鉛直管内固気液三相スラグ流の流動特性に関する研究

南川, 久人

(Degree)
博士（工学）
(Date of Degree)
1997-09-17
(Date of Publication)
2008-04-09
(Resource Type)
doctoral thesis
(Report Number)
乙2159
(JaLCDOI)
https://doi.org/10.11501/3141204
(URL)
https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2002159

第５章　気液二相スラグ流と固液二相流における各相体積率並びに各相平均速度と摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

５．１　緒言

固気液三相スラグ流の流動特性を明らかにする上で、固気液三相スラグ流から固相あるいは気相を取り去った流れとも考えられる気液二相スラグ流並びに固液二相流に対する知見を得ておくことが重要であることは、第１章でも述べたとおりである。これらの二相流での諸物理量の値が、固気液三相スラグ流におけるその量の一つの極限値となり、重要な基準値ともなるからである。これらの二相流に対する研究は前述の通り固気液三相流に比べてずいぶんと長く、数量的にも多数行われてきている。本章では、気液二相スラグ流と固液二相流に対する各相体積率、各相平均速度並びに摩擦圧力降下を推算するために従来に提案された方法を示し、その推算特性を示すとともに、気液二相スラグ流と固液二相流の体積率推算並びに固液二相流の摩擦圧力降下推算に対して新たな推算法を提案する。

５．２　気液二相スラグ流における各相体積率並びに各相平均速度の推算法とその推算結果

５．２．１　既存の推算法

第１章でも述べたように、気液二相流の各相体積率特性については、非常に多数の研究報告がある。ここでは、鉛直管内気液二相スラグ流に適用可能な体積率推算法で、しかも線図等を介さずに全て定式化されたものを対象に、その代表的なものをほぼ年代順に示すこととする。

赤川[16]は、式(5-1)に示す各相体積流束の指数関数で気相体積率と液相体積率の比率を表した。

$$\frac{\langle\alpha_G\rangle}{\langle\alpha_L\rangle} = A\frac{\langle J_G\rangle^n}{\langle J_L\rangle^m} \tag{5-1}$$

ここで、Ａ、ｎ、ｍは鉛直管の場合、$\langle J_G\rangle < 0.5$m/sのとき各々0.82、0.96、0.69、$\langle J_G\rangle > 0.5$m/sのとき各々0.67、0.78、0.69である。

Bankoff[17]は、気相の断面内における分布形状を考慮したモデルを提案し、気相体積流束を体積流量比の定数倍で表した。

$$<\alpha_G> = K\frac{<J_G>}{<J_T>} \tag{5-2}$$

ここで、$<J_T>=<J_G>+<J_L>$である。この定数Kはフローパラメータと呼ばれ、圧力pのみの関数として、

$$K = 0.71+0.00146\ p \qquad (p : ata) \tag{5-3}$$

と表されている。Hughmark[18]は、Kをレイノルズ数、フルード数の関数で線図で表わした。この関係を後に都田ら[73]が式(5-4)で表している。

$$K = -1.13\exp(-0.452\ Z) + 0.792 \quad \text{for}\ \ Z\leq 10 \tag{5-4a}$$

$$K = 0.634\ Z^{0.09} \qquad \text{for}\ Z>10 \tag{5-4b}$$

ここで、

$$Z = Re^{1/6}Fr^{1/8}\left(1 - \frac{<J_G>}{<J_T>}\right)^{-1/4} \tag{5-5}$$

$$Re = \frac{D(\rho_G<J_G> + \rho_L<J_L>)}{<\alpha_G>\mu_G + <\alpha_L>\mu_L} \tag{5-6}$$

$$Fr = <J_T>^2/(g\ D) \tag{5-7}$$

である。

Zuber-Findlay[13]は、気相の断面内における分布形状に加えて、局所における気液間のスリップも考慮に加え、ドリフトフラックスモデルを提示した。局所での気相速度V_Gと局所における体積中心速度、すなわち全体積流束J_Tとの差は、局所ドリフト速度V_{Gj}と呼ばれる。

$$V_{Gj} = V_G - J_T \tag{5-8}$$

このV_{Gj}の体積率加重時間・断面平均値$\overline{V}_{Gj}$を式(2-7)の定義に基づいて求めると、

$$\overline{V}_{Gj} = \frac{<\alpha_G(V_G - J_T)>}{<\alpha_G>} = \frac{<\alpha_G V_G>}{<\alpha_G>} - \frac{<\alpha_G J_T>}{<\alpha_G>} = \overline{V}_G - \frac{<\alpha_G J_T>}{<\alpha_G><J_T>}<J_T> \tag{5-9}$$

と変形できる。これを気相平均速度$\overline{V}_G$の式とすると、

$$\overline{V}_G = \frac{<J_G>}{<\alpha_G>} = \frac{<\alpha_G J_T>}{<\alpha_G><J_T>}<J_T>+\overline{V}_{Gj} = C_G<J_T>+\overline{V}_{Gj} \tag{5-10}$$

となる。ここで、C_Gは$\langle J_T \rangle$の係数部分であり気相の分布パラメータと呼ばれている。一方、$\overline{V}_{Gj}$は平均ドリフト速度と呼ばれている。Zuber-Findlayは、鉛直管内のスラグ流ではC_G=1.2、$\overline{V}_{Gj}$には次式で表される静止液中を上昇する単一大気泡の上昇終速度を用いることを推奨している。

$$\overline{V}_{Gj} = 0.35\sqrt{gD\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \tag{5-11}$$

この推算法によって、特にスラグ流領域の気相体積率がよく整理できることがわかっている。

また、Smith[19]は等速度ヘッドモデルに基づいた体積率の推算法を提示した。

$$<\alpha_G> = \left[1+\frac{\rho_G}{\rho_L}e\left(\frac{1}{x}-1\right)+\frac{\rho_G}{\rho_L}(1-e)\left(\frac{1}{x}-1\right)\left\{\frac{\frac{\rho_G}{\rho_L}+e\left(\frac{1}{x}-1\right)}{1+e\left(\frac{1}{x}-1\right)}\right\}\right]^{-1} \tag{5-12}$$

ここで、xはクオリティ（$x=\rho_G<J_G>/(\rho_G<J_G>+\rho_L<J_L>)$）で、式中のeの値を0.4としたときに良い結果が得られるとしている。

コンピュータによる原子炉冷却系等のシステム解析を行うために、コーディングしやすい形をしたドリフトフラックスモデルの分布パラメータと平均ドリフト速度の様々な相関式が提案されている[21],[22]。これらのうち、鉛直管内気液二相スラグ流の体積率を比較的よく推算できる[87],[88]次の二つの方法を取り上げる。

Kawanishiらのモデル[21]（ＭＨＩモデル）では、全体積流束の範囲で分布パラメー

タの式が決まり、全体積流束、管内圧力、管内径によって、平均ドリフト速度の式が決まる。例えば、本実験範囲内の$\langle J_T \rangle = 0.80$ m/s、D = 30.6 mm、常圧条件下では、平均ドリフト速度は式(5-9)と同じ式で、分布パラメータは次式で表される。

$$C_G = 1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G / \rho_L} \tag{5-13}$$

Ishii-Kataokaの相関式[20]は、まず流動条件からそのときの流動様式を判定し、各流動様式ごとの分布パラメータと平均ドリフト速度を求める。しかし、スラグ流領域専用の式は無く、この範囲はいわゆるチャーン流領域に含まれ、以下の式が用いられる。

$$C_G = (1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G / \rho_L})(1 - \exp(-18\langle\alpha_G\rangle)) \tag{5-14}$$

$$\overline{V}_{Gj} = \sqrt{2}\left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right]^{1/4} \tag{5-15}$$

鉛直管内気液二相スラグ流の体積率は、スラグ流の各部をモデル化した方法でも推算できる。Fernandesら[32]は、スラグユニット全体、すなわち大気泡部と液体スラグ部に亘り、各部の長さ、各部での気相、液相の速度を含んだ総合的な物理モデル、いわゆるスラグモデルを提示した。彼らのモデルはスラグユニットを軸方向には大気泡部と液体スラグ部に、断面内では大気泡部において大気泡とその周囲の液膜とに分割している。これに質量保存式と構成方程式を与えて、未知数の数と式の数を一致させ、全未知数を数値的に得ることを試みている。構成式を求めるモデルの一つとして大気泡の上側の液体スラグ中の小気泡の一部が大気泡に取り込まれ、逆に大気泡後端部から気泡が液体スラグ中に引きちぎられ、一部の気相はさらに大気泡後端部に取り込まれるという複雑なモデリングがなされており、これにより未知数、式の数とも17個ずつと多くなっており、解を求めることは非常に困難である[34]。そこで、Sylvester[34]は、Fernandesら[32]のモデルを改良し、より簡単に解が得られるよう、大気泡部と液体スラグ部の気相の出入りに関するモデルの代わりに液体スラグ内の気相体積率に関する構成方程式を与えている。これにより未知数、式の数がともに8個となり、各部・各相の体積率、速度、スラグユニットにおける体積平均体積率、圧力降下等が求められる。Vo-Shoham[35]は、このモデルの解法と解が存在する範囲に関する考察を行っている。

Orell-Rembrand[33]は、鉛直管内のスラグ流をモデル化し、様々なスラグ特性量を測定値と比較している。このモデルもFernandesら[32]同様、スラグユニットを軸方向には大気泡部と液体スラグ部に、断面内では大気泡部において大気泡とその周囲の液膜とに分割している。比較的簡単に解が得られることを念頭にモデリングされており、例えば液体スラグ内の気相速度と液相速度が等しいといった仮定も用いられている。このモデルでも、各部・各相の体積率、速度、スラグユニットにおける体積平均体積率、圧力降下等が求められる。

５．２．２　局所相対速度モデル

気液二相流を均質流と考える均質流モデル[1]では、気相、液相の速度差と分布の影響の両方が無視されている。５．２．１節で述べたBankoff[17]の方法では、速度差は無視されているが、分布は考慮されている。逆に、速度差を考慮して分布を無視するものとしてスリップ流モデルがあるが、気液二相流に対しては、具体的な相関式はあまり提案されていないようである。Zuber-Findlay[13]のドリフトフラックスモデルでは、相の断面内における分布形状の影響と、局所における気液間の速度差の影響の両方が考慮されている。したがって、これらの中ではドリフトフラックスモデルが最も完成度の高いモデルといえよう。

ドリフトフラックスモデルでは、前述の通り、速度差の影響を表すために、ドリフト速度、すなわち局所相速度と局所全体積流束の差を用いている。ところで、相の断面内における分布形状の影響と、局所における気液間の速度差の影響の両方が考慮されたモデルで、速度差の影響を表すために相対速度を利用したモデルは提案されていない。相対速度も二相流の流動を表す重要な物理量の一つであるので、ここで、局所における気液間の速度差として相対速度を用い、かつ分布の影響も考慮したモデル（局所相対速度モデルと呼ぶ）を提示する。

以下、局所相対速度モデルの導出を行う。いま、二相流の相を１、２で表す。相１と相２の局所速度の差を局所相対速度V_Rで示す。

$$V_R = V_2 - V_1 \tag{5-16}$$

局所の各相体積流束J_i（$i = 1, 2$）は、

$$J_i = \alpha_i V_i \tag{5-17}$$

と表せるので、J_iを断面平均し、変形すると、

$$\langle J_1\rangle = \langle\alpha_1 V_1\rangle = \langle(1-\alpha_2)V_1\rangle = \langle V_1\rangle - \langle\alpha_2 V_1\rangle \tag{5-18}$$

$$\langle J_2\rangle = \langle\alpha_2 V_2\rangle = \langle\alpha_2(V_1 + V_R)\rangle = \langle\alpha_2 V_1\rangle + \langle\alpha_2 V_R\rangle \tag{5-19}$$

が得られる。式(5-18)、(5-19)より$\langle\alpha_2 V_1\rangle$を消去すると、次式を得る。

$$\langle J_1\rangle = \langle V_1\rangle - \langle J_2\rangle + \langle\alpha_2 V_R\rangle \tag{5-20}$$

ここで、i相の速度および体積率の分布で決まるパラメータω_iを次式で定義する。

$$\omega_i = \frac{\langle\alpha_i\rangle\langle V_i\rangle}{\langle\alpha_i V_i\rangle} = \frac{\langle\alpha_i\rangle\langle V_i\rangle}{\langle J_i\rangle} \tag{5-21}$$

ω_iは、式(5-21)が示すように、i相の局所速度と局所体積率分布のみで定義される量であり、ドリフトフラックスモデルの分布パラメータCとは異なる量である。式(5-21)より、α_i、V_iのどちらか一方の分布が一様であればω_iは1となる。また、

$$\langle V_i\rangle = \omega_i \langle J_i\rangle / \langle\alpha_i\rangle \tag{5-22}$$

であるので、この関係と、式(5-20)を用いると、

$$\langle J_2\rangle = \frac{\omega_1 - \langle\alpha_1\rangle}{\langle\alpha_1\rangle}\langle J_1\rangle + \langle\alpha_2 V_R\rangle \tag{5-23}$$

が得られる。ここで、新たにパラメータφ_iを定義する。

$$\varphi_i = \omega_i - \langle\alpha_i\rangle \tag{5-24}$$

φ_iを用いると、式(5-23)は次のように書き換えられる。

$$\langle J_2 \rangle = \varphi_1 \overline{V}_1 + \langle \alpha_2 V_R \rangle \tag{5-25}$$

両辺を$\langle \alpha_2 \rangle$で割ると、次に示す局所相対速度モデルの基礎式が得られる。

$$\overline{V}_2 = \frac{\varphi_1}{\langle \alpha_2 \rangle} \overline{V}_1 + \frac{\langle \alpha_2 V_R \rangle}{\langle \alpha_2 \rangle} = \frac{\varphi_1}{\langle \alpha_2 \rangle} \overline{V}_1 + \overline{V}_R \tag{5-26}$$

ここでは、第２章で示した体積率加重時間・断面平均値の定義式(2-7)が用いられている。$\overline{V}_R$を平均局所相対速度と呼ぶ。なお、これは相２の体積率で加重平均したものである。

次に、このモデルを気液二相流に適用する。相１を液相、相２を気相として、式(5-26)を書き改めると、

$$\overline{V}_G = \frac{\varphi_L}{\langle \alpha_G \rangle} \frac{\langle J_L \rangle}{\langle \alpha_L \rangle} + \frac{\langle \alpha_G (V_G - V_L) \rangle}{\langle \alpha_G \rangle} = \frac{\varphi_L}{\langle \alpha_G \rangle} \overline{V}_L + \overline{V}_R \tag{5-27}$$

となる。φ_Lは液相の分布に関するパラメータ、$\overline{V}_R$は気相体積率で重み付けされた平均局所相対速度である。本実験範囲の気液二相スラグ流に対する$\overline{V}_R$の相関式として、次式で示す静止液中の大気泡上昇終速度式がもっとも適当であった。

$$\overline{V}_R = Fr \sqrt{g D \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \tag{5-28}$$

式中のFrは、フルード数で、水－空気系では通常0.35をとるが、Dが小さくなるとこれより小さい値となる。White-Beardmore[89]は、Frと管内径、気液の物性値の影響を考慮した相関図をボンド数 $Bo = \rho_L g D^2/\sigma$ に対して示している。この関係は、次式で近似できる[100]。

$$Fr = 0.35 - \frac{0.25}{\left\{ \left(\sqrt{Bo} - 1.9 \right) / 2.12 \right\}^{2.67} + 1} \tag{5-29}$$

また、Kawanishiら[21]によってDが50mmを越えた場合には、$Fr=0.52$とすることが推奨されている。これらを$\overline{V}_R$として用いてφ_Lを表す相関式を求めた。その結果、Dにかかわらず、

$$\varphi_L = 1.34\langle\alpha_G\rangle^{1.09} \tag{5-30}$$

で表すことができた。式(5-28)～(5-30)を式(5-27)に代入すると、

$$\overline{V}_G = \frac{1.34\langle\alpha_G\rangle^{1.09}}{\langle\alpha_G\rangle}\overline{V}_L + \left(0.35 - \frac{0.25}{\left\{\left(\sqrt{Bo} - 1.9\right)/2.12\right\}^{2.67} + 1}\right)\sqrt{g\,D\,\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \quad (D < 50\mathrm{mm}) \tag{5-31(a)}$$

$$\overline{V}_G = \frac{1.34\langle\alpha_G\rangle^{1.09}}{\langle\alpha_G\rangle}\overline{V}_L + 0.52\sqrt{g\,D\,\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \quad (D \geqq 50\mathrm{mm}) \tag{5-31(b)}$$

となる。この式で$\overline{V}_G$あるいは$\langle\alpha_G\rangle=\langle J_G\rangle/\overline{V}_G$を用いて$\langle\alpha_G\rangle$を求めるには、未知数である$\overline{V}_L$が必要となるため、$\langle\alpha_G\rangle$の仮値を最初に与えて反復収束計算を行う必要がある。

5．2．3　加重体積中心モデル

第4章の4．3．2節、（a－3）で述べたように、気液二相スラグ流の気相平均速度の測定結果によって、気相平均速度に及ぼす気相体積流束と液相体積流束の影響がわずかではあるが、確実に異なることが明らかになった。前節で示したドリフトフラックスモデルの式(5-10)では、気相平均速度は全体積流束の関数で与えられ、気相体積流束と液相体積流束の影響を等価としているため、これによって推算される気相平均速度ないし体積率では気相体積流束と液相体積流束の影響の差が評価できず、その推算精度にはおのずと限界が生じると考えられる。そこで、ドリフトフラックスモデルをベースとして、気相体積流束と液相体積流束の影響を独立に取り扱える新たな体積率推算法を考える。前でも述べたようにドリフトフラックスモデルでは相間の速度差の影響を表すために、ドリフト速度、すなわち局所相速度と局所全体積流束、すなわち局所における体積中心速度の差を用いている。この局

所体積中心速度を考える際に、新たなモデルでは、各相局所体積流束の単純な和ではなく、局所加重係数η_iを掛け合わせた加重体積中心速度を用いることを考える。したがって、気液二相スラグ流の分散相である気相の局所速度V_Gは、次式で表される。

$$V_G = \left(\eta_G J_G + \eta_L J_L\right) + \left\{V_G - \left(\eta_G J_G + \eta_L J_L\right)\right\} \tag{5-32}$$

式(5-8)～(5-10)で示したドリフトフラックスモデルの導出[13]と同様の手法で、この式に対して体積率加重時間・断面平均値の定義式(2-7)を用いると、本モデルの基礎式(5-33)が導出される。

$$\overline{V}_G = \left(H_G \langle J_G \rangle + H_L \langle J_L \rangle\right) + \overline{V}_{Gj\eta} \tag{5-33}$$

ここで、H_G、H_Lは加重係数、$\overline{V}_{Gj\eta}$は加重体積中心速度を用いた場合の平均ドリフト速度に対応する速度であり、それぞれ次式で表される。

$$H_G = \frac{\langle \alpha_G \eta_G J_G \rangle}{\langle \alpha_G \rangle \langle \eta_G J_G \rangle} \cdot \frac{\langle \eta_G J_G \rangle}{\langle J_G \rangle} \tag{5-34}$$

$$H_L = \frac{\langle \alpha_G \eta_L J_L \rangle}{\langle \alpha_G \rangle \langle \eta_L J_L \rangle} \cdot \frac{\langle \eta_L J_L \rangle}{\langle J_L \rangle} \tag{5-35}$$

$$\overline{V}_{Gj\eta} = \frac{\langle \alpha_G \left\{V_G - \left(\eta_G J_G + \eta_L J_L\right)\right\} \rangle}{\langle \alpha_G \rangle} \tag{5-36}$$

式(5-33)は、連続相である液相の係数を1とした次式でも書き表せる。

$$\overline{V}_G = H_L \left(\frac{H_G}{H_L} \langle J_G \rangle + \langle J_L \rangle\right) + \overline{V}_{Gj\eta} \tag{5-37}$$

式(5-32)においてη_Gとη_Lの値がともに1の場合、ドリフトフラックスモデルの基礎式(5-10)と式(5-37)は一致する。したがって、本モデルはドリフトフラックスモデルを包括しているといえる。さて、ドリフトフラックスモデルの場合と同様、管断

面内における気液各相の局所速度並びに局所体積率分布が既知であるなら、式(5-34)～(5-36)を用いてH_G、H_L、$\overline{V}_{Gj\eta}$の値が求められるので、平均気相速度ないしは体積率が算出可能である。しかし、気液二相スラグ流におけるこれらの詳細かつ系統的なデータは得られておらず、現時点ではドリフトフラックスモデルの分布パラメータ、平均ドリフト速度と同じように、H_G、H_L、$\overline{V}_{Gj\eta}$の値は巨視的量から算出せざるを得ない。本実験における測定値を利用した場合の各管内径Dに対する式(5-33)の形式の推算式は、以下のようになる。

$$\overline{V}_G = 1.205\left(0.847\langle J_G\rangle + \langle J_L\rangle\right) + 0.09482 \qquad (D=20.9\mathrm{mm}) \qquad (5\text{-}38)$$

$$\overline{V}_G = 1.205\left(0.810\langle J_G\rangle + \langle J_L\rangle\right) + 0.1330 \qquad (D=30.6\mathrm{mm}) \qquad (5\text{-}39)$$

$$\overline{V}_G = 1.632\left(0.520\langle J_G\rangle + \langle J_L\rangle\right) + 0.01499 \qquad (D=50.4\mathrm{mm}) \qquad (5\text{-}40)$$

$\langle J_G\rangle$の係数、すなわちH_G/H_Lの値が1より小さいのは、$\overline{V}_G$に及ぼす$\langle J_G\rangle$の影響が、$\langle J_L\rangle$の影響より小さいことを表している。これは、第4章の測定結果の所で述べたとおりである。なお、各Dに対するH_G、H_L、$\overline{V}_{Gj\eta}$の値に対して、系統的な傾向は見いだしにくく、式(5-38)～(5-40)をまとめた形の推算式をここでは導出しない。これらを定式化するのは、今後の課題であろう。しかし、以下に示す推算結果の節では、各々の式を用いた場合の推算結果を参考に示しておく。

5．2．4　質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法

Zuber-Findlay[13]によるドリフトフラックスモデルでは、管内の気液二相流を対象に、式(5-8)で示した各相局所速度と局所体積中心速度の差で定義される各相局所ドリフト速度の各相体積率加重時間・断面平均値と断面平均体積中心速度、すなわち混合体の体積流束、との関係式(5-10)が提案された。このモデルは前述の通り、その後固液二相流や固気液三相流にも適用されている。この体積中心速度以外に、混相流の中心速度として質量、運動量、エネルギ中心速度がLaheyら[94]により整理されている。そのうち、後に述べるように、佐田富ら[60]により質量中心速度を用いて固液二相流の固体粒子上昇速度を整理する方法が提案されている。これらの方法は混相流の各相平均速度や各相体積率の評価などに、大きな貢献をなしてきた。ところで、ドリフトフラックスモデルによりうまく整理できる量は、局所における体積中心速度と密接に関連があるものと考えられる。したがって、研究対象とする量が

混相流の種類、相、流動条件、熱的条件などによって、局所において体積よりも、質量・運動量・エネルギに依存する程度が大きい場合には、体積以外の中心速度である、質量・運動量・エネルギ中心速度の局所値と各相局所速度の差に着目したモデルによって整理した方が良いのではないかと思われる。しかし、そのようなモデルは提案されていない。そこで、本節ではドリフトフラックスモデルの導出過程を参考に、局所質量・運動量・エネルギ中心速度と各相局所速度の差に着目して管内混相流のモデル化を行い、混相流の断面平均質量流束、運動量流束、エネルギ流束と、ここで新たに定義する各相の質量、運動量、エネルギ輸送量の、局所質量率・運動量率・エネルギ率加重平均値の間に成り立つ関係式を導出する。さらに、これらの関係式を用いて、各相体積率の推算に便利な各相平均速度とLaheyらによる質量・運動量・エネルギ中心速度との関係式を導出する。このモデルもドリフトフラックスモデルと同様に、気液二相流、固液二相流、固気液三相流をはじめ、種々の混相流に適用できるものである。

質量・運動量・エネルギの中心速度の定義を参考に、質量・運動量・エネルギの各局所中心速度を定義する。そのために、基本的な諸量を整理しておく。なお、以下では４つの保存量を系統的に取り扱うため、ドリフトフラックスモデルの導出過程ですでに定義されている体積に関する諸量も同様に示す。以降とくに必要な場合以外は、断面平均を単に平均と表す。またスカラー量を通常の文字で、ベクトルを太文字で、テンソルを白抜き文字で表す。

まず、任意の空間における各保存量の局所値を考える。混相流を構成する任意の相(ｉ相：気相Ｇ、液相Ｌ、固相Ｓ)の局所における単位体積当りの体積 v_i、質量 m_i、運動量 $\mathbf{p}_i$、エネルギ e_i は、各相体積率 α_i を用いて以下のように定義され、式中に示す単位をもつ。

$$v_i = \alpha_i \qquad [m^3/m^3] \tag{5-41}$$

$$m_i = \alpha_i \rho_i \qquad [kg/m^3] \tag{5-42}$$

$$\mathbf{p}_i = \alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i \qquad [kg(m/s)/m^3] \tag{5-43}$$

$$e_i = \alpha_i \rho_i \zeta_i \qquad [J/m^3] \tag{5-44}$$

ここで、ρ は密度[kg/m³]、$\mathbf{V}$ は相速度ベクトル[m/s]、ζ は単位質量当りのエネルギ[J/kg]であり、外力として重力のみが働く場合、式(5-45) で表わされる。

$$\zeta_i = h_i + |V_i|^2 / 2 + g Z \tag{5-45}$$

ここで、hはエンタルピ[J/kg]、gは重力加速度[m/s²]、Zは基準位置からの垂直方向距離[m]である。

混合体全体の、単位体積当りの体積•質量•運動量•エネルギは、式(5-41)～(5-44)より、次式で与えられる。

$$v_T = \sum_i v_i = \sum_i \alpha_i = 1 \tag{5-46}$$

$$m_T = \sum_i m_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i) \tag{5-47}$$

$$\mathbf{p}_T = \sum_i \mathbf{p}_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i) \tag{5-48}$$

$$e_T = \sum_i e_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i) \tag{5-49}$$

添字Tは混合体全体に対する値を、$\sum_i$は混相流を構成する全ての相に関する和を示す。したがって、これらの式は二相流はもとより任意の相数からなる混相流に適用できるものである。

つぎに、各保存量の局所流束の定義を示す。局所におけるｉ相の体積流束$\mathbf{J}_i$、質量流束$\mathbf{M}_i$、運動量流束$\mathbb{P}_i$、エネルギ流束$\mathbf{E}_i$は、局所相速度ベクトル$\mathbf{V}_i$と、体積・質量・運動量・エネルギの各局所値との積で与えられる。$\mathbf{J}$、$\mathbf{M}$、$\mathbf{E}$はベクトル、$\mathbb{P}$は２階のテンソルである。

$$\mathbf{J}_i = v_i \mathbf{V}_i = \alpha_i \mathbf{V}_i \quad [\mathrm{m^3/(m^2s)=m/s}] \tag{5-50}$$

$$\mathbf{M}_i = m_i \mathbf{V}_i = \alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i \quad [\mathrm{kg/(m^2s)}] \tag{5-51}$$

$$\mathbb{P}_i = \mathbf{p}_i \otimes \mathbf{V}_i = \alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i \otimes \mathbf{V}_i \quad [\mathrm{kg(m/s)/(m^2s)}] \tag{5-52}$$

$$\mathbf{E}_i = e_i \mathbf{V}_i = \alpha_i \rho_i \zeta_i \mathbf{V}_i \quad [\mathrm{J/(m^2s)}] \tag{5-53}$$

ここで、⊗はテンソル積を表す。

混合体全体の体積・質量・運動量・エネルギの局所流束は、同様に、各相局所流束の総和で表される。

$$\mathbf{J}_T = \sum_i \mathbf{J}_i = \sum_i (\alpha_i \mathbf{V}_i) \tag{5-54}$$

$$\mathbf{M}_T = \sum_i \mathbf{M}_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i) \tag{5-55}$$
$$\mathbb{P}_T = \sum_i \mathbb{P}_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i \mathbf{V}_i \otimes \mathbf{V}_i) \tag{5-56}$$
$$\mathbf{E}_T = \sum_i \mathbf{E}_i = \sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i \mathbf{V}_i) \tag{5-57}$$

以上示したすべての量は位置の関数である。また、ベクトルは3成分、テンソルは9成分を持っているが、以下では、対象を管内の混相流に限定して式の導出を行う。そこで、流動方向の単位方向列ベクトル$\mathbf{k}$を用いて以下の式によって各量を流れ方向に射影し、各ベクトル、テンソルの流動方向成分を得る。

$$V_i = \mathbf{V}_i \cdot \mathbf{k} \tag{5-58}$$
$$p_i = \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{k} \tag{5-59}$$
$$J_i = \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{k} \tag{5-60}$$
$$M_i = \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{k} \tag{5-61}$$
$$P_i = \mathbf{k}^T \cdot (\mathbb{P}_i \cdot \mathbf{k}) \tag{5-62}$$
$$E_i = \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{k} \tag{5-63}$$

式(5-62)のTは転置を示す。左辺の各量はスカラーである。

ここで､局所体積率α_iに対応する量を考える。α_iは、式(6-34)に示すように、単位体積当りの各相の体積と混合体の体積の比率として定義される。この定義のアナロジーにより、局所質量率γ_i､局所運動量率χ_i､局所エネルギ率ε_iを､各相局所質量、局所運動量、局所エネルギの、混合体全体の単位体積当りの質量、運動量、エネルギに対する比率と定義する。

$$\alpha_i = v_i / v_T = \alpha_i / \sum_i \alpha_i \tag{5-64}$$
$$\gamma_i = m_i / m_T = \alpha_i \rho_i / \sum_i (\alpha_i \rho_i) \tag{5-65}$$
$$\chi_i = p_i / p_T = \alpha_i \rho_i V_i / \sum_i (\alpha_i \rho_i V_i) \tag{5-66}$$
$$\varepsilon_i = e_i / e_T = \alpha_i \rho_i \zeta_i / \sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i) \tag{5-67}$$

なお、γ_iは各相の局所静的クオリティ、χ_iは各相の局所フロークオリティと同じものである。γ_i､χ_i､ε_iは、α_i同様､全ての相に対して和をとると1となる。

式(5-50)からも明らかなように各相の局所速度V_iは体積流束J_iを体積率α_iで

割ることによって得られる。同様に、質量、運動量、エネルギに対しても、これに対応する量を定義することができる。各相の質量流束、運動量流束、エネルギ流束の各局所値を各相局所質量率、運動量率、エネルギ率で割ったものをそれぞれW_i、K_i、T_iとする。これらの単位は各流束のものと同じである。

$$V_i = J_i / \alpha_i \qquad [m^3/(m^2s)=m/s] \qquad (5\text{-}68)$$

$$W_i = M_i / \gamma_i \qquad [kg/(m^2s)] \qquad (5\text{-}69)$$

$$K_i = P_i / \chi_i \qquad [kg(m/s)/(m^2s)] \qquad (5\text{-}70)$$

$$T_i = E_i / \varepsilon_i \qquad [kg(m^2/s^2)/(m^2s)] \qquad (5\text{-}71)$$

式(5-50)～(5-53)、(5-64)～(5-67)を式(5-68)～(5-71)の右辺に代入して整理すると、W_i、K_i、T_iとV_iの関係が得られる。なお、体積に関する同様の関係式は、式(5-72)であるが、これは$V_i = V_i$となるだけである。

$$V_i = V_i v_T = V_i \sum_i \alpha_i = V_i \qquad (5\text{-}72)$$

$$W_i = V_i m_T = V_i \sum_i (\alpha_i \rho_i) \qquad (5\text{-}73)$$

$$K_i = V_i p_T = V_i \sum_i (\alpha_i \rho_i V_i) \qquad (5\text{-}74)$$

$$T_i = V_i e_T = V_i \sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i) \qquad (5\text{-}75)$$

式(5-73)～(5-75)より、W_i、K_i、T_iは、それぞれ、i 相によって輸送される質量、運動量、エネルギの量を表わしていることがわかる。したがって、以下では、各々、各相の質量輸送量、運動量輸送量、エネルギ輸送量と呼ぶ。

Laheyら[94]は、同一断面内では一定値$\tilde{\rho}_i$を持つと仮定した各相密度、各相断面平均体積率、体積率加重平均速度、体積率加重平均エネルギといった巨視的量を用いて管内を流動する混相流の質量・運動量・エネルギの各中心速度を式(5-47)～(5-79)で表している。これらは、巨視的量を用いて定義した混合体全体の各流束を、巨視的量を用いて定義した混合体全体の、単位体積当りの各保存量で割ったものである。これらを以下では巨視的中心速度Uと呼ぶ。なお、式(5-76)のU_Vはこれらとのアナロジーで定義される巨視的体積中心速度である。

$$U_V = \frac{\sum_i (\langle\alpha_i\rangle \overline{V}_i^{\alpha})}{\sum_i \langle\alpha_i\rangle} \qquad (5\text{-}76)$$

$$U_m = \frac{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i \overline{V}_i^{\alpha})}{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i)} \tag{5-77}$$

$$U_p = \frac{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i \overline{V}_i^{\alpha} \overline{V}_i^{\alpha})}{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i \overline{V}_i^{\alpha})} \tag{5-78}$$

$$U_e = \frac{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i \overline{\zeta}_i^{\alpha} \overline{V}_i^{\alpha})}{\sum_i (<\alpha_i> \tilde{\rho}_i \overline{\zeta}_i^{\alpha})} \tag{5-79}$$

ここで、$\overline{F}_i^{\alpha}$は、式(2-7)の定義による物理量Fの局所体積率加重断面・時間平均値を表す。本論文の本節以外では、これを$\overline{F}_i$で表しているが、本節では後に、局所質量率、局所運動量率、局所エネルギ率加重断面・時間平均値を定義するので、これらと区別するために特別にこのような記号法を用いることとする。

式(5-76)～(5-79)の定義を参考に、局所における混合体の各流束を混合体全体の、単位体積当りの各保存量で割った量で混相流の各保存量の局所中心速度 u [m/s] を定義する。ここでは、式(5-46)～(5-49)、(5-54)～(5-57)を用いている。

$$u_v = \frac{J_T}{v_T} = \frac{\sum_i (\alpha_i V_i)}{\sum_i \alpha_i} = J_T \tag{5-80}$$

$$u_m = \frac{M_T}{m_T} = \frac{\sum_i (\alpha_i \rho_i V_i)}{\sum_i (\alpha_i \rho_i)} \tag{5-81}$$

$$u_p = \frac{P_T}{p_T} = \frac{\sum_i (\alpha_i \rho_i V_i V_i)}{\sum_i (\alpha_i \rho_i V_i)} \tag{5-82}$$

$$u_e = \frac{E_T}{e_T} = \frac{\sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i V_i)}{\sum_i (\alpha_i \rho_i \zeta_i)} \tag{5-83}$$

式(5-80)に示すように、局所体積中心速度u_vは、局所混合体体積流束J_Tと等しい。

したがって、式(5-76)からu_vの断面平均値はU_vと等しくなる。しかし、断面内各相体積率分布、相速度分布が一様でない一般の管内混相流において、式(5-77)～(5-79)で定義された巨視的質量・運動量・エネルギ中心速度は、式(5-81)～(5-83)の局所中心速度を断面平均したものとは異なる。これは、一般に２つの局所量の積あるいは商の断面平均値と各断面平均値の積あるいは商とが一致しないためである。

ドリフトフラックスモデルの導出過程では、式(5-8)に示したように、局所相速度V_iと局所混合体体積流束J_Tの差を、局所ドリフト速度V_{ij}と定義した。この節では、体積に関するドリフトであることを表すために、V_{ij}をV_{iv}と記す。この定義とのアナロジーにより、局所での他の保存量の、相速度に対応する量、すなわちW_i、K_i、T_iと、混合体全体の各保存量の流束の差をそれぞれ、W_{im}、K_{ip}、T_{ie}と定義する。

$$V_{iv}=V_i-J_T \tag{5-84}$$
$$W_{im}=W_i-M_T \tag{5-85}$$
$$K_{ip}=K_i-P_T \tag{5-86}$$
$$T_{ie}=T_i-E_T \tag{5-87}$$

W_{im}、K_{ip}、T_{ie}は、ｉ相によって輸送される質量・運動量・エネルギと、混合体全体によって輸送される質量・運動量・エネルギとの差であり、以下では、各々、局所ドリフト速度にならって、局所ドリフト質量、局所ドリフト運動量、局所ドリフトエネルギと呼ぶ。また、式(5-73)～(5-75)、(5-81)～(5-83)を用いると式(5-88)の体積の場合のアナロジーとして式(5-89)～(5-91)が得られる。

$$V_{iv}=(V_i-u_v)\,v_T=V_{iv}v_T=V_{iv} \tag{5-88}$$
$$W_{im}=(V_i-u_m)\,m_T=V_{im}m_T \tag{5-89}$$
$$K_{ip}=(V_i-u_p)\,p_T=V_{ip}p_T \tag{5-90}$$
$$T_{ie}=(V_i-u_e)\,e_T=V_{ie}e_T \tag{5-91}$$

すなわち、W_{im}、K_{ip}、T_{ie}は混相流の局所相速度V_iと質量・運動量・エネルギ各局所中心速度u_k (k=m,p,e)との差V_{ik} (k=m,p,e)に、混合体全体の質量・運動量・エネルギを掛けたものであり、各局所中心速度に基づいた量である。

式(5-92)は、式(2-7)と同じもので、局所体積率加重断面平均値の定義式である。この式のアナロジーにより、局所質量率加重断面平均値、局所運動量率加重断面平均値、局所エネルギ率加重断面平均値を式(5-93)～(5-95)のように定義する。

$$\overline{F}_i^{\alpha} = <\alpha_i F_i>/<\alpha_i> \tag{5-92}$$
$$\overline{F}_i^{\gamma} = <\gamma_i F_i>/<\gamma_i> \tag{5-93}$$
$$\overline{F}_i^{\chi} = <\chi_i F_i>/<\chi_i> \tag{5-94}$$
$$\overline{F}_i^{\varepsilon} = <\varepsilon_i F_i>/<\varepsilon_i> \tag{5-95}$$

式(5-84)の両辺を式(5-92)の定義により、局所体積率加重平均して、体積率加重平均速度に関して整理すると、断面平均量に対するドリフトフラックスモデルの関係式(5-96)[13]が得られる。これにならって、W_{im}、K_{ip}、T_{ie}を、それぞれ式(5-93)、(5-94)、(5-95)によって加重平均し、W_i、K_i、T_iの局所質量率加重平均値、局所運動量率加重平均値、局所エネルギ率加重平均値を求めると、式(5-97)～(5-99)のようになる。

$$\overline{V}_i^{\alpha} = C_{iv}<J_T>+\overline{V}_{iv}^{\alpha} \tag{5-96}$$
$$\overline{W}_i^{\gamma} = C_{im}<M_T>+\overline{W}_{im}^{\gamma} \tag{5-97}$$
$$\overline{K}_i^{\chi} = C_{ip}<P_T>+\overline{K}_{ip}^{\chi} \tag{5-98}$$
$$\overline{T}_i^{\varepsilon} = C_{ie}<E_T>+\overline{T}_{ie}^{\varepsilon} \tag{5-99}$$

$\overline{W}_i^{\gamma}$、$\overline{K}_i^{\chi}$、$\overline{T}_i^{\varepsilon}$ は、$\overline{V}_i^{\alpha}$と$<J_i>$および$<\alpha_i>$の間に成立する関係式(5-100)と対応する式(5-101)～(5-103)を満足する。

$$\overline{V}_i^{\alpha} = <J_i>/<\alpha_i> \tag{5-100}$$
$$\overline{W}_i^{\gamma} = <M_i>/<\gamma_i> \tag{5-101}$$
$$\overline{K}_i^{\chi} = <P_i>/<\chi_i> \tag{5-102}$$
$$\overline{T}_i^{\varepsilon} = <E_i>/<\varepsilon_i> \tag{5-103}$$

式(5-96)のC_{iv}は式(5-104)で与えられる各相の分布パラメータで、式(5-10)において述べたものを任意の相に拡張したものである。この量は、各相の断面内局所体積率分布ならびに混合体の体積流束分布に関連している。

$$C_{iv}=\langle\alpha_i J_T\rangle/(\langle\alpha_i\rangle\langle J_T\rangle) \tag{5-104}$$

同様に、C_{im}、C_{ip}、C_{ie}は、各場合の分布パラメータで、各々、以下の式で表わされる。

$$C_{im}=\langle\gamma_i M_T\rangle/(\langle\gamma_i\rangle\langle M_T\rangle) \tag{5-105}$$

$$C_{ip}=\langle\chi_i P_T\rangle/(\langle\chi_i\rangle\langle P_T\rangle) \tag{5-106}$$

$$C_{ie}=\langle\varepsilon_i E_T\rangle/(\langle\varepsilon_i\rangle\langle E_T\rangle) \tag{5-107}$$

これらのパラメータも、断面内における局所質量率分布、運動量率分布、エネルギ率分布と、混合体の質量流束分布、運動量流束分布、エネルギ流束分布に、各々、依存している。式(5-96)の$\overline{V}_{iv}^{\alpha}$は局所体積率加重平均ドリフト速度である。同様に、$\overline{W}_{im}^{\gamma}$は、局所質量率加重平均ドリフト質量、$\overline{K}_{ip}^{\chi}$は、局所運動量率加重平均ドリフト運動量、$\overline{T}_{ie}^{\varepsilon}$は、局所エネルギ率加重平均ドリフトエネルギである。

式(5-96)は、$\overline{V}_{i}^{\alpha}$と$\langle J_T\rangle$の関係を提示している。5．2．1節でも述べたように気液二相流、特にスラグ流領域の気相速度$\overline{V}_{G}^{\alpha}$と$\langle J_T\rangle$の間には、ほぼ線形の関係があり、そのときの$\overline{V}_{iv}^{\alpha}$は静止水中単一大気泡の上昇速度で近似でき、$C_{Gv}$はほぼ1.2となる。

体積中心速度に基づいて得られたドリフトフラックスモデルの関係式(5-96)に対応する質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく式が(5-97)～(5-99)である。これらの式は、$\overline{W}_{i}^{\gamma}$と$\langle M_T\rangle$、$\overline{K}_{i}^{\chi}$と$\langle P_T\rangle$、$\overline{T}_{i}^{\varepsilon}$と$\langle E_T\rangle$の関係を提示している。これらによって混相流の諸量の測定値を整理すれば、有効な結果が得られる可能性がある。すなわち、混相流の種類、流動条件等によっては、式(5-96)や、その他既存の関係式を利用して測定値を整理するよりも、これらの関係に基づいて整理した方が、より良い結果が得られる可能性がある。つまり、$\langle J_T\rangle-\overline{V}_{i}^{\alpha}$平面における混相流の諸量の整理と同様に$\langle M_T\rangle-\overline{W}_{i}^{\gamma}$平面、$\langle P_T\rangle-\overline{K}_{i}^{\chi}$および$\langle E_T\rangle-\overline{T}_{i}^{\varepsilon}$平面において混相流の諸物理量を整理することも有用と考えられる。

Laheyら[94]により定義された質量・運動量・エネルギの巨視的中心速度U_m、U_p、U_e

は、前で述べたように、局所量に基づいて厳密に定義された平均量ではないが、各相の平均体積率、体積率加重平均速度、密度等の、比較的求めやすい量で定義されているために、工学的に重要な量であると考えられる。そこで、次にこれら巨視的中心速度と体積率加重平均速度、各相平均体積率との関係式を導出する。

式(5-96)～(5-99)の両辺を、各々$<v_T>$、$<m_T>$、$<p_T>$、$<e_T>$で割り、式(5-41)～(5-44)、(5-46)～(5-49)、(5-54)～(5-57)、(5-64)～(5-67)、(5-73)～(5-75)、(5-96)～(5-103)を用いて整理すると、以下に示す関係式が得られる。ただし、各相の密度は断面内では一定値$\tilde{\rho}_i$であるとする。

$$\overline{V}_i^\alpha = C_{iv} U_v + \overline{V}_{iv}^\alpha \tag{5-108}$$

$$\overline{V}_i^\alpha = \xi_1 C_{im} U_m + \overline{V}_{im}^\alpha \tag{5-109}$$

$$\overline{V}_i^\alpha = \xi_2 C_{ip} U_p + (\xi_6/\xi_4)\overline{V}_{ip}^\alpha \tag{5-110}$$

$$\overline{V}_i^\alpha = \xi_3 C_{ie} U_e + (\xi_7/\xi_5)\overline{V}_{ie}^\alpha \tag{5-111}$$

ここで、ξ_1～ξ_7は、以下の式で定義される。

$$\xi_1 = \frac{\sum_i (<\alpha_i>\tilde{\rho}_i)}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i} < \frac{\alpha_i \tilde{\rho}_i}{\sum_i (\alpha_i \tilde{\rho}_i)} > \tag{5-112}$$

$$\xi_2 = \frac{\sum_i (<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{V}_i^\alpha)}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{V}_i^\alpha} < \frac{\alpha_i \tilde{\rho}_i V_i}{\sum_i (\alpha_i \tilde{\rho}_i V_i)} > \tag{5-113}$$

$$\xi_3 = \frac{\sum_i (<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{\zeta}_i^\alpha)}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{\zeta}_i^\alpha} < \frac{\alpha_i \tilde{\rho}_i \zeta_i}{\sum_i (\alpha_i \tilde{\rho}_i \zeta_i)} > \tag{5-114}$$

$$\xi_4 = \frac{<\alpha_i \tilde{\rho}_i V_i V_i>}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{V}_i^\alpha \overline{V}_i^\alpha} \tag{5-115}$$

$$\xi_5 = \frac{<\alpha_i \tilde{\rho}_i \zeta_i V_i>}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{\zeta}_i^\alpha \overline{V}_i^\alpha} \tag{5-116}$$

$$\xi_6 = \frac{<\alpha_i \tilde{\rho}_i V_i V_{ip}>}{<\alpha_i>\tilde{\rho}_i \overline{V}_i^\alpha \overline{V}_{ip}^\alpha} \tag{5-117}$$

$$\xi_7=\frac{\langle\alpha_i\tilde{\rho}_i\xi_i V_{ie}\rangle}{\langle\alpha_i\rangle\tilde{\rho}_i\overline{\zeta_i^\alpha}\overline{V_{ie}^\alpha}} \tag{5-118}$$

$U_V=\langle J_T\rangle$であるので、式(5-108)はドリフトフラックスモデルの基本式(5-96)と同じものであることがわかる。式(5-109)～(5-111)は、それぞれ、各相体積率加重平均速度$\overline{V_i^\alpha}$と巨視的質量中心速度U_m、巨視的運動量中心速度U_p、巨視的エネルギ中心速度U_eとの関係式であり、混相流の巨視的質量中心速度・運動量中心速度・エネルギ中心速度－各相体積率加重平均速度平面上で混相流の諸物理量を整理できる可能性を示している。

以上で混相流一般に対する式の導出を終え、ここで本実験における気液二相スラグ流の測定値を、上に示した諸平面上で整理する。整理を行う平面を列挙する。

a：$\langle J_T\rangle-\overline{V_G^\alpha}$平面
b：$\langle M_T\rangle-\overline{W_G^\gamma}$平面
c：$\langle P_T\rangle-\overline{K_G^\chi}$平面
d：$\langle E_T\rangle-\overline{T_G^\varepsilon}$平面
e：$U_m-\overline{V_G^\alpha}$平面
f：$U_p-\overline{V_G^\alpha}$平面
g：$U_e-\overline{V_G^\alpha}$平面

aは、上でも述べたように既にZuber-Findlay[13]によって提案されているドリフトフラックスモデルの整理平面である。測定値をb～gの平面上にプロットするには、$\langle\gamma_i\rangle$、$\langle\chi_i\rangle$、$\langle\varepsilon_i\rangle$、$\langle P_i\rangle$、$\langle E_i\rangle$の値を評価する必要がある。これらを厳密に求めるには式(5-112)～(5-118)のξ_1～ξ_7を定義通り求めなければならない。そのためには管内における各相の局所体積率と局所速度の分布形状が必要である。しかし、そのようなデータは、現在まで得られていないようである。ところで、ξ_1～ξ_7の各定義式の分母と分子は平均の取り方のみの相違であるので、これらが1に近い値であることがわかる。したがって、ここではξ_1～ξ_7を1と仮定して計算を行う。各平面上に測定値をプロットした。図5－1(a)～(g)に、D=20.9mmの場合の各平面a～g上のプロットの状態を示す。図中の直線は、最小自乗法による一次回帰直線である。その傾きと切片を表5－1(a)に示す。これらは、横軸に各平面の前側に記した量（平面cなら$\langle P_T\rangle$）を、縦軸には後ろ側に記した量（平面cなら$\overline{K_G^\chi}$）をとった場合のものである。同時に回帰直線の相関係数rも表示した。D=30.6mm及びD=50.4 mmでの気液二相スラグ流の測定値を各平面で整理した際の傾き、切片と相関

係数 r をそれぞれ表５－１(b)､(c)に示す。傾きと切片の値が得られたので、本実験における測定値を利用した場合の各管内径Dに対する各推算式が得られたことになる。例えば平面 c のD=20.9mmに対する式は、

$$\overline{K}_G^{\chi} = 1.18 < P_T > +126 \tag{5-119}$$

となる。この場合を例に、体積率推算手順について述べる。まず気相体積率の仮値を定め、全運動量流束$\langle P_T \rangle$を求める。ついで式(5-119)によって$\overline{K}_G^{\chi}$を求め、式(5-74)の関係より$\overline{K}_G^{\chi}$を単位体積あたりの全運動量$\langle p_T \rangle$で割って$\overline{V}_G^{\alpha}$が、さらに$\langle \alpha_G \rangle = \langle J_G \rangle/\overline{V}_G^{\alpha}$より気相体積率が算出できる。この気相体積率の計算値と仮値を比較し、差が大きいときにはこの計算値を再び仮値として、全運動量の算出から繰り返す。差が十分に小さくなれば、このときの値が、求める推算値である。

どの平面においても前節の加重体積中心モデルと同様に、各Dに対する傾きと切片の値には系統的な傾向は見いだしにくく、Dの影響を取り入れた形の推算式をここでは導出しない。これらを定式化するのは、今後の課題であろう。しかし、この場合も以下に示す推算結果の節では、各々の傾きと切片の値を取り入れた式による推算結果を参考に示しておく。

佐田富ら[60]は、固液二相流並びに固気液三相流に対してではあるが、質量中心速度を用いた体積率推算方法を提案している。この方法については５．３．１節と６．２．１節で説明するが、本節で示した質量中心速度に基づく方法と関連が深いので、ここでも取り上げておく。彼らの方法では、固液二相流の体積率加重固相平均速度は、次式で推算される。

$$\overline{V}_S^{\alpha} = c\,\frac{M_T}{\rho_E} + u_{SW} \tag{5-120}$$

ここで、ρ_Eは混相流の実効密度[60]と呼ばれるもので、固液二相流では単に混相流の平均密度が用いられている。したがって、M_T/ρ_Eは、式(5-77)の巨視的質量中心速度U_mと同じものである。係数 c は、管内固相体積率の関数として次式で与えられる。

$$c = 1 + 0.2\exp(-5 <\alpha_S>) \tag{5-121}$$

一方、u_{SW}は固体粒子群の壁面干渉沈降速度、すなわち固体粒子が群として管内の静止液中を沈降する際の終速度である。したがって、式(5-120)は、式(5-109)の傾きと切片をそれぞれ式(5-121)とu_{SW}で表したものにほかならない。そこで、彼らのこの方法を気液二相スラグ流に拡張利用することを考える。まず、傾きcは、固相体積率の代わりに気相体積率を用いた次式で、

$$c = 1 + 0.2 \exp(-5 \langle\alpha_G\rangle) \tag{5-122}$$

一方、固体粒子群の壁面干渉沈降速度は大気泡の静止液中上昇終速度V_{bT}で置き換える。V_{bT}の算出には式(5-28)と、式(5-29)（D＜50mm）並びにFr=0.52（D≧50mm）を用いればよい。したがって、式(5-120)は、次式のように気液二相スラグ流に拡張される。

$$\overline{V}_G^{\alpha} = \left[1 + 0.2 \exp(-5 \langle\alpha_G\rangle)\right] U_m + \left(0.35 - \frac{0.25}{\left\{\left(\sqrt{Bo} - 1.9\right)/2.12\right\}^{2.67} + 1}\right)\sqrt{g D \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \quad (D<50\mathrm{mm}) \tag{5-123(a)}$$

$$\overline{V}_G^{\alpha} = \left[1 + 0.2 \exp(-5 \langle\alpha_G\rangle)\right] U_m + 0.52\sqrt{g D \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \quad (D \geqq 50\mathrm{mm}) \tag{5-123(b)}$$

5．2．5　推算結果

ここまでに示した気液二相スラグ流に対する体積率の諸推算法により求められた体積率並びに平均速度の推算結果の特性について述べる。各推算法は、それぞれが準拠する測定結果に対しては、最高の推算精度をもっていると考えられる。したがって本来、各種推算法の比較には、標準データを完備して、それに対して行うべきであるが、ここでは、第４章で示した本実験結果と他者による実験結果を基準に用いた場合として検討結果を示す。また、上述の推算法のうち、本実験における特定の管内径Dについての推算式で、Dあるいは各相体積流束などの流動条件が異なれば用いる係数等を変更する必要のあるタイプのものと、全ての流動条件を推算式中に取り入れた汎用性のある体積率推算法に分けられる。前者としては、各種中心速度

に基づく平面上での整理による方法と加重体積中心モデルによる方法があげられる。残る全推算法は後者に分類できる。これらを分けて考える必要があることは言うまでもない。そこで、まず前者の推算結果について検討する。

（ａ）流動条件により推算式が異なる推算法

５．２．４節で提案した各種中心速度に基づく平面ａ～ｇにおける一次回帰直線によるD=20.9mmの場合の気相体積率推算結果を図５－２(a)～(g)に、加重体積中心モデルによる推算結果を図５－２(h)示す。図中の黒丸は、図４－５(a)に示した気液二相スラグ流の気相体積率測定結果である。表示座標は、図４－５(a)と同様に、横軸に全体積流束をとって示している。また、図５－３(a)～(h)には、D=30.6mmの場合の気相体積率推算結果と測定結果の比較を同じ形式で示す。ただし、各図(a)に示す平面ａの推算は、ドリフトフラックスモデルの平面上での整理であり、後に推算結果を示すZuber-Findlayの推算式と異なる点は、傾きと切片がともに測定値の一次回帰により得られている点である。推算結果の定性的特性は、一部を除いて測定結果と定性的に一致している。すなわち、$<J_L>$一定の線が上に凸の右上がり、$<J_G>$一定の線が下に凸の右下がりで、これらの曲線が歪んだ菱形状の形を作っている。しかし、図５－２(d)、すなわち平面ｄをD=20.9mmに適用した場合と、図５－３(c)、(d)、すなわち平面ｃ、ｄをD=30.6mmに適用した場合に、$<J_G>$一定の線は測定結果とは逆に上に凸の形状となっている。まず、(a)の平面ａの推算式、すなわちドリフトフラックスモデルの平面上での整理式による推算結果は、測定結果とよく一致している。しかし、D=20.9mm、D=30.6mmの場合ともに、$<J_L>$が小さくて$<J_G>$が大きいときに測定値より小さい値を、$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいときには測定値より大きい値を算出しており、$<J_T>-\overline{V}_G^{\alpha}$平面において一本の直線で推算式を作成する場合の限界が認められる。これに対し、(h)の加重体積中心モデルによる推算結果は、同じ平面に基づいているにもかかわらず、$<J_G>$と$<J_L>$のどの組み合わせにおいても測定結果とよく一致しており、この方法の有効性が確認できる。(b)～(d)に示す平面ｂ～ｄによる推算結果は、あまり測定結果と一致していないものが多く、特に上述の通り平面ｄをD=20.9mmに適用した場合と、平面ｃ、ｄをD=30.6mmに適用した場合に、$<J_G>$一定の線は測定結果とは逆に上に凸の形状となっている。(e)～(g)、すなわち平面ｅ～ｇを適用した場合の推算結果は、互いにほとんど同じで、ここに示した測定データを用いて推算式を作成したわりには、どの場合

にもあまり測定結果と一致していない。後に示す佐田富ら[60]の方法を気液二相スラグ流に拡張した方法による推算結果も、常に測定結果より大きい値となっている。これらの結果と、表５－１の相関係数ｒの値を考慮すると、気液二相スラグ流の体積率に関しては、諸平面のうち、ドリフトフラックスモデルの$<J_T>-\overline{V}_G^{\alpha}$平面上での整理が最も適していることが確認できる。なお以下では、$\overline{V}_G^{\alpha}$を単に$\overline{V}_G$と示すことにする。

各相体積率は、$\overline{V}_i=<J_i>/<\alpha_i>$によって各相平均速度とも結びついている。ドリフトフラックスモデルなどは、各相平均速度を与えるモデルであるから、体積率の推算に続いて、平均速度の推算についても述べる。図５－４(a)～(h)、５－５(a)～(h)に、それぞれD=20.9mm、D=30.6mmの場合の、図５－２(a)～(h)、５－３(a)～(h)と同じ推算方法による推算結果の$<J_T>-\overline{V}_G$平面上での比較を示す。この座標系では$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときの曲線と、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの曲線がほぼ重なり合うので、前者を実線、後者を破線で示し、区別する。(a)の平面ａの推算式は、ドリフトフラックスモデルの平面上での整理であり、$<J_T>-\overline{V}_G$平面上では当然ながら１本の直線となる。これに対し、(h)の加重体積中心モデルによる推算結果では、$<J_G>$一定の破線が$<J_L>$一定の実線より常に傾きが大きく、定性的にも測定結果と一致している。これより、平均速度の観点からも、加重体積中心モデルによる推算方法の有効性が確認できる。(b)～(d)に示すのは、平面ｂ～ｄによる推算結果である。体積率の$<J_G>$一定の線が、測定結果とは逆に上に凸の形状となっていた平面ｄをD=20.9mmに適用した場合と、平面ｃ、ｄをD=30.6mmに適用した場合には、$<J_G>$一定の破線は測定結果とは逆に下に凸の形状となっている。しかも、これらの３平面上の回帰式による推算結果は、実線の傾きが破線の傾きより大きく、この点においても測定結果と定性的に一致していない。(e)～(g)、すなわち平面ｅ～ｇを適用した場合の推算結果は、互いにほとんど同じで、$<J_G>$一定の破線が$<J_L>$一定の実線より傾きが大きく、定性的には測定結果と一致している。しかし、どの場合にも定量的にはあまり測定結果と一致していないようである。

ここまで、推算結果と測定結果の比較を図を用いて定性的に行ってきたが、つぎにこの評価を定量的に行うために、以下の統計量を定義する。以下の式で、Ｆは任意の物理量、F_{mes}はＦの測定値、F_{cal}はＦの推算値、添字ｉ（＝１、２・・・）はデータの番号、ｎはデータの個数とする。

・平均値Ｓ：推算値と測定値の比の平均値である。１に近いほど推算値が測定値を偏りなく推算していることを表す。

$$S = \frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{F_{cal,\,i}}{F_{mes,\,i}}}{n} \tag{5-124}$$

・平均値周りの標準偏差σ_S：平均値を中央値としたときの比率の標準偏差をＳで除したもの。この値が小さいほど、推算値と測定値の偏差が小さいことを表す。

$$\sigma_S = \frac{1}{S}\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{F_{cal,\,i}}{F_{mes,\,i}} - S\right)^2} \tag{5-125}$$

・ＩＤ＋：推算値＞測定値の場合の推算値と測定値の比の標準偏差。そのときの個数をｎ＋とすると、

$$ID+ = \sqrt{\frac{1}{n+}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{F_{cal,\,i}}{F_{mes,\,i}} - 1\right)^2} \quad \text{for } F_{cal,\,i} > F_{mes,\,i} \tag{5-126}$$

・ＩＤ－：推算値＜測定値の場合の推算値と測定値の比の標準偏差。そのときの個数をｎ－とすると、

$$ID- = \sqrt{\frac{1}{n-}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{F_{cal,\,i}}{F_{mes,\,i}} - 1\right)^2} \quad \text{for } F_{cal,\,i} < F_{mes,\,i} \tag{5-127}$$

各推算法が測定値を偏りなく推算しているならｎ＋、ｎ－の数値が近いものとなる。偏りの強さはｎ＋、ｎ－の数値並びにＩＤ＋、ＩＤ－の値より判断できる。すなわちｎ＋、ｎ－の数が近く、ＩＤ＋、ＩＤ－の値が小さいほど、各場合の推算値が測

定値に近いことを表す。

・ＩＤ±：全データの推算値と測定値の比の標準偏差。Ｓ＝１とした場合のσ_Sに相当する。ＩＤ±の値が小さいほど、推算値が測定値に近いことを表す。

$$ID\pm = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{F_{cal,\,i}}{F_{mes,\,i}} - 1\right)^2} \tag{5-128}$$

表５－２(a)に、Ｄ＝20.9mmの管内での気液二相スラグ流の気相体積率推算に対して求めた、流動条件により推算式が異なる推算法によるこれらの統計量を示す。偏差の値は、全て100倍してパーセント表示とした。同様に、表５－２(b)、(c)にそれぞれＤ＝30.6mm、Ｄ＝50.4mmの場合について示した。各種中心速度に基づく方法（表中Center Veloc. plane a～gと表示）並びに加重体積中心モデル（表中Weighted Center Vol.と表示）は、本実験値に基づいて係数や指数を決定しているため、Ｓの値が１に近いのは当然である。それにもかかわらず、Ｄ＝50.4mmの場合には、各種中心速度に基づく方法のｂ～ｇの平面上での整理、すなわちドリフトフラックスモデルの$\langle J_T \rangle-\overline{V}_G$平面以外の平面を用いた場合にはＳの値が１より10％程度小さい場合がある。一方、推算値と測定値のばらつきについては、ＩＤ±の値は当然ながらかなり小さいものが多い。中でも、各種中心速度に基づく方法の平面ａ、すなわち$\langle J_T \rangle-\overline{V}_G$平面上での整理においてＩＤ±の値が小さい。このことより、定量的観点からも、気液二相スラグ流の体積率に関しては、ドリフトフラックスモデルの$\langle J_T \rangle-\overline{V}_G$平面上での整理が最も適しており、他の平面上での整理はあまり適していないことが確認できる。以上、気液二相スラグ流の本実験における気相体積率測定結果を基準として定性的、定量的な観点から推算特性を述べてきた。ついで、他者による気液二相スラグ流のデータを利用して、同様の比較を行うこととする。ここでは、赤川[16]のＤ=27.6mmの鉛直管における水－空気系のデータを利用する。各相体積流束範囲は、$\langle J_G \rangle$=0.10～1.3m/s、$\langle J_L \rangle$=0.19～2.6m/sである。表５－２(d)に、このデータを用いた場合の気相体積率推算に対して求めた各推算法による推算値の統計量を示す。これらの数値によっても平面ａ、すなわち$\langle J_T \rangle-\overline{V}_G$平面上での整理においてＩＤ±の値が小さいことが確認できる。また、加重体積中心モデルによっても気液二相スラグ流のデータ整理が好結果を示していることがわかる。

（ｂ）全ての流動条件を推算式中に取り入れた体積率推算法

全ての流動条件を推算式中に取り入れた汎用性のある体積率推算法による推算特性について述べる。まず、定性的特性を調べる。図５－６(a)～(k)に、D=20.9mmの場合の、図５－７(a)～(k)に、D=30.6mmの場合の各推算法による気相体積率推算結果（曲線）と気液二相スラグ流の気相体積率測定結果（黒丸）の比較結果を示す。用いた推算式は、５．２．１節に示した既存の９推算法と、５．２．２節で提案した局所相対速度モデル（図中にはLocal Relative Velocity Modelと表示）並びに５．２．４節で述べた佐田富らの方法を気液二相スラグ流に拡張した方法の計１１方法で、説明した順に図(a)～(k)に示した。まず、どの方法による推算結果も、測定結果と定性的に同じ特性を示している。すなわち$\langle J_L \rangle$一定の線が上に凸の右上がり、$\langle J_G \rangle$一定の線が下に凸の右下がりで、これらの曲線が歪んだ菱形状の形を作っている。この結果は第４章で述べた測定結果と一致している。

つぎに、図５－６と図５－７の各図を見ながら、各推算法の推算結果と測定結果の比較について述べていく。まず、(a)に示した赤川の方法は、特に$\langle J_L \rangle$の小さい領域において測定値と近い値を示している。$\langle J_G \rangle$の大小により式中の指数が変わるため、$\langle J_L \rangle$一定の線が途中で段差がついている。この段差より$\langle J_G \rangle$が大きい領域では、推算値の方が小さい値を示している。(b)のBankoff、(c)のHughmarkの方法による結果は、ともに測定値よりも小さい方にずれており、ずれる程度は(b)の方が大きい。(d)のZuber-Findlayの推算結果も、ほぼ同様の傾向である。(e)のSmithの結果は特徴的で、$\langle J_G \rangle$が小さいときには推算値が測定値より大きく、$\langle J_G \rangle$が大きいときには逆に推算値が測定値より小さい値となっている。(f),(g)の川西ら、Ishii-Kataoka の方法も、ともに全領域で測定値より小さい推算値を算出している。

スラグ流モデルに基づく推算法である(h)のSylvester、(i)のOrell-Rembrand による推算結果は、(a)～(g)のこれまでの推算法より、より測定値に近い結果となっている。これは、(a)～(g)の推算法が流れを一次元的に捉えた巨視的モデルに基づいているのに対し、(h),(i)はスラグ流各部の速度や体積率を考慮に入れているため、より妥当な推算法となったものと考えられる。

(j)には局所相対速度モデルによる推算結果を示す。ここに示した測定データを用いてこのモデル中の相関式を作成したため、一致するのはある程度当然であるが、D=20.9mm、30.6mmともに測定結果と非常によく一致している。しかも、$\langle J_G \rangle$、

$<J_L>$の違いによる推算誤差の違いが見られない。

(k)に示した佐田富らの方法を気液二相スラグ流に拡張した方法による推算結果は、常に測定結果より大きい値となっている。

体積率の推算に続いて、平均速度の推算について述べる。図５－８(a)～(s)、５－９(a)～(s)に、それぞれD=20.9mm、D =30.6mmの場合の、同じ推算方法による推算結果の$<J_T>-\overline{V}_G$平面上での比較を示す。表示法は図５－４、５－５の場合と同様に、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときの曲線を実線、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの曲線を破線で示し、区別する。まず、(a)に示した赤川の方法は、$<J_L>$一定の実線が途中で跳ね上がるが、これは$<J_T>-<\alpha_G>$平面での段差に対応している。それより右側で傾きが大きくなっている。そのほかの領域でも、だいたい実線の傾きが破線のものより大きく、気相添加時の方が$\overline{V}_G$の増加率が大きいという推算結果を示している。これは第４章で述べた測定結果と相反する。ただし、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときと、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの$\overline{V}_G$の$<J_T>$に対する特性に差が生じるという点においては測定結果と一致している。(b),(d),(f)の推算結果は全ての曲線が重なり、しかも直線となっている。これらは基本的に、ドリフトフラックスモデルの分布パラメータ並びに平均ドリフト速度（(b)では常に0）がともに$<J_G>$、$<J_L>$の流動条件で変化しない形となっているためである。測定値と推算結果は大きく離れ、推算値が常に上側にある。(c)、(g)では$<J_G>$と$<J_L>$によって$\overline{V}_G$特性にわずかに差があらわれているが、実線の傾きが破線の傾きより大きく、測定結果と定性的には一致していない。(e)のSmith、(h)のSylvester の推算法でも、定量的には近い値を推算しているが、$<J_L>$一定の実線が$<J_G>$一定の破線より常に傾きが大きく、その定性的特性は測定結果の逆である。これに対し、(i)のOrell-Rembrand による推算結果は、後述のように定量的にも近い値であり、$<J_G>$一定の破線が$<J_L>$一定の実線より常に傾きが大きく、定性的にも測定結果と一致している。また、本章で提案した局所相対速度モデルによる推算結果、(j)においても、この定性的特性は再現されている。(k)に示す佐田富らの方法を気液二相スラグ流に拡張した方法による推算結果も、$<J_G>$一定の破線が、$<J_L>$一定の実線より傾きが大きく、定性的には測定結果と一致している。しかし、常に測定結果より小さい値となっている。

つぎに式(5-124)～(5-128)で定義した統計量を用いて定量的評価を行う。表５－３(a)～(c)に、各Dに対する各推算法による推算値の統計量を示す。既存の推算法、す

なわち各表の赤川〜Orell-Rembrandまでをみると、Ｓの値が１より小さいものが多く、図５－６、５－７で調べた場合と同様、気相体積率推算値が測定値より小さくなる推算法が多いことが確認できる。既存の推算法のうちでＳが１に比較的近い、すなわち、推算結果と測定結果の偏りが小さいものとして、Ｄ＝20.9mm、30.6mmでは赤川、Smith 、Sylvester、Orell-Rembrandが、Ｄ＝50.4mmの場合には、Hughmark、Ishii-Kataokaがあげられる。局所相対速度モデルに基づく方法（表中Local Relative Veloc. Modelと表示）は、本実験値に基づいて係数や指数を決定しているため、Ｓの値が１に近いのは当然である。佐田富らの方法を気液二相スラグ流に拡張した推算法による推算結果のＳの値が１からかなり離れていることからも確認できる。

一方、既存の推算法のうちで推算値と測定値のばらつきの小さい推算法としては、表中のＩＤ±を基準に判断すると、Ｄ＝20.9mm、30.6mmではＳの場合同様、赤川、Smith 、Sylvester、Orell-Rembrandが、Ｄ＝50.4mmの場合には、Hughmark、Ishii-Kataokaがあげられる。なお、（ａ）で述べた平面ａ上での推算式とZuber-Findlayの推算式との異なる点は、前者が傾きと切片をともに測定値の一次回帰により得ているのに対し、後者では傾きを定数、切片を大気泡上昇速度に関する相関式から与えている点である。これより各統計量が前者の方が良い値となるのは当然である。本章で提案した、局所相対速度モデルに基づく方法による推算値と測定値のばらつきについては、やはりＩＤ±の値が小さく、ばらつきが小さいことが確認できる。

以上、気液二相スラグ流の本実験における気相体積率測定結果を基準として定性的、定量的な観点から良い精度で推算できる方法をあげてきた。しかし、本実験値に基づいて係数や指数を決定した局所相対速度モデルに基づく方法については、表５－３(a)～(c)の統計値のみで評価することは不十分であろう。そこで、前でも用いた、赤川[16]のＤ=27.6mmの鉛直管における水－空気系のデータを利用する。表５－３(d)に、このデータを用いた場合の気相体積率推算に対して求めた各推算法による推算値の統計量を示す。赤川の推算法はこのデータに基づいているため、Ｓの値並びにσ_S、ＩＤ±に関して、やはり良い結果を示している。赤川の推算法以外の推算法については、Smith 、Sylvester、Orell-Rembrand、局所相対速度モデルに基づく方法において推算値は測定値と近いことを示している。

上述の定性的比較と本実験値並びに赤川[16]の実験値を利用した定量的比較の両方の側面から判断しても、本章で提案した局所相対速度モデルは、体積率を非常に精度よく推算できる方法であることが確認できた。ただし、ここで取り上げた様々な推算法を全体的に見

てみると、スラグ流をモデル化して体積率を推算するSylvester ならびにOrell-Rembrand の方法も精度が良く、このことよりスラグ流の巨視的量を精度よく推算し、流れの物理的なメカニズムを解明するためには、流れを巨視的に捉えた一次元モデルよりもスラグ流各部の速度や体積率を考慮に入れたモデルの方が有利であると考えられる。そこで、本研究では、一次元モデルの提案だけにとどまらず、スラグ流モデルを新たに提案し、これによって気液二相スラグ流ならびに固気液三相スラグ流の諸特性を推算する方法を提案する。これに関しては、第７～第９章に述べる。

5．3　固液二相流における各相体積率並びに各相平均速度の推算法とその推算結果

5．3．1　既存の推算法

固液二相流の体積率特性についても、古くより多数の研究報告があり、全てをここで網羅することは不可能であるので、ここでは鉛直管内固液二相流の体積率推算法のうち、重要と思われるものに絞って取り上げることとする。

Newitt[52]らは、液相平均速度と固相平均速度の差、すなわち平均スリップ速度を与えて体積率を求める方法を提示し、平均スリップ速度の値としては粒子の自由沈降終速度V_{ST}を用いることを提案している。すなわち、

$$\overline{V}_L - \overline{V}_S = V_{ST} \tag{5-129}$$

自由沈降終速度V_{ST}は、自由沈降状態での抗力係数C_{DST}を用いると、次式で表せる。

$$V_{ST} = \sqrt{\frac{4\,g\,d_S\,(\rho_S/\rho_L - 1)}{3\,C_{DST}}} \tag{5-130}$$

抗力係数C_{DST}は、代表速度にV_{ST}を、代表長さにd_Sを用いた粒子レイノルズ数、Re_{ST}（$=\rho_L d_S V_{ST}/\mu_L$）の関数で、例えば Clift-Gauvin[90]によって次のように定式化されている。

$$C_{DST} = \frac{24\,(1+0.15Re_{ST}^{\,0.687})}{Re_{ST}} + \frac{0.42}{1+42500Re_{ST}^{\,-1.16}} \tag{5-131}$$

式(5-130)と(5-131)を連立方程式として解けば、V_{ST}が各使用粒子について得られる。これを式(5-129)に代入し、繰り返し計算を行えば、固液二相流の体積率は一義的に求まる。

都田ら[53]は、平均粒子径0.44～2.78mm、密度1200～7700kg/m^{3}の鉛直管内を流動する流水中の単一粒子の速度を測定し、その式を固液二相流の固相平均速度に対して拡張し、次のような式を提案した。

$$\overline{V}_S = \langle J_T \rangle \left[1.23 - 1.03 \left(\frac{d_S}{D}\right)^{0.18} \left(\frac{g\,D}{\langle J_T \rangle^2}\right)^{0.43} \left(\frac{\rho_S - \rho_L}{\rho_L}\right)^{0.45} \right] \tag{5-132}$$

５．２．１節で示したように、Zuber-Findlay[13]によってドリフトフラックスモデルが気液二相流に対して提案されている。これを固液二相流に拡張することが、Govier-Aziz[54]によって提案されている。気液二相流に対する式(5-10)は、固液二相流に拡張されると次式のようになる。

$$\overline{V}_S = \frac{<J_S>}{<\alpha_S>} = \frac{<\alpha_S J_T>}{<\alpha_S><J_T>}<J_T>+\overline{V}_{Sj} = C_S<J_T>+\overline{V}_{Sj} \tag{5-133}$$

ここで、C_Sは固相の分布パラメータ、$\overline{V}_{Sj}$は固相の平均ドリフト速度で、それぞれ次式で定義される。

$$C_S = \frac{<\alpha_S J_T>}{<\alpha_S><J_T>} \tag{5-134}$$

$$\overline{V}_{Sj} = \frac{<\alpha_S (V_S - J_T)>}{<\alpha_S>} \tag{5-135}$$

彼らは、乱流条件では固相の分布パラメータは1.0～1.2の値になるとし、1.1を推奨している。また、彼らは、気液二相流のアナロジーとして、粒子群の沈降終速度を平均ドリフト速度に関連づけることを提案し、Newtonの式を用いることを推奨している[54]。しかし、粒子群の沈降終速度の式としては様々なものが提案されており、管内の平均固相体積率による沈降終速度への影響も考慮したRichardson-Zaki[91]によるものがよく知られている。これはWallis[93]によって最初に提示された関係式を固液系に適用したものである。ここではこれを平均ドリフト速度とする。

$$\overline{V}_{Sj} = -V_{ST}\left(1-<\alpha_S>\right)^n \tag{5-136}$$

ここで、指数ｎは粒子径－管径比と粒子レイノルズ数Re_{ST}の関数で、例えば本研究で用いた粒子の場合には、

$$n = 4.45\ Re_{ST}^{-0.1}\ (200<Re_{ST}<500) \tag{5-137(a)}$$

$$n = 2.39\ (500<Re_{ST}) \tag{5-137(b)}$$

となる[91]。分布パラメータを1.1とすると、式(5-133)は、

$$\overline{V}_S = 1.1<J_T>-V_{ST}\left(1-<\alpha_S>\right)^n \tag{5-138}$$

となる。ここでは、この式をGovier-Azizの固相平均速度推算式とする。

Engelmann(55)は、次元解析により様々な無次元数を用いた、次のような経験式を作成した。各無次元数の指数は、管内径200mmの円管内を粒子径13～52mmの粗大粒子を流動させた実験による測定結果を用いて得られたものである。

$$\overline{V}_S = <J_L>\left[1.22 - 1.85\left(\frac{d_S}{D}\right)^{0.44}\left(\frac{<J_L>^2}{gD}\right)^{-0.43}\left\{\frac{1}{1-\beta_S}\left(1-\beta_S\right)\frac{\rho_L+\rho_S}{\rho_L}\right\}^{1.87}\left(\frac{\rho_S}{\rho_L}-1\right)^{0.5}\right] \tag{5-139}$$

ここで、β_Sは固相の体積流量比（$<J_S>/<J_T>$）である。

Ohashiら(56)は、ドリフトフラックスモデルに基づく固相平均速度推算式を提案した。その際、固相の分布パラメータ、平均ドリフト速度が粒子レイノルズ数Re_{ST}並びに修正フルード数Fr^*（$=<J_T>^2/\{gD(\rho_S/\rho_L-1)\}$）の関数となると考えている。

$$\overline{V}_S = <J_T>\left[\exp\left(0.010\,Re_{ST}^{0.40}\right) - 0.0059Re_{ST}^{0.69}\left\{\frac{<J_T>^2}{gD\left(\frac{\rho_S}{\rho_L}-1\right)}\right\}^{-0.5}\right] \tag{5-140}$$

なお、この式の適用範囲は、$4<Re_{ST}<540$、$2<Fr^*<120$、$\beta_S<0.05$と明示されている。

Dedegil(57)及びWeber(58)は、固体粒子群の干渉浮遊状態、すなわち、液相の流れによって、群として管内を上昇も下降もせずに浮遊している状態における液相平均速度を測定し、これを用いて次のような式を提案している。

$$\overline{V}_S = <J_T> - V_{ST}\frac{\left(1-<\alpha_S>\right)^{\varepsilon}}{<\alpha_S>} \tag{5-141}$$

$$\varepsilon = \frac{1.465}{<\alpha_S>^{1.249}} \tag{5-142}$$

この式は結果的に、ドリフトフラックスモデルにおいて分布パラメータを１とし、平均ドリフト速度に後で示す浮遊体積流束を用いた形となっており、本論文で提案する固液二相流の各相体積率・平均速度推算法と近い形となっている。詳しくは、次の５．３．２節で述べる。

北原ら[59]は、固液間の相対速度に、上述の固体粒子群の干渉浮遊状態における液相平均速度を用いた、次式を提案した。

$$\overline{V}_L-\overline{V}_S=\left[1.46\left\{1-\left(\frac{d_S}{D}\right)^2\right\}\left\{g\,d_S\,\frac{\rho_S-\rho_L}{\rho_L}\right\}^{0.5}\right]\cdot\exp\left(-4\,\frac{<\alpha_S>}{1+<\alpha_S>}\right) \tag{5-143}$$

これは、球状粒子に対する式で、非球形の粒子に対しては、さらに形状係数というパラメータを考慮している。

佐田富ら[60]は、管内径26mm、全長5.85mの鉛直管に、平均粒子径6.12mmのセラミック製球状粒子を流動させ、粒子径、密度ともにこれに近いアルミニウムのトレーサー粒子を同時に流してその移動速度を計測することにより固相平均速度を求めた。５．２．４節でも述べたとおり、彼らはその推算法として、質量中心速度を用いた方法を提案している。ここでは、固液二相流に対する彼らのオリジナルの推算式を説明する。これは、ドリフトフラックスモデルでは全体積流束、すなわち混相流体の体積中心速度に基づいていたのと対応している。固相平均速度は、次式で推算される。

$$\overline{V}_S=c\,\frac{G_T}{\rho_E}+u_{SW} \tag{5-144}$$

前述の通り、G_Tは全質量流量、ρ_Eは混相流の実効密度で、固液二相流では単に混相流の平均密度が用いられ、それぞれ以下の式で表される。

$$G_T=\rho_L<J_L>+\rho_S<J_S> \tag{5-145}$$

$$\rho_E=\rho_L<\alpha_L>+\rho_S<\alpha_S> \tag{5-146}$$

したがって、G_T/ρ_Eの部分が５．２．４節で述べた巨視的質量中心速度U_mとなる。また、u_{SW}は粒子群の干渉沈降終速度、すなわち粒子群が管内の静止液中を壁面の干渉を受けながら沈降していくときの終速度で、次式で表されている。

$$u_{SW} = -\left\{1-\left(\frac{d_S}{D}\right)^2\right\}\left(1-<\alpha_S>\right)^{2.7}\sqrt{\frac{\frac{\rho_S}{\rho_E}-1}{\frac{\rho_S}{\rho_L}-1}}\ V_{ST} \tag{5-147}$$

また、式(5-144)中の係数 c は、管内固相体積率の関数として次式で与えられる。

$$c = 1 + 0.2\exp(-5<\alpha_S>) \tag{5-148}$$

したがって、この式では、管壁の影響と群の影響がともに考慮されている。

5．3．2　ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法

ここで、固液二相流における固相平均速度ないしは体積率を推算するために、新しい推算法を４種類提示する。これは、後述するように、従来の推算方法が必ずしも測定結果の特性を説明しきれていないため、それらを発展させることを考えたものである。本節ではまず、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束、すなわち、固体粒子群の干渉浮遊状態、すなわち、液相の流れによって、固体粒子が群として管内を上昇も下降もせずに浮遊している状態における液相体積流束を関連づけた方法を提案する。ドリフトフラックスモデルは、前節のGovier-Aziz[54]の項で述べたように、式(5-133)の形で固液二相流に対して拡張されている。固体の密度が液体のそれより大きい固体粒子よりなる固液二相流では、平均ドリフト速度$\overline{V}_{Sj}$は負の値となる。したがって、式(5-133)を$<J_T>-\overline{V}_S$平面に描いてみると、図５－１０に示すように、第１、４、３象限を通る線となる。$0<<J_T>$の領域のみを考えても、固体と液体の流動方向は、第１象限ではいずれも上向きであるが、第４象限では、固体は下向きそして液体は上向きに流れ、たとえ$\overline{V}_S$軸との切片$\overline{V}_{Sj}$が沈降速度等の情報から与えられたとしても、その勾配C_Sが両象限において等しいという保証はない。

そこで、固液両相上向きの流れを考える場合、２つの象限に亘ってしまう$\overline{V}_{Sj}$基準の式を改め、図５－１０の点Ｆを新たな基点として$\overline{V}_S$を表す式を考えてやれば、第１象限だけの固相速度相関式ができる。点Ｆでの流れの状態を考えると、ある正の体積流束において$\overline{V}_S$が０になる状態、すなわち、固体粒子の浮遊状態を意味する。そのときの$<J_T>$の値は、固相浮遊状態での液相の体積流束を表すことになる。こ

の値を浮遊体積流束と呼び、記号$<J_L>_f$で表すこととする。すなわち、$<J_L>_f$は、固相浮遊状態での液相の体積流量をQ_{Lf}、管断面積をAとすると、

$$<J_L>_f = Q_{Lf}/A \tag{5-149}$$

で表される。本研究では、この浮遊体積流束を$<J_T>-\overline{V}_S$線図の新たな基点として用いることを提案する。このとき、式(5-133)は次式となる。

$$\overline{V}_S = \frac{<J_S>}{<\alpha_S>} = C_S(<J_T> - <J_L>_f) \tag{5-150}$$

ここでC_Sは、$<J_T>-\overline{V}_S$線図の第１象限すなわち、固液両相上昇流状態での固相の分布パラメータである。式(5-150)において固液二相上昇流の分布パラメータC_Sと浮遊体積流束$<J_L>_f$が与えられれば、$\overline{V}_S$あるいは$<\alpha_S>$が求まる。したがって、これらを相関づける式を求めればよいことになる。これが、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法の骨子である。なお、前節で述べたように、Dedegil[57] 及びWeber[58]は、モデルを提示することなく式(5-150)において$C_S = 1$とした形の体積率推算式(5-141)を提案している。しかし、後で述べるように、C_Sは１になるとは限らず、C_Sを１とおいた場合、本実験値を精度よく推算できなかった。すなわち、式(5-150)はドリフトフラックスモデルの発展形としてこれらとは独立に提案されたものであるが、結果として彼らの式を包括した式になっている。さらに、彼らが示している浮遊体積流束の相関式では、本実験範囲の浮遊体積流束を精度よく推算することはできなかった。そこで本研究では、第４章で示したD、d_Sの組み合わせである12の流動条件での実験結果を用いて、$<J_L>_f$とC_Sの相関式を導く。

浮遊体積流束$<J_L>_f$は、固体粒子群が浮遊状態にあるときの液相の体積流束である。各固相体積率のもとで、各固体粒子の$<J_L>_f$は容易に測定できるので、第３章で示した実験装置で、固液二相流の体積率測定実験と同じ12条件に、さらに粒子径の大きいアルミナ・セラミック粒子(d_S=6.30mm, ρ_S=2390kg/m^3)、固体粒子密度の大きいジルコニア・セラミック粒子(d_S=6.10mm, ρ_S=4690kg/m^3)を用いて$<J_L>_f$の測定を行った。測定では、まず試験部の所定の区間に、あらかじめ体積を測定した粒子群を入れる。その両側には金網を設け固体粒子の流出を防ぐ。そして、ポン

プによる供給水の体積流束を増していくと、やがて粒子群全体が試験区間全体に均一に広がり、各粒子は上昇・下降を繰り返しながらも、群としての平均速度が０の状態になる。この状態を浮遊状態と見なし、そのときの水流量Q_{Lf}より求まるQ_{Lf}／Aを、浮遊体積流束$<J_L>_f$とした。浮遊体積流束は固相体積率により変化するため、さまざまな固相体積率に対し、測定を行った。なお測定値の相対精密度は、1.54% である。この実験結果を用いて、上記全条件に適用可能な$<J_L>_f$の相関式を求める。

図５－１１に、Dedegil[57]にならい、$<J_L>_f$を粒子の自由沈降終速度V_{ST}で無次元化した値を、$<\alpha_S>$ に対して示す。なおV_{ST}の値は前述のように、式(5-130)と(5-131)を連立方程式として解けば求められる。図５－１１中の破線は、Dedegilが提案した次式(5-151) による計算結果である。

$$\frac{<J_L>_f}{V_{ST}} = \frac{<\alpha_L>^{1.465/<\alpha_S>^{1.249}}}{<\alpha_S>} \tag{5-151}$$

この式は、$<J_L>_f/V_{ST}$を、体積率のみの関数で表している。しかし本実験での$<J_L>_f/V_{ST}$の測定値は、$<\alpha_S>$の増加に対して減少するだけでなく、d_Sの増加、Dの減少に伴い、減少している。D、d_Sによって浮遊体積流束が影響を受けるのは、液相速度の大きい管中心部、逆に液相速度の小さい管壁付近に各々存在する固体粒子群の割合がDやd_Sによって異なるためと考えられる。すなわち、粒子径と管内径の比、d_S/D が大きい場合には、固体粒子群は主に管中心部に存在し、そのため比較的小さい$<J_L>_f/V_{ST}$で浮遊され、d_S/Dが小さい場合には、固体粒子群は主に管壁付近に存在し、$<J_L>_f/V_{ST}$は比較的大きくなるようである。そこで式(5-151) を参考にして、d_S/D の影響も考慮した相関式(5-152)を提示する。なお、分母の$<\alpha_S>$にも１でない指数を付けたほうが、実験値をよく整理できた。

$$\frac{<J_L>_f}{V_{ST}} = \frac{<\alpha_L>^m}{<\alpha_S>^n} \tag{5-152}$$

ここで、指数m、nはそれぞれ、

$$m = \frac{\left\{-0.457(d_S/D)^{0.7} + 1.31\right\}}{<\alpha_S>^{1.20}} \tag{5-153}$$

$$n = (-0.797\ d_S/D + 0.732) \tag{5-154}$$

である。これらの式による計算結果を、図５－１１中の実曲線群で示す。本式は、Dedegil の式では考慮されていなかったＤとｄ$_S$による影響も含め、測定値の定性的特性をよく表わしている。しかし、$<\alpha_S> < 0.005$ の範囲ならびにｄ$_S$／Ｄが0.3に近いＤ=20.9mm、ｄ$_S$=6.10mm、および6.30mmの条件では推算誤差が大きく、適用できない。本式による推算精度は、ｄ$_S$／Ｄ≦0.2、$<\alpha_S>$＝0.005～0.10の範囲において推算値と実験値の比の平均値Ｓが1.00524、平均値まわりの標準偏差σ_Sが3.49% である。

分布パラメータC_Sは、本来局所固相体積率、局所全体積流束の半径方向分布より求められるべきものであるが、これまでのところ、これら局所値の一般的表示式は得られておらず、また本実験ではそれらの測定を行っていない。そこで、式(5-151)に$<J_T>$、実験による$\overline{V}_S = <J_S>/<\alpha_S>$、式(5-130)と(5-131)より求めた$V_{ST}$および式(5-152)～(5-154)による$<J_L>_f$を代入して$C_S$を求めた。$C_S$の値を全12条件で検討すると、$<\alpha_S>$、Ｄ、ｄ$_S$、$<J_T>$、および$<J_L>_f$によって変化することがわかった。そこで、$C_S$と$<\alpha_S>$の関係を$<J_L>_f/<J_T>$とｄ$_S$／Ｄをパラメータとして検討した。図５－１２に$<J_L>_f/<J_T>$をパラメータとした場合の$C_S$の測定値を示す。$C_S$は、ばらつきはあるが、$<\alpha_S>$が大きいときはほぼ１となり、小さいときには、$<J_L>_f/<J_T>$が小さいほど大きい値となり、逆に$<J_L>_f/<J_T>$が大きいときには１より小さくなる場合もある。$C_S$が１より大きい値となるのは、固体が主に液体速度の大きい管中心部に存在している状態、逆にC_Sが１より小さくなるのは固体が主に液体速度の小さい管壁付近に環状に存在している状態に対応すると考えられる。これらC_Sの全ての傾向を考慮して、C_Sを次の実験式で相関する。

$$C_S = \frac{0.376\ d_S/D - 0.495 <J_L>_f/<J_T> + 0.241}{(\beta_S/0.01)^{1.2} + 1} + 1.00 \tag{5-155}$$

浮遊体積流束と分布パラメータの相関式を提示したので、各種流動条件が既知なら、$<\alpha_S>$あるいは$\overline{V}_S$を推算することができる。ただし、浮遊体積流束の相関式中に$<\alpha_S>$の項が含まれているため、反復収束計算を行う必要がある。

５．３．３　局所相対速度モデル

気液二相スラグ流に対する体積率推算法として５．２．２節で提案した局所相対速度モデルは、固液二相流にも適用できる。気液二相流に対しては式(5-27)で表された局所相対速度モデルの基礎式は、固液二相流の場合、連続相を液相、分散相を固相とした、次式となる。

$$\overline{V}_S = \frac{\varphi_L}{<\alpha_S>}\frac{<J_L>}{<\alpha_L>} + \frac{<\alpha_S(V_S-V_L)>}{<\alpha_S>} = \frac{\varphi_L}{<\alpha_S>}\overline{V}_L+\overline{V}_R \tag{5-156}$$

この式中のφ_Lと$\overline{V}_R$を与えてやれば、各流動条件下の固相平均速度ひいては体積率を推算できる。まず、$\overline{V}_R$としては単一粒子の沈降終速度V_{ST}を負号をつけて用いた場合が、結果的によく整理できた。V_{ST}の値は、式(5-130)と(5-131)を連立方程式として解けば求められる。一方、φ_Lの値は、$<\alpha_S>$に対して指数関数的に整理でき、その係数と指数は、ともに粒子径d_Sと管内径Dの比で次式の形で整理できた。

$$\varphi_L = \left(1.58 - 2.35\frac{d_S}{D}\right)<\alpha_S>^{\left(1.12 - 0.712\frac{d_S}{D}\right)} \tag{5-157}$$

したがって、式(5-156)は、

$$\overline{V}_S = \frac{\left(1.58 - 2.35\frac{d_S}{D}\right)<\alpha_S>^{\left(1.12 - 0.712\frac{d_S}{D}\right)}}{<\alpha_S>}\overline{V}_L-V_{ST} \tag{5-158}$$

となる。

５．３．４　加重体積中心モデル

局所相対速度モデルと同様に気液二相スラグ流に対して５．２．３節で提案した加重体積中心モデルは、固液二相流にも適用できる。この場合も分散相を気相から固相に置き換えることによって適用可能となる。式(5-37)の本モデルの基本式はしたがって、

$$\overline{V}_S = H_L\left(<J_L>+\frac{H_S}{H_L}<J_S>\right)+\overline{V}_{Sj\eta} \tag{5-159}$$

となる。この場合のH_L、H_S、$\overline{V}_{Sj\eta}$はそれぞれ次式で表される。

$$H_L = \frac{<\alpha_S \eta_L J_L>}{<\alpha_S><\eta_L J_L>} \cdot \frac{<\eta_L J_L>}{<J_L>} \tag{5-160}$$

$$H_S = \frac{<\alpha_S \eta_S J_S>}{<\alpha_S><\eta_S J_S>} \cdot \frac{<\eta_S J_S>}{<J_S>} \tag{5-161}$$

$$\overline{V}_{Sj\eta} = \frac{<\alpha_S \left\{V_S - \left(\eta_S J_S + \eta_L J_L\right)\right\}>}{<\alpha_S>} \tag{5-162}$$

固液二相流の測定を行った全１２種類のＤ、d_Sの組み合わせにおける式(5-159)のH_L、H_S／H_L並びに$\overline{V}_{Sj\eta}$の値を表５－４に示す。Ｄが大きいほどH_Lが小さい場合が多いことと、V_{ST}の絶対値が大きい粒子ほど$\overline{V}_{Sj\eta}$の絶対値も大きい場合が多いことがわかるが、Ｄ、d_S、ρ_Sの系統的な傾向は見いだしにくく、全てのＤ、d_Sの組み合わせに適用できる推算式を作成することは導出できない。これらの値には、各相体積流束の範囲等の影響が入っていることがこの原因と考えられる。したがって、本方法を用いた広い範囲に適用可能な推算式の導出は今後の課題として残されている。ただし、表５－４の値をそのまま用いれば各条件ごとに体積率の推算は可能であるので、５．３．６節で推算特性を示す。

５．３．５　質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法

５．２．４節で提案した質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法を固液二相流に適用する。式の導出は混相流一般に対して行ったので、５．２．４節で示した諸平面上で本実験における固液二相流の測定値を整理する。ここでも整理を行う平面を列挙する。気液二相スラグ流の場合と異なる点は、単に添字が気相（Ｇ）から固相（Ｓ）に変わった点のみである。

ａ：$\langle J_T \rangle - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｂ：$\langle M_T \rangle - \overline{W}_S^{\gamma}$平面
ｃ：$\langle P_T \rangle - \overline{K}_S^{\chi}$平面
ｄ：$\langle E_T \rangle - \overline{T}_S^{\varepsilon}$平面
ｅ：$U_m - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｆ：$U_p - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｇ：$U_e - \overline{V}_S^{\alpha}$平面

ここでも式(5-112)～(5-118)のξ_1～ξ_7を１と仮定して計算を行う。各平面上に測定値

をプロットし、最小自乗法による一次回帰分析でその傾きと切片を算出した。Dとd_Sの組み合わせのうち、固液二相流に関してデータ数の豊富なD=20.9mm、d_S=2.96mm、ρ_S=2640kg/m^{3}の測定値を平面a～gで整理した場合を、それぞれ図5－13(a)～(g)に、傾き、切片と相関係数rの値を表5－5に示す。なお、各D、d_Sの組み合わせにおける傾きと切片の値をD、d_S等の関数形で表すことができれば、固液二相流に対する汎用的な推算法とすることができるが、どの平面に関しても、系統的な傾向を見いだすことは難しく、これも今後の課題である。図5－13(a)～(g)と表5－5から確認できる特性については、次節で述べる。

5．3．6　推算結果

（a）流動条件により推算式が異なる推算方法

まず、現時点においては各D、d_Sの組み合わせに対しての相関式の形としてしか推算ができず、汎用的な固液二相流の体積率推算法とはなっていない、各種中心速度に基づく方法と加重体積中心モデルによる推算結果について検討する。図5－14(a)～(h)に、D=20.9mm、d_S=2.57mm、ρ_S=2380kg/m^{3}の条件における各種中心速度に基づく方法の平面a～gを用いて作成した推算式による固相体積率推算結果と、加重体積中心モデルによる推算結果を示す。図5－15(a)～(h)には、D=30.6mm、d_S=4.17mm、ρ_S=2400kg/m^{3}の場合について示す。各図中には図4－13(b)、4－14(b)で示した固液二相流の固相体積率測定結果を灰色記号示す。表示座標は、図4－13(b)、4－14(b)と同様に、横軸に全体積流束をとって示している。図中の曲線は、$\langle J_S \rangle$一定で$\langle J_L \rangle$を増加させた場合を一点鎖線で、$\langle J_L \rangle$一定で$\langle J_S \rangle$を増加させた場合を点線で示した。図5－14では、各種中心速度に基づく方法の全ての平面における整理、並びに加重体積中心モデルによる推算結果は、固液二相流の測定結果の定性的特性、すなわち、$\langle J_L \rangle$一定のもと$\langle J_S \rangle$を増加させると$\langle \alpha_S \rangle$は上に凸の形状で増加し、逆に$\langle J_S \rangle$一定のもとで$\langle J_L \rangle$を増加させると$\langle \alpha_S \rangle$は下に凸の形状で減少すること、前者の増加の度合いは後者の減少の度合いに比べて非常に大きいことを満足している。しかし、図5－15では、(e)の平面eにおける回帰直線による推算結果が、$\langle J_L \rangle$=0.40m/sのもと$\langle J_S \rangle$を増加させたときに$\langle \alpha_S \rangle$が下に凸の形状で増加している。(d)の平面dの場合にも$\langle J_L \rangle$=0.40m/sの点線が、図の範囲外に出てしまい、明らかに異常値を算出しているといえる。その他の場合には、ほぼ満足に固相体積率を推算しており、これらの図のみからでは

各推算法の特性は見いだしにくい。そこで、次に固相平均速度を用いた比較を行う。

図5－16(a)～(h)並びに5－17(a)～(h)は、それぞれ図5－14(a)～(h)並びに5－15(a)～(h)に対応する、$<J_T>-\overline{V}_S$線図上での比較結果である。まず各図(a)の$<J_T>-\overline{V}_S$平面上、すなわちドリフトフラックスモデルの平面上での回帰直線を利用する方法は、当然ながら$<J_S>$一定の線と$<J_L>$一定の線が全て重なり合い、一本の直線となっている。第4章で述べたように、固液二相流の場合には、$<J_L>$一定の測定値の勾配はこの回帰直線の勾配明らかにより大きく、気液二相スラグ流の場合よりも一本の直線で測定値を表すことに不具合が生じていることはこの図からも明らかである。各図(b)もほぼ同じ傾向である。各図(c),(d)では、わずかではあるが測定結果と同じ特性、すなわち、$<J_S>$一定の線は、$<J_S>$の大きいものほど上側に存在し、$\overline{V}_S$は大きく、$<J_L>$一定の線は、$<J_S>$一定の線よりも大きい勾配をもつという特性を表している。これに対し、各図(e)では、$<J_S>$一定の線が、$<J_S>$の大きいものほど下側に存在し、$\overline{V}_S$は小さくなっている。(f)、(g)については、図5－16のD=20.9mm、d_S=2.57mm、ρ_S=2380kg/m^{3}の場合には(a)、(b)と同様に、$<J_S>$一定の線と$<J_L>$一定の線がほとんど重なっているが、図5－17のD=30.6mm、d_S=4.17mm、ρ_S=2400kg/m^{3}の場合には、(f)は$<J_S>$一定の線が途中で交差、(g)は測定結果と同じく、$<J_S>$一定の線は、$<J_S>$の大きいものほど上側に存在している。また、測定結果の$<J_S>$一定の線はほぼ直線的であったが、各図(c)、(d)、(e)では上に凸、図5－17の(f)、(g)では下に凸の形状となっている。各図(h)に示す加重体積中心モデルは、$<J_T>-\overline{V}_S$平面上での$<J_L>$一定の線と$<J_S>$一定の線の勾配が異なることを表せるようにモデル化した方法であるので、この方法による推算結果は、当然上述の特性、すなわち$<J_L>$一定の線は、$<J_S>$一定の線よりも大きい勾配をもつという特性を表している。なお、ここで示した推算結果は式(5-159)の各D、d_Sの組み合わせに対するH_L、H_S/H_L並びに$\overline{V}_{Sj\eta}$の値を表5－4に示す定数でおいたものであるので、$<J_L>$一定の点線並びに$<J_S>$一定の一点鎖線はともに直線となっている。

つぎに、各推算法の定量的推算特性について述べる。まず、質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法の各平面上での整理結果の図5－13(a)～(g)と表5－5から、気液二相スラグ流の場合と違って、平面aの$<J_T>-\overline{V}_S$平面上での整理結果の相関係数が特に大きいということは言えず、複数の平面の相関係数が大きい値となっている。図からも、(a)のデータの並びは、ほぼ(b)～(g)の並びと大差はない。

もちろん、相関係数だけでは推算法の精度についての議論はできないが、ドリフトフラックスモデルの平面の他の平面を利用しても、十分に同程度の推算精度をもった推算法が開発できると考えられる。そこで、各平面上での回帰直線を全てのＤ、d_Sの組み合わせについて算出し、各々の傾きと切片の値を用いた体積率推算法による推算精度を算出した。表５－６(a)に、これらの推算法を用いた場合の統計量を示す。実際のデータ数は、1234個であるが、一部の推算結果では、ｎ＋とｎ－の合計がこれより少ない。これは、これらの推算法では、流動条件によっては固相平均速度の推算値が負になり、固相体積率の解を得られなかったためである。統計量としては、５．２．３節で用いたのと同じ統計量、すなわち式(5-124)の平均値Ｓ、式(5-125)の平均値周りの標準偏差σ_S、および式(5-126)～(5-128)で定義したＩＤ＋、ＩＤ－、ＩＤ±を用いている。どの方法も回帰直線を用いているため、Ｓの値は１に近いものが多い。しかし、σ_SとＩＤ±の値によって比較すると、かなり差異が生じている。平面ａ～ｇのうちで最もこれらの値が小さいのは、平面ｇによって整理した場合で、平面ｂ、ｆがこれに続く。この次にドリフトフラックスモデルの平面ａとなっている。ｇは巨視的エネルギ中心速度、ｂは全質量流束、ｆは巨視的運動量中心速度を横軸に用いた整理法である。

表５－６(a)の最下欄に、加重体積中心モデルによる推算法による統計量を示す。この方法によるσ_SとＩＤ±の値は質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法の各平面上での整理結果を用いたどの場合よりも小さく、固液二相流に対しても加重体積中心モデルによる推算法が有効であることを表している。

固液二相流に対しても、他の研究者による利用できる固相体積率のデータがいくつかあるので、これを用いて推算式の評価を行うことができる。まず、表５－６(b)に、比較的粒子径が大きい場合の例として佐田富ら[60]の管内径26mm、平均粒子径6.12mmのセラミック製球状粒子データを用いた実験値と各推算法の推算値の間の統計量を示す。この表では、質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法の各平面上での整理結果のうちではｇ、ａ、ｆの順に測定データと良い一致を示している。加重体積中心モデルによる推算法による結果は、これらよりもさらに精度が高い。表５－６(c)には、比較的粒子径が小さい、いわゆる中粒子領域の例として、都田ら[53],[92]の管内径30.2mm、平均粒子径0.98mm、1.89mmのガラス製球状粒子データを用いた場合の実験値と各推算法の推算値の間の統計量を示す。この場合には、各平面上での整理結果のうちではａ、ｂ、ｅ、ｇがほぼ同程度の推算精度を示し、加重体積中心モデルによる推算法による結果は、

これらとほぼ同程度に推算精度が良い。

以上をまとめると、固液二相流の体積率の推算には、ドリフトフラックスモデルの平面の他の平面を利用しても、十分に同程度の推算精度をもった推算法が得られる場合があり、体積だけでなく質量・運動量・エネルギ中心速度を用いたモデリングを行った方が、良い結果が得られる可能性があることを示唆している。さらに、体積中心速度に準拠していても、各相体積流束に加重を加えた加重体積中心モデルによる推算法は、直観的に各相体積流束の影響を見てとれる推算式として可能性を持っていることが確認できた。今後、他の中心速度に準拠した加重モデルを開発すれば、さらによい結果が得られる可能性を秘めている。

（ｂ）全ての流動条件を推算式中に取り入れた体積率推算法

ついで、各推算法に必要な全ての流動条件を式中に取り入れた形態をもつ体積率推算法により求められた体積率を、第４章で示した実験結果と比較する。まず、定性的特性を調べる。図５－１８(a)〜(j)と図５－１９(a)〜(j)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmと、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合の各推算法による固相体積率推算結果（曲線）と図４－１３(b)、４－１４(b)と同じく灰色記号で示した固液二相流の固相体積率測定結果の比較結果を示す。用いた推算式は、５．３．１節に示した既存の８推算法と、５．３．２節で提案したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づける方法、並びに５．３．３節で提示した局所相対速度モデルの計１０方法で、この順に図(a)〜(j)に示した。

曲線は、$\langle J_S \rangle$一定で$\langle J_L \rangle$を増加させた場合を一点鎖線で、$\langle J_L \rangle$一定で$\langle J_S \rangle$を増加させた場合を点線で示した。どの推算法によっても、一点鎖線は下に凸で右下がり、点線は上に凸で急勾配の右上がりという測定値の基本的な定性的特性は再現されている。測定値との比較を行うと、図５－１８のD=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には比較的よく一致している場合が多いが、図５－１９のD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合、特に$\langle J_L \rangle$が小さい領域で$\langle \alpha_S \rangle$を過大に見積っている推算法が多い。特に、(a)のNewittら、(b)の都田ら、(c)のGovier-Aziz、(d)のEngelmann、(e)のOhashiら、(f)のDedegil, Weberの各方法においてこの傾向が著しい。残る(g)〜(j)の推算結果は、これらの図を見る限りでは比較的測定値とよく一致している。

図５－２０(a)〜(j)、５－２１(a)〜(j)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmと、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合の、同じ測定値と推算結果の$\langle J_T \rangle-\overline{V}_S$平面上で

の比較を示す。この座標系では測定値と推算値のわずかなずれが増幅されて表示されるので、$<J_T>-<\alpha_S>$表示ではわかりにくかった不一致が明らかになる。$<J_S>$一定で$<J_L>$を増加させた場合の一点鎖線は、４．３．２節（ｂ）で示したように、測定結果ではほぼ直線状かわずかに下に凸状で、$<J_S>$が大きいほど上側にあった。この性質は、大半の推算法の結果とは一致しているが、(b)の都田ら、(e)のOhashiらでは、$<J_S>$の大小にかかわらず、$\overline{V}_S$線は重なっている。$<J_L>$一定で$<J_S>$を増加させた場合の点線は、測定結果では上に凸の曲線で、一点鎖線より勾配が大きかったが、この２つの推算法では当然ながら一点鎖線と重なる直線状である。そのほかの推算法では、これらの定性的特性は測定結果と一致している。しかし、定量的には、測定値より大きめに見積る場合、小さめに見積る場合がともに見られる。次に、実験を行った全１２条件のＤ、d_Sの組み合わせの固相体積率測定値を用いて、各推算法の定量的評価を行う。

表５－７(a)に、固液二相流の固相体積率推算におけるこれら統計量をまとめる。実際のデータ数は、1234個であるが、都田ら、Ohashiらの結果では、ｎ＋とｎ－の合計がこれより少ない。これは、これらの推算法では、流動条件によっては固相平均速度の推算値が負になり、固相体積率の解を得られなかったためである。表より、測定値と比較的よく一致している推算法として、Govier-Aziz、Dedegil, Weber、北原ら、佐田富ら、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法（表内ではD-F Model with Susp.と表示）、局所相対速度モデルの６つがあげられる。特に、本章で提案した最後の２つの推算法では、平均値、偏差ともに良い結果が得られている。しかし、これらの方法の相関式が比較したデータベースと同一であるため、この表のみでは比較は不十分であろう。上述のように、固液二相流に対しても、利用できる固相体積率のデータがいくつかあるので、これを用いて推算式の評価を行う。まず、表５－７(b)に、佐田富ら[60]の管内径26mm、平均粒子径6.12mmのセラミック製球状粒子データを用いた実験値と各推算法の推算値の間の統計量を示す。佐田富らの推算式は比較を行ったデータに基づいているので、精度がよいのは当然ではあるが、この表からも、佐田富らの方法に加えて北原ら、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づける方法、局所相対速度モデルの４推算法が比較的データと良い一致を示している。表５－６(c)には、都田ら[53][92]の管内径30.2mm、平均粒子径0.98mm、1.89mmのガラス製球状粒子データを用いた場合の実験値と各推算法の推算値の間の統計量を示す。この場合、測定値と推算値が近い推算法としては、Govier-Aziz、Engelmann、佐田富ら、ドリフトフラッ

クスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法、局所相対速度モデルの５方法があげられる。

以上より、様々な流動条件に対する適用性を考慮しても、本章で提案したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法と局所相対速度モデルは、固液二相流の体積率推算法として、広い範囲に、しかも高い精度で推算できる方法であることが確認できた。

5．4　気液二相スラグ流における摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

5．4．1　既存の推算法

気液二相流の摩擦圧力降下推算法としては、1949年に発表されたLockhart-Martinelli[14]の方法が依然として重要である。この方法は本来水平管内の層状流あるいは波状流に対してモデル化されているにもかかわらず、他の流動様式、および鉛直管にも適用可能であることが知られており、現在でも広く用いられている。気液二相流の各相体積流束$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$を平均流速とする気液各単相流がもしも単相で管を満たして流れたとしたら発生する単位長さあたりの摩擦圧力降下をそれぞれ$(dP/dz)_{F,G1}$、$(dP/dz)_{F,L1}$と記すと、これらは4．4．1節でも示したように、Darcy-Weisbachの式を用いて次のように表される。

$$(dP/dz)_{F,G1} = \lambda_{G1} \frac{1}{D} \frac{\rho_G <J_G>^2}{2} \tag{5-163(a)}$$

$$(dP/dz)_{F,L1} = \lambda_{L1} \frac{1}{D} \frac{\rho_L <J_L>^2}{2} \tag{5-163(b)}$$

これらの比を次式に示すようにχ^2とする。この比はMartinelliパラメータと呼ばれる。

$$\chi^2 = \frac{(dP/dz)_{F,G1}}{(dP/dz)_{F,L1}} \tag{5-164}$$

さらに、気液二相流の単位長さあたりの摩擦圧力降下$(dP/dz)_F$と、気相単相流の単位長さあたりの摩擦圧力降下との比をΦ_G^2、液相単相流の単位長さあたりの摩擦圧力降下との比をΦ_L^2とする。

$$\Phi_G^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{F,G1}} \tag{5-165}$$

$$\Phi_L^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{F,L1}} \tag{5-166}$$

Lockhart- Martinelliは、χ^2に対してΦ_G^2とΦ_L^2を整理し、これらの関係を線図で表した。相関線は、気液各相が層流か乱流かによって区別されている。これら各曲線に対し

て後にChisholm[22]によって以下のような相関式が提示されている。

$$\Phi_G^2 = 1 + c\chi + \chi^2 \tag{5-167}$$

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{c}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \tag{5-168}$$

式中の定数cの値は、気相、液相が乱流－乱流のとき20、層流－乱流のとき12、乱流－層流のとき10、層流－層流のとき5となる。

赤川[23]は、Φ_L^2と体積率の関係に注目し、次に示す非常に簡単な関係式で表した。

$$\Phi_L^2 = (1 - \langle\alpha_G\rangle)^{-z} \tag{5-169}$$

zの値として、鉛直管では1.51が推奨されている。なお、後に示す計算例では、式中の気相体積率として、図４－３、４－４等に細い線で示した回帰曲線による値を用いた。

鉛直管内気液二相スラグ流に対する摩擦圧力降下は、スラグ流の各部をモデル化した方法でも推算できる。５．２．１節で示したSylvester[34]によって改良された、Fernandesら[32]のモデル、Orell-Rembrand[33]のモデルによって、時間平均摩擦圧力降下が求められる。これらの方法では、ともにDarcy-Weisbachの式を用いて摩擦圧力降下を算出している。前者では、摩擦圧力降下を大気泡部と液体スラグ部に分けて考慮し、大気泡部では気相が周囲の液膜から摩擦を受けると考え、大気泡内径を代表長さに、大気泡中の気相速度を代表速度に、気相密度を密度に用いたDarcy-Weisbachの式で大気泡部の摩擦圧力降下を求めている。この際、摩擦係数λには実験式を用いている。液体スラグ部では、管内径を代表長さに、全体積流束を代表速度に、液体スラグ部の気液混合密度を密度に用いたDarcy-Weisbachの式で液体スラグ部の摩擦圧力降下を求めている。また、レイノルズ数を求める際の粘性係数が気相の混合によって液相の値から変化することを考慮している。さらに大気泡後端部で局所的な加速損失を考慮しているので、これも含めた値を摩擦圧力降下とする。Orell-Rembrandのモデルでは、管内径を代表長さに、全体積流束を代表速度に、液体スラグ部の気液混合密度を密度に用いたDarcy-Weisbachの式で液体スラグ部の

摩擦圧力降下を求めている。ただし、レイノルズ数を求める際の粘性係数の変化は考慮していない。また、大気泡部では圧力は一定であるとの仮定から、摩擦は液体スラグ部のみで考慮している。

５．４．２　推算結果

図５－２２(a)～(d)にＤ＝20.9mmの場合、図５－２３(a)～(d)にＤ＝30.6mmの場合の気液二相スラグ流における摩擦圧力降下の測定結果と推算結果の比較を示す。測定値は、全圧力降下から重力による圧力降下を引き去った、摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$である。まず、各図(a)に示したChisholm[22]の式を用いたLockhart-Martinelli[14]の方法による推算結果は、特にＤ＝20.9mmの場合、概略測定結果と近い値を示している。定性的には、$\langle J_G \rangle$一定で$\langle J_L \rangle$を増加させた場合の破線が下に凸の形状に増加していく特性は測定結果と一致している。一方、$\langle J_L \rangle$一定で$\langle J_G \rangle$を増加させた場合の実線は、わずかに上に凸の形状で増加している。４．４．１節で示した測定結果の回帰線は、上に凸の形状で増加した後、ピークを持って減少しているが、この回帰式は全圧力降下回帰式の値から重力による圧力降下の回帰式の値を引き去ったものであり、しかもこの両者は近い値を持っているため、詳細部分については、不確かさを考慮しておく必要がある。したがって、ピークを持った後の減少については測定値を見る限り、確実とはいえない。この点を考慮すると、Lockhart-Martinelliの方法による推算結果は、$\langle J_L \rangle$一定で$\langle J_G \rangle$を増加させた場合にも測定結果と定性的にほぼ一致しているようである。(b)の赤川[23]の推算法による結果も、概略測定結果と近い値である。定性的には、Lockhart-Martinelliの方法とほぼ同様であるが、$\langle J_L \rangle$一定で$\langle J_G \rangle$を増加させた場合の増加の割合が、測定値と比較してかなり大きい。(c)のSylvester[34]によって改良された、Fernandesら[32]のモデルの推算結果は、測定結果に対し非常に大きい。定性的には赤川[23]の推算法と同様である。(d)のOrell-Rembrand[33]のモデルの推算結果は、概略測定値と近く、定性的にもLockhart-Martinelliの方法による推算結果と類似の傾向を持つが、Ｄ＝30.6mmの場合測定値よりかなり小さい値となっている。

次に、５．２．３節で定義した統計量に基づく定量的評価を行う。表５－７～５－９に、それぞれＤ＝20.9mm、Ｄ＝30.6mm、Ｄ＝50.4mmの場合について各統計量を示す。なお、定量的評価に当たり、赤川の式に用いる気相体積率の値には、測定値そのものを利用している。

表より、Ｓの値は、Lockhart-Martinelli、及び赤川の方法の場合各管内径において比較的１に近い。これに対し、Sylvester の推算値は測定値の数倍大きく、Orell-Rembrandの推算値は逆にかなり小さくなっている。気液二相スラグ流の気相体積率推算では、一般に、これらスラグ流モデルを利用した推算法が、巨視的量を用いる一次元モデルに基づいた推算法より、測定値と近い値を算出していたのと対照的である。ID±の値を参照しても、同じ傾向がみられる。ただし、σ_Sの値は逆にスラグ流モデルを利用した推算法の方が小さい場合が見られ、これより、これらの潜在的な能力は確認できる。

５．５　固液二相流における摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

５．５．１　既存の推算法

固液二相流の圧力降下に関する研究は、固体輸送、特にスラリー輸送の必要性が契機になって始まったようで、初期の研究では、気液二相流の場合のように、重力による圧力降下と摩擦圧力降下という区分ではなく、固体添加しない状態の清水による圧力降下とそれに固体を添加することによって生じた固体付加圧力降下の和で表すといった考え方に基づいているものが多い。しかし、そのような研究による圧力降下推算式から、摩擦圧力降下の部分だけを取り出すことは容易である。そこで、ここでは、原文献の記述法にこだわらず、本論文の記号法に書きなおして、摩擦圧力降下の推算法を示していく。

Durand[61]は、管内径150mmの鉛直管内に平均粒子径0.18～4.6mmの砂を流動させ、固相濃度10%以内における圧力降下を測定した。その結果、摩擦圧力降下に関しては、固液混合流の平均速度、すなわち全体積流束$\langle J_T \rangle$と同じ体積流束で液相のみが流れた場合と一致するとの結論を示した。すなわち、Darcy-Weisbachの式の形を用いると、

$$(dP/dz)_F = \lambda \frac{1}{D} \frac{\rho_L <J_T>^2}{2} \tag{5-170}$$

また、λを算出する際のレイノルズ数は、

$$Re = \frac{\rho_L D <J_T>}{\mu_L} \tag{5-171}$$

である。

Bhattacharaya-Roy[62]は、管内径10mmと19mmの鉛直管内に平均粒子径0.0399～0.0808mm、密度2280～3970kg/m^{3}の触媒粒子を水または灯油中を流動させ、圧力降下を測定した。そして、固液二相流の摩擦圧力降下と液相単相流の摩擦圧力降下の比について整理した。この考え方は、気液二相流の項で述べたΦ_L^2を用いるLockhart-Martinelliの方法と類似しているが、単相流の摩擦圧力降下の計算時に、代表速度として固液混合流の平均速度、すなわち全体積流束$\langle J_T \rangle$を用いる点が異なる。そこで、これを区別するために記号Φ_{L0}^2をこの比率に対して用いることとする。

$$\Phi_{L0}^2 = \frac{(dP/dz)_F}{\lambda \frac{1}{D} \frac{\rho_L <J_T>^2}{2}} \tag{5-172}$$

λを算出する際のレイノルズ数は、

$$Re = \frac{\rho_{LS} D <J_T>}{\mu_{LS}} \tag{5-173}$$

としている。ここで、ρ_{LS}、μ_{LS}は固液混合体の密度と粘性係数であり、μ_{LS}には実測値を用いている。彼らは、この比率Φ_{L0}^2を次のような関数形でまとめた。

$$\Phi_{L0}^2 = \kappa \left(\frac{D}{d_S}\right)^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_S}\right) \frac{1}{Re_{LS}} \frac{<\alpha_S>\rho_S}{<\alpha_L>\rho_L} + 1 \tag{5-174}$$

ここで、Re_{LS}は、固液混合レイノルズ数で、次式で定義される。

$$Re_{LS} = \frac{D<J_T>(<\alpha_S>\rho_S + <\alpha_L>\rho_L)}{\mu_{LS}} \tag{5-175}$$

式中のκは、原文献では線図で示されているが、この線は次の関数形で表すことができる。

$$\kappa = 0.864 \left[\frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\rho_S - \rho_L)\rho_L g\, d_S^3}}{\mu_L} \right]^{0.487} \tag{5-176}$$

Newittら[52]は、管内径25.5mmと53.2mmの鉛直管内に平均粒子径0.102～3.81mm、密度1190～4560kg/m^{3}の様々な粒子を流動させて、圧力降下を測定した。彼らの摩擦圧力降下推算式も、単相流の摩擦圧力降下に対する比率で表せるが、この場合の単相流の摩擦圧力降下算出時の代表速度には、固液二相流中の液相平均速度$\overline{V}_L$を用い

る点が異なる。この比率を以下、Φ'^2_Lで表す。

$$\Phi'^2_L = \frac{(dP/dz)_F}{\lambda \frac{1}{D} \frac{\rho_L \overline{V}_L^2}{2}} \tag{5-177}$$

λを算出する際のレイノルズ数については明記されていないが、式(5-171)を用いているようである。NewittらはΦ'^2_Lを次式でまとめた。

$$\Phi'^2_L = 1+\beta_S \left[0.0037 \sqrt{\frac{gD}{\langle J_T \rangle}} \left(\frac{D}{d_S} \right) \left(\frac{\rho_S}{\rho_L} \right)^2 \right] \tag{5-178}$$

Oedjoe-Buchanan[63]は、固液二相流中の液相平均速度$\overline{V}_L$を代表速度に用いて液相単相流の摩擦圧力降下を算出すれば、固液二相流の摩擦圧力降下が得られるとしている。すなわち、

$$(dP/dz)_F = \lambda \frac{1}{D} \frac{\rho_L \overline{V}_L^2}{2} \tag{5-179}$$

また、λを算出する際のレイノルズ数は次式である。

$$Re = \frac{\rho_L D \overline{V}_L}{\mu_L} \tag{5-180}$$

Weber-Dedegil[64]は、同様に液相単相流の摩擦圧力降下式を用いて固液二相流の摩擦圧力降下を求めているが、その際、Darcy-Weisbach式の密度と代表速度の二乗の積の部分には、$(\langle\alpha_L\rangle\rho_L\overline{V_L^2}+\langle\alpha_S\rangle\rho_S\overline{V_S^2})$を、摩擦係数λを求める際のレイノルズ数の算出には、代表速度を$\langle J_T \rangle$とした式(5-171)を用いている。

$$(dP/dz)_F = \lambda \frac{1}{D} \frac{(\langle\alpha_L\rangle\rho_L\overline{V_L^2}+\langle\alpha_S\rangle\rho_S\overline{V_S^2})}{2} \tag{5-181}$$

固相体積率の項でも述べたように、Engelmann[55]は、管内径200mmの鉛直管内に平均粒子径13～52mm、密度2300kg/m^{3}の粗大粒子を流動させて、その実験結果をもとに体積率推算の場合と同様に次元解析を用いて、NewittらのΦ'^2_Lを次の相関式で表した。

$$\Phi'^2_L = 1+48.9\left(\frac{d_S}{D}\right)^{2.1}\left(\frac{<J_L>^2}{g\,D}\right)^{-1.6}\left(\frac{<J_S>}{<J_L>}\right)^{0.7}\left(\frac{\rho_S}{\rho_L}\right)^{2.7} \tag{5-182}$$

北原ら[59]は、固体粒子を浮遊させるのに必要な圧力損失が混合体から補われるという仮定から、理論的に固体付加圧力損失を導き、それを用いて、摩擦圧力降下を次式で表した。他の式と異なり、液相単相流の摩擦圧力降下の倍数形でなく、和の形である。

$$(dP/dz)_F = (dP/dz)_{F,L1}+<\alpha_S>(\rho_S-\rho_L)g\frac{\overline{V}_S}{<J_T>}\frac{\overline{V}_L-\overline{V}_S}{\overline{V}_L} \tag{5-183}$$

ここで、液相単相流の摩擦圧力降下を求めるためのレイノルズ数の代表速度には、式(5-171)と同様、$<J_T>$が用いられている。

佐田富ら[60]は、Durand[61]やWeber-Dedegil[64]などと同様に液相単相流の摩擦圧力降下式を用いて固液二相流の摩擦圧力降下を求めているが、その際、代表速度には$<J_T>$を、密度としては、固液混合体密度$\rho_{LS} = (<\alpha_L>\rho_L+<\alpha_S>\rho_S)$を用いる点が異なる。

$$(dP/dz)_F = \lambda\,\frac{1}{D}\,\frac{(<\alpha_L>\rho_L+<\alpha_S>\rho_S)<J_T>^2}{2} \tag{5-184}$$

レイノルズ数の算出には式(5-171)が用いられている。

5．5．2　粒子径－管内径比、流速比並びに固相体積率を考慮した摩擦圧力降下推算法

本研究で行った固液二相流の摩擦圧力降下測定結果を、横軸に固液二相流中の液相平均速度$\overline{V}_L$をとって図５－２４に示す。この図より、以下の特性が見いだせる。

ａ．粒子径と管内径の比、d_S／Ｄが大きい場合には、図中に一点鎖線で示したOedjoe-Buchanan[63]の式、すなわち、固液二相流中の液相平均速度$\overline{V}_L$を代表速度に用いて算出した液相単相流の摩擦圧力降下の周囲に、固液二相流の摩擦圧力降下測定値が分布している。

ｂ．粒子径と管内径の比、d_S／Ｄが小さい場合には、Oedjoe-Buchanan[63]の式の値より大きい測定値が見られる。この傾向は、同じ粒子では液相速度が小さいときほど、また固相体積率が大きいときほど強くなる。

これらのことを考慮するために固相体積率$<\alpha_S>$、液相平均速度と粒子の自由沈降終速度との比、$\overline{V}_L / V_{ST}$、及び粒子径と管内径の比、d_S / Dの３つの無次元数に注目して、ここで新たな摩擦圧力降下推算法を提案する。

まず、固相体積率$<\alpha_S>$依存性を調べる。図５－２５(a),(b)は、それぞれD=30.6mm、d_S=1.14mmと、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合の、$<\alpha_S>$とΦ'^2_Lの関係をパラメータ$\overline{V}_L$で示している。d_S / Dが小さい(a)の場合には、Φ'^2_Lの値が$<\alpha_S>$とともにほぼ直線的に増加し、その傾きｎは$\overline{V}_L$が小さいときに大きい。一方、d_S / Dが大きい(b)の場合には、Φ'^2_Lは常にほぼ１である。

次に、$\overline{V}_L / V_{ST}$の依存性を見てみる。図５－２６に粒子径と管内径の組み合わせをパラメータに、前図の傾きｎを$\overline{V}_L / V_{ST}$の逆数に対してプロットしたものである。これより、ｎは$\overline{V}_L / V_{ST}$の逆数に対して指数関数的に増大し、増大の程度がd_S / Dの関数となっていることがわかる。そこで、$n = k(\overline{V}_L / V_{ST})^{-p}$とおいた。ここでまず、勾配の程度からｐ=2.80を決定した。次に、最小自乗法により係数ｋを求め、ｋとd_S / Dの関係を調べた。この関係を図５－２７に示す。ｋはd_S / Dが小さいときには非常に大きい値をもち、d_S / Dの増加とともに急激に減少し、０に漸近していくことがわかる。この特性を図５－２７中に実線で示す次式で表した。

$$k = \frac{420}{(d_S / 0.039D)^{2.40} + 1} \tag{5-185}$$

これで、３つの無次元量を考慮した固液二相流の摩擦圧力降下推算式が次式で表せる。

$$\Phi'^2_L = 1 + \left\{\frac{420}{\left(d_S / 0.039D\right)^{2.40} + 1}\right\}\left(\frac{\overline{V}_L}{V_{ST}}\right)^{-2.80} <\alpha_S> \tag{5-186}$$

この式による摩擦圧力降下推算結果を、図５－２４に実線で示す。各図の実線の内、上側にあるものほど$\langle J_S \rangle$の大きい場合に対応し、一点鎖線に近いものが$\langle J_S \rangle$の小さい場合に対応している。

５．５．３　推算結果

図５－２８(a)～(g)にD＝20.9mm、d_S=2.57mmの場合、図５－２９(a)～(g)にD

=30.6mm、d_S=4.17mmの場合の固液二相流における摩擦圧力降下の測定結果と各方法による推算結果の比較を示す。推算方法の内、Bhattacharaya-Roy[62]のものは、粒子径0.0399～0.0808mmを対象としていて、本実験のようなある程度大きい粒子径の粒子に対しては完全に適用範囲外で、非常に大きい値を算出してしまうため比較から除外し、残る７つの推算法に対して比較を行う。また、図５－２９のＤ=30.6mm、d_S=4.17mmにおいては、第４章で示した図４－９３(c)では$<J_L>$=0.50、0.60m/sのデータのみを示していたが、ここでは、さらに$<J_L>$=0.70m/sのデータも示した。

各図の点線は、$<J_L>$一定のもと$<J_S>$を増加させた場合、破線は$<J_S>$一定のもと$<J_L>$を増加させた場合の推算結果である。まず(a)のDurand[61]の推算値は、横軸にこのように$<J_T>$をとった場合、$<J_S>$にかかわらず液相単相流（$<J_S>$=0）の摩擦圧力降下曲線と重なる。(b)のNewittら[52]の場合、$<J_S>$が大きいほど液相単相流の摩擦圧力降下の値より上側には来ているが、その差は非常に小さい。(c)のOedjoe - Buchanan[63]、(f)の佐田富ら[60]の推算結果も同じ傾向である。測定結果は、$<J_L>$一定のもと$<J_S>$を増加させた場合、液相単相流の摩擦圧力降下曲線より明らかに大きな勾配で立ち上がっているので、以上の４方法の推算結果は$<J_S>$の変化に対する効果を表していない。図には示せなかったが、Bhattacharaya-Roy[62]の推算結果は、$<J_S>$の増加による固液二相流の摩擦圧力降下の急増は一致するが、本実験条件下では定量的にかけ離れてしまう。(d)のEngelmann[55]、(e)の北原ら[59]、および(g)の本研究で提案した方法による推算結果は、$<J_S>$の増加による固液二相流の摩擦圧力降下の急増を再現しており、測定結果と定性的に一致している。

次に、５．２．３節で定義した統計量に基づく定量的評価を行う。表５－９に、固液二相流の摩擦圧力降下推算におけるこれらの統計量をまとめる。液相単相流に近い摩擦圧力降下を算出する推算法では、平均値Ｓが0.85～0.89程度と小さく、それ以外では、比較的１に近い値となっている。ただし、北原らの方法では、1.33と、１を大きく越えている。データの偏りを見ても、900個のデータに対し、Ｓが１に近いものが比較的ｎ＋とｎ－の値が近いといえる。σ_SあるいはＩＤ±の値では、各推算法で大差はないが、Ｓも考慮すると、本研究で提案した、粒子径－管内径比、流速比並びに固相体積率を考慮した摩擦圧力降下推算法による結果が、最も小さい値となっている。これらより、同じ実験データに基づいているとはいえ、定性的にも、定量的にも本研究で提案した圧力降下推算法が本実験条件では最も精度の良い

推算法であるといえる。

5．6　結言

固気液三相スラグ流の流動特性を明らかにするために、固気液三相スラグ流から固相あるいは気相を取り去った流れとも考えられる気液二相スラグ流並びに固液二相流における各相体積率、各相平均速度並びに摩擦圧力降下を推算する方法について検討を行った。まず、従来に提案された方法を示し、その推算特性を示すとともに、気液二相スラグ流、固液二相流の体積率推算、並びに固液二相流の摩擦圧力降下推算に対して、新たな推算法を提案した。各二相流の各相体積率、各相平均速度推算法として、局所相対速度モデル、加重体積中心モデル、質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法を提案した。固液二相流の各相体積率、各相平均速度推算法としてさらに、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法を提案した。一方、摩擦圧力降下推算法として、固液二相流に対して粒子径－管内径比、流速比並びに固相体積率を考慮した方法を提案した。

まず気液二相スラグ流の各相体積率、各相平均速度について検討した結果、従来の推算法によってある程度良い精度で推算できる場合もあった。例えば、赤川、Smith 、Sylvester、Orell-Rembrand等の方法があげられる。しかし、定性的、定量的の両面から本実験の全ての範囲に亘って満足できる推算法は見あたらなかった。ここで新たに提案した推算法、特に局所相対速度モデルは、巨視的量を用いる一次元モデルに基づく推算方法としては、従来のものより定性的、定量的の両面において優れた点の多い推算法であるといえる。また、現時点では汎用的な推算法とはなっていないが、加重体積中心モデルによる推算法も定性的特性をよく再現し、今後これをもとに優れた推算法が導出できる可能性があると考えられる。

固液二相流の各相体積率、各相平均速度に対しては、Govier-Aziz、Engelmann、佐田富らによる方法が、従来の方法のうちでは本実験値と比較的近い推算値を算出した。ここで提案した推算法のうち、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法と局所相対速度モデルは、固液二相流の体積率推算法として、広い範囲に、しかもさらに高い精度で推算できる方法であることが確認できた。また、質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法による固液二相流の各相体積率、各相平均速度の整理によって、ドリフトフラックスモデルの平面以外にも、ここで提案した

各種平面において整理を行った方が良い精度の推算法が得られる可能性があることがわかった。質量中心速度に基づいている佐田富らによる方法が良い結果を示していることも、このことを裏付けていると言える。

気液二相スラグ流の摩擦圧力降下については、ここでは新たな方法は提案せず、従来の方法についてのみ検討を行った。その結果、特に本測定結果とよく一致する方法は見あたらなかった。ただし、Sylvester、Orell-Rembrandによるスラグ流各部の速度や体積率を考慮に入れたモデルによる推算値は、測定値を比較的ばらつきが小さい状態で推算していた。体積率に関しても、これらの推算法は良い結果を示していた。これより、気液二相スラグ流については、スラグ流の巨視的量を精度よく推算し、流れの物理的なメカニズムを解明するためには、流れを巨視的に捉えた一次元モデルよりもスラグ流各部の速度や体積率を考慮に入れたモデルの方が有利であると考えられる。そこで、本研究では、一次元モデルの提案だけにとどまらず、第７～第９章においてスラグ流モデルを新たに提案し、これによって気液二相スラグ流ならびに固気液三相スラグ流の諸特性を推算する方法を提案する。

最後に、固液二相流の摩擦圧力降下については、Engelmann、北原ら、およびここで提案した粒子径－管内径比、流速比並びに固相体積率を考慮した方法による推算結果は、$\langle J_S \rangle$の増加による固液二相流の摩擦圧力降下の急増を再現しており、測定結果と定性的に一致した。定量的には、ここで提案した方法が最も良い精度で測定結果を推算できた。

第６章　一次元モデルに基づく固気液三相スラグ流における各相体積率並びに各相平均速度と摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

６．１　緒言

固気液三相流における巨視的量の推算法は、第１章でも述べたとおり、これまでにも複数提案されている。それらは全て、固気液三相流の各流動様式における流れの構造を物理モデルで再現しようと試みたものではなく、流れ全体を巨視的にとらえた一次元モデルに基づいて定式化されたものである。ここでは、鉛直管内固気液三相スラグ流に適用可能な各相体積率並びに各相平均速度の既存の推算法を説明する。その後、やはり一次元モデルに基づく各相体積率の推算法を４つ提案する。一つは第５章、５．２．４節で気液二相流に対して提案した質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法を固気液三相流に拡張する方法、一つは、５．３．２節で固液二相流に対して提案したドリフトフラックスモデルに固体粒子群の浮遊体積流束を関連づけた推算法を固気液三相流に拡張する方法、残る２つは第５章、５．２．２～３節で気液二相流に対して提案した局所相対速度モデルと加重体積中心モデルを固気液三相流に拡張する方法である。次に摩擦圧力降下の既存の推算法について示す。本章ではまた、既存の方法と、提案した方法の各相体積率、摩擦圧力降下推算特性を示し、定性的並びに定量的評価を行う。

６．２　既存の各相体積率並びに各相平均速度の推算法

各相体積率並びに各相平均速度の推算は、圧力降下の推算と並んで工業的にも工学的にも重要な事項である。その理由は、液相を連続相とする固気液三相流では、一般に全圧力降下のかなりの部分を重力による圧力降下が占めており、これが各相の体積率に依存していることにある。今後さらに高い精度で各相体積率が推算できる方法が必要となることは確実である。

ここでは、第１章の従来の研究の節で述べた推算式のうち、鉛直管内三相流の固気液各相体積率並びに各相平均速度が、流動条件等を入力として全て求まるものを取り上げる。これらは、ドリフトフラックスモデルに関連するものと、気液二相流・固液二相流の体積率推算法を組み合わせる方法に分類できる。

６．２．１　ドリフトフラックスモデルに関連する推算法

Giot[66]は、Zuber-Findlay[13]が提案したドリフトフラックスモデルを固気液三相流に拡張使用することを提案している。本実験範囲のように気相と固相が分散相として液相中に存在する固気液三相流の場合においても、式(5-10)あるいは式(5-133)に示した気液・固液各二相流に対するドリフトフラックスモデルの基本式は変化せず、

$$\overline{V}_G = \frac{<J_G>}{<\alpha_G>} = C_G<J_T> + \overline{V}_{Gj} \tag{6-1}$$

$$\overline{V}_S = \frac{<J_S>}{<\alpha_S>} = C_S<J_T> + \overline{V}_{Sj} \tag{6-2}$$

によって、気相と固相の平均相速度が表される。ただし、固気液三相流においては$<J_T> = <J_G> + <J_L> + <J_S>$となる。$C_G$は気相、$C_S$は固相の分布パラメータで、次式で定義される。

$$C_G = \frac{<\alpha_G J_T>}{<\alpha_G><J_T>} \tag{6-3}$$

$$C_S = \frac{<\alpha_S J_T>}{<\alpha_S><J_T>} \tag{6-4}$$

また、$\overline{V}_{Gj}$、$\overline{V}_{Sj}$ はそれぞれ、気相、固相の平均ドリフト速度と呼ばれるもので、次式で定義される。

$$\overline{V}_{Gj} = \frac{<\alpha_G V_{Gj}>}{<\alpha_G>} = \frac{<\alpha_G(V_G - J_T)>}{<\alpha_G>} \tag{6-5}$$

$$\overline{V}_{Sj} = \frac{<\alpha_S V_{Sj}>}{<\alpha_S>} = \frac{<\alpha_S(V_S - J_T)>}{<\alpha_S>} \tag{6-6}$$

式(6-3)～(6-6)も、形の上では各二相流に対するものと全く同じものである。したがって、分布パラメータと平均ドリフト速度が与えられれば、任意の各相体積流束にお

いて相平均速度が求まり、体積率が得られる。これまで、固気液三相流における分布パラメータと平均ドリフト速度に関しての汎用性のある相関式の提示は行われていないので、測定結果を用いた一次回帰分析の傾きと縦軸切片でこれらの値を求めたり、気液二相流や固液二相流におけるこれらパラメータの値の類推から、C_G、C_Sは1.0〜1.2の値、$\overline{V}_{Gj}$、$\overline{V}_{Sj}$ にはそれぞれ管内における小気泡、大気泡や固体粒子の上昇・沈降終速度を用いればよいと推測されている。

Bhaga-Weber[78]、[79]は、局所における相対速度V_R（$= V_2 - V_1$）を考え、これをWallis[93]によって提示された関係式、$V_R = V_{2T}(1-\alpha_2)^n$ で表した。ここで、添字1、2は各々連続相と分散相、V_{2T}は連続相中での分散相の終速度、nは指数で、レイノルズ数の関数であることが知られている。彼らは、これをドリフトフラックスモデルの定義式に代入し、様々な仮定を利用して関係式の導出を行った。その結果、本来のドリフトフラックスモデルでは、固気液三相流中の気相に対しては$<J_T>-\overline{V}_G$平面で整理するところを、$[(<J_G>+<J_L>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]-[\overline{V}_G(1-<\alpha_S>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]$平面で、固相に対しては、$<J_T>-\overline{V}_S$平面で整理するところを、$[(<J_L>+<J_S>)/(1-<\alpha_G>)]-\overline{V}_S$平面で整理する方法が提示されている。気相のnの値には、1.0が推奨されている。この方法は、ドリフトフラックスモデルの一つの修正と考えることができる。また、固相に関しては、気相を除いた仮想的な固液二相流に対してドリフトフラックスモデルを適用したものと考えられる。この考え方は、後にも様々なところで用いられるので、ここで説明しておく。

本来固気液三相流では各相が管内を複雑に入り乱れた形で流動しているため、単純にある相だけを除外して考えることは難しい。しかし、体積率等を取り扱う場合には、このような仮定を用いた方がデータ整理がうまくいく場合がある。例えばこの例のように気相を除外すると、残る液相と固相が、気相の体積率の分、狭くなった管内を仮想的な固液二相流として流れると考える。このとき管断面積は、Aから$A(1-<\alpha_G>)$となる。したがって、各相体積流束は、$<J_L>$、$<J_S>$がそれぞれ、$<J_L>/(1-<\alpha_G>)$、$<J_S>/(1-<\alpha_G>)$、全体積流束は、$(<J_L>+<J_S>)$が$(<J_L>+<J_S>)/(1-<\alpha_G>)$となる。各相体積率も同じように変換され、$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$がそれぞれ、$<\alpha_L>/(1-<\alpha_G>)$、$<\alpha_S>/(1-<\alpha_G>)$となる。$(1-<\alpha_G>)=<\alpha_L>+<\alpha_S>$であるので、これらの和は1となる。以下では、$(1-<\alpha_G>)$で除した量を肩文字＊をつけて表すこととする。一方、各相平均速度について考えると、本来、$\overline{V}_L=<J_L>$

$/\langle\alpha_L\rangle$、$\overline{V}_S = \langle J_S\rangle/\langle\alpha_S\rangle$で表されていたものが、それぞれ$\langle J_L\rangle^*/\langle\alpha_L\rangle^*$、$\langle J_S\rangle^*/\langle\alpha_S\rangle^*$となるが、これらの式の分母、分子にはともに$(1-\langle\alpha_G\rangle)^{-1}$があるため、値は変化しない。これより、Bhaga-Weberの固相に対する整理平面［$(\langle J_L\rangle+\langle J_S\rangle)/(1-\langle\alpha_G\rangle)] - \overline{V}_S$ は、$[\langle J_L\rangle^*+\langle J_S\rangle^*] - \overline{V}_S$ 平面であるので、上述のように気相を除いた仮想的な固液二相流に対してドリフトフラックスモデルを適用したものであることが確認できる。

佐田富ら[82]は、５．３．１節で述べた固液二相流用の実験装置と同じ装置を用い、内径26mmの管内を流動する空気－水－平均粒子径6.12mmのセラミック粒子（密度2540kg/m^3）からなる固気液三相流における粒子上昇速度と大気泡上昇速度を測定した。固気液三相流の場合にも、金属のトレーサー粒子の速度を金属通過センサによって測定し、これを固相平均速度とした。一方、大気泡上昇速度をビデオ画像により測定し、これが気相平均速度と等しいとの仮定を行っている。固相平均速度に対して、５．２．４節並びに５．３．１節で示したように、彼らは質量中心速度をドリフトフラックスモデルの体積中心速度すなわち全体積流束のかわりに用いた形の次式で整理することを提案している。

$$\overline{V}_S = c\, G_T / \rho_E + V_{SW} \tag{6-7}$$

ここで、固気液三相流の場合の仮想密度ρ_Eは、固液二相流のように単純に混合体の密度を用いるのではなく、式(6-8)の形で与えられる。係数 c は固液二相流の式(5-148)と同じ式(6-9)で、粒子群の干渉沈降終速度u_{SW}は固液二相流の式(5-147)と同じ式(6-10)で与えられている。

$$\rho_E = \{(\rho_G\langle\alpha_G\rangle+\rho_L\langle\alpha_L\rangle+\rho_S\langle\alpha_S\rangle)/(\rho_L\langle\alpha_L\rangle+\rho_S\langle\alpha_S\rangle)\}^{1.5} \times (\rho_L\langle\alpha_L\rangle+\rho_S\langle\alpha_S\rangle) \tag{6-8}$$

$$c = 1 + 0.2\exp(-5\langle\alpha_S\rangle) \tag{6-9}$$

$$u_{SW} = -\left\{1-\left(\frac{d_S}{D}\right)^2\right\}\left(1-\langle\alpha_S\rangle\right)^{2.7}\sqrt{\frac{\frac{\rho_S}{\rho_E}-1}{\frac{\rho_S}{\rho_L}-1}}\; V_{ST} \tag{6-10}$$

固相体積率は固相体積流束を式(6-7)の$\overline{V}_S$で割ることにより算出できる。一方気相

体積率は、Smith[19]の式(5-12)における液相密度ρ_Lを、式(6-11)に示す固液混合体密度ρ_{LS}に置き換えるだけで求まるとしている。

$$\rho_{LS}=\rho_L<\alpha_L>+\rho_S<\alpha_S> \tag{6-11}$$

この推算法は、このように各種相関式も与えられているため、流動条件等の入力によって固気液三相流の各相体積率、各相平均速度が全て推算できる。

6．2．2　気液・固液二相流の体積率相関式を用いる方法

(a) Weber-Dedegilの方法

Weber-Dedegil[64]は、気液二相流と固液二相流に対する体積率の相関式を連立して各相体積率の値を求める方法を提案した。この方法では固気液三相流のうちの固相あるいは気相を除いた部分をそれぞれ気液、固液二相流が流れると見なす。その際、狭くなった後の面積と同じ面積をもつ円管内を各二相流が流れるものと仮定し、等価直径で管内径を与えて反復収束計算で解を求める。各相体積流束、流体物性値等を既知量としたときの固気液三相流における体積率推算のフローチャートの一例を図６－１(a)に、その概念図を同図(b)に示す。添字tmpは、収束計算のための仮値を意味する。また以下では、肩文字＊は前節で示したとおり、気相を除いた部分の仮想的固液二相流、＃は固相を除いた部分の仮想的気液二相流に対する値であることを意味する。仮想的気液二相流は前節で示した仮想的固液二相流のアナロジーとして気相と固相を入れ替えたものである。まず、気相体積率の第１仮値$<\alpha_G>_{tmp,1}$を例えば体積流量比で与える。ここで、本来の円管の断面積をＡ、内径をＤとすると、気相体積率$<\alpha_G>_{tmp,1}$によって狭くなった断面積$A^*=A(1-<\alpha_G>_{tmp,1})$の円管内を固相体積流束$<J_S>^*=<J_S>/(1-<\alpha_G>_{tmp,1})$、液相体積流束$<J_L>^*=<J_L>/(1-<\alpha_G>_{tmp,1})$の固液二相流が流れると考える。密度等の物性値はしたがって変更する必要はない。固液二相流の体積率推算式に、これらの値を代入して算出される固相体積率は、気相の存在によって狭くなった管内での固相体積率$<\alpha_S>^*_{tmp,1}$である。管断面全体に対する固相体積率の第１仮値は、$<\alpha_S>_{tmp,1}=<\alpha_S>^*_{tmp,1}(1-<\alpha_G>_{tmp,1})$で算出する。次にこの固相体積率$<\alpha_S>_{tmp,1}$により狭くなった断面積$A^\#=A(1-<\alpha_S>_{tmp,1})$の円管内を気相体積流束$<J_G>^\#=<J_G>/(1-<\alpha_S>_{tmp,1})$、液相体積流束$<J_L>^\#=<J_L>/(1-<\alpha_S>_{tmp,1})$の気液二相流が流れると考える。

この場合も密度等の物性値はしたがって変更する必要はない。気液二相流に対する体積率推算式に、これらの値を代入して算出されるのは、固相の存在によって狭くなった管内での気相体積率の新計算値$<\alpha_G>^{\#}_{new}$である。管断面全体に対する気相体積率の新計算値$<\alpha_G>_{new}$は、$<\alpha_G>_{new}=<\alpha_G>^{\#}_{new}(1-<\alpha_S>_{tmp,1})$で算出する。この気相体積率の新計算値を第１仮値と比較し、収束条件に達していなければ、これを気相体積率の第２の仮値$<\alpha_G>_{tmp,2}$として仮想的固液二相流の計算に戻る。この手順を図６－１(b)に示すようにｎ回繰り返したときに、気相体積率が収束値に達したとすると、$<\alpha_G>_{new}$、$<\alpha_S>_{tmp,n-1}$が求めるべき固気液三相流の気相と固相体積率推算値である。なお、液相体積率は１からこれらを引いて算出する。

Weber-Dedegil[64]の論文では各二相流の相関式として、彼らが提案したものを用いているが、これを他の相関式に置き換えることも可能である[80]。このとき、適用する式に各二相流で精度の良い式をあてはめれば、固気液三相流の体積率推算結果も良くなることが確認されている[80]。しかし、あくまでも各二相流が受ける第三の相の影響を単に管内径が小さくなるだけの影響と見なすところに限界があり、三相が互いに干渉しあう固気液三相流独自の複雑な流動特性の結果として生ずる体積率の精度の高い推算には無理があろう。後に示す測定値との比較では、固気液三相流の推算に良い結果を示した組み合わせ、すなわち気液二相流の推算式としてSmithの式(5-12)、固液二相流の推算式として５．３．２節で提案したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法を用いた場合について示す。

（ｂ）都田らの方法

都田ら[73]は、固気液三相流の気相体積率、固相体積率をそれぞれ気液および固液二相流に対する体積率推算式をわずかに修正して求める方法を提案している。気液二相流に対しては、Bankoff[17]の式(5-2)とHughmark[18]の線図をもとに都田らが作った近似式(5-4)と、Hughmarkの線図の各無次元量の定義式(5-5)～(5-7)を利用する。このとき、各式に代入する気相体積流束にはそのまま気相体積流束の値を用い、液相体積流束を固相と液相の体積流束の和に、液相体積率を固相と液相の体積率の和に、液相密度ρ_Lを式(6-12)に示す仮想的固液二相流中の固液混合体密度ρ_{LS}^*に置き換えている。

$$\rho_{LS}^* = \rho_L<\alpha_L>^* + \rho_S<\alpha_S>^* = \rho_L + (\rho_S - \rho_L)<\alpha_S>^* \qquad (6\text{-}12)$$

したがって、式(5-2)、(5-4)、(5-5)、(5-7)は$<J_T>=<J_G>+<J_L>+<J_S>$とすればそのまま用いられるが、式(5-6)は次のようになる。

$$\mathrm{Re}=\frac{D\left\{\rho_G<J_G>+\rho_{LS}^*(<J_L>+<J_S>)\right\}}{<\alpha_G>\mu_G+(<\alpha_L>+<\alpha_S>)\mu_L} \tag{6-13}$$

こうして算出される気相体積率$<\alpha_G>$をそのまま固気液三相流の$<\alpha_G>$とする。

一方、固液二相流に対してはOhashiら[56]の式(5-140)を利用する。まず、式(5-140)を$<\alpha_S>$の式で表すと、

$$<\alpha_S>=\frac{<J_S>/<J_T>}{\exp\left(0.010\,\mathrm{Re}_{ST}^{\,0.40}\right)-0.0059\mathrm{Re}_{ST}^{\,0.69}\left\{<J_T>^2\Big/\left(gD\left(\frac{\rho_S}{\rho_L}-1\right)\right)\right\}^{-0.5}} \tag{6-14}$$

である。彼らはこの式を固気液三相流の固液部分に適用しているるが、その際、気相を除いた仮想的固液二相流を仮定せず、固液二相流が管を満たして各相体積流束が$<J_L>$、$<J_S>$のままで流動しているとする。したがって、式に代入する$<J_T>$には、固気液三相流の$<J_G>+<J_L>+<J_S>$ではなく、次式に示すように$<J_L>+<J_S>$を代入する。また、算出される体積率は、管全体に対するものではなく、気相を除いた部分、すなわち仮想的固液混相流中の固相体積率$<\alpha_S>^*$と考えている。

$$<\alpha_S>^*=\frac{<J_S>\Big/\left(<J_L>+<J_S>\right)}{\exp\left(0.010\,\mathrm{Re}_{ST}^{\,0.40}\right)-0.0059\mathrm{Re}_{ST}^{\,0.69}\left\{\left(<J_L>+<J_S>\right)^2\Big/\left(gD\left(\frac{\rho_S}{\rho_L}-1\right)\right)\right\}^{-0.5}} \tag{6-15}$$

固相体積率$<\alpha_S>$は、上で求めた$<\alpha_G>$を用いて、$<\alpha_S>=<\alpha_S>^*(1-<\alpha_G>)$で求める。つまり、この方法の骨子は次のようにまとめられる。気相を取り扱う際には気体と固液混合体からなる気液二相流を考えて気相体積率を求め、固相を取り扱う際には全管内を固液二相流が流れたときの固相体積率でもって、固気液三相流中の仮想的固液混合体、すなわち気相を除いた部分における固相体積率$<\alpha_S>^*$を求めるものである。固液混合体密度を求めるには固相の体積率が必要であるので、ここでも反復収束計算が行われる。

（c）気体－固液混合体モデル

都田らの方法を発展させたものに気体－固液混合体モデル[81]がある。これは、気

相体積率を求める際には都田らと同様に気体と仮想的固液混合体からなる疑似気液二相流を考えて気相体積率を求めるが、仮想的固液混合体を形成する固液二相流は、管全体を満たさずに、気相の存在で狭くなった部分を流れるものと考える。仮想的固液二相流中の固相体積率を固液二相流の体積率推算式によって求め、この２つの関係式を連立することにより各相体積率を求める方法である。各相体積流束、流体物性値等を既知量としたときの固気液三相流における体積率推算のフローチャートの一例を図６－２(a)に、概念図を同図(b)に示す。添字tmpで示しているのは収束計算のための仮値である。まず、仮想的固液二相流中の固相体積率$\langle \alpha_S \rangle^*$の第１仮値$\langle \alpha_S \rangle^*_{tmp,1}$を例えば$\langle J_S \rangle / (\langle J_L \rangle + \langle J_S \rangle)$で与える。ここで、疑似気液二相流に、気液二相流の体積率推算式を適用するが、その際に、推算式中の$\langle J_G \rangle$にはそのまま三相流の$\langle J_G \rangle$を用いればよいが、$\langle J_L \rangle$にはもう一つの相であると仮定する仮想的固液混合体の体積流束$(\langle J_L \rangle + \langle J_S \rangle)$を代入する必要がある。気液二相流の体積率推算式中に液相密度ρ_Lがある場合には式(6-12)に示した仮想的固液混合体の密度$\rho_{LS}{}^*$に置き換える。この式の$\langle \alpha_S \rangle^*$として、上で仮定した$\langle \alpha_S \rangle^*_{tmp,1}$を用いる。こうして気相体積率の第１仮値$\langle \alpha_G \rangle_{tmp,1}$が算出される。次に、この$\langle \alpha_G \rangle_{tmp,1}$により占められた部分を除いた管内を仮想的固液二相流が流れると考え、固液二相流の体積率推算式を適用して$\langle \alpha_S \rangle^*$の新計算値を$\langle \alpha_S \rangle^*_{new}$算出する。ここでの推算式の適用法はWeber-Dedegilの方法でのものと全く同じである。すなわち、気相によって狭くなった断面積$A^* = A\,(1 - \langle \alpha_G \rangle_{tmp,1})$の円管内を固相体積流束$\langle J_S \rangle^* = \langle J_S \rangle / (1 - \langle \alpha_G \rangle_{tmp,1})$、液相体積流束$\langle J_L \rangle^* = \langle J_L \rangle / (1 - \langle \alpha_G \rangle_{tmp,1})$の固液二相流が流れると考える。密度等の物性値はしたがって変更する必要はない。固液二相流の体積率推算式に、これらの値を代入して算出される固相体積率の計算値は、気相の存在によって狭くなった管内での固相体積率$\langle \alpha_S \rangle^*_{new}$である。ここで、この$\langle \alpha_S \rangle^*_{new}$を$\langle \alpha_S \rangle^*_{tmp,1}$と比較し、収束条件に達していなければ$\langle \alpha_S \rangle^*_{new}$を第２の$\langle \alpha_S \rangle^*$の仮値$\langle \alpha_S \rangle^*_{tmp,2}$として、気相体積率の推算に戻る。$\langle \alpha_S \rangle^*$のｎ回目の計算値が集束条件に達したとすれば、気相の体積率推算値は$\langle \alpha_G \rangle_{tmp,n-1}$で、固相の体積率推算値は$\langle \alpha_S \rangle^*_{new}\,(1 - \langle \alpha_G \rangle_{tmp,n-1})$で求められる。液相体積率は１からこれらを引いて算出する。

この方法もWeber-Dedegilの方法と同様、各二相流の相関式にはさまざまな相関式を用いることが可能である[81]。しかし、この場合もWeber-Dedegil法のところで述べたのと同様、三相が互いに影響を及ぼしあう固気液三相流独自の複雑な流動の結果

として生ずる体積率の精度高い推算を行うには限界があろう。なお、この気体－固液混合体モデルによる後に示す推算結果は、Weber-Dedegilの方法の場合と同様、本実験結果の値を最も精度よく推算できる組み合わせの一つであるSmithの式(5-12)と５．３．２節に示したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法の組み合わせを用いて行った。

６．３　ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法

第５章の５．３．２節で固液二相流に対して提案したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法は、固気液三相流の固相に対して拡張利用することができる。６．２．２で述べた気体－固液混合体モデルと同様に、この場合も固気液三相流を気相と固液混合体からなる疑似気液二相流であると考える。気相を除いた部分の仮想的固液混合体を形成する固液二相流に、式(5-150)を適用することを考える。このとき、６．２．１節で示したように、固液の各相体積流束並びに体積率は、それぞれ$(1-\langle\alpha_G\rangle)$で除した値である肩文字に＊を付した量に置き換えればよい。浮遊体積流束についても、これらのアナロジーで、$(1-\langle\alpha_G\rangle)$で除したものに置き換える。また、平均速度については、互いに$(1-\langle\alpha_G\rangle)$で除した体積流束と体積率の比であるので、$(1-\langle\alpha_G\rangle)$は相殺され、そのままの値を用いればよい。したがって、式(5-150)は、次式となる。

$$\overline{V}_S=\frac{\langle J_S\rangle^*}{\langle\alpha_S\rangle^*}=C_S^*(\langle J_T\rangle^*-\langle J_L\rangle_f^*) \tag{6-16}$$

ここで、$C_S{}^*$は$\langle J_T\rangle^*-\overline{V}_S$線図の第１象限における仮想的固液二相流中の固相の分布パラメータである。$\langle J_T\rangle^*$、$\langle J_L\rangle_f{}^*$は仮想的固液二相流のそれぞれ全体積流束、浮遊体積流束で、それぞれ次式で与えられる。

$$\langle J_T\rangle^*=(\langle J_L\rangle+\langle J_S\rangle)/(1-\langle\alpha_G\rangle)=\langle J_L\rangle^*+\langle J_S\rangle^* \tag{6-17}$$
$$\langle J_L\rangle_f^*=\langle J_L\rangle_f/(1-\langle\alpha_G\rangle) \tag{6-18}$$

従って、分布パラメータ$C_S{}^*$と浮遊体積流束$\langle J_L\rangle_f{}^*$が与えられれば$\overline{V}_S$あるいは$\langle\alpha_S\rangle$が算出できる。そこで本研究では、固液二相流に対して行ったのと同じよう

に、第４章で示したD、d_Sの組み合わせである12の流動条件での実験結果を用いて、$<J_L>_f{}^*$と$C_S{}^*$の相関式を導く。

仮想的固液二相流の浮遊体積流束$<J_L>_f{}^*$は、式(6-18)の定義からすると、単純に本来の固液二相流に対する浮遊体積流束$<J_L>_f$を（$1-<\alpha_G>$）で割れば求めることができる。$<J_L>_f$は、既に式(5-152)～(5-154)で相関式を作成した。しかし、実際に本実験条件の固気液三相スラグ流の固相平均速度データを、この方法で整理した結果、良い結果は得られなかった。この理由は、実際の固気液三相スラグ流における気相すなわち、上昇する大気泡や小気泡の固体粒子に及ぼす影響が、単純に断面積を小さくする効果だけでは説明できないからであろう。観察によっても、特に上昇する大気泡が前方にある粒子を液膜内に引き込み、逆に後端部ではウェイクの中に取り込んだ形で上昇するなど、固体粒子に大きい影響を及ぼしていることがわかった。そこで、本方法で用いる仮想的固液二相流の浮遊体積流束$<J_L>_f{}^*$は、やはりスラグ流状態で測定したものを利用した方が良い推算方法を提示するのに必要であると考えた。そこで、気液二相スラグ中において固体粒子群が浮遊状態にあるときの液相の体積流束を測定し、そのときの気相体積率$<\alpha_G>$を用いた（$1-<\alpha_G>$）で割って$<J_L>_f{}^*$を求めた。測定は、まず試験部の所定の区間に、あらかじめ体積を測定した粒子群を入れる。その両側には金網を設け固体粒子の流出を防ぐ。液相を少量加えた後、気相を適当な体積流束で注入し、管内の流れがスラグ流となっていることを確認する。ここで、ポンプによる供給水の体積流束を増していくと、やがて粒子群全体が試験区間全体に均一に広がり、各粒子は上昇・下降を繰り返しながらも、群としての平均速度が０の状態になる。この状態を浮遊状態と見なし、そのときの液相流量Q_{Lf}を測定する。流量の測定が終わると締め切り法で気相体積率$<\alpha_G>$を測定する。Q_{Lf}/Aをさらに（$1-<\alpha_G>$）で割ると、$<J_L>_f{}^*$が求まる。測定値の相対精密度は、7.83%である。この実験結果を用いて、上記全条件に適用可能な$<J_L>_f{}^*$の相関式を求める。

図６－３に、$<J_L>_f{}^*$の測定結果を示す。図５－１１に示した固液二相流の場合、すなわち、液相単相流中での固体粒子群の浮遊体積流束$<J_L>_f$の整理にならい、$<J_L>_f{}^*$を粒子の自由沈降終速度V_{ST}で無次元化した値を、$<\alpha_S>^*$に対して示す。$<J_L>_f{}^*/V_{ST}$の測定値は$<\alpha_G>$の影響も受けることがわかったので、図は$<\alpha_G>$の範囲を限定して示した。$<J_L>_f{}^*/V_{ST}$は$<\alpha_S>^*$の増加に対して減少する傾向がある。図ではわかりにくいが、最小自乗法を用いて多数のデータについて検討す

ると、$<J_L>_f$の場合と同じく、d_Sの増加、Dの減少に伴い減少する傾向が確認できた。しかし、$<J_L>_f$の場合のような顕著な差は見られない。$<J_L>_f/V_{ST}$の特性の考察で述べたように、D、d_Sによって浮遊体積流束が影響を受けるのは、液相速度の大きい管中心部、逆に液相速度の小さい管壁付近に各々存在する固体粒子群の割合がDやd_Sによって異なるためと考えられ、粒子径と管内径の比、d_S/Dが大きい場合には、固体粒子群は主に管中心部に存在し、そのため比較的小さい液相体積流束で浮遊され、d_S/Dが小さい場合には、固体粒子群は主に管壁付近に存在し、浮遊体積流束は比較的大きくなるようである。しかし、$<J_L>_f^*/V_{ST}$の場合には、固体粒子群を浮遊させているのは気液二相スラグ流であるため、粒子群の断面内位置は大気泡等の影響を受け、液相単相流中の場合より顕著でなくなるのであろう。そこで式(5-151)を参考にして、d_S/D の影響も考慮した相関式(5-152)を提示する。$<J_L>_f^*/V_{ST}$の相関式も、式(5-152)の形を利用して作成する。

$$\frac{<J_L>_f^*}{V_{ST}} = \frac{<\alpha_L>^{*m}}{<\alpha_S>^{*n}} \tag{6-19}$$

ここで、指数mには$<\alpha_G>$の影響を考慮して式(6-20)で、nは式(6-21)で表す。

$$m = \frac{\{-2.34(d_S/D)+0.155\}<\alpha_G> - 0.916(d_S/D) + 0.948}{<\alpha_S>^{*1.14}} \tag{6-20}$$

$$n = -0.643(d_S/D) + 0.342 \tag{6-21}$$

これらの式による計算結果を、図６－３中の実曲線群で示す。本式による推算精度は、本実験の範囲において推算値と実験値の比の平均値Sが0.96、平均値まわりの標準偏差σ_Sが6.64%である。なお、式(6-19)～(6-21)の適用範囲は、$0.022 < d_S/D < 0.2$、$0.005 < <\alpha_S>^* < 0.15$である。

分布パラメータC_S^*は、本来局所固相体積率、局所全体積流束の半径方向分布より求められるべきものであるが、これまでのところ、これら局所値の一般的表示式は得られておらず、また本実験ではそれらの測定を行っていない。そこで、式(6-16)に式(6-17)の$<J_T>^*$、実験による$\overline{V}_S=<J_S>^*/<\alpha_S>^*$、式(5-130)と(5-131)より求めた$V_{ST}$および式(6-19)～(6-21)による$<J_L>_f^*$を代入して$C_S^*$を求めた。こうして求めた$C_S^*$の値を固気液三相スラグ流の実験を行った全10条件で検討すると、

$<\alpha_S>^*$、D、d_S、$<J_T>^*$、および$<J_L>_f{}^*$によって影響を受けることがわかった。そこで、$C_S{}^*$と$<\alpha_S>^*$の関係を$<J_L>_f{}^*/<J_T>$とd_S/Dをパラメータとして検討した。図６－４に$<J_L>_f{}^*/<J_T>$をパラメータとした場合の$C_S{}^*$の測定値の一例を示す。$d_S/D=0.142$の場合である。$C_S{}^*$は、ばらつきはあるが、$<\alpha_S>^*$が大きいときはほぼ１となり、小さいときには、1.2～1.3程度のやや大きい値を持つ測定値が多くなる。また、$<J_L>_f{}^*/<J_T>$が小さいほどわずかに大きい値を持つ場合が多いようである。さらに、この図からはわからないd_S/Dが大きいほど、大きい値を持つ場合が多かった。これら$C_S{}^*$の全ての傾向を考慮して、$C_S{}^*$を次の実験式で相関する。

$$C_S^* = \frac{2.05\, d_S/D - 0.489 <J_L>_f^*/<J_T>^* + 0.222}{(<\alpha_S>^*/0.03)^2 + 1} + 1.00 \qquad (6\text{-}22)$$

浮遊体積流束$<J_L>_f{}^*$と分布パラメータ$C_S{}^*$の相関式を提示したので、各種流動条件が既知なら、$<\alpha_S>^*$あるいは$\overline{V}_S$を推算することができる。ただし、これらの相関式中に$<\alpha_S>^*$の項が含まれているため、反復収束計算を行う必要がある。これで、固相に対する体積率の関係式は得られたが、気相体積率に関しては、他の方法を用いて求める必要がある。本方法では、$<\alpha_G>$をドリフトフラックスモデルを固気液三相流に適用した式(6-1)で求める。この際、$\overline{V}_{Gj}$には式(5-28)、(5-29)より得られる大気泡の上昇終速度を、C_Gには1.1を用いる。なお、６．２．１節で述べたBhaga-Weber[78,79]も固気液三相流の固相については、本方法と同じく仮想的固液二相流を考慮してドリフトブラックスモデルを適用し、$[(<J_L>+<J_S>)/(1-<\alpha_G>)]-\overline{V}_S$平面で整理を行うことを示したが、彼らは浮遊体積流束を用いず、$\overline{V}_S$軸の切片、すなわち固相平均ドリフト速度を用いているため、本方法とは異なっている。

６．４　局所相対速度モデル

第５章、５．２．２及び５．３．３節で気液・固液二相流に対して提案した局所相対速度モデルを固気液三相流に拡張する。この拡張も、気体－固液混合体モデルや、前節で提案したドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法と同様に、固気液三相流を仮想的な二相流とみなすものである。まず、気相について考える場合には固相を除いた部分における仮想的気液二相流を考える。この状態の

物理量をこれまでと同様に、肩文字＃で表すと、式(5-27)に示した気液二相流の気相平均速度式は、次式で固相を除いた部分における仮想的気液二相流に適用される。

$$\overline{V}_G^{\#} = \frac{\varphi_L^{\#}}{<\alpha_G>^{\#}} \frac{<J_L>^{\#}}{<\alpha_L>^{\#}} + \frac{<\alpha_G^{\#}(V_G^{\#}-V_L^{\#})>}{<\alpha_G>^{\#}} = \frac{\varphi_L^{\#}}{<\alpha_G>^{\#}} \overline{V}_L^{\#} + \overline{V}_R^{\#} \tag{6-23}$$

前でも述べたとおり、$\overline{V}_G^{\#}$と$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L^{\#}$と$\overline{V}_L$は同じものであるので、$\varphi_L^{\#}$と$\overline{V}_R^{\#}$の値が得られれば、$\overline{V}_G$あるいは$<\alpha_G>$を求めることができる。$\overline{V}_R^{\#}$としては気液二相スラグ流の場合と同様に、式(5-28)、(5-29)の単一大気泡上昇速度式を用いた場合に良い結果が得られた。ただし、この場合にも式(5-29)のF_rの値として、D =50.4mmに適用する際には0.52を用いる。一方、式(6-23)に$\overline{V}_G^{\#}$、$\overline{V}_R^{\#}$、$<\alpha_G>^{\#}$の測定値等を代入して算出した固気液三相スラグ流の$\varphi_L^{\#}$を図６－５(a)に示す。$<\alpha_G>^{\#}$の同じ値においては、d_Sが小さいほど、Dが大きいほど、$\varphi_L^{\#}$が大きくなる場合が多い。したがって、この値の相関式は、式(5-30)のような単純な気相体積率の指数関数とはならず、次式のように係数と指数の部分がd_S／Dの関数としたときに良い結果が得られた。

$$\varphi_L^{\#} = \left(2.12\frac{d_S}{D} + 1.06\right) <\alpha_G>^{\#\left(2.50\frac{d_S}{D} + 0.766\right)} \tag{6-24}$$

以上を代入すると、気相に対する局所相対速度モデルによる推算式(6-23)は、次式となる。

$$\overline{V}_G = \frac{\left(2.12\frac{d_S}{D} + 1.06\right) <\alpha_G>^{\#\left(2.50\frac{d_S}{D} + 0.766\right)}}{<\alpha_G>^{\#}} \overline{V}_L + \left(0.35 - \frac{0.25}{\left\{\left(\sqrt{Bo} - 1.9\right)/2.12\right\}^{2.67} + 1}\right)\sqrt{g D \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}} \quad (D < 50\mathrm{mm}) \tag{6-25(a)}$$

$$\overline{V}_G = \frac{\left(2.12\frac{d_S}{D} + 1.06\right) <\alpha_G>^{\#\left(2.50\frac{d_S}{D} + 0.766\right)}}{<\alpha_G>^{\#}} \overline{V}_L + 0.52\sqrt{g D \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L}}$$

$$(D \geqq 50\mathrm{mm}) \tag{6-25(b)}$$

次に、固相について考える。この場合には、気相を除いた仮想的固液二相流を考え、この状態の物理量を肩文字＊で表すと、式(5-156)に示した固液二相流の固相速度式は、次のようになる。

$$\overline{V}_S^* = \frac{\varphi_L^*}{\langle\alpha_S\rangle^*}\frac{\langle J_L\rangle^*}{\langle\alpha_L\rangle^*} + \frac{\langle\alpha_S^*(V_S^*-V_L^*)\rangle}{\langle\alpha_S\rangle^*} = \frac{\varphi_L^*}{\langle\alpha_S\rangle^*}\overline{V}_L^* + \overline{V}_R^* \tag{6-26}$$

この場合も、$\overline{V}_S^*=\overline{V}_S$、$\overline{V}_L^*=\overline{V}_L$が成立するので、$\varphi_L^*$と$\overline{V}_R^*$の値を与えれば、$\overline{V}_S$あるいは$\langle\alpha_S\rangle$を求めることができる。$\overline{V}_R^*$については、固液二相流の場合と同様に、単一粒子の沈降終速度V_{ST}の値に負号をつけて用いた場合に最も良い結果が得られた。なお、V_{ST}の値は、式(5-130)と(5-131)を連立方程式として解けば求められる。φ_L^*は、気相の場合と同様に、式(6-26)に$\overline{V}_S$、$\overline{V}_L$、V_{ST}の値を代入して算出した。図６－５(b)に、φ_L^*と$\langle\alpha_S\rangle^*$の関係を示す。この場合も、同じ値の$\langle\alpha_S\rangle^*$において、わずかではあるがd_Sが小さいほど、Dが大きいほど、φ_L^*が大きい場合が多いことがわかった。そこで、係数にあたる部分をd_S／Dの関数で与える。

$$\varphi_L^* = \left(0.249\frac{d_S}{D} + 0.842\right)\langle\alpha_S\rangle^{*0.913} \tag{6-27}$$

したがって、固相に対する局所相対速度モデルによる推算式(6-26)は、次式となる。

$$\overline{V}_S = \frac{\left(0.249\frac{d_S}{D} + 0.842\right)\langle\alpha_S\rangle^{*0.913}}{\langle\alpha_S\rangle^*}\overline{V}_L - V_{ST} \tag{6-28}$$

これで、気相及び固相に対する相関式が全て求まったので、図６－５(c)のフローチャートに示す手順例で、固気液三相スラグ流の各相体積率を求めることができる。この例では、気相と固相の体積率の仮値を各相体積流量比で与えた後、この仮値をもとに$\overline{V}_G$、$\langle\alpha_G\rangle$を算出し、$\langle\alpha_G\rangle$に関して収束条件を調べ、収束した後に$\overline{V}_S$、$\langle\alpha_S\rangle$を算出する。$\langle\alpha_S\rangle$に関しても収束した時点の各相体積率の値が、推算値となる。

6．5　加重体積中心モデル

第5章、5．2．3、5．3．4節でそれぞれ気液・固液二相流に対して提案した加重体積中心モデルを固気液三相流に拡張する。この場合も局所相対速度モデルの場合と同じく、分散相である気相と固相の2系列の式が必要となる。式(5-37)の気相、式(5-159)の固相に対する本モデルの基本式は、次の形で固気液三相流に拡張される。

$$\overline{V}_G = H_{LG}\left(\frac{H_{GG}}{H_{LG}}\langle J_G\rangle + \langle J_L\rangle + \frac{H_{SG}}{H_{LG}}\langle J_S\rangle\right) + \overline{V}_{Gj\eta} \tag{6-29}$$

$$\overline{V}_S = H_{LS}\left(\frac{H_{GS}}{H_{LS}}\langle J_G\rangle + \langle J_L\rangle + \frac{H_{SS}}{H_{LS}}\langle J_S\rangle\right) + \overline{V}_{Sj\eta} \tag{6-30}$$

式(6-29)のH_{GG}、H_{LG}、H_{SG}、$\overline{V}_{Gj\eta}$はそれぞれ次式で表される。

$$H_{GG} = \frac{\langle\alpha_G\eta_G J_G\rangle}{\langle\alpha_G\rangle\langle\eta_G J_G\rangle}\cdot\frac{\langle\eta_G J_G\rangle}{\langle J_G\rangle} \tag{6-31}$$

$$H_{LG} = \frac{\langle\alpha_G\eta_L J_L\rangle}{\langle\alpha_G\rangle\langle\eta_L J_L\rangle}\cdot\frac{\langle\eta_L J_L\rangle}{\langle J_L\rangle} \tag{6-32}$$

$$H_{SG} = \frac{\langle\alpha_G\eta_S J_S\rangle}{\langle\alpha_G\rangle\langle\eta_S J_S\rangle}\cdot\frac{\langle\eta_S J_S\rangle}{\langle J_S\rangle} \tag{6-33}$$

$$\overline{V}_{Gj\eta} = \frac{\langle\alpha_G\{V_G-(\eta_G J_G+\eta_L J_L+\eta_S J_S)\}\rangle}{\langle\alpha_G\rangle} \tag{6-34}$$

一方、式(6-30)のH_{GS}、H_{LS}、H_{SS}、$\overline{V}_{Sj\eta}$はそれぞれ次式で表される。

$$H_{GS} = \frac{\langle\alpha_S\eta_G J_G\rangle}{\langle\alpha_S\rangle\langle\eta_G J_G\rangle}\cdot\frac{\langle\eta_G J_G\rangle}{\langle J_G\rangle} \tag{6-35}$$

$$H_{LS} = \frac{\langle\alpha_S\eta_L J_L\rangle}{\langle\alpha_S\rangle\langle\eta_L J_L\rangle}\cdot\frac{\langle\eta_L J_L\rangle}{\langle J_L\rangle} \tag{6-36}$$

$$H_{SS} = \frac{<\alpha_S \eta_S J_S>}{<\alpha_S><\eta_S J_S>} \cdot \frac{<\eta_S J_S>}{<J_S>} \tag{6-37}$$

$$\overline{V}_{Sj\eta} = \frac{<\alpha_S \{V_S - (\eta_G J_G + \eta_L J_L + \eta_S J_S)\}>}{<\alpha_S>} \tag{6-38}$$

さて、５．２．３節でも述べたように、ドリフトフラックスモデルの場合と同様、もし管断面内における各相の局所速度並びに局所体積率分布が既知であるなら、式(6-31)~(6-38)を用いてH_{GG}、H_{LG}、H_{SG}、$\overline{V}_{Gj\eta}$並びにH_{GS}、H_{LS}、H_{SS}、$\overline{V}_{Sj\eta}$の値が求められるので、気相と固相の平均速度ないしは体積率が算出可能である。しかし、気液二相スラグ流と同様に、固気液三相スラグ流におけるこれらの詳細かつ系統的なデータは得られておらず、現時点ではこれらの値は巨視的量から算出せざるを得ない。そこでまず、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合に対して各係数を求め、推算式を作成しておく。気相に対する式においては、H_{LG}、H_{GG}/H_{LG}並びに$\overline{V}_{Gj\eta}$については気液二相スラグ流のD=20.9mmに対する式(5-38)の値をそのまま用いる。一方、固相添加時の気相平均速度変化に対応する係数、H_{SG}/H_{LG}は、$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせによってかなり変動があり、一つの固定した値では表しにくい。これは、第４章で示したように、気相平均速度の固相体積流束変化時の変化率が、$<J_G>$、$<J_L>$の関数となっていたことと対応する。そこで、式(6-40)~(6-41)のように体積流束の関数としてこれを表す。式中のは$<J_S>$も入っているため、これらの式による固相添加時の気相平均速度の計算結果は直線とはならず、曲線となる。

$$\overline{V}_G = 1.205\left(0.847<J_G>+<J_L>+\frac{H_{SG}}{H_{LG}}<J_S>\right)+0.09482 \tag{6-39}$$

$$\frac{H_{SG}}{H_{LG}} = \frac{1.205(0.847<J_G>+<J_L>)+0.09482}{1.205<J_S>}$$
$$\times\left[\left\{601.0\left[\frac{<J_L>}{<J_G>}-\frac{5}{6}\right]^{0.2070}-553.5\right\}\left(\frac{<J_S>}{<J_A>_G}\right)^3\right.$$
$$\left.+2.693\left(\frac{<J_L>}{<J_G>}\right)^{-2.914}\left(\frac{<J_L>}{<J_A>_G}\right)\right] \tag{6-40}$$

$$<J_A>_G = 0.847<J_G>+<J_L>+<J_S> \tag{6-41}$$

固相に対する式では、H_{LS}並びに$\overline{V}_{Sj\eta}$については固液二相流の同条件、D=20.9mm、d_S=2.57mmに対する表５－４の値をそのまま用いる。一方、H_{GS}／H_{LS}には0.723を、固相添加時の固相平均速度変化に対応する係数H_{SS}／H_{LS}については、気相と同様、式(6-43)～(6-44)のように体積流束の関数とした方が良い結果が得られた。これも、第４章で示したように、固相添加時の固相平均速度の変化の様子が$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせによって異なり、しかも直線的には変化しないことに起因する。

$$\overline{V}_S = 0.930\left(0.723<J_G>+<J_L>+\frac{H_{SS}}{H_{LS}}<J_S>\right) - 0.272 \tag{6-42}$$

$$\frac{H_{SS}}{H_{LS}} = \frac{0.930\left(0.723<J_G>+<J_L>\right)-0.272}{0.930<J_S>} \times\left[7604\left(\frac{<J_S>}{<J_A>_S}\right)^3-913.0\left(\frac{<J_S>}{<J_A>_S}\right)^2+49.94\left(\frac{<J_S>}{<J_A>_S}\right)\right] \tag{6-43}$$

$$<J_A>_S = 0.723<J_G>+<J_L>+<J_S> \tag{6-44}$$

これらの式を用いて各相の体積率を次のように算出する。まず、式(6-39)～(6-41)を用いて気相平均速度を算出し、$<\alpha_G>=<J_G>/\overline{V}_G$より気相体積率を求める。次に式(6-42)～(6-44)を用いて固相平均速度を算出し、$<\alpha_S>=<J_S>/\overline{V}_S$より固相体積率を求める。液相体積率は１から気相と固相の体積率を引いて算出できる。ただし、この式はあくまでもD=20.9mm、d_S=2.57mmの場合にしか適用できず、他のD、d_Sの条件にも適用できる推算式を作成することは、今後の課題として残されている。

６．６　質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法

５．２．４節で提案した質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法を、５．

３．５節で固液二相流に適用した。本節ではこれを固気液三相流に適用することを試みる。５．２．４節での式の導出は、混相流一般に対するものであるので、特に固気液三相流に適用するにあたって変更する必要はない。ただし、固気液三相流においては分散相が気相と固相の２相あるので、それぞれの相に対して適用する必要がある。したがって、整理を行う平面は、以下のようになる。

ａ：$\langle J_T \rangle - \overline{V}_G^{\alpha}$、$\langle J_T \rangle - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｂ：$\langle M_T \rangle - \overline{W}_G^{\gamma}$、$\langle M_T \rangle - \overline{W}_S^{\gamma}$平面
ｃ：$\langle P_T \rangle - \overline{K}_G^{\chi}$、$\langle P_T \rangle - \overline{K}_S^{\chi}$平面
ｄ：$\langle E_T \rangle - \overline{T}_G^{\varepsilon}$、$\langle E_T \rangle - \overline{T}_S^{\varepsilon}$平面
ｅ：$U_m - \overline{V}_G^{\alpha}$、$U_m - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｆ：$U_p - \overline{V}_G^{\alpha}$、$U_p - \overline{V}_S^{\alpha}$平面
ｇ：$U_e - \overline{V}_G^{\alpha}$、$U_e - \overline{V}_S^{\alpha}$平面

このうち、ａは、６．２．１節で述べたように、Giot[66]が提案した、式(6-1)、(6-2)すなわち、固気液三相流にドリフトフラックスモデルを拡張したときの整理平面である。また、ｅの固相に関しては、同じく６．２．１節で述べたように、佐田富ら[82]が基本的にこの平面上で固相平均速度を整理する方法を提案している。また、ｂ以降の平面で整理を行う場合には、式(5-112)～(5-118)のξ_1～ξ_7を１と仮定して計算を行う。各平面上で気相と固相に関するデータを整理した結果については、後の６．７．１節で示す。もしも本実験の固気液三相スラグ流において、各Ｄ、d_Sの組み合わせにおける傾きと切片の値をＤ、d_S等の関数形で表すことができれば、固気液三相スラグ流に対する汎用的な推算法とすることができるが、どの平面に関しても、気液二相スラグ流並びに固液二相流と同様に、これらの値に系統的な傾向を見いだすことは難しく、これも今後の課題として残されている。

6．7　各相体積率並びに各相平均速度の推算結果

6．7．1　データ整理平面の検討と、流動条件により推算式が異なる推算方法による推算結果の検討

（1）データ整理平面の検討

6．7節ではこれまでに述べてきた、固気液三相流の各相体積率並びに平均速度の既存の推算法並びに本章で提案した推算法によって得られる推算結果を実験による測定結果と比較する。ただし、これらの中には、固気液三相流の各相体積率並びに平均速度の整理を行う平面についての提案と、推算に必要な全ての流動条件を推算式中に取り入れて、任意の流動条件に対してそのまま推算法として用いることのできる推算法に分類できる。前者については推算値をそのまま得ることはできない。そこで、まず、前者に対して、整理を行う平面の有効性を調べることとする。そのために、各平面に各相の体積率の測定を行った、D、d_Sの10の組み合わせの測定値をプロットし、最小自乗法によって各々の一次回帰式を求めた。これによって、固気液三相スラグ流の各相体積率並びに各相平均速度の推算式となるわけであるが、流動条件により推算式が異なり、しかもその傾き及び切片と流動条件の間の関係式が得られていないため、任意の条件に適用できる、汎用性のある推算式とはなっていない。そこで、この6．7．1節ではこのような流動条件により推算式が異なる推算方法を6．7．2節に示す全ての流動条件を推算式中に取り入れた推算方法と区別してその推算結果を示すこととする。なお、以下の記号法は、再び6．6節で用いたもので示す。これまでに述べてきた平面は、以下に示すa～hの8種類である。このうち、b～gは、6．6節で示したものである。

a：Giot[66]、$\langle J_T\rangle-\overline{V}_G^{\alpha}$、$\langle J_T\rangle-\overline{V}_S^{\alpha}$平面

b：$\langle M_T\rangle-\overline{W}_G^{\gamma}$、$\langle M_T\rangle-\overline{W}_S^{\gamma}$平面

c：$\langle P_T\rangle-\overline{K}_G^{\chi}$、$\langle P_T\rangle-\overline{K}_S^{\chi}$平面

d：$\langle E_T\rangle-\overline{T}_G^{\varepsilon}$、$\langle E_T\rangle-\overline{T}_S^{\varepsilon}$平面

e：$U_m-\overline{V}_G^{\alpha}$、$U_m-\overline{V}_S^{\alpha}$平面（固相に関しては佐田富ら[82]が提案）

f：$U_p-\overline{V}_G^{\alpha}$、$U_p-\overline{V}_S^{\alpha}$平面

g：$U_e-\overline{V}_G^{\alpha}$、$U_e-\overline{V}_S^{\alpha}$平面

h ：Bhaga-Weber[78]、[79]、

$[(<J_G>+<J_L>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]-[\overline{V}_G^\alpha(1-<\alpha_S>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]$、

$[(<J_L>+<J_S>)/(1-<\alpha_G>)]-\overline{V}_S^\alpha$ 平面

これらの８種類の平面による気相と固相の整理の例（D=20.9mm、d_S=2.96mm、ρ_S=2640 kg/m^3）を図６－６(a)～(h)に示す。ｈのみ、気相と固相の整理で横軸が異なるので、固相については、上軸と右軸を参照する図となっている。図中の直線は、一次回帰分析による回帰直線である。各回帰直線による傾き、切片と相関係数ｒの値を表６－１に示す。図におけるデータの並び、及び表６－１のｒの値より、気相に関しては平面ａ、ｃ、ｄ、ｈが、固相に対してはｂ、ｃ、ｄ、ｅ、ｆがデータの並びの良好な平面であるといえる。しかし、これはあくまでも平面上でのデータの並び具合のみからの評価であり、これらの線の値を用いて実際に各相の体積率の推算を行った場合の推算結果を用いた評価とは必ずしも一致しない。そこで、以下では体積率推算法として用いた場合の評価を行う。同時に、現時点では特定の流動条件にしか適用できず、流動条件により推算式が異なる推算方法のひとつとしてあげられる、６．５節で述べた加重体積中心モデルを固気液三相スラグ流に適用した場合の結果も示しておく。これらの方法は全て本実験結果に基づいて式中の値を定めているので、この点においては区別する必要がない。

（２）各相体積率の推算結果

図６－７(a),(b),(c)～６－１５(a),(b),(c)に、D=20.9mm、d_S=2.57mmの条件に対するこれらの推算法による各相体積率の推算結果を図４－３と同じ座標系で測定値とともに示す。各図(a)において気相体積率、(b)において液相体積率、(c)において固相体積率を示している。各推算法の推算結果はいずれも、D=20.9mm、d_S=2.57mmの条件下での各相体積率の基本的な性質、すなわち、ある相の体積流束を増加させると、その相の体積率が上に凸の形状で増加し、他の相の体積率が下に凸の形状で減少するという特性に対してはほとんどのもので満足に推算している。ただし、図６－１０(a),(b)、すなわち、上述の平面ｄ（$\langle E_T\rangle-\overline{T}_G^\varepsilon$、$\langle E_T\rangle-\overline{T}_S^\varepsilon$平面）による気相と液相、図６－１５(a),(b)、すなわち、加重体積中心モデルによる気相と液相の推算値が、気相と固相の体積流束一定のもとで液相体積流束を変化させた場合に、一部の条件で曲線形状が測定結果と逆になっている。平面ｄは、５．２．

5節の（ａ）で述べたように、気液二相スラグ流の推算の際にも同じ特性を示した。また、図には示さないが、気相と液相の体積流束を一定に保ったままで、固相の体積流束を増加させた際、D＝30.6mm、d_S＝4.17mm の$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.40 m/s 及び$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.50 m/sにおいて、液相の体積率がわずかではあるが増加する特性は、どの推算法によっても再現されなかった。以下では、各推算法の推算結果の定性的特性を調べていく。なお、固相を加えた場合の気相と液相の体積率の変化を４．２．３節の（３－４）で行った分類を用いて示すが、その際、気液二相スラグ流の体積率曲線と固相体積流束$<J_S>$=0.050m/sの場合の固気液三相スラグ流の体積率曲線を用いて検討する。

図６－７(a),(b),(c)は平面ａ、すなわちドリフトフラックスモデルによる平面上で気相と固相のデータを直線回帰した場合の推算結果である。図６－７(a)において、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$の破線が、$<J_S>$の値にかかわらず重なり合っている。言い換えると、ある$<J_T>$において、$<\alpha_G>$は$<J_G>$のみに影響され、残る$<J_L>$、$<J_S>$の各々の大きさには影響されないことを示している。$<J_T>-\overline{V}_G^{\alpha}$平面上で一次式を仮定しているため、$\overline{V}_G^{\alpha}$は$<J_T>$のみの関数となり、$<\alpha_G>$は$<J_G>/\overline{V}_G^{\alpha}$であるために、このような結果となっている。これは、$<\alpha_G>$の測定値の定性的特性、すなわち、$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせによって、$<J_S>$の$<\alpha_G>$に対する影響が異なっているという測定結果の特性に相反する。一方、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を変化させた場合の実線は重なったりあるいは互いに交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側に位置する。これは測定値の特性と一致している。したがってこの場合、４．２．３節の（３－４）での分類では、見られなかった新たなパターンとなっている。すなわち、固相を増加させた場合の曲線が、液相を増加させた曲線と全く重なり合っているというパターンである。しかも、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてこのパターンということになり、表４－１(a)と比較すると測定結果と一致していないことがわかる。一方、液相体積率に対する推算結果、図６－７(b)では、実線、破線とも$<J_S>$の値によって変化し、ともに$<J_S>$が大きいものほど下側にある。すなわち、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて$<J_T>$が一定であれば$<J_S>$が大きいほど$<\alpha_L>$は小さくなり、これはパターンＩにあたる。表４－２(a)に示した測定結果と比較すると、$<J_G>$が小さいか$<J_L>$が大きい場合に測定結果と一致していることがわかる。なお、$<J_L>$が小さい場合ほど各$<J_S>$に対する実線、すなわち、$<J_L>$一定のもとで$<J_G>$を増加させたとき

の推算結果が離れており、$<J_S>$の大きいものほど下側にある。この傾向は測定結果と一致する。$<J_S>$を加えた際の点線の傾き、すなわち、気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値で、$<\alpha_G>$に対しては$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きく、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さく$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。これは測定値の特性と一致している。図６－７(c)の固相体積率について調べると、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$増加時の実線と、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$増加時の破線が完全に重なり合っている。これは、平面ａでは$<J_T>-\overline{V}_S^{\alpha}$平面上で一次式を仮定しているため、$\overline{V}_S^{\alpha}$は$<J_T>$のみの関数となり、しかも$<\alpha_S>$は$<J_S>/\overline{V}_S^{\alpha}$であるために、$<J_G>$と$<J_L>$の違いは現れないためである。測定結果では、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$増加時（実線）の方が、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$増加時（破線）よりも小さい傾きで減少するという特性が得られており、上述の推算結果はこれを再現していない。ただし、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関しては再現できている。

図６－８(a),(b),(c)～６－１３(a),(b),(c)、すなわち平面ｂ～ｇにおける推算結果は、定性的にほぼ同じ傾向であるので、まとめて議論する。各図(a)の気相体積率に関しては、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線が、平面ａの場合のように重なり合わず、$<J_S>$の大きいほど常に上側にある。$<J_S>$をパラメータとしたときの各曲線の間隔は、ｂ～ｇへと順に狭くなっていく。ｆ、ｇでは、ほぼ重なっていると見なすこともできる。しかし、測定結果のように交差しているものは見られない。一方、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を変化させた場合の実線は重なったりあるいは互いに交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側に位置する。これは測定値の特性と一致している。したがってこの場合、$<\alpha_G>$のパターンは全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてパターンⅡとなる。これは、$<J_G>$=0.30m/sと全ての$<J_L>$、及び$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.90m/sの組み合わせの場合に測定結果と一致している。一方、各図(b)の液相体積率$<\alpha_L>$における実線と破線の推算結果の定性的傾向は、平面ａの場合と同じで、実線、破線とも$<J_S>$が大きいものほど下側にある。これはパターンⅠにあたり、表４－２(a)に示した測定結果と比較すると、$<J_G>$が小さいか$<J_L>$が大きい場合に測定結果と一致している。$<J_G>$、$<J_L>$一定の下で固相を添加した場合の体積率変化を表す点線の特性については、点線の傾

きで表される気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値であり、測定結果と同様に、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。しかし、$<\alpha_G>$に対する固相添加時の体積率変化については、$<J_L>$が小さいほどその減少の度合いは大きいものの、$<J_G>$の影響ははっきりしない。各点線は全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてわずかではあるが下に凸の形状であり、この特性は測定値の特性と一致している。気相と液相に関しては、上でも述べたように、図6－10(a),(b)の平面d（$<E_T>-\overline{T}^{\varepsilon}_G$、$<E_T>-\overline{T}^{\varepsilon}_S$平面）の場合の破線の一部が測定結果とは逆に、$<\alpha_G>$に対して上に凸、$<\alpha_L>$に対して下に凸の形状となっている。各図(c)の固相体積率については、平面b～gのどの場合も、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$増加時（実線）の方が、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$増加時（破線）よりも小さい傾きで減少するという特性を再現している。また、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性を各推算法とも再現できている。

図6－14(a),(b),(c)はBhaga-Weber[78],[79]による、平面h、すなわち、気相に対する$[(<J_G>+<J_L>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]-[\overline{V}^{\alpha}_G(1-<\alpha_S>)/\{<\alpha_L>(1-<\alpha_G>)^n\}]$平面、並びに固相に対する$[(<J_L>+<J_S>)/(1-<\alpha_G>)]-\overline{V}^{\alpha}_S$平面において一次式を仮定した推算法による結果である。まず、図6－14(a)の気相に対する結果において、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線が、$<J_S>$の大きいほど常に下側にある。これは、互いに重なり合っていた平面aの場合、$<J_S>$の大きいほど常に上側にあった平面b～gの場合とは異なっている。実線も同様に$<J_S>$の大きいほど常に下側にあるので、$<\alpha_G>$のパターンは、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてパターンⅠになる。これは、$<J_G>$=0.45m/s、0.60m/sかつ$<J_L>$=0.50m/s、0.70m/sの場合には測定結果と一致している。一方、6－14(b)の液相体積率$<\alpha_L>$における実線と破線の推算結果の定性的傾向は、平面a～gの場合と同じで、実線、破線とも$<J_S>$が大きいものほど下側にある。これはパターンⅠにあたり、$<J_G>$が小さいか$<J_L>$が大きい場合に測定結果と一致している。$<J_G>$、$<J_L>$一定の下で固相を添加した場合の体積率変化を表す点線の特性については、$<\alpha_G>$に対しては$<J_L>$が小さいほどその減少の度合いは大きいが、$<J_G>$の影響は顕著でない。この特性は測定値の特性と一致していない。$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きく、これに関しては測定値の特性

と一致しているが、各点線の形状が、$<J_G>$が大きくて$<J_L>$が小さい組み合わせにおいてわずかではあるが上に凸の形状であり、この特性は測定値の特性と一致していない。図６－１４(c)の固相体積率については、平面ｂ～ｇの場合と同様に、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$増加時（実線）の方が、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$増加時（破線）よりも小さい傾きで減少するという特性を再現している。また、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性を各推算法とも再現できている。

図６－１５(a),(b),(c)は、加重体積中心モデルによる推算結果である。まず、気相に対する推算結果は、図６－１５(a)に示すように$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線が並行するだけでなく交差する場合もある。このことは測定結果の特性と一致している。各$<J_G>$の破線については、まず$<J_G>$=0.30m/sの場合、$<J_L>$=0.50m/sのあたりでほぼ重なり合っているが、$<J_L>$の増加とともに$<J_S>$の大きいものほど上側に位置するようになる。これはほぼ測定値と同じである。$<J_G>$=0.45m/sの場合、$<J_L>$=0.50m/sでは$<J_S>$の大きいものほど下側にある破線が、$<J_L>$=0.70m/s付近で交差し、$<J_L>$=0.90m/sでは逆に$<J_S>$の大きいものほど上側に位置するようになる。これも測定値と一致している。$<J_G>$=0.60m/sの場合には、$<J_L>$=0.50m/s、$<J_L>$=0.70m/sでは$<J_S>$の大きいものほど下側にあるが、$<J_L>$=0.90m/s付近で交差している。このことも測定値と一致している。しかし、$<J_G>$=0.45m/s及び0.60m/sの場合の$<J_S>$=0.050m/sの破線が、上に凸の形状となっており、このことは測定結果と相反している。$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を変化させた場合の実線は他の推算法と同様、重なったりあるいは互いに交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側に位置している。したがって、パターンに関しては$<\alpha_G>$のパターンは全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて表４－１(a)に示した測定結果と一致している。一方、図６－１５(b)の液相体積率$<\alpha_L>$の推算結果の定性的傾向は、これまでに述べてきた推算法による推算結果と異なり、やはり複雑な特性を示している。$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線は、$<J_G>$=0.60m/sの場合に$<J_L>$=0.50m/s付近で$<J_S>$の大きいものほど上側に位置している。これは前述の全ての推算法による推算結果や測定結果と逆の傾向である。$<J_L>$一定のもと、$<J_G>$を変化させた場合の実線は$<J_G>$の小さいうちは$<J_S>$が大きいものほど下側にあるが$<J_G>$が大きくなると交差し、$<J_G>$が大きい場合に$<J_S>$が大きいものほ

ど上側にあることが多い。これは、測定値の傾向と一致している。交差点の位置もほぼ測定値と同様で、$<J_L>$=0.50m/sでは$<J_G>$=0.45m/s付近、$<J_L>$=0.70m/sでは$<J_G>$=0.60m/s付近、$<J_L>$=0.90m/sでは$<J_G>$=0.60m/sを越えてから交差するようである。$<\alpha_L>$のパターンは、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.50m/sの組み合わせではパターンⅣとなっており、固相体積流束の増加とともに$<\alpha_L>$は増加している。これは測定結果と相反する。しかし、この組み合わせ、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.50m/sを除く全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせでは表４－２(a)の測定結果と一致する。次に、$<J_G>$、$<J_L>$一定の下$<J_S>$を変化させた場合の点線の特性について述べる。点線の傾きで表される気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、$<\alpha_G>$に対しては全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値であり、$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きい。これらの特性は測定値の特性と一致している。$<\alpha_L>$に対しては$<J_L>$=0.90m/sでは$<J_G>$=0.60m/sでは傾きが正、すなわち$<J_S>$が大きいほど$<\alpha_L>$も大きい。これは、図に示したD=20.9mm、d_S=2.57mmの測定結果と相反するが、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合にこのように$<J_G>$、$<J_L>$がともに大きい条件で正の傾きがみられた。その他の$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいては、傾きは負の値であり、$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きく、この特性は測定値の特性と一致している。また、点線の形状は傾きが負の場合、全て下に凸の形状で、この点においても測定値の特性と一致している。

（３）各相平均速度の推算結果

次に、測定結果と各推算法による推算結果の比較を図４－４８と同じ、$<J_T>$－$\overline{V}_i$平面上で行う。図６－１６(a)～(i)に、体積率の場合と同じ順序でこれらの比較を示す。なお、図６－７～６－１５に示した全ての曲線を平均速度に変換して示すと、各曲線が重なり合って識別ができなくなるため、図４－４８と同様に、気相、液相体積流束の中央値、すなわち$<J_G>$=0.45m/sと$<J_L>$=0.70m/sに関する曲線だけを抜き出して表示した。固相体積流束については$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$に対しては気液二相スラグ流の場合（$<J_S>$=0）と$<J_S>$=0.050m/sを、$\overline{V}_S$に対しては、$<J_S>$=0.010m/sと$<J_S>$=0.050m/sの曲線を示した。どの推算法によっても、破線と実線、すなわち、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$を増加させた場合と、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$を増加させた場合の平均速度曲線が$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$ともに、右上がりとなっている。すなわち、$<J_L>$、$<J_G>$を増加させるとどの相の平均速度も増加

するという特性を表しており、これは測定結果の定性的傾向と一致している。そのときの曲線の形状も、測定結果と同様にほぼ直線かわずかに上に凸である。また、図６－１６(a)の平面ａでの整理法を除けば、どの推算法によっても、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$に対する破線の傾きが実線の傾きより大きい。すなわち、$<J_G>$を増加させるよりも、$<J_L>$を増加させたときの方が液相、固相の平均速度の増加率が大きいという特性を表しており、これも測定結果の定性的傾向と一致している。しかし、その他の推算値の特性は推算法によって異なっており、以下に各推算法ごとの推算特性について述べていく。

図６－１６(a)にはドリフトフラックスモデルの平面ａを用いた場合の推算法による推算結果を示す。$\overline{V}_G$と$\overline{V}_S$に対する各平均速度曲線が完全に重なっている。これは、平面ａが図６－１６に示しているのと同じ平面であるため、$\overline{V}_G$と$\overline{V}_S$に対する全ての平均速度曲線が一本の回帰直線上にあるのは当然である。第４章で述べたように$\overline{V}_G$の測定結果では、$<J_G>$、$<J_S>$一定のもと、$<J_L>$を変化させた場合の破線については、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い破線が太い破線の下側から上側へ、$<J_L>$、$<J_S>$一定のもと、$<J_G>$を変化させた場合の実線については$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い実線が太い実線の上側から下側へと移り、ともに途中で交差を生じていた。さらに、固気液三相スラグ流の太い実線は太い破線よりも傾きが大きかった。したがって、これらの点において推算結果は測定結果と定性的に一致しない。$\overline{V}_L$に対しても測定結果では、各曲線は交差を生じ、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い破線が太い破線の上側から下側へ、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い実線が太い実線の下側から上側へと移っていたが、推算結果では、破線、実線ともに、太線が細線の上側に位置し、測定結果のように交差を生じていない。ただし、破線の方が傾きが大きいという点では、測定結果と一致している。一方、$\overline{V}_S$に対する測定結果は、破線、実線とも$<J_S>$の大きいものが上側に位置し、その傾きは破線の方が大きかったが、推算曲線は、完全に重なっており、測定結果と一致しない。

図６－１６(b)～(h)の平面ｂ～ｇ、並びに平面ｈのBhaga-Weber[78]、[79]による平面を用いた場合の推算結果は定性的にほぼ同じ傾向であるものが多いので、まとめて議論する。$\overline{V}_G$に対する各曲線の位置関係は複雑で、太い実線と細い実線については、平面ｂ～ｄは細い線が上側、ｅ～ｈでは逆に下側に位置するが、測定結果のように交差を生じるものは見られない。太い破線と細い破線については、平面ｂ～ｇでは

細い線が上側にあるが、ｈでは下側にある。これについても測定結果のように交差を生じるものは見られない。太い破線と太い実線の傾きに関しては、全てにおいて測定結果と反対に、太い破線の傾きが大きい。$\overline{V}_L$に対する実線、破線はともに太線が上側に位置し、傾きは破線の方が大きい。前者は途中で交差を生じていた測定結果とは異なる傾向であるが、後者は同じ傾向である。$\overline{V}_S$に対する推算結果は、平面ｂ、ｃでは測定結果と同様に、破線、実線とも$\langle J_S \rangle$の大きいものが上側に位置し、その傾きは破線の方が大きい。ただし、各線間の間隔は測定結果よりかなり小さく、その結果$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$一定のもと、$\langle J_S \rangle$を変化させた場合の点線の傾きが小さい。ｄ～ｈでは、測定結果と反対に、$\langle J_S \rangle$の大きい方の破線が下側に位置している。

最後に図６－１６(i)に示した加重体積中心モデルによる推算結果について述べる。この推算結果では$\overline{V}_G$に対する細い破線と太い破線、細い実線と太い実線は交差し、$\langle J_T \rangle$の増加とともに、細い破線は太い破線の下から上へ、細い実線は太い実線の上から下へと移動している。これは、測定結果の特性と同じである。ただし、測定結果では太い破線、太い実線ともわずかに上に凸の形状であったのが、推算結果では下に凸の形状となっている。また、気液二相スラグ流を示す細い曲線では、破線の傾きが実線の傾きより大きく、固気液三相スラグ流を示す太い曲線では、破線の傾きが実線の傾きより小さくなっていて、これも測定結果の特性を再現している。$\overline{V}_L$に対しても測定結果と同様に各曲線は交差し、$\langle J_T \rangle$の増加とともに、細い破線は太い破線の上から下へ、細い実線は太い実線の下から上へと移動している。一方、$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも$\langle J_S \rangle$の大きいものが測定結果と同様に上側に位置する。$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線も$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$ともに上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致している。本節（２）の各相体積率、並びに、ここで述べたように各相平均速度に対する加重体積中心モデルによる推算結果は、かなりの部分で測定結果の複雑な定性的特性を再現している。ただし、ここで用いた推算式は、図６－１６(a)～(g)のように、各平面上でのデータを一次直線で近似したものではなく、各項を複雑な関数形で与えているため、このような一致が見られるのはある程度当然かもしれない。しかし、体積率・平均速度曲線の交差の再現等、他の推算法では見られなかった特性を持っており、このことより加重体積中心モデルは今後十分検討するに値する固気液三相スラグ流の推算モデルの一つとして位置づけることができると考えられる。

（４）各相体積率推算結果と測定結果との定量的比較

表６－２に、各相の体積率の測定を行った、D、d_Sの10の組み合わせ全てのデータに対する推算値と測定値の比較を示す。その際、回帰直線は、各D、d_Sの組み合わせごとに求めている。表中のSは式(5-124)で定義した推算値と測定値の比の平均値、σ_S(%)は式(5-125)で定義した平均値周りの推算値と測定値の比の標準偏差である。なお、加重体積中心モデルに関しては、一つのD、d_Sの組み合わせに対してしか定式化されていないので、ここでは除外する。表より、Sはどの場合も非常に１に近い値を示している。これは、回帰線を各D、d_Sの組み合わせごとに求めたためである。したがって、この値周りのばらつきを示すσ_S(%)の値が小さい平面ほど、各相の体積率推算に有効な平面であることを示している。なお、表中の液相の推算については、気相と固相の体積率を１から除して求めたものである。

気相に関してみると、σ_S(%)の値は、平面ａ、ｂ、ｃで小さい。すなわち、ドリフトフラックスモデルの$\langle J_T\rangle-\overline{V}_G^{\alpha}$平面、本章で提案した$\langle M_T\rangle-\overline{W}_G^{\gamma}$平面、及び$\langle P_T\rangle-\overline{K}_G^{\chi}$平面において整理を行った場合に固気液三相スラグ流の気相体積率が良い推算結果が得られることがわかる。一方、固相に関してみると、σ_S(%)の値は、平面ｂ、ｃ、ｄで小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の固相体積率推算には本章で提案した$\langle M_T\rangle-\overline{W}_S^{\gamma}$平面、$\langle P_T\rangle-\overline{K}_S^{\chi}$平面及び$\langle E_T\rangle-\overline{T}_S^{\varepsilon}$平面において整理を行った場合に良い結果が得られることがわかる。今後、このような平面を利用した固気液三相スラグ流の各相体積率・平均速度推算法が開発されるであろう。

６．７．２　全ての流動条件を推算式中に取り入れた各相体積率推算法による推算結果

（１）各相体積率の推算結果

本節では、流動条件、流路条件、流体物性値等の入力量から、固気液三相スラグ流の各相体積率・平均速度が全て推算可能な推算法を取り上げ、その推算結果と実験による測定値との定性的比較並びに定量的比較を行う。取り上げる推算法は、①佐田富らの方法、②Weber-Dedegilの方法、③都田らの方法、④気体－固液混合体モデル、⑤ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法、⑥局所相対速度モデルに基づく推算法の６種類である。D=20.9mm、d_S=2.57mmの条件に対するこれらの推算法による各相体積率の推算結果を図４－３と同じ座標系で測定

値とともに示したものが、それぞれ図６－１７～６－２１である。各図(a)において気相体積率、(b)において液相体積率、(c)において固相体積率を比較する。各推算法の推算結果はいずれも、D=20.9mm、d_S=2.57mmの条件下での各相体積率の基本的な性質、すなわち、ある相の体積流束を増加させると、その相の体積率が上に凸の形状で増加し、他の相の体積率が下に凸の形状で減少するという特性に対してはこれらの全てのもので満足に推算している。しかし、前節に示した推算法の場合と同様に、気相と液相の体積流束を一定に保ったままで、固相の体積流束を増加させた際、D＝30.6mm、d_S＝4.17mm の$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.40 m/s 及び$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.50 m/sにおいて、液相の体積率がわずかではあるが増加する特性は、どの推算法によっても再現されなかった。以下では各推算法の推算結果の定性的特性を調べていく。なお、固相を加えた場合の気相と液相の体積率の変化を４．２．３節の（３－４）で行った分類を用いて示すが、その際、気液二相スラグ流の体積率曲線と固相体積流束$<J_S>$=0.050m/sの場合の固気液三相スラグ流の体積率曲線を用いて検討する。

図６－１７(a)～(c)は佐田富らの方法による推算結果である。同図(a)において、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$の破線が、$<J_S>$の値にかかわらず、ほぼ重なり合っている。すなわち、ある$<J_T>$において、$<\alpha_G>$は$<J_G>$のみに影響され、残る$<J_L>$、$<J_S>$の各々の大きさには影響されないことを示している。これは前節の平面ａ、すなわち$<J_T>-\overline{V}_G^{\alpha}$平面上での整理法による推算結果の特性と一致している。これは、$<\alpha_G>$の測定値の定性的特性、すなわち、$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせによって、$<J_S>$の$<\alpha_G>$に対する影響が異なっているという特性に相反する。一方、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を変化させた場合の実線は重なったりあるいは互いに交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側に位置する。これは測定値の特性と一致している。したがってこの場合、前節の平面ａと同様に、４．２．３節の（３－４）での分類では、見られなかった新たなパターンとなっている。すなわち、固相を増加させた場合の曲線が、液相を増加させた曲線と全く重なり合っているというパターンである。しかも、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてこのパターンということになり、表４－１(a)と比較すると測定結果と一致していないことがわかる。一方、液相体積率に対する推算結果、図６－１７(b)では、実線、破線とも$<J_S>$の値によって重なることなく離れていて、ともに$<J_S>$が大きいものほど下側にある。すなわち、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて$<J_T>$が

表4－2(a)に示した測定結果と比較すると、$<J_G>$が小さいか$<J_L>$が大きい場合に測定結果と一致していることがわかる。なお、$<J_L>$が小さい場合ほど各$<J_S>$に対する実線、すなわち、$<J_L>$一定のもとで$<J_G>$を増加させたときの推算結果が離れており、$<J_S>$の大きいものほど下側にある。この傾向も、測定結果と一致する。$<J_S>$を加えた際の点線の傾き、すなわち気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値で、$<\alpha_G>$に対しては$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きく、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さく$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。これも測定値の特性と一致している。ただし、$<\alpha_L>$に対する点線が$<J_L>$=0.90m/sあるいは$<J_G>$=0.6m/sのときに上に凸の形状で減少し、この点においては全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて下に凸の形状であった測定値の特性と異なっている。図6－17(c)の固相体積率について調べると、測定結果と同様に、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$増加時（実線）の方が、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$増加時（破線）よりも小さい傾きで減少するという特性が得られている。また、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関しても再現できている。

図6－18(a),(b),(c)はWeber-Dedegilの方法による推算結果である。これは、6．2．2節の（a）で述べたように、気液二相流の推算式としてSmithの式、固液二相流の推算式としてドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法を用いた場合である。この方法の場合、図6－18(a)に示す気相に対する破線は重なったりあるいは測定結果のように交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側にある。実線は測定結果と同じようにやはり$<J_S>$が大きいものほど下側にあるので、$<\alpha_G>$のパターンは、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてパターンⅠになる。これは、$<J_G>$=0.45m/s、0.60m/sかつ$<J_L>$=0.50m/s、0.70m/sの場合には測定結果と一致している。ただし、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_S>$を増加させた場合の点線が、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて上に凸の形状を示しており、下に凸の形状であった測定結果と定性的に異なっている。一方、図6－18(b)の$<\alpha_L>$の推算結果における実線及び破線の定性的傾向は上述の佐田富らの推算結果のものと同一である。点線の傾きで表される気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値であり、$<\alpha_G>$に対しては$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きく、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が

小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。これは測定値の特性と一致している。ただし、$<\alpha_G>$に対する点線が全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて上に凸の形状で減少し、下に凸の形状であった測定値の特性と異なっている。図６－１８(c)の固相体積率について調べると、測定結果と同様に、実線の方が、破線よりも小さい傾きで減少するという特性が得られている。また、この方法においても、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関して再現できている。

図６－１９(a)～(c)の都田らの方法において、$<\alpha_G>$に対する実線と破線の推算特性は佐田富らの推算結果と同じことがいえる。すなわち、図６－１９(a)において、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させた場合の$<\alpha_G>$の破線が、$<J_S>$の値にかかわらず、ほぼ重なり合い、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて４．２．３節の（３－４）での分類では、見られなかった新たなパターンとなっている。これは、表４－１(a)と比較すると測定結果と一致していないことがわかる。図６－１９(b)の液相体積率$<\alpha_L>$の推算結果に対する実線と破線の定性的傾向は上述の佐田富ら及びWeber-Dedegilの方法の推算結果のものと同一である。点線の傾きで表される気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値であり、$<\alpha_G>$に対しては$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きく、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。また、各点線は全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて下に凸の形状であり、これらの特性は測定値の特性と一致している。図６－１９(c)の固相体積率については、測定結果と同様に、実線の方が、破線よりも小さい傾きで減少するという特性、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関して測定結果を再現できている。ただし、推算結果が測定結果よりかなり大きい値を算出する傾向が確認できる。なお、定量的比較については、本節（ｃ）で行う。

図６－２０(a),(b),(c)は気体－固液混合体モデルによる推算結果である。これは、６．２．２節の（ｃ）で述べたように、Weber-Dedegilの方法と同じ推算式の組み合わせ、すなわち気液二相流の推算式としてSmithの式、固液二相流の推算式としてドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づける方法を用いた場合である。この方法の場合、図６－２０(a)の$<\alpha_G>$の推算結果において、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線が、$<J_S>$が大きいものほどわずかであるが常に上側にある。こ

れは、途中で交差していた測定結果とは異なる特性であり、しかも上述の３つの推算法とも異なる特性である。特に、Weber-Dedegilの方法とは同じ推算式の組み合わせを用いているのにもかかわらず、逆の特性となった。$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を変化させた場合の実線は、他の推算法と同様、重なったりあるいは互いに交差することなく、$<J_S>$が大きいものほど下側に位置する。したがって、$<\alpha_G>$のパターンは全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてパターンⅡとなる。これは、$<J_G>$=0.30m/sと全ての$<J_L>$、及び$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.90m/sの組み合わせの場合に測定結果と一致している。一方、図６－２０(b)の液相体積率$<\alpha_L>$における実線と破線の推算結果の定性的傾向は上述の佐田富ら、Weber-Dedegil及び都田らの方法の推算結果のものと同一である。$<J_G>$、$<J_L>$一定の下で固相を添加した場合の体積率変化を表す点線の特性については、点線の傾きで表される気液各相の$<J_S>$による体積率変化率は、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて負の値であり、$<\alpha_G>$に対しては$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいほどその絶対値は大きく、$<\alpha_L>$に対しては$<J_G>$が小さくて$<J_L>$が大きいほどその絶対値は大きい。また、各点線は全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいてわずかではあるが下に凸の形状であり、これらの特性は測定値の特性と一致している。図６－２０(c)の固相体積率については、測定結果と同様に、実線の方が、破線よりも小さい傾きで減少するという特性、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関して測定結果を佐田富ら、Weber-Dedegil及び都田らの方法と同様に再現できている。

図６－２１(a),(b),(c)はドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法による推算結果である。本方法では$<\alpha_G>$をドリフトフラックスモデルを固気液三相流に適用した式(6-1)で求めているために、$\overline{V}_G$ひいては$<J_G>$一定の下での$<\alpha_G>$に及ぼす$<J_L>$と$<J_S>$の影響が同じになるのは自明である。これは、前節の平面（ａ）についても同様である。したがって、図６－２１(a)の$<\alpha_G>$推算結果における$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を変化させた場合の破線が、上述の佐田富ら及び都田らの方法と同様、$<J_S>$の値にかかわらず重なり合っている。実線の方は、$<J_S>$の大きいものほど下側にあるため、全ての$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせにおいて４．２．３節の（３－４）での分類では、見られなかった新たなパターン、すなわち、固相を増加させた場合の曲線が、液相を増加させた曲線と全く重なり合っているというパターンであり、表４－１(a)と比較すると測定結果と一致していない。図６

－２１(b)の液相体積率$\langle \alpha_L \rangle$における実線と破線の推算結果の定性的傾向は上述の佐田富ら～気体－固液混合体モデルの方法の推算結果のものと同一で、測定結果とも等しい。$\langle J_S \rangle$を加えた際の点線の傾き、すなわち気液各相の$\langle J_S \rangle$による体積率変化率は、全ての$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせにおいて負の値で、$\langle \alpha_G \rangle$に対しては$\langle J_G \rangle$が大きく$\langle J_L \rangle$が小さいほどその絶対値は大きく、$\langle \alpha_L \rangle$に対しては$\langle J_G \rangle$が小さく$\langle J_L \rangle$が大きいほどその絶対値は大きい。これは測定値の特性と一致している。しかし、$\langle \alpha_L \rangle$に対する点線が$\langle J_L \rangle$、$\langle J_G \rangle$がともに小さい場合を除いて上に凸の形状で減少し、この点においては全ての$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせにおいて下に凸の形状であった測定値の特性と異なっている。図６－２１(c)の固相体積率については、測定結果と同様に、実線の方が、破線よりも小さい傾きで減少するという特性、$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$一定のもとで$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$\langle J_T \rangle$の増加とともに減少するという特性に関して測定結果を前述の諸推算法と同様に再現できている。

図６－２２(a),(b),(c)の局所相対速度モデルに基づく推算法による推算結果においては、同図(a)の$\langle \alpha_G \rangle$推算結果における破線が$\langle J_L \rangle$が大きくなるにつれその間隔は小さくなっている。測定結果のように交差するには至っていないが、この延長線上で交差を生じる可能性がある。しかし、図示の範囲内では$\langle J_S \rangle$が大きいものほどわずかではあるが常に下側にある。実線は他の推算法並びに測定結果と同様に、$\langle J_S \rangle$が大きいものほど下側にあるので、$\langle \alpha_G \rangle$のパターンは、全ての$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせにおいてパターンＩになる。これはWeber-Dedegilの方法による推算結果の特性と同じである。図６－２２(b)の液相体積率$\langle \alpha_L \rangle$における実線と破線の推算結果の定性的傾向は、上述の全ての方法の推算結果のものと同一で、測定結果とも等しい。点線の傾きで表される気液各相の$\langle J_S \rangle$による体積率変化率は、全ての$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせにおいて負の値であり、$\langle \alpha_G \rangle$に対しては$\langle J_G \rangle$が大きく$\langle J_L \rangle$が小さいほどその絶対値は大きく、$\langle \alpha_L \rangle$に対しては$\langle J_G \rangle$が小さくて$\langle J_L \rangle$が大きいほどその絶対値は大きい。これらの特性は測定値の特性と一致している。ただし、$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$一定の下で固相を添加した場合の体積率変化を表す点線の特性のうち、$\langle \alpha_L \rangle$に対する点線が、$\langle J_L \rangle$、$\langle J_G \rangle$がともに小さい場合を除いて上に凸の形状で減少し、この点においては、全ての$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせにおいて下に凸の形状であった測定値の特性と異なっている。図６－２２(c)の固相体積率については、実線の方が、破線よりも小さい傾きで減少するという特性、$\langle J_G \rangle$、

$<J_L>$一定のもとで$<J_S>$を増加させた場合の体積率変化を表す点線の傾きが、ほぼ$<J_T>$の増加とともに減少するという特性に関して測定結果を再現できている。これは、前述の諸推算法と同様である。

（２）各相平均速度の推算結果

次に、測定結果と各推算法による推算結果の比較を図４－４８と同じ、$<J_T>$－$\overline{V}_i$平面上で行う。図６－２３(a)～(f)に、体積率の場合と同じ順序でこれらの比較を示す。なお、図６－１６(a)～(f)の場合と同様に、気相、液相体積流束の中央値、すなわち$<J_G>=0.45$m/sと$<J_L>=0.70$m/sに関する曲線だけを抜き出して表示した。固相体積流束については$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$に対しては気液二相スラグ流の場合（$<J_S>=0$）と$<J_S>=0.050$m/sを、$\overline{V}_S$に対しては$<J_S>=0.010$m/sと$<J_S>=0.050$m/sの曲線を示した。どの推算法によっても、破線と実線、すなわち、$<J_S>$、$<J_G>$一定のもとでの$<J_L>$を増加させた場合と、$<J_S>$、$<J_L>$一定のもとでの$<J_G>$を増加させた場合の平均速度曲線が$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$ともに、右上がりとなっている。すなわち、$<J_L>$、$<J_G>$を増加させるとどの相の平均速度も増加するという特性を表しており、これは測定結果の定性的傾向と一致している。そのときの曲線の形状も、測定結果と同様にわずかに上に凸である。また、どの推算法によっても、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$に対する破線の傾きが実線の傾きより大きい。すなわち、$<J_G>$を増加させるよりも、$<J_L>$を増加させたときの方が液相、固相の平均速度の増加率が大きいという特性を表しており、これも測定結果の定性的傾向と一致している。しかし、その他の推算値の特性は推算法によって異なっており、以下に各推算法ごとの推算特性について述べていく。

まず、図６－２３(a)に示した佐田富らの推算法による推算結果について述べる。この推算結果では$\overline{V}_G$に対する細い破線（気液二相スラグ流）と太い破線（固気液三相スラグ流）はほとんど重なっている。一方、細い実線は常に太い実線の上側にある。測定結果ではこれらの曲線は交差を生じ、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い破線が太い破線の下側から上側へ、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い実線が太い実線の上側から下側へと移っていった。また、実線の傾きが気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流とも破線の傾きより大きい。すなわち、どちらの流れにおいても気相を増加させた場合の方が液相を増加させた場合よりも$\overline{V}_G$の増加率が大きいことを表しているが、測定結果の特性では、固気液三相スラグ流では

これと一致しているが、気液二相スラグ流では逆であった。$\overline{V}_L$に対してもこの推算結果の細い破線と太い破線はほとんど重なり、細い実線は常に太い実線の下側にある。測定結果ではこれらの曲線は交差を生じ、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い破線が太い破線の上側から下側へ、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加とともに細い実線が太い実線の下側から上側へと移っている。$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも$<J_S>$の大きいものが上側に位置し、測定結果と一致している。$<J_G>$、$<J_L>$一定の下で$<J_S>$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は、どの相に対しても上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、このことも測定結果の特性と一致している。

図６－２３(b)にはWeber-Dedegilの推算法による各相平均速度の推算結果を示す。この推算結果では$\overline{V}_G$に対する細い破線が太い破線の下側に位置し、細い実線は太い実線とほとんど重なっていて、ともに測定結果のように交差はしていない。また、佐田富らの推算法による推算結果と同様に、実線の傾きが気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流とも破線の傾きより大きい。ここに示したWeber-Dedegilの推算法による推算結果は気液二相スラグ流の体積率推算式としてSmithの推算法を用いた場合である。５．２．３節で述べたように気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$の推算結果においてSmithの推算法の推算結果では実線の傾きが破線の傾きより大きかったが、この推算特性がここに示した推算特性に影響を及ぼしていることは言うまでもない。$\overline{V}_L$に対する曲線では、細い破線は太い破線とほとんど重なっていて、細い実線は太い実線の下側に位置していて、これもともに測定結果のように交差はしていない。$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも交差を生じ、$<J_T>$の小さいうちは$<J_S>$の大きいものが上側に位置しているが、$<J_T>$の大きいときには$<J_S>$の大きいものが下側に位置し、測定結果と一致しなくなる。$<J_G>$、$<J_L>$一定の下で$<J_S>$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$に対しては上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致しているが、$\overline{V}_S$に対する点線が$<J_T>$の大きいときに右下がりとなって測定結果と一致しなくなる。

都田らの推算法による各相平均速度の推算結果については、図６－２３(c)に示すように$\overline{V}_G$に対する各平均速度曲線がほとんど重なっている。すなわち、気相平均速度は気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流の違い及び$<J_T>$のうちの各相体積流束の内訳の違いにかかわらず、$<J_T>$の値でほぼ決まることになる。このことは測定結果とは一致しない。$\overline{V}_L$に対する曲線では、破線、実線ともに、細線が太線

の下側に位置し、測定結果のように交差を生じていない。一方、$\overline{V}_S$に対する推算曲線では、$\langle J_S \rangle$の異なる破線が完全に重なり合い、測定結果とは一致していないが、実線については$\langle J_S \rangle$の大きいものが測定結果同様上側に位置する。$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は、どの相に対してもわずかに上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、このことも測定結果の特性と一致している。

図6－23(d)に、気体－固液混合体モデルによる各相平均速度の推算結果を示す。まず、$\overline{V}_G$に対しての破線と実線はともに細線が太線の上側に位置している。実線の傾きは気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流とも破線の傾きより大きく、測定結果の特性と、気液二相スラグ流では一致しないが固気液三相スラグ流では一致する。これは、Weber-Dedegilの推算法と同様、気液二相スラグ流の体積率推算式として用いているSmithの推算法の推算特性が影響したものである。一方、$\overline{V}_L$に対する曲線では、破線、実線ともに、細線が太線の下側に位置し、測定結果のように交差を生じていない。$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも交差を生じ、$\langle J_T \rangle$の小さいうちは$\langle J_S \rangle$の大きいものが上側に位置しているが、$\langle J_T \rangle$の大きいときには$\langle J_S \rangle$の大きいものが下側に位置し、測定結果と一致しなくなる。$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$一定の下で$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$に対しては上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致しているが、$\overline{V}_S$に対する点線が$\langle J_T \rangle$の大きいときに右下がりとなって測定結果と一致しなくなる。

図6－23(e)にはドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法による推算結果を示す。$\overline{V}_G$に対する各平均速度曲線が完全に重なっている。これは、本節（1）でも述べたとおり本推算法では$\overline{V}_G$をドリフトフラックスモデルを固気液三相流に適用した式(6-1)で求めているために、$\overline{V}_G$が$\langle J_T \rangle$のみの関数となるのは自明である。したがって、測定結果とは一致しない。$\overline{V}_L$に対しては、破線、実線ともに、細線が太線の上側に位置し、測定結果のように交差を生じていない。一方、$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも$\langle J_S \rangle$の大きいものが測定結果とは逆に下側に位置する。$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$に対してはわずかに上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致しているが、$\overline{V}_S$に対する点線が右下がりとなって測定結果と一致しない。

図６－２３(f)に示した局所相対速度モデルによる推算結果では、$\overline{V}_G$に対しての破線と実線はともに細線が太線の下側に位置している。すなわち$\langle J_T \rangle$が等しければ固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$が常に気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$より大きい値となっていて、測定結果とは一致していない。破線の傾きは気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流とも実線の傾きより大きく、測定結果の特性と、固気液三相スラグ流では一致しないが気液二相スラグ流では一致する。$\overline{V}_L$に対しては、破線、実線ともに、細線が太線の下側に位置し、測定結果のように交差を生じていない。一方、$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも$\langle J_S \rangle$の大きいものが測定結果とは逆に下側に位置する。$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線は$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$に対してはわずかに上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致しているが、$\overline{V}_S$に対する点線が右下がりとなって測定結果と一致しない。

（３）各相体積率推算結果と測定結果との定量的比較

本節の最後に、各推算法による各相体積率の推算結果と本測定結果との定量的比較を行う。表６－３～５に、第５章で定義した推算値と測定値の間の統計量を、気相、液相、固相の体積率に対して示す。測定値として用いたデータは、第４章で示した本実験における固気液三相スラグ流の体積率の全データ（Ｄ、d_Sの１０通りの組み合わせ、データ総数1386個）である。局所相対速度モデルのデータ数の和が43個少ないのは、これらのデータに対して収束解が得られなかったためである。

表より、これらの中で本実験における固気液三相スラグ流の体積率の全データを精度よく推算できる方法としてあげられるのは、局所相対速度モデルに基づく方法である。次いで、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法、気体－固液混合体モデル、Weber-Dedegilの方法、佐田富らによる方法が良い精度である。逆に、都田らによる方法では、定性的特性のところでも述べたとおり、特に固相体積率を測定値より大きく見積もる傾向が強い。ただし、局所相対速度モデルに基づく方法とドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法は、本実験結果のデータベースをもとに、相関式を作成しているため、ある程度推算結果が良くなるのは当然であるとも考えられる。しかし、局所相対速度モデルに基づく方法は、Ｓが１に近いだけでなく、どの相に対しても、ＩＤ±等の偏差を表す指標が各推算法中最小の値をとっている。これより、この方法が既存の方法を交えた固気液三相スラグ流の巨視的モデルのうちでも、体積率推算に非常に有効な方法の

一つとしてあげることができると考えられる。

6．8　既存の摩擦圧力降下推算法

本研究では、固気液三相スラグ流の特徴として、気泡後端圧力降下の発生を考慮しているが、既存の固気液三相スラグ流の圧力降下に関する研究例では、全圧力降下から重力による圧力降下を引き去った残りを単に摩擦圧力降下として整理している。そこで、本節と次節ではこれら既存の方法による摩擦圧力降下の推算結果を本実験により得られた摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下の和と比較することとする。

鉛直管内の固気液三相流の摩擦圧力降下に関する研究として、エアリフトポンプ関連では、宇佐美－山門[83]によるものがある。彼らは、固気液三相流の摩擦圧力降下は液相による摩擦が主であり、固体粒子濃度が10%程度より小さい場合には、気液二相流の摩擦圧力降下推算式でそのまま推算できるものとしている。

加藤ら[68]は、前述の気液二相流の摩擦圧力降下に関する赤川[23]の式(5-169)において、液相を固液混合物に置き換えることによって固気液三相流の摩擦圧力降下を推算する方法を提案している。単位長さあたりの固気液三相流の摩擦圧力降下を$(dP/dz)_F$、固液二相流の摩擦圧力降下を$(dP/dz)_{F,LS}$とすると、固気液三相流と固液二相流の摩擦圧力降下比Φ^2_{LS}は、次式で定義される。

$$\Phi^2_{LS} = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{F,LS}} \tag{6-45}$$

ここで考えている固液二相流とは、固気液三相流の液相と固相の体積流束を持ち、管内を満たして流れる流れである。加藤らは、赤川の式(5-169)の形をそのまま用い、次式でΦ^2_{LS}を相関づけている。

$$\Phi^2_{LS} = (1 - \langle\alpha_G\rangle)^{-z} \tag{6-46}$$

しかも、指数zの値として、気液二相流と同様に、1.51が実験値の平均的な値であるとしている。なお、本推算法で固気液三相流の摩擦圧力降下を算出するには固液二相流の摩擦圧力降下を求める必要があるが、特にその方法については述べられていない。そこで、後に示す推算結果を求める際には、固液二相流の摩擦圧力降下式

として５．５．２節で提案した粒子径－管内径比、流速比並びに固相体積率を考慮した摩擦圧力降下推算法を用いて推算を行う。

また、気液二相流の摩擦圧力降下推算法として用いられるＬ－Ｍ法を固気液三相流に拡張した都田ら[73]の方法がある。これは、Scott-Rao[84]によって提案されたＬ－Ｍ法を水平管内の固気液三相流における摩擦圧力降下に適用する方法を、鉛直管内固気液三相流に対して用いたものである。これによると、Chisholm[22]の相関式(5-167)において、式(5-164)に示した気液二相流に対するＬ－Ｍ法で用いられている液相単相流と気相単相流の摩擦圧力降下の比 χ^2の代わりに、式(6-47)に示す固液二相流の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{F,LS}$と気相単相流の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{F,G1}$の比 χ_{LS}^2を用いれば、式(6-48)に示す固気液三相流の摩擦圧力降下の摩擦圧力降下$(dP/dz)_F$と気相単相流の摩擦圧力降下の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{F,G1}$の比Φ_{G3}^2が算出できるとしている。すなわち、式(6-49)が、Φ_{G3}^2の相関式となる。

$$\chi_{LS}^2 = \frac{(dP/dz)_{F,G1}}{(dP/dz)_{F,LS}} \tag{6-47}$$

$$\Phi_{G3}^2 = \frac{(dP/dz)_F}{(dP/dz)_{F,G1}} \tag{6-48}$$

$$\Phi_{G3}^2 = 1 + c\,\chi_{LS} + \chi_{LS}^2 \tag{6-49}$$

式中の定数ｃの値は、気液二相流の場合と同様に、気相、固液二相流が乱流－乱流のとき20、層流－乱流のとき12、乱流－層流のとき10、層流－層流のとき5となる。

佐田富ら[82]は、これに用いる固液二相流の摩擦圧力降下式として５．５．１節で述べた彼ら自身の方法を用いることを提案している。後に示す推算結果は、佐田富らの式を用いて求めたものであり、都田－佐田富と表示する。

また、都田ら[73]は、Ｌ－Ｍ法を用いることを示したのと同じ論文において、気相と固液混合相の分離流モデルを考え、力の釣り合いより全圧力降下を求める次の式を提案した。式中のΓは、固気液三相流の全圧力降下$(dP/dz)_T$と固液二相流における全圧力降下$(dP/dz)_{T,LS}$の比である。

$$\Gamma = \left\{ <\alpha_G>\frac{\rho_G}{\rho_L} + (1-<\alpha_G>) \right\} \frac{2}{\lambda_{LS}} \left\{ \frac{(<J_L>+<J_S>)^2}{gD} \right\}^{-1} + (1-<\alpha_G>)^{-2}$$

$$+0.49\ (1-<\alpha_G>)^{2.02} \left(\frac{d_S}{D} \right)^{-0.02} \frac{4\beta_S}{\lambda_{LS}} \left\{ \frac{<J_S>}{<\alpha_S>} \frac{(<J_L>+<J_S>)}{gD\ (\frac{\rho_S}{\rho_L} - 1)} \right\}^{-1} \tag{6-50}$$

ここで、λ_{LS}は固液二相流の摩擦損失係数で、$<J_L>+<J_S>$を代表速度とする液相単相流の摩擦損失係数の値が用いられる。この式で求められるΓに固液二相流における全圧力降下を掛け合わせると、固気液三相流の全圧力降下が得られ、その値から重力による圧力降下を引き去れば、摩擦圧力降下が推算できる。なお、以上述べた各推算法において、各相体積率の値も必要となるが、推算法の定性的特性を論じる際には、本章で提案した局所相対速度モデルに基づく体積率推算法を用いて得られた各相体積率の計算結果を使用し、測定値との定量的比較を行う際には、各相体積率の測定結果を代入して摩擦圧力降下を求めることとする。

６．９　摩擦圧力降下の推算結果

図６－２４～６－２６に、それぞれ加藤ら、都田－佐田富、都田らによる固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下の推算結果を、図４－９８(c)に示した固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下・気泡後端圧力降下の和の測定結果と同じ座標系に曲線群で示す。実線は$<J_L>$、$<J_S>$一定のもと、$<J_G>$を増加させた場合、破線は$<J_G>$、$<J_S>$一定のもと、$<J_L>$を増加させた場合、点線は$<J_G>$、$<J_L>$一定のもと、$<J_S>$を増加させた場合の変化を示し、細い線は気液二相スラグ流、太い線が固気液三相スラグ流に対する推算結果である。また、プロット点が測定結果である。これら３つの方法による推算結果の共通点は、破線の勾配が実線の勾配より大きく、この結果は測定結果と一致している。しかし、他の傾向はかなり異なっている。図６－２４の加藤らの推算線は、$<J_S>$を変化させてもほとんど重なり合っており、固相の添加が、摩擦圧力降下にあまり影響を及ぼさない結果となっている。これは、測定結果の傾向と異なる。図６－２５の都田－佐田富の推算線は、$<J_S>$が大きいほどわずかではあるが上側に移動しており、この傾向は測定結果と一致している。しかし、その増加の程度は測定値より著しく小さい。図６－２６の都田の方法によ

る推算線は、$\langle J_S \rangle$が大きいほど逆に下側に来ており、気液二相スラグ流より固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下が小さくなるという結果になっている。

以上のように、既存の方法による固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下の推算結果は、本測定結果の定性的特性を満足に表せているとは言えない。次に、これらの推算結果と測定結果の定量的比較を行う。表6－6に、これら3種類の推算法による固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下推算値と摩擦圧力降下・気泡後端圧力降下の和の測定値の間の諸統計量を示す。比較を行ったデータは体積率の場合と同様、全10条件のD、d_Sの組み合わせに対するものであるが、データ数は一部圧力降下が測定できなかった測定条件があるため体積率の場合より少なく1224である。これら3種類の推算法による固気液三相スラグ流の摩擦圧力降下推算値は、測定値との比がいずれも1よりかなり大きく、摩擦圧力降下を測定値よりもかなり小さめに推定していることがわかる。都田らの方法のσ_S、ID±の値が非常に大きいのは、負の推算結果が頻繁に生じているためである。いずれの方法も、本測定値を定量的に精度良くあらわせているとはいえない。将来、巨視的量に基づく方法として、新たな精度の良い摩擦圧力降下の推算式を求める必要があろう。

6．10　結言

本章では、巨視的量を用いる一次元モデルに基づく固気液三相スラグ流の各相体積率と摩擦圧力降下の推算法について述べた。まず、各相体積率に関しては、既存の推算法をドリフトフラックスモデルに関連するものと、気液二相流・固液二相流の体積率推算法を組み合わせる方法について示し、ついで、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法、局所相対速度モデルに基づく推算法、加重体積中心モデルに基づく推算法、質量・運動量・エネルギー中心速度に基づく整理法を三相流に拡張する方法を提案した。ついで、測定値とこれらの諸方法による推算値との比較を行った。

まず、固気液三相流の各相体積率並びに平均速度の整理を行う平面についての提案に対し、8種類の平面上で固気液三相スラグ流の体積率・各相平均速度に関連するデータを整理し、全て一次関数で表して、その相関具合を調べた。その結果、気相に関してはドリフトフラックスモデルの$\langle J_T \rangle-\overline{V}_G^{\alpha}$平面、本論文で提案した$\langle P_T \rangle-\overline{K}_G^{\chi}$平面、$\langle E_T \rangle-\overline{T}_G^{\varepsilon}$平面、Bhaga-Weber[78],[79]による［$(\langle J_G \rangle+\langle J_L \rangle)/\{\langle \alpha_L \rangle(1$

$-\langle\alpha_G\rangle)^n\}]-[\overline{V}_G^{\alpha}(1-\langle\alpha_S\rangle)/\{\langle\alpha_L\rangle(1-\langle\alpha_G\rangle)^n\}]$平面が、良い相関を示した。一方、固相に関しては、$\langle M_T\rangle-\overline{W}_S^{\gamma}$平面、$\langle P_T\rangle-\overline{K}_S^{\chi}$平面、$\langle E_T\rangle-\overline{T}_S^{\varepsilon}$平面、$U_m-\overline{V}_S^{\alpha}$平面（佐田富ら[82]が提案）、$U_p-\overline{V}_S^{\alpha}$平面で、良い相関が得られた。また、上述の一次関数を用いて体積率推算を行ったところ、気相に関しては、ドリフトフラックスモデルの$\langle J_T\rangle-\overline{V}_G^{\alpha}$平面、本章で提案した$\langle M_T\rangle-\overline{W}_G^{\gamma}$平面、及び$\langle P_T\rangle-\overline{K}_G^{\chi}$平面において整理を行った場合に、固相に関してみると、本章で提案した$\langle M_T\rangle-\overline{W}_S^{\gamma}$平面、$\langle P_T\rangle-\overline{K}_S^{\chi}$平面及び$\langle E_T\rangle-\overline{T}_S^{\varepsilon}$平面において整理を行った場合に良い結果が得られることがわかった。今後、これらの平面を用いた新たな体積率推算法が開発されるであろう。また、加重体積中心モデルに基づく推算法についても、現段階では汎用的な推算法とはなっていないが、体積率曲線、平均速度曲線の交差を含めた諸定性的特性を再現しており、今後、これに基づいた精度の良い推算式が得られる可能性を秘めている。

ついで、全ての流動条件を推算式中に取り入れた各相体積率推算法による推算結果について検討を行った。その結果、固気液三相スラグ流の体積率の全データを精度よく推算できる方法としてあげられるのは、局所相対速度モデルに基づく方法、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた推算法、気体－固液混合体モデル、Weber-Dedegilの方法、佐田富らによる方法であった。特に局所相対速度モデルに基づく推算法が各相体積率推算に対して有効であることを確認した。しかし、この方法でさえも、固気液三相スラグ流の各相体積率・平均速度の複雑な定性的特性を十分に表しているとは言えない。

一方、摩擦圧力降下に関しては、既存の３種類の推算法とその推算結果を示した。いずれの方法も、本測定値を定性的、定量的に精度良くあらわせているとはいえないことがわかった。したがって、このような巨視的量を用いる一次元モデルによる固気液三相スラグ流の巨視的量推算の限界を考慮すると、より詳細なモデルに基づいた新たな推算法の開発が不可欠であることが確認できる。そこで、本論文では以下の第７～９章において鉛直管内固気液三相スラグ流モデルに基づく方法を提案し、その有効性を調べることとする。

第7章　スラグ特性量に着目した固気液三相スラグ流のモデル化

7．1　緒言

第1章で述べたような固気液三相流を用いる各種機器、装置を計画・設計し、しかもより効率の良い運転条件でこれらを操作するためには、流れによる運動量損失、すなわち、圧力降下特性を高い精度で知る必要がある。鉛直管内の固気液三相スラグ流における圧力降下の測定結果は、第4章で示したように、まだ一部の条件で得られたに過ぎず、様々な機器、装置の各種運転条件における圧力降下を事前に実験的に求めておくことは非常に困難である。そこで、これまでも第6章で示したような種々の相関式による圧力降下の推定がなされてきた。すなわち、全圧力降下のうち、重力による圧力降下は、各相密度と各相体積率より算出でき、摩擦及び気泡後端圧力降下については、気液、固液二相流に対する推算法を修正して用いる推算法が提案されてきたが､これらは固気液三相スラグ流の流動機構を詳細に検討して体積率や圧力降下を推算するというよりもむしろ、気液二相スラグ流や固液二相流に対する巨視的な取り扱いを固気液三相スラグ流に拡張して各相体積率や圧力降下といった巨視量を予測する方法である。これらの推算精度にはおのずから限度があると考えられる。そこで、気液二相スラグ流に対して提案されたFernandes-Sylvester[32],[34]や、Orell-Rembrand[33]の物理的モデルが気液二相スラグ流の体積率推算において定性的・定量的ともに良好な結果を示したことを参考に、固気液三相スラグ流を物理的にモデル化すれば、各相の体積流束、物性値、固体粒子径、管内径を既知量として、各相体積率や圧力降下をより精度よく推算する方法が作成できるものと考えた。すなわち、本章では十分に発達した定常の鉛直管内固気液三相スラグ流に対して、大気泡部と液体スラグ部からなるスラグユニットを流動軸方向ならびに半径方向に分割し、各部分の各相の流動状況を表わす固気液三相スラグ流モデルを提案する。さらに、このモデルに運動量保存式、質量保存式を適用し、いくつかの構成方程式を用いて各部における各相平均体積率、平均相速度を求め、これをもとに各相平均体積率、時間平均圧力降下を推算する方法を提案する。

本章では、モデルの骨格を構築し、次章で求める各種構成方程式を加えた後、第9章において実際に推算を行う。

7．2　固気液三相スラグ流モデル

図７－１(a)に固気液三相スラグ流のモデルを示す。１つの大気泡部とそれに続く液体スラグ部を一つのスラグユニットとみなし、基本的にそれらが六つの領域より構成されるとした。ここで示すモデルは、基本的には本研究での観察結果に基づいているが、異なる流動条件に対しても適用可能とするために、スラグユニットの構成や各部での相構成に汎用性を持たせた。したがって、モデルを構成する各領域や、各領域内に存在する相については、観察によって確認されたものだけでなく、種々の流動条件において見られる可能性のあるものを加えた。なお、適用する流動条件ごとに適宜ユニットや相の構成を検討し、簡略化する。後述するがその一例を図７－２に示す。

流動軸方向に二分割された大気泡部と液体スラグ部をさらに図７－１(a)に示すように六領域に分割したが、まず液体スラグ部の四領域を上流側、すなわち下方より順に説明する。

領域１：上流側、すなわち下側のスラグユニットの大気泡に隣接し、この大気泡先端部の影響を強く受け、各相の速度分布や体積率分布が軸方向に変化する領域。ここでは固体粒子のみが液相中に存在する。

領域２：大気泡先端部の影響は無視できるほど小さく、各相の速度分布や体積率分布が軸方向に変化せず、固体粒子のみが液相中に存在する領域。

領域３：固体粒子と小気泡が共に存在する領域。

領域４：大気泡部直後の領域で、先行する大気泡とほぼ等しい断面内位置、すなわち、管中央部には密集した小気泡および固体粒子が存在している範囲と、大気泡の液膜部とほぼ等しい断面内位置範囲、すなわち、管壁付近には固体粒子を含む液膜が存在する範囲からなる領域。

流動条件によっては領域１、２をはじめ大気泡周囲の液膜部にも小気泡が存在する。これを、図７－１(b)に示す。この場合、領域２、３の区別がなくなり、液体スラグ部は三領域に分割される。(a)と(b)の違いは、(a)の場合には、大気泡周囲の液膜部と大気泡の上部に小気泡が存在しないが、(b)の場合には、これらにも小気泡が存在していることである。

つぎに大気泡部の領域５と６について説明する。

領域５：大気泡周囲の液膜の厚さが近似的に一定とみなせる領域。

領域６：大気泡先端部で流動軸方向に液膜厚さが変化し、これによって各相速度および体積率分布形が軸方向に変化している領域。

さらに大気泡中に固体粒子と液滴の存在も考慮できるが、第２章で述べたように本実験条件での観察では大気泡中に固体粒子も液滴も全く見られなかった。

このようなモデルを対象に、各相の物性値、体積流束、流路の幾何形状等を既知量としてまず各相の各部での平均体積率と平均速度、全体の各相平均体積率を求め、さらにこれらの値を用いて種々の圧力降下を推算する方法を提案する。

以下で用いるL_k(k=１～６)は各領域ｋの長さ、V_{ik}は領域ｋにおけるｉ相の局所速度、α_{ik}は局所体積率を示す。$\ll\alpha_i\gg_k$はｉ相の領域ｋにおける体積平均体積率で、第２章で定義した量である。すなわち、領域ｋの全体積をυ_{Tk}、領域ｋ中のｉ相の体積をυ_{ik}とすると、$\ll\alpha_i\gg_k=\upsilon_{ik}/\upsilon_{Tk}$である。速度は静止座標系で、全て上昇方向を正とする。

また、各領域の境界線近傍を上流側で－、下流側で＋の符号で示す。境界には薄い境界域を考える。境界域のうち、その前後の領域の各相体積率や速度が大きく異なる大気泡後端部では、３．２．４節で述べた気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$を考慮する。領域４～６では同一断面内においても中央部とその周囲の液膜部に区分したが、以下では中央部を添字ｃで、液膜部を添字ｆで表わす。例えば、領域５の液膜部の固相局所速度をV_{S5f}と示す。$\ll\alpha_i\gg_{kc}$、$\ll\alpha_i\gg_{kf}$はｉ相の領域ｋの中央部並びに液膜部における体積平均体積率であるが、この場合も対象となる体積は領域の全体積であり、領域ｋの全体積をυ_{Tk}、領域ｋの中央部中のｉ相の体積をυ_{ikc}、領域ｋの液膜部中のｉ相の体積をυ_{ikf}とすると、$\ll\alpha_i\gg_{kc}=\upsilon_{ikc}/\upsilon_{Tk}$、並びに、$\ll\alpha_i\gg_{kf}=\upsilon_{ikf}/\upsilon_{Tk}$である。

７．３　各領域への運動量保存式の適用

各相の体積流束、物性値、固体粒子径、管内径を既知量として各相体積率、全圧力降下、重力による圧力降下、摩擦圧力降下、気泡後端圧力降下を求める圧力降下推算法を図７－１(a)に示す固気液三相スラグ流モデルに基づいて導出する。まず、本実験条件の流動状況を考慮して次の仮定をおく。

(a)各相間で熱・物質移動はなく、かつ各相密度が一定の等温流れとする。

(b)十分に発達した定常の鉛直管内上昇流とする。したがって、各領域の長さは

時間的に変化せず、各領域の境界はすべて大気泡上昇速度V_bで上昇する。

(c)気泡後端圧力降下は、領域３と領域４の間の区間で発生する。

大気泡の後端と、ウェイク部の境界は領域４と領域５の間の区間であるが、ここでは仮定(c)のように領域３と領域４の間の区間で気泡後端圧力降下が発生すると仮定する。これは、後の仮定(g)で仮定するように、ウェイク部の液膜は大気泡部の液膜の延長線上にあるとして各相体積率や平均速度は領域４と領域５では変化しないとするためである。また、実際の流れではこの圧力降下は、このような非常に薄い区間で急激に発生するのではなく、ウェイク部のあたりで発生するのであろうが、ここでは簡単のため、このような仮定とする。したがって、水平管での気泡後端圧力降下にあたる圧力降下のモデリングにおいては、液体スラグの先端部で発生する[95]としているが、基本的にはこれと同じ考え方である。

ここで、各領域に一次元定常の運動量保存則を適用し、仮定(a)と(b)を用いて各領域の上流端と下流端の圧力差について示す。

領域１に対して、

$$\langle P\rangle_{1-}-\langle P\rangle_{1+}=(dP/dz)_{F1}L_1+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_1 L_1\} \tag{7-1}$$

領域２に対して、

$$\langle P\rangle_{2-}-\langle P\rangle_{2+}=(dP/dz)_{F2}L_2+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_2 L_2\} \tag{7-2}$$

領域３に対して、

$$\langle P\rangle_{3-}-\langle P\rangle_{3+}=(dP/dz)_{F3}L_3+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_3 L_3\} \tag{7-3}$$

各式の、右辺第１項は、摩擦圧力降下で、$(dP/dz)_{Fk}$が領域kの単位長さあたりの摩擦圧力降下である。右辺第２項は、重力による圧力降下である。

領域４～６のように断面を中心部と液膜部に分割した領域については、

領域４に対して、

$$\langle P\rangle_{4-}-\langle P\rangle_{4+}=(dP/dz)_{F4}L_k+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{4c}+\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{4f})L_k\} \tag{7-4}$$

領域５に対して、

$$\langle P\rangle_{5-}-\langle P\rangle_{5+}=(dP/dz)_{F5}L_k+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{5c}+\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{5f})L_k\} \tag{7-5}$$

領域６に対して、

$$\langle P\rangle_{6-}-\langle P\rangle_{6+}=(dP/dz)_{F6}L_k+g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{6c}+\langle\!\langle\alpha_i\rangle\!\rangle_{6f})L_k\} \tag{7-6}$$

右辺第１項は、摩擦圧力降下で、領域１～３の場合と同じである。右辺第２項は、重力による圧力降下で、中央部と液膜部の各相の体積率の和が用いられる点が異なる。

仮定(a)と(b)の下では各領域の上流端と下流端の圧力差はこのように単位長さあたりの摩擦圧力降下と領域長さの積に単位長さあたりの重力による圧力降下と領域長さの積を加えれば求まり、加速や気泡後端圧力降下の項は出てこない。

各領域の間の圧力降下$<P>_{k+}-<P>_{(k+1)-}$は、その区間長さが無限に短いので、摩擦圧力降下と重力による圧力降下が０となり、加速圧力降下ΔP_Aのみとなる。それは、上下の領域の運動量の差で表される。ただし、大気泡液膜部を流下してきた流れが液体スラグ部に流れ込む領域３と領域４の間の区間では、仮定(c)より気泡後端圧力降下ΔP_tも加える必要がある。

領域１と領域２の間の区間に対して、

$$<P>_{1+}-<P>_{2-}=\Delta P_{A1-2}=\sum_{i=G,L,S}<\rho_i\alpha_{i1+}V_{i1+}(V_{i1+}-V_b)> -\sum_{i=G,L,S}<\rho_i\alpha_{i2-}V_{i2-}(V_{i2-}-V_b)> \tag{7-7}$$

領域２と領域３の間の区間に対して、

$$<P>_{2+}-<P>_{3-}=\Delta P_{A2-3}=\sum_{i=G,L,S}<\rho_i\alpha_{i2+}V_{i2+}(V_{i2+}-V_b)> -\sum_{i=G,L,S}<\rho_i\alpha_{i3-}V_{i3-}(V_{i3-}-V_b)> \tag{7-8}$$

領域３と領域４の間の区間では、気泡後端圧力降下ΔP_tも加えて、圧力差を算出する。また、領域４は中央部と液膜部に分割されているので、

$$\begin{aligned}<P>_{3+}-<P>_{4-}&=\Delta P_{A3-4}+\Delta P_t\\&=\sum_{i=G,L,S}<\rho_i\alpha_{i3+}V_{i3+}(V_{i3+}-V_b)>\\&\quad-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i\alpha_{i4c-}V_{i4c-}(V_{i4c-}-V_b)>\\&\qquad+<\rho_i\alpha_{i4f-}V_{i4f-}(V_{i4f}-V_b)>\}\\&\quad+\Delta P_t\end{aligned} \tag{7-9}$$

領域４と領域５の間の区間に対して、

$$<P>_{4+}-<P>_{5-}=\Delta P_{A4-5}=\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i\alpha_{i4c+}V_{i4c+}(V_{i4c+}-V_b)> +<\rho_i\alpha_{i4f+}V_{i4f+}(V_{i4f+}-V_b)>\}$$

$$-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i5c-} V_{i5c-}(V_{i5c-}-V_b)> + <\rho_i \alpha_{i5f-} V_{i5f-}(V_{i5f-}-V_b)>\} \quad (7\text{-}10)$$

領域５と領域６の間の区間に対して、

$$<P>_{5+}-<P>_{6-}=\Delta P_{A5-6}=\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i5c+} V_{i5c+}(V_{i5c+}-V_b)> + <\rho_i \alpha_{i5f+} V_{i5f+}(V_{i5f+}-V_b)>\}$$
$$-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i6c-} V_{i6c-}(V_{i6c-}-V_b)> + <\rho_i \alpha_{i6f-} V_{i6f-}(V_{i6f-}-V_b)>\} \quad (7\text{-}11)$$

領域６と前方にあるスラグユニットの領域１（領域７と呼ぶ）の間の区間に対しては、

$$<P>_{6+}-<P>_{7-}=\Delta P_{A6-7}=\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i6c+} V_{i6c+}(V_{i6c+}-V_b)> + <\rho_i \alpha_{i6f+} V_{i6f+}(V_{i6f+}-V_b)>\}$$
$$-\sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i7-} V_{i7-}(V_{i7-}-V_b)> \quad (7\text{-}12)$$

１スラグユニットの上流端と下流端の圧力差を求めるには式(7-1)～(7-12)の各領域と領域の間の区間での圧力差の式を全てたしあわせて、$(<P>_{1-}-<P>_{7-})$を求めればよい。すなわち、

$$\begin{aligned}<P>_{1-}-<P>_{7-} =& (<P>_{1-}-<P>_{1+}) + (<P>_{1+}-<P>_{2-})\\ &+ (<P>_{2-}-<P>_{2+}) + (<P>_{2+}-<P>_{3-})\\ &+ (<P>_{3-}-<P>_{3+}) + (<P>_{3+}-<P>_{4-})\\ &+ (<P>_{4-}-<P>_{4+}) + (<P>_{4+}-<P>_{5-})\\ &+ (<P>_{5-}-<P>_{5+}) + (<P>_{5+}-<P>_{6-})\\ &+ (<P>_{6-}-<P>_{6+}) + (<P>_{6+}-<P>_{7-})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}=& (dP/dz)_{F1} L_1 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i \ll\alpha_i\gg_1 L_1\}\\ &+\sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i1+} V_{i1+}(V_{i1+}-V_b)> - \sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i2-} V_{i2-}(V_{i2-}-V_b)>\\ &+ (dP/dz)_{F2} L_2 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i \ll\alpha_i\gg_2 L_2\}\\ &+\sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i2+} V_{i2+}(V_{i2+}-V_b)> - \sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i3-} V_{i3-}(V_{i3-}-V_b)>\\ &+ (dP/dz)_{F3} L_3 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i \ll\alpha_i\gg_3 L_3\}\\ &+\sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i3+} V_{i3+}(V_{i3+}-V_b)>\\ &-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i4c-} V_{i4c-}(V_{i4c-}-V_b)>\\ &\qquad +<\rho_i \alpha_{i4f-} V_{i4f-}(V_{i4f-}-V_b)>\} + \Delta P_t\\ &+ (dP/dz)_{F4} L_k + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\ll\alpha_i\gg_{4c}+\ll\alpha_i\gg_{4f}) L_k\}\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&+\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i4c+} V_{i4c+}(V_{i4c+}-V_b)> \\
&\qquad +<\rho_i \alpha_{i4f+} V_{i4f+}(V_{i4f+}-V_b)>\} \\
&-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i5c-} V_{i5c-}(V_{i5c-}-V_b)> \\
&\qquad +<\rho_i \alpha_{i5f-} V_{i5f-}(V_{i5f-}-V_b)>\} \\
&+(dP/dz)_{F5} L_k + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\ll\alpha_i\gg_{5c}+\ll\alpha_i\gg_{5f})L_k\} \\
&+\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i5c+} V_{i5c+}(V_{i5c+}-V_b)> \\
&\qquad +<\rho_i \alpha_{i5f+} V_{i5f+}(V_{i5f+}-V_b)>\} \\
&-\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i6c-} V_{i6c-}(V_{i6c-}-V_b)> \\
&\qquad +<\rho_i \alpha_{i6f-} V_{i6f-}(V_{i6f-}-V_b)>\} \\
&+(dP/dz)_{F6} L_k + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(\ll\alpha_i\gg_{6c}+\ll\alpha_i\gg_{6f})L_k\} \\
&+\sum_{i=G,L,S}\{<\rho_i \alpha_{i6c+} V_{i6c+}(V_{i6c+}-V_b)> \\
&\qquad +<\rho_i \alpha_{i6f+} V_{i6f+}(V_{i6f+}-V_b)>\} \\
&-\sum_{i=G,L,S}<\rho_i \alpha_{i7-} V_{i7-}(V_{i7-}-V_b)> \qquad (7\text{-}13)
\end{aligned}
$$

ここで、新たな仮定(d)を行う。

(d)領域１～３内並びに領域４～６の中央部、液膜部内では、各相の局所速度と局所体積率はそれぞれ、流動軸方向に変化しない。

仮定(d)より、各相局所速度と局所体積率の＋と－の位置での値は同じものとなり、＋と－の記号により区別する必要はなくなる。例えば、$V_{i4c+}=V_{i4c-}=V_{i4c}$ である。さらに、各相の体積平均体積率$\ll\alpha_i\gg_k$、$\ll\alpha_i\gg_{kc}$、$\ll\alpha_i\gg_{kf}$は、それぞれ２．４．２節で定義した断面平均体積率$<\alpha_i>_k$、$<\alpha_i>_{kc}$、$<\alpha_i>_{kf}$で表すことができる。したがって、以下で用いる$<\alpha_i>_k$は管断面積全体に対する領域ｋ内のｉ相の占める面積割合、$<\alpha_i>_{kc}$は管断面積全体に対する領域ｋの中央部内のｉ相の占める面積割合、$<\alpha_i>_{kf}$は管断面積全体に対する領域ｋの液膜部内のｉ相の占める面積割合で定義されている。また、仮定(b)より、十分に発達した定常流を考えているので、前方にあるスラグユニットの領域１（領域７）における各相局所速度と局所体積率は、当該スラグユニットの領域１における各相局所速度と局所体積率と等しいとおける。すなわち、$\alpha_{i7}=\alpha_{i1}$、$V_{i7}=V_{i1}$となる。これにより、式(7-13)において、加速圧力降下を表す項が全て相殺される。残る項を列挙すると、

$$
\begin{aligned}
<P>_{1-}-<P>_{7-} &= (dP/dz)_{F1} L_1 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i<\alpha_i>_1 L_1\} \\
&\quad + (dP/dz)_{F2} L_2 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i<\alpha_i>_2 L_2\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ (dP/dz)_{F3} L_3 + g \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i < \alpha_i >_3 L_3 \} \\
&+ \Delta P_t \\
&+ (dP/dz)_{F4} L_k + g \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i (< \alpha_i >_{4c} + < \alpha_i >_{4f}) L_k \} \\
&+ (dP/dz)_{F5} L_k + g \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i (< \alpha_i >_{5c} + < \alpha_i >_{5f}) L_k \} \\
&+ (dP/dz)_{F6} L_k + g \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i (< \alpha_i >_{6c} + < \alpha_i >_{6f}) L_k \} \\
&= \sum_{k=1}^{6} \{(dP/dz)_{Fk} L_k + \sum_{k=1}^{3} \{ g \sum_{i=G,L,S} (\rho_i < \alpha_i >_k) L_k \} \\
&+ \sum_{k=4}^{6} \{ g \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i (< \alpha_i >_{kc} + < \alpha_i >_{kf}) L_k \} + \Delta P_t \qquad (7\text{-}14)
\end{aligned}
$$

となる。この式(7-14)の最後の式において、第１項が摩擦圧力降下、第２、３項が重力による圧力降下、第４項が気泡後端圧力降下である。

実際のスラグ流では各部の長さ、各相速度、体積率などの値は統計的な分布を持つ[27]が、式(7-14)の各変数に多数のスラグユニットの統計的平均値を用いると固気液三相スラグ流の１スラグユニットにおける時間平均的な圧力差が求まる。また、式(7-14)をスラグユニット長さ$L_u(=\Sigma L_k)$の統計的平均値で割ると、全圧力降下の時間平均値が求まる。したがって、式(7-14)中にある各領域内あるいは各領域の中央部、液膜部における各相の断面平均体積率$<\alpha_i>_k$、$<\alpha_i>_{kc}$、$<\alpha_i>_{kf}$、各領域の長さL_k、各領域での単位長さあたりの摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fk}$並びに気泡後端圧力降下ΔP_tの値が必要となる。さらに、摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下を求めるためには、スラグユニット中の各部分における各相の平均速度と断面平均体積率が必要となる。そこで、次の７．４節では、各領域内あるいは各領域の中央部、液膜部における各相の平均速度と断面平均体積率並びに各領域の長さを求める方法の骨格について示す。

７．４　各領域での各相体積率並びに平均速度の算出

スラグユニット各部で成り立つ質量保存則、すなわち連続の式、固気液三相気泡流等の研究で得られた各相体積率に関する構成方程式、実験により得られた実験相関式およびいくつかの定数を用いて各領域での各相断面平均体積率と各相平均速度並びに各領域の長さを表わす方法を導出する。ここで、本実験条件での流れのビデ

オによる観察結果に基づき、液体スラグ部で小気泡が存在しない領域２は存在しなかったので、図７－１(b)に示した固気液三相スラグ流モデルをさらに図７－２に示すものとする。以下ではこれを簡易固気液三相スラグ流モデルと呼ぶ。この際に以下の仮定を設ける。

(e)大気泡直後の領域４の中央部は、大気泡とともに上昇する。すなわち、ここでの気相平均速度、固相平均速度並びに液相平均速度は大気泡上昇速度V_bと等しい。

(f)領域３において管全体に広がった小気泡を大気泡と同じ断面内に集めたものが領域４の中央部の小気泡であるとする。したがって領域４の中央部の気相体積率（管断面全体に対する値）は、領域３における気相体積率と等しい。

(g)大気泡周囲の液膜内における気相体積率（管断面全体に対するものではなく、液膜の断面積に対する値）は、領域３における気相体積率と等しい。また、領域４の液膜部の各相体積率と平均速度は領域５の液膜部、すなわち大気泡周囲の液膜のものと等しい。

(h)領域３における気相を除いた部分における固相体積率は、スラグユニット全体の気相を除いた部分における固相体積率に等しい。

(i)大気泡先端部前後の領域１と６のスラグユニット全体の各相体積率、圧力降下に及ぼす影響は、無視できるほど小さい。

これらの各仮定は、後ほど数式として示す。

また、前述のように、固相は常に液相中に存在し、大気泡中には存在しなかった。そこでα_{L5c}とα_{S5c}は０となる。

簡易固気液三相スラグ流モデルは図７－２に示すように３領域よりなるものとなった。上流側から、領域１と３からなる部分、領域４の部分、領域５と６からなる部分である。これらを以後、液体スラグ部、ウェイク部、大気泡部と呼び、それぞれ添字ｌｓ、ｗ、ｂで表すこととする。従来用いられていた液体スラグ部という呼称には、ウェイク部を含む場合もあるが、ここではウェイク部を除いた部分を表す。また、領域５、６は大気泡部であるので、L_5+L_6は大気泡長さL_bを意味する。同様に、領域１、３は液体スラグ部であるので、L_1+L_3は液体スラグ長さL_{ls}、領域４はウェイク部であるので、L_4はウェイク部長さL_wと同じものである。大気泡部の中央部での液相と固相の体積率α_{L5c}、α_{S5c}は上述のように０であるので、

図７－２には示していない。対応する平均速度$\overline{V}_{L5c}$、$\overline{V}_{S5c}$も考慮する必要がないので除外した。仮定(b)より、大気泡中の気相速度もV_bとなるので、$\overline{V}_{G5c}=V_b$としている。

未知量となる各部分での各相断面平均体積率と平均相速度、各部長さを図７－２中に示しておく。圧力降下の関係を除いた未知量の数は図中に示した29個に、スラグユニット全体に対する各相平均体積率の３個を加えて、32個である。これらを表７－１にまとめておく。したがって、独立した関係式32個を与えれば、方程式系は閉じ、全ての値が求められる。これら関係式のうち、質量保存則より得られるものを次に示す。

本モデルに対する質量保存則関係の式[27]は以下のようになる。

スラグユニット全体の体積率に対して

$$\sum_{i=G,L,S} \langle \alpha_i \rangle = 1 \tag{7-15}$$

各部分に対して

$$\sum_{i=G,L,S} \langle \alpha_i \rangle_k = 1 \tag{7-16}$$

$$\sum_{i=G,L,S} (\langle \alpha_i \rangle_k \overline{V}_{ik}) = \sum_{i=G,L,S} (\langle J_i \rangle_k) = \langle J_T \rangle_k = \langle J_T \rangle \tag{7-17}$$

各相に対して

$$\sum_{k=ls,w,b} (\langle \alpha_i \rangle_k L_k) / \sum_{k=ls,w,b} L_k = \langle \alpha_i \rangle \tag{7-18}$$

$$\sum_{k=ls,w,b} (\langle \alpha_i \rangle_k \overline{V}_{ik} L_k) / \sum_{k=ls,w,b} L_k = \langle J_i \rangle \tag{7-19}$$

各部分間を移動する各相の体積流束に関して

$$(\overline{V}_{ik} - V_b) \langle \alpha_i \rangle_k = \mathrm{Const.} \tag{7-20}$$

さらに、中心部と液膜部に分割したウェイク部、大気泡部では、

$$<\alpha_i>_w = <\alpha_i>_{wc} + <\alpha_i>_{wf} \tag{7-21}$$
$$<\alpha_i>_b = <\alpha_i>_{bc} + <\alpha_i>_{bf} \tag{7-22}$$

次いで、各領域の各相平均体積率、平均速度の間に成立する関係式をあげておく。上述の領域４、すなわちウェイク部の定義、すなわち、「大気泡部直後の領域で、先行する大気泡とほぼ等しい断面内位置、すなわち、管中央部に密集した小気泡および固体粒子が存在している」という関係より次式を得る。

$$<\alpha_G>_{wc} + <\alpha_L>_{wc} + <\alpha_S>_{wc} = <\alpha_G>_{bc} \tag{7-23}$$

以下、仮定(e)～(h)より得られる関係式を示す。以下の文章での各仮定の引用は、簡易固気液三相スラグ流モデルに対する形に変えている。仮定(e)、すなわち「ウェイク部の中央部は、大気泡とともに上昇する」という仮定より次式が得られる。

$$\overline{V}_{Gwc} = \overline{V}_{Lwc} = \overline{V}_{Swc} = \overline{V}_{Gbc} = V_b \tag{7-24}$$

仮定(f)、すなわち、「液体スラグ部において管全体に広がった小気泡を大気泡と同じ断面内に集めたものがウェイク部の中央部の小気泡であるとする。したがってウェイク部の中央部の気相体積率（管断面全体に対する値）は、液体スラグ部における気相体積率と等しい」という仮定を式で示すと、

$$<\alpha_G>_{wc} = <\alpha_G>_{ls} \tag{7-25}$$

となる。仮定(g)、すなわち「大気泡周囲の液膜内における気相体積率（管断面全体に対するものではなく、液膜の断面積に対する値）は、液体スラグ部における気相体積率と等しい」より、

$$<\alpha_G>_{bf} = <\alpha_G>_{ls}\ (1 - <\alpha_G>_{bc}) \tag{7-26}$$

が、同仮定後半の「ウェイク部の液膜部の各相体積率と平均速度は大気泡部の液膜部、すなわち大気泡周囲の液膜のものと等しい」より、

$$<\alpha_G>_{wf} = <\alpha_G>_{bf} \tag{7-27}$$
$$<\alpha_L>_{wf} = <\alpha_L>_{bf} \tag{7-28}$$
$$<\alpha_S>_{wf} = <\alpha_S>_{bf} \tag{7-29}$$
$$\overline{V}_{Gwf} = \overline{V}_{Gbf} \tag{7-30}$$
$$\overline{V}_{Lwf} = \overline{V}_{Lbf} \tag{7-31}$$
$$\overline{V}_{Swf} = \overline{V}_{Sbf} \tag{7-32}$$

が得られる。さらに、仮定(h)、すなわち「液体スラグ部における気相を除いた部分における固相体積率は、スラグユニット全体の気相を除いた部分における固相体積率に等しい」より、

$$<\alpha_S>_{ls} / (1 - <\alpha_G>_{ls}) = <\alpha_S> / (1 - <\alpha_G>) \tag{7-33}$$

が得られる。

以上であげた式の数は、式(7-15)～(7-20)の質量保存式に式(7-21)と(7-22)を組み合わせて16個、式(7-23)で1個、式(7-24)で3個、式(7-25)～(7-33)で9個ある。しかし、式(7-15)～(7-20)の質量保存式は全て独立というわけではない。例えば、式(7-18)を3個とも用いると、式(7-19)の3つめの式は、独立した式とはならず、これを解いても意味が無くなる。このような観点から調べると、式(7-15)～(7-20)の質量保存式のうち、独立な関係式は12個である。ただし、どの12個が独立であるとは言えず、用いる順序によって変わってくる。したがって、ここまでで得られた独立した式の数は25個で、残る7個を構成方程式等で与えれば、方程式系は閉じ、図７－２に示した29個に、スラグユニット全体に対する各相平均体積率の３個を加えた32個全ての未知量の値が数値的に求められる。残る7個の構成方程式のうち、最初の2個は、液体スラグ部の各相体積率推算式を用いる。ビデオによる観察結果を考慮すると、液体スラグ部の流動が仮想的に発達した固気液三相気泡流であると考えることが可能である。そこで、構成方程式として固気液三相気泡流に関する体積率推算式を適用する。この際、固気液三相気泡流に関する体積率推算式に代入する各相体積流束の値としては、液体スラグ部での各相の体積流束、すなわち、この領域での各相体積率と平均速度の積を代入する。したがって、

$$
\begin{aligned}
&<J_G> \Leftarrow <\alpha_G>_{ls}\overline{V}_{Gls} \\
&<J_L> \Leftarrow <\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls} \\
&<J_S> \Leftarrow <\alpha_S>_{ls}\overline{V}_{Sls}
\end{aligned}
\tag{7-34}
$$

である。ここで、⇐は代入を意味する。これにより、式(7-34)に示した各相体積流束を持つ固気液三相気泡流が管を満たして流れているという仮定となる。固気液三相気泡流に関する体積率推算式の詳細は8．１０節において述べるが、これの適用により、2個の独立した関係式が得られる。残る5個の構成方程式は、固気液三相スラグ流のスラグユニット各部の長さ、大気泡上昇速度等のスラグ特性量に関する相関式によって充当する。各相関式に関しては本章では述べず、次の第８章でスラグ特性量の測定結果とともに示す。本章では、固気液三相スラグ流モデルの骨格を示すことに主眼をおいているので、以下では本節での未知量、すなわち、図７－２に示した各部における各相の体積率と平均相速度が全て求まった後に、各圧力降下をいかにして求めるかについて説明する。

７．５　気泡後端圧力降下と各領域での摩擦圧力降下の算出

未知量の数と独立した関係式の数が一致し、図７－２に示した各部における各相の体積率と平均相速度並びに長さが全て求まると、次に圧力降下の算出を行う。数式等の詳細は第８章で述べることとし、ここでは、基本的な考え方を述べておく。まず、スラグユニット両端の圧力差$<P>_{1-}-<P>_{7-}$を表す式(7-14)を、簡易固気液三相スラグ流モデルに適用すると、

$$
\begin{aligned}
<P>_{1-}-<P>_{7-} = & (dP/dz)_{Fls}L_{ls} + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i<\alpha_i>_{ls}L_{ls}\} \\
& + (dP/dz)_{Fw}L_w + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(<\alpha_i>_{wc}+<\alpha_i>_{wf})L_w\} \\
& + (dP/dz)_{Fb}L_3 + g\sum_{i=G,L,S}\{\rho_i(<\alpha_i>_{bc}+<\alpha_i>_{bf})L_b\} \\
& + \Delta P_t
\end{aligned}
\tag{7-35}
$$

式(7-18)、(7-21)、(7-22)を用いて重力による圧力降下を整理すると、

$$<P>_{1\_} - <P>_{7\_} = \{(dP/dz)_{Fls}L_{ls} + (dP/dz)_{Fw}L_w + (dP/dz)_{Fb}L_b\} + \{g(\rho_G<\alpha_G> + \rho_L<\alpha_L> + \rho_S<\alpha_S>)L_U\} + \Delta P_t \tag{7-36}$$

となる。このスラグユニット両端の圧力差$<P>_{1_} - <P>_{7_}$をスラグユニット長さ$L_U = L_{ls} + L_w + L_b$で割ってやると、固気液三相スラグ流の時間平均全圧力降下$(dP/dz)_T$が得られる。

$$(dP/dz)_T = [\ \{(dP/dz)_{Fls}L_{ls} + (dP/dz)_{Fw}L_w + (dP/dz)_{Fb}L_b\} + \{g(\rho_G<\alpha_G> + \rho_L<\alpha_L> + \rho_S<\alpha_S>)L_U\} + \Delta P_t\ ] / L_U \tag{7-37}$$

右辺大括弧中の第1項が摩擦圧力降下、第2項が重力による圧力降下、第3項が気泡後端圧力降下である。重力による圧力降下は各部における各相の体積率が全て求まった時点で既知となる。したがって、各領域での単位長さあたりの摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fls}$、$(dP/dz)_{Fw}$、$(dP/dz)_{Fb}$と気泡後端圧力降下ΔP_tを構成方程式として与えれば、式(7-37)によって全圧力降下、摩擦圧力降下、重力による圧力降下が算出できる。これらを求めるための構成方程式の導出に関する基本的な考え方を、以下に述べる。

気泡後端圧力降下ΔP_tは気液二相スラグ流の気泡後端圧力降下に関する従来の研究[(32),(34),(95),(96)]を参考にして、同じ区間、すなわちウェイク部と液体スラグ部の間の区間で発生する加速圧力降下ΔP_{Als-w}の絶対値に比例すると考え、ここでは次式のように比例定数ξを用いて推定する。

$$\Delta P_t = \xi \mid \Delta P_{Als-w} \mid \tag{7-38}$$

ΔP_{Als-w}は、簡易固気液三相スラグ流モデルでは、次のように表せる。

$$\Delta P_{Als-w} = \sum_{i=G,L,S} \{\rho_i<\alpha_i>_{ls}\overline{V}_{ils}(\overline{V}_{ils} - V_b)\} - \sum_{i=G,L,S} \{\rho_i<\alpha_i>_{wc}\overline{V}_{iwc}(\overline{V}_{iwc} - V_b) + \rho_i<\alpha_i>_{wf}\overline{V}_{iwf}(\overline{V}_{iwf} - V_b)\} \tag{7-39}$$

なお、係数ξについては第８章で検討する。

つぎに、各領域での摩擦圧力降下を求める。式(7-36)より、$(dP/dz)_{Fls}$、$(dP/dz)_{Fw}$、$(dP/dz)_{Fb}$の三つの単位長さあたりの摩擦圧力降下が必要であることがわかる。そこで、これらを構成方程式として与える際の考え方について述べる。まず、液体スラグ部における摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fls}$は、前節での体積率推算法適用と同じく、この部分の流動が仮想的に発達した固気液三相気泡流であると考えて、固気液三相気泡流に関する摩擦圧力降下の推算式を適用する。この際、固気液三相気泡流に関する摩擦圧力降下の推算式に代入する各相体積流束の値としても、式(7-34)に示した液体スラグ部での各相の体積流束、すなわち、上記の方法で推算したこの領域での各相体積率と平均速度の積を充当する。詳細は８．１１節で示す。

液膜を周囲にもつ大気泡部における摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fb}$に関しては、厳密には液膜内には液相のみならず、固相及び小気泡としての気相が流動し、やはり固気液三相気泡流状態ではあるが、大気泡と管内壁に挟まれたここでの流れは一般的な管内強制流とは非常に異なった様相で、次章にその測定結果を示すとおり、上向きの初速度を持つ自由落下に近い傾向がある。しかし、下向きの加速度は重力加速度 g より小さく、壁からの抗力も無視できない。そこで、近似的ではあるが、ここでの流れを、液相体積流束が液膜部での液相平均速度$\overline{V}_{Lbf}$と等しい液相単相流が管内を満たして流れると仮定して大気泡部における摩擦圧力降下を求めることとする。ウェイク部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fw}$の算出もこれに準ずる。これらの詳細についても８．１１節で示す。

７．６　結言

第６章で示した固気液三相スラグ流の各相体積率並びに摩擦圧力降下の推算法は、全て巨視的なモデルに基づいたものであった。すなわち、気液二相スラグ流や固液二相流に対する巨視的な取り扱いを固気液三相スラグ流に拡張して各相体積率や圧力降下といった巨視的量を予測する方法である。これらの推算精度にはおのずから限界があると考えられる。そこで、気液二相スラグ流に対して提案された物理的モデル、すなわち、スラグ流をいくつかの部分に分割し、各部分に対して物理量の関係式を求めることによって最終的な巨視的量を算出する方法が気液二相スラグ流の

体積率推算において定性的・定量的ともに良好な結果を示したことを参考に、固気液三相スラグ流を物理的にモデル化すれば、各相の体積流束、物性値、固体粒子径、管内径を既知量として、各相体積率や圧力降下をより精度よく推算する方法が作成できるものと考えた。本章では十分に発達した定常の鉛直管内固気液三相スラグ流に対して、スラグユニットを流動軸方向ならびに必要なところでは中央部、液膜部に分割し、各部分に対して物理量の関係式を求め、各相の流動状況を表わす固気液三相スラグ流モデルの骨格を考えた。

このモデルの各領域並びに領域間の区間に対し、運動量保存式を適用した。その結果、このモデルから圧力降下を推算するためには、各領域内あるいは各領域の中央部、液膜部における各相の断面平均体積率$<\alpha_i>_k$、$<\alpha_i>_{kc}$、$<\alpha_i>_{kf}$、各領域の長さL_k、各領域での単位長さあたりの摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fk}$並びに気泡後端圧力降下ΔP_tの値が必要となることがわかった。さらに、摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下を求めるためには、スラグユニット中の各部分における各相の平均速度も必要となる。

そこでまず、これらのうちから各領域内あるいは各領域の中央部、液膜部における各相の平均速度と断面平均体積率と各領域の長さを求める方法の骨格を提案した。種々の仮定を行った後、固気液三相スラグ流モデルは流動軸方向には、液体スラグ部、ウェイク部並びに大気泡部の三部分からなる簡易固気液三相スラグ流モデルとなった。未知量となる各部分での各相断面平均体積率と平均相速度、各部長さは29個あり、スラグユニット全体に対する各相平均体積率の3個を加えて、32個となる。したがって、独立した関係式32個を与えれば、方程式系は閉じ、全ての値が求められる。このモデルに、質量保存則並びに種々の仮定による関係式を適用した。その結果、質量保存式から独立な関係式が12個、種々の仮定による関係式から13個の計25個が得られた。残る7個の関係式を与えれば方程式系は閉じ、32個全ての未知量の値が数値的に求められる。残る7個の構成方程式のうちの2個は、液体スラグ部の各相体積率推算式を用いて求め、5個はスラグ特性量の測定結果を用いた相関式より求めることとした。本章は、モデルの骨格を示すことに重点を置いているので、これらの7個の式に関する詳細は第8章で述べる。

次いで、各部における各相の体積率と平均相速度並びに長さが全て求まった後に行う圧力降下の算出に関する基本的な考え方を述べた。液体スラグ部での摩擦圧力降下は、固気液三相気泡流に対する摩擦圧力降下の推算式を適用して、大気泡部と

ウェイク部に関しては、液膜部の液相平均速度を代表速度とする液相単相流が管を満たして流れるというモデルで推算することにした。さらに気泡後端圧力降下は、同じ区間での加速圧力降下の絶対値に係数をかけた形で算出する。これらに関しても、詳細は第8章で述べる。

本章では、このようにモデルの骨格を構築したので、次の第8章で求める各種構成方程式を加えた後、第9章において本推算法の全容を示すとともに、実際に推算を行い、その推算特性を検討する。

第８章　固気液三相スラグ特性の測定結果とモデルに必要な相関式の作成

８．１　緒言

本論文ではこれまで、鉛直管内球状粒子－空気－水系固気液三相スラグ流の流動特性の解明を目的に検討を行ってきた。第４章では、各相体積率、平均速度、各種圧力降下といった巨視的量の測定結果を示し、各量が各相体積流束等の入力量に対してどのような定性的特性を示すかについて述べた。また、各特性が生じる物理的理由についても一部考察を行ったが、これらの巨視的量の測定値からだけからこれらを推定することには限界がある。また、第５章では固気液三相スラグ流の基礎的な流れでもある気液二相スラグ流と固液二相流、第６章では固気液三相スラグ流に対して各相体積率、平均速度、摩擦圧力降下といった巨視的量の推算法について検討を行った。各巨視的量について、既存の方法を適用して推算特性を調べると同時に、本研究でもいくつかの推算法を提案して、これらの方法による推算特性を調べた。その結果、特に固気液三相スラグ流に関しては、定量的にはまずまずの精度でこれらの巨視的量を推算できたが、定性的には固気液三相スラグ流の複雑な特性を十分に再現できる方法は得られなかった。この理由は、第６章で提案した方法が、基本的に一次元モデルに基づいたものであり、このようなモデルに基づく推算法にはおのずと限界があるものと考えられる。しかし、第５章で示した一部の既存の推算法はスラグ流をいくつかの部分に分けた物理的モデルに基づいており、これらの推算法による推算結果が、定性的特性を比較的よく表せる可能性があることを見いだした。そこで、固気液三相スラグ流に対してもこのような推算法を作成することを考えた。

第７章では固気液三相スラグ流モデルに基づいた体積率・圧力降下推算法を提案したが、７．４節で述べたように、この推算法中のスラグ流の各部分における各相の体積率、平均速度、各部長さを求める部分において、方程式系の数を未知量の数と同じくして閉じたものとするためには、あと7個の独立した関係式を組み入れる必要がある。本章ではこの7個の関係式を与え、方程式系を閉じることを目的の一つとする。７．４節で述べたように、このうちの2個は既存の固気液三相気泡流に対する体積率推算法を適用して与える。これについては、本章の８．１０節で述べる。残る5個の式については、固気液三相スラグ流の各部の長さや各部における各

相体積率等、できる限り固気液三相スラグ流の複雑な流動機構によって生じる現象を忠実に表現できる式を与えることが上記の推算法をより精度の高いものにするために必要であると考える。そこで、本章ではまずスラグ流に特有の諸量、すなわち、固気液三相スラグ流のスラグ特性の解明を行うことから始める。ただし、本章では上述の5個の式を得るために必要な5つのスラグ特性量だけではなく、同時に測定したその他のスラグ特性量についてもとりあげる。これは、スラグ特性量の解明自体が、固気液三相スラグ流の流動機構の把握のために、有効であるからである。このように、本章のもう一つの目的は、さまざまなスラグ特性量の特性を把握することである。

本研究ではスラグ特性量を第３章で示した装置等を用いて測定した。各部の長さ、大気泡の上昇速度、大気泡周囲の液膜厚さと大気泡先端形状、大気泡体積率、液体スラグ部並びにウェイク部内気相体積率と気相存在割合、スラグ周期等については、第３章で示した電極(ａ)、(ｂ)で測定でき、多数のスラグユニットに対する統計処理が可能である。そこで、本研究では200個のスラグユニットから各パラメータの統計的平均値と標準偏差を得た。以下では第２章で定義した統計的平均値を上二重線で示す。例えば、大気泡部長さL_bの統計的平均値は$\overline{\overline{L}}_b$で表す。なお、サンプル数を決定するために行ったサンプル数と平均値の関係の例を付録Ｄに示す。

一方、固体粒子の挙動は、簡単な電極や探子で測定することは困難である。そこで、本研究ではビデオ画像（Ｈｉ８方式）を用いて、これを測定することとした。すなわち、固体粒子がはっきりと確認できる位置から、鏡を用いて正面像と側面像を同時に映し込み、画像に映った大気泡の形状とすべての固体粒子位置をモニター画面に貼り付けたトレース用紙にプロットした。この作業を1/60秒ずつ遅れた次時刻の画像に対して繰り返し、複数のスラグユニットが通過してしまうまで行った。各時刻の画像より瞬時の固体粒子分布がわかり、次時刻の画像における各粒子位置から軸方向粒子速度が求まる。しかし、平均体積率やスラグ特性の統計量を測定した実験条件においてはビデオ画像で一つずつの粒子を識別したり次時刻の画像の粒子の同定を行うには固体粒子量が多すぎて測定できなかった。したがって、固体粒子の挙動は流動条件を限定して行った。

スラグ特性量に関する実験は、$D=20.9$ mmでは$d_S=2.57$ mm、$D=30.6$ mmでは$d_S=1.14$、2.57、4.17 mm、$D=50.4$ mmでは$d_S=2.57$ mmの、計５通りの条件において行ったが、とくに$D=30.6$ mm、$d_S=4.17$ mmでは、$<J_G>=0.30$、0.40、 0.50 m/s、$\langle J_L \rangle$ = 0.40、0.50、0.60 m/s の各３種類の全ての組み合わせの計９流動条件で系統的に測定を行った。$\langle J_S \rangle$の値としては、0、0.0050、0.010、0.020 m/s を目標値として用いた。以下では、主にこの条件のデータを示して説明を行う。

これらのスラグ特性量のうちから、第７章で示したスラグ流モデルに基づく推算法の各部における各相体積率、平均速度と長さを求める部分に必要な5個の式を得るために相関式を作成した量は、大気泡部長さ、ウェイク部長さ、液体スラグ部長さ、大気泡上昇速度並びに大気泡体積率の5つのスラグ特性量である。相関式は、まず各々気液二相スラグ流に対して作成し、その値で無次元化した形で固気液三相スラグ流に対する相関式を作成する。

さらに、第７章で示したスラグ流モデルに基づく推算法の、気泡後端並びに摩擦圧力降下を与える相関式を、８．１１節で示す。これによって、第７章で示した固気液三相スラグ流モデルに基づく推算法に必要な式は全て揃う。

８．２　大気泡、ウェイク部並びに液体スラグ部の長さ

気液二相スラグ流における大気泡の長さ、ウェイク部並びに液体スラグ部の長さ等は、管内径、各相体積流束、各相の物性値といった一般的な流動・流路条件を決定しても、それによって決定されるとは言い難い。これは、気液混合部の構造や混合部における気液混合の状況、混合部から測定部までの距離の影響が、下流での二相流の流動特性に影響を及ぼすためで、スラグ特性のうちでも特にこれらの各部長さが大きく影響を受けることが知られている[97]。固気液三相スラグ流においても同様の影響が生じることは言うまでもない。したがって、本研究では、これらの長さを、流動特性の一部とはみなさず、流動条件の一部とみなしている。しかし、流動条件の一部とは言え、これらの値と上で述べた一般的な流動・流路条件との関係を把握して、定性的・定量的に見積もることが可能な状態にしておかなくてはならないことはいうまでもない。なお、ここで測定している大気泡長さは、大気泡の先端から後端までの実際の長さであり、円筒形を仮定した場合の等価長さではない。

８．２．１　大気泡長さ

（１）気液二相スラグ流

D = 30.6 mm における気液二相スラグ流での大気泡長さの統計的平均値$\overline{L}_b$と全

体積流束$<J_T>$の関係を図８－１(a)に黒塗りの記号で示す。以下では気液二相スラグ流の値を示すために添字２を付けて、たとえば$\overline{L}_b$を$\overline{L}_{b2}$と表す。$\overline{L}_{b2}$は、本実験条件下では0.1mから0.4m程度の値をもち、$<J_G>$が大きいほど、あるいは$<J_L>$が小さいほど大きく、９点が歪んだ菱形を形作っている。これらの特性は$<\alpha_G>$の特性と似ている。これより、大気泡長さと$<\alpha_G>$には強い関連があることがわかる。しかし$<J_G>$のみが増加するときの$\overline{L}_{b2}$の増加、並びに$<J_L>$のみが増加するときの$\overline{L}_{b2}$の減少はともにほぼ直線的で、上に凸や下に凸などの傾向は明らかでない。図８－１(b)にはD＝20.9 mm における$<J_G>$、$<J_L>$の５つの組み合わせに対する$\overline{L}_{b2}$を、さらに、図８－１(c)にはD＝50.4 mm における$<J_G>$、$<J_L>$の４つの組み合わせに対する$\overline{L}_{b2}$をやはり黒塗りの記号で示すが、定性的な特性はD＝30.6 mm の場合とほぼ同じである。なお、大気泡長さは、スラグユニットによって変動があり、平均値の周りにばらつきを持って分布していることは言うまでもない。ばらつきについては、固気液三相スラグ流の平均大気泡長さの相関式を示した後に述べる。

$\overline{L}_{b2}$に関しては、従来の研究で提案された相関式がいくつかあるので、それらとの比較を行っておく。Street-Tek[38]が測定した気液二相スラグ流の$\overline{L}_{b2}$の実験結果は近似的に次式で示されている[2]。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} = \frac{0.29 <J_G>}{<J_L> + 0.12} \tag{8-1}$$

また、赤川－坂口[27]は、管内径27.6 mm に限定した$\overline{L}_{b2}$の相関式として次式を提示している。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} = <J_G>^{1.1} \times 10^{0.16 - 0.8<J_L>} \tag{8-2}$$

さらに、畠山－野田[36]も次のような相関式を示している。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} = D \exp\left(5.5 - 3.2\, Fr_L^{0.25}\right) Fr_G^{1.1} \tag{8-3}$$

ここで、$Fr_L = <J_L> / \sqrt{gD}$、$Fr_G = <J_G> / \sqrt{gD}$である。
Sylvester[34]によって改良されたFernandesら[32]のスラグモデルからも、陰的に$\overline{L}_{b2}$の

値が得られる。

これらの４つの方法による$\overline{\overline{L}}_{b2}$の推算結果を図８－２に示す。間隔の狭い細い一点鎖線で示す赤川－坂口の結果が本実験結果と最もよく一致している。細い破線で示すStreet-Tekの結果は少し小さい値を、細い点線で示す畠山－野田の結果は少し大きい値を算出しているが、$\overline{\overline{L}}_{b2}$の値は単に流動条件だけでなく気液混合法や混合部から測定部までの距離にも影響を受けること[97]を考慮すると、本実験結果はこれらの３つの研究結果と基本的に同様の傾向を示していると考えられ、本実験結果の一般性が確認できる。間隔の広い細い一点鎖線で示すSylvesterの結果は$\overline{\overline{L}}_{b2}$の値をかなり大きめに算出する傾向が認められる。しかし、これによっても、$\langle J_G \rangle$が大きいほど、あるいは$\langle J_L \rangle$が小さいほど$\overline{\overline{L}}_{b2}$が大きくなる傾向は表せている。これらの４つの方法による$\overline{\overline{L}}_{b2}$の推算結果と測定結果を定量的に比較したものを表８－１(a)に示す。比較対象は、本実験で行った気液二相スラグ流の全スラグ特性実験条件である。Ｓ、σ_S等は、これまでと同様に、５．２．５節で定義した統計量である。この表からも、これらの式のうちでは赤川－坂口の結果が平均値、ばらつきともに、よく一致していることを示している。しかし、第３章の３．４節で示した大気泡長さの測定における相対精密度（2.24%）と比較すると、この方法による結果でさえ定量的にはあまり一致しているとは言えない。

次に、管内径Ｄの影響を調べる。Ｄの影響を調べるために、図８－３に$\langle J_L \rangle$ = 0.50 m/s に固定し、Ｄをパラメータとしたものを示す。これより、Ｄが大きいほどわずかに$\overline{\overline{L}}_{b2}$が大きくなる傾向が認められるが、その差は小さい。既存の推算手法のうちで、Ｄの影響が考慮されているのは畠山－野田とSylvesterの２つで、これらの結果も同時に示した。ともに、定性的には測定結果と同じ傾向を示しているが、定量的には本実験結果と比べてＤの影響が過大に評価されており、十分に$\overline{\overline{L}}_{b2}$が推算できるとは言えない。

以上の方法は、$\overline{\overline{L}}_{b2}$の値が算出できるものであるが、このほかにも、大気泡長さとスラグユニット全体の長さ$\overline{\overline{L}}_{U2}$＝（$\overline{\overline{L}}_{b2}+\overline{\overline{L}}_{ls,w2}$）との比率に関する相関式を与えているものがある。

佐藤ら[42]は、Ｄ=26mmの鉛直管内のスラグ流を対象に実験を行い、この比率を気相体積流束、大気泡上昇速度$\overline{\overline{V}}_{b2}$を用いて次式で相関づけた。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / \overline{\overline{L}}_{U2} = 1.5 \langle J_G \rangle / \overline{\overline{V}}_{b2} - 0.2 \tag{8-4}$$

Orell-Rembrand[33]は、彼らのスラグモデル中で、この比率を陽的な式(8-5)で与えているが、液膜厚さ$\overline{\overline{t}}_{f2}$、液体スラグ内の気相体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w2}$（彼らは液体スラグ部をウェイク部とその他の部分に分けていない）が含まれているため、結局モデル全体の方程式系を解いてはじめて得られる値である。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / \overline{\overline{L}}_{U2} = \frac{\langle J_G\rangle - \langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w2}\langle J_T\rangle}{\overline{\overline{V}}_{b2}(1 - 4\,\overline{\overline{t}}_{f2}/D) - \langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w2}\langle J_T\rangle} \tag{8-5}$$

これらの２つの方法による比率$\overline{\overline{L}}_{b2}/\overline{\overline{L}}_{U2}$の値の推算結果を測定結果とともに図８－４に曲線で示す。佐藤らの式(8-4)の$\overline{\overline{V}}_{b2}$には本実験における実測値の回帰線を用いた。測定結果の定性的傾向は、$\overline{\overline{L}}_{b2}$の傾向と同じで、$\langle J_L\rangle$一定で$\langle J_G\rangle$が増加するとこの比率は大きくなり、$\langle J_G\rangle$が一定で$\langle J_L\rangle$が増加すると比率は小さくなっている。どちらの方法による結果も、測定結果のこれらの定性的傾向を表している。しかし、定量的にはともに本実験結果より小さい値を算出している。表８－１(b)に比較結果を示す。両方法とも、本測定結果とあまり近い値を算出しているとはいえない。

次に、これらの方法による管内径Ｄの影響を調べる。Ｄの影響を調べるために、図８－５に$\langle J_L\rangle = 0.50$ m/s に固定し、Ｄをパラメータとした図を示す。これより、測定結果ではＤが大きいほど比率$\overline{\overline{L}}_{b2}/\overline{\overline{L}}_{U2}$の値が小さくなる傾向が認められ、その差はＤ＝20.9 mm と30.6 mm の間では小さく、Ｄ＝30.6 mm と50.4 mm の間で大きい。既存の２つの推算法は、Ｄが大きいほど比率が小さくなる傾向は測定値と一致し、各Ｄの間隔に関しても、定性的にはほぼ一致しているといえる。しかし、定量的に各Ｄにおける比率$\overline{\overline{L}}_{b2}/\overline{\overline{L}}_{U2}$の値を十分に推算できているとは言えない。

以上より、既存の諸方法では、定量的には満足に本測定結果を再現できないことがわかった。そこで、気液二相スラグ流における大気泡平均長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$の新たな相関式を求める。$\overline{\overline{L}}_{b2}$と諸パラメータの関係を調べると、気相の体積率$\langle\alpha_{G2}\rangle$との間に最も強い相関が見られたので、この関係を基礎に相関式を作成した。図８－６にはＤで無次元化した大気泡長さと$\langle\alpha_{G2}\rangle$の関係を示す。Ｄが一定ならば、$\langle J_L\rangle$の値にかかわらずほぼ一本の曲線上にデータが並んでいる。曲線の形は次に示す指数関数でほぼ近似できる。図中の曲線はこの指数関数による回帰結果である。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / D = A <\alpha_{G2}>^B \tag{8-6}$$

指数Ｂの値にはほぼ1.85が適当で、Ｂを固定した後に係数Ａを求めたところ、Ａは Ｄの対数式で表せた。相関式を無次元式で表すために、Ｄは気液混合部から測定部までの距離L_pで無次元化して次式のように表すが、本実験ではL_pをパラメータとして測定を行っておらず、約 7.5 m の一定であるので、この部分については今後の検討を要する。

$$A = -27.4 \ln(D / L_p) - 103 \tag{8-7}$$

したがって、本実験における気液二相流の大気泡長さの平均値$\overline{\overline{L}}_{b2}$は次式で相関づけられる。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / D = \left[-27.4 \ln(D / L_p) - 103 \right] <\alpha_{G2}>^{1.85} \tag{8-8}$$

なお、この式に、本実験条件のL_p=7.5mを用いて整理すると、次式が得られる。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / D = \left[-27.4 \ln D + 141 \right] <\alpha_{G2}>^{1.85} \tag{8-9}$$

ただし、この式(8-9)の右辺に用いるＤは、mm の単位でなければならない。

この相関式による相関結果を図８－１(a)に太い実線で示す。定性的には上述の測定値の特性を満足に再現している。定量的には、表８－１(a)の最下段に示すように、平均値Ｓはほぼ1で、σ_S、ＩＤ±についても他の方法より十分に小さい。この相関式中には未知量である$<\alpha_{G2}>$が含まれているため、入力量のみから推算することはできない。これをスラグモデルに基づく推算法の一つの構成方程式として用いて方程式系を解くことによって$\overline{\overline{L}}_{b2}$は求まる。詳細は次の第９章で示す。

（２）固気液三相スラグ流

Ｄ＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm における固気液三相スラグ流の大気泡長さの統計的平均値$\overline{\overline{L}}_b$と全体積流束$\langle J_T \rangle$の関係を図８－１(a)に白抜き記号で示す。図８－１

(b)、(c)、図８－７には、それぞれD＝20.9 mmでd_S＝2.57 mm、D＝50.4 mmでd_S＝2.57 mm、およびD＝30.6 mmでd_S＝1.14 mmの場合の$\overline{L}_b$と全体積流束$<J_T>$の関係を示す。測定結果の標準偏差については後ほど示す。記号の形の違いは$<J_L>$の違いを表している。横軸は$<J_T>$であるが、同じ$<J_G>$、$<J_L>$の値を持つ各グループでは、$<J_G>$、$<J_L>$がほぼ一定に設定されているので、右へ行くほど$<J_S>$の大きいときの測定値を示している。$<J_G>$、$<J_L>$が一定で$<J_S>$のみが変化するときの$\overline{L}_b$の変化に注目する。D＝30.6 mmでd_S＝1.14 mmの場合を除く各条件においては、固気液三相スラグ流の$\overline{L}_b$は、黒塗り記号で示した気液二相スラグ流の値より小さい値をとっている。これより、一般的には気液二相スラグ流に固体粒子を添加して固気液三相スラグ流にすることにより大気泡の平均長さが減少することがわかる。しかし、D＝30.6 mmでd_S＝1.14 mmの場合には、気液二相スラグ流の値とほぼ同じか、逆にわずかに増加する傾向が見られる。また、固体粒子添加時の$\overline{L}_b$の変化の度合いはDとd_Sが一定の場合でも$<J_G>$、$<J_L>$の値により、逆に$<J_G>$と$<J_L>$が一定の場合でもD、d_Sの値によって違いが生じている。なお、$<J_S>$が一定で、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が変化する場合には、気液二相スラグ流の場合と同じ定性的特性、すなわち、$<J_G>$が大きいほど、あるいは$<J_L>$が小さいほど大きくなるという特性を示している。

Heywood-Charles[98]は、D=40.9mmの鉛直管内でカオリンスラリー－空気系固気液三相スラグ流において大気泡長さを測定し、スラリー濃度一定のもと、大気泡長さは$<J_G>$の増加に伴い増加することを示している。本実験結果においては固液間に無視できない相対速度があるため直接比較はできないが、$<J_G>$の増加に伴い大気泡長さが大きくなるという点では同じ特性である。

北原－吉田[75]の研究結果によると、大気泡長さは$<J_S>$の増加に伴いほとんど変化せず、詳細に見ると極大値を示した後にわずかに減少することが示されているが、これは本実験範囲でのD＝30.6 mm、d_S＝1.14 mmの$<J_G>$=0.40m/sの場合とよく似ており、他の条件の結果とは一致しない。また彼らは、d_Sの影響は見られないとしているが、本研究ではd_Sの影響が上述のように顕著に見られる。この原因は、彼らの実験範囲が非常に小さい粒子（17～120μm）に対して行われたことにあると考えられる。すなわち、粒子径が1mm程度までの小さい粒子を用いた固気液三相スラグ流では、大気泡長さは$<J_S>$の増加に伴ってあまり変化しないか、あるいはわずかに増加する場合がみられるが、それ以上の大きい粒子を用いると、大気泡の平

均長さが減少することが確認できた。

以下、固体粒子の添加による大気泡の平均長さがどのようなパラメータに支配されているかについて調べ、これらの影響を表せる相関式の作成を試みる。図８－８に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の、$\overline{\overline{L}}_b$の$\langle J_S \rangle$に対する減少率、$-\partial \overline{\overline{L}}_b / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle, \langle J_L \rangle} = -\partial \overline{\overline{L}}_b / \partial \langle J_S \rangle |_{\langle J_G \rangle, \langle J_L \rangle}$の値を$\langle J_T \rangle$に対して示している。この値は体積率、圧力降下と同様の手法で、図８－１(a)に示した測定値を最小自乗法によるカーブフィッティングを用いて算出したものである。一部のデータを除いて、$\langle J_L \rangle$が小さいほど、$\langle J_G \rangle$が大きいほど大きい。この減少率の傾向は、図４－２６に示した$\langle \alpha_G \rangle$の$\langle J_S \rangle$に対する減少率の傾向と似ている。すなわち、$\langle J_L \rangle$が大きく$\langle J_G \rangle$が小さいときには、固相添加による減少率は小さいが、$\langle J_G \rangle$が大きく$\langle J_L \rangle$が小さいときには、大きい減少率で減少している。このほか、固体粒子径d_Sのみを変化させた場合には、d_Sが大きいほど減少傾向は顕著で、管内径Dのみを変化させた場合には、わずかにDが小さいほど減少傾向が顕著であった。これらのことを考慮して、次のように大気泡平均長さの相関式を導いた。

気液二相スラグ流の大気泡平均長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$に関しては、本節（１）で相関式を作成したので、この値を基準に、固気液三相スラグ流の大気泡平均長さ$\overline{\overline{L}}_b$を考える。固相添加量に対するパラメータは、固相体積流束$\langle J_S \rangle$や固相体積率$\langle \alpha_S \rangle$など様々なものが考えられる。そこで、$\langle J_S \rangle$、$\beta_S = \langle J_S \rangle / \langle J_T \rangle$、$\langle J_S \rangle /(\langle J_L \rangle + \langle J_S \rangle)$、$\langle J_S \rangle^* = \langle J_S \rangle /(1 - \langle \alpha_G \rangle)$、$\langle \alpha_S \rangle$並びに$\langle \alpha_S \rangle^* = \langle \alpha_S \rangle /(1 - \langle \alpha_G \rangle)$の６種類について検討した結果、$\overline{\overline{L}}_{b2}$で無次元化した$\overline{\overline{L}}_b$を最も小さい誤差で整理できたのは、固気液三相スラグ流の気相を除いた仮想的固液二相流中での固相体積率$\langle \alpha_S \rangle^*$であった。そこで、$\overline{\overline{L}}_b / \overline{\overline{L}}_{b2}$を次のような$\langle \alpha_S \rangle^*$の指数関数でおくこととした。

$$\overline{\overline{L}}_b / \overline{\overline{L}}_{b2} = 1 + a \langle \alpha_S \rangle^{*n} \tag{8-10}$$

指数nの値としては、0.50が最も適当であった。そこで、nをこの値に固定して、係数aを最小自乗法により求めた。図８－９に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の、最小自乗法による相関例を示す。無次元化された$\overline{\overline{L}}_b$の減少傾向が、この関数形でほぼ表せている。この例では、式(8-10)の係数aの値が、-1.28（最も下の曲線）から、-0.473（最も上の曲線）の間に分布している。$\overline{\overline{L}}_b$が増加する場合にはa

が正となる。このようにして、スラグ特性実験を行った各D、d_Sの組み合わせに対してaの値を求めた。aの値、すなわち固相添加時の$\overline{\overline{L}}_b$の変化の程度は、上述のように気液の体積流束、粒子径、管内径に影響を受けている。そこで、次の3つの無次元数を用いてこれらの関係の整理を試みた。一つは、気液の体積流束比$<J_G>/<J_L>$で、$<J_G>$が大きいほど、$<J_L>$が小さいほど変化が顕著であることを考慮したものである。二つ目は粒子の沈降終速度V_{ST}と液相平均速度$\overline{V}_L$の比で、固相の相対速度の影響を表すパラメータとして用いた。三つ目は粒子径－管内径比d_S/Dで、粒子の相対的な大きさを表すパラメータである。これら3つの無次元量を組み合わせて係数aの相関を行ったところ、次式で最も精度の良い相関が得られた。

$$a = 0.0183\ \{(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.3}(d_S/D)^{0.6}\}^{-1.54} - 1.15 \qquad (8\text{-}11)$$

式(8-10)に式(8-11)と式(8-8)の$\overline{\overline{L}}_{b2}$を代入して、$\overline{\overline{L}}_b$の式として示しておく。

$$\overline{\overline{L}}_b = \left[1 + \left(0.0183\ \{(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.3}(d_S/D)^{0.6}\}^{-1.54} - 1.15\right) <\alpha_S>^{*0.50}\right] \times \left[-27.4\ln(D/L_p) - 103\right] <\alpha_{G2}>^{1.85} D \qquad (8\text{-}12)$$

図8－10に、この相関式と、各条件のaの値を示しておく。図8－1(a)に本相関式による推算値を太い点線で示す。$\overline{\overline{L}}_b$が$<J_S>$の増加に伴って減少していくこと、その減少の度合いが$<J_G>$が大きいほど、$<J_L>$が小さいほど大きいことを表している。本相関式による推算値と測定値の比較は、定量的には、表8－2に示すとおりである。これで、7．4節で示した推算法に必要な式の一つが得られた。

ここまで、全て統計的平均値について述べてきたが、実際の大気泡長さ測定値は、ばらつきをもった量である。このばらつきを、測定値の標準偏差を用いて評価する。図8－11に図8－1(a)に対応する大気泡長さ測定値の標準偏差σ_{L_b}の一例を図8－1と同じ表示法で示す。気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流ともに図8－1(a)に示した平均値とよく似た定性的特性を示している。すなわち、気液二相スラグ流のσ_{L_b}は$<J_G>$が大きいほど、$<J_L>$が小さいほど大きく、固気液三相スラグ流のσ_{L_b}は、同じ$<J_G>$、$<J_L>$の気液二相スラグ流のσ_{L_b}の値より小さく、$<J_S>$の増加に伴って減少していくことがわかる。これより、気液二相スラグ流に固相を添加して固気液三相スラグ流とし、さらに$<J_S>$を増加させていくと、本実験条件のほとんどの場合においては、大気泡長さは平均値を減少させていくとともにその

ばらつきも小さくなり、より短い、より均等な長さの大気泡が増加していくという傾向が確認できる。なお、本実験範囲の場合、粒子が存在することによって大気泡の合体が抑制されることが、固相添加により$\overline{L}_b$とσ_{L_b}が減少する原因の１つと考えられる。この効果は$<J_S>$、d_Sが大きいほど顕著に現れるのであろう。

８．２．２　ウェイク部と液体スラグ部の長さ

（１）気液二相スラグ流

本論文で用いている液体スラグ部の呼称はウェイク部を含まない部分であるが、これまでに気液二相スラグ流に対して研究対象となっているのは、ウェイク部を含んだ液体スラグ部の長さである。そこで、ウェイク部と液体スラグ部の長さの和を以下ではウェイク部－液体スラグ部長さと呼び、$L_{ls,w}$と表示する。$D = 30.6$ mm における気液二相スラグ流での$L_{ls,w2}$の統計的平均値$\overline{L}_{ls,w2}$と全体積流束$<J_T>$の関係を図８－１２(a)に黒塗りの記号で示す。$\overline{L}_{ls,w2}$は、本実験範囲では常に図８－１(a)に示した$\overline{L}_{b2}$より大きい値を持ち、$<J_G>$が大きいほど、あるいは$<J_L>$が小さいほど大きく、９点が歪んだ菱形を形作っている。これらの特性は$\overline{L}_{b2}$の特性と同じである。しかし、菱形の歪み具合は大気泡長さの場合より激しい。すなわち、$<J_G>$、$<J_L>$が変化したときの$\overline{L}_{ls,w2}$の変化の割合は$\overline{L}_{b2}$の場合より小さい。図８－１２(b)には、$D = 20.9$ mm における$<J_G>$、$<J_L>$の５つの組み合わせに対する$\overline{L}_{ls,w2}$を、さらに、図８－１２(c)には$D = 50.4$ mm における$<J_G>$、$<J_L>$の４つの組み合わせに対する$\overline{L}_{ls,w2}$をやはり黒塗りの記号で示すが、定性的な特性は$D = 30.6$ mm の場合とほぼ同様である。

気液二相スラグ流でのウェイク部－液体スラグ部長さの相関式に関する従来の研究としては、直接この部分の長さを相関できるものとして、Sylvester[34]によって改良されたFernandesら[32]のスラグモデルでは$\overline{L}_{ls,w2} = 40D$がある。これは、管内径Dが決まると各相体積流束にかかわらず$\overline{L}_{ls,w2}$が常に一定値となるもので、上述の測定結果の定性的特性と明らかに一致しない。また、定量的にも例えば$D = 30.6$ mmでは$\overline{L}_{ls,w2}$の値は約1.2mとなり、0.3～0.5m程度の本測定結果とは大きく異なった値となっている。畠山－野田[36]も、$\overline{L}_{ls,w2} = 15D$という単純な式でウェイク部－液体スラグ部長さを与えている。

また、前節で示した比率$\overline{L}_{b2}/\overline{L}_{U2}$の値を与える相関式において、$\overline{L}_{b2}$の値を与えることにより、$\overline{L}_{ls,w2}$の値が算出できる。すなわち、$\overline{L}_{U2} = (\overline{L}_{b2} + \overline{L}_{ls,w2})$

であるから、

$$\bar{\bar{L}}_{ls,w2} = \frac{1 - \bar{\bar{L}}_{b2} / \bar{\bar{L}}_{U2}}{\bar{\bar{L}}_{b2} / \bar{\bar{L}}_{U2}} \bar{\bar{L}}_{b2} \tag{8-13}$$

と表せる。したがって、$\bar{\bar{L}}_{b2}$の値を前節で提示した相関式(8-8)を利用したうえで、佐藤ら[42]の式(8-4)とOrell-Rembrand[33]の式(8-5)により$\bar{\bar{L}}_{ls,w2}$を算出する方法もとりあげる。

これらの４つの方法による$\bar{\bar{L}}_{ls,w2}$の値の推算結果を図８－１３に細い曲線で示す。ただし、Sylvester[34]によるものは上述のように約1.2mとなり、本図の範囲外である。細い一点鎖線で示す畠山－野田の結果は、当然ではあるが水平線となり、測定結果の定性的傾向を表せていない。細い破線の佐藤ら並びに細い点線で示すOrell-Rembrandの推算結果は、$\langle J_L \rangle$一定の線が右下がり、$\langle J_G \rangle$一定の線が右上がりとなって、測定結果と逆になっている。定量的にも、各方法による推算値は、表８－３に示すように、測定結果と大きく離れ、大きく見積もる傾向が強いことを表している。

そこで、$\bar{\bar{L}}_{ls,w2}$の新たな相関式を求める。ここではまず比率$\bar{\bar{L}}_{b2}/\bar{\bar{L}}_{U2}$の相関式を求め、これを利用して本実験条件における$\bar{\bar{L}}_{ls,w2}$の式を導出することにする。先にも述べたように、$\bar{\bar{L}}_{b2}/\bar{\bar{L}}_{U2}$の値の定性的傾向は$\bar{\bar{L}}_{b2}$と類似であったため、$\bar{\bar{L}}_{b2}$と同様に、気相の体積率$<\alpha_{G2}>$と関係を基礎に相関式を作成する。図８－１４に$\bar{\bar{L}}_{b2}/\bar{\bar{L}}_{U2}$と$<\alpha_{G2}>$の関係を示す。Dが一定ならば、$\langle J_L \rangle$の値にかかわらずほぼ一本の曲線上にデータが並んでいる。$\bar{\bar{L}}_{b2}/D$が$<\alpha_{G2}>$に対して下に凸の曲線であったのに対し、ここでは上に凸の曲線となっているが、やはり式(8-6)と同様の$<\alpha_{G2}>$の指数関数でほぼ近似できる。

$$\bar{\bar{L}}_{b2} / \bar{\bar{L}}_{U2} = A <\alpha_G>^B \tag{8-14}$$

指数Bの値として、0.75が適当であったので、この値に固定してAの値を最小自乗法により求めた。図中の曲線はこの指数関数による回帰結果である。Aは管内径Dの一次式で表せた。相関式を無次元式で表すために、$\bar{\bar{L}}_{b2}$の場合と同様にDは気液混合部から測定部までの距離L_pで無次元化して次式のように表す。

$$A = 1.07 - 53.8(D / L_p) \tag{8-15}$$

したがって、本実験における気液二相流の$\overline{\overline{L}}_{b2} / \overline{\overline{L}}_{U2}$の値は次式で相関づけられる。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / \overline{\overline{L}}_{U2} = \left[1.07 - 53.8(D / L_p) \right] <\alpha_{G2}>^{0.75} \tag{8-16}$$

なお、この式に、本実験条件のL_p=7.5mを用いて整理すると、次式が得られる。

$$\overline{\overline{L}}_{b2} / \overline{\overline{L}}_{U2} = \left[1.07 - 7.17\times10^{-3} D \right] <\alpha_{G2}>^{0.75} \tag{8-17}$$

ただし、この式(8-17)の右辺に用いるDは、mm の単位でなければならない。

また、式(8-16)を式(8-13)を用いて変形し、気液二相スラグ流のウェイク部－液体スラグ部長さ、$\overline{\overline{L}}_{ls,w2}$の値を求める式に変形すると、次のようになる。

$$\overline{\overline{L}}_{ls,w2} = \overline{\overline{L}}_{b2} \left(\frac{1}{\left[1.07 - 53.8(D / L_p) \right] <\alpha_{G2}>^{0.75}} - 1 \right) \tag{8-18}$$

式(8-18)による推算結果を図８－１３に太い実線で示す。推算結果は$\overline{\overline{L}}_{ls,w2}$の測定値の定性的特性、すなわち$<J_G>$が大きいほど、あるいは$<J_L>$が小さいほど大きいことを再現し、定量的にも表８－３の最下段に示すように、良い結果を示している。

（２）固気液三相スラグ流

図８－１２(a)～(c)及び８－１５に白抜きの記号で表す固気液三相スラグ流のウェイク部－液体スラグ部長さ$\overline{\overline{L}}_{ls,w}$は、大気泡長さと同様に、$<J_G>$、$<J_L>$が等しい気液二相スラグ流における値より小さい値をもつ場合と、大きい値を持つ場合の両方がみられる。図８－１５に示すD =30.6mm、d_S=1.14mm の条件では$<J_S>$の増加で$\overline{\overline{L}}_{ls,w}$は増加している。しかし、その他の条件では減少している。減少する場合には、その減少の度合いは図８－１２(a)～(c)より、基本的には$\overline{\overline{L}}_b$と同様に、$<J_L>$が小さいほど、$<J_G>$が大きいほど大きい場合が多いようである。しかし、データのばらつきが$\overline{\overline{L}}_b$の場合よりも激しく、この傾向が見られない場合もある。

$<J_S>$が一定で$<J_G>$あるいは$<J_L>$が変化する場合には、$\overline{L}_{ls,w2}$の定性的特性と同じく、$<J_G>$が大きいほど、あるいは$<J_L>$が小さいほど大きい値を持つ。

次に、これらの傾向を考慮して、相関式の導出を行う。固相の影響を考慮する際には、$\overline{L}_b$の場合と同様に気液二相スラグ流におけるウェイク部－液体スラグ部長さ$\overline{L}_{ls,w2}$で無次元化して相関式を作成する。$\overline{L}_{ls,w}/\overline{L}_{ls,w2}$の整理を行う際の固相添加量に対するパラメータとして、$\overline{L}_b/\overline{L}_{b2}$の整理の際に示した６つの物理量に対して相関をとったところ、$\overline{L}_b/\overline{L}_{b2}$の場合と同様に固気液三相スラグ流の気相を除いた仮想的固液二相流中での固相体積率$<\alpha_S>^* = <\alpha_S>/(1-<\alpha_G>)$を用いた場合に最も良い相関がえられた。データの並びを考慮してやはり次のような$<\alpha_S>^*$の指数関数でおくこととした。

$$\overline{\overline{L}}_{ls,w} / \overline{\overline{L}}_{ls,w2} = 1 + a <\alpha_S>^{*n} \tag{8-19}$$

指数ｎの値としては、0.75が最も適当であった。そこで、ｎをこの値に固定して、係数ａを最小自乗法により求めた。図８－１６に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の、最小自乗法による相関例を示す。この例では、式(8-19)の係数ａの値が、-2.01（最も下の曲線）から、-0.142（最も上の曲線）の間に分布し、固相添加によって常に$\overline{L}_{ls,w}/\overline{L}_{ls,w2}$は減少しているが、D=30.6mm、$d_S$=1.14mm 及び d_S=2.57mm では増加している。このようにして、スラグ特性実験を行った各D、d_Sの組み合わせに対して係数ａの値を求めた。ａの値は、$\overline{L}_b$の相関式の場合と同様に３つの無次元数、$<J_G>/<J_L>$、$V_{ST}/\overline{V}_L$、d_S/Dの組み合わせで相関を調べたところ、次式で最も精度の良い相関が得られた。

$$a = 0.0555\left[(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.7}(d_S/D)^{0.6}\right]^{-1.25} - 1.80 \tag{8-20}$$

図８－１７に、この相関式と、各条件のａの値を示しておく。図８－１０に示した、$\overline{L}_b$の場合同様、右下がりの傾向が得られ、横軸の無次元数の組み合わせの値が大きいほど、すなわち$<J_G>$が大きくて$<J_L>$あるいは$\overline{V}_L$が小さく、d_Sが大きくてDが小さいほど、$\overline{L}_{ls,w}/\overline{L}_{ls,w2}$の減少傾向が強いことがわかる。式(8-19)に、式(8-20)と式(8-18)を代入し、$\overline{L}_{ls,w}$が直接算出できる形の式を次に示しておく。

$$\overline{\overline{L}}_{ls,w} = \left[1 + \left(0.0555\left[(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.7}(d_S/D)^{0.6}\right]^{-1.25} - 1.80\right)<\alpha_S>^{*0.75}\right]$$
$$\times\left[-27.4\ln(D/L_p) - 103\right]<\alpha_{G2}>^{1.85}D\left(\frac{1}{\left[1.07 - 53.8(D/L_p)\right]<\alpha_{G2}>^{0.75}} - 1\right) \tag{8-21}$$

式(8-21)による推算結果を図８－１３に太い点線で示す。測定値と比較すると、気液二相スラグ流での値から固相の添加により減少していく傾向が再現できている。ただし、D=30.6mm、d_S=1.14mmに適用した場合には、減少せずにわずかに増加する特性を示す。定量的比較は、表８－４に示すとおりである。

これで、各流動条件における$\overline{\overline{L}}_{ls,w}$の値は算出できるが、ウェイク部の長さとそれ以外の液体スラグ部の長さには分離できない。そこで、ＶＴＲ画像を用いて、ウェイク部の長さ$\overline{\overline{L}}_w$を測定し、その特性を調べた。その結果、$\overline{\overline{L}}_w$は下流側、すなわち上にある大気泡の長さにほぼ比例する長さをもつことがわかった。これは、液膜部を流下する液相が本実験条件の大気泡長さの範囲では近似的に自由落下し、大気泡が長いほど大きい速度で液体スラグ部に流入していくため、$\overline{\overline{L}}_w$が大きくなるものと考えられる。そこで、$\overline{\overline{L}}_w$を$\overline{\overline{L}}_b$に比例すると考える。もちろん、大気泡が非常に長く、周囲の液膜中の液相速度が一定値に達するような場合には、この線形近似は不適当となる。しかし、Mao-Dukler[47]が指摘しているように、彼らの気液二相スラグ流の計測では大気泡長さが1.4m（27D）に達しても完全には液膜中の液相速度が一定値にならず、加速を続けている。本実験範囲でも、大気泡は最大で約0.5mであり、このように長い範囲のものはないので、液膜内の流れは、全て加速している状態のままでウェイク部あるいは液体スラグ部に達するものと考えられる。このことは、後で示すＬＤＶによる液膜内液相速度の測定結果からも裏付けられる。また、液表面からの空気ジェットによるエントレインメントの研究[99]においても、低速ジェットの領域では、エントレインメントの深さがほぼジェットの速度に比例するという結果が得られている。比例定数はばらつきはあるものの、流動条件による依存性は確認できなかったので、ここではその平均値0.284を用いて、次式で相関することとした。

$$\overline{\overline{L}}_W = 0.284\,\overline{\overline{L}}_b \tag{8-22}$$

$\overline{L}_{ls}$の値は、$\overline{L}_{ls,w}$の値から$\overline{L}_{w}$の値を引くことによって算出できる。以上で、7．4節で必要な相関式が２つ得られ、$\overline{L}_{b}$の相関式とあわせて３つとなった。

最後に、$\overline{L}_{ls,w}$の測定値の標準偏差$\sigma_{L_{ls,w}}$について述べる。図８－１８に図８－１２(a)に対応する測定値の標準偏差$\sigma_{L_{ls,w}}$の測定結果を示す。黒塗りの記号で示した気液二相スラグ流の$\sigma_{L_{ls,w}}$は$<J_G>$が大きいほどわずかに大きいが、平均値に比べてあまり変化していない。また、$<J_L>$が大きくなると、$<J_L>$が小さいうちは減少しているものの、$<J_L>$が大きいときにはほとんど一定値である。固気液三相スラグ流の$\sigma_{L_{ls,w}}$は、同じ$<J_G>$、$<J_L>$の気液二相スラグ流の$\sigma_{L_{ls,w}}$の値より小さく、$<J_S>$の増加に伴って減少していくことがわかる。これより、気液二相スラグ流に固相を添加して固気液三相スラグ流とし、さらに$<J_S>$を増加させていくと、本実験条件のほとんどの場合においては、大気泡長さ同様、液体スラグ・ウェイク部長さも平均値を減少させていくとともにそのばらつきも小さくなり、より短い、より均等な長さのものが増加していくという傾向が確認できる。

８．３　大気泡上昇速度

８．３．１　気液二相スラグ流の大気泡上昇速度

気液二相スラグ流の大気泡上昇速度測定値の統計的平均値$\overline{V}_{b}$を図８－１９(a)～(c)に黒塗りの記号で、それぞれD=30.6、20.9、50.4mmの場合を示す。測定値としては、大気泡膨張の影響を受けにくい、大気泡後端の上昇速度測定値を用いた。ここでも、気液二相スラグ流の$\overline{V}_{b}$を$\overline{V}_{b2}$と表すこととする。$\overline{V}_{b2}$は$<J_G>$、$<J_L>$にかかわらず$<J_T>$に対してほぼ直線的に増加し、一本の直線の周りに分布している。これは、後で示す従来の研究でも明らかにされてきたとおりである。しかし、より詳細に調べると$<J_L>$が一定で$<J_G>$のみが変化する場合と、$<J_G>$が一定で$<J_L>$のみが変化する場合の傾きがわずかに異なることも確認できる。これは、第４章で述べたように、気相平均速度に関しても認められた傾向である。特に(b)のD=20.9mm の場合に顕著である。図８－１９(b)では固気液三相スラグ流のデータが同時にプロットされていて見にくいので、図８－２０(a)～(c)に気液二相スラグ流のデータのみを抜きだして示す。図中に灰色の記号で示しているのは、第４章で示した気相平均速度の測定値$\overline{V}_{G2}$である。各$\overline{V}_{b2}$の真下にあるのが対応する$\overline{V}_{G2}$である。$\overline{V}_{G2}$については、$<J_G>$が一定で$<J_L>$のみが変化する場合の傾きが、$<J_L>$が一

定で$<J_G>$のみが変化する場合の傾きよりも大きい値であった。$\overline{\overline{V}}_{b2}$での傾きの違いの傾向を確認するために、図中に$<J_L>$が一定で$<J_G>$のみが変化する場合と、$<J_G>$が一定で$<J_L>$のみが変化する場合のデータの最小自乗法による一次回帰直線をそれぞれ実線と破線で示す。図８－２０(b)では破線の傾きは、明らかに実線の傾きより大きく、図８－２０(a)、(c)に示す他のＤでも、破線の傾きの平均値は実線の傾きの平均値より大きい。これより、気液二相スラグ流における大気泡上昇速度$\overline{\overline{V}}_{b2}$は、ほぼ$<J_T>$の線形関数で表せるものの、詳しく見ると、$<J_G>$が一定で、$<J_L>$のみが変化する場合の傾きが、$<J_L>$が一定で$<J_G>$のみが変化する場合の傾きよりも大きくなることがわかった。この定性的特性は$\overline{V}_{G2}$のそれと等しい。これより、気液二相スラグ流においては$\overline{V}_{G2}$の特性は大気泡上昇速度$\overline{\overline{V}}_{b2}$の特性と強い関連性をもっていることが確認できる。

また、図８－２０(a)〜(c)に示すように、本実験範囲においては$\overline{\overline{V}}_{b2}$は$\overline{V}_{G2}$より大きい値をもっている。これは気相が大気泡中のみならず、小気泡としてウェイク部とそれに続く液体スラグ部にも存在しているためである。一部は大気泡周囲の液膜中にも存在する。液体スラグ部の小気泡はその上流、すなわち下側の大気泡に追いつかれる事が観察され、小気泡の速度は$\overline{\overline{V}}_{b2}$より小さい。気相平均速度$\overline{V}_{G2}$は全ての気泡速度の体積加重平均値であるから、$\overline{\overline{V}}_{b2}$より小さい液体スラグ部の小気泡速度のため$\overline{\overline{V}}_{b2}$より小さくなると考えられる。

$\overline{\overline{V}}_{b2}$に関しては、従来よりかなりの数の研究が行われており、ここではそれらのうちの代表的な相関式との比較を行う。Griffith-Wallis[24]は、静止液中を上昇するときの大気泡上昇速度式、$\kappa_1\sqrt{gD}$（κ_1は通常は0.35）に、流れよる大気泡の増速を補正する係数κ_2をかけ合わせた項に$<J_T>$を加えて$\overline{\overline{V}}_{b2}$を次式のように表している。

$$\overline{\overline{V}}_{b2}= <J_T>+\kappa_1\kappa_2\sqrt{gD} \tag{8-23}$$

κ_2の値は流れのレイノルズ数と大気泡レイノルズ数の関数として線図で与えられている。ただし、本実験条件では彼らの実験条件と比較するとレイノルズ数が大きすぎて線図の範囲を超えているために定量的比較は不可能である。

Nicklinら[25]は、流れの中での大気泡上昇速度$\overline{\overline{V}}_{b2}$を次式で表した。

$$\overline{\overline{V}}_{b2}= 1.2<J_T>+0.35\sqrt{gD} \tag{8-24}$$

すなわち、静止水中での上昇速度分と流れによる増速分を分離して和で表した。現在でもこのNicklinの式の形に基づいて整理が行われることが多く、各相体積率の所で述べたZuber-Findlay[13]の方法も基本的にはこの式の拡張である。なお、式(8-24)の右辺第２項は密度の影響を補正した$0.35\sqrt{gD(\rho_L-\rho_G)/\rho_L}$の形で表されることが多いが、水－空気系では$\rho_L >> \rho_G$のためこの補正の影響は非常に小さい。

赤川－坂口[27]はD=27.6mmの鉛直管内スラグ流領域の実験より$\overline{\overline{V}}_{b2}$は近似的に次式で表せるとしている。

$$\overline{\overline{V}}_{b2} = 1.25 \langle J_T \rangle \tag{8-25}$$

飯田－厚浦[40]は、式(8-25)の係数部分を、液相単相流のレイノルズ数$Re_{Lo}=\rho_L D \langle J_L \rangle / \mu_L$の関数で表した。ただし、この式の導出に関与したのは主にフロス流のデータである。

$$\overline{\overline{V}}_{b2} = [1+0.40 \exp(-0.55\times10^{-4} Re_{Lo})] \langle J_T \rangle \tag{8-26}$$

Orell-Rembrand[33]のモデル、Sylvester[34]が改良したFernandesら[32]のモデルによっても$\overline{\overline{V}}_{b2}$は得られるが、その際式(8-24)をそのまま用いている。なお、Fernandesら[32]のオリジナルのモデルでは式(8-24)の係数1.20のかわりに1.29を用いることを提案している。したがって、以下の比較ではこれらのうちからFernandesらのものだけを示す。

図８－２１(a)～(c)にそれぞれD=20.9、30.6、50.4mmの場合の$\overline{\overline{V}}_{b2}$の測定値と各相関式による計算結果を同時に示す。定性的には、$\langle J_T \rangle$の増加に伴って$\overline{\overline{V}}_{b2}$がほぼ直線的に増加するという傾向は全ての相関式と測定値が一致している。飯田－厚浦の推算結果は、上で述べた$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の$\overline{\overline{V}}_{b2}$に及ぼす影響がわずかに異なる点では測定結果と一致している。しかし、測定結果では$\langle J_L \rangle$が一定で、$\langle J_G \rangle$のみが変化する場合の傾きより、$\langle J_G \rangle$が一定で$\langle J_L \rangle$のみが変化する場合の傾きの方が大きいのに対し、飯田－厚浦の推算結果はその逆になっている。その他の推算結果は、$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の$\overline{\overline{V}}_{b2}$に及ぼす影響が同じになっている。各推算式と測定値の定量的比較を表８－５に示す。定量的にはNicklinらの式が本実験結果に最もよ

く一致している。

次に、これらの定性的特性も考慮した新たな相関式を提案する。$<J_L>$が一定で、$<J_G>$のみが変化する場合と、$<J_G>$が一定で$<J_L>$のみが変化する場合のデータの傾きの各Ｄにおける比の平均値は0.91であった。これは、言い換えれば$<J_G>$一定のもと$<J_L>$が単位量増加する際の$\overline{\overline{V}}_{b2}$の増加量に対して、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$が同じ量増加する際の$\overline{\overline{V}}_{b2}$の増加量は、その0.91倍であることを意味する。そこで、これまで横軸にとっていた$<J_T>$のかわりに、（$0.91<J_G>+<J_L>$）をとり、式(8-27)で整理を行うこととする。これは、第５章で提案した加重体積中心モデルと同じ形でもある。

$$\overline{\overline{V}}_{b2}=C_1(0.91<J_G>+<J_L>)+C_2\sqrt{gD(\rho_L-\rho_G)/\rho_L} \qquad (8\text{-}27)$$

まず、右辺第２項、すなわち切片について考える。この項は５．２．２節で示した式(5-28)と同じものであり、少し重複するが、もう一度説明しておく。この係数C_2はフルード数であり、その値としては、上でも述べたように0.35がよく用いられているが、厳密にはボンド数$Bo=\rho_L gD^2/\sigma$の関数であり[89]、本実験範囲中のＤ=20.9mmと30.6mmの場合次式で近似できる[100]。

$$C_2=0.35-\frac{0.25}{\{(\sqrt{Bo}-1.9)/2.12\}^{2.67}+1} \qquad (8\text{-}28)$$

Ｄ=50.4mmの場合には、Kawanishiら[21]も指摘しているように、管内径が50mmを越えたあたりから、C_2の値が急激に大きくなるので、Ｄ=50.4mmに対しては、Kawanishiらの大口径管（Ｄ≧50mm）に対する値、C_2=0.52を用いることとする。

さて、これで切片の値が決まるので、最小自乗法による一次回帰を用いて式(8-27)右辺第１項の係数C_1を求める。図８－２２に回帰直線と測定値を示す。測定値は横軸に$<J_T>$をとった場合（図８－２０(a)~(c)）と比較して、データがより一層、１本の直線の周りに分布し、その並びが直線的になっていることがわかる。回帰線の傾きC_1の値に影響をあたえる因子としては、大気泡上方の液相の速度分布のほか、液体スラグ中の小気泡の存在がある[31]。そこで、C_1に関してもC_2と同様に、ボンド数Ｂｏを用いて整理する。図８－２３に示すように、C_1は$Bo^{0.6}$に対してほ

ぼ直線的に並ぶので、次の関数形で相関する。

$$C_1 = 1.32 - 5.61\times10^{-3}\ Bo^{0.6} \tag{8-29}$$

以上で、気液二相スラグ流の大気泡上昇速度に関する相関式ができた。式(8-27)に式(8-28)、(8-29)を代入して、ひとまとめの式としておく。

$$\overline{\overline{V}}_{b2} = \left(1.32 - 5.61\times10^{-3}\ Bo^{0.6}\right)(0.91\langle J_G\rangle+\langle J_L\rangle) + \left[0.35 - \frac{0.25}{\{(\sqrt{Bo} - 1.9)/2.12\}^{2.67} + 1}\right]\sqrt{gD(\rho_L-\rho_G)/\rho_L}$$

$$\text{for } D < 50\text{mm} \quad (8\text{-}30(a))$$

$$\overline{\overline{V}}_{b2} = \left(1.32 - 5.61\times10^{-3}\ Bo^{0.6}\right)(0.91\langle J_G\rangle+\langle J_L\rangle) + 0.52\sqrt{gD(\rho_L-\rho_G)/\rho_L}$$

$$\text{for } D \geqq 50\text{mm} \quad (8\text{-}30(b))$$

式(8-30)による推算結果と測定結果の比較を図８－２０(a)～(c)に太い実線で示す。定性的には、$\langle J_L\rangle$が一定で、$\langle J_G\rangle$のみが変化する場合の傾きより、$\langle J_G\rangle$が一定で$\langle J_L\rangle$のみが変化する場合の傾きの方が大きいという測定結果の特性を表している。定量的には、表８－５の最下段に示すように、平均値、偏差ともに、良い結果を示している。これをもとに固気液三相スラグ流の大気泡上昇速度について調べる。

８．３．２　固気液三相スラグ流の大気泡上昇速度

図８－１９(a)～(c)に白抜き記号で示した、固気液三相スラグ流の大気泡上昇速度$\overline{V}_b$のデータは、黒塗り記号の気液二相スラグ流のデータと比較して増加している場合と減少している場合がともに見られる。例えば、図８－１９(b)のD=20.9mm、d_S=2.57mm の場合には$\langle J_L\rangle$=0.70m/s、$\langle J_G\rangle$=0.30m/s あるいは$\langle J_L\rangle$=0.90m/s、$\langle J_G\rangle$=0.45m/sのとき固相の添加に伴い$\overline{V}_b$が減少しているが、その他の条件では増加している。図８－１９(a)のD=30.6mm、d_S=4.17mm 及び(c)のD=50.4mm、d_S=2.57mmの場合にはいずれの条件でも増加している。しかし、その増加の度合いに違いが見られ、同じ$\langle J_S\rangle$の添加に対して、$\overline{V}_b$が大きく増加する場合とわずかにしか増加しない場合とが見られる。さらに詳しく見ると、$\langle J_L\rangle$が小さいほど、$\langle J_G\rangle$が大きいほど大きく増加している場合が多いようである。この傾向は、増加と減少

とは逆であるが、変化率が大きいという点においては上述の$\overline{L}_b$、$\overline{L}_{ls,w}$の傾向、さらには第４章で述べた気相体積率$<\alpha_G>$の定性的傾向とも一致している。

Heywood-Charles[98]は、D=40.9mmの鉛直管内でカオリンスラリー－空気系固気液三相スラグ流において大気泡上昇速度を測定し、スラリー濃度一定のもとでの$\overline{V}_b$は$<J_T>$の増加に伴い直線的に増加し、その値はNicklin[25]の式(8-24)から算出される気液二相スラグ流での値より大きくなることを示している。したがって、これは本実験結果においてD=20.9mm、d_S=2.57mm の場合の$<J_L>$=0.70m/s、$<J_G>$=0.30m/s あるいは$<J_L>$=0.90m/s、$<J_G>$=0.45m/sを除く全ての結果と一致している。

気液二相スラグ流の大気泡上昇速度$\overline{V}_{b2}$に関しては、８．３．１節で相関式を作成したので、この値を基準に、固気液三相スラグ流の大気泡上昇速度$\overline{V}_b$の相関式を考える。固相添加量に対するパラメータとしては、やはり固気液三相スラグ流の気相を除いた仮想的固液二相流中での固相体積率$<\alpha_S>^* = <\alpha_S>/(1-<\alpha_G>)$が最も適切であった。図８－２４(a)、(b)に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合とD=20.9mm、d_S=2.57mm の場合の、気液二相スラグ流の値で無次元化した固気液三相スラグ流の大気泡上昇速度$\overline{V}_b/\overline{V}_{b2}$と$<\alpha_S>^*$の関係を示す。$<\alpha_S>^*$の増加に対して$\overline{V}_b/\overline{V}_{b2}$が増加する場合と減少する場合がともに見られる。しかし、ともにデータの並びは概して飽和的であり、指数絶対値が１より小さい指数関数で表せる形を呈している。そこで、これに次のような形の$<\alpha_S>^*$の指数関数をあてることとした。

$$\overline{\overline{V}}_b / \overline{\overline{V}}_{b2} = 1 + a <\alpha_S>^{*n} \tag{8-31}$$

指数ｎの値としては、データの並びより0.85 に固定して、最小自乗法でａの値を求めた。図８－２４(a)、(b)中に、その結果を曲線で示す。このようにして、スラグ特性実験を行った各D、d_Sの組み合わせに対してａの値を求めた。ａの値は、気液の体積流束の他にも、粒子径、管内径に影響を受けている。そこで、$\overline{L}_b$等の場合と同様に、$<J_G>/<J_L>$、$V_{ST}/\overline{V}_L$、d_S/Dの３つの無次元数でａの相関を行った。図８－２５にａの値を示す。ａは横軸の無次元数の組み合わせの値に対して上に凸状に増加している。これらのデータは次式で最も精度の良い相関が得られた。

$$a = 11.0\left[(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.8}(d_S/D)^{-0.1}\right]^{0.0587} - 10 \tag{8-32}$$

式による計算値を図中に実線で示す。また、この式より、$\langle J_G \rangle$が大きくて$\langle J_L \rangle$が小さいほど、同じ$\overline{V}_L$に対してはV_{ST}あるいはd_Sが大きいほど、同じd_SのときにはDが大きいほどaの値は大きくなり、固気液三相スラグ流の$\overline{\overline{V}}_b$の増加傾向が顕著であることがわかる。相関式をまとめると、次式のようになる。

$$\overline{\overline{V}}_b=\left[1+\left[11.0\left\{(\langle J_G\rangle/\langle J_L\rangle)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.8}(d_S/D)^{-0.1}\right\}^{0.0587}-10\right]\langle\alpha_S\rangle^{*0.85}\right]$$
$$\times\left[\left(1.32-5.61\times10^{-3}\,Bo^{0.6}\right)(0.91\langle J_G\rangle+\langle J_L\rangle)+C_2\sqrt{gD(\rho_L-\rho_G)/\rho_L}\right] \qquad (8\text{-}33)$$

ただし、C_2は式(8-28)（D＜50mm）あるいはC_2=0.52（D≧50mm）である。本推算式による推算結果を図８－２６に太い点線で示す。また、測定結果との定量的比較を表８－６に示す。これらより、本式は定性的、定量的の両面において、固気液三相スラグ流の$\overline{\overline{V}}_b$を精度よく推算できる方法であることが確認できる。そこで、これを７．４節に必要な構成方程式として用いる。これで、スラグ特性量の４つが定式化されたので、残る１つの関係式を与えれば、７．４節の方程式系は閉じる。

次に、$\overline{\overline{V}}_b$の標準偏差について調べる。図８－２７に測定結果の一例を示す。気液二相スラグ流の場合、上昇速度の値自体は$\langle J_T \rangle$が一定であればほぼ一定値であるにも関わらず、標準偏差は同じ$\langle J_T \rangle$でも$\langle J_L \rangle$が小さくて$\langle J_G \rangle$が大きい場合ほど大きい値となっている。これは、$\overline{L}_b$あるいは$\overline{L}_b／\overline{L}_U$の値に関連していると考えられる。$\langle J_L \rangle$が小さくて$\langle J_G \rangle$が大きい場合、$\overline{L}_b$、$\overline{L}_b／\overline{L}_U$の値はともに増加する。これにより測定区間内における大気泡の合体の確率が増加する。合体の際には大気泡速度はかなり変動するため、その標準偏差は大きくなるのであろう。さて、固相を加えて固気液三相スラグ流とした時の標準偏差の変化は非常に複雑である。$\overline{L}_b$や$\overline{L}_{ls,w}$の場合のように単純に気液二相スラグ流の値から減少したり、あるいは単純に増加したりという傾向は見られない。大部分の$\langle J_L \rangle$、$\langle J_G \rangle$の組み合わせにおいて、一旦増加した後減少するという傾向が確認できる。この原因については詳細は不明であるが、$\langle J_S \rangle$の増加に伴って標準偏差が増加する要因としては$\overline{\overline{V}}_b$自体の増加、減少する要因としては$\overline{L}_b$、$\overline{L}_b／\overline{L}_U$の減少が考えられ、これらのバランスによってこのような傾向になっているのであろう。

8．4　大気泡周囲の液膜厚さと大気泡形状

大気泡周囲の液膜厚さは第３章に示したタイプ(ｂ)のプローブによって測定した。なお、実験装置の都合上、液膜厚さ測定にはD=30.6mmの管のみを使用した。

大気泡周囲の液膜厚さの統計的平均値$\overline{\overline{t}}_f$は４方向の液膜厚さの平均値とし、大気泡先端から３Ｄすなわち約90mm離れた位置で測定した。この位置で液膜厚さが充分に発達して、厳密に一定値に達しているとはいえないが、ここでは、軸方向の液膜厚さの変化は微小で、ほぼ一定値となっていることをあらかじめ確認している。

図８－２８(a)に$d_S = 4.17$ mmの場合の大気泡周囲の液膜厚さ$\overline{\overline{t}}_f$の測定値と$<J_T>$の関係を示す。黒塗りの記号で示した気液二相スラグ流の$\overline{\overline{t}}_f$は図に示した条件では約2.5mm程度で、$<J_T>$に対してわずかに増加しているが、$<J_T>$のうちの$<J_G>$、$<J_L>$の値にはほとんど影響されていない。図中に、破線で深野ら[31]の自由落下モデルによる流水中の単一大気泡の液膜厚さの推算値を示す。自由落下モデルでは、次の手順で大気泡周囲の液膜厚さを算出する。まず、大気泡の上昇速度で移動する座標系から見た液膜落下速度w_Lは、大気泡先端からの距離z、大気泡上昇速度V_b並びに上向きの初速度u_{LL}を用いて、

$$w_L = \sqrt{(V_b - u_{LL})^2 - 2gz} \tag{8-34}$$

液体スラグ中に気泡が存在しないとすると、zにおける液膜厚さt_fは次式で関係づけられる。

$$V_b - u_{LL} = w_L \frac{R^2 - (R - t_f)^2}{R^2} \tag{8-35}$$

Ｒは管の半径である。上記の破線は、この式において、$u_{LL} = <J_T>$として、$z = 3D$におけるt_fを算出したものである。$\overline{\overline{t}}_f$の測定値は気相を連続して注入する気液二相スラグ流のものであるので定量的には当然一致せず、深野らの推算値より大きい値となっているが、定性的には一致している。白抜きの記号で示す固気液三相スラグ流のデータは、$<J_G>$、$<J_L>$一定のもと、$<J_S>$を増加させることにより、図８－２８(a)に示す$d_S = 4.17$ mm の場合、全ての条件で気液二相スラグ流の値より増加している。図８－２８(b)、(c)に示す$d_S = 2.57$ mm、1.14mm の場合も同様であ

る。$\langle J_S \rangle$に対する$\overline{\overline{t}}_f$の増加率の傾向は$\overline{V}_b$の増加率の傾向と似ている。つまり、$\langle J_G \rangle$が大きく$\langle J_L \rangle$が小さいほどその増加率は大きい。$d_S$の影響を見るために、$\langle J_G \rangle$=0.40m/s、$\langle J_L \rangle$=0.50m/sのときの$\langle J_S \rangle$と$\overline{\overline{t}}_f$の関係を$d_S$をパラメータとして図８－２９に示す。同一の値の$\langle J_S \rangle$の場合、$d_S$の大きいほど$\overline{\overline{t}}_f$は大きくなっている。この傾向は$\langle J_S \rangle$の大きいほど大きい。一方、同一の$d_S$における$\langle J_S \rangle$に対する$\overline{\overline{t}}_f$の変化は、$d_S$が小さくなるにつれ、$\overline{\overline{t}}_f$の増加傾向は穏やかになり、$d_S$=1.14mmでは、わずかに増加しているものの、ほぼ気液二相スラグ流の値のままである。北原ら[75]の実験では、この場合と同様に固相を添加しても液膜厚さは変化しないという結果が得られている。彼らの実験では用いた粒子が非常に小さい（17～120μm）ことがこの一致の原因と考えられ、d_Sが2～4mm程度と大きくなると、本実験結果のように、液膜は確実に厚くなることが確認された。本実験範囲では大気泡部では粒子は常に液膜内にあり､液膜が粒子を覆い込む。d_Sが大きい場合には$\langle J_S \rangle$の増加とともに液膜内の粒子数も増し、その結果液膜も厚くなるものと考えられる。d_S=1.14mmや北原らの実験範囲ではd_Sが$\overline{\overline{t}}_f$に比べて小さいため､このような影響をあまり及ぼさないのであろう。なお、$\overline{\overline{t}}_f$に対する相関式は作成せず、次節で$\overline{\overline{t}}_f$を用いて大気泡の体積率を求めた後、その相関式を作成することとする。

次に、大気泡の形状について調べる。まず、気液二相スラグ流の大気泡の形状の統計的平均値を図８－３０(a)、(b)に示す。横軸には管内径Ｄで無次元化した大気泡先端から後端の方向への座標ｚを、縦軸には管中心から液膜位置までの距離ｒを管半径R＝Ｄ／２で無次元化したものを用い、縦軸と横軸の比率をちょうど実際の形状が得られるように合わせて表示している。図８－３０(a)は$\langle J_L \rangle$を一定値に固定して$\langle J_G \rangle$が変化した場合、(b)は逆に$\langle J_G \rangle$を一定値に固定して$\langle J_L \rangle$が変化した場合の形状の比較である。(a)の場合、大気泡先端の形状にはほとんど差がないが、(b)は$\langle J_L \rangle$が大きいときにわずかに尖った形になるようである。しかし、この場合でもｚ／Ｄが0.5を越えたあたりから、ほとんど差異は見られない。次に、固気液三相スラグ流の場合を見てみる。図８－３１(a)～(c)にそれぞれd_S＝1.14、2.57、4.17 mm の場合の大気泡の形状の統計的平均値を示す。各場合とも、大気泡先端の形状が、固相の添加と、$\langle J_S \rangle$の増加ともに尖った形になり、その後も大気泡後端部に至るまで液膜厚さの増大が認められる。結果として、上述の通り液膜厚さがほぼ一定値になった後の液膜厚さ$\overline{\overline{t}}_f$が$d_S$とともに増加することとなっている。以上の傾向は、$d_S$が大きいほど顕著で、$d_S$の影響のみを取り出して示した図８－３２

において、d_Sの増加とともに大気泡は先端が尖るとともに、液膜厚さが大きくなっていくことがわかる。

8．5　大気泡体積率

8．5．1　気液二相スラグ流の大気泡体積率

ここでは、大気泡部における気相体積率について述べる。このとき基準体積は大気泡部長さと管断面積による体積すなわち、$L_b \times A$で表される。本実験条件では、気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流ともに大気泡周囲の液膜に小気泡が観察されたものの、大気泡だけの体積率（以下では大気泡体積率と呼ぶ）はそれら小気泡だけの体積率に比べて非常に大きい。したがって、大気泡部体積における平均気相体積率と大気泡体積率には大差は無いものと考えられる。そこで、流動軸方向に変化する大気泡周囲の液膜厚さの測定値を用いて、大気泡部の気相体積率、ひいては大気泡体積率を求める。ある大気泡の位置zにおける4方向の液膜厚さの平均値を$t_f(z)$、大気泡先端、後端の位置をそれぞれz_1、z_2とすると、その大気泡部における体積平均気相体積率、すなわち大気泡体積率$\langle\langle \alpha_G \rangle\rangle_b$は次式で表される。

$$\langle\langle \alpha_G \rangle\rangle_b = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \{1 - t_f(z) / R\}^2 \, dz \tag{8-36}$$

これまでのスラグ特性値同様、200個の大気泡に対して$\langle\langle \alpha_G \rangle\rangle_b$の統計的平均値を求め、これを$\langle\langle \overline{\overline{\alpha}}_G \rangle\rangle_b$で表す。図8－33にD=30.6mmの場合の気液二相スラグ流の$\langle\langle \overline{\overline{\alpha}}_G \rangle\rangle_{b2}$と$<J_T>$の関係を黒塗りの記号で示している。$\langle\langle \overline{\overline{\alpha}}_G \rangle\rangle_{b2}$の値は0.6～0.7程度で、$<J_G>$が大きいほど、$<J_L>$が小さいほどわずかに大きくなる傾向が見られる。図8－28(a)に示した液膜厚さ$\overline{\overline{t}}_{f2}$は$<J_T>$に対してわずかに大きくなるものの、$<J_G>$、$<J_L>$にはほとんど影響を受けなかった。それにもかかわらず、$\langle\langle \overline{\overline{\alpha}}_G \rangle\rangle_{b2}$は$<J_G>$、$<J_L>$に影響されている。この理由は、次のように考えられる。$\overline{\overline{t}}_{f2}$は大気泡の液膜厚さがほぼ一定になった際の値であるのに対し、$\langle\langle \overline{\overline{\alpha}}_G \rangle\rangle_{b2}$を求める際には上述のように大気泡の砲弾型の形状を忠実に考慮しているためである。すなわち、図8－30～8－32に示したように、大気泡の形状は先端部が弾頭状で、ある程度先端から離れると液膜厚さは流動軸方向にほぼ一定となる。これは、Griffith-Wallis[24]によるモデルでも表されている。したがって、大気泡長さが短いも

のではこの先端部の割合が大きく、長いものでは小さくなる。大気泡の体積率は当然先端部で小さく、液膜厚さ一定の部分で大きい。よって、大気泡長さが長いものほど体積率は大きくなるといえる。図８－１(a)に示した同じ条件の大気泡長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$は、前述の通り$\langle J_G \rangle$が大きいほど、あるいは$\langle J_L \rangle$が小さいほど大きい。したがって、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$も$\langle J_G \rangle$が大きいほど、$\langle J_L \rangle$が小さいほどわずかに大きくなる傾向があるのであろう。

気液両相ともに流動している気液二相スラグ流の$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$に関する従来の研究としては、赤川－坂口[27]のほぼ近い管内径（D=27.6mm）での実験結果があり、これによると$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$は気液の流量にかかわらずほぼ0.65という値になるとされている。定性的には本実験結果と異なるが、定量的には本実験結果の平均値とほぼ一致している。

次に、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$の相関式の作成を行う。上で考察したように、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$には、大気泡長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$が大きく影響を与えている。Griffith-Wallis[24]のモデルでは、大気泡を先端部の液膜厚さが急激に変化している部分とそうでない部分とに分け、大気泡体積率と大気泡長さの関係を導出している。これをもとに、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$と$\overline{\overline{L}}_{b2}$／Dの逆数との関係を調べる。図８－３４にこの関係を示す。$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$は$\overline{\overline{L}}_{b2}$／Dの逆数に対してほぼ直線的に減少している。図中の直線は最小自乗法で求めた次の相関式である。

$$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2} = 0.733 - 0.591\left(\frac{\overline{\overline{L}}_{b2}}{D}\right)^{-1} \tag{8-37}$$

式中の数値はGriffith-Wallisの求めた値（0.913、0.526）とは異なるが、彼らの数値はポテンシャル流を仮定して得られた値で、本実験条件ではポテンシャル流ではないため、このような違いが生じたものであろう。ただし、この式はD=30.6mmのデータに対してのみ得られたものであるので、他の管内径の$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$の算出における式(8-37)の２つの定数は変わる可能性がある。しかし、それらは測定を行っていないために求めることができないので、次のような考え方で、他のDの$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$を求めることとする。定量的な測定はできなかったものの、ビデオ、写真による観察によって、D=20.9mmの場合には、液膜の厚さが管内径に対してD=30.6mmより相対的に厚く、逆にD=50.4mmの場合には、液膜の厚さが相対的に薄いことがわかっ

た。これは、実際の液膜厚さが、Dが変化しても、あまり変化していないことを意味している。そこで、同じ大気泡長さであれば、その平均液膜厚さが等しくなるというモデルを考え、他のDに拡張を行う。いま、管内径D、大気泡長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$の大気泡体積率を$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(D,\overline{\overline{L}}_{b2})$と記すと、管内径kD、大気泡長さ$\overline{\overline{L}}_{b2}$の大気泡体積率は、次式で表される。

$$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(kD,\overline{\overline{L}}_{b2}) = \left[\frac{k - \left\{1 - \sqrt{\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(D,\overline{\overline{L}}_{b2})}\right\}}{k}\right]^2 \tag{8-38}$$

この式によって、まずD=30.6mmを用いて$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(D,\overline{\overline{L}}_{b2})$を算出し、次に管内径の倍数kを介してD=20.9mm及びD=50.4mmの大気泡体積率を推定することとする。すなわち、D=20.9mm及びD=50.4mmの場合にはkはそれぞれ0.683、1.65であるから、

$$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(D=20.9\text{mm}) = \left[\frac{0.683 - \left\{1 - \sqrt{0.733 - 0.591(\overline{\overline{L}}_{b2}/20.9\times10^{-3})^{-1}}\right\}}{0.683}\right]^2 \tag{8-39}$$

$$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}(D=50.4\text{mm}) = \left[\frac{1.65 - \left\{1 - \sqrt{0.733 - 0.591(\overline{\overline{L}}_{b2}/50.4\times10^{-3})^{-1}}\right\}}{1.65}\right]^2 \tag{8-40}$$

となる。

式(8-37)による$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$の推算結果を図８－３５に実線で示す。推算結果は測定結果の$\langle J_G\rangle$が大きいほど、$\langle J_L\rangle$が小さいほどわずかに大きくなる傾向を再現している。定量的にも、表８－７に示すように、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$を一定値とおいた赤川－坂口のものより、良い結果を示している。

８．５．２　固気液三相スラグ流の大気泡体積率

図８－３３及び８－３６(a)、(b)に白抜きの記号で固気液三相スラグ流の大気泡体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$の測定値を示す。どの粒子径に対しても$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$は気液二相スラグ流の値より小さくなっている。しかし、その減少の度合いはd_Sが大きいほど顕著である。図８－３３に示したd_S=4.17 mm の場合には、0.5を下回るものもみられる。$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$の減少の原因としては、液膜厚さ$\overline{\overline{t}}_f$の増加、大気泡長さ$\overline{\overline{L}}_b$の減少、大気

泡先端の尖鋭化があげられる。<J $_G$>、<J $_L$>による減少の度合いの影響は、これまでに調べてきたスラグ特性量と比較して、あまりはっきりとした傾向は見られない。ただ、<J $_L$>が小さい場合の方が、やや減少の傾向が強いようである。

本節（1）で気液二相スラグ流の大気泡体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$の相関式を作成したので、やはりこの値を基準に、固気液三相スラグ流の大気泡体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$の相関式を考える。固相添加量に対するパラメータとしては、試算した6種類のうちで、この場合も固気液三相スラグ流の気相を除いた仮想的固液二相流中での固相体積率$<\alpha_S>^* = <\alpha_S>/(1-<\alpha_G>)$が最も良い結果を示した。図8－37に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の、気液二相スラグ流の値で無次元化した固気液三相スラグ流の大気泡体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b/\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$と$<\alpha_S>^*$の関係を示す。$<\alpha_S>^*$の増加に対して$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b/\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{b2}$は常に減少している。データの並びはやはり飽和的であり、指数絶対値が1より小さい指数関数で表せる形である。そこで、これまでと同様に、$<\alpha_S>^*$の指数関数をあてることとした。

$$\langle\langle\overline{\alpha}_G\rangle\rangle_b \, / \, \langle\langle\overline{\alpha}_G\rangle\rangle_{b2} = 1 + a <\alpha_S>^{*n} \tag{8-41}$$

指数nの値としては、データの並びより0.70に固定して、最小自乗法でaの値を求めた。図8－37中に、その結果を曲線で示す。このようにして、スラグ特性実験を行った他のd_Sに対してもaの値を求めた。Dに関しては一条件でのデータではあるが、<J $_G$>/<J $_L$>、$V_{ST}/\overline{V}_L$、d_S/Dの3つの無次元数でaの相関を行った結果、図8－38に示すようにaは横軸の無次元数の組み合わせの値に対して下に凸状に減少している。これらのデータはこれまでに調べたスラグ特性量に比べてまとまりが悪いものの、次式で最も精度の良い相関が得られた。

$$a = -1.99 \left[(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.9}(d_S/D)^{0.7} \right]^{0.279} \tag{8-42}$$

式(8-41)に式(8-42)と(8-37)を代入して、

$$\langle\langle\overline{\alpha}_G\rangle\rangle_b = \left[1 - 1.99 \left[(<J_G>/<J_L>)(V_{ST}/\overline{V}_L)^{0.9}(d_S/D)^{0.7} \right]^{0.279} <\alpha_S>^{*n} \right] \times \left[0.733 - 0.591 \left(\frac{\overline{\overline{L}}_{b2}}{D} \right)^{-1} \right] \tag{8-43}$$

となる。式(8-43)による計算値を図８－３５中に点線で示す。また、表８－８に定量的比較を示す。定性的にも定量的にも$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$を良い精度で相関できているといえる。

さて、これで固気液三相スラグ流モデルによる推算法のうちの各部における各相体積率、平均速度と各部長さを与える７．４節の方程式系にスラグ特性量のうちから必要な５つの式が全て得られた。すなわち、大気泡部長さ、液体スラグ部長さ、ウェイク部長さ、大気泡上昇速度と本節で提示した大気泡体積率の式である。残る２式は、前述の通り８．１０節で示す。

図８－３９に$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_b$の標準偏差を示す。気液二相スラグ流の黒塗りのデータは各相体積流束、全体積流束にかかわらず、ほぼ一定値である。これに対し、白抜きの記号で示した固気液三相スラグ流のデータはほとんどの条件で、気液二相スラグ流のデータより大きい値を持ち、しかも$\langle J_S\rangle$が大きいものほど大きくなる傾向を持つようである。これより、気液二相スラグ流に固相を添加していくと、大気泡は液膜が厚く、短くなりその体積率を小さくするだけでなく、個々の大気泡における体積率のばらつきが大きくなることを示している。これは、液膜内に分布する固体粒子が一様に分布するわけでなく、大気泡によってさまざまな状態で分布し、その結果、大気泡ごとの液膜厚さ、体積率のばらつきを大きくしているものと考えられる。

８．６　ウェイク部－液体スラグ部の気相体積率

大気泡に付随するウェイク部とその下側の液体スラグ部における体積平均気相体積率$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w}$は直接測定することは困難である。しかし、スラグユニットにおける体積バランスを考慮すると、$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w}$が得られる。すなわち、第７章で示した式(7-18)を用いると、

$$\langle\langle\overline{\alpha}_G\rangle\rangle_{ls,w} = \frac{\left\{\left(\overline{\overline{L}}_b+\overline{\overline{L}}_{ls,w}\right)<\alpha_G> - \overline{\overline{L}}_b\langle\langle\overline{\alpha}_G\rangle\rangle_b\right\}}{\overline{\overline{L}}_{ls,w}} \tag{8-44}$$

となる。図８－４０(a)～(c)に各粒子径に対し、式(8-44)により求めた$\langle\langle\overline{\overline{\alpha}}_G\rangle\rangle_{ls,w}$

と$<J_T>$の関係を示す。図中黒塗りの記号で示す気液二相スラグ流の$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w2}$の値は0.15から0.30程度の範囲である。これは、前節で示した大気泡体積率と比較してかなり小さい。$<J_L>$一定の下、$<J_G>$が大きくなると、$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w2}$は大きくなり、逆に$<J_G>$一定の下、$<J_L>$が大きくなると小さくなっている。固相を加えて固気液三相スラグ流となると、$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w}$の値は気液二相スラグ流の値より大きくなる場合が多く、これは大気泡部の気相体積率と逆の傾向である。しかし、固相添加時の$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w}$の増加に及ぼす、気液各相の体積流束、粒子径の影響は不明瞭である。なお、$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w}$を推算するには、式(8-44)に、大気泡長さ、ウェイク部－液体スラグ部長さ、大気泡体積率並びに気相体積率の推算値を代入すればよい。図８－４１に、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の推算結果を示しておく。気液二相スラグ流に対する実線は、$<J_L>$一定の下、$<J_G>$が大きくなると大きくなり、逆に$<J_G>$一定の下、$<J_L>$が大きくなると小さくなるという$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w2}$の定性的特性を表している。これに固相を加えて固気液三相スラグ流とした場合の点線は、上に凸の形状で増加している。表８－９、８－１０にそれぞれ気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_{ls,w}$の推算値と測定値の比較を統計量で示しておく。

８．７　スラグユニット到達周期

スラグユニット到達周期（スラグ周期）$\overline{\overline{T}}_U$は、スラグユニット長さを大気泡上昇速度で割ることによって求めることができる。すなわち、

$$\overline{\overline{T}}_U = \frac{\overline{\overline{L}}_U}{\overline{\overline{V}}_b} = \frac{\overline{\overline{L}}_b + \overline{\overline{L}}_{ls,w}}{\overline{\overline{V}}_b} \tag{8-45}$$

と表せる。図８－４２にD＝30.6 mm、d_S＝4.17 mm の場合の$<J_T>$とスラグ周期の統計的平均値$\overline{\overline{T}}_U$の関係の例を示す。気液二相スラグ流の$\overline{\overline{T}}_{U2}$は、$<J_L>$一定の下、$<J_G>$が大きくなるとわずかに増加し、$<J_G>$一定の下、$<J_L>$が大きくなると顕著に減少している。

赤川[101]は、$\overline{\overline{T}}_{U2}$の相関式として次式を提案している。

$$\overline{\overline{T}}_{U2} = \frac{0.11+0.09<J_G>}{<J_L>+0.2<J_G>} \tag{8-46}$$

図８－４３に図８－４２から抜き出した黒塗り記号のＤ＝30.6 mmの場合の気液二相スラグ流の$\overline{T}_{U2}$の測定値と細い破線で示す式(8-46)による推算結果を示す。定性的には、$\langle J_L \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が大きくなるとわずかに増加し、$\langle J_G \rangle$一定の下、$\langle J_L \rangle$が大きくなると顕著に減少するという特性を表しているが、定量的には小さい値を算出している。表８－１１に赤川の式による推算値の定量的評価に関する統計量を示す。Ｓの値が１よりかなり小さく、小さい値を算出していることが確認できる。偏差を表す指標もかなり大きい。

本章で提案した大気泡長さ、ウェイク－液体スラグ部長さ並びに大気泡上昇速度の相関式を式(8-45)に代入すると、スラグ周期の推算値が得られる。この結果を図８－４３に太い実線で示す。上述の定性的特性だけでなく、表８－１１に示すように、定量的にもほぼ測定結果と一致していることがわかる。

図８－４２に示すように、固相を加えて固気液三相スラグ流とし、$\langle J_S \rangle$の値を増加させると、$\overline{T}_U$の値は減少している。すなわち、スラグ周期は固相の添加で短くなっていく。$\langle J_S \rangle$に対するその減少率は、$\langle J_L \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が増加してもあまり変化せず、逆に$\langle J_G \rangle$一定の下、$\langle J_L \rangle$が大きくなると小さくなるという傾向が見られる。$\overline{T}_U$の値が減少するという要因は、スラグユニット長さの減少と大気泡上昇速度の増加の２つである。Ｄ＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には$\langle J_S \rangle$の増加とともにこの両方が生じているために、$\overline{T}_U$の値は常に減少するという結果が生じたといえる。これに対し、$\langle J_S \rangle$の増加によってスラグユニット長さが増加するＤ＝30.6 mm、d_S＝1.14 mmの場合などでは単純にはゆかず、大気泡上昇速度の増加の程度によっては$\overline{T}_U$の値が増加する場合もあり得る。図８－４４は、d_Sが$\overline{T}_U$に及ぼす影響を示す図である。$\langle J_S \rangle$が同じ場合、d_Sの小さいほど$\overline{T}_U$は大きく、d_Sが大きくなると$\overline{T}_U$は小さくなっている。$\langle J_S \rangle$の変化に対する$\overline{T}_U$の変化の様子はd_Sによって異なっていて、d_S＝1.14 mmの場合には$\overline{T}_U$の値はいったん増加して、ピーク値をとった後に減少するという特性が現れている。d_S＝2.57 mmの場合にも、わずかに同じ傾向が現れている。d_S＝4.17 mmの場合には上述の通り、単純に減少している。

$\overline{T}_U$の推算値は、$\overline{T}_{U2}$の場合と同様に、式(8-45)に本章で提案した大気泡長さ、ウェイク－液体スラグ部長さ並びに大気泡上昇速度の相関式を代入すれば得られる。その結果を図８－４５に示す。推算結果は、$\langle J_S \rangle$の増加によって$\overline{T}_U$が小さくなる特

性を表しており、定量的には表８－１２に示す結果を得ている。

８．８　大気泡周囲の液膜内の液相の流れ

固気液三相スラグ流の構造を知る上で、大気泡周囲の液膜内の液相の流れが固体粒子の存在によってどのような影響を受けるかということは、一つの重要なポイントである。そこで、第３章でも述べたように、電極(b)の上流側二対と同一の断面内において、管内壁面から1mm離れた点における液相局所速度をレーザードップラー流速計（ＬＤＶ）により測定した。レーザー源には15mWのＨｅ-Ｎｅレーザーを用い、後方散乱デュアルビームモードで測定した。また、上昇流から下降流まで測定できるように、音響光学素子を用いて二本のビームに１MHzの周波数シフトを生じさせた。ＬＤＶにおいては、ノイズが有効信号と混じり合うことが不可避であり、いかにしてノイズを信号中から除去し、有効信号のみを抽出するかが問題となる。本研究では、以下の手順でノイズの除去を行った。大気泡先端位置からの距離を５mm間隔に区分し、各範囲内にあるデータに対して統計的平均値を算出する。この平均値から±50%以上離れたデータをノイズとして除去する。ノイズを除いたデータに対し、再び平均値をとり、これを近接３点で単純移動平均をとった。

まず、統計的平均値を求める前の、各大気泡に対する大気泡周囲の液膜内の液相の局所速度V_{Lbf}の測定結果を示しておく。図８－４６(a)、(b)は連続して流れる大気泡と液体スラグの、大気泡形状と管内壁面から１ｍｍ離れた点でのＬＤＶにより得られた液相局所速度の例である。(a)は気液二相スラグ流、(b)は固気液三相スラグ流での測定例である。大気泡形状は液膜厚さの時系列データを、大気泡上昇速度を用いて距離に換算して求めた。横軸は各大気泡の先端からの距離ｚである。なお、液体スラグ部に対しても、ＬＤＶの信号は得られるので、参考のため示しておく。なお、ＬＤＶの速度データがばらついているのは、小気泡や固体粒子が測定点を通過するためと考えられ、ウェイク部あるいは液体スラグ部先端部で特に顕著である。気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流ともに大気泡先端部付近では、液相は正、すなわち上向きの速度を持っている。大気泡先端から後方に移動するにつれて、液相速度は減速し、やがて負、すなわち下向きの速度を持つ。大気泡が通過して液体スラグが到達すると、速度は正に回復している。ただし、大気泡直後のウェイク部と思われる領域では、負の速度の測定値も見られる。

次に、多数の大気泡に対して統計的平均値をとった場合の大気泡周囲の液膜内の液相の局所速度$\overline{V}_{Lbf}$の測定結果例を図８－４７に示す。なお、これまでに示してきたスラグ特性量の統計的平均値を求める際のサンプル数としては、200を用いてきたが、$\overline{V}_{Lbf}$の測定においては、測定の都合上、70のサンプルを用いている。図中、黒丸が気液二相スラグ流での測定結果、白丸が固気液三相スラグ流での測定結果を示し、実線は、深野ら[31]の自由落下液膜モデルによる流水中単一大気泡周囲の液膜内の液相速度の予測結果である。大気泡の上昇速度で移動する座標系から見た液膜落下速度w_Lは式(8-34)で得られるので、大気泡上昇速度からw_Lを引くことにより絶対座標系での液相速度の計算結果が得られる。ただし、式(8-34)のu_{LL}として、気液各相の体積流束の和を用いた。図の左右の例とも、気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の測定結果は、ともに正から負へと減速していく傾向を示している。気相体積流束が大きい右側の図の方が、$z=0$における$\overline{V}_{Lbf}$が大きく、正から負への変化点、すなわち逆流開始点のzが大きいことがわかる。Mao-Dukler[47]は、50.8mmの鉛直管内の気液二相スラグ流に対し、電気化学プローブを用いて壁面剪断応力を測定し、大気泡周囲の液膜流れの逆流開始点が$\langle J_G \rangle$の大きいほど先端からより離れた位置となるという結果を得ているが、本測定結果はこれと一致している。また、測定結果と自由落下液膜モデルによる結果を比較すると、液膜の減速度すなわち下向きの加速度が測定値の方がかなり小さく、管壁や大気泡からの影響を受けながら落下している様子がうかがえる。ただし、本測定値は常に管壁から１ｍｍ離れた点での液相速度の値であり、断面内液相速度分布の影響で、特に液膜が厚いときに断面内の液相平均速度よりかなり小さな値をとる可能性があることに注意が必要である。また、逆流開始後、やや固気液三相スラグ流の測定結果の方が大きめの値となっているものの、気液二相スラグ流のデータとの間に有意差は見られず、固相添加が大気泡周囲の液膜内の液相速度に及ぼす影響は無視できるものと考えられる。

８．９　固体粒子の速度と各部における固相体積率

固気液三相スラグ流の流動状況において、注目すべき点の一つに固体粒子の運動がある。本研究では、$D=30.6$ mm、$d_S=4.17$ mmの条件で、ビデオ画像（Ｈｉ８方式）の1/60秒ごとの静止画とコマ送りを利用して固体粒子の位置の変化を読みと

り、瞬時の速度と、大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部における体積平均の固相体積率を測定した。ここで示す体積平均値も、第２章での定義通りのもので、基準となる体積は、それぞれ大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部の全体積である。

図８－４８は、５個のスラグユニットにおける固体粒子速度の測定結果を、各ユニットの大気泡先端からの距離ｚに対してプロットしたものである。ｚは大気泡上昇速度と大気泡先端が通過してからの時間を乗じて得られる。図中ｂは大気泡部を、ｗはウェイク部を、ｌｓは液体スラグ部を表している。なお、位置を変えながら流動している同一粒子を複数回測定している場合もあるので、各プロット点は、全てが独立した粒子というわけではないことを記しておく。各スラグユニットにおいて、固体粒子は大気泡先端部では正の速度をもって上昇しているが、先端から下側に離れるにつれて減速し、やがて負の速度、すなわち下降を始めることがわかる。これは、前節で述べた液膜中の液相速度と同じ傾向である。固体粒子速度は、1/60秒の時間差を持つ二画面内に存在する全ての固体粒子の軸方向位置から求めたが、ウェイク部は短いため、二画面にわたって観察できる固体粒子がほとんど確認できなかったため速度を得られなかった。この流動条件では大気泡先端において、固体粒子は約1m/sの速度を持ち、ｚ方向に固体粒子は減速し、やがて負の値をとる。大気泡後端では－1～－0.5m/sになっている。ウェイク部あたりで加速して、液体スラグ先端では固体粒子速度はそれぞれのスラグユニットで最大となる。このときでも大気泡上昇速度よりは小さい。液体スラグ部内でもｚ方向に固体粒子速度は減速している。しかし、その減少率は大気泡部での減速率と比較して小さい。

図中点線で示した各部における固体粒子速度の平均値は、大気泡部ではほぼ0m/sで、液体スラグ部では約0.8m/sである。また、この流動条件での固相の平均速度$\overline{V}_S$は0.548m/sである。以上より、液体スラグ部では固体粒子は$\overline{V}_S$より速く上昇し、大気泡部では上昇を止める、あるいは少し下降することがわかる。これより、固体粒子はほとんど液体スラグ部内にあるときに上方向に輸送されていることがわかる。

次に、スラグユニットに亘っての固体粒子速度の統計的平均値を調べるが、固体粒子の画像処理の限界より、ここでは10個の連続するスラグユニットをサンプルとして取り扱う。図８－４９に大気泡周囲の液膜内における固体粒子速度$\overline{V}_{Sbf}$の統計的平均値と大気泡先端からの距離ｚの関係を白抜きの三角で示す。図中の白抜きの丸は、気液各相体積流束が比較的近い流動条件での、液膜内液相速度$\overline{V}_{Lbf}$の測定結果で、自由落下液膜モデル[31]による流水中単一大気泡周囲の液膜内の液相速度

の予測結果も同時に実線で示しておく。固体粒子速度$\overline{V}_{Sbf}$の測定結果は、当然ではあるが、正から負へと減速していく傾向を示す。下向きの加速度は約8.8m/s^{2}で、自由落下液膜モデルのg=9.8m/s^{2}より小さく、液膜内液相速度$\overline{V}_{Lbf}$の下向きの加速度よりは大きい。したがって、逆流開始後、$\overline{V}_{Sbf}$と$\overline{V}_{Lbf}$の差はzとともに大きくなっている。zが小さい大気泡先端付近で$\overline{V}_{Sbf}>\overline{V}_{Lbf}$となっている領域があるが、これは前節で述べたとおり、本実験での$\overline{V}_{Lbf}$測定値は常に管壁から1mm離れた点での液速度の値であり、特に液膜が厚いときに断面内の液相平均速度よりかなり小さな値をとっているためである可能性がある。これに対し、固体粒子は、管中心部にあるものまで測定可能である。したがって、この部分については今後の検討が必要である。

ウェイク部における固体粒子の速度を含めて測定するために、さらに$\langle J_S \rangle$の小さい条件での流動をビデオ撮影した。その結果を図8－50に3個のスラグユニットに対して示す。この条件では、各ユニットに数個ずつではあるがウェイク部における固体粒子速度V_{Sw}のデータが読みとれた。ただし、各粒子が液膜部にあるのか、中央部にあるのかは確認できなかった。また、各ユニットの各部における固体粒子速度の平均値とその標準偏差を図8－51に示す。これらの図より、ウェイク部の固体粒子速度は、液体スラグ部よりも大きく、大気泡上昇速度に近い値をもっていることがわかる。これは、ウェイク部の液膜部の固体粒子は小さいものの、ウェイク部の中央部における固体粒子がほぼ大気泡と同じ速度で上昇しているためと考えられる。よって、前章7．4節の仮定(e)の妥当性が確認できた。

大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部における体積平均の固相体積率の測定は、同じ粒子を重複して数えることのないように注意しながら、各部分にある固体粒子を計数して、固体粒子の平均体積を用いて体積率を求めた。大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部における固相体積率の体積平均値をそれぞれ、$\ll\alpha_S\gg_b$、$\ll\alpha_S\gg_w$、$\ll\alpha_S\gg_{ls}$とする。図8－52に16個のサンプルスラグユニットに対して得られたこれらの値を示す。ほとんどのスラグユニットにおいて$\ll\alpha_S\gg_b$が最も小さく、それは図中に横線で示した固相平均体積率$\langle \alpha_S \rangle$よりも小さい。これは、大気泡部ではほとんどを大気泡が占めていて大気泡中には固相は存在しないからである。また、$\ll\alpha_S\gg_{ls}$が最も大きい値をもつ。

さて、各部における固相の体積平均体積率に各部の長さをかけたもの、すなわち各部における固相の体積を、スラグユニット全体の平均固相体積率にスラグユニッ

ト長さをかけたもの、すなわちスラグユニット内の全固相体積で割ってやれば、各部における固相存在割合、すなわちスラグユニット内の全固相体積のうち大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部内の固相がそれぞれ占める割合が算出できる。これにより、固相がどの程度の割合で各部に存在しているかがわかる。図８－５３に、固相存在割合ε_{Sb}、ε_{Sw}、ε_{Sls}を同じ16個のサンプルユニットについて算出した結果を示す。ウェイク部の長さは他に比べて短いのでε_{Sw}の値が最も小さくなっている。個々のユニットによってε_{Sls}の値は違うものの、この流動条件においては固相の約60%が液体スラグ内に存在することがわかる。

８．１０　液体スラグ部の各相平均速度の関係式

以上で、スラグ特性量に関する議論を終え、本節からは第７章に示した固気液三相スラグ流モデルに基づく推算法における構成方程式について取り上げる。まず、本節では７．４節において示した、固気液三相スラグ流モデルの各部における各相体積率、平均速度並びに各部長さを推算する部分の構成方程式を示す。この部分のモデルの骨組みに、質量保存則と仮定による関係式を用いた段階で、未知量32個に対し、独立した関係式は25個であり、残る7個が構成方程式として必要であった。本章の緒言で述べたように、本章では、固気液三相スラグ流のスラグ特性を示すと同時に、大気泡部長さ、液体スラグ部長さ、ウェイク部長さ、大気泡上昇速度、大気泡体積率の５つの相関式を求めた。したがって、残る２個の式を与えてやれば、方程式系は閉じ、各相の体積流束、物性値、固体粒子径、管内径を既知量として、図７－２あるいは表７－１に示した各部における各相体積率、平均速度が全て求まる。そこで、本節では残る２個の関係式を提示する。固気液三相スラグ流モデルの方程式系を閉じるために用いる２個の関係式として、液体スラグ部の各相平均速度の関係式を与えることとする。７．４節でも述べたように、液体スラグ部では、液相の中に小気泡としての気相と、固相がともに存在する状態であり、仮想的に固気液三相気泡流が流動しているものと考えることができる。そのときの各相体積流束は、式(7-34)に示した値をもち、これが管を満たして流動すると考えられる。そこで、固気液三相気泡流に対する各相平均速度の推算式をここに用いる。

用いる推算式としては、特に固気液三相気泡流の各相体積率推算で精度の高いものとして、第６章で示した局所相対速度モデルに基づく方法を選ぶ。これは、前述

のように第５章で提案した局所相対速度モデルを固気液三相流に拡張した方法であり、固相を取り扱う際には固気液三相流から気相を除いた仮想的固液二相流に対して、気相を取り扱う際には固気液三相流から固相を除いた仮想的気液二相流に対して整理を行う。仮想的固液二相流に対する固相平均速度の式は、式(6-26)に示したものである。

$$\overline{V}_S = \frac{\varphi_L^*}{<\alpha_S>^*}\overline{V}_L + \overline{V}_R^* \tag{8-47}$$

これを固気液三相スラグ流の液体スラグ部に適用する。まず右辺第一項の$<\alpha_S>^*$は、$<\alpha_S>/(1-<\alpha_G>)$であるから、液体スラグ中の固相体積率$<\alpha_S>_{ls}$と気相体積率$<\alpha_G>_{ls}$を用いて、$<\alpha_S>_{ls}/(1-<\alpha_G>_{ls})$に置き換えればよい。液相平均速度$\overline{V}_L$については、液体スラグ中の液相平均速度$\overline{V}_{Lls}$に置き換える。こうして求められる左辺の固相平均速度は、液体スラグ中の固相平均速度$\overline{V}_{Sls}$である。

$$\overline{V}_{Sls} = \frac{\varphi_L^*}{<\alpha_S>_{ls} / (1 - <\alpha_G>_{ls})}\overline{V}_{Lls} + \overline{V}_R^* \tag{8-48}$$

ここに必要なφ_L^*の相関式は、固気液三相気泡流に対して、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \varphi_L^* &= (4.44\frac{d_S}{D} + 0.902)<\alpha_S>^* & \left(\frac{d_S}{D} < 0.0588\right) \\ \varphi_L^* &= 1.16 & \left(\frac{d_S}{D} \geq 0.0588\right) \end{aligned} \tag{8-49}$$

そこで、やはり$<\alpha_S>^*$を$<\alpha_S>_{ls}/(1-<\alpha_G>_{ls})$に置き換えて適用する。

$$\begin{aligned} \varphi_L^* &= (4.44\frac{d_S}{D} + 0.902)\{<\alpha_S>_{ls}/(1 - <\alpha_G>_{ls})\} & \left(\frac{d_S}{D} < 0.0588\right) \\ \varphi_L^* &= 1.16 & \left(\frac{d_S}{D} \geq 0.0588\right) \end{aligned} \tag{8-50}$$

さらに、固気液三相気泡流に対する固相の相平均相対速度$\overline{V}^*_R$は、式(5-136)の右辺に示したRichardson-Zaki[91]の式を用いた次式

$$\overline{V}_R^* = -V_{ST}\left(1 - <\alpha_S>^*\right)^n \tag{8-51}$$

である。指数nは、式(5-137)で与えられる。これも同様に$<\alpha_S>^*$を$<\alpha_S>_{ls}/(1-<\alpha_G>_{ls})$に置き換えて適用する。

$$\overline{V}_R^* = -V_{ST}\{1 - <\alpha_S>_{ls}/(1 - <\alpha_G>_{ls})\}^n \tag{8-52}$$

以上で、液体スラグ部における固相平均速度の算出が可能となる。推算式は、

$$\overline{V}_{Sls} = \frac{(4.44\frac{d_S}{D} + 0.902)\{<\alpha_S>_{ls}/(1 - <\alpha_G>_{ls})\}}{<\alpha_S>_{ls} / (1 - <\alpha_G>_{ls})}\overline{V}_{Lls} - V_{ST}\{1 - <\alpha_S>_{ls}/(1 - <\alpha_G>_{ls})\}^n \quad \left(\frac{d_S}{D} < 0.0588\right) \tag{8-53(a)}$$

$$\overline{V}_{Sls} = \frac{1.16}{<\alpha_S>_{ls} / (1 - <\alpha_G>_{ls})}\overline{V}_{Lls} - V_{ST}\{1 - <\alpha_S>_{ls}/(1 - <\alpha_G>_{ls})\}^n \quad \left(\frac{d_S}{D} \geq 0.0588\right) \tag{8-53(b)}$$

である。

一方、気相平均速度についても、同様の方法で、局所相対速度モデルに基づいて算出できる。仮想的気液二相流に対する気相平均速度の式は、式(6-23)に示したものである。

$$\overline{V}_G = \frac{\varphi_L^\#}{<\alpha_G>^\#}\overline{V}_L + \overline{V}_R^\# \tag{8-54}$$

これを固気液三相スラグ流の液体スラグ部に適用する。まず右辺第一項の$<\alpha_G>^\#$は、$<\alpha_G>/(1-<\alpha_S>)$であるから、液体スラグ中の気相体積率$<\alpha_G>_{ls}$と固相体積率$<\alpha_S>_{ls}$を用いて、$<\alpha_G>_{ls}/(1-<\alpha_S>_{ls})$に置き換えればよい。液相平均速度$\overline{V}_L$については、液体スラグ中の液相平均速度$\overline{V}_{Lls}$に置き換える。こうして求められる左辺の気相平均速度は、液体スラグ中の気相平均速度$\overline{V}_{Gls}$である。

$$\overline{V}_{Gls} = \frac{\varphi_L^\#}{<\alpha_G>_{ls} / (1 - <\alpha_S>_{ls})}\overline{V}_{Lls} + \overline{V}_R^\# \tag{8-55}$$

ここに必要な$\varphi_L^\#$の相関式は、固気液三相気泡流に対して、次のように与えられる。

$$\varphi_L^{\#} = (3.09\frac{d_{bbl}}{D} + 0.708)<\alpha_G>^{\#} \qquad (\frac{d_{bbl}}{D} < 0.109)$$

$$\varphi_L^{\#} = 1.05 \qquad (\frac{d_{bbl}}{D} \geq 0.109) \tag{8-56}$$

ここでも、$<\alpha_G>^{\#}$を$<\alpha_G>_{1s}/(1-<\alpha_S>_{1s})$に置き換えればよい。

$$\varphi_L^{\#} = (3.09\frac{d_G}{D} + 0.708)\{<\alpha_G>_{1s}/(1 - <\alpha_S>_{1s})\} \qquad (\frac{d_G}{D} < 0.109)$$

$$\varphi_L^{\#} = 1.05 \qquad (\frac{d_G}{D} \geq 0.109) \tag{8-57}$$

なお、d_Gは小気泡の平均気泡径で、本研究ではビデオ等による観察結果より、d_G =3.0mmを用いて推算を行う。一方、固気液三相気泡流に対する気相の相平均相対速度$\overline{V}^{\#}_R$は本来次式で与えられる。

$$\overline{V}_R^{\#} = \sqrt{2}\left(1 - <\alpha_G>^{\#}\right)^{1.75}\left\{\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right\}^{0.25} \tag{8-58}$$

この場合も、$<\alpha_G>^{\#}$を$<\alpha_G>_{1s}/(1-<\alpha_S>_{1s})$に置き換えて、

$$\overline{V}_R^{\#} = \sqrt{2}\{1 - <\alpha_G>_{1s}/(1 - <\alpha_S>_{1s})\}^{1.75}\left\{\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right\}^{0.25} \tag{8-59}$$

とする。以上で、液体スラグ部での気相平均速度が算出できる。式をまとめると、

$$\overline{V}_{Gls} = \frac{(3.09\frac{d_G}{D} + 0.708)\{<\alpha_G>_{1s}/(1 - <\alpha_S>_{1s})\}}{<\alpha_G>_{1s} / (1 - <\alpha_S>_{1s})}\overline{V}_{Lls} + \sqrt{2}\left(1 - <\alpha_G>^{\#}\right)^{1.75}\left\{\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right\}^{0.25} \qquad (\frac{d_G}{D} < 0.109) \tag{8-60(a)}$$

$$\overline{V}_{Gls} = \frac{1.05}{<\alpha_G>_{1s} / (1 - <\alpha_S>_{1s})}\overline{V}_{Lls} + \sqrt{2}\left(1 - <\alpha_G>^{\#}\right)^{1.75}\left\{\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right\}^{0.25} \qquad (\frac{d_G}{D} \geq 0.109) \tag{8-60(b)}$$

さて、式(8-53)及び式(8-60)の２つの関係式によって、７．４節で示した固気液三相スラグ流モデルによる推算法における各部の各相体積率、平均速度並びに各部の長さを推算する部分において、未知量の数と独立した関係式の数が一致し、これらの物理量が全て算出可能となった。次章において、この部分の推算手順を示し、推算法の全容をまとめて示す。

８．１１　気泡後端圧力降下と摩擦圧力降下の算出式

第７章の７．５節で述べたように、固気液三相スラグ流モデルによる推算法における各部の各相体積率、平均速度並びに各部の長さを推算する部分の未知量の数と独立した関係式の数が一致し、図７－２あるいは表７－１に示した各部における各相の体積率と平均相速度並びに長さが全て求まると、次に圧力降下の算出を行う。

まず、各部における摩擦圧力降下の算出式について述べる。７．５節で述べたように、液体スラグ部における摩擦圧力降下は、この部分の流動が仮想的に発達した固気液三相気泡流であると仮定して、固気液三相気泡流に関する摩擦圧力降下の推算式を適用する。本研究と同じ実験装置を用いて行った固気液三相気泡流の摩擦圧力降下の測定結果[102]をまとめた相関式[103]を、式(7-34)の関係を用いて液体スラグ部に適用すると、以下のようになる。

$$(dP/dz)_{Fls}=\frac{\lambda_{Lls}\rho_L(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})^2}{2D}\Phi_{ls}^2 \tag{8-61}$$

ここで、Φ_{ls}^2は液相単相流と固気液三相気泡流の摩擦圧力損失倍数であり、

$$\Phi_{ls}^2=\frac{(1-<\alpha_S>_{ls}{}^{-4.95})}{1-<\alpha_G>_{ls}}\left(1+350\frac{<\alpha_G>_{ls}}{Re_{ls}Fr_{ls}}\right) \tag{8-62}$$

で与えられる。式中のレイノルズ数とフルード数は、それぞれ、

$$Re_{ls}=\frac{\rho_L(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})D}{\mu_L} \tag{8-63}$$

$$Fr_{ls}=\frac{(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})^2}{gD} \tag{8-64}$$

である。また、単相流の摩擦係数はBlasiusの式を用いて、

$$\lambda_{Lls}=0.3164\ Re_{ls}^{-0.25} \tag{8-65}$$

と表される。以上で、液体スラグ部における摩擦圧力降下が推算可能となる。

大気泡部とウェイク部における摩擦圧力降下については、7．5節で述べたように、液相体積流束が液膜部での液相平均速度$\overline{V}_{Lbf}$及び$\overline{V}_{Lwf}$と等しい液相単相流の摩擦圧力降下の値と等価として推定する。したがって大気泡部では、

$$(dP/dz)_{Fb}=\frac{\lambda_{Lbf}\rho_L\overline{V}_{Lbf}^{\ 2}}{2D} \tag{8-66}$$

である。摩擦損失係数と、その算出に必要なレイノルズ数は、それぞれ、

$$\lambda_{Lbf}=0.3164\ Re_{Lbf}^{-0.25} \tag{8-67}$$

$$Re_{Lbf}=\frac{\rho_L\overline{V}_{Lbf}D}{\mu_L} \tag{8-68}$$

で与える。ウェイク部では、同様に、

$$(dP/dz)_{Fw}=\frac{\lambda_{Lwf}\rho_L\overline{V}_{Lwf}^{\ 2}}{2D} \tag{8-69}$$

であり、摩擦損失係数と、その算出に必要なレイノルズ数は、それぞれ、

$$\lambda_{Lwf}=0.3164\ Re_{Lwf}^{-0.25} \tag{8-70}$$

$$Re_{Lwf}=\frac{\rho_L\overline{V}_{Lwf}D}{\mu_L} \tag{8-71}$$

で与える。

次いで、気泡後端圧力降下ΔP_tの推算を行う。ΔP_tは、7．5節の式(7-38)で示したように、式(7-39)で得られるウェイク部と液体スラグ部間での加速圧力降下ΔP_{Als-w}の絶対値に係数ξをかけて算出する。係数ξについては、有効なモデル等もないため、ここでは最終的に摩擦・気泡後端圧力降下の測定結果を最も精度よく算出できるような関数で与えることとする。図8－54に、本実験における全てのD、d_Sの組み合わせに対して摩擦・気泡後端圧力降下の測定結果を最も精度よく推算する係数ξの値を縦軸に、横軸にはボンド数BoとD、d_Sからなる無次元量の積をとって示す。ここで、気液二相スラグ流の場合には、$d_S=0$とおいている。係数ξはd_Sが等しいときにはDが大きいほど小さく、Dが等しいときにはd_Sが大きいほど大きい。したがって、この横軸に対して指数関数的に減少していく。図中の曲線は、次式に示すこの関係に対する相関式である。

$$\xi = 5.44\left[\mathrm{Bo}\left(\frac{D - d_S}{D}\right)^{7.5}\right]^{-0.657} \tag{8-72}$$

式(8-72)で係数ξを求め、式(7-39)のΔP_{Als-w}の絶対値と掛け合わせると、気泡後端圧力降下ΔP_tが算出できる。

8．12　結言

本章では、第7章で枠組みを提示した固気液三相スラグ流モデルに基づく推算法のうち、7．4節で示したスラグ流の各部分における各相の体積率、平均速度、各部長さを求める部分において、方程式系の数を未知量の数と同じくして閉じたものとするために必要な7個の関係式を与え、方程式系を閉じることを目的の一つとし、スラグ特性量に対して相関式の提示を行った。固気液三相スラグ流における大気泡部長さ、液体スラグ部長さ、ウェイク部長さ、大気泡の上昇速度並びに大気泡体積率の5つの量に対して相関式を作成した。全ての相関式は、気液二相スラグ流における各スラグ特性量を基礎として、これらに関数を掛け合わせる形で表した。その際、各関数形は、気相を除いた仮想的固液二相流における固相体積率$<\alpha_S>^*$の指数関数を用いて、良い結果が得られた。

ただし、本章ではこれらの5個の式を得るために必要な5つのスラグ特性量だけで

はなく、同時に測定したその他のスラグ特性量についてもとりあげた。これは、スラグ特性量の解明自体が、固気液三相スラグ流の流動機構の把握のために、有効であるからである。このように、本章のもう一つの目的を、さまざまなスラグ特性量の特性を把握することとして、上記のスラグ特性量以外に、大気泡周囲の液膜厚さと大気泡先端形状、液体スラグ部・ウェイク部内気相体積率と気相存在割合、スラグ周期、液膜内液相速度、固体粒子の分布、速度といったスラグ特性量の測定値を示し、その定性的特性を調べた。得られた定性的特性としては、固相の添加により大気泡部、液体スラグ－ウェイク部の長さ、大気泡体積率、スラグ周期は減少し、大気泡上昇速度、大気泡周囲の液膜厚さは増加する場合が多いことが確認できた。また、大気泡部、液体スラグ－ウェイク部の長さ、大気泡上昇速度等の増減の度合いは、$\langle J_L \rangle$が小さいほど、$\langle J_G \rangle$が大きいほど大きいことがわかった。

７．４節で示したスラグ流の各部分における各相の体積率、平均速度、各部長さを求める部分において必要な残る2個の関係式は、既存の固気液三相気泡流に対する体積率推算法を液体スラグ部に適用して与えた。推算法として、局所相対速度モデルに基づく方法を取り上げた。

本章の最後では、７．５節で概要を述べた、固気液三相スラグ流モデルによる推算法における各部の各相体積率、平均速度並びに各部の長さを推算する部分の未知量の数と独立した関係式の数が一致し、図７－２あるいは表７－１に示した各部における各相の体積率と平均相速度並びに長さが全て求まった後に行う、圧力降下の算出に関する相関式を示した。各部における摩擦圧力降下の算出式については、液体スラグ部における摩擦圧力降下は、この部分の流動が仮想的に発達した固気液三相気泡流であると仮定して、固気液三相気泡流に関する摩擦圧力降下の推算式を適用することにより、大気泡部とウェイク部の摩擦圧力降下は、液膜部の液相平均速度と同じ体積流束を持つ液相単相流が流れたときの摩擦圧力降下によって推定した。さらに、気泡後端圧力降下の係数を、無次元数の指数関数で表した。

固気液三相スラグ流モデルによる推算法については、これで全ての式が揃った。次章では、この推算法の全容を示し、さらに本推算法による推算特性について述べる。

第９章　スラグ特性の測定結果を利用した固気液三相スラグ流の流動特性推算法

９．１　緒言

第７章において示した、固気液三相スラグ流モデルを利用した固気液三相スラグ流の流動特性推算法の骨組みのうち、７．４節で示した各部における各相の体積率、平均速度、各部の長さに関する推算部分において、質量保存式と仮定による関係式を用いた段階で、未知量32個に対し、独立した関係式は25個であった。そこで、第８章の８．２～８．５節において、固気液三相スラグ流のスラグ特性を示すと同時に、大気泡部長さ、液体スラグ部長さ、ウェイク部長さ、大気泡上昇速度、大気泡体積率の５つの相関式を求めた。さらに、８．１０節において、液体スラグ部に固気液三相気泡流に対する推算式を適用し、残る２個の式を与えた。これにより７．４節で示した方程式系は閉じ、各相の体積流束、物性値、固体粒子径、管内径を既知量として、図７－２あるいは表７－１に示した各部における各相体積率、平均速度、各部の長さ、さらには巨視的量である各相体積率が算出できる。各相体積流束を各相体積率で割れば、巨視的量である各相平均速度が算出できる。

さらに、各部における各相体積率、平均速度、各部の長さの値が求まった後に、８．１１節で示した、摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下の式を用いれば、巨視的量である各圧力降下並びに全圧力降下が推算できる。

本章では、まず、この固気液三相スラグ流モデルに基づく固気液三相スラグ流の流動特性推算法の全容を整理して示す。その後、各相体積率、圧力降下等に関して、測定結果と本推算結果の比較を定性的、定量的に行う。これによって本推算法の妥当性を確認した後、推算の過程で得られる諸量、すなわちスラグユニットの各部における各相速度や体積率の値を示し、巨視的量とこれらの量がどのような関係となっているのかを調べる。さらに、推算値を利用して、測定値のみからでは把握しにくかった各相体積率、圧力降下等の定性的特性、例えばこれらの量に及ぼす粒子密度の影響等を推測する。

９．２　推算法の全容

固気液三相スラグ流モデルに基づいた固気液三相スラグ流の流動特性推算法によ

り実際に推算を行って、測定値との比較を行う前に、ここで一度本推算法の全容を整理しておく。７．４節で示した、各部における各相体積率、平均速度および長さ等を求める段階における未知量は、表７－１に示したように、図７－２に示した29個と各相体積率の3個を加えた32個である。これに対する独立した32の関係式を表９－１にまとめて示す。

また、これらが全て求められた後に行う圧力降下の推算について、以下にまとめておく。液体スラグ部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fls}$を式(8-61)～(8-65)で、大気泡部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fb}$を式(8-66)～(8-68)で、ウェイク部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fw}$を式(8-69)～(8-71)で、気泡後端圧力降下ΔP_tを式(7-38)、(7-39)と(8-72)で求める。

・液体スラグ部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fls}$：

$$(dP/dz)_{Fls} = \frac{\lambda_{Lls}\rho_L(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})^2}{2D}\Phi_{ls}^2 \tag{8-61}$$

$$\Phi_{ls}^2 = \frac{(1-<\alpha_S>_{ls}{}^{-4.95})}{1-<\alpha_G>_{ls}}\left(1+350\frac{<\alpha_G>_{ls}}{Re_{ls}Fr_{ls}}\right) \tag{8-62}$$

$$Re_{ls} = \frac{\rho_L(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})D}{\mu_L} \tag{8-63}$$

$$Fr_{ls} = \frac{(<\alpha_L>_{ls}\overline{V}_{Lls})^2}{gD} \tag{8-64}$$

$$\lambda_{Lls} = 0.3164\ Re_{ls}{}^{-0.25} \tag{8-65}$$

・大気泡部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fb}$：

$$(dP/dz)_{Fb} = \frac{\lambda_{Lbf}\rho_L\overline{V}_{Lbf}{}^2}{2D} \tag{8-66}$$

$$\lambda_{Lbf} = 0.3164\ Re_{Lbf}{}^{-0.25} \tag{8-67}$$

$$Re_{Lbf} = \frac{\rho_L\overline{V}_{Lbf}D}{\mu_L} \tag{8-68}$$

・ウェイク部の摩擦圧力降下$(dP/dz)_{Fw}$：

$$(dP/dz)_{Fw} = \frac{\lambda_{Lwf} \rho_L \overline{V}_{Lwf}^{\ 2}}{2D} \tag{8-69}$$

$$\lambda_{Lwf} = 0.3164\ Re_{Lwf}^{\ -0.25} \tag{8-70}$$

$$Re_{Lwf} = \frac{\rho_L \overline{V}_{Lwf} D}{\mu_L} \tag{8-71}$$

・気泡後端圧力降下ΔP_t ：

$$\Delta P_t = \xi \mid \Delta P_{Als-w} \mid \tag{7-38}$$

$$\begin{aligned} \Delta P_{Als-w} = & \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i < \alpha_i >_{ls} \overline{V}_{ils} (\overline{V}_{ils} - V_b) \} \\ & - \sum_{i=G,L,S} \{ \rho_i < \alpha_i >_{wc} \overline{V}_{iwc} (\overline{V}_{iwc} - V_b) \\ & \qquad + \rho_i < \alpha_i >_{wf} \overline{V}_{iwf} (\overline{V}_{iwf} - V_b) \} \end{aligned} \tag{7-39}$$

$$\xi = 5.44 \left[Bo \left(\frac{D - d_S}{D} \right)^{7.5} \right]^{-0.657} \tag{8-72}$$

このうち、気泡後端圧力降下以外は単位長さあたりの圧力降下、(dP/dz)として算出されるが、気泡後端圧力降下ΔP_tは圧力の単位で算出される。固気液三相スラグ流、すなわちスラグユニット全体の単位長さあたりの全圧力降下$(dP/dz)_T$を求めるには式(7-37)を用いる。

$$\begin{aligned} (dP/dz)_T = & [\ \{ (dP/dz)_{Fls} L_{ls} + (dP/dz)_{Fw} L_w + (dP/dz)_{Fb} L_b \} \\ & + \{ g(\rho_G < \alpha_G > + \rho_L < \alpha_L > + \rho_S < \alpha_S >) L_U \} \\ & + \Delta P_t\ ] / L_U \end{aligned} \tag{7-37}$$

また、このうち重力による圧力降下$(dP/dz)_H$のみを抜き出すには、第３章で示した式(3-12)、摩擦・気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$のみを抜き出すには式(9-17)を用いる。

$$(dP/dz)_H = (\rho_G < \alpha_G > + \rho_L < \alpha_L > + \rho_S < \alpha_S >)\ g \tag{3-12}$$

$$(dP/dz)_{Ft} = [\ \{(dP/dz)_{Fls} L_{ls} + (dP/dz)_{Fw} L_w + (dP/dz)_{Fb} L_b\} + \ \Delta P_t\ ] / L_U \tag{9-17}$$

次に、具体的な推算手順についてまとめる。7．4節で示した、各部における各相体積率、平均速度および長さ等を求める段階において、未知数と独立した関係式の数が一致したので、数学的には解を得ることは可能ではあるが、関係式の中に最終的に求めようとする未知量を含むものが多く、順番に既知量を代入しては次の未知量を求めるといった手法は用いることができない。したがって、実際の推算は収束計算を用いて行う必要がある。ただし、何から順番に算出していっても結果的には同じ解が得られるので、手順は無数にあると考えられる。そこで、本推算に実際に用いた推算の手順を一例として示しておく。

図９－１に推算手順の一例の流れ図を示す。以下、この例にしたがって推算手順を説明する。まず、入力として、各種流動条件と、物性値を与える。さらに、対象とする固気液三相スラグ流の流動条件のうち、固相体積流束のみを０とした気液二相スラグ流の気相体積率$<\alpha_{G2}>$を与える。これは、この値がスラグ特性量の相関式中に存在するためである。ただし、この値を本推算法において、一旦$\langle J_S\rangle=0$として推算することもできる。次に、固相並びに気相の体積率を仮値$<\alpha_G>_{tmp}$並びに$<\alpha_S>_{tmp}$で与え、これをもとに各部の長さ、各部における各相の体積率、平均速度を可能な範囲で算出する。この際、前でも述べたように構成方程式として、大気泡部長さ$\overline{L}_b$の相関式(8-12)、液体スラグ部長さ$\overline{L}_{ls}$の相関式(8-21)、(8-22)、ウェイク部長さ$\overline{L}_w$の相関式(8-22)、大気泡上昇速度$\overline{V}_b$の相関式(8-33)並びに大気泡体積率$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_b$の相関式(8-43)を用いる。$\overline{L}_b$、$\overline{L}_{ls}$、$\overline{L}_w$の相関式はそれぞれ$L_b$、$L_{ls}$、$L_w$の式として、$\overline{V}_b$の相関式は$V_b=\overline{V}_{Gbc}$の式として、$\ll\overline{\overline{\alpha}}_G\gg_b$の相関式は、大気泡部の中央部における気相体積率$<\alpha_G>_{bc}$の式として用いている。質量保存式と各種仮定による関係式も用いて、新たに気相の体積率$<\alpha_G>_{new}$を算出する。仮値と比較して、収束条件に達していない場合にはこれを仮値として各部の長さから順次、第２回目の計算を行う。この過程を繰り返すことによって、気相の体積率が収束すれば、さらに残る各部における各相の体積率と平均速度を算出する。これらをもとに質量保存式より新たな固相の体積率$<\alpha_S>_{new}$を算出し、仮値と比較して、収束

条件に達していない場合にはこれを仮値として、気相体積率の仮値を与えるところより次の計算を行う。繰り返し計算の結果、固相の体積率も収束すれば、これで表７－１に示した巨視的な各相体積率を始め、各部における各相体積率、平均速度および長さが全て得られる。続いて各種圧力降下を算出する。この部分では収束計算の必要はなく、順次推算値が算出される。

以下に示す推算結果は、図９－１中の収束条件を、気相・固相の各相体積率の仮値と新しい値の相対誤差が、10^{-4}を下回ることとして算出したものである。また、気液二相流の気相体積率の値としても、本推算法で一旦固相体積流束を０として算出したものを利用している。

９．３　測定値と推算値の定性的比較

９．３．１　各相体積率の測定値と推算値

図９－２(a)～(c)、９－３(a)～(c)に、第４章に示した測定結果の図４－３(a)～(c)、４－４(a)～(c)、及び巨視的モデルに基づく諸推算法による推算結果を示した図６－７(a)～(c)～６－１５(a)～(c)、６－１７(a)～(c)～６－２２(a)～(c)と同じ座標系において気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流の各相体積率の測定結果と本推算法による推算結果とを示す。以下では、図４－３(a)～(c)、４－４(a)～(c)の回帰曲線を用いて示した測定値の定性的特性と本推算結果とを比較していく。

（１）気相体積流束$<J_G>$並びに固相体積流束$<J_S>$が一定で、
液相体積流束$<J_L>$あるいは全体積流束$<J_T>$が変化する場合

（１－１）気相体積率$<\alpha_G>$の特性

図９－２(a)、９－３(a)に示した本推算法による推算値の特性は、図４－３(a)、４－４(a)に示した測定値の特性と以下の点で一致している。太い破線で示す推算値の$<\alpha_G>$曲線並びに測定値の$<\alpha_G>$曲線は、ともに左上から右下へと下がる曲線となっていて、$<J_S>$及び$<J_G>$が一定の場合、$<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_G>$は減少している。同一の値の$<J_G>$の下、$<J_S>$をパラメータとした各$<\alpha_G>$曲線の特性については、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して減少する場合もあるが、互いに交差する場合もある。測定結果では、図４－３(a)の$<J_G>$=0.45, 0.60m/s、図４－４(a)の$<J_G>$=0.30m/sの場合に

交差が生じていたが、推算結果でもほぼ同じ条件下で交差が生じている。交差が生じる場合の各$<\alpha_G>$曲線の位置関係、すなわち、$<J_L>$が小さいうちは気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線が最も上側にあり、固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線はその下側にあり、$<J_L>$が大きくなると固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線は気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線と交差して、これの上方へと移るという点に関しても、測定結果と推算結果は一致している。一方、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性についても、各$<\alpha_G>$曲線は$<J_G>$の大きいほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$<\alpha_G>$は大きく、逆に、$<J_G>$の小さいほど下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$<\alpha_G>$は小さいという測定結果の特性を満足に推算している。第６章で述べた一次元モデルに基づく諸推算法のうちで、推算値の特性がこのように測定結果の特性とよく一致したものはなかった。特に交差の特性については、ほぼ一致していたのが図６－１５(a)に示した加重体積中心モデルによる結果のみで、その場合にも、用いた係数等が図示した条件のデータから導出されたもので、他の流動条件には利用できないという点を考慮すると、本推算法の推算結果が測定結果の特性を非常に満足に推算していることが確認できる。

しかし、本推算結果も、以下の点では測定結果と一致していない。測定結果では曲線の形状は下に凸であったが、推算結果では図９－２(a)の$<J_S>$の大きい場合にわずかに上に凸の形状となっている。また、交差に関して、図９－２(a)の推算結果では、測定結果では交差を生じていなかった$<J_G>$=0.30m/sでも交差が生じている。また$<J_G>$ =0.45, 0.60m/sでは、交差する所の$<J_T>$の値が測定結果より少し小さいようである。

（１－２）液相体積率$<\alpha_L>$の特性

図９－２(b)、９－３(b)に太い破線で示す$<\alpha_L>$の推算曲線は、以下の点で図４－４(b)の測定値の$<\alpha_L>$曲線と定性的に一致している。同一の$<J_G>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の$<J_S>$の異なる各$<\alpha_L>$曲線が、ほぼ互いに並行して上に凸の状態で増加し、図９－３(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの場合にのみ交差が生じている。交差のある場合の交差点より$<J_L>$が大きいところ、及び交差のない場合、気液二相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線が最も上側にあり、固気液三相スラグ流の各$<\alpha_L>$曲線はその下側にある。同一の$<J_S>$の下、$<J_G>$をパラメー

タとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性については、各$<\alpha_L>$曲線の間隔は、同一の気相体積流束$<J_G>$の下で、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れ、各$<\alpha_L>$曲線は$<J_G>$の大きいほど下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$<\alpha_L>$は小さい。逆に、$<J_G>$の小さいほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$<\alpha_L>$は大きい。

定性的に一致しない点は、特に見いだせない。

（１－３）固相体積率$<\alpha_S>$の特性

固相体積率$<\alpha_S>$の推算結果は、図９－２(c)、９－３(c)の$<J_T>-<\alpha_S>$線図に太い破線で描かれているように、分散相の$<J_S>$、$<J_G>$を一定に保って連続相の$<J_L>$あるいは$<J_T>$を増加させると、下に凸の形状で減少している。同一の$<J_G>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して下に凸の状態で減少するが、交差は生じず、各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、広い状態からわずかに狭くなっている。$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$が大きいものほど上側にあり、$<J_G>$あるいは$<J_T>$一定の下での$<\alpha_S>$は大きい値をもつ。また、後で述べる太い実線、すなわち、$<J_S>$、$<J_L>$を一定に保って$<J_G>$あるいは$<J_T>$を増加させた場合の$<\alpha_S>$曲線より急な傾きで減少している。以上の諸特性はすべて測定結果と一致している。同一の$<J_S>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が下に凸の状態で減少し、互いに漸近するが交差しない。これは、図４－４(c)の特性とは一致している。ただし、図４－３(c)の$<J_T>$の大きいところでわずかに交差している測定結果の特性とは一致しない。

このように、固相体積率$<\alpha_S>$の推算結果も、ほとんど全ての点で、測定結果の定性的特性を満足に推算している。

（２）液相体積流束$<J_L>$並びに固相体積流束$<J_S>$が一定で、
　　気相体積流束$<J_G>$あるいは全体積流束$<J_T>$が変化する場合

（２－１）気相体積率$<\alpha_G>$の特性

この場合の$<\alpha_G>$曲線の推算結果は、以下の点で測定結果と一致している。図９－２(a)、９－３(a)に太い実線で示されているように、$<\alpha_G>$の推算値は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に上に凸の形状で

増加する。同一の$<J_{S}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{G}>$曲線は、互いにほぼ並行して交差することなく、$<J_{L}>$の大きい$<\alpha_{G}>$曲線ほど、下側にあり、$<J_{T}>$並びに$<J_{S}>$が一定なら、$<J_{L}>$の大きいほど、$<\alpha_{G}>$は小さい。同一の$<J_{L}>$の下、$<J_{S}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{G}>$曲線は、ほぼ並行して交差することなく、各$<\alpha_{G}>$曲線間の間隔は、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加と共に広くなっている。また、この間隔は、$<J_{L}>$の大きいほど広く、$<J_{L}>$の小さいほど狭くなっている。

以上の特性は全て測定値の定性的特性と一致しており、一致しない点は特に見いだせない。

（２－２）液相体積率$<\alpha_{L}>$の特性

まず、推算結果と測定結果の一致点として、図９－２(b)、９－３(b)並びに図４－３(b)、４－４(b)の$<J_{T}>-<\alpha_{L}>$線図上の太い実線がともに示すように、$<J_{L}>$及び$<J_{S}>$を一定に保った状態で、$<J_{G}>$を増加させた場合、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど、$<\alpha_{L}>$は小さく、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が増加すると、$<\alpha_{L}>$は下に凸の形状で減少している。同一の$<J_{S}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{L}>$曲線は、ほぼ並行して交差することなく$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加と共に下に凸の形状で減少しているが、同一の$<J_{L}>$の下、$<J_{S}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{L}>$曲線は、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加と共に下に凸の形状で減少し、交差する場合がある。交差が生じている場合、交差する点の位置は$<J_{L}>$によって異なり、交差は$<J_{L}>$の小さいほど$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の小さいところで、$<J_{L}>$の大きいほど$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいところで生じ、交差する点より右側、すなわち、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の値の大きい範囲では、$<J_{S}>$の大きい曲線ほど上側にある。

但し、交差を生じる条件、交差点の位置等に関して、多少推算結果と測定結果が一致しない場合が見られる。すなわち、測定結果では、図４－３(a)のD=20.9mm、d_{S}=2.57mmの$<J_{L}>$=0.70m/sの場合にも交差が見られたが、推算結果では交差が生じていない。

（２－３）固相体積率$<\alpha_{S}>$の特性

$<J_{L}>$及び$<J_{S}>$を一定に保った状態で、$<J_{G}>$を増加させた場合の$<\alpha_{S}>$の推算

結果は、図９－３(c)、９－４(c)の$<J_{T}>-<\alpha_{S}>$線図に太い実線で描かれている。この場合の$<\alpha_{S}>$曲線は以下の点で測定結果と一致している。$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して、下に凸の形状で減少している。同一の$<J_{S}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{S}>$曲線は互いに並行して、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいところで漸近はするものの交差することなく$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加と共に下に凸の形状で減少している。同一の$<J_{L}>$の下、$<J_{S}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{S}>$曲線は、並行して交差することなく下に凸の形状で減少し、各$<\alpha_{S}>$曲線間の間隔は、上述の同一$<J_{S}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{S}>$曲線間の間隔と比較して、かなり広く離れている。各$<\alpha_{S}>$曲線は、$<J_{S}>$の大きいほど上側にあり、$<J_{T}>$、$<J_{L}>$が一定なら、$<J_{S}>$の大きいほど、$<\alpha_{S}>$は大きい。

ただし、同一の$<J_{S}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{S}>$曲線は互いに並行して、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいところで漸近はするものの交差しないという特性は、D= 30.6mm、d_{S}=4.17mmの場合には一致しない。測定結果ではわずかに交差を生じていた。

（３） 気相体積流束$<J_{G}>$並びに液相体積流束$<J_{L}>$が一定で、
固相体積流束$<J_{S}>$あるいは全体積流束$<J_{T}>$が変化する場合

（３－１）気相体積率$<\alpha_{G}>$の特性

分散相である気相体積流束$<J_{G}>$並びに連続相である液相体積流束$<J_{L}>$が一定の下で、全体積流束$<J_{T}>$すなわちもう一つの分散相である固相体積流束$<J_{S}>$が変化する場合の気相体積率$<\alpha_{G}>$の推算結果を、図９－２(a)、９－３(a)の$<J_{T}>-<\alpha_{G}>$線図上に太くて短い点線で示す。この場合も以下の点で測定結果と一致している。$<\alpha_{G}>$は$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さく、$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して、$<\alpha_{G}>$は下に凸の形状で減少する。また、同一の$<J_{G}>$の下、$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{G}>$曲線は、$<J_{L}>$の小さいほど、$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して急激に減少し、同一の$<J_{L}>$の下、$<J_{G}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{G}>$曲線は、$<J_{G}>$の大きいほど、$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して急激に減少している。したがって、$<J_{L}>$の大きいほど、$<J_{G}>$の小さいほど、減少はわずかなものとなっている。図９－２(a)（D=20.9mm、d_{S}=2.57mm）のうちで最も$<J_{G}>$の小さく、$<J_{L}>$の大きい条件である$<J_{G}>$=0.30m/s、$<J_{L}>$=0.90 m/sにおいては、$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$が増加しても測定結果と同様に$<\alpha_{G}>$はほとんど

減少していない。

さて、４．２．３節（３－４）で行った$<J_T>-<\alpha_G>$線図上の固相添加時の変化の分類によって推算結果を分類すると、表９－２(a),(b)に示すようになる。(a),(b)は、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmとD=30.6mm、d_S=4.17mmに対しての分類である。この分類では、気液二相スラグ流の曲線と、(a)では$<J_S>$=0.050m/s、(b)では$<J_S>$=0.020m/sの曲線の関係を用いている。(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mmでは全てパターンⅠで、これは表４－１に示した測定結果と一致している。一方、(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mmでは、表４－１と少し異なったパターンとなっている。しかし、$<J_L>$が小さく、$<J_G>$が大きいときにパターンⅠが、逆に$<J_L>$が大きいか、$<J_G>$が小さいときにパターンⅡが生じるという特性は同じであり、パターンⅠからパターンⅡへ移行する体積流束の値が少しずれているといった程度である。

（３－２）液相体積率$<\alpha_L>$の特性

液相体積率$<\alpha_L>$の推算結果は図９－３(b)、９－４(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上に太くて短い点線で示されている。推算結果は、以下の点で測定結果と一致している。$<\alpha_L>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対し、$<\alpha_L>$は下に凸の形状で減少している。同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_L>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してより急激に減少し、同一の$<J_L>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_G>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してより急激に減少している。

しかし、測定結果では、図４－４(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.40 m/s及び$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.50 m/sの条件においては、$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定の下、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<\alpha_L>$はわずかながら大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$を増加に対して、$<\alpha_L>$は上に凸の形状で増加していた。推算結果では上述のように$<J_G>$の大きく、$<J_L>$の小さいときにも、$<\alpha_L>$はわずかに減少しており、この２条件では測定結果とは一致しない。

$<\alpha_G>$の場合と同様に、４．２．３節（３－４）で行った$<J_T>-<\alpha_L>$線図上の固相添加時の変化の分類によって推算結果を分類すると、表９－３(a),(b)に示すようになる。(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mmのパターンは、表４－２に示した測定結果よりも単純で、全てパターンⅠとなっている。しかし、(b)のD=30.6mm、d_S

=4.17mmにおいては$< J_L >$が大きいか、$< J_G >$が小さいときにパターンⅠが生じ、$< J_L >$が小さく、$< J_G >$が大きいときには、パターンⅡ～Ⅳへと変化するという傾向が推算結果にも見られる。

（3－3）固相体積率$< \alpha_S >$の特性

図9－3(c)、9－4(c)に太くて短い点線で示されているように、$< J_G >$並びに$< J_L >$が一定の下で、全体積流束$< J_T >$すなわち$< J_S >$が変化する場合の$< \alpha_S >$の推算結果は、以下の点で測定結果と一致している。$< J_S >$あるいは$< J_T >$が増加すると上に凸の形状で増加する。同一の$< J_L >$の下、$< J_G >$をパラメータとした場合の各$< \alpha_S >$曲線は、$< J_G >$の大きさにかかわらず、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して比較的急激に増加し、同一の$< J_G >$の下で、$< J_L >$をパラメータとした場合の各$< \alpha_S >$曲線も、$< J_L >$の大きさにかかわらず、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して比較的急激に増加している。

固相体積率$< \alpha_S >$の特性に関しては、推算結果と測定結果の定性的特性の不一致点は特に見いだせない。

以上のように、本推算法による各相体積率の推算結果は、部分的には測定結果と異なる特性ではあるものの、ほとんどの測定結果の特性を満足に再現しているといえる。異なっている部分についても、$< J_G >$、$< J_L >$の増加、減少に対して各種特性が変化していく方向は一致しており、この点においても本推算法の有効性が確認できる。第6章で示した巨視的モデルに基づく方法では、ここまで定性的特性を再現できたものはなかった。次に、各相平均速度の推算結果を示し、測定結果と比較する。

9．3．2　各相平均速度の測定値と推算値

図9－4、9－5に、第4章に示した各相平均速度の測定結果の図4－48、4－49と同じ座標系において、気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流の各相平均速度の測定結果と本推算法による推算結果とを示す。破線と実線、すなわち、$< J_S >$、$< J_G >$一定のもとでの$< J_L >$を増加させた場合と、$< J_S >$、$< J_L >$一定のもとでの$< J_G >$を増加させた場合の平均速度曲線が$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$ともに、右上がりとなっている。すなわち、$< J_L >$、$< J_G >$を増加させるとどの相の平均速度も増加するという特性を表しており、これは測定結果の定性的傾向と一致している。その

ときの曲線の形状も、$\overline{V}_G$に対する太い破線を除いて測定結果同様にわずかに上に凸である。また、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$に対する破線の傾きが実線の傾きより大きい。すなわち、$<J_G>$を増加させるよりも$<J_L>$を増加させたときの方が液相、固相の平均速度の増加率が大きいという特性を表しており、これも測定結果の定性的傾向と一致している。また、$\overline{V}_G$に対する細い破線と太い破線、細い実線と太い実線は互いに交差し、$<J_T>$の増加とともに、細い破線は太い破線の下から上へ、細い実線は太い実線の上から下へと移動している。これも、測定結果の特性と一致している。ただし、測定結果では太い破線がわずかに上に凸の形状であったのが、推算結果では下に凸の形状となっていて、この点では一致していない。気液二相スラグ流を示す細い曲線では、破線の傾きが実線の傾きより大きく、固気液三相スラグ流を示す太い曲線では、破線の傾きが実線の傾きより小さくなっていて、これも測定結果の特性と一致している。$\overline{V}_L$に対しても図９－５のD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合、各曲線は交差し、$<J_T>$の増加とともに、細い破線は太い破線の上から下へ、細い実線は太い実線の下から上へと移動している。この点では測定結果と一致している。しかし、図９－６のD=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には細い実線は常に太い実線の下側にあり、この点では測定結果と一致しない。一方、$\overline{V}_S$に対する推算曲線は、破線、実線とも$<J_S>$の大きいものが測定結果と同様に上側に位置する。$<J_S>$を増加させた場合の各相平均速度変化を示す点線も$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$ともに上に凸の形状を持つ右上がりの曲線となっており、測定結果の特性と一致している。４．３．３節（３－４）で行った$<J_T>-\overline{V}_G$、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上の固相添加時の変化の分類による推算結果の分類は、表９－２、９－３(a),(b)に示したものと同じである。

第６章で示した巨視的量に基づく各種推算法の中で、測定値の定性的特性をこの程度まで再現できたのは、加重体積中心モデルに基づく推算法のみであった。この推算法では、その導出の際に用いた測定値はD=20.9mm、d_S=2.57mmのデータで、推算式は単にこの条件だけにしか適用できないものであり、より汎用性のあるものにすれば、おそらく定性的特性の再現も可能な範囲が減少すると考えられる。このことを考慮すれば、本推算法の有効性が再確認できる。

９．３．３　各圧力降下の測定値と推算値

最後に、圧力降下の推算結果を示す。図９－８(a)～(c)、９－９(a)～(c)は、第４章に示した図４－９８(a)～(c)、４－９９(a)～(c)と同じ座標系における気液二相スラグ

流並びに固気液三相スラグ流の各圧力降下の測定結果と本推算法による推算結果である。全圧力降下並びに重力による圧力降下の推算結果の定性的特性は、第４章で述べたものとよく一致している。すなわち、測定結果と本推算法による推算結果がともに、以下の定性的特性となっている。

まず、全圧力降下については、$<J_G>$、$<J_S>$が一定の場合、$(dP/dz)_T$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に$(dP/dz)_T$はわずかに上に凸の形状で増加している。$<J_S>$が一定の下で$<J_G>$をパラメータとした３本の太い破線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_G>$の小さいほど$(dP/dz)_T$は大きく、各破線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとした３本の太い破線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_T$は大きく、各破線は互いに並行していて、その間隔は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど狭くなっている。一方、$<J_L>$、$<J_S>$が一定の場合、$(dP/dz)_T$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に$(dP/dz)_T$はわずかに下に凸の形状で減少している。$<J_S>$が一定の下で$<J_L>$をパラメータとした３本の太い実線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_L>$の大きいほど$(dP/dz)_T$は大きく、各実線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。$<J_L>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとした３本の太い実線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_T$は大きく、各実線は互いに並行していて、その間隔は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化してもほとんど変化せず、ほぼ平行であるといえる。$<J_G>$、$<J_L>$が一定の下、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると、全圧力降下はより急激に増加し、わずかに上に凸の形状で増加しているものが多い。

重力による圧力降下$(dP/dz)_H$についても、本実験条件では$(dP/dz)_T$と定性的に近い特性を持っているため、上述の$(dP/dz)_T$の定性的特性は$(dP/dz)_H$にもあてはまり、測定結果と本推算法による推算結果でともに見られた。

摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$に関しては、測定結果の定性的特性と本推算結果の特性が一致している部分と、一致しない部分がともにある。以下の点では、推算結果の特性が測定結果の定性的特性と一致している。$<J_G>$、$<J_S>$が一定のもとで、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する時、$<J_S>$が一定の下で$<J_G>$をパラメータとした３本の太い破線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_G>$の小さいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きい場合が多い。逆に$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとした３本の太い破線を見ると、同一の$<J_T>$において$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$が大

きい。また、$<J_L>$、$<J_S>$が一定のもとで、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化する際、$<J_S>$をパラメータとした３本の太い実線を見ると、同一の$<J_T>$においては$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きい。

しかし、以下の点では推算結果の特性が測定結果の定性的特性と一致しない。$<J_G>$、$<J_S>$が一定のもとで、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する時の$(dP/dz)_{Ft}$の測定結果は、D =20.9mm、d_S=2.57mmの場合ほぼ右上がりの直線状であるが、D =30.6mm、d_S=4.17mmの場合には非常に複雑で、$<J_G>$の値によって増加する場合（$<J_G>$=0.30m/s、0.50m/s）と減少する場合（$<J_G>$=0.40m/s）が見られた。これに対し、推算結果では常にわずかに下に凸の形状で増加している。また、$<J_L>$、$<J_S>$が一定の場合の、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化する際の$(dP/dz)_{Ft}$の測定結果は、上に凸の形状で一旦増加した後極大値をとって減少する傾向を見せている。これに対し、推算結果では上に凸の形状で増加し、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなっても減少することはない。さらに、測定結果では$<J_S>$一定の下で、$<J_L>$をパラメータとした３本の太い実線を見ると、同一の$<J_T>$においてはD =20.9mm、d_S=2.57mmでは$<J_L>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きいが、D =30.6mm、d_S=4.17mmでは一旦大きくなった後、小さくなる。これに対し、推算結果では常に$<J_L>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きい。$<J_G>$、$<J_L>$が一定の下、$(dP/dz)_{Ft}$の測定値は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加とともに増加し、その形状はわずかに下に凸の形状、あるいはほぼ直線的である。これに対し、測定結果では上に凸の形状で増加している。

このように、摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$に関しては、本推算結果と測定値の回帰線の結果の定性的傾向が一部異なる。第４章でも述べたように、回帰線が全圧力降下の回帰線と重力による圧力降下の回帰線の差として得られたもので、固気液三相スラグ流における摩擦と気泡後端圧力降下の和の詳細な定性的傾向がこれによって表されている確証はなく、どちらの結果がより正確なものかという点に関しては今後の検討を要する。しかし、本推算結果は、摩擦と気泡後端圧力降下の和が各$<J_S>$に対して、$<J_G>$一定で$<J_L>$を増加させた場合の方が$<J_L>$一定で$<J_G>$を増加させた場合よりも増加の割合が大きいこと、$<J_L>$一定で$<J_G>$を増加させた場合の摩擦圧力降下の増加率がD =30.6mmよりもD =20.9mmの方が大きいこと等、測定値の傾向と一致している。これらの特性は、第６章で示した既存の諸推算法では予測できなかった定性的特性である。以上より、圧力降下推算に対しても

本推算法の有効性が確認できる。

9．4　測定値と推算値の定量的比較

9．4．1　各相体積率の測定値と推算値

最後に、本推算法による推算値と測定値を定量的に比較する。各相体積率の推算値と実験値の関係を第４章で示したＤとｄ$_S$の組み合わせ、全１０条件の全てのデータに対する<α_G>、<α_L>、<α_S>の測定値と推算値の関係をそれぞれ、図９－８(a)～(c)に示す。データ数は1386である。

<α_S>>0.06の領域で、やや<α_S>を小さく見積もる傾向が見られるが、その他の領域では、データはほぼ測定値=推算値を表す45°線に沿っている。測定値と推算値の間の統計的諸量を表９－４に示す。測定値と推算値の比の平均値は各々0.993、1.01、1.02で、平均値周りの標準偏差はそれぞれ6.09%、3.37%、12.4%で推算できた。第６章、表６－３～６－５で示した本推算法以外の推算法として最も各相体積率の推算精度の高かった、局所相対速度モデルによるこれらの値が、各々1.00、1.01、0.999、および6.24%、3.43%、12.3%であることを考慮して、本推算法による推算値は各相体積率に対して定量的にも非常に高い精度で推算が行えることを示している。

9．4．2　各圧力降下の測定値と推算値

図９－９(a)～(c)にそれぞれ全圧力降下$(dP/dz)_T$、重力による圧力降下$(dP/dz)_H$、摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の推算値と実験値の関係を同様の全１０条件に対して示す。データ数は一部圧力降下が測定できなかったデータがあるため体積率の場合より少なく1224である。測定値と推算値の間の統計的諸量を表９－５に示す。測定値と推算値の比の平均値はそれぞれ1.01、1.01、1.07、平均値周りの標準偏差はそれぞれ3.24%、4.07%、31.2%で推算できた。第６章で示したように$(dP/dz)_{Ft}$は気液二相流のＬ－M法を改良した既存の方法でも推算できる。このなかで最も精度の良かった加藤らの方法において、測定値と推算値の比の平均値は表６－６に示したように1.60、平均値周りの標準偏差は39.4%であった。これらの値と第３章で示した計測の不確かさの値を考慮すると、本推算法の有用性が確認できる。

9．5　推算結果を用いた固気液三相スラグ流の定性的特性の把握

9．3節及び9．4節で述べたように、本論文で提案した固気液三相スラグ流モデルを用いた各相体積率、各相平均速度、各圧力降下等の巨視的量の推算法は、第4章で示したこれらの定性的特性をこれまでの各種推算法と比較して、より正確に再現し、また定量的にも十分に精度よくこれら巨視的量を推算できることが確認できた。したがって、推算の途中で求められる各部における各相体積率、平均速度等の値も、意味のあるものであると考えられる。しかし、このような値は測定が困難なものが多く、測定によってその特性を明らかにすることは難しい。そこで、本節では、まず推算の途中で求められる各部における各相体積率、平均速度のうち興味あるいくつかの量、および気泡後端圧力降下等の推算値について示し、巨視的量の推算値がこれらの量とどういう関係にあるのかを考察する。さらに、第4章の測定結果のみでは、十分に確認できなかったこれらの巨視的量に及ぼす管内径D、固体粒子径d_S、粒子密度ρ_Sの影響を、本推算法による推算値を利用して把握することを試みる。

9．5．1　各部における各相体積率、各相平均速度並びに気泡後端圧力降下の推算値

（1）液相体積流束$\langle J_L \rangle$が変化する場合

図9－10(a)～(c)に、液相体積流束$\langle J_L \rangle$が変化する場合の各部における各相体積率、各相平均速度、気泡後端圧力降下の推算値をスラグユニット平均としての各相体積率、平均速度、各圧力降下の推算値とともに示す。まず、図9－10(a)に示すのは体積率推算値で、太線で示すのが各相体積率のスラグユニット平均値、中太線が液体スラグ部における各相体積率、細線が大気泡部における各相体積率で、気相は中央部、液相と固相が液膜部での値である。また、実線が気相、破線が液相、点線が固相に対応している。本節の体積率および平均速度に関する同様の図では、線の割り当てをこれと統一する。固相の体積率は値を10倍して示している。この図は、D=20.9mm、d_S=2.57 mm、ρ_S=2380kg/m^3、$\langle J_G \rangle$=0.45m/s、$\langle J_S \rangle$=0.010m/sを一定として$\langle J_L \rangle$のみを変化させた場合であるが、他の条件においてもほとんど定性的な違いは見られなかった。$\langle J_L \rangle$が増加すると、液相の体積率は、液体スラグ部、大気泡部液膜部でともに増加し、その結果として液相体積率のスラグユニッ

ト平均値$<\alpha_L>$も増加している。逆に気相と固相の体積率は各部で減少し、その結果$<\alpha_G>$、$<\alpha_S>$も減少している。次いで、これらの定量的特性について考察する。液相と固相では液体スラグ部での体積率がユニット平均値より大きく、大気泡液膜部では平均値より小さい。気相では逆に液体スラグ部での体積率がユニット平均値より小さく、大気泡中央部では平均値より大きい。大気泡と液体スラグ中の小気泡を考えると、妥当な結果であるといえる。また、大気泡部に注目すると、$<J_L>$が小さいうちは$<\alpha_G>_{bc}$が$<\alpha_L>_{bf}$より大きいが、$<J_L>$が増加すると逆転し、大気泡周囲の液膜が厚みを増していることになる。

図９－１０(b)は、各相平均速度の推算値である。図中の大気泡部中央部の気相速度$\overline{V}_{Gbc}$は、大気泡上昇速度V_bでもある。$<J_L>$が増加すると、各相、各部の平均速度はどれも増加し、その結果として各相平均速度のスラグユニット平均値$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$も増加している。液相と固相では液体スラグ部での平均速度がユニット平均値より大きく、大気泡液膜部では平均値より小さい。気相では逆に液体スラグ部での平均速度がユニット平均値より小さく、大気泡中央部では平均値より大きい。第８章で示したように、液相と固相は液膜部で大気泡に対して自由落下的に流下しており、このためにここでの平均速度の値は相対的に小さくなるのである。また、気相についても、大気泡に比べ、小気泡群の上昇速度が小さい範囲にあるため、このような結果になるのである。

図９－１０(c)には、$<J_L>$が変化する場合の気泡後端圧力降下と、各圧力降下のスラグユニット平均値の推算結果を示す。太い実線が全圧力降下、破線が重力による圧力降下、点線が摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下の和のそれぞれスラグユニット当たりの平均値で、細い点線が気泡後端圧力降下のみを取り出した推算結果である。点線に対しては５倍に拡大して示している。細い点線と太い点線の間の間隔が摩擦圧力降下を表している。$<J_L>$が増加すると、全ての線が右上がりに増加している。$<J_L>$の増加に対して気泡後端圧力降下はあまり変化せず、これに比べて摩擦圧力降下の増加率は大きいことがわかる。気泡後端圧力降下があまり変化しないのは、$<J_L>$が増加すると大気泡長さは減少し、大気泡周囲の液膜の相対的な流下速度が増加しないためである。

（２）気相体積流束$<J_G>$が変化する場合

図９－１１(a)～(c)に、気相体積流束$<J_G>$が変化する場合の推算結果を図９－１

0(a)〜(c)と同様の表示法で示す。まず、図9－11(a)の体積率については、$<J_G>$が増加すると、気相の体積率は、液体スラグ部、大気泡部中央部でともに増加し、その結果として気相体積率のスラグユニット平均値$<\alpha_G>$も増加している。逆に液相と固相の体積率は各部で減少し、その結果$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$も減少している。$<J_G>$の増加に対して、ほぼ直線的に増加・減少するものが多いが、大気泡部中央部の気相体積率、すなわち大気泡体積率$<\alpha_G>_{bc}$は上に凸の形状で増加し、これに対応して大気泡部液膜部の液相体積率$<\alpha_L>_{bf}$が下に凸の形状で減少している。各相の各部における体積率の大小関係は、図9－10(a)の場合と全く同じである。

図9－11(b)の各相平均速度の推算値では、$<J_G>$が増加すると、液相の場合と同様、各相、各部の平均速度はどれも増加し、その結果として$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$も増加している。しかし、大気泡液膜部での液相と固相平均速度、$\overline{V}_{Lbf}$、$\overline{V}_{Sbf}$の増加の度合いは、他に比べて非常に小さく、$<J_G>$の増加とともに下に凸の形状でわずかに増加しているに過ぎない。$<J_G>$が増加すると$<J_T>$も増加し、各相、各部の平均速度は当然大きくなる傾向が強いが、この大気泡液膜部では同時に、$<J_G>$の増加とともに大気泡長さが増加し、上述の自由落下的に流下する区間が長くなり、これは$\overline{V}_{Lbf}$、$\overline{V}_{Sbf}$を減少させる効果となる。この2つの効果の影響で、このような特性が推算されたものと考えられる。

図9－11(c)の圧力降下では、太い点線の摩擦と気泡後端圧力降下の和、細い点線の気泡後端圧力降下が上に凸の形状で$<J_G>$の増加とともに増加しているが、全圧力降下と重力による圧力降下は減少している。第4章でも述べたように、$<J_G>$の増加とともに密度の小さい気相の体積率$<\alpha_G>$が増加し、これによって重力による圧力降下が減少、さらにその影響で全圧力降下も減少するのである。気泡後端圧力降下の増加の度合いは、（1）で調べた$<J_L>$の増加時よりも大きいが、これは$<J_G>$が増加しても$\overline{V}_{Lbf}$、$\overline{V}_{Sbf}$が上述のようにほとんど増加せず、液体スラグ部での各相速度との差が大きくなり、これによって気泡後端圧力降下の原因となる大気泡液膜部と液体スラグ部の運動量差が大きくなることが原因と考えられる。

（3）固相体積流束$<J_S>$が変化する場合

第4章で述べたように、$<J_G>$、$<J_L>$が一定のもとで固相体積流束$<J_S>$が変化する場合には、各相体積率、平均速度において定性的に異なる場合が見られた。すなわち、$<J_S>$が増加すると$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$が比較的急激に減少する場合もあれば、

ほとんど減少しない、あるいはわずかに増加する場合が存在した。そこで、ここでも各場合について検討することとする。図９－１２(a)～(c)には、＜J_S＞が増加すると＜α_G＞が急激に減少し、＜α_L＞が測定結果ではわずかに増加、推算結果ではわずかに減少する場合の例を示す。図９－１３(a)～(c)には、＜J_S＞が増加すると＜α_G＞がほとんど減少せず、＜α_L＞が比較的急激に減少する場合の例を示す。

図９－１２(a)では、＜α_G＞が急激に減少している場合である。液体スラグ部の気相体積率＜α_G＞$_{ls}$も＜J_S＞の増加とともにわずかに減少しているが、大気泡部中央部、すなわち大気泡体積率＜α_G＞$_{bc}$の減少の度合いが大きく、主にこの影響で＜α_G＞が急激に減少していることがわかる。この状態を＜α_S＞の変化から考察してみる。この条件では固相の添加で＜α_S＞が急激に増加している。これは＜α_G＞の値が比較的大きく、添加された固相が入る液相の体積率が小さいため、液相の中の固相の体積率が＜J_S＞の増加とともに急増することによって生じている。このような状態では、大気泡は濃度の高い固液混合物の中をすり抜けるように上昇することになり、＜α_G＞$_{bc}$が急減するものと考えられる。これは、図９－１２(b)において大気泡上昇速度V_bが＜J_S＞の増加とともに急増していることからも確認できる。

図９－１３(a)の条件では、逆に＜J_S＞の増加時の＜α_S＞の増加の度合いが小さい。これは、＜α_G＞の値が比較的小さいため、＜α_L＞は大きく、その液相内の固相の体積率が＜J_S＞の増加によってあまり増加せず、このために大気泡体積率＜α_G＞$_{bc}$の減少の度合いが小さい。よって、＜α_G＞も＜J_S＞の増加により、ほとんど減少しないのであろう。

＜α_L＞については、図９－１３(a)の条件では＜J_S＞が増加すると急激に減少している。これに対し、図９－１２(a)の条件ではほとんど減少していない。後者は測定結果の回帰曲線では、＜α_L＞がわずかに増加することが確認された条件である。これらの図を見比べると、大気泡液膜部の液相体積率＜α_L＞$_{bf}$の特性に顕著な差が認められる。すなわち、図９－１３(a)の条件では＜J_S＞が増加するとわずかに減少しているが、図９－１２(a)の条件では急激に増加している。＜α_L＞$_{bf}$の増加は上述の＜α_G＞$_{bc}$の減少と強く関連づけられることはいうまでもない。すなわち、図９－１２(a)の条件では＜α_G＞の値が比較的大きいため、添加された固相が入る液相の体積率が小さいため、その中の固相の体積率が＜J_S＞の増加とともに急増し、これによって＜α_G＞$_{bc}$が急減し、その反動で＜α_L＞$_{bf}$が急増している。したがって、この条件で＜α_L＞の減少傾向を打ち消しているのは、大気泡液膜部の液相体積率＜α_L＞$_{bf}$で

あることがわかる。したがって、<α_G>が急激に減少する場合の上述の理由と同じ理由で、<α_L>がほぼ一定値であるといえる。

（１）、（２）で述べた液相、気相体積流束変化時には、スラグユニットの各部においても自相の体積率は増加し、他相の体積率は減少するという結果であったのに対し、（３）で述べた<J_S>が増加する場合の変化では、スラグユニットの各部における他相の体積率のうち、増加するものが出てくる。このことが、気液二相スラグ流に固相を添加して固気液三相スラグ流を形成する際に生じる様々な複雑な特性の原因となっている。

さて、次に各場合の各部における各相平均速度の特性を調べる。上でも述べたように、図９－１２(b)において大気泡上昇速度V_bが<J_S>の増加とともに急増しているが、図９－１３(b)においては大気泡上昇速度V_bが<J_S>の増加とともに減少している。この原因は上で示したとおりである。すなわち、図９－１２(b)の条件では<α_G>の値が比較的大きく、添加された固相が入る液相の体積率が小さいため、その中の固相の体積率が<J_S>の増加とともに急増する。この状態では、大気泡は濃度の高い固液混合物の中をすり抜けるように上昇することになり大気泡の上昇速度も急増すると考えられる。図９－１３(b)の条件においてはこのようなことは生じず、大気泡の上昇速度はあまり変化しない。この影響で前者では気相平均速度$\overline{V}_G$も<J_S>の増加とともに急増するが、後者ではほとんど変化しない。これが、速度の観点から捉えた場合の<J_S>と<α_G>との関係である。

固相の速度については、$\overline{V}_S$と$\overline{V}_{Sls}$に関しては、両者で値は異なるものの、その定性的特性は<J_S>の増加によって増加する点で共通しているが、大気泡部液膜部の固相平均速度$\overline{V}_{Sbf}$に関して特徴的な違いが見られる。まず、図９－１３(b)では、$\overline{V}_{Sbf}$は正の値であるが、図９－１２(b)では、負の値となっている。前者の条件では<α_G>が小さく、大気泡長さも短いが、後者の条件では<α_G>が大きく、大気泡が長くなっている。大気泡が長いと、当然周囲の液膜内液相速度の値は小さくなり、その中の固相の平均速度も小さくなる。このために、後者の条件では負の値となっている。<J_S>が増加すると大気泡が短くなるため、$\overline{V}_{Sbf}$の値そのものは両条件で増加している。

最後に、圧力降下について述べる。図９－１２(c)と９－１３(c)のいずれの場合にも<J_S>の増加によって、各圧力降下のスラグユニット平均値、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_{Ft}$は増加している。しかし､図９－１３(c)における気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$

の値は$\langle J_S \rangle$の増加とともに減少している。また、その値も図９－１２(c)における$(dP/dz)_t$の値よりかなり小さい。図９－１３(c)では$(dP/dz)_{Ft}$の大部分が摩擦圧力降下であるが、図９－１２(c)では逆に大部分が気泡後端圧力降下である。

９．３．２　管内径の影響

管内径Ｄの各相体積率、平均速度、圧力降下に及ぼす影響は、測定結果からわかる範囲内においてそれぞれ第４章、４．２．４節、４．３．４節及び４．４．４節の（１）で述べた。その結果は、Ｄ=50.4mmの場合と、Ｄ=20.9mm並びにＤ=30.6mmの場合と比較すると、各相体積率については、Ｄ=50.4mmの場合に$\langle \alpha_G \rangle$は小さく、$\langle \alpha_L \rangle$は大きくなり、$\langle \alpha_S \rangle$は余り変化しない。各相平均速度については、$\overline{V}_G$は大きく、$\overline{V}_L$は小さく、$\overline{V}_S$は余り変化しない。圧力降下については、$(dP/dz)_T$は大きい場合と小さい場合があり、$(dP/dz)_H$は大きく、$(dP/dz)_{Ft}$は小さい。また、Ｄ=20.9mmとＤ=30.6mmとの間では、いずれの量も大小関係が不明瞭であった。以下、本推算結果を利用して、管内径Ｄの各相体積率、平均速度、圧力降下に及ぼす影響とその物理的理由を再び考察する。

図９－１４(a)～(c)に、Ｄが変化した場合の推算結果を、図９－１０～９－１３と同じ形式で示す。まず図９－１４(a)は体積率の変化の様子で、気相については、Ｄが大きくなると、大気泡部中央部、すなわち大気泡体積率$\langle \alpha_G \rangle_{bc}$が上に凸の形状で急激に増加し、液体スラグ部の気相体積率$\langle \alpha_G \rangle_{ls}$が下に凸の形状で減少している。これら２つの値のみで考えると、$\langle \alpha_G \rangle$はＤとともに増加しそうであるが、図９－１４(d)に示した各部長さの変化を考慮すると、大気泡部は比率的にはＤとともに短くなっていくので、結局$\langle \alpha_G \rangle_{ls}$の影響も無視できなくなって、$\langle \alpha_G \rangle$はＤ=50mm未満では下に凸の形状でわずかに減少してたのち極小値をとってわずかに増加している。Ｄ=50mmを越えると、$\langle \alpha_G \rangle_{bc}$、$\langle \alpha_G \rangle_{ls}$がともに階段状に急減するが、これは、本推算法の構成方程式の一つである大気泡上昇速度式(8-33)において、Kawanishiら[21]の研究結果を考慮して静止水中における大気泡上昇速度の係数（式(8-33)中の係数C_2）をＤ＞50mmで大きくしているために、大気泡上昇速度が急増するためである。この影響で、$\langle \alpha_G \rangle$もＤ=50mmを越えると階段状に急減している。以上の理由により、Ｄが大きくなると$\langle \alpha_G \rangle$は減少していくという傾向が、本推算結果からも得られた。しかも、Ｄ=20～30mmではほとんど減少しないが、Ｄ=50mmを越えると急激に減少するという点でも一致した。

固相の体積率は、Dが大きくなると、大気泡部液膜部ではわずかに減少、液体スラグ部ではわずかに増加し、その結果$<\alpha_S>$はほとんど変化していない。これも測定結果と同じ結論である。液相体積率はしたがって、Dが大きくなると$<\alpha_G>$の減少分増加することとなる。

図９－１４(b)に示した各相速度の推算結果からも、測定結果と同様の結論が得られる。すなわち、Dが大きくなり、D=50mmを越えると、$\overline{V}_G$は大きく、$\overline{V}_L$は小さくなるが、$\overline{V}_S$は余り変化しない。大気泡部中央部の気相速度$\overline{V}_{Gbc}$、すなわち大気泡上昇速度V_bは上述の理由でD=50mmを越えると階段状に急増し、これが$\overline{V}_G$にも波及している。

圧力降下の推算結果を図９－１４(c)に示す。気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$はD=50mmを越えるときに一時的には増加するものの、Dが大きくなると小さくなり、摩擦圧力降下もDが大きくなると小さくなっている。したがって、これらの和である$(dP/dz)_{Ft}$も、Dが大きくなると小さくなっている。一方、重力による圧力降下は、Dが大きくなると密度の小さい気相の体積率減少の影響を受けて増加していく。全圧力降下は$(dP/dz)_{Ft}$の減少の影響をより大きく受けてD=50mmまで単調に減少しているが、D=50mmを越えるときに$(dP/dz)_t$の影響で一時的に増加する。４．４．４節でも述べたように、D=20.9、30.6、50.4mmの３点での全圧力降下の大小関係はしたがって、非常に微妙である。この例においても、D=20.9mmで最も大きく、次いでD=50.4mmの値が大きい。

９．５．３　固体粒子径の影響

固体粒子径d_Sの各相体積率、平均速度、圧力降下に及ぼす影響については、やはり測定結果からわかる範囲内においてそれぞれ第４章、４．２．４節、４．３．４節及び４．４．４節の（２）で述べた。その結果は、d_Sが大きいほど、$<\alpha_S>$は大きいが、$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$は余り変化しない。各相平均速度については、$\overline{V}_S$は小さく、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$は余り変化しない。圧力降下については、$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_{Ft}$は大きいが、$(dP/dz)_H$は余り変化しない。本節ではまず推算値でこれらを確認する。

図９－１５(a)に示す各相体積率の推算結果から、測定値と同じ結果が得られる。すなわち、d_Sが大きいほど$<\alpha_S>$は大きいが、$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$は余り変化しない。固相は、液体スラグ部、大気泡部液膜部ともに、d_Sが大きいほど体積率を増加させている。この理由は、４．３．４節（２）で述べたとおりで、d_Sが大きいほど

連続相である液相と分散相である固相の相対速度が増加するためである。気相については、大気泡部中央部の気相体積率、すなわち大気泡体積率$<\alpha_G>_{bc}$がｄ$_S$が大きくなるほど小さくなっている。ｄ$_S$が大きくなると、液膜の厚さが増していくためである。しかし、一方で液体スラグ部の気相体積率$<\alpha_G>_{ls}$はｄ$_S$が大きくなるほど大きくなるため、$<\alpha_G>$はｄ$_S$が変化してもほとんど変化していない。液相体積率も、同様である。固相体積率の増加分は、気相、液相ともにわずかに減少することによって相殺しているようである。

図９－１５(b)の各相速度においては、固相の速度がｄ$_S$が大きいほど小さくなっていくのが特徴的である。理由は上述の通りである。大気泡部液膜部の固相速度は、途中から負の値となっている。すなわち、ｄ$_S$が大きくなると平均的には大気泡部では固相は管に対して下方へ落下することを推算している。気相と液相の平均速度は、どの場合もほぼ一定値で、この図の範囲ではｄ$_S$の影響をあまり受けていない。

図９－１５(c)の圧力降下推算結果も、測定結果と同じ特性、すなわちｄ$_S$が大きくなると$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_{Ft}$は大きくなるが、$(dP/dz)_H$は余り変化しないという結果が得られている。しかし、詳しく見ると、$(dP/dz)_H$もわずかに増加している。これは固相体積率増加の影響であろう。$(dP/dz)_{Ft}$の増加は、ほとんどが気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$の増加に依ることもわかる。さらにこれが主として全圧力降下$(dP/dz)_T$を増加させていることも確認できる。

９．５．４　固体粒子密度の影響

固体粒子密度ρ_Sの各相体積率、平均速度、圧力降下に及ぼす影響については、測定結果から推測して、ρ_Sが大きいほど$<\alpha_S>$は大きく、$\overline{V}_S$は小さく、$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_{Ft}$は大きくなるが、他の量における有意差は見られなかった。まず、図９－１６(a)の各相体積率では、図９－１５(a)に示したｄ$_S$の影響とほとんど同じ傾向が得られている。したがって、ρ_Sが大きいほど$<\alpha_S>$は大きくなり、$<\alpha_G>$と$<\alpha_L>$はわずかに減少してこれを相殺するといった特性は、ｄ$_S$の場合と同じである。その物理的理由も同じで、ρ_Sが大きいほど連続相である液相と分散相である固相の相対速度が増加するためである。

図９－１６(b)の平均速度についても、ｄ$_S$を変化させた場合と同じことがいえる。

図９－１６(c)に示した圧力降下についても、その定性的特性は、ｄ$_S$を変化させた場合と変わらない。ただ、気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$の増加の度合いがｄ$_S$を増加

させたときより小さめである。逆に、$(dP/dz)_H$の増加の度合いは大きく、ρ_Sが増加すると明確に増加している。

9．6　結言

第７章において骨組みを示した、固気液三相スラグ流モデルによる固気液三相スラグ流の流動特性推算法に必要な式を第８章で与えることによって推算の準備は整ったので、本章では、推算法の全容を整理して示した後、実際に推算を行った結果について示した。固気液三相スラグ流の代表的巨視的量である各相体積率、各相平均速度並びに圧力降下の推算結果と測定結果の比較を行った結果、本推算法による推算結果が、定性的にも、定量的にも非常に測定結果とよく一致した。定性的には、第６章で示した一次元モデルに基づく推算法では推算できなかった定性的特性、すなわち、気相と液相体積率曲線が交差する特性、固相を添加した際の気相と液相体積率変化の気相・液相体積流束による違いなどが再現できた。固相を添加した際の液相体積率が一部の条件でわずかに増加するという特性は本推算法でも表せなかったが、同じ条件での液相体積率の推算結果は、固相を添加した際にわずかに減少する程度であった。各相平均速度、各圧力降下に関しても一次元モデルに基づく推算法と比較すると十分に多くの定性的特性を再現できた。定量的には、気相、液相、固相の体積率を、測定値と推算値の比の平均値が気相、液相、固相に対して各々0.993、1.01、1.02で、平均値周りの標準偏差がそれぞれ6.09%、3.37%、12.4%で推算できた。一方、全圧力降下、重力による圧力降下、摩擦と気泡後端圧力降下の和を測定値と推算値の比の平均値がそれぞれ1.01、1.01、1.07、平均値周りの標準偏差がそれぞれ3.24%、4.07%、31.2%で推算できた。各相体積率に関しては第６章で示した一次元モデルに基づく推算法のうち最も良い結果が得られた局所相対速度モデルによる推算結果と同程度、圧力降下に関しては一次元モデルに基づく推算法よりかなり良い精度であることを確認した。

以上で、本推算法による推算結果の妥当性が確認できたので、本推算値を利用して、推算の過程で得られる諸量、すなわちスラグユニットの各部における各相速度や体積率の値を示し、巨視的量とこれらの量がどのような関係となっているのかについて調べた。これにより、気相体積率が大きくて液相内の固相体積率が大きくなる条件では、固相の添加により大気泡体積率が急激に減少、大気泡上昇速度が急激

に増加し、この結果として、固相添加により気相体積率は急激に減少、液相体積率はほとんど変化しないという状況が生じていることが確認できた。さらに、推算値を利用して、測定値のみからでは把握しにくかった各相体積率、圧力降下等の定性的特性、例えばこれらの量に及ぼす粒子密度の影響等を推測した。その結果、測定値から推測した定性的特性と本推算値から推測した定性的特性はほぼ一致した。

最後に、本推算法は枠組みはそのままで、用いる構成方程式をかえることが容易である。したがって、各種相関式をより適用範囲の広い、精度の高いものにかえていくことによって、本推算法も、さらに適用範囲の広い、精度の高いものとなっていく可能性を有する。さらに、スラグ特性量をここで行ったように平均値の相関式で与えるだけではなく、実際のスラグ流のように、平均値とその周りの標準偏差を用いて、分布を持たせて与えれば、算出される物理量にも分布が生じ、例えば工業上有用な圧力降下の最大値等を予測できる可能性を持つことを付け加えておく。

第１０章　結　論

本論文では、鉛直管内を流動する固気液三相スラグ流の流動特性解明のために行った研究について述べてきた。固気液三相流は、固相、気相、液相が同時に流れる混相流である。この流れは、冒頭の第１章でも述べたように、マンガン団塊揚鉱用、港湾の海底にたまった泥土を引き揚げる浚渫作業用、削孔機械による削孔時の掘削ずりの排出用、あるいは捕獲した魚類の船倉からの陸揚げ用のエアリフトポンプの揚鉱管ないし揚固管、水素添加形石炭液化装置の予熱管および反応器、石油精製装置での反応塔ライザー部分、その他有機化学工業、高分子化学工業、医薬品・食品工業等で用いられる各種流動床などの三相反応装置、各種切削機器における切削くずの排出装置などの種々の工業機器に見られる。また、原子力発電等の原子炉における仮想的事故のシミュレーションを行う際にも、固気液三相流の出現を考慮する必要がある。さらに、今後混相流の重要な利用法として考えられている機能性・知能性混相流の開発にあたっては、固体粒子に何らかの機能・知能を持たせることが考えられ、固気液三相流が重要な位置を占めることになるであろう。したがって、上記の諸機器を計画・設計し、運転を効率的に行い、さらには、原子炉事故のシミュレーション、機能性・知能性混相流の開発を実行するに際し、固気液三相流の流動特性、特に各相体積率と圧力降下を精度良く評価する必要がある。しかし、固気液三相流の研究の歴史は比較的浅く、その研究の件数も少なく、その多岐にわたる流動特性のほんの一部が解明されたに過ぎず、今後明らかにしなければならない事項はきわめて多い。今後、これらの内から少しずつ部分的にではあっても着実にその研究範囲を広げていかなければならないであろう。そこで、本研究では各相の体積率、平均速度と圧力降下という巨視的量を特に注目して取り上げた。また、数ある流動様式の内、鉛直管内のスラグ流に限定した。しかし、固気液三相スラグ流の流動特性解明にあたって、三相流から１つの相を取り除いた流れともみなせる、気液二相スラグ流並びに固液二相流に対しても、同様に検討していく必要が生じた。そこで、これら２種類の二相流も加えた３種類の混相流を研究対象とした。

本論文では、第１章で、研究の背景並びに従来の研究、本研究の目的と方法について述べた後、第２章で、流動の観察結果と本研究で用いる平均量の定義及び対象とする物理量について、第３章では、実験装置と実験方法の詳細について示した。

ついで、各混相流の各相体積率、平均速度と圧力降下特性を実験的に解明するこ

とを試みた。管内径D=20.9、30.6、50.4mmの３種類の鉛直円管内にこれらの混相流を流動させ、上記の巨視的量を測定した。用いた粒子は平均粒子径1.14、2.57、4.17mm、密度2270～2400kg/m^{3}のセラミック粒子と2.96mm、密度2640kg/m^{3}のアルミニウム粒子である。気相と液相には常温で大気圧状態の空気と水を用いた。

第４章では上記巨視的量の測定結果と体積流束や管内径などの流動条件の関係を定性的に明らかにした。ここで得れたこれらの混相流の特記すべき定性的特性をあげておく。

・各相体積率に関して

・気液二相スラグ流並びに固液二相流ともに、他の相の体積流束を一定に保ったままで、自相の体積流束を増加させた際、自相の体積率は上に凸の形状で増加し、他の相の体積率は下に凸の形状で減少するという特性が、全ての条件で見られた。固気液三相スラグ流においてもほとんど全ての条件で同じ特性となった。

・しかし、固気液三相スラグ流において、気相と液相の体積流束を一定に保ったままで、固相の体積流束を増加させた際、一部の条件（D＝30.6mm、d_S＝4.17mm の$\langle J_G \rangle$ = 0.50 m/s、$\langle J_L \rangle$ = 0.40 m/s 及び$\langle J_G \rangle$ = 0.50 m/s、$\langle J_L \rangle$ = 0.50 m/s）において、液相の体積率がわずかではあるが増加することを確認した。これは、固気液三相スラグ流独特の特性である。この場合、他の２相の体積流束を一定に保ったままで、自相の体積流束を増加させた際、自相の体積率だけでなく、他の二相のうちの片方の体積率が増加したわけである。

・固気液三相スラグ流において、固相の体積流束を増加させた場合に、気相と液相について、全体積流束と自相の体積流束を一定に保ったままで、別な相の体積流束を増加させ、第３の相の体積流束をその分減少させた場合、自相の体積率が増加する場合と減少する場合があるという特性が確認できた。具体的には、全体積流束並びに気相体積流束一定の下、固相の体積流束を増加させると、気相の体積率が増加する場合と減少する場合が、全体積流束並びに液相体積流束一定の下、固相の体積流束を増加させると、液相の体積率が増加する場合と減少する場合があった。この特性により、横軸に全体積流束、縦軸に各相体積率をとった図において、固相の体積流束をパラメータとした各相体積率曲線が、気相と液相において一部で交差することとなった。

・固気液三相スラグ流における管内径、固体粒子径、粒子密度の影響として、

管内径が大きくなると気相体積率が減少し、ほぼその減少分液相体積率が増加すること、粒子径並びに粒子密度が大きいほど固相体積率が大きいことがわかった。

・各相平均速度に関して

・気液二相スラグ流において、気相平均速度の$< J_G >$一定下での増加率の方が$< J_L >$一定下での増加率よりも大きいという結果が得られ、従来の気液二相スラグ流に対するドリフトフラックスモデルの適用[13]の際に結果として使用されていたように、気相平均速度に及ぼす気相並びに液相の体積流束の影響は全く等しいという仮定はあくまでも近似的なもので、詳細に調べると、顕著な差異が生じていることが確認できた。

・固液二相流ではさらに大きい差異が見られ、この場合は固相平均速度の$< J_L >$一定下での増加率の方が、$< J_S >$一定下での増加率よりも大きかった。

・気液二相スラグ流、固液二相流並びに固気液三相スラグ流ともに、他の相の体積流束を一定に保ったままで、ある相の体積流束を増加させた際、各相平均速度はともに増加するという特性が、ほとんど全ての条件で見られた。

・しかし、固気液三相スラグ流において、気相と液相の体積流束を一定に保ったままで、固相の体積流束を増加させた際、上述の体積率に関して述べたのと同じ一部の条件（$D = 30.6$mm、$d_S = 4.17$mm の$< J_G > = 0.50$ m/s、$< J_L > = 0.40$ m/s 及び$< J_G > = 0.50$ m/s、$< J_L > = 0.50$ m/s）において、液相平均速度がわずかではあるが減少する。これは、液相体積率の増加に対応したものである。

・固気液三相スラグ流における管内径、固体粒子径、粒子密度の影響として、管内径が大きくなると気相平均速度が増加し、液相平均速度が減少すること、粒子径並びに粒子密度が大きいほど固相平均速度が小さいことを確認した。

・各圧力降下に関して

・気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流において液相体積流束のみを増加させた場合、全圧力降下、重力による圧力降下、摩擦と気泡後端圧力降下の和はともに増加する。固液二相流の場合、重力による圧力降下は減少するが、全圧力降下と摩擦と気泡後端圧力降下の和は増加する場合と、一旦減少した後最小値をもって増加する場合とがあるという結果が液相の体積流束を変化させた場合について得られた。なお、固液二相流におけるこの特性は既

存の研究[(54),(55)]でも指摘されている。

- 気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流において気相体積流束のみを増加させた場合、全圧力降下と重力による圧力降下は減少する。摩擦と気泡後端圧力降下の和は気液二相スラグ流では増加するが、固気液三相スラグ流では減少する場合も見られる。
- 固液二相流並びに固気液三相スラグ流において固相体積流束のみを増加させた場合、全圧力降下、重力による圧力降下、摩擦と気泡後端圧力降下の和はともに増加する。
- 固液二相流並びに固気液三相スラグ流において、固相体積流束のみを増加させた場合の各圧力降下の増加の度合いは、他の相の体積流束を増加させた場合よりも大きい。
- 気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流において、液相体積流束を変化させた場合の方が気相体積流束を変化させた場合より、摩擦と気泡後端圧力降下の和の変化率が大きいという結果が得られた。
- 固気液三相スラグ流における管内径、固体粒子径、粒子密度の影響として、管内径が大きくなると重力による圧力降下が大きくなり、摩擦と気泡後端圧力降下の和が小さくなること、粒子径並びに粒子密度が大きくなるにつれてわずかではあるが全圧力降下と摩擦と気泡後端圧力降下の和が大きくなることを確認した。
- 固気液三相スラグ流において、摩擦と気泡後端圧力降下の和の示す特性が非常に複雑であることがわかった。特に、気相の体積流束のみを増加させた際、この圧力降下は、上に凸の形状で増加した後、極大値をもって減少に転じた。固相の体積流束を増加させた際には、各圧力降下とも増加し、減少することはなかった。

ところで、第４章で示した測定結果にしても、非常に多岐にわたる固気液三相スラグ流の流動条件の中では、ごく一部について行った結果に過ぎず、上記工業機器等で流動する固気液三相スラグ流の全ての流動条件を実験的に解明するのは不可能である。したがって、各種流動条件からこれらの巨視的量を推定する推算方法の開発が不可欠となる。そこでまず、各混相流に対して既存の方法を適用しての推算を試みた。第５章ではまず、気液・固液二相流に関する既存の方法を用いて、これらの巨視的量の推算特性を調べた。ついで、巨視的量を利用した一次元モデルに基づ

く新たな推算法をいくつか提案し、その推算特性を調べた。

気液二相スラグ流と固液二相流の各相の体積率並びに平均速度に関して、局所相対速度モデルに基づく方法、加重体積中心モデルに基づく方法、質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法を、固液二相流の各相の体積率と平均速度に関してドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づけた方法を、固液二相流の摩擦圧力降下推算法として、粒子径－管内径比、流速比と固相体積率を考慮した摩擦圧力降下推算法を提案した。

既存の方法の推算特性は、気液二相スラグ流、固液二相流の体積率特性に関してはほぼ測定結果と定性的に一致したが、平均速度特性において、上述の気液二相スラグ流の気相平均速度の定性的特性が測定結果と一致した方法はOrell-Rembrand[33]の方法一つしかなく、その他のものでは気相平均速度の変化の度合いが、気相体積流束を変化させたときと液相体積流束を変化させたときの差異が無かったり、測定結果とは逆に気相体積流束を変化させたときよりも液相体積流束を変化させた場合の方が小さかった。これに対し、新たに提案した推算法は、気相平均速度の変化の度合いが、気相体積流束を変化させたときよりも液相体積流束を変化させた場合の方が大きく、また、定量的に見ても良い精度で体積率・平均速度を推算できた。また、固液二相流の摩擦圧力降下推算法として提案した、粒子径－管内径比、流速比と固相体積率を考慮した摩擦圧力降下推算法も定性的のみならず、定量的にも既存の方法より良い精度で摩擦圧力降下を推算した。これより、ここで提案した新たな推算法は、一次元モデルに基づく推算方法としては、既存の方法より定性的、定量的の両面において同等ないしそれより優れた推算法であるといえる。

次に、固気液三相スラグ流に関する既存の巨視的量推算方法の説明と新たな推算法の提案を第６章で行った。各相の体積率・平均速度に対する新たな推算法として、第５章で提案した質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法、ドリフトフラックスモデルに浮遊体積流束を関連づける方法、局所相対速度モデルに基づく方法、加重体積中心モデルに基づく方法を固気液三相流に拡張する推算法を提案した。既存の方法とこれらの新たに提案した推算法で固気液三相スラグ流の各相の体積率・平均速度の推算を行った。その結果、既存の方法のうちで満足にその流動特性を再現しうる推算法は見いだせなかった。例えば、上述の横軸に全体積流束、縦軸に各相体積率あるいは平均速度をとった図において、固相の体積流束をパラメータとした各相体積率あるいは平均速度曲線が、気相と液相において一部で交差するという

測定値の特性は、いずれの既存の方法の推算結果においても見られなかった。これに対し、適用範囲は限られているものの、加重体積中心モデルに基づく方法は、ほぼ測定結果と対応する流動条件で交差が生じ、定性的特性の再現において、有効であることが確認できた。また、定量的には局所相対速度モデルに基づく推算法が各相体積率推算に対して有効であることを確認した。しかし、これらの方法でさえも、固気液三相スラグ流の各相体積率の複雑な定性的特性を十分に表しているとは言えない。

摩擦圧力降下に関しては、既存の3種類の推算法とその推算結果を示した。いずれの方法も、本測定値を定性的、定量的に精度良くあらわせているとはいえないことがわかった。これは、これらの推算法が全て一次元モデルに基づいており、おのずと限界があるためであると考えられる。したがって、より詳細なモデルに基づいた新たな推算法の開発が不可欠であることが確認できた。

そこで、固気液三相スラグ流の流動機構をさらに詳細に解明し、その知見に基づいたより詳細な物理モデルを構築し、これを基にさらに精度の高い各相体積率と圧力降下の推算法を導出することとした。そこで、本研究では第2章で示した流動状況を参考に、スラグ流を流動軸方向に大気泡部、大気泡直後のウェイク部、液体スラグ部の3つの部分から成るスラグユニットで構成されているとし、流動状況の違いから大気泡部を流動軸方向に2分割、液体スラグ部を流動軸方向に3分割、さらに大気泡部とウェイク部を中央部と液膜部に分割する「固気液三相スラグ流モデル」を考えた。各部に質量保存式と運動量保存則を適用して各相体積率、各相平均速度並びに圧力降下を推算する新たな推算法の枠組みを第7章で提示した。このモデルからこれらの巨視的量を推算するためには、各部における各相体積率、平均速度、各部の長さの値が必要となることがわかった。そこでまず、これらの量を求める方法の骨格を提案した。種々の仮定を行った後、流動軸方向には、液体スラグ部、ウェイク部並びに大気泡部の三部分からなる「固気液三相スラグ流モデル」を提示した。この段階で、未知量となる各相体積率と各部での各相体積率と平均速度、各部長さは32個ある。したがって、独立した関係式32個を与えれば、方程式系は閉じ、全ての値が求められる。このモデルに、質量保存則並びに種々の仮定による関係式を適用した。その結果、質量保存式から独立な関係式が12個、種々の仮定による関係式から13個の計25個が得られた。方程式系を閉じるためには、さらに7個の関係式が必要である。

第８章では、固気液三相スラグ流の流動機構をより正確に把握して上記の巨視的量が示す物理的な特性を説明し、多様な固気液三相スラグ流の流れに対する知識を蓄積するとともに、残りの7個の関係式を得るために、スラグ特性量、すなわち、大気泡部、ウェイク部、液体スラグ部における各相局所速度・体積率分布、各大気泡の形状、周囲の液膜厚さ、液膜内の液相速度、大気泡・液体スラグの上昇速度、各部の長さ等を研究対象として取り上げた。これらの測定結果を示し、その特性について述べた後、各部の長さ、大気泡上昇速度並びに大気泡体積率の5個の相関式を作成した。さらに、残る2個の構成方程式として、固気液三相気泡流の体積率推算式を利用した液体スラグ部の各相体積率推算式を用いることとした。これで、各部における各相体積率、平均速度並びに各部の長さを求める部分における方程式系は閉じ、32個全ての未知量の値が数値的に求められるようになった。これらが求められた後に行う、各部の摩擦圧力降下並びに気泡後端圧力降下の推算式を加えて、本推算法が完成した。

この推算法の全容については第９章で示した。具体的な推算手順を示すフローチャートの一例を示した。本推算法によって推算を行った結果も第９章で示した。本推算結果は、定性的にも、定量的にも測定結果とよく一致し、本推算法の有効性が確認できた。すなわち、定性的には第４章で示した巨視的量の定性的特性のうち、特に第６章で示した巨視的量を用いた一次元モデルに基づく推算法では一致しない場合が多かった固相の体積流束をパラメータとした各相体積率あるいは平均速度曲線が、気相と液相において一部で交差するという測定値の特性や、その交差する際の全体積流束の値についてもほぼ測定結果と一致した。さらに、気相と液相の体積流束を一定に保ったままで、固相の体積流束を増加させた際に、一部の条件で固相体積率のみならず液相体積率がわずかに増加するという測定結果の特性については、本推算結果では正確には一致はしないものの、この条件での液相体積率の減少の度合いはごくわずかで、その他の条件に対しても固相の体積流束を増加させた際に気相、液相の体積率が示すパターンがほぼ一致した。これらは、各相平均速度の推算に対しても同様である。圧力降下に関しては、全圧力降下並びに重力による圧力降下においては定性的特性が測定結果とよく一致したが、摩擦と気泡後端圧力降下の和において液相と固相の体積流束一定の下、気相の体積流束を増加させた場合の推算値が測定値に反して常に増加するという結果が得られたが、それ以外の特性はほぼ満足に測定値と一致した。定量的にも、各相体積率の測定値と推算値の比の平均値は

気相、液相、固相に対して各々0.993、1.01、1.02で、平均値周りの標準偏差はそれぞれ6.09%、3.37%、12.4%で推算できた。これは本推算法以外の推算法として最も各相体積率の推算精度の高かった、局所相対速度モデルによるこれらの値が、各々1.00、1.01、0.999、および6.24%、3.43%、12.3%であることを考慮して、本推算法による推算値は各相体積率に対して定量的にも非常に高い精度で推算が行えることを示している。全圧力降下、重力による圧力降下、摩擦と気泡後端圧力降下の和の測定値と推算値の比の平均値はそれぞれ1.01、1.01、1.07、平均値周りの標準偏差はそれぞれ3.24%、4.07%、31.2%で推算できた。摩擦と気泡後端圧力降下の和の推算において既存の方法のなかで最も精度の良かった方法による推算結果では、測定値と推算値の比の平均値は1.60、平均値周りの標準偏差は39.4%であった。これらの値からも本推算法の有用性が確認できる。以上のように、本推算方法は、定性的にも定量的にも十分に精度の高い推算法であることが確認できた。

そこで第９章ではさらに、本推算値を利用して、推算の過程で得られる諸量、すなわちスラグユニットの各部における各相速度や体積率の値を示し、巨視的量とこれらの量がどのような関係となっているのかについて調べた。これにより、気相体積率が大きくて液相内の固相体積率が大きくなる条件では、固相の添加により大気泡体積率が急激に減少、大気泡上昇速度が急激に増加し、この結果として、固相添加により気相体積率は急激に減少、液相体積率はほとんど変化しないという状況が生じていることが確認できた。また、推算値を利用して、測定値のみからでは把握しにくかった各相体積率、圧力降下等の定性的特性を推測した。その結果、測定値から推測した定性的特性と本推算値から推測した定性的特性はほぼ一致した。

本推算法は枠組みはそのままで、用いる構成方程式をかえることが容易である。したがって、各種相関式をより適用範囲の広い、精度の高いものにかえることができれば、本推算法も、さらに適用範囲の広い、精度の高いものとなっていく可能性を有する。さらに、スラグ特性量をここで行ったように平均値の相関式で与えるだけではなく、実際のスラグ流のように、平均値とその周りの標準偏差を用いて、分布を持たせて与えれば、算出される物理量にも分布が生じ、例えば工業上有用な圧力降下の最大値等を予測できる可能性を持つことを付け加えて、本論文を締めくくる。

付録A
使用した粒子の粒子径分布

本実験条件に使用した粒子の粒子径分布のヒストグラムをアルミナセラミック製の d_S=1.14mm、2.57mm、4.17mm、アルミニウム製の d_S=2.96mmについて、それぞれ付図A－(a)～(d)に示す。d_Sの分割Δd_Sは、4.17mmでは0.08mm、それ以外では0.04mmとした。縦軸ϕは、ヒストグラム部の面積が１となるようにとった。また、図中に示すnはデータ個数、d_S(Ave)は平均値、σ（d_S）はd_Sの標準偏差である。

付録B
加速圧力降下の検討

本実験条件中の気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流における加速圧力降下の大きさを見積もり、これを他種の圧力降下に対して無視できるかどうかを検討する。分離流モデルによると、定常流の単位長さあたりの加速圧力降下$(dP/dz)_A$は次式で表される[94]。

$$(\partial P/\partial z)_A = (dP/dz)_A = \sum_i \left(<\alpha_i> \rho_i \overline{V}_i \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial z} \right) \quad \text{(B-1)}$$

ここで、i=G,L,S である。さて、$(dP/dz)_A$が比率的に最大になるのは、気体の膨張が最も大きいときであるので、実際の実験条件の中からそれを選び出し、その条件下での$(dP/dz)_A$の値を推定してみる。

次の条件が、$(dP/dz)_A$が比率的に最も大きいと思われる実験条件であった。

D=30.6mm、d_S=2.57mm、
$\langle J_G \rangle$=0.892m/s、$\langle J_L \rangle$=0.485m/s、$\langle J_S \rangle$=0.0156m/s、
$\langle \alpha_G \rangle$=0.519、$\langle \alpha_L \rangle$=0.467、$\langle \alpha_S \rangle$=0.0142、
$\overline{V}_G$=1.72m/s、$\overline{V}_L$=1.04m/s、$\overline{V}_S$=1.10m/s

さて、この条件のとき、体積率測定区間両端に位置するP_6、P_7における静圧はゲージ圧でそれぞれ7.69kPa、2.29kPaであった。流動軸方向の各位置での$\langle J_G \rangle$の値は、各々の静圧測定箇所で0.868m/s、0.916m/sで、圧力測定区間でその差0.048m/sだけ、膨張による増加が生じていることになる。さて、この値から各相平均速度の増加量を推定する。第４章の４．３節で示した測定結果より、固気液三相スラグ流

では、$\overline{V}_G$は<J_T>の増加の約1.1倍増加するので、$\Delta\overline{V}_G$は0.053m/s程度であろう。$\overline{V}_L$は、<J_T>の増加とほぼ同様に増加するので、$\Delta\overline{V}_L$は0.048m/sと推定する。$\overline{V}_S$は、<J_G>の増加によって実際にはあまり増加しないが、大きめに見積もって、$\Delta\overline{V}_L$と同じく0.048m/sとしておく。圧力測定区間距離は1.14mであるので、式(B-1)の偏微分係数が求まり、$(dP/dz)_A$が得られる。各相により生じる加速圧力降下は、気相、液相、固相に対してそれぞれ4.9×10^{-5}kPa/m、0.0204kPa/m、1.57×10^{-3}kPa/mであり、その和は0.0220kPa/mである。この条件での全圧力降下は5.07kPa/m、重力による圧力降下は4.90kPa/m、摩擦と気泡後端圧力降下の和は0.472kPa/mである。したがって、加速圧力降下は全圧力降下の約0.4％、摩擦と気泡後端圧力降下の和の約1/20である。

その他すべての実験条件においても、この比率を超えることは無い。したがって、本実験範囲においての加速圧力降下は無視できるほど小さいと言える。

付録C
体積率補正値の算出法

本実験での固液二相流、気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流の各相体積率の測定値は、基本的には、<J_G>、<J_L>を設定値に一致させて測定しようと試みた上で得られたものである。しかし、実際に体積率の締め切り法による測定の直前に<J_G>、<J_L>を正確に測定すると、大なり小なり設定値からずれている。特に、固相を流動させる固液二相流、固気液三相スラグ流の場合には固相流量が<J_G>、<J_L>に影響を及ぼすため、<J_G>、<J_L>を設定値と一致させることは非常に困難である。そこで、本研究では、厳密に<J_G>、<J_L>を設定値と一致させるのではなく、設定値近傍の実験条件において<J_G>、<J_L>、<J_S>を正確に測定した後、体積率測定を行った。したがって、各測定値は、そのときの各相体積流束のもとでの値として得られており、図４－３、４－４のように、<J_G>、<J_L>が設定値と一致した場合の図を描く際には、体積率測定値の補正が必要となる。

体積率補正値は、以下の方法で算出した。まず、気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の場合、<J_G>がある設定値<J_G>$_{set}$の大小側５％以内にあるものを取り出し、横軸に<J_L>をとってプロットする。固液二相流の場合は、<J_G>は全て０であるので、全データを横軸<J_L>に対してプロットする。このとき、異常なデー

タがないことをチェックする。付図Cには、気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$の場合を例に示す。黒塗りの記号が気液二相スラグ流、白抜きの記号が固気液三相スラグ流のものとする。次に、$<J_S>$をやはり各基準値（図中では$<J_S>=0$、$<J_S>_a$、$<J_S>_b$）の大小側5％以内にあるものでグループ分けし、各グループごとに最小自乗法を用いて二次曲線による回帰曲線を求める。この曲線の式を$<J_L>$で微分し、その微分式に$<J_L>$の設定値を代入して各$<J_S>$、$<J_L>$における曲線の勾配$\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_G>,<J_S>}$を算出する。次にこの値を横軸に$<J_S>$をとって整理し、一次式で回帰する。これで、任意の$<J_S>$に対する勾配の値が算出できる。

次に、今の手順と同様の作業を、$<J_L>$がある設定値$<J_L>_{set}$の大小側5％以内にあるデータに対しても行う。今度は、横軸に$<J_G>$をとってプロットする。$<J_S>$をグループ分けし、各グループごとに二次曲線で回帰曲線を求め、$<J_G>$の設定値を代入して各$<J_S>$、$<J_G>$における曲線の勾配、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}$を算出する。この値を$<J_S>$に対して整理し、一次式で回帰し、任意の$<J_S>$に対する勾配の値を算出する。

以上で求められた$<J_L>$に対する勾配の値$\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_G>,<J_S>}$を$k_L$、$<J_G>$に対する勾配の値$\partial<\alpha_L>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}$を$k_G$とおくと、$<\alpha_L>$の補正値$<\alpha_L>_{mod}$は、次式で得られる。

$$<\alpha_L>_{mod}=<\alpha_L>+k_L(<J_L>_{set}-<J_L>)+k_G(<J_G>_{set}-<J_G>) \quad \text{(C-1)}$$

こうして、$<\alpha_L>$の補正値が求められるが、最初の補正は誤差の要素を多く含んでいるため、得られた補正値を用いて同じ作業をもう一度行い、各勾配の値を求めなおした後、式(C-1)を用いて補正値を算出した。気液二相スラグ流の場合には、$<\alpha_L>$の補正値が決まると、$<\alpha_G>+<\alpha_L>=1$の関係より$<\alpha_G>$の補正値は自動的に決まる。固液二相流の$<\alpha_S>$の補正値も同様である。しかし、固気液三相スラグ流の場合には、$<\alpha_G>$に対しても同様の手順で補正値を求めた後、$<\alpha_G>+<\alpha_L>+<\alpha_S>=1$の関係より$<\alpha_S>$の補正値を算出した。

付録D
スラグ特性量の統計的平均値を求める際のサンプル数の検討

付図D－１、D－２にそれぞれ大気泡上昇速度と大気泡長さのサンプル数と各実験値（●印）並びにそのサンプル数に達するまでの平均値（実線）と平均値の変動（点線）の関係を示す。どちらの場合もサンプル数が５０個程度までは平均値がある程度変動しているが、１００個程度から変動の幅が小さくなり、１５０個以降では、３００個までとほとんど変わらなくなっている。そこで、本研究では５０個余裕を見て、２００個をスラグ特性量のサンプル数と決定した。

参考文献

(1)赤川、気液二相流、コロナ社、(1974).

(2)日本機会学会編、気液二相流技術ハンドブック、コロナ社、(1989).

(3)例えば、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」成果発表要旨集(1991)、あるいは
宇佐美、斎藤、エアリフトポンプによる固体粒子の輸送に関する研究、公害資源研究所報告、38, (1987).

(4)東亜建設工業（株）技術開発部、高濃度軟泥浚渫船、作業船、187, (1990).

(5)建設省土木研究所、大口径削孔機械の削孔性に関する研究、土木研究所資料、第1310号, (1988).

(6)(社)全国近海かつお・まぐろ漁業協会、漁業新技術開発事業報告書、(1988).

(7)西田、高安、西田、石炭液化反応装置の開発、化学工学、45-9, (1981), 567.

(8)永井、石油精製における混相流計測の必要性、流れの可視化とシミュレーション、5, (1989), 90.

(9)中村、三相反応装置の実施状況、化学工学、46-4, (1982), 199.

(10)例えば、Serizawa, A., A Dream-Intelligent Multiphase Fluid with Active Functions and Built-in Sensors, Proc. 4th Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, July 5-11, 1992, Berkeley, USA、あるいは、
大場、機能性混相流体、技苑、80, (1994)、45.

(11)室山、Fan, L-S., 縣濁床および流動層における三相系操作および装置形式の分類、化学工学、46-4, (1982), 220.

(12)Sakaguchi, T., Flow Characteristics of Gas-Liquid-Solid Three Phase Flow in Pipes, Proc. 1st Int. Conf. Multiphase Flow '91 Tsukuba, 3, (1991), 61.

(13)Zuber, N. and Findlay, J.A., Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems, Trans. ASME, J. Heat Transf., 87-4, (1965), 453.

(14)Lockhart, R.W. and Martinelli, R.C., Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes, Chem. Engng. Progress, 45-1, (1949), 39.

(15)Hughmark, G.A. and Pressburg, B.S., Holdup and Pressure Drop with Gas-Liquid

Flow in a Vertical Pipe, AIChE J., 7-4, (1961), 677.
(16)赤川、気水混合物の流動（第２報、水平管および傾斜管上向流における相対速度）、機論Ｂ、23-128, (1957), 285.
(17)Bankoff, S.G., A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow with Particular Reference to Steam-Water Flow, Trans. ASME, J. Heat Transf., 82-4, (1960), 265.
(18)Hughmark, G.A., Holdup in Gas-Liquid Flow, Chem. Engng. Progress, 58-4, (1962), 64.
(19)Smith, S.L., Void Fractions in Two-Phase Flow: A Correlation based upon an Equal Velocity Head Model, Proc. Instn. Mech. Engrs., 184-36, (1969-70), 647.
(20)Chexal, B., Horowitz, J. and Lellouche, G., An Assessment of Eight Void Fraction Models for Vertical Flows, Nuclear Safety Analysis Center Report, NSAC-107, (1986).
(21)Kawanishi, K., Hirao, T. and Tsuge, A., An Experimental Study on Drift Flux Parameters for Two-Phase Flow in Vertical Round Tubes, Nucl. Engng. and Design, 120, (1990), 447.
(22)Chisholm, D., A Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli Correlation for Two-Phase Flow, Int. J. Heat Mass Transfer, 10, (1967), 1767.
(23)赤川、気水混合物の流動（第３報、水平管および傾斜管上向流における摩擦損失）、機論Ｂ、23-128, (1957), 295.
(24)Griffith, P. and Wallis, G.B., Two-Phase Slug Flow, Trans. ASME, J. Heat Transf., 83-3, (1961), 307.
(25)Nicklin, D.J., Wilkes, J.O. and Davidson, J.F., Two-Phase Flow in Vertical Tubes, Trans. Instn Chem. Engrs., 40, (1962), 61.
(26)Moissis, R. and Griffith, P., Entrance Effects in a Two-Phase Slug Flow, Trans. ASME, J. Heat Transf., 84-1, (1962), 29.
(27)赤川、坂口、気液二相流のボイド率変動特性に関する研究（第２報、第３報）、機論Ｂ、31-224, (1965), 594.
(28)Nicolitsas, A.J. and Murgatroyed, W., Precise Measurements of Slug Speeds in Air-Water Flows, Chem. Engng. Sci., 23, (1968), 934.
(29)西川、世古口、池田、深野、気液二相流の脈動現象に関する研究（第１報）、

機論B、35-271, (1969)、582.

(30)赤川、浜口、坂口、碇、気液二相スラグ流の差圧脈動特性に関する研究、機論B、36-389, (1970), 1520.

(31)深野、松村、川上、世古口、スラグ流の非定常現象に関する研究（第2報、気体スラグ周辺の液膜厚さ）、機論B、46-412, (1980), 2413.

(32)Fernandes, R.C., Semiat, R. and Dukler, A.E., Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes, AIChE J., 29-6, (1983), 981.

(33)Orell, A. and Rembrand, R., A Model for Gas-Liquid Slug Flow in a Vertical Tube, Ind. Engng. Chem. Fundam., 25, (1986), 196.

(34)Sylvester, N.D., A Mechanistic Model for Two-Phase Vertical Slug Flow in Pipes, Trans. ASME, J. Energy Res. Tech., 109, (1987), 206.

(35)Vo, D.T. and Shoham, O., A Note on the Existence of a Solution for Two-Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Trans. ASME, J. Energy Res. Tech., 111, (1989), 64.

(36)畠山、野田、スラグ流の流動特性、垂直管内気液二相流に関する研究（第4報）、日本鉱業会誌、103-1197, (1987), 785.

(37)Laird, A.D., and Chisholm, D., Pressure and Forces along Cylindrical Bubbles in a Vertical Tube, Ind. Engng. Chem., 48-8, (1956), 1361.

(38)Street, J.R. and Tek, M.R., Unsteady State Gas-Liquid Slug Flow through Vertical Pipe, AIChE J., 11-4, (1965), 601.

(39)Street, J.R. and Tek, M.R., Dynamics of Bullet Shaped Bubbles Encountered in Vertical Gas Liquid Slug Flow, AIChE J., 11-4, (1965), 644.

(40)飯田、厚浦、垂直上向き混相流における気液スラグの速度、化工論、2-2, (1976), 213.

(41)Özgü, M.R. and Chen, J.C., Local Film Thickness during Transient Voiding of a Liquid-Filled Channel, Trans. ASME, J. Heat Transf., 98-2, (1976), 159.

(42)佐藤、佐田富、金崎、垂直管内スラグ流の流動形態に関する研究、機講論、818-1, (1981), 98.

(43)Taitel, Y., Barnea, D. and Dukler, A.E., Modelling Flow Pattern Transition for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes, AIChE J., 26-3, (1980), 345.

(44)Vakilotojjar, M. and Javdani, K., Bubble Frequency in Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes, Chem. Engng. Sci., 35, (1980), 2356.

(45)Nakoryakov, V.E., Kashinsky, O.N., Burdukov, A.P. and Odnoral, V.P., Local Characteristics of Upward Gas-Liquid Flows, Int. J. Multiphase Flow, 7, (1981), 63.

(46)Nakoryakov, V.E., Kashinsky, O.N., Petukhov, A.V. and Gorelik, R.S., Study of Local Characteristics of Upward Slug Flows, Experiments in Fluids, 7, (1989), 560.

(47)Mao, Z.S. and Dukler, A.E., An Ecxperimental Study of Gas-Liquid Slug Flow, Experiments in Fluids, 8, (1989), 169.

(48)Barnea, D. and Shemer, L., Void Fraction Measurements in Vertical Slug Flow: Applications to Slug Characteristics and Transition, Int. J. Multiphase Flow, 15-4, (1989), 495.

(49)Dukler, A.E., Maron, D.M. and Brauner, N., A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length, Chem. Engng. Sci., 40-8, (1985), 1379.

(50)Barnea, D., Effect of Bubble Shape on Pressure Drop Calculations in Vertical Slug Flow, Int. J. Multiphase Flow, 16-1, (1990), 79.

(51)Legius, H.J.W.M., Narumo, T.J. and van den Akker, H.E.A., Measurements on Wave Propagation and Bubble and Slug Velocities in Cocurrent Upward Two-Phase Flow, Two-Phase Flow Modelling and Experimentation 1995, (1995), 907.

(52)Newitt, D.M., Hydraulic Conveying of Solids in Vertical Pipes, Trans. Instn. Chem. Engng., 39, (1961), 93.

(53)都田、今野、斉藤、前田、水平、垂直固液混相流動について、化学工学、33-1, (1969), 67.

(54)Govier, G.W. and Aziz, K., The Flow of Complex Mixtures in Pipes, Van Norstand Co., Chap.9. The Vertical Flow of Gas-Solid and Liquid-Solid Mixtures in Pipes, (1972), 453.

(55)Engelmann, H.E., Vertical Hydraulic Lifting of Large Solids - A Contribution to Marine Mining, Meerestech, 9-4, (1978), 115.

(56)Ohashi. H., Sugawara, T., Kikuchi, K. and Ise, M., Average Particle Velocity in Solid- Liquid Two-Phase Flow through Vertical and Horizontal Tubes, J. Chem. Eng. Jpn, 13-5, (1980), 343.

(57)Dedegil, Y., Neuere Untersuchungen zum Lufthebeverfahren, Verfahrenstechnik, 16-4, (1982), 137.

(58)Weber, M., Vertical Hydraulic Conveying of Solids by Air-Lift, J. Pipelines, 3,

(1982), 137.
(59)北原、斉藤、山崎、宇佐美、垂直管路における粗大粒子の水力輸送に関する研究、採鉱と保安、31, (1985), 146.
(60)佐田富、佐藤、吉永、稲垣、粗粒子群の垂直管内水力輸送に関する研究（第１報、固液二相流）、混相流、4-2, (1990), 111.
(61)Durand. R., Ecoulements de Mixture en Conduites Verticales, Houille Blauch, 8, (1953), 124.
(62)Bhattacharaya, A. and Roy, A.N., Flow of Solid-Liquid Suspensions in Vertical Columns, Ind. Engng. Chem., 47-2, (1955), 268.
(63)Oedjoe, D. and Buchanan, R.H., The Pressure Drop in the Hydraulic Lifting of Dense Slurries of Large Solids with Wide Size Distribution, Trans. Instn Chem. Engrs., 44-10, (1966), T364.
(64)Weber, M. and Dedegil, Y., Transport of Solids accoroding to the Air-Lift Principle, Proc. 4th Int. Conf. on Hydraulic Transport of Solids in Pipes, Alberta, Canada, H1, (1976).
(65)坂口、固気液三相流の研究の現状、日本機械学会関西支部第100回講習会教材 (1982), 43.
(66)Giot, M., Handbook of Multiphase Systems, Edited by Hestroni, G., 7.2 Three-Phase Flow(1982), Hemisphere-McGraw-Hill.
(67)都田、今野、気・液・固系三相流の諸現象、混相流、1-2, (1987), 139.
(68)加藤、宮沢、田宮、岩崎、固体粒子用気泡ポンプの研究、機論Ｂ、40-335, (1974), 1974.
(69)宇佐美、植木、エアリフトポンプによる固体粒子の輸送、採鉱と保安、21-12, (1975), 626.
(70)宇佐美、斉藤、エアリフトポンプによる固体粒子の水力輸送に関する研究（第１報）、採鉱と保安、26-12, (1980), 616.
(71)宇佐美、山門、エアリフトポンプによる固体粒子の輸送特性（第１報）、日本鉱業会誌、97-1118, (1981), 245.
(72)野田、大平、川島、エアリフトポンプによる固体粒子の水力輸送（第２報）日本鉱業会誌、96-1103, (1980), 19.
(73)都田、原田、栗山、猿田、今野、円管内垂直上昇固液気３相流動、化学工学

論文集、8-4, (1982), 380.
(74)北原、吉田、垂直管内気液二相流および気液固三相流のフローパターン、混相流、3-2, (1989), 145.
(75)北原、吉田、垂直管内気液固三相流の流動特性、混相流、3-4(1989), 379.
(76)畠山、益山、垂直管内気液固三相流の体積率変動特性と流動様式遷移線図、資源と素材、110-2, (1994), 119.
(77)浜口、坂口、固液混合物中を上昇する垂直管内大気泡の上昇速度特性、混相流シンポジウム'95講演論文集, (1995), 254.
(78)Bhaga, D. and Weber, M.E., Holdup in Vertical Two and Three Phase Flow, Part I: Theoretical Analysis, Can. J. Chem. Eng., 50-3, (1972), 323.
(79)Bhaga, D. and Weber, M.E., Holdup in Vertical Two and Three Phase Flow, Part II: Exprimental Investigation, Can. J. Chem. Eng., 50-3, (1972), 329.
(80)Sakaguchi, T., Minagawa, H., Dang, L. and Inoue, S., Application of Correlations for Volumetric Fractions in Gas-Liquid and Liquid-Solid Two-Phase Flow to the Weber-Dedegil Method for Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flow, Memoirs of Fac. Engng., Kobe Univ., 35, (1988), 47.
(81)坂口、南川、党、箕山、気体－固液混合体モデルによる固気液三相流の体積率推算法、混相流シンポジウム'88講演論文集, (1988), 53.
(82)佐田富、佐藤、吉永、前田、粗粒子群の垂直管内水力輸送に関する研究（第２報、気液固三相流）、混相流、4-2, (1990), 125.
(83)宇佐美、山門、混相流に関する研究（第１報）－垂直管路における３相流の圧力損失－、採鉱と保安、23-2, (1977), 73.
(84)Scott, D.S. and Rao, P.K., Transport of Solids by Gas-Liquid Mixtures in Horizontal Pipes, Can. J. Chem. Engng., 49, (1971), 302.
(85)Ishii, M., Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow, Eyrolles, (1975).
(86)日本機械学会訳、アメリカ機械学会性能試験規約「計測の不確かさ」, (1987)、日本機械学会.
(87)南川、気液二相流のボイド率相関式、日本混相流学会二流体モデル熱水力相関式の改良(I)研究成果報告書, (1992), 10.
(88)南川、気液二相流のボイド率相関式、日本混相流学会二流体モデル熱水力相関式の改良(II)研究成果報告書, (1993), 1.

(89)White, E.T. and Beardmore, R.H., The Velocity of Single Cylindrical Air Bubbles through Liquids Contained in Vertical Tubes, Chem. Engng. Sci., 17, (1962), 351.

(90)Clift, R. and Gauvin, W.H., The Motion of Particles in Turbulent Gas Streams, Chemca'70, (1971), 14.

(91)Richardson, J.F. and Zaki, W.N., Sedimentation and Fluidisation : Part I, Trans. Instn. Chem. Eng., 32, (1954), 35.

(92)Toda, M., Ishikawa, T., Saito, S. and Maeda, S., On the Particle Velocities in Solid-Liquid Two-Phase Flow through Straight Pipes and Bends, J. of Chem. Engng. of Japan, 6-2, (1973), 140.

(93)Wallis, G.B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, (1969).

(94)Lahey Jr., R.T. and Moody, F.J., The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor, (1977), ANS, 227.

(95)Hubbard, M.G. and Dukler, A.E., Paper presented at the ASME National Meeting, Tampa, Fla., (1968).

(96)Maron, D.M., Yacoub, N., Brauner, N. and Naot, D., Hydrodynamic Mechanisms in Horizontal Slug Pattern, Letters in Heat and Mass Transf., 9, (1982), 333.

(97)畠山、野田、川島、気泡流からスラグ流への遷移－垂直管内気液二相流に関する研究（第２報）－、日本鉱業会誌、101-1174, (1985), 769.

(98)Heywood, N.I. and Charles, M.E., Effects of Gas Injection on the Vertical Pipe Flow of Fine Slurry, Proc.7th Int. Conf. Hydraulic Transport of Solids in Pipes, Sendai, Japan, (1980), 173.

(99)熊谷、今井、液柱ジェットによる気泡同伴、化工論, 8-4, (1982), 1.

(100)坂口、南川、佐原、斎部、固気液三相スラグ流の体積率の推定方法、第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1987)、467.

(101)赤川、気液二相流のボイド率変動特性に関する研究（第１報）、機論Ｂ、29-201, (1963), 924.

(102)坂口、赤對、高橋、南川、冨山、垂直管内固気液三相気泡流の圧力損失特性、機講論、904-2, (1990), 175.

(103)冨山、坂口、川端、南川、赤對、固気液三相流の三流体モデルによる解析に必要な相間摩擦式の検討、機講論、904-2, (1990), 177.

本論文に関する研究発表

第４章　各相体積率、各相平均速度並びに圧力降下の測定結果

固液二相流における体積率と平均速度に関して、（D），（D'）

固気液三相スラグ流における体積率と平均速度に関して、

（A），（A'）、（B），（B''）

固気液三相スラグ流における圧力降下に関して、（C），（C''）

第５章　気液二相スラグ流と固液二相流における各相体積率並びに各相平均速度と摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

気液二相スラグ流における体積率に関して、　　（F），（F'）

固液二相流における体積率に関して、　　（D），（D'）、（E），（E'）

並びに（F），（F'）

第６章　一次元モデルに基づく固気液三相スラグ流における各相体積率並びに各相平均速度と摩擦圧力降下の推算法とその推算結果

固気液三相スラグ流における各相体積率と各相平均速度に関して、

（A），（A'）、（E），（E'）

並びに（G），（G'）

第７章　スラグ特性量に着目した固気液三相スラグ流のモデル化

（C），（C''）並びに（H）

第８章　固気液三相スラグ特性の測定結果とモデルに必要な相関式の作成

（H）

第９章　スラグ特性の測定結果を利用した固気液三相スラグ流の流動特性推算法

（C），（C''）並びに（H）

発表論文

(A)坂口、南川、加藤、黒田、松本、佐原、固気液三相流における各相体積率の推算法、機論B、53-487, (1987), 1040.

(A')Sakaguchi, T., Minagawa, H., Sahara, K., Kato, Y., Kuroda, N. and Matsumoto, T., Estimation of Volumetric Fraction of Each Phase in Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flow, Proc. 1987 ASME • JSME Thermal Engineering Joint Conf., March 1987, Honolulu, Hawaii, USA.

(B)Sakaguchi, T., Minagawa, H., Sahara, K. and Saibe, T., Estimation of Volumetric Fractions of Each Phase in Gas-Liquid-Solid Three-Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Dynamics of Two-Phase Flows, (Ed. by Jones, O.C. and Michiyoshi, I.), CRC Press, Boca Raton, USA, (1992), 61.

(B'')Sakaguchi, T., Minagawa, H., Sahara, K. and Saibe, T., Estimation of Volumetric Fractions of Each Phase in Gas-Liquid-Solid Three-Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Proc. 3rd Japan-US Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, July 1988, Ohtsu, JAPAN.

(C)Sakaguchi, T., Minagawa, H., Tomiyama, A. and Shakutsui, H., Pressure Drop in Gas-Liquid-Solid Three-Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Experimental Thermal and Fluid Science, 7-1,(1993), 49.

(C'')Sakaguchi, T., Minagawa, H., Tomiyama, A., Ushio, M. and Shakutsui, H., Pressure Drop in Gas-Liquid-Solid Three-Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Proc. 2nd World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, June 1991, Dubrovnic, YUGOSLAVIA.

(D)坂口、南川、冨山、赤對、垂直管内固液二相流の各相体積率の推算、機論B、56-521, (1990), 5.

(D')Sakaguchi, T., Minagawa, H., Shakutsui, H., Sahara, K., Saibe, T., Hashimoto, K. and Dang. L., Volumetric Fractions of Solid Phase and Particle Velocity of Liquid-Solid Two-Phase Flow in Vertical Pipes, Proc. 1st World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Sept. 1988, Dubrovnic, YUGOSLAVIA.

(E)南川、冨山、赤對、坂口、質量・運動量・エネルギー中心速度に基づいた混相流のモデリング、機論B、58-548, (1992), 47.

(E')Minagawa, H., Tomiyama, A., Sakaguchi, T. and Shakutsui, H., Modeling of Multiphase Flow Based on the Center of Mass, Momentum and Energy, Proc. 2nd KSME-JSME Fluid Engineering Conf., Oct. 1990, Seoul, KOREA.

(F)冨山、南川、赤對、坂口、局所相対速度に基づく二相流のモデル、機論B、57-537(1991), 32.

(F')Tomiyama, A., Minagawa, H., Shakutsui, H. and Sakaguchi, T., Two-Phase Flow Model Based on Local Relative Velocity Model, JSME Int. J., Ser.B., 37-1, (1994), 9.

(G)冨山、南川、古谷、坂口、局所相対速度モデルの固気液三相流への適用、機論B、59-561(1993), 117.

(G')Tomiyama, A., Minagawa, H., Furutani, N. and Sakaguchi, T., Application of a Two Phase Flow Model Based on Local Relative Velocity Model to Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flows, JSME Int. J., Ser.B., 38-4, (1995), 555.

(H)Sakaguchi, T., Minagawa, H. and Tomiyama, A., Slug Characteristics and Slug Flow Modelling of the Gas-Liquid-Solid Three Phase Slug Flow in Vertical Pipes, Proc. 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Brussels, BELGIUM, June 1997, Vol.2, 1137.

注：論文記号に'を付したものは、同一記号で表されている日本語論文の英語版である。

論文記号に''を付したものは、同一記号で表されている査読を経て研究論文として公表されたものの、国際会議における発表論文である。

謝　辞

本研究の遂行にあたって、長い期間に亘り御指導、御鞭撻をいただき、さらに本論文の作成にあたっては、厳しくも、常に親身になっての御指導、御助言をいただきました主査の坂口忠司教授に、心より感謝いたします。思えば、昭和５８年からの研究室の学生時代には卒業研究並びに修士論文の指導教官として、昭和６１年からの助手時代には上司として、さらに今回は博士論文の主査としてお世話いただき、私がおかけしてきた御苦労は、筆舌に尽くしがたいものがあると思います。

本論文の副査をして頂き、適切な御助言をいただきました神戸大学、木村雄吉教授、桜井春輔教授、藤井照重教授並びに冨山明男助教授に深く感謝いたします。

神戸大学在学中並びに在職時から坂口研究室において公私共々お世話になりました、神戸大学の濱口八朗教授、冨山明男助教授、細川茂雄助手、現関西大学の小澤守教授、神戸高専の赤對秀明助教授の皆様にもここに心よりの謝意を表します。赤對先生は、筆者の良き先輩として、またお互い学位論文を手がけるものとして、長きに亘り苦楽を共にして参りました。これからもお身体に気を付けて下さい。研究室の事務員としていろいろとお世話いただいた山村（旧姓、西原）弘美様、有本由加様、榊原由美子様、進藤清子様、大林厚子様、小川真樹様、吉岡理恵様、どうもありがとうございました。また、現龍谷大学の塩見洋一助手には、学生時代より現在に至るまで大変お世話になりました。

本研究の立ち上げ時に御努力いただいた大西喜久氏（現、住友総研）、加藤善雄氏（現、住友金属）、黒田直行氏（現、神戸製鋼所）、松本巧氏（現、トヨタ自動車）、留学生として頑張っていただいた党力氏（現、茶谷産業）にも感謝いたします。

同時に、固気液三相スラグ流の研究グループ員として実験装置の作成からデータの取得に至るまで活躍いただいた下記の諸氏には、その御尽力なしには本研究は成り立たなかったわけであり、ここに時代順にお名前を列挙させて頂き、謝意を表したいと思います。

佐原健一氏（現、住友電工）、斎部剛氏（現、三菱化学）、山越克己氏（現、豊田自動織機）、橋本健二氏（現、大日本印刷）、箕山均氏（現、東洋紡）、井上正一氏（現、大氣社）、牛尾雅之氏（現、大阪ガス）、杉村博之氏（現、オムロン）、多田隈省吾氏（現、鈴木自動車）、大江慎一氏（現、三菱電機）、萩塚佳邦氏（現、ＪＲ西日本）、古谷直哉氏（現、東陶機器）、行徳栄二氏（現、ミノルタ）、塩見和也氏

（現、住友電工）、松本宜之氏（現、日立造船）、香月直明氏（現、全日空）、石井修次氏（現、三菱電線）。皆様、御苦労様でした。

平成７年度に開学いたしました滋賀県立大学に移って以来、本研究の遂行並びに本論文の作成に御理解を頂き、御協力いただきました滋賀県立大学工学部機械システム工学科の、嶋本譲教授、内藤悦郎教授、武隆教助教授並びに諸先生方、職員の皆様には、御心配をおかけしたことをお詫びするとともに深く感謝いたします。

本論文の作成にあたっての実務的な作業、すなわち、図面の貼付作業、コピー、印刷・製本の交渉等で多大な御尽力をいただいた、滋賀県立大学の武田弘子氏、田口まき氏、立命館大学の金澤篤氏、夜遅くにしばしば励ましのお言葉をかけていただきました滋賀県立大学、宮村弘助教授に心より感謝いたします。皆様、本当にお世話になりました。ご迷惑をおかけしたことをお詫びします。また、これからも宜しくお願いいたします。

最後に、遠く和歌山から見守ってくれた両親と、日頃から支えてくれた妻、純代に謝意を表し、本論文の謝辞を締めくくります。

平成９年夏、彦根市八坂町、滋賀県立大学にて、

南川　久人

（図および表）へ