Kobe University Repository : Kernel

PDF issue: 2024-06-04

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

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。

神戸大学博士論文

鉛直管内固気液三相スラグ流の流動特性に関する研究

（本文）

平成９年８月

南川久人

目　次

主な使用記号

同じ記号で異なる物理量を表すことをできる限り避けたが、やむを得ない場合には、使用する章を明記して区別している。

英字記号

A	管断面積	[m^2]
a	スラグ特性量の相関式の係数	[-]
Ｂｏ	ボンド数	[-]
B_r	相対正確度	[-]
C	分布パラメータ	[-]
C_D	抗力係数	[-]
D	管内径	[m],[mm]
d_G	平均気泡径	[m],[mm]
d_S	固体平均粒子径	[m],[mm]
(dP/dz)	圧力降下（単位長さあたりの圧力差）	[kPa/m]
E	エネルギ流束	[J/(m^{2}s)]
e	単位体積あたりのエネルギ	[J/m^3]
F	任意の物理量	
Ｆｒ	フルード数	[-]
G	質量流束	[kg/(m^{2}s)]
g	重力加速度	[m/s^2]
H	加重体積中心モデルの加重係数	[-]
h	エンタルピ	[J/kg]

ID	1周りの相対標準偏差	[-]
J	体積流束	$[m^3/(m^2s)=m/s]$
K	運動量輸送量	$[kg(m/s)/(m^2s)]$
L	長さ	[m]
L_P	気液混合部から試験部までの距離	[m]
M	質量流束	$[kg/(m^2s)]$
m	単位体積あたりの質量	$[kg/m^3]$
n	サンプル個数	[-]
n	スラグ特性量の相関式の指数（第８章）	[-]
P	運動量流束（第５章）	$[kg(m/s)/(m^2s)]$
P	管内静圧（第３章）	[kPa],[Pa]
P_0	大気圧	[kPa],[Pa]
ΔP	圧力差	[kPa],[Pa]
ΔP_A	加速圧力降下による圧力差	[kPa],[Pa]
ΔP_t	気泡後端圧力降下による圧力差	[kPa],[Pa]
p	単位体積あたりの運動量	$[kg(m/s)/m^3]$
Q	体積流量	$[m^3/s]$
R	管半径	[m],[mm]
Re	レイノルズ数	[-]
r	半径方向位置（第２章）	[m]
r	相関係数（第５章、第６章）	[-]
S_r	相対精密度	[-]
T	エネルギ輸送量（第５章）	$[kg(m^2/s^2)/(m^2s)]$
T	周期（第８章）	[s]
t	時刻	[s]
t	ステューデントのｔ値	[-]
t_f	大気泡周囲液膜厚さ	[mm]
U	巨視的中心速度	[m/s]
U_r	相対不確かさ区間	[-]
u	局所中心速度	[m/s]
v	単位体積あたりの体積	$[m^3/m^3]$
V	速度	[m/s]
V_b	大気泡上昇速度	[m/s]

V_{ST}	単一固体粒子の沈降終速度	[m/s]
W	質量輸送量	[kg/(m²s)]
x	クオリティ（気相の質量流量比）	[-]
Z	流動軸方向の高さ	[m]
z	流動軸方向位置	[m]

ギリシャ文字記号

α	体積率	[-]
β	体積流量比	[-]
γ	質量率	[-]
ε	エネルギ率（第５章）	[-]
ε	各部各相存在割合（第８章）	[-]
ζ	単位質量当りのエネルギ	[J/kg]
η	加重体積中心モデルの局所加重係数	[-]
θ	円周方向位置	[rad]
θ_i'	相対感度係数	[-]
λ	摩擦係数	[-]
μ	粘性係数	[Pa•s]
ξ	気泡後端圧力降下の係数	[-]
π	円周率	[-]
ρ	密度	[kg/m³]
σ	表面張力	[N/m]
σ_S	平均値Ｓの周りの相対標準偏差	[-]
υ	体積	[m³]
χ	運動量率	[-]
χ^2	Martinelliパラメータ	[-]
Φ^2	二相流と単相流の摩擦圧力降下の比	[-]
φ	特性関数（第２章）	[-]
φ	局所相対速度モデルのパラメータ（第５章）	[-]
ω	局所相対速度モデルのパラメータ	[-]

添字

A	圧力降下の加速項
b	大気泡、大気泡部
C	圧力チャンバー内
c	中央部
cal	計算値
E	実効
e	エネルギ
F	圧力降下の摩擦項
f	液膜部、干渉浮遊状態
G	気相
H	圧力降下の重力項
h	締め切り法により締め切り区間に閉じこめられた
i	i相、任意の相
j	ドリフト
jw	加重体積中心モデルのドリフト
k	流動方向の単位方向列ベクトル
k	スラグユニット内の各領域、圧力降下の種別
L	液相
LS	固液混合体、固液二相流
ls	液体スラグ部
m	マノメータ、質量
mes	測定値
new	収束計算の新計算値
O	大気圧状態
p	運動量
R	相対速度
S	固相、固体粒子
set	設定値
T	全体、自由沈降あるいは自由上昇状態
t	気泡後端
test	試験部

tmp	収束計算の仮値
tot	締め切り区間全体
U	スラグユニット
v	体積
W	干渉沈降状態
w	ウェイク部
η	加重体積中心モデル
1	単相流、第１の
2	二相流、第２の
3	三相流、第３の
１～７	固気液三相スラグ流モデルにおける領域１～７
＋、－	固気液三相スラグ流モデルにおける各領域の上流側、下流側の境界近傍

<u>その他の記号</u>

$\langle\ \rangle$	断面平均値
《》	体積平均値
$\overline{\quad}$	局所体積率加重時間・断面平均値（特に区別が必要な場合 $\overline{\quad}^{\alpha}$）
$\overline{\quad}^{\gamma}$	局所質量率加重時間・断面平均値
$\overline{\quad}^{\chi}$	局所運動量率加重時間・断面平均値
$\overline{\quad}^{\varepsilon}$	局所エネルギ率加重時間・断面平均値
$\overline{\overline{\quad}}$	統計的平均値
*	仮想的固液二相流に対する値
$^{\#}$	仮想的気液二相流に対する値
$\otimes$	テンソル積
太文字	ベクトル量
白抜文字	テンソル量

第１章　緒　論

１．１　研究の背景

物質の三態である固相、気相、液相のうちの二つ以上、あるいは混じり合わない液相が同時に存在し、それら相互間の界面を持つ流れを混相流と呼ぶ。混相流になることで、気相や液相の単相流では見られなかった各相間界面が生じ、各相間の相互干渉、各相間の相対運動等が加わり、その流れは単相流に比べて非常に複雑になる。また、流れを特徴づける物理量として、各相速度、各相体積率、界面積濃度、界面を通した質量・運動量・エネルギの移動量等が加わり、さらにこれらが時間と空間位置の関数として激しく変動する場合が多い。混相流の中で、気相と液相、固相と液相、固相と気相の二相ずつからなる気液二相流、固液二相流、固気二相流は、構成相の観点のみから考えると混相流の中では単純な流れといえるが、これらでさえ単相流と比較すると、非常に複雑かつ多様な流れである。しかし、これらの二相流は、かなり古くから利用され、その研究の歴史も長い。気液二相流を例にとると、２０世紀当初からボイラの水循環に関した問題に対して研究が始められている[(1)]。その後、特に鉛直及び水平に置かれた直管内を流動する気液二相流について、多数の研究がなされ、流動様式、各相の体積あるいは断面平均体積率（以下体積率と略称する）、各相平均速度、時間平均圧力降下（以下圧力降下と略称する）等の巨視的特性はかなり明らかになり[(1),(2)]、現在では複雑な管路系での流動特性の解明や乱流構造を含んだ微細構造の把握や数値シミュレーションに研究の中心は移行している。さらに、気液二相流、固液二相流、固気二相流に第３の相を加えることによって得られる固気液三相流に関する研究も行われるようになってきた。

本研究は、鉛直管路内の固気液三相流の流動特性を対象とする。固気液三相流は、固相、気相、液相が同時に流れる混相流で、本研究では三相がいずれも上向きに流動する場合を取り上げる。固気液三相流が見られる工業上の装置としては、まず、三相エアリフトポンプ[(3)-(6)]があげられよう。三相流は例えば深海底表面に賦存するマンガン団塊揚鉱用[(3)]、港湾の海底にたまった泥土を引き揚げる浚渫作業用[(4)]、削孔機械による削孔時の掘削ずりの排出用[(5)]、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[(6)]などの揚鉱管ないし揚固管内において生じている。これらの装置では、マンガン団塊、港湾の海底に溜まった土砂や泥、かつお、まぐろな

どの大型魚がそれぞれ固相、コンプレッサーから送られる圧縮空気が気相、海水が液相として流動する固気液三相流である。

化学工業の分野では水素添加形石炭液化装置の予熱管および反応器[7]、石油精製装置での反応塔ライザー部分[8]、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[9]がある。これらの装置では、固相として各種触媒や固体生成物が、気相として水素、アンモニアガス、二酸化炭素、空気が、液相として原油、合成油、有機素材が用いられる場合が多い。

工作機械関連では各種切削機器における切削くずの排出装置があり、排出管内の流れは、切削くずが固相、空気が気相、切削油が液相の三相流である。製鉄工程における真空溶さい除去装置は、転炉の表面にできる溶さいを真空で吸い取る装置で、その際管が溶解しないように水による冷却が行われる。したがって、溶さいが固相、空気と水蒸気が気相、溶融鉄が液相である。また、原子力発電所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[10]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。

固気液三相流は、気液二相流、固液二相流、固気二相流の三種類の二相流に残りの一相を加えたものであり、いうまでもなく、その流動特性は各二相流に比べて更に複雑である。上で示した装置を計画・設計し、効率的運転を行うためには、この複雑な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、各二相流に比べ、固気液三相流の研究の歴史は浅く、一部、化学工学の三相反応装置の内の懸濁床、三相流動層関連の研究を除いて、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、今後明らかにせねばならない項目は数多い。なお、懸濁床、三相流動層では、循環型の一部の反応器を除いて固気液の三相がともに流動するものはほとんど見られず、固相がわずかに流動化したり、あるいは浮遊状態にある[11]。循環型においても、三相が内径が非常に大きく、長さが比較的短い反応器内を循環するため、管内流とはかなり異なった流動状況となっているようである[9],[11]。したがって、本研究対象の三相がともに流動している管内三相流の流動特性に関して十分な知見が得られているとは言えない。

このように、固気液三相流に関する知見は気液二相流、固液二相流、固気二相流

の三種類の二相流に比べてみれば、ほとんどが未知領域に存在するといえる。したがって、各種二相流の研究の中心の一つが乱流特性を含む微細構造の解明に移行している現在においても、巨視的量の特性すら満足に解明されたとはいえない。そこで、本研究では固気液三相流の流動特性を基礎から解明していくために、各種二相流に対しては既にかなりの部分が明らかになっている巨視的量の特性の解明から始めることとする。固気液三相流の微細構造の解明は、このようなステップをふんだ後、今後の課題として行われていくであろう。

固気液三相流においても、各種二相流の場合と同じように流動様式が考えられる。固体の表面が撥水性を持たず、固相体積流束並びに粒子径が比較的小さい場合には、固相は液相中に主として存在している(12)。このような流れの場合、仮想的に液相と固相が新たな液相を形成し、気相との二相流となっていると見ることもできよう。このような流れの流動様式の分類・名称には、気液二相流で従来から用いられている名称が流用され、例えば固気液三相気泡流、固気液三相スラグ流などと用いられている(12)。

本研究の対象は、鉛直円管内の固気液三相スラグ流である。この流れは、固気液三相流のうちの比較的広い流量範囲で見られ、砲弾形の大気泡とその周囲に固体粒子を含んだ液膜を持つ大気泡部と液相中に小気泡と固体粒子を含んだ液体スラグ部が交互に流動する流れである。後で詳しく述べるが、本研究は鉛直管内固気液三相スラグ流の流動特性を解明することを目的とする。そのために、まず、巨視的量である各相の体積率と圧力降下特性を系統的に測定し、これらに及ぼす各種流動条件の影響を明らかにする。次に、明らかとなった定性的特性を矛盾無く説明し、定量的にも精度の高い体積率と圧力降下特性の推算法の導出を行う。既にいくつか提案されている方法と同様、巨視的量に基づく一次元モデルに従って推算法の導出を試みる。しかし、このような一次元モデルには限界があるので、詳細に固気液三相スラグ流の流動機構を解明し、その知見に基づいた物理モデルを立て、それによって精度の高い推算法を導出することが考えられる。そこで、本研究ではスラグ流に固有の詳細な流動機構も研究対象として取り上げる。このスラグ流の流動機構に関連する各種物理量をスラグ特性量と呼ぶ。スラグ特性量に対する知見を得た後、物理モデルに基づいた固気液三相スラグ流の推算法を導出する。

固気液三相スラグ流の流動特性を明らかにする上でもう一つ重要なことは、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。これら二相流に対する研究の歴史は前述の通り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。したがって、各相の体積率、圧力降下といった巨視的量はかなりの精度で推算可能であり、定性的にもこれらの巨視的量の特性をほぼ説明できる優れた推算法が開発されている。したがって、今後は定性的・定量的の両面においてさらに精度の高い、しかもより広い範囲の流動条件に適用可能な推算法の開発が残されている。そこで、本研究では固気液三相スラグ流で研究対象とする物理量は全てこれら二相流においても研究対象とし、これらの二相流の体積率や圧力降下など、固気液三相流の基準となるデータを測定し、同時にその推算法を検討することとした。そこで、次に述べる従来の研究の項でも、気液・固液各二相流に対するものをまず取り上げ、その後、固気液三相流に対するものを示す。

1．2　従来の研究

1．2．1　気液二相スラグ流

（ａ）体積率

気液二相流の体積率特性については、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、ここでは鉛直管内気液二相スラグ流に適用可能な体積率推算法で、特に重要と思われるものに絞って示すこととする。なお、記号の定義は第２章においてまとめて行うが、とりあえず$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$が気液各相の体積流束、$\langle J_T \rangle$が全体積流束、$\langle \alpha_G \rangle$、$\langle \alpha_L \rangle$が気液各相の体積率を、＜＞は断面平均値[13]を表すものとする。また、添字Ｇ、Ｌはそれぞれ気相、液相を表す。

Lockhart-Martinelli[14]は、気液各相がもしも単相で流れたとしたら発生するであろう摩擦圧力降下の比（いわゆるMartinelliパラメータχ^2）に対して水平管内二相流の体積率を整理し、一本の曲線で示した。Hughmark-Pressburg[15]が鉛直管に対してこれを修正している。

赤川[16]は、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。

Bankoff[17]は、気相体積率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。この定数はフローパラメータと呼ば

れている。Hughmark[18]は、フローパラメータをレイノルズ数Ｒｅ（$=D(\rho_G<J_G>+\rho_L<J_L>)/(<\alpha_G>\mu_G+<\alpha_L>\mu_L)$）、フルード数Ｆｒ（$=<J_T>^2/(gD)$）および気相体積流量比$\beta_G$（$=<J_G>/<J_T>$）に対して線図で表わしている。ここで、Ｄは管内径、ρは密度、μは粘性係数、ｇは重力加速度である。

Zuber-Findlay[13]は、Bankoffが考慮した気相体積率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速度差も考慮に加え、ドリフトフラックスモデルを提示した。局所における気液間の速度差は、局所相速度と局所全体積流束の差で定義されるドリフト速度で表され、これを断面内で積分することにより関係式が得られる。体積流束と体積率の関係は分布パラメータと平均ドリフト速度を介して表される。分布パラメータは上述のフローパラメータの逆数である。分布パラメータと平均ドリフト速度を与えれば、気相体積率、あるいは平均気相速度が一義的に求まる。特にスラグ流領域の気相体積率はこのモデルで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。気相体積率は、各相密度とクオリティ（気相の質量流量比）の関数で表される。

このほかにも、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値を様々な関数形で示した研究が数多い[20],[21]が、詳しくは第５章で示すことにする。

（ｂ）摩擦圧力降下

重力による単位長さあたりの圧力降下$(dP/dz)_H$は式(1-1)に示されるように各相の体積率と各相密度により決まるので、圧力降下の研究では、残る摩擦圧力降下が取り上げられる。

$$(dP/dz)_H=(\rho_G<\alpha_G>+\rho_L<\alpha_L>)\,g \tag{1-1}$$

摩擦圧力降下の推算法として、1940年代後半に提案されたLockhart-Martinelli[14]の方法が現在でも重要である。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。気液各相が単独で管内を満たして流れたと仮定したときの液相と気相単相流の摩擦圧力降下の比であるMartinelliパラメータχ^2に対して二相流の摩擦圧力降下と気相単相流の摩擦圧力降下の比Φ_G^2、あるいは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Φ_L^2を整理した線図が示されている。後にChisholm[22]がこの線図を定式化している。

赤川[23]は、Φ_L^2と体積率の関係に注目し、$\Phi_L^2=(1-<\alpha_G>)^{-z}$という非常に簡単な関係式で$\Phi_L^2$を表した。指数ｚの値として、鉛直管では1.51が推奨されている。

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が、これらについては次のスラグ流モデルの項で取り上げる。

（ｃ）スラグ特性、スラグ流モデル

鉛直管内気液二相スラグ流のスラグ特性に関しても、多数の研究がなされている。スラグ流は、流れを全体的に見たときに定常状態であっても、局所的に見れば大気泡が来たり、液体スラグが来たりと時々刻々変動している。しかも、やってくる大気泡や液体スラグは同じものではなく、長さや速度といった定量的物理量は統計的な分布を持っている[1]。したがって、統計的平均値のみでなくその他の統計量も問題となる。

Griffith-Wallis[24]は、大気泡・液体スラグ長さ、圧力変動周期、大気泡上昇速度等を測定し、大気泡・液体スラグ長さに対するヒストグラムを示している。また、大気泡を円筒部と曲率部に分けたモデルを提示している。彼らは、大気泡上昇速度V_bを次式で表している。

$$V_b=\kappa_1\kappa_2\sqrt{gD} \tag{1-2}$$

これで、κ_1は静止液中を上昇するときの係数で通常は0.35、κ_2は流れによる大気泡の増速を補正する項である。一方、Nicklinら[25]は、流れの中での大気泡上昇速度V_bを次式で表している。

$$V_b=1.2<J_T>+0.35\sqrt{gD} \tag{1-3}$$

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、体積率の所で述べたZuber-Findlay[13]の気相平均速度の式は結果的にはこの式と同じ形になっている。

また、大気泡上昇速度V_bは大気泡膨張の影響を除去すると、大気泡長さに依らないことを明らかにしている。

Moissis-Griffith[26] は、連続して上昇する大気泡の速度に注目した。その結果、先行する大気泡の速度に変化はなく、後続の大気泡はある程度以上距離をおいて上昇しているときにはわずかに近づく程度であるがある距離を境に、急激に速度を増し、先行する大気泡と合体することを示し、これが先行する大気泡により発生するウエイクの影響であるとして解析を行っている。

赤川－坂口[27]はこれらの他、大気泡部や液体スラグ部内の気相体積率を測定し、相関式を提示している。また、体積バランスの式を利用して、各部における気相並びに液相速度を算出している。

Nicolitsas-Murgatroyed[28]は、大気泡上昇速度のヒストグラムを示している。また、静圧、差圧変動特性に関しても西川ら[29]、赤川ら[30]によって報告がなされている。後者では同時に、大気泡長さと液体スラグ長さについて検討を行い、平均値のみならず、標準偏差、最大偏差を求める相関式を提示し、連続してやってくる大気泡長さと液体スラグ長さの相関関係にも注目している。その結果、大気泡長さと直後の液体スラグ長さには相関関係があるが、全般的にはランダム現象であることが示されている。

深野ら[31]は大気泡周囲の液膜に注目した。液膜部に連続の式、運動量の式を適用し、液膜流動を解析した。実際の液膜の状況は、液膜部において液相が自由落下するモデルで概略説明できることが示されている。

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。未知数、式の数とも17個ずつあるので、全ての未知量が算出できる。

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[31]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、各部・各相の体積率、速度、圧力降下等が求められる。

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、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。

畠山－野田[36]は、内径20.3、29.8、39.6 mmの鉛直管内にスラグ流を流動させ、大気泡上昇速度、大気泡長さ、液体スラグ長さ、半径方向気相体積率分布等のスラグ特性量を測定し、一部の量に対して相関式も提示している。このほかにも、大気泡上昇速度や長さに関して、Laird-Chisholm[37]、Street-Tek[38],[39]、飯田ら[40]、Özgü-Chen[41]、佐藤ら[42]、Taitelら[43]などの研究がある。

また、Vakilotojjar-Javdani[44]は、スラグ周波数を、Nakoryakovら[45],[46]、Mao-Dukler[47]、Barnea-Shemer[48]は、局所速度、局所体積率分布、壁面剪断応力分布を測定し、整理している。さらに、Duklerら[49]は、液体スラグの最低安定長さに関するモデリングを行い、Barnea[50]は、圧力降下算出時の大気泡形状の影響について調べている。Legiusら[51]は、管路の途中で管内径が80mmから50mmに縮小する鉛直管を用いて気泡流～スラグ流の領域における気泡上昇速度、各部長さ、ボイド波・圧力波の伝播速度を測定している。

１．２．２　固液二相流

（ａ）体積率

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示すこととする。なお、添字Ｓは固相を示す。

Newitt[52]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単一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。これにより、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た式を提案している。

元来、気液二相流に対して提案されたドリフトフラックスモデル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。彼らは、乱流条件では分布パラメータとしては1.0～1.2の値になるとし、1.1を推奨している。また、気液二相流のアナロジーとして、単一粒子あるいは粒子群の沈降終速度が平均ドリフト速度に関連づけられてきた。

Engelmann[55]は、次元解析により様々な無次元数を用いた経験式を作成し、各無次元数の指数は、内径200mmの管内を13～52mmの大きい粒子を流動させた実験による測定結果を用いて求めている。

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ている。その際、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_S $(=V_{ST}D\rho_L/\mu_L)$ 並びに修正フルード数Fr^* $(=\langle J_T\rangle^2/\{gD(\rho_S/\rho_L-1)\})$ の関数となると考えている。

Dedegil[57]及びWeber[58]は、粒子群の浮遊時の液相速度を測定し、これを用いた固相平均速度推算式を提案している。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いる。

北原ら[59]は、固液間の相対速度に固体粒子の干渉浮遊速度、すなわち、液中で粒子群が浮遊している際の液相平均速度を用いた相関式を提案した。

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平均相速度を求め、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るのと対応している。

（b）摩擦圧力降下

固液二相流の圧力降下に関する研究も、いうまでもなく古くより多数行われていて、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摩擦圧力降下の代表的推算法を示しておく。

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ている。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$<J_T>$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ている。

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、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ている。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[14]の方法（L－M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$<J_T>$を用いる点がL－M法と異なる。

Newitt[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、圧力降下を測定している。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、固液二相流中の液相平均速度$\overline{V}_L$を用いる点がL－M法と異なる。

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。

また、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。その際、Darcy-Weisbach式の摩擦係数λを求めるときの代表速度には$<J_T>$を、密度と代表速度の二乗の積の部分には、$(<\alpha_L>\rho_L\overline{V}_L{}^2+<\alpha_S>\rho_S\overline{V}_S{}^2)$を用いている。

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圧力降下推算式を導いている。

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、摩擦圧力降下を液相単相流の摩擦圧力降下の倍数形でなく和の形で表している。

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L－M法並びにDurand[61]、Weber-Dedegil[64]の方法と異なる。

1．2．3　固気液三相スラグ流

固気液三相流研究のレビューとして既に坂口[65],[12]、Giot[66]、都田－今野[67]によるものが公表されている。これまで、研究対象を鉛直管内固気液三相スラグ流に絞ったものと明記した研究は見あたらないが、実際にはスラグ流領域で計測が行われているものはある。そこで、ここではスラグ流という流動様式にはこだわらず、鉛直管内の固気液三相流の流動特性を対象とした従来の研究を取り上げる。なお、以下に示す従来の研究には、揚鉱・揚固用三相エアリフトポンプの研究の一部として公表されているものが多い。エアリフトポンプに関しては、相当数の研究が公表され、主として吹き込み空気流量、浸水率、粒子体積濃度、揚固量等の関係が調べられているが、これらの中に管内三相流の流動特性に対する知見を含んだものが多く、これより揚鉱・揚固用エアリフトポンプの研究が管内三相流の研究に大きく寄与してきたといえる。

（ａ）流動状況

まず、流動状況の観察、および一般的な鉛直管内三相流の性状に関する従来の研究について述べる。加藤ら[68]は、エアリフトポンプの研究の一環として内径19mmの円管内を流動する平均径3.75、7.57mmのガラス球－空気－水系三相スラグ流の流動を観察し、次の結果を得た。(a)粒子は大気泡中には少なく、液体スラグ中に多い。(b)液体スラグ部上下端部に多くの粒子が存在する。(c)大気泡部を通る粒子は大気泡中を通るものと液膜に触れながら通るものがあり、後者の方が上昇速度が大きい。(d)粒子の上昇速度はかなりランダムである。宇佐美－植木[69]は、内径48mmの円管内に平均径8.9mm、密度約2640kg/m^{3}の粗砂及び密度約1400kg/m^{3}の軽量骨材－空気－水の三相流を流動させ、気泡流－フロス流領域で流れの観察を行った。その結果、(a)スラグ流領域においては、固体粒子はほとんど液体スラグ中に存在し、残りは大気泡周囲の液膜内に存在する。(b)粒子濃度が大きい場合、きわめて複雑な流動状況を示し、一部の粒子が大気泡内を落下する、等の観察結果を得た。また、宇佐美－植木の研究結果(a)と同様の観察結果を宇佐美ら[70],[71]、野田ら[72]が公表している。

都田ら[73]は、管内径18.3および30.3mmの円管内を平均粒子径0.13, 0.35, 0.50および0.97mmの球形ガラス粒子、および0.47mmのイオン交換樹脂を固相に、空気と水を気相、液相に三相流を流動させた。流動状況の観察結果として、気泡流の場合に、

固液二相流にみられる固体粒子の管軸集中傾向が気泡の混入のために見られなくなることを指摘している。また、三相流における気泡流からスラグ流への遷移の条件は、気液二相流の液相体積流束をスラリーの体積流束、すなわち固相体積流束と液相体積流束の和に置き換えれば、ほぼ変化しないとしている。

北原－吉田[(74),(75)]は管径50.8mm、長さ5mの円管内に平均粒子径17、56、120 μ mの比較的小さいガラス球－空気－水系三相流を流動させた。彼らは固相と液相の混合物をスラリー相として取り扱っている。流動の観察と、光ファイバープローブの使用により、固相の混入により気泡流－スラグ流、及びスラグ流－貫通流（彼らにより定義された、時々気相が液体スラグを貫通する流れ）の流動様式遷移条件が移動することを確認した。気相体積流束$<J_G>$を横軸、スラリー相体積流束$<J_L>+<J_S>$を縦軸に取った流動様式線図において、粒子濃度を濃くすると、気泡流－スラグ流境界は一旦$<J_G>$が小さい方へ、更に濃度を増加させると今度は気液二相流の線を越えて$<J_G>$大の方へと移動した。スラグ流－貫通流の境界線は粒子濃度を濃くすると$<J_G>$大の方へ移動した。また、固相の濃度の増加につれて大気泡が変形すること、大気泡周囲の液膜厚さと大気泡の上昇速度は変化しないこと、大気泡長さは極大値を示すが液体スラグ長さは単調に増加することが示された。

畠山－益山[(76)]は粒子径1.60mmのガラスビーズを管径30.0mmの鉛直管内を空気、水とともに流動させて三相流の流動様式の遷移に及ぼす粒子濃度の影響を検討している。その結果、濃度が増加すると、気泡流から間欠流、すなわちスラグ流への遷移が促進され、北原－吉田と同じ座標系の流動様式線図において、気泡流－スラグ流境界は濃度とともに常に$<J_G>$が小さい方へ移動するとしている。この結果は上述の北原－吉田のものとは異なっている。また、間欠流－環状流の遷移線は、濃度によって変化しないことが示された。

また、三相流系の基礎研究として、固体粒子の存在する液相中を上昇する大気泡の速度について浜口－坂口[(77)]が検討を行っている。内径5、15mmの管内に0.63～2.5mmのスチロール粒子を含んだシリコンオイルを満たし、その中を下端開放により大気泡を上昇させ、上昇速度に及ぼす粒子径と粒子濃度の影響を調べている。その結果、上昇速度は固相なしの場合に比べて減少し、固相体積率が大きいほど、粒子径が小さいほど減少の度合いが大きく、粘性係数がある値より大きい「粘性領域」では固相体積率に対して直線的に、ある値より小さい「境界層領域」では固相体積率の２乗に対して直線的に減少し、また、同じ固相体積率では粘性が小さい方が上

昇速度が大きいという結論を得ている。

（b）各相体積率

次に、鉛直管内固気液三相流における各相体積率についての従来の研究を示す。各相体積率の研究の場合も、エアリフトポンプ関連の研究が初期にその主流である。そのため、野田ら[72]の示した液相体積率の相関式には、エアリフトポンプの浸水率が入っており、固気液三相流一般の相関式にはなっていない。しかし、以下の２研究はエアリフトポンプ関連であるにもかかわらず固気液三相流自体の体積率特性に関する測定結果や相関式が含まれている。加藤ら[68]は、気相、液相の体積流束を一定に保った状態に固相を添加してゆくと、固相と液相の体積率の和が一定のままで、固相体積率の増分は液相体積率の減少が全て補っていることを示した。換言すると、気相の体積率は、固相を添加しても変化しないこととなる。これと同じ結果を宇佐美－山門[71]も示している。したがって、これが成り立つなら気液二相流の相関式で気相体積率を求めることができる。たとえば加藤らは赤川[16]の式をそのまま用いて気相体積率を求めている。しかし、このことは、後で示すように一部の流動条件では近似的に成り立つものの、固相の添加によって気相体積率が明らかに変化する領域が存在するため、広い範囲に適用可能な体積率推定法とはなり得ない。

加藤ら[68]、宇佐美－山門[71]の方法では気相体積率$<\alpha_G>$と、残る液相・固相の体積率の和$<\alpha_L>+<\alpha_S>$が求められるが、$<\alpha_L>$と$<\alpha_S>$の値を求めることはできない。以下の研究では、固気液三相各相の体積率$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$が全て推算できる相関式や推算手順を提示している。詳細は第６章で説明するが、ここでも概略を述べておく。

Bahga-Weber[78),(79]は、空気－水－ガラス粒子（平均粒子径0.150及び0.300mm）固気液三相流を内径38.1mmの鉛直管内を流動させて、気泡流領域における各相体積率を測定した。彼らは、気液間並びに固液間の局所における相対速度を取り上げ、これを断面平均した後さまざまな仮定を適用して、各相の体積率推算法を提案した。これは、結果的には後で述べるドリフトフラックスモデルによる式の１つの修正形の相関式となっている。

一方、Weber-Dedegil[63]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。この方法では管内において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]。なお、この方法で得られる気相体積率は、固相の添加により減少し、上記の加藤ら[68]、宇佐美－山門[71]とは異なった結果である。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]。

前述の都田ら[73]は、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相関式をわずかに修正して求める方法を提案している。具体的には気液二相流に対して、Hughmark[18]の式に代入する液相体積流束を固相と液相の体積流束の和に、液相密度を固液混合体密度に置き換えることで気相体積率を求め、固液二相流に対してはOhashiら[56]の式の固相体積率と固相体積流量比の比を、固液混相流中の固相体積率と固液混相流中の固相体積流量比の比に置き換えることで固相体積率を求めている。この都田らの方法をさらに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同様に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、固液混相流は、気相の存在で狭くなった管路内を固液二相流が流れるものと考える。固液混相流中の固相体積率を固液二相流の体積率相関式によって求め、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。この方法にはWeber-Dedegilの方法と同様、用いる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]。

Giot[66]は、元来気液二相流に対して提案されたドリフトフラックスモデルを固気液三相流の体積率の整理に適用することを提案し、気相、固相の体積率を次式で与えた。

$$<\alpha_G> = <J_G> / \{C_G(<J_G> + <J_L> + <J_S>) + \overline{V}_{Gj}\} \tag{1-4}$$

$$<\alpha_S> = <J_S> / \{C_S(<J_G> + <J_L> + <J_S>) + \overline{V}_{Sj}\} \tag{1-5}$$

分布パラメータCの値は、1.0～1.2が適当とされ、平均ドリフト速度$\overline{V}_{Gj}$、$\overline{V}_{Sj}$には、各相の静止液相中における終端速度を用いることが推奨されている。

佐田富ら[82]は、内径26mmの管内を流動する空気－水－直径6.12mmの粒子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。気相体積率は、

気相平均速度と大気泡速度が等しいとの仮定のもと算出された。固体粒子速度に対して彼らは補正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た。

$$\overline{V}_S = c\, G_T / \rho_E + V_{SW} \qquad (1\text{-}6)$$

ここで、G_Tは全質量流束、ρ_Eは仮想密度、cは係数、V_{SW}は単一粒子の壁面干渉沈降終速度である。ρ_E、c、V_{SW}は各相密度、体積率、管径－粒子径比等の関数で与えられている。固相体積率は固相体積流束を式(1-6)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]の式における液相密度を固液混合体密度に置き換えるだけで求まるとしている。なお、これら既存の体積率の推算法については、第6章で詳しく説明する。

（c）摩擦圧力降下

最後に、鉛直管内固気液三相流における摩擦圧力降下特性を調べた従来の研究の代表例をあげる。宇佐美－山門[83]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している。固気液三相流と固液二相流の摩擦圧力降下比は、$\Phi_{LS}^2=(1-<\alpha_G>)^{-z}$という非常に簡単な関係式で表され、指数zの値として、気液二相流同様1.51が実験値の平均的な値であるとしている。

Scott-Rao[84]は、水平管内の固気液三相流における摩擦圧力降下を気液二相流に対して提案された前述のLockhart-Martinelli[12]のL－M法を固気液三相流に拡張利用する方法を提案した。この方法は、後に都田ら[73]によって鉛直管内の固気液三相流にも適用されている。これによると、鉛直管内固気液三相流の摩擦圧力降下は、L－M法において液相単相流による摩擦圧力降下を固液二相流の摩擦圧力降下に置き換えて整理すれば、気液二相流と同じ線図で整理できるとしている。したがって、例えばChisholm[22]の相関式を用いれば、固気液三相流の摩擦圧力降下が算出できる。また、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前で述べた

彼ら自身の方法を用いることを提案している。

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、力の釣り合いより導出した全圧力降下推算式を提案した。重力による圧力降下が既知なら、この方法でも摩擦圧力降下が推算できる。

１．３　本研究の目的と方法

１．１節でも述べたように、本研究の対象は鉛直円管内の固気液三相流のうちの比較的広い流量範囲で見られる固気液三相スラグ流で、この流れは、砲弾形の大気泡とその周囲に固体粒子を含んだ液膜を持つ大気泡部と液相中に小気泡と固体粒子を含んだ液体スラグ部が交互に流動する流れである。本研究はこの鉛直管内固気液三相スラグ流の流動特性を解明することを目的とする。従来の研究の項でも述べたように、固気液三相流に関する研究は近年かなり行われるようになってきたものの、いまだ鉛直管内固気液三相スラグ流に限定してその流動特性の詳細までを解明しようとした研究は少なく、今後明らかにしていかなければならないことが数多く残されている。そこで本研究では鉛直管内固気液三相スラグ流を対象として三相流機器の設計等に必要な巨視的量から、これら巨視的量のもつ種々の定性的特性を説明したり、巨視的量を推算する際に必要となる固気液三相スラグ流に特有の諸量まで、様々な物理量を対象として研究を行うこととする。したがって、ここで得られる知見のほとんどは、新たな領域に対するものであり、今後の三相流研究に対しても重要な知見となるであろう。

まず、巨視的量である各相の体積率と圧力降下特性を系統的に測定し、これらに及ぼす各種流動条件の影響を明らかにする。ここで流動条件として、管内径、管断面形状、管配置形態等の流路条件、各相体積流束、系の圧力、温度等のいわゆる流動条件、ならびに各相密度、気液各相の粘性係数、表面張力、固体粒子径の平均値とばらつき、固体表面性状（形状、表面粗さ、濡れ性）等の物性値・固体性状が考えられるが、本研究ではこれらのうち、管内径、各相体積流束、固相密度、固体粒子平均径を各々変化させ、これらが固気液三相スラグ流の巨視的量に及ぼす影響を明らかにする。固気液三相スラグ流の特徴は、気液二相スラグ流と同様に、砲弾形状の大気泡とそれに続く液体スラグが交互に流動することであるが、固気液三相ス

ラグ流の場合には、当然固体粒子の存在による影響がどのような形で流動特性に影響を及ぼすのかという問題について、解明を必要としている。そこで、本研究ではこのことに特に注目しながら流動特性の検討を行う。ただし、管内径、固相密度、固体粒子平均径の巨視的量に及ぼす影響を系統的に明らかにするためには、管内径、固相密度、固体粒子平均径のうちの一つのみが異なり、他の流動条件が全く等しいという流動条件が、系統的に存在する必要がある。しかし、実際の実験において、これを満足させることは非常に困難となる。この理由は、例えば管内径Dを変えると、ポンプやコンプレッサの制約上、Dが小さいときには可能であった実験条件がDの大きいときには不可能であったり、また、固体粒子平均径が等しくて固相密度が異なる粒子の入手が不可能であったりといったことである。そこで、本論文では、測定結果を用いた管内径、固相密度、固体粒子平均径の巨視的量に及ぼす影響の把握は、可能な範囲にとどめ、後で述べる固気液三相スラグ流モデルを用いた推算法の推算結果を用いてこれらの影響を系統的に明らかにすることとする。

次に、明らかとなった定性的特性を矛盾無く説明可能で、定量的にも精度の高い各相体積率と圧力降下特性の推算法の導出を行う。まずは、すでにいくつか提案されている方法と同様に、巨視的量を用いた一次元モデルに従って推算法の導出を試みる。しかし、このような一次元モデルによって固気液三相スラグ流の各相体積率あるいは各相平均速度、摩擦圧力降下といった量の推定を行っても、流動様式や実際の流れの詳細なメカニズムを考慮して行われていないので、その結果はあまり高い精度でこれらの推算を可能とすることはないであろう。

固気液三相流の研究も開始されてからある程度の期間が経ち、今後は流動様式を限定したある程度詳細な知見や精度の高い巨視的量の推算法が必要となると考えられる。さらに詳細に固気液三相スラグ流の流動機構を解明すれば、その知見に基づいた、より詳細な物理モデルが立てられ、それによってさらに精度の高い推算法が導出できる可能性があるだろう。そこで、本研究では「固気液三相スラグ流モデル」を考え、質量保存則と運動量保存則をこれに適用して各相体積率と圧力降下の推算法の枠組みを提示する。ついで、このモデルにより高精度の推算結果を得るため、同時に、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ために、スラグ特性量、すなわち、大気泡部と液体スラグ部における各相局所速度分布と体積率分布、大気泡の形状、周囲の液膜厚さ、液膜内の液相速度、大気泡

と液体スラグの上昇速度、流動軸方向および管断面内圧力分布等を研究対象として取り上げる。これらの測定結果を相関式の形で数式化し、固気液三相スラグ流モデルに適用することにより、各相体積率と圧力降下の推算法が完成する。こうして得られた推算法は、固気液三相スラグ流の巨視的量の推算に役立つだけでなく、今後の流動特性解明にも寄与するものと考える。この推算法による推算結果が、測定値の各種定性的特性を十分に説明可能であることを確認した後、これを用いて、推算の過程で算出される諸物理量並びに上述の測定値のみからでは系統的に把握できなかった定性的特性、すなわち、管内径、固相密度、固体粒子平均径の巨視的量に及ぼす影響を明らかにする。

１．４　本論文の構成

本論文は、以下の１０の章からなる。

第１章は緒論で、本研究の背景、関連の深い従来の研究、目的と方法、および構成について述べる。

第２章では、まず実際の流動状況の観察結果を説明する。ついで、平均量の定義並びにスラグ特性量の説明を行う。また、本研究で対象とする物理量を、入力因子と出力因子に分類して示す。

第３章では、実験装置と実験方法について述べる。まず、実験装置全体の概要、固気液各相の供給法について示し、ついで各相体積流量、および体積流束の測定法、体積平均体積率の測定法、時間平均圧力降下の測定法、最後にスラグ特性量の測定法について述べる。さらに、実験条件と実験範囲、および計測の不確かさに関する考察を行う。

第４章では、各相体積率、各相平均速度、並びに圧力降下の測定結果を示し、その定性的特性を説明する。これらの量に及ぼす、全体積流束、各相体積流束、管内径、固体粒子径並びに粒子密度の影響について論じる。固気液三相スラグ流を中心に論じるが、基礎となる気液二相スラグ流、固液二相流における特性についても述べる。

第５章では、これら両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、固液二相流の体積率推算に対して、新たな推算法を提案す

る。

第６章では、固気液三相流に対して、まず、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す。これらは全て、流れ全体を巨視的にとらえた一次元モデルに基づいて推算を行う方法である。次に、やはり一次元モデルに基づく各相体積率、各相平均速度の推算法を新たに４つ提案する。一つは、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、一つは局所における相対速度を基準にモデル化した方法、一つは加重体積中心モデルに基づく方法、もう一つは質量・運動量・エネルギ中心速度に基づく方法である。最後に、これら推算法による推算結果を定性的並びに定量的に実験値と比較する。

第７章では、固気液三相スラグ流の物理的モデルを提示し、質量保存則と運動量保存則をこれに適用して各相体積率と圧力降下の推算法の枠組みを提示する。最後に、この時点での既知量、未知量、さらに必要な式の数についてまとめる。

第８章では、第７章で示した推算法に必要な構成方程式として、スラグ特性量の相関式を作成する。同時にこれらの測定結果を示し、それらの定性的特性について述べる。まず、各部長さ、大気泡上昇速度、大気泡形状並びに周囲の液膜厚さについて示し、次に各部における気相体積率、固体粒子の分布と運動状況を説明する。最後に、第７章で示した推算法にさらに必要な式を示し、推算法を完成させる。

第９章では、第８章で完成させた固気液三相スラグ流モデルに基づく推算法の全容を説明し、ついで本方法により得られた諸パラメータの推算結果を定性的並びに定量的に測定結果と比較する。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、推算値を利用して管内径、固体粒子径並びに粒子密度の巨視的量に及ぼす影響を明らかにする。

第１０章では、本研究のまとめを行う。

第２章　鉛直管内固気液三相スラグ流の流動状況と対象とする物理量

２．１　緒言

本章では、鉛直管内固気液三相スラグ流の流動状況の概要を、目視ならびにビデオ画像等を用いた観察結果に基づいて示す。次に、後の章で用いる平均量の定義、スラグ特性量の定義等を行う。さらに、本研究で対象とする物理量を明確にしておく。すなわち、流体の物性値や用いる固体粒子の諸特性量等の条件と、実験において設定する物理量である入力因子、測定および推算の対象となる出力因子をあげておく。

２．２　流動状況の観察結果

測定装置の詳細は次の第３章で述べるが、本研究で用いた鉛直管内固気液三相スラグ流の実験装置は、管内径Ｄ=20.9、30.6、50.4mmの３種類、長さが約10mである。この管内を水、空気、球状固体粒子を流動させて固気液三相スラグ流を実現した。実験範囲の詳細は３．３節で述べるが、概略の体積流束範囲は、気液各相が１m/s以内、固相体積流束が0.06m/s程度までである。用いた固体粒子は、密度2270～2640kg/m^{3}程度の球状粒子で、その平均直径は1.14、2.57、2.96、4.17mmである。このような範囲における鉛直管内固気液三相スラグ流の流動状況の観察結果を以下に述べる。

図２－１に鉛直管内固気液三相スラグ流の流動状況の写真を示す。まず、気相は鉛直管内気液二相スラグ流の場合と同様、管断面の大部分を占める大気泡として存在すると同時に、液体スラグ部に小気泡としても存在している。小気泡は大気泡直後で密に分布している。この部分を本研究ではウェイク部としてウェイク部以外の液体スラグ部から区別する。小気泡は、わずかではあるが大気泡周囲の液膜内にも存在する状況が見られる。以上の観察結果は基本的に気液二相スラグ流の場合と同じである。つぎに、固相（固体粒子）の存在位置に関する観察結果について述べる。図２－２に示す写真は、流動状況を90°隔てた２方向から鏡を用いて同時に撮ったものである。左の写真における大気泡部の固体粒子a、bは、一見大気泡の中に入っているように見える。しかし、その側面像である右の写真において、これらの粒子

はそれぞれa'、b'と対応しており、管壁近くの液膜内にあることが確認できる。このような観察より、本実験範囲では全ての条件において固体粒子が大気泡の内部に入るという状況は観察されなかった。これは本実験条件においては固体粒子が管内径に比べて比較的小さく、固体表面が親水性であるためであると考えられる。したがって、固体粒子は液体スラグ部、ウェイク部、及び大気泡周囲の液膜内の、液相中に常に存在している。これは、第1章の従来の研究の項で述べた宇佐美－植木[69]、宇佐美ら[70],[71]、野田ら[72]の結果と一致している。しかし、このことは決して固相の影響が気相に及ばないということではなく、大気泡の上昇、液膜の厚さ及びその形状には影響を及ぼすことが観察からも確認できた。例えば、気液二相スラグ流時にはほとんど速度を変えずに上昇している大気泡が、固相添加量が大きいときには、ある程度の速度変動を伴いながら上昇していくようであった。大気泡周囲の液膜厚さも、粒子が入ることによって影響を受けることが観察からも確認できた。図2－3は、固相体積率が0.04程度で比較的大きい場合であるが、固体粒子によって気液界面が複雑な形状となっていることがわかる。この写真の場合、固体の平均粒子径が4.17mmと、本実験条件では大きい場合で、この場合には粒子が存在するところは局所的に液膜が膨らむことによって粒子を包含している。これにより、液膜厚さは平均的にも厚くなり、大気泡の体積率は粒子を添加しない場合より確実に小さくなっているようである。また、小気泡も固相添加によって影響を受けている。固相添加量が大きいほど、各部の小気泡数が増大する傾向が観察された。これにより、液体スラグ部の気相体積率は大きくなっていると考えられる。固体粒子は、また、壁面とも干渉していることが観察された。特に、大気泡周囲の液膜内や大気泡直後のウェイク部近辺では固体粒子が頻繁に管壁と衝突していることが、観察と、衝突音からも確認できた。さらに、固相添加によって大気泡上昇速度が増大し、大気泡長さ、ウェイク部長さ、液体スラグ長さがともに短くなる傾向が観察された。これら2つの要因によってスラグユニットの到達周期が、固相添加量が大きくなるほど短くなっていく傾向が確認できた。

2．3　平均量とスラグ特性量

（a）平均量の定義

本研究における測定の方法については第3章で述べるが、測定対象、測定方法に

よって、さまざまな種類の平均値が測定値となっている。そこで、本節では、その定義を行っておく。本研究における任意の物理量Ｆは、円筒座標系における管内三次元位置(ｒ,θ,ｚ)、および時刻ｔの４つの変数の内のいくつかの変数の関数である。そこで、一般的に、Ｆ(ｒ,θ,ｚ,ｔ)と表して、各平均量を定義する。ｚ軸は、流動方向を正とする。また、本節では添字ｒ,θ,ｚ,ｔで、各変数に対する平均値を表す。

・局所の時間平均値

物理量Ｆの時刻０～Ｔにおける時間平均値$F(r,\theta,z)_t$は次式で定義される。

$$F(r,\theta,z)_t = \frac{1}{T}\int_0^T F(r,\theta,z,t)\,dt \tag{2-1}$$

・瞬時の流動軸方向平均値

物理量Ｆのあるｒ,θ位置、ある時刻ｔにおけるｚ方向の一次元平均値である。ｚ＝０～Ｌの区間の瞬時の流動軸方向平均値は、次式で定義される。

$$F(r,\theta,t)_z = \frac{1}{L}\int_0^L F(r,\theta,z,t)\,dz \tag{2-2}$$

・瞬時の断面平均値

物理量Ｆのあるｚ、ある時刻ｔにおける断面内の二次元平均値で、管半径をＲ、円周率をπとすると、次式で定義される。

$$F(z,t)_{r,\theta} = \frac{1}{\pi R^2}\int_0^{2\pi}\int_0^R F(r,\theta,z,t)\,r\,dr\,d\theta \tag{2-3}$$

・瞬時の体積平均値

式(2-2)、(2-3)の平均操作を同時に行うと、ｚ＝０～Ｌの区間の瞬時の体積平均値が求められる。

$$F(t)_{r,\theta,z} = \frac{1}{\pi R^2 L}\int_0^L \int_0^{2\pi} \int_0^R F(r, \theta, z, t)\, r\, dr\, d\theta\, dz \tag{2-4}$$

・時間・断面平均値

また、式(2-3)の瞬時の断面平均値を時間平均すると、ある z 方向位置における時間・断面平均値が得られる。

$$F(z)_{r,\theta,t} = \frac{1}{\pi R^2 T}\int_0^T \int_0^{2\pi} \int_0^R F(r, \theta, z, t)\, r\, dr\, d\theta\, dt \tag{2-5}$$

本論文では、式(2-5)で定義されたＦの時間・断面平均値をZuber-Findlay[13]にならって記号<Ｆ>で表す。

・時間・体積平均値

式(2-4)を時刻０～ｔに関して、あるいは式(2-5)をｚ方向位置０～Ｌに関して平均操作を行うと、物理量Ｆの時間・体積平均値$F_{r,\theta,z,t}$が得られる。

$$F_{r,\theta,z,t} = \frac{1}{\pi R^2 T L}\int_0^T \int_0^L \int_0^{2\pi} \int_0^R F(r, \theta, z, t)\, r\, dr\, d\theta\, dz\, dt \tag{2-6}$$

本論文では、式(2-6)で定義されたＦの時間・体積平均値を記号≪Ｆ≫で表す。

・局所体積率加重時間・断面平均値[13]

ｉ相（気相、液相あるいは固相）の局所体積率$\alpha_i(r, \theta, z, t)$で、物理量$F(r, \theta, z, t)$に重み付けして時間・断面平均をとる操作である。簡単のため式(2-5)の定義を記号< >で表すと、Ｆの局所体積率加重時間・断面平均値$\overline{F}(z)_{r,\theta,t}$は、次式で定義される。

$$\overline{F}(z)_{r,\theta,t} = \frac{\langle \alpha_i F\rangle}{\langle \alpha_i\rangle} = \frac{1}{\langle \alpha_i\rangle \pi R^2 T}\int_0^T \int_0^{2\pi} \int_0^R \alpha_i(r,\theta,z,t)\, F(r,\theta,z,t)\, r\, dr\, d\theta\, dt \tag{2-7}$$

体積率の代わりに、第６章で定義する局所質量率、局所運動量率等を用いた加重平均値も同様に定義できる。詳細は第６章で述べる。このような加重平均値で、特にどの量に対して加重平均を行ったかを明確にする必要のあるときには、例えば体積率加重の場合、右肩にαを付して、$\overline{F}^{\alpha}$のように表す。

・統計的平均値

多数のサンプルの総和平均である。物理量Ｆのサンプル数をｎ、ｋ番目のサンプルの値をF_k、統計的平均値を$\overline{\overline{F}}$と表すと、

$$\overline{\overline{F}} = \frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n} F_k \qquad (2\text{-}8)$$

である。

（ｂ）スラグ特性量

第１章でも述べたように、気液二相スラグ流、および固気液三相スラグ流では、スラグ流独自の物理量が存在し、それらがスラグ流の流動特性を記述する上で重要な役割を果たす。例えば、スラグ流を構成する各部分、すなわち、大気泡、ウェイク部並びに液体スラグ部の長さといった物理量は、他の流動様式では存在しないスラグ流独特の物理量である。このような量を、本論文ではスラグ特性量と呼ぶ。スラグ特性量として、このほかに、大気泡上昇速度、大気泡周囲の液膜厚さと大気泡形状、大気泡の体積率、ウェイク部－液体スラグ部の気相体積率、スラグユニット到達周期、大気泡周囲の液膜内の液相流れ、固体粒子の各部における速度と固相体積率を取り上げる。なお、これらのうちの体積率は全て式(2-6)の時間・体積平均値で表示する。したがって例えば、大気泡周囲の液膜内の固相体積率といっても液膜の体積に占める液膜内の固相の体積の割合ではなく、大気泡を含む管断面積全体に大気泡部の長さを掛け合わせた検査体積に占める液膜内の固相の体積の割合である。詳細については第７、８章で述べる。

２．４　本研究で対象とする物理量

本研究では、以下に示す入力因子を既知のものとして、出力因子に示す各物理量を測定し、その特性を明らかにし、推算法によって推定する。そのために、ここで入力因子と出力因子を整理しておく。これらの中には、２．３節で定義した種々の

平均値となっているものも含まれている。それらについては、どのような平均値であるのかについても論じておく。

2．4．1　入力因子

ここで、本研究において、入力因子とみなされる物理量をまとめる。本論文中で記号を使用するものは、同時に示しておく。また、単位を定義できる量に対してはＳＩ単位系での単位を[ ]内に示す。なお、添字Ｇ、Ｌ、Ｓはそれぞれ気相、液相、固相を表す。

（ａ）環境、流体、固体粒子の物性値等

・各相の化学組成、温度[Ｋ]または[℃]、大気圧P_O[kPa]または[Pa]

・気相密度ρ_G、液相密度ρ_L、固相密度ρ_S[kg/m^3]

・気相粘性係数μ_G、液相粘性係数μ_L[Pa•s]

・気液間表面張力σ[N/m]

・固体平均粒子径d_S[mm]または[m]、粒子径変動、球形度、表面性状

（ｂ）流路条件

・管断面形状、管内壁性状

・気液混合法、気液混合部形状

・管路長さ、気液混合部から試験部までの距離L_P[m]、鉛直度、管内径Ｄ[mm]または[m]

（ｃ）流動条件

・各相体積流束$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$、$\langle J_S \rangle$[m^3/(m^{2}s)=m/s]

これら入力因子を既知量として、次節に示す出力因子を実験により計測、あるいは推算方法により算出する。

これらの中で、前節で定義した平均値となっているのは、固体平均粒子径と各相体積流束J_iである。固体平均粒子径d_Sは、式(2-8)で定義した統計平均値である。サンプル数等の詳細については、第３章並びに付録Ａに示す。ただし、便宜上$\overline{\overline{d_S}}$とはせずに、単に$d_S$で示し、粒子径と呼ぶこととする。

一方、J_iは本来任意の位置と時間において定義できるので、$J_i(r,\theta,z,t)$と表せる。以下、各相体積流束の時間・断面平均値について述べる。固気液三相スラ

グ流の各相体積流束の瞬時の断面平均値は、流動軸方向に変化の大きいこの流れでは、一定位置zにおいては時々刻々と変化する量である。逆に、瞬時においては流動軸方向に変化する量である。しかし、その変動は基本的に各スラグユニット、すなわち1つの大気泡部とそれに続くウェイク部、液体スラグ部を単位として繰り返される変動である。もちろん、各スラグユニットも同じものではなく、各部の長さや上昇速度は統計的量である[1]ものの、十分な数のスラグユニットに対しての平均値をとれば、有意な時間・断面平均値が得られるであろう。

本研究における液相と固相の体積流束は、第3章で示すように受け止め法により測定している。この受け止めに要する時間はスラグユニット通過時間と比較して十分に大きい値としている。また、気相は臨界ノズルによって気液混合部から時間的に一定量で供給し、気相の圧縮性を考慮して各zにおける管内の静圧補正を行っている。そこで、本実験で設定した各相体積流束は、式(2-5)で定義した時間・断面平均値 $J_i(z)_{r,\theta,t}$ であり、$<J_i>$ と表す。なお、従来より便宜上、時間に対して平均化した断面平均値を単に断面平均値として用いる場合が多い[13]。ここでもこれに従い、時間・断面平均体積流束を単に断面平均体積流束と呼ぶ。さらに、後の章で簡単のため単に「体積流束」と呼ぶ場合は、すべてこの時間・断面平均体積流束を表すものとする。

2．4．2　出力因子

出力因子として、後で示す（a）～（d）が考えられるが、まずこれらの物理量と、前節で定義した平均値との関係を論じておく。圧力について考えると、任意の流動軸方向位置zにおける管内静圧Pは断面内の圧力を一定とみなしても、鉛直管内スラグ流では常に変動しているため、Pはzと時刻tの関数、$P(z,t)$である。しかし、本実験での測定においては、マノメータに絞りを設けて、マノメータの水位がわずかしか変動しないように調整した後、その平均水位でもって測定を行っている。したがってPの測定値は時間平均値 $P(z)_t$ である。これは、式(2-1)においてrとθによる依存性を除外した場合に相当する。圧力差ΔPは、特定の区間のPの差であるので、同様に$\Delta P(z)_t$で表される。さらに$\Delta P(z)_t$を区間長さで除して得られる単位長さあたりの全圧力降下$(dP/dz)_T$は、同じく時間平均値$(dP/dz)_T(z)_t$である。実験においては、次の体積率に関して詳しく述べるように、複数回の締め切り弁操作を行い、その都度$(dP/dz)_T(z)_t$を測定したため、複数個の測定値の統計的

平均値$\overline{\overline{(dP/dz)}}_T(z)_t$を測定値として用いている。以下では、これを時間平均全圧力降下、あるいはさらに簡単に全圧力降下と呼び、時間平均並びに統計的平均の記号を付けずに$(dP/dz)_T$と表示する。

重力による単位長さあたりの圧力降下$(dP/dz)_H$の算出には、式(1-1)で示したように各相密度と各相体積率の値が必要であるので、先に各相体積率について述べる。各相体積率は本来瞬時・局所では定義できない。そこで、ある瞬間に、注目している局所点がどの相の内部にあるかを示す特性関数φ_i[85]を用いる。特性関数は局所点がi相内にあるとすれば、$\varphi_i(r, \theta, z, t)=1$、他の相の内部にあるとすれば0をとる。時間平均値のi相局所体積率$\alpha_i(r, \theta, z)_t$は、式(2-1)の定義を用いて、次式で表される[85]。

$$\alpha_i(r, \theta, z)_t = \frac{1}{T}\int_0^T \varphi_i(r, \theta, z, t)\, dt \tag{2-9}$$

この定義は、局所プローブ法で局所の時間平均体積率を求める際に有効である。しかし、本実験では各相体積率を締め切り法によって測定した。これは、締め切り区間の管内における瞬時の体積平均値である。これは、同様に特性関数と式(2-4)の定義を用いると、

$$\alpha_i(t)_{r,\theta,z} = \frac{1}{\pi R^2 L}\int_0^L \int_0^{2\pi} \int_0^R \varphi_i(r, \theta, z, t)\, r\, dr\, d\theta\, dz \tag{2-10}$$

と表される。実験装置の制約上、締め切り区間の長さを多数のスラグユニットを捉えるほど十分には長くとれないこともあり、単独の締め切り操作では、時間に関して平均をとれない。しかし、ここでは異なった時刻に互いに独立な締め切り操作を複数回行い、その統計的平均値$\overline{\overline{\alpha}}_i(t)_{r,\theta,z}$を求めることによって、近似的に時間平均化を行うことができると考える。なお、気液二相スラグ流に対してはこの操作を十分な回数で行うことができ、各流動条件での各相体積率の時間・体積平均値が得られる。しかし、固気液三相スラグ流では、各相体積流束を一定に保持したままで十分な回数の締め切り操作を行うことができない場合が多かった。そのために、第4章に示す測定値として十分な時間平均値となっていない測定値が存在する。第3章で示す固気液三相スラグ流の各相体積率の測定値の不確かさに、この要因が入って

いることをここで付け加えておく。

さて、締め切り区間内の時間・断面平均体積率は、厳密には流動軸方向位置 z の関数である。これは、締め切り区間の上端と下端では静圧値も異なり、これによって気相の体積流束に違いが生じるためである。しかし、実験に用いた試験部の全長約10mに対し、締め切り区間長さは約2mと小さく、締め切り区間の上端と下端の流動様相の違いは、観察によっても顕著ではなかった。そこで、締め切り区間の中央位置における各相体積率の時間・断面平均値$\overline{\alpha_i}(z)_{r,\theta,t}=<\alpha_i>$の値は、近似的に時間・体積平均値、すなわち瞬時の体積平均値の統計的平均値$\overline{\overline{\alpha_i}}(t)_{r,\theta,z}$の測定値と等しいと考える。したがって、以下では$\overline{\overline{\alpha_i}}(t)_{r,\theta,z}$を$<\alpha_i>$と記し、第４章に示す$<\alpha_i>$の測定値としても、$\overline{\overline{\alpha_i}}(t)_{r,\theta,z}$の測定値を用いる。また、以下の章では$<\alpha_i>$を単に断面平均体積率、あるいは体積率と呼ぶ。

式(1-1)の形で求められる重力による単位長さあたりの圧力降下$(dP/dz)_H$は、式中の全圧力降下$(dP/dz)_T$並びに各相体積率$<\alpha_i>$が時間・統計的平均値であることにより、時間・統計的平均値であるといえる。さらに、第３章で取り上げる摩擦圧力降下と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$は、全圧力降下と重力による圧力降下の差で求められるので、やはり時間・統計的平均値である。

次に、各相の速度について述べる。各相局所速度V_iを平均化する場合、各相の局所における体積率で重み付けする必要が生じる。そこで、式(2-7)の定義を用いて各相局所速度の体積率加重時間・断面平均値をとり、これを$\overline{V_i}$と記す。

$$\overline{V_i}=\frac{<\alpha_i V_i>}{<\alpha_i>}=\frac{1}{<\alpha_i>\pi R^2 T}\int_0^T\int_0^{2\pi}\int_0^R \alpha_i(r,\theta,z,t)\ V_i(r,\theta,z,t)\ r\ dr\ d\theta\ dt \tag{2-11}$$

もし、ある管断面において局所における各相の体積率分布と速度分布が既知であれば、各相局所速度の体積率加重時間・断面平均値$\overline{V_i}$は、式(2-11)の三重積分を用いて算出できる。しかし、実際に固気液三相スラグ流においてこれらの測定値は得られていない。ところで、局所における各相体積流束は局所における各相体積率と各相速度の積で定義されるので、式(2-11)は$\overline{V_i}$が、各相体積流束の断面平均値$\langle J_i \rangle$を各相体積率の断面平均値$<\alpha_i>$で除して求められることを表している[13]。本論文では、この方法で$\overline{V_i}$を算出した。したがって、各相局所速度の体積率加重時間・断面平均値$\overline{V_i}$の測定値は$<\alpha_i>$と同様、瞬時の体積平均値の統計的平均値であり、

近似的に時間・体積平均値並びに時間・断面平均値である。しかし、以下ではこれを単に各相平均速度と呼ぶ。なお、各相平均速度$\overline{V}_i$はこのように$<\alpha_i>$の測定値を用いて算出されるため、独立した測定量とはいえないが、物理的には非常に意味のある量であるので、出力因子の一つとして取り上げる。

次にスラグ特性量の出力量について述べる。各スラグユニットに対して１つの値が得られる量として、大気泡長さL_b、液体スラグ部長さL_{ls}、ウェイク部長さL_w、大気泡上昇速度V_b、大気泡体積率$《\alpha_G》_b$、液体スラグ－ウェイク部気相体積率$《\alpha_G》_{ls,w}$、スラグユニット到達周期T_U、大気泡部固相体積率$《\alpha_S》_b$、液体スラグ部固相体積率$《\alpha_S》_{ls}$、ウェイク部固相体積率$《\alpha_S》_w$がある。ここで記号《　》を用いて表示した諸体積率は、各スラグユニット内での各部における体積平均体積率である。各スラグユニット内では流動軸方向に各相体積率分布の変化が激しいため、断面平均値はスラグユニット内ｚ方向位置の関数となっているためである。本論文ではこれらのように、特に体積平均値であることを意識しておかねばならない物理量に対しては、記号《　》を付して表示することとする。なお、これらの測定量に対して、式(2-8)の統計的平均値の定義を用いて各量の多数のスラグユニットに対する統計平均値を求めるときには、サンプル数ｎにはスラグユニット数を用いる。こうして求めた平均値は、二重上線で区別する。この方法で求めた体積率は近似的に全て式(2-6)の時間・体積平均値であると考えられる。その値は２．３節（ｂ）で述べたように管断面積全体に各部の長さを掛け合わせた検査体積に占める各相の体積の割合である。

スラグ特性量の出力量のうち、各部における固相速度、すなわち、大気泡周囲の液膜内の固相速度V_{Sbf}、液体スラグ部内の固相速度V_{Sls}、ウェイク部内の固相速度V_{Sw}は、第３章で示すビデオ画像の読みとり法によって、ｒとθ方向の位置は特定せず、流動軸方向位置ｚのみの関数として計測する。これらの速度の流動軸方向平均値をスラグユニットの各部内で求め、整理を行う場合の平均化は本来、式(2-2)によって行われるべきであるが、固体粒子の性質上、これらの速度の測定値は、流動軸方向ｚに対して連続なものではなく、不連続なｚ位置で得られる。そこで、これらの速度の流動軸方向平均値は、各スラグユニット内でのデータサンプル数を用いて式(2-8)より算出する。すなわち、各スラグユニット内での統計的平均値によって流動軸方向平均値を推測する。このとき、平均値にｚ方向位置による重みが付いてしまわないよう、全ての固体粒子に対して速度を測定した。

以上述べた諸物理量を含め、出力因子としてあげられる物理量を以下にまとめる。ここでも、入力因子同様、本論文中で記号を使用するものは記号を、また、単位を定義できる量に対してはＳＩ単位系での単位を[ ]内に示す。

（ａ）流動様相、流動様式

（ｂ）圧力関係

- 管内静圧Ｐ、試験部内圧力差ΔＰ[kPa]
- 全圧力降下$(dP/dz)_T$、重力による圧力降下$(dP/dz)_H$、加速圧力降下$(dP/dz)_A$、摩擦圧力降下$(dP/dz)_F$、気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$ [kPa/m]

（ｃ）体積率関係

- 各相体積率$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$[-]
- 各相平均速度$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$[m/s]

（ｄ）スラグ特性量関係

- 大気泡長さL_b、液体スラグ部長さL_{ls}、ウェイク部長さL_w[m]
- 大気泡上昇速度V_b[m/s]
- 大気泡形状、大気泡周囲液膜厚さt_f[mm]、大気泡の体積率$《\alpha_G》_b$、液体スラグ－ウェイク部気相体積率$《\alpha_G》_{ls,w}$[-]
- スラグユニット到達周期T_U[s]
- 大気泡周囲の液膜内の液相速度V_{Lbf}[m/s]
- 大気泡周囲の液膜内の固相速度V_{Sbf}、液体スラグ部内の固相速度V_{Sls}、ウェイク部内の固相速度V_{Sw}[m/s]
- 大気泡部固相体積率$《\alpha_S》_b$、液体スラグ部固相体積率$《\alpha_S》_{ls}$、ウェイク部固相体積率$《\alpha_S》_w$[-]

２．５　結言

本章では、鉛直管内固気液三相スラグ流の流動状況の概要を、目視ならびにビデオ画像等を用いた観察結果に基づいて示した。また、後の章で用いる平均量の定義、

スラグ特性量の定義を行った。さらに、本研究で対象とする物理量を入力因子、出力因子に分類して列挙した。これらのうち、本論文で平均値を取り扱う量に対してはその平均化の方法を述べた。以下の章では、ここに示した入力因子を既知のものとして、出力因子に示す各物理量を測定し、その特性を明らかにする。また、これらの物理量を推算する推算法を考察する。

第３章　実験装置と実験方法

３．１　緒言

本研究で行った実験では、気相、液相、固相に、空気、水、アルミナセラミック製及びアルミニウム製球状粒子をそれぞれ用いた。表３－１に、固体粒子の諸特性値を示す。セラミック粒子の平均粒子径d_Sは1.14、2.57及び4.17mm、その密度ρ_Sは2270～2400kg/m^{3}であった。またアルミニウム粒子の平均粒子径は2.96mm、密度は2640kg/m^{3}であった。平均粒子径を求めるために、拡大投影機により各粒子の縦、横方向２方向の径を1/1000mmの単位まで測定し、その平均値を各粒子の直径とした。測定に用いた固体粒子数は200個である。表中の値はその統計的平均値である。表中には粒子径の標準偏差も示しておく。球形度として、縦横２方向で計測した直径の平均値からの最大並びに最小偏差を平均直径で除した値で示した。また、密度は、粒子を水中に沈め、十分に真空引きを行った後の体積と質量の関係より求めたものである。粒子の形状は、すべてほぼ球状である。なお、粒子径分布のヒストグラムを付録Ａに示しておく。20℃における無限空間静止水中での固体粒子の沈降終速度、V_{ST}は、内径約200mmの鉛直円管内に水をため、これに粒子を沈降させ、終速度に達した後、１mの区間を沈降するのに要する時間をストップウォッチで1/100sの単位まで測定することにより求めた。100個の粒子に対する実測値の統計的平均値を表に記した。また、これに対応する粒子レイノルズ数Re_{ST}（$= d_S V_{ST} \rho_L / \mu_L$）並びに抗力係数$C_{DST}$も表中に示した。抗力係数の計算には式(3-1)を用いた。

$$C_{DST} = \frac{4}{3}\frac{\rho_S - \rho_L}{\rho_L}\frac{g\,d_S}{V_{ST}^2} \tag{3-1}$$

３．２　実験装置と実験方法

３．２．１　実験装置の概要と各相の供給法

図３－１に実験装置の概略図を示す。実験装置の主要部分は、試験部、各相混合部を含む各相供給系統、固液流量測定部ならびに各相体積率・圧力降下測定部である。試験部には管内径Ｄ=20.9、30.6、50.4mm、長さ約10mの三種類のアクリル製透

明円管を用いた。管路は、深さ約2mの地下ピットの底から、実験室の天井付近まで、できる限り長くとり、全て鋼鉄製骨組みの内側に鉛直に固定した。実験は全て常温・大気圧下で行った。水温、気温は各実験時に温度計により測定した。水温は、管路入口と出口の二箇所で測定し、その平均温度によって各物性値を求めた。また、大気圧を水銀気圧計により測定した。

まず、各相の供給系統と、その供給方法について述べる。固相は単独では単位時間あたりの供給量を一定に保つことが非常に難しいため、液相とともに、固液混合物として試験部に供給した。電磁フィーダーに取り付けたホッパー内に蓄えた固体粒子に水を加えて加振すると、単位時間当たりほぼ一定量の固体粒子が水タンク内に落下してくる。このとき固体粒子がタンク内の周囲を金網で覆ったパイプ中に落下するようにしておき、このパイプを通してタンクの水とともに固体粒子をモーノポンプ(a)によって試験部に供給した。使用したモーノポンプ(a)は、ポンプ内の空隙が約6mmであり、4mm程度までの固体であれば流動させる事が可能なポンプである。図３－２に各相混合部を示す。固液混合物は、下り勾配のホース内を流れた後、試験部の管軸方向と垂直に管内に入る。このとき固体粒子が管底部に沈降して閉塞する可能性がある。そこで、モーノポンプ(c)を用いて管底からも水を供給した。モーノポンプ(a)により滑らかに固体粒子を供給し、しかも管底からも水を供給するため、流動条件によっては水の供給量が過剰となることがある。この場合には、第三のモーノポンプ(b)により固液供給部の下流側で水だけを抜き取った。この液相引き抜き部は、図３－２に示すように管壁に複数の穴をもち、周囲に金網を設けた管の部分の外側に容器を設けた構造になっている。逆に、二台のモーノポンプ(a)及び(c)による水の供給量でも不足する場合には、モーノポンプ(b)を逆向きに配管し、固液供給部の下流側からさらに水を供給した。このように、水の供給量は、モーノポンプ(b)のつなぎ方及び、各ポンプの回転数の制御によって所要の液相体積流量が得られるように調整を行った。表３－２に、これらモーノポンプの諸元を示す。固体粒子の供給量は、ホッパーの出口部開度、電磁フィーダーの振動数ならびにホッパー内に加える水の量により調整した。

一方、気相は次のようにして供給した。まず空気をオイルフリーコンプレッサで8.5kg/cm^{2}に圧縮した。圧縮空気を、クーラーで冷却し、フィルターで油分と水分を除去した後、一次減圧調整弁によって圧力を約7.5kg/cm^{2}に減圧する。さらにこの圧縮空気を二次減圧調整弁によって、圧力を3～6kg/cm^{2}に減圧した後、臨界ノズル内

を通した。減圧調整弁を二回通したのは、コンプレッサの圧力変動をできるだけ臨界ノズルに伝わらないようにするためである。臨界ノズルとして、気相流量に応じて大小さまざまなノズルを用意した。これらノズルのうちから一つないし二つのノズルを使用し、このノズルから出てきた空気を気相－固液混合部を通して試験部に供給した。気相である空気は、試験部と同一内径のABS樹脂製多孔質管（平均細孔径200-300μm、気孔率約30%、長さ50mm(D=20.9,30.6mm)及び70mm(D=50.4mm)）を内筒とする二重円筒型容器内に入り、多孔質管の全周から固液混相流に直角に流入させた。気相流量の調整は二次減圧調整弁によって臨界ノズル上流側圧力を変化させることにより行った。表３－３に、用いたコンプレッサの諸元を示す。

３．２．２ 各相体積流量と体積流束の設定法

入力因子である各相体積流束を設定する方法について述べる。その準備として、まず各相体積流量Q_iの設定方法について述べる。この量は、単位時間当たりに流動する各相の体積で、単位は[m^3/s]である。まず、気相の体積流量を調整し、その流量を設定するためは、臨界ノズルの上流側圧力と流出量の関係を検定により求めておく必要がある。本研究では、実験を開始する直前に、使用する臨界ノズルの検定を毎回行った。これは、圧縮空気内の水分や油分等が、少しずつ臨界ノズル内に付着したり、ノズル内に錆を発生したりして、臨界ノズルの性能を損なう可能性があるため、臨界ノズルに異常がないことを確認するために行ったものである。検定には水上置換法を用いた。検定によって臨界ノズル上流側圧力と大気圧下での気相体積流量Q_{G0}の関係を最小自乗法を用いて一次関数で近似した。Q_{G0}が求まれば、試験部管内の静圧P_{test}と大気圧P_0との違いによって生じる体積変化を、等温変化を仮定した次式で補正して各試験部での気相体積流量Q_G[m^3/s]が求まる。

$$Q_G = (P_0 / P_{test})\, Q_{G0} \tag{3-2}$$

このとき、管内の最大静圧を吟味し、ノズルの臨界条件が達成されていることを確認した。なお、静圧の測定法は後に述べる。

固相および液相の体積流量設定は、受けとめ法による測定によって行った。試験部管路から出てきた固液混合物は、通常は固液分離器で固体粒子と水にそれぞれに分けられ、粒子はホッパーへ、水はタンクへと戻るが、流量測定時には流量測定用

メスシリンダの方に流路の一部を切り替え、量相を受け止めた。固液混合物中の固体粒子は、液相用メスシリンダの入り口部に設置した底が網になった円筒、すなわち固相用シリンダの中に蓄積され、水は金網を抜けて液相用メスシリンダへと流入する。一定時間がたつと流路の一部を切り替えて固液混合物を再び固液分離器の方へ戻す。ついで、固相用シリンダ内に残る液相を十分液相用シリンダ中に移動させた後、それぞれのシリンダ内の各相の高さを読みとることにより各相の体積を測定した。固相用シリンダ中の固体粒子の堆積高さとその体積の関係は、固体粒子の充填の度合いにより異なるため、高さ測定の際、シリンダに十分な振動を加え、充填が十分になされた状態での高さを測定した。検定時にも同じ方法で高さと体積の関係を求めておくことにより、再現性のある固体粒子体積の計測が可能となる。こうして求めた固相並びに液相体積υ_{Sc}、υ_{Lc}[m^3]と、ストップウォッチで測定した流入時間T[s]によって、固相と液相の体積流量Q_S、Q_L[m^3/s]を次式により算出した。

$$Q_S = \upsilon_{Sc} / T \qquad (3\text{-}3)$$

$$Q_L = \upsilon_{Lc} / T \qquad (3\text{-}4)$$

得られた体積流量を管の断面積A[m^2]で割ることにより、各相体積流束が求まる。この方法で得られた各相体積流束は、第２章で述べたように、時間・断面平均値であり、それぞれ、

$$<J_G> = Q_G / A \qquad (3\text{-}5)$$

$$<J_L> = Q_L / A \qquad (3\text{-}6)$$

$$<J_S> = Q_S / A \qquad (3\text{-}7)$$

で表される。

３．２．３　各相体積率の測定法

以下では、第２章で述べた出力因子の測定法について述べていく。本実験では、固気液各相の体積率を測定するために、約2mの測定区間を二箇所設け、締切弁急閉法により測定した。これにより測定される体積率は、第２章で示したように単独の締め切り操作では測定区間内の瞬時の体積平均値、繰り返し締め切り操作を行っ

た後にこれら測定値の統計的平均値を求めることによって時間・体積平均値並びに時間・断面平均値が得られる。用いた締切弁の一例を図３－３に示す。これらの弁を用いることにより、管路を障害物の無い全開の状態から、瞬時に全閉の状態へと移行できる。これらの締切弁を、図３－１に示す位置に各内径の試験部に四箇所ずつ設置した。各々気体－固液混合部より上流側の弁が三方弁で、残る三つの弁が二方弁である。これら四個の弁を、一本の棒により連結し、同時に開閉動作が出来るようにした。下流側の三個の二方弁で挟まれた二区間（図３－１の長さL_3，L_4の区間）が体積率測定区間である。固気液三相流が流動している際に、後述の静圧タップとマノメータの間に設置したバルブを閉じ、空気の供給を停止すると同時に、これらの弁を連結棒によりまとめて急閉すると、体積率測定区間内を流れていた三相流の各相は、各体積を保ったまま各区間に閉じこめられる。一方、供給中の固相と液相は、三方弁を通って、試験部外へと排出される。各体積率測定区間に閉じこめられた各相は、図３－４に示すように、重力の作用により固相は底部に沈澱し、気相は上部にまとまり、液相との平らな界面を持つようになる。

管には、メジャーを貼っておき、気相と液相の境界面の位置を直ちに読みとることができる。あらかじめ、メジャーの読みとその位置から上側の体積との関係を検定により求めておけば、閉じこめられた気相の体積υ_{Gh}が測定できる。一方、液相中に沈澱した固相の高さを読みとることにより固相の体積υ_{Sh}を測定した。固相の高さは三次元微動装置に取り付けた顕微鏡を用いて行った。この際も体積流束測定用の固相シリンダの場合同様、固体粒子の堆積高さとその体積の関係は、固体粒子の充填の度合いにより異なるため、高さ測定の際、管底部に十分な振動を加え、充填が十分になされた状態での高さを測定した。気相、固相の瞬時の体積平均体積率、$\langle\langle\alpha_G\rangle\rangle$、$\langle\langle\alpha_S\rangle\rangle$は、締め切り区間内の全体積を$\upsilon_{tot}$とすると、

$$\langle\langle\alpha_G\rangle\rangle = \upsilon_{Gh} / \upsilon_{tot} \tag{3-8}$$

$$\langle\langle\alpha_S\rangle\rangle = \upsilon_{Sh} / \upsilon_{tot} \tag{3-9}$$

で求められる。液相体積率は、体積率の和が1であるので、

$$\langle\langle\alpha_L\rangle\rangle = 1 - \langle\langle\alpha_G\rangle\rangle - \langle\langle\alpha_S\rangle\rangle \tag{3-10}$$

で求まる。第２章で述べたとおり、各相体積率の断面平均値も、厳密には、瞬時においては軸方向に変化し、一定位置においては時々刻々と変化する量であるが、以下では締め切り区間内の体積平均値をもって締め切り区間中央における断面平均値を表すこととする。したがって、式(3-8)～(3-10)で得られる体積率をそれぞれ断面平均体積率$<\alpha_G>$、$<\alpha_S>$、$<\alpha_L>$とする。

３．２．４　管内静圧と圧力降下の測定法

管内の静圧は、試験管路のほぼ全長に亘って設置した静圧タップからマノメータまで水をビニールチューブで導いて、その水位高さより測定した。図３－５に各内径の管路における静圧タップ位置を示す。約3.5mの助走区間に二箇所（P_1，P_2）、二つの体積率測定区間にそれぞれ二箇所（P_3～P_6）、その下流に一箇所（P_7）の計七箇所ずつ設けた。図３－６に静圧タップの概略を示す。静圧タップは、管壁に垂直にあけた直径0.8mmのドリル孔にアクリル製の圧力室を接着剤で張り付けたもので、ここに二本のビニールチューブを取り付けている。上側のチューブは圧力室内に入った空気を排出するためのもので、下側のチューブはマノメータへと続いている。この静圧タップを管軸を挟む対称位置に二箇所に設け、各々からのチューブを併せた後にマノメータへと接続した。これは、両側の静圧タップの平均値を測定するためである。また、0.8mmのドリル孔をあける際には管壁に対して垂直になるように、また、管内壁面に孔あけによるかえりや凹凸ができないように注意した。

マノメータは内径10mmのガラス管で、急閉弁2と3の間の高さ位置に設置した。図３－７にマノメータの概要を示す。マノメータ内の水面高さをガラス管の範囲に調整するために、二～三本のマノメータ毎に一つ、合計三個の圧力チャンバーを用いた。チャンバー内をコンプレッサにより加圧し、各々の圧力を水銀マノメータにより測定した。この際、上流側のマノメータに対する圧力チャンバーほど高い圧力で加圧した。マノメータの水面の振動を抑制するために、注射器の針を用いた絞りをチューブ内に挿入した。大気圧をP_0[Pa]、チャンバー内の圧力をP_C[Pa]、マノメータの水面と静圧タップの高さの差をZ_m[m]、マノメータ内の水の密度をρ_{Lm} [kg/m^3]とすると、求める静圧はP[Pa]は、$P=P_0+P_C+\rho_{Lm} g Z_m$で算出される。第２章で述べたように、得られた静圧値並びに圧力降下等は全て時間平均値である。

七本のマノメータの水位と、三本の水銀マノメータの液位差を読みとり、これをパーソナルコンピュータに入力すると、管内の静圧分布図がＣＲＴ上に出力される。

毎測定時、静圧分布が滑らかな曲線となっていることを確認することにより各静圧値が正常であることを確認した。

この静圧値を利用して圧力降下を求めた。圧力降下を求めた区間は、混合部から十分離れ、間に急閉弁等を挟まない区間、すなわち、図３－５のP_3～P_4及びP_5～P_6の区間である。これらの区間は、ちょうど体積率測定区間の中央部に位置している。したがって、この区間の上流側静圧タップと下流側静圧タップの示す静圧値の平均値をもって、体積率測定区間内の平均静圧P_{test}を得た。これを式(3-2)に代入して、気相体積流量ならびに体積流束の補正値を求めた。一方、各区間での全圧力降下ΔP_Tは、上流側の静圧値と下流側の静圧値の差で求まる。この差を区間長さ、すなわち静圧タップ間距離で割ることによって単位長さあたりの全圧力降下$(dP/dz)_T$が求まる。

一般に混相流の単位長さ当りの全圧力降下$(dP/dz)_T$は、単位長さ当りの重力による圧力降下$(dP/dz)_H$、加速圧力降下$(dP/dz)_A$、摩擦圧力降下$(dP/dz)_F$からなるが、スラグ流の場合、各大気泡の後端部すなわち液体スラグ先頭部において激しい混合が発生し、局所的な圧力降下が生じることが知られている[32],[34],[49],[50]。これを以下では気泡後端圧力降下$(dP/dz)_t$と呼ぶ。したがって、$(dP/dz)_T$は式(3-11)で表される。

$$(dP/dz)_T = (dP/dz)_H + (dP/dz)_A + (dP/dz)_F + (dP/dz)_t \tag{3-11}$$

詳細は第７章で述べるが、完全発達・定常流においては$(dP/dz)_A$の時間平均値は0となる。もちろん、対象とする固気液三相スラグ流は気相を含む流れであるので、下流側に行くにつれての圧力減少に伴う気相膨張は避けられず、これによる軸方向の流れの加速は存在する。しかし、単位長さあたりの加速圧力降下$(dP/dz)_A$を見積もると、付録Ｂに示すように最大でも$(dP/dz)_T$の0.4%程度であることが確認できた。そこで、式(3-11)において加速圧力降下は無視することとした。

各相体積率の測定値を式(1-1)を固気液三相流に拡張した次式に代入して重力による圧力降下$(dP/dz)_H$を求めた。

$$(dP/dz)_H = (\rho_G \langle\alpha_G\rangle + \rho_L \langle\alpha_L\rangle + \rho_S \langle\alpha_S\rangle)\, g \tag{3-12}$$

ここで、ρ_iは各相密度、gは重力加速度を表わす。gの値としては、実験場所で

の値9.80m/s^{2}を用いた。式(3-11)の関係より$(dP/dz)_T$から$(dP/dz)_H$を引くことにより摩擦と気泡後端圧力降下の和$[(dP/dz)_F+(dP/dz)_t]$の時間平均値が求められる。以後、この和を$(dP/dz)_{Ft}$と表記する。なお、$(dP/dz)_{Ft}$を$(dP/dz)_T$から$(dP/dz)_H$を引いて求める際、式(3-12)による$(dP/dz)_H$の算出に各相体積率の測定値をそのまま利用すると、$(dP/dz)_{Ft}$のばらつきが非常に大きくなる。これは、各相体積率の測定値に第２章で述べた締め切り回数の制限の理由等による、ある程度のばらつきが潜在しているためである。そこで、このばらつきを小さくして、しかも$(dP/dz)_{Ft}$の妥当な値が得られるように、$(dP/dz)_{Ft}$を求める際の$(dP/dz)_H$の見積には、各相体積率の測定値をそのまま利用せず、最小自乗法を用いて作成した実験式で内挿して求めた各相体積率の値を式(3-12)に代入して求めた。

また、本実験を行った装置において、ほとんどの場合試験部を流動する水の温度は気温より低い。マノメータ内の温度は気温に等しくなっているので、両者の温度差が大きいときには管内の水とマノメータチューブ内の水の温度の差が大きくなり、静水圧がかかるだけの条件においても、静圧タップとマノメータの距離によって水位に差が生じる。条件によってはこの差が圧力降下、特に$(dP/dz)_{Ft}$の測定値に誤差を引き起こす原因となる。そこで、この影響による誤差をなくすために、以下のような補正を行った。まず、管内にポンプにより水を送り、管内を水で満たす。次にポンプを止めると同時に急閉弁２のみを閉じて、ここから上側に水をためる。この状態でしばらく待ったのち、圧力降下測定に用いるP_3とP_4及びP_5とP_6のマノメータの液面差を読みとる本来液面差は零であるが、上記の水温差で液面差が生じる。したがって、各液面差で三相流流動時の各マノメータの液面差の補正を行った。なお、この液面差は大きいときには約1mmに達することがあり、$(dP/dz)_{Ft}$の値に大きく影響することがわかった。

３．２．５　スラグ特性量の測定法

気相混合部の下流約7.5mの下流側締切区間にスラグ特性量測定部を設けた。測定部には二種類の電極を設置した。一つは図３－８(a)に示す大気泡並びに液体スラグが電極先端位置を通過する時刻を測定するものである。外径0.4mmのステンレス針を向かい合わせに挿入し、先端1mmを除いて絶縁被覆し、表面張力の影響で大気泡が変形しないように先端4mmを流動軸方向下向きに折り曲げた形をしている。これを以後電極(a)と呼ぶ。電極(a)の回路を図３－８(c)に示す。電極先端はこの回路のス

イッチとなっており、先端の非絶縁部に導電性の水がある時には回路に直流電流が流れ、10kΩの抵抗の両端に、電圧差が生じる。先端が大気泡中等、空気中にあるときには、先端部での抵抗はほぼ無限大になり、その結果回路にはほとんど電流が流れず、10kΩの抵抗の両端の電圧差も、ほぼ0となる。10kΩの抵抗の両端の電圧差をデジタルデータレコーダ（Ｔｅａｃ製、ＤＲＦ－１型）で記録した。この電極四組を流動軸方向に200mm間隔で取り付け、得られた時系列データを処理して、各大気泡と液体スラグ部の、上昇速度と長さを求めた。

もう一つは、電極位置での液膜厚さの違いによる電気抵抗値変化を利用して大気泡周囲の液膜厚さを測定するためのもので、図３－８(b)に示すようにステンレス針を5mm間隔で平行に挿入した四対の電極である。以下、これを電極(b)と呼ぶ。二対を同一断面内（電極(a)の上流側二点の中央)の軸対称位置に先端を1mm離して、他の二対をこれよりさらに軸方向に5mm離して最初の二対の電極から周方向に90°ずらして設置し、円周方向四箇所での液膜厚さを同時に測定した。電気抵抗測定にはホイートストンブリッジ回路と動歪計を用いた。回路を図３－８(d)に示す。基本的には歪ゲージによる歪測定における1ゲージ法と同じ結線法である。すなわち、電極(b)と120Ωの抵抗を並列に接続し、これをホイートストンブリッジの一つの抵抗として組み込んだものである。これを動歪計（三栄測器製、６Ｍ５２型）に接続し、その出力電圧を上記のデジタルデータレコーダに記録した。電極での水の電気分解を避けるためにゲージ電圧は5kHzの交流搬送波を用いた。このとき､各電極は先端が非常に近接しているため、四台の動歪計を同期させると、電気的に干渉し、正しい測定ができなくなる。逆に各々の動歪計を独立して搬送波を発信させると、微妙な周波数のずれがうなりを発生させて大きいノイズとなる。そこで、この電気的干渉を避けるために図３－９に示すように四台の動歪計の搬送波の位相を微分回路と積分回路によって90°づつずらした。こうすることによって位相のみの異なる四種類の搬送波が得られる。ただし、二回微分回路を経た後の搬送波は電圧降下がかなり大きいため、直流アンプ（共和電業製、ＤＡ５１０Ｂ型）によって増幅を行った後に用いた。

電極(b)の上流側二対と同一断面内において、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。

これらの電圧信号をサンプリング周波数500Hzでフロッピディスク入力式のデータレコーダに記録した。

また、Hi8方式の8mmビデオカメラを用いて、流れを撮影し、その画像をもとにスラグユニット内の固体粒子分布とその速度分布を測定した。ただし、これには粒子が全て見えることと、時間経過とともに移動する粒子を同定できることが必要であり、固相ならびに気相の体積流束が小さい流動条件に限られる。撮影部は、内面が通常の円管と同じ内径を持つ円形で、外面が正方形断面を持つ特殊なアクリル管に、鏡を45°の角度で取り付けたものである。これにより、屈折の影響をほぼ除去でき、しかも90°離れた二方向あるいは三方向からの同時撮影が可能となる。ただし、壁面近くではどうしても屈折の影響が避けられない。このため、固体粒子の半径方向、すなわち断面内の分布形状は測定せず、流動軸方向の分布並びに速度分布のみを測定した。

3．3　実験条件と実験範囲

3．3．1　各相体積率と圧力降下の測定実験

各相体積率、圧力降下の測定を行ったのは、表3－4に○印で示す全10組の管径D、粒子径d_Sの組み合わせである。これらの10条件で、表3－5に示す各相体積流束の範囲で測定を行った。それにより得られた各相体積率の範囲も表中に示しておく。表にも示したように、測定は、鉛直管内固気液三相スラグ流のみならず、気液二相スラグ流（$<J_S>=0$）、固液二相流（$<J_G>=0$）の実験も含んでいる。これは、第1章で述べたとおり、これら二相流が固気液三相流の一つの極限の状態であり、基準となるからである。

表3－5では、各相体積流束の範囲のみを示したが、実際に測定を行った全流動条件を、気液二相流の既存の流動様式線図としてよく用いられている世古口線図[2]を用いて表示したものを図3－10(a)～(c)に示す。黒い点でプロットしたのが各相体積率、圧力降下実験において行った気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の組み合わせである。図3－10(a)～(c)はそれぞれD=20.9mm、30.6mm、50.4mmの実験条件である。図中に斜体で示した流動様式名、管内径と曲線が世古口線図からのもので、Bが気泡流、Sがスラグ流、Fがフロス流、(a),(b)

でのドットを施したB-Sと表示した部分は、気泡流とスラグ流の境界域を表す。これらの図より、気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流の$\langle J_G\rangle$、$\langle J_L\rangle$の組み合わせは、世古口線図における管内径の近い条件で、ほぼ全域でスラグ流領域及びスラグ流領域に近接したフロス流領域にあることがわかる。なお、ここでフロス流領域にある実験条件においても、大気泡先端形状は多少砲弾型からはずれることはあっても、液体スラグは確実に存在することを確認して測定を行っている。

3．3．2　スラグ特性量の測定実験

スラグ特性量のうち、大気泡部や液体スラグ部の長さと上昇速度について測定を行った流動条件は、主にD=30.6mm、d_S=1.14、2.57、4.17mmの三条件である。このうち、D=30.6mm、d_S=4.17mmでは、大気泡周囲の液膜の計測、固体粒子の分布状況に関するビデオ計測も同時に行った。大気泡部や液体スラグ部の長さと上昇速度、並びに大気泡周囲の液膜の計測における固気液各相の体積流束は、以下の値に設定して行った。$\langle J_S\rangle$=0, 0.005, 0.010, 0.020 m/s、$\langle J_G\rangle$=0.30, 0.40, 0.50 m/s, $\langle J_L\rangle$=0.40, 0.50, 0.60 m/s。よって、測定は4×3×3=36の組み合わせに対して行った。これを図３－１０(b)に○で示しておく。各相体積流束は気液各相では設定値の±3%、固相では±5％以内に入るようにした。固体粒子の分布状況に関するビデオ計測は、前述の理由でその実験条件は限定され、$\langle J_S\rangle$の非常に小さい条件(0.00171、0.00240m/s)で行った。

3．4　不確かさ区間の推定

ここで、測定値の不確かさについて述べる。各種物理量の測定において誤差が侵入する要因をあげ、各々の不確かさを定量化し、総括的な不確かさを推定すること[86]を試みる。平均値に対して対称な誤差がある場合、95％包括度の相対不確かさ区間U_{r95}は、

$$U_{r95}=\left[B_r^{\,2}+(tS_r)^2\right]^{1/2} \tag{3-13}$$

で与えられる[86]。ここで、B_rは相対正確度、S_rは相対精密度、tはステューデントのｔ値である。単一の測定パラメータに対する相対精密度をS_iとすると、複数

(i=1～n)のパラメータから導出される物理量の相対精密度S_rは、次式で与えられる。

$$S_r = [\sum_{i=1}^{n} (\theta_i' S_i)^2]^{1/2} \tag{3-14}$$

ここでθ_i'は、相対感度係数で、導出結果を測定パラメータで偏微分した場合の相対偏微係数で与えられる。正確度に関しても同様の関係がある。

まず、入力因子のうちでも計測の不確かさを考慮する必要があるものに、各相体積流束がある。そこで、各相体積流束の測定ないし設定における不確かさ要因を考える。気相体積流束$<J_G>$の測定では、臨界ノズル流量検定、試験部静圧測定、臨界ノズル上流側圧力設定の３要因が考えられる。これらの要因には偏り誤差の発生源は認められない。そこで、偶然誤差のみについて考える。臨界ノズル流量検定においては、さらに臨界ノズル上流側圧力設定、メスシリンダーの目盛の読み、ストップウォッチによる時間測定の３要因が考えられる。臨界ノズル上流側圧力設定においては、設定圧力（３～６ kg/cm^2)に対して2%程度の圧力変動があった。（S_i=2%）これは、コンプレッサーの元圧の圧力変動を減圧弁が完全には除去しきれないためである。元圧変動時の$<J_G>$の変動に対する寄与比率は0.8程度であるので、この場合θ_i'=0.8となる。メスシリンダーの目盛の読みに対してはS_i=0.5%、θ_i'=1、ストップウォッチによる時間測定に対してはS_i=0.07%、θ_i'=1と推測できるので、式(3-14)より臨界ノズル流量検定の相対精密度は1.68%と推測できる。このときθ_i'=1である。残る２つの誤差要因、試験部静圧測定に対してはS_i=1%、式(3-2)を用いたときのθ_i'=0.1、臨界ノズル上流側圧力設定に対しては上述の通りS_i=2%、θ_i'=0.8である。したがって、$<J_G>$の測定ないし設定における相対精密度は2.32%と推測できる。以上の各要因の相対精密度の推定は十分に大きい試料数に基づいているといえるから、ステューデントのt値は近似的に2としてよく、$<J_G>$の相対精密度は2.32%、95%包括度の相対不確かさ区間は、測定値ないし設定値±4.64%と推定する。

液相体積流束$<J_L>$の測定では、液相用メスシリンダの検定、メスシリンダの目盛の読み、ストップウォッチによる時間測定の３つの要因があげられ、S_iはそれぞれ1.5%、0.5%、0.07%、θ_i'は全て1であるので、$<J_L>$の相対精密度は1.59%、95%包括度の相対不確かさ区間は、測定値ないし設定値±3.17%と推定する。

固相体積流束$<J_S>$の測定でも同様に、固相用メスシリンダの検定、メスシリン

ダの目盛の読み、ストップウォッチによる時間測定の３つの要因があげられ、固相固有の測定の困難さよりS_iはそれぞれ5%、5%、0.07%と推測され、θ_i'は全て1であるので、$\langle J_S\rangle$の相対精密度は7.05%、95%包括度の相対不確かさ区間は、測定値ないし設定値±14.1%と推定する。

各相体積率、圧力降下測定実験における締切弁急閉法においては、実験装置の制約上、締め切り法による測定区間の長さを多数のスラグユニットを捉えれるほど十分には長くとれないため、締め切りの瞬間にスラグユニットがどのような配置で区間内に存在するかによって測定結果は影響を受け、各相体積率の測定値に誤差が不可避的に生じる。ここでは不可避的偶然誤差の推定が困難であるため、系統的に行われた締め切り実験の結果を利用して、不可避的偶然誤差を含んだ本測定システムによる誤差[86]を見積もることとした。これには、多項式で各相体積率と体積流束の関係を表した式を用いた。例えば、気相体積率について調べる場合には、液相体積流束、固相体積流束等の条件が等しい測定データに対して、横軸に気相体積流束、縦軸に気相体積率をとり、最小自乗法により多項式近似を行う。ほとんどの条件では２次式で適切な近似曲線が得られたので、この近似曲線の算出する値を基準に、測定値のばらつきを算出した。これは、もしも不可避的偶然誤差を含む偶然誤差によるばらつきが無ければ、測定値は曲線上に位置するという仮定に基づいている。その結果、気相、液相、固相の体積率に対する相対精密度は、それぞれ、3.68、2.48、10.6%であった。一方、偏り誤差の発生源は認められないので、95%包括度での各相体積率測定値の不確かさ区間は、測定値前後に、それぞれ±7.36、±4.96、±21.2%と推定する。

同様の手法で求めた圧力降下の相対精密度は、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に対してそれぞれ、0.492、2.19、13.1%であった。この場合も偏り誤差は存在しないと推定され、95%包括度での各圧力降下測定値の不確かさ区間は、測定値前後に、それぞれ±0.984、±4.38、±26.2%となる。

スラグ特性量の計測については、以下の不確かさ区間を推定する。まず、各区間長さ・上昇速度では誤差要因としてパーソナルコンピュータのディスプレイ上での大気泡先端・後端の４箇所の電極(a)を通過する時刻の計測、最小自乗法による先端・後端軌跡の定式化、並びにデジタルデータレコーダへのデータの取り込みの３つがあげられる。各要因のS_iはそれぞれ2%、0.5%、0.1%、θ_i'はそれぞれ1、2、1であるので、各区間長さ・上昇速度の相対精密度は2.24%、95%包括度の相対不確

かさ区間は、測定値の±4.48%と推定する。同様に、液膜厚さでは相対精密度は7.07%、95%包括度の相対不確かさ区間は、測定値の±14.1%、大気泡部気相体積率では相対精密度は14.3%、95%包括度の相対不確かさ区間は、測定値の±28.6程度と推定される。

3．5　結言

本章では、本研究で行ったすべての測定に関する装置と測定方法、実験条件と実験範囲、計測の不確かさについて述べた。以下の章で示す測定結果を考察する際にはその測定法や不確かさを念頭に置く必要があることはいうまでもない。

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

４．１　緒言

本章では、管内径20.9、30.6、50.4mm、長さ約10mの鉛直円管における固気液三相スラグ流の巨視的量の測定結果を示し、その定性的特性を説明する。巨視的量としてここでとりあげる物理量は、各相の体積率及び平均速度、全圧力降下、重力による圧力降下、及び摩擦と気泡後端圧力降下の和である。これらの測定法については第３章で述べたとおりであるが、これらのうちで直接測定対象となっているものは、各相体積率と全圧力降下である。各相平均速度は式(2-11)で示したように、入力因子の一つである各相体積流束を各相体積率の測定値で割って求めたもの、重力による圧力降下は各相密度と各相体積率の測定値を式(3-12)に代入して求めたもの、摩擦と気泡後端圧力降下の和は、全圧力降下の測定値から重力による圧力降下を引いて求めたものである。したがって、各相平均速度、重力による圧力降下、摩擦と気泡後端圧力降下の和の３つの物理量は、直接測定量と式を用いて算出する間接測定量である。しかし、以下ではこれら３つの物理量のこのようにして求めた値を簡単のため単に測定値と呼ぶこととする。なお、もう一つ重要な巨視的量として、流動様式があげられるが、本論文では、流動様式をスラグ流に限定しているため、流動様式の遷移等については取り扱わない。固気液三相スラグ流自体の流動状況については第２章で述べたとおりである。本章では、鉛直管内の固気液三相スラグ流における、各相体積率、各相平均速度及び各圧力降下の順に、まずその測定結果を提示し、ついでそれらに及ぼす全体積流束、各相体積流束、管内径、粒子径等の影響について、その定性的特性を述べる。全体積流束並びに各相体積流束の影響を論じる際に、主に$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mmの場合と$D=30.6$mm、$d_S=4.17$mmの場合の２条件を取り上げる。これは、この２条件では、気相、液相体積流束を各３条件、合計９条件における系統的な測定値を取得しているためである。そこで、この２条件に対して詳細に全体積流束並びに各相体積流束の影響を調べ、残る８種類のD、d_Sの組み合わせの実験条件で得られた測定値を加えて、管内径、粒子径等の影響について調べる。本章で述べる各相体積率、各相平均速度及び各圧力降下の巨視的量の定性的特性は、これらの測定値から抽出できるものに限られる。本論文では、第７章～第９章で、物理的モデル、すなわち固気液三相スラグ流モデルに基づ

いたこれら巨視的量の推算法を提案するが、この方法による推算値によって測定値のみでは把握できない部分について、より詳細で系統的な各巨視的量の定性的特性の把握を行うこととする。なお、定量的特性に関しては、これまでに提案された諸推算法との比較を行う第6章で取り上げる。

4．2　各相体積率の定性的特性

4．2．1　全体積流束を横軸に用いた各相体積率の表示による各相体積流束と各相体積率の関係の把握

本研究では、各相体積率、各相平均速度、各圧力降下の測定値を、主に全体積流束$<J_T>$（$=<J_G>+<J_L>+<J_S>$）を横軸に用いた図で示すこととする。従来の二相流に対する研究では、各相体積率、各圧力降下を図示する場合、横軸には各相体積流束、質量流量比（クオリティ）、あるいは独自に定義されたパラメータをとる場合が多く、全体積流束$<J_T>$は、ドリフトフラックスモデル(13)による各相平均速度の表示に用いられる程度であった。しかし、固気液三相流の各相体積率、各相平均速度、各圧力降下の測定値を表示するにあたって、横軸に全体積流束$<J_T>$を用いることによる利点が生じる。すなわち、固気液三相流においては、3種類の相の体積流束が存在するため、任意の流動条件を基点として、各相体積率等が、3種類の相の体積流束によって、どのような影響を受けるかを明らかにする必要が生じる。これを、横軸に各相体積流束を用いた図によって把握しようとすると、3枚の図を用意し、同じ基点の流動条件をさがしあてた上で、その影響を調べることになる。しかし、横軸に全体積流束$<J_T>$を用いた図においては、基点の流動条件から、一つの相のみの体積流束を変化させた状態を見いだすことによって、各相体積率等が、3種類の相の体積流束によって、どのような影響を受けるかが1枚の図から明らかにできる。したがって、横軸に全体積流束$<J_T>$を用いた図の情報量は、その他の表示に比べて非常に大きいため、任意の流動条件を基点としての各相体積率等の各相体積流束による影響を、有機的に捉えることができる。さらに、各相体積率は式(2-11)の関係より各相体積流束を各相平均速度で割ったもの、すなわち、$<\alpha_i>=<J_i>/\overline{V}_i$である。ドリフトフラックスモデル(13)で行われているように、各相平均速度と全体積流束$<J_T>$を相関づけることは、既に意義深いことがわかっているので、各相平均速度の源となるともいえる各相体積率の相関式を考える際、$<J_T>$と

の関係を把握すること自体も意味のあることであると考えられる。ただ、現時点ではこのような表示法は一般的であるとはいえず、その読み方や活用法が衆知されるに至っていないので、全体積流束$\langle J_T\rangle$と各相体積率の関係の模式図を例に、本図の利用法とその特徴を説明する。図４－１は、上段、中段、下段にそれぞれ気相、液相、固相の体積率、$\langle \alpha_G\rangle$、$\langle \alpha_L\rangle$、$\langle \alpha_S\rangle$を縦軸に、横軸には共通の全体積流束$\langle J_T\rangle$をとった場合の図である。これは、あくまでも模式図であるので、プロット点並びに各種曲線の値は正確なものではないことを最初に断っておく。特に、固気二相流については、本研究では測定を行っていないため、曲線の形状等も推測したものである。各段の縦軸は、それぞれ０から１である。図中の記号の形状は、液相体積流束$\langle J_L\rangle$の違いによって区別している。すなわち、◇が$\langle J_L\rangle=0$、以降、○、△、□の順に$\langle J_L\rangle$は大きくなっていく。$\langle J_G\rangle$については記号分けはしていないが、本図では液相同様、０と、小・中・大の４種類で示している。$\langle J_S\rangle$については０とある正の値の場合の２種類で示している。ここでは、この正の値の固相体積流束を、$\Delta\langle J_S\rangle$と示すこととする。また、記号の塗り方によって、流れの違いを表している。下段の$\langle J_T\rangle-\langle \alpha_S\rangle$の図中に、各塗り方と流れの対応を表示している。種々の曲線は、体積率変化を連続的に表したもので、細い線が、各種二相流、太い線が固気液三相流の体積率変化を表している。

まず、上段の$\langle J_T\rangle-\langle \alpha_G\rangle$関係において、$\langle \alpha_G\rangle=1$を表す上横軸上に、斜め格子のはいった◇で示す気相単相流の$\langle \alpha_G\rangle$がある。横軸の$\langle J_T\rangle$の値は、各気相単相流の$\langle J_G\rangle$と一致している。これらの点から細い線が２本ずつ延びている。間隔の広い一点鎖線は、気相単相流に固相を加えた場合、すなわち気相単相流の$\langle J_G\rangle$の値を保持したまま、$\langle J_S\rangle$を変化させた場合の$\langle \alpha_G\rangle$線で、この線上は固気二相流である。なお、図中では、この状態を（G）＋Sと表示している。すなわち、体積流束を一定に保つ相を括弧内に、変化させる相を＋の後ろに示す。これら間隔の広い一点鎖線の先端に、固相体積流束$\Delta\langle J_S\rangle$に対する固気二相流の$\langle \alpha_G\rangle$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印がある。また、気相単相流の$\langle \alpha_G\rangle$から延びるもう一本の細い破線は、気相単相流に液相を加えた場合、すなわち気相単相流の$\langle J_G\rangle$の値を保持したまま、$\langle J_L\rangle$を変化させた場合の$\langle \alpha_G\rangle$線で、この線上は気液二相流である。この細い破線は下に凸の形状で$\langle J_T\rangle$あるいは$\langle J_L\rangle$の増加と共に減少し、線上に黒塗り記号で示す気液二相流のデータがある。固気二相流の$\langle \alpha_G\rangle$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印を左下より右上方へ横方向に通る間隔の

短い細い破線は、固気二相流において$<J_S>$一定の下、$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$線である。この線に沿って左方向、すなわち$<J_T>$あるいは$<J_G>$を減少させていくと、$<\alpha_G>$は減少し、$<\alpha_G>=0$において斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流に達する。実際の流れにおいては、ある程度$<\alpha_G>$が小さくなると、固相による管の閉塞を生じると考えられる。このため、この曲線はあくまでも仮想的なものである。一方、$<\alpha_G>=0$を表す下横軸上には、この仮想的固相単相流の他、格子のはいった○、△、□で表す液相単相流と、濃いドットで塗られた○、△、□で表す固液二相流の$<\alpha_G>=0$の点が存在する。液相単相流の$<\alpha_G>$点を基点に延びる細い実線は、液相単相流に気相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$線で、上に凸の形状を持つ。これらの曲線上は気液二相流である。これらの曲線と先ほど説明した気相単相流の$<\alpha_G>$から延びる細い破線との交点に、その$<J_G>$と$<J_L>$における気液二相流のデータがの黒塗り記号で示されている。

次いで、固気液三相流に対する$<\alpha_G>$点と曲線について説明する。固気二相流の$<\alpha_G>$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印を基点にした太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち固気二相流の$<J_G>$、$<J_S>$の値を保持したまま、$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$線で、この線上は固気液三相流である。これらの太い破線は下に凸の形状で、$<J_T>$あるいは$<J_L>$の増加と共に減少し、線上に白抜き記号で示す固気液三相流のデータがある。一方、$<\alpha_G>=0$を表す、下横軸上の固液二相流の$<\alpha_G>$点から右上へ延びる太い実線は、固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_L>$、$<J_S>$の値を保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$線で、この線上は固気液三相流である。これらの太い実線は上に凸の形状で、$<J_T>$あるいは$<J_L>$の増加と共に増加し、上述の太い破線との交点にその$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$における固気液三相流のデータが白抜き記号で示されている。さらに、黒塗り記号で示す各気液二相流のデータを基点に、短くて太い点線が右方向に延びているが、これらは気液二相流に固相を加えた場合、すなわち気液二相流の$<J_G>$、$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$線で、この線上も固気液三相流である。これらの線は、細い実線と細い破線の交点から、太い実線と太い破線の交点に向かって延びている。

以上、上段の$<J_T>-<\alpha_G>$線図における各種記号と曲線に関する図の見方について述べてきたが、ここで、横軸に$<J_T>$をとった場合の特徴でもある、任意の流

動条件を基点としての各相体積率等の各相体積流束による影響を調べる方法を示す。例として、黒塗りの○印の記号のうち、最も上側、すなわち最も<α_G>が大きい点を基点とする。この状態は、気液二相流であり、このときの流動条件、すなわち<J_G>、<J_L>の和が横軸の<J_T>の値、気相の体積率の値が、縦軸の<α_G>の値となっている。さて、この点を通過する3本の曲線が、この流動条件を基点に一つの相の体積流束を変化させた場合の体積率変化を表している。まず、この気液二相流の状態のもとで、気相の体積流束を変化させると、体積率は細い実線に沿って変化する。したがって、この例では、<J_G>を増加させると<α_G>は増加し、<J_G>を減少させると<α_G>は減少することがわかる。液相の体積流束を変化させると、体積率は細い破線に沿って変化する。したがって、この例では、<J_L>を増加させると<α_G>は減少し、<J_G>を減少させると<α_G>は増加することがわかる。さらに、気液二相流に固相を加えて固気液三相流とするために固相の体積流束を変化させると、体積率は太い点線に沿って変化する。したがって、この例では、<J_S>を増加させると<α_G>は減少する。ここまでの傾向は、横軸に各相の体積流束を用いた図を三枚用いれば確認できるが、<J_L>を増加させる場合と、<J_S>を増加させる場合の<α_G>の減少の度合いが、どちらの方が大きいかということについては、確認しがたい。しかし、本図では、細い破線よりも太い点線の方が急激に減少していることより、この例では<α_G>が、<J_L>を増加させる場合よりも、<J_S>を増加させる場合の方が、急激に減少することが容易に確認できる。さらには、一つの相の体積流束を保持し、第二相の体積流束を増加させ、第三相の体積流束を同じだけ減少させた場合の体積率の変化も、本図から確認できる。これに関する詳細は、本章第4．2．3節の（3－4）で示す。このように、横軸に<J_T>を用いた図によって、様々な条件下での各相体積率の変化を有機的に捉えることができる。

次に、中段の<J_T>－<α_L>図について説明する。この図では、<α_L>=1を表す上横軸上に、格子のはいった記号で示す液相単相流の<α_L>がある。これらの点から細い線が2本ずつ延びている。細い点線は、液相単相流に固相を加えた場合、すなわち液相単相流の<J_L>の値を保持したまま、<J_S>を変化させた場合の<α_L>線で、この線上は固液二相流であり、線上に濃いドットで塗られた固液二相流の<α_L>点がある。一方、細い実線は、液相単相流に気相を加えた場合、すなわち液相単相流の<J_L>の値を保持したまま、<J_G>を変化させた場合の<α_L>線で、この線上は気液二相流である。気液二相流においては、<α_G>+<α_L>=1の関係があるので、

この細い実線は、上述の$<\alpha_{G}>$に対する細い実線と$<\alpha_{G}>=0$あるいは$<\alpha_{L}>=1$の横軸に対して線対称に位置している。したがって、$<\alpha_{L}>$に対するこの細い実線は、下に凸の形状で減少している。濃いドットで塗られた固液二相流の$<\alpha_{L}>$点を左下方から右上方へ横方向に通過する細くて間隔の狭い一点鎖線は、固液二相流において$<J_{S}>$一定の下、$<J_{L}>$を変化させた場合の$<\alpha_{L}>$線である。この線に沿って左方向、すなわち$<J_{T}>$あるいは$<J_{L}>$を減少させていくと、$<\alpha_{L}>$は減少し、$<\alpha_{L}>=0$において、斜線を施した◇で示す仮想的な固相単相流に達する。実際の流れにおいては、固気二相流の場合同様、ある程度$<\alpha_{L}>$が小さくなると、固相による管の閉塞を生じると考えられる。このため、この曲線はあくまでも仮想的なものである。$<\alpha_{L}>=0$を表す下横軸上に、斜め格子のはいった◇で示す気相単相流の$<\alpha_{L}>$がある。また、固気二相流でも、$<\alpha_{L}>=0$であるので、固気二相流の$<\alpha_{L}>=0$の点を示す薄いドットで塗られた◇印が、各気相単相流から$\Delta<J_{S}>$ずつ右側に存在する。気相単相流の$<\alpha_{L}>$から延びている細い破線は、気相単相流に液相を加えていった場合、すなわち気相単相流の$<J_{G}>$の値を保持したまま、液相体積流束$<J_{L}>$を変化させた場合の$<\alpha_{L}>$線で、この線上は気液二相流である。気液二相流においては、$<\alpha_{G}>+<\alpha_{L}>=1$の関係があるので、この細い破線は、上述の$<\alpha_{G}>$に対する細い実線と$<\alpha_{G}>=0$あるいは$<\alpha_{L}>=1$の横軸に対して線対称に位置している。この細い破線と上述の細い実線の交点に、その$<J_{G}>$と$<J_{L}>$の気液二相流の$<\alpha_{L}>$点がある。

固気液三相流に対しても$<J_{T}>-<\alpha_{G}>$線図同様、3種類の曲線がある。まず、濃いドットで塗られた固液二相流の$<\alpha_{L}>$点から延びている太い実線は、固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_{L}>$、$<J_{S}>$の値を保持したまま$<J_{G}>$を変化させた場合の$<\alpha_{L}>$線で、下に凸の形状で$<J_{T}>$あるいは$<J_{G}>$が大きくなるほど、$<\alpha_{L}>$の値は小さくなっていく。下横軸上の薄いドットで塗られた◇印の固気二相流の$<\alpha_{L}>$点から延びている太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち固気二相流の$<J_{G}>$、$<J_{S}>$の値を保持したまま$<J_{L}>$を変化させた場合の$<\alpha_{L}>$線で、上に凸の形状で$<J_{T}>$あるいは$<J_{L}>$が大きくなるほど、$<\alpha_{L}>$の値は大きくなっていく。これらの太い破線と上述の太い実線の交点にその$<J_{G}>$、$<J_{L}>$、$<J_{S}>$における固気液三相流の$<\alpha_{L}>$点が白抜き記号で示されている。気液二相流を示す黒塗りの$<\alpha_{L}>$点から延びている太くて短い点線は、気液二相流に固相を加えた場合、すなわち、気液二相流の$<J_{G}>$、$<J_{L}>$の値を保持したまま$<J_{S}>$

を変化させた場合の$<\alpha_L>$線で、その$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$における固気液三相流の$<\alpha_L>$点が白抜き記号で示されている。

最後に下段の$<J_T>-<\alpha_S>$図について説明する。この図では、$<\alpha_S>=0$を表す下横軸上に、格子のはいった記号で示す液相単相流、斜め格子のはいった記号で示す気相単相流、並びに黒塗りの記号で示す気液二相流の$<\alpha_S>=0$の点が全て現れる。気相単相流の$<\alpha_S>$点から延びている間隔の広い一点鎖線は、気相単相流に固相を加えた場合、すなわち気相単相流の$<J_G>$の値を保持したまま$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線で、この線上は固気二相流である。また、この線上にはその$<J_G>$、$<J_S>$における固気二相流の$<\alpha_S>$点が薄いドットのはいった記号で示されている。これらの$<\alpha_S>$点を左上方から右下方へ横方向に通過する間隔の狭い細い破線は、固気二相流において、$<J_S>$を一定に保持したまま$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線である。この線は、$<\alpha_S>=1$を示す上横軸上にある斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流の$<\alpha_S>=1$の点から発している。これらの気相単相流を基点とする線と点は、$<J_T>-<\alpha_G>$図における同じ種類の線と点を$<\alpha_G>=0$の下横軸に対して線対称移動させた位置にある。一方、$<\alpha_S>=0$を表す下横軸上にある格子のはいった記号で示す液相単相流を基点とする細い点線は、液相単相流に固相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線で、この線上は固液二相流である。また、この線上にはその$<J_L>$、$<J_S>$における固液二相流の$<\alpha_S>$点が濃いドットのはいった記号で示されている。これらの$<\alpha_S>$点を左上方から右下方へ横方向に通過する間隔の狭い細い一点鎖線は、固液二相流において、$<J_S>$を一定に保持したまま、$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線である。この線は、$<\alpha_S>=1$を示す上横軸上にある斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流の$<\alpha_S>=1$の点から発している。これらの液相単相流を基点とする線と点は、$<J_T>-<\alpha_L>$図における同じ種類の線と点を、$<\alpha_L>=0$の下横軸に対して線対称移動させた位置にある。

固気液三相流に対しても$<J_T>-<\alpha_G>$線図並びに$<J_T>-<\alpha_L>$線図同様に、3種類の曲線がある。まず、濃いドットで塗られた固液二相流の$<\alpha_S>$点から延びている太い実線は、固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_L>$、$<J_S>$の値を保持したまま$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線である。薄いドットで塗られた◇印の固気二相流の$<\alpha_S>$点から延びている太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち、固気二相流の$<J_G>$、$<J_S>$の値を保持したまま$<J_L>$

を変化させた場合の$<\alpha_S>$線である。これらの太い破線と上述の太い実線の交点に、その$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$における固気液三相流の$<\alpha_S>$点が白抜き記号で示されているが、本図では、複数の太線がほとんど重なっているので、区別しがたい。下横軸上の気液二相流を示す黒塗りの$<\alpha_S>$点から延びている太くて短い点線は、気液二相流に固相を加えた場合、すなわち、すなわち気液二相流の$<J_G>$、$<J_L>$の値を保持したまま$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$線で、その$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$における固気液三相流の$<\alpha_S>$点が白抜き記号で示されている。

以上に、$<J_T>-<\alpha_G>$図、$<J_T>-<\alpha_L>$図並びに$<J_T>-<\alpha_S>$図に現れる固気液各単相流、気液・固液・固気二相流、固気液三相流の気液各相の体積率曲線と体積率点について述べてきたが、各図において、さまざまな体積率曲線と体積率点が、横軸に線対称位置に現れる場合とそうでない場合についてまとめておく。まず、$<J_T>-<\alpha_G>$図と$<J_T>-<\alpha_L>$図の二つの図において、$<\alpha_G>=0$あるいは$<\alpha_L>=1$の横軸に対して線対称に位置するものは、気液各単相流と気液二相流に対する体積率曲線と体積率点であり、仮想的固相単相流と固相を含む混相流、すなわち固液・固気二相流と固気液三相流の体積率曲線と体積率点は、線対称位置には存在しない。これは、これらの混相流では固相体積率が０より大きい値をとっているためで、$<\alpha_S>$の値の分だけ線対称位置からずれてくる。一方、$<J_T>-<\alpha_G>$図と、$<J_T>-<\alpha_S>$図の二つの図において、$<\alpha_G>=0$あるいは$<\alpha_S>=1$の横軸に対して線対称に位置するものは、気相と固相の単相流と固気二相流に対する体積率曲線と体積率点であり、液相を含む混相流、すなわち気液・固液二相流と固気液三相流の体積率曲線と体積率点は、線対称位置には存在しない。これは、これらの混相流では液相体積率が０より大きい値をとっているためで、$<\alpha_L>$の値の分だけ線対称位置からずれてくる。さらに、$<J_T>-<\alpha_L>$図と$<J_T>-<\alpha_S>$図の二つの図において、$<\alpha_L>=0$あるいは$<\alpha_S>=1$の横軸に対して線対称に位置するものは、液相と固相の単相流と固液二相流に対する体積率曲線と体積率点であり、気相を含む混相流、すなわち気液・固気二相流と固気液三相流の体積率曲線と体積率点は、線対称位置には存在しない。これは、これらの混相流では気相体積率が０より大きい値をとっているためで、$<\alpha_G>$の値の分だけ線対称位置からずれてくる。このように、固気液三相流の体積率曲線と体積率点は、いずれの場合にも線対称位置には現れず、常に３図の各相体積率の値、$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$の和を１としながら、体積率を変化させている。

さて、以上で横軸に< J_T >をとって各相の体積率を表示する方法についての説明を終え、以下では実際の各相体積率測定値をこれらの表示法で示していく。まず最初に全実験条件における体積率測定値のいわゆる生データを表示し、その後、体積率曲線を加えて議論していく。この際、図４－１で用いた各種曲線及び記号はそのまま同じ意味で用いる。ただし、以下の議論では、気相単相流並びに測定を行っていない固気二相流については対象外とし、図からもこれらの領域は削除する。

全１０種類のD、 d_S の組み合わせにおける各相の体積率< α_i >（i=G,L,S）の測定値と体積流束の関係を図４－２(a)～(j)に示す。< α_i >と各相体積流束の相互関係を有機的に議論するために、横軸には全体積流束< J_T >を用い、各図上段、中段、下段にそれぞれ、< α_G >、< α_L >、< α_S >を示した。(a)～(h)には、アルミナセラミック粒子、(i),(j)にはアルミニウム粒子を用いた場合の結果を示す。図中、格子模様の記号は液相単相流、黒塗りの記号は気液二相スラグ流、濃いドットの施した灰色の記号は固液二相流、白抜きの記号は固気液三相スラグ流に対する体積率の測定結果を表している。プロットされたデータ群は、数多くのデータの中から、図中に数値で示した< J_G >、< J_L >の各設定値の±５％以内にあるものを取り出したものである。記号の形○、△、□は、各図の条件において、< J_L >が小さいものから順に対応している。同じ記号の形、すなわち同じ< J_L >のデータに対しては、< J_T >の小さい、すなわち左寄りのデータ群から順に、< J_G >の小さいデータ群が対応している。

まず、気相体積率< α_G >については、< J_L >一定で< J_G >が変化する場合、< J_G > =0、すなわち液相単相流、固液二相流の状態では< α_G >は０で、< J_G >が増加するにつれて< α_G >は増加している。逆に< J_G >一定で< J_L >が増加する場合、< α_G >は減少していることがわかる。< J_G >、< J_L >が一定なら、気液二相スラグ流を表す黒塗りの記号が、固気液三相スラグ流の白抜きの記号群より大きめの値を持つ場合が多い。したがって、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た場合、< α_G >は減少する傾向が見られる。

液相体積率< α_L >については、液相単相流では１であった値が、気相の添加とともに減少し、気相体積流束が大きくなるほど< α_L >は小さくなっている。逆に< J_G >一定で< J_L >が増加する場合、気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流の< α_L >は< J_L >の増加とともに増加する傾向が見られる。液相単相流に固相を加えて固液二相流とした場合、並びに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

した場合、$<\alpha_L>$も$<\alpha_G>$同様に、減少している場合が多い。

固相体積率$<\alpha_S>$については、液相単相流、気液二相スラグ流では０であり、これに固相を加えてそれぞれ固液二相流、固気液三相スラグ流とした場合、$<\alpha_S>$は増加している。$<\alpha_S>$に及ぼす$<J_G>$、$<J_L>$の影響はこれらの図からは明らかでない。

ところで、図４－２では、$<J_G>$、$<J_L>$が各設定値の大小側５％以内にあるものを取り出し、$<J_T>=<J_G>+<J_L>+<J_S>$としてそのままプロットしているため、$<J_G>$、$<J_L>$の設定値からのずれが横軸方向のずれとなる。よって$<J_G>$、$<J_L>$を±５％に保持して$<J_S>$を増加させた場合、$<J_S>$の増分に比べて$<J_G>$と$<J_L>$の偏りが大きいと、$<J_S>$による効果を適正に判定することが難しい。したがって、これらの図からでは各相体積流束の影響の詳細、特に$<J_S>$の影響や、各相体積流束の大小による各相体積率の増減の度合いの大小関係等がわかりにくい。そこで、これをわかりやすくするために、まず、各測定値の$<J_G>$、$<J_L>$が、もし設定値と等しければ、各相体積率の測定値はいくらになるかを、各$<J_G>$、$<J_L>$の近傍のデータを用いて、各相体積率$<\alpha_i>$の$<J_G>$、$<J_L>$のみが変化したときの変化率、$\partial<\alpha_i>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}$、$\partial<\alpha_i>/\partial<J_L>|_{<J_G>,<J_S>}$を算出し、さらにこれを用いて体積率変化量を推定することにより算出した。算出法の詳細については付録Ｃに示す。こうして求めた各$<J_G>$、$<J_L>$の設定値における体積率を体積率補正値と呼ぶ。さらに$<J_S>$に関しても0、0.0050、0.010、0.020、0.050 m/s等を基準値として、体積率補正値を算出した。つぎに、これら補正後のデータを用いて、最小自乗法に基づいて体積率曲線を求めた。曲線は、二相流の場合、１つの相の体積流束を固定し、他の相の体積流束のみが変化した場合の、三相流の場合には２相の体積流束を固定し、残る１相の体積流束のみを変化させた場合の体積率を表す線として求めた。図４－３、４－４に、それぞれ$D=20.9$mm、$d_S=2.57$ mmの場合、$D=30.6$mm、$d_S=4.17$mmの場合のこれらの曲線と各$<J_G>$、$<J_L>$に対する体積率補正値とを同時に示した。なお、$<J_S>$に関する体積率補正値は、曲線を求める際にのみ用い、図中には$<J_S>$の補正をしていない実験値をそのままプロットした。体積率曲線の有効範囲は、実験条件近傍である。

曲線のうち、細線は気液並びに固液二相流、太線は固気液三相スラグ流に対応している。四種類ある曲線の内、破線は$<J_G>$を一定に、あるいは$<J_G>$並びに$<J_S>$を一定に保持した状態の気相単相流、あるいは固気二相流において、$<J_L>$を変化

させた場合の気液二相流あるいは固気液三相流、実線は$<J_L>$を一定に、あるいは$<J_L>$並びに$<J_S>$を一定に保持した状態の液相単相流、あるいは固液二相流において、$<J_G>$を変化させた場合の気液二相流あるいは固気液三相流、点線は$<J_L>$を一定に、あるいは$<J_G>$並びに$<J_L>$を一定に保持した状態の液相単相流、あるいは気液二相流において、$<J_S>$を変化させた場合の固液二相流、あるいは固気液三相流、一点鎖線は$<J_S>$を一定に、あるいは$<J_S>$並びに$<J_G>$を一定に保持した状態の固相単相流、あるいは固気二相流において、$<J_L>$を変化させた場合の固液二相流、あるいは固気液三相流である。この固気二相流に液相を添加して形成された固気液三相流を表す太い一点鎖線は、破線のところで述べた固気二相流に液相を添加して形成した固気液三相流と同じであるので、太い破線で表され、図中には現れない。また、図をより拡大して見やすくするために、図４－３、４－４では$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$、$<\alpha_S>$に対する図を三段重ねではなく、別々に各々(a), (b), (c) として示した。さらに、$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$では縦軸のサイズは同一であるが、$<\alpha_S>$についてはその値の変化が非常に小さいため、３倍に引き延ばして示した。

以下に、これらの体積率補正値と曲線、曲線より得られる各相体積率の増加・減少割合、$\partial<\alpha_i>/\partial<J_T>$を用いて、各相体積率の定性的特徴について述べる。固気液三相流の体積率特性を理解する際、二相流の知識と情報はその基礎として不可欠である。ここで取り扱う固気液三相スラグ流は、実験装置上固液二相流に気相を加えることによって作られている。気相は気液二相スラグ流同様、分散相として液相中に存在する。また、使用した固体粒子が親水性で密度が液体である水の密度より大きく、その空気中の終速度が水中の終速度より極めて大きいため、第２章で述べたように固体粒子は常に液相内に存在し、流動様式としては気液二相流準拠となっている。したがって、連続相は液相、分散相は気相と固相となり、気液二相スラグ流並びに固液二相流が基準二相流と見なされる。固気液三相スラグ流の体積率を議論する前に、まずその基礎となる気液二相スラグ流及び固液二相流における体積率の特性について考察する。ついで次節において第三番目の相の添加による効果に注目しながら固気液三相スラグ流の体積率特性について述べる。

4．2．2　気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と各相体積率の関係

（a）気液二相スラグ流における体積率

気液二相スラグ流における気相体積率$<\alpha_G>$は図４－３(a)、４－４(a)に黒塗り記号で示されている。この気液二相スラグ流のデータのみを抜き出し、D＝20.9mmの場合、D＝30.6mmの場合をそれぞれ図４－５(a)、４－６(a)に示す。右上がりの三本の細い実線は$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときの$<\alpha_G>$の変化を示している。右下がりの三本の細い破線は$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの$<\alpha_G>$の変化を示している。これらの６本の細線は歪んだ菱型を形成している。なお、二相流において、一方の相の体積流束を一定に保持した場合、他方の相の体積流束の変化は$<J_T>$の変化に相当し、また$<J_T>$の変化は他方の相の体積流束の変化に相当する。

気液二相流では常に$<\alpha_G>+<\alpha_L>=1$が成立するので、これらの細線と黒塗り記号は図４－５(b)、４－６(b)において、$<\alpha_L>=1$の軸に対称な位置に現れる。なお、図４－３(c)、４－４(c)においてはこれらの線と記号は$<\alpha_S>=0$の横軸上に現れるのみであるので、図４－５、４－６の(c)は省略した。これら各曲線の勾配は、各相体積流束や体積率により異なる。各曲線の勾配、すなわち、各相体積率の$<J_T>$に対する偏微分係数$\partial<\alpha_i>/\partial<J_T>$の値を調べることによってその傾向を明らかにする補助となる。そこで、図４－７～４－１１の(a)にD＝20.9mm、(b)にD＝30.6mmの場合の勾配を示す。以下では、これらの図を補助的に用いて、本実験における気液二相スラグ流に対する$<\alpha_G>$と$<\alpha_L>$の特性について詳細に検討する。

（a－１）気相体積流束$<J_G>$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

まず、分散相である気相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束が変化する場合を取り上げる。図４－５(a)、４－６(a)に細い破線で示すように$<J_G>$が一定の場合、$<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$<\alpha_G>$は常に下に凸の形状で減少している。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いは小さい。この傾向は、$<J_G>$一定の下での液相体積流束$<J_L>$あるいは全体積流束$<J_T>$に対する気相体積率$<\alpha_G>$の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_L>|_{<J_G>}=\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$より確認できる。図

4 − 7(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は負の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、上に凸の形で各々並行していて交差することなく定性的に同じ傾向を示している。変化率の絶対値は同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、上述の通り$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど気相体積率曲線が穏やかに減少することを表している。また、この変化率は同一の値の$<J_L>$のもとでは実線で示すように、下に凸の形で各々並行していて交差することなく、その絶対値は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい値を持つ。これより、同一の値の$<J_L>$の場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いはわずかに大きくなることがわかる。

気液二相流においては、$<\alpha_G>+<\alpha_L>=1$ であるので、$<\alpha_L>$の特性は$<\alpha_G>$の特性と逆になり、図4 − 5(b)、4 − 6(b)の細い破線で示すように$<J_G>$が一定の場合、$<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$<\alpha_L>$は上に凸の形状で増加する。その増加の度合いは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。また、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_L>|_{<J_G>}+\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_G>}=0$ であるから、$<\alpha_L>$の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_G>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$は図4 − 7(a),(b)に白抜きの記号で示すように、正の値で、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さくなり、$<\alpha_L>$の増加の度合いは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さいことが確認できる。一方、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<J_G>$が大きいほどわずかに大きい値を持ち、$<J_G>$が大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いはわずかに大きいことがわかる。

$<J_G>$が一定で$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合の気相体積率曲線の変化率は、$<\alpha_G>$そのものにも依存しているが、図4 − 5(a)、4 − 6(a)ではわかりにくいので、図4 − 8(a),(b)に黒塗りの記号で示す変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$を用いて調べる。この変化率は負の値で、同一の値の$<J_G>$のもとではほぼ直線状に変化し、各々並行していて交差することなく、その絶対値は$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとではわずかに下に凸の形で各々並行していて交差することなく、その絶対値は$<J_L>$が大きいときには$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きくなっている。これより、同一の値の$<J_G>$あるいは$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いが大きいことがわかる。また、同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率の絶対値は大きく、$<\alpha_G>$の減少の

度合いが大きい。液相体積率の変化率$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle}$は正の値で、その特性は気相体積率変化率の絶対値の特性と同じであるので、同一の値の$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_L\rangle$のもとでは$\langle\alpha_G\rangle$が大きいほど$\langle\alpha_L\rangle$の増加の度合いが大きく、同一気相体積率においては、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_L\rangle$が小さいほど、$\langle\alpha_L\rangle$の増加の度合いが大きい。

（a－2）液相体積流束$\langle J_L\rangle$が一定で、気相体積流束$\langle J_G\rangle$あるいは
全体積流束$\langle J_T\rangle$が変化する場合

次いで、連続相である液相の体積流束が一定で、分散相である気相の体積流束が変化する場合を取り上げる。$\langle J_L\rangle$が一定の場合、図4－5(a)、4－6(a)に細い実線で示すように、$\langle\alpha_G\rangle$は常に$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいほど大きい。$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加と共に$\langle\alpha_G\rangle$は上に凸の形状で増加する。したがって、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して、$\langle\alpha_G\rangle$は少ししか増加しない。このことを変化率を用いて確認する。$\langle J_L\rangle$一定下での$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$に対する$\langle\alpha_G\rangle$の変化率$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_G\rangle|_{\langle J_L\rangle}=\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle}$は図4－9(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、正の値で、同一の値の$\langle J_L\rangle$のもとでの変化率曲線（実線）は各々並行していて各$\langle J_L\rangle$に対して定性的に同じ傾向を示しており、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きくなると下に凸の形状で小さくなる。これより$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して、$\langle\alpha_G\rangle$が少ししか増加しないことが確認できる。一方、同一の値の$\langle J_G\rangle$のもとでの変化率曲線（破線）はほぼ直線状か、わずかに下に凸状で変化し、$\langle J_G\rangle$が小さいときには$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きくなると小さくなるが、$\langle J_G\rangle$が大きいときには$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が増加してもほとんど変化しないという傾向をもつ。

同じように、ここでも、$\langle\alpha_G\rangle+\langle\alpha_L\rangle=1$であるため、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の変化に対する$\langle\alpha_L\rangle$の特性はちょうど$\langle\alpha_G\rangle$の特性と逆になる。図4－5(b)、4－6(b)の細い実線で示すように$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいほど、$\langle\alpha_L\rangle$は小さい。$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が増加すると、$\langle\alpha_L\rangle$は下に凸の形状で減少する。$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して、$\langle\alpha_L\rangle$は少ししか減少しない。逆に、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が小さいほど、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して、$\langle\alpha_L\rangle$はより急激に減少する。このことは、図4－9(a),(b)に白抜きの記号で示す$\langle\alpha_L\rangle$の$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$に対する変化率$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_G\rangle|$

$_{<J_L>} = \partial <\alpha_L> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$が負の値で、その絶対値は、同一の値の$<J_L>$の下で$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなると下に凸の形状で小さくなることより確認できる。一方、同一の値の$<J_G>$のもとでの、この変化率の絶対値は、ほぼ直線状かわずかに下に凸状で変化し、$<J_G>$が小さいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると小さくなるが、$<J_G>$が大きいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加してもほとんど変化しないという傾向をもつ。

$<J_L>$が一定で$<J_G>$が変化する場合の$<\alpha_G>$曲線の変化率、$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$も、$<\alpha_G>$そのものに依存している。図４－１０(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、$<\alpha_G>$曲線の変化率は、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<J_L>$が小さくて$<\alpha_G>$が大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいほど小さくなっている。これより、$<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど、同一の値の$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$の小さいほど大きいことがわかる。同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率は大きく、$<\alpha_G>$の増加の度合いが大きい。これに対応する液相体積率の変化率の値は負となるが、その絶対値の特性はこれと同じである。

（ａ－３）$<J_G>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較

分散相である気相の体積流束$<J_G>$一定下での変化率と連続相である液相の体積流束$<J_L>$一定下での変化率の$<J_G>$並びに$<J_L>$に対する特性を図４－７と４－９、そして図４－８と４－１０を用いて各々比較することにより調べる。前者、すなわち$<J_G>$一定下での変化率の曲線の各相体積流束による差は、横軸の体積流束に対してほとんど変わらないが、後者、すなわち$<J_L>$一定下での変化率曲線の、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の大きい場合の各相体積流束による差は小さくなり、特に$<J_G>$の大きい場合にその差はなくなっている。両者の絶対値を比べると図４－１１(a),(b)に示すようにほぼ同じ大きさであるが、黒塗りの記号で示す$<J_L>$が一定の下での気相体積率の気相体積流束に対する変化率$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の方がほとんどの場合少し大きい。すなわち、本実験範囲内の気液二相スラグ流では、同じだけ体積流束を変化させるならば、$<J_G>$を一定にして$<J_L>$を変化させるよりも、$<J_L>$を一定にして$<J_G>$を変化させた場合の方が、体積率の変化が大きいことが確認できた。しかし、図４－１１(a),(b)では$<J_G>$と$<J_L>$の測定値の範囲が異なることが結果に影響を与えているとも考えられるため、この特性が気液二相スラグ流の一般

的な特性であることを確認するためには、$<J_G>$と$<J_L>$の範囲が等しい条件に対して同様の比較を行う必要がある。そこで本研究ではこれを確認するために追加実験を行った。その結果を図４－１２に示す。この図はD = 20.9 mmの管における、$<J_G>$、$<J_L>$ともに0.30,0.50,0.70m/sの値における変化率を示している。変化率の絶対値の大小を比較しやすくするために、負となる変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$の符号を変え、ともに絶対値自体をプロットした。$<J_G>$が小さい、あるいは$<J_L>$が大きいときには、気相体積流束に対する変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$の方が$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$より大きく、逆に$<J_L>$が小さい、あるいは$<J_G>$が大きい時には、液相体積流束に対する変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>}$の方が$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$より大きい場合が多いが、$<J_G>$と$<J_L>$の値が等しいときには、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$の方が大きいことがわかる。これらの特性が、両相の体積率の違いによるものか、あるいは液相が連続相で、気相が分散相であるために生じているのかは明確でない。しかし、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]の際に行われていたように、気相平均速度あるいは気相体積率に及ぼす気相、液相の体積流束の影響が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、このようにはっきりと差異が生じていることが確認できた。

（ｂ）固液二相流における体積率

固液二相流では、連続相が液相、分散相が固相である。固液二相流での$<\alpha_L>$の測定値は、図４－３(b)、４－４(b)上部に灰色記号で表されている。固液二相流の$<\alpha_L>$のプロットと曲線のみを抜き出して拡大したものを図４－１３(a)、４－１４(a)に示す。それぞれ、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合であり、それぞれ図４－３(b)、４－４(b)に対応している。右下がりの細い点線は$<J_L>$一定で$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加したときの$<\alpha_L>$の変化を表している。また、右上がりの細い一点鎖線は$<J_S>$一定で$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加したときの$<\alpha_L>$の変化を表している。これら六本の細い線は、$<\alpha_L>$について0.90から1.0の範囲にあって、気液二相スラグ流の場合に比べて大きな値であり、長方形に近い形をしている。固液二相流では$<\alpha_L>+<\alpha_S>=1$であるから、これらの線と記号は図４－１３(b)、４－１４(b)に、$<\alpha_S>=1$の軸に対称に現れる。したがって、細い点線は右上がりに、細い一点鎖線は右下がりとなる。$<J_T>-<\alpha_G>$平面

においては、これらの線と記号は全て<α_G>=0の横軸上に現れるのみであるので、図４－１３、４－１４では省略する。固液二相流での<α_L>及び<α_S>曲線の特性を表す変化率を、気液二相スラグ流の場合と比較し易いように同一形式で示した。変化率特性を図４－１５～４－１９に示す。各図(a)にはD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合を、(b)にはD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合を示している。これらを参考にすると、<α_L>及び<α_S>の特性は、気液二相スラグ流における分散相である気相の体積率を固相体積率に、気相の体積流束を固相体積流束に置き換えた場合と定性的に似ている点が多いことがわかる。しかし、若干異なるところもあるので、以下に両者の相違点に注意しながらその特性について示しておく。

（ｂ－１）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

まず、分散相である固相の体積率から調べる。図４－１３(b)、４－１４(b)に細い一点鎖線で示すように<J_S>が一定の場合、<α_S>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>が増加すると常に<α_S>は下に凸の形状で減少している。したがって、<J_L>あるいは<J_T>が大きいほど、<α_S>は<J_L>あるいは<J_T>の増加に対して少ししか減少しない。このことは、体積率変化率からもわかる。固相体積流束<J_S>一定下での液相体積流束<J_L>あるいは全体積流束<J_T>に対する固相体積率<α_S>の変化率$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_L\rangle|_{\langle J_S\rangle}=\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle}$は図４－１５(a),(b)に太線白抜き記号で示されているように負の値で、各固相体積流束ごとの曲線（一点鎖線）は、上に凸の形をしていて、各々交差することなく並行していて定性的に同じ傾向を示している。変化率の絶対値は、同一の値の<J_S>のもとでは<J_L>あるいは<J_T>が大きいほど小さく、これにより<J_L>あるいは<J_T>が大きいほど<α_S>は少ししか減少しないことを確認できる。一方、同一の値の<J_L>の曲線（点線）では、変化率曲線はほぼ直線状で、<J_S>あるいは<J_T>が大きいほど変化率の絶対値は大きく、<J_S>あるいは<J_T>が大きいほど<α_S>はより急激に減少することがわかる。<J_S>の増加による変化率の絶対値の増加の度合いは、<J_L>あるいは<J_T>が小さいほど大きい。また、同じ流動条件下では、図４－１５(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの方が、(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmよりも変化率の絶対値が小さい。

固液二相流においては、<α_L>+<α_S>=1であるから、連続相である液相の体積

率$<\alpha_L>$の特性は、丁度$<\alpha_S>$の特性と逆になり、$<J_S>$が一定の場合、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$<\alpha_L>$は大きい。$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$<\alpha_L>$は図４－１３(a)、４－１４(a)に示すように上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は少ししか増加しない。また、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>}+\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>}=0$であるから、$<\alpha_L>$の$<J_T>$、すなわち$<J_L>$に対する変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_S>}$は図４－１５(a),(b)に白抜き記号で示すように正の値で、同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さくなり、上記の特性、すなわち$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は少ししか増加しないことが確認できる。同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_L>$の変化率は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きくなり、$<\alpha_L>$はより急激に増加することがわかる。$<J_S>$の増加による変化率の増加の度合いは$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいほど大きい。

負の値をとる変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>}$は、固相体積率$<\alpha_S>$そのものにも依存していて、その絶対値は、図４－１６(a),(b)に示すように、同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとでも、$<\alpha_S>$の大きいほど大きくなっている。したがって、同一の値の$<J_S>$あるいは$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_S>$の減少率は大きいということがわかる。同一固相体積率においては$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率の絶対値は大きく、$<\alpha_S>$の減少率は大きい。正の値をとる液相体積率$<\alpha_L>$の変化率の固相体積率に対する特性は、これと同様の傾向になっている。すなわち、同一の値の$<J_S>$あるいは$<J_L>$のもと、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の増加率は大きく、同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の増加率は大きい。

（ｂ－２）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

連続相である液相の体積流束$<J_L>$が一定の場合、図４－１３(b)、４－１４(b)に細い点線で示すように、$<\alpha_S>$は常に$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共に$<\alpha_S>$はわずかに上に凸の形状で増加する。すなわち、$<\alpha_S>$の変化幅が他の相の体積率の場合に比べて狭いため直線のように見えるが、$<\alpha_S>$が増加すると変化率はわずかではあるが小さくなっている。$<J_S>$あ

るいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_S>$の増加の度合いは小さい。このことは、図４－１７(a),(b)に太線白抜き記号で示す$<J_L>$一定の下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$<\alpha_S>$の変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_S>|_{<J_L>}=\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$によっても確認できる。この変化率は正の値で、この場合も各体積流束ごとの曲線は、下に凸の形状で、各々並行していて定性的に同じ傾向を示している。$<J_S>$一定の場合の変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>}$と異なり、この変化率は固相体積流束、液相体積流束並びに全体積流束のいずれの体積流束においても、それらが大きいほど小さくなっている。したがって$<J_L>$が一定の場合、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_S>$の増加に対して、$<\alpha_S>$は少ししか増加しないという上述の結果が確認できる。さらに、同一の値の$<J_S>$においては、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_S>$の増加に対して、$<\alpha_S>$は少ししか増加しないということがわかる。

同じように、ここでも、$<\alpha_S>+<\alpha_L>=1$であるから、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の変化に対する$<\alpha_L>$の特性は、$<\alpha_S>$の特性と逆になる。図４－１３(a)、４－１４(a)の細い点線で示すように、$<J_L>$が一定の場合、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$<\alpha_L>$は小さい。$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると$<\alpha_L>$は下に凸の形状で減少する。$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。また、$<\alpha_L>$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_S>|_{<J_L>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$は負の値で、その絶対値は、いずれの体積流束においても、その体積流束が小さいほど大きく、その特性は、$<\alpha_S>$の特性と同じである。よって、$<J_L>$が一定の場合、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_S>$の増加に対して、$<\alpha_L>$は少ししか減少しないという上述の結果が確認でき、同一の値の$<J_S>$においても、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_S>$の増加に対して、$<\alpha_L>$は少ししか減少しない。

正の値をとる変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$は、固相体積率そのものにも依存している。この関係を図４－１８(a),(b)に示す。同一の値の$<J_S>$のもとでは、この変化率はほぼ直線状で、$<\alpha_S>$の大きいほど大きく、$<\alpha_S>$は急激に増加する。$<J_L>$一定のもとでは、下に凸の形状で、$<\alpha_S>$の大きいほど小さくなっていて、$<\alpha_S>$は少ししか増加しない。同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率は大きく、$<\alpha_S>$はより急激に増加することを表している。これに対応する液相体積率の変化率の値は負となり、その絶対値の特性はこれと同じ

である。したがって、同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きいが、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$はより急激に減少する。

（ｂ－３）$<J_S>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較

分散相である固相の体積流束$<J_S>$一定下での$<\alpha_S>$の変化率と連続相である液相の体積流束$<J_L>$一定下での$<\alpha_S>$の変化率の$<J_S>$並びに$<J_L>$に対する特性を比べる。図４－１９(a),(b)に固液二相流中の$<\alpha_S>$の変化率の比較を示す。$<J_L>$一定下での$<\alpha_S>$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$は、$<J_S>$一定下での$<\alpha_S>$の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>}$の絶対値に比べて極めて大きく、$<J_L>$を一定として$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$曲線の方が$<J_S>$を一定として$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$曲線よりもかなり急な勾配で変化していることを表している。これは$<J_S>$が$<J_L>$に比べて極めて小さく、$<\alpha_S>$が小さい領域では、$<J_S>$の単位変化に対して相対的にその効果が大きく$<\alpha_S>$が急激に変化し、逆に$<J_L>$の単位変化に対して相対的にその効果が小さく$<\alpha_S>$はほとんど変化しないことを表している。

また、$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>}$は$<J_S>$が小さいほどその絶対値は大きいが、$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>}$の絶対値は逆に$<J_S>$が小さいほど小さい値を持つ。$<J_L>$の増加に対しては、ともに絶対値を減少させている。

（ｃ）気液二相スラグ流と固液二相流の特性の共通点と相違点

以上述べた二つの基準二相流は、分散相の材質が空気とアルミナセラミック製球状粒子と異なり、さらに体積流束の範囲も異なっているため、その特性は共通する点もあるが、異なってもいる。

まず共通点として、図４－５、４－６並びに４－１３、４－１４に示すように、いずれの二相流においても以下の結果が得られている。二相のうち任意の相（以下、ｉ相と呼ぶ）の体積流束を一定に保って、異なる相（以下、ｊ相と呼ぶ）の体積流束を増加させると、ｊ相の体積率は上に凸の曲線状をもって増加し、ｉ相の体積率は、下に凸の曲線状をもって減少する。

ｉ相の体積流束を一定に保ってｊ相の体積流束を増加させるとき、ｊ相の体積率

の大きい条件下では、ｊ相の体積率はそれほど増加しないが、ｊ相の体積率の小さい条件下では、ｊ相の体積率は急激に増加する。一方、このときｉ相の体積率の大きい条件下では、ｊ相の体積流束の増加によって、ｉ相の体積率は急激に減少し、ｉ相の体積率の小さい条件下では、ｉ相の体積率はそれほど減少しない。

次に気液二相スラグ流と固液二相流における相違点として、次の点が顕著である。図４－９(a),(b)に示した気液二相スラグ流における$\langle\alpha_G\rangle$の変化率$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle}$の曲線は、同一の値の$\langle J_L\rangle$の場合、ほぼ直線状に減少するが、図４－１７(a),(b)に示した固液二相流の変化率$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle}$は、同一の値の$\langle J_L\rangle$の場合、下に凸の形状で減少している。

また、図４－１１(a),(b)に示したように気液二相スラグ流において、$\langle J_L\rangle$一定下での気相体積率の気相体積流束に対する変化率$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle}$は、$\langle J_G\rangle$一定下での気相体積率の液相体積流束に対する変化率$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle}$の絶対値とほぼ同程度の大きさであるが、図４－１９(a),(b)に示したように固液二相流における$\langle J_S\rangle$一定下での固相体積率の液相体積流束に対する変化率$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle}$の絶対値は、$\langle J_L\rangle$一定下での固相体積率の固相体積流束に対する変化率$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle}$に比べて非常に小さい。すなわち、固相体積流束を一定に保って、液相体積流束を変化させても、固相体積率はほとんど変化しないことが示されている。気液二相スラグ流と固液二相流における特性がこのように異なっている理由として、両二相流の液相体積流束は同じ程度の値であるが、固相体積流束が気相体積流束に比べて小さくその1/10ほどであること、気相体積率が0.2～0.5程度の値であるのに対して、固相体積率が0.05以下であること、両相の液相に対する相対運動の方向が逆になること、気液界面形状が変幻自在でその寸法も任意であるのに対して固体粒子の形状・寸法が固定していることなどが考えられる。

従来の気液二相スラグ流並びに固液二相流の研究報告において、体積率を全体積流束に対して図示し、各種曲線の勾配などを詳述した場合はほとんど見あたらない。また、以上の結果は、本実験装置で得られた三相流における諸特性を、とくに第三番目の相の存在による効果に注目して論ずるさい、その基準となる重要な結果である。

（ｄ）気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と各相体積率の関係のまとめ

ここで、本節で得られた気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と各相体積率の関係に関する定性的特性を、各項目ごとに箇条書きでまとめる。

- 気液二相スラグ流における体積率
  - $<J_G>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
    - $<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。
    - $<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いは大きい。
    - 同一の値の$<J_L>$の場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いはわずかに大きい。
    - 同一の値の$<J_G>$あるいは$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$が大きいほど$<\alpha_G>$の減少の度合いが大きい。
    - 同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_G>$の減少の度合いが大きい。
    - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
    - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いは大きい。
    - 同一の値の$<J_L>$の場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - 同一の値の$<J_G>$あるいは$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いが大きい。
    - 同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の増加の度合いが大きい。
  - $<J_L>$が一定で、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
    - $<\alpha_G>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
    - $<\alpha_G>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加すると上に凸の形状で増加する。

したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_G>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_G>$の増加の度合いは大きい。

- 同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_G>$の増加の度合いは$<J_G>$が小さいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると小さくなるが、$<J_G>$が大きいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加してもほとんど変化しない。
- $<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_G>$が大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいほど小さい。
- 同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_G>$の増加の度合いが大きい。
- $<\alpha_L>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
- $<\alpha_L>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きい。
- 同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_L>$の減少の度合いは$<J_G>$が小さいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると小さくなるが、$<J_G>$が大きいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加してもほとんど変化しない。
- $<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_G>$が大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいほど小さい。
- 同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の減少の度合いが大きい。

- $<J_G>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較
  - 同じだけ体積流束を変化させるならば、$<J_G>$を一定にして$<J_L>$を変化させるよりも、$<J_L>$を一定にして$<J_G>$を変化させた場合の方が、体積率の変化が大きい。このことは、$<J_G>$と$<J_L>$の値を等しくした場合においても確認できた。

・固液二相流における体積率

- $<J_S>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $<\alpha_S>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
  - $<\alpha_S>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_S>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_S>$の減少の度合いは大きい。
  - 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の減少の度合いは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
  - 同一の値の$<J_S>$あるいは$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_S>$の減少の度合いは大きい。
  - 同一固相体積率においては$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_S>$の減少の度合いは大きい。
  - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いは大きい。
  - 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_L>$の増加の度合いは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
  - 同一の値の$<J_S>$あるいは$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の増加の度合いは大きい。
  - 同一固相体積率においては$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の増加の度合いは大きい。
- $<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $<\alpha_S>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $<\alpha_S>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加するとわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$<\alpha_S>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_S>$の増加の度合いは大きい。
  - 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_S>$の増加の度合いは、$<J_L>$あるい

　　は$<J_T>$が大きいほど小さい。

    - 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_S>$の増加の度合いは大きい。同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_S>$の増加の度合いは小さい。
    - 同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_S>$の増加の度合いは大きい。
    - $<\alpha_L>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
    - $<\alpha_L>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きい。
    - 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_L>$の減少の度合いは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。
    - 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きい。同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。
    - 同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きい。
  - $<J_S>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較
    - $<J_S>$を一定として$<J_L>$を変化させた場合よりも、$<J_L>$を一定として$<J_S>$を変化させた場合の方が、体積率の変化がかなり大きい。これは、$<J_S>$が$<J_L>$に比べて極めて小さく、$<J_S>$の単位変化に対して相対的にその効果が大きいことを表している。

- 気液二相スラグ流と固液二相流の特性の共通点と相違点
  - 共通点
    - いずれの二相流においても、二相のうち任意の相（以下、ｉ相と呼ぶ）の体積流束を一定に保って、異なる相（以下、ｊ相と呼ぶ）の体積流束を増加させると、ｊ相の体積率は上に凸の曲線状をもって増加し、ｉ相の体積率は、下に凸の曲線状をもって減少する。
    - ｉ相の体積流束を一定に保ってｊ相の体積流束を増加させるとき、ｊ相

の体積率の大きい条件下では、ｊ相の体積率はそれほど増加しないが、ｊ相の体積率の小さい条件下では、ｊ相の体積率は急激に増加する。一方、このときｉ相の体積率の大きい条件下では、ｊ相の体積流束の増加によって、ｉ相の体積率は急激に減少し、ｉ相の体積率の小さい条件下では、ｉ相の体積率はそれほど減少しない。

・相違点

・気液二相スラグ流における$<\alpha_G>$の変化率の曲線は、同一の値の$<J_L>$の場合、ほぼ直線状に減少するが、固液二相流の変化率の曲線は、同一の値の$<J_L>$の場合、下に凸の形状で減少する。

・気液二相スラグ流において、$<J_L>$一定下での気相体積率の気相体積流束に対する変化率は、$<J_G>$一定下での気相体積率の液相体積流束に対する変化率の絶対値とほぼ同程度の大きさであるが、固液二相流における$<J_S>$一定下での固相体積率の液相体積流束に対する変化率の絶対値は、$<J_L>$一定下での固相体積率の固相体積流束に対する変化率に比べて非常に小さい。

４．２．３　固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と各相体積率の関係

図４－３、４－４において黒塗り記号で示されている基準気液二相スラグ流状態に、固体粒子を加えることによって得られた固気液三相スラグ流の各相体積率の測定値は、同図に白抜き記号で示されている。これらは、灰色記号で示されている基準固液二相流状態に気相を加えることによって得られた固気液三相スラグ流における体積率でもあり、さらに固気二相流に液相を加えることによって得られる固気液三相スラグ流における体積率とも見なせる。

同図に示されている各太線は、各相体積流束の代表値に対して求められた回帰線である。太い破線は$<J_S>$、$<J_G>$が一定で$<J_L>$が増加したときの体積率の変化を、太い実線は$<J_L>$、$<J_S>$が一定で$<J_G>$が増加したときの体積率の変化を、太い点線は$<J_G>$、$<J_L>$が一定で$<J_S>$が変化したときの体積率の変化を表している。これらの太い線と二相流の場合の細い線の対応関係を見ると、太い破線は、前節（ａ）、（ｂ）において述べた二つの細い線に対応していて、一つは気液二相スラグ流について述べた（ａ－１）において気相体積流束$<J_G>$が一定で、全体積流束$<J_T>$す

なわち液相体積流束$<J_L>$が増加する場合の細い破線に、もう一つは固液二相流について述べた（ｂ－１）において固相体積流束$<J_S>$が一定で、全体積流束$<J_T>$すなわち液相体積流束$<J_L>$が増加する場合の細い一点鎖線に対応している。太い実線は、気液二相スラグ流について述べた（ａ－２）において液相体積流束$<J_L>$が一定で、全体積流束$<J_T>$すなわち気相体積流束$<J_G>$が増加する場合の細い実線に、太い点線は、固液二相流について述べた（ｂ－２）において液相体積流束$<J_L>$が一定で、全体積流束$<J_T>$すなわち固相体積流束$<J_S>$が増加する場合の細い点線に、それぞれ対応している。以下に固気液三相スラグ流における体積率と体積流束の関係を、基準二相流に第三番目の相が添加されることによって生じる現象に注目しながら考察する。

まず大きな特性として図４－３、４－４から次のことがわかる。太い線と細い線は大体並行していて、定性的に同じ傾向を示し、これら二種類の線が直交して両者の体積流束によ特性が全く逆になるようなことはない。太い破線、太い実線、太い点線の順に述べる。

固気液三相スラグ流において、気液二相流にとって第三番目の相である固相の体積流束$<J_S>$が一定なら、$<\alpha_G>$は、$<J_G>$が大きく$<J_L>$が小さいときほど大きく、$<\alpha_L>$は、$<J_L>$が大きく$<J_G>$が小さいときほど大きい。このことは気液二相スラグ流での特性と一致する。また、固液二相流にとって第三番目の相である気相の体積流束$<J_G>$が一定なら、$<\alpha_S>$は、$<J_S>$が大きく$<J_L>$が小さいときほど大きく、$<\alpha_L>$は、$<J_L>$が大きく、$<J_S>$が小さいときほど一般的に大きい。このことは固液二相流の特性と一致する。さらに、固気二相流にとって第三番目の相である液相の体積流束$<J_L>$が一定なら、$<\alpha_S>$は、$<J_S>$が大きく$<J_L>$が小さいときほど大きく、$<\alpha_G>$は、$<J_G>$が大きく、$<J_S>$が小さいときほど大きい。このことは本研究では測定を行っていないものの、固気二相流の特性と一致することは確実である。

ところで、各曲線の関係を細かくみると、固気液三相流のこれら太い線と二相流の細い線との関係はもとより三相流の各太線間の関係も複雑で、例えば図４－３(a)の$<J_G>=0.30$m/s一定の下、$<J_L>$を変化させた$<\alpha_G>$曲線を$<J_S>$をパラメータとして見た場合のように、各曲線の勾配がわずかに異なるものの、ほとんど重なっている場合もあれば、同図(b)の$<J_G>=0.30$m/sの一定の下、$<J_L>$を変化させた$<\alpha_L>$曲線を$<J_S>$をパラメータとして見た場合のようにこれら各曲線がほとんど平行している場合、そしてまた、例えば図４－３(a)の$<J_G>=0.60$m/s、あるいは図４－４

(a)の$<J_G>=0.30$m/s一定の下、$<J_L>$を変化させた$<\alpha_G>$曲線を$<J_S>$をパラメータとして見た場合のように、各曲線が離れた状態から$<J_T>$の変化と共に近づき、互いに交差する場合も見られる。さらに、気液二相スラグ流に固相の添加された場合の気相体積率並びに液相体積率の変化には、独特の特性が現れている。すなわち、$<J_S>$が増加したときのこれらの体積率は、ほとんどの場合減少しているものの、その減少の度合いは大きいものから小さいものまで様々で、図４－４(b)の$<J_G>=0.50$m/s、$<J_L>=0.40$並びに0.50m/sの場合の$<\alpha_L>$曲線は、$<J_S>$の増加に対してわずかに増加している。このように、場合によっては第三番目の相の介入で基準二相流の特性とは異なる特性を示し、第三番目の相の添加がもたらす効果が、単純でないことがわかる。次にこれら各体積流束に対する体積率の特性を詳細に述べる。

（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

固気液三相スラグ流において、分散である気相と固相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保った状態で、連続相の体積流束$<J_L>$を増加させた場合の$<\alpha_G>$曲線は、図４－３(a)、４－４(a)に太い破線で示されているように、気液二相スラグ流に対する細い破線に沿うように左上から右下へと下に凸の形状の曲線となっていて、定性的には気液二相スラグ流の細い破線と同傾向の曲線である。したがって、$<\alpha_G>$に及ぼす$<J_L>$の変化の影響は気液二相スラグ流のそれと基本的に同一であり、前節（ａ－１）に要約された$<\alpha_G>$に関する特性は、ほとんど固気液三相スラグ流においても成立する。すなわち$<J_S>$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$<\alpha_G>$は下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_G>$は少ししか減少しない。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して下に凸の形状で減少する場合もあるが、互いに交差する場合もある。図４－３(a)の$<J_G>=0.30$m/sの場合、固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線は気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線とほとんど一致しており、わずかに$<J_S>$が大きくなるにつれて上側に来ている。この場合、交差はさらに小さい$<J_T>$において生じる

と推定できる。図４－４(a)の$<J_G>$ =0.40m/s、0.50m/sの場合には曲線を示した範囲では交差せず、さらに大きい$<J_T>$において交差すると推定できる。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、図示した範囲内で交差が生じている。これらの条件では、$<J_L>$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る。すなわち、この領域では同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$が気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$より小さい。$<J_L>$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。すなわち、この領域では同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$が気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$より大きくなる。したがって、交差点より左の領域では、三相流状態において液相の体積流束が変化（たとえば減少）した分固相の体積流束が変化（たとえば増加）すると$<\alpha_G>$は減少するが、右の領域では増加することになる。また、各$<\alpha_G>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。$<\alpha_G>$曲線の交差は、図４－３(a)の$<J_G>$ =0.45m/sの場合$<J_T>$が約1.2m/s($<J_L>$は約0.75m/s)で、$<J_G>$=0.60m/sの場合$<J_T>$が約1.5m/s($<J_L>$は、約0.90m/s)で生じている。図４－４(a)の$<J_G>$ =0.30m/sの場合には$<J_T>$が約1.0m/s($<J_L>$は約0.70m/s)で生じている。すなわち、各Ｄ、d_Sの組み合わせにおいて$<J_G>$が小さいほど$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいところで交差が生じ、$<J_G>$が大きいほど大きな$<J_L>$あるいは$<J_T>$で交差が生じている。また、交差前後の各$<\alpha_G>$曲線の間隔は、$<J_G>$が大きいほど広く、$<J_G>$が小さいほど狭くなっている。以上、まとめると、交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域においては、$<J_S>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して$<\alpha_G>$は小さい。逆に、交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きい領域においては、$<J_S>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、上側にあり、$<\alpha_G>$は大きい。このように、各$<J_S>$に対する$<\alpha_G>$曲線の大小関係や傾きが$<J_G>$、$<J_L>$の値で複雑に変化している。

次に、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述べる。この場合の各$<\alpha_G>$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$<\alpha_G>$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れている。また、前者の各$<\alpha_G>$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$<\alpha_G>$は大きい。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。

以上に述べた特性のうちのいくつかは、各曲線の勾配によっても確認できる。これらの各曲線の勾配、すなわち$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$<\alpha_G>$の変化率、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_L>|_{<J_G>,<J_S>}=\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_S>}$を、$<J_T>$に対して図４－２０(a),(b)に$<J_S>=0.010$ m/s の場合を例に黒塗り記号で示す。この変化率は負の値であり、同一気相体積流束$<J_G>$のもと（破線）では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対して上に凸の曲線で、各々並行して交差することなく定性的に同じ傾向を表し、その絶対値は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいほど大きい。これより、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_G>$の減少の度合いが大きいという前述の特性が確認できる。

また、$<\alpha_G>$の変化率の絶対値は、同一液相体積流束$<J_L>$のもとでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい場合が多い。気液二相スラグ流では、これらの値は$<J_G>$並びに$<J_L>$によって変化していたが、固気液三相スラグ流では$<J_S>$によっても変化している。この変化率は、第３番目の相である固相の体積流束に対しては図４－２１(a),(b)に示すように、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<J_S>=0$ の気液二相スラグ流時に最もその絶対値が大きく、$<J_S>$が大きくなるにつれてその絶対値はわずかながら小さくなっている。

$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_S>}$は、各相体積流束以外に各相体積率そのものにも依存している。以下では、気相体積率$<\alpha_G>$と各変化率の関係に絞って示す。図４－２２(a),(b)において黒塗りの記号で示されるように、同一$<J_G>$の場合、この変化率はほぼ直線的に変化し、各々並行して交差することなく、その絶対値は$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、気液二相スラグ流の場合と同じである。同一$<J_L>$のもとではわずかに下に凸の形で各々並行していて交差することなく、その絶対値は$<J_L>$が大きいときには$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きくなっているが、$<J_L>$が小さいときには極大値をもち、$<\alpha_G>$が大きいとき絶対値は小さくなる場合もある。この傾向も気液二相スラグ流の場合と同じであるが、やや極大値を持つ範囲が広いようである。同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、変化率の絶対値は大きい。

変化率の絶対値は、$<\alpha_G>$の小さいところでは図４－８(a),(b)に示す気液二相スラグ流の場合と固気液三相スラグ流の場合でほとんど同じであるが、$<\alpha_G>$の大きいところでは気液二相スラグ流の変化率の値の方が固気液三相スラグ流の場合の値に

比べて大きくなっている。これは、$\langle \alpha_G \rangle$の大きいところで固気液三相スラグ流の$\langle \alpha_G \rangle$が気液二相スラグ流の$\langle \alpha_G \rangle$より小さくてしかも両者の差がかなり離れている場合に、$\langle J_T \rangle$の増加と共に急激に気液二相スラグ流の$\langle \alpha_G \rangle$に近づくことを表している。$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mmの場合には$\langle J_G \rangle=0.60$m/s、$D=30.6$mm、$d_S=4.17$ mm の場合には$\langle J_G \rangle=0.50$m/sのときにこれが顕著に現れている。これら変化率曲線の形状の相違は、気液二相スラグ流とは異なるもので第３番目の相の存在による固気液三相スラグ流固有の特性であると考えられる。

第１章でも述べたように、従来の研究において、与えられた気液両体積流束の気液二相流に固相がさらに添加されても、気相体積率はほとんど変化しないと報告されている場合[68,69]がある。この性質が成立するときには、$\langle J_T \rangle$並びに$\langle J_G \rangle$一定の条件のもと、気液二相流に固体粒子を添加し、$\langle J_S \rangle$を増加させた分だけ$\langle J_L \rangle$を減少させた場合にも$\langle \alpha_G \rangle$は変化しないので、$\langle J_G \rangle$一定の条件の下、$\langle J_S \rangle$をパラメータとした各$\langle \alpha_G \rangle$曲線が重なり合った場合に対応する。したがって、この性質は図４－３(a)の$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mmの、$\langle J_G \rangle=0.30$m/sにおいてほぼ認められ、限られた条件下ではこの結論も妥当な結果であることがわかる。しかし、前述の通り、同図の$\langle J_G \rangle=0.45$、0.60m/s、図４－４(a)の$D=30.6$mm、$d_S=4.17$mmの$\langle J_G \rangle=0.30$、0.40、0.50m/sで見られたように、$\langle J_G \rangle$一定の条件の下、$\langle J_S \rangle$をパラメータとした場合の各$\langle \alpha_G \rangle$曲線が互いに離れたり、交差したのち逆転するといった特性を示し、交差点より左、すなわち、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が交差点での値より小さいときには、$\langle J_T \rangle$並びに$\langle J_G \rangle$一定の条件のもと、気液二相流に固体粒子を添加し、$\langle J_S \rangle$を増加させた分だけ$\langle J_L \rangle$を減少させた場合、$\langle \alpha_G \rangle$は減少し、交差点より右、すなわち、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいときには、$\langle J_T \rangle$並びに$\langle J_G \rangle$一定の条件のもと、気液二相流に固体粒子を添加して、$\langle J_S \rangle$を増加させた分だけ$\langle J_L \rangle$を減少させた場合、$\langle \alpha_G \rangle$は増加するといった流動状態が存在することも確認できた。これらは、三相間の相互干渉の結果起こるものであるが、具体的にどのような現象が管内で生じているのか、興味のあるところである。これら三種類の場合がいずれも現存することは、固気液三相流における第三番目の相の作用が単純なものでないことを示している。

（１－２）液相体積率$<\alpha_L>$の特性

固気液三相スラグ流において、分散相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保った状態で、連続相の体積流束$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_L>$曲線は、図４－３(b)、４－４(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上の太い破線で示される。この場合、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$は、気液二相スラグ流の細い破線に沿うように上に凸の形状で増加していて、定性的には気液二相スラグ流の細い破線と同傾向の曲線である。したがって、$<\alpha_L>$に及ぼす$<J_L>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと基本的に同一で、前節（ａ－１）に要約された$<\alpha_L>$に関する特性は、ほとんど固気液三相スラグ流においても成立する。すなわち、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$<\alpha_L>$は大きく、$<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して上に凸の形状で増加している。よって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は少ししか増加しない。しかし、固気液三相スラグ流では$<\alpha_G>+<\alpha_L>+<\alpha_S>=1$であるから、気液二相スラグ流の場合のように、図４－３(a)、４－４(a)の細い破線の$<\alpha_G>$曲線の$<\alpha_L>=0$の横軸に対称な曲線が図４－３(b)、４－４(b)の細い破線の$<\alpha_L>$曲線と一致することはなく、$<J_S>$並びに$<J_G>$が同じ場合の両曲線の形状は同じではない。

次に、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、互いに並行して上に凸の形状で増加する場合が多いが、図４－４(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの場合に交差が生じている。交差の無い場合、並びに交差のある場合の$<J_L>$が小さい領域では気液二相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線が最も下側にあり、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線はその上側にある。この領域では、同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$が気液二相スラグ流の$<\alpha_L>$より大きい。$<J_L>$が大きくなると、D=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの場合には固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線は、気液二相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線と交差して、これの下方へと移る。交差後の領域では同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$が気液二相スラグ流の$<\alpha_L>$より大きくなる。したがって、交差の無い場合、並びに交差点より左の領域では三相流状態において液相の体積流束が変化（たとえば減少）した分固相の体積流束が変化（たとえば増加）すると$<\alpha_L>$は増加するが、右の領域では減少することになる。また、各$<\alpha_L>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態か

ら狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。同時に、各$<\alpha_L>$曲線の間隔は、$<J_G>$の大きいほど狭く、$<J_G>$の小さいほど広い。

次に、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$<\alpha_L>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_L>$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、かなり広く離れている。また、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。

なお、図４－３(b)、４－４(b)上部の細い一点鎖線は、$<J_S>$が一定の下で$<J_L>$を変化させた場合の固液二相流の$<\alpha_L>$曲線である。これに対応する固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線は、$<J_S>$と$<J_G>$を一定に保ちながら$<J_L>$を変化させたもので、本来太い一点鎖線で表されるべきだが、これが事実上、上に述べた太い破線と一致するので太い破線で代用することとした。細い一点鎖線と太い破線の定性的特性は一致しており、したがって、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線の特性には、前節の（ｂ－１）で述べた固液二相流の$<\alpha_L>$に関する特性も成り立つ。すなわち、$<J_L>$が増加すると$<\alpha_L>$は上に凸の形状で増加し、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_L>$は大きく、$<J_L>$の増加に対して少ししか増加しない。これは、すでに述べた特性と同じものである。しかし、$<J_S>$が小さいため、固液二相流の$<\alpha_L>$曲線はかなり上方にあり、これに対して$<J_G>$の増分が大きいため、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線は図の中央にある。$<J_S>$と$<J_G>$を一定に保持して液相を添加すると、$<\alpha_L>$は固液二相流の$<\alpha_L>$曲線と定性的に同じ形状の曲線を示し、$<J_L>$とともに増加しているが、曲線の傾き、すなわち$<\alpha_L>$の増加率は大きく異なる。

以上に述べた特性のうちのいくつかは、各曲線の勾配によっても確認できる。これらの各曲線の勾配、すなわち$<J_S>$並びに$<J_G>$が一定のときの$<J_L>$に対する$<\alpha_L>$の変化率、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は、図４－２０(a),(b)に白抜き記号で示されるように$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$により変化している。この変化率は正の値であり、同一気相体積流束$<J_G>$のもと（破線）では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対して下に凸の形状で、各々並行して交差することなく定性的に同じ傾向を表し、その値は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいほど大きい。これより、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_L>$はおだやかに増加するという前述の特性が確認できる。また、$<\alpha_L>$の変化率の値は、同一液相体積流束$<J_L>$のもとでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$

が大きいほどわずかに大きい場合が多い。第3番目の相である固相の体積流束に対しては図4－21(a),(b)に示すように、$<J_S>$が変化しても、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の値はほとんど変化していないが、細かく見ると$<J_L>$の小さいときには$<J_S>$の増加と共にわずかに増加、$<J_L>$の大きいときには$<J_S>$の増加と共にわずかに減少する傾向をもつようである。

$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$を$<\alpha_G>$に対して示した図4－22(a),(b)において白抜きの記号で示されるように、同一$<J_G>$の場合、この変化率はほぼ直線的に変化し、各々並行して交差することなく、その値は$<\alpha_G>$の大きいほど大きい。同一$<J_L>$のもとではわずかに上に凸の形で各々並行していて交差することなく、その値は$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きくなっているが、極大値をもち、$<\alpha_G>$が大きいとき、その値は小さくなる場合もある。同一気相体積率においては、$<J_G>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、変化率の値は大きい。

固気液三相スラグ流では、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}+\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}+\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}=0$であるから、第3相の体積率の変化率の値によっては、液相体積率の変化率の値は、気液二相スラグ流の場合のように気相体積率の変化率と反対符号でその絶対値が同じになるとは限らない。本実験の固気液三相スラグ流では、$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の値が、かなり絶対値の小さい負の値であるため、この液相体積率の変化率の体積流束並びに体積率に対する特性は、気相体積率の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と符号が逆になり、その各体積流束並びに体積率に対する特性とほとんど同じになっていることが多い。しかし、絶対値が互いに等しいということはなく、固相体積率の変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の分だけ異なっている。この変化率の特性によって、例えば、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの$<J_G>$＝0.30m/sの場合、$<\alpha_G>$の$<J_S>$一定の各破線は、ほとんど重なっているが、$<\alpha_L>$の$<J_S>$一定の各破線は、固相体積流束の順にほぼ等間隔に離れ、順序よく並んでいる。逆に、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの$<J_G>$＝0.50m/sの場合、$<\alpha_L>$の$<J_S>$一定の各破線は、間隔が小さく交差が生じているが、$<\alpha_G>$の$<J_S>$一定の各破線は、固相体積流束ごとに離れ、$<J_S>$が大きいほど明らかに下側となっている。

（1－3）固相体積率$<\alpha_S>$の特性

固気液三相スラグ流において、分散相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保っ

た状態で、連続相の体積流束$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_S>$曲線は、図４－３(c)、４－４(c)の$<J_T>-<\alpha_S>$線図に太い破線で描かれているように、$<J_L>$あるいは$<J_T>$を増加させると下に凸の形状で減少し、$<\alpha_S>$は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_S>$はわずかしか減少しない。

同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して下に凸の状態で減少するが、交差は生じていない。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。

次いで、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$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が下に凸の状態で減少し、互いに漸近したのち、図４－３(c)の場合には$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいところでわずかに交差している。各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点に向かって広い状態から狭くなっている。交差点より左、すなわち、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<\alpha_S>$曲線は$<J_G>$が大きいものほど上側にあり、$<J_G>$が大きいときに$<\alpha_S>$は大きい。各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の間隔に比べて、かなり狭くなっている。このことは、図４－３(a)、４－４(a)の$<J_T>-<\alpha_G>$線図、(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図の場合の逆である。すなわち、$<J_T>-<\alpha_G>$、$<J_T>-<\alpha_L>$線図では、同一固相体積流束の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の間隔の方が、同一気相体積流束の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の間隔に比べて、かなり広くなっていた。$<J_T>-<\alpha_G>$線図、$<J_T>-<\alpha_L>$線図の曲線間隔の関係が$<J_G>$をパラメータとした場合に広いのは、本実験範囲における$<J_S>$の変化幅が、$<J_G>$の変化幅に比べてかなり小さいためである。しかし、比率的にみると$<J_S>$の変化率は非常に大きいため、自相の体積率$<\alpha_S>$はやはり大きい比率で変化している。

$<\alpha_S>$の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する変化率、$\partial<\alpha_S>/\partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>}=\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は図４－２０(a),(b)に太線白抜き記号で示されるよう

に、負の値で、その絶対値は気相並びに液相の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$並びに$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$に比べてかなり小さく、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$のもとでは、$<J_L>$の大きいほどわずかに小さい。これより、$<\alpha_S>$は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいときには$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_S>$はわずかしか減少しないという上述の特性が確認できる。また、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとではこの変化率の絶対値は$<J_G>$の大きいほどわずかに小さくなっている。図4－21(a),(b)に示すように$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の絶対値は同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_S>$の大きいほどわずかに大きい。また、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの方が、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmのものより大きい絶対値を示している。$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の値はこのように変化するものの、その変化量はいずれの場合も小さい。したがって、$<J_L>$の変化に対して$<\alpha_S>$はあまり変化せず、$<\alpha_L>$は大きく変化し、その変化量はほとんど$<\alpha_G>$の変化量となっている。しかし、この$<\alpha_S>$の変化量が、図4－3(a),(b)、4－4(a),(b)における気相体積流束$<J_G>$並びに固相体積流束$<J_S>$が一定で、液相体積流束$<J_L>$が変化する場合の$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$曲線の違いを生み出していて、気液二相スラグ流の特性に第3相の体積流束の応じた量を単純に線形的に加算したり減算して固気液三相スラグ流での体積率を求めることは不可能である。

$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と気相体積率$<\alpha_G>$の関係を図4－22(a),(b)に示す。(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合、その絶対値は$<\alpha_G>$の大きい場合にわずかに大きくなっているが、(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合には、同一$<J_G>$の場合、その絶対値は$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、同一$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$の大きいほど小さくなっている。

（２） 液相体積流束$<J_L>$並びに固相体積流束$<J_S>$が一定で、
全体積流束$<J_T>$すなわち気相体積流束$<J_G>$が変化する場合

（２－１）気相体積率$<\alpha_G>$の特性

固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である固相の体積流束$<J_S>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_G>$を増加させた場合の$<\alpha_G>$曲線は、図4－3(a)、4－4(a)に太い実線で示されているように、気液二相スラグ流に対する細い実線に沿っている。した

がって、$<\alpha_G>$に及ぼす$<J_G>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと基本的に同一で、前節（a －２）に要約された気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても成立する。すなわち、$<J_L>$並びに$<J_S>$が一定の場合には、$<\alpha_G>$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。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_G>$はわずかしか増加しない。

ここで、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性について述べる。各$<\alpha_G>$曲線は、ほぼ並行して交差することなく$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に上に凸の形状で増加している。また、$<J_L>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_G>$は小さい。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性について述べる。各$<\alpha_G>$曲線は、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合と同様に、ほぼ並行して交差することなく$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に上に凸の形状で増加している。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。同時に、この各$<\alpha_G>$曲線間の間隔は、上述の同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の曲線間の間隔より、かなり狭くなっている。固気液三相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線は、いずれも$<J_L>$の等しい気液二相スラグ流の$<\alpha_G>$曲線よりも下にあって、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の$<\alpha_G>$曲線は、$<J_S>$の大きいほど、下側にある。したがって、$<J_T>$、$<J_L>$が一定なら、$<J_S>$の大きいほど、$<\alpha_G>$は小さい。

以上に述べた特性のうちのいくつかは、各曲線の勾配によっても確認できる。これら各曲線の勾配、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$<\alpha_G>$の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は、$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$で異なっている。図４－２３(a),(b)に黒塗り記号で示すように、この変化率は正の値をもち、同一の$<J_G>$の下では、破線で示すように$<J_L>$の順に並ぶとは限らず、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対して上に凸の形状で変化し、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるとわずかに大きくなるか、最大値をとったのちわずかに減少する特性を示す。また、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は、同一の$<J_L>$のもとで$<J_G>$ある

いは$<J_{T}>$が変化すると、実線で示すようにやや下に凸の形状で、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きい場合に小さい。これは、図４－９(a),(b)に示した気液二相スラグ流と同じ特性で、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して、$<\alpha_{G}>$はわずかしか増加しないという上述の特性を表している。さらに第三番目の相の添加の効果が認められ、$\partial<\alpha_{G}>/\partial<J_{T}>|_{<J_{L}>,<J_{S}>}$は、図４－２４(a),(b)に示すように、$<J_{S}>$の小さいほどわずかながら大きい。ここでも、同一の$<J_{L}>$の変化率曲線は、その大きさの順に上下に並ぶのではなく、$<J_{S}>$の小さいところで交差している。

$<\alpha_{G}>/\partial<J_{T}>|_{<J_{L}>,<J_{S}>}$は、各相体積流束以外に気相体積率そのものにも依存していて、図４－２５(a),(b)に示すように、同一の$<J_{G}>$のもとでは、上に凸の形状で変化し、最大値を持つ。これは、図４－１１(a),(b)に示した、単調に増加していた気液二相スラグ流とは異なる傾向である。同一の$<J_{L}>$のもとでは、気液二相スラグ流同様、$<\alpha_{G}>$の大きいとき、小さくなっている。

（２－２）液相体積率$<\alpha_{L}>$の特性

図４－３(b)、４－４(b)の$<J_{T}>-<\alpha_{L}>$線図上の太い実線が示すように、連続相である液相の体積流束$<J_{L}>$及び分散相である固相の体積流束$<J_{S}>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_{G}>$を増加させた場合、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど、$<\alpha_{L}>$は小さい。$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が増加すると、固気液三相スラグ流の$<\alpha_{L}>$は下に凸の形状で減少している。したがって、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対して、$<\alpha_{L}>$はわずかしか減少しない。以上の特性は、気液二相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_{L}>$を一定に保った状態で、分散相である気相の体積流束$<J_{G}>$を増加させた場合の$<\alpha_{L}>$の特性と一致する。

ここで、同一の固相体積流束$<J_{S}>$の下、液相体積流束$<J_{L}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{L}>$曲線の特性について述べる。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。また、$<J_{L}>$の大きい$<\alpha_{L}>$曲線ほど、$<\alpha_{L}>$は上側にあり、$<J_{T}>$、$<J_{S}>$が一定なら、$<J_{L}>$の大きいほど、$<\alpha_{L}>$は大きい。

次に、同一の液相体積流束$<J_{L}>$の下、固相体積流束$<J_{S}>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_{L}>$曲線の特性について述べる。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、その大部分が交差している。各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、交差点近くを除いても、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の間隔に比べて、かなり狭くなっている。また、各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、$<\alpha_L>$が１に近いところ、すなわち、固液二相流領域の近傍で狭くなっていて、その後、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広がった後狭くなり、交差点を過ぎると広くなっている。各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、$<J_L>$の大きいほど狭く、$<J_L>$の小さいほど広くなっている。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ている。交差する点より左側、すなわち、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の値の小さい範囲では、$<J_S>$の大きい曲線ほど下側にある。したがって、$<J_T>$並びに$<J_L>$一定の下、気液二相スラグ流に固相を添加し、その$<J_S>$と同じ値の$<J_G>$を減少させるとき、$<\alpha_L>$は減少する。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。したがって、$<J_T>$並びに$<J_L>$一定の下、気液二相スラグ流に固相を添加し、その$<J_S>$と同じ値の$<J_G>$を減少させるとき$<\alpha_L>$は増加する。図４－３(a)、４－４(a)の$<J_T>-<\alpha_G>$線図において、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の$<\alpha_G>$曲線が$<\alpha_G>=0$の横軸上に端を発しているのに対して、図４－３(b)、４－４(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図における$<\alpha_L>$曲線は、$<\alpha_L>=1$の横軸上より出発していない。これも第三番目の相の介在によるもので、各液相体積流束の液相単相流に固相が加えられてできた固液二相流の$<\alpha_L>$曲線上から出発している。これは$<\alpha_L>$曲線固有の特性であり、また固気液三相スラグ流独特の特性でもある。このことも、固気液三相スラグ流の$<\alpha_L>$曲線が、$<J_T>$が大きくなると交差を生ずるといった複雑な特性を引き起こす一因となっていると考えられる。

$<J_L>$並びに$<J_S>$が一定のときの$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$<\alpha_L>$の変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は、負の値で、図４－２３(a),(b)に白抜き記号で示されるように$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$により変化している。$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$の値が非常に小さいため、この液相の変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$の絶対値の体積流束並びに体積率に対する特性は、このときの気相体積率の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$と符号が逆になるだけで、ほぼ$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$の特性と同じである。すなわち、この変化率

は負の値をもち、同一の$<J_G>$の下では、破線で示すように$<J_L>$の順に並ぶとは限らず、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対して下に凸の形状で変化し、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるとその絶対値はわずかに大きくなるか、最大値をとったのちわずかに減少する特性を示す。また、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は、同一の$<J_L>$のもとで$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化すると、実線で示すようにやや上に凸の形状で、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい場合に絶対値は小さい。これは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_L>$はわずかしか減少しないという上述の特性を表している。さらに、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$の絶対値は、図４－２４(a),(b)に示すように、$<J_S>$の小さいほどわずかながら大きい。ここでも同一の$<J_L>$の変化率曲線は、その大きさの順に上下に並ぶのではなく、$<J_S>$の小さいところで交差している。また、図４－２５(a),(b)に示すように、同一の$<J_G>$のもとでは、下に凸の形状で変化し、その絶対値は最大値を持つ。同一の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいとき、その絶対値は小さくなっている。

（２－３）固相体積率$<\alpha_S>$の特性

図４－３(c)、４－４(c)の$<J_T>-<\alpha_S>$線図に太い実線で描かれているように連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である固相の体積流束$<J_S>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_G>$を増加させた場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど固相体積率$<\alpha_S>$は小さい。そして、$<\alpha_S>$は$<J_G>$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。ただし、図４－３(c)のD＝20.9mm、d_S=2.57mmの場合には曲線の一部が上に凸の形状を持つ場合もある。$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_S>$はわずかしか減少しない。

ここで、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。各$<\alpha_S>$曲線は、図４－３(c)のD＝20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、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。図４－４(c)のD＝30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さいところで交差している。各$<\alpha_S>$曲線間の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、狭い状態から広くなっている。交差のある場合は、交差後広くなった後、互いに漸近する。交差の無い場合、及び交差点より$<J_G>$ある

いは$<J_T>$の大きい領域において、$<J_L>$の大きい$<\alpha_S>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_S>$は小さい。

次に、同一液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_S>$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。

$<\alpha_S>$の$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は図４－２３(a),(b)、４－２４(a),(b)に太線白抜き記号で示すように負の値で、その絶対値は､気相体積率の変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$並びに液相体積率の変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$に比べて非常に小さく、$<J_T>$の大きいほど僅かに小さく、$<J_S>$の大きいほどわずかに大きい。この変化率の変化量はいずれもごく僅かである。この変化率の各体積率による変化量も、$<\alpha_G>$と$<\alpha_L>$の変化率の場合に比べて小さく、図４－２５(a),(b)に示すように、$<\alpha_G>$に対してもほとんど変化していない。しかし、この僅かの量が液相体積率特性を気相体積率特性と横軸対称とさせない原因であり、固気液三相スラグ流を特徴づけている。

（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

本節（１）と（２）で述べた二つの場合には、固気液三相スラグ流の体積率特性は、気液二相スラグ流あるいは固液二相流の特性と基本的に類似していることが認められ、それ以外に固気液三相スラグ流固有の特性の存在することがわかった。ここで述べる場合、すなわち気液二相スラグ流に、気液両相体積流束を保持した状態で、固体粒子を加えて固気液三相スラグ流を作る場合には、さらに固気液三相スラグ流の特異性が顕著に現れる。

図４－３(a)、４－４(a)の$<J_T>-<\alpha_G>$線図上に太くて短い点線で示されているように、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、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、すな

わち全体積流束$<J_T>$が変化する場合、$<\alpha_G>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さくなっている。$<J_S>$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している。よって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_G>$はわずかしか減少しない。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_G>$曲線は互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$<\alpha_G>$曲線は他の相の体積流束一定の$<\alpha_G>$曲線に比べて短く、$<J_L>$の大きいものほど、右下にあり、$<\alpha_G>$は小さい。また、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ている。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$がわずかに増加しても、$<\alpha_G>$は大きく減少している。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$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述べる。この場合の各$<\alpha_G>$曲線も互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$<\alpha_G>$曲線は短く、$<J_G>$の大きいものほど、右上にあり、$<\alpha_G>$は大きい。また、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。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$がわずかに増加しても、$<\alpha_G>$は大きく減少している。

以上の傾向は、$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定のときの$<\alpha_G>$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_G>/\partial<J_S>|_{<J_G>,<J_L>}=\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$によって確認できる。図４－２６(a),(b)に黒塗り記号で示すように負の値となり、この変化率の絶対値は、同一$<J_L>$のもとで$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい場合に大きい。すなわち、$<\alpha_G>$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することが確認できる。また、$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$の絶対値は、同一$<J_G>$のもとで$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さい場合に大きい。すなわち、$<\alpha_G>$は、$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<J_L>$の大きいときより急激に減少していることが確認できる。さらに$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$の絶対値は、図４－２７(a),(b)に示すように、$<J_S>$の小さいほど大きい。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_G>$は、より急激に減少することが確認できる。

これら体積流束の効果をまとめると以下のようになる。図４－３(a)、４－４(a)に示されるように$<J_L>$が小さく$<J_G>$が大きい気液二相スラグ流並びに固気液三相

スラグ流の場合は、$<J_S>$が増加すると$<\alpha_G>$は急激に減少し、$<J_L>$が大きくて、$<J_G>$の小さい気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流の場合は$<\alpha_G>$は$<J_S>$の増加に対してわずかしか減少しない。また、$<J_S>$の小さい場合ほど、この変化率の絶対値は大きく、固体粒子の添加による$<\alpha_G>$の減少率は大きい。

$\partial<\alpha_G>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、各相体積流束以外に気相体積率そのものにも依存していて、図４－２８(a),(b)に示されるように負の値で、同一$<J_L>$、同一$<J_G>$の下、$<\alpha_G>$の大きいときその絶対値は大きい。したがって、$<\alpha_G>$の大きいほど、$<J_S>$の増加に対して$<\alpha_G>$はより急激に減少することがわかる。

（３－２）液相体積率$<\alpha_L>$の特性

図４－３(b)、４－４(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上に太くて短い点線で示されているように、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、一般的に、$<\alpha_L>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_L>$は下に凸の形状で減少している。また、一般的に、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は少ししか減少せず、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は急激に減少する。しかし、図４－４(b)の$D=30.6$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 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$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_L>$は上に凸の形状で増加している。これら二つの条件下では、$<\alpha_G>$の減少率が非常に大きく、その分を$<\alpha_L>$と$<\alpha_S>$の両方が増加して、体積率全体には均衡がとれているわけである。これまでに述べてきた各条件下では、『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』といった特性は確認できたが、この条件では、『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する』わけで、これは、ここで取り上げている、$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定の下で、$<J_S>$が変化する場合の$<\alpha_L>$と$<\alpha_S>$においてはじめて見られた特性である。流動条件によってはこのような特異な特性を固

気液三相スラグ流が示すことが確認された。なお、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と$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.50 m/sの条件での各相体積流束変化時の$<\alpha_L>$の変化特性は互いに微妙に異なっている。これについては、後ほど示す（3－4）において、詳細に述べる。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_L>$曲線は互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$<\alpha_L>$曲線は短く、$<J_L>$の大きいものほど、右上にあり、$<\alpha_L>$は大きい。また、各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_L>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して急激に減少している場合が多い。$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$<\alpha_L>$は少ししか減少しなくなる場合が多く、$<J_G>$の大きい場合には、上述のように、$<\alpha_L>$は増加している場合もある。ただし、図4－3(b)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの$<J_G>$ = 0.30 m/sでは、逆に、各$<\alpha_L>$曲線は$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してより急激に減少している。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_L>$曲線も互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$<\alpha_L>$曲線は短く、$<J_G>$の大きいものほど、右下にあり、$<\alpha_L>$は小さい。また、各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_G>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して急激に減少している。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$がわずかに増加しても、$<\alpha_L>$は大きく減少している。$<J_G>$の大きく、$<J_L>$の小さいときに、$<\alpha_L>$が増加している場合もあるというのは、上述したとおりである。

以上の傾向は、$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定のときの$<\alpha_L>$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial<\alpha_L>/\partial<J_S>|_{<J_G>,<J_L>}=\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$によって確認できる。図4－26(a),(b)に白抜き記号で示すように大半が負の値で、この変化率の絶対値は、いずれの$<J_S>$の値においても、同一$<J_L>$のもとで、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい場合に大きい。すなわち、$<\alpha_L>$は、$<J_G>$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することが確認できる。また、$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$の絶対値は、同一$<J_G>$のもとでは、D＝20.9mm、$d_S$＝2.57mmの$<J_G>$ = 0.30 m/sの場合を除き、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きい場合に大きい。すなわち、$<\alpha_L>$はほぼ、$<J_L>$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ことが確認できる。図４－２６(b)の、正の領域にある白丸が、$<\alpha_L>$が$<J_S>$の増加によって増加している場合に対応している。

さらに$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$の絶対値は、図４－２７(a),(b)に示すように、$<J_S>$の増加とともに減少していき、ある特定の値に収束しているようである。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$は急激に減少することが確認できる。

以上をまとめると、$<J_G>$が小さいとき、あるいは$<J_L>$が大きいときは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$が明瞭に減少するが、$<J_G>$が大きいとき、あるいは$<J_L>$が小さいときは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$はわずかにしか減少しなくなる。特に、$<J_G>$が大きくて、かつ$<J_L>$が小さいときは$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$<\alpha_L>$はわずかに増加する場合も見られる。また、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$においては、$<J_S>$の小さい場合ほど、$<\alpha_L>$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して大きく変化する。このように、この変化率は$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$に対してかなり複雑に変化しているといえる。

$\partial<\alpha_L>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、気相体積率にも依存していて、図４－２８(a),(b)に示されているように、$<\alpha_G>$に大きく影響を受けており、$<\alpha_G>$が小さいうちはその絶対値は大きいが、$<\alpha_G>$が大きくなるにつれ零に近づいて小さくなり、一部で正の値を持つことがわかる。$<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$が大きくなるとわずかに大きくなる場合と小さくなる場合とがあるが、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$の下では$<\alpha_G>$の大きいほど小さい。

（３－３）固相体積率$<\alpha_S>$の特性

図４－３(c)、４－４(c)に太くて短い点線で示されているように、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、$<\alpha_S>$は$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定に保たれているとき、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。そして、$<\alpha_S>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると、上に凸の形状で増加する。$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加に対して、$<\alpha_S>$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい場合と比較して、より急激に増加している。

ここで、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_S>$曲線は短く、互

いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。また、各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_G>$の大きさにかかわらず、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい場合と比較して、より急激に増加している。$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_G>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。

次に、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性について述べる。この場合の各$<\alpha_S>$曲線も短く、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。また、各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_L>$の大きさにかかわらず、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい場合と比較して、より急激に増加している。$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_L>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。これは、上記の同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の$<\alpha_S>$曲線の特性と定性的に同じである。

$<\alpha_S>$の変化率$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、図４－２６(a),(b)に太線白抜き記号で示されているように常に正の値を持ち、$<J_L>$並びに$<J_G>$が小さいほど大きく、そこから$<J_T>$すなわち$<J_G>$あるいは$<J_L>$が大きくなると小さくなる。$<J_G>$及び$<J_L>$の$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$に及ぼす影響はほとんど等しい。したがって、$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、$<J_T>$に対して、ほぼ一本の曲線になり、事実上$<J_T>$によって決定されることになる。上で述べたように、図４－３(c)、４－４(c)からでは、この傾向はあまりはっきりとはわからなかったが、$<\alpha_S>$の変化率を調べることによって、同一の$<J_L>$の下では$<J_G>$が小さいほど、同一の$<J_G>$の下では$<J_L>$が小さいほど、$<\alpha_S>$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してより急激に増加することがわかる。

また、図４－２７(a),(b)に示すように、各気相体積流束並びに液相体積流束の曲線は並行していて、$<J_S>$の増加にともない減少する。これより、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加に対して、$<\alpha_S>$は急激に増加するという、上述の結論が確認できる。

$\partial<\alpha_S>/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、図４－２８(a),(b)に示されているように、同一$<J_L>$の場合$<\alpha_G>$の小さいほど、同一$<J_G>$の場合は$<\alpha_G>$の大きいほど、大きくなっている。

（３－４）固相添加時の気相・液相体積率の変化について

本研究では、前にも述べたように、各相体積流束による各相体積率変化特性のうち、特に気液二相流に固相が添加され、$<J_S>$を増加させた場合の気相と液相の体積率変化に注目している。そこで、本実験で得られた固相添加時の気相・液相体積率の変化をいくつかのパターンに分類し、各パターンにおける特性を再確認する。

以下では、パターンの分類に図4－29～32を用いる。これらの図中、G－Lは気液二相スラグ流に対する体積率曲線、G－L－Sは固気液三相スラグ流に対する体積率曲線を示し、$<J_G>_2$等の添字2は気液二相スラグ流、3は固気液三相スラグ流を示している。各図(a)は、$<J_T>-<\alpha_G>$線図の一部で、曲線の種類による線の意味は、図4－3、4－4と同じにしている。すなわち実線は$<J_L>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$曲線、破線は、$<J_G>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$曲線で、細い線が気液二相スラグ流、太い線が固気液三相スラグ流に対応している。図中点Aは、気液二相スラグ流を表す両細線の交点で、ここを初期状態の気液二相スラグ流と考える。ここから固気液三相スラグ流を表す両太線の交点Bに向かっている太い点線は、$<J_G>$、$<J_L>$を一定に保った下で、$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$曲線である。各図(b)は、$<J_T>-<\alpha_L>$線図の一部で、曲線の種類による線の意味は上記と同じである。図中点Aは、気液二相スラグ流を表す両細線の交点で、ここを初期状態の気液二相スラグ流と考える。ここから固気液三相スラグ流を表す両太線の交点Bに向かっている太い点線は、$<J_G>$、$<J_L>$を一定に保った下で、$<J_S>$を変化させた場合の$<\alpha_L>$曲線である。

・パターンI

まず、図4－3、4－4の(a)に示した$<J_T>-<\alpha_G>$線図、(b)に示した$<J_T>-<\alpha_L>$線図上で最も頻繁に見られたパターンである図4－29(a),(b)の場合を取り上げる。以下ではこれをパターンIと呼ぶ。図4－29(a)において、$<J_L>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_G>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$曲線である実線は、左下から右上がりであり、$<J_G>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_L>$を変化させた場合の$<\alpha_G>$曲線である破線は左上から右下がりである。

さて、このパターンIの場合、初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$

だけ大きくなった新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、気相体積率は、$<\alpha_G>_2$より小さい$<\alpha_G>_3$となっている。

この$<\alpha_G>_3$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$、あるいは点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の気相体積率より小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の気相体積率は、同じ$<J_T>$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の気相体積率より、ともに小さい。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、気相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の気相体積率$<\alpha_G>_2$より小さくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、気相体積率は小さくなる。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、気相体積率は小さくなる。

また、これまでに述べてきた点A～Fにおける気相体積率の大小関係は、次のようになる。添字A～Fは、各点を表している。ただし、$<\alpha_G>_{2D}$と$<\alpha_G>_{3E}$は、順序が逆になる場合もある。

$$<\alpha_G>_{2C}><\alpha_G>_{2A}><\alpha_G>_{2D}><\alpha_G>_{3E}><\alpha_G>_{3B}><\alpha_G>_{3F}$$

以上が、$<J_T>-<\alpha_G>$線図のパターンⅠの特性で、図4－3(a)のD=20.9mm、d_S

=2.57mmの$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図の場合、$\langle J_G \rangle=0.45m/s-\langle J_L \rangle=0.50$m/s、$\langle J_G \rangle=0.45m/s-\langle J_L \rangle=0.70$m/s、$\langle J_G \rangle=0.60m/s-\langle J_L \rangle=0.50$m/s、$\langle J_G \rangle=0.60m/s-\langle J_L \rangle=0.70$ m/sの４つの組み合わせで、図４－４(a)のD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図の場合、９つの組み合わせ全てで、このパターンが認められる。D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、これらは$\langle J_G \rangle$が大きく、$\langle J_L \rangle$が小さい場合が多く、このような条件下で$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図はパターンⅠの特性を持つといえる。

図４－３(b)、４－４(b)の$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図上でのパターンⅠは図４－２９(b)に示すように、形の上では図４－２９(a)の$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図上でのものと似ているが、ここでは右下がりが実線、右上がりが破線と、ちょうど逆になっている。$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図上でのパターンⅠの特性は、以下の通りである。初期状態（点A）の気液二相スラグ流の全体積流束$\langle J_T \rangle_2$（$=\langle J_G \rangle_2+\langle J_L \rangle_2$）は、$\langle J_S \rangle$の追加で点線のように点Bに移動し、$\langle J_S \rangle_3$だけ増加した新しい全体積流束$\langle J_T \rangle_3$（$=\langle J_G \rangle_3+\langle J_L \rangle_3+\langle J_S \rangle_3$：$\langle J_G \rangle_3=\langle J_G \rangle_2$、$\langle J_L \rangle_3=\langle J_L \rangle_2$）となる。そして、液相体積率は、$\langle \alpha_L \rangle_2$より小さい$\langle \alpha_L \rangle_3$となっている。

この$\langle \alpha_L \rangle_3$は、$\langle J_T \rangle_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（点D、$\langle J_T \rangle=\langle J_T \rangle_3=\langle J_G \rangle_2+\langle J_L \rangle_{2N}$：$\langle J_L \rangle_{2N}=\langle J_L \rangle_2+\langle J_S \rangle_3$、あるいは点C、$\langle J_T \rangle=\langle J_T \rangle_3=\langle J_G \rangle_{2N}+\langle J_L \rangle_3$：$\langle J_G \rangle_{2N}=\langle J_G \rangle_2+\langle J_S \rangle_3$）の液相体積率より小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の液相体積率は、同じ$\langle J_T \rangle$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の液相体積率より、ともに小さい。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$\langle J_T \rangle$を一定に保持しながら、$\langle J_S \rangle$を追加した場合、全体積流束は、$\langle J_T \rangle=\langle J_T \rangle_2=\langle J_G \rangle_{3'}+\langle J_L \rangle_{3'}+\langle J_S \rangle$を満足しながら変化する。この場合、$\langle J_S \rangle$の増分を、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_L \rangle$の増減で吸収し、液相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相体積率$\langle \alpha_L \rangle_2$より小さくなっている。

このとき、$\langle J_S \rangle$の増加分$\langle J_S \rangle_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$\langle J_T \rangle=\langle J_T \rangle_2=\langle J_G \rangle_3+\langle J_L \rangle_{3'}+\langle J_S \rangle_3$：$\langle J_G \rangle_3=\langle J_G \rangle_2$、$\langle J_L \rangle_{3'}=\langle J_L \rangle_2-\langle J_S \rangle_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$\langle J_S \rangle$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相体積率は小さくなる。

逆に、$\langle J_S \rangle$の増加分$\langle J_S \rangle_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_2 = \langle J_G \rangle_{3'} + \langle J_L \rangle_3 + \langle J_S \rangle_3$：$\langle J_L \rangle_3 = \langle J_L \rangle_2$、$\langle J_G \rangle_{3'} = \langle J_G \rangle_2 - \langle J_S \rangle_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$\langle J_S \rangle$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、液相体積率は小さくなる。

これまでに述べてきた点A～Fにおける液相体積率の大小関係は、次のようになる。ただし、$\langle \alpha_L \rangle_{2C}$と$\langle \alpha_L \rangle_{3F}$は、順序が逆になる場合もある。

$$\langle \alpha_L \rangle_{2D} > \langle \alpha_L \rangle_{2A} > \langle \alpha_L \rangle_{2C} > \langle \alpha_L \rangle_{3F} > \langle \alpha_L \rangle_{3B} > \langle \alpha_L \rangle_{3E}$$

以上が、$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図のパターンⅠの場合の特性で、図４－３(b)のD=20.9mm、d_S=2.57mmにおける$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図の場合、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.50m/s、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.70m/s、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.90m/s、$\langle J_G \rangle$=0.45m/s－$\langle J_L \rangle$=0.70m/s、$\langle J_G \rangle$=0.45m/s－$\langle J_L \rangle$=0.90m/s、$\langle J_G \rangle$=0.60m/s－$\langle J_L \rangle$=0.90 m/sの６つの組み合わせで、図４－４(a)のD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図の場合では、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.40m/s、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.50m/s、$\langle J_G \rangle$=0.30m/s－$\langle J_L \rangle$=0.60m/s、$\langle J_G \rangle$=0.40m/s－$\langle J_L \rangle$=0.60m/sの３つの組み合わせで、このパターンとなっている。これらは、$\langle J_G \rangle$が小さい場合か、$\langle J_L \rangle$が大きい場合が多い。

・パターンⅡ

まず、図４－３、４－４の(a)に示した$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図、(b)に示した$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図上の両方で見られたパターンである図４－３０(a),(b)の場合を取り上げる。以下ではこれをパターンⅡと呼ぶ。図４－３０(a)において、$\langle J_L \rangle$、$\langle J_S \rangle$を一定に保った下で、$\langle J_G \rangle$を変化させた場合の$\langle \alpha_G \rangle$曲線である実線は、左下から右上がりに、$\langle J_G \rangle$、$\langle J_S \rangle$を一定に保った下で、$\langle J_L \rangle$を変化させた場合の$\langle \alpha_G \rangle$曲線である破線は左上から右下がりである。これは、パターンⅠと同じであるが、このパターンⅡの場合には、固気液三相スラグ流に対応する太い実線が、気液二相スラグ流に対応する細い実線の上側にあることがパターンⅠと異なる点である。

さて、このパターンⅡの場合、初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$\langle J_T \rangle_2$（$= \langle J_G \rangle_2 + \langle J_L \rangle_2$）は、$\langle J_S \rangle$の追加でやはり点線のように点Bに移動し

て、$\langle J_S\rangle_3$だけ増加した新しい全体積流束$\langle J_T\rangle_3$（$=\langle J_G\rangle_3+\langle J_L\rangle_3+\langle J_S\rangle_3$：$\langle J_G\rangle_3=\langle J_G\rangle_2$、$\langle J_L\rangle_3=\langle J_L\rangle_2$）となる。そして、気相体積率は、$\langle \alpha_G\rangle_2$より小さい$\langle \alpha_G\rangle_3$となっている。これは、パターンⅠと同じである。

この$\langle \alpha_G\rangle_3$は、$\langle J_T\rangle_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$\langle J_G\rangle$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点D、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_3=\langle J_G\rangle_2+\langle J_L\rangle_{2N}$：$\langle J_L\rangle_{2N}=\langle J_L\rangle_2+\langle J_S\rangle_3$）の気相体積率より大きい。これは、パターンⅠとは逆である。$\langle \alpha_G\rangle_3$は、$\langle J_L\rangle$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点C、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_3=\langle J_G\rangle_{2N}+\langle J_L\rangle_3$：$\langle J_G\rangle_{2N}=\langle J_G\rangle_2+\langle J_S\rangle_3$）の気相体積率より小さく、これは、パターンⅠと同じである。この場合、固気液三相スラグ流の気相体積率は、同じ$\langle J_T\rangle$の両気液二相スラグ流の気相体積率の間に入っている。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$\langle J_T\rangle$を一定に保持しながら、$\langle J_S\rangle$を追加した場合、全体積流束は、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_2=\langle J_G\rangle_{3'}+\langle J_L\rangle_{3'}+\langle J_S\rangle$を満足しながら変化する。この場合、$\langle J_S\rangle$の増分を、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_L\rangle$の増減で吸収し、気相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の気相体積率$\langle \alpha_G\rangle_2$より小さくなる場合、大きくなる場合が共にみられる。

このとき、$\langle J_S\rangle$の増加分$\langle J_S\rangle_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_2=\langle J_G\rangle_3+\langle J_L\rangle_{3'}+\langle J_S\rangle_3$：$\langle J_G\rangle_3=\langle J_G\rangle_2$、$\langle J_L\rangle_{3'}=\langle J_L\rangle_2-\langle J_S\rangle_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$\langle J_S\rangle$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、気相体積率はパターンⅠとは逆に大きくなる。

逆に、$\langle J_S\rangle$の増加分$\langle J_S\rangle_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_2=\langle J_G\rangle_{3'}+\langle J_L\rangle_3+\langle J_S\rangle_3$：$\langle J_L\rangle_3=\langle J_L\rangle_2$、$\langle J_G\rangle_{3'}=\langle J_G\rangle_2-\langle J_S\rangle_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$\langle J_S\rangle$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、気相体積率は小さくなり、パターンⅠと同じである。

また、パターンⅡの場合の点A～Fにおける気相体積率の大小関係は、次のよう

になる。添字A～Fは、各点を表している。ただし、$<\alpha_G>_{2C}$と$<\alpha_G>_{3E}$、並びに$<\alpha_G>_{2D}$と$<\alpha_G>_{3F}$は順序が逆になる場合もある。

$$<\alpha_G>_{2C} > <\alpha_G>_{3E} > <\alpha_G>_{2A} > <\alpha_G>_{3B} > <\alpha_G>_{2D} > <\alpha_G>_{3F}$$

以上が、$<J_T>-<\alpha_G>$線図のパターンⅡの特性で、図4－3(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-<\alpha_G>$線図の場合、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.70m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.90m/s、$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.90 m/sの4つの組み合わせでこのパターンとなっている。これは、パターンⅠとは逆に、$<J_G>$が小さいか、$<J_L>$が大きいときである。図4－3(a)における$<J_T>-<\alpha_G>$線図の$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせのうち、パターンⅠにもパターンⅡにも分類できなかったのは、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.90 m/sの組み合わせのみで、ここでは、ちょうど細い破線と太い破線の交差が生じており、ほぼパターンⅠとパターンⅡの境界点であるといえる。なお、図4－4(a)のD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$<J_T>-<\alpha_G>$線図の場合には、このパターンは見られない。

図4－3(b)、4－4(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上でのパターンⅡは図4－30(b)に示すように、形の上では図4－30(a)の$<J_T>-<\alpha_G>$線図上でのものと類似であるが、やはり実線と破線が逆になっている。

$<J_T>-<\alpha_L>$線図上でのパターンⅡの特性を以下に述べる。初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動して、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相体積率は、$<\alpha_L>_2$より小さい$<\alpha_L>_3$となっている。これは、パターンⅠと同じである。

この$<\alpha_L>_3$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$<J_G>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より小さく、これは、パターンⅠと同じである。しかし、$<\alpha_L>_3$は$<J_L>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より大きく、これは、パターンⅠとは逆である。固気液三相スラグ流

の液相体積率は、同じ$<J_{T}>$の両気液二相スラグ流の液相体積率の間に入っている。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_{T}>$を一定に保持しながら、$<J_{S}>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_{T}>=<J_{T}>_{2}=<J_{G}>_{3'}+<J_{L}>_{3'}+<J_{S}>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_{S}>$の増分を、$<J_{G}>$あるいは$<J_{L}>$の増減で吸収し、液相体積率は初期状態（点Ａ）の気液二相スラグ流の液相体積率$<\alpha_{L}>_{2}$より小さくなる場合、大きくなる場合が共にみられる。

このとき、$<J_{S}>$の増加分$<J_{S}>_{3}$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_{T}>=<J_{T}>_{2}=<J_{G}>_{3}+<J_{L}>_{3'}+<J_{S}>_{3}$：$<J_{G}>_{3}=<J_{G}>_{2}$、$<J_{L}>_{3'}=<J_{L}>_{2}-<J_{S}>_{3}$で、液相体積率は初期状態（点Ａ）から、点Ｅに移動する。したがって、$<J_{S}>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相体積率は小さくなり、これはパターンⅠと同じである。

逆に、$<J_{S}>$の増加分$<J_{S}>_{3}$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_{T}>=<J_{T}>_{2}=<J_{G}>_{3'}+<J_{L}>_{3}+<J_{S}>_{3}$：$<J_{L}>_{3}=<J_{L}>_{2}$、$<J_{G}>_{3'}=<J_{G}>_{2}-<J_{S}>_{3}$で、液相体積率は初期状態（点Ａ）から、点Ｆに移動する。したがって、$<J_{S}>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、液相体積率は大きくなり、パターンⅠとは逆の特性である。

また、パターンⅡの場合の点Ａ～Ｆにおける液相体積率の大小関係は、次のようになる。添字Ａ～Ｆは、各点を表している。ただし、$<\alpha_{L}>_{2D}$と$<\alpha_{L}>_{3F}$、並びに$<\alpha_{L}>_{2C}$と$<\alpha_{L}>_{3E}$は順序が逆になる場合もある。

$$<\alpha_{L}>_{2D}><\alpha_{L}>_{3F}><\alpha_{L}>_{2A}><\alpha_{L}>_{3B}><\alpha_{L}>_{2C}><\alpha_{L}>_{3E}$$

以上が、$<J_{T}>-<\alpha_{L}>$線図のパターンⅡの特性で、図４－３(b)のD=20.9mm、d_{S}=2.57mmの$<J_{T}>-<\alpha_{L}>$線図の場合、$<J_{G}>$が大きく、$<J_{L}>$が小さい$<J_{G}>$=0.60 m/s－$<J_{L}>$=0.50m/sにおいて、このパターンとなっている。図４－３(b)の残る$<J_{G}>$=0.45m/s－$<J_{L}>$=0.50m/s、$<J_{G}>$=0.60m/s－$<J_{L}>$=0.70m/sの組み合わせにおいては、細い実線と太い実線の交差が付近で生じ、このあたりでパターンⅠとパターンⅡとの境界があることがわかる。図４－４(b)のD=30.6mm、d_{S}=4.17mmにおける$<J_{T}>-<\alpha_{L}>$線図の場合には、$<J_{G}>$=0.40 m/s－$<J_{L}>$=0.40m/s、$<J_{G}>$=0.50 m/s－$<J_{L}>$=0.60m/sの組み合わせでパターンⅡが見られる。残る組み合わせにおいては、以下に示すさらに異なった第３、第４、第５のパターンとなっている。

・パターンⅢ

まず、図４－４(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上に見られた第３のパターンを図４－３１に示す。以下ではこれをパターンⅢと呼ぶ。パターンⅢは、図４－３０(b)に示した$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンⅡと、各曲線の配置はほぼ同じであるが、唯一異なっている点は、点Ｂの縦軸位置、すなわち$<\alpha_L>$の値が、初期状態である点Ａの縦軸位置より上側にあることである。以下に、このパターンⅢの特性を述べる。

初期状態の気液二相スラグ流（点Ａ）の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Ｂに移動して、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相体積率は、$<\alpha_L>_2$より大きい$<\alpha_L>_3$となっている。これは、パターンⅠ、Ⅱとは逆である。これが、（３－２）で述べた『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する』場合に対応しており、気液二相スラグ流や固液二相流では決して生じることの無かった固気液三相スラグ流固有の特性となっている。

この$<\alpha_L>_3$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$<J_G>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点Ｄ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より小さく、$<J_L>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点Ｃ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より大きい。したがって、固気液三相スラグ流の液相体積率は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の液相体積率の間に入っている。これは、パターンⅡと同じである。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、液相体積率は初期状態（点Ａ）の気液二相スラグ流の液相体積率$<\alpha_L>_2$より小さくなる場合、大きくなる場合が共にみられる。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流

束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相体積率は小さくなり、これはパターンⅠ、Ⅱと同じである。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、液相体積率は大きくなり、パターンⅠとは逆で、パターンⅡと同じ特性である。

また、パターンⅢの場合の点A～Fにおける液相体積率の大小関係は、次のようになる。添字A～Fは、各点を表している。ただし、$<\alpha_L>_{3F}$と$<\alpha_L>_{2D}$、並びに$<\alpha_L>_{3E}$と$<\alpha_L>_{2C}$は順序が逆になる場合もある。

$$<\alpha_L>_{3F}><\alpha_L>_{2D}><\alpha_L>_{3B}><\alpha_L>_{2A}><\alpha_L>_{3E}><\alpha_L>_{2C}$$

以上が、$<J_T>-<\alpha_L>$線図のパターンⅢの特性で、図4－3(b)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-<\alpha_L>$線図の場合には見られないが、図4－4(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$<J_T>-<\alpha_L>$線図の場合の$<J_G>$=0.50m/s－$<J_L>$=0.50m/sの組み合わせにおいて、このパターンとなっている。

・パターンⅣ

図4－4(b)の$<J_T>-<\alpha_L>$線図上に見られた第4のパターンであるパターンⅣを図4－32に示す。パターンⅣは、左下から右上に上がっていく破線において、気液二相スラグ流に対応する細い線が、固気液三相スラグ流に対応する太い線の下側にある点において、図4－31に示した$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンⅢと異なっている。以下に、このパターンⅣの特性を述べる。

初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動して、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）

となる。そして、パターンⅢ同様、液相体積率は、$\langle \alpha_L \rangle_2$より大きい$\langle \alpha_L \rangle_3$となっている。これは、パターンⅠ、Ⅱとは逆である。したがって、パターンⅣも（3－2）で述べた『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する』場合に対応している。

この$\langle \alpha_L \rangle_3$は、$\langle J_T \rangle_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$\langle J_G \rangle$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点D、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_3 = \langle J_G \rangle_2 + \langle J_L \rangle_{2N}$：$\langle J_L \rangle_{2N} = \langle J_L \rangle_2 + \langle J_S \rangle_3$）の液相体積率より大きい。これは、パターンⅠ～Ⅲとは異なるパターンⅣ独自の特性である。これは、一般的に記すと、『他相の体積流束を一定に保ったままで、自相の体積流束をある量だけ増加させた際の二相流における自相の体積率より、他相と自相の体積流束を一定に保ったままで、第３の相の体積流束を同じ量だけ増加させた際の固気液三相スラグ流における自相の体積率の方が大きい』ということになり、パターンⅣでは自相を液相、第３の相を固相とした場合にこれが成立する。これは、固気液三相スラグ流の特異な特性といえる。

また、$\langle \alpha_L \rangle_3$は$\langle J_L \rangle$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点C、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_3 = \langle J_G \rangle_{2N} + \langle J_L \rangle_3$：$\langle J_G \rangle_{2N} = \langle J_G \rangle_2 + \langle J_S \rangle_3$）の液相体積率より大きい。これは、パターンⅡ、Ⅲと同じである。したがって、固気液三相スラグ流の液相体積率は、同じ$\langle J_T \rangle$の両気液二相スラグ流の液相体積率より大きい。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$\langle J_T \rangle$を一定に保持しながら、$\langle J_S \rangle$を追加した場合、全体積流束は、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_2 = \langle J_G \rangle_{3'} + \langle J_L \rangle_{3'} + \langle J_S \rangle$を満足しながら変化する。この場合、$\langle J_S \rangle$の増分を、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_L \rangle$の増減で吸収し、液相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相体積率$\langle \alpha_L \rangle_2$より大きくなる。

このとき、$\langle J_S \rangle$の増加分$\langle J_S \rangle_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_2 = \langle J_G \rangle_3 + \langle J_L \rangle_{3'} + \langle J_S \rangle_3$：$\langle J_G \rangle_3 = \langle J_G \rangle_2$、$\langle J_L \rangle_{3'} = \langle J_L \rangle_2 - \langle J_S \rangle_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$\langle J_S \rangle$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持す

ると、パターンⅠ～Ⅲと逆に液相体積率はわずかではあるが大きくなる。これも、固気液三相スラグ流独自の、非常に特異な特性といえる。すなわち、ここでは液相の体積率に対して、『他の１相の体積流束を一定に保ったままで、もう一つの他相の体積流束を増加させ、その増加分を自相の体積流束の減少でまかなった際、自相の体積率が増加する』という場合が存在することが確認できた。

逆に、$\langle J_S\rangle$の増加分$\langle J_S\rangle_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_2=\langle J_G\rangle_{3'}+\langle J_L\rangle_3+\langle J_S\rangle_3$ ：$\langle J_L\rangle_3=\langle J_L\rangle_2$、$\langle J_G\rangle_{3'}=\langle J_G\rangle_2-\langle J_S\rangle_3$で、液相体積率は初期状態（点Ａ）から、点Ｆに移動する。したがって、$\langle J_S\rangle$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、液相体積率は大きくなり、これはパターンⅠとは逆で、パターンⅡ、Ⅲと同じ特性である。

また、パターンⅣの場合の点Ａ～Ｆにおける液相体積率の大小関係は、次のようになる。添字Ａ～Ｆは、各点を表している。ただし、$\langle\alpha_L\rangle_{2D}$と$\langle\alpha_L\rangle_{3E}$は順序が逆になる場合もある。

$$\langle\alpha_L\rangle_{3F}>\langle\alpha_L\rangle_{3B}>\langle\alpha_L\rangle_{2D}>\langle\alpha_L\rangle_{3E}>\langle\alpha_L\rangle_{2A}>\langle\alpha_L\rangle_{2C}$$

以上が、$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_L\rangle$線図のパターンⅣの特性で、図４－３(b)のＤ=20.9mm、d_S=2.57mmの$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_L\rangle$線図の場合には見られないが、図４－４(b)のＤ=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_L\rangle$線図の場合の$\langle J_G\rangle$=0.50m/s－$\langle J_L\rangle$=0.40m/sの組み合わせにおいて、このパターンとなっている。

・パターンⅤ

パターンⅡの項で述べたように、$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_G\rangle$線図上及び$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_L\rangle$線図上には、ちょうどパターンⅠからパターンⅡへ移行するところの流動条件がみられた。そこで、これを第５のパターン、パターンⅤと呼ぶこととする。$\langle J_T\rangle-\langle\alpha_G\rangle$線図上のパターンⅤの例を図４－３３(a)に示す。左上から右下へと下がっていく破線が、気液二相スラグ流の全体積流束$\langle J_T\rangle_2$と、固気液三相スラグ流の全体積流束$\langle J_T\rangle_3$の間で交差し、この交差点より左側ではパターンⅠと同じ、右側ではパターンⅡと同じ状況になっている。

さて、このパターンⅤの場合、初期状態の気液二相スラグ流（点Ａ）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束

$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$だけ大きくなった新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、気相体積率は、$<\alpha_G>_2$より小さい$<\alpha_G>_3$となっている。これは、パターンⅠ、Ⅱと同じである。

この$<\alpha_G>_3$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$<J_G>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$）の気相体積率より大きく、$<J_L>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の気相体積率より小さい。すなわち、この場合、固気液三相スラグ流の気相体積率は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の気相体積率の間に入っている。これはパターンⅡと同じである。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、気相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の気相体積率$<\alpha_G>_2$より小さくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、気相体積率は小さくなる。これはパターンⅠと同じである。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、気相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、気相体積率は小さくなる。これもパターンⅠと同じである。

また、これまでに述べてきた点A～Fにおける気相体積率の大小関係は、次のよ

うになる。

$$<\alpha_G>_{2C} > <\alpha_G>_{2A} > <\alpha_G>_{3E} > <\alpha_G>_{3B} > <\alpha_G>_{2D} > <\alpha_G>_{3F}$$

以上が、$<J_T>-<\alpha_G>$線図のパターンVの特性で、前でも述べたように図４－３(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-<\alpha_G>$線図の場合の$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.90 m/sの組み合わせでこのパターンとなっている。

$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンＶの例を図４－３３(b)に示す。この場合、左上から右下へと下がっていく実線が、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$と、固気液三相スラグ流の全体積流束$<J_T>_3$の間で交差し、この交差点より左側ではパターンⅠと同じ、右側ではパターンⅡと同じ状況になっている。

さて、このパターンＶの場合、初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動して、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相体積率は、$<\alpha_L>_2$より小さい$<\alpha_L>_3$となっている。これは、パターンⅠ、Ⅱと同じである。

この$<\alpha_L>_3$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$<J_G>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より小さく、これはパターンⅠ、Ⅱと同じである。しかし、$<\alpha_L>_3$は$<J_L>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相体積率より大きい。固気液三相スラグ流の液相体積率は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の液相体積率の間に入っている。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、液相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相体積率$<\alpha_L>_2$より小さくなる場合、大きくなる場合が共にみられる。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積

流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$ ：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相体積率は小さくなり、これはパターンⅠ、Ⅱと同じである。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$ ：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、液相体積率は小さくなり、これはパターンⅠと同じで、パターンⅡとは逆の特性である。

また、パターンⅤの場合の点A～Fにおける液相体積率の大小関係は、次のようになる。

$$<\alpha_L>_{2D}><\alpha_L>_{2A}><\alpha_L>_{3F}><\alpha_L>_{3B}><\alpha_L>_{2C}><\alpha_L>_{3E}$$

以上が、$<J_T>-<\alpha_L>$線図のパターンⅤの特性で、図4－3(b)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-<\alpha_L>$線図の場合、$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.70m/sの組み合わせにおいてこのパターンとなっている。図4－4(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$<J_T>-<\alpha_L>$線図の場合には、$<J_G>$=0.40 m/s－$<J_L>$=0.50m/sの組み合わせにおいてこのパターンとなっている。これらの条件はいうまでもなく、パターンⅠとパターンⅡの境界にある。

・気相・液相の体積流束と各パターンの関係のまとめ

以上述べてきた、各パターンの特性の最後に示した$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせと、生じるパターンの関係を表にまとめておく。表4－1(a),(b)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmとD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける、$<J_T>-<\alpha_G>$線図上のパターンを示す。(b)では全てパターンⅠのため、$<J_G>$、$<J_L>$の影響は議論できないが、(a)では$<J_L>$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がよく生じていることが確認できる。一方、$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンを表4－2(a),(b)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmとD=30.6mm、d_S=4.17mmに対して示す。

表4－2より、$<J_T>-<\alpha_L>$線図上では、$<J_T>-<\alpha_G>$線図上とは反対に、

<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、かつ<J_G>が大きいときには、パターンⅤを介してパターンⅡ～Ⅳへと変化している。また、表4－1と4－2を比較すると、パターンⅡ～Ⅳが生じるのは、逆の相のパターンがⅠのときに限られている。言い換えると、各<J_G>、<J_L>の組み合わせにおいて、<J_T>－<α_G>線図上と<J_T>－<α_L>線図上の両方において、パターンⅡ～Ⅳが生じることはない。

（4）各相体積率の変化率の相互関係

さて、本節（1）～（3）で述べてきた三相のうちの二相の体積流束が一定の下で、全体積流束<J_T>すなわちもう一つの相の体積流束が変化する場合の各相体積率の増減は、互いに関連している。そこで、まず、この場合の相互関係について述べる。

例えば、気液両相の体積流束を一定に保持した状態で固相が加えられるときの各相体積率の変化率の間には次のような関係がある。

$$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}+\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$$
$$+\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}=0$$

図4－20(a),(b)、4－23(a),(b)、4－26(a),(b)の各相体積率の変化率の線図において特定の相の体積流束が増加した場合、その相の体積率は増加しその変化率は正の値となる。これに対して、他の相の変化率は上で述べた一部の条件を除いて負の値となっている。気液各相の体積流束に対する固相体積率の変化率は、図4－20(a),(b)、4－23(a),(b)に示すように気液各相の体積率の変化率に比べてかなり小さく、負の値で、気液両相の変化率は符号が互いに反対でその絶対値がほぼ同じとなっている。しかし、図4－26(a),(b)に示すように、固相体積流束が他の相の体積流束に比べて小さいため、固相体積流束に対する各相体積率の変化率は、これらとは異なっていて、$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$が大きい正の値で、$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$と$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$がともに負の値となって相殺している。このとき、<$J_G$>が小さくて、<$J_L$>が大きいときには、$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$の絶対値が$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$の絶対値より大きく、固相体積率の増大分を主に液相体積率が減少することによって補っている。逆に、<J_G>が大きくて<J_L>が小さいときには、$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$の絶対値が$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$の絶対値より大きく、固相体積率の増大分を主に気相体積率

が減少することによって補っている。この傾向を$\langle\alpha_G\rangle$に対して考察すると、図4－28(a),(b)に示すように、この傾向はほぼ$\langle\alpha_G\rangle$の大小により変化することがわかる。すなわち、$\langle\alpha_G\rangle = 0.30 \sim 0.40$を境にこれらの変化率が交差し、大小関係が入れ替わっている。したがって、以上をまとめると、$\langle\alpha_G\rangle$が$0.30 \sim 0.40$より小さいときには固相体積率の増大分を主に液相体積率が減少することによって補い、$\langle\alpha_G\rangle$が$0.30 \sim 0.40$より大きいときには固相体積率の増大分を主に気相体積率が減少することによって補っていることがわかる。

次に、それぞれの相の体積率の各相体積流束変化による変化率の相互関係について述べる。まず、気相について見てみる。図4－20(a),(b)、4－23(a),(b)、4－26(a),(b)から、黒塗り記号のみを取り出して図4－34(a),(b)に示す。$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle,\langle J_S\rangle}$のみが正の値で、他は負の値である。$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$と$\partial\langle\alpha_G\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle,\langle J_G\rangle}$の値を比較すると、$\langle J_G\rangle$が小さい一部の条件では前者の絶対値が小さいが、そのほかでは、後者の絶対値が大きい。すなわち、液相を加えたときよりも、固相を加えた時の方が気相体積率の減少率は大きい場合が多い。特に、$\langle J_L\rangle$が小さく、$\langle J_G\rangle$が大きいときに、その差は顕著である。

図4－35(a),(b)には、液相の体積率変化率を示しておく。ここでは、$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle,\langle J_G\rangle}$の値が常に正で、$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$のうちの$\langle J_L\rangle$が小さくて$\langle J_G\rangle$が大きいときに正の値、あるいは非常に0に近い絶対値を持つことは、前述の通りである。しかし、その他の条件では、負の値で、同じく負の値を持つ$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle,\langle J_S\rangle}$の値と比較すると、大半の条件で$\partial\langle\alpha_L\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$の方が大きい絶対値を持っていることがわかる。したがって、液相体積率の変化も、固相を加えたときの方が、気相を加えたときよりも、その減少率が大きい場合が多いといえる。

最後に、固相体積率の場合を調べる。図4－36(a),(b)に、固相体積率の各相体積流束に対する変化率を示す。黒塗り記号で示す$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_L\rangle,\langle J_S\rangle}$は、白抜き記号の$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle,\langle J_G\rangle}$とほとんど重なっている。これらの2つの変化率は、わずかに負の値を持っており、固相体積率に及ぼす気相と液相の体積流束の役割は、ほぼ同等であるといえる。太線白抜き記号の$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_G\rangle,\langle J_L\rangle}$のみが正で、図示していないが、詳しく見ると、その絶対値はわずかに液相体積流束を変化させた場合の$\partial\langle\alpha_S\rangle/\partial\langle J_T\rangle|_{\langle J_S\rangle,\langle J_G\rangle}$の方が大きい。

（５）横軸に各相体積流束を用いた表示

これまで、横軸には全体積流束< J_T >を用いた図で、各相体積流束が及ぼす各相体積率への影響を論じてきたが、各相ごとの影響を調べるには、横軸に各相体積流束を用いた表示の方が特性が把握しやすい場合がある。そこで、ここではこれらの図を示すとともに、上述の体積流束の影響を再確認する。

まず、図４－３７、４－３８に、それぞれ、気相、液相の体積流束を用いた図を例示する。なお、この二つの図においては、固相体積流束< J_S >をパラメータとして示しているが、実験の際に< J_S >の値を0.01、0.02m/sといった端数のない値に正確に合致させることは困難であるので、実験における< J_S >の値はこれらの値に近い値となっている。そこで、横軸に< J_S >をとった図（後で示す図４－３９）を用いて、< J_S >の変化した時の各相体積率のデータを滑らかに結び、その線から< J_S >の端数のない値における各相体積率の値を読みとった。図４－３７、４－３８に示すデータは、こうして得られた読みとりデータであることを断っておく。図中、白抜き記号は気相、白抜き記号に縦すじを付したものが液相、黒塗り記号が固相の体積率を表す。また、＋印と×印で気液二相スラグ流の各々< α_L >と< α_G >を表す。縦軸の目盛りは、< α_G >並びに< α_L >が０～１、< α_S >が０～０.１で、< α_S >を10倍に拡大して示している。

さて、図４－３７は、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合の< J_G >と各相体積率の関係を示している。この実験条件では< α_G >は< J_G >の大きいほど大きく、< J_G >の増加とともに< α_G >が上に凸の形状で増加し、その増加の割合は< J_G >の大きいほど小さいことがこの図からも確認できる。一方、< α_L >と< α_S >は< J_G >の大きいほど小さく、< J_G >の増加とともに下に凸の形状で減少し、その減少の割合は< J_G >の大きいほど小さいこともわかる。

図４－３８も、同じくD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合の、< J_L >と各相体積率の関係を示している。この実験条件では< α_L >は< J_L >の大きいほど大きく、< J_L >の増加とともに< α_L >が上に凸の形状で増加し、その増加の割合は< J_L >の大きいほど小さいことがこの図からも確認できる。一方、< α_G >と< α_S >は< J_L >の大きいほど小さく、< J_L >の増加とともに下に凸の形状で減少し、その減少の割合は< J_L >の大きいほど小さいこともわかる。

固相体積流束< J_S >の影響は、各相体積率の測定結果を測定を行った全10条件のD、d_Sの組み合わせに対して示しておく。図４－３９(a)-(j)に、横軸に固相体積流

束$<J_S>$をとり、気相体積流束$<J_G>$をパラメータに、測定を行った$<J_L>$ごとの枠内に、各相体積率の測定結果を示す。各枠内に示した$<J_L>$、$<J_G>$の値は枠内のデータの平均値である。データはこの平均値の±3%以内にあるものに限られている。図中、白抜き記号は気相、白抜き記号に縦すじを付したものが液相、黒塗り記号が固相の体積率を表す。また、＋印と×印で今度は、固液二相流の各々$<\alpha_L>$と$<\alpha_S>$を表し、各枠左端の縦軸上のデータが気液二相スラグ流の体積率を示している。さらに、記号の形は$<J_G>$の範囲によって区別してある。例えば、図4－39(b)の▲は、$<J_G>$の平均値が0.45m/sのデータ群における$<\alpha_S>$を表している。縦軸の目盛りは、$<\alpha_G>$並びに$<\alpha_L>$が0～1、$<\alpha_S>$が0～0.1で、ここでも$<\alpha_S>$を10倍に拡大して示している。なお、図の1段目(a)～(c)には三種類の粒子径のセラミック粒子のD=20.9mmにおける測定結果、2段目(d)～(f)、3段目(g),(h)には各粒子のそれぞれD=30.6、50.4mmにおける測定結果を示した。4段目(i),(j)にはこれらと材質と密度の異なるアルミニウム粒子のD=20.9および30.6mmにおける結果を示した。なお、D=20.9mmとD=30.6および50.4mmでは横軸（$<J_S>$軸）の尺度を変えて表示している。

また、1～3段目において上の段から下の段へと目を移すと管径Dによる影響が、各段で横方向に目を移すと粒子径d_Sによる影響がわかる。さらに、最下段の粒子密度ρ_Sがアルミナセラミックスより大きいアルミニウム粒子の測定結果より、ρ_Sによる影響がわかる。これらをもとに、後の4．2．4節ではD、d_S、ρ_Sが各相の体積率に及ぼす影響について述べる。

この図によって、$<J_S>$の大きいほど$<\alpha_G>$並びに$<\alpha_L>$は小さく、$<J_S>$が増加すると$<\alpha_G>$並びに$<\alpha_L>$がわずかに減少する場合が多いこと、$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$の値が大きいときには比較的明白に減少しているが、値が小さいときにはその度合いが鈍り、特に$<\alpha_L>$については、わずかに増加する傾向が見られる場合があることが確認できる。また、$<J_S>$の大きいほど$<\alpha_S>$は大きく、$<J_S>$が増加すると$<\alpha_S>$はどの場合もわずかに上に凸の形状で増加すること等、横軸に$<J_T>$を用いた図4－3、4－4を用いて調べた特性の大半が確認できる。例えば、D=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/s、$<J_L>$=0.40m/sにおいて、$<J_S>$が増加すると$<\alpha_L>$がわずかに増加した特性は、図4－39(f)の左端の枠の縦すじを付した▽印が、わずかに右上がりとなっていることで確認できる。

しかし、これらの横軸に各相体積流束をとった図4－37～39のみからでは、

横軸に$<J_T>$を用いた図４－３、４－４及び図４－２９～３３を用いて述べた、ある特定の流動条件に、ある相の体積流束を加えた場合と、別の相の体積流束を加えた場合の各相体積率の比較といった議論、あるいはある相の体積流束を加えて、別の相の体積流束をその分小さくした際の各相体積率の比較といった議論は不可能であり、あくまでも２相の体積流束を保持したまま、他の相の体積流束を変化させた場合の議論しかできず、固気液三相スラグ流の複雑な流動特性の一部を見逃す可能性があることに注意を要する。

（６）各相体積流量比と各相体積率の関係

各相体積率は、相間に相対速度がない場合に、各相体積流束と全体積流束の比、すなわち各相体積流量比β_i（$=<J_i>/<J_T>$）と一致するため、体積率をこの体積流量比と対比することが多い。図４－４０(a),(b)～４－４２(a),(b)にそれぞれ、D＝20.9mm、d_S＝2.57mm 並びにD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合のβ_Gと$<\alpha_G>$、β_Lと$<\alpha_L>$、β_Sと$<\alpha_S>$の関係を示す。各図中の斜め線は、$\beta_i=<\alpha_i>$を表している。本実験範囲の測定値は、気相は全てこの線より下側に、液相、固相はほとんどが上側に存在する。すなわち、三相が均質流となって、同一速度で移動し、その空間に占める体積割合がその流入体積流量割合と一致している状態より、相間の相対速度の存在によってずれ、気相は空間をそれより少なく占め、固液両相は、それより大きく占めていることを表している。したがって、またこれは、後述の各相平均速度と全体積流束の関係図を用いて示すように、気相が常に全体積流束に対して正のスリップ速度、すなわち正のドリフト速度、液相、固相がほとんどの場合、全体積流束に対して負のスリップ速度、すなわち負のドリフト速度を有していることに対応する。また、図４－４０、４－４２の$\beta_G-<\alpha_G>$、$\beta_S-<\alpha_S>$関係では各々、β_G、β_Sが大きいほど、斜め線からのずれがともに大きいが、図４－４１の$\beta_L-<\alpha_L>$関係では、β_Lが大きいときに逆に$\beta_L=<\alpha_L>$の線に近づいている。これは、$<J_L>$が大きいときに対応している。また、$<J_L>$が大きいほど、気相、液相、固相とも線からのずれが小さいが、$<J_G>$、$<J_S>$が変化してもその影響は明白でない。これらのことより、$<J_L>$が大きいほど各相体積率が各相体積流量比に近づくこと、すなわち、各相のドリフト速度が相対的に小さくなり、各相平均速度が全体積流束に近づき、均質流に近づく傾向があるのに対し、$<J_G>$、$<J_S>$が増加してもこの傾向は見られないことがわかる。これは、液相が連続相で、他が分散相となっている

ことに起因していると考えられる。

（７）固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と
　　　各相体積率の関係のまとめ

　ここで、本節で得られた固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と各相体積率の関係に関する定性的特性を、各項目ごとに箇条書きでまとめておく。

- $<J_G>$並びに$<J_S>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $<\alpha_G>$の一般的特性
    - $<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
    - $<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_G>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_G>$の減少の度合いは大きい。
    - $<\alpha_G>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい。
    - $<\alpha_G>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい。
    - $<\alpha_G>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の場合、$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、気液二相スラグ流の場合と同じである。同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは、$<J_L>$が大きいときには$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きくなっているが、$<J_L>$が小さいときには極大値をもち、$<\alpha_G>$が大きいとき減少の度合いが小さくなる場合もある。
  - 同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して下に凸の形状で減少する場合もあるが、互いに交差する場合もある。
    - 各$<\alpha_G>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。
    - 各$<\alpha_G>$曲線の交差は、$<J_G>$が小さいほど$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいところで生じ、$<J_G>$が大きいほど大きな$<J_L>$あるいは$<J_T>$で生じてい

る。

  - 交差前後の各$<\alpha_G>$曲線の間隔は、$<J_G>$が大きいほど広く、$<J_G>$が小さいほど狭くなっている。
  - 交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<J_S>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど下にあり、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$<J_S>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど上にある。したがって、交差点より左の領域では、三相流状態において液相の体積流束が変化（たとえば減少）した分固相の体積流束が変化（たとえば増加）すると$<\alpha_G>$は減少するが、右の領域では増加することになる。
- 同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性
  - 各$<\alpha_G>$曲線の間隔は、同一の$<J_G>$の下で、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れている。
  - 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$<\alpha_G>$は大きい。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。

- $<\alpha_L>$の一般的特性
  - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $<\alpha_L>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_L>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の増加の度合いは大きい。
  - $<\alpha_L>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい場合が多い。
  - $<\alpha_L>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_L>$の小さいときには、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きく、$<J_L>$の大きいときには、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい。
  - $<\alpha_L>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の場合、$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きく、気液二相スラグ流の場合と同じである。同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きく

なったのち、極大値をもち、$\langle\alpha_G\rangle$が大きいとき増加の度合いが小さくなる場合もある。

  - 同一気相体積率においては、$\langle J_G\rangle$あるいは$\langle J_L\rangle$が小さいほど、$\langle\alpha_L\rangle$の増加の度合いは大きい。

- 同一の$\langle J_G\rangle$のもと、$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の特性
  - 各$\langle\alpha_L\rangle$曲線は、$\langle J_S\rangle$の異なる曲線が、並行して上に凸の形状で増加する場合もあるが、D=30.6mm、d_S=4.17mm、$\langle J_G\rangle$=0.50m/sの場合に互いに交差している。
  - 各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の間隔は、$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。
  - 交差前後の各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の間隔は、$\langle J_G\rangle$が大きいほど狭く、$\langle J_G\rangle$が小さいほど広くなっている。
  - 交差の無い場合、並びに交差のある場合の交差点より$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きい領域においては、$\langle J_S\rangle$の大きい$\langle\alpha_L\rangle$曲線ほど下側にあり、交差点より$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の小さい領域においては、$\langle J_S\rangle$の大きい$\langle\alpha_L\rangle$曲線ほど上側にある。したがって、前者の領域では、三相流状態において液相の体積流束が変化（たとえば減少）した分固相の体積流束が変化（たとえば増加）すると$\langle\alpha_L\rangle$は増加するが、右の領域では減少することになる。

- 同一の$\langle J_S\rangle$のもと、$\langle J_G\rangle$をパラメータとした場合の各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の特性
  - 各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の間隔は、同一の$\langle J_G\rangle$の下で、$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\langle\alpha_L\rangle$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れている。
  - 各$\langle\alpha_L\rangle$曲線は$\langle J_G\rangle$の大きいほど下側にあり、同じ$\langle J_T\rangle$、$\langle J_S\rangle$に対して$\langle\alpha_L\rangle$は小さい。逆に、$\langle J_G\rangle$の小さいほど上側にあり、同じ$\langle J_T\rangle$、$\langle J_S\rangle$に対して$\langle\alpha_L\rangle$は大きい。

- $\langle\alpha_S\rangle$の一般的特性
  - $\langle\alpha_S\rangle$は$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいほど小さい。
  - $\langle\alpha_S\rangle$は$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して下に凸の形状で減少する。したがって、$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど、$\langle\alpha_S\rangle$の減少の度合いは小さい。逆に$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が小さいほど、$\langle\alpha_S\rangle$の減少の度合

いは大きい。

- ・$<\alpha_S>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい。
- ・$<\alpha_S>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい。
- ・$<\alpha_S>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_S>$のもとではD＝20.9mm、d_S＝2.57mmでは、$<\alpha_G>$の大きい場合にわずかに大きく$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きいが、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmでは、同一の値の$<J_G>$の場合、$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいほど小さくなっている。

・同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

- ・各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が並行するが、交差は生じていない。
- ・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。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

- ・各$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が互いに漸近したのち、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいところでわずかに交差している。
- ・各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点に向かって広い状態から狭くなっている。交差点より左、すなわち、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<\alpha_S>$曲線は$<J_G>$が大きいものほど上側にあり、$<J_G>$が大きいときに$<\alpha_S>$は大きいが、交差のある場合、交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$<\alpha_S>$曲線は$<J_G>$が大きいものほどわずかに下側にあり、$<J_G>$が大きいときに$<\alpha_S>$は小さい。
- ・各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、同一の$<J_G>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の間隔に比べて、かなり狭くなっている。

・$<J_L>$並びに$<J_S>$が一定で、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化する場合

・$<\alpha_G>$の一般的特性

  - $<\alpha_G>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $<\alpha_G>$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_G>$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_G>$の増加の度合いは大きい。
  - $<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるとわずかに大きくなるか、最大値をとったのちわずかに小さくなる。
  - $<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$の小さいほどわずかながら大きい。
  - $<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$が大きくなるとわずかに大きくなり、最大値をとったのちわずかに小さくなる。
  - $<\alpha_G>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$の大きいほど、小さい。
- 同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性
  - 各$<\alpha_G>$曲線は、ほぼ並行して交差しない。
  - $<J_L>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$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$<\alpha_G>$曲線の特性
  - 各$<\alpha_G>$曲線は、ほぼ並行して交差しない。
  - 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。
  - 各$<\alpha_G>$曲線間の間隔は、$<J_L>$の大きいほど広く、$<J_L>$の小さいほど狭くなっている。
  - 各$<\alpha_G>$曲線間の間隔は、同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の曲線間の間隔より、かなり狭くなっている。
  - 各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_S>$の大きいほど、下側にある。したがって、$<J_T>$、$<J_L>$が一定なら、$<J_S>$の大きいほど、$<\alpha_G>$は小さい。

- $<\alpha_L>$の一般的特性

  - $<\alpha_L>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
  - $<\alpha_L>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_L>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_L>$の減少の度合いは大きい。
  - $<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるとわずかに大きくなるか、最大値をとったのちわずかに小さくなる。
  - $<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$の小さいほどわずかながら大きい。
  - $<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$が大きくなるとわずかに大きくなり、最大値をとったのちわずかに小さくなる。
  - $<\alpha_L>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$の大きいほど、小さい。
- 同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性
  - 各$<\alpha_L>$曲線は、ほぼ並行して交差しない。
  - $<J_L>$の大きい$<\alpha_L>$曲線ほど、上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_L>$は大きい。
- 同一の$<J_L>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_L>$曲線の特性
  - 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、その大部分が交差している。
  - 各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、交差点近くを除いても、同一の$<J_S>$の下$<J_L>$をパラメータとした場合の間隔に比べて、かなり狭い。
  - 各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、$<\alpha_L>$が１に近いところ、すなわち、固液二相流領域の近傍で狭くなっていて、その後、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広がった後狭くなり、交差点を過ぎると広くなっている。
  - 各$<\alpha_L>$曲線間の間隔は、$<J_L>$の大きいほど狭く、$<J_L>$の小さいほど広い。
  - 各$<\alpha_L>$曲線が交差する点の位置は、$<J_L>$の小さいほど$<J_G>$あるいは

$<J_T>$の小さいところに、$<J_L>$の大きいほど$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいところにある。

・交差する点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の値の小さい範囲では、$<J_S>$の大きい曲線ほど下側にある。したがって、$<J_T>$並びに$<J_L>$一定の下、気液二相スラグ流に固相を添加し、その$<J_S>$と同じ値の$<J_G>$を減少させるとき、$<\alpha_L>$は減少する。交差する点より$<J_G>$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。したがって、$<J_T>$並びに$<J_L>$一定の下、気液二相スラグ流に固相を添加し、その$<J_S>$と同じ値の$<J_G>$を減少させるとき、$<\alpha_L>$は増加する。

・$<\alpha_S>$の一般的特性

・$<\alpha_S>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。

・$<\alpha_S>$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対してほぼ下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_S>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_S>$の減少の度合いは大きい。

・$<\alpha_S>$の減少の度合いは、$<\alpha_G>$に対してほとんど変化していない。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

・各$<\alpha_S>$曲線は、D= 20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、ほぼ並行して、$<J_G>$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。D= 30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さいところで交差している。

・各$<\alpha_S>$曲線の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、狭い状態から広くなっている。

・交差のある場合は、交差後広くなった後、互いに漸近する。交差の無い場合、及び交差点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域において、$<J_L>$の大きい$<\alpha_S>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_S>$は小さい。

・同一の$<J_L>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

・各$<\alpha_S>$曲線は、並行して交差しない。

・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。

- $<J_G>$並びに$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $<\alpha_G>$の一般的特性
    - $<\alpha_G>$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。
    - $<\alpha_G>$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$<\alpha_G>$の減少の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_G>$の減少の度合いは大きい。
    - $<\alpha_G>$の減少の度合いは、同一の値の$<J_L>$あるいは$<J_G>$の下、$<\alpha_G>$の大きいときに大きい。
  - 同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
    - $<J_L>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_G>$は小さい。
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_L>$の小さいものほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少している。
  - 同一の$<J_L>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_G>$曲線の特性
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_G>$の大きいものほど、右上にあり、$<\alpha_G>$は大きい。
    - 各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_G>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少する。

  - $<\alpha_L>$の一般的特性
    - $<\alpha_L>$は、ほとんどの条件で$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、$<\alpha_L>$は$<J_S>$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。したがって、$<\alpha_L>$の減少の度合いは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大

きいほど小さく、逆に$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の小さいほど大きい。

- D＝30.6mm、d_S＝4.17mm の$\langle J_G\rangle$ = 0.50 m/s、$\langle J_L\rangle$ = 0.40 m/s 並びに$\langle J_G\rangle$ = 0.50 m/s、$\langle J_L\rangle$ = 0.50 m/s の条件においては、$\langle J_G\rangle$並びに$\langle J_L\rangle$が一定の下、$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいほど、$\langle \alpha_L\rangle$はわずかながら大きく、$\langle \alpha_L\rangle$は$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して、上に凸の形状でわずかに増加している。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する』という特性が成立している。
- $\langle \alpha_L\rangle$の減少の度合いは、同一の値の$\langle J_G\rangle$並びに$\langle J_S\rangle$の下では、$\langle \alpha_G\rangle$が大きくなるとわずかに大きくなる場合と小さくなる場合とがある。
- $\langle \alpha_L\rangle$の減少の度合いは、同一の値の$\langle J_L\rangle$並びに$\langle J_S\rangle$の下では、$\langle \alpha_G\rangle$の大きいほど小さい。

・同一の$\langle J_G\rangle$の下、$\langle J_L\rangle$をパラメータとした場合の各$\langle \alpha_L\rangle$曲線の特性

- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、$\langle J_L\rangle$の大きいものほど右上にあり、$\langle \alpha_L\rangle$は大きい。
- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、$\langle J_L\rangle$の大きいほど、$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して比較的急激に減少している場合が多い。ただし、D＝20.9mm、d_S＝2.57mm の$\langle J_G\rangle$ = 0.30 m/sでは、逆に、各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は$\langle J_L\rangle$の小さいほど、$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して比較的急激に減少している。

・同一の$\langle J_L\rangle$の下、$\langle J_G\rangle$をパラメータとした場合の各$\langle \alpha_L\rangle$曲線の特性

- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、$\langle J_G\rangle$の大きいものほど右下にあり、$\langle \alpha_L\rangle$は小さい。
- 各$\langle \alpha_L\rangle$曲線は、$\langle J_G\rangle$の小さいほど、$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して比較的急激に減少している。

・$\langle \alpha_S\rangle$の一般的特性

- $\langle \alpha_S\rangle$は$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいほど大きい。
- $\langle \alpha_S\rangle$は$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の増加に対して上に凸の形状で増加する。したがって、$\langle J_S\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど、$\langle \alpha_S\rangle$の増加の度合い

は小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$<\alpha_S>$の増加の度合いは大きい。

　・$<\alpha_S>$の増加の度合いは、$<J_T>$が大きいほど小さい。

　・$<\alpha_S>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$の場合は、$<\alpha_G>$の小さいほど大きい。

　・$<\alpha_S>$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の場合は、$<\alpha_G>$の大きいほど大きい。

・同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

　・各$<\alpha_S>$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

　・$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_L>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。

　・$<\alpha_S>$曲線の増加の度合いは、$<J_L>$が大きいほど小さい。

・同一の$<J_L>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$<\alpha_S>$曲線の特性

　・各$<\alpha_S>$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

　・$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_G>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。

　・$<\alpha_S>$曲線の増加の度合いは、$<J_G>$が大きいほど小さい。

・各相体積率の変化率の相互関係

　・$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合には、$<J_G>$が小さくて、$<J_L>$が大きいときには、固相体積率の増大分を主に液相体積率が減少することによって補っている。逆に、$<J_G>$が大きくて$<J_L>$が小さいときには、固相体積率の増大分を主に気相体積率が減少することによって補っている。

　・この傾向はほぼ$<\alpha_G>$の大小により変化し、$<\alpha_G>$が0.30～0.40より小さいときには固相体積率の増大分を主に液相体積率が減少することによって補い、$<\alpha_G>$が0.30～0.40より大きいときには固相体積率の増大分を主に気相体積率が減少することによって補っている。

　・$<\alpha_G>$は、$<J_G>$が小さい一部の条件を除き、液相を加えたときよりも、

固相を加えた時の方が減少の度合いが大きい。特に、$<J_L>$が小さくて、$<J_G>$が大きいときに、この傾向は顕著である。

・$<\alpha_L>$も、液相を加えたときよりも、固相を加えた時の方が減少の度合いが大きい場合が多い。

・$<\alpha_S>$に及ぼす気相と液相の体積流束の役割は、ほぼ同等であるといえるが、詳しく見ると、$<\alpha_S>$の減少の度合いはわずかに液相体積流束を変化させた場合の方が大きい。

・各相体積流量比と各相体積率の関係

・β_Gと$<\alpha_G>$、β_Lと$<\alpha_L>$、β_Sと$<\alpha_S>$の関係を調べると、気相は全て、$\beta_i=<\alpha_i>$を表す線より下側に、液相、固相はほとんどが上側に存在する。すなわち、三相が均質流となっている状態より、相間の相対速度の存在によってずれ、気相は空間をそれより少なく占め、固液両相は、それより大きく占めていることを表している。これは気相が常に全体積流束に対して正のスリップ速度、すなわち正のドリフト速度、液相、固相がほとんどの場合、全体積流束に対して負のスリップ速度、すなわち負のドリフト速度を有していることに対応する。

・$<J_L>$が大きいほど各相体積率が各相体積流量比に近づくこと、すなわち、各相のドリフト速度が相対的に小さくなり、各相平均速度が全体積流束に近づき、均質流に近づく傾向があるのに対し、$<J_G>$、$<J_S>$が増加してもこの傾向は見られない。

4．2．4　管内径、固体粒子径並びに固体粒子密度の各相体積率に及ぼす影響

本節では、管内径D、固体粒子径d_S、固体粒子密度ρ_Sの各相体積率に及ぼす影響について述べるが、実験装置と実験に用いた固体粒子の都合上、D、d_S、ρ_Sのうちの一つだけが異なり、残る二つと各相体積流束の全てが全く等しいという実験条件において各相体積率を測定することは非常に困難である。したがって、測定値のみからD、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることは不可能である。したがって、本節では、各相体積流束がほぼ等しい場合の各相体積率の測定値を用いて、可能な限り、測定値からD、d_S、ρ_Sの影響を調べることとする。特にD、d_Sが等しく、ρ_Sのみが異なる粒子が入手できず、ここでは、測定値の間隔から、ρ_Sの影響を予

測する。本研究では、第7章以降で固気液三相スラグ流モデルによる巨視的量の推定法を提案するが、この方法の妥当性を確認した後、その推算値によってD、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることが可能となる。その結果については、第9章で述べることとする。

（1）管内径の影響

本研究では、管内径Dに関して、20.9、30.6、50.4mmの3条件について測定を行ったので、管内径の影響を調べることができる。図4－43に、粒子径d_S=1.14mmと2.57mmで、$<J_G>$、$<J_L>$がほぼ等しい場合の各相体積率を、$<J_S>$に対して管内径Dをパラメータに表示した。どちらの場合も、○、△印のD=20.9と30.6mmでは各相体積率にほとんど差がないが、□印のD=50.4mmにおいて、$<\alpha_G>$がD=20.9、30.6mmの値よりやや小さく、$<\alpha_L>$がやや大きい。一方、$<\alpha_S>$はDが変化してもほとんど変化していない。したがって、本実験範囲においては、管内径Dが大きくなるとき、$<\alpha_S>$はあまり変化せず、$<\alpha_G>$が減少し、ほぼその減少分$<\alpha_L>$が増加するようである。体積率の測定結果のみからこのような特性の物理的原因を明らかにすることは難しいので、これについては4．3．4節で、各相平均速度とDの関係を用いて考察する。

（2）固体粒子径の影響

本研究では、前述の通り4種類の粒子を用いて測定を行ったが、そのうちの3種類が粒子密度ρ_Sがほぼ等しいアルミナセラミック製であるので、これらのデータより粒子径d_Sの影響を調べることができる。図4－44に、アルミナセラミック製の3種類の粒子径の異なる粒子、d_S=1.14mm（ρ_S=2270kg/m^3）、d_S=2.57mm（ρ_S=2380 kg/m^3）、並びにd_S=4.17mm（ρ_S=2400 kg/m^3）を用いた場合の体積率測定結果を示す。左側がD=20.9mm、右側がD=30.6mmの場合の結果である。d_Sが変化しても、$<\alpha_G>$と$<\alpha_L>$はあまり変化していない。しかし、$<\alpha_S>$はd_Sが大きいと、明らかに大きい値となっている。したがって、本実験範囲においては、d_Sが大きくなるとき、管内径Dの場合とは逆に、$<\alpha_S>$のみが影響を受け、大きくなるようである。もちろん、この増加分は気相か液相の体積率減少で補われなければならないが、$<\alpha_S>$の変化量は小さいため、どちらの相が主として減少する傾向にあるのかは特定できなかった。以上の特性の物理的原因についても4．3．

4節で考察する。

（3）固体粒子密度の影響

本研究では、粒子径が等しく、粒子密度のみが異なる粒子を用意することはできなかった。そこで、粒子密度がほぼ等しいアルミナセラミック製の粒子2種類と、粒子密度が少し大きいアルミニウム製の粒子のデータを比較して、各相体積率に及ぼす固体粒子密度ρ_Sの影響を明らかにする。図4－45は、ρ_S＝2380～2400 kg/m^3、d_S＝2.57、4.17mmのアルミナセラミック製の粒子及びρ_S＝2640 kg/m^3、d_S＝2.96mmのアルミニウム製の粒子を用いた場合の体積率測定結果の例で、左側がD＝20.9mm、右側がD＝30.6mmの場合の結果である。$<\alpha_G>$と$<\alpha_L>$は、三つの粒子で有意差はなく、固体粒子径の場合と同様、固体粒子密度がこれらに及ぼす影響は認められない。$<\alpha_S>$については（2）で述べたd_Sの影響のみを考慮すると、◇印のd_S＝2.96mmのデータは、○、□印のd_S＝2.57mmと、d_S＝4.17mmのデータの中間よりも粒子径の近いd_S＝2.57mmの近くにあるはずであるが、実際にはこれより大きな値となって、ほぼd_S＝4.17mmのデータと重なって存在している。このことより、ρ_Sが大きいほど$<\alpha_S>$が大きくなると推定できる。すなわち、本実験範囲においては、ρ_Sの各相体積率に及ぼす影響は、（2）で述べたd_Sの影響と定性的に同じである。よって、d_S一定のままρ_Sを大きくすることは、ρ_S一定のままd_Sを大きくすることほぼ同じ影響を各相体積率に及ぼすと考えられる。以上の特性の物理的原因についても4．3．4節で考察する。

４．３　各相平均速度の定性的特性

４．３．１　全体積流束を横軸に用いた各相平均速度の表示による各相体積流束と各相平均速度の関係の把握

管内の気液二相スラグ流、固液二相流、固気液三相スラグ流が、その流動条件によって各相の体積率を様々な値に変えながら流動することは、第４．２節で述べたとおりである。その際の各相ごとの平均速度がどのような値となっているのかも非常に興味深いことである。各相平均速度は体積流束を各相体積率で除したものであるので、平均速度特性は、基本的に前節に示した体積率特性と深く関連づけられることは言うまでもない。しかし、各相体積率と各相平均速度の定性的特性の相互関係は一部をのぞいて単純ではない。また、速度という観点から各混相流の特性を見直すことは有意義である。さらに、各相平均速度の特性を知ることによって、平均速度特性のみならず、前述の体積率特性、次節で取り扱う圧力降下特性等を物理的に説明するための、各種流動メカニズムの一部が明らかになると考えられる。

各相平均速度の測定値に関しても、各相体積率同様、主に全体積流束$<J_T>$を横軸に用いた図で示すこととする。図４－４６は、上段、中段、下段にそれぞれ気相、液相、固相の平均速度、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$を縦軸に、横軸には共通の全体積流束$<J_T>$をとった場合の模式図である。これは、図４－１同様、あくまでも模式図であるので、プロット点並びに各種曲線の値は正確なものではない。各段の縦軸は、それぞれ０を基点としている。図中の記号の形状等は、図４－１と同じで、液相体積流束$<J_L>$の違いによって形状を区別し、◇が$<J_L>=0$、以降、○、△、□の順に$<J_L>$は大きくなっていく。$<J_G>$については記号分けはしていないが、本図では液相同様、０と、小・中・大の４種類で示している。$<J_S>$については０とある正の値の場合の２種類で示している。なお、図中の曲線に関して、図４－１の各相体積率の場合には$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$の４×４×２通りの組み合わせ全てについて曲線を示したが、各相平均速度の場合には、各曲線が重なり合う度合いが強く、不明瞭となってしまう。そのため、図４－４６では$<J_G>$、$<J_L>$、$<J_S>$とも、０とある正の値の場合（$<J_G>$は、上述のプロットにおける「中」の値、$<J_L>$は△印の値、$<J_S>$は$\Delta<J_S>$）の２種類で示している。上で述べた記号のプロットも、これら線上に位置するものだけを取り上げ、それ以外のものは省略して示した。また、各図に非常にピッチの短い細い一点鎖線で、横軸と縦軸の値が等しい位置を示してい

る。

まず、上段の$<J_T>-\overline{V}_G$関係において、$\overline{V}_G=0$を表す下横軸上に、斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流、格子のはいった△印で表す液相単相流、及び濃いドットで塗られた△印で表す固液二相流の$\overline{V}_G$点を置いた。これらの流れでは$<J_G>$、$<\alpha_G>$ともに0であるため、$\overline{V}_G$は定義できない。したがって、実際にはこれらの流れにおける$\overline{V}_G$は不定となるのであるが、便宜上0の位置にプロットしたものである。斜め格子のはいった◇で示す気相単相流の$\overline{V}_G$は、$\overline{V}_G=<J_T>$を表す非常にピッチの短い細い一点鎖線上にある。この気相単相流の$\overline{V}_G$点から細い線が2本延びている。間隔の広い短い一点鎖線は、気相単相流に固相を加えた場合、すなわち気相単相流の$<J_G>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この線上は固気二相流である。この間隔の広い一点鎖線の先端に、固相体積流束$\Delta<J_S>$に対する固気二相流の$\overline{V}_G$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印がある。また、気相単相流の$\overline{V}_G$点から延びるもう一本の細い破線は、気相単相流に液相を加えた場合、すなわち気相単相流の$<J_G>$の値を保持したまま、$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この線上は気液二相流であり、線上に黒塗り記号で示す気液二相流のデータがある。固気二相流の$\overline{V}_G$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印を通る間隔の短い細い破線は、固気二相流において$<J_S>$一定の下、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線である。この線に沿って左方向、すなわち$<J_T>$あるいは$<J_G>$を減少させていくと、$\overline{V}_G=0$において斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流に達する。実際の流れにおいては、固相による管の閉塞によりなめらかな曲線とはならないことは体積率の場合と同様で、この曲線はあくまでも仮想的なものである。一方、$\overline{V}_G=0$を表す下横軸上の、格子のはいった△印で表す液相単相流の$\overline{V}_G$点を基点に延びる細い実線は、液相単相流に気相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この曲線上は気液二相流である。この曲線上に、黒塗り記号で示す気液二相流のデータがある。次いで、固気液三相流に対する$\overline{V}_G$点と曲線について説明する。固気二相流の$\overline{V}_G$点、すなわち、薄いドットで塗られた◇印を基点にした太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち固気二相流の$<J_G>$、$<J_S>$の値を保持したまま、$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この線上は固気液三相流である。この線上に白抜き記号で示す固気液三相流のデータがある。一方、$\overline{V}_G=0$を表す、下横軸上の濃いドットで塗られた△印で表す固液二相流の$\overline{V}_G$点から延びる太い実線は、

固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_L>$、$<J_S>$の値を保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この線上は固気液三相流であり、線上に白抜き記号で示す固気液三相流のデータがある。さらに、黒塗り記号で示す各気液二相流のデータを基点に、短くて太い点線が延びているが、これらは気液二相流に固相を加えた場合、すなわち気液二相流の$<J_G>$、$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$線で、この線上も固気液三相流である。これらの線は、細い実線と細い破線の交点から、太い実線と太い破線の交点に向かって延びている。以上、上段の$<J_T>-\overline{V}_G$線図における各種記号と曲線に関して述べた。この図のように横軸に$<J_T>$をとった場合の利点については、第4．2．1節で述べたとおりである。

次に、中段の$<J_T>-\overline{V}_L$図について説明する。この図では、$\overline{V}_L=0$を表す下横軸上に、斜線を施した◇印で表される仮想的な固相単相流、斜め格子のはいった◇印で示す気相単相流、薄いドットで塗られた◇印で示す固気二相流の$\overline{V}_L$を配置した。これらも、実際には不定の値となるものである。格子のはいった記号で示す液相単相流の$\overline{V}_L$は、$\overline{V}_L=<J_T>$を表す非常にピッチの短い一点鎖線上にある。この液相単相流の$\overline{V}_L$点から細い線が2本延びている。細くて短い点線は、液相単相流に固相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線で、この線上は固液二相流であり、線上に濃いドットで塗られた固液二相流の$\overline{V}_L$点がある。一方、細い実線は、液相単相流に気相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線で、この線上は気液二相流である。濃いドットで塗られた固液二相流の$\overline{V}_L$点を通過する細くて間隔の狭い一点鎖線は、固液二相流において$<J_S>$一定の下、$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線である。この線に沿って左方向、すなわち$<J_T>$あるいは$<J_L>$を減少させていくと、$\overline{V}_L=0$において、斜線を施した◇で示す仮想的な固相単相流に達する。この曲線はあくまでも仮想的なものである。$\overline{V}_L=0$を表す下横軸上にある気相単相流の$\overline{V}_L$点から延びている細い破線は、気相単相流に液相を加えていった場合、すなわち気相単相流の$<J_G>$の値を保持したまま、液相体積流束$<J_L>$を変化させた場合の点線で、この線上は気液二相流であり、線上に気液二相流の$\overline{V}_L$点がある。固気液三相流に対しても$<J_T>-\overline{V}_G$線図同様、3種類の曲線がある。まず、濃いドットで塗られた固液二相流の$\overline{V}_L$点から延びている太い実線は、固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_L>$、$<J_S>$の値

を保持したまま$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線で、この線上は固気液三相流である。下横軸上の薄いドットで塗られた◇印の固気二相流の$\overline{V}_L$点から延びている太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち固気二相流の$<J_G>$、$<J_S>$の値を保持したまま$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線で、やはり線上に、固気液三相流の$\overline{V}_L$点がある。気液二相流を示す黒塗りの$\overline{V}_L$点から延びている太くて短い点線は、気液二相流に固相を加えた場合、すなわち、すなわち気液二相流の$<J_G>$、$<J_L>$の値を保持したまま$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_L$線で、先端に白抜き記号で示す固気液三相流の$\overline{V}_L$点がある。

最後に下段の$<J_T>-\overline{V}_S$図について説明する。この図では、$\overline{V}_S=0$を表す下横軸上に、格子のはいった△印で示す液相単相流、斜め格子のはいった◇印で示す気相単相流、並びに黒塗りの記号で示す気液二相流の$\overline{V}_S$点を便宜的に配置した。この$<J_T>-\overline{V}_S$図においては、斜線を施した◇印で表される、仮想的な固相単相流の$\overline{V}_S$点が$\overline{V}_S=<J_T>$を表す非常にピッチの短い一点鎖線上にある。この固相単相流の$\overline{V}_S$点から延びている2本の細い線のうち、間隔の狭い細い破線は、固相単相流に気相を加えた場合、すなわち固相単相流の$<J_S>$を一定に保持したまま、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線である。この線上は固気二相流であり、線上に薄いドットのはいった◇印で示す固気二相流の$\overline{V}_S$点がある。また、もう1本の間隔の狭い細い一点鎖線は、固相単相流に液相を加えた場合、すなわち固相単相流の$<J_S>$を一定に保持したまま、$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線である。この線上は固液二相流であり、線上に濃いドットのはいった△印で示す固液二相流の$\overline{V}_S$点がある。$\overline{V}_S=0$を表す下横軸上にある気相単相流の$\overline{V}_S$点から延びている間隔の広い一点鎖線は、気相単相流に固相を加えた場合、すなわち気相単相流の$<J_G>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線で、この線上は固気二相流である。また、この線の先端には固気二相流を示す薄いドットのはいった◇印の$\overline{V}_S$点がある。一方、$\overline{V}_S=0$を表す下横軸上にある格子のはいった△印で示す液相単相流を基点とする細い点線は、液相単相流に固相を加えた場合、すなわち液相単相流の$<J_L>$の値を保持したまま、$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線で、この線上は固液二相流である。また、この線の先端には固液二相流を示す濃いドットのはいった記号の$\overline{V}_S$点がある。固気液三相流に対しても$<J_T>-\overline{V}_G$線図並びに$<J_T>-\overline{V}_L$線図同様に、3種類の曲線がある。まず、濃いドットで塗られた△印の固液二相流の$\overline{V}_S$点から延びている太い実線は、固液二相流に気相を加えた場合、すなわち固液二相流の$<J_L>$、$<J_S>$

の値を保持したまま$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線である。薄いドットで塗られた◇印の固気二相流の$\overline{V}_S$点から延びている太い破線は、固気二相流に液相を加えた場合、すなわち、固気二相流の$<J_G>$、$<J_S>$の値を保持したまま$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線である。これらの線上に、白抜き記号で示す固気液三相流の$\overline{V}_S$点が現れる。下横軸上の気液二相流を示す黒塗りの$\overline{V}_S$点から延びている太くて短い点線は、気液二相流に固相を加えた場合、すなわち、すなわち気液二相流の$<J_G>$、$<J_L>$の値を保持したまま$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$線で、先端に白抜き記号で示す固気液三相流の$\overline{V}_S$点がある。

さて、以上で横軸に$<J_T>$をとって各相平均速度を表示する方法についての説明を終え、以下では実際の各相平均速度測定値をこれらの表示法で示していく。まず最初に全実験条件における平均速度測定値のいわゆる生データを表示し、その後、平均速度曲線を加えて議論していく。この際、図４－４６で用いた各種曲線及び記号はそのまま同じ意味で用いる。ただし、以下の議論では、気相単相流並びに測定を行っていない固気二相流については対象外とし、図からもこれらの領域は削除する。

全１０種類のＤ、d_Sの組み合わせにおける各相平均速度、$\overline{V}_i$（i=G,L,S）の測定値と体積流束の関係を図４－４７(a)~(j)に示す。$\overline{V}_i$と各相体積流束の相互関係を有機的に議論するために、体積率の場合同様、横軸には全体積流束$<J_T>$を用い、各図上段、中段、下段にそれぞれ、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$を示した。(a)~(h)には、アルミナセラミック粒子、(i),(j)にはアルミニウム粒子を用いた場合の結果を示す。ここでも、格子模様の記号が液相単相流、黒塗りの記号は気液二相スラグ流、濃いドットの施した灰色の記号は固液二相流、白抜きの記号は固気液三相スラグ流に対する各相平均速度の測定結果を表している。プロットされたデータ群は、図中に示した$<J_G>$、$<J_L>$の各設定値の±５%以内にあるものを取り出したものである。記号の形○、△、□は、各図の条件において、$<J_L>$が小さいものから順に対応している。同じ記号の形、すなわち同じ$<J_L>$のデータに対しては、$<J_T>$の小さい、すなわち左寄りのデータ群から順に、$<J_G>$の小さいデータ群が対応している。また、一点鎖線で、$\overline{V}_i=<J_T>$となる直線を示している。さらに、速度が定義できない場合、すなわち液相単相流並びに固液二相流における$\overline{V}_G$、液相単相流並びに気液二相スラグ流における$\overline{V}_S$のデータは、$\overline{V}_i=0$の下横軸上に示した。なお、これらは決して$<J_G>\rightarrow 0$としたときの$\overline{V}_G$の極限値や、$<J_S>\rightarrow 0$としたときの$\overline{V}_S$の極限

値でないことを断っておく。

まず、各相平均相速度の大きさの比較を行う。$\overline{V}_i=<J_T>$の一点鎖線に対して、$\overline{V}_G$は常に上側、$\overline{V}_L$は常に下側であるが線の比較的近くに並び、大部分の$\overline{V}_S$はさらにその下側を中心に分布している。これより、本実験条件においてはほぼ$\overline{V}_G>\overline{V}_L>\overline{V}_S$の関係があることがわかる。これは、本研究では、液相に対して沈降性の固体粒子を固相として用いており、気相は液相に対して正のスリップ速度を持っているため、当然ではある。しかし、図４－４７の半分ほどの場合において、一部の$\overline{V}_S$のデータが$\overline{V}_i=<J_T>$の線より上側に存在し、ここでは$\overline{V}_G>\overline{V}_S>\overline{V}_L$となっていることがわかる。各相平均相速度とも、$<J_T>$の増加に対して増加している。また、$<J_S>$が変化したときの生データのばらつき具合を調べると、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$に比べて、$\overline{V}_S$のばらつきが大きいことがわかる。同じ$<J_S>$に対して$\overline{V}_S$が最も大きく変化していることになる。しかし、これらの図も、図４－２と同様、$<J_G>$、$<J_L>$が各設定値の大小側５％以内にあるものを取り出し、$<J_T>=<J_G>+<J_L>+<J_S>$としてそのままプロットしているため、$<J_G>$、$<J_L>$の設定値からのずれが横軸方向のずれとなる。よって$<J_G>$、$<J_L>$を±５％に保持して$<J_S>$を増加させた場合、$<J_S>$の増分に比べて$<J_G>$と$<J_L>$の偏りが大きいと、$<J_S>$による効果を適正に判定することが難しい。したがって、これらの図からでは各相体積流束の影響の詳細、特に$<J_S>$の影響や、各相体積流束の大小による各相体積率の増減の度合いの大小関係等がわかりにくい。したがって、第４．２．１節で求めた各相体積率の補正値を用いて、各$<J_G>$、$<J_L>$設定値における各データの各相平均速度補正値を算出した。つぎに、やはり第４．２．１節で求めた補正後のデータを用いて最小自乗法に基づいて求めた体積率曲線を、平均速度に換算した。図４－４８、４－４９に、それぞれ$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mmの場合、$D=30.6$mm、$d_S=4.17$mmの場合のこれらの曲線と、各$<J_G>$、$<J_L>$に対する各相平均速度補正値とを同時に示した。これらの線の有効範囲は、実験条件近傍である。曲線は、二相流の場合、一つの相の体積流束を固定し、他の相の体積流束のみが変化した場合の、三相流の場合には二相の体積流束を固定し、残る一相の体積流束のみを変化させた場合の各相平均速度を表す線である。

線の表示も図４－３、４－４と同様である。すなわち、細い線は気液二相スラグ流並びに固液二相流、太い線は固気液三相スラグ流に対応している。四種類の曲線のうち、破線は$<J_G>$あるいは$<J_G>$並びに$<J_S>$を一定に保持した状態の気相単相

流あるいは固気二相流において、$<J_L>$をパラメータとして変化させた場合、実線は$<J_L>$あるいは$<J_L>$並びに$<J_S>$を一定に保持した状態の液相単相流あるいは固液二相流において、$<J_G>$をパラメータとして変化させた場合、点線は$<J_L>$あるいは$<J_G>$並びに$<J_L>$を一定に保持した状態の液相単相流、あるいは気液二相流において、$<J_S>$をパラメータとして変化させた場合、一点鎖線は$<J_S>$あるいは$<J_S>$並びに$<J_G>$を一定に保持した状態の固相単相流あるいは固気二相流において、$<J_L>$をパラメータとして変化させた場合である。なお、各相の平均相速度の大小関係をできるだけ比較し易いように、$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$を同じ図上に表示し、その下側に$\overline{V}_S$に対する図を示した。しかし、図４－３、４－４の体積率の時のように全てのデータの流動条件に対する実線、破線、点線をともに図示すると、データ、曲線ともに互いに重なり合い、区別することが困難となる。これは、各相平均速度が$<J_T>$が同じであれば、体積率の場合よりも互いに近い値を持つためで、このことは、図４－２と図４－４７を見比べれば明らかである。そこで、図４－４８、４－４９では、各相平均相速度に対する曲線は、一部の条件のものに限定して示すこととする。すなわち、実線に関しては、$<J_L>$を各条件３種類の$<J_L>$の中央のものの値、破線に関しても、$<J_G>$を各条件３種類の$<J_G>$の中央のものの値に固定し、$<J_S>$を０（気液二相スラグ流）と0.050 m/s あるいは0.020 m/s （固気液三相スラグ流）の２つに限定して表示する。点線に関しては$<J_G>$、$<J_L>$のどちらかが中央のものの値の下で、$<J_S>$を変化させた場合のものを表示する。

固気液三相流の各相平均速度特性を理解する際、二相流の知識と情報はその基礎としてやはり不可欠である。ここで取り扱う固気液三相スラグ流は、実験装置上固液二相流に気相を加えることによって作られている。また、使用した固体粒子が親水性で密度が液体である水の密度より大きいため、ほとんどの固体粒子は液相内に存在し、流動様式としては気液二相流準拠となっている。したがって、体積率の場合同様、気液二相スラグ流並びに固液二相流が基準二相流と見なされる。固気液三相スラグ流の各相平均速度を議論する前に、まずその基礎となる気液二相スラグ流及び固液二相流における各相平均速度の特性について考察する。ついで、次節において、第三番目の相の添加による効果に注目しながら固気液三相スラグ流の各相平均速度特性について述べる。

４．３．２　気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と各相平均速度の関係

（ａ）気液二相スラグ流における各相平均速度

気液二相スラグ流における平均気相速度$\overline{V}_G$（$=\langle J_G\rangle/\langle\alpha_G\rangle$）は図４－４８、４－４９の上側枠に黒塗り記号で示されているが、ここから気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$のデータのみを抜き出したのがそれぞれ、図４－５０、４－５１である。$\overline{V}_G$は常に$\overline{V}_i=\langle J_T\rangle$を表す一点鎖線の上側の範囲にあり、$\overline{V}_G$は$\langle J_T\rangle$より大きい値をもっている。また、$\langle J_T\rangle$の増加に対して概略右上がりに増加している。$\overline{V}_G$の実験値と重なる右上がりの３本の細い破線は$\langle J_G\rangle$一定のもと$\langle J_L\rangle$を増加させたときの$\overline{V}_G$の変化を、右上がりの３本の細い実線は$\langle J_L\rangle$一定のもと$\langle J_G\rangle$を増加させたときの$\overline{V}_G$の変化を示している。図４－５０、４－５１とも、細い実線に比べて細い破線はやや勾配が急である。したがって、これら６本の線は非常に細長い菱形状の形を作る。これは、各相体積率に関する図４－５、４－６における両相体積流束一定の線が作る菱形が、$\overline{V}_G=\langle J_G\rangle/\langle\alpha_G\rangle$の換算を経て扁平になったものである。$\langle J_T\rangle$が小さいうち下側にあった破線がやがて実線と交差し、$\langle J_T\rangle$が大きい範囲では逆に実線より上側に来ている。このことから、体積率特性について述べた４．２．２節の（ａ－３）で詳しく取り上げた気液二相スラグ流の特性、すなわち、気相体積率に及ぼす気相と液相の体積流束の影響に差異が生じていることを相速度の観点から確認できる。仮に気相と液相の体積流束の影響に差異が無いとするならば、破線と実線が重なり合うからである。このように、各相平均速度を全体積流束に対して図示すると、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]の際に行われていたように、気相平均速度あるいは気相体積率に及ぼす気相、液相の体積流束の影響が全く等しいという仮定があくまでも近似的なものであることが明確に理解できる。なお、気相平均速度に及ぼす気相、液相の体積流束の詳細については、後の本節（ａ－３）で取り上げる。

気液二相流の体積率に対しては$\langle\alpha_G\rangle+\langle\alpha_L\rangle=1$が成立するので、液相に対する線と黒塗り記号は、４．２．２節で述べた通り横軸（$\langle\alpha_G\rangle=0$、$\langle\alpha_L\rangle=1$の軸）に対称な位置に現れるが、各相平均速度に対してはこのような関係は成り立たない。したがって、液相平均速度$\overline{V}_L$についても$\overline{V}_G$と同様に調べる必要がある。気液二相スラグ流における$\overline{V}_L$（$=\langle J_L\rangle/\langle\alpha_L\rangle$）は図４－５０、４－５１の一点鎖線の下側に

黒塗り記号で示されている。$\overline{V}_L$は$\overline{V}_G$とは逆に、このように$\overline{V}_L=<J_T>$を表す一点鎖線の常に下側にある。すなわち、気液二相スラグ流における$\overline{V}_L$は、$<J_T>$より小さい。しかし、$\overline{V}_G$と同様に、$<J_T>$の増加に対して概略右上がりに増加している。図中の$\overline{V}_L$の実験値と重なる右上がりの３本の細い破線は、$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの$\overline{V}_L$の変化を、右上がりの３本の細い実線は、$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときの$\overline{V}_L$の変化を示している。$\overline{V}_G$と同様に細い実線に比べて細い破線は勾配が急である。その勾配の違いは$\overline{V}_G$の場合より顕著で、その結果やや細長いが、$\overline{V}_G$の場合よりは太くなった菱形状の形を作る。

以上より、本実験範囲内の気液二相スラグ流においては常に、気相を加えたときよりも液相を加えたときの方が、気相、液相の平均速度がより顕著に増加することが確認できた。すなわち、両相の体積流束の各相平均速度に及ぼす効果は同一ではない。

このように、これら各曲線の勾配（ここでは変化率と記す）は、各相体積流束や体積率により異なる。本実験における気液二相スラグ流に対する$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$の特性を以下で詳しく調べる。

（ａ－１）気相体積流束$<J_G>$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

まず、分散相である気相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束が変化する場合を取り上げる。図４－５０、４－５１の一点鎖線の上側の細い破線で示すように$<J_G>$が一定の場合、$\overline{V}_G$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$\overline{V}_G$はほぼ直線的に増加している。$<J_G>$をパラメータとして３本の細い破線を見ると、同一の$<J_T>$においては、$<J_G>$の小さいほど$\overline{V}_G$は大きいが、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに散在している。さらに詳細にこれら各曲線を調べると、図４－５０、４－５１のどちらの場合も、わずかではあるが上に凸の形状で増加しているようである。この増加の度合いは、気相体積流束$<J_G>$一定下での液相体積流束$<J_L>$あるいは全体積流束$<J_T>$に対する気相平均速度$\overline{V}_G$の変化率$\partial \overline{V}_G / \partial <J_L> |_{<J_G>} = \partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_G>}$より確認することができる。図４－５２(a),(b)に黒塗り記号で示すように、この変化率は１より大きい値（約1.1～1.3）で、同一の値の気相体積流束$<J_G>$のもと$<J_T>$あるいは$<J_L>$を増加させると破線のようにほぼ直線的に減少し、同一の値の液相

体積流束$<J_L>$のもと$<J_T>$あるいは$<J_G>$を増加させると実線で示すようにほぼ直線的に増加している。これより、$<J_G>$一定下で$<J_L>$を増加させたときの$\overline{V}_G$の増加の度合いは、$<J_L>$が小さいほど、$<J_G>$が大きいほど大きいことがわかる。したがって、図４－５２(a),(b)に示した各９点の流動条件では、D＝20.9 mm の場合には$<J_G>$＝0.65 m/s、$<J_L>$=0.50 m/s、D＝ 30.6 mm の場合には$<J_G>$＝0.50 m/s 、$<J_L>$＝0.40 m/s の時が最も$<J_L>$に対する$\overline{V}_G$の増加率が大きく、ともに約 1.3 程度である。これより、$<J_G>$が一定の場合、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$\overline{V}_G$はわずかではあるが上に凸の形状で増加していることが確認できる。また逆に、増加の度合いが約1.1～1.3の範囲にとどまっていることより、近似的には$\overline{V}_G$はほぼ直線的に増加しているともいえる。

一方、図４－５０、４－５１の一点鎖線の下側の細い破線で示すように$<J_G>$が一定の場合、$\overline{V}_L$も$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常にほぼ直線的に増加している。$<J_G>$をパラメータとして３本の細い破線を見ると、同一の$<J_T>$においては、$<J_G>$の小さいほど$\overline{V}_L$は大きい。これらの破線の間隔は、$\overline{V}_G$の場合に比べて必ずしも狭くなく、$\overline{V}_G$のように一本の直線の周りに散在しているとはいえない。さらに詳細にこれら各曲線を調べると、図４－５０、４－５１のどちらの場合も、ごくわずかではあるが$\overline{V}_G$同様、上に凸の形状で増加しているようである。この特性は、$\overline{V}_L$の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する変化率、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_L> |_{<J_G>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>}$により確認することができる。この変化率は図４－５２(a),(b)に白抜き記号で示すように、１より少しだけ大きい値（約1.1～1.2）を持ち、同一の値の$<J_G>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さくなっているが、同一の値の$<J_L>$の下では、$<J_T>$あるいは$<J_G>$が増加するとわずかに増加しているのがわかる。これより、$<J_L>$を増加させると、$<J_L>$が小さい時ほど、そして$<J_G>$が大きい時ほど$\overline{V}_L$の増加率がわずかに大きくなる効果があることがわかる。以上より、$<J_G>$が一定の場合$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$\overline{V}_L$はごくわずかではあるが上に凸の形状で増加することが確認できる。逆に、$\overline{V}_L$の増加率の$<J_L>$あるいは$<J_T>$による違いは、$\overline{V}_G$の増加率の違いに比べて差が小さいことも確認でき、$\overline{V}_L$は$\overline{V}_G$よりもさらに直線的に$<J_G>$一定の下、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加により増加することがわかる。

変化率$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_G>}$は、気相体積率にも依存していて、図４－５３(a),(b)に示すように同一気相体積流束のもとでも、同一液相体積流束のもとでも、

$<\alpha_G>$の大きいほど大きい。この変化率$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_G>}$はほぼ体積流束の値にかかわらず気相体積率とともに増加している。すなわち、この領域では$<\alpha_G>$が大きいほどこの増加率は大きく、その増加率はほぼ$<\alpha_G>$により一義的に決まるようである。一方、変化率$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_G>}$も、同一気相体積流束および同一液相体積流束のもとで$<\alpha_G>$の大きいほどわずかに大きくなっている。ここでも各体積流束の線はほぼ重なりあい、変化率$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_G>}$もほぼ$<\alpha_G>$で決まることがわかる。

（a－2）液相体積流束$<J_L>$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

次いで、連続相である液相の体積流束が一定で、分散相である気相の体積流束が変化する場合を取り上げる。$<J_L>$が一定の場合にも、図４－５０、４－５１の一点鎖線の上側の細い実線で示すように$\overline{V}_G$は常に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共にほぼ直線的に増加している。$<J_L>$をパラメータとして３本の細い実線を見ると、同一の$<J_T>$においては、$<J_L>$の大きいほど$\overline{V}_G$は大きいが、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに散在している。さらに詳細にこれら各曲線を調べると、図４－５０、４－５１のどちらの場合も、わずかに上に凸の形状のものと下に凸の形状で増加しているものの両方が見られる。この増加の度合いは、$<J_L>$一定下での$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_G$の変化率、$\partial\overline{V}_G/\partial<J_G>|_{<J_L>}=\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_L>}$により確認することができる。この変化率を図４－５４(a),(b)に黒塗り記号で示す。この変化率は１前後の値をもっている。$<J_G>$が一定の場合と異なり、条件によっては１より小さい値をもつことが特徴であり、同一気相体積流束のもとでは下に凸の形状で増加している。同一液相体積流束のもとでは、ほぼ直線的かわずかに下に凸の形状で、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい値を持つ場合が多いが、$<J_L>$が小さいときには逆にわずかに増加している。このことが、上述の、図４－５０、４－５１の細い実線を詳しく見ればわずかに上に凸の形状か、下に凸の形状で増加しているものの、実際にはほぼ直線状で増加していることと対応している。

一方、$<J_L>$が一定の場合、図４－５０、４－５１の一点鎖線下側の細い実線で示すように$\overline{V}_L$も、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加するとほぼ直線的に増加している。$<J_L>$をパラメータとして３本の細い実

線を見ると、同一の$\langle J_T \rangle$においては、$\langle J_L \rangle$の大きいほど$\overline{V}_L$は大きいが、これらの実線の間隔は、必ずしも狭くなく、$\overline{V}_G$のように一本の直線の周りに散在しているとはいえない。これは、$\langle J_G \rangle$が一定の場合の$\overline{V}_L$曲線と同じ傾向である。また、各々の細い実線の直線性は、これまでに述べたものよりもさらに高く、ほとんど直線といえるほどである。各曲線の変化率は、$\langle J_L \rangle$一定下での$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$に対する$\overline{V}_L$の変化率$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_G \rangle |_{\langle J_L \rangle} = \partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$により確認することができる。この変化率は、図４－５４(a),(b)に白抜き記号で示すように、ほぼ0.7～0.8程度の大きさである。すなわち、$\langle J_G \rangle$の増加分より$\overline{V}_L$の増加分が常に小さいことを表している。同一気相体積流束のもとでは、上に凸の形状でごくわずか増加しているが、同一液相体積率のもとでは$\langle J_T \rangle$すなわち$\langle J_G \rangle$が変化してもほとんど変化しない。したがって、各実線がほとんど直線となっているのである。

変化率$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$及び$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$は、気相体積率にも依存している。図４－５５(a),(b)に示すように$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$は、同一気相体積流束のもとでは、$\langle \alpha_G \rangle$に対して下に凸の形状で減少している。一方、同一液相体積流束のもとでは、$\langle J_L \rangle$が大きい場合には$\langle \alpha_G \rangle$が大きいほどわずかに小さくなっているが、$\langle J_L \rangle$が小さい場合には$\langle \alpha_G \rangle$が大きいほどわずかに大きくなっている。$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$は、各相体積流束にはあまり依存せず、わずかに$\langle \alpha_G \rangle$の大きいほど下に凸の形状で小さくなっている。

（ａ－３）$\langle J_G \rangle$一定下と$\langle J_L \rangle$が一定下での変化の比較

ここで、（ａ－１）と（ａ－２）で述べた気相と液相の平均速度の、気相体積流束$\langle J_G \rangle$一定下での変化率と、液相体積流束$\langle J_L \rangle$一定下での変化率の気相体積流束$\langle J_G \rangle$並びに液相体積流束$\langle J_L \rangle$に対する特性を比較する。図４－５６(a),(b)に$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle}$と$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$の比較を、図４－５７(a),(b)に$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle}$と$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$の比較を示す。まず、$\overline{V}_G$についてみてみると、$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle}$の値の方が、$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$よりも本実験範囲のすべての条件で大きい。すなわち、液相体積流束を変化させたときの方が気相体積流束を変化させたときより$\overline{V}_G$の変化する量が大きいことがわかる。しかし、図４－５６(a),(b)では$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の測定値の範囲が異なることが結果に影響を与えているとも考えられるため、この特性が気液二相スラグ流の一般的な特性であることを確認するためには、$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の範囲が等しい条件に対して同様の比較を行

う必要がある。そこで体積率のところで述べた追加実験結果を用いて、平均速度の観点から、気相体積流束と液相体積流束の影響の差異を確認する。まず、図４－５８に、図４－５０と同じ座標軸上に、D = 20.9 mm の管における、$<J_G>$、$<J_L>$がともに0.30,0.50,0.70m/sの値における追加実験結果を示す。（a－１）と（a－２）で述べた気相平均速度の定性的特性は、本図においても、全て成立している。このデータに対する気相平均速度の変化率を図４－５９に示す。変化率の値は、$<J_G>$と$<J_L>$が同じ範囲のこの実験結果においても、$<J_G>$=0.70m/s、$<J_L>$=0.70m/sの一点を除いて、$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_G>}$の方が、$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_L>}$よりも大きいことが確認できる。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、このように顕著な差異が生じていることが、平均速度の観点からも確認できた。なお、第４．２．２節の（a－３）で述べたように、気相体積率に関しては、同じデータに対し、$<J_G>$が小さい、あるいは$<J_L>$が大きいときには、気相体積流束に対する変化率$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の方が$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_G>}$より大きく、逆に$<J_L>$が小さい、あるいは$<J_G>$が大きい時には、液相体積流束に対する変化率$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_G>}$の方が$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$より大きい場合が多いが、$<J_G>$と$<J_L>$の値が等しいときには、$\partial <\alpha_G> / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の方が大きかった。このように、体積率と平均速度の関係は単純ではなく、体積率変化率の特性から平均速度変化率の特性を簡単には推測できない。

一方、$\overline{V}_L$の変化率の値は図４－５７(a),(b)に示すように、気相と同様、気相体積流束一定のもと液相体積流束を変化させた場合の方が液相体積流束一定のもと気相体積流束を変化させた場合よりも大きく、１をわずかに越える値を持つが、後者は常に１より小さい。この傾向は、$<J_G>$と$<J_L>$が同じ範囲の実験結果に対する図４－６０においても確認できる。したがって、$\overline{V}_L$にとっても液相体積流束を変化させると液相体積流束の変化量を越えて$\overline{V}_L$が変化するが、気相体積流束を変化させても$\overline{V}_L$の変化量は気相体積流束の変化量より小さくしか変化しないことがわかる。$<J_G>$が増加するとき、後の第７章に示すように、大気泡長さが長くなり、周囲の相対的に落下する液膜量も増えることが、この一因と考えられる。なお、$\overline{V}_L$の変化量に関するこの特性は、ドリフトフラックスモデルを、$\overline{V}_G$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を用いて適用しても、推定でき

るものである。

（b）固液二相流における各相平均速度

固液二相流の$\overline{V}_L$（$=<J_L>/<\alpha_L>$）及び$\overline{V}_S$（$=<J_S>/<\alpha_S>$）の測定値はそれぞれ、図４－４８、４－４９の上段と下段に灰色記号で表されている。$\overline{V}_L$は、近似的に$\overline{V}_i=<J_T>$を表す一点鎖線上にある。$\overline{V}_S$はこの線より下側の領域にある。細い点線は$<J_L>$一定で$<J_S>$が増加したときの$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$の変化を表している。また、細い一点鎖線は$<J_S>$一定で$<J_L>$が増加したときの$\overline{V}_L$、$\overline{V}_S$の変化を表している。しかし、これら図４－４８、４－４９では固液二相流の細かい特徴がわかりにくいので、気液二相スラグ流の場合同様、固液二相流のデータのみを抜き出した図４－６１、４－６２によって説明を行う。それぞれ、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合である。図中の記号と線種は図４－４８、４－４９と同じであり、図中の曲線は、これまでの曲線同様、体積流束補正後の体積率データを用いて作成した回帰線を速度に換算したものである。なお、前でも述べたが、これらの図では便宜上液相単相流での$\overline{V}_S$を$\overline{V}_i=0$の下横軸上においているが、これは決して$<J_S>\to 0$としたときの$\overline{V}_S$の極限値でないことを断っておく。

また、固液二相流での各相平均速度の変化率に関しても以下では、気液二相スラグ流の場合と比較し易いように同一形式で図示する。変化率特性を図４－６３～４－７０に示す。各図(a)にはD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合を、(b)にはD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合を示している。気液二相スラグ流と固液二相流では、気相と固相が分散相で液相が連続相であるので、両二相流では、類似性が多いかとも思われるが、これらより、$\overline{V}_L$及び$\overline{V}_S$の特性は、気液二相スラグ流における気相速度を固相速度に、気相体積流束を固相体積流束に置き換えた場合と定性的にあまり似ていないことがわかる。以下に両者の相違点に注意しながらその定性的特性を示しておく。

（b－１）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

まず、分散相である固相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束が変化する場合を取り上げる。まず、固相平均速度$\overline{V}_S$について述べる。図４－６１、４－６２の$\overline{V}_i=<J_T>$を表す細くて間隔の短い一点鎖線の下側、$\overline{V}_S$のデータの近

辺にある細い一点鎖線は、$<J_S>$が一定の場合に、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化した場合の$\overline{V}_S$の変化を示している。この場合、$\overline{V}_S$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$\overline{V}_S$はほぼ直線的、わずかに下に凸の形状で増加する。また、$<J_S>$をパラメータとする三本の細い一点鎖線を見ると、$<J_S>$が大きいものに対する線ほど上側に位置しており、$<J_S>$が大きいほど$\overline{V}_S$も大きいことがわかる。これらの曲線の間隔はかなり広く、近似的にも一本の線の周りに散在しているとはいえない。固相体積流束$<J_S>$一定下での液相体積流束$<J_L>$あるいは全相体積流束$<J_T>$に対する固相平均速度$\overline{V}_S$の変化率$\partial \overline{V}_S / \partial <J_L> |_{<J_S>} = \partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_S>}$は、図４－６３(a),(b)に太線の白抜き記号で示されているように約0.4～0.9の値で、同一固相体積流束のもとでは図中の細い破線で示すように$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると直線的に増加している。これより、上述の細い一点鎖線は、下に凸の形状であることが確認できる。同一液相体積流束のもとでは、細い点線で示すように$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると変化率はやや上に凸の形状で急激に増加し、その値は１に近づいている。

次いで、液相平均速度$\overline{V}_L$について述べる。図４－６１、４－６２の$\overline{V}_i = <J_T>$の線のわずかに上側にある細い一点鎖線からもわかるように、$<J_S>$が一定の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$\overline{V}_L$も大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると、$\overline{V}_L$はほとんど$\overline{V}_i = <J_T>$の線に沿って増加している。$<J_S>$をパラメータとする三本の細い一点鎖線は、特に図４－６１のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合、ほとんど重なり合っており、図４－６２のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合においても、わずかに$<J_S>$が大きいときに$\overline{V}_L$も大きくなっているものの、各曲線間の距離はかなり近く、近似的に、一本の直線の周りに散在すると見ることができる。$<J_S>$一定下での液相体積流束$<J_L>$あるいは全相体積流束$<J_T>$に対する平均液相速度$\overline{V}_L$の変化率$\partial \overline{V}_L / \partial <J_L> |_{<J_S>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_S>}$は、図４－６３(a),(b)に白抜き記号で示されているように固相、液相の体積流束を変化させてもほとんど一定で、非常に１に近い値となっている。すなわち、本実験範囲内の固液二相流においては、液相平均速度はほとんど$<J_T>$と等しい。これより上述の細い一点鎖線は、ほとんど直線であることも確認できる。

変化率$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_S>}$並びに$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_S>}$と固相体積率の関係を図４－６４(a),(b)に示す。$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_S>}$の値は、同一固相体積流束のもとでは、固相体積率に対して直線状に減少し、$<\alpha_S>$の大きいほど小さく、同一液相

体積流束のもとでは、上に凸の形状で増加し、$<\alpha_S>$の大きいほど大きい値となっている。同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が大きいほど、この変化率の値は大きい。$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_S>}$の値は、当然ではあるが、固相体積率が変化してもほとんど変化しない。

（ｂ－２）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

連続相である液相の体積流束$<J_L>$が一定で、分散相である固相の体積流束$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合について述べる。まず、固相平均速度$\overline{V}_S$は、図４－６１、４－６２の$\overline{V}_S$のデータに沿うに細い点線で示すように常に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加とともに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して$\overline{V}_S$は少ししか増加しないということになる。これは$<\alpha_S>$の傾向と同じである。このことは、図４－６５(a),(b)に太線白抜き記号で示す、$<J_L>$一定下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_S$の変化率、$\partial \overline{V}_S / \partial <J_S> |_{<J_L>} = \partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_L>}$によっても確認できる。この変化率の値は5～30程度であり、今までみてきた他の速度の増加率に比べて非常に大きな値を持っている。これは、固相平均速度が固相の添加によって著しく増加していることを意味するが、固相の体積流束の値が他の相の体積流束に比べて非常に小さいため、同じ体積流束増加量を、体積流束変化率に換算した際、固相の変化率が他の相より非常に大きくなることが原因の一つであると考えられる。この変化率は同一の値の固相体積流束のもとでは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加するとほぼ直線状、あるいはわずかに上に凸の形状で、増加している。一方、同一の値の液相体積流束のもとでは$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると、下の凸の形状で急激に減少している。これより上述の細い点線の特性、すなわち上に凸の形状であることが確認できる。

次に、平均液相速度$\overline{V}_L$は、$<J_L>$が一定の場合、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共に図４－６１、４－６２の$\overline{V}_i = <J_T>$を表す非常にピッチの狭い一点鎖線に沿うように増加している細い点線で示すような挙動を示す。この場合も$\overline{V}_L$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共に上に凸の形状で増加している。この傾向は$\overline{V}_L$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial \overline{V}_L / \partial <J_S> |_{<J_L>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_L>}$によって確認できる。この変化率は図４－６

5(a),(b)では見にくいので、図4－66(a),(b)に拡大して表示する。この変化率は0.8～2.0程度の値をもち、同一固相体積流束のもとでは、(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合には$<J_L>$が増加すると1に近づいている。(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合には$<J_L>$が増加するといったん減少した後下に凸の形状で再び増加している。また、同一液相体積流束のもとでは、$<J_S>$が増加すると下に凸の形状で急激に減少している。これより上述の細い点線の特性、すなわち上に凸の形状であることが確認できる。

変化率$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_L>}$並びに$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_L>}$は、固相体積率にも依存している。図4－67(a),(b)に示すように$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_L>}$は、同一固相体積流束のもとでは、ほぼ直線的に減少し、$<\alpha_S>$の大きいほど小さく、同一液相体積流束のもとでは、下に凸の形状で減少し、$<\alpha_S>$の大きいほど小さくなっている。同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率は大きい。図4－68(a),(b)に拡大図で示す$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_L>}$は、同一固相体積流束のもとでは、(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合には$<J_S>$が小さいときには増加、$<J_S>$が大きいときには減少しているが、(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合には$<\alpha_S>$が増加するといったん減少した後下に凸の形状で再び増加している。同一液相体積流束のもとでは、下に凸の形状で減少し、$<\alpha_S>$の大きいほど小さくなっている。同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、この変化率は大きい。

（b－3）$<J_S>$一定下と$<J_L>$が一定下での変化の比較

固相体積流束$<J_S>$一定下での変化率と液相体積流束$<J_L>$一定下での固液の相平均速度変化率の固相体積流束$<J_S>$並びに液相体積流束$<J_L>$に対する特性を比べる。まず、固相に対しては、図4－69(a),(b)に示すように、$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_S>}$と$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_L>}$を比較すると、これらの値は前者に比べて後者が極めて大きく、$<J_L>$を一定として$<J_S>$を変化させた場合の$\overline{V}_S$曲線の方が急勾配で変化していることが確認できる。これは、体積率の場合と同様、$<J_S>$が$<J_L>$に比べて極めて小さく、$<J_S>$の単位変化に対して相対的にその効果が大きいことを表している。したがって、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、分散相の平均速度に及ぼす各相の体積流束の影響は全く等しいという仮定は、特に固液二相流に対しては成立しにくいことが確認できる。

一方、液相に対しては、図４－７０(a),(b)に示すように、$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_S \rangle}$と$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$を比較すると、これらの変化率の値は$\langle J_S \rangle$が大きいときには前者の方が大きい場合があるが、$\langle J_S \rangle$が小さいときには逆に後者が大きい場合が多く、これよりほとんどの場合、$\overline{V}_S$と同様に、$\overline{V}_L$も$\langle J_L \rangle$を一定として$\langle J_S \rangle$を変化させた場合の曲線の方が急勾配で変化していることが確認できる。各相体積流束を変化させたとき、$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_S \rangle}$はほとんどその値を変化しないが、$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$はかなり変化が大きい。すなわち、$\langle J_L \rangle$を一定として$\langle J_S \rangle$を変化させた場合の$\overline{V}_L$曲線の方が、体積流束の変化によりその傾きを大きく変化させていることがわかる。

（ｃ）気液二相スラグ流・固液二相流の特性の共通点と相違点

気液、固液の二つの二相流の体積率特性の共通点、相違点についてはすでに４．２．２節（ｃ）で述べたが、各相平均速度特性に関しては、また幾分違ったものとなる。そこで、ここでは各相平均速度特性における気液、固液二相流の共通点、相違点についてまとめることとする。特に、各相平均速度の体積流束に対する変化率は無次元であり、その値が１を越えるときには、体積流束の変化量よりも各相平均速度の変化量が大きいことになり、その値が１より小さいときには、体積流束の変化量よりも各相平均速度の変化量が小さいことを表している。したがって、変化率の値が１を越えるかどうかについても注目していく。

まず共通点として、いずれの二相流においても、二相のうち片方の相の体積流束を一定に保って、もう片方の相の体積流束を増加させると、どちらの相の平均速度も増加している。ただし、上に凸、下に凸、直線状等、その形状はさまざまである。

次に気液二相スラグ流と固液二相流における相違点として、次の点があげられる。気液二相スラグ流における分散相の体積流束$\langle J_G \rangle$一定下での気相速度の、連続相である液相体積流束$\langle J_L \rangle$に対する変化率$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle}$の値は図４－５２(a),(b)に示したように１より大きいが、固液二相流におけるこれに対応する変化率、すなわち分散相の体積流束$\langle J_S \rangle$一定下での固相速度の、連続相である液相体積流束$\langle J_L \rangle$に対する変化率$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_S \rangle}$の値は図４－６３(a),(b)に示したように１より小さい値を持つ。すなわち、連続相である液相の体積流束が増加するとき、気液二相スラグ流の気相平均速度はほぼ液相の体積流束増加量にみあった分か、それ以上増加するのに対し、固相平均速度は液相の体積流束増加量にみあった分ほ

どには増加しないことになる。これは、分散相である気相及び固相の管内分布形状の違いが影響しているものと考えられる。すなわち、気液二相スラグ流において管の中央部に存在する大気泡にかなりの部分が含まれる気相は、液相速度分布の大きい部分に存在することになり、その速度増加量は大きくなるが、大気泡周囲の液膜内など、比較的管壁近くに存在する割合の大きい固体粒子は、液相体積流束が増加しただけの速度増加量が得られないのであろう。

気液二相スラグ流においては、$\langle J_L \rangle$一定下での気相平均速度の分散相である気相体積流束に対する変化率$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$の値は１よりわずかに大きいが、固液二相流におけるこれに対応する変化率$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_L \rangle}$は5～30程度と非常に大きな値を持っている。これより、分散相の体積流束が増加したときのその分散相自信の速度の増加傾向は、気液二相スラグ流の気相ではほぼ体積流束増加分であるのに対し、固液二相流の固相は非常に激しく増加していることになる。この原因としては本節（ｂ－２）で述べたとおり、本実験範囲における固液二相流の固相の体積流束の値は同じく気液二相スラグ流の気相体積流束に比べて非常に小さいため、同じ体積流束増加量は、体積流束増加率に換算した際、固液二相流の固相の方が非常に大きくなることが考えられる。

気液二相スラグ流と固液二相流における特性がこのように異なっている理由としては、４．２．２節（ｃ）でも述べたように、両二相流の液相体積流束は同じ程度の値であるが、固相体積流束が気相体積流束に比べて小さくその1/10ほどであること、気相体積率が0.2～0.5程度の値であるのに対して、固相体積率が0.05以下であること、両相の液相に対する相対運動の方向が逆になること、気液界面形状が変幻自在でその寸法も任意であるのに対して固体粒子の形状・寸法が固定していることなどがあげられる。

以上の結果は、本実験装置で得られた固気液三相スラグ流における諸特性を、とくに第三番目の相の存在による効果に注目して論ずるさい、その基準となる重要な結果である。

（ｄ）気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と各相平均速度の関係のまとめ

本節で得られた定性的特性を、体積率の場合と同様に各項目ごと、箇条書きでまとめておく。

- 気液二相スラグ流における平均速度
  - $\langle J_G \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合
    - $\overline{V}_G$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_G$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとほぼ直線的に増加している。しかし、詳しく調べるとわずかではあるが上に凸の形状で増加している。したがって、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$\overline{V}_G$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど$\overline{V}_G$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - 同一の値の$\langle J_L \rangle$の場合、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$\overline{V}_G$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - $\langle J_G \rangle$をパラメータとした$\overline{V}_G$曲線は、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに散在している。
    - $\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の値にかかわらず、$\langle \alpha_G \rangle$が大きいほど$\overline{V}_G$の増加の度合いは大きい。
    - $\overline{V}_L$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_L$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとほぼ直線的に増加している。しかし、詳しく調べるとわずかではあるが上に凸の形状で増加している。したがって、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - 同一の値の$\langle J_L \rangle$の場合、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - $\langle J_G \rangle$をパラメータとした$\overline{V}_L$曲線は、一本の線の周りに散在しているとはいえない。
    - $\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の値にかかわらず、$\langle \alpha_G \rangle$が大きいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに大きい。
  - $\langle J_L \rangle$が一定で、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合
    - $\overline{V}_G$は$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_G$は$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとほぼ直線的に増加している。詳しく調べるとわずかではあるが上に凸の形状で増加している場合と、下に

凸の形状で増加している場合の両方が見られる。

    - $\langle J_L \rangle$をパラメータとした$\overline{V}_G$曲線は、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに散在している。
    - $\overline{V}_L$は$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_L$は$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとほぼ直線的に増加している。
    - $\langle J_L \rangle$をパラメータとした$\overline{V}_L$曲線は、一本の線の周りに散在しているとはいえない。
  - $\langle J_G \rangle$一定下と$\langle J_L \rangle$一定下での変化の比較
    - 同じだけ体積流束を変化させるならば、$\langle J_L \rangle$を一定にして$\langle J_G \rangle$を変化させるよりも、$\langle J_G \rangle$を一定にして$\langle J_L \rangle$を変化させた場合の方が、$\overline{V}_G$の増加の度合いが大きい。このことは、$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の値を等しくした場合においても確認できた。
    - 同じだけ体積流束を変化させるならば、$\langle J_L \rangle$を一定にして$\langle J_G \rangle$を変化させるよりも、$\langle J_G \rangle$を一定にして$\langle J_L \rangle$を変化させた場合の方が、$\overline{V}_L$の増加の度合いが大きい。このことは、$\langle J_G \rangle$と$\langle J_L \rangle$の値を等しくした場合においても確認できた。

- 固液二相流における平均速度
  - $\langle J_S \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合
    - $\overline{V}_S$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_S$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとほぼ直線的、わずかに下に凸の形状で増加する。したがって、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。逆に$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは小さい。
    - $\langle J_S \rangle$をパラメータとする$\overline{V}_S$曲線は、$\langle J_S \rangle$が大きいものに対する線ほど上側に位置しており、$\langle J_S \rangle$が大きいほど$\overline{V}_S$も大きい。これらの曲線の間隔はかなり広く、近似的にも一本の線の周りに散在しているとはいえない。
    - 同一の値の$\langle J_L \rangle$のもとでは、$\overline{V}_S$の増加の度合いは$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    - 同一の値の$\langle J_S \rangle$のもとでは、$\langle \alpha_S \rangle$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは

小さい。

- 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。
- 同一固相体積率においては$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。
- $\overline{V}_L$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $\overline{V}_L$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加するとほぼ直線的に増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大小によって$\overline{V}_L$の増加の度合いはほとんど変化しない。
- $<J_S>$をパラメータとする$\overline{V}_L$曲線は、$<J_S>$の大小にかかわらずほぼ重なり合っている。したがって、近似的に一本の直線の周りに散在しているといえる。
- $<\alpha_S>$の大小にかかわらず$\overline{V}_L$の増加の度合いはほとんど変化しない。

・$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合

- $\overline{V}_S$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $\overline{V}_S$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。
- 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$\overline{V}_S$の増加の度合いは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
- 同一の値の$<J_S>$並びに$<J_L>$のもとでは、$<\alpha_S>$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の度合いは小さい。
- 同一固相体積率においては、$<J_S>$あるいは$<J_L>$が小さいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。
- $\overline{V}_L$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $\overline{V}_L$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加すると上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$\overline{V}_L$の増加の度合いは大きい。
- 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$\overline{V}_L$の増加の度合いは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合には1に近づくが、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合にはいったん小さくなった後大きくな

る。

- 同一の値の< J $_S$ >のもとでは、$\overline{V}_L$ の増加の度合いは、D＝20.9mm、d $_S$ ＝2.57mmの場合には< J $_S$ >が小さいときには< α_S >の大きいほど大きく、< J $_S$ >が大きいときには< α_S >の大きいほど小さい。D＝30.6mm、d $_S$ ＝4.17mmの場合には< α_S >が大きくなるといったん小さくなった後大きくなる。
- 同一の値の< J $_L$ >のもとでは、< α_S >の大きいほど $\overline{V}_L$ の増加の度合いは小さい。
- 同一固相体積率においては、< J $_S$ >あるいは< J $_L$ >が小さいほど、$\overline{V}_L$ の増加の度合いは大きい。

・< J $_S$ >一定下と< J $_L$ >一定下での変化の比較

- < J $_S$ >を一定として< J $_L$ >を変化させた場合よりも、< J $_L$ >を一定として< J $_S$ >を変化させた場合の方が、$\overline{V}_S$ の増加の度合いがかなり大きい。これは、< J $_S$ >が< J $_L$ >に比べて極めて小さく、< J $_S$ >の単位変化に対して相対的にその効果が大きいことを表している。
- $\overline{V}_L$ の増加の度合いも、< J $_S$ >を一定として< J $_L$ >を変化させた場合よりも、< J $_L$ >を一定として< J $_S$ >を変化させた場合の方が大きい場合が多い。

・気液二相スラグ流と固液二相流の特性の共通点と相違点

・共通点

- いずれの二相流においても、二相のうち片方の相の体積流束を一定に保って、もう片方の相の体積流束を増加させると、どちらの相の平均速度も増加する。

・相違点

- 連続相である液相の体積流束が増加するとき、気液二相スラグ流の気相平均速度はほぼ液相の体積流束増加量にみあった分か、それ以上増加するのに対し、固相平均速度は液相の体積流束増加量にみあった分ほどには増加しない。
- 分散相の体積流束が増加したときのその分散相自信の速度の増加傾向は、気液二相スラグ流の気相ではほぼ体積流束増加分であるのに対し、固液二相流の固相は非常に激しく増加している。

4．3．3　固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と各相平均速度の関係

4．2．3節では、固気液三相スラグ流の各相体積率に対してその定性的特性を述べたが、前にも述べたとおり、各相平均速度は各相体積流束を各相体積率で除して求められるものである。そこで、固気液三相スラグ流の各相平均速度の定性的特性について述べる前に、各相体積率の定性的特性と各相平均速度の定性的特性との一般的関係を明確にしておく必要がある。まず、これらの相互関係について説明しておく。

固気液三相流の場合、２相の体積流束を一定として、他の１相の体積流束を変化させてその特性を論じてきたが、その際、一定とする２相のうちの片方の相をパラメータとして用い、もう片方を完全にホールドしてきた。この後者の場合を、体積流束を一定にする相と考えると、体積流束を変化させる相、パラメータとする相の３種類の用い方が生じる。したがって、いま特性を調べようとする相がこの３種類のうちのどれになっているかによって、やはり３種類の場合が生じてくる。そこで、この３種類の各場合に対して、各相体積率と各相平均速度の相互関係を明らかにしておく。

まず第一の場合として、自相（ｉ相とする）の体積流束$<J_i>$が一定の下、第二相（ｊ相とする）の体積流束$<J_j>$を変化させる場合を考える。この際、第三相（ｋ相とする）の体積流束$<J_k>$をパラメータとして考える。この場合、$\overline{V}_i=<J_i>/<\alpha_i>$において、$<J_i>$が一定値であるため、$\overline{V}_i$と$<\alpha_i>$の間の関係は単純なものとなる。すなわち、$<J_j>$の増加時に$<\alpha_i>$が増加するときには$\overline{V}_i$は減少し、逆に$<\alpha_i>$が減少するときには$\overline{V}_i$は増加する。増加と減少の度合いも容易に関連づけられ、$<\alpha_i>$が急激に増加、あるいは減少するときには$\overline{V}_i$は急激に減少、あるいは増加し、$<\alpha_i>$がゆるやかに増加、あるいは減少するときには$\overline{V}_i$はゆるやかに減少、あるいは増加することとなる。また、パラメータの$<J_k>$によるｉ相の体積率曲線と平均速度曲線の関係も単純であり、$<J_T>-<\alpha_i>$平面上のある$<J_T>$において$<\alpha_i>$がパラメータ$<J_k>$の大きいときに大きいなら、$<J_T>-\overline{V}_i$平面上の同一の$<J_T>$において、$\overline{V}_i$は$<J_k>$の大きいときに小さく、逆に、$<\alpha_i>$が$<J_k>$の大きいときに小さいなら、$\overline{V}_i$は$<J_k>$の大きいときに大きい。したがって、パラメータ$<J_k>$の異なる２本の体積率曲線がある$<J_T>$において交差するなら、平均速度曲線も同じ$<J_T>$において交差する。

第二の場合として、自相（i相とする）の体積流束$\langle J_i \rangle$を変化させ、第二相（j相とする）の体積流束$\langle J_j \rangle$を一定とする場合を考える。この際、第三相（k相とする）の体積流束$\langle J_k \rangle$をパラメータとして考える。この場合、$\overline{V}_i=\langle J_i \rangle/\langle \alpha_i \rangle$において、$\langle J_i \rangle$が変化していくため、$\overline{V}_i$と$\langle \alpha_i \rangle$の間の関係は第一の場合のように単純にはいかない。いま、$\overline{V}_i$の$\langle J_i \rangle$に対する変化率を$\langle \alpha_i \rangle$と、$\langle \alpha_i \rangle$の$\langle J_i \rangle$に対する変化率の関数で表すと、

$$\frac{\partial \overline{V}_i}{\partial \langle J_i \rangle} = \frac{\partial}{\partial \langle J_i \rangle}\left(\frac{\langle J_i \rangle}{\langle \alpha_i \rangle}\right) = \frac{\langle \alpha_i \rangle - \langle J_i \rangle\dfrac{\partial \langle \alpha_i \rangle}{\partial \langle J_i \rangle}}{\langle \alpha_i \rangle^2} \tag{4-1}$$

となり、分母の$\langle \alpha_i \rangle^2$は常に正であるので、分子の大小により$\overline{V}_i$の$\langle J_i \rangle$に対する変化率の正負が決まる。$\langle J_i \rangle$も常に正であるので、

$\dfrac{\partial \langle \alpha_i \rangle}{\partial \langle J_i \rangle} < \dfrac{\langle \alpha_i \rangle}{\langle J_i \rangle}$　ならば、$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$の増加に伴い、増加する。

$\dfrac{\partial \langle \alpha_i \rangle}{\partial \langle J_i \rangle} = \dfrac{\langle \alpha_i \rangle}{\langle J_i \rangle}$　ならば、$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$が増加しても、変化せず一定値。

$\dfrac{\partial \langle \alpha_i \rangle}{\partial \langle J_i \rangle} > \dfrac{\langle \alpha_i \rangle}{\langle J_i \rangle}$　ならば、$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$の増加に伴い、減少する。

という関係が得られる。これは、換言すると、$\langle J_i \rangle$の増加に伴い増加する$\langle \alpha_i \rangle$の増加率が、$\langle J_i \rangle$の増加率より小さい場合に$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$の増加に伴い増加、$\langle \alpha_i \rangle$の増加率と$\langle J_i \rangle$の増加率が等しいときには$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$が増加しても、変化せず一定値、$\langle \alpha_i \rangle$の増加率が、$\langle J_i \rangle$の増加率より大きい場合に$\overline{V}_i$は$\langle J_i \rangle$の増加に伴い減少することを表している。次に、パラメータ$\langle J_k \rangle$の異なる２本の体積率曲線を考える。このときのパラメータ$\langle J_k \rangle$の値を、それぞれ$\langle J_k \rangle_1$と$\langle J_k \rangle_2$、$\langle J_i \rangle$の値を、それぞれ$\langle J_i \rangle_1$と$\langle J_i \rangle_2$と記すと、ある$\langle J_T \rangle$において、

$$\langle J_T \rangle=\langle J_i \rangle_1+\langle J_j \rangle+\langle J_k \rangle_1=\langle J_i \rangle_2+\langle J_j \rangle+\langle J_k \rangle_2 \tag{4-2}$$

であり、$\langle J_j \rangle$は常に一定値であるので、

$$\langle J_i\rangle_2-\langle J_i\rangle_1=\langle J_k\rangle_1-\langle J_k\rangle_2 \tag{4-3}$$

となる。すなわち、$\langle J_T\rangle$が同じでも、パラメータ$\langle J_k\rangle$の差の分だけ、$\langle J_i\rangle$の値が異なることになる。したがって、パラメータ$\langle J_k\rangle$の異なる２本の体積率曲線においてもし$\langle \alpha_i\rangle$の値が同じであっても、$\overline{V}_i=\langle J_i\rangle/\langle \alpha_i\rangle$の関係より、$\overline{V}_i$の値は異なるものとなる。よって、仮にある$\langle J_T\rangle$においてパラメータ$\langle J_k\rangle$の異なる２本の体積率曲線が交差していても、その$\langle J_T\rangle$での平均速度曲線の交差は生じない。パラメータ$\langle J_k\rangle$の異なる２本の体積率曲線と対応する２本の平均速度曲線の大小関係は、やはり体積流束と体積率の変化率に左右され、$\langle J_i\rangle_2>\langle J_i\rangle_1$とし、それぞれの$\langle J_i\rangle$に対応する体積率、平均速度に添字１、２を付して表すと、各体積率曲線上の体積率の比率$\langle \alpha_i\rangle_2/\langle \alpha_i\rangle_1$が$\langle J_i\rangle_2/\langle J_i\rangle_1$より小さい場合には、同じ$\langle J_T\rangle$での平均速度曲線上の平均速度値において$\overline{V}_{i2}>\overline{V}_{i1}$となり、$\langle \alpha_i\rangle_2/\langle \alpha_i\rangle_1$が$\langle J_i\rangle_2/\langle J_i\rangle_1$より大きい場合には、$\overline{V}_{i2}<\overline{V}_{i1}$となる。

最後の第三の場合として、自相（ｉ相とする）の体積流束$\langle J_i\rangle$をパラメータとして、体積率曲線、平均速度曲線を見る場合の、これらの曲線の相互関係を調べる。この場合、第二相（ｊ相とする）の体積流束$\langle J_j\rangle$を一定とし、第三相（ｋ相とする）の体積流束$\langle J_k\rangle$を変化させることとする。各パラメータ$\langle J_i\rangle$に対しての曲線では、$\langle J_i\rangle$も一定値となるため、各体積率曲線とそれに対応する平均速度曲線の関係は第一の場合同様単純である。すなわち、$\langle J_k\rangle$の増加時に$\langle \alpha_i\rangle$が増加するときには$\overline{V}_i$は減少し、逆に$\langle \alpha_i\rangle$が減少するときには$\overline{V}_i$は増加する。増加と減少の度合いも容易に関連づけられ、$\langle \alpha_i\rangle$が急激に増加、あるいは減少するときには$\overline{V}_i$は急激に減少、あるいは増加し、$\langle \alpha_i\rangle$がゆるやかに増加、あるいは減少するときには$\overline{V}_i$はゆるやかに減少、あるいは増加することとなる。しかし、パラメータの$\langle J_i\rangle$による体積率曲線と平均速度曲線の関係は第一の場合のように単純ではない。パラメータ$\langle J_i\rangle$の２つの値を、それぞれ$\langle J_i\rangle_1$と$\langle J_i\rangle_2$とし、それぞれの$\langle J_i\rangle$に対応する体積率、平均速度に添字１、２を付して表す。この場合、$\overline{V}_{i1}=\langle J_i\rangle_1/\langle \alpha_i\rangle_1$、$\overline{V}_{i2}=\langle J_i\rangle_2/\langle \alpha_i\rangle_2$であるので、２本の体積率曲線において、もし、$\langle \alpha_i\rangle_1$と$\langle \alpha_i\rangle_2$の値が同じであっても$\overline{V}_{i1}$と$\overline{V}_{i2}$の値は異なるものとなる。よって、仮にある$\langle J_T\rangle$においてパラメータ$\langle J_i\rangle$の異なる２本の体積率曲線が交差していても、その$\langle J_T\rangle$での平均速度曲線の交差は生じない。パラメータ$\langle J_i\rangle$の異なる２本の体積率曲線と対応する２本の平均速度曲線の大小関係は第二

の場合と同様である。すなわち、$<J_i>_2><J_i>_1$とすると、各体積率曲線上の体積率の比率$<\alpha_i>_2/<\alpha_i>_1$が、$<J_i>_2/<J_i>_1$より小さい場合には、同じ$<J_T>$での平均速度曲線上の平均速度の値が$\overline{V}_{i2}>\overline{V}_{i1}$となり、逆に$<\alpha_i>_2/<\alpha_i>_1$が$<J_i>_2/<J_i>_1$より大きい場合には、$\overline{V}_{i2}<\overline{V}_{i1}$となる。

以上で各相体積率の定性的特性と各相平均速度の定性的特性との一般的関係の説明を終え、実際の固気液三相スラグ流の各相平均速度の測定値について述べる。図４－４８、４－４９において黒塗り記号で与えられている基準気液二相スラグ流状態に、固体粒子を加えることによって得られた固気液三相スラグ流の各相平均速度の測定値は、同図に白抜き記号で示されている。これらは、同図において灰色記号で示されている基準固液二相流状態に気相を加えることによって得られた固気液三相スラグ流における各相平均速度の測定値とも見なせる。

図４－４８、４－４９に示されている各曲線は、体積流束の代表値に対して求められた各相体積率の対する回帰線を各相平均速度に換算したものである。線種とその対象は本節の最初で述べたとおりであるが、細い線が気液二相スラグ流、固液二相流に対するもの、太い線が固気液三相スラグ流に対するものである。以下にこれら回帰線を用いて固気液三相スラグ流における各相平均速度と体積流束の関係を、基準二相流に第三番目の相が添加されることによって生じる現象に注目しながら検討する。ところで、図４－４８、４－４９に示した線は、前述の通り一部の条件に限定したものである。以下の考察では、これらの線からだけでは把握できない特性も多いため、実際の考察はいうまでもなくより詳細な図を作成して行った。これに用いた$<J_T>-\overline{V}_i$図の一部を示しておく。図４－７１(a)～(f)、４－７２(a)～(f)には、液相並びに固相体積流束を変化させた場合の図を示す。このうち図４－７１の(a)～(c)及び(d)～(f)には、それぞれ$D=20.9$ mm、$d_S=2.57$ mm及び$D=30.6$ mm、$d_S=4.17$ mmの場合の固気液三相スラグ流における各相平均速度の測定値のうち、気相体積流束が一定のものを示している。これらの図では各相の平均速度のデータが重なり合っているので、記号の線の太さによって相を区別している。さらに、破線によって、気相体積流束が一定の下、液相体積流束を変化させ、固相体積流束をパラメータとした場合の曲線群を引いた。固相体積流束が０、すなわち気液二相スラグ流の状態と、固気液三相スラグ流に対しての３種類を各相について引いている。さらに、点線によって、気相体積流束が一定の下、固相体積流束を変化させ、液相体積流束をパラメータとした場合の曲線群も同時に示している。図４－７２の(a)～

(c)及び(d)～(f)は、それぞれD＝20.9 mm、d_S= 2.57 mm 及びD＝30.6 mm、d_S= 4.17 mm に対して、破線によって、固相体積流束が一定の下、液相体積流束を変化させ、気相体積流束をパラメータとした場合の曲線群を引いたものである。固相体積流束を限定したデータ群は無いため、これらの図には、測定値はプロットしていない。図４－７３(a)～(f)、４－７４(a)～(f)には、気相並びに固相体積流束を変化させた場合の図を示す。このうち図４－７３の(a)～(c)及び(d)～(f)には、それぞれD＝20.9 mm、d_S= 2.57 mm 及びD＝30.6 mm、d_S= 4.17 mm の場合の固気液三相スラグ流における各相平均速度の測定値のうち、液相体積流束が一定のものを示している。これらの図でも記号の線の太さによって相を区別している。さらに、実線によって、液相体積流束が一定の下、気相体積流束を変化させ、固相体積流束をパラメータとした場合の曲線群を引いた。固相体積流束が０、すなわち気液二相スラグ流の状態と、固気液三相スラグ流に対しての３種類を各相について引いている。さらに、点線によって、液相体積流束が一定の下、固相体積流束を変化させ、気相体積流束をパラメータとした場合の曲線群も同時に示している。図４－７４の(a)～(c)及び(d)～(f)は、それぞれD＝20.9 mm、d_S= 2.57 mm 及びD＝30.6 mm、d_S= 4.17 mm に対して、実線によって、固相体積流束が一定の下、気相体積流束を変化させ、液相体積流束をパラメータとした場合の曲線群を引いたものである。これらの図にも、測定値はプロットしていない。図４－７１～４－７４における記号法、線種等は、図４－４８、４－４９に準拠している。以下ではこれらの図を図４－４８、４－４９の補足として用いながら説明を行う。

まず代表的な特性として図４－４８、４－４９から次のことがわかる。体積率の場合と同じく、太い線と細い線が直交して両者の体積流束に対する特性が逆になるようなことはない。太い破線、太い実線、太い点線の順に述べるが、固気液三相スラグ流において固相の体積流束$<J_S>$が一定なら、$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$とも、$<J_G>$、$<J_L>$が大きいときほど、すなわち$<J_T>$が大きくなるほど大きい。このことは気液二相スラグ流での特性と一致する。また、固液二相流にとって第三番目の相である気相の体積流束$<J_G>$が一定なら、固気液三相スラグ流における$\overline{V}_S$と$\overline{V}_L$はともに、$<J_S>$、$<J_L>$が大きいときほど、すなわち$<J_T>$が大きくなるほどほとんどの場合で大きい。このことは固液二相流の特性と一致する。ただし、各曲線の状態を細かくみると、固気液三相スラグ流のこれら太い線が各二相流の細い線と並行する場合でも、その勾配は細い線のものと異なり、場合によっては細い線と並行していなく

て互いに交差する場合もあり、第三番目の相の介入で基準二相流の特性とは異なる特性を示している。体積率の場合と同様に、太い各線がほとんど重なる場合もまた離れている場合もそして交差する場合もあって、なお三番目の相の効果は、単純でない。特に、気液二相スラグ流に固相の添加された場合には、独特の特性が現れている。例えば、図４－７１(f)（$D=30.6$ mm、$d_S=4.17$ mm、$<J_G>=0.50$m/s）の、$<J_L>=0.40$並びに0.50m/s の場合の$\overline{V}_L$は、$<J_S>$の増加によってわずかではあるが減少している。これは、４．２．３節で述べた、同条件における$<\alpha_L>$の増加と対応している。そこで以下では、これら各体積流束に対する固気液三相スラグ流の各相平均速度の特性を詳細に述べる。

（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）気相平均速度$\overline{V}_G$の特性

固気液三相スラグ流において、分散相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保った状態で、連続相の体積流束$<J_L>$の増加した場合の$\overline{V}_G$曲線は、図４－４８、４－４９の最上部に太い破線で示されている様に、気液二相スラグ流に対する細い破線に沿うような曲線となっていて、定性的には気液二相スラグ流の細い破線と同傾向の曲線である。したがって、$\overline{V}_G$に及ぼす$<J_L>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと基本的に同一で、前節（ａ－１）に要約された$\overline{V}_G$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても大略成立し、$<J_G>$及び$<J_S>$が一定の場合、$\overline{V}_G$は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$と共にわずかに上に凸の形状で増加している。しかし、近似的には直線とみなせる曲線であり、下に凸の形状で減少していた同じ場合の$<\alpha_G>$曲線とは大きく異なる。

まず、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。同じ場合の各$<\alpha_G>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して下に凸の形状で減少する場合と、互いに交差する場合の両方が見られたが、図４－７１(a)～(f)に示す$\overline{V}_G$曲線は、これらとちょうど対応して、図示の範囲内では並行して交差しない場合（(a),(e),(f)）と、互いに交差する場合（(b),(c),(d)）の両方が見られ、交差する場合の交差位置の$<J_T>$の値も$<\alpha_G>$曲線と同じである。これは、この場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、上述の第一の場合、すなわち自相（気相）の体積流束$<J_G>$が一定の下、第二

相（液相）の体積流束$<J_L>$を変化させ、第三相（固相）の体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合にあたるためである。$<\alpha_G>$曲線の交差が見られた図４－３(a)の$<J_G>=0.45$, 0.60m/s、図４－４(a)の$<J_G>=0.30$m/sの場合には、それぞれ図４－７１(b)、(c)及び(d)に示す$\overline{V}_G$曲線においても同じ$<J_T>$で交差が生じている。このように交差が生じている場合、交差点より$<J_L>$が小さいうちは気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線が最も下側にあり、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線はその上側にある。すなわち、この領域では同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$が気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$より大きい。$<J_L>$が大きくなると、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線は気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線と交差して、これの下方へと移る。すなわち、この領域では同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$が気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$より小さくなる。また、固気液三相スラグ流の各$\overline{V}_G$に関しても、交差点より左の領域では$<J_S>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して$\overline{V}_G$は大きく、右の領域では$<J_S>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_G>$に対して$\overline{V}_G$は小さい。これより、交差点より左の領域では$<J_T>$、$<J_G>$一定の下、$<J_S>$を増加させてその分の$<J_L>$を減少させた場合に$\overline{V}_G$は増加し、右の領域では$\overline{V}_G$は減少することがわかる。また、交差を生ずる場合の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。図４－７１(e)、(f)のD=30.6mm、$d_S=4.17$mm、$<J_G>=0.40$m/s、0.50m/sの場合には曲線を示した範囲では交差していないが、さらに大きい$<J_T>$において交差すると推定できる。図４－７１(a)のD=20.9mm、$d_S=2.57$mm、$<J_G>=0.30$m/sの場合、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線は気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線とほとんど一致しており、わずかに$<J_S>$が大きくなるにつれて下側に来ている。この場合、各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に広がっているため、交差は曲線を引いた範囲外の、$<J_T>$のさらに小さい位置において生じると推定できる。したがって、$\overline{V}_G$曲線も$<\alpha_G>$曲線同様、各D、d_Sの組み合わせにおいて$<J_G>$が小さいほど$<J_T>$あるいは$<J_L>$の小さいところで交差が生じ、$<J_G>$が大きいほど大きな$<J_T>$あるいは$<J_L>$で交差が生じている。また、交差前後の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_G>$が大きいほど広く、$<J_G>$が小さいほど狭い。

次に、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$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。この場合は、前述の第三の場合に対応しているので、$<\alpha_G>$曲線との関係は単純ではない。図４－７２(a)～(f)に示すように、

この場合の各$\overline{V}_G$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$\overline{V}_G$曲線の間隔に比べて、広く離れているものが多い。しかし、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに集まっている。また、同条件の各$<\alpha_G>$曲線は$<J_G>$の大きいものほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$<\alpha_G>$は大きかったが、$\overline{V}_G$曲線はこのようには単純でなく、図４－７２(a)、(b)に示す$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mm、$<J_S>=0.010$m/s及び$<J_S>=0.020$m/sの場合には、$<J_G>$をパラメータとした$\overline{V}_G$曲線に系統的特性を見いだすことはできない。また、図４－７２(d)に示す$D=30.6$mm、$d_S=4.17$mm、$<J_S>=0.005$m/sの場合、$<J_G>$をパラメータとした$\overline{V}_G$曲線は交差を生じ、交差点より左の領域では$<J_G>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_G$は小さく、右の領域では$<J_G>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_G$は大きい。各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなっている。しかし、これ以外の条件では、$\overline{V}_G$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$\overline{V}_G$は大きい。また、各$\overline{V}_G$曲線の間隔は$<J_S>$の小さい場合に狭く、大きい場合に広くなっている。

次に、$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_G$の変化率、$\partial \overline{V}_G / \partial <J_L> |_{<J_S>,<J_G>} = \partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$を用いて、$\overline{V}_G$曲線の勾配を詳細に調べる。気液二相スラグ流では、これらの値は$<J_G>$並びに$<J_L>$によって変化していたが、固気液三相スラグ流ではさらに$<J_S>$によっても当然変化する。図４－７５(a),(b)に黒塗り記号で示すように、この変化率は0.9～1.2程度の大きさをもち、ここでは$<J_S>=0.010$ m/s の場合のみを示すが、他の$<J_S>$の値においても、ほとんど同じ傾向が認められた。同一の$<J_L>$、$<J_S>$のもとでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、上に凸の形状で減少する特性を示す。この傾向は気液二相スラグ流の図４－５２(a),(b)の場合とは異なっている。すなわち、$<J_S>=0$の気液二相スラグ流の場合には、この変化率は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対して単純に増加していた。固相が添加されることによって、気相平均速度の変化率が固相の影響を複雑に受けていることを表している。またこの変化率は、同一の$<J_G>$、$<J_S>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対してほぼ直線的に減少し、その値は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きい場合に小さくなる。この傾向は気液二相スラグ流の場合と同じである。これによって、図４－４８、４－４９、図４－７１、４－７２の破線で示した$\overline{V}_G$曲線が、わずかに上に凸の形状であることが確認できる。さらに、この変化率は、第

3番目の相である固相に対しては図4－76(a),(b)に黒塗り記号で示すように、いずれの$<J_G>$、$<J_L>$においても、固気液三相スラグ流におけるこの変化率の値は気液二相スラグ流での値（$<J_S>=0$）よりも減少し、その後$<J_S>$を大きくするとわずかに下に凸の形状で小さくなっている。

変化率$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$は、各相体積率にも依存している。図4－77(a),(b)に例として気相体積率$<\alpha_G>$とこの変化率の関係を示す。これより$<J_L>$、$<J_S>$一定のもと$<J_G>$を増加させるときには$<\alpha_G>$が大きいほど小さいが、$<J_G>$、$<J_S>$一定のもとでは、$<J_L>$の変化に対して$<\alpha_G>$が大きいほど大きい値を持つ。気液二相スラグ流の場合には$<\alpha_G>$が大きいほど単調に大きくなり、$<J_G>$、$<J_L>$の値に依存しなかった（図4－53(a),(b)）が、固気液三相スラグ流では、このようにかなり傾向が異なる。これも、第3の相添加の影響と考えられる。

（1－2）液相平均速度$\overline{V}_L$の特性

固気液三相スラグ流において、分散相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保った状態で、連続相の体積流束$<J_L>$を増加した場合の$\overline{V}_L$曲線は、図4－48、4－49の上段の下方に太い破線で示されているように、気液二相スラグ流に対する細い破線に沿うように左下から右上へとほぼ直線状の曲線となっていて、定性的には気液二相スラグ流の細い破線と同傾向の曲線である。したがって、$\overline{V}_L$に及ぼす$<J_L>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと基本的に同一で、前節（a－1）に要約した$\overline{V}_L$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても大略成立する。すなわち、$<J_G>$及び$<J_S>$が一定の場合、$\overline{V}_L$は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$と共にごくわずかに上に凸の形状で増加している。以上は上述の$\overline{V}_G$曲線と同じ特性である。また、$\overline{V}_L$の値は$\overline{V}_G$よりも常に小さく、さらに$\overline{V}_i=<J_T>$を示す細い一点鎖線の下側にあるため、$<J_T>$よりも小さい。これは、図4－71(a)～(f)からも確認できる。

まず、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。各$\overline{V}_L$曲線は近似的に直線とみなせる一本の線の周りに散在している。同じ場合の各$<\alpha_L>$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が互いに並行して上に凸の状態で増加する場合が多く、図4－4(b)のD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの場合にのみ互いに交差していたが、$\overline{V}_L$曲線は、これらとは異なり、図4－71(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_G>$=0.30m/sの場合並び

に同図(d)～(f)のD=30.6mm、d_S=4.17mmでは、図示の範囲内では並行して交差せず、逆に同図(b)、(c)のD=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_G>$=0.45m/s並びに0.60m/sの場合に、それぞれ$<J_T>$=1.3m/s、1.5m/s付近で互いに交差している。このように、$<\alpha_L>$曲線と$\overline{V}_L$曲線が単純に対応していないのは、この場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、上述の第二の場合、すなわち自相（液相）の体積流束$<J_L>$を変化させ、第二相（気相）の体積流束$<J_G>$を一定に保ち、第三相（固相）の体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合にあたるためである。交差しない場合の$\overline{V}_L$曲線は、図４－７１(a)のD=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_G>$=0.30m/sの場合並びに同図(d)のD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.30m/sの場合には、$<J_S>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は大きいが、同図(e)、(f)のD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.40m/s及び0.50m/sの場合には、$<J_S>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は小さい。一方、交差がある場合の各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなっている。交差点より左の領域での各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_G>$の小さいほど狭く、$<J_G>$の大きいほど広い。また、交差点より左の領域では$<J_S>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど下側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は小さく、右の領域では$<J_S>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど上側にあり、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は大きい。これらの特性と上述の$\overline{V}_G$曲線の特性を比較すると、$<J_S>$をパラメータとした各曲線が交差する場合としない場合があるという点では一致するものの、交差する場合としない場合の対応は無く、共に交差する場合でも交差を生じる$<J_T>$の値は一致しない。

次に、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$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。図４－７２(a)～(f)に示すように、この場合の各$\overline{V}_L$曲線は並行するだけで交差せず、その間隔は、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$\overline{V}_L$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れており、$<J_G>$の小さいものほど上に、$<J_G>$の大きいものほど下に位置する形で系統的に並んでおり、一本の線の周りに散在しているとはいえない。この場合も、前述の第二の場合に対応しているので、$<\alpha_L>$曲線との関係は単純ではない。同条件の各$<\alpha_L>$曲線は$<J_G>$の大きいものほど下側、$<J_G>$の小さいものほど上側にあった。すなわち、パラメータ$<J_G>$に対して$<\alpha_L>$と$\overline{V}_L$の増減が同じ傾向となり、一見$\overline{V}_L=<J_L>/<\alpha_L>$の関係式と矛盾するように見えるが、これは

上述の通りこの場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、上述の第二の場合にあたり、さらに各$<\alpha_L>$曲線上の液相体積率の比率が液相体積流束の比率より小さい場合にあたっているためである。また、この場合の各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、同条件下の各$\overline{V}_G$曲線の間隔よりも広い。上でも述べたように、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線は$<J_G>$の小さいものほど上に、$<J_G>$の大きいものほど下にあり、これより、$<J_T>$、$<J_S>$が等しければ、$<J_G>$の小さいときほど$\overline{V}_L$は大きく、$<J_G>$の大きいときほど$\overline{V}_L$は小さいことがわかる。

次に、$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_L$の変化率、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_L> |_{<J_S>,<J_G>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$を用いて、$\overline{V}_L$曲線の勾配を詳細に調べる。この変化率は、図４－７５(a),(b)に細線の白抜き記号で示すように、1.0～1.2程度の大きさで、いずれの$<J_S>$の値においても、ほとんど同じ傾向が認められ、同一の値の$<J_L>$のもとで、$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対して、下に凸の形状、あるいはほぼ直線的に増加する特性を示す。この傾向は気液二相スラグ流の図４－５２(a),(b)の場合の傾向と同じである。また、この変化率は、同一の値の$<J_G>$のもとでは、やはり気液二相スラグ流と同様、$<J_T>$ないし$<J_L>$の変化に対してはわずかに減少し、その値は$<J_T>$ないし$<J_L>$の大きい場合小さくなる。これより、$\overline{V}_L$曲線がわずかではあるが上に凸の形状であることが確認できる。さらに、第３番目の相である固相に対しては図４－７６(a),(b)に示すようにいずれの$<J_G>$、$<J_L>$においても、固気液三相スラグ流におけるこの変化率の値は気液二相スラグ流での値（$<J_S>=0$）よりもわずかに大きく、さらに$<J_S>$を大きくすると大きくなり、その値は$<J_G>$、$<J_L>$によって異なっており、特に$<J_G>$が大きいときに減少の度合いが大きい。このような特性のため、上述の$<J_S>$をパラメータとした$\overline{V}_L$曲線が交差している。

$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$は、各相体積流束以外に各相体積率そのものにも依存している。一例として、図４－７７(a),(b)にこの変化率と$<\alpha_G>$の関係を示す。気液二相スラグ流の図４－５３(a),(b)の場合、ほぼ体積流束の値に関わらず$<\alpha_G>$の増加に対して増加した傾向と同様に、固気液三相スラグ流におけるこの変化率の値も$<\alpha_G>$とともに増加し、ほぼ$<\alpha_G>$によって一義的に値が決まる傾向を持つ。

（１－３）固相平均速度$\overline{V}_S$の特性

次いで、分散相の体積流束$<J_G>$及び$<J_S>$を一定に保った状態で、連続相の体積流束$<J_L>$の増加した場合において、気液二相スラグ流を基準二相流とみなした

ときの第三の相である固相の平均速度$\overline{V}_S$について調べる。固相平均速度$\overline{V}_S$は、図４－４８、４－４９下段及び図４－７１、４－７２(a)～(f)に太い破線で示すように、$\langle J_S\rangle$、$\langle J_G\rangle$が一定の下、$\langle J_L\rangle$が増加すると固液二相流の場合と同様に増加し、$\overline{V}_S$に及ぼす$\langle J_L\rangle$の影響は、固液二相流のそれと基本的に同一で、前節（ｂ－１）で示した$\overline{V}_S$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても大略成立し、$\langle J_G\rangle$及び$\langle J_S\rangle$が一定の場合、$\overline{V}_S$は、$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$が大きいほど大きく、$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$と共にわずかに下に凸の形状で増加している。

まず、同一の気相体積流束$\langle J_G\rangle$の下、固相体積流束$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性について述べる。この場合の各$\overline{V}_S$曲線は並行するだけで交差せず、その間隔は、同一の気相体積流束$\langle J_G\rangle$の下で、固相体積流束$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$及び$\overline{V}_L$曲線の間隔に比べて、さらに広く離れており、$\langle J_S\rangle$の小さいものほど下に、$\langle J_S\rangle$の大きいものほど上に位置する形で系統的に並んでおり、一本の線の周りに散在しているとはいえない。この場合、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第三の場合に対応しているので、$\langle \alpha_S\rangle$曲線との関係は単純ではない。同条件の各$\langle \alpha_S\rangle$曲線も$\langle J_S\rangle$の大きいものほど下側、$\langle J_S\rangle$の小さいものほど上側にあり、上述の$\langle \alpha_L\rangle$、$\overline{V}_L$に対してパラメータ$\langle J_G\rangle$を用いたときと同様、パラメータ$\langle J_S\rangle$に対して$\langle \alpha_S\rangle$と$\overline{V}_S$の増減が同じ傾向となっているが、これは上述の通りこの場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、上述の第三の場合にあたり、さらに各$\langle \alpha_S\rangle$曲線上の固相体積率の比率が固相体積流束の比率より小さい場合にあたっているためである。上でも述べたように、固相体積流束$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線は$\langle J_S\rangle$の小さいものほど下に、$\langle J_S\rangle$の大きいものほど上にあり、これより、$\langle J_T\rangle$、$\langle J_G\rangle$が等しければ、$\langle J_S\rangle$の小さいときほど$\overline{V}_S$は小さく、$\langle J_S\rangle$の大きいときほど$\overline{V}_S$は大きいことがわかる。

次に、同一の固相体積流束$\langle J_S\rangle$の下、気相体積流束$\langle J_G\rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性について述べる。図４－７２(a)～(f)に示すように、この場合の各$\overline{V}_S$曲線はいずれも$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の大きいところで交差している。また、各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同一の気相体積流束$\langle J_G\rangle$の下で、固相体積流束$\langle J_S\rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の間隔に比べて、かなり狭く、ほぼ一本の線の周りに集まっている。一方、この間隔は、$\langle J_L\rangle$あるいは$\langle J_T\rangle$の小さいところで広く、交差点に向かって狭くなっている。交差点より左、すなわち、$\langle J_L\rangle$あるい

は$<J_T>$の小さいところでは、$<J_G>$の小さいものほど上に位置し、$<J_T>$、$<J_S>$が等しければ、$<J_G>$の小さいときほど$\overline{V}_S$は大きい。この場合は、$<J_S>$が一定値であるので、前述の第一の場合に対応しているので、$<\alpha_S>$曲線との関係は単純である。すなわち、各$<\alpha_S>$曲線は、交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<J_G>$が大きいものほど上側にあり、$<J_G>$が大きいときに$<\alpha_S>$は大きかった。また、交差する$<J_T>$の値も同じである。また、この場合の各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同条件下の各$\overline{V}_G$曲線並びに$\overline{V}_L$曲線の間隔よりも広い。

$\overline{V}_S$の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial\overline{V}_S/\partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>}=\partial\overline{V}_S/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$を、図４－７５(a),(b)に太線の白抜き記号で示す。D = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm の場合、D = 30.6 mm、d_S = 4.17 mm の固気液三相スラグ流の場合はともに、この変化率は0.8～1.4程度の値を持ち、$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$並びに$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$とこの変化率は三者とも１を中心としたほぼ近い範囲に亘って存在している。すなわち、液相の体積流束のみを変化させた場合には、固気液各相の平均速度は、いずれも１の前後の傾きの値をもって変化するといえる。同一の値の$<J_L>$のもとで、$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対して、D = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm の場合には直線的に増加する特性を示すが、D = 30.6 mm、d_S = 4.17 mm の場合にはやや下に凸状に増加している。同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の変化に対しては、ほぼ一定かわずかに増加する傾向を持つ。これより、上述の$\overline{V}_S$曲線が下に凸の形状であることが確認できる。さらに、この変化率は、第３番目の相である固相に対しては図４－７６(a),(b)に示すように、$<J_S>$の大きいほどわずかに大きい。これより、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共にその間隔を広げていくことがわかる。

$\partial\overline{V}_S/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は、各相体積流束以外に各相体積率にも依存していて、気相体積率に対しては、図４－７７(a),(b)に示されるように、$<J_L>$、$<J_S>$一定のもと$<J_G>$を増加させると$<\alpha_G>$に対して下に凸の形状で増加する特性を示す。また、$<J_G>$、$<J_S>$一定のもと$<J_L>$を増加させると$<\alpha_G>$に対して直線的に減少している。

以上述べてきた$<J_S>$並びに$<J_G>$が一定に保たれて$<J_L>$が変化した場合の$\overline{V}_S$曲線の傾向は、前述の$\overline{V}_L$曲線の傾向と定性的に類似点が多いことがわかる。すなわち、$\overline{V}_L$曲線では交差が無かったが$\overline{V}_S$曲線では交差があることと、$\overline{V}_L$曲線はわずかに上に凸の形状であったのが$\overline{V}_S$曲線はわずかに下に凸の形状であることを除

けば、各相体積流束や各相体積率に対する増減の傾向は、互いにほぼ一致している。一方、$\overline{V}_G$曲線とは各相体積流束や各相体積率に対する増減の傾向がほとんど逆となり、かなり異なる部分が多い。このことより、固相の速度は液相の速度にかなりの強い影響を受けていることが想像できる。これは、第二章でも述べたように本実験条件では固相が常に液相中に存在することと強く関係していると考えられる。

（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）気相平均速度$\overline{V}_G$の特性

固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である固相の体積流束$<J_S>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_G>$を増加させた場合の$\overline{V}_G$曲線は、図４－４８、４－４９上段上方及び図４－７３(a)～(f)上部に太い実線で示されているように、気液二相スラグ流に対する細い実線と同様、右上がりの曲線である。気液二相スラグ流では$\overline{V}_G$曲線はほぼ直線状に変化していたのに対し、固気液三相スラグ流の$\overline{V}_G$曲線は、$<J_G>$の変化に対してやや上に凸の形状で変化している場合が多くみられる。しかし、基本的には$\overline{V}_G$に及ぼす$<J_G>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと同一で、前節（ａ－２）に要約された気液二相スラグ流の$\overline{V}_G$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても成立する。すなわち、$<J_L>$及び$<J_S>$が一定の場合、$\overline{V}_G$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に増加する。

ここで、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。図４－７４(a)～(f)上部に太い実線で示されているように、各$\overline{V}_G$曲線はほぼ並行して交差することなく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共にわずかに上に凸の形状で増加している。$<J_S>$の大きい場合を除いて、各$\overline{V}_G$曲線は近似的には一本の線の周りに散在するとみなせる。同じ場合での$<\alpha_G>$曲線では、$<J_L>$の大きい$<\alpha_G>$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$<\alpha_G>$は小さかったが、$\overline{V}_G$曲線では$<J_L>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど下側に来る場合が多いが、図４－７４(a)、(b)のようにその順序が入り乱れている場合もあり、$<J_L>$による系統的傾向は必ずしも認められない。このように$<\alpha_G>$曲線と$\overline{V}_G$曲線の関係が単純でないのは、自相の体積流束$<J_G>$を変化させているこの場合の、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述

の第二の場合に対応しているからである。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。図4－73(a)～(f)に示すように各$\overline{V}_G$曲線は、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合とは異なり、互いに交差する場合と交差しない場合が見られる。交差しているのは、図4－73(a)～(c)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの場合で、同図(d)～(f)のD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には交差していない。しかし、交差していない場合でも、実験範囲よりも$<J_G>$の小さい範囲で交差を生じるようである。交差する場合の交差点の位置は、$<J_L>$の大きい場合ほど、$<J_T>$の大きいところにある。交差点のある場合の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。交差点より左側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_G$は小さく、交差点より右側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域、及び交差点のない場合には、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_G$は大きくなる。この上下関係は、本節（1－1）で述べた$<J_G>$及び$<J_S>$一定の場合の$\overline{V}_G$曲線とは反対である。$<J_S>$の違いによる$\overline{V}_G$曲線の振れ幅は$<J_L>$の小さいほど大きいが、全般的に比較的狭く、各$\overline{V}_G$曲線は近似的に一本の線の周りに散在しているとみなせる。同じ場合の$<\alpha_G>$曲線は、互いに交差することなく$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に上に凸の形状で増加し、$<J_S>$の大きいほど$<\alpha_G>$は常に小さかった。この場合も、自相の体積流束$<J_G>$を変化させているので、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第二の場合に対応していて、このために$<\alpha_G>$曲線と$\overline{V}_G$曲線の関係は単純ではない。

$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_G$の変化率$\partial \overline{V}_G / \partial <J_G> |_{<J_L>,<J_S>} = \partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$により複雑に変化している。図4－78(a),(b)に黒塗り記号で示すように、この変化率は1.0～1.4程度の値で、図4－54(a),(b)に示した気液二相スラグ流の場合より少し大きい。同一の値の$<J_L>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に伴い、下に凸の形状で減少している。これより、$\overline{V}_G$曲線が上に凸の形状で増加することが確認できる。これは、気液二相スラグ流の$<J_L>$の大きい条件と同じ傾向である。一方、同一の値の$<J_G>$のもとで$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると、この変化率は下に凸で減少し、極小値をもった後増加している。気液二相スラグ流の場合には、下に凸の形状で増加していた。したがって、固相を含む固気液三相スラグ流となって特性は大きく変わったといえ

る。さらに第三番目の相の添加の効果があり、$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、図４－７９(a),(b)に示すように、いずれの$<J_L>$においても、気液二相スラグ流に固相を添加すると増加し、$<J_S>$の大きいほど大きい値となる。また、この変化率の増加する傾向は$<J_L>$が小さいほど大きい。これらのことはいずれの$<J_G>$においても確認できた。これにより、固相の添加は、気相体積流束を増やすことによる気相平均速度の増加を助長する効果があるといえる。

$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、各相体積流束以外に各相体積率にも依存している。一例として気相体積率との関係を調べる。図４－８０(a),(b)に黒塗り記号で示されるように、同一の値の$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$が増加するときに減少、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_G>$の増加に伴い、下に凸の形状で増加している。

（２－２）液相平均速度$\overline{V}_L$の特性

連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である固相の体積流束$<J_S>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_G>$を増加させた場合の$\overline{V}_L$曲線は、図４－４８、４－４９上段下方に太い実線で示されているように、気液二相スラグ流に対する細い実線と同様、右上がりの曲線である。したがって、$\overline{V}_L$に及ぼす$<J_G>$の影響は、気液二相スラグ流のそれと基本的に同一で、前節（ａ－２）に要約した$\overline{V}_L$に関する特性は、固気液三相スラグ流においても大略成立する。すなわち、$<J_L>$及び$<J_S>$が一定の場合、$\overline{V}_L$は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$と共にわずかに上に凸の形状で増加している。以上は上述の$\overline{V}_G$曲線とも同じ特性である。

まず、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。図４－７４(a)～(f)の中央部に太い実線で示すように、各$\overline{V}_L$曲線は、ほぼ並行して交差することなく$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共にわずかに上に凸の形状で増加している。その間隔は、$\overline{V}_G$曲線の場合とは異なり、必ずしも狭くなく、一本の線の周りに散在していない。しかし、$<J_L>$の大きいものほど上に、$<J_L>$の小さいものほど下に、系統的に並んでいる。同じ場合での$<\alpha_L>$曲線では、$<J_L>$の大きい$<\alpha_L>$曲線ほどやはり上側にあった。このように、$<\alpha_L>$曲線と$\overline{V}_L$曲線の関係が単純でないのは、自相の体積流束$<J_L>$をパラメータとしているこの場合の、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第三の場合に対応しているからである。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。図４－７３(a)～(f)に示すように各$\overline{V}_L$曲線は、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合とは異なり、近似的に一本の線の周りに散在し、互いに交差する場合と交差しない場合が見られる。交差していないのは、図４－７３(c)のD=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_L>$=0.90m/sの場合で、その他の図では全て交差している。その場合、各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。交差点より左側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい領域、及び交差点のない場合には、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は大きく、交差点より右側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は小さくなる。この上下関係は、本節（１－２）で述べた$<J_G>$及び$<J_S>$一定の場合の$\overline{V}_L$曲線とは反対である。交差点の位置は、$<J_L>$の小さいほど$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい領域で、$<J_L>$の大きいほど$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域である。同じ場合の$<\alpha_L>$曲線は、ちょうど$\overline{V}_L$曲線と各相体積流束による上下関係が逆で、交差点の$<J_T>$は等しい。これは、この場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第一の場合に対応しているためで、このために$<\alpha_L>$曲線と$\overline{V}_L$曲線の関係はこのように単純なものとなっている。

$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$\overline{V}_L$の変化率$\partial \overline{V}_L / \partial <J_G> |_{<J_L>,<J_S>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、図４－７８(a),(b)に示す通り、0.4～0.8程度の値で、図４－５４(a),(b)に示した気液二相スラグ流の場合より少し小さい場合が多い。この変化率は同一の$<J_L>$のもとでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に伴い気液二相スラグ流同様わずかに減少する。これより、$\overline{V}_L$曲線が上に凸の形状であることが確認できる。同一の$<J_G>$のもとでは、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に伴い、やはり気液二相スラグ流同様、上に凸の形状で増加している。さらに第三番目の相の添加の効果があり、図４－７９(a),(b)に示すように、気液二相スラグ流に固相を添加すると下に凸の形状でこの変化率は減少し、$<J_S>$の大きいほど小さい値となる。これにより、固相の添加は、気相を増やすことによる液相平均速度の増加を更に鈍らせる効果があるといえる。

$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、各相体積流束以外に各相体積率そのものにも依存していて、気相体積率との関係は図４－８０(a),(b)に示されるように、同一の$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$が増加するときにそれぞれがわずかに減少する。同一の$<J_G>$の

もとでは、$<\alpha_G>$の増加に伴い、上に凸の形状で減少している。

（２－３）固相平均速度$\overline{V}_S$の特性

連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である固相の体積流束$<J_S>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である気相の体積流束$<J_G>$を増加させた場合の固相平均速度$\overline{V}_S$の特性に関しては、図４－４８、４－４９下段に太い実線で描かれているように$<J_L>$、$<J_S>$が一定の下$<J_G>$が増加すると右上がりに増加する。しかし、図４－４８の場合には下に凸状に、図４－４９の場合には上に凸状に増加している。図４－７３(a)～(f)も参考にすると、各場合で$<J_L>$によって、ほぼ直線的であったり、上に凸状であったり、下に凸状であったりして、普遍的な傾向は捉えられない。しかし、どの場合も、$<J_L>$及び$<J_S>$が一定の場合、$\overline{V}_S$は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$と共に増加している。以上は曲線の形状を除けば上述の$\overline{V}_G$曲線、$\overline{V}_L$曲線と同じ特性である。また、$<J_S>$が小さいうちは$\overline{V}_S$曲線は$\overline{V}_L$曲線の下側にあり、各相平均速度の大小関係は、$\overline{V}_G>\overline{V}_L>\overline{V}_S$となっているが、$<J_S>$が大きい場合、すなわち、図４－７４(c)に示したD =20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_S>$=0.050m/sの場合、$\overline{V}_L$曲線と$\overline{V}_S$曲線はほぼ同程度の値を持ち、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$\overline{V}_G>\overline{V}_S>\overline{V}_L$となっている。ただし、データの一部は$<J_T>=\overline{V}_S$を示す細い一点鎖線の上側にも存在するが、$\overline{V}_S$曲線は$<J_T>$を越えていない。

ここで、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性について述べる。図４－７４(a)～(f)の下～中央部に太い実線で示す様に、各$\overline{V}_S$曲線は、D =20.9mm、d_S=2.57mmではほぼ並行して交差することなく$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に増加しているが、D=30.6mm、d_S=4.17mmでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さいところで交差している。その間隔は、$\overline{V}_L$曲線の場合と同様、必ずしも狭くなく、一本の線の周りに散在していない。また、各$\overline{V}_S$曲線は、交差点のない場合、並びに交差点のある場合の交差点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域において、$<J_L>$の大きいものほど上に、$<J_L>$の小さいものほど下に、系統的に並んでいる。これは上述の$\overline{V}_L$曲線の場合と同じである。同じ場合の$<\alpha_S>$曲線は、ちょうど$\overline{V}_S$曲線と各相体積流束による上下関係が逆で、交差点の$<J_T>$は等しい。これは、この場合の各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第一の場合に対応しているためで、このために$<\alpha_S>$曲線と

$\overline{V}_S$曲線の関係はこのように単純なものとなっている。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性について述べる。図４－７３(a)～(f)に示すように各$\overline{V}_S$曲線は、同一の固相体積流束$<J_S>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合よりもさらにその間隔が広く、並行するだけで交差しない。したがって、一本の線の周りに散在しているとは認められない。また、この$\overline{V}_S$曲線の間隔は、$<J_T>$の増減に対してほとんど変化しない。$<J_S>$の大きい$\overline{V}_S$曲線ほど、常に上側にあり、$<J_S>$が大きいほど$\overline{V}_S$は大きい。同じ場合の$<\alpha_S>$曲線は、$<J_S>$の大きい$<\alpha_S>$曲線ほどやはり上側にあった。したがって、$<\alpha_S>$曲線と$\overline{V}_S$曲線がともに$<J_S>$を大きくするほど大きい値をとることとなり、$\overline{V}_S=<J_S>/<\alpha_S>$の関係と一見矛盾するように思われる。このように、$<\alpha_S>$曲線と$\overline{V}_S$曲線の関係が単純でないのは、自相の体積流束$<J_S>$をパラメータとしているこの場合の、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第三の場合に対応しているからである。

$\overline{V}_S$の$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する変化率$\partial\overline{V}_S/\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial\overline{V}_S/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は図４－７８(a),(b)に太線白抜き記号で示すように0.35～1.3程度の値を持ち、(a)のD＝20.9 mm、d_S＝2.57 mmの場合、$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$並びに$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$と比較して、非常に変動が大きく、$<J_L>$が約0.5 m/sのときには$<J_G>$によってあまり変化していないが、それ以外では$<J_G>$が大きいほどこの変化率は大きい。これより、D＝20.9 mm、d_S＝2.57 mmの場合には$\overline{V}_S$曲線が下に凸の形状であることが確認できる。(b)のD＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には逆に$<J_G>$が大きいほどこの変化率は小さく、これよりD＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には$\overline{V}_S$曲線が上に凸の形状であることが確認できる。また、$<J_L>$の変化に対してはD＝20.9 mm、d_S＝2.57 mmの場合には上に凸で増加しているが、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には下に凸の形状でいったん減少して、その後増加している。この変化率は、図４－７９(a),(b)に太線白抜き記号で示すように、$<J_S>$の増加に対しては増加する傾向が見られる。また、この変化率は図４－８０(a),(b)に太線白抜き記号で示すように、D＝20.9 mm、d_S＝2.57 mmの場合には同一の$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど大きく、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には$<\alpha_G>$が大きいほど小さい。同一の$<J_G>$のもとでは、D＝20.9 mm、d_S＝2.57 mmの場合には$<\alpha_G>$が大きいほど小さく、D＝30.6 mm、d_S＝4.17 mmの場合には、$<\alpha_G>$の増加に伴い、いったん減少した後増加している。

（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

上記（１）、（２）の二つの場合における固気液三相スラグ流の各相平均速度特性は、気液二相スラグ流あるいは固液二相流の特性と基本的に類似の特性が認められるが、それでも固気液三相スラグ流固有の特性の存在することを示した。ここで述べる第三の場合、すなわち、固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である気相の体積流束$<J_G>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である固相の体積流束$<J_S>$を増加させた場合には、さらに固気液三相スラグ流の特徴が顕著に現れる。気相、液相、固相の順に、この場合の各相平均速度特性について調べる。

（３－１）気相平均速度$\overline{V}_G$の特性

固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である気相の体積流束$<J_G>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である固相の体積流束$<J_S>$を増加させた場合の$\overline{V}_G$曲線は、図４－４８、４－４９上段の上部及び図４－７１(a)～(f)あるいは図４－７３(a)～(f)上部に太くて短い点線で示されているように、わずかに上に凸の形状をした増加曲線で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$\overline{V}_G$は大きい値をもつ。これより、気液二相スラグ流に、気液両相体積流束を保持した状態で、固体粒子を加えて固気液三相スラグ流を作り、さらに固相体積流束$<J_S>$あるいは$<J_T>$を増加させていくと、気相平均速度$\overline{V}_G$は大きくなる傾向があることがわかる。また、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$\overline{V}_G$は少ししか増加せず、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど$\overline{V}_G$は比較的急激に増加する。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。図４－７１(a)～(f)上部に太くて短い点線で示されているように、各$\overline{V}_G$曲線は、$<J_S>$の変化幅が狭いために、互いに１本の線の周りに散在するとか、単に並行しているとかを判定することはできない。しかし、各$\overline{V}_G$曲線の$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対する勾配が、かなり系統的に変化しており、これらの曲線を単に延長した場合、$\overline{V}_G$曲線が１本の線の周りに散在するとは思えない。各$\overline{V}_G$曲線は短く、しかも気液二相スラグ流の各$\overline{V}_G$を基点としているため、$<J_L>$の大きいものほど右上に存在し、$\overline{V}_G$の値は大きい。また$<J_L>$の小さい$\overline{V}_G$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に増加し、

逆に$<J_L>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的穏やかに増加している。同じ場合の気相体積率$<\alpha_G>$曲線の特性は４．２．３節の（３－１）で述べたように、$<J_L>$の大きいものほど右下に存在して$<\alpha_G>$は小さく、$<J_L>$の小さいものほど$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少する。したがって、$<\alpha_G>$と$\overline{V}_G$の特性は大小関係と増減の向きだけが逆の、単純な関係にある。これは、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第一の場合、すなわち自相の体積流束を一定値とした場合に対応しているためである。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性について述べる。図４－７３(a)～(f)上部に太くて短い点線で示されている様に、この場合も、各$\overline{V}_G$曲線は、$<J_S>$の変化幅が狭いために、互いに１本の線の周りに散在するとか、単に並行しているとかを判定することはできないが、各$\overline{V}_G$曲線の$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対する勾配が、かなり系統的に変化しており、これらの曲線を単に延長した場合、$\overline{V}_G$曲線が１本の線の周りに散在するとは思えない。各$\overline{V}_G$曲線は短く、しかも気液二相スラグ流の各$\overline{V}_G$を基点としているため、$<J_L>$の場合と同様、$<J_G>$の大きいものほど右上に存在し、$\overline{V}_G$の値は大きい。また、$<J_L>$の場合とは逆に、$<J_G>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に増加し、逆に$<J_G>$の小さい$\overline{V}_G$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的穏やかに増加している。同じ場合の気相体積率$<\alpha_G>$曲線の特性は、$<J_G>$の大きいものほど右上に存在して$<\alpha_G>$は大きく、$<J_G>$の大きいものほど$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少する。したがって、$<\alpha_G>$と$\overline{V}_G$の特性は大小関係が同じで、増減の向きが逆という、複雑な関係にある。これは、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第三の場合、すなわち自相の体積流束をパラメータとした場合に対応しているためである。

さて、以上述べたように各$\overline{V}_G$曲線の$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定の下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する増加の度合いは必ずしも一定でなく、$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$の値によって異なる。そこで、図４－８１～４－８３に$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定のときの、$\overline{V}_G$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率、$\partial\overline{V}_G/\partial<J_S>|_{<J_G>,<J_L>}=\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$の値を図示し、上述の特性を確認する。この変化率は図４－８１(a),(b)に黒塗り記号で示すように、0.2～6程度の値を持ち、同一の$<J_L>$の下では$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きい場合に大きい。すなわち、気相平均速

度は、$\langle J_G \rangle$の大きい気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流ほど固相の添加量に対して急激に増加するという、上述の傾向が確認できた。また、同一$\langle J_G \rangle$のもとでは$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さい場合に大きい。すなわち、気相平均速度は$\langle J_L \rangle$の小さい気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流ほど固相の添加に対して急激に増加するという、上述の傾向が確認できた。これらの傾向はいずれの$\langle J_S \rangle$の値のもとにおいても確認できた。これらの傾向を組み合わせて考えると、$\langle J_G \rangle$が大きく、$\langle J_L \rangle$が小さい条件では、この変化率の絶対値は非常に小さく、このような流動条件では、固相添加によって気相平均速度はほとんど影響を受けず、逆に$\langle J_G \rangle$が小さく、$\langle J_L \rangle$が大きい条件では、この変化率の絶対値は大きく、このような流動条件では、固相添加によって気相平均速度は急激に変化することがわかる。これは前節で述べた気相体積率$\langle \alpha_G \rangle$の特性と同じである。さらに$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle,\langle J_L \rangle}$の値は、図４－８２(a),(b)に示すように、いずれの$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$においても、$\langle J_S \rangle$の小さいほど大きい場合もあれば、逆に小さい場合もある（D = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm については図４－８２(a)'の拡大図参照）。

$\partial \overline{V}_G / \partial \langle J_T \rangle |_{\langle J_G \rangle,\langle J_L \rangle}$と$\langle \alpha_G \rangle$の関係を図４－８３(a),(b)に示す。$\langle J_S \rangle$一定の時、この変化率の値はほぼ$\langle \alpha_G \rangle$によって決まり、$\langle \alpha_G \rangle$の増加に対しては下に凸で増加し、$\langle \alpha_G \rangle$が大きいほど$\overline{V}_G$は急激に増加することを表している。この原因は、次のように推定できる。$\langle \alpha_G \rangle$が大きいときに固相を添加すると、同じ固相体積流束で混入しても、$\langle \alpha_G \rangle$が小さいときと比べて、液相中に存在する固相の体積率が大きくなる。これは、固相は常に液相中に存在するという性質から生じている。したがって、大気泡周囲の液膜内の固相体積率も当然大きくなり、大気泡は粒子を含んで厚くなった液膜の間をすり抜けるように上昇し、その際大気泡の上昇速度が増加するようである。気相は、かなりの割合で大気泡内に含まれているため、大気泡の上昇速度の増大により、気相平均速度が増大すると考えられる。これらの物理的特性ついては、後で述べるスラグ特性の測定により確認を行う。

（３－２）液相平均速度$\overline{V}_L$の特性

固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$\langle J_L \rangle$及び分散相である気相の体積流束$\langle J_G \rangle$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である固相の体積流束$\langle J_S \rangle$を増加させた場合の液相平均速度$\overline{V}_L$曲線は、図４－４８、４－４９上段の下部及び図４－７１(a)〜(f)あるいは図４－７３(a)〜(f)中央部の太くて短い点

線で示されている。ただし、太い破線や太い実線と重なって、見えにくい場合が多い。このことは、ある流動条件からある１相の体積流束のみを変化させた場合、相の違いによる$\overline{V}_L$の変化の仕方の違いがさほど大きくないことを表している。さて、$<J_L>$並びに$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$が増加すると固気液三相スラグ流の$\overline{V}_L$は、黒塗り記号で示す同じ$<J_G>$、$<J_L>$の基準気液二相スラグ流の$\overline{V}_L$よりも一般的に大きく、上に凸の形状で増加している場合が多い。したがって、一般的には$\overline{V}_L$も$\overline{V}_G$同様、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きく、また、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいときほど$\overline{V}_L$は$<J_S>$の増加に対して比較的急激に増加する。しかし、図４－７１(f)のD＝30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの際の$<J_L>$=0.40m/s並びに$<J_L>$=0.50m/sの場合には、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$はわずかながら小さく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、下に凸の形状でわずかに減少している。この特性は、前節の（３－２）でも述べた固気液三相スラグ流における非常に特異な特性、すなわち、同条件で$<J_S>$の増加と共に$<\alpha_L>$がわずかに増加するという特性を、液相平均速度の観点から見たものである。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。図４－７１(a)～(f)中央部に太くて短い点線で示されているように、各$\overline{V}_L$曲線は、$<J_S>$の変化幅が狭いために、かなり大きく離れており、互いに１本の線の周りに散在するとか、単に並行しているとかを判定することはできない。各$\overline{V}_L$曲線は短く、しかも気液二相スラグ流の各$\overline{V}_L$を基点としているため、$<J_L>$の大きいものほど右上に存在し、$\overline{V}_L$の値は大きい。これは上述の$\overline{V}_G$の場合と同じである。また、$<J_L>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に増加し、逆に$<J_L>$の小さい$\overline{V}_L$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的穏やかに増加し、場合によっては前述の通り減少する場合も存在する。ただし、図４－７１(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの$<J_G>$＝0.30 m/sでは、各$\overline{V}_L$曲線は$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかではあるが急激に増加している。この$<J_L>$の大小と$\overline{V}_L$曲線の増加の度合いの関係は、上述の$\overline{V}_G$の場合と逆の傾向である。同じ場合の液相体積率$<\alpha_L>$曲線の特性は４．２．３節の（３－２）で述べたように、$<J_L>$の大きいものほど右上に存在して$<\alpha_L>$は大きく、$<J_L>$の大きいものほど$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少する。したがって、$<\alpha_L>$と$\overline{V}_L$の特性は大小関係が同じで、増減の向きが逆という、複雑な関係にある。これは、各相

体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第三の場合、すなわち自相の体積流束をパラメータとした場合に対応しているためである。

次いで、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性について述べる。図４－７３(a)～(f)の中央部に太くて短い点線で示されているように、この場合も、各$\overline{V}_L$曲線は、$<J_S>$の変化幅が狭いために、互いに１本の線の周りに散在するとか、単に並行しているとかを判定することはできない。各$\overline{V}_L$曲線は短く、しかも気液二相スラグ流の各$\overline{V}_L$を基点としているため、$<J_L>$の場合と同様、$<J_G>$の大きいものほど右上に存在し、$\overline{V}_L$の値は大きい。また、$<J_L>$の場合とは逆に、$<J_G>$の小さい$\overline{V}_L$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に増加するが、逆に$<J_G>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的穏やかに増加し、D =30.6mm、d_S =4.17mm、$<J_G>$=0.50m/sの際の$<J_L>$=0.40m/s並びに$<J_L>$=0.50m/sの場合には前述の通り減少する。ここでの$<J_G>$の大小と$\overline{V}_L$曲線の増加の度合いも、上述の$\overline{V}_G$の場合とは逆の傾向である。同じ場合の液相体積率$<\alpha_L>$曲線の特性は、$<J_G>$の大きいものほど右下に存在して$<\alpha_L>$は小さく、$<J_G>$の小さいものほど$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に減少する。したがって、$<\alpha_L>$と$\overline{V}_L$の特性は大小関係と増減の向きが逆の、単純な関係にある。これは、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第一の場合、すなわち自相の体積流束を一定値とした場合に対応しているためである。

以上に述べたように、$<J_G>$、$<J_L>$が一定のときの$<J_S>$に対する$\overline{V}_L$の変化率は、各相体積流束の影響を複雑に受けている。これを、、図４－８１～４－８３に示す$<J_G>$並びに$<J_L>$が一定のときの$\overline{V}_L$の$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する変化率、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_S> |_{<J_G>,<J_L>} = \partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$によって確認する。図４－８１(a),(b)に細線の白抜き記号で示されるように$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$はほとんどが正の値で、同一の値の$<J_L>$の下、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど上に凸状にわずかに小さくなることが確認できる。また、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$の値は、同一の値の$<J_G>$の場合$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対して上に凸状のわずかな右上がりの傾向を示している。したがって、$<J_G>$が大きくて$<J_L>$の小さい流動条件では、この変化率は小さくなることが確認できる。特に、D= 30.6 mm、d_S= 4.17 mm の場合の$<J_G>$ = 0.50 m/s、$<J_L>$ = 0.40 m/s並びに$<J_L>$=0.50m/s の条件において、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$の値は負となっている。すなわち、この

条件下では、固相添加によって液相の平均速度が減少することが確認できる。このときの液相平均速度の小さくなる原因としては、気相平均速度の大幅な増加があげられる。前でも述べたように、気相体積率が大きいときに固相を添加することによって、液相中に存在する固相の体積率が大きく増加する。したがって、大気泡周囲の液膜にも多数の固体粒子が入り込み、大気泡の上昇速度が、ひいては気相平均速度が大幅に増大する。管内混相流においてある相の平均速度が急激に増すと、他の相の平均速度は相対的に増加しにくくなり、場合によってはこのように減少するケースも生じるのであろう。

また図４－８２(a)'，(b)より、$<J_S>$の増加に対して、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$はその値を減少させる傾向がみられる。これより、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$の変化率が小さくなるという上述の傾向が確認できる。

$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$の気相体積率依存性を図４－８３(a),(b)に示す。気相の場合とちょうど反対に、$<\alpha_G>$が大きくなると、この変化率は上に凸の形状で減少し、０あるいは負の値へと変化していく。

（３－３）固相平均速度$\overline{V}_S$の特性

固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である気相の体積流束$<J_G>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である固相の体積流束$<J_S>$を増加させた場合の$\overline{V}_S$曲線は、４－４８、４－４９下段及び図４－７１(a)～(f)あるいは図４－７３(a)～(f)の下部に太い点線で示されているように、上に凸の形状をした増加曲線で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど、$\overline{V}_S$は大きい値をもつ。$\overline{V}_S$曲線の傾きは、$\overline{V}_G$曲線、$\overline{V}_L$曲線と比較するとかなり大きい。これより、気液二相スラグ流に、気液両相体積流束を保持した状態で、固体粒子を加えて固気液三相スラグ流を作り、さらに固相体積流束$<J_S>$あるいは$<J_T>$を増加させていくと、固相平均速度$\overline{V}_S$は急に大きくなる傾向があることがわかる。また、$\overline{V}_S$曲線は上に凸の形状であるので、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の割合は比較的小さい。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性について述べる。図４－７１(a)～(f)下部に太い点線で示されているように、各$\overline{V}_S$曲線は、$<J_S>$の変化幅が狭いために、互いに大きく離れており、それらの間隔を議論することはできない。各$\overline{V}_S$曲線は$<J_L>$の大きいもの

ほどわずかに右上にあり、$\overline{V}_S$の値は大きい。これは上述の$\overline{V}_G$、$\overline{V}_L$の場合と同じである。同じ場合の固相体積率$<\alpha_S>$曲線の特性は4．2．3節の（3－3）で述べたように、$<J_S>$あるいは$<J_T>$を増加させていくと、$<\alpha_S>$は急激に大きくなり、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_L>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。この条件では、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第二の場合、すなわち自相の体積流束を変化させた場合に対応しているため、$<\alpha_S>$と$\overline{V}_S$の特性は$<J_S>$に対する変化の方向が同じで、$<J_L>$に対する大小関係が逆になるという、複雑な関係となっている。

一方、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性は、図4－73(a)～(f)下部に太い点線で示されているように、やはり、$<J_S>$の変化幅が狭いために、互いに大きく離れており、それらの間隔を議論することはできない。各$\overline{V}_S$曲線は$<J_L>$の場合と同様、$<J_G>$の大きいもののほどわずかに右上にあり、$\overline{V}_S$の値は大きい。しかし、その増加の度合いは$<J_L>$の場合よりさらに小さいようである。同じ場合の固相体積率$<\alpha_S>$曲線の特性は4．2．3節の（3－3）で述べたように、$<J_S>$あるいは$<J_T>$を増加させていくと、$<\alpha_S>$は急激に大きくなり、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きい範囲では、$<J_G>$の小さいほど$<\alpha_S>$は大きい。この条件においても、各相体積流束の役割と対象としている相の関係が、前述の第二の場合、すなわち自相の体積流束を変化させた場合に対応しているため、$<\alpha_S>$と$\overline{V}_S$の特性は$<J_S>$に対する変化の方向が同じで、$<J_G>$に対する大小関係が逆になるという、複雑な関係となっている。

以上に固気液三相スラグ流において、連続相である液相の体積流束$<J_L>$及び分散相である気相の体積流束$<J_G>$を一定に保った状態で、もう一つの分散相である固相の体積流束$<J_S>$を増加させた場合の$\overline{V}_S$曲線の変化特性について述べてきたが、$<J_T>-\overline{V}_S$線図のみからでは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対する$\overline{V}_S$曲線の変化率については、気液両相体積流束の影響を明確に把握できなかった。そこで$\overline{V}_S$曲線の変化率の値を用いて、これらを明らかにしておく。変化率$\partial \overline{V}_S / \partial <J_S> |_{<J_G>,<J_L>} = \partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$は、図4－81(a),(b)に太線白抜き記号で示されているように各$<J_L>$において$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいときに大きい場合が多い。したがって、各$\overline{V}_S$曲線は、$<J_G>$の大きいものほど$\overline{V}_S$の値が大きいだけでなく、その増加の度合いも大きいことがわかる。しかし、極大値を経てわずかに小さくなる場合も見られる。$<J_G>$、$<J_L>$のこの変化率に及ぼす影響はほとんど等

しい。したがって、各$<J_G>$において$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいときにも変化率の値は大きい場合が多く、各$\overline{V}_S$曲線は、$<J_L>$の大きいものほど$\overline{V}_S$の値が大きいだけでなく、その増加の度合いも大きい。変化率の値は、10～18程度と、かなり大きい。また、変化率$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$は、$<J_T>$に対して、ほぼ一本の曲線になり、$<J_G>$、$<J_L>$の値にかかわらず、$<J_T>$によってその値が概略決定される。

図４－８２(a),(b)に示すように$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$の値は、$<J_S>$の増加にともない急激に減少する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$\overline{V}_S$の増加の割合は比較的小さく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の小さいほど$\overline{V}_S$は比較的急激に増加することが確認できる。さらに、図４－８３(a),(b)に示すように、$<\alpha_G>$に対しては、同一の$<J_L>$の下では$<\alpha_G>$の大きいほど、同一の$<J_G>$の下では$<\alpha_G>$の小さいほどその値は大きい。

以上、固相を加えた場合の、各相の平均相速度の変化率についてまとめると、$\partial \overline{V}_G / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$、$\partial \overline{V}_L / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$は、ほぼ$<\alpha_G>$によってその値が決まり、前者は$<\alpha_G>$とともに増加、後者は減少する。これに対して、$\partial \overline{V}_S / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$の値は、$<J_T>$によってその値が決まり、ほぼ$<J_T>$とともに大きくなる。

（３－４）固相添加時の気相・液相平均速度の変化について

本研究では、前にも述べたように、各相体積流束による各相体積率変化特性のうち、特に気液二相流に固相が添加され、$<J_S>$を増加させた場合の気相と液相の諸特性量の変化に注目しており、前節の（３－４）では固相添加時の気相・液相体積率の変化について４つのパターンに分類して、各パターンにおける特性を再確認した。そこで、ここでは、固相添加時の気相・液相平均速度の変化について同様の検討を行う。この際、体積率の４つのパターンに対応して、平均速度がどのようなパターンとなるかを念頭において調べることとする。

なお、ここではパターンの分類に図４－８４～４－８７を用いるが、これらの図中の記号、線種並びに点Ａ～Ｆの位置づけは、体積率のパターン分類に用いた図４－２９～４－３３におけるものと同じである。

・パターンⅠ

まず、図４－２９(a),(b)に示した体積率に対して最も頻繁に見られたパターンⅠに対応する平均速度の変化を取り上げる。体積率のパターンⅠに対応しているため、以下ではこれを平均速度変化のパターンⅠと呼ぶ。この場合の平均速度の変化は、気相平均速度、液相平均速度に対して本実験範囲の全てのパターンⅠの条件で、それぞれ図４－８４(a),(b)に示すパターンとなる。まず、図４－８４(a)の気相平均速度$\overline{V}_G$については、$<J_L>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_G>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$曲線である実線、$<J_G>$、$<J_S>$を一定に保った下で、$<J_L>$を変化させた場合の$\overline{V}_G$曲線である破線ともに左下から右上がりである。図４－８４(a)の例では太い実線の傾きが太い破線の傾きより大きいが、流動条件によっては小さい場合もある。なお、以下に示す$\overline{V}_G$についての全パターン、並びに$\overline{V}_L$についての全パターンで、実線、破線ともにこのように右上がりとなる。ただし、このパターンⅠでは、実線、破線ともに気液二相スラグ流に対する細い線が、固気液三相スラグ流に対する太い線の下側に位置する。図４－２９(a),(b)の$<J_T>-<\alpha_G>$線図、$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンⅠでは、逆に細い線が太い線の上側に位置していた。

さて、この$\overline{V}_G$に対するパターンⅠ（図４－８４(a)）の場合、初期状態の気液二相スラグ流（点Ａ）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で、点線のように点Ｂに移動し、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束である$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、気相平均速度は、$\overline{V}_{G2}$より大きい$\overline{V}_{G3}$となっている。

この$\overline{V}_{G3}$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（すなわち点Ｄ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$、あるいは点Ｃ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の気相平均速度より大きい。すなわち、固気液三相スラグ流の気相平均速度は、同じ$<J_T>$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の気相平均速度より、ともに大きい。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3'+<J_L>_3'+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、気相体積率は初期状態（点Ａ）の気液二相スラグ流の気相平均速度$\overline{V}_{G2}$

より大きくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、気相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、気相平均速度は大きくなる。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、気相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、気相平均速度は大きくなる。

また、これまでに述べてきた点A～Fにおける気相平均速度の大小関係は、次のようになる。添字A～Fは、各点を表している。

$$\overline{V}_{G3B}>\overline{V}_{G3E}>\overline{V}_{G3F}>\overline{V}_{G2D}>\overline{V}_{G2C}>\overline{V}_{G2A}$$

ただし、$\overline{V}_{G3E}$～$\overline{V}_{G2C}$の大小関係は、$\overline{V}_{G2D}>\overline{V}_{G2C}$の関係を保持しながら、入れ替わる場合もある。以上が、$<J_T>-\overline{V}_G$線図のパターンⅠの特性で、$<J_T>-<\alpha_G>$線図のパターンⅠ同様、D=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.70m/s、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.70 m/s及びD=30.6mm、d_S=4.17mmの$<J_G>$、$<J_L>$の９つの組み合わせ全てで、このパターンとなっている。D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、これらは$<J_G>$が大きく、$<J_L>$が小さい場合が多く、このような条件下で$<J_T>-\overline{V}_G$線図はパターンⅠの特性を持つといえる。

一方、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅠは図４－８４(b)に示すように、形の上では図４－８４(a)の$<J_T>-\overline{V}_G$線図上でのものと似ているが、ここでは太い実線の傾きが常に太い破線の傾きより小さい。$<J_T>-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅠの特性は、以下の通りである。初期状態（点A）の気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相平均速度は、$\overline{V}_{L2}$より大きい$\overline{V}_{L3}$となっ

ている。

この$\overline{V}_{L3}$は、同じ$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$、あるいは点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相平均速度より大きい。すなわち、固気液三相スラグ流の液相平均速度は、同じ$<J_T>$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の液相平均速度より、ともに大きい。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収して、液相平均速度は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相平均速度$\overline{V}_{L2}$より大きくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相平均速度は大きくなる。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、液相平均速度は大きくなる。

これまでに述べてきた点A～Fにおける液相平均速度の大小関係は、次のようになる。

$$\overline{V}_{L3B}>\overline{V}_{L3F}>\overline{V}_{L2D}>\overline{V}_{L2C}>\overline{V}_{L3E}>\overline{V}_{L2A}$$

ただし、$\overline{V}_{L3F}$～$\overline{V}_{L3E}$の大小関係は、$\overline{V}_{L2D}>\overline{V}_{L2C}$、$\overline{V}_{L3F}>\overline{V}_{L3E}$の関係を保持しながら、入れ替わる場合もある。以上が、$<J_T>-\overline{V}_L$線図のパターンⅠの場合の特性で、D=20.9mm、d_S=2.57mmにおいては、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.70m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.90m/s、$<J_G>$=0.45m/s

$-<J_L>=0.70$m/s、$<J_G>=0.45$m/s$-<J_L>=0.90$m/s、$<J_G>=0.60$m/s$-<J_L>=0.90$ m/sの６つの組み合わせで、D =30.6mm、$d_S=4.17$mmにおいては、$<J_G>=0.30$m/s $-<J_L>=0.40$m/s、$<J_G>=0.30$m/s$-<J_L>=0.50$m/s、$<J_G>=0.30$m/s$-<J_L>$ $=0.60$m/s、$<J_G>=0.40$m/s$-<J_L>=0.60$m/sの３つの組み合わせで、このパターンとなっている。これらは、$<J_G>$が小さい場合か、$<J_L>$が大きい場合が多い。

・パターンⅡ

$<J_T>-<\alpha_G>$線図、$<J_T>-<\alpha_L>$線図上の両方で見られたパターンⅡ（図４－３０(a),(b)）に対応する、$<J_T>-\overline{V}_G$線図、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上のパターンⅡを、それぞれ図４－８５(a),(b)に示す。パターンⅠと異なる点は、このパターンⅡの場合には、固気液三相スラグ流に対応する太い実線、破線がともに、それぞれ、気液二相スラグ流に対応する細い実線、破線の下側にあることである。$<J_T>-<\alpha_G>$線図、$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンⅡでは、破線は太線が上側、実線は細線が上側となっていたのに対し、$<J_T>-\overline{V}_G$線図、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上のパターンⅡでは、このように太線がともに細線の下側に来る。

さて、$\overline{V}_G$に対するパターンⅡ（図４－８５(a)）の場合、初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で、点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束である$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、気相平均速度は$\overline{V}_{G2}$より大きい$\overline{V}_{G3}$となっている。これはパターンⅠと同じである。

この$\overline{V}_{G3}$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（すなわち点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$、あるいは点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の気相平均速度より小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の気相平均速度は、同じ$<J_T>$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の気相平均速度より、ともに小さい。これはパターンⅠと逆である。また、$<J_T>-<\alpha_G>$関係のパターンⅡでは、上から順に点C、B、Dの順に並び、固気液三相スラグ流の気相体積率は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の気相体積率の間に入っていたが、$<J_T>-\overline{V}_G$関係では、このようにD、C、Bの順となり、固気液三相スラグ流の気相平均速度が最小となる点が異なっている。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、気相体積率は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の気相平均速度$\overline{V}_{G2}$より小さくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、気相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、気相平均速度は小さくなる。これはパターンⅠと逆である。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、気相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、気相平均速度は小さくなり、やはりパターンⅠとは逆である。

また、これまでに述べてきた点A～Fにおける気相平均速度の大小関係は、次のようになる。添字A～Fは、各点を表している。

$$\overline{V}_{G2D}>\overline{V}_{G2C}>\overline{V}_{G3B}>\overline{V}_{G2A}>\overline{V}_{G3E}>\overline{V}_{G3F}$$

ただし、$\overline{V}_{G3E}$と$\overline{V}_{G3F}$の大小関係は入れ替わる場合もある。以上が、$<J_T>-\overline{V}_G$線図のパターンⅡの特性で、$<J_T>-<\alpha_G>$線図のパターンⅡ同様、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.70m/s、$<J_G>$=0.30m/s－$<J_L>$=0.90m/s、$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.90 m/sの4つの組み合わせでこのパターンとなっている。これは、パターンⅠとは逆に、$<J_G>$が小さいか、$<J_L>$が大きいときである。また、$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせのうち、パターンⅠにもパターンⅡにも分類できなかったのは、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.90 m/sの組み合わせのみで、ここでは、ちょうど細い実線と太い実線並びに細い破線と太い破線の交差が生じており、ほぼパターンⅠとパターンⅡの境界点であるといえる。なお、D=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$<J_T>-\overline{V}_G$線図の場合には、このパターンは見られない。この境界点上のパターンを体積率の場合と同様に、パ

ターンVとして後で分類する。したがって、$<J_T>-\overline{V}_G$線図のパターンは全てパターンⅠ、パターンⅡ及びこれらの境界のパターンVに分類される。

一方、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅡは図4－85(b)に示すように、形の上では図4－85(a)の$<J_T>-\overline{V}_L$線図上でのものと似ているが、ここでは太い実線の傾きが常に太い破線の傾きより小さい。$<J_T>-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅡの特性は、以下の通りである。初期状態（点A）の気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相平均速度は、$\overline{V}_{L2}$より大きい$\overline{V}_{L3}$となっている。これは、パターンⅠと同じである。

この$\overline{V}_{L3}$は、同じ$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$、あるいは点C、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相平均速度より小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の液相平均速度は、同じ$<J_T>$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の液相平均速度より、ともに小さい。これはパターンⅠと逆である。また、$<J_T>-<\alpha_L>$関係のパターンⅡでは、上から順に点D、B、Cの順に並び、固気液三相スラグ流の液相体積率は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の液相体積率の間に入っていたが、$<J_T>-\overline{V}_L$関係では、このようにD、C、Bの順となり、固気液三相スラグ流の液相平均速度が最小となる点が異なっている。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収して、液相平均速度は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相平均速度$\overline{V}_{L2}$より小さくなっている。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相平均速度は小さくなる。これはパターンⅠと逆である。

逆に、$\langle J_S \rangle$の増加分$\langle J_S \rangle_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$\langle J_T \rangle = \langle J_T \rangle_2 = \langle J_G \rangle_{3'} + \langle J_L \rangle_3 + \langle J_S \rangle_3$：$\langle J_L \rangle_3 = \langle J_L \rangle_2$、$\langle J_G \rangle_{3'} = \langle J_G \rangle_2 - \langle J_S \rangle_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$\langle J_S \rangle$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合にも、液相平均速度は小さくなる。これもパターンⅠと逆である。

これまでに述べてきた点A～Fにおける液相平均速度の大小関係は、次のようになる。

$$\overline{V}_{L2D} > \overline{V}_{L2C} > \overline{V}_{L3B} > \overline{V}_{L2A} > \overline{V}_{L3F} > \overline{V}_{L3E}$$

以上が、$\langle J_T \rangle - \overline{V}_L$線図のパターンⅡの特性で、D=20.9mm、$d_S$=2.57mmの$\langle J_T \rangle - \overline{V}_L$線図の場合、$\langle J_G \rangle$が大きく、$\langle J_L \rangle$が小さい$\langle J_G \rangle$=0.60 m/s－$\langle J_L \rangle$=0.50m/sにおいて、このパターンとなっている。残る$\langle J_G \rangle$=0.45m/s－$\langle J_L \rangle$=0.50m/s、$\langle J_G \rangle$=0.60m/s－$\langle J_L \rangle$=0.70m/sの組み合わせにおいては、細い実線と太い実線並びに細い破線と細い実線の交差が付近で生じ、このあたりでパターンⅠとパターンⅡとの境界があることがわかる。これをパターンⅤとして後にその特性を示す。一方、D=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$\langle J_T \rangle - \overline{V}_L$線図の場合には、$\langle J_G \rangle$=0.40 m/s－$\langle J_L \rangle$=0.40m/s、$\langle J_G \rangle$=0.50 m/s－$\langle J_L \rangle$=0.60m/sの組み合わせでパターンⅡが見られる。以上は、$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図のパターンⅡの場合と同じ組み合わせである。残る組み合わせにおいては、次に示すさらに異なったパターンとなっている。

・パターンⅢ＆Ⅳ

$<J_T>-<\alpha_L>$線図上に見られたパターンⅢ（図４－３１）とパターンⅣ（図４－３２）の２つのパターンは、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上では、同一のパターンとなる。したがって、以下ではこの$<J_T>-\overline{V}_L$線図上のパターンを、パターンⅢ＆Ⅳと呼ぶ。図４－８６に、パターンⅢ＆Ⅳの模式図を示す。本実験における$<J_T>-\overline{V}_i$線図上では破線、実線におけるそれぞれの気液二相スラグ流を表す細い線と固気液三相スラグ流を表す太い線の位置関係は２通りしか見られない。すなわち、太い線がともに上側に存在するか、下側に存在するかである。このパターンⅢ＆Ⅳでは、パターンⅡと同様、太い線がともに下側に存在する。唯一パターンⅡと異なっている点は、点Ｂの縦軸位置、すなわち$\overline{V}_L$の値が、初期状態である点Ａの縦軸位置より下側にあることである。以下に、このパターンⅢ＆Ⅳの特性を述べる。

初期状態の気液二相スラグ流（点Ａ）の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）は、$<J_S>$の追加で点線のように点Ｂに移動して、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）となる。そして、液相平均速度は、$\overline{V}_{L2}$より小さい$\overline{V}_{L3}$となっている。これは、パターンⅠ、Ⅱとは逆である。これが、前節（３－２）で述べた『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する』場合の平均速度の変化の様子で、気液二相スラグ流や固液二相流では決して生じることの無かった固気液三相スラグ流固有の特性となっている。

この$\overline{V}_{L3}$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流のうち、$<J_G>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流（点Ｄ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$）の液相平均速度、並びに$<J_L>$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに、同じ量の気相体積流束を増加させた場合の気液二相スラグ流（点Ｃ、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の液相平均速度よりともに小さい。したがって、固気液三相スラグ流の液相平均速度は、同じ$<J_T>$の両気液二相スラグ流の液相平均速度より小さくなる。これは、パターンⅡと同じである。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、

$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収し、液相平均速度は、初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相平均速度$\overline{V}_{L2}$より小さくなる。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$: $<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相体積率は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相平均速度は小さくなり、これはパターンⅡと同じである。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$: $<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、液相平均速度は小さくなり、これも、パターンⅡと同じ特性である。

また、パターンⅢ＆Ⅳの場合の点A～Fにおける液相平均速度の大小関係は、次のようになる。

$$\overline{V}_{L2D}>\overline{V}_{L2C}>\overline{V}_{L2A}>\overline{V}_{L3B}>\overline{V}_{L3F}>\overline{V}_{L3E}$$

以上が、$<J_T>-\overline{V}_L$線図のパターンⅢ＆Ⅳの特性で、D=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-\overline{V}_L$線図の場合には見られないが、D=30.6mm、d_S=4.17mmにおける$<J_T>-\overline{V}_L$線図の場合の$<J_G>$=0.50m/s－$<J_L>$=0.40m/s、$<J_G>$=0.50m/s－$<J_L>$=0.50m/sの組み合わせにおいて、このパターンとなっている。

なお、$<J_T>-<\alpha_L>$線図のパターンⅣの特性の一つに、『他の１相（気相）の体積流束を一定に保ったままで、もう一つの他相（固相）の体積流束を増加させ、その増加分を自相（液相）の体積流束の減少でまかなった際、自相（液相）の体積率が増加する』ことがあった。ところが、$<J_T>-\overline{V}_L$線図の場合にはこの$<J_T>-<\alpha_L>$線図のパターンⅣに対応するものでも、$<J_T>=<J_T>_2$上の大小関係は、$\overline{V}_{L2A}>\overline{V}_{L3F}>\overline{V}_{L3E}$となり、パターンⅢに対応するものと一致してしまう。このように$<J_T>-\overline{V}_i$線図では同じように見える特性が、$<J_T>-<\alpha_i>$線図では大きな違いが確認できる場合もあるため、注意が必要である。

・パターンV

パターンⅡの項で述べたように、体積率の場合と同様に、パターンⅠからパターンⅡへ移行するところの流動条件がみられた。体積率ではこれを第5のパターン、パターンVとしたので、これと対応する平均速度のパターンをやはりパターンVと呼ぶこととする。$<J_T>-\overline{V}_G$線図、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上のパターンVを、それぞれ図4－87(a),(b)に示す。

さて、$\overline{V}_G$に対するパターンV（図4－87(a)）の場合、細い破線と太い破線が気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$（$=<J_G>_2+<J_L>_2$）と$<J_S>_3$だけ増加した固気液三相スラグ流の全体積流束$<J_T>_3$（$=<J_G>_3+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_3=<J_L>_2$）の間の全体積流束において交差を生じており、$<J_T>$の小さいうちには下側にあった細い破線が、$<J_T>$の大きい領域で上側に来ている。なお、図4－87(a)では実線も同じ範囲で交差を生じている。初期状態の気液二相スラグ流（点A）の気相・液相の両体積流束を保持して、固相を添加した場合、気液二相スラグ流の全体積流束$<J_T>_2$は、$<J_S>$の追加で、点線のように点Bに移動し、$<J_S>_3$だけ増加した新しい全体積流束である$<J_T>_3$となる。そして、気相平均速度は$\overline{V}_{G2}$より大きい$\overline{V}_{G3}$となっている。これはパターンⅠ、Ⅱと同じである。

この$\overline{V}_{G3}$は、$<J_T>_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（すなわち点D、$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_2+<J_L>_{2N}$：$<J_L>_{2N}=<J_L>_2+<J_S>_3$の気相平均速度より小さいが、点C（$<J_T>=<J_T>_3=<J_G>_{2N}+<J_L>_3$：$<J_G>_{2N}=<J_G>_2+<J_S>_3$）の気相平均速度より大きい。後者は実線がこの範囲内で交差しているために生じている結果である。もしも交差が$<J_T>_3$よりも大きいところで生じるならば、パターンⅡと同様に上からD、C、Bの順となるが、本実験結果では後で示すように$<J_T>-\overline{V}_G$線図のパターンVは図例に用いたただ一つの組み合わせでしか見られなかったため、このような場合はなかった。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$<J_T>$を一定に保持しながら、$<J_S>$を追加するとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、気相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流

束を保持しても、図４－８７(a)の場合には気相平均速度はほとんど変化せず、詳しく調べると、わずかに大きくなる程度である。

逆に、$\langle J_S\rangle$の増加分$\langle J_S\rangle_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_2=\langle J_G\rangle_{3'}+\langle J_L\rangle_3+\langle J_S\rangle_3$: $\langle J_L\rangle_3=\langle J_L\rangle_2$、$\langle J_G\rangle_{3'}=\langle J_G\rangle_2-\langle J_S\rangle_3$で、気相平均速度は初期状態（点Ａ）から、点Ｆに移動する。したがって、$\langle J_S\rangle$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、気相平均速度は小さくなっている。

また、これまでに述べてきた点Ａ～Ｆにおける気相平均速度の大小関係は、次のようになる。添字Ａ～Ｆは、各点を表している。

$$\overline{V}_{G2D}>\overline{V}_{G3B}>\overline{V}_{G2C}>\overline{V}_{G3E}>\overline{V}_{G2A}>\overline{V}_{G3F}$$

以上が、$\langle J_T\rangle-\overline{V}_G$線図のパターンⅤの特性で、$\langle J_T\rangle-\langle \alpha_G\rangle$線図のパターンⅤ同様、D=20.9mm、$d_S$=2.57mmの場合の$\langle J_G\rangle$=0.60m/s－$\langle J_L\rangle$=0.90m/sのみの組み合わせでこのパターンとなっている。

一方、$\langle J_T\rangle-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅤは図４－８７(b)に示すように、細い実線と太い実線が$\langle J_T\rangle_2$と$\langle J_T\rangle_3$の間の全体積流束で交差を生じており、$\langle J_T\rangle$の小さいうちには下側にあった細い実線が、$\langle J_T\rangle$の大きい領域で上側に来ている。一方、破線の方は気液二相スラグ流に対する細い線が、固気液三相スラグ流に対する太い線の上側にある。$\langle J_T\rangle-\overline{V}_L$線図上でのパターンⅤの特性は以下の通りである。初期状態（点Ａ）の気液二相スラグ流の全体積流束$\langle J_T\rangle_2$（$=\langle J_G\rangle_2+\langle J_L\rangle_2$）は、$\langle J_S\rangle$の追加で点線のように点Ｂに移動し、$\langle J_S\rangle_3$だけ増加した新しい全体積流束$\langle J_T\rangle_3$（$=\langle J_G\rangle_3+\langle J_L\rangle_3+\langle J_S\rangle_3$: $\langle J_G\rangle_3=\langle J_G\rangle_2$、$\langle J_L\rangle_3=\langle J_L\rangle_2$）となる。そして、液相平均速度は、$\overline{V}_{L2}$より大きい$\overline{V}_{L3}$となっている。

この$\overline{V}_{L3}$は、同じ$\langle J_T\rangle_3$を全体積流束とする気液二相スラグ流（点Ｄ、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_3=\langle J_G\rangle_2+\langle J_L\rangle_{2N}$: $\langle J_L\rangle_{2N}=\langle J_L\rangle_2+\langle J_S\rangle_3$、あるいは点Ｃ、$\langle J_T\rangle=\langle J_T\rangle_3=\langle J_G\rangle_{2N}+\langle J_L\rangle_3$: $\langle J_G\rangle_{2N}=\langle J_G\rangle_2+\langle J_S\rangle_3$）の液相平均速度より小さい。すなわち、固気液三相スラグ流の液相平均速度は、同じ$\langle J_T\rangle$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の液相平均速度より、ともに小さい。したがって、大きい方からＤ、Ｃ、Ｂの順となり、これはパターンⅡと同じである。

初期状態の気液二相スラグ流の状態から、仮想的に$\langle J_T\rangle$を一定に保持しながら、

$<J_S>$を追加した場合、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_{3'}+<J_S>$を満足しながら変化する。この場合、$<J_S>$の増分を、$<J_G>$あるいは$<J_L>$の増減で吸収して、液相平均速度は初期状態（点A）の気液二相スラグ流の液相平均速度$\overline{V}_{L2}$より大きくなる場合と小さくなる場合がある。

このとき、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。すなわち、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_3+<J_L>_{3'}+<J_S>_3$：$<J_G>_3=<J_G>_2$、$<J_L>_{3'}=<J_L>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Eに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を液相体積流束の減少でまかない、気相体積流束を保持すると、液相平均速度は小さくなる。

逆に、$<J_S>$の増加分$<J_S>_3$を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を気液二相スラグ流の状態そのままに保持する場合を考える。この場合には、全体積流束は、$<J_T>=<J_T>_2=<J_G>_{3'}+<J_L>_3+<J_S>_3$：$<J_L>_3=<J_L>_2$、$<J_G>_{3'}=<J_G>_2-<J_S>_3$で、液相平均速度は初期状態（点A）から、点Fに移動する。したがって、$<J_S>$の増加分を気相体積流束の減少でまかない、液相体積流束を保持する場合には、液相平均速度は大きくなる。

これまでに述べてきた点A～Fにおける液相平均速度の大小関係は、次のようになる。

$$\overline{V}_{L2D}>\overline{V}_{L2C}>\overline{V}_{L3B}>\overline{V}_{L3F}>\overline{V}_{L2A}>\overline{V}_{L3E}$$

以上が、$<J_T>-\overline{V}_L$線図のパターンVの特性で、D=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_T>-\overline{V}_L$線図の場合、$<J_G>$=0.45m/s－$<J_L>$=0.50m/s、$<J_G>$=0.60m/s－$<J_L>$=0.70m/sの２つの組み合わせで、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合、$<J_G>$=0.40 m/s－$<J_L>$=0.50m/sの組み合わせでパターンVが見られる。

・気相・液相の体積流束と各パターンの関係のまとめ

以上述べてきた、各パターンの特性の最後に示した$<J_G>$、$<J_L>$の組み合わせと、生じるパターンの関係を表にまとめておく。表４－３(a),(b)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmとD=30.6mm、d_S=4.17mmにおける、$<J_T>-\overline{V}_G$線図上のパターンを示す。この表は、前節で示した表４－１の$<J_T>-<\alpha_G>$線図上のパターンと同じである。一方、$<J_T>-\overline{V}_L$線図上のパターンを表４－４(a),(b)に、それぞれD=20.9mm、d_S=2.57mmとD=30.6mm、d_S=4.17mmに対して示す。こちらの表

は、前節の表４－２に示した$<J_T>-<\alpha_L>$線図上のパターンとは、パターンⅢ、Ⅳの存在した場合がパターンⅢ＆Ⅳとなっていて、両者は異なっている。

（４）各相平均速度の変化率の相互関係

これまで、他の２相の体積流束を固定してある１相の体積流束のみを変化させた場合の各相平均速度の変化率を比較してきたが、次にそれぞれの相の平均速度に及ぼす各３相の体積流束の影響を比較する。

まず、気相については、図４－８８(a),(b)に示すように、白抜き記号で表す$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と黒塗り記号で表す$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$がほぼ近い値で、しかも１より少し大きい程度の値にまとまっているのに対し、太線白抜き記号の$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は縦幅広く広がっている。D=20.9mm、$d_S$=2.57mmにおいては$<J_L>$が小さく、$<J_G>$が大きいときには、後者が前２者より大きく、それ以外の条件では、逆に前２者が後者より大きい。すなわち、$<J_L>$が小さく、$<J_G>$が大きいときには、固相添加による気相平均速度の増加が他の相を加えたときよりも顕著であることがわかる。D=30.6mm、d_S=4.17mmにおいては常に後者が大きい。$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$の値は、詳しく見ると、やや後者の方が大きい場合が多い。これは、気液二相スラグ流の特性とは逆であり、固気液三相スラグ流独自の特性である。すなわち、気液二相スラグ流では、本節（ａ－３）で述べたように、$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_G>}$の方が$\partial\overline{V}_G/\partial<J_T>|_{<J_L>}$の値より本実験範囲のほぼ全ての範囲で大きく、気相平均速度は分散相である気相の体積流束を増したときよりも連続相である液相の体積流束を増したときの方がより増加することを確認したが、固気液三相スラグ流ではむしろ反対に、連続相である液相の体積流束を増したときよりも分散相である気相の体積流束を増したときの方がより気相平均速度が増加する場合が多いことがわかる。

図４－８９(a),(b)には、各相体積流束変化時の液相平均速度の変化率を比較する。$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と、$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$は、$<J_T>$の変化にかかわらず、それぞれほぼ一定値であり、前者が常に後者より大きい値を持つ。すなわち、液相平均速度は、気相を加える場合より液相を加えた場合の方がより増加率が大きい。これに対し、固相を加えた場合の変化率$\partial\overline{V}_L/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、わずかに負から1.5程度までと、変化に富み、$<J_G>$が小さいときには３つの変化率の内、最も大きい値となる条件もあるが、$<J_G>$が大きいときには逆に最も小さくなっ

ている。これは、図４－８８(a),(b)に示した気相の場合と同様である。$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_S \rangle,\langle J_G \rangle}$は、$\partial \overline{V}_L / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_L \rangle,\langle J_S \rangle}$より常に大きく、この傾向は気液二相スラグ流と一致している。

固相の平均速度の変化率は、図４－９０(a),(b)に示すように、両極端に分かれ、固相を加えた場合の変化率$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_G \rangle,\langle J_L \rangle}$は格段に残る２つの変化率より大きい値を持つ。固液二相流においても$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_L \rangle}$が$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_G \rangle}$より大きく、特性は一致している。$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_S \rangle,\langle J_G \rangle}$と$\partial \overline{V}_S / \partial \langle J_T \rangle|_{\langle J_L \rangle,\langle J_S \rangle}$の値は、ほぼ同程度であるが、やや前者、すなわち連続相である液相を加えたときの変化率が、後者、すなわち分散相である気相を加えたときの変化率を上回る場合が多い。

（５）横軸に各相体積流束を用いた表示

（１）～（４）では、横軸には全体積流束$\langle J_T \rangle$を用いた図で、各相体積流束が及ぼす各相平均速度への影響を論じてきたが、体積率の場合と同様に、各相ごとの影響を調べるには、横軸に各相体積流束を用いた表示の方が特性が把握しやすい場合がある。そこで、各相平均速度と各相体積流束の関係の図を示すとともに、上述の各相体積流束の影響を再確認する。

まず、図４－９１、４－９２に、それぞれ、気相、液相の体積流束を用いた図例を示す。なお、この二つの図においては、固相体積流束$\langle J_S \rangle$をパラメータとして示しているが、これらは、図４－３７、４－３８に示した読みとりデータを速度に換算したものである。図中、白抜き記号は気相、白抜き記号に縦すじを付したものが液相、黒塗り記号が固相の平均速度を表す。また、＋印と×印で気液二相スラグ流の各々$\overline{V}_L$と$\overline{V}_G$を表す。

図４－９１は、D＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合の$\langle J_G \rangle$と各相平均速度の関係を示している。$\langle J_G \rangle$の増加とともに、各相の平均速度は上に凸の形状で増加し、気相平均速度の増加率がほとんどの場合最大であること、固相平均速度の増加率は条件によって変動が激しいことなどが確認できる。この図では$\langle J_S \rangle$をパラメータとしているため、$\langle J_L \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が変化した場合の特性を$\langle J_S \rangle$をパラメータとしては調べることが出来るが、$\langle J_S \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が変化した場合の特性を$\langle J_L \rangle$をパラメータとしては調べるには、３つの枠からのデータを見比べる必要があり、直感的には把握しにくい。

図４－９２も、同じくD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合の、$<J_L>$と各相平均速度の関係を示している。本実験条件では$<J_L>$の増加とともに各相の速度が増加すること、その増加率は各相に関して１近辺の比較的近い値をとること、固相の速度増加が$<J_G>$の増加とともに顕著になっていることなどがこの図からも確認できる。この図でも$<J_S>$をパラメータとしているため、$<J_S>$一定の下、$<J_L>$が変化した場合の特性を$<J_G>$をパラメータとしては調べるのは困難である。

固相体積流束$<J_S>$の影響は、各相体積率同様、全10条件のD、d_Sの組み合わせに対して示しておく。図４－９３(a)-(j)に、横軸に固相体積流束$<J_S>$をとり、気相体積流束$<J_G>$をパラメータに、測定を行った$<J_L>$ごとの枠内に、各相平均速度の測定結果を示す。図の表記法は図４－３９に準じ、図の１段目(a)～(c)には三種類の粒子径のセラミック粒子のD=20.9mmにおける測定結果、２段目(d)～(f)、３段目(g),(h)には各粒子のそれぞれD=30.6、50.4mmにおける測定結果を示した。４段目(i),(j) にはこれらと材質と密度の異なるアルミニウム粒子のD=20.9 および30.6mmにおける結果を示した。なお、D=20.9mmとD=30.6および50.4mm では横軸（$<J_S>$軸）の尺度を変えて表示している。この図より、$<J_S>$が増加すると各相平均速度ともに、わずかに増加する場合が多いこと等が確認できる。しかし、図４－９３(f)の左端の枠の縦すじを付した▽印が、わずかではあるが右下がりとなっており、この条件で$<J_S>$が増加すると、$\overline{V}_L$が減少するという前述の特性が読みとれる。しかし、この図では、$<J_G>$をパラメータとしているため、$<J_G>$一定の下、$<J_S>$が変化した場合の特性を$<J_L>$をパラメータとしては調べることは困難である。なお、これらの図より管径D、粒子径d_S、粒子密度ρ_Sの影響もある程度確認できるが、これについては、次節で述べることとする。

（６）固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と各相平均速度の関係のまとめ

ここで、体積率の場合と同等に、（１）～（４）で得られた固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と各相平均速度の関係に関する定性的傾向を、各項目ごとに箇条書きでまとめておく。

・$<J_G>$並びに$<J_S>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合

　・$\overline{V}_G$の一般的特性

- $\overline{V}_G$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $\overline{V}_G$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いは大きい。しかし、近似的には直線とみなせる。
- $\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい。
- $\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに小さい。
- $\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の場合、$<\alpha_G>$の大きいほど大きく、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは、$<\alpha_G>$が大きいとき小さい。

・同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性

- 各$\overline{V}_G$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行してわずかに上に凸の形状で増加する場合もあるが、互いに交差する場合もある。しかし、近似的には直線とみなせる一本の線の周りに集まっている。
- 各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。
- 各$\overline{V}_G$曲線の交差は、$<J_G>$が小さいほど$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいところで生じ、$<J_G>$が大きいほど大きな$<J_L>$あるいは$<J_T>$で生じている。
- 交差前後の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_G>$が大きいほど広く、$<J_G>$が小さいほど狭くなっている。
- 交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では、$<J_S>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど上にあり、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$<J_S>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど下にある。したがって、交差点より左の領域では、三相流状態において液相の体積流束が変化（たとえば減少）した分固相の体積流束が変化（たとえば増加）すると$\overline{V}_G$は増加するが、右の領域では減少することになる。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性

- 各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、同一の$<J_G>$の下で、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の間隔に比べて、広く離れているものが多い。しかし、近

似的には直線とみなせる一本の線の周りに集まっている。

- $\overline{V}_G$曲線はD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_S>$=0.005m/sの場合に交差を生じ、交差点より左の領域では$<J_G>$の大きいほど$\overline{V}_G$は小さく、右の領域では$<J_G>$の大きいほど$\overline{V}_G$は大きい。この場合の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなっている。
- これ以外の条件では、$\overline{V}_G$曲線は$<J_G>$の大きいほど大きい。また、各$\overline{V}_G$曲線の間隔は$<J_S>$の小さい場合に狭く、大きい場合に広い。

- $\overline{V}_L$の一般的特性
  - $\overline{V}_L$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_L$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対してごくわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに大きい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$の場合、$<\alpha_G>$の大きいほど大きい。
- 同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_L$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が、並行して上に凸の形状で増加する場合もあるが、D=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_G>$=0.45m/s並びに0.60m/sの場合に、互いに交差している。
  - 交差がある場合の各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加と共に、交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。
  - 交差点より左の領域での各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_G>$の小さいほど狭く、$<J_G>$の大きいほど広い。
  - 交差点より左の領域では、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は小さく、右の領域では$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は大きい。

・交差しない場合の$\overline{V}_L$曲線は、D=20.9mm、d_S=2.57mm、$<J_G>$=0.30m/sの場合並びにD=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.30m/sの場合には、$<J_S>$の大きいほど、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は大きいが、D=30.6mm、d_S=4.17mm、$<J_G>$=0.40m/s及び0.50m/sの場合には、$<J_S>$の大きいほど、同じ$<J_T>$、$<J_S>$に対して$\overline{V}_L$は小さい。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性

・各$\overline{V}_L$曲線は並行するだけで交差しない。

・各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、同一の$<J_G>$の下で、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の間隔に比べて、かなり広く離れている。

・各$\overline{V}_L$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$\overline{V}_L$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$\overline{V}_L$は大きい。

・$\overline{V}_S$の一般的特性

・$\overline{V}_S$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。

・$\overline{V}_S$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに下に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いはわずかに大きい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いはわずかに小さい。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほどわずかに大きい。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、$<J_L>$、$<J_S>$一定のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど大きい。$<J_G>$、$<J_S>$一定のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど小さい。

・同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性

・各$\overline{V}_S$曲線は、$<J_S>$の異なる曲線が並行するが、交差は生じていない。

・各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同じ場合の各$\overline{V}_G$及び$\overline{V}_L$曲線の間隔に比べて、さらに広く離れている。

・各$\overline{V}_S$曲線は、$<J_S>$の小さいものほど下に、$<J_S>$の大きいものほど上に位置する形で系統的に並んでおり、一本の線の周りに散在しているとは

いえない。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性

・各$\overline{V}_S$曲線はいずれも$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいところで交差している。

・各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同じ場合の各$\overline{V}_G$曲線並びに$\overline{V}_L$曲線の間隔よりも広い。

・各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同一の$<J_G>$の下で、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の間隔に比べて、かなり狭く、ほぼ一本の線の周りに集まっている。

・各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいところで広く、交差点に向かって狭くなっている。

・交差点より$<J_L>$あるいは$<J_T>$の小さいところでは、$<J_G>$の小さいものほど$\overline{V}_S$は大きい。

・$<J_L>$並びに$<J_S>$が一定で、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が変化する場合

・$\overline{V}_G$の一般的特性

・$\overline{V}_G$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。

・$\overline{V}_G$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いはわずかに大きい。

・$\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなると小さくなり、最小値をとったのち大きくなる。

・$\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$の大きいほど大きい。

・$\overline{V}_G$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$のもとでは$<\alpha_G>$が大きいほど小さく、同一の値の$<J_G>$のもとでは、$<\alpha_G>$の大きいほど大きい。

・同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性

・各$\overline{V}_G$曲線は、ほぼ並行して交差しない。$<J_S>$の大きい場合を除いて、各$\overline{V}_G$曲線は近似的には一本の線の周りに散在する。

・$<J_L>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、下側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、

$<J_L>$の大きいほど、$\overline{V}_G$は小さい場合が多いが、系統的に並んでいない場合もある。

- 同一の$<J_L>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_G$曲線は、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には交差し、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には交差していない。交差する場合の交差点の位置は、$<J_L>$の大きい場合ほど、$<J_T>$の大きいところにある。
  - 交差点のある場合の各$\overline{V}_G$曲線の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。
  - 交差点より左側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい領域では$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_G$は小さく、交差点より右側、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域、及び交差点のない場合には、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_G$は大きい。

- $\overline{V}_L$の一般的特性
  - $\overline{V}_L$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_L$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_L$の増加の度合いはわずかに大きい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$の大きいほど小さい。
  - $\overline{V}_L$の増加の度合いは、同一の値の$<J_G>$、$<J_L>$並びに$<J_S>$の下では、$<\alpha_G>$が大きいほど小さい。
- 同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_L$曲線は、ほぼ並行して交差しない。
  - 各$\overline{V}_L$曲線の間隔は必ずしも狭くなく、一本の線の周りに散在していない。
  - $<J_L>$の大きい$\overline{V}_L$曲線ほど、上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$\overline{V}_L$は大きい。
- 同一の$<J_L>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性

・各$\overline{V}_L$曲線は、近似的に一本の線の周りに散在し、互いに交差する場合と交差しない場合が見られる。交差していないのは、D =20.9mm、d_S =2.57mm、$<J_L>$=0.90m/sの場合で、その他の条件では全て交差している。

・交差点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さい領域、及び交差点のない場合には、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は大きく、交差点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域では、$<J_S>$の大きいほど$\overline{V}_L$は小さい。

・各$\overline{V}_L$曲線の間隔は、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加と共に交差点までは広い状態から狭くなり、交差点を過ぎると広くなる。

・$\overline{V}_S$の一般的特性

・$\overline{V}_S$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。

・$\overline{V}_S$曲線は、ほぼ直線的であったり、上に凸状であったり、下に凸状であったりして、普遍的な傾向は捉えられない。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほどD = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm の場合には大きいが、D = 30.6 mm、d_S = 4.17 mm の場合にはいったん小さくなった後大きくなる。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の$<J_L>$並びに$<J_S>$の下ではD = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm の場合には$<\alpha_G>$が大きいほど大きく、D = 30.6 mm、d_S = 4.17 mm の場合には$<\alpha_G>$が大きいほど小さい。

・$\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の$<J_G>$並びに$<J_S>$の下では、D = 20.9 mm、d_S = 2.57 mm の場合には$<\alpha_G>$が大きいほど小さく、D = 30.6 mm、d_S = 4.17 mm の場合には、$<\alpha_G>$の増加に伴い、いったん小さくなった後大きくなる。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性

・各$\overline{V}_S$曲線は、D =20.9mm、d_S=2.57mmではほぼ並行して交差しないが、D =30.6mm、d_S=4.17mmでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$の小さいところで交差している。

各$\overline{V}_S$曲線の間隔は必ずしも狭くなく、一本の線の周りに散在していない。

- 各$\overline{V}_S$曲線は、交差点のない場合、並びに交差点のある場合の交差点より$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きい領域において、$<J_L>$の大きいものほど上に、$<J_L>$の小さいものほど下に、系統的に並んでいる。

- 同一の$<J_L>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_S$曲線は、並行して交差しない。
  - 各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合よりも広い。
  - 各$\overline{V}_S$曲線の間隔は、$<J_T>$の増減に対してほとんど変化しない。
  - $<J_S>$の大きい$\overline{V}_S$曲線ほど、常に上側にあり、$<J_S>$が大きいほど$\overline{V}_S$は大きい。

- $<J_G>$並びに$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $\overline{V}_G$の一般的特性
    - $\overline{V}_G$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
    - $\overline{V}_G$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$\overline{V}_G$の増加の度合いは大きい。
    - 各相体積流束の値に依らず、$<\alpha_G>$が大きいほど$\overline{V}_G$は比較的急激に増加する。
  - 同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性
    - 各$\overline{V}_G$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
    - $<J_L>$の大きい$\overline{V}_G$曲線ほど、上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$\overline{V}_G$は大きい。
    - 各$\overline{V}_G$曲線は、$<J_L>$の小さいものほど、$<J_S>$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。
  - 同一の$<J_L>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_G$曲線の特性
    - 各$\overline{V}_G$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
    - 各$\overline{V}_G$曲線は、$<J_G>$の大きいものほど、右上にあり、$\overline{V}_G$は大きい。

・各$\overline{V}_G$曲線は、$< J_G >$の大きいほど、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して比較的急激に増加する。

・$\overline{V}_L$の一般的特性

・$\overline{V}_L$は、ほとんど全ての条件で$< J_S >$あるいは$< J_T >$が大きいほど大きく、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して、上に凸の形状で増加している。したがって、$\overline{V}_L$の増加の度合いは、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の大きいほど小さく、逆に$< J_S >$あるいは$< J_T >$の小さいほど大きい。

・$D = 30.6$mm、$d_S = 4.17$mm の$< J_G > = 0.50$ m/s、$< J_L > = 0.40$ m/s 並びに$< J_G > = 0.50$ 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、$\overline{V}_L$はわずかながら小さく、$\overline{V}_L$は$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して、下に凸の形状でわずかに減少している。この場合が体積率において、『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する』という特性が成立している場合に対応する。

・各相体積流束の値に依らず、$< \alpha_G >$が小さいほど$\overline{V}_L$は比較的急激に増加する。

・同一の$< J_G >$の下、$< J_L >$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性

・各$\overline{V}_L$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

・各$\overline{V}_L$曲線は、$< J_L >$の大きいものほど右上にあり、$\overline{V}_L$は大きい。

・各$\overline{V}_L$曲線は、$< J_L >$の大きいほど、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して比較的急激に増加し、逆に$< J_L >$の小さいほど、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対して比較的穏やかに増加している場合が多い。ただし、$D = 20.9$mm、$d_S = 2.57$mm の$< J_G > = 0.30$ m/sでは、逆に、各$\overline{V}_L$曲線は$< J_L >$の小さいほど、$< J_S >$あるいは$< J_T >$の増加に対してわずかではあるが急激に増加している。

・同一の$< J_L >$の下、$< J_G >$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_L$曲線の特性

・各$\overline{V}_L$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

- 各$\overline{V}_L$曲線は、$\langle J_G \rangle$の大きいものほど右上にあり、$\overline{V}_L$は大きい。
- 各$\overline{V}_L$曲線は、$\langle J_G \rangle$の小さいほど、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して比較的急激に増加している。逆に、$\langle J_G \rangle$の大きいほど、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して比較的穏やかに増加している。

- $\overline{V}_S$の一般的特性
  - $\overline{V}_S$は$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_S$は$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して上に凸の形状で増加する。したがって、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いは小さい。逆に$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど、$\overline{V}_S$の増加の度合いは大きい。
  - $\overline{V}_S$の増加の度合いは、$\langle J_T \rangle$が大きいほど小さい。
  - $\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の値の$\langle J_L \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$の場合は、$\langle \alpha_G \rangle$の大きいほど大きい。
  - $\overline{V}_S$の増加の度合いは、同一の値の$\langle J_G \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$の場合は、$\langle \alpha_G \rangle$の小さいほど大きい。
- 同一の$\langle J_G \rangle$の下、$\langle J_L \rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_S$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
  - $\langle J_L \rangle$の大きいほど$\overline{V}_S$は大きい。
  - 各$\overline{V}_S$曲線の増加の度合いは、$\langle J_L \rangle$が大きいほど小さい。
- 同一の$\langle J_L \rangle$の下、$\langle J_G \rangle$をパラメータとした場合の各$\overline{V}_S$曲線の特性
  - 各$\overline{V}_S$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
  - $\langle J_G \rangle$の大きいほど$\overline{V}_S$は大きい。
  - 各$\overline{V}_S$曲線の増加の度合いは、$\langle J_G \rangle$が大きいほど小さい。

- 各相平均速度の変化率の相互関係
  - 気相平均速度の増加の度合いは、液相の体積流束を増したときよりも気相の体積流束を増したときの方が大きい場合が多い。$D=20.9$mm、$d_S=2.57$mmにおいては、$\langle J_L \rangle$が小さく、$\langle J_G \rangle$が大きいときには、固相の体積流束を増したときの気相平均速度の増加の度合いが他の相を加えたと

きよりも大きいが、それ以外の条件では小さい場合が多い。

・液相平均速度の増加の度合いは、気相の体積流束を増したときよりも液相の体積流束を増したときの方が大きい。固相の体積流束を増したときには、<J_G>が小さいときには、最も大きい値となる条件もあるが、<J_G>が大きいときには逆に最も小さくなっている。

・固相平均速度の増加の度合いは、固相の体積流束を増したときに最も大きく、気相と液相では、気相の体積流束を増したときよりも液相の体積流束を増したときの方が大きい場合が多い。

4．3．4　管内径、固体粒子径並びに固体粒子密度の各相平均速度に及ぼす影響

本節では、管内径D、固体粒子径d_S、固体粒子密度ρ_Sの各相平均速度に及ぼす影響について述べるが、4．2．4節でも述べたように、実験装置の都合上、D、d_S、ρ_Sのうちの一つだけが異なり、残る二つと各相体積流束の全てが全く等しいという実験条件において各相平均速度を測定することは非常に困難であるため、測定値のみからD、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることは不可能である。したがって、本節では、各相体積流束がほぼ等しい場合の各相平均速度の測定値を用いて、可能な限り、測定値からD、d_S、ρ_Sの影響を調べることとする。特にD、d_Sが等しく、ρ_Sのみが異なる粒子が入手できず、ここでは、各相平均速度の測定値の間隔から、ρ_Sの影響を予測する。本研究では、第７章以降で固気液三相スラグ流モデルによる巨視的量の推定法を提案するが、この方法の妥当性を確認した後、その推算値によってD、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることが可能となる。その結果については、第９章で述べることとする。

（１）管内径の影響

本研究では、管内径Dに関して、20.9、30.6、50.4mmの３条件について測定を行ったので、管内径の影響を調べることができる。そこで、体積率の検討の際と同様、同じ粒子径で、<J_G>、<J_L>がほぼ等しいデータのグループを抜き出し、<J_S>に対してDをパラメータに表示した。図４－９４に、粒子径d_S＝1.14mmと2.57mmの場合の各相平均速度を管径をパラメータとして示す。どちらの場合も、○、△印のD＝20.9と30.6mmでは各相平均速度に有意差は見られないが、□印のD＝50.4mmにおいて、$\overline{V}_G$がD＝20.9、30.6mmの値よりやや大きく、$\overline{V}_L$がやや小さいようである。

これは、４．２．４節の（１）で述べた各相体積率に及ぼす管内径Dの影響、すなわちD＝20.9と30.6mmでは各相体積率に有意差はなく、D＝50.4mmにおいて$<\alpha_G>$がD＝20.9、30.6mmの値よりやや小さく、$<\alpha_L>$がやや大きいことと対応している。一方、$\overline{V}_S$はデータのばらつきが大きくてはっきりしないが、Dが変化してもあまり変化していないようである。さて、$\overline{V}_G$がDにより増加する理由は、以下のように考えられる。気相平均速度は、前にも述べたように、気相のかなりの部分が存在する大気泡の上昇速度の大小と深い関連があるだろう。気液二相スラグ流中の大気泡の上昇速度はドリフトフラックスモデルを用いて表すと$\overline{V}_G=C_G\langle J_T\rangle+\overline{V}_{Gj}$となる。ここで、$C_G$は分布パラメータ、$\overline{V}_{Gj}$は気相の平均ドリフト速度である[13]。これまで$\overline{V}_{Gj}$の値として静止液中の大気泡終上昇速度$V_{bT}$を用いることが推奨されてきた。気液二相スラグ流におけるV_{bT}の算出には、次式が用いられている[13]。これは式(1-3)の右辺第２項を、密度で補正し、係数0.35を一般的にフルード数Ｆｒで表したものである[25],[21]。

$$V_{bT} = Fr\sqrt{gD\frac{\rho_L-\rho_G}{\rho_L}} \tag{4-4}$$

したがって、V_{bT}はほぼDの平方根に比例し、Dが大きいほど大きくなることがわかる。さらに、Ｆｒは第５章で述べるように、D=20.9、30.6mmではほぼ変化しないが、D =50.4mmでは大きくなることが知られている。一方、C_Gの値はDにはあまり依存しないようである。したがって、Dのみが異なる流動条件では、大気泡上昇速度はDが大きいほど大きくなり、その結果気相の平均速度も大きくなると考えられる。特にD =50.4mmではＦｒの影響も入って大きくなる。以上が気液二相スラグ流に関してのDが大きいほど$\overline{V}_G$が大きくなる理由である。

このことは本実験範囲内の固気液三相スラグ流においても同様であると考えられる。固気液三相スラグ流の場合、式(4-4)は、以下の２つのモデルで拡張できる。一つは、固相の添加によってDは気液二相スラグ流の時と同じ値ではあるが、大気泡が上昇する際の周囲の流体が固液混相流となるため、その密度が固液混合体密度となるというモデルである。この場合、仮想静止固液混相流中の大気泡終上昇速度をV_{bT3}とすると、

$$V_{bT3} = Fr_3\sqrt{gD\frac{\rho_{LS}-\rho_G}{\rho_{LS}}} \tag{4-5}$$

となる。ここで、ρ_{LS}は固液混合体密度である。二つ目は、固相の添加によってDが固相体積率の影響で小さくなり、細くなった円管内の静止液中を大気泡が上昇するというモデルである。

$$V_{bT3} = Fr_3\sqrt{gD\sqrt{1-<\alpha_S>}\frac{\rho_L-\rho_G}{\rho_L}} \tag{4-6}$$

さて、両モデルで、本実験範囲内の固気液三相スラグ流の条件におけるこれらの大気泡上昇速度V_{bT3}の値を算出するとき、それぞれ高々0.013%、1.5%しか変化せず、フルード数が変化しないと仮定すれば、大気泡上昇速度に及ぼすDの影響に対する固相添加の定性的な影響は無視できる範囲であると考えられる。したがって、固気液三相スラグ流においても、気液二相スラグ流と同様に、静止した固液混相流中の仮想的な大気泡終速度は、Dが大きいほど大きくなり、その結果気相平均速度も大きくなり、気相体積率は、Dが大きいほど小さくなると考えられる。これが、4．2．4節の（1）で述べた気相体積率に及ぼす管内径Dの影響の物理的理由であり、ここで述べる気相平均速度に及ぼす管内径Dの影響の物理的理由でもある。さて、固相の体積率は他の2相に比べれば十分に小さく、しかも固相平均速度はDによってあまり変化しないとなると、Dが大きくなって減少した気相の体積率の補充は、液相が行うことになるであろう。よって、Dが大きいほど液相体積率は増加し、液相平均速度は減少するのであろう。

なお、固相平均速度がDによってあまり変化しない理由は明らかではないが、おおよそ次のように考えられる。第6章で詳しく述べるが、ドリフトフラックスモデルを用いると、固相平均速度$\overline{V}_S$は$C_S\langle J_T\rangle+\overline{V}_{Sj}$と表せる。この$C_S$と$\overline{V}_{Sj}$は、ともにDにはあまり依存せず、それよりも管内における固相の体積率分布形状、液相の速度分布等形状が支配的であると考えられる。このために、$\overline{V}_S$はDにあまり依存しないのであろう。

（2）固体粒子径の影響

本研究では、4種類の粒子を用いて測定を行ったが、そのうちの3種類が粒子密度ρ_Sがほぼ等しいアルミナセラミック製であるので、これらのデータより粒子径d_Sの影響を調べることができる。図4－95に、アルミナセラミック製の3種類

の粒子径の異なる粒子、d_S＝1.14mm（ρ_S＝2270kg/m^3）、d_S＝2.57mm（ρ_S＝2380 kg/m^3）、並びにd_S＝4.17mm（ρ_S＝2400 kg/m^3）を用いた場合の各相平均速度の測定結果を示す。左側がD＝20.9mm、右側がD＝30.6mmの場合の結果である。

d_Sが変化しても、$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$には有意差は確認できない。しかし、$\overline{V}_S$はd_Sが小さいときに、明らかに大きい値となっている。したがって、本実験範囲においては、d_Sが大きくなるとき、管径Dの場合とは逆に、$\overline{V}_S$のみが影響を受け、大きくなることがわかる。この理由としては、各粒子の液相に対する沈降速度の差異がd_Sによって変化することがあげられる。すなわち、上述の通り固相平均速度$\overline{V}_S$はドリフトフラックスモデルを用いると$C_S\langle J_T\rangle+\overline{V}_{Sj}$と表せる。$d_S$の$C_S$に及ぼす影響は明らかではないが、一方の$\overline{V}_{Sj}$に関しては、本研究のように沈降性の粒子を用いている場合には負の値となり、従来より、単一固体粒子の自由沈降速度V_{ST}をこれの絶対値として用いる試みがなされ、ある程度良い結果が得られている[54]。したがって、定性的にはV_{ST}の特性を$\overline{V}_{Sj}$の絶対値の特性とみなして差し支えないと考えられる。さて、式(3-1)よりV_{ST}を抗力係数C_Dを用いて表すと、次式となる。

$$V_{ST} = \sqrt{\frac{4}{3}\frac{g\,d_S}{C_D}\frac{\rho_S-\rho_L}{\rho_L}} \tag{4-7}$$

この式より、d_Sが小さいほど、V_{ST}は小さく、d_Sが大きいほど、V_{ST}は大きい。したがって、d_Sが小さいほど、$\overline{V}_{Sj}$の絶対値も小さいと考えられ、その結果$\overline{V}_S$が大きくなり、$<\alpha_S>$が小さくなるのであろう。以上が、４．２．４節の（２）で述べた固相体積率とここでの固相平均速度に及ぼす固体粒子径d_Sの影響の物理的理由である。

気相平均速度に及ぼすd_Sの影響が明らかでない理由は、次のように考えられる。気相平均速度$\overline{V}_G$をドリフトフラックスモデルを用いて表すと上述のように$\overline{V}_G=C_G\langle J_T\rangle+\overline{V}_{Gj}$と表せ、$C_G$に及ぼす$d_S$の影響はあまり無いようである。一方の$\overline{V}_{Gj}$は、式(4-5)、(4-6)で表すと、$d_S$が1.14～4.17mmまで変化しても$<\alpha_S>$の変化に伴う量しか変化せず、式(4-5)のモデルでは高々0.0014％、式(4-6)でも高々0.25％しか影響しない。このために、d_Sの気相体積率と気相平均速度に及ぼす影響は非常に小さいと考えられる。

（３）固体粒子密度の影響

各相体積率に及ぼす固体粒子密度の影響の検討時と同様、粒子密度がほぼ等しいアルミナセラミック製の粒子２種類と、粒子密度が少し大きいアルミニウム製の粒子のデータを比較して、各相平均速度に及ぼす固体粒子密度ρ_Sの影響を明らかにする。図４－９６は、ρ_S＝2380～2400 kg/m^3、d_S＝2.57、4.17mmのアルミナセラミック製粒子およびρ_S＝2640 kg/m^3、d_S＝2.96mmのアルミニウム製粒子を用いた場合の各相平均速度測定結果の例で、左側がD＝20.9mm、右側がD＝30.6mmの場合の結果である。

d_Sの場合同様、$\overline{V}_G$と$\overline{V}_L$は、三つの粒子で有意差はなく、粒子密度がこれらに及ぼす影響は認められない。$\overline{V}_S$については（２）で述べたd_Sの影響のみを考慮すると、体積率の場合と同様、◇印のd_S＝2.96mmのアルミ粒子のデータは、○、□印のセラミック粒子d_S＝2.57mmと、d_S＝4.17mmのデータの中央よりもd_S＝2.57mmの方の近くにあるはずであるが、実際にはほぼd_S=4.17mmのデータと重なって存在している。このことより、ρ_Sが大きいほど$\overline{V}_S$が小さくなることが確認できる。（２）で述べたように、単一固体粒子の自由沈降速度V_{ST}の特性を$\overline{V}_{Sj}$の絶対値の特性とみなす。式(4-7)より、ρ_Sが大きいほどV_{ST}は大きくなることがわかる。したがって、d_S一定のままρ_Sを大きくすることは、沈降速度の観点からρ_S一定のままd_Sを大きくすることほぼ同じ影響を及ぼすと考えられる。このため、ρ_Sとd_Sが$\overline{V}_S$に対して定性的に同じ傾向を示す原因と考えられる。すなわち、ρ_Sが小さいほど、V_{ST}は小さく、ρ_Sが大きいほど、V_{ST}は大きい。よって、ρ_Sが小さいほど、$\overline{V}_{Sj}$の絶対値も小さいと考えられ、その結果$\overline{V}_S$が大きくなり、$<\alpha_S>$が小さくなるのであろう。この理由が、４．２．４節の（３）で述べた固相体積率に及ぼす固体粒子密度ρ_Sの影響の物理的理由であると同時に、ここで述べた固相平均速度に及ぼす固体粒子密度ρ_Sの影響の物理的理由であると考えられる。

気相平均速度に及ぼすρ_Sの影響が明らかでない理由も、d_Sの場合と同様に次のように考えられる。気相平均速度はドリフトフラックスモデルによって、$\overline{V}_G=C_G \langle J_T \rangle +\overline{V}_{Gj}$と表せ、$C_G$に及ぼす$\rho_S$の影響はあまり無いようである。一方の$\overline{V}_{Gj}$は、式(4-5)、(4-6)で表すと、$\rho_S$が2270～2640kg/m^{3}まで変化しても、式(4-5)のモデルでは高々0.0025％、式(4-6)でも高々0.29％しか影響しない。このために、ρ_Sの気相体積率と気相平均速度に及ぼす影響は非常に小さいと考えられる。

4．4　圧力降下の定性的特性

4．4．1　全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係の概要

図4－97(a)～(j)に圧力降下の測定値と体積流束の関係の測定結果の生データを固気液三相スラグ流に対して測定を行ったDとd_Sの全10種類の組み合わせについて示す。(a)～(h)には、アルミナセラミック粒子、(i),(j)にはアルミニウム粒子を用いた場合の結果を示す。ここでも、圧力降下と各体積流束の相互関係を有機的に議論するために、各相体積率や各相平均速度の場合同様、横軸には全体積流束$<J_T>$（$=<J_G>+<J_L>+<J_S>$）を用いて示した。記号の付け方も各相体積率、各相平均速度の場合と同じで、格子模様の記号は液相単相流、黒塗りの記号は気液二相スラグ流、灰色の記号は固液二相流、白抜きの記号は固気液三相スラグ流に対する圧力降下の測定結果を表している。記号の形○、△、□は、各図の条件において、$<J_L>$が小さいものから順に対応している。同じ記号の形、すなわち同じ$<J_L>$のデータに対しては、$<J_T>$の小さい、すなわち左寄りのデータ群から順に、$<J_G>$の小さいデータ群が対応している。さて、各図の上段が全圧力降下$(dP/dz)_T$、中段が重力による圧力降下$(dP/dz)_H$、下段が第3章で定義した摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の各時間平均値を示しており、単位は全てkPa/mである。最下段の左下から右上に上がっていく二次曲線状のピッチの大きい細い一点鎖線は、式(4-8)に示すDarcy-Weisbachの式に、式(4-9)のBlasiusの式による摩擦係数λを代入して求めた液相単相流における摩擦圧力降下$(dP/dz)_F$の計算値である。

$$(dP/dz)_F = \lambda \frac{1}{D} \frac{\rho_L <J_L>^2}{2} \tag{4-8}$$

$$\lambda = 0.3164 \left(\frac{\rho_L D <J_L>}{\mu_L} \right)^{-\frac{1}{4}} \tag{4-9}$$

中段の水平にのびるピッチの大きい細い一点鎖線は、液相単相流における重力による圧力降下で、これは次式の値である。

$$(dP/dz)_H = \rho_L g \tag{4-10}$$

また、上段のわずかに右上がりのピッチの大きい細い一点鎖線は、液相単相流における全圧力降下$(dP/dz)_T$を示しており、これは上の式(4-8)と式(4-10)の和である。

この図からでも様々な考察が可能ではあるが、各プロット点はほぼ$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$の設定値に近いものではあるが、実際には各データごとにばらつきがあり、その影響でプロット位置が左右に移動してしまったり、圧力降下そのものの値に影響してしまったりしている。そこで、各相体積率や各相平均速度の場合と同様の付録Cに示した方法で、ここでも各データの$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$が、その設定値に一致していたなら各圧力降下はいくらになるかを推定し、各圧力降下の補正値を求めた。また、全圧力降下の補正値を利用して、最小自乗法による全圧力降下の近似曲線を求めた。重力による圧力降下は、先に求めた各相体積率の曲線の値を式(3-12)に代入して算出した。さらに、摩擦と気泡後端圧力降下の和に関する曲線は、全圧力降下曲線の値から、重力による圧力降下の曲線の値を引くことにより求めた。各曲線は、二相流の場合、一つの相の体積流束を固定し、他の相の体積流束のみが変化した場合の、三相流の場合には二相の体積流束を固定し、残る一相の体積流束のみを変化させた場合の各圧力降下の変化を表す線である。図４－９８、４－９９(a)～(c)に、それぞれD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合、D＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合のこれらの曲線と各$\langle J_G \rangle$、$\langle J_L \rangle$に対する圧力降下補正値とを同時に示した。これらの線の有効範囲は実験条件近傍である。各図(a)には$(dP/dz)_T$、(b)には$(dP/dz)_H$、(c)には$(dP/dz)_{Ft}$を示している。曲線のうち、細線は気液並びに固液二相流、太線は固気液三相スラグ流に対応している。四種類ある曲線の用い方も体積率の場合と同様、破線は$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_S \rangle$並びに$\langle J_G \rangle$を一定に保持した状態の気相単相流、あるいは固気二相流を起点に、$\langle J_L \rangle$をパラメータとして変化させた場合、実線は$\langle J_L \rangle$、あるいは$\langle J_L \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$を一定に保持した状態の液相単相流あるいは固液二相流において、$\langle J_G \rangle$をパラメータとして変化させた場合、点線は$\langle J_L \rangle$、あるいは$\langle J_G \rangle$並びに$\langle J_L \rangle$を一定に保持した状態の液相単相流あるいは気液二相流において、$\langle J_S \rangle$をパラメータとして変化させた場合、一点鎖線は$\langle J_S \rangle$、あるいは$\langle J_G \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$を一定に保持した状態の仮想的な固相単相流あるいは固気二相流において、$\langle J_L \rangle$をパラメータとして変化させた場合である。この一点鎖線は、液相単相流を表すものより、そのピッチを短くして区別している。また、図をより拡大して見やすくするために、ここでは各圧力降下に対する図を三段重ねではなく、別々に各々(a), (b), (c) として示した。さらに、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$では縦軸のサイズは同

一であるが、$(dP/dz)_{Ft}$についてはその値の変化が非常に小さいため、適宜拡大して示した。図４－９８のＤ＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合には約6.7倍、図４－９９のＤ＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合には約8.6倍縦軸を拡大している。なお、３．４節で示したように、$(dP/dz)_{Ft}$の測定値の不確かさ区間は他のものよりかなり大きく、測定値前後に±26.2％である。このことより、補正後のデータもかなりの測定誤差を含んでいる可能性がある。さらに、$(dP/dz)_{Ft}$曲線は、上述のように$(dP/dz)_T$曲線の値より、ほとんど大きさの等しい$(dP/dz)_H$曲線の値を引くことによって求めていることも考え合わせると、$(dP/dz)_{Ft}$曲線には他の曲線に比べて誤差の影響が大きく含まれている可能性が十分にあることを念頭に置いておく必要がある。

以下では、各圧力降下の定性的特性の概略について述べる。各特性が生じる物理的理由については、次節以降で取り上げる。まず、各図(a)の全圧力降下$(dP/dz)_T$の概略を見てみる。液相単相流の$(dP/dz)_T$を示す一点鎖線は、10kPa/m 近くからやや右上がりにのびている。一定値である液相の重力による圧力降下に、$<J_T>$の増加とともに二次関数的に増加する摩擦圧力降下が加わった結果である。この液相単相流の一点鎖線の上側に位置するのは、固液二相流の全圧力降下である。細い点線が、各$<J_L>$の曲線が液相単相流の値から、右上がりに急上昇していることより、液相単相流に固相を加え、さらに$<J_S>$が大きくなるとき、固液二相流の$(dP/dz)_T$が急激に増加していることがわかる。一方、細い一点鎖線で示すように、各$<J_S>$の曲線は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに一旦減少した後、最小値をとって増加に転じている。固液二相流の$(dP/dz)_T$がこのような最小値をとることは、すでに固液二相流の研究で指摘されている[(54),(55)]。これらの固液二相流のデータ群からかなり離れた右斜め下方向にあるデータ群は、気液二相スラグ流（黒塗り）と、固気液三相スラグ流（白抜き）のものである。液相単相流のデータと同じ$<J_L>$の気液二相スラグ流の$(dP/dz)_T$を比べると、液相単相流に気相を加えることで、$(dP/dz)_T$は減少することがわかる。右下がりの実線は、これに対応する気相体積流束のみを変化させた場合の曲線で、細い実線は気液二相スラグ流、太い実線は固気液三相スラグ流の変化を表し、実験範囲外であるので曲線は示していないが、細い実線は液相単相流の$(dP/dz)_T$より、太い実線は固液二相流の$(dP/dz)_T$より発している。一方、右上がりの破線は、液相体積流束のみを変化させた場合の曲線である。これより$(dP/dz)_T$は$<J_G>$一定で$<J_L>$を増加させると増加するという傾向が認められる。これらの曲線は、図には示していないが、細い線と太い線がそれぞれ気相単相流、固気二相流

の$(dP/dz)_T$より発している。実線と破線は、ゆがんだ菱形を形作っている。各気液二相スラグ流の黒塗りのプロット点から右上がりに急激に上昇している太い点線が、$<J_S>$のみを変化させた場合の固気液三相スラグ流の$(dP/dz)_T$であり、固液二相流と同様に、気液二相スラグ流に固相を加え、さらに$<J_S>$が大きくなると、$(dP/dz)_T$が急激に増加するという傾向が認められる。

次に、各図(b)の重力による圧力降下$(dP/dz)_H$の傾向の概略を述べる。これらの図は基本的に、(a)の全圧力降下$(dP/dz)_T$の図とよく似ている。これは、本実験条件では$(dP/dz)_H$が$(dP/dz)_T$の大部分を占めていることを暗に示している。しかし、細部ではかなりの違いも見られる。まず、液相単相流の$(dP/dz)_H$は一定値で、その上側に固液二相流のデータが存在する。これらのデータの並びより液相単相流に固相を加え、$<J_S>$を大きくしていくと、細い点線で示すように、固液二相流の$(dP/dz)_H$も$(dP/dz)_T$と同様に、急激に増加していることがわかる。一方、細い一点鎖線で示すように、各$<J_S>$の曲線は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに単調に減少し、液相単相流の値に漸近している。一旦減少して増加に転じた$(dP/dz)_T$の場合とは異なる特性である。気液二相スラグ流、固気液三相スラグ流の特性も大体同じで、液相単相流に気相を加えることで、$(dP/dz)_H$は減少している。この場合も右下がりの実線は気相体積流束のみを変化させた場合の曲線で、細い実線は気液二相スラグ流、太い実線は固気液三相スラグ流の変化を表し、実験範囲外であるので曲線は示していないが、細い実線は液相単相流の$(dP/dz)_H$より、太い実線は固液二相流の$(dP/dz)_H$より発している。また、右上がりの破線は液相体積流束のみを変化させた場合の曲線であり、$(dP/dz)_H$は$<J_G>$一定で$<J_L>$を増加させると増加するという傾向が認められる。これらの曲線は、やはり細い線と太い線がそれぞれ気相単相流、固気二相流の$(dP/dz)_H$より発している。以上より$(dP/dz)_T$の場合と同様に$<J_L>$一定で$<J_G>$を増加させると$(dP/dz)_H$は減少、$<J_G>$一定で$<J_L>$を増加させると増加するという傾向が認められる。これらの傾向を表す各曲線は、やはりゆがんだ菱形を形作っているが、その形は$(dP/dz)_T$の場合よりもさらに扁平になっている。固気液三相スラグ流の$(dP/dz)_H$は、気液二相スラグ流に固相を加え、さらに$<J_S>$が大きくなると太い点線で示すように急激に増加している。

最後に、各図(c)の摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の傾向を概説する。ただし、液相単相流や固液二相流に関しては単に摩擦圧力降下である。これは、(a)、(b)とは全く違った形で、$(dP/dz)_{Ft}$の非常に複雑な傾向を示している。まず、Blasius

の式を用いて求めた液相単相流の$(dP/dz)_{Ft}$は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに二次曲線状（厳密には1.75乗）に増加している。固液二相流のデータは、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$の場合と同様に、全て液相単相流の上側の領域にあり、しかも液相単相流に固相を加え、$<J_S>$を大きくしていくと細い点線で示すように急激に増加している。一方、細い一点鎖線で示すように、各$<J_S>$の曲線は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに単純に増加する場合もあるが、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加とともに一旦減少した後、最小値をとって増加に転じる場合もある。これは$(dP/dz)_T$と同じ傾向である。固液二相流の$(dP/dz)_{Ft}$がこのような最小値をとる場合があることも、すでに固液二相流の研究で指摘されている[54]。(a)、(b)の$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$の場合、気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流のデータは全て液相単相流の下側の領域にあったが、$(dP/dz)_{Ft}$では単純ではなく、一部のデータは下側の領域にあるものの、一部は液相単相流より大きい値をとっている。液相単相流から気液二相スラグ流へとデータを追ってみると、細い実線で示すように$<J_G>$の増加で$(dP/dz)_{Ft}$は一旦増加してその後減少するという傾向が見られるようである。実際には固液二相流から発している固気液三相スラグ流の太い実線も、ほぼ細い実線と並行しており、やはり一旦増加してその後減少するという傾向が見られる。一方、細い破線あるいは太い破線で示すように、気液二相スラグ流あるいは固気液三相スラグ流では$<J_L>$の増加に対して、$(dP/dz)_{Ft}$は単純に増加していく傾向のようである。固気液三相スラグ流の$(dP/dz)_{Ft}$も、気液二相スラグ流に固相を加え、さらに$<J_S>$が大きくなると太い点線で示すように、急激に増加していることに変わりはないようである。

さて、以上の３種類の圧力降下の特性を比較すると、固相の体積流束のみを変化させた場合には、どの圧力降下も、急激に増加するという共通の特性を持っているが、液相の体積流束のみを変化させた場合には、気液二相スラグ流あるいは固気液三相スラグ流ではどの圧力降下も単調に増加しているが、固液二相流では$(dP/dz)_H$が単調減少、$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_{Ft}$が最小値をもって減少から増加に転じる特性が見られる。気相の体積流束のみを変化させた場合には、気液二相スラグ流あるいは固気液三相スラグ流では$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_H$は単調に減少しているが、$(dP/dz)_{Ft}$は最大値をもって増加から減少に転じるといった特性を示す。このように、$(dP/dz)_H$は比較的単純な特性を示すのに対し、$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_{Ft}$は、複雑な特性を示すことがわかる。$(dP/dz)_H$は各相体積率を式(3-12)に代入して算出される。気相の密度は液相並びに固相の密度に比べて十分に小さいので、事実上気相の項は無視できる。した

がって、液相と固相の体積率の特性が$(dP/dz)_H$に反映されている。液相の体積率は、前節で述べたように固気液三相スラグ流における一部の流動条件で単純ではなく、固相体積流束の増加とともに液相体積率が増加する場合があったが、このことも固相の体積流束のみを変化させた場合に$(dP/dz)_H$が急激に増加するという特性を助長する方向にはたらく。他の流動条件では液相と固相の体積率の特性は単純なもので、自相の体積流束を増加させるとその相の体積率は増加し、他の相の体積流束を増加させるとその相の体積率は減少するといったものであった。これらのことより、$(dP/dz)_H$が比較的単純な特性を示すことになる。一方、$(dP/dz)_{Ft}$の特性は、非常に複雑ではあるが、この理由を推定することは難しい。一部は４．４．３節で考察するが、単純には推測できないものも多い。そこで、本論文では第７章以降で提案する固気液三相スラグ流モデルによってこれを推定することを試みる。また$(dP/dz)_T$は、$(dP/dz)_H$と$(dP/dz)_{Ft}$の和であるため、$(dP/dz)_{Ft}$の複雑な特性の一部を受け入れて、やや複雑な特性となっているものと考えられる。

以下の２節（４．４．２節並びに４．４．３節）では、これらの傾向をさらに詳細に検討するために、それぞれ各二相流並びに固気液三相スラグ流においてある相の体積流束のみを変化させた場合の各圧力降下の変化の様子を、曲線より求めた各圧力降下の変化率も参考にしながら調べていく。また、各特性が生じる物理的理由についても考察していく。

４．４．２　気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係

（ａ）気液二相スラグ流における圧力降下

気液二相スラグ流における$(dP/dz)_T$は図４－９８(a)、４－９９(a)に黒塗り記号で示されている。右下がりの三本の細い実線は$<J_L>$一定のもと$<J_G>$を増加させたときの$(dP/dz)_T$の変化を示している。右上がりの三本の細い破線は$<J_G>$一定のもと$<J_L>$を増加させたときの$(dP/dz)_T$の変化を示している。これらの６本の細線は歪んだ菱型を形成している。４．２節で述べた体積率$<\alpha_G>$、$<\alpha_L>$もこのような菱形を形成したが、実線が右下がり、破線が右上がりなのは$<\alpha_L>$の方で、$(dP/dz)_T$の特性は、定性的に$<\alpha_L>$に近いといえる。図４－９８(b)、４－９９(b)に黒塗り記号で示した$(dP/dz)_H$も基本的に$(dP/dz)_T$と同じである。しかし、図４－９８(c)、４－９９(c)の$(dP/dz)_{Ft}$の特性は上述の通りかなり異なった特性を示し、各相体積率の特性と

も異なっている。

これら各曲線の勾配は、各相の体積流束により異なる。以下に、二相のうち、一相の体積流束一定の下、もう一相の体積流束を変化させた場合の各圧力降下曲線の特性について述べる。

各圧力降下曲線の特性は、各曲線の勾配、すなわち、各圧力降下の$<J_T>$に対する偏微分係数$\partial(dP/dz)_k/\partial<J_T>$の値を調べることによって確認することが可能である。ここでは添字 k=T, H, Ft で、それぞれ$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_{Ft}$を表す。この偏微分係数、すなわち各圧力降下の$<J_T>$に対する変化率の単位は、全て(kPa/m)/(m/s)であるが、図では便宜上省略している。図４－１００(a),(b)、４－１０１(a),(b)にD＝20.9mmと30.6mmの場合の各圧力降下の変化率を示す。本実験における気液二相スラグ流の各圧力降下$(dP/dz)_k$の特性の概要を以下にまとめる。なお、各特性が生じる物理的理由については次節４．４．３の（７）において、各混相流の分をまとめて考察することとする。

（ａ－１）気相体積流束$<J_G>$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

分散相である気相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束が変化する場合を取り上げる。図４－９８(a)、４－９９(a)に細い破線で示すように$<J_G>$が一定の場合、$(dP/dz)_T$の値は$<J_L>$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。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは小さい。

この傾向は、気相体積流束$<J_G>$一定下での液相体積流束$<J_L>$あるいは全体積流束$<J_T>$に対する$(dP/dz)_T$の変化率、$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_L>|_{<J_G>}=\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_G>}$より知ることができる。図４－１００(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は正の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、下に凸の形で各々並行していて交差することなく定性的に同じ傾向を示している。変化率の値は、同一気相体積流束のもとでは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど大きい。これより上述の特性、すなわち$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると$(dP/dz)_T$は上に凸の形状で増加することが確認できる。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、上に凸の形で各々並行していて交差することなく、$(dP/dz)_T$の変化率の値は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい値を持つ。

一方、図４－９８(b)、４－９９(b)に細い破線で示すように$<J_{G}>$が一定の場合、$(dP/dz)_{H}$の値も$<J_{L}>$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$(dP/dz)_{H}$はやはりわずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$(dP/dz)_{H}$の増加の度合いは小さい。以上の特性は$(dP/dz)_{T}$の場合と同一である。

気相体積流束$<J_{G}>$一定下での液相体積流束$<J_{L}>$あるいは全体積流束$<J_{T}>$に対する$(dP/dz)_{H}$の変化率$\partial(dP/dz)_{H}/\partial<J_{L}>|_{<J_{G}>}=\partial(dP/dz)_{H}/\partial<J_{T}>|_{<J_{G}>}$は、図４－１００(a),(b)に白抜きの記号で示すように、やはり正の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、下に凸の形で各々並行していて交差することなく減少し、同一気相体積流束のもとでは$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が小さいほど大きい。これより上述の特性、すなわち$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が増加すると$(dP/dz)_{H}$は上に凸の形状で増加することが確認できる。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、上に凸の形で各々並行していて交差することなく増加し、その値は$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど大きい値を持つ。$(dP/dz)_{H}$の変化率の値は、$(dP/dz)_{T}$の変化率より小さい。

図４－９８(c)、４－９９(c)に細い破線で示す$(dP/dz)_{Ft}$の$<J_{G}>$が一定の場合の$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$増加時の変化は、やはり右上がりの曲線で、$(dP/dz)_{Ft}$の値も$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど大きい。ただし、その形状はD=20.9mmではほぼ直線的であるのに対し、D=30.6mmでは下に凸の形状である。

気相体積流束$<J_{G}>$一定下での$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_{L}>|_{<J_{G}>}=\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_{T}>|_{<J_{G}>}$を、図４－１００(a),(b)の太線白抜きの記号で確認すると、同一気相体積流束の曲線（破線）は、D=20.9mm、D=30.6mmともに上に凸の形で増加し、同一気相体積流束のもとでは$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど大きい。これより、D=20.9mmも含めて下に凸の形状であることが確認できる。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、わずかに上に凸の形で減少し、その値はD=30.6mmの場合には$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さい値を持つ場合が多いが、D=20.9mmの$<J_{L}>$=0.50m/sの場合のように、一旦減少して増加しているものもある。また、$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_{T}>|_{<J_{G}>}$の値は$\partial(dP/dz)_{T}/\partial<J_{T}>|_{<J_{G}>}$及び$\partial(dP/dz)_{H}/\partial<J_{T}>|_{<J_{G}>}$と比較するとほとんど全ての条件でその値は小さい。ただし、D=20.9mmの$<J_{L}>$=0.50m/sの場合には$(dP/dz)_{Ft}$と$(dP/dz)_{H}$の変化率にはほとんど差が無く、$<J_{G}>$=0.30m/s、$<J_{L}>$=0.50m/sにおい

て$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が$(dP/dz)_{H}$の変化率よりわずかに大きい。

（ａ－２）液相体積流束$<J_{L}>$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

今度は逆に連続相である液相の体積流束が一定で、分散相である気相の体積流束が変化する場合を取り上げる。$<J_{L}>$が一定の場合、図４－９８(a)、４－９９(a)に細い実線で示すように$(dP/dz)_{T}$は常に$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど小さく、$<J_{G}>$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。したがって$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは小さい。

これらの変化率を図４－１０１(a),(b)に示す。$<J_{L}>$一定下での$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$に対する$(dP/dz)_{T}$の変化率$\partial(dP/dz)_{T}/\partial<J_{G}>|_{<J_{L}>}=\partial(dP/dz)_{T}/\partial<J_{T}>|_{<J_{L}>}$は図中に黒塗りの記号で示すように、負の値で同一気相体積流束の変化率曲線（破線）も、同一液相体積流束の変化率曲線（実線）もほぼ同様に、$<J_{T}>$が増加するとやや下に凸の形状で増加、すなわち絶対値は減少している。このことより、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは小さいことが確認できる。破線と実線は互いにほぼ重なり合っており、これよりこの変化率は$<J_{G}>$、$<J_{L}>$の大きさにかかわらずその和$<J_{T}>$の値によってほぼ決まり、$<J_{T}>$が大きくなると下に凸の形状でその絶対値は小さくなることがわかる。すなわち、$<J_{L}>$一定の下で$<J_{G}>$を増加させた際の気液二相スラグ流における$(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは、ほぼ$<J_{T}>$によって決まり、$<J_{T}>$が小さいときには比較的減少の度合いは大きいが、$<J_{T}>$が大きくなるとその度合いが小さくなっていくことがわかる。これは、$<J_{G}>$一定の場合とは異なる特性である。

図４－９８(b)、４－９９(b)に細い実線で示すように$<J_{L}>$が一定の場合、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が増加すると$(dP/dz)_{H}$も常に$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど小さく、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加と共にわずかに下に凸の形状で減少している。したがって、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$(dP/dz)_{H}$の減少の度合いは小さい。以上は$(dP/dz)_{T}$の場合と同様である。しかし、その変化率の特性は異なっている。

$<J_{L}>$一定下での$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$に対する$(dP/dz)_{H}$の変化率、$\partial(dP/dz)_{H}/\partial<J_{G}>|_{<J_{L}>}=\partial(dP/dz)_{H}/\partial<J_{T}>|_{<J_{L}>}$は図４－１０１(a),(b)中に白抜きの記号で示すように、やはり負の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、わずかに下に凸の形で各々並行していて交差することなく$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$の増加とともに

増加、すなわち絶対値は減少している。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、わずかに上に凸の形で各々並行していて交差することなく増加、すなわち絶対値は減少し、その絶対値は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい値を持つ。これより、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の減少の度合いは小さいことが確認できる。また、$<J_T>$が同じでも、$<J_G>$、$<J_L>$の大きさによって変化率の値は異なる。

$(dP/dz)_H$の変化率の値と$(dP/dz)_T$の変化率の値は、ほぼ同じ大きさで、$<J_G>$が小さいときには$(dP/dz)_H$、$<J_G>$が大きいときには$(dP/dz)_T$の絶対値が大きい。（ａ－１）で述べたように、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_H$の変化率の値は、$(dP/dz)_T$の変化率より小さかった。これらの作用によって$<J_T>-(dP/dz)_H$平面上に実線と破線が形作る歪んだ菱型が、$(dP/dz)_T$の場合より、さらに扁平なものとなっている。

図４－９８(c)、４－９９(c)に細い実線で示すように$<J_L>$が一定の場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加するときの$(dP/dz)_{Ft}$の変化は複雑である。$<J_L>$が等しい液相単相流の$(dP/dz)_F$と比べると、$<J_G>$が小さいときの気液二相スラグ流の$(dP/dz)_{Ft}$の値は大きいので、液相単相流に気相を加えたときには、一旦$(dP/dz)_{Ft}$の値は上に凸の形状で増加している。しかし、さらに$<J_G>$を加えていくと、$(dP/dz)_{Ft}$の値はピークを持った後減少している。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは大きいが、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、増加の度合いが小さくなり、やがて減少に転じる。

このときの変化率、$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_G>|_{<J_L>}=\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_L>}$で、このことを確認しておく。この変化率は図４－１０１(a),(b)中に太線白抜き記号で示すように、０の上下両側に存在し、条件によっては増加、減少の両方の場合があることを示している。この変化率の同一気相体積流束の曲線（破線）は、わずかに下に凸の形状で各々並行していて交差することなく減少し、同一気相体積流束のもとでは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど小さく、正から負に転じている。同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、上に凸の形状で各々並行していて交差することなく一旦増加し、その後ピーク値をとった後に減少している。したがって、$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_L>}$は、ある$<J_G>$の値で最大の増加率を示す。また、$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_L>}$の絶対値は、$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_L>}$並びに$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_L>}$の絶対値よりかなり小さい。

（a－3）$<J_G>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較

まず、全圧力降下の同一気相体積流束のもとでの変化率と同一液相体積流束のもとでの変化率を比較する。前者は正、後者は負の値を持っているが、その絶対値はかなり近いので、図４－１０２(a),(b)にこれらの変化率の絶対値を取った形で比較を行う。同図(a)のD =20.9mmの場合には、これらの変化率の絶対値はほぼ重なり合い、その絶対値は近い値であるが、詳しく調べると、$<J_L>$が小さくて$<J_G>$が大きい場合を除いて、黒塗りの記号で示す$\partial (dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の絶対値が白抜きの記号で示す$\partial (dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_G>}$よりも大きいことがわかる。同図(b)のD =30.6mmの場合には、常に$\partial (dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の絶対値が、$\partial (dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_G>}$よりも大きい。これより、一部の条件を除いて、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_T$の減少の度合いが、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_T$の増加の度合いより大きいことがわかる。

次に、重力による圧力降下について、同一気相体積流束のもとでの変化率と同一液相体積流束のもとでの変化率を比較する。この場合も前者は正、後者は負の値を持っているので、図４－１０３(a),(b)に変化率の絶対値を比較する。D =20.9mm、30.6mmとも、$<J_L>$が小さくて$<J_G>$が大きい１条件を除いて、黒塗りの記号で示す$\partial (dP/dz)_H / \partial <J_T> |_{<J_L>}$の絶対値が白抜きの記号で示す$\partial (dP/dz)_H / \partial <J_T> |_{<J_G>}$よりも大きい。これより、ほとんど全ての条件で、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_H$の減少の度合いが、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_H$の増加の度合いより大きいことがわかる。これは$(dP/dz)_T$の場合と同じ傾向である。

最後に、$(dP/dz)_{Ft}$について、同様の比較を行う。ただし、同一液相体積流束のもとでの$(dP/dz)_{Ft}$の変化率は正の値と負の値が混在するので、図４－１０４(a),(b)には、絶対値をとらずに同一気相体積流束のもとでの変化率と比較する。同図(a)のD =20.9mmの場合には、全ての条件下で白抜きの記号の$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が、黒塗りの記号の$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率より大きい。$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が負の値になる場合でも、その絶対値は$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率より小さい。同図(b)のD =30.6mmの場合には、$<J_G>$と$<J_L>$がともに小さい１条件を除いて、変化率の値は白抜きの記号の$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$ものが、黒塗りの記号の$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$のものより大きい。絶対値で比較しても、$<J_L>$が小さくて$<J_G>$が大きい１条件を除いて、同じ特性で

ある。これより、$(dP/dz)_{Ft}$に対しては、ほとんど全ての条件で、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率より小さく、$(dP/dz)_T$並びに$(dP/dz)_H$の場合と逆になっている。

（ｂ）固液二相流における圧力降下

固液二相流での圧力降下の測定値は図４－９８(a),(b),(c)、４－９９(a),(b),(c)に灰色記号で表されている。右上がりの細い点線は$<J_L>$一定で$<J_S>$が増加したときの各圧力降下の変化を表している。また、細い一点鎖線は$<J_S>$一定で$<J_L>$が増加したときの各圧力降下の変化を表している。図４－９８(a),(b)、４－９９(a),(b)においては、固液二相流の測定値と曲線は図中左上の位置に現れている。これら六本（D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合、$<J_L>$=0.40m/sのデータがないため五本）の細い線は、細長い長方形状の形を作っている。図４－９８(c)、４－９９(c)においては、測定値と曲線は図中左下にある。これより、固液二相流は気液二相スラグ流と比較して、全圧力降下に占める重力による圧力降下の割合が大きく、逆に気液二相スラグ流や後述の固気液三相スラグ流は固液二相流と比較すると、摩擦圧力降下の割合が大きいことがわかる。

（ｂ－１）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

まず、分散相である固相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束が変化する場合を取り上げる。図４－９８(a)、４－９９(a)に細い一点鎖線で示すように$<J_S>$が一定の場合、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に$(dP/dz)_T$は下に凸の形状で、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_T$の減少の度合いは大きいが、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、減少の度合いが小さくなり、やがて増加に転じる。これは、$(dP/dz)_T$が単純に増加していた気液二相スラグ流とは異なる傾向である。

固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する全圧力降下$(dP/dz)_T$の変化率$\partial(dP/dz)_T／\partial<J_L>|_{<J_S>}=\partial(dP/dz)_T／\partial<J_T>|_{<J_S>}$は図４－１０５(a),(b)に黒塗り記号で示されているように、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいときには

負の値で、$<J_L>$が大きいときには正の値に増加している。すなわち、$(dP/dz)_T$が減少から増加に転じていることを示している。同一固相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ一点鎖線の勾配は、$<J_S>$が大きいほど大きい。同一液相体積流束ごとの曲線（点線）は、ほぼ直線状で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど変化率は大きくなっている。

一方、図４－９８(b)、４－９９(b)に細い一点鎖線で示すように$<J_S>$が一定の場合、$(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に下に凸の形状で減少し、液相単相流の値に漸近していく傾向を示している。$(dP/dz)_T$のように、最小値をとった後、増加に転じることはない。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の減少の度合いは小さい。これは、$(dP/dz)_H$が単純に増加していた気液二相スラグ流とは逆の傾向である。

固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する重力による圧力降下$(dP/dz)_H$の変化率$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_L>|_{<J_S>}=\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>}$は図４－１０５(a),(b)に白抜き記号で示されているように常に負の値である。同一固相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ一点鎖線は右上がりで、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、変化率の絶対値は小さく、減少が緩やかになることが確認できる。同一液相体積流束ごとの曲線（点線）はほぼ直線状で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど変化率の絶対値は小さくなっている。

固液二相流の$(dP/dz)_{Ft}$は、図４－９８(c)、４－９９(c)に細い一点鎖線で示すように$<J_S>$が一定の場合、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。ただし、図４－９８(c)のD=20.9mm、d_S=2.57mmの$<J_S>$=0.005m/s並びに0.010m/sの場合には、$<J_L>$が小さいときにも減少はしておらず、下に凸の形状で単調に増加している。これらの条件を除けば、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の減少の度合いは大きいが、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、減少の度合いが小さくなり、やがて増加に転じている。これは$(dP/dz)_T$の傾向と等しく、これより$(dP/dz)_{Ft}$のこの特性が、$(dP/dz)_T$の変化率特性に反映していることがわかる。また、$(dP/dz)_{Ft}$が単純に増加していた気液二相スラグ流とは異なる傾向である。

固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_L>|_{<J_S>}=\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_S>}$は図４－１０５(a),(b)に太線白抜き記号で示されているように上述の２条件を除いて、同一の値の$<J_S>$の下

では$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいときには負の値で、$<J_L>$が大きいときには正の値に増加している。これより上述の$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じるという$(dP/dz)_{Ft}$の特性が確認できる。同一の値の$<J_L>$の下では、$<J_L>$が小さいときには、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほどこの変化率は小さいが、$<J_L>$が大きいときには逆に、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほどこの変化率は大きい。

各圧力降下ごとの変化率の大小を比較すると、まず本実験範囲中全ての条件で、$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_S>}$が最も大きく、約半数の条件で正の値である。$<J_L>$が小さく、$<J_S>$が大きいときには重力による圧力降下の変化率がこれに続くが、その他の条件では$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>}$が最も小さく、常に負の値である。しかし、$<J_L>$が大きいときにはその絶対値は小さくなり、その影響で全圧力降下の変化率は正となり、$<J_L>$の増加により全圧力降下が増加している。

（ｂ－２）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

今度は逆に連続相である液相の体積流束が一定で、分散相である固相の体積流束が変化する場合を取り上げる。$<J_L>$が一定の場合、図４－９８(a)、４－９９(a)に細い点線で示すように$(dP/dz)_T$は常に$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共にほぼ直線的に増加している。気液二相スラグ流では分散相である気相の体積流束が増加すると$(dP/dz)_T$が減少していたが、これとは逆の傾向となっている。

$<J_L>$一定下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_T$の変化率$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_S>|_{<J_L>}=\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_L>}$を図４－１０６(a),(b)に黒塗り記号で示す。この変化率は正の大きい値で、同一固相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ一点鎖線は下に凸の形状で$<J_L>$が大きいほど小さいが、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、極小値を持ってわずかに増加している。同一$<J_L>$ごとの変化率を結ぶ点線は下に凸の形状で$<J_S>$が大きいほど小さくなっている。これより、図４－９８(a)、４－９９(a)の細い点線は直線のように見えるが、$<J_S>$が増加すると$(dP/dz)_T$の増加率は小さくなり、実際にはわずかに上に凸の形状であることが確認できる。

図４－９８(b)、４－９９(b)に細い点線で示すように$(dP/dz)_H$もまた$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共にほぼ直線的、詳し

く見るとわずかに上に凸の形状で増加している。気液二相スラグ流では分散相である気相の体積流束が増加すると$(dP/dz)_H$が減少していたが、これとは逆の傾向である。

液相体積流束$<J_L>$一定下での$<J_T>$すなわち$<J_S>$に対する$(dP/dz)_H$の変化率$\partial(dP/dz)_H / \partial <J_T> |_{<J_L>} = \partial(dP/dz)_H / \partial <J_S> |_{<J_L>}$を図４－１０６(a),(b)に白抜き記号で示す。これらもほぼ$(dP/dz)_T$と同じ傾向であるが、その値は$(dP/dz)_T$の増加率より小さく、ほぼ下向きに平行移動した状態である。しかし、同一固相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ一点鎖線は下に凸の形状でＤ=20.9mm、d_S=2.57mmの場合にも極小値をもつことなく、$<J_L>$が大きいほど小さい。同一液相体積流束ごとの変化率を結ぶ点線は下に凸の形状で$<J_S>$が大きいほど急激に小さくなっている。これより、細い点線は直線的ではあるが、$<J_S>$が増加すると$(dP/dz)_H$の増加率は小さくなっていて、わずかに上に凸の形状であることが確認できる。

また、図４－９８(c)、４－９９(c)に細い点線で示す$(dP/dz)_{Ft}$も、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きく、常に$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加と共にほぼ直線的に増加している。気液二相スラグ流では分散相である気相の体積流束が増加すると$(dP/dz)_{Ft}$が一旦増加した後減少していたが、これとは異なる傾向となっている。

$<J_L>$一定の下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率$\partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_S> |_{<J_L>} = \partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_L>}$は図４－１０６(a),(b)に、太線の白抜き記号で示すように、同一液相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ点線はＤ=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、$<J_S>$が大きいほどわずかに大きく、Ｄ=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$<J_L>$=0.50、0.70m/sでは$<J_S>$が大きいほどわずかに小さくなっているが$<J_L>$=0.90m/sでは$<J_S>$が大きいほどわずかに大きい。したがって、上述のほぼ直線的な変化の形状は、詳細には前者ではわずかに下に凸、後者では$<J_L>$=0.50、0.70m/sでわずかに上に凸、$<J_L>$=0.90m/sではわずかに下に凸の形状であることがわかる。同一固相体積流束ごとのこれら変化率を結ぶ一点鎖線は下に凸の形状で、Ｄ=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、$<J_L>$が小さいうちは減少し、$<J_L>$が大きくなると極小値を持った後わずかに増加している。Ｄ=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$<J_L>$とともに増加している。

図４－１０６(a),(b)の３種の変化率の値を比較すると、全て正でありその値は、$(dP/dz)_{Ft}$が最も小さく、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_T$の順に大きくなっている。このことより、固液二相流において$<J_S>$を増加させると、$(dP/dz)_{Ft}$、$(dP/dz)_H$がともに増加し、その結果それらの和である$(dP/dz)_T$が最も大きな勾配で増加することがわかる。

（b－3）$\langle J_S \rangle$一定下と$\langle J_L \rangle$一定下での変化の比較

固液二相流において、全圧力降下の同一固相体積流束のもとでの変化率と同一液相体積流束のもとでの変化率を図4－107(a),(b)で比較する。黒塗りの記号で示す$\partial(dP/dz)_T / \partial\langle J_T \rangle|_{\langle J_L \rangle}$の値は非常に大きい正の値であるのに対し、白抜きの記号で示す$\partial(dP/dz)_T / \partial\langle J_T \rangle|_{\langle J_S \rangle}$は、この縦軸ではほぼ0近辺に横たわっている。これより、同一固相体積流束のもとで$\langle J_L \rangle$を変化させるのに比べて、同一液相体積流束のもとで$\langle J_S \rangle$を変化させる場合の方が格段に$(dP/dz)_T$の変化率が大きいことがわかる。

図4－108(a),(b)に示す$(dP/dz)_H$の場合、図4－109(a),(b)に示す$(dP/dz)_{Ft}$の場合も大小関係は$(dP/dz)_T$の場合と同じである。固液二相流において$\langle J_S \rangle$を増加させることによって密度の大きい固相の体積率が急激に増加することは体積率の項で述べたとおりであるが、これが$(dP/dz)_H$の急激な増加に結びついている。$\langle J_S \rangle$が$\langle J_L \rangle$に比べて極めて小さく、$\langle J_S \rangle$の単位変化に対して相対的にその効果が大きいことを表している。一方、摩擦圧力降下も$\langle J_S \rangle$を増加させることによって急激に増加している。この2つの圧力降下の和である$(dP/dz)_T$は、当然、$\langle J_S \rangle$を増加させることによって急激に増加する。これに対して液相の体積流束を変化させてもこのような急激な変化は各圧力降下で見られない。これらの物理的理由については、次節の（7）で、まとめて考察する。

（c）気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに
各相体積流束と圧力降下の関係のまとめ

本節で得られた気液二相スラグ流と固液二相流における全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係を箇条書きでまとめておく。

・気液二相スラグ流における各圧力降下
  ・$\langle J_G \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合
    ・$(dP/dz)_T$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
    ・$(dP/dz)_T$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加するとわずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど

$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに大きい。

- 同一の値の$< J_L >$の場合、$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_T$の増加の度合いは大きい。
- $(dP/dz)_H$は$< J_L >$あるいは$< J_T >$が大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_H$は$< J_L >$あるいは$< J_T >$が増加するとわずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$< J_L >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$< J_L >$あるいは$< J_T >$が小さいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに大きい。
- 同一の値の$< J_L >$の場合、$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに大きい。
- $(dP/dz)_{Ft}$は$< J_L >$あるいは$< J_T >$が大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_{Ft}$は$< J_L >$あるいは$< J_T >$が増加するとわずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$< J_L >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$< J_L >$あるいは$< J_T >$が小さいほど$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いはわずかに大きい。
- 同一の値の$< J_L >$の場合、D=30.6mmでは$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは小さい。D=20.9mmでは一旦小さくなった後大きくなっている。
- 各圧力降下の増加の度合いは、ほとんどの条件で$(dP/dz)_T$の増加の度合いが最大で、以下、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いの順に小さくなる。

・$< J_L >$が一定で、$< J_G >$あるいは$< J_T >$が変化する場合

- $(dP/dz)_T$は$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど小さい。
- $(dP/dz)_T$は$< J_G >$あるいは$< J_T >$が増加すると下に凸の形状で減少している。したがって、$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど$(dP/dz)_T$の減少の度合いは小さい。逆に$< J_G >$あるいは$< J_T >$が小さいほど$(dP/dz)_T$の減少の度合いは大きい。
- $(dP/dz)_T$の減少の度合いは、ほぼ$< J_T >$によって決まり、$< J_T >$が小さいときには比較的減少の度合いは大きいが、$< J_T >$が大きくなるとその度合いが小さくなっていく。
- $(dP/dz)_H$は$< J_G >$あるいは$< J_T >$が大きいほど小さい。
- $(dP/dz)_H$は$< J_G >$あるいは$< J_T >$が増加するとわずかに下に凸の形状で減少

している。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$(dP/dz)_H$の減少の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_H$の減少の度合いはわずかに大きい。

    - 同一の値の$<J_L>$の場合、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の減少の度合いは小さい。
    - $(dP/dz)_{Ft}$は一旦上に凸の形状で増加した後、最大値をもって減少している。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは大きいが、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、増加の度合いが小さくなり、やがて減少に転じる。
    - 各圧力降下の変化率の絶対値は、$(dP/dz)_T$と$(dP/dz)_H$のものほぼ等しく、$(dP/dz)_{Ft}$のものがこれらよりかなり小さい。
  - $<J_G>$一定下と$<J_L>$一定下での変化の比較
    - 一部の条件を除いて、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_T$の減少の度合いが、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_T$の増加の度合いより大きい。
    - ほとんど全ての条件で、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_H$の減少の度合いが$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_H$の増加の度合いより大きい。
    - ほとんど全ての条件で、$<J_L>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が、$<J_G>$一定下での$(dP/dz)_{Ft}$の変化率より小さい。

- 固液二相流における圧力降下
  - $<J_S>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
    - $(dP/dz)_T$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_T$の減少の度合いは大きいが、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、減少の度合いが小さくなり、やがて増加に転じる。
    - 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$(dP/dz)_T$の変化率は小さい。
    - $(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。
    - $(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で減少し、液相単相流の値に漸近していく傾向を示している。したがって、$(dP/dz)_H$の減

少の度合いは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さく、逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど大きい。

- 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$(dP/dz)_H$の減少の度合いは大きい。
- $(dP/dz)_{Ft}$はほとんどの条件において、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の減少の度合いは大きいが、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、減少の度合いが小さくなり、やがて増加に転じる。
- 同一の値の$<J_L>$のもとでは、$<J_L>$が小さいときには、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_{Ft}$の変化率は小さいが、$<J_L>$が大きいときには逆に、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほどこの変化率は大きい。
- 各圧力降下の変化率を比較すると、$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が最も大きく、約半数の条件で正の値である。$<J_L>$が小さく、$<J_S>$が大きいときには$(dP/dz)_H$の変化率がこれに続くが、その他の条件では$(dP/dz)_H$の変化率が最も小さく、常に負の値である。

・$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合

- $(dP/dz)_T$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_T$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加するとほぼ直線状、詳しく調べるとわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに大きい。
- 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さいが、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、極小値を持ったのちわずかに大きくなっている。
- $(dP/dz)_H$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_H$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$が増加するとほぼ直線状、詳しく調べるとわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに大きい。
- 同一の値の$<J_S>$のもとでは、$(dP/dz)_H$の増加の度合いは$<J_L>$あるいは

<J_T>が大きいほど小さい。

- $(dP/dz)_{Ft}$は<J_S>あるいは<J_T>の大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_{Ft}$は<J_S>あるいは<J_T>が増加するとほぼ直線状に増加する。詳しく調べると、わずかに上に凸の形状で増加する場合と、わずかに下に凸の形状で増加する場合の両方が見られる。
- ３種類の変化率の値を比較すると、全て正でありその値は、$(dP/dz)_{Ft}$が最も小さく、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_T$の順に大きくなっている。

・<J_S>一定下と<J_L>一定下での変化の比較

- <J_S>を一定として<J_L>を変化させた場合よりも、<J_L>を一定として<J_S>を変化させた場合の方が、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いはともに非常に大きい。これは、<J_S>が<J_L>に比べて極めて小さく、<J_S>の単位変化に対して相対的にその効果が大きいことを表している。

4．4．3　固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係

固気液三相スラグ流における圧力降下の測定値は図４－９８(a),(b),(c)、４－９９(a),(b),(c)に白抜き記号で表されている。右上がりの太い破線は$<J_G>$、$<J_S>$一定で$<J_L>$が増加したときの、右下がりの太い実線は$<J_S>$、$<J_L>$一定で$<J_G>$が増加したときの各圧力降下の変化を表している。また、急な右上がりの太い点線は$<J_L>$、$<J_G>$一定で$<J_S>$が増加したときの各圧力降下の変化を表している。図４－９８(a),(b)、４－９９(a),(b)では、固気液三相スラグ流のデータと曲線は図中ほぼまん中の位置に現れている。実線と破線の六本の太い線は、気液二相スラグ流の細い線同様、ゆがんだ菱形状の形を作っている。ほぼ気液二相スラグ流の菱形を、上方向に平行移動したような形で、$<J_S>$が大きいほど大きく離れている。図４－９８(c)、４－９９(c)においては、太い実線は一旦増加してその後減少、太い破線は右上がりに増加、太い点線も右上がりでより急激に増加している。以下、各場合の特性を詳しく調べる。

（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

まず、分散相である気相と固相の体積流束が一定で、連続相である液相の体積流束のみが変化する場合について、各圧力降下の特性を調べる。

（１－１）全圧力降下$(dP/dz)_T$の特性

図４－９８(a)、４－９９(a)に太い破線で示すように$<J_G>$、$<J_S>$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。したがって、$<J_G>$、$<J_S>$が一定の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは小さい。これは気液二相スラグ流と同じ傾向である。

$<J_S>$が一定の下で$<J_G>$をパラメータとして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$(dP/dz)_T$は大きい。各破線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。

逆に$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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$(dP/dz)_T$は大きい。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。

気相体積流束$<J_G>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_T$の変化率、$\partial(dP/dz)_T / \partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>} = \partial(dP/dz)_T / \partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$を用いて、$(dP/dz)_T$曲線の勾配を詳細に調べ、上述の特性を確認する。図４－１１０(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は常に正の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、下に凸の形で各々並行していて交差することなく減少し、定性的に同じ傾向を示している。変化率の値は、同一気相体積流束のもとでは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど大きい。これより、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは小さいという上述の特性が確認できる。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合とD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合では大きな違いを見せている。すなわち、前者では気液二相スラグ流と同様に、上に凸の形で各々並行していて交差することなく増加し、その値は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい値を持つが、後者では下に凸の形状で各々並行していて交差することなく、一旦減少した後増加に転じている。この違いは、以下に示す重力による圧力降下と摩擦・気泡後端の和の圧力降下の増減の度合いの違いに起因している。固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１１(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は$<J_S>=0$、すなわち気液二相スラグ流の場合が最も大きく、これに固相を加えて固気液三相スラグ流とすると、下に凸の形状で減少している。

（１－２）重力による圧力降下$(dP/dz)_H$の特性

図４－９８(b)、４－９９(b)に太い破線で示すように$<J_G>$、$<J_S>$が一定の場合、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$(dP/dz)_H$は大きく、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に$(dP/dz)_H$もわずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$<J_G>$、$<J_S>$が一定の下では、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに小さい。この特性は、気液二相スラグ流の特性と一致する。同時に、$(dP/dz)_T$の特性とも一致している。

$<J_S>$が一定の下で$<J_G>$をパラメータとして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$(dP/dz)_H$は大きい。各破線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。これも、$(dP/dz)_T$の特性とも一致している。

逆に$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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$(dP/dz)_H$は大きい。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。この特性も、$(dP/dz)_T$の特性とも一致している。

気相体積流束$<J_G>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_H$の変化率、$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>}=\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は、図４－１１０(a),(b)に白抜きの記号で示すように、やはり正の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）は、わずかに下に凸の形で各々並行していて交差することなく減少し、同一気相体積流束のもとでは$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど大きい。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると常に$(dP/dz)_H$もわずかに上に凸の形状で増加するという上述の特性が確認できる。また、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合ともに、上に凸の形で各々並行していて交差することなく、その値は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなると一旦増加し極大値を持った後減少している。気液二相スラグ流の場合には対応する図４－１００(a),(b)において示したように、$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の黒塗りの点をほぼ下向きに平行移動した状態であったが、固気液三相スラグ流に対してはここで述べたように$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$と$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$の特性は異なっている。これも、固相添加の影響といえよう。固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１１(a),(b)に白抜きの記号で示すように、$(dP/dz)_T$同様、$<J_S>=0$、すなわち気液二相スラグ流の場合が最も大きく、これに固相を加えて固気液三相スラグ流とすると、下に凸の形状で減少している。

（１－３）摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の特性

図４－９８(c)、４－９９(c)に太い破線で示す$(dP/dz)_{Ft}$の$<J_G>$、$<J_S>$が一定の場合の$<J_L>$あるいは$<J_T>$増加時の変化は、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、$<J_G>$、$<J_S>$の値によって増加する場合（$<J_G>$=0.30m/sの$<J_S>$=0.005m/s並びに$<J_S>$=0.010m/s、$<J_G>$=0.40m/sの$<J_S>$=0.005m/s、$<J_G>$=0.50m/sの$<J_S>$=0.005m/s～0.020m/s）と減少する場合（$<J_G>$=0.30m/sの$<J_S>$=0.020m/sと$<J_G>$=0.40m/sの$<J_S>$=0.010m/s並びに$<J_S>$=0.020m/s）が見られる。気液二相スラグ流では、前節で述べたように$(dP/dz)_{Ft}$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きく、

$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加するとわずかに上に凸の形状で増加していた。したがって、固相添加の影響で、このような複雑な特性が生じたということになる。ただし、D=30.6mm、d_S=4.17mmの実験条件のデータだけでこれを結論づけるのは、計測の不確かさ等を考慮すると少々問題があり、将来さらに検討する必要がある特性である。$(dP/dz)_{Ft}$曲線の形状は、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合はともに、$<J_S>$が小さいうちは気液二相スラグ流の細い破線と同様、下に凸の形状であるが、$<J_S>$が大きい場合にわずかに上に凸の形状となっている。

$<J_S>$が一定の下で$<J_G>$をパラメータとして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。しかし、D=30.6mm、d_S=4.17mmの$<J_G>$=0.40m/sの場合のように、他の$<J_G>$の破線と交差を生じていることもある。

逆に$<J_G>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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$(dP/dz)_{Ft}$は大きい。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。この特性は、$(dP/dz)_T$並びに$(dP/dz)_H$の特性と一致している。

気相体積流束$<J_G>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率$\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_L>|_{<J_S>,<J_G>}=\partial(dP/dz)_{Ft}/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$は、図４－１１０(a),(b)に太線白抜きの記号で示すように、$\partial(dP/dz)_T/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$、$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_S>,<J_G>}$よりもその値は小さく、D=30.6mm、$d_S$=4.17mmの場合には一部負の値となっている。これが、上述の$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対して$(dP/dz)_{Ft}$が減少する場合に対応する。同一気相体積流束の曲線（破線）は、$<J_L>$あるいは$<J_T>$に対してわずかに増加する場合とわずかに減少する場合があり、これらがそれぞれ下に凸の形状と上に凸の形状に対応している。また、この変化率は、同一液相体積流束のもとでは実線で示すように、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加すると、下に凸の形で一旦減少して極小値を持った後増加している。変化率の値の増減はD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合に激しく、$(dP/dz)_H$の増減幅より大きいため、上で述べた$(dP/dz)_T$の変化は$(dP/dz)_{Ft}$の影響をより大きく受け、このため$(dP/dz)_T$も下に凸の形状となっている。固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１１(a),(b)に太線白抜きの記号で示すように、$<J_S>$=0、すなわち気液二相スラグ流の場合に変化率が最も大きく、これに固相を加えて固気液三相スラ

グ流とすると、下に凸の形状で減少しているが、$<J_L>$が小さいときには$<J_S>$増加時の変化は小さく、上に凸状になる場合もある。D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$<J_S>$が0.005m/sを越えるあたりから変化率は負となっている。

（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

次に、連続相である液相と分散相である固相の体積流束が一定で、もう一方の分散相である気相の体積流束のみが変化する場合について、各圧力降下の特性を調べる。

（２－１）全圧力降下$(dP/dz)_T$の特性

図４－９８(a)、４－９９(a)に太い実線で示すように$<J_L>$、$<J_S>$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。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_T$の減少の度合いは大きい。これらの太い実線は気液二相スラグ流の細い実線とほぼ平行に位置しており、これらの特性も気液二相スラグ流の特性と一致している。

$<J_S>$が一定の下で$<J_L>$をパラメータとして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$(dP/dz)_T$は大きい。各実線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。

逆に$<J_L>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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$(dP/dz)_T$は大きい。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。

液相体積流束$<J_L>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_T$の変化率、$\partial(dP/dz)_T／\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial(dP/dz)_T／\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$より上述の特性を確認することができる。図４－１１２(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は常に負の値で、同一気相体積流束の曲線（破線）、同一液相体積流束のもとの曲線（実線）ともに、各体積流束の増加とともにわずかに上に凸の形で増加、すなわちその絶対値は減少し、その絶対値は$<J_T>$が大きいほど小さい値を持つ。これより、太い実線がわずかではあるが下に凸の形状であることが確認できる。$<J_G>$、$<J_L>$の影響の差は小さく、ほぼ$<J_T>$によって値が決

まっている。したがって、$<J_T>$が大きいほど$<J_G>$が増加した際の$(dP/dz)_T$の減少率は小さくなるといえる。これは前節（a－2）で述べた気液二相スラグ流の特性と同じである。固相体積流束$<J_S>$に対しては、図4－113(a),(b)に黒塗りの記号で示すように、この変化率は$<J_S>=0$、すなわち気液二相スラグ流の場合が最も大きく、これに固相を加えて固気液三相スラグ流とすると、わずかに下に凸の形状で少しだけ減少（絶対値は増加）している。$<J_S>$が大きいときほど気相増加時の$(dP/dz)_T$の減少の度合いはわずかに大きくなっているが、$<J_G>$、$<J_L>$の場合に比べて$<J_S>$の変化率に及ぼす影響は非常に小さい。

（2－2）重力による圧力降下$(dP/dz)_H$の特性

図4－98(b)、4－99(b)に太い実線で示す$<J_L>$、$<J_S>$が一定の下、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加する際の$(dP/dz)_H$の変化は$(dP/dz)_T$の場合と非常によく似ており、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど$(dP/dz)_H$は小さく、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加するとわずかに下に凸の形状で減少している。したがって、$(dP/dz)_H$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほどその減少の度合いは大きい。これは$(dP/dz)_T$の特性と一致している。また、これらの太い実線は気液二相スラグ流の細い実線とほぼ平行に位置しており、気液二相スラグ流の特性とも一致している。

$<J_S>$が一定の下で$<J_L>$をパラメータとして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$(dP/dz)_H$は大きい。各実線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。これは$(dP/dz)_T$の特性と一致している。

逆に$<J_L>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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$(dP/dz)_H$は大きい。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。これも、$(dP/dz)_T$の特性と一致している。

液相体積流束$<J_L>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_H$の変化率、$\partial(dP/dz)_H／\partial<J_G>|_{<J_L>,<J_S>}=\partial(dP/dz)_H／\partial<J_T>|_{<J_L>,<J_S>}$より上述の特性を確認することができる。図4－112(a),(b)に白抜きの記号で示すように、この変化率は$(dP/dz)_T$と同様に、やはり常に負の値である。しかし、変化率自体の特性は$(dP/dz)_T$の場合とは異なっている。同一気相体積流束の曲線（破線）は、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合では下に凸、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には上に凸状に変化しているが、変化率の値自体は$<J_L>$の変化で

あまり変化していない。一方、同一液相体積流束のもとの曲線（実線）は、気相体積流束の増加とともに上に凸の形で増加、すなわちその絶対値は減少し、その絶対値は$<J_G>$が大きいほど小さい値を持つ。これより、上述の特性、すなわち$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加すると$(dP/dz)_H$は下に凸の形状で減少することが確認できる。
固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１３(a),(b)に白抜きの記号で示すように、$<J_S>=0$、すなわち気液二相スラグ流の場合が最も大きく、これに固相を加えて固気液三相スラグ流とすると、わずかに下に凸の形状で少しだけ減少（絶対値は増加）しているものが多いが、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には少しだけ増加しているものもある。しかし、$<J_G>$、$<J_L>$の場合に比べて$<J_S>$の変化率に及ぼす影響は非常に小さく、ほぼ一定値を保持している。この点では、$(dP/dz)_T$と同じ特性である。

（２－３）摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の特性

$<J_L>$、$<J_S>$が一定の場合の、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が増加する際の$(dP/dz)_{Ft}$の変化は、図４－９８(c)、４－９９(c)に太い実線で示すとおりで、最小自乗法によるこれらの回帰曲線は、上に凸状に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。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは大きいが、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、増加の度合いが小さくなり、やがて減少に転じる。その際の減少の度合いは$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。これは、気液二相スラグ流と同じ傾向である。

$<J_S>$が一定の下で$<J_L>$をパラメータとして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。

逆に$<J_L>$が一定の下で$<J_S>$をパラメータとして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。各実線は互いに並行していて、その間隔は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど狭くなっている。

液相体積流束$<J_L>$並びに固相体積流束$<J_S>$一定下での$<J_G>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率$\partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_G> |_{<J_L>,<J_S>} = \partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$は、図４－１１２(a),(b)に太線白抜き記号で示すように、正から負の領域にかけて存在し、同一気相体積流束の曲線（破線）は、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合では上に凸、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には下に凸の形状で変化して

おり、それぞれ、最大値と最小値をもっている。一方、同一液相体積流束のもとの曲線（実線）は、気相体積流束の増加とともにわずかに下に凸の形で減少している。これより、上述のように太い実線が上に凸の形状で変化していることが確認できる。一方、固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１３(a),(b)に太線白抜きの記号で示すように、$<J_S>$の増加とともにわずかに減少しているが、その減少率はD=30.6mm、d_S=4.17mmの場合の方がやや大きい。

（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

最後に、分散相である気相と連続相である液相の体積流束が一定で、もう一方の分散相である固相の体積流束のみが変化する場合について、各圧力降下の特性を調べる。これにより、気液二相スラグ流に固相を添加し、さらに固相の体積流束を増加させていった場合の各圧力降下の特性が把握できる。

（３－１）全圧力降下$(dP/dz)_T$の特性

上でも述べたように、気相体積流束$<J_G>$、液相体積流束$<J_L>$が一定の下、固相体積流束$<J_S>$あるいは全体積流束$<J_T>$が増加する場合、各圧力降下は他の場合より急激に増加している。これは、固液二相流の場合と同じ傾向である。図４－９８(a),(b),(c)、４－９９(a),(b),(c)の太くて短い点線がこの変化の様子を表している。しかし、その増加の仕方については検討を要する。まず、各図(a)の$(dP/dz)_T$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、わずかに上に凸の形状で増加しているものが多いようである。したがって、大部分の条件では$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど$(dP/dz)_T$の増加の度合いは大きいようである。

ここで、同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性について述べる。この場合の各$(dP/dz)_T$曲線は互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$(dP/dz)_T$曲線は短く、$<J_L>$の大きいものほど右上にあり、$(dP/dz)_T$は大きい。また、各$(dP/dz)_T$曲線は、$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して増加の度合いが大きい。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$がわずかに増加しても、$(dP/dz)_T$は大きく増加している。

次に、同一の液相体積流束$< J_L >$の下、気相体積流束$< J_G >$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性について述べる。この場合の各$(dP/dz)_T$曲線も互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$(dP/dz)_T$曲線は短く、$< J_G >$の大きいものほど、右下にあり、$(dP/dz)_T$は小さい。また、各$(dP/dz)_T$曲線の傾きに及ぼす$< J_G >$の影響は明瞭でない。

液相体積流束$< J_L >$並びに気相体積流束$< J_G >$一定下での$< J_S >$あるいは$< J_T >$に対する$(dP/dz)_T$の変化率、$\partial (dP/dz)_T ／ \partial < J_S > |_{< J_G >, < J_L >} = \partial (dP/dz)_T ／ \partial < J_T > |_{< J_G >, < J_L >}$は、図４－１１４(a),(b)に黒塗り記号で示すように、大きい正の値をとり、同一液相体積流束のもとの曲線（実線）は、気相体積流束の増加とともに下に凸や上に凸の形状でやや減少する場合が多いが、値はあまり変化していない。これに対して、同一気相体積流束の曲線（破線）は、ほぼ下に凸の形状で、$< J_L >$が大きいほどかなり小さい値となっている。すなわち、同じ$< J_S >$を加えた場合の全圧力降下の増加率は、$< J_L >$に大きく影響されていることがわかる。これにより、上述のように$< J_L >$が小さいときほど$(dP/dz)_T$は急激に増加することが確認できる。同時に、変化率で見ても、$< J_G >$による影響は明瞭でない。固相体積流束$< J_S >$に対しては、図４－１１５(a),(b)に黒塗り記号で示すように、$< J_L >$が小さいときには$< J_S >$の増加とともに下に凸の形状で減少しており、これより$(dP/dz)_T$の$< J_S >$に対する増加の傾向が、上に凸の形状であることが確認できる。しかし、$< J_L >$が大きいときには$< J_S >$の増加とともに上に凸の形状にわずかに増加する条件もあり、これらの条件では、$(dP/dz)_T$の$< J_S >$に対する増加の傾向がわずかではあるが下に凸の形状であることになる。

（３－２）重力による圧力降下$(dP/dz)_H$の特性

図４－９８(b)、４－９９(b)の太くて短い点線で示すように、気相体積流束$< J_G >$、液相体積流束$< J_L >$が一定の下、固相体積流束$< J_S >$あるいは全体積流束$< J_T >$が増加する場合には、重力による圧力降下も$< J_S >$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、わずかに上に凸の形状で増加している。したがって、$< J_S >$あるいは$< J_T >$が小さいほど$(dP/dz)_H$の増加の度合いは大きい。これは$(dP/dz)_T$の特性及び固液二相流の場合と同じ傾向である。

同一の気相体積流束$< J_G >$の下、液相体積流束$< J_L >$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線は互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難

しい。各$(dP/dz)_H$曲線は短く、$<J_L>$の大きいものほど、右上にあり、$(dP/dz)_H$は大きい。また、各$(dP/dz)_H$曲線は、$<J_L>$の小さいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して比較的急激に増加している。すなわち、$<J_S>$あるいは$<J_T>$がわずかに増加しても、$(dP/dz)_H$は大きく増加している。$<J_L>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$(dP/dz)_H$は少ししか増加しなくなる。この傾向は$(dP/dz)_T$の場合と全く同じで、これより$(dP/dz)_H$のこの特性が、$(dP/dz)_T$の特性に反映しているといえる。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性について述べる。この場合の各$(dP/dz)_H$曲線も互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$(dP/dz)_H$曲線は短く、$<J_G>$の大きいものほど、右下にあり、$(dP/dz)_H$は小さい。また、各$(dP/dz)_H$曲線の傾きに及ぼす$<J_G>$の影響は明瞭でなく、$<J_G>$の増加とともに$(dP/dz)_H$曲線の傾きが増加する場合と減少する場合がともにみられる。

液相体積流束$<J_L>$並びに気相体積流束$<J_G>$一定下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_H$の変化率、$\partial(dP/dz)_H/\partial<J_S>|_{<J_G>,<J_L>}=\partial(dP/dz)_H/\partial<J_T>|_{<J_G>,<J_L>}$は、図４－１１４(a),(b)に白抜き記号で示すように、やはり正の大きい値であるが、全圧力降下の増加率の値よりは小さい。同一気相体積流束の曲線（破線）は、やはり下に凸の形状で、$<J_L>$が大きいほど小さい値となっている。これより、上述のように$<J_L>$が小さいときほど$(dP/dz)_H$は急激に増加することが確認できる。同一液相体積流束のもとの曲線（実線）は、$<J_G>$が大きいほどわずかに大きくなる場合が多いが、ここでも$<J_L>$による変化よりは穏やかである。しかし、$<J_L>$が大きいときには逆に、$<J_G>$が大きいほどわずかに小さくなっている。また、固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１５(a),(b)に白抜きの記号で示すように、$<J_S>$の増加とともに常に下に凸状に減少しており、これより$(dP/dz)_H$の$<J_S>$に対する増加の傾向が、上に凸の形状であることが確認できる。

（３－３）摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$の特性

図４－９８(c)、４－９９(c)の太い点線で示すように、気相体積流束$<J_G>$、液相体積流束$<J_L>$が一定の下、固相体積流束$<J_S>$あるいは全体積流束$<J_T>$が増加する場合には、$(dP/dz)_{Ft}$も$<J_S>$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ている。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。詳しくは後で変化率を用いて調べる。

同一の気相体積流束$<J_G>$の下、液相体積流束$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線は互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の傾きに及ぼす$<J_L>$の影響は明瞭でなく、$<J_L>$の増加とともに傾きが増加する場合と減少する場合がともにみられる。

次に、同一の液相体積流束$<J_L>$の下、気相体積流束$<J_G>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性について述べる。この場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線も互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。また、各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の傾きに及ぼす$<J_G>$の影響も、$<J_L>$の影響と同様に明瞭でなく、$<J_G>$の増加とともに$(dP/dz)_H$曲線の傾きが増加する場合と減少する場合がともにみられる。

気相体積流束$<J_G>$並びに液相体積流束$<J_L>$一定下での$<J_S>$あるいは$<J_T>$に対する$(dP/dz)_{Ft}$の変化率、$\partial (dP/dz)_{Ft} / \partial <J_S> |_{<J_G>,<J_L>} = \partial (dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$は、図４－１１４(a),(b)に太線白抜き記号で示すように、正の値であるがその値は$(dP/dz)_H$よりさらに小さい。図４－９８(c)、４－９９(c)では他の二者よりも傾きが急になっているが、これは前でも述べたように縦軸をそれぞれ約6.7倍、約8.6倍に拡大しているためである。同一気相体積流束の曲線（破線）は、一部を除き下に凸の形状で、$<J_L>$が大きいほど小さくなっている場合が多い。同一液相体積流束のもとの曲線（実線）は、同じく一部を除き下に凸の形状で、$<J_G>$が大きくなると一旦減少した後再び増加する場合が多い。このように、$<J_L>$、$<J_G>$の$(dP/dz)_{Ft}$の変化率に及ぼす影響は複雑である。固相体積流束$<J_S>$に対しては、図４－１１５(a),(b)に太線白抜きの記号で示すように、(a)のD＝20.9mm、d_S＝2.57mmの場合には$<J_S>$の増加とともにほぼ上に凸の形状に増加しており、これより$(dP/dz)_{Ft}$の$<J_S>$に対する増加の傾向が、下に凸の形状であることがわかる。この影響で、$(dP/dz)_T$が一部の条件で$<J_S>$に対して下に凸の形状で増加している。一方、(b)のD＝30.6mm、d_S＝4.17mmの場合にはほとんど一定値となっている。これより、$(dP/dz)_{Ft}$が$<J_S>$に対してほとんど直線的に増加することがわかる。

（４）各圧力降下の変化率の比較

以上（１）～（３）では、ある１相の体積流束のみを変化させた場合の各圧力降下の変化の比較を見てきたが、次にそれぞれの圧力降下特性に及ぼす各３相の体積流束の影響を比較する。まず、図４－１１６(a),(b)に、全圧力降下の変化率に及ぼ

す各相体積流束の影響を比較する。値が常に最も大きいのは、$\partial(dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$、すなわち、固相体積流束のみを変化させた場合の全圧力降下の変化率である。ついで、$\partial(dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$、すなわち液相体積流束のみを変化させた場合の変化率が続くが、値は小さい正の値である。$\partial(dP/dz)_T / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$、すなわち気相体積流束のみを変化させた場合の全圧力降下の変化率はさらに小さく、常に負の値となる。

図４－１１７(a),(b)には、重力による圧力降下の変化率の比較を示す。その大小の順番、正負等は、全圧力降下の場合と全く同じである。ただし、各変化率の値はかなり小さくなっている。

図４－１１８(a),(b)に、$(dP/dz)_{Ft}$の変化率の比較を示す。この場合も、固相体積流束のみを変化させた場合の変化率である$\partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_G>,<J_L>}$が最大で、$\partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_S>,<J_G>}$、$\partial(dP/dz)_{Ft} / \partial <J_T> |_{<J_L>,<J_S>}$が続く。前でも述べたが、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、$(dP/dz)_{Ft}$の変化率が大きいことが確認できる。

（５）横軸に各相体積流束を用いた表示

これまで、横軸に全体積流束$<J_T>$を用いた図で、各相体積流束が及ぼす各圧力降下への影響を論じてきたが、各相体積流束ごとの影響を調べるには、横軸に各相体積流束を用いた表示の方が特性が把握しやすい場合もあるので、これらの図を示すとともに、上述の体積流束の影響を再確認する。

まず、図４－１１９、４－１２０に、それぞれ、横軸に気相、液相の体積流束を用いた例を図示する。なお、この二つの図においては、固相体積流束$<J_S>$をパラメータとして示しているが、これらは、図４－３７、４－３８に示した体積率の場合と同様に、後に示す図４－１２１からの読みとりデータを用いたものである。図中、白抜き記号は$(dP/dz)_T$、黒塗り記号が$(dP/dz)_H$、白抜き記号に縦すじを付したものが$(dP/dz)_{Ft}$を表す。また、＋印と×印で気液二相スラグ流の$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_{Ft}$と$(dP/dz)_H$を表す。図４－１１９、４－１２０より（１）、（２）で示した各特性が確認できる。すなわち、$<J_G>$が増加すると、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$はともにわずかに下に凸の形状で減少し、$(dP/dz)_{Ft}$は固液二相流状態から一旦少し増加した後、わずかに減少している。$<J_L>$が増加すると、$(dP/dz)_T$、$(dP/dz)_H$はともにわずかに上に凸の形状で増加し、$(dP/dz)_{Ft}$はほぼ直線的に増加している。しかし、これらの図

では$\langle J_S \rangle$をパラメータとしているため、$\langle J_L \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が変化した場合の特性を$\langle J_S \rangle$をパラメータとしては調べることが出来るが、$\langle J_S \rangle$一定の下、$\langle J_G \rangle$が変化した場合の特性を$\langle J_L \rangle$をパラメータとしては調べるには、３つの枠からのデータを見比べる必要があり、直感的には把握しにくい。

図４－１２１には、横軸に固相体積流束$\langle J_S \rangle$をとり、$\langle J_G \rangle$をパラメータとして示している。全10のD、d_Sの組み合わせに対して示している。$\langle J_S \rangle$の増加によって各圧力降下が増加していること、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いが他の２者より小さいことなどが確認できる。しかし、この図では、$\langle J_G \rangle$をパラメータとしているため、$\langle J_G \rangle$一定の下、$\langle J_S \rangle$が変化した場合の特性を$\langle J_L \rangle$をパラメータとしては調べることは困難である。また、図４－１１９～１２１では、各図の横軸に用いた体積流束の影響はわかりやすいが、他の相の体積流束との相互関係が把握できない。

（６）固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係のまとめ

以上述べてきた固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と圧力降下の関係をここでまとめておく。

- $\langle J_G \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合
  - $(dP/dz)_T$の一般的特性
    - $(dP/dz)_T$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の大きいほど大きい。
    - $(dP/dz)_T$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が小さいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いはわずかに大きい。
    - $(dP/dz)_T$の増加の度合いは、同一の値の$\langle J_L \rangle$並びに$\langle J_S \rangle$のもとでは、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きいが、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には、$\langle J_G \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きくなると、一旦小さくなった後に大きくなる。
    - $(dP/dz)_T$の増加の度合いは、同一の値の$\langle J_L \rangle$並びに$\langle J_G \rangle$のもとでは、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど小さい。
  - 同一の$\langle J_G \rangle$のもと、$\langle J_S \rangle$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性

- 各$(dP/dz)_T$曲線は、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。
- 同一の$<J_T>$においては$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_T$は大きい。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性

- 各$(dP/dz)_T$曲線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。
- 同一の$<J_T>$においては$<J_G>$の大きいほど$(dP/dz)_T$は小さい。

・$(dP/dz)_H$の一般的特性

- $(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_L>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$(dP/dz)_H$の増加の度合いはわずかに大きい。
- $(dP/dz)_H$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_S>$のもとでは、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなると、一旦大きくなった後に小さくなる。
- $(dP/dz)_H$の増加の度合いは、同一の値の$<J_L>$並びに$<J_G>$のもとでは、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。

・同一の$<J_G>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性

- 各$(dP/dz)_H$曲線は、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。
- 同一の$<J_T>$においては$<J_S>$の大きいほど$(dP/dz)_H$は大きい。

・同一の$<J_S>$のもと、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性

- 各$(dP/dz)_H$曲線の間隔はほぼ一定で、平行の状態にある。
- 同一の$<J_T>$においては$<J_G>$の大きいほど$(dP/dz)_H$は小さい。

・$(dP/dz)_{Ft}$の一般的特性

- $(dP/dz)_{Ft}$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい場合と小さい場合がともに見られる。すなわち、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きいが、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には大きい場合（$<J_G>$=0.30m/sの$<J_S>$=0.005m/s並びに$<J_S>$=0.010m/s、$<J_G>$=0.40m/sの$<J_S>$=0.005m/s、$<J_G>$=0.50m/sの$<J_S>$

=0.005m/s～0.020m/s）と小さい場合（$<J_{G}>$=0.30m/sの$<J_{S}>$=0.020m/sと$<J_{G}>$=0.40m/sの$<J_{S}>$=0.010m/s並びに$<J_{S}>$=0.020m/s）が見られる。

- $(dP/dz)_{Ft}$の変化率は、同一の値の$<J_{L}>$並びに$<J_{S}>$のもとでは$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さいが、極小値を持った後大きくなる。
- $(dP/dz)_{Ft}$の変化率は、同一の値の$<J_{L}>$並びに$<J_{G}>$のもとでは$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さく、D=30.6mm、d_{S}=4.17mmの場合には正から負の値へと変化する。

- 同一の$<J_{G}>$のもと、$<J_{S}>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_{Ft}$曲線は互いに並行していて、その間隔は$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど狭い。
  - 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。
- 同一の$<J_{S}>$のもと、$<J_{G}>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_{Ft}$曲線はほぼ並行しているが、D=30.6mm、d_{S}=4.17mmの$<J_{G}>$=0.40m/sの場合のように、他の$<J_{G}>$の破線と交差を生じていることもある。
  - 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。

- $<J_{L}>$並びに$<J_{S}>$が一定で、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が変化する場合
  - $(dP/dz)_{T}$の一般的特性
    - $(dP/dz)_{T}$は$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の大きいほど小さい。
    - $(dP/dz)_{T}$は$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$の増加に対してわずかに下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど、$(dP/dz)_{T}$の減少の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が小さいほど、$(dP/dz)_{T}$の減少の度合いはわずかに大きい。
    - $(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは、同一の値の$<J_{G}>$並びに$<J_{S}>$のもとでは、$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さい。
    - $(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは、ほぼ$<J_{T}>$によって決まり、$<J_{T}>$が小さいときには比較的減少の度合いは大きいが、$<J_{T}>$が大きくなるとその度合いが小さくなっていく。
    - $(dP/dz)_{T}$の減少の度合いは、$<J_{S}>$が大きいときほどわずかに大きいが、変化率の差は非常に小さく、$<J_{S}>$が変化してもほとんど変化しないとも

いえる。

- 同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_T$曲線は、ほぼ間隔一定で、平行の状態にある。
  - $<J_L>$の大きい$(dP/dz)_T$曲線ほど上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が同一の値なら、$<J_L>$の大きいほど、$(dP/dz)_T$は大きい。
- 同一の$<J_L>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_T$曲線は、ほぼ間隔一定で、平行の状態にある。
  - $<J_S>$の大きい$(dP/dz)_T$曲線ほど上側にあり、$<J_T>$、$<J_L>$が同一の値なら、$<J_S>$の大きいほど、$(dP/dz)_T$は大きい。

- $(dP/dz)_H$の一般的特性
  - $(dP/dz)_H$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の大きいほど小さい。
  - $(dP/dz)_H$は$<J_G>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに下に凸の形状で減少する。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_H$の減少の度合いはわずかに小さい。逆に$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$(dP/dz)_H$の減少の度合いはわずかに大きい。
  - $(dP/dz)_H$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_S>$のもとでは、$<J_L>$が変化してもほとんど変化しない。
  - $(dP/dz)_H$の減少の度合いは、同一の値の$<J_G>$並びに$<J_L>$のもとでは、$<J_S>$が変化してもほとんど変化しない。
- 同一の$<J_S>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_H$曲線は、ほぼ間隔一定で、平行の状態にある。
  - $<J_L>$の大きい$(dP/dz)_H$曲線ほど上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が同一の値なら、$<J_L>$の大きいほど、$(dP/dz)_H$は大きい。
- 同一の$<J_L>$の下、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_H$曲線は、ほぼ間隔一定で、平行の状態にある。
  - $<J_S>$の大きい$(dP/dz)_H$曲線ほど上側にあり、$<J_T>$、$<J_L>$が同一の値なら、$<J_S>$の大きいほど、$(dP/dz)_H$は大きい。

- $(dP/dz)_{Ft}$の一般的特性
  - $(dP/dz)_{Ft}$は一旦上に凸の形状で増加した後、最大値をもって減少してい

る。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは大きいが、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、増加の度合いが小さくなり、やがて減少に転じる。

- $(dP/dz)_{Ft}$の変化率は、同一の$<J_G>$並びに$<J_L>$の下では、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さい。

- 同一の$<J_S>$のもと、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性
  - 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。
- 同一の$<J_L>$のもと、$<J_S>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性
  - 各$(dP/dz)_{Ft}$曲線は、互いに並行していて、その間隔は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど狭い。
  - $<J_S>$の大きい$(dP/dz)_{Ft}$曲線ほど上側にあり、$<J_S>$が大きいほど、$(dP/dz)_{Ft}$は大きい。

- $<J_G>$並びに$<J_L>$が一定で、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合
  - $(dP/dz)_T$の一般的特性
    - $(dP/dz)_T$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど大きい。
    - $(dP/dz)_T$は、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対してわずかに上に凸の形状で増加する。したがって、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が大きいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは小さい。逆に$<J_S>$あるいは$<J_T>$が小さいほど、$(dP/dz)_T$の増加の度合いは大きい。
  - 同一の$<J_G>$の下、$<J_L>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性
    - 各$(dP/dz)_T$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
    - $<J_L>$の大きい$(dP/dz)_T$曲線ほど、上側にあり、$<J_T>$、$<J_S>$が一定なら、$<J_L>$の大きいほど、$(dP/dz)_T$は大きい。
    - 各$(dP/dz)_T$曲線は、$<J_L>$の小さいものほど、$<J_S>$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。逆に$<J_L>$の大きいほど、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して、$(dP/dz)_T$は少ししか増加しなくなる。
  - 同一の$<J_L>$の下、$<J_G>$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_T$曲線の特性

- 各$(dP/dz)_T$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
- 各$(dP/dz)_T$曲線は、$\langle J_G \rangle$の大きいものほど、右下にあり、$(dP/dz)_T$は小さい。
- 各$(dP/dz)_T$曲線の傾きに及ぼす$\langle J_G \rangle$の影響は明瞭でない。

・$(dP/dz)_H$の一般的特性
- $(dP/dz)_H$は、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_H$は、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して、上に凸の形状で増加している。したがって、$(dP/dz)_H$の増加の度合いは、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の大きいほど小さく、逆に$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の小さいほど大きい。

・同一の$\langle J_G \rangle$の下、$\langle J_L \rangle$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性
- 各$(dP/dz)_H$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
- 各$(dP/dz)_H$曲線は、$\langle J_L \rangle$の大きいものほど右上にあり、$(dP/dz)_H$は大きい。
- 各$(dP/dz)_H$曲線は、$\langle J_L \rangle$の小さいほど、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して比較的急激に増加し、逆に$\langle J_L \rangle$の大きいほど、$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対して比較的穏やかに増加している。

・同一の$\langle J_L \rangle$の下、$\langle J_G \rangle$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線の特性
- 各$(dP/dz)_H$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。
- 各$(dP/dz)_H$曲線は、$\langle J_G \rangle$の大きいものほど右下にあり、$(dP/dz)_H$は小さい。
- 各$(dP/dz)_H$曲線の傾きに及ぼす$\langle J_G \rangle$の影響は明瞭でない。

・$(dP/dz)_{Ft}$の一般的特性
- $(dP/dz)_{Ft}$は$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の大きいほど大きい。
- $(dP/dz)_{Ft}$は$\langle J_S \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$の増加に対してほぼ直線的、あるいはわずかに下に凸の形状で増加する。

・同一の$\langle J_G \rangle$の下、$\langle J_L \rangle$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性
- 各$(dP/dz)_{Ft}$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

・各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の傾きに及ぼす< J_L >の影響は明瞭でない。

・同一の< J_L >の下、< J_G >をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の特性

・各$(dP/dz)_{Ft}$曲線は、互いにかなり広く離れているため、その間隔を議論することは難しい。

・各$(dP/dz)_{Ft}$曲線の傾きに及ぼす< J_G >の影響は明瞭でない。

・各圧力降下の変化率の相互関係

・全圧力降下の変化率は、固相の体積流束のみを増したときに最も大きい正の値をとる。液相体積流束のみを変化させた場合の変化率がこれに続くが、値は小さい正の値である。気相体積流束のみを変化させた場合の全圧力降下の変化率はさらに小さく、常に負の値となる。

・重力による圧力降下の変化率は、固相の体積流束のみを増したときに最も大きい正の値をとる。液相体積流束のみを変化させた場合の変化率がこれに続くが、値は小さい正の値である。気相体積流束のみを変化させた場合の重力による圧力降下の変化率はさらに小さく、常に負の値となる。

・摩擦と気泡後端圧力降下の和の変化率はどの場合も正の値で、増加の度合いである。固相の体積流束のみを増したときに最も大きい値をとる。液相体積流束のみを変化させた場合、気相体積流束のみを変化させた場合がこれに続く。

（７）固気液三相スラグ流における全体積流束並びに各相体積流束と
圧力降下の関係の物理的理由

ここで、以上述べてきた固気液三相スラグ流における圧力降下特性が生じる物理的理由について考察する。ただし、以下に示すようにそのほとんどは気液二相スラグ流並びに固液二相流における各圧力降下に対する物理的理由ともなっている。なお、以下の考察は全て本実験範囲内でのものであるので、「本実験範囲において」という記述は省略する。

（７－１）重力による圧力降下

まず、考察が最も容易な重力による圧力降下$(dP/dz)_H$から始める。重力による圧力降下は固気液三相スラグ流の場合には下に再掲する式(3-12)より算出される。

$$(dP/dz)_{H}=(\rho_{G}<\alpha_{G}>+\rho_{L}<\alpha_{L}>+\rho_{S}<\alpha_{S}>)g \tag{3-12}$$

この式より、$(dP/dz)_{H}$は混相流の平均密度$(\rho_{G}<\alpha_{G}>+\rho_{L}<\alpha_{L}>+\rho_{S}<\alpha_{S}>)$より密度の大きい相の体積率が増加すれば大きくなり、密度の小さい相の体積率が増加すれば小さくなることがわかる。各相の密度は、気相が約1.2kg/m^{3}と非常に小さく、液相が約1000kg/m^3、固相が2270～2640kg/m^{3}である。まず、前節と本節で述べた$(dP/dz)_{H}$の特性のうち、

- 気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流において、$<J_{G}>$並びに$<J_{S}>$が一定のもと、$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が変化する場合$(dP/dz)_{H}$は$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど大きい。

という特性をとりあげる。これらの混相流においては密度の小さい気相の体積率が0.2程度より大きいため、平均密度も液相の密度より小さい。４．２節で述べたように、ほぼ全ての条件である相を加えるとその相の体積率が増加することが確認されているので、$<J_{L}>$のみを増加させた場合、液相の体積率が増加する。したがって、$<J_{L}>$が大きいほど$(dP/dz)_{H}$も大きくなる。同様に、

- 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において、$<J_{G}>$並びに$<J_{L}>$が一定のもと、$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$が変化する場合$(dP/dz)_{H}$は$<J_{S}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど大きい。

についても、$<J_{S}>$が大きいほど固相体積率が大きくなることと、固相の密度が最も大きいため、これら３種類の混相流の平均密度はともに固相密度より小さいことで、説明できる。一方、

- 固液二相流において、$<J_{S}>$が一定のもと、$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が変化する場合$(dP/dz)_{H}$は$<J_{L}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さい。

という特性は、固相と液相からなる固液二相流においてはその平均密度が当然液相の密度よりも大きいために生じる特性である。また、

- 気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流において、$<J_{L}>$並びに$<J_{S}>$が一定のもと、$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が変化する場合$(dP/dz)_{H}$は$<J_{G}>$あるいは$<J_{T}>$が大きいほど小さい。

という特性は、$<J_{G}>$のみを増加させた場合、気相の体積率が増加することと、気相の密度が非常に小さいことが原因である。以上が、３相のうちで密度が最大の固

相を加えた場合にはいずれの混相流の場合にも$(dP/dz)_H$は増加、密度が最小の気相を加えた場合にはいずれの混相流の場合にも$(dP/dz)_H$は減少、密度が中程度の値をもつ液相を加えた場合には、気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流では$(dP/dz)_H$は増加、固液二相流では$(dP/dz)_H$は減少することの物理的理由である。同様の説明により、各相体積流束をパラメータとした場合の$(dP/dz)_H$の大小関係も説明できる。例えば、固気液三相スラグ流における同一の$< J_G >$、$< J_L >$の下、$< J_S >$をパラメータとした場合の各$(dP/dz)_H$曲線についての、$< J_S >$の大きい$(dP/dz)_H$曲線ほど上側にあるという特性は、$< J_G >$並びに$< J_L >$が一定のもと、$(dP/dz)_H$は$< J_S >$あるいは$< J_T >$が大きいほど大きいという特性と同じ理由である。

さらに、$(dP/dz)_H$については、上に示した4つの場合とも、増加する場合には上に凸の形状、減少する場合には下に凸の形状であることを述べた。この理由としては、各相体積率の変化の形状の影響が考えられる。すなわち、4．２節で述べた、$< J_L >$のみを増加させた場合の$< \alpha_L >$、$< J_G >$のみを増加させた場合の$< \alpha_G >$、$< J_S >$のみを増加させた場合の$< \alpha_S >$がともに上に凸の形状で増加し、増加させた相以外の相の体積率が下に凸の形状で減少することが、式(3-12)の関係を介して$(dP/dz)_H$に波及しているわけである。

図４－９７(b)、４－９８(b)の気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流に対する実線と破線が歪んだ菱形を形作っており、それが図４－３(b)、４－４(b)に示した液相体積率の体積率曲線の配置と似ているという特性の理由は、次のように考えられる。まず、液相の体積率は0.5～0.8程度と他の相の体積率より大きいので、式(3-12)においても液相の影響がかなり大きいであろう。一方、気相並びに液相の体積流束のみを変化させた場合の固相の体積率変化は非常に小さい。このため、液相体積率の体積率曲線がこのように$(dP/dz)_H$曲線に反映したのである。

$(dP/dz)_H$の変化率の大小についての特性、すなわち

- 重力による圧力降下の変化率は、固相の体積流束のみを増したときに最も大きい正の値をとる。液相体積流束のみを変化させた場合の変化率がこれに続くが、値は小さい正の値である。気相体積流束のみを変化させた場合の重力による圧力降下の変化率はさらに小さく、常に負の値となる。

についても、固相の体積率曲線を考慮すれば理由が明らかとなる。すなわち、固相の体積流束のみを増したとき、気相あるいは液相の体積流束のみを変化させた場合と比較して各相体積率の変化率が非常に大きく、固相体積率の増加の度合いも大き

かった。固相の密度は三相のうちで最も大きいため、これらの相乗効果で$(dP/dz)_H$も大きく増加するのである。これによって図４－９７(b)、４－９８(b)の点線で示した固相の体積流束のみを増したときの$(dP/dz)_H$曲線の傾きが他の場合より非常に大きいことが説明できる。このために、基本的には液相体積率の体積率曲線に似ている気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流の$(dP/dz)_H$曲線が、固相の体積流束のみを増した場合の点線のみ、液相体積率の体積率曲線に似ずに、上昇曲線となっているのである。

（７－２）摩擦と気泡後端圧力降下の和

次に、摩擦と気泡後端圧力降下の和$(dP/dz)_{Ft}$について考察する。まず、固液二相流における次の特性について考察する。

・固液二相流において$\langle J_S \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合、$(dP/dz)_{Ft}$は、ほとんどの条件において、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が増加すると下に凸の形状で、$\langle J_L \rangle$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。

先にも述べたように、固液二相流において$(dP/dz)_{Ft}$がこのように減少部分をもつことは、既存の研究結果でも述べられている[(54),(55)]。このうち、Engelmann[(55)]は$\langle J_L \rangle$が小さいときに生じる固体粒子と壁面との接触による摩擦圧力降下の増加を理由としてあげ、$\langle J_L \rangle$が小さいほど固体粒子が管壁近傍に存在しやすいことがこれの原因であるとしている。$\langle J_S \rangle$が一定であれば$\langle J_L \rangle$が小さいほど$\langle \alpha_S \rangle$は大きいことも含め、本実験条件でも同様の作用が生じているようである。$\langle J_L \rangle$が大きくなってくると、この効果は薄れ、逆に液相単相流と同様の機構、すなわち液相速度勾配の増大による壁面剪断応力の増加が原因となっていることは言うまでもないであろう。この二つの効果の相互作用で一旦減少した後に増加するという特性が得られている。

気液二相スラグ流における、類似の場合の特性、すなわち、

・気液二相スラグ流において$\langle J_G \rangle$が一定で、$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が変化する場合$(dP/dz)_{Ft}$は$\langle J_L \rangle$あるいは$\langle J_T \rangle$が大きいほど大きい。

という特性は、固液二相流の場合について述べた後者の効果が支配的に影響しているためと考えられる。つまり、気液二相スラグ流においても、$\langle J_L \rangle$が大きくなるとき、液相速度勾配が平均的に増大し、摩擦圧力降下の増加を誘引するのであろう。なお、気泡後端圧力降下も変化するであろうが、$\langle J_L \rangle$が大きくなるときどのよう

に変化するのかは推定し難い。

これに対して、固気液三相スラグ流の一部の条件では、$<J_G>$、$<J_S>$が一定で、$<J_L>$が変化する場合の$(dP/dz)_{Ft}$の特性が異なっていた。すなわち、

- $(dP/dz)_{Ft}$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい場合と小さい場合がともに見られる。すなわち、D=20.9mm、d_S=2.57mmの場合には、$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$は大きいが、D=30.6mm、d_S=4.17mmの場合には大きい場合（$<J_G>$=0.30m/sの$<J_S>$=0.005m/s並びに$<J_S>$=0.010m/s、$<J_G>$=0.40m/sの$<J_S>$=0.005m/s、$<J_G>$=0.50m/sの$<J_S>$=0.005m/s～0.020m/s）と小さい場合（$<J_G>$=0.30m/sの$<J_S>$=0.020m/sと$<J_G>$=0.40m/sの$<J_S>$=0.010m/s並びに$<J_S>$=0.020m/s）が見られる。

という特性が得られており、$(dP/dz)_{Ft}$が$<J_L>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きい場合には気液二相スラグ流と同じ理由で説明できるが、逆の場合については、$(dP/dz)_{Ft}$を減少させる要因を考える必要がある。要因の一つとして、固液二相流に対しての摩擦圧力降下減少と類似の理由が考えられる。すなわち、$<J_L>$が小さいほど固体粒子と壁面の衝突が頻繁に生じるのに対し、$<J_L>$が大きくなると衝突回数が減少して$(dP/dz)_{Ft}$を減少させる効果があるというものである。第8章で示すように、$<J_G>$、$<J_S>$一定の下で$<J_L>$を増加させると、大気泡の長さが短くなり、スラグユニットにおける大気泡部の長さ割合が減少する。固体粒子と壁面の衝突は主に大気泡周囲の液膜内に固体粒子が入ったときに生じるであろうから、このことも$<J_L>$が大きくなるときに衝突回数を減少させることに貢献するであろう。しかし、実際の衝突回数や衝突による$(dP/dz)_{Ft}$の増加の程度等、不明であるため、これはあくまでも推定である。しかも、前にも述べたように$(dP/dz)_{Ft}$の測定における精度は他のものより悪く、上記の特性の信頼性についても十分とはいえない。したがって、この特性そのものを含めて、今後の研究によって解明されなければならない問題である。

$<J_L>$、$<J_S>$が一定のもとで、気相体積流束$<J_G>$を増加させた場合の気液二相スラグ流と固気液三相スラグ流においては、

- $(dP/dz)_{Ft}$は一旦上に凸の形状で増加した後、最大値をもって減少している。したがって、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が小さいうちは、$(dP/dz)_{Ft}$の増加の度合いは大きいが、$<J_G>$あるいは$<J_T>$が大きくなるにつれ、増加の度合いが小さくなり、やがて減少に転じる。

という特性を示した。$<J_G>$が大きくなるときに増加する部分については、やはり上述の理由、すなわち、$<J_G>$が大きくなると$<J_T>$も大きくなり、これが液相速度勾配の平均的な増大、ひいては摩擦圧力降下の増加を誘引するという理由が考えられる。一方、$<J_G>$が大きくなるときに$(dP/dz)_{Ft}$が小さくなることについては、以下の理由が考えられる。第8章で示すように、$<J_L>$、$<J_S>$一定の下で$<J_G>$を増加させると、大気泡の長さが長くなり、スラグユニットにおける大気泡部の長さ割合が増加する。大気泡部では、液膜内の液相と固相が、やはり第8章で示すように、大気泡先端部からgに近い加速度で相対的に落下するので、この部分での摩擦圧力降下が非常に小さいあるいは負の値となることが考えられる。この影響で、スラグ流全体の摩擦圧力降下が減少するのかもしれない。しかし、上述のように固体粒子と壁面の衝突は主に大気泡周囲の液膜内に固体粒子が入ったときに生じるであろうから、このことは$<J_G>$が大きくなるときに衝突回数を増加させ、$(dP/dz)_{Ft}$を増加させる作用となるであろう。これらの3つの要因と、気泡後端圧力降下のバランスによって、$(dP/dz)_{Ft}$の増減が決まるのであろう。これについても、この特性そのものを含めて、今後の研究によってさらに検討されなければならない問題である。しかし、以上の議論より、$<J_L>$、$<J_S>$が一定で、$<J_G>$が増加する場合に比べて、$<J_G>$、$<J_S>$が一定で、$<J_L>$が増加する場合の$(dP/dz)_{Ft}$の増加傾向が顕著であることは確かであり、この特性に対する物理的理由についても明らかとなった。

$<J_G>$、$<J_L>$が一定の下、$<J_S>$あるいは$<J_T>$が変化する場合については、固液二相流、固気液三相スラグ流に対して次の特性が得られている。

- $(dP/dz)_{Ft}$は$<J_S>$あるいは$<J_T>$の大きいほど大きく、$<J_S>$あるいは$<J_T>$の増加に対して固気液三相スラグ流ではほぼ直線的、あるいはわずかに下に凸の形状で増加する。固液二相流ではわずかに上に凸の形状で増加する場合と、わずかに下に凸の形状で増加する場合の両方が見られる。

しかも、他の相の体積流束を変化させた場合よりも、その変化率は非常に大きい。この理由は次のように考えられる。固相体積流束の増加で、固相体積率は急激に増加する。これによって、粒子と壁面との衝突は当然増加するであろう。さらに、固体粒子の添加によって、液相の速度分布が乱され、液相速度勾配が壁面近傍で急峻になると考えられる。これらの理由によって、$(dP/dz)_{Ft}$が増加するのであろう。固液二相流に比べて固気液三相スラグ流の$(dP/dz)_{Ft}$がより急激に増加することは、固気液三相スラグ流の大気泡周囲の薄い液膜内を固体粒子が通る際、あるいは液体ス

ラグ部においても、固液二相流と比較してかなり頻繁に壁面と衝突を生じていることが原因であろう。$(dP/dz)_{Ft}$ の増加の形状が下に凸状の場合があるのは、上記の２つの効果が固相体積流束の増加に対して飽和的でなく、$<\alpha_S>$の増加率が小さくなってきても、粒子と壁面との衝突頻度や液相速度勾配の急峻化が飽和することなく増大していくためであろう。

（７－３）全圧力降下

全圧力降下はこれらの和であり、その大部分が重力による圧力降下で占められているので、全圧力降下の増減が重力による圧力降下と同じ特性の場合、同じ原因によると考えられる。そこで、全圧力降下の特性が重力による圧力降下と異なる場合のみを取り上げる。

まず、固液二相流において、$<J_S>$が一定で、$<J_L>$あるいは$<J_T>$が変化する場合、$(dP/dz)_H$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が大きいほど小さいのに対し、

・$(dP/dz)_T$は$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると下に凸の形状で、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じている。

これは、Govier-Aziz[54]やEngelmann[55]によっても指摘されているように、摩擦圧力降下の影響であり、摩擦圧力降下が$<J_L>$あるいは$<J_T>$が増加すると、$<J_L>$が小さいときには減少し、その後最小値をとった後、増加に転じていることが、この特性の原因である。

図４－９７(a)、４－９８(a)の気液二相スラグ流並びに固気液三相スラグ流に対する実線と破線が形作る歪んだ菱形が、同図(b)の$(dP/dz)_H$の場合より扁平でないのは、$(dP/dz)_H$ではかなり勾配の小さかった破線と実線が、$(dP/dz)_{Ft}$の影響で勾配が大きくなったことが原因である。

以上の（７－１）～（７－３）での考察は、理由が比較的単純に考えられるものであるが、$(dP/dz)_{Ft}$の特性、圧力降下の変化率の特性等、単純には推測できないものも多い。これらは、後の章で示す、固気液三相スラグ流の物理的モデルを用いた推算法で、ある程度ではあるが、推測可能となる。

４．４．４　管内径、固体粒子径並びに固体粒子密度の圧力降下に及ぼす影響

本節では、管内径Ｄ、固体粒子径d_S、固体粒子密度ρ_Sの各圧力降下に及ぼす影響について述べる。４．２．４節でも述べたように実験装置の都合上、Ｄ、d_S、

ρ_Sのうちの一つだけが異なり、残る二つと各相体積流束の全てが全く等しいという実験条件を実現することは非常に困難である。したがって、測定値のみからD、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることは不可能である。したがって、本節では、各相体積流束がほぼ等しい場合の各圧力降下の測定値を用いて、可能な限り、測定値からD、d_S、ρ_Sの影響を調べることとする。なお、第７章以降で固気液三相スラグ流モデルによる巨視的量の推定法を提案するが、その推算値によって体積率同様D、d_S、ρ_Sの影響を系統的に調べることが可能となる。その結果については、第９章で述べることとする。

（１）管内径の影響

本研究では、管内径Dに関して、20.9、30.6、50.4mmの３条件について測定を行ったので、圧力降下に対しても管内径の影響を調べることができる。同じ粒子径で、$<J_G>$、$<J_L>$がほぼ等しいデータのグループを抜き出し、$<J_S>$に対してDをパラメータに表示した。図４－１２２に、粒子径$d_S=1.14$mmと2.57mmの場合の各圧力降下を管径をパラメータとして示す。

まず、白抜きに縦すじをいれた記号で示した$(dP/dz)_{Ft}$の場合、明らかに大きい方から○、△、□の順、すなわちD＝20.9、30.6、50.4mmの順で並んでいる。すなわち、$(dP/dz)_{Ft}$はDが小さいほど大きくなる傾向が見られる。単相流における摩擦圧力降下は、式(4-8)に示したDarcy-Weisbachの式に、式(4-9)のBlasiusの式による摩擦係数λを代入して求めると、同じ流速においてはDが小さいほど大きくなる。したがって、ここに示した気液二相流並びに固気液三相スラグ流においても、この特性が受け継がれていることが確認できる。

黒塗りの記号で示した$(dP/dz)_H$については、D＝50.4mmのデータが、他のものより大きくなっている。これは、４．２．４節の（１）で示したように、D＝50.4mmの場合、D＝20.9、30.6mmの場合より$<\alpha_L>$が大きく$<\alpha_G>$が小さくなっていたためである。この原因は、４．３．４節の（１）で述べたとおりである。

白抜きの記号で示した$(dP/dz)_T$は、これらの和であるため、複雑な傾向となる。図に示した２条件でも、左側の場合では大きい方から順に○、△、□であるが、右側の条件では、□、○、△の順にほぼ並んでおり、結局、$(dP/dz)_H$と$(dP/dz)_{Ft}$のどちらの作用がより支配的であるかによって、$(dP/dz)_T$のDによる影響が決まることになるようである。

（２）固体粒子径の影響

図４－１２３に、アルミナセラミック製の３種類の粒子径の異なる粒子、d_S＝1.14mm（ρ_S＝2270kg/m^3）、d_S＝2.57mm（ρ_S＝2380 kg/m^3）、並びにd_S＝4.17mm（ρ_S＝2400 kg/m^3）を用いた場合の各圧力降下の測定結果を示す。左側がＤ＝20.9mm、右側がＤ＝30.6mmの場合の結果である。

d_Sが変化しても、$(dP/dz)_H$には有意差は確認できない。d_Sが大きくなると$<\alpha_S>$が大きくなることは４．２．４節の（２）で示したが、$<\alpha_S>$の値自体が非常に小さいため、$(dP/dz)_H$に有意差を及ぼすまでには至っていないようである。一方、$(dP/dz)_{Ft}$の値は、d_Sが大きくなるにつれてわずかではあるが大きくなっている。d_Sが大きくなるにつれて、管壁と固体粒子との衝突が頻繁になり、また１回の衝突による損失がより大きくなることが原因の一つとして考えられよう。したがって、これらの和である$(dP/dz)_T$の値は、本実験範囲においては、d_Sが大きくなるとき、わずかに大きくなっているようである。

（３）固体粒子密度の影響

ここでも粒子密度がほぼ等しいアルミナセラミック製の粒子２種類と、粒子密度が少し大きいアルミニウム製の粒子のデータを比較して、各圧力降下に及ぼす固体粒子密度ρ_Sの影響を明らかにする。図４－１２４は、ρ_S＝2380～2400 kg/m^3、d_S＝2.57、4.17mmのアルミナセラミック製粒子およびρ_S＝2640 kg/m^3、d_S＝2.96mmのアルミニウム製粒子を用いた場合の各圧力降下の測定結果の例で、左側がＤ＝20.9mm、右側がＤ＝30.6mmの場合の結果である。

d_Sの場合と同様、$(dP/dz)_H$は、三つの粒子で有意差はなく、粒子密度がこれらに及ぼす影響は認められない。$(dP/dz)_{Ft}$については（２）で述べたd_Sの影響のみを考慮すると、◇印のd_S＝2.96mmのアルミ粒子のデータは、○、□印のセラミック粒子d_S＝2.57mmと、d_S＝4.17mmのデータの中央よりもd_S＝2.57mmの方の近くにあるはずであるが、実際にはほぼd_S＝4.17mmのデータと重なって、あるいは逆に上側に存在している場合も見られる。このことより、ρ_Sが大きいほど$(dP/dz)_{Ft}$が大きくなることが確認できる。この特性の物理的理由は不明である。しかし、第９章で示すスラグ流モデルに基づく推算法による推算結果は、この特性を表していることを付け加えておく。これらの和である$(dP/dz)_T$の値は、したがって、ρ_Sが大き

いほど大きくなるようである。

4．5　結　言

本章では、管内径20.9、30.6、50.4mm、長さ約10mの鉛直円管を流動する気液二相スラグ流、固液二相流並びに固気液三相スラグ流の各相体積率及び平均速度、全圧力降下、重力による圧力降下、及び摩擦と気泡後端圧力降下の和といった巨視的量の測定結果を示し、その定性的特性について、これらの物理量に及ぼす全体積流束、各相体積流束、管内径、粒子径、粒子密度等の影響の観点から述べてきた。ここで、そのうちの特に重要と思われる結果を述べておく。

まず、各相体積率について、

・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、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、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、一部の条件（$D = 30.6$mm、$d_S = 4.17$mm 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。この条件下では、一般的に記すと、

・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する。

ということになる。

また、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。自相の体積率が減少する場合をパターンⅠ、増加する場合をパターンⅡ～Ⅳと分類した。パターンⅡ～Ⅳのうち、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、気相の体積率は下に凸の形

状で減少する場合（パターンⅡ）しか見られなかったが、液相に関しては、パターンⅡに加えて上述のようにさらに複雑な現象が生じ、液相の体積率がわずかではあるが増加する場合が見られた。これをパターンⅢ、Ⅳと分類した。増加した後の液相体積率の値が、同じ全体積流束の気液二相スラグ流のうち、$\langle J_G \rangle$を気液二相スラグ流での値に保持したまま、固相体積流束を増加させるかわりに液相体積流束を増加させた気液二相スラグ流の液相体積率より小さい場合と大きい場合がともに見られた。前者をパターンⅢ、後者をパターンⅣと分類した。さらに上述のパターンⅠとパターンⅡの中間的な状態をパターンⅤと分類し、これらのパターンが生じる流動条件を調べた。その結果、$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_G \rangle$線図上では$\langle J_L \rangle$が小さく、$\langle J_G \rangle$が大きいときにパターンⅠが、逆に$\langle J_L \rangle$が大きいか、$\langle J_G \rangle$が小さいときにパターンⅡがよく生じていること、$\langle J_T \rangle - \langle \alpha_L \rangle$線図上では、$\langle J_L \rangle$が大きいか、$\langle J_G \rangle$が小さいときにパターンⅠが生じ、$\langle J_L \rangle$が小さく、かつ$\langle J_G \rangle$が大きいときには、パターンⅤを介してパターンⅡ～Ⅳへと変化していることが確認できた。

また、管内径、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。

次に、各相平均速度について主な結果を述べる。まず、

- 気液二相スラグ流において、気相平均速度の$\langle J_G \rangle$一定下での増加率の方が$\langle J_L \rangle$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$\langle J_L \rangle$一定下での増加率の方が、$\langle J_S \rangle$一定下での増加率よりも大きかった。

また、

- 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＝30.6mm、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。この条件下では、一般的に記すと、

・他の２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、その相の平均速度は増加し、他の二相のうちの片方の平均速度も増加するが、もう片方の平均速度は減少する。

ということになる。

また、固気液三相スラグ流における固相の体積流束を増加させた場合について、各相体積率のパターンと対応させて、パターンの分類を行った。その結果、固気液三相スラグ流の気相（あるいは液相）平均速度が、同じ$\langle J_T \rangle$で、固相体積流束を増加させるかわりに液相あるいは気相体積流束のどちらかを増加させた両気液二相スラグ流の気相（あるいは液相）平均速度より、ともに大きい場合がパターンⅠ、ともに小さい場合で、気液二相スラグ流の気相・液相の両体積流束を保持したまま、固相を添加した場合、平均速度が大きくなるのがパターンⅡ、小さくなるのが体積率のパターンⅢとパターンⅣに対応するパターンⅢ&Ⅳとなる。パターンⅠとパターンⅡの中間的な状態がパターンⅤとなる。

また、管内径、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。

最後に、圧力降下特性に関して得られた主要結果について述べる。まず、各相の体積流束を変化させた場合について、

・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。気相と固相の体積流束を変化させた場合については、

・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。

という結果が得られた。また、これらの増加あるいは減少の度合いについて、

・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ている。

また、管内径、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。

以上に、鉛直円管を流動する気液二相スラグ流、固液二相流並びに固気液三相スラグ流の各相体積率及び平均速度、全圧力降下、重力による圧力降下、及び摩擦と気泡後端圧力降下の和といった巨視的量の測定結果を示し、その定性的特性について述べたが、続く第５、６章では、巨視的モデルに基づいてこれら諸量を求める推算法を既存のもの、およびここで提案するものを含めて示し、その推算結果について述べる。さらに、第７～９章では、固気液三相スラグ流に対して、巨視的モデルでは不十分な点を補うため、より詳細な物理モデル－固気液三相スラグ流モデル－を提案し、その推算結果を示す。また、その推算結果によって測定結果だけでは把握しにくい定性的特性を推定する。

次ページへ（P.254-P.461）