局所相対速度モデルの固気液三相流への応用*

富山 明 男^{*1}, 南 川 久 人^{*1}
古 谷 直 哉^{*2}, 坂 口 忠 司^{*1}Application of a Two-Phase Flow Model based on Local Relative Velocity
to Gas-Liquid-Solid Three-Phase FlowAkio TOMIYAMA, Hisato MINAGAWA,
Naoya FURUTANI and Tadashi SAKAGUCHI

In the present study, a two-phase flow model based on local relative velocity, which had been previously proposed by the authors, was extended to a model for gas-liquid-solid three-phase flows. The extension was carried out by utilizing a hypothetical two-phase flow, which is conceived by removing one phase of the three phases. In order to examine the usefulness of the extended model, the measured area-averaged volumetric fractions of gas-liquid-solid three-phase bubbly or slug flows in vertical pipes were correlated based on the basic equations of the model. The accuracy of the obtained correlation was compared with the drift-flux correlation, the correlation based on a multiplier method and the correlation based on a gas-liquid-solid three-phase slug flow model. Consequently, it was confirmed that the extended model gives simpler and more accurate correlations for the area-averaged volumetric fractions of the gas-liquid-solid three-phase flows.

Key Words: Multiphase Flow, Pipe Flow, Constitutive Equation, Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flow, Volumetric Fraction, Relative Velocity

1. 結 言

混相流における圧力損失や伝熱などの流動特性を評価するには、各相の断面平均体積率を精度良く予測する手法が不可欠となる。このため、現在までに、均質流モデル、スリップ流モデル、ドリフトフラックスモデルなどの各種の二相流のモデルが提案され、断面平均体積率の評価に適用されている⁽¹⁾。ドリフトフラックスモデル⁽²⁾は、各相間の速度差と流路断面内の局所速度・局所体積率の分布を考慮しているため、前述の3種のモデルの中では最も優れたモデルといえる。

一方、著者らは既報⁽³⁾において、相間の局所的な相対速度に着目した二相流のモデル(便宜上、局所相対速度モデルと呼ぶ)を提示した。局所相対速度モデルは、ドリフトフラックスモデルと同様に、相間の速度差と局所速度・局所体積率の分布が相平均速度・断面平均体積率に及ぼす影響を考慮している。また、分布を記述するパラメータと局所相対速度の相平均値に関する二つの相関式を必要とする。必要な相関式の数もドリフトフラックスモデルと同じであり、両者は同等

なレベルのモデルといえる。したがって、実験データを整理する際に両モデルを適用し、より単純な実験相関式により、より精度良く実験値を整理できるほうのモデルを選択すればよいと考えている。たとえば、既報⁽³⁾で示したように、局所相対速度モデルによると固液二相流の断面平均体積率実験値をドリフトフラックスモデル⁽⁴⁾に比べ単純な相関式で精度良く整理できる。

ところで、坂口⁽⁵⁾がレビューしているように、固気液三相流の断面平均体積率を予測する手法は数少なく、広範囲の流動様式に適用できるモデルは提示されていない。そこで本研究では、局所相対速度モデルを固気液三相流に適用できる形に拡張することを目的とした。拡張に際しては、既報⁽⁶⁾で導入した仮想的二相流の概念を利用した。また、拡張したモデルの有用性を検討するために、既報に示した固気液三相気泡流⁽⁷⁾、および固気液三相スラグ流⁽⁸⁾の断面平均体積率の実験値の整理を行い、すでに行っているドリフトフラックスモデルに基づく整理結果⁽⁹⁾、増倍法に基づく整理結果⁽¹⁰⁾、固気液三相スラグ流モデルに基づく整理結果⁽⁸⁾などと比較検討した。

* 原稿受付 平成4年10月9日。

^{*1} 正員、神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*2} 神戸大学大学院。

2. 局所相対速度モデルの概要

まず、既報⁽³⁾で提示した二相流に対する局所相対速度モデルを整理しておく。すべての物理量は、局所的な時間平均体積率が定義できる程度の時間間隔で時間平均化⁽¹¹⁾されていると仮定する。また、位置 $\mathbf{r}$ における任意の物理量 $F(\mathbf{r})$ の流路断面平均値 $\langle F(\mathbf{r}) \rangle$ と相平均値 $\overline{F(\mathbf{r})}^k$ を次式で定義する⁽²⁾。

$$\langle F(\mathbf{r}) \rangle = \frac{1}{A} \int_A F(\mathbf{r}) dA \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\overline{F(\mathbf{r})}^k = \frac{\langle \alpha_k(\mathbf{r}) F(\mathbf{r}) \rangle}{\langle \alpha_k(\mathbf{r}) \rangle} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、添字の k は相 ($k=1$ or 2)、 A は流路断面積、 $\alpha_k(\mathbf{r})$ は相 k の局所体積率を表す。以下、局所的な量を表す $(\mathbf{r})$ を省略する。各相の局所速度 V_1, V_2 より、局所相対速度 V_R を次式で定義する。

$$V_R = V_2 - V_1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

局所体積率と断面平均体積率は、体積率の定義より次式を満たす。

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\langle \alpha_1 \rangle + \langle \alpha_2 \rangle = 1 \quad \dots\dots\dots (5)$$

また、相 k の局所体積流束 J_k と局所速度 V_k 、局所体積率 α_k の間には、以下の関係が成り立つ。

$$J_k = \alpha_k V_k \quad \dots\dots\dots (6)$$

式(3)、(4)、(6)より、各相の断面平均体積流束 $\langle J_k \rangle$ を以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} \langle J_1 \rangle &= \langle \alpha_1 V_1 \rangle = \langle (1 - \alpha_2) V_1 \rangle \\ &= \langle V_1 \rangle - \langle \alpha_2 V_1 \rangle \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle J_2 \rangle &= \langle \alpha_2 V_2 \rangle = \langle \alpha_2 (V_1 + V_R) \rangle \\ &= \langle \alpha_2 V_1 \rangle + \langle \alpha_2 V_R \rangle \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

式(7)、(8)より $\langle \alpha_2 V_1 \rangle$ を消去すると次式が得られる。

$$\langle J_2 \rangle = \langle V_1 \rangle - \langle J_1 \rangle + \langle \alpha_2 V_R \rangle \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、相 k の局所速度・局所体積率の断面内分布により定まるパラメータ ω_k を、次式で定義する。

$$\omega_k = \frac{\langle \alpha_k \rangle \langle V_k \rangle}{\langle \alpha_k V_k \rangle} = \frac{\langle \alpha_k \rangle \langle V_k \rangle}{\langle J_k \rangle} \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(10)より、 α_k, V_k の少なくともどちらか一方の断面内分布が一樣ならば、 ω_k は 1 となることがわかる。また、式(10)の k を 1 として $\langle V_1 \rangle$ に関して解くと、次式が得られる。

$$\langle V_1 \rangle = \frac{\omega_1 \langle J_1 \rangle}{\langle \alpha_1 \rangle} \quad \dots\dots\dots (11)$$

上式を式(9)に代入し整理すると、

$$\langle J_2 \rangle = \frac{\omega_1 - \langle \alpha_1 \rangle}{\langle \alpha_1 \rangle} \langle J_1 \rangle + \langle \alpha_2 V_R \rangle \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここで、新たに分布を表すパラメータ ϕ_k を次

式で定義する。

$$\phi_k = \omega_k - \langle \alpha_k \rangle \quad \dots\dots\dots (13)$$

前述したように、 α_k, V_k のどちらか一方の分布が一樣ならば ω_k は 1 となる。したがって、分布が一樣ならば、 ϕ_k は相 k の補相の平均体積率 $1 - \langle \alpha_k \rangle$ となることが式(13)よりわかる。これは、 ϕ_k と $1 - \langle \alpha_k \rangle$ との間に強い相関があることを意味している。 ϕ_k の持つこの性質は、 ϕ_k の相関式を作成する際に有用となる。

式(2)、(7)、(8)より $\overline{V_R}^k$ を、以下のように表せる。

$$\overline{V_R}^k = \frac{\langle \alpha_k V_R \rangle}{\langle \alpha_k \rangle} = \frac{\langle J_R \rangle}{\langle \alpha_k \rangle} \quad \dots\dots\dots (14)$$

式(13)、(14)を用いて式(12)を書き改めると、

$$\langle J_2 \rangle = \phi_1 \overline{V_1}^1 + \langle \alpha_2 V_R \rangle \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。上式の両辺を $\langle \alpha_2 \rangle$ で割り、式(2)を用いて整理すると、局所相対速度モデルの基礎式である次式が得られる。

$$\overline{V_2}^2 = \frac{\phi_1}{\langle \alpha_2 \rangle} \overline{V_1}^1 + \overline{V_R}^2 \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、右辺第 2 項は局所相対速度の相平均値であり、次式で定義される。

$$\overline{V_R}^2 = \frac{\langle \alpha_2 V_R \rangle}{\langle \alpha_2 \rangle} \quad \dots\dots\dots (17)$$

以下、 $\overline{V_R}^2$ を相平均相対速度と呼ぶ。相対速度として $\overline{V_2}^2 - \overline{V_1}^1$ を用いるスリップ流モデル⁽¹⁾と本モデルとは、平均相対速度の定義が本質的に異なっていることが式(17)よりわかる。

3. 局所相対速度モデルの

固気液三相流への拡張

二相流における局所相対速度モデルを固気液三相流用に拡張するために、既報⁽⁶⁾で導入した「 i, j, k の三つの相から相 k を除いた“仮想的二相流”」を利用する。相 k を除いた仮想的二相流における局所的物理量は、三相流における局所的物理量により以下のように定義される。

$$\text{相 } m \text{ の局所体積率} : \alpha_{m,k} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_j} \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\text{相 } m \text{ の局所速度} : V_{m,k} = V_m \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\text{相 } m \text{ の局所体積流束} : J_{m,k} = \alpha_{m,k} V_{m,k} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\text{局所全体積流束} : J_{T,k} = J_{i,k} + J_{j,k} \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここで、添字の m は i または j を、“ k ” は相 k を除いた仮想的二相流における物理量であることを表す。

式(1)、(2)と同様に、仮想的二相流における断面平均値 $\langle F \rangle_{,k}$ 、相平均値 $\overline{F}^{m,k}$ を次式で定義する。

$$\langle F \rangle_{,k} = \frac{1}{A_i + A_j} \int_{A_i + A_j} F dA \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\bar{F}_{m,k} = \frac{\langle \alpha_{m,k} F \rangle_k}{\langle \alpha_{m,k} \rangle_k} \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 A_i, A_j はおのの相 i, j が占める流路断面積の時間平均値である。式(18)～(23)より、三相流における平均量と仮想的二相流における平均量を結びつける以下の関係式が導ける。

$$\langle \alpha_{m,k} \rangle_k = \frac{\langle \alpha_m \rangle}{1 - \langle \alpha_k \rangle} \dots\dots\dots (24)$$

$$\langle J_{m,k} \rangle_k = \frac{\langle J_m \rangle}{1 - \langle \alpha_k \rangle} \dots\dots\dots (25)$$

$$\bar{V}_{m,k}^m = \bar{V}_m^m \dots\dots\dots (26)$$

上記の仮想的二相流の諸量を用いて、三相流に適用できる局所相対速度モデルの基礎式を導く。まず、相 i と相 j からなる仮想的二相流における局所相対速度を、次式で定義する。

$$V_{i,k} = V_{j,k} - V_{i,k} \dots\dots\dots (27)$$

式(4), (5)と同様に、

$$\alpha_{i,k} + \alpha_{j,k} = 1 \dots\dots\dots (28)$$

$$\langle \alpha_{i,k} \rangle_k + \langle \alpha_{j,k} \rangle_k = 1 \dots\dots\dots (29)$$

が成り立つので、仮想的二相流における各相の平均体積流束を以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} \langle J_{i,k} \rangle_k &= \langle \alpha_{i,k} V_{i,k} \rangle_k \\ &= \langle (1 - \alpha_{j,k}) V_{i,k} \rangle_k \\ &= \langle V_{i,k} \rangle_k - \langle \alpha_{j,k} V_{i,k} \rangle_k \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle J_{j,k} \rangle_k &= \langle \alpha_{j,k} V_{j,k} \rangle_k \\ &= \langle \alpha_{j,k} (V_{i,k} + V_{R,k}) \rangle_k \\ &= \langle \alpha_{j,k} V_{i,k} \rangle_k + \langle \alpha_{j,k} V_{R,k} \rangle_k \dots\dots\dots (31) \end{aligned}$$

式(30), (31)より $\langle \alpha_{j,k} V_{i,k} \rangle_k$ を消去すると、

$$\begin{aligned} \langle J_{j,k} \rangle_k &= \langle V_{i,k} \rangle_k - \langle J_{i,k} \rangle_k + \langle \alpha_{j,k} V_{R,k} \rangle_k \\ &\dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

が得られる。式(32)は、局所的物理量の定義と平均の定義を除けば、式(9)と形式的に同じである。したがって、式(32)に対して2章と同じ式変形を行うことにより、仮想的二相流に対する局所相対速度モデルの基礎式として次式が得られる。

表 1 固気液三相気泡流の実験条件⁽⁷⁾

D (m)	0.0209,	0.0308,	0.0504
d_s (m)	0.00114	0.00256	0.00417
ρ_s (kg/m ³)	2270	2380	2400
$\langle J_G \rangle$ (m/s)	0.000 - 0.121		
$\langle J_L \rangle$ (m/s)	0.395 - 1.02		
$\langle J_S \rangle$ (m/s)	0.000 - 0.0375		
$\langle \alpha_G \rangle$	0.000 - 0.135		
$\langle \alpha_L \rangle$	0.865 - 1.00		
$\langle \alpha_S \rangle$	0.000 - 0.0761		

$$\bar{V}_j^j = \frac{\phi_{i,k}}{\langle \alpha_{j,k} \rangle_k} \bar{V}_i^i + \bar{V}_{R,k}^k \dots\dots\dots (33)$$

ここで、相平均相対速度 $\bar{V}_{R,k}^k$ は次式で定義される。

$$\bar{V}_{R,k}^k = \frac{\langle \alpha_{j,k} V_{R,k} \rangle_k}{\langle \alpha_{j,k} \rangle_k} \dots\dots\dots (34)$$

また、分布を表すパラメータ $\phi_{i,k}$ は、

$$\phi_{i,k} = \omega_{i,k} - \langle \alpha_{i,k} \rangle_k \dots\dots\dots (35)$$

$$\omega_{i,k} = \frac{\langle \alpha_{i,k} \rangle_k \langle V_{i,k} \rangle_k}{\langle J_{i,k} \rangle_k} \dots\dots\dots (36)$$

により定義される。2章で述べたように、 $\phi_{i,k}$ は $1 - \langle \alpha_{i,k} \rangle_k$ 、すなわち、 $\langle \alpha_{j,k} \rangle_k$ と強い相関を持つことを期待できる。

4. 固気液三相流の断面平均体積率実験値の整理

4・1 断面平均体積率の計算手順

以下、局所相対速度モデルの有用性を検討するために、既報に示した垂直管内固気液三相気泡流⁽⁷⁾ およびスラグ流⁽⁸⁾ の断面平均体積率実験値の整理を、式(33)に基づいて行う。各実験の条件を表1, 2に示しておく。表1, 2中の添字 g, l, s はおのの気相、液相、固相を意味する。また、 D は管径、 d_s は実験に用いた球形固体粒子の直径、 ρ は密度を表す。表1, 2中の各相の断面平均体積率の欄には実験の結果得られた範囲を示してある。両実験とも、常温常圧の水、空気を用いている。表3には、各実験における粒子径と管径の組合せを示しておく。表3の各実験において、粒子径は一定であり、すべての固体粒子は液相内に分散して流動していた。なお、

表 2 固気液三相スラグ流の実験条件⁽⁸⁾

D (m)	0.0209, 0.0306, 0.0504			
d_s (m)	0.00114	0.00257	0.00417	0.00296
ρ_s (kg/m ³)	2270	2380	2400	2640
$\langle J_G \rangle$ (m/s)	0.282 - 0.893			
$\langle J_L \rangle$ (m/s)	0.385 - 0.978			
$\langle J_S \rangle$ (m/s)	0.000 - 0.0635			
$\langle \alpha_G \rangle$	0.185 - 0.509			
$\langle \alpha_L \rangle$	0.418 - 0.789			
$\langle \alpha_S \rangle$	0.000 - 0.0721			

表 3 各実験における管径(mm)と粒子径(mm)の組合せ

(a) 三相気泡流				(b) 三相スラグ流			
D \ d_s	1.14	2.56	4.17	D \ d_s	1.14	2.57	4.17 2.96
20.9	o	o		20.9	o	o	o o
30.8	o	o	o	30.6	o	o	o o
50.4	o	o		50.4	o	o	

固気液三相気泡流の実験データには、気液二相気泡流および固液二相流の実験値が含まれている。また、固気液三相スラグ流の実験データには、気液二相スラグ流の実験値が含まれている。これらの二相流のデータも含めて、モデルの有用性を検討する。

垂直管内固気液三相気泡流・スラグ流では、液相が連続相、気相と固相が分散相なので、相対速度としては気-液間および固-液間の相対速度が扱いやすい。そこで、式(33)を仮想的固液二相流と仮想的気液二相流に対して適用する。すなわち、

$$\bar{V}_S^s = \frac{\psi_{L,G}}{\langle \alpha_{S,G} \rangle_G} \bar{V}_L^L + \bar{V}_{R,G}^{S,G} \quad (37)$$

仮想的気液二相流：

$$\bar{V}_G^G = \frac{\psi_{L,S}}{\langle \alpha_{G,S} \rangle_S} \bar{V}_L^L + \bar{V}_{R,S}^{G,S} \quad (38)$$

を用いる。

図1に、式(37)、(38)に基づく各相の断面平均体積率の計算手順を示す。まず、各相の断面平均体積率、管径 D 、粒子径 d_s 、気泡径 d_G 、各相の密度、粘性係数などの計算に必要な諸特性値を準備する。次に、各相の断面平均体積率の仮値をなんらかの方法で求めておく。例えば、各相の相平均速度が等しい均質流状態を仮定した次式を用いて仮値を計算しておく。

$$\langle \alpha_k \rangle = \frac{\langle J_k \rangle}{\langle J_G \rangle + \langle J_S \rangle + \langle J_L \rangle} \quad (39)$$

次に、式(24)に断面平均体積率を代入し、仮想的二相流における断面平均体積率を計算する。また、液相の相平均速度を式(14)より求める。次に、式(37)、(38)の右辺の計算に必要な $\psi_{L,G}$ 、 $\psi_{L,S}$ 、 $\bar{V}_{R,G}^{S,G}$ 、 $\bar{V}_{R,S}^{G,S}$ の値をあらかじめ用意しておいた相関式を用いて計算し、 $\bar{V}_S^s$ 、 $\bar{V}_G^G$ の値を式(37)、(38)に基づいて求める。得られた速度を

以下の諸式に代入すれば、各相の断面平均体積率の更新値 $\langle \alpha_k \rangle_{\text{new}}$ が計算できる。

$$\langle \alpha_S \rangle_{\text{new}} = \langle J_S \rangle / \bar{V}_S^s \quad (40)$$

$$\langle \alpha_G \rangle_{\text{new}} = \langle J_G \rangle / \bar{V}_G^G \quad (41)$$

$$\langle \alpha_L \rangle_{\text{new}} = 1 - \langle \alpha_S \rangle_{\text{new}} - \langle \alpha_G \rangle_{\text{new}} \quad (42)$$

$\langle \alpha_k \rangle$ と $\langle \alpha_k \rangle_{\text{new}}$ の差が大きければ、 $\langle \alpha_k \rangle_{\text{new}}$ を仮値 $\langle \alpha_k \rangle$ に変更して、仮値と更新値の差が十分小さくなるまで以上の手順を繰返せば、断面平均体積率を計算できる。

以上より、 $\psi_{L,G}$ 、 $\psi_{L,S}$ 、 $\bar{V}_{R,G}^{S,G}$ 、 $\bar{V}_{R,S}^{G,S}$ の精度良い相関式を実験値から作成できれば、固気液三相流の断面平均体積率の実験値を精度良く整理できることがわかる。以下、これらの相関式の作成方法について述べる。式(36)、(37)を $\psi_{L,G}$ 、 $\psi_{L,S}$ に関して解くと、

$$\psi_{L,G} = \langle \alpha_{S,G} \rangle_G \frac{\bar{V}_S^s - \bar{V}_{R,G}^{S,G}}{\bar{V}_L^L} \quad (43)$$

$$\psi_{L,S} = \langle \alpha_{G,S} \rangle_S \frac{\bar{V}_G^G - \bar{V}_{R,S}^{G,S}}{\bar{V}_L^L} \quad (44)$$

となる。式(43)、(44)より、仮に $\bar{V}_{R,G}^{S,G}$ 、 $\bar{V}_{R,S}^{G,S}$ の相関式が既知ならば、各相の相平均速度、断面平均体積率の実験値から $\psi_{L,G}$ 、 $\psi_{L,S}$ の実験値を求められることがわかる。相平均相対速度は、気泡や固体粒子の密度、形状、管断面内における位置、管壁および周囲の流体との相互作用、気泡間あるいは粒子間の相互作用などに支配される量であり、現時点ではこれらの諸因子を考慮した適切な相関式は存在しない。そこで、以下では、相平均相対速度に対する第1近似として、静止液中の粒子群および気泡群の終端速度に関する既存の相関式を適用し、式(43)、(44)から $\psi_{L,G}$ 、 $\psi_{L,S}$ の実験値を算出する。相平均相対速度と粒子群の終端速度との間には大きな相違はないと考えられるので、本近似を採用しても固気液三相流に対する局所相対速度モデルの有用性の検討には支障がないと考えられる。

4.2 固気液三相気泡流への適用 固相の相平均相対速度には、Richardson-Zaki⁽¹²⁾ による次式を用いる。

$$\bar{V}_{R,G}^{S,G} = -V_{TS}(1 - \langle \alpha_{S,G} \rangle_G)^k \quad (45)$$

ここで、仮想的固液二相流であることを考慮して、右辺の固相の断面平均体積率を仮想的固液二相流における値としている。また、 V_{TS} は単一粒子の終端速度である。本報では、以下の3式を連立して V_{TS} を求める。

$$V_{TS} = \sqrt{\frac{4d_s g(\rho_s - \rho_L)}{3C_D \rho_L}} \quad (46)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) + \frac{0.42}{1 + 42500 Re_s^{1.16}} \quad (47)$$

図1 断面平均体積率の計算手順

図 2 仮想的固液二相流の ψ_L の実験値の一例 図 3 仮想的気液二相流の ψ_L の実験値の一例

図 4 断面平均体積流速と断面平均体積率の関係

$$Re_s = \frac{\rho_L V_{TS} d_S}{\mu_L} \dots \dots \dots (48)$$

ここで、 g は重力加速度、 C_D は Clift ら⁽¹³⁾ による一様流中の球の抗力係数、 Re_s は粒子レイノルズ数、 μ は粘性係数である。式(45)右辺の指数 K は、次式で与えられている。

$$K = \begin{cases} \{4.45 + 18(d_S/D)\} Re_s^{-0.1}, & (Re_s < 200) \\ 4.45 Re_s^{-0.1}, & (200 \leq Re_s < 500) \\ 2.39, & (Re_s \geq 500) \end{cases} \dots \dots \dots (49)$$

気相の相平均相対速度には、Ishii⁽¹⁴⁾ による次式を用いる。

$$\bar{V}_{R,S}^{G,S} = \sqrt{2(1 - \langle \alpha_{G,S} \rangle)^{1.75} \left\{ \frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right\}^{0.25}} \dots \dots \dots (50)$$

ここで、 σ は表面張力である。また、気相の断面平均体

図 5 固相体積率の実験値と計算値の比較

図 6 気相体積率の実験値と計算値の比較

積率を仮想的気液二相流における値としている。

相平均相対速度の相関式(45), (50)と相平均速度・断面平均体積率の実験値を式(43), (44)に代入し, $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の実験値を求めた。3章で述べたように, $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ はおのおの $\langle \alpha_{S,G} \rangle_G$, $\langle \alpha_{G,S} \rangle_S$ と強い相関を持つことが期待できる。そこで, 両者の関係をプロットした結果の一例を図2, 3に示す。 $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の実験値はほぼ直線上に並んでおり, 局所相対速度モデルにより実験データを良好に整理できることがわかる。図2, 3の結果より, ϕ の相関式を一次関数,

$$\phi_{L,G} = a \langle \alpha_{S,G} \rangle_G \dots\dots\dots (51)$$

$$\phi_{L,S} = b \langle \alpha_{G,S} \rangle_S \dots\dots\dots (52)$$

の形で作成することにした。直線のこう配 a , b は, 管径, 粒子径, 気泡径などに依存して多少変化した。そこで, その影響を考慮した以下の補間式を作成した。

$$a = \begin{cases} 4.438 d_s/D + 0.902, & (d_s/D < 0.0588) \\ 1.163, & (d_s/D \geq 0.0588) \end{cases} \dots\dots (53)$$

$$b = \begin{cases} 3.085 d_G/D + 0.708, & (d_G/D < 0.109) \\ 1.045, & (d_G/D \geq 0.109) \end{cases} \dots\dots (54)$$

図2および図3中の実線は, おのおの式(51), (53)および式(52), (54)を表す。

$\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の相関式が作成できたので, 図1に示した方法を用いて, 各相の断面平均体積率を計算した。まず, 本モデルにより各相の断面平均体積流束が各相の断面平均体積率に及ぼす影響を良好に再現できるか否

かを検討しておく。図4に, $d_s = 2.56$ mm, $D = 30.8$ mm の場合の結果を示す。図4中の実線が局所相対速度に基づく計算値である。図4より, 断面平均体積流束の影響を定性的かつ定量的に精度良く整理できていることがわかる。実験データは (d_s, D) の組合せとして他に6種類あるが, いずれの場合も良好に整理できることを確認している。

図5, 6に断面平均体積率の全実験値と計算値の比較結果を示す。また, 実験値と計算値の偏差を, 既報に示した修正ドリフトフラックスモデルに基づく整理結果⁽⁹⁾, および増倍法に基づく整理結果⁽¹⁰⁾ とともに, 表4に示す。3種のモデルのうち, 局所相対速度モデルの相関式が最も簡単な式であるにもかかわらず, 断面平均体積率の実験値を最も精度良く整理できることを確認できた。

4・3 固気液三相スラグ流への適用 4・2節と同様に,

固相の相平均相対速度には, 式(45)を用いる。気相の相平均相対速度には, 単一大気泡の終端速度に関する次式⁽¹⁵⁾を用いる。

$$\bar{V}_{R,S}^{G,S} = Fr \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \dots\dots\dots (55)$$

ここで, フルード数 Fr の値には0.35が用いられることが多いが, 実際には Fr は管径や気液各相の物性値に依存することがWhiteら⁽¹⁵⁾によって示されている。

そこで, 本研究では, Whiteらが提示した管径と気液各相の物性値の影響を考慮した Fr の相関図により Fr の値を求めた。

図7, 8に, 上記の相平均相対速度を仮定して求めた $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の実験値の一例を示す。気相の断面平均体積率を締切法で測定したため $\phi_{L,S}$ のばらつきはやや大

表4 3種のモデルによる整理結果の比較

Model	Drift Flux ⁽⁹⁾	Multiplier ⁽¹⁰⁾	Present
$\langle \alpha_G \rangle$	$\pm 6.64\%$	$\pm 9.82\%$	$\pm 5.96\%$
$\langle \alpha_S \rangle$	$\pm 11.39\%$	$\pm 12.43\%$	$\pm 8.66\%$
$\langle \alpha_L \rangle$	$\pm 0.29\%$	$\pm 0.36\%$	$\pm 0.29\%$

図7 仮想的固液二相流の ϕ_L の実験値の一例

図8 仮想的気液二相流の ϕ_L の実験値の一例

表 5 スラグモデルと局所相対速度モデルの比較

Model	Slug Model ⁽⁸⁾	Present
$\langle\alpha_G\rangle$	$\pm 6.11\%$	$\pm 6.32\%$
$\langle\alpha_S\rangle$	$\pm 12.7\%$	$\pm 12.3\%$
$\langle\alpha_L\rangle$	$\pm 3.41\%$	$\pm 3.47\%$

図 9 断面平均体積流束と断面平均体積率の関係

きい。しかしながら、 $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の実験値はほぼ一つの曲線上に並んでおり、固気液三相スラグ流に対しても局所相対速度モデルが有用であることがわかる。スラグ流においても、 $\phi_{L,G}$, $\phi_{L,S}$ の曲線は、粒子径および管径により多少変化したので、粒子径と管径の比をパラメータとする以下の相関式を作成した。

$$\phi_{L,G} = \left(0.249 \frac{d_s}{D} + 0.842 \right) \langle \alpha_{S,G} \rangle^{0.913} \dots (56)$$

$$\phi_{L,S} = \left(2.12 \frac{d_s}{D} + 1.06 \right) \langle \alpha_{G,S} \rangle_s \left(2.50 \frac{d_s}{D} + 0.766 \right) \dots (57)$$

図 7, 8 中の実線は、おのおの式(56), (57)を用いて描いたものである。

図 9 に、各相の断面平均体積流束と断面平均体積率の関係に関する実験値と計算値の一例を示す。作成した相関式により、各相体積流束の影響を定性的かつ定量的に精度良く再現できていることがわかる。図 10, 11 に、断面平均体積率の全実験値と計算値の比較結果を示す。また、表 5 に、実験値と計算値の偏差を、既報に示した流れの幾何形状と流動状況を詳細に考慮した固気液三相スラグ流モデルに基づく整理結果⁽⁸⁾とともに示す。表 5 より、局所相対速度モデルにより、詳細なスラグ流モデルと同程度の精度で、断面平均体積率実験値の整理が実現できたことがわかる。

図 10 固相体積率の実験値と計算値の比較

図 11 気相体積率の実験値と計算値の比較

以上、本報で提示した局所相対速度モデルが固気液三相流における各相の断面平均体積率および相平均速度の整理に有用なモデルであることが確認できた。使用した実験値は、固液二相流、気液二相気泡流、気液二相スラグ流のデータも含むので、同時にこれらの二相流に対する有用性も再確認できた。本報では、相平均相対速度に関する高精度の相関式がないため、第 1 近似として静止液中における粒子群や気泡群の終端速度を代用したが、より高精度の固気液三相流の断面平均体積率の予測式を確立するためには、相平均相対速度に関する相関式を構築していく必要がある。

5. 結 言

本研究では、既報で提示した局所相対速度に基づく二相流のモデルを、三相流から一つの相を除いた仮想的二相流という概念を利用して固気液三相流用に拡張

した。拡張したモデルの有用性を確認するために、固気液三相気泡流および固気液三相スラグ流の断面平均体積率の実験値の整理を行った。まず、固気液三相気泡流の断面平均体積率の実験値を局所相対速度モデルに基づいて整理した結果、既報で提示した修正ドリフトフラックスモデルに基づく整理結果および増倍法に基づく整理結果に比べ、より精度良く実験値を整理できることを確認した。次に、固気液三相スラグ流の実験値の整理を行い、流れの幾何形状および流動状態を詳細に考慮した固気液三相スラグ流モデルに基づく整理結果と比較した。その結果、局所相対速度モデルによりスラグ流モデルと同程度の精度で実験値を整理できることがわかった。以上より、三相流用に拡張した局所相対速度モデルが固気液三相流の断面平均体積率の整理に有効なモデルであることが確認できた。

文 献

- (1) 赤川, 気液二相流, (1974), 36, コロナ社.
- (2) Zuber, N. and Findlay, J. A., *Trans. ASME*, **87**-4(1965), 453.
- (3) 富山・ほか3名, 機論, **57**-537, B(1991), 32.
- (4) 坂口・ほか3名, 機論, **56**-521, B(1991), 5.
- (5) Sakaguchi, T., *Proc. Int. Conf. Multiphase Flows'91-Tsukuba*, **3**(1991), 57.
- (6) 富山・ほか2名, 機論, **57**-536, B(1991), 37.
- (7) 坂口・ほか4名, 機論, **57**-542, B(1991), 11.
- (8) Sakaguchi, T., ほか3名 (Jones, O. C. and Michiyoshi, I., 編), *Dynamics of Two-Phase Flow*, (1992), 61, CRC Press.
- (9) Tomiyama, A., ほか4名, *Proc. 3rd ASME/JSME Therm. Eng. Conf.*, 2(1991), 101.
- (10) Sakaguchi, T., ほか4名, *Proc. 1st JSME/ASME Int. Conf. Nucl. Eng.*, **1**(1991), 169.
- (11) Ishii, M., *Thermo-Fluid Dynamics Theory of Two Phase Flow*, (1975), 203, Eyrolles.
- (12) Richardson, J. F. and Zaki, W. N., *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **32**(1954), 35.
- (13) Clift, R. and Gauvin, W. H., *Proc. Chemeca'70*, **1**(1970), 14.
- (14) Ishii, M., *ANL-77-47*(1977).
- (15) White, E. T. and Beardmore, R. H., *Chem. Eng. Sci.*, **17**(1962), 351.