

水平管内スラグ流における容積流束とスラグ流速について

小川 元*・落合 実**・遠藤茂勝***

管路内に圧縮空気と水やスラリー等の液状物質を同時に供給して輸送しようとする場合、管内の流動の様子を知ることが輸送効率を評価する上で基本的な課題である。本論では効率的な二相流輸送を行うための基礎的な研究として、流動の初期に生じるスラグ流の発生条件とその速度に着目し水と空気を用いた可視化実験により検討した。その結果、スラグ流の発生水深や発生周期は気相の流量と液相の供給量によって決まり、またスラグ流の速度は圧縮された気相の管路末端へ進む過程での膨張による効果により速度が増大し、各地点の容積流束に支配されその効果は管路の延長距離にも関係すること等が明らかとなった。

1. はじめに

圧縮空気を用いた混相流をスラリー輸送に応用する場合、ポンプ輸送と異なり大量の水を必要とせずに容易に輸送することができる。これは圧縮空気を混入することで、壁面付近に混在する気泡が管路の壁面での粘性摩擦抵抗の軽減に寄与するためと考えられている。その結果、所要動力の軽減が図れることや余水処理施設が必要ないなどのメリットがあり浚渫工事などに採用されるようになってきた。一般に、このような混気輸送は比較的断面の小さい粉粒体の輸送が対象であったため、大口径、長距離を対象とした高濃度スラリー輸送を想定した研究はあまり行われていなかった。また、管内の現象がきわめて複雑で、流動の可視化が困難なこともあり、十分な現象の解明に至っていない。小川ら（2001）は、混気輸送方式を用いた高濃度スラリー輸送に関する効率的な輸送を行うための基礎的な研究として、スラグ流の流動を解明する目的で水と空気を用いた可視化による研究を行った。現地でのスラリー輸送実験および室内での水・空気の実験のいずれも、流動状態はスラグ流となった。また、空気の圧縮性が影響するような長距離輸送に関する研究が少ないため、長距離輸送における空気の圧縮性の効果について検討する目的で長距離管路の可視化実験を試みた。本論では気液スラグ流の発生原理やスラグ流速の特性について検討した。

2. 実験概要

2.1 実験条件および方法

これまでのスラグ流に関する可視化実験として、管径 0.032 m と 0.038 m で、管路延長 50.0 m と 150.0 m のケースについて透明パイプを用いた実験を行い、スラグの発生、成長、流動、崩壊の過程および流動過程における速度変動や圧力降下等について検討した。しかし、管

路の総延長が管路内の現象を著しく支配することや、実用的な観点からの長距離輸送を考慮し、管路延長を 600.0 m としさらに検討を行った。実験装置全体は図-1 に示されるが、管路はこれまでの実験と同じ内径 $\phi 0.038$ m の透明パイプを使用し内部の流動状況を確認した。

水はタンクからポンプによって供給され、流量計を通して検定されたのち管内に供給される。また空気は、コンプレッサから供給され、ドライヤで水分を除去した後、空気流量計で検定し管内に送られる。液相（水）は気相（空気）の上流側から連続的に供給され両相の合流点で混合流となる。

測定は表-1 に示される各地点において管内圧力、スラグ速度、スラグ周期について同時に計測した。管内圧力は管路上壁に取り付けた圧力計（0.00～0.49 MPa）で計測し、気相液体および液相空気流量とともにデジタル

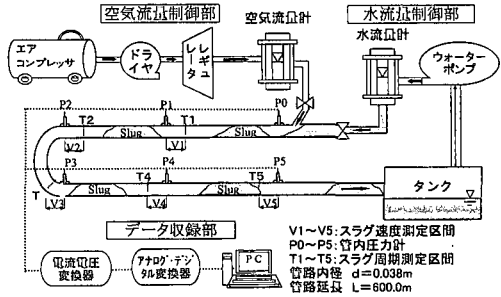


図-1 実験装置

表-1 測定項目および地点

測定項目	測定地点					
	P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
管内圧力	0.0 m	100.0 m	200.0 m	300.0 m	400.0 m	500.0 m
スラグ速度		V_1	V_2	V_3	V_4	V_5
	—	90.0～ 100.0 m	190.0～ 200.0 m	290.0～ 300.0 m	390.0～ 400.0 m	490.0～ 500.0 m
スラグ周期		T_1	T_2	T_3	T_4	T_5
	—	90.0 m	190.0 m	290.0 m	390.0 m	490.0 m

* 正会員 日本大学大学院 生産工学研究科土木工学専攻
** 正会員 工修 日本大学助教授 生産工学部土木工学科
*** フェロー 工博 日本大学教授 生産工学部土木工学科

表-2 実験条件

気液流量比 (Q_w/Q_a)	Q_a ($N\ell/min$) [*]	Q_w (ℓ/min)					
		12.0	20.0	28.0	36.0	44.0	52.0
60.0	60.0	0.200	0.333	0.467	0.600	0.733	0.867
	80.0	0.150	0.250	0.350	0.450	0.550	0.650
	100.0	0.120	0.200	0.280	0.360	0.440	0.520
	120.0	0.100	0.167	0.233	0.300	0.367	0.433
	140.0	0.086	0.143	0.200	0.257	0.314	0.371
	160.0	0.075	0.125	0.175	0.225	0.275	0.325
	180.0	0.067	0.111	0.156	0.200	0.244	0.289
	200.0	0.060	0.100	0.140	0.180	0.220	0.260
	220.0	0.055	0.091	0.127	0.164	0.200	0.236
	240.0	0.050	0.083	0.117	0.150	0.183	0.217
	260.0	0.046	0.077	0.108	0.138	0.169	0.200
	280.0	0.043	0.071	0.100	0.129	0.157	0.186

* $N\ell/min$: $0^\circ C$ 1atm における流量

データとしてパソコンに収録される。スラグ速度は 10 m 区間の液相の平均管内速度であり、スラグ周期は、各測定地点における連続した液相個々の通過時間間隔である。これらは目視により圧力計設置箇所の上流で観測した。水流量 Q_w および空気流量 Q_a などの実験条件は表-2 に示したとおりである。

3. 気液混相流の流動とスラグ流の発生

3.1 混相流の流動

本実験で対象としたスラグ流は、図-1 に示されるように液相と気相が同時に連続的に供給されると混合流となるが、重力の作用で分離流となった後に液相が塊となって突然吹き飛ばされて発生する流れである。液相と気相は交互に間欠的に流動するが、スラグ流は管底部に薄く滞留する液相の上を滑るような流動状態となって速い速度で移動する。しかし、スラグの先端では管底の液相部分を取り込み、背後にも同量の液相を残しながら流れるため、スラグ流の液相水塊の長さは成長することはない。

3.2 スラグ流の発生

スラグ流発生地点においては、図-2 に示すように、管内水位上昇に伴い液位があるピークに達するとスラグ流が発生し、液位は低下する。このような現象の各段階の

様子は次のようである。

a) 分離流における液位上昇

管路内に同時に供給された気相と液相は混合状態となり、ある一定区間吹送される。しかし、気相と液相は次第に分離し気相は管路の上層を流れ液相は重力の作用で管路の底部に落下する。液相は気相と分離することにより速度を失い、管路の底部に滞留するが、連続して気相と液相が供給されているので、滞留した液相は徐々に上昇する。

b) 孤立波の発生・成長

液相の液位上昇とともに水面勾配が増大し、液位の上昇により下流に向かって緩やかな水面形が形成される。

この水面形は時間とともに成長するが、一方、液相表面の気相流れによる乱れが卓越し、波が形成される。この液相表面を伝わる波は、一層発達し空気の通過断面積を減少させる。

c) 液位上昇による断面閉塞

液相表面の波が発達すると、孤立波の成長により空気通過部分が突然閉塞され、管底に滞留している液相を含めたの吹き飛ばし現象が発生する。

d) 液相塊の吹き飛ばしによる管内液相の一掃

液相塊の吹き飛ばしにより管内の液相は一掃され液位は低下する。しかし、連続した分離流によって再び液位の回復が図られ次のスラグ流が形成される。

以上のような現象の繰返しで、液相および気相が交互に連続的に繰返す流動状態のスラグ流が発生する。

4. 実験結果および考察

4.1 スラグ流の発生水深

スラグ流が発生する前後の水面形を調べると、その地点はあきらかに水深が著しく増大している。今回の実験では水深が最大となる地点の前後約 $15d \sim 20d$ (d は管径) の区間の水面が緩やかな勾配となっていて、空気の通過断面積が最小となっている地点でスラグ流が発生している。

このように管路内の水面形が、ある特定な部分で著しく変化することはすべての実験に共通して認められ、ピーク水深の発生地点や水面形の勾配の多少の違い、さらには水面上を伝わる波の不安定性のためスラグ流の発生周期は必ずしも規則的でないが、スラグ流の発生する直前の管路内の水深はほぼ一定している。

スラグの発生地点では水面形がピークとなり、空気の通過断面積が最も減少する瞬間にスラグが発生することから、その時の最大水深 h に着目し、目視によって水深の測定を行った。それらの結果をまとめて示したものが図-3 である。

横軸には空気流量 Q_a と断面積 A から求めたフルード

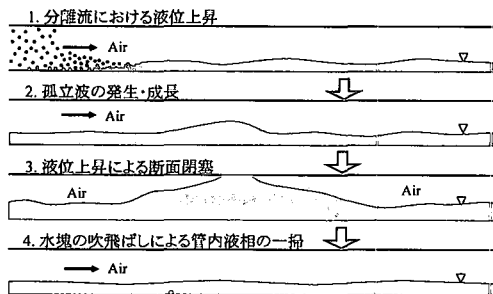


図-2 スラグ流発生状況

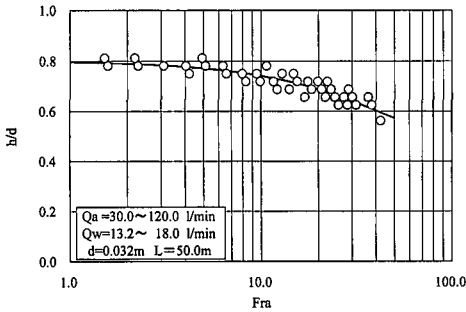


図-3 スラグ流の発生水深

数 F_{ra} をとり、縦軸にはスラグ流が発生するときの液相の水深 h を管径 d で無次元化した量をとって示したもので管径 $d=0.032$ m, 管路長 $L=50.0$ m の結果である。 $F_{ra}=2.0$ では管路内の液相の水深が管径の 8 割程度のときに発生している。一方、 F_{ra} が増大するにつれてスラグ流の発生水深は管径の 6 割程度まで低下する。

スラグ流の発生の基本的メカニズムは、Kelvin-Helmholtz 不安定によるものと考えられ、発生条件は理論的に次式で示されている。

$$u_G - u_L \geq \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (1)$$

ここで、 u_G : 気相速度、 u_L : 液相速度、
 ρ_G : 気相密度、 ρ_L : 液相密度、
 g : 重力加速度、 h_G : 気相高さ。

しかし、式(1)は定量的に一致しないため、Kordyban ら (1970) は管上部の壁の効果および液相面に存在する波の頂部の効果に着目して有限振幅の不安定によるものと考えて、スラグ流の発生条件を導いているが、気相の高さ h_G や液相面上の波の波数 k などを知る必要があった。

その後、Taitel ら (1977) は水平二相流の流動様式の変換を予測して波動面の圧力差は Bernoulli 効果と考えて式(2)を導いている。

$$u_G \geq K_1 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (2)$$

これによると、Wallis ら (1973) は実験データをもとに K_1 について

$$K_1 = 0.5 \quad (3)$$

となることを示した。

さらに、Mishima ら (1980) は K_1 について理論的に導くため有限振幅波の不安定性が卓越する成長速度が最大となる波を想定し、この波の波長を理論的に導くことにより、スラグの発生条件を導いている。すなわち、

$$u_G \geq 0.487 \sqrt{\frac{\rho_L gh_G}{\rho_G}} \quad (4)$$

ここで、

$$kh_G = 2.26 \quad (5)$$

また気体の浮力と液体の流れる速度を考慮して次式を与えている。

$$u_G - u_L > 0.487 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (6)$$

そして液相水深が浅いとスラグの生成にはより速早い気体速度を必要とするが、かなり深い場合でも理論的考察では、20%程度速度増となるだけで、著しい差ではないことを示している。

本研究では図-3 に示したようにスラグ流の発生時の水深が得られているので、それぞれの実験時における条件よりスラグ流発生時の液相面上の気相速度を求めることができる。その速度をスラグ流発生時の気相速度と仮定し、式(2)から求められる気相の高さと実験における気相の高さを比較したのが、図-4 である。式(2)に Wallis らの実験による係数 $K_1=0.5$ を用いて、横軸に式(2)で求めた気相の高さ h_G をとり、縦軸には実験における気相の高さ h_e をとったもので、管径別に 0.032 m と 0.038 m の 2 種類について行った実験結果を示した。全体の傾向として Wallis らの結果と良い一致を示している。管径 0.032 m の方がやや小さい値となっているのは、目視観測の際に管径が小さいための読取誤差と考えられる。このことから本実験で行った管路長 600.0 m の長い管路でもスラグ発生時の現象は変わらないものと推定される。

これまで述べてきたように発生時の水深には、空気流量が深く関与している。図-5 はスラグ流の発生位置、発生時の水深、発生周期について、総合的に検討した結果である。横軸にはスラグ発生位置をとり、縦第 1 軸にはスラグ発生時の水深、縦第 2 軸にはスラグ発生周期をとり、空気流量を変化させた結果を示している。

空気流量を増加させるとスラグ発生時の水深は小さくなり、この結果は前述の図-3 と同様であるが、水流量の

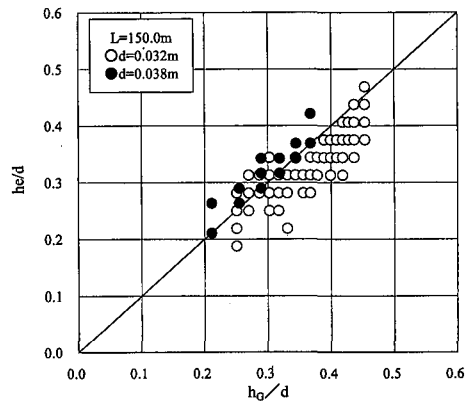


図-4 h_e と h_G の相関

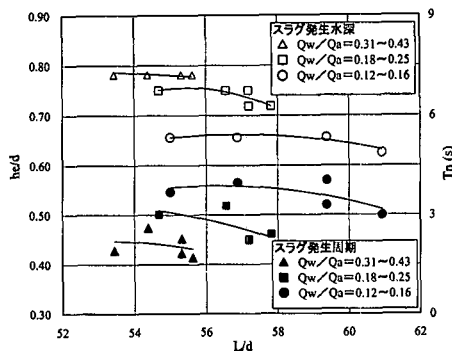
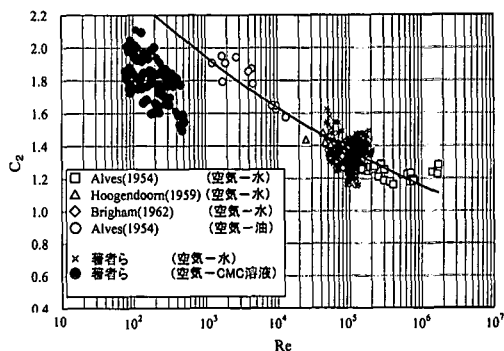


図-5 スラグ発生位置、発生水深、発生周期

図-6 レイノルズ数と C_2

変化に対する影響は少ない。そしてスラグ流の発生位置は空気流量の増加によりやや下流に移動するが、水流量の変化には関係しない。またスラグ流の発生周期は、水流量が増加すると、やや短くなる傾向が見られる。これらの結果からスラグ流は気相の流量と液相の水深とに支配され、液相の水深増加の速度がスラグ流の発生周期に関係し、液相を構成する流体の供給量が多くなるとスラグ流の発生周期が短くなることが明らかとなった。

4.2 スラグ流発生時の各相通過断面積とスラグ流速

スラグ流の発生は、すでに述べたように液相面上の気相速度が速くなると液相面上に不安定な波が発生し、その波が卓越してスラグ流が発生するので、気液の容積流速とスラグ流の関係について検討する。Hughmark (1965) は水平管路に対してスラグ速度について次式を示している。

$$V_s = C_2 J_T \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 V_s : スラグ速度、 C_2 : 係数、

J_T : 容積流速。

また C_2 に関しては Hoogendoorn ら (1959) によって C_2 は図-6 に示されるように液体レイノルズ数 Re の関係で示されている。著者らの実験結果もあわせて示しているが、他の研究者の結果とも良く一致している。図中には水とは異なる物質で水の粘性の約 300 倍の高分子水溶液についても実験を行ったのでそれらの結果をも示してある。

これらの結果について容積流速 J_T とスラグ流速 V_s についてまとめたものが次の図-7 である。

気相と液相のそれぞれの管全断面積当りの容積流速 J_c, J_L の合計すなわち

$$J_T = J_c + J_L \quad \dots\dots\dots (8)$$

を横軸にとり、縦軸にはスラグ流の各地点の流速をとって示したものである。これらの結果によるとスラグ速度は容積流速の増加とともに増大し、遠方に行くほどその

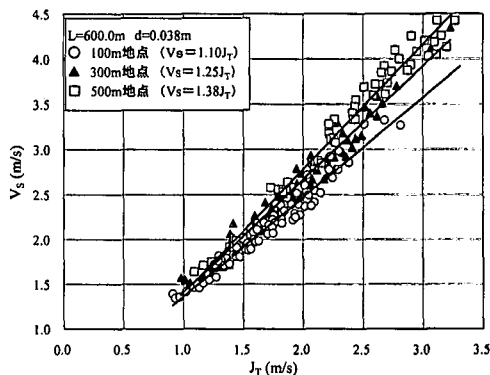


図-7 容積流速とスラグ速度

増加率が大きくなることがわかる。スラグ速度と容積流速の関係は式 (7) で示されるが、これらの結果は次のようにまとめられる。

$$\left. \begin{aligned} l/d &= 2631.6 \text{ 地点, } V_s = 1.10 J_T \\ l/d &= 7894.7 \text{ 地点, } V_s = 1.25 J_T \\ l/d &= 13157.9 \text{ 地点, } V_s = 1.38 J_T \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

係数 C_2 について、Gregory ら (1969) は $C_2 = 1.35$ としているが、今回の実験における全体の平均値では $C_2 = 1.36$ となり、管路の平均的な値としては容積流速より大きくなる。このように容積流速よりスラグ速度が増大する理由は気相の圧縮性に基づくものと推察され、スラグ流の発生地点に比較的近い部分より、遠方の方が速度増加が著しくなり、管路の末端で大気開放されていることから、出口に近づくほど気相の膨張による作用が顕著となるためと考えられる。これらのことは管路延長が短い場合には顕著な現象が認められないことから、管路内の気相の効果は管路の長さに関係し、本実験では 200.0 m 以下の長さでは著しい気相の膨張による効果は認められなかった。

4.3 膨張空気量とスラグ流速

スラグ流には空気の圧縮性が著しく関係すると思えら

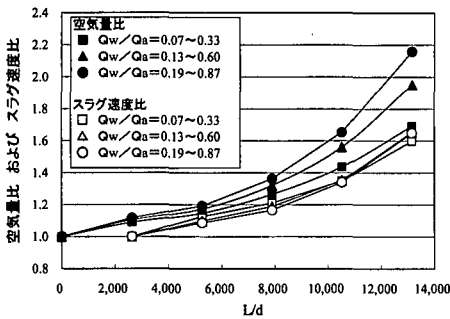


図-8 空気量比とスラグ速度比

れるので、特に空気膨張比とスラグ速度について検討する。管内の流動とともに管内圧力が低下するが、それによる空気膨張とスラグ速度の関係を示したものが図-8である。横軸には流動距離を、縦軸には管内圧力値から求めた $l/d=0$ ($l=0.0$ m) 地点の空気量を基準とした空気量比 M_K および $l/d=2631$ ($l=100.0$ m) 地点の速度を基準としたスラグ流速速度比 V_K をとり示したものである。それぞれの曲線は実験結果の平均値を示す。

流動距離に対するスラグ速度の変化は、全体的には流動距離に対して増加の一途をたどるが、最初の区間と最後の出口付近の割合がやや顕著であることがわかる。そしてこの傾向は水空気量比にはあまり支配されないことがわかる。一方、空気量比が流動距離に対して増大することは、スラグ速度と同じ傾向を持つが、空気量比の増加は水流量が多いほど顕著で、空気量比は水流量に支配される。そして空気量比の増加は初めの区間と出口付近の区間で著しくなる傾向にある。またスラグ流の流動過程におけるスラグ速度比と空気量比の増加傾向は後者が常に大きい。また、空気量の増加によるスラグ速度の増

加は区間的にみると、空気量が増大したあとの区間で速度増が生じることが明らかとなった。

5. 結 論

水平管路内におけるスラグ流の速度に関する実験結果を検討した。その結果、スラグ流の発生は液相水深とその上部の気相の速度に支配され、またスラグ発生周期は液相の供給量すなわち水位上昇速度に関係し、さらにスラグ速度はトータル容積流速でほぼ一義的に表すことができ、気相の膨張による効果が大きく、管路の末端付近で最大となること等が明らかとなった。

最後に本研究は日本大学学術助成金「国際総合研究」の交付を受けたことを付記する。

参 考 文 献

- 小川 元・田崎道宏・落合 実・遠藤茂勝 (2001): 長距離管路内における液相スラグの流動特性に関する研究, 海洋開発論文集, Vol. 17, pp. 625-630.
- 小川 元・田崎道宏・落合 実・遠藤茂勝 (2001): 水平スラグ流輸送における圧力, 速度特性について, 海岸工学論文集, Vol. 48, pp. 1006-1010.
- 鈴木理仁・落合 実・遠藤茂勝 (2000): 混気圧送水平管における液相スラグの流動特性に関する研究, 水工論文集, 第44巻, pp. 885-890.
- Kordyban, E. S. and Ranov, T. (1970): Mechanism of slug formation in horizontal two-phase flow, Trans. ASME, J. Basic Engng, Vol. 92, pp. 857-864.
- Mishima, K. and Ishii, M. (1980): Theoretical prediction of onset of horizontal slug flow, Trans. ASME, J. Basic Engng, Vol. 102, pp. 441-445.
- Taitel, Y. and Dukler, A. E. (1977): A model for slug frequency during gas-liquid flow in horizontal and near horizontal pipes, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, pp. 585-596.
- Wallis G. B. and Dobson J. E. (1973): The onset of slugging in horizontal stratified air-water flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 1, pp. 173-193.