動を規定する無次元数を導き、これにより実験結果が整理され得ることを示した。しかし、Basset 項²⁾と仮想質量項³⁾とを無視した理論解析を行っており、これらの影響を考察するには到らなかった。Basset 項は粒子に作用する粘性抗力の時刻歴を、仮想質量項は流体中を加速度運動する物体が周囲の流体を加速することによって受ける力を表し、両者とも粒子・流体間の相対加速度の関数として表される。これらは、流体中を等速度運動する粒子の運動解析には必要のない項であり、従来の固液二相流の研究においては、無視して扱われる⁴⁾ことが多かった。

た。これは、それらの研究対象が巨視的には時間的に変動のない系、すなわち、定常な系と見なし得たこと、また、粘性抗力の影響が本来支配的でないニュートン領域の粒子であったことに起因する。

Basset 項・仮想質量項は、非定常流れ、または定常流れにおいても微視的には重要な役割を持つため、その影響を明らかにする必要がある。本研究で対象とする周期的に動揺する管内の固液二相流は、その目的のために適した流れ場であると考えられる。また、マンガング塊採鉱システムにおける集鉱機から揚鉱管内へのマンガング塊の給鉱制御あるいは管路動揺を考慮したポンプ回転数の制御を考える場合には、上記を深く検討、理解しておくことは特に重要なことと考えられる。本研究においては、対象とする管内固液二相流に対して仮想質量項と Basset 項とを実測することが不可能であるため、高次精度の数値解析によりこれらの影響度を考察する。

2. 主 な 記 号

a	: 片振幅	[m]
A	: 断面積	[m ²]
b	: 管摩擦係数を求める際の指数	[—]

* 1994年2月14日受付 4月18日受理

1. 正会員 資源環境技術総合研究所地殻工学部主任研究官

2. 工博 資源環境技術総合研究所地殻工学部主任研究官

3. 正会員 工博 資源環境技術総合研究所長

キーワード: 固液二相流, 動揺管路, 数値解析, 仮想質量項, Basset項, 非定常流動

C	: 管内濃度	$[-]$
C_D	: 抗力係数	$[-]$
D	: 直径	$[m]$
f	: 周波数	$[Hz]$
F	: 粒子に作用する力	$[N]$
F_{rm}	: 修正フルード数	$[-]$
g	: 重力加速度	$[m/s^2]$
h	: 時間ステップ	$[s]$
κ	: 仮想質量係数	$[-]$
m	: 質量	$[kg]$
Re	: レイノルズ数	$[-]$
S	: 搬送流体に対する密度比	$[-]$
t	: 時間	$[s]$
t'	: 履歴時間	$[s]$
T	: 履歴時間	$[s]$
u	: 並進加速系に対する速度	$[m/s]$
U	: 慣性系に対する速度	$[m/s]$
V	: 体積	$[m^3]$
x	: 主流方向距離	$[m]$
α	: 修正項 K_{SG} における修正係数	$[-]$
α_i	: Fehlbeg 公式における定数	$[-]$
β	: 搬送流体の速度変動係数	$[-]$
β_{ij}	: Fehlbeg 公式における定数	$[-]$
γ_{ij}	: Fehlbeg 公式における定数	$[-]$
λ	: 管摩擦係数	$[-]$
θ	: 位相	$[rad]$
μ	: 動摩擦係数	$[-]$
ν	: 動粘性係数	$[m^2/s]$
π	: 円周率	$[-]$
ρ	: 密度	$[kg/m^3]$
ω	: 角速度	$[rad/s]$

添え字

B : Basset 項, D : 流体抗力, F : 摩擦力, G : 粒子群, M : 固液混合体, P : 管路, S : 固体粒子, W : 液体, V : 仮想質量項, X : 主流方向, 0 : 仮想質量項および Basset 項をともに無視するモデルによる計算値, $V0$: 仮想質量項のみを考慮するモデルによる計算値, VB : 仮想質量項と Basset 項とをともに考慮するモデルによる計算値, $*$: 4 次精度予測値, $-$: 時間平均値

3. 解析モデル

ストークス則に従う粒子の運動を記述する運動方程式として, Tchen の式⁵⁾

$$m_s \frac{dU_s}{dt} = F_D + F_V + F_B \quad \dots\dots\dots (1)$$

が一般的に用いられる。これは、ストークス抗力（右辺第 1 項）、仮想質量力（右辺第 2 項）および Basset 項（＝粘性履歴項、右辺第 3 項）により粘性流体中における粒子運動を記述する式であり、各項は次のように与えられる。

$$F_D = 3 \pi \mu_w D_s (U_w - U_s) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$F_V = km_w \left(\frac{dU_w}{dt} - \frac{dU_s}{dt} \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$F_B = \frac{3}{2} D_s^2 \sqrt{\pi \rho_w \mu_w} \int_0^t \frac{\left(\frac{dU_w}{dt'} - \frac{dU_s}{dt'} \right)}{\sqrt{t - t'}} dt' \quad \dots\dots\dots (4)$$

式 (1) は、レイノルズ数の低い場合について解析的に導かれたものであるが、抗力係数を用いることで、高レイノルズ数領域に拡張

Fig. 1 Model on the solid-liquid two-phase flow in a swaying pipe.

使用される。朝倉ら⁶⁾は、静止流体中におけるニュートン領域の粒子の自由沈降運動にこの式を応用し、数値計算結果と実験結果とを比較検討することにより、抗力係数を適切に与えれば高レイノルズ数領域の粒子運動にも上式が適用可能であることを示している。

本研究においては、主流方向にのみ動揺する水平パイプストリングス（一次元動揺管路）を想定し、動揺管路内固液二相流の流動モデルとして Fig. 1 を考えることとする。管底に管とともに加速度運動する並進加速系をとり、速度等には管断面平均値を採用すれば、管内の粒子群の運動は、式 (1) に粒子群と管壁との間に作用する摩擦力 F_{FG} および並進加速系による見掛けの力 F_{XG} を加えた次式により表示される。

$$m_{SG} \frac{du_{SG}}{dt} = F_{DG} + F_{VG} + F_{BG} + F_{FG} + F_{XG} \quad \dots\dots\dots (5)$$

粒子群に作用する定常的な流体抗力 F_{DG} は、粒子群の抗力係数を C_{DG} 、 Δx 区間に含まれる粒子群の質量を m_{SG} とすれば、次式により表すことができる。

$$F_{DG} = \frac{m_{SG}}{m_s} A_s C_{DG} \frac{1}{2} \rho_w |u_w - u_{SG}| (u_w - u_{SG}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、粒子群の抗力係数 C_{DG} は次のように与えることができる。まず、単一粒子の抗力係数 C_D は、レイノルズ数の範囲を考慮して、 $1 \leq Re_s \leq 700$ の場合には、Schiller の式⁷⁾

$$C_D = \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$700 \leq Re_s \leq 1.5 \times 10^5$ の場合には、Carey の式⁸⁾

$$C_D = \left[\sqrt{\frac{24}{Re_s}} + 0.34 \left(Re_s^{0.06} + \frac{1}{1.72 + 0.018 Re_s} \right) \right]^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

により与えられる。ただし、粒子レイノルズ数 Re_s は次のように定義される。

$$Re_s = \frac{D_s |u_w - u_{SG}|}{\nu_w} \quad \dots\dots\dots (9)$$

C_{DG} は粒子相互ならびに管壁の干渉を考慮するため、粒子の管内体積濃度 C_{SG} と直径比 D_s/D_p による補正を C_D に加えて次式により表される⁹⁾。

$$C_{DG} = \left\{ \left[1 - \left(\frac{D_s}{D_p} \right)^2 \right] \exp \left(\frac{-4 C_{SG}}{1 + C_{SG}} \right) \right\}^{-2} C_D \quad \dots\dots\dots (10)$$

次に、粒子群に作用する仮想質量力 F_{VG} ならびに Basset 項 F_{BG} を各々次のように与える。

$$F_{VG} = k_{SG} \rho_w V_{SG} \frac{d}{dt} (u_w - u_{SG}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$F_{BG} = \frac{3}{2} D_s^2 \sqrt{\pi \rho_w \mu_w} \int_0^t \frac{\left(\frac{du_w}{dt'} - \frac{du_s}{dt'} \right)}{\sqrt{t - t'}} dt' \quad \dots\dots\dots (12)$$

静止管路において粒子群に作用する摩擦力 F_{FG} には、固体間摩擦の表現と管摩擦係数による流体摩擦の表現との二つの方法がある。前者の表現方法では、粒子と管壁とが常に接触せず、ある確率で衝突を繰り返す現象を扱うことになるため、二次元あるいは三次元

解析においては有意性を持つが、現在のところ時間空間における確率を考慮した摩擦モデルは見当たらない。一方後者の表現方法は、一次元解析に適したモデルであり、粒子が慣性座標系に対し静止した場合には適用できないという問題を残してはいるが、それ以外の条件において信頼性の高い、多くの実験データによる検証¹⁰⁾がなされている。以上を考慮し、本研究においては摩擦力 F_{FG} に対し管摩擦係数による流体摩擦的表現方法を採用し、これを次のように表す。

$$F_{FG} = \lambda_{SG} C_{SG} (\rho_S - \rho_W) \frac{1}{2} u_{SG}^2 A_P \frac{\Delta x}{D_P} \quad \dots\dots\dots (13)$$

上式中の管摩擦係数 λ_{SG} は、静止管路の場合には、固液二相流の平均流速を代表速度とする修正フルード数 F_{rm} の関数として次式で与えられる。

$$\lambda_{SG} = \mu_{SG} F_{rm}^b \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 F_{rm} は、

$$F_{rm} = \frac{U_M^2 \sqrt{C_{DO}}}{g D_P (S_S - 1)} \quad \dots\dots\dots (15)$$

により定義される。なお、抗力係数 C_{DO} は無限大の容器中における自由沈降粒子の抗力係数である。

動揺管路においても、基本的には同様な関係が成立すると考えられるが、ここでは式 (14) に対し以下の修正を行う。まず、粒子群と管路との相対運動により粒子に作用する摩擦力の方向が変化することを考慮する修正項 $SGN(u_{SG})$ を加える。さらに、管路動揺が粒子と管壁との相対的な衝突角度と粒子の相対的飛翔距離に影響を及ぼすことにより、粒子群の管路に対する摩擦係数 μ_{SG} が変化するものと仮定し、これを表す修正項 K_{SG} を付加する。以上により動揺管路内における粒子群の管摩擦係数は次のように表示される。

$$\lambda_{SG} = K_{SG} SGN(u_{SG}) \mu_{SG} \left[\frac{U_M^2 \sqrt{C_{DO}}}{g D_P (S_S - 1)} \right]^b \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、各修正項は次のようなモデルにより与えられる。

$$\left. \begin{aligned} SGN(u_{SG}) &= +1 & \text{for } u_{SG} < 0 \\ SGN(u_{SG}) &= 0 & \text{for } u_{SG} = 0 \\ SGN(u_{SG}) &= -1 & \text{for } u_{SG} > 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$K_{SG} = 1 - \alpha \sin(\omega_P t + \theta_P) \quad \dots\dots\dots (18)$$

並進加速系による見掛けの力 F_{XG} は次式により与えられる。

$$F_{XG} = -m_{SG} a_P \omega_P^2 \sin(\omega_P t + \theta_P) \quad \dots\dots\dots (19)$$

以上、式 (6) ~ (19) を式 (5) に代入し、整理すれば、動揺管路内固液二相流の主流方向粒子速度は、次式により表すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{du_{SG}}{dt} &= \frac{1}{S_S + k} \left\{ \frac{3}{4} \frac{1}{D_S} C_{DG} |u_W - u_{SG}| (u_W - u_{SG}) \right. \\ &+ k \frac{du_W}{dt} + 9 \frac{1}{D_S} \sqrt{\frac{\mu_W}{\pi \rho_W}} \int_0^t \frac{d(u_W - u_{SG})/dt'}{\sqrt{t - t'}} dt' \\ &- \frac{K_{SG} SGN(u_{SG}) \mu_{SG}}{2} \left[\frac{U_M^2 \sqrt{C_{DO}}}{g D_P (S_S - 1)} \right]^b - \frac{(S_S - 1) u_{SG}^2}{D_P} \\ &\left. + S_S a_P \omega_P^2 \sin(\omega_P t + \theta_P) \right\} \quad \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

なお、清水の見掛け流速はポンプに作用する負荷変動により管路動揺とともに僅かに変動するため、これを次式により表す。

$$u_W = \bar{U}_W [1 + \beta a_P \omega_P \cos(\omega_P t + \theta_P + \theta')] - a_P \omega_P \cos(\omega_P t + \theta_P) \quad \dots\dots\dots (21)$$

式 (20) において、管振動に関する項、係数をすべて 0 と置けば、静止管路内における固液二相流の主流方向粒子速度を表す式に帰着する。したがって、式 (20) は静止管路をも含むより一般化された式であることがわかる。なお、式 (20) ならびに各モデルが実験結果を良く再現し妥当性を有することは既報¹¹⁾に示されている。しかし、既報¹¹⁾は Basset 項の数値的な取扱方、仮想質量項および Basset 項の効果の定量的解析に問題を残した。

4. 計 算 方 法

時間 t に関する常微分方程式の初期値問題として式 (20) を数値的に解けばよい。しかし、同式は時刻歴を積分する形式の Basset 項を持ち、誤差が累積することが予想されるため、数値解法には高精度なものが要求される。本研究においては、高次のルンゲ・クッタ型公式であり、式 (22)、(23) で表される 6 段 5 次の Fehlberg 法を用いることにする。

$$u_{SG, n+1} = u_{SG, n} + \sum_{i=1}^6 \gamma_i \kappa_i \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\kappa_i = h \phi(t_n + \alpha_i h, u_n + h \sum_{j=1}^{i-1} \beta_{ij} \kappa_j), i=1, 2, \dots, 6 \quad \dots\dots\dots (23)$$

一方、高精度な解法では解の収束が遅くなる。これを改善するため、補助的に 4 次精度のルンゲ・クッタ公式、式 (24) を

$$u_{SG, n+1}^* = u_{SG, n} + \sum_{i=1}^6 \gamma_i^* \kappa_i \quad \dots\dots\dots (24)$$

を用い、近似解を予測しながら時間ステップを自動調節するアルゴリズム、すなわち、4 次精度解と Fehlberg 公式による解との差から誤差を推定しながら時間ステップ幅を決めるアルゴリズム¹²⁾を採用した。このため、最終的な解は 4 次精度となるが、ステップ幅による誤差は自動的に一定の値以下に収めることが可能となる。

次に、式 (20) 中の Basset 項 F_{BG} は、時間履歴 (粘性作用の時間積分値) であり、先にも述べたように解き方によっては数値的誤差が蓄積し計算が破綻したり、あるいは、数値解析誤差に起因するトレンド¹³⁾を持つ解となる。本研究では、以下の方法によりこれらの改善を図った。 F_{BG} は、搬送流体に関する粘性履歴項 F_{BGW} と粒子に関する粘性履歴項 F_{BGS} とに分解されるのでこれらを別々に求めた。

$$\begin{aligned} F_{BG} &= F_{BGW} + F_{BGS} \\ &= \int_0^t \frac{du_W}{\sqrt{t-t'}} dt' + \int_0^t \frac{du_{SG}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

F_{BGW} は、搬送流体の速度変動モデル、式 (21) を代入することにより次式のように関数型が与えられる。

$$\begin{aligned} F_{BGW} &= a_P \omega_P^2 \int_0^{T_i} \{ 2\beta \bar{U}_W \sin[\omega_P(t-T^2) + \theta_P + \theta'] \\ &+ 2 \sin[\omega_P(t-T^2) + \theta_P] \} dT \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

しかし、式 (26) は解析的には定積分が不可能であるので、ロンバーク法により数値積分した。ただし、得られた数値解が不安定にならないことを確認するとともに収束値と見なし得るロンバーク数値解の 12 行 10 列の値を F_{BGW} に対する数値解として採用した。

一方、粒子の粘性履歴項 F_{BGS} は、 du_{SG}/dt' が離散的な数値としてのみ得られるため、 t_{n-1} 時間までは微小区間 $t_{i-1} \leq t' \leq t_{i+1}$ において、 $u_{SG}(t')$ を時間 t' に関する二次関数により近似計算する。ただし、最終時間 t_n においては二次関数で近似できないため、微小時間 Δt において du_{SG}/dt_i を一定値と与えて近似計算する。

計算は、ヒューレット・パッカード社製ワークステーション HP 735 を使用して、倍精度で実施した。

5. 計算結果と考察

5・1 主流方向粒子速度の経時変化

a) 仮想質量項 F_{VG} および Basset 項 F_{BG} をともに省略したモデ

a) 数値解が計算時間の影響を受け、時間進行とともに正あるいは負の勾配の直成分を有すること。

ル（以下、V00モデルと呼ぶ）、b) 仮想質量項 F_{VG} を考慮し Basset 項 F_{BG} を省略したモデル（以下、VV0モデルと呼ぶ）ならびに c) 仮想質量項 F_{VG} および Basset 項 F_{BG} をともに考慮したモデル（以下、VVBモデルと呼ぶ）による主流方向粒子速度の計算例（主流方向粒子速度の経時変化）を、 $\bar{U}_W$ と管路動揺条件をパラメータとして Fig. 2 ($f_p = 0.25$ Hz, $a_p = 0.705$ m), Fig. 3 ($f_p = 0.625$ Hz, $a_p = 0.509$ m) に示す。ただし、各計算において、 $k = 0.5$, $\mu_{SG} = 0.3$, $b = -1.2$, $\mu_W = 0.001$, $\alpha = 0.4$, $\beta = 0.1$, $D_S = 0.0103$ m, $\rho_S = 2,480$ kg/m³ とした。

VVBモデルによる計算結果には、トレンドは認められず、数値解析的には満足すべき結果が得られたものと考えられる。慣性座標系に対する主流方向粒子速度 U_{SG} ならびに並進加速座標系に対する主流方向粒子速度 u_{SG} は、管路の動揺とともに規則的に変動することが示されている。また、管路の動揺条件が同一なら、 $\bar{U}_W$ が低いほど U_{SG} に対する管路動揺の影響が大きく、 $\bar{U}_W$ の増加とともにその影響度は小さくなっている。一方、 $\bar{U}_W$ が同一なら、管路の動揺速度が高いほど U_{SG} に対する管路動揺の影響が大きくなっている。これら一連の傾向は、既報¹⁾ に示されている実験結果と定性的に良く一致する。位相および U_{SG} の変動振幅は定量的には既報の実験結果との間に多少の相違が認められるが、これはイ) μ_{SG} の与え方（本研究では一定値として与えた）とロ) U_W の速度変動モデルとに起因すると考えられる。

ただし、イ) およびロ) は、V00, VV0, VVB の各モデルに共通に与えられたものであり、かつ、仮想質量項ならびに Basset 項の定義から、この二つの非定常項の影響を定量的に論じることの妨げにはならないと考える。

5・2 経時変化に対する仮想質量項および Basset 項の影響

マンガン団塊採鉱システムにおける集鉱機から揚鉱管へのマンガン団塊の給鉱制御を考えた場合、揚鉱管内の粒子が加減速を繰り返すために、給鉱の仕方いかんによっては極めて閉塞の危険性の高い流動となる。これを Fig. 4 を用いて概説する。

集鉱機から揚鉱管内へ一定量 Q_S でマンガン団塊を給鉱する場合を考える。集鉱機と揚鉱管（以下、単にシステムと呼ぶ）が固液二相流の主流と同一方向に運動すると（Fig. 4 (a)）、相対速度の低下により、給鉱部付近の管内濃度が高まる。一方、システムが主流とは反対方向に運動する場合には（Fig. 4 (b)）、相対速度の増加により管内濃度は低下する。このように、システムの動揺は給鉱部における濃度変動を引き起こし、さらには、管内閉塞を発生させる一因ともなる。

管路閉塞を発生させない最適な供給のタイミングを見いだすためには、主流方向粒子速度の何にこれら両項が影響を及ぼすのかを慎重に見極める必要がある。そこで、VVBモデルによる計算値を基準とした速度比、すなわち、VVBモデルによる主流方向粒子速度とV00ならびにVV0モデルによるそれらとの比の経時変化を調べる。

Fig. 5 ($f_p = 0.25$ Hz, $a_p = 0.705$ m) および Fig. 6 ($f_p = 0.625$ Hz, $a_p = 0.509$ m) に $U_{SG,00}/U_{SG,VB}$ ならびに $U_{SG,V0}/U_{SG,VB}$ の経時変化を示す。図中実線がVVBモデルとV00モデルとの比の経時変化である。流速が低いほど両モデル間の相違は大きく、流速の増加に伴ってその相違は減少する。また、管路の動揺速度が高いほど両モデル間の相違は大きい。一方、図中一点鎖線はVVBモデルとVV0モデルとの比の経時変化である。管路の動揺速度が低い場合にはVVB-VV0モデル間に見られるほどの違いは認められないが、動揺速度が高くなり、低流速域では両モデル間には無視できない相違が生じることがわかる。これらの相違は粒子の主流方向速度の位相の違いがもたらすものであり、仮想質量項と Basset 項は

(a-1) Analyzed by V00 model, $\bar{U}_W = 1.2$ m/s

(a-2) Analyzed by V00 model, $\bar{U}_W = 2.4$ m/s

(b-1) Analyzed by VV0 model, $\bar{U}_W = 1.2$ m/s

(b-2) Analyzed by VV0 model, $\bar{U}_W = 2.4$ m/s

(c-1) Analyzed by VVB model, $\bar{U}_W = 1.2$ m/s

(c-2) Analyzed by VVB model, $\bar{U}_W = 2.4$ m/s

Fig. 2 Time series results on U_{SG} and u_{SG} of numerical analysis at $f_p = 0.25$ Hz and $a_p = 0.705$ m.

Fig. 3 Time series results on U_{SG} and u_{SG} of numerical analysis at $f_P=0.625\text{ Hz}$ and $a_P=0.509\text{ m}$.

Fig. 4 Feeding situation of ore from a collector to a lifting pipe of a manganese-nodule mining system.

変動外力を受ける固液二相流の管内流動では、変動外力に対する粒子の応答性を正しく予測するために無視できない項であることがわかる。

さて、V00モデルによる解析では、 $f_P=0.25\text{ Hz}$ 、 $a_P=0.705\text{ m}$ の場合、最大で約10%、 $f_P=0.625\text{ Hz}$ 、 $a_P=0.509\text{ m}$ の場合、最大で約22%の過大な速度評価を下す結果となる。V00モデルによるこの過大評価は、管路が固液二相流の主流速度とは反対の方向に最も速く動く時点で生じている。マンガング塊採掘システムを考えた場合、管路動揺と粒子速度変動との時間的関係を正確に表現し得ないことに起因するV00モデルならびにVV0モデルによるこの過大評価は、速度比（搬送流体の速度と粒子速度との比）の増加による管内濃度の過小評価となり、これは管内閉塞の危険性を過小評価することにほかならない。

5・3 時間平均主流方向粒子速度に対する影響

粒子速度変動サイクルの1サイクル（極小値と極小値間）における時間平均を各々のモデルについて算出した。V00モデルによる時間平均値とVVBモデルによるものとの比ならびにVV0モデルによる平均値とVVBモデルによるものとの比と $\bar{U}_W$ との関係を管路の動揺条件をパラメータとして、Fig. 7に示す。時間平均値に見られる各モデル間の相違は小さく、数%以下であり、工学的見地からは時間平均値の差異は、無視し得る程度のものであることがわかる。ただし、この相違には以下の傾向がある。同一の管路動揺条件であるなら、 $\bar{U}_W$ の低い領域においては比較的大きな相違となるが、 $\bar{U}_W$ の増加とともにモデル間の相違は小さくなり、特に、本動揺条件では、 $1.5\text{ m/s} < \bar{U}_W$ においてその相違は1%以下となる。一方、 $\bar{U}_W$ が同一なら、管路の動揺速度が高いほど、各モデル間の相違が大きくなり、特に、低流速域で管路の動揺速度の影響が顕著となる。

6. 結 言

動揺管路内固液二相流の粒子群の運動に関し、モデル式と数値解析方法の検討を行い、以下を明らかにすることができた。

- (1) 仮想質量項とBasset項とを考慮するモデル式を提示し、静止管路をも包括するより一般化されたものであることを示した。
- (2) Basset項の数値解析の不適切さに起因するトレンドを除去し得る高精度の数値シミュレーション方法を示した。
- (3) 本研究で示したモデルと数値解法による解析結果は、動揺管路内固液二相流の粒子群運動の特性を良く表すことを示した。
- (4) 仮想質量項とBasset項は、動揺管路内固液二相流の粒子速度の経時変化を解析する上で、不可欠な項であることを示すとともに、これらの項を省略したモデルによる解析値との相違を明らかにした。
- (5) 仮想質量項とBasset項の粒子速度の時間平均値に対する影

Fig. 5 Effects of virtual mass and the-Basset term on time-series particle velocity.
at $f_p=0.25$ Hz and $a_p=0.705$ m.

響は小さく、工学的には無視できる程度のものであることを示した。

なお、数値シミュレーションを実行するに当たり、高速ワークステーションを快く使用させて下さった資源環境技術総合研究所地殻工学部青木一男主任研究官に心から感謝申し上げる。また、本研究は工業技術院大型プロジェクト「マンガン団塊採鉱システムの研究開発」の一部として実施されたものであり、研究にご理解とご協力を戴いた同院研究開発官室の方々に深く感謝する。

引用文献

- 1) 斎藤他 3 名：資源と素材，Vol.109，p.777，(1993)
- 2) Odar, F.: J. Fluid Mech., Vol.25, No.3, p.591, (1966)
- 3) Morsi, S. A. and Alexander, A. J.: J. Fluid Mech., Vol.55, No.2, p.193, (1972)
- 4) 例えば，益山他：日本鉱業会誌，Vol.99，p.343，(1983)
- 5) 例えば，辻：空気輸送の基礎，p.77，(1983)，養賢堂
- 6) 朝倉他 2 名：日本鉱業会誌，Vol.99，p.457，(1983)
- 7) Schiller, V. L.: Deut. Ing., Vol.77, No.12, p.318, (1935)

Fig. 6 Effects of virtual mass and the Basset term on time-series particle velocity.
at $f_p=0.625$ Hz and $a_p=0.509$ m.

Fig. 7 Effects of virtual mass and the Basset term on time-average particle velocity.

- 8) Raffi, M. T.: Aiche J., Vol.17, No.4, p.809, (1971)
- 9) 斎藤他 3 名：採鉱と保安，Vol.31，No.3，p.25，(1985)
- 10) 例えば，野田：東北大学学位論文(1975)
- 11) 斎藤他 3 名：日本機械学会論文集B編，Vol.59，No.563，p.2129，(1993)
- 12) 森：数値計算プログラミング，p.236，(1992)，岩波書店