

垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究*

武石 雅之^{*1}, 世古口 言彦^{*1}
清水 英男^{*2}, 中里見 正夫^{*2}Velocity of Liquid Lumps in Vertical Upward
Gas-Liquid Two-Phase FlowMasayuki TAKEISHI, Kotohiko SEKOGUCHI,
Hideo SHIMIZU, and Masao NAKASATOMI

This paper describes an investigation of liquid lump velocities in vertical upward gas-liquid two-phase flow. Velocities of individual liquid lumps, such as liquid slugs, huge waves, disturbance waves or ephemeral large waves are determined by a computer-aided data-processing method; that is time-varying cross-sectional mean liquid holdups are electrically detected at two axially separated locations of the tube, and each liquid lump velocity is computed using a cross-correlation technique after sorting out individual liquid lumps from the two holdup signals recorded on magnetic tape. It is demonstrated how the mean values of liquid lump velocity and its standard deviations depend on the gas and liquid flow rates and the related flow patterns. Furthermore, histograms of liquid lump velocity and the statistical relation between wave height and velocity are presented.

Key Words: Multiphase Flow, Thermal Engineering, Flow Pattern, Velocity of Liquid Lumps, Ephemeral Large Wave, Liquid Slug, Huge Wave, Disturbance Wave

1. 緒 言

垂直上昇気液二相流において出現する液体塊である液体スラグ、団塊波、じょう乱波および浮遊波は、スラグ流、フロス流、団塊波流およびじょう乱波領域を特徴づけていると考えられる。これらの液体塊は、同一の条件下でも出現するそれぞれの大きさが異なっているだけではなく、速度もまた相違している。著者らの既報の研究⁽¹⁾⁽²⁾によれば、これらの変動特性は、流れに固有のものと考えられる。したがって、これに関する理解を深めることは、流動様式の遷移を論ずるうえで重要と思われる。

本報では、液体塊の速度を気液の流量に関して系統的に調査することに焦点を絞り、液体塊速度の平均値、標準偏差および度数分布と流動様式との関連を検討した結果を報告する。

2. 記 号

 D : 供試管内径 m, mm j_g : みかけの空気速度 m/s j_L : みかけの水速度 m/s l_p : 2つのホールドアップセンサ間隔 m, mm u_c : 相互相関法によって求めた平均速度 m/s u_c : Nicklinらの式によって求めた気体スラグの上昇速度 $=u_L(N/c)$ m/s u_L : 液体塊の移動速度 m/s $\bar{u}_L$: u_L の算術平均値 m/s η_D : 下流側プローブにおける液体ホールドアップ $\bar{\eta}_D$: η_D の時間平均値 η_U : 上流側プローブにおける液体ホールドアップ $\bar{\eta}_U$: η_U の時間平均値 $\eta_{\max}$: 液体塊における液体ホールドアップの最大値 σ_{u_L} : u_L の標準偏差 m/s

3. 実験装置および方法

本実験で使用した供試管は内径 25.8 mm の透明なアクリル製円管で、垂直に設置されている。空気と水(蒸留水)は、それぞれ流量を測定された後、供試管下部の気水混合部に供給され、上向きに流れる。気水は供試管上端の気水分離器で分離され、空気は大気中へ、水は循環ポンプに送り戻される。

液体塊速度は管軸方向に距離 $l_p=25$ mm だけ離して設置した二つのホールドアップセンサの信号を電子

* 昭和 59 年 11 月 28 日 関西支部第 5 回シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和 61 年 11 月 28 日。

^{*1} 正員、大阪大学工学部 (〒565 吹田市山田丘 2-1)。

^{*2} 宇部工業高等専門学校 (〒755 宇部市常盤台)。

計算機処理することによって求めた。液体ホールドアップ（以下ホールドアップと呼ぶ）の測定は図1に示すように定電流法を用いた。定電流電源④で電源電極①間に一定の電流を流し、電源電極間に設けた2組のホールドアップセンサ②でホールドアップ η に対応する電圧信号を検出し、高入力抵抗のアンプ③を通してデータレコーダ⑤に収録した。気相の電気抵抗は液相のそれに比して十分大きく、したがってそのコンダクタンスは無視できるものとする、ホールドアップセンサ測定系の出力電圧 V_c は次式で表すことができる。

$$V_c = c i_c / \eta \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで c は比例定数で、測定系によって異なる値となるため、実験ごとに検定を行った。 i_c は電流値である。データレコーダに収録された電圧信号を5 kHzでA-D変換し、電子計算機によってホールドアップに変換した。ここで、上流側プローブから得られたものを η_u 、下流側プローブから得られたものを η_d とする。

液体塊速度は二つの方法によって求めた。すなわち、相互相関法⁽¹⁾による速度 u_c と液体塊を個々の液体塊存在領域に分割した後、各液体塊速度 u_L を求める方法⁽²⁾である（以後、液体塊存在領域分割法と呼ぶ）。これらの方法は、その詳細がすでに報告されているため、ここでは繰返さない。

本報で取扱う実験データの流量範囲は、見掛けの空気速度 j_o が0.3~30 m/s、見掛けの水速度 j_i が0.05~2 m/sであり、温度は33~35°C、および圧力は1.05~1.3×10⁵ Paである。

4. 液体塊速度の測定結果

4.1 相互相関法による速度の測定結果 相互相関法によって求めた液体塊速度 u_c を気水の合計速度 $j_o + j_i$ に対してプロットしたものを図2に示した。図2は j_i をパラメータにしたもので一点鎖線はNicklinらによる気体スラグ上昇速度の相関式⁽³⁾（以後 $u_L(Nic)$ と書く）を示している。図2から、 $j_i \leq 0.7$ m/sの領域では j_o の増加とともに $u_L(Nic)$ に沿う領域から次第に離れて、極大、極小を経た後、再び増加する傾向となっていることがわかる。 $j_i \geq 1$ m/sではこのような傾向は明らかではない。このようは u_c の傾向は既報の結果⁽¹⁾と一致するもので、管内径 $D=18, 12, 8, 6$ および4 mmの実験においても確認されている⁽⁸⁾⁽⁹⁾。また、 $u_L(Nic)$ に沿う領域（スラグ流およびフロス流）において、 $j_o + j_i$ の増加とともに $u_L(Nic)$ をわずかに上まわる領域がみられる。このような領域は後出の図8に示すように j_i によって異なっており、この特徴は流動模

式と対応している可能性があると考えられる。このことを示唆している例として、 j_o の増加とともに u_c が $u_L(Nic)$ を上まわり始める点の前後の j_o における η の時系列信号がどのように変化しているかを観察する。図3に $j_i=0.1, 0.3$ および0.5 m/sの場合を示した。図には液体塊存在領域分割法によって求めた個々の液体塊速度 u_L の結果も示した。本実験範囲において、 j_o の増加とともに u_c が $u_L(Nic)$ を上まわり始める点は $j_i \leq 1$ m/sの場合にみられた。 $j_i=1$ m/sを除き、すべての j_i において図3にみられるように液体スラグ内のボイド率の急増が観察された。このことは後出の図7の η_{max} にも観察される（図7に実線で境界を示した）ように、この境界より大きな j_o においては η_{max} がほとんどの液体スラグにおいて1より小さくなっていくことにも表れている。このような u_c の特徴と液体スラグのボイド率の変化の対応関係についてはさらに詳細な検討が必要であろう。

4.2 液体塊の平均速度 $\bar{u}_L$ と標準偏差 σ_{u_L} ⁽⁴⁾ 上

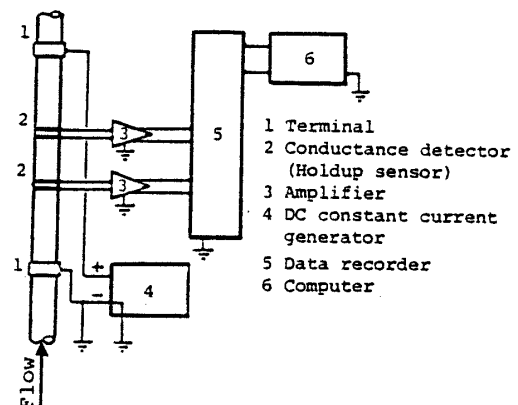


図1 液体ホールドアップ測定法概略

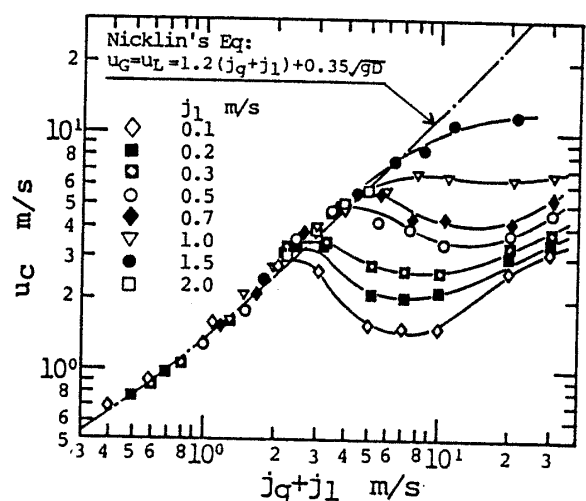


図2 相互相関法によって求めた平均速度 u_c

記のような平均速度 u_c を有する流れがどのような速度変動特性をもつ液体塊群によって構成されているかを検討するために、液体塊存在領域分割法⁽²⁾を用いて個々の液体塊速度 u_L を求めた。平均値 $\bar{u}_L$ と標準偏差 σ_{u_L} を図4に示した。 $\bar{u}_L$ は u_c とほぼ同様の傾向をとるが、図4において σ_{u_L} が最大となる付近においては $u_c < \bar{u}_L$ となったことを付記する。 σ_{u_L} は $j_1 = 1.5$ m/s を除けばいずれも $j_0 = 5 \sim 10$ m/s において最大値を有している。このことをより定量的に表すために、図5に $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ の j_0 に対する変化を示した。 $\bar{u}_L$ に対する速度変動の割合は流れの様相を推察するうえで重要な情報になりうると考えられる。本実験範囲においては、 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ は 0.04~0.71 となった。一例として $j_1 = 0.3$ m/s の場合について示すと次のようになる。 j_0 が 0.3, 0.5 および 1 m/s では約 0.15 となる。 j_0 が 2 m/s になると $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ は増加し始め 0.24 となる。 $j_0 = 3$ m/s では 0.44 となっている。 $j_0 = 3$ m/s において、図4にみられるように $\bar{u}_L - \sigma_{u_L}$ の値が明らかに $u_L(Nic)$ より下まわっているが、この領域における液体塊の挙動パターンの観察結果⁽⁶⁾、界面構造の測定結果⁽⁷⁾ および後出の図7から $j_0 = 3$ m/s においては明らかに団塊波の出現がみられる。他の j_1 についても同様なことがいえることから $\bar{u}_L - \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ に沿う領域から離れ始める点は、団塊波の出現開始領域と考えられる。 $j_0 = 5$ m/s では 0.71 となり、 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ の最大値となる。この領域は主に団塊波によって構成されているが、液体スラグが残存している可能性はある。 $j_0 = 7$ m/s では $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ は減少し 0.6 となる。この領域は、図4において $\bar{u}_L + \sigma_{u_L}$ の値がすでに $u_L(Nic)$ を下まわっていること、ならびに後出の図7で示すように u_L の度数分布の液体スラグに対応するピークが消失していることから、団塊波領域に移行したと考えられる。著者らの既報の研究⁽⁷⁾ では、 $j_1 = 0.3$ m/s において、 $j_0 = 5$ m/s ま

では液体スラグが存在し、 $j_0 = 7$ m/s では液体スラグが存在しないという結果が得られている。このことから $\bar{u}_L + \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ から離れ始めて下まわる点は、

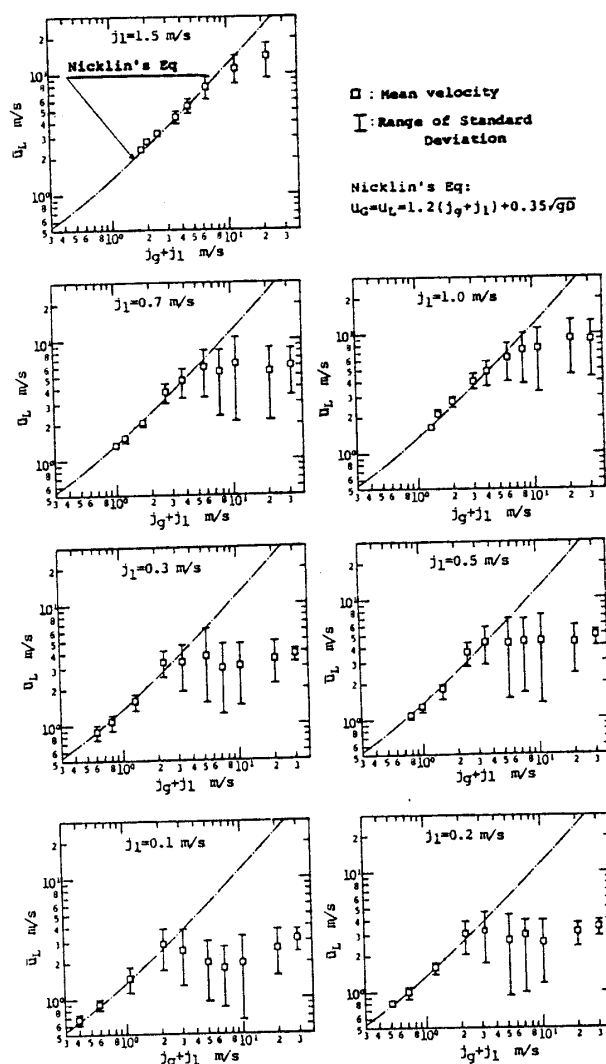


図4 液体塊の平均速度 $\bar{u}_L$ と標準偏差 σ_{u_L}

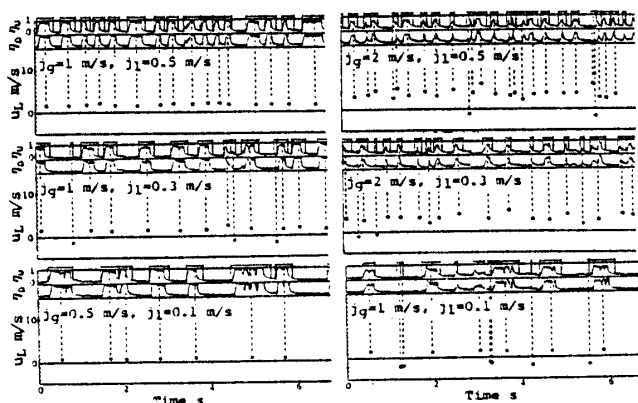


図3 u_c が $u_L(Nic)$ を上まわり始める点の前後の j_0 における η 信号の比較

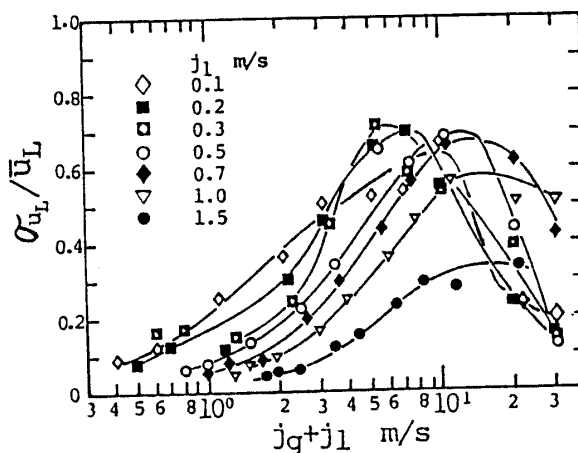


図5 液体塊速度の標準偏差 σ_{u_L} と平均値 $\bar{u}_L$ との比

液体スラグの消滅点, すなわち典型的な団塊波領域への移行点である可能性が高いと考えられる。 $j_g=10$ m/sでは $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L=0.43$, $j_g=20$ m/sでは0.38となり, $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値はさらに減少する。 $j_g=30$ m/sでは0.13となり, じょう乱波領域ではこの程度の値であることがわかる。

次に, 本実験の全流量範囲における $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値を $j_g-\bar{u}_L$ 軸上に記し, 等 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 線を描いたものを図6に示す。図から, 本実験範囲における速度変動値の推移を観察することができる。 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値の高い団塊波領域を中心としてその両側では次第に小さくなっていることがわかる。

4.3 液体塊速度 u_L と η_{max} の関係およびその度数分布 液体塊速度と相分布の対応を検討する試みの一つとして, 液体塊速度 u_L と液体塊の最大波高に対応する液体ホールドアップ η_{max} との関係を図7に示した。図7は $j_g=0.3, 0.5, 1, 2, 3, 5, 7, 10, 20$ および30 m/s, $j_L=0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7, 1$ および1.5 m/sの結果を示している。図には u_L と η_{max} の度数分布も示している。一点鎖線は $u_L(Nic)$ を表している。 j_g の増加に伴って u_L と η_{max} の傾向は次のようになる。

(1) j_g が比較的小きな値では(4.1節参照), u_L の平均値(ただし, 逆流液体塊は除く) $\bar{u}_L$ は $u_L(Nic)$ とほぼ同じ値となる。

(2) (1)の領域から j_g を増加させると η_{max} , u_L ともに比較的小きな液体塊が出現し, u_L の度数分布が双峰性を呈し始める。すなわち, $u_L(Nic)$ 付近に存在する液体スラグの度数分布のピーク(以後第1のピークと呼ぶ)の下方に第2のピークが現れ始める。これはフロス領域ならびにフロス-環状流の遷移領域(団塊波領域)の流れを特徴づける団塊波の速度に対応するものと考えられ, この領域は4.2節で述べた $\bar{u}_L-\sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ より下まわり始める点とほぼ一致している。

(3) u_L と η_{max} の比較的小きな液体塊(団塊波)の割合が増加し, u_L と

η_{max} にある程度の相関がみられるようになる。すなわち, 波高の大きな液体塊は比較的大きな速度を有する可能性が高いことが示されている。また $u_L(Nic)$ よりもかなり大きな速度の液体塊を含む領域も存在する。

(4) 度数分布における第2のピーク(団塊波と浮遊波に相当する)が第1のピークより大きくなる。

(5) 第1のピークが消失し, 第2ピークのみとなり, 団塊波領域に入っていると考えられる。さらに j_g を増加させると第2ピークの下方に第3ピークを有する領域が現れてくる($j_L \leq 0.5$ m/s, $j_g \geq 20$ m/s)。この第3のピークは, 先行するじょう乱波から生成し, 後続のじょう乱波に吸収されるパターンを有する浮遊波⁽⁵⁾⁽⁶⁾に対応するものと考えられる。

以上, j_g の増加に伴う u_L の度数分布の遷移について述べたが, $j_g=30$ m/s, $j_L=0.1$ m/sにみられるじょう乱波領域と $j_g=30$ m/s, $j_L=1$ m/sにみられるWispy annular flowの u_L の度数分布の違いを付記すれば次のようになる。じょう乱波領域では液体塊を速度, 波高ともに比較的大きなじょう乱波と速度, 波高ともに比較的小きな浮遊波の2群に分類することが可能と思われる(リップルは本報では対象としていない)。じょう乱波領域における浮遊波の存在は既報⁽⁵⁾⁽⁶⁾において明らかにされている。図5の度数分布は, じょう乱波の速度が比較的均一であることを示している。一方, Wispy annular flow領域ではじょう乱波領域のじょう乱波に対応する部分の偏差が大きくなり,

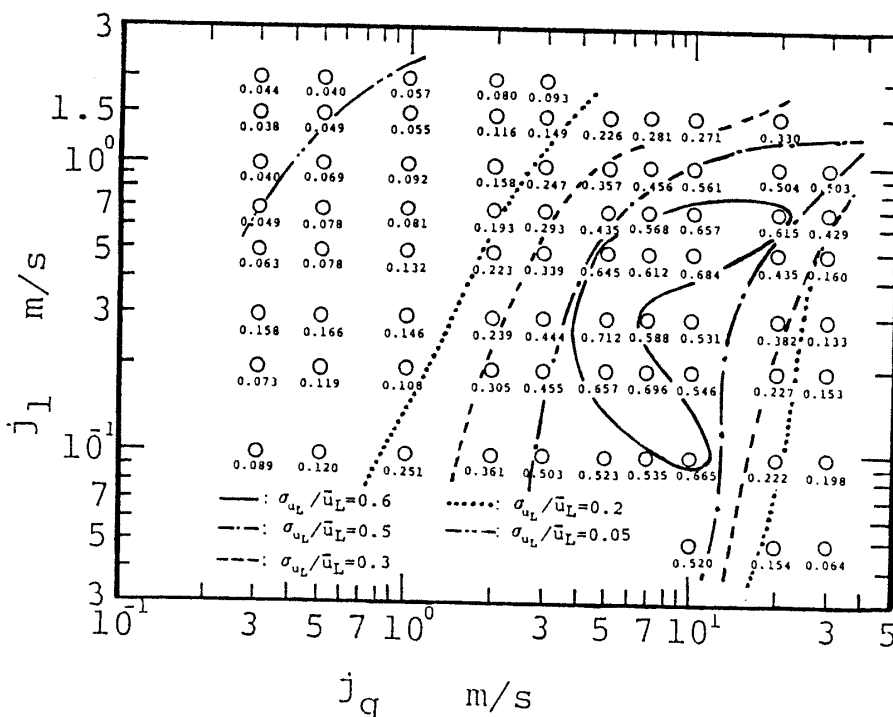


図6 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値と等 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 線図

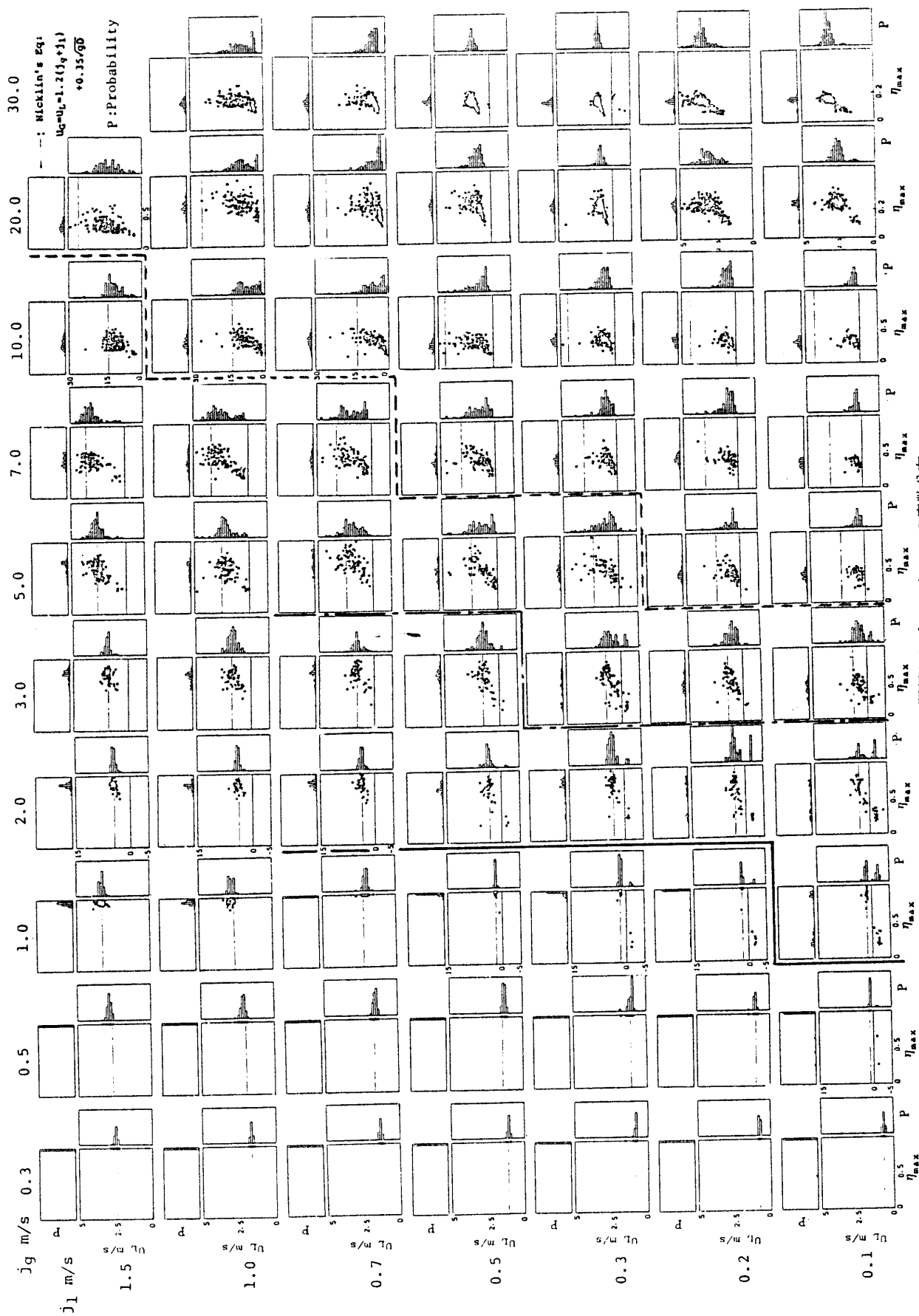


図7 u_L と $\eta_{\max}$ の関係ならびに u_L と $\eta_{\max}$ の度数分布
 —: u_L が $u_L(N_{ic})$ より大きく下り始める線, ---: $u_L + \sigma_{u_L}$ が $u_L(N_{ic})$ より下り始める線

団塊波の性格を有する液体塊が存在しているものと考えられる。前出の図6において、 $j_g=30$ m/s, $j_l=1$ m/sにおける $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値は団塊波流と同程度の値を示していることから、この流れは団塊波の範ちゅうに含まれる可能性はあるが、Wispy annular flow領域の液体塊の特徴に関してはさらに検討が必要であると考えられる。

4.4 液体塊速度の遷移から判別した流動様式

液体塊速度の特性（平均値、標準偏差、分布）は、気水の流量組合せによって複雑に変化している。このことは液体塊速度の特徴を通じて流動様式の判別が可能であることを示している。本節では液体塊速度の遷移と流動様式との対応を検討するため、本実験結果から得られた次の5つの曲線を図8に示す。

- ① j_g の増加に伴って u_c が $u_L(Nic)$ より大きくなり始める線。
- ② j_g の増加に伴って u_L の度数分布が双峰性を呈し始める線（ $\bar{u}_L - \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ に沿う領域から下まわり始める線とほぼ一致する）。
- ③ j_g の増加に伴って u_c が $u_L(Nic)$ より小さくなり始める線。
- ④ j_g の増加に伴って $\bar{u}_L + \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ より小さくなり始める線。
- ⑤ u_L の度数分布において第1のピーク（液体スラグに相当する）が消失する線。

以上の曲線について流動様式との対応を考察する。曲線①は4.1節で述べたように液体スラグのボイド率が急増する領域と対応しているが、 $j_l \geq 1$ m/sの領域においてこの傾向は明らかでなく、 j_g の小さな領域からすでに $u_L(Nic)$ をわずかに上まわっている。曲線②は4.2節および4.3節の(2)で示したように団塊波の出現を示しており、団塊波領域への移行開始点である。この曲線と曲線④で囲まれる領域は、液体スラグ、団塊波および浮遊波が混在し、これらはまた図5とともに示したように幅広い速度成分を有しているため、複雑な流動様相を呈している領域と考えられる。図6に示した等 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 線図によれば、曲線②は $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L = 0.3$ の曲線とほぼ一致している。曲線③では団塊波の速度が u_c に影響してくる領域を示しており、平均値としての u_c がこのように液体スラグ速度の傾向から離れることから、この曲線以降を団塊波領域と考えるのが適当と思われる。したがって、曲線②と③に囲まれる領域は団塊波領域への移行開始領域となる。団塊波は同一の流量条件下においても幅広い移動速度を有するものが存在しており、フロス流ならびにフロス-環状流領域を特徴づける液体塊である。曲線④と⑤は、こ

の付近で液体スラグが消滅することを示しており、典型的な団塊波領域への移行を意味している。図6によれば、曲線④、⑤付近の $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ 値は0.5~0.7程度の高い値を示している。

5. 結 言

(1) 垂直上昇気液二相流の液体塊の平均速度を相互関係法によって求めた。この速度 u_c は見掛けの空気速度 j_g の増加に伴ってNicklinの式で表される気体スラグ速度に沿う領域から、Nicklinの式をやや上まわり、その後Nicklinの式を下まわって極大、極小値を経て再び増加する傾向となることを示した。

(2) 既報の液体塊存在領域分割法を用いて液体塊速度 u_L を算出した。平均速度 $\bar{u}_L$ と標準偏差 σ_{u_L} を求め、それらの遷移の状態を調査した。また、 $\sigma_{u_L}/\bar{u}_L$ を算出した結果、スラグ流における0.04から団塊波流における0.71までの変動幅を有することが明らかとなった。

(3) 液体塊の最大波高に対応する液体ホールドアップ η_{max} と u_L の関係を $\eta_{max}-u_L$ 軸上に示した。さらに u_L の度数分布、 u_c 、 $\bar{u}_L$ および σ_{u_L} と流動様式との

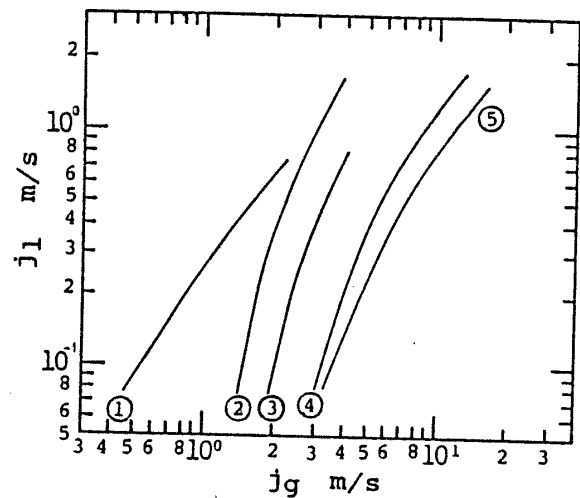


図8 液体塊速度の遷移から判別した流動様式線図

- ① j_g の増加に伴って u_c が $u_L(Nic)$ より大きくなり始める線
- ② j_g の増加に伴って u_L の度数分布が双峰性を呈し始める線（ $\bar{u}_L - \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ に沿う領域から下まわり始める線とほぼ一致）
- ③ j_g の増加に伴って u_c が $u_L(Nic)$ より小さくなり始める線
- ④ j_g の増加に伴って $\bar{u}_L + \sigma_{u_L}$ が $u_L(Nic)$ より小さくなり始める線
- ⑤ u_L の度数分布において第1のピーク（液体スラグに相当する）が消失する線

対応について検討した。この結果、 u_L の度数分布においてみかけの空気速度の増加とともに、 $u_L(N_{ic})$ を中心とした第1のピークの下に第2のピークが現れ始める領域は、 $\bar{u}_L - \sigma_{u_L}$ が $u_L(N_{ic})$ より下まわり始める領域とほぼ一致していること、既報の結果からこの領域が団塊波の出現開始領域であること、また、 $\bar{u}_L + \sigma_{u_L}$ が $u_L(N_{ic})$ より下まわり始める領域と度数分布における第1のピークが消失する領域は、液体スラグが消失する領域と対応することがわかった。

終わりに本研究の遂行にご協力いただいた八尋和広(川崎製鉄)、岡田茂(当時九大院生)の両氏に謝意を表す。本計算は九州大学中央計数施設ならびに大型計算機センタを利用したことを明記し、合わせて謝意を表

す。

文 献

- (1) 世古口・ほか4名, 機論, 49-437, B (昭58-1), 91.
- (2) Sekoguchi, K., ほか3名, *Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows*, (1984), 459, Springer.
- (3) Nicklin, D. J., ほか2名, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 40-1(1962), 61.
- (4) 世古口・ほか2名, 第20回伝熱シンポジウム講義集, (昭58), 328.
- (5) Sekoguchi, K., ほか2名, *PCH Phys. Chem. Hydrodyn.*, 6-1/2(1985), 239.
- (6) 世古口・ほか4名, 機論, No. 844-10(昭59-11), 69.
- (7) 世古口・ほか2名, 機論, No. 864-2(昭61-11), 1.
- (8) 世古口・ほか2名, 機論, No. 814-11(昭56-11), 17.
- (9) 世古口・ほか4名, 機論, No. 864-2(昭61-11), 93.