垂直円管内分散性混相流における相速度分布と 相対速度に関する一考察*

坂口 忠司^{*1}, 南川 久人^{*1}, 富山 明男^{*1}
赤 對 秀 明^{*2}, 金 田 健 吾^{*3}, 木 谷 茂 雄^{*4}

Velocity Distributions of Each Phase and Relative Velocity in Dispersed Multiphase Flows in Vertical Pipes

Tadashi SAKAGUCHI, Hisato MINAGAWA, Akio TOMIYAMA,
Hideaki SHAKUTSUI, Kengo KANADA and Shigeo KITANI

In order to estimate the time- and volume-averaged volumetric fractions in a dispersed multiphase flow, terminal velocities are often used as representative velocities in the drift flux model, slip model and others. Their applicability to the estimation of the two- or three-dimensional structure of a liquid-solid two-phase flow was examined in this study. It was clarified that terminal velocities cannot be applied to the prediction of the solid velocity distribution. Hence, the terminal velocities were corrected by considering the phase distribution and pipe wall effects. This correction gave more accurate predictions.

Key Words: Multiphase Flow, Pipe Flow, Flow Measurements, Liquid-Solid Two-Phase Flow, Velocity Distribution, Terminal Velocities, Relative Velocity

1. 結 言

気泡, 固体粒子などの分散相が連続相内に乱雑に分布し, それが時々刻々変化している分散性混相流における時空間平均体積率の特性は, ドリフトフラックスモデル, スリップ流モデルなどにより推算されている^{(1)~(3)}. そこに用いられる式中の相平均ドリフト速度, 平均相対速度あるいは平均局所相対速度などに, 事実上, 各種終速度が代替値として使用され^{(1)~(3)}, 時空間平均体積率や相速度の推算にはかなりの成果をあげている. しかし, 相速度の半径方向分布などの空間分布特性の推算にさいして, これら終速度をそのまま利用することの妥当性については, いまだ十分に検討されていないようである.

本報では, 固液二相流を例として, 液相速度, 固相の空間分布と固相速度の半径方向分布を測定し, 管内における固体粒子の液相に対する相対速度と固体粒子の自由沈降終速度, 管内干渉沈降終速度などとの比較

を行い, それらの利用に限界のあることを明示した. ついで, 従来の終速度の推算式を発展させ, 管内における他の固体粒子の効果, さらに固体粒子の半径方向位置による影響と他の固体粒子の効果を考慮した局所干渉沈降終速度とこれに対応する抗力係数を与える式を提示し, その有効性について検討した.

2. 実験装置・方法と計測法

図1に強制流動系垂直円管内上昇固液二相流用の実験装置の概略図⁽⁴⁾⁽⁵⁾を示す. 試験部は, 長さ約10m, 管内径30.8mmの亚克力製透明円管である. 各相の時空間平均体積率を急閉締切弁により, 液相速度を半径方向に移動可能なピトー管を用いて, 固体粒子の重心座標とその重心位置における三次元速度ベクトルを水槽, 鏡ならびに高速テレビカメラ(撮影スピードは500フレーム/s)を用いて同一画面上に同時撮影した正面像と側面像から, おのおの求めた. 得られた重心座標に対する測定誤差は, CRTの最小ピクセルサイズにより, 最大で0.25mmであった. これによる粒子速度に対する誤差は最大で6.2%程度である. 混合部の詳細を図2に示す. 固体粒子は, 固液混合体としてモーノポンプの吐出し口から下り傾斜管路内を通り, 試験部の垂直管に対して直角に流入する. 本研究

* 原稿受付 平成6年5月2日.

^{*1} 正員, 神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1).

^{*2} 正員, 神戸市立工業高等専門学校 (〒651-21 神戸市西区学園東町8-3).

^{*3} (株) 椿本チエイン (〒679-01 加西市朝妻町1140).

^{*4} 日本電気(株) (〒183 府中市日新町1-10).

図1 実験装置概略図

図2 混合部の概略図

では、平均直径 4.17 mm、密度 2 400 kg/m³、管壁との間の摩擦係数 0.087 のセラミック粒子を用いた。液体には常温、常圧の水道水を用いた。実験における液相ならびに固相の断面平均体積流速 $\langle J_L \rangle$, $\langle J_S \rangle$ は、 $\langle J_L \rangle = 1.0 \sim 2.0$ m/s, $\langle J_S \rangle = 0.006 \sim 0.012$ m/s である。

3. 実験結果

図3に半径方向分布に関する実験結果を示す。いずれの実験条件においても、固相体積率 α_s の半径方向

(a) 固相体積流速の影響

(b) 液相体積流速の影響

図3 液相速度、固相速度、固相体積率の半径方向分布 ($D=30.8$ mm, $d_s=4.17$ mm, $\rho_s=2\,400$ kg/m³)

分布形状は、管中心部で小さく、管壁近くで極大値をもつカルデラ形である。その極大値は、 $\langle J_S \rangle$ が大きいほど、 $\langle J_L \rangle$ が小さいほど大きい。極大値をとる半径方向位置は、 $\langle J_S \rangle$ によってはほとんど変化しないが、 $\langle J_L \rangle$ が小さいほど管壁に近い。時間平均液相速度 V_L の分布形状は、固体粒子の影響を受けるためか、1/7乗法則の単相流の速度分布と比較すると、 α_s が小さい管中心付近ではこれより大きく、 α_s が大きくなっているところで小さくなり、管壁に近づくときとほぼ等しくなっている。固相速度 V_S の分布形状は、管中心より徐々に減少しているが、 α_s が大きくなっている付近あたりから、ほとんど一定になっている。 V_L と V_S の値は、 $\langle J_S \rangle$ によってはほとんど変化しないが、 $\langle J_L \rangle$ が大きいとかなり大きくなっている。以上の諸結果は、従来の研究で報告されている^{(6)~(10)}。

4. 考 察

分散性混相流における相速度を論ずる場合、相対速度が重要であるから、ここでは V_L と V_S の実験値の差である固液相対速度 $V_{RLS}(=V_L-V_S)$ と各種終速度、浮遊液相体積流束との比較検討を行う。

4.1 固相速度の半径方向分布の各種終速度ならびに浮遊液相体積流束からの推定 固液相対速度として、静止液体で満たされた無限自由空間中の単一固体粒子の自由沈降終速度 V_{ST} 、静止液体で満たされた垂直円管中心付近における単一固体粒子の干渉沈降終速度 V_{SW} 、他の固体粒子の存在を考慮した固体粒子群あるいはその中の単一固体粒子の沈降終速度 V_{STG} ならびに V_{SWG} があり、ドリフトフラックスモデル、スリップ流モデルなどにおいて、これらの値は、相平均ドリフト速度、平均相対速度あるいは平均局所相対速度などの代替値として使用されている^{(1)~(3)}。

自由沈降終速度 V_{ST} は、

$$V_{ST} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{gd_s}{C_{DST}} \frac{\rho_s - \rho_L}{\rho_L}} \quad \dots\dots(1)$$

で表される。ここで g は重力の加速度、 d_s は固体粒子の平均直径、 ρ_L 、 ρ_s は液体、固体の密度、 C_{DST} は固体粒子の自由沈降状態での抗力係数である。

自由空間でなく静止液体で満たされた垂直円管の中心付近を沈降する単一固体粒子の干渉沈降終速度 V_{SW} には、多くの推算式が提示されている^{(11)~(14)}。式(2)~(4)にその推算式の一例を示す⁽¹⁴⁾。

$$\frac{V_{SW}}{V_{ST}} = 1 \quad \dots\dots(2)$$

$$\frac{V_{SW}}{V_{ST}} = 0.907 \left(\frac{d_s}{D} - 0.1 \right)^3 - 2.05 \left(\frac{d_s}{D} - 0.1 \right)^2$$

$$+ \frac{1}{1 + 0.630 \exp \left(-2.56 \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_L}{\rho_L}} \right)} \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{V_{SW}}{V_{ST}} = 0.187 \left(\frac{d_s}{D} \right)^4 - 1.23 \left(\frac{d_s}{D} \right) + 1.05 \quad \dots\dots(4)$$

式(2)~(4)の適用範囲は、式(2)： $0 < d_s/D \leq 0.1$ 、式(3)： $0.1 < d_s/D \leq X$ 、式(4)： $X < d_s/D \leq 1.0$ である。ここで、 D は管直径、 X は固体粒子により決まる定数である。

管内に存在する他の固体粒子の影響を考慮するために、時空間平均固相体積率 $\langle \alpha_s \rangle$ を用いて自由沈降終速度 V_{ST} あるいは干渉沈降終速度 V_{SW} を補正した固体粒子群の沈降終速度は式(5)、(6)で表される⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

$$V_{STG} = (1 - \langle \alpha_s \rangle)^n V_{ST} \quad \dots\dots(5)$$

$$V_{SWG} = (1 - \langle \alpha_s \rangle)^n V_{SW} \quad \dots\dots(6)$$

ここで、 n は自由沈降粒子レイノルズ数 [後出の式(9)] によって与えられる定数である。

上記の4種の終速度は、いずれも静止液体中の沈降終速度であり、そこには連続相の速度分布ならびに乱れによる効果が含まれていない。これに対して垂直円管内を上昇する流動液体中に1個の固体粒子が浮遊しているときの液相体積流束(以後、浮遊液相体積流束 $\langle J_L \rangle_F$ と呼ぶ)は、これらの効果を含んでいる。浮遊液相体積流束を与える式の一例として式(7)⁽¹⁷⁾がある。

$$\frac{\langle J_L \rangle_F}{V_{ST}} = \frac{1.49 - 1.38 \exp \left(\frac{d_s}{D} \right) + 0.390 \exp \left(\frac{2d_s}{D} \right)}{\left\{ 1 - 0.3 \exp \left(\frac{d_s}{D} \right) \right\}^2} \times \left\{ 1 - \left(\frac{d_s}{D} \right)^2 \right\} \frac{V_{SW}}{V_{ST}} \quad \dots\dots(7)$$

これは、 $\langle J_L \rangle_F$ と V_{SW} の実験的關係式として導かれたもので、式中の V_{SW}/V_{ST} に前出の式(2)~(4)を代入

(a) $\langle J_L \rangle = 0.994 \text{ m/s}$, $\langle J_S \rangle = 7.60 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ (b) $\langle J_L \rangle = 1.51 \text{ m/s}$, $\langle J_S \rangle = 1.06 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ (c) $\langle J_L \rangle = 1.98 \text{ m/s}$, $\langle J_S \rangle = 7.84 \times 10^{-3} \text{ m/s}$

図4 固液相対速度の実験値と各種終速度ならびに浮遊液相体積流束との関係 ($D=30.8 \text{ mm}$, $d_s=4.17 \text{ mm}$, $\rho_s=2400 \text{ kg/m}^3$)

(a) $\langle J_L \rangle = 0.994$ m/s, $\langle J_S \rangle = 7.60 \times 10^{-3}$ m/s (b) $\langle J_L \rangle = 1.51$ m/s, $\langle J_S \rangle = 1.06 \times 10^{-2}$ m/s (c) $\langle J_L \rangle = 1.98$ m/s, $\langle J_S \rangle = 7.84 \times 10^{-3}$ m/s

図5 固相体積率の半径方向分布ならびに固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した場合の固液相対速度、固相速度、局所抗力係数の計算結果
($D=30.8$ mm, $d_s=4.17$ mm, $\rho_s=2400$ kg/m³)

すれば $\langle J_L \rangle_F$ を算出することができる。

以上の諸式を用いて求めた計算結果と固液相対速度の実験値 V_{RLS} の代表例を図4に示す。計算に必要な自由沈降抗力係数の推算式として、Cliftらによる式(8)⁽¹⁸⁾を用いた。自由沈降粒子レイノルズ数は1300程度であったので、式(5)の n には $n=2.39$ を用いた。

$$C_{DST} = \frac{24}{Re_{ST}} (1 + 0.15 Re_{ST}^{0.687}) + \frac{0.42}{1 + 4.25 \times 10^4 Re_{ST}^{-1.16}} \quad (8)$$

$$Re_{ST} = \frac{\rho_L V_{ST} d_s}{\mu_L} \quad (9)$$

ここで Re_{ST} は自由沈降粒子レイノルズ数、 μ_L は液体の粘性係数である。図示の実験条件のもとでは、これらの値は、 V_{ST} , V_{STG} , V_{SW} , $\langle J_L \rangle_F$, V_{SWG} の順に小さく、いずれも半径方向の関数でないため、半径方向に一定となっている。しかし、現実の固液相対速度の実験値 V_{RLS} は、管中心付近で大きく、管壁付近では小さくなり、半径方向に一定でもなければ一様でもない。したがって、これらを用いては現実の固液相対速度の半径方向分布特性を説明することはできない。

固体粒子の時空間平均速度を推算するために提案されている各種モデルに必要な相平均ドリフト速度、平均相対速度などに、これら4種類の終速度と浮遊液相体積流束が適宜用いられているが、これは時空間平均値を扱う範囲内において妥当であり、半径方向の関数でないこれら終速度と浮遊液相体積流束を用いて、分散性混相流の時間平均相対速度の半径方向分布特性を説明することはできないのである。しかし、終速度

などが時空間平均体積率に対して有効であるために、諸量の空間分布を考えると、相対速度は半径方向に常に一定であり、例えば固体粒子速度は、いずれの半径方向位置においても、液相速度よりこの量だけ一様に少なくなると誤解する危険性がある。同じように、これらの終速度に基づいて導出された抗力係数を用いて相速度の空間分布特性を求めることにも限界があるといえる。

4.2 固液相対速度の半径方向分布の推定 固相体積率の半径方向分布は一様でなく、終速度等は固体粒子の管内位置により異なると思われる⁽¹⁹⁾⁽¹²⁾⁽²⁰⁾。しかし、前述の式(5)、(6)中の固相体積率は、時空間平均値であるから、固相体積率の半径方向分布の効果を含まない。また、式(2)～(4)の干渉沈降終速度推算式は固体粒子が管の中心付近を降下する場合のものであり、固体粒子の管内位置が管壁に近づくことによって生ずる管壁効果の変化は含まれていない。以下、この二つの事柄を考慮した場合の固液相対速度の半径方向特性について検討する。

4.2.1 干渉沈降終速度に固相体積率の半径方向分布を考慮した場合 まず固体粒子同士の相互干渉に影響する局所固相体積率分布を考慮するために、式(5)ないし式(6)中の時空間平均固相体積率 $\langle \alpha_s \rangle$ を半径の関数とした $\alpha_s(r)$ で置き換えると次式が得られる。

$$V_{STF}(r) = \{1 - \alpha_s(r)\}^n V_{ST} \quad (10)$$

$$V_{SWF}(r) = \{1 - \alpha_s(r)\}^n V_{SW} \quad (11)$$

図4に示されている $\alpha_s(r)$ の実験結果を用いた計算結果 V_{SWF} を図5に示す。 V_{SWF} は $\alpha_s(r)$ の大きくなっているところでは小さくなり、式(5)、(6)の場合に比べ

図 6 仮想円管の導入

て、半径方向に変化しているが、実験結果 V_{RLS} と定性的にも定量的にも一致していない。

4・2・2 干渉沈降終速度に固相体積率の半径方向分布ならびに固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した場合 固相体積率の半径方向分布に、さらに固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮する。円管中心付近の干渉沈降終速度 V_{sw} に固体粒子と管壁との相対関係の補正を試みる。ここでは、固体粒子は図 6 に示す仮想円管の中心を沈降すると考えた。固体粒子中心と管壁との距離の 2 倍を直径 D_E とする仮想円管の中心を沈降する固体粒子に及ぼす管壁の影響は、管中心側と管壁側で異なっていると考えられるので、仮想円管の弧のうち長さが L_1 で与えられる部分が固体粒子の沈降に作用するとみなした。固体粒子中心が管中心にある場合、仮想円管と試験円管が一致する必要があるため、この弧長は πD とならなければならない。しかし、 L_1 はこのとき πD とはならないので補正する必要がある。 L_1 の補正値を L_1 とする。なお、 L_1 の導出の詳細については付録に示す。

この仮想円管上の弧長 L_1 を用いて補正された局所干渉沈降終速度 $V_{swL1}(r)$ は、仮想円管直径 D_E を、式 (2)～(4) に代入し、それを $(\pi D_E/L_1)^k$ を用いて補正した次式によって求められる。ここで指数 k は後述する実験定数である。このさい鮎川らの実験結果⁽¹⁹⁾⁽¹²⁾ において、局所干渉沈降終速度が、固体粒子の半径方向位置により、管中心における干渉沈降速度より大きくなることを考慮した。

$$\frac{V_{swL1}}{V_{ST}} = \left(\frac{\pi D_E}{L_1} \right)^k \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{V_{swL1}}{V_{ST}} = \left\{ 0.907 \left(\frac{d_s}{D_E} - 0.1 \right)^3 - 2.05 \left(\frac{d_s}{D_E} - 0.1 \right)^2 \right.$$

 図 7 局所干渉沈降終速度推算値と鮎川らの実験結果⁽¹⁹⁾⁽¹²⁾ との比較

$$\left. + \frac{1}{1 + 0.630 \exp \left(-2.56 \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_L}{\rho_L}} \right)} \right\} \times \left(\frac{\pi D_E}{L_1} \right)^k \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{V_{swL1}}{V_{ST}} = \left\{ 0.187 \left(\frac{d_s}{D_E} \right)^4 - 1.23 \left(\frac{d_s}{D_E} \right) + 1.05 \right\} \times \left(\frac{\pi D_E}{L_1} \right)^k \quad \dots\dots\dots (14)$$

これらの式の適用範囲は、式 (2)～(4) と同じとする。

式 (12)～(14) による計算結果 $V_{swL1}(r)$ および同式で $L_1 = \pi D_E$ とした場合の計算結果 $V_{swE}(r)$ と鮎川らの各半径位置での干渉沈降速度 V_{swr} の測定値を管中心での値 V_{swc} で無次元化した実験結果⁽¹⁹⁾⁽¹²⁾ を図 7 に示す。式 (12)～(14) の指数 k としては、鮎川らの実験結果を最もよく表せる値として 0.8 を用いた。図 7 には Brenner-Happel⁽²⁰⁾ による $Re_{ST} \ll 1$ のストークス領域の理論式 (15) による結果も同時に示す。

$$\frac{V_{sw}(r)}{V_{ST}} = 1 - \left\{ 2.10 - f \left(\frac{r}{R} \right) \right\} \frac{d_s}{D} + O \left(\frac{d_s}{D} \right)^3 \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $f(r/R)$ は数値積分により求まる偏心関数と呼ばれる関数である。計算結果 $V_{swL1}(r)$ は $V_{swE}(r)$ および式 (15) の結果に比べて鮎川らの実験結果と管壁近傍を除くと比較的よく一致している。したがって、式 (12)～(14) は固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した干渉沈降終速度 (以後局所干渉沈降終速度と呼ぶ) を表す式としてその範囲に適用できると思われる。この $V_{swL1}(r)$ を式 (11) の V_{sw} と入れ換えることによって、固相体積率の半径方向分布ならびに固

図 8 局所抗力係数と粒子レイノルズ数との関係

体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した場合の固液相対速度を表す式(16)が求まる。

$$V_{SWP}(r) = \{1 - \alpha_s(r)\}^n V_{SWL1}(r) \quad (16)$$

これら仮想円管と固相体積率分布の両方を考慮して補正した固液相対速度の計算結果を図5に示す。ここでは、管中心において、計算値 V_{SWP} が V_{SW} に一致するようにしたので、計算値は固液相対速度の実験値 V_{RLS} と定量的には一致していないが、定性的にはいずれの計算結果も半径方向に減少し、その曲線の形は実験値 V_{RLS} の形をかなりよく表し、 $\langle J_L \rangle$ の小さい場合に定性的にも定量的にも、実験値 V_{RLS} とかなりよく一致している。しかし、 $\langle J_L \rangle$ の大きい場合に管壁近くで定量的に一致していない。これは、連続相のもっている本来の乱れ・渦ならびに分散相の存在によって生じる乱れ・渦が分散相の終速度に及ぼす効果、ならびにそれが半径方向に変化していることなど、流れの乱れと分散相の運動との関係、分散相の運動に直進的運動と揺動的運動があること、分散相の運動と液相の運動との間に非平衡状態があり、半径方向移動を行う固体粒子の流れへの追従性が半径方向で異なっていることなどによるのだろう。これらは、将来の研究課題である。

4・2・3 局所干渉沈降抗力係数 図5に液相速度の実験値から式(16)による局所干渉沈降終速度を差引いて求めた固相速度の計算結果 $V_L - V_{SWP}$ を示す。液相速度が大きい場合、管壁付近で、計算結果と実験結果との偏差は大きく問題があるが、液相速度の小さい場合には比較的両者はよく一致している。このように現状で妥当とみなされた局所干渉沈降終速度 V_{SWL1} に基づく局所干渉沈降抗力係数 C_{DSWL1} は、次式で表され

る。

$$\frac{C_{DST}}{C_{DSWL1}} = \left(\frac{V_{SWL1}}{V_{ST}} \right)^2 \quad (17)$$

ここで

$$V_{SWL1} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{gd_s}{C_{DSWL1}} \frac{\rho_s - \rho_L}{\rho_L}} \quad (18)$$

C_{DSWL1} の値は、式(12)～(14)と例えば式(8)を用いると求まる。なお、これらの式の適用範囲は、式(2)～(4)と同じとする。図5に示すように、局所干渉沈降抗力係数 C_{DSWL1} は、固体粒子が管中心にある場合に、干渉沈降終速度 V_{SW} に対応する干渉沈降抗力係数 C_{DSW} に一致し、固体粒子が管中心から管壁方向に移動するとともに、管中心における干渉沈降抗力係数 C_{DSW} から減少し、最小値に達した後増加している。図8に、この C_{DSWL1} と粒子レイノルズ数 Re_{ST} との関係を示す。 C_{DSWL1} は常に自由沈降状態での抗力係数 C_{DST} より大きく、 $(\rho_s - \rho_L)/\rho_L$ が一定の場合には d_s/D が大きいほど、 d_s/D が一定の場合には $(\rho_s - \rho_L)/\rho_L$ が小さいほど大きい値となる。また、 $d_s/D, (\rho_s - \rho_L)/\rho_L$ をともに一定として粒子中心位置 r/R を管中心 ($r/R=0$) から管壁寄りへ移動すると、 d_s/D が0.2の場合には、図5に示した場合と同様、 C_{DSWL1} はいったん減少し、その後増加する。しかし、それ以外の条件では C_{DSWL1} は C_{DSW} を起点に単調に増加している。

式(17)に $\{1 - \alpha_s(r)\}^{2n}$ を乗じ、固体粒子の重心位置と粒子直径を考慮した補正を行えば、式(16)で与えられている固相体積率の半径方向分布ならびに固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した場合の干渉沈降終速度 V_{SWP} に対応する抗力係数 C_{DSWP} が得られる。この値は、固相体積率の半径方向分布にも依存す

るため、一般化して示すことはできないが、図5に示すように、固相体積率の半径方向分布が与えられると各半径方向位置における固体粒子の抗力係数を計算することができる。抗力係数 C_{DWP} は、固相体積率分布と半径方向位置の両方の効果を受けるため曲線形状は複雑となり、半径方向にわずかであるがまず減少し、固相体積率の増加とともに増加し、その最大値あたりで変曲点が現れている。

5. 結 言

瞬時局所的混相流特性の解明がなされつつあるが、これに関連して分散性混相流の相分布と速度分布に関する考察を、垂直円管内固液二相流を例題として行い、分散性混相流の相分布と速度分布の二次元あるいは三次元的特性を解明するとき、分散相の連続相に対する相対速度を、単一分散粒子の自由沈降(上昇)終速度、干渉沈降(上昇)終速度あるいはそれらに他の分散粒子の存在を時空間平均体積率を用いて求めた速度で表すのには限界があることを示し、少なくとも、これら終速度にさらに相分布による効果と管壁による効果を補正しなければならないことを示した。本研究では補正の一例として、仮想円管の考えを導入し、その補正方法を、その適用例とともに示し、固相体積率の半径方向分布ならびに固体粒子の半径方向位置と壁面との関係を考慮した場合の局所干渉沈降終速度と例えば多次元二流体モデルにも適用できる構成式としての局所抗力係数の式を提示した。

これらの式と考え方は、固液二相流はもとよりそれ以外の分散性混相流における相対速度ならびに抗力係数についても考慮されるべきものであり、また数値計算などで固液相対速度、液相速度あるいは固相速度を求める際にも参考となるだろう。なお、本研究は、終速度の取扱い方に関する基本的考えと方法を提示しているのであるから、将来干渉沈降終速度を表すよりよい式が提示された場合は、それを基準値として用いることはいうまでもない。

貴重な文献をお贈りいただきました愛媛大学 鮎川恭三先生、河原源太先生にお礼を申し上げる。実験に協力された元神戸大学学生の吉良文博(現：三菱レイヨン)、今村昌晃(現：武田薬品)、笠坊逸郎(現：三菱電線)の諸氏に感謝する。

【付 録】

〈仮想円管を用いた干渉沈降速度の補正の詳細〉

図6において固体粒子と壁面との相互干渉を代表するとみなされる仮想円管の弧長 L_1 の部分に対する内

角の $1/2$, η' は次式で表せる。

$$\eta' = \frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \frac{\frac{r_s}{R}}{1 - \frac{r}{R}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで R は管半径, r_s は粒子の半径, r は管中心 O_P と固体粒子中心 O_s の距離である。固体粒子中心が管中心にある場合、すなわち、 $r=0$ のとき、仮想円管と試験円管が一致し、弧長が πD とならなければならないので、内角 η' は π になるように補正せねばならない。補正後の内角を η とおく。ここで、 η を次式、

$$\eta = \pi - \frac{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \left(\frac{\frac{r_s}{R}}{1 - \frac{r}{R}} \right)}{\frac{\pi}{2} - \sin^{-1} \left(\frac{r_s}{R} \right)} \quad \dots\dots\dots (20)$$

で表せば、上記条件を満たし、さらに粒子が管壁に接する場合、すなわち $r=R-r_s$ のときに $\eta=0$ となり、矛盾しない。この中心角 η に対する仮想円管の弧の長さを L_1 とすると、 L_1 は式(21)で表される。

$$L_1 = 2\eta R \left(1 - \frac{r}{R} \right) = \eta D \left(1 - \frac{r}{R} \right) \quad \dots\dots\dots (21)$$

文 献

- (1) Zuber, N. and Findlay, J. A., *Trans. ASME*, 87-4(1965), 453.
- (2) Newitt, D. M., *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 39(1961), 93.
- (3) 富山・南川・赤對・坂口, 機論, 57-537, B(1991), 1556.
- (4) 坂口・南川・富山・赤對, 機論, 56-521, B(1990), 5.
- (5) Sakaguchi, T., Tomiyama, A., Kanada, K. and Minagawa, H., *Proc. 12th Int. Conf. Slurry Handl. Pipeline Transport*, Brugge, Belgium, (1993), 759.
- (6) 都田・今野・斎藤・前田, 化学工学, 33-1(1969), 67.
- (7) 古田・ほか4名, 化学工学論文集, 4-1(1978), 105.
- (8) Ohashi, H., ほか3名, *J. Chem. Eng. Jpn.*, 13-5(1980), 343.
- (9) Ayukawa, K., Kataoka, H. and Hirano, M., *Proc. 7th Int. Conf. Slurry Handl. Pipeline Transport*, Sendai, Jpn., (1980), 195.
- (10) 畠山・野田・川島, 日本鉱業会誌, 97(1981), 457.
- (11) 奥田, 機論, 41-342, B(1975), 559.
- (12) 鮎川・越智・新名, 機論, 35-280, B(1969), 2357.
- (13) Achenbach, E., *J. Fluid Mech.*, 65(1974), 113.
- (14) Sakaguchi, T., Tomiyama, A., Minagawa, H. and Ooe, S., *Proc. 12th Int. Conf. Slurry Handl. Pipeline Transport*, Brugge, Belgium, (1993), 773.
- (15) Richardson, J. F. and Zaki, W. N., *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 32(1954), 35.
- (16) Wallis, G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, (1969), 93, McGraw-Hill.
- (17) 大江, 修士学位論文, 神戸大学大学院工学研究科生産機械工学専攻, (1993).
- (18) Clift, R. and Gauvin, W. H., *Proc. Chemeca'70*, 1(1970).
- (19) 鮎川・越智・新名・矢口, 機械前刷集(中国・四国支部新居浜地方), (1966), 17.
- (20) Brenner, H. and Happel, J., *J. Fluid Mech.*, 4(1958), 195.