揚固用エアリフトポンプにおける 非定常流動の数値解析*

畠 山 信 夫¹ 高 橋 弘²
齋 藤 隆 之³ 益 山 忠⁴

Numerical Analysis of Unsteady Flow in a Air-lift Pump for Lifting Solid

by Nobuo HATAKEYAMA¹, Hiroshi TAKAHASHI¹
Takayuki SAITO² and Tadashi MASUYAMA³

1. Graduate School of Engineering, Tohoku University, Aoba-ku, Sendai 980-8579
2. National Institute for Resources and Environment
3. School of Marine Science and Technology, Tokai University

It is anticipated that a response of flow rates of lifting water and solid to a change of supplied air becomes complicated especially in a large-scale air-lift pump. Then it is inevitable to grasp unsteady flow in air-lift pumps for lifting solid in consideration of pipe blockage. In this work, a numerical method of unsteady flow was developed; discretized equations were derived by integration of the governing equations based on the drift flux model for gas-liquid-solid three-phase flow over the control volume, and numerical analyses were accomplished using the numerical procedure based on the so-called SIMPLER algorithm. To verify the present method, numerical results were compared with experimental results, which had been obtained with the air-lift system of 200 m depth. The present results show reasonable agreement with the experimental data. Hence the present method can be applicable to an examination of safety operation of air-lift systems.

KEY WORDS: Air-lift Pump, Unsteady Flow, Numerical Analysis, Gas-Liquid-Solid Three-phase Flow, Drift Flux Model, SIMPLER Algorithm

1. は じ め に

著者らは、揚固を伴うエアリフトポンプについて、すでに次の研究を行っている。すなわち、エアリフトポンプの数値シミュレーション法を気液固三相流動に対するドリフトフラックスモデルによる基礎方程式¹⁾に基づいて開発し²⁾、その妥当性の検証を、齋藤ら³⁾および Weber ら⁴⁾による比較的大規模な固体粒子輸送用のエアリフトポンプの実験値と比較することによって行った。また、マンガン団塊などの深海底鉱物資源を揚鉱するための大深度エアリフトポンプに対して数値シミュレーションを行い、流動特性に及ぼす諸因子の影響⁵⁾ならびにより実技的な観点から拡大揚鉱管および背圧装置を用いた場合の流動特性⁶⁾について検討した。なお、これらの研究においては、非定常流動の検討は今後の課題としてきた。

エアリフトポンプにおける非定常流動に関する研究としては、横川らおよび梶島らによるものがある。横川らは⁷⁾、管長が 200 m 規模の実験装置による実験結果および計算結果を示しているが、具体的な計算方法については触れておらず、また揚固を伴っ

た場合の計算結果については報告していない。一方、梶島らは⁸⁾、気液二相流に対するドリフトフラックスモデルを用い、前述の 200 m 揚水実験に対応する非定常流動の計算を行い妥当な結果を得ているとともに、計算条件によっては数値的発散が生じやすかったことも報告している。

さて、大深度エアリフトポンプにおいては、送気量の時間的変化に対して揚水量および揚固量の時間的挙動は複雑になることが予想される。したがって、エアリフトポンプにおける非定常流動を把握することは、システムを安全に操作する上で必要不可欠と考えられる。特に揚固用エアリフトポンプにおいては、管路閉塞等のことを考慮すれば、なおさら必要と考えられる。そこで、本研究では、特に揚固を伴うエアリフトポンプにおける非定常流動の数値解析法について検討することとし、横川ら⁷⁾の実験結果と比較することによってその妥当性について検証した。

2. 非定常流動の数値解析法

2・1 基礎方程式

エアリフト管内の流動状態は、等温であり、かつ相変化がないと仮定する。この場合の混合体モデルの一つであるドリフトフラックスモデルに基づく気液固三相流動の質量および運動量保存式は、それぞれ次のように表される¹⁾。なお、送気量および粒子供給量は境界条件として与えるものとする。

混合体の質量保存式：

$$\frac{\partial \rho_M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_M V_M) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

* 1997 年 12 月 1 日受付 1998 年 4 月 7 日受理

1. 正会員 工博 東北大学技官 大学院工学研究科地球工学専攻

2. 正会員 工博 東北大学助教授 大学院工学研究科地球工学専攻

3. 正会員 工博 資源環境技術総合研究所研究室長 地盤工学部海底工学

4. 正会員 工博 東海大学教授 海洋学部海洋資源学科

〔著者連絡先〕 FAX 022-217-7395 (東北大・地球)

キーワード：エアリフトポンプ、非定常流動、数値解析、気液固三相流、ドリフトフラックスモデル、SIMPLER 法

混合体の運動量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_M V_M) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_M V_M^2) = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{4\tau_w}{D} - \rho_M g - \frac{\partial}{\partial z}\left(\sum_k^{G,S,L} f_k \rho_k W_{kj}^{*2}\right) \quad (2)$$

気相の質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_G \rho_G) + \frac{\partial}{\partial z}(f_G \rho_G V_G) = 0 \quad (3)$$

固相の質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_S \rho_S) + \frac{\partial}{\partial z}(f_S \rho_S V_S) = 0 \quad (4)$$

ここに、混合体の平均密度 ρ_M 、質量中心速度 V_M および平均ドリフト速度 V_{kj}^* を含む項 W_{kj}^* は、それぞれ次式によって定義される。

$$\rho_M \equiv f_G \rho_G + f_L \rho_L + f_S \rho_S \quad (5)$$

$$V_M \equiv (f_G \rho_G V_G + f_L \rho_L V_L + f_S \rho_S V_S) / \rho_M \quad (6)$$

$$W_{Gj}^* \equiv \{\rho_L V_{Gj}^* + f_S (\rho_S - \rho_L) (V_{Gj}^* - V_{Sj}^*)\} / \rho_M \quad (7)$$

$$W_{Sj}^* \equiv \{\rho_L V_{Sj}^* + f_G (\rho_L - \rho_G) (V_{Gj}^* - V_{Sj}^*)\} / \rho_M \quad (8)$$

$$W_{Lj}^* \equiv -\{f_G \rho_G V_{Gj}^* + f_S \rho_S V_{Sj}^* + f_G f_S (\rho_S - \rho_G) (V_{Gj}^* - V_{Sj}^*)\} / (f_L \rho_M) \quad (9)$$

式(7)ないし(9)における平均ドリフト速度 V_{kj}^* は次式によって定義される。

$$V_{kj}^* \equiv V_k - J_M, \quad (k=G, S) \quad (10), (11)$$

また、混合体の容積流速 J_M は次式によって定義される。

$$J_M \equiv J_G + J_L + J_S \quad (12)$$

さて、各相の平均速度 V_k は、質量中心速度 V_M と平均ドリフト速度を含む項 W_{kj}^* とにより次式によって与えられる。

$$V_k = V_M + W_{kj}^*, \quad (k=G, S, L) \quad (13), (14), (15)$$

また、各相の体積率の間には次式が成立する。

$$f_G + f_L + f_S = 1 \quad (16)$$

さらに、密度は状態方程式によって与えられる。したがって、壁面せん断応力 τ_w および平均ドリフト速度 V_{Gj}^* , V_{Sj}^* を構成方程式として与えるものとすれば、基礎方程式(1)ないし(4)は、 f_G , f_S , V_M および P を未知数とする連立非線形方程式である。

なお、上述の基礎方程式は、 $f_S = 0$ あるいは $f_G = 0$ においても成立する。すなわち、気液二相流動および固液二相流動に対しても適用できるゆえ、エアリフトポンプにおける混相流動を調べるに当たり同一の基礎方程式によって対応することができる。

2・2 構成方程式

構成方程式としては、前報²⁾と同様のものを用いた。詳細は前報²⁾⁹⁾¹⁰⁾に譲り、その主要な部分について以下に示す。

$$\rho_G = P / (R_G T_M) \quad (17)$$

$$V_{Gj}^* = (C_{G0} - 1) J_M + V_{Gj} \quad (18)$$

$$C_{G0} = 1.20 - 0.2 \exp(-2.5 f_G) \quad (19)$$

気泡流に対して；

$$V_{Gj} = 1.41 \left\{ \frac{\sigma_t (\rho_L - \rho_G) g}{\rho_L^2} \right\}^{0.25} (1 - f_G)^{1.5} \quad (20a)$$

間欠流および団塊波流に対して；

$$V_{Gj} = 0.35 \sqrt{g D (\rho_L - \rho_G) / \rho_L} \quad (20b)$$

$$V_{Sj}^* = (C_{S0} - 1) J_M + V_{Sj} \quad (21)$$

$$C_{S0} = 1.10 V_M / J_M \quad (22)$$

$$V_{Sj} = -V_{SS} \left(1 - \frac{f_S}{f_L + f_S} \right)^m \left\{ 1 - \left(\frac{d_S}{D} \right)^2 \right\} \quad (23)$$

$$\frac{4\tau_w}{D} = \frac{\Delta P_{LS0}}{\Delta z} + \frac{\Delta P_{G0}}{\Delta z} + 52 \left(\frac{\rho_L g D^2}{\sigma_t} \right)^{-0.1} \sqrt{\frac{\Delta P_{LS0}}{\Delta z} \frac{\Delta P_{G0}}{\Delta z}} \quad (24)$$

Fig. 1 Staggered grid.

なお、気相のドリフト速度 V_{Gj} は、気泡流および間欠流の遷移域を $0.2 < f_G < 0.3$ として、それぞれの流動様式に対するドリフト速度を正規分布を用いて補間して与えた²⁾。

2・3 離散方程式

基礎方程式は、Fig. 1 に示したスタガード格子を用いてコントロールボリューム法によって離散化された。なお、移流項に対して上流法を適用し、時間積分の重み係数に対しては完全陰解法を、また運動量保存式の解法には SIMPLER 法¹¹⁾を採用した¹²⁾。導出された離散方程式を列記すれば、次のように示される。ただし、時刻 $t + \Delta t$ における新しい未知の値を表す添字は省略し、時刻 t における既知の値を上付き添字 (n) によって表す。

運動量保存式の離散方程式：

$$(A_V)_{j+1/2} (\tilde{V}_M)_{j+1/2} = (B_V)_{j+1/2} (\tilde{V}_M)_{j+1/2} + (C_V)_{j+1/2} (\tilde{V}_M)_{j-1/2} + (D_V)_{j+1/2} \{ (\tilde{P})_j - (\tilde{P})_{j+1} \} \quad (25)$$

$$(A_V)_{j+1/2} \equiv (B_V)_{j+1/2} + (C_V)_{j+1/2} + (\rho_M)_{j+1/2}^{(n)} \Delta z_{j+1/2} / \Delta t \quad (26a)$$

$$(B_V)_{j+1/2} \equiv \max \{ -(\tilde{\rho}_M \tilde{V}_M)_{j+1}, 0 \} \quad (26b)$$

$$(C_V)_{j+1/2} \equiv \max \{ (\tilde{\rho}_M \tilde{V}_M)_j, 0 \} \quad (26c)$$

$$(D_V)_{j+1/2} \equiv -\left\{ \frac{4}{D} (\tau_w)_{j+1/2} + (\tilde{\rho}_M)_{j+1/2} g \right\} \Delta z_{j+1/2} - \left[\sum_k^{G,S,L} \tilde{f}_k \tilde{\rho}_k \tilde{W}_{kj}^{*2} \right]_{j+1/2}^{j+1} + (\rho_M V_M)_{j+1/2}^{(n)} \Delta z_{j+1/2} / \Delta t \quad (26d)$$

圧力補正量の離散方程式：

$$(A_P)_j (\delta P)_j = (B_P)_j (\delta P)_{j+1} + (C_P)_j (\delta P)_{j-1} + (D_P)_j \quad (27)$$

$$(A_P)_j \equiv (B_P)_j + (C_P)_j \quad (28a)$$

$$(B_P)_j \equiv (\tilde{\rho}_M)_{j+1/2} / (A_V)_{j+1/2} \quad (28b)$$

$$(C_P)_j \equiv (\tilde{\rho}_M)_{j-1/2} / (A_V)_{j-1/2} = (B_P)_{j-1} \quad (28c)$$

$$(D_P)_j \equiv \{ (\tilde{\rho}_M \tilde{V}_M)_{j-1/2} - (\tilde{\rho}_M \tilde{V}_M)_{j+1/2} \} + \{ (\rho_M)_{j+1/2}^{(n)} - (\tilde{\rho}_M)_j \} \Delta z_j / \Delta t \quad (28d)$$

速度補正式：

$$(V_M)_{j+1/2} = (\tilde{V}_M)_{j+1/2} + \{ (\delta P)_j - (\delta P)_{j+1} \} / (A_V)_{j+1/2} \quad (29)$$

圧力の離散方程式：

$$(A_P)_j (P)_j = (B_P)_j (P)_{j+1} + (C_P)_j (P)_{j-1} + (D_{PP})_j \quad (30)$$

$$(D_{PP})_j \equiv (C_P)_j \{ (B_V)_{j-1/2} (\tilde{V}_M)_{j-1/2} + (C_V)_{j-1/2} (\tilde{V}_M)_{j-1/2} \} + (D_V)_{j-1/2} \{ (B_V)_{j+1/2} (\tilde{V}_M)_{j+1/2} + (C_V)_{j+1/2} (\tilde{V}_M)_{j+1/2} \} + \{ (\rho_M)_{j+1/2}^{(n)} - (\tilde{\rho}_M)_j \} \Delta z_j / \Delta t \quad (31)$$

気相の質量保存式の離散方程式：

$$(A_G)_j (f_G)_j = (B_G)_j (f_G)_{j+1} + (C_G)_j (f_G)_{j-1} + (D_G)_j \quad (32)$$

$$(A_G)_j \equiv (B_G)_j + (C_G)_j + \{ (\rho_G V_G)_{j+1/2} - (\rho_G V_G)_{j-1/2} \} + (\rho_G)_j \Delta z_j / \Delta t \quad (33a)$$

$$(B_G)_j \equiv \max\{-(\rho_G V_G)_j + \frac{1}{2}, 0\} \quad (33b)$$

$$(C_G)_j \equiv \max\{(\rho_G V_G)_j - \frac{1}{2}, 0\} \quad (33c)$$

$$(D_G)_j \equiv (\rho_G f_G)_j^{(n)} \Delta z_j / \Delta t \quad (33d)$$

固相の質量保存式の離散方程式：

$$(A_S)_j (f_S)_j = (B_S)_j (f_S)_{j+1} + (C_S)_j (f_S)_{j-1} + (D_S)_j \quad (34)$$

$$(A_S)_j \equiv (B_S)_j + (C_S)_j + \{(\rho_S V_S)_j + \frac{1}{2} - (\rho_S V_S)_{j-1/2}\} + \rho_S \Delta z_j / \Delta t \quad (35a)$$

$$(B_S)_j \equiv \max\{-(\rho_S V_S)_j + \frac{1}{2}, 0\} \quad (35b)$$

$$(C_S)_j \equiv \max\{(\rho_S V_S)_j - \frac{1}{2}, 0\} \quad (35c)$$

$$(D_S)_j \equiv (\rho_S f_S)_j^{(n)} \Delta z_j / \Delta t \quad (35d)$$

なお、コントロールボリュームの検査面において定義されていない値に対しては線形補間によって与えた。また、境界において定義されていない値に対しては上流側の3点を用いて2次式により外挿して与えた。

2・4 数値計算法

離散方程式は、 V_M 、 P 、 f_G および f_S を未知変数とする非線形の連立方程式である。境界値が与えられることから、 Ψ を一般化した従属変数とすれば、境界においては

$$A_1 \Psi_1 - B_1 \Psi_2 = D_1 + C_1 \Psi_0 = D_1' \quad (36)$$

$$-C_{N-1} \Psi_{N-2} + A_{N-1} \Psi_{N-1} = D_{N-1} + B_{N-1} \Psi_N = D_{N-1}' \quad (37)$$

のように表される。したがって、三重対角行列アルゴリズム (TDMA) によって計算することができるゆえ、逐次解法によって効率よく行うことが可能となる。ただし、離散方程式は非線形であるため、係数を修正するたびに方程式を解かなければならない。その際、次式に基づいて緩和しながら計算を遂行した。

$$\Psi = \Psi_{old} + \omega (\Psi_{new} - \Psi_{old}) \quad (38)$$

また、離散方程式の係数の値を計算するためには、時刻 $t + \Delta t$ における従属変数の値を推定しなければならないが、計算時間を軽減するため次式に基づいて行った。

$$\tilde{\Psi} = \{3 \Psi^{(n)} - \Psi^{(n-1)}\} / 2 \quad (39)$$

逐次解法で計算する手順の概略を列記すれば以下のようになる。ただし、構成方程式および諸関係式は適宜計算されるものとした。

- ①：初期条件、境界条件および格子を設定する。
- ②：従属変数の値を式(39)に基づいて推定する。
- ③：運動量保存式、圧力補正量および圧力の離散方程式の係数を式(26 a), (26 b), (26 c), (26 d), (28 a), (28 b), (28 c), (28 d)および(31)により計算する。
- ④：圧力の離散方程式(30)を TDMA によって解く。
- ⑤：④で求めた $(P)_j$ を $(\tilde{P})_j$ として運動量保存式の離散方程式(25)を TDMA で解く。
- ⑥：圧力補正量の離散方程式(27)を TDMA で解く。
- ⑦：式(29)により質量中心速度を補正する。
- ⑧：気相の質量保存式の係数を式(33 a), (33 b), (33 c), (33 d)により計算し、離散方程式(32)を TDMA で解く。
- ⑨：固相の質量保存式の係数を式(35 a), (35 b), (35 c), (35 d)により計算し、離散方程式(34)を TDMA で解く。
- ⑩：収束の判定を行う。収束した場合にはその時刻の計算は終了し②に戻る。収束しない場合には、式(38)に基づいて新たな値を求め③に戻る。
- ⑪：所定の時刻あるいは定常解が得られるまで計算を繰り返す。

3. 数値解析結果および考察

エアリフトポンプにおける非定常流動の実験結果としては横川ら⁷⁾によるものがある。そこで、本研究の数値解析法による計算

結果とそれらとを比較し、本手法の妥当性について検討することとする。横川らの実験装置の諸元は以下の通りである。

- ・管径 $D = 0.102 \text{ m}$
- ・水面から出口までの高さ $L_O = 12.6 \text{ m}$
- ・エアリフト管軸から出口まで水平距離 $L_H = 7.0 \text{ m}$
- ・空気注入口から水面までの長さ $L_S = 184 \text{ m}$
- ・吸込み口から空気注入口までの長さ $L_U = 16.0 \text{ m}$

また、固体粒子は、直径が約 20 mm の模擬ノジュールである。

なお、横川らの実験結果の流出量は、流出部の水平管およびサイクロン方式の気液固分離装置を経た後それぞれ連続的に計測されたものであり、一方計算結果の流出量は、エアリフト管の流出部を垂直とした出口における値である。それゆえ両者の間には多少時間遅れが内在する。また、本論文における実験結果の図は、横川ら⁷⁾の文献に掲載された図のデータを著者らが読み取って再表示したものであることをあらかじめお断りしておく。

3・1 数値計算におけるパラメータの検討

数値計算においては、時間刻みおよび格子分割数の設定をしなければならない。まず最初にこれらについて検討する。なお、本研究においては、格子の設定は領域内を等分割とした。

予備的に計算したところ、気液二相流状態としての起動特性におけるピーク値に時間刻みおよび格子分割数の影響が明らかであった。Fig. 2 は、このことに関して種々検討した結果の一例である (送気量等の条件は後述する Fig. 4 と同一である)。同図から分かるように、時間刻み Δt および格子の分割数 N の影響は、吐出揚水量のピーク値 Q_{Lout}^* にはさほどみられないが、排気量のピーク値 Q_{Gout}^* には比較的顕著にみられる。なお同図の計算範囲では、定常状態における揚水量 Q_L^∞ に対し、両者の影響は認められない。

さて、時間刻みおよび格子分割数の最適値を決定する方法は確立されておらず、また明らかでない。それゆえ、本研究においては、梶島ら⁸⁾と同程度の値を採用することとした。なお、本研究の離散方程式は、数値計算上はクーラン数 ($= V \Delta t / \Delta z$) に依存することなく安定であるが、反面格子分割数が少ない場合には数値的拡散の影響が懸念される。したがって、格子分割数は、大川ら¹³⁾の研究を参考に、梶島らよりも大きく設定することにした。すなわち、時間刻みおよび格子の分割数をそれぞれ $\Delta t = 0.2$ 秒、 $N = 60$ とした。ところで、梶島らの手法においては、数値的に発散しないための時間刻み Δt は気相速度 V_G を基準としたクーラン数の最大値が 1.2 となるような値が上限であり、また時

Fig. 2 Effect of time step and grid division number on peak of delivered flow rates.

間刻みが小さすぎると不安定となるため、格子幅 Δz が小さくなるほど安定な計算が得られる時間刻みの範囲は狭くなる⁸⁾。

3・2 起動特性

横川ら⁷⁾は、エアリフトポンプにおける送気開始特性の実験結果として Fig. 3 を示している。ただし、時刻 $t = 20$ 秒において送気量が 0 から一定値になっているようであるが、基準時刻がどこにあるのか詳細は不明である。

Fig. 4 は、Fig. 3 の条件に対応する計算結果を示したものである。ただし、計算に際しては初期条件は静止状態とし、エアリフト管内と管外の水面は同じとした。それゆえ、エアリフト管内の水位が上昇中は格子を再設定しながら計算を遂行した。また、エアリフト管内に空気が入り始めた瞬間を時刻 $t = 0$ とした。なお、送気量を付録に示した時間関数によって与えた場合の結果（図中の C1）と、梶島ら⁸⁾と同様に一次関数によって与えた場合（図中の C2）についても示した。ただし、両者ともに送気量が一定になるまでの時間の中央値 t_{mG} を Fig. 3 における送気開始時刻と同じ 20 秒とした。同図から分かるように、送気状況によって、排気のピーク値に多少違いはみられるものの、吸込み揚水量および吐出揚水量にはその影響は全体的にさほど認められない。以後、送気量および粒子供給量の変化に対しては、付録に示した時間関数を用いるものとする。

Fig. 3 と Fig. 4 とを比較した場合、排気量において両者に大きな相違がみられる。前述のように実験における排気量の計測は気液固分離装置を経た後行われており、計算においてはエアリフト管の出口での値である。したがって、これらの違いが排気量のピーク値に顕著に現れたものと考えられる。このように起動特性について両者を定量的に比較することは完全にはできないが、計算結果は実験結果を概ね再現しているものと考ええる。なお、梶島らも Fig. 3 の条件に対応する計算結果を示しているが、ピーク値は本研究よりも多少低くかつ数値的に不安定な部分が幾分認められるものの、全体的な傾向は本研究と同様である。

Fig. 5 は、Fig. 4 と同条件において、気体体積率 ϕ_G 、気相流速 J_G および液相流速 J_L の流動方向の分布を各時刻ごとに示したものである。気体体積率の分布図から判断されるように、送気開始直後においては静止液中に空気が注入されるため、送気された部分において気体体積率の高い状況、すなわち大気泡が形成される。このような大気泡が出口方向へ流動し、圧力の減少とともに膨張する。この結果、大気泡の前方にある液体部の加速が促進され、その液体部が出口より吐出すると大気泡も突出することにな

る。そのため起動特性は Fig. 4 のようになるものと考えられる。

Fig. 6 は、送気を開始し揚水が安定した後に、粒子を供給した場合の計算結果の一例を示したものである。このような条件の基に行われた実験結果が見当たらないため、両者の比較を行うことはできないが、このような条件下では粒子が供給されても揚水量には大きな変化はないようである。

3・3 停止特性

Fig. 7 は送気停止特性の実験結果⁷⁾であり、Fig. 8 は同条件に対応する計算結果を示したものである。両者を比較すれば、計算結果は実験結果を比較よく再現していると考えられる。

Fig. 9 は、時刻的に Fig. 6 に続くように表したが、粒子の供給を停止させ揚水量が安定した後、送気量を停止させた場合の一連の状況に対する計算結果を示したものである。Fig. 6 と Fig. 9 とを合わせれば、揚固を伴うエアリフトポンプの起動および停止の状況を把握することができるものと考ええる。

3・4 送気量を急減させ、復帰させた場合の特性

Fig. 10 は定常操作中に送気量を急激に減少させ、暫くした後復帰させた場合の実験結果⁷⁾を示したものであり、Fig. 11 は同条件に対応する計算結果を示したものである。なお、文献には吐出スラリー流量は示されていない。また、固体粒子密度および圧力測定位置 z_P は明記されていないため、それらの値を推測して計算に供した。図中における P_S は静止状態における圧力であり、次式によって表される。

$$P_S = \rho_L g z_P \quad (40)$$

Fig. 10 に示されるように、送気量の増減と吸込みスラリー量の

Fig. 5 Axial distributions of flow characteristics in beginning of air supply.

Fig. 3 Experimental results⁷⁾ of unsteady flow in beginning of air supply.

Fig. 4 Calculated results of unsteady flow in beginning of air supply.

Fig. 6 Calculated results of unsteady flow in beginning of air and solid supplies.

Fig. 7 Experimental results⁷⁾ of unsteady flow in stop of air supply.

Fig. 8 Calculated results of unsteady flow in stop of air supply.

Fig. 9 Calculated results of unsteady flow in stop of solid and air supplies.

増減が一時的に逆になることが、実験結果において指摘されているが⁷⁾、計算においてもこのことが再現されている。実験結果と計算結果とを比較すれば、両者の一致は全体的に良好といえる。

3・5 送気量を一時停止させた場合の特性

Fig. 12は送気量を一時的に停止させた場合の実験結果⁷⁾を示したものであり、Fig. 13は同条件に対応する計算結果を示したものである。実験結果と計算結果とは同様な傾向となっており、両者ともに停止特性と起動特性を合わせたような特性となっている。実験結果と計算結果とを詳細に比較すれば、起動特性に対応する部分における排気量および吐出スラリー量のピーク値に両者間の相違がそれぞれ顕著に認められる。排気量のピーク値に対しては3・2において指摘したことがこの場合にも当てはまるものと考えられるが、吐出スラリー量のピーク値の相違については次のことが考えられる。すなわち、Fig. 14に各時刻における気体体積率 f_G 、気相流速 J_G および液相流速 J_L の流動方向分布の計算結果を示したが、Fig. 5とFig. 14の気体体積率分布を比較すれば、Fig. 14の場合には液相流速が大きい状態に再送気されるため、各時刻におけるピーク値は小さくなっている。このことは、流動に伴う大気泡の膨張による体積増加が相対的に減少することになるため、大気泡の前方にある部分の加速が弱められることになる。それゆえ、送気量を一時的に停止させた場合には、吐出スラリー量のピーク値は起動特性そのものの場合におけるよりも小さくなるものと考えられる。計算結果はそうになっているが、実験結果の場合には逆になっている。このことについてこれ以上詳細に検討することは困難で

Fig. 10 Experimental results⁷⁾ of unsteady flow in suddenly decrease and return of air supply.

Fig. 12 Experimental results⁷⁾ of unsteady flow in temporary stop and restart of air supply.

Fig. 11 Calculated results of unsteady flow in suddenly decrease and return of air supply.

Fig. 13 Calculated results of unsteady flow in temporary stop and restart of air supply.

Fig. 14 Axial distributions of flow characteristics in temporary stop and restart of air supply.

あるが、計算結果は実験結果を大局的には再現していると考えられる。

4. お わ り に

ドリフトフラックスモデルによる気液固三相流動の基礎方程式をSIMPLER法に基づいて離散化し、従来の研究では十分に検討されていなかった揚固を伴うエアリフトポンプにおける非定常流動の数値解析法を提示した。また、本手法の妥当性を検証するために横川らによる200m規模の実験装置による実験結果と比較したところ、良好な結果を得ることができた。これによって、揚固を伴うエアリフトポンプにおける非定常流動を把握することが可能となり、エアリフトシステムの安全操作の検討に寄与できるものとする。

付 録

エアリフト管内に実際に流入する送気量あるいは粒子供給量は、徐々に変化して設定した値 Q^∞ になるものと考え、次のような時間の関数を考えた。

$$q(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^t \exp\{-(x-t_m)^2/(2\sigma^2)\} dx \quad (\text{A-1})$$

ここに、 t_m は送気量あるいは粒子供給量が変化し始めてから一定になるまでの時刻の中央値である。また、 σ はそれらが一定になるまでの時間幅を δt とすれば次式によって与えられる。

$$\sigma = \delta t / \zeta \quad (\text{A-2})$$

したがって、流量変化を、増加する場合には次式によって表すことができる。

$$Q(t) = Q^\infty q(t) \quad (\text{A-3})$$

また、減少する場合には次式によって表すことができる。

$$Q(t) = Q^\infty \{1 - q(t)\} \quad (\text{A-4})$$

なお、式(A-1)の計算にはLaplaceおよびShentonによる連分展開式を用いた。また、式(A-2)における ζ の値によって、変化の程度を調整することができるが、本研究では $\zeta = 5$ とした。

主 な 記 号

D	: 管径	[m]
d_S	: 固体粒子径	[m]
f	: 流路断面平均の体積率	[-]
g	: 重力加速度	[m/s ²]

J	: 容積流束 (= fV)	[m/s]
L_O	: 水面からエアリフト管出口までの高さ	[m]
L_S	: 空気注入口から水面までの長さ	[m]
L_U	: 吸込み口から空気注入口までの長さ	[m]
N	: 格子の分割数	[-]
P	: 圧力	[Pa]
ΔP_{G0}	: 気相のみが流動した場合の摩擦損失	[Pa]
ΔP_{LS0}	: 固液スラリー相のみが流動した場合の摩擦損失	[Pa]
Q	: 流量	[m ³ /min]
q	: 送気量あるいは粒子供給量の時間関数	[-]
R_G	: ガス定数	[J/(kg · K)]
T	: 温度	[K]
t	: 時刻	[s]
t_m	: 送気量あるいは粒子供給量が一定になるまでの中央値	[s]
Δt	: 時間刻み	[s]
δt	: 送気量あるいは粒子供給量が一定になるまでの時間	[s]
V	: 流路断面平均の速度	[m/s]
V_j	: 体積率加重流路断面平均のドリフト速度	[m/s]
V_j^*	: 流路断面平均のドリフト速度	[m/s]
V_M	: 質量中心速度	[m/s]
V_{SS}	: 固体粒子の終速度	[m/s]
z	: 流動方向の距離	[m]
z_P	: 圧力測定位置の水面からの距離	[m]
Δz	: 格子幅	[m]
ρ	: 密度	[kg/m ³]
σ_t	: 表面張力	[N/m]
τ_W	: 壁面せん断応力	[Pa]
ω	: 緩和係数	[-]

添字

G : 気相, in : 流入, j : 格子点, L : 液相, LS : 固液二相, M : 混合体, N : 標準状態 (1 atm, 0 °C), out : 流出, S : 固相, $+$: ピーク値, ∞ : 定常値, $\sim$: 推定値

引 用 文 献

- 1) 島山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 107, p. 23-29, (1991)
- 2) 島山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 111, p. 471-476, (1995)
- 3) 齋藤隆之ほか5名: 探鉱と保安, Vol. 32, p. 540-551, (1986)
- 4) Weber, M.: J. of Pipelines, Vol. 3, p. 137-152, (1982)
- 5) 島山信夫ほか3名: 資源と素材, Vol. 113, p. 22-28, (1997)
- 6) 島山信夫ほか3名: 資源と素材, Vol. 113, p. 333-338, (1997)
- 7) 横川 明ほか3名: 昭和60年全国地下資源関係学会合同秋季大会分科研究会資料, E-4, p. 9-12, (1985)
- 8) 梶島岳夫・齋藤隆之: 日機論 (B編), Vol. 60, p. 4125-4131, (1994)
- 9) 島山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 111, p. 245-251, (1995)
- 10) 島山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 111, p. 465-470, (1995)
- 11) Patankar, S. V. 著, 水谷幸夫・香月正司共訳: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, (1985), 森北出版 (東京)
- 12) 島山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 105, p. 1051-1057, (1989)
- 13) 大川富雄・富山明男: 混相流, Vol. 6, p. 395-405, (1992)