

532.529 : 532.595

## 気液二相流系の脈動形不安定流動\*

(第 1 報, 圧力降下振動)

赤川浩爾\*\*, 小沢 守\*\*\*, 坂口忠司\*\*

塚原敏郎\*\*\*\*, 藤井照重\*\*

## 1. 緒 言

蒸気発生器を始めとする種々の沸騰二相流系の不安定流動については数多くの研究<sup>(1)</sup>が行われ, 各種機器における不安定流動の発生条件をある程度まで予測することが可能<sup>(2)</sup>になっている. しかしながら気液二相流の流動特性の非線形性に起因する種々の脈動形不安定流動についての研究は少なく, またそのメカニズムも十分に解明されていないのが現状である. これを解明するためには二相流の流動機構にまで立ち入った詳細な検討, たとえば坂口ら<sup>(3)</sup>の過渡流動特性に関する研究も必要であろう.

本一連の研究は気液二相流の流動様式と圧力損失の関係が極めてめいりょうな毛細管を用いて脈動形不安定流動を含む種々の動的挙動を解明することを目的とした, 気液二相流のダイナミクスの基礎的研究である. 本第 1 報では脈動形不安定の実験結果について述べ, 次報以下では過渡応答特性などについて報告する.

毛細管での気液二相流の定常特性については水平流について Suo ら<sup>(4)</sup>, 赤川ら<sup>(5)</sup>, 垂直流について大矢<sup>(6)</sup>の一連の研究によってかなり詳細に調べられ, 流動様式と圧力損失の間に一定の関係があることが明ら

かにされた. また圧力損失の静特性の負こう配域においては上流に圧縮性容量が存在するときに脈動形不安定流動が発生することが赤川ら<sup>(7)</sup>, 大矢<sup>(8)</sup>によって明らかにされているが, 圧縮性容量が概して小さいとかテスト管が短いとか種々の問題点があり, 実験的にも理論的にも十分解明されたとは言えない. また蒸発管系においては上流側の圧縮性容量と系の負性抵抗特性の動的干渉によって圧力降下振動が発生しうるが<sup>(9)(10)</sup>, そのメカニズムと毛細管における脈動形不安定流動のメカニズムは同じなのかどうかについてはまだ十分検討されていない.

本第 1 報においては内径 3.18 mm と 1.99 mm の 2 種類のガラス管をテスト管とし, 空気供給側に管内容積  $V_p$  に比べてはるかに大きな容積  $V$  のタンク ( $V/V_p=23.6\sim 529$ ) を設けた装置を用いて脈動形不安定流動のリミットサイクルと圧力損失の静特性の関係, 流動様式の変化, 周期, 位相面軌道などについて調べた結果について報告する. さらにこの不安定流動が上流側の圧縮性容量と負性抵抗特性を有する管路との動的干渉によって生じたもので圧力降下振動<sup>(10)</sup>と同じメカニズムであることを明らかにし, 系を集中定数系とした簡単な解析を行って, この脈動の定性的説明および周期の無次元整理を行う.

## 2. 実験装置と実験方法

2.1 実験装置 図 1 に実験装置の概略が示されている. 装置の主要部はオーバフロータンク①, 圧縮機④, 混合部③, 圧縮性容量③, テスト部⑨からなる. 水はオーバフロータンク①から流量調節弁  $V_1$  を通って混合部③へ導かれる. 空気は圧縮機④から減圧弁⑤, 臨界ノズル⑥を通り, 混合部③へ導かれる. 混合部

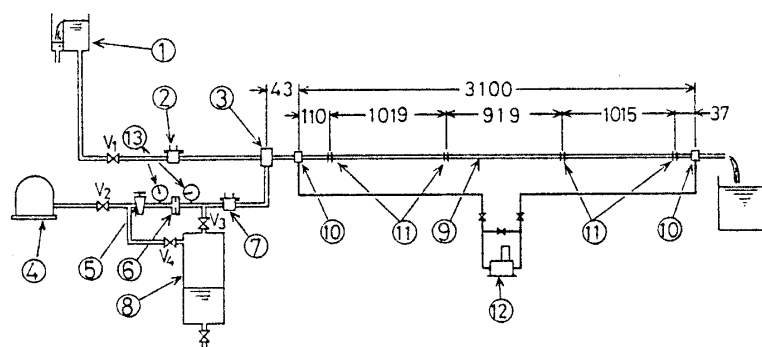


図 1 実験装置

\* 昭和 53 年 8 月 30 日 第 901 回講演会において論文講演として講演, 原稿受付 昭和 53 年 3 月 15 日.

\*\* 正員, 神戸大学工学部.

\*\*\* 正員, 大阪大学工学部 (〒565 吹田市大字山田上).

\*\*\*\* 学生員, 神戸大学大学院.

では空気は注射針を用いたノズルから水流中へ吹きこまれ、二相流が形成される。混合部を出た二相混合物は水平に設置されたガラス製の毛細管のテスト部⑨を通り、大気中へ放出される。テスト部としては内径  $D=3.18\text{mm}$  と  $D=1.99\text{mm}$  の2種類を用い、差圧測定区間はそれぞれ  $3.10\text{m}$  と  $3.08\text{m}$  である。テスト部の管内面は十分滑らかで層流域の摩擦係数は  $64/R_e$  に一致している。なお図1に示されているのは  $D=3.18\text{mm}$  の場合で、管の外壁にポイド率変動測定用電極が管長に沿って4箇所に取付けられている。 $D=1.99\text{mm}$  の場合の電極の間隔は  $D=3.18\text{mm}$  の場合と少し異なるが、ほぼ同様の配置である。圧縮性容量⑧は臨界ノズル⑥とホットワイヤプローブ⑦の間にバルブ  $V_3$  を介して系に接続されている。なおバルブ  $V_4$  を含む空気管路は圧縮性容量の予圧のためのものである。水流量はバルブ  $V_1$  によって設定され、テスト部出口でメスシリンダによって直接測定され、また各実験の前に検定して用いるホットフィルムプローブ②とホットフィルム流速計によっても測定される。なおバルブ  $V_1$  での圧力損失が十分大きいので、過渡状態でも水の供給量は一定に保たれる。空気流量は減

圧弁⑤によって臨界ノズル⑥の上流の圧力を設定することにより一定に保たれる。空気流量もまた出口で直接にメスシリンダによって測定されるとともにホットワイヤプローブ⑦とホットワイヤ流速計によっても測定される。テスト部差圧はベローズ形差圧計⑫と動ひずみ計により測定され、ポイド率変動は電極⑪と微小変位計によって検出される。ホットフィルム流速計、ホットワイヤ流速計、動ひずみ計、微小変位計の各信号は電磁オシログラフによって連続記録される。なお⑩は圧力タップ、⑬はブルドン管圧力計である。

**2.2 実験方法** 各実験の手順は次のとおりである。まずホットフィルムプローブ、ホットワイヤプローブの検定を行う。次に水単相流の摩擦損失を測定し、管内面に変化がないことを確認する。そしてバルブ  $V_3$  を閉じた状態で水流量を所定の値に設定し、空気流量を順次変化させて圧力損失の静特性を求める。次に空気流量を圧力損失特性の負こう配域の所定の値に設定し、バルブ  $V_3$  を開いて系に圧縮性容量を連結する。そして発生する脈動が定常的になった時点で各種測定記録を行う。なお圧縮性容積はタンク中へ水を入れることによって変えられる。一連の測定が終了すると再び水単相流の摩擦損失を測定して管内面状態の変化の有無を調べる。以上の実験を1シリーズとし、 $D=3.18\text{mm}$  の場合について4シリーズ、 $D=1.99\text{mm}$  の場合について3シリーズ実験を行った。なお実験条件は各相の容積速度  $w_{10}$ ,  $w_{20}$  に対して、 $D=3.18\text{mm}$  の場合、 $w_{10}=0.0945\sim 0.403\text{m/s}$ ,  $w_{20}=0\sim 1.1\text{m/s}$ ,  $D=1.99\text{mm}$  の場合、 $w_{10}=0.0965\sim 0.289\text{m/s}$ ,  $w_{20}=0\sim 1.2\text{m/s}$  である。また水温は  $13\sim 15^\circ\text{C}$  である。

### 3. 圧力損失の静特性と流動様式の関係

毛細管中の気液二相流の圧力損失の静特性についてはすでに詳細に検討<sup>(9)</sup>しているのので、ここでは主として流動様式との関係について述べる。

図2に圧力損失  $\Delta p$  と二相流の容積速度  $w_{10}+w_{20}$  との関係の一例が示されている。これによると  $w_{10}=0.189, 0.277, 0.403\text{m/s}$  のいずれの場合も  $w_{10}+w_{20}$  の増加とともに  $\Delta p$  が増加する領域(I)、減少する領域(II)、再び増加する領域(III)がある。領域(I)では管断面をほぼ満たす、長さが管径のオーダーの小気ほう連続して存在する流動様式(細管気ほう流と呼ぶ)であり、領域(III)では長さが管径に比べてはるかに長い気体スラグと液体スラグが連続する流動様式(細管スラグ流と呼ぶ)であり、本実験においては  $w_{20}$  が大きいときに気体スラグ長さは  $1\text{m}$  あま

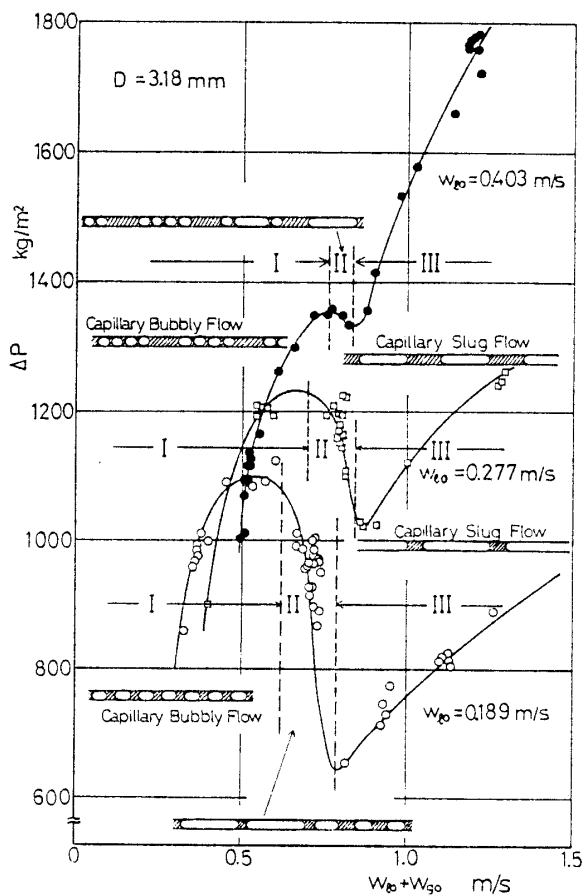


図2 圧力損失の静特性

りにも達する場合があった。そしてさらに  $w_{g0}$  が大きくなると環状流になる。領域(II)においては臨界ノズルから混合部までの空气管路の圧縮性容積(14cm<sup>3</sup>)の存在のために図4に示すような脈動が存在し、領域(I)と(III)の流動様式が交互に出現する。なお図中の領域(II)の実験値は平均値である。そして  $w_{i0}$  の増加とともに領域(II)は小さくなることが認められる。また領域(III)の流動様式はいずれの  $w_{i0}$  に対しても気体スラグと液体スラグは比較的規則的に並んでいるが、領域(I)では  $w_{i0}=0.189, 0.277$  m/s の場合においては気ほうが同一ピッチで規則的に並んでいるのに対して、 $w_{i0}=0.403$  m/s の場合には図に示されているように4~5個ずつ一群となって流れる。以上の圧力損失の静特性および流動様式は既報<sup>(5)</sup>で述べたものと同様である。なおこのような流動様式と圧力損失の静特性の間の対応関係は井上ら<sup>(11)</sup>の  $D=20$  mm 程度の太い垂直管での実験、大矢<sup>(3)</sup>の毛細管での実験においても明らかにされている。本研究の領域(I)は井上らの気ほう流域、大矢の気ほう流、単純形スラグ流、うるこ状スラグ流域、領域(III)は井上らのスラグ流、環状流域、大矢の環状流域、そして領域(II)は大矢のフロス流域に対応している。

#### 4. 脈動波形

図3は本実験で得られた脈動形不安定流動時の空気

流速変化とテスト部差圧変化の1サイクルの波形例である。これらの波形は空気の平均容積速度  $\bar{w}_{g0}$  が 0.534 m/s であり、領域(II)のほぼ中央に設定されていて、圧縮性容量がバルブ  $V_3$  を開いて系につながれた場合に得られたものである。脈動の周期はかなり長く 200~300 秒程度であり、圧縮性容積  $V$  の大きいほど長く、また振幅もかなり大きい。  $V=4070$  cm<sup>3</sup> の場合について述べると、まず  $w_{g0}$  が減少し(C)極小値に達したのち徐々に増加(D)していき、(A)で急激に増加して極大値に達し、そして高周波数の振動を生じながら減少(B)して再び(C)で急速に減少する。一方差圧は  $w_{g0}$  が(C)(D)(A)の範囲で増加、(B)の範囲で減少する。(A)(B)の部分では  $\Delta P, w_{g0}$  ともに振動しているのはテスト部の流動様式が細管スラグ流になっているためであり、(D)の部分では細管気ほう流である。また流動様式の遷移は(C)と(A)の初期において生じる。 $V$ の値が異なる場合においても  $V=4070$  cm<sup>3</sup> の場合と同様である。 $\Delta P$  と  $w_{g0}$  の変動の位相は少しずれている。

圧縮性容量が系に接続されていない場合(バルブ  $V_3$  を閉じた場合)であるが、ホットワイヤプローブの取付けなどの配管の都合上、圧縮性容積  $V=14$  cm<sup>3</sup> が存在する)に発生する脈動形不安定流動の波形の一例が図4に示されている。この場合も  $\bar{w}_{g0}=0.534$  m/s で、領域(II)のほぼ中央にある。このように圧

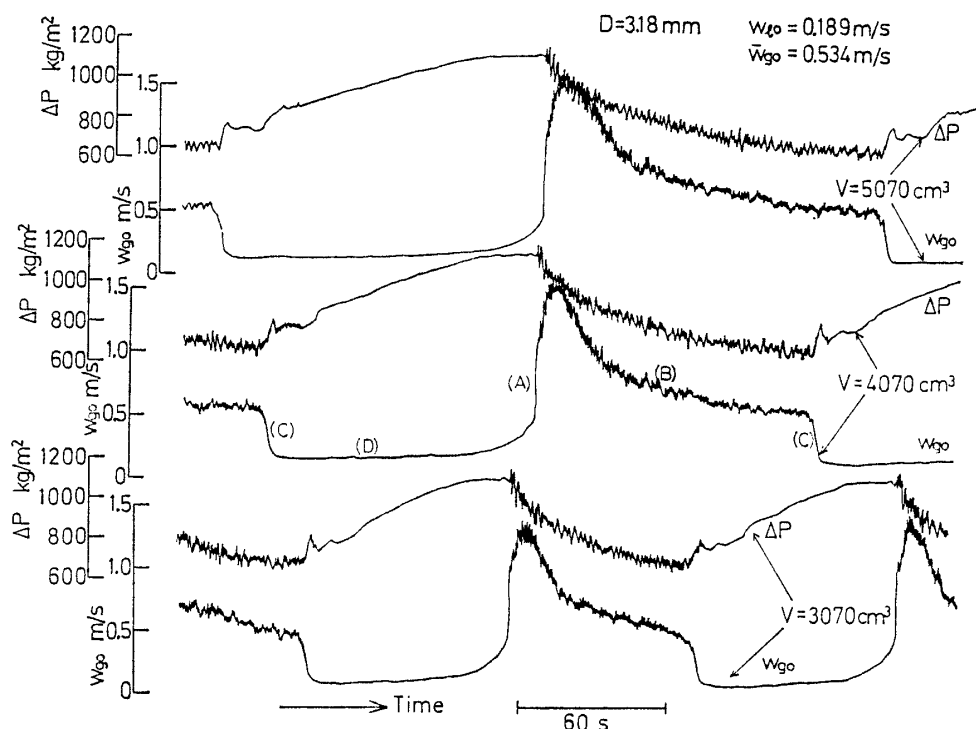


図 3 脈動形不安定流動の波形

力損失の静特性の負こう配域に設定点が存在する場合には極めて小さな圧縮性容量であっても脈動が生じる。したがって二相の混合を伴う管路系においては脈動が発生する可能性がある。図4においては水の容積速度  $w_{l0}$  は 0.189 m/s に保たれているのに対して、空気の容積速度  $w_{g0}$  と差圧  $\Delta P$  は増加、減少を繰返している。そして  $w_{g0}$  と  $\Delta P$  の変動の位相は少しずれている。またボイド信号は上流側の圧力タップから  $Z=110$  mm, 1129 mm, 2048 mm, 3063 mm の位置のものであり、小振幅の高周波数の変動の部分は細管気ほう流に対応している、大振幅の変動の部分は細管スラグ流に対応している。ここに示した例では  $w_{g0}$  が増加し始めるとまず出口で細管スラグ流が形成され、ついで入口側から細管スラグ流が流入してきて順に下流に向かって流れていくのが認められる。出口で最初に細管スラグ流が形成されるのは小気ほう流が合体することによるが、実験条件によってはこの気ほう流の合体が生じない場合もあった。また  $w_{g0}$  が減少し始めると上流から順々に細管気ほう流に遷移していく。

5. リミットサイクルと流動様式の関係

図3に示されているような脈動波形の各瞬間における  $w_{l0} + w_{g0}$  と  $\Delta P$  の関係を、1サイクルにわたってつないで得られたリミットサイクルが図5の  $\Delta P - w_{l0} + w_{g0}$  平面上に示されている。リミットサイクルは圧力損失の静特性の正こう配域 [図2の領域 (I)(III)] では静特性曲線にほぼ沿って変化し、静特性の負こう配域 [領域 (II)] では逸走が生じている。図中の記号 A~Dは図3の A~D にそれぞれ対応する状態であ

る。リミットサイクルに沿って、流動様式は  $w_{l0} = 0.189$  m/s の場合、細管気ほう流→遷移(1)→細管スラグ流→遷移(2)→細管気ほう流と変化する。遷移(1)では出口側から気ほう流の合体による遷移が進行し、入口側から細管スラグ流が流入してくることによって流動様式の遷移が生じ、遷移(2)では細管気ほう流が流入してきて遷移が進行することが観察された。  $w_{l0} = 0.403$  m/s の場合、領域(II)は  $w_{l0} = 0.189$  m/s の場

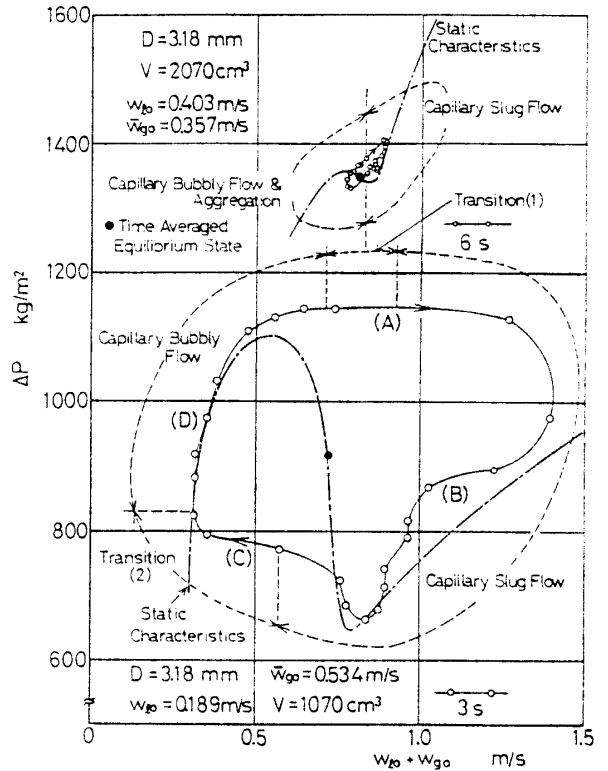


図5 リミットサイクルと流動様式の関係

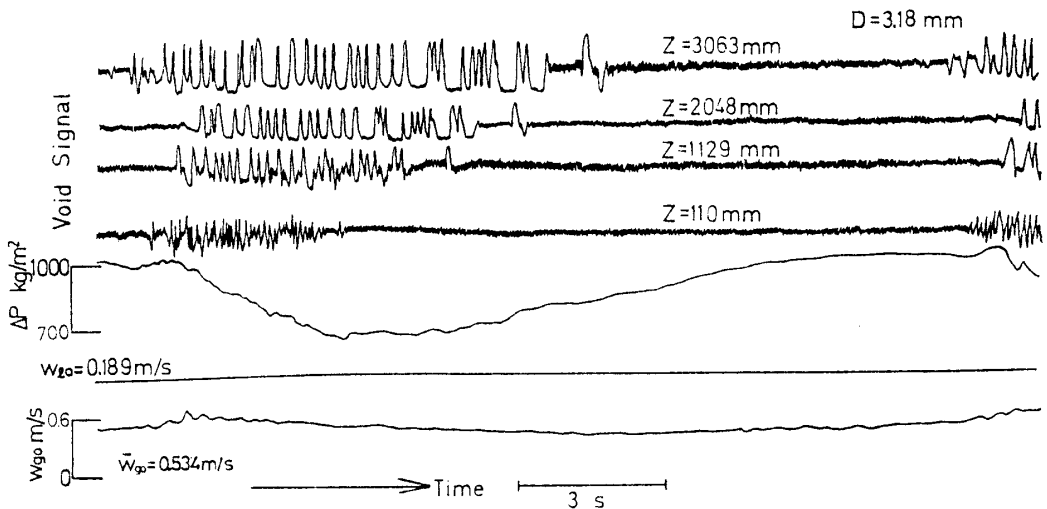


図4 脈動形不安定流動の波形

合に比べてかなり小さく、リミットサイクルも小さい。またリミットサイクルに沿う流動様式の変化は図に示されるように二つの領域に分かれていて、一つは細管スラグ流であり、他の一つは管の上流で細管気ほう流であり下流で気ほうが合体して細管スラグ流を形成する領域である。

図 6 に  $V=14\text{ cm}^3$  すなわち圧縮性容量を系から分離した場合の脈動形不安定流動のリミットサイクルが示されている。流動状態はリミットサイクル上に示されている矢印の方向に変化し、流動様式は細管気ほう流→遷移 (1)→細管スラグ流→遷移 (2)→細管気ほう流と変化する。遷移 (1) では図 5 の場合と同様に気ほうの合体による細管スラグ流への遷移と流入による遷移が同時に進行し、遷移 (2) では流入のみによる細管スラグ流から細管気ほう流への遷移が進行する。以上のような傾向は  $D$  および  $w_{i0}$  の異なる他の実験条件においても認められた。

なお図 3 に示されている脈動波形および図 5 に示さ

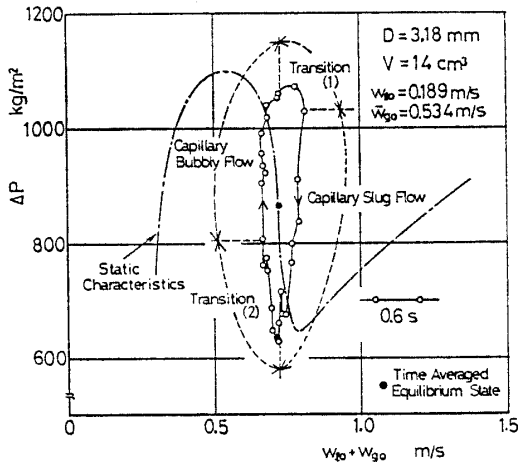


図 6 リミットサイクルと流動様式の関係

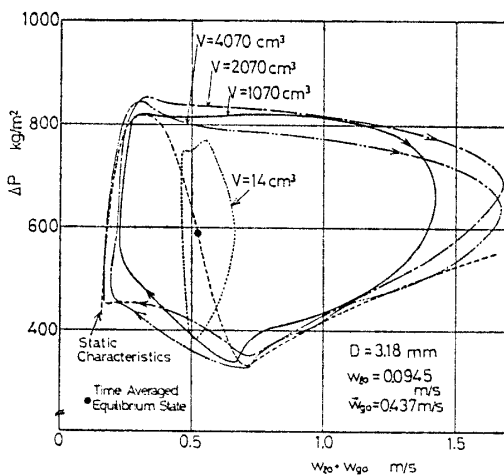


図 7 圧縮性容積の影響

れているリミットサイクルは、蒸発管系において観察された圧力降下振動<sup>(10)</sup>と非常によく似ている。また圧縮性容積の増大とともに周期が長くなる傾向も圧力降下振動と一致する。本研究においては系は非加熱で、しかも  $w_{i0}$  は一定で  $w_{g0}$  のみが増加する点が蒸発管系の場合とは異なっている。しかしいずれの場合も  $w_{g0}$  あるいは質量流量の増加とともに圧力損失の減少する、いわゆる負こう配域で発生した脈動であることから、本研究で対象としている脈動形不安定流動は蒸気管系の場合と同様に気液二相流の負性抵抗特性と上流の圧縮性容量の動的干渉によって発生した圧力降下振動である。

### 6. リミットサイクルに及ぼす各種パラメータの影響

**6.1 圧縮性容積の影響** 図 7, 8 は  $\Delta P-w_{i0}-w_{g0}$  平面上の脈動形不安定流動 (圧力降下振動) のリミットサイクルに及ぼす圧縮性容積  $V$  の影響を示している。 $V=14\text{ cm}^3$  すなわち、圧縮性容量を系から分離した場合には、リミットサイクルは平均作動点のまわりに、主として圧力損失の静特性の領域 (II) の付近に存在する。 $V$  が大きくなるにつれてリミットサイクルは静特性の領域 (I) (III) に接近していき、 $V=4070\text{ cm}^3$  の場合にはリミットサイクルは圧力損失の静特性の領域 (I) (III) の曲線とほとんど一致している。

図 3 に示されているような  $w_{g0}$  の記録を 6~12 秒間隔で読みとり、ある時刻  $t$  における  $w_{g0}|_t$  と  $\delta t$  秒後の  $w_{g0}|_{t+\delta t}$  からその時間での平均の変化速度 (加速度) は  $(w_{g0}|_{t+\delta t} - w_{g0}|_t) / \delta t$  で与えられる。図 12 に示されているように周期は読みとり間隔に比べてかなり長く、したがって  $\delta t$  秒での平均の変化速度は

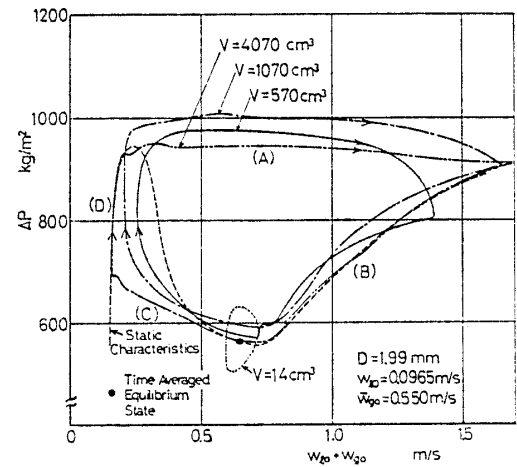


図 8 圧縮性容積の影響

近似的に  $w_{g0}$  の時間微分 (本研究においては  $w_{i0}$  は一定に保たれているため,  $w_{i0}+w_{g0}$  の時間微分に等しい) に等しい. 図 9 に  $d(w_{i0}+w_{g0})/dt$  が  $\delta t$  秒間での平均の  $w_{i0}/(w_{i0}+w_{g0})$  に対して, 1 サイクルにわたって示されている. なお  $w_{i0}/(w_{i0}+w_{g0})$  は気液間のスリップを 1 とした場合のホールドアップ (1 - (ボイド率)) で, 管内容積と水の密度を乗ずると近似的にテスト部管内の質量になる. 図 9 の各曲線は図 8 の各曲線に対応している. 図中の記号 A~D は図 8 の A~D にそれぞれ対応する状態で,  $w_{i0}+w_{g0}$  の大きい側への逸走 (A) → 静特性の領域 (III) (B) → 低流速側への逸走 (C) → 静特性の領域 (I) (D) の順に流動状態は変化する. 一般にホールドアップ (質量) が小さいところでは加速度の絶対値は大きく, ホールドアップが大きいところでは加速度の絶対値は小さい. 加速度の絶対値が大きいほど現象の非定常性が強いことを示している. そして  $V$  のどの値の場合も (A) の部分における方が (C) の部分におけるよりも速く状態が変化しているが, これは平均作動点が圧力損失の静特性のどこに位置しているかによって変化するもので, これについては 6.2 節で述べる. また  $V$  が大きいほど (B) と (D) の部分の加速度の絶対値が小さく, その部分では流動状態がほぼ準静的に変化し, したがって圧力損失の静特性上を移動するようになる. 図 7 の  $D=3.18$  mm の場合も  $D=1.99$  mm の場合と同様である.

**6.2 平均作動点の影響** 図 10 に平均作動点の異なる二つのリミットサイクルが示されている. 平均容積速度  $\bar{w}_{g0}=0.502$  m/s の場合の方が  $\bar{w}_{g0}=0.585$  m/s の場合よりもリミットサイクルは  $\Delta P$  の大きい方へずれているが, その他の点では両者はほぼ一致し

ている. 平均作動点の影響については, ここに示されているような  $\Delta P-w_{i0}+w_{g0}$  平面で説明するよりも位相平面で説明する方がより明確になる.

図 11 は図 10 のデータを位相平面  $d(w_{i0}+w_{g0})/dt-(w_{i0}+w_{g0})$  に示したものである.  $\bar{w}_{g0}=0.502$  m/s の場合は, そのリミットサイクルは平均作動点 (●印) に対してほぼ対称であるのに対して,  $\bar{w}_{g0}=0.585$  m/s の場合は平均作動点 (○印) に対して対称ではなく, リミットサイクルは  $d(w_{i0}+w_{g0})/dt$  の正負の領域で大きく異なる.

次に系を集中定数系と考えて簡単な運動方程式を導き, 平均作動点の影響について定性的に説明する. 本実験装置では圧縮性容量入口における抵抗は事実上かなり小さいので, 簡単化のためこれを無視し, またテスト部での流体の質量は脈動中でも一定であると仮定すると, 次の運動方程式が得られる.

$$P_0 - P' = I' \frac{dw_{g0}'}{dt} \dots\dots\dots (1)$$

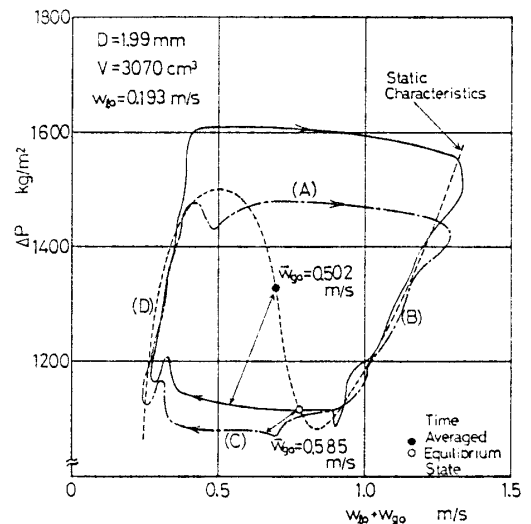


図 10 平均作動点の影響

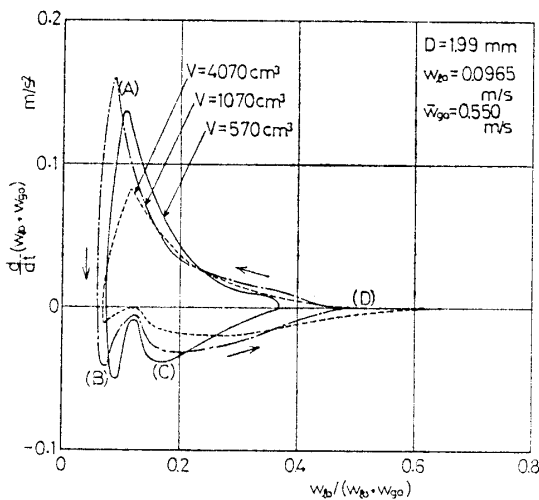


図 9 加速度とホールドアップの関係

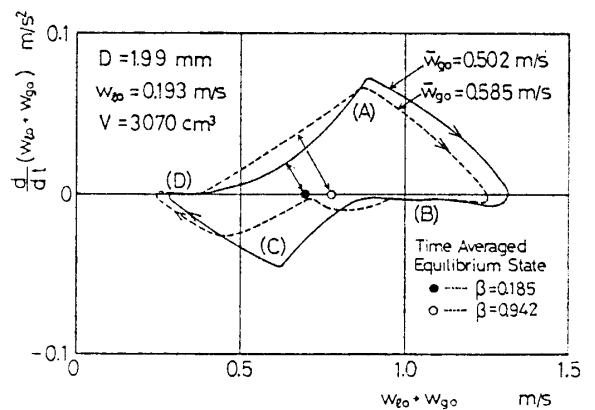


図 11 平均作動点の影響

$$P_0 - P = I \frac{dw_{g0}}{dt} + \Delta P \dots \dots \dots (2)$$

ここで、

- $P_0$  : 圧縮性容量入口での圧力
- $P'$  : 圧縮性容量内の圧力
- $P$  : テスト部出口圧力
- $w_{g0}'$  : 圧縮性容量への流入速度
- $L$  : テスト部長さ
- $L'$  : 系と圧縮性容量の連絡管の長さ
- $A$  : テスト部の管断面積
- $A'$  : 連絡管断面積
- $\gamma_g, \gamma_l$  : 気相, 液相の比重量
- $g$  : 重力の加速度
- $I' = L'A\gamma_g / (gA')$
- $I = L(w_{l0}\gamma_l + \bar{w}_{g0}\gamma_g) / (g(w_{l0} + \bar{w}_{g0}))$

である。なお出口圧力  $P$  は常に一定である。また圧縮性容量内の気体が等温変化に従うとすれば

$$w_{g0}' = c(dP'/dt) \dots \dots \dots (3)$$

ここで  $c = V/(AP')$  で、一定である。さらにテスト部での圧力損失の静特性  $\Delta P$  を  $w_{g0}$  の三次式で近似し

$$d(\Delta P)/dw_{g0} = \alpha(w_{g0} - w_{g0}^a)(w_{g0} - w_{g0}^b) \dots \dots (4)$$

で表す。ここで

- $w_{g0}^a$  :  $\Delta P$  が極大になるときの気相の容積速度
- $w_{g0}^b$  :  $\Delta P$  が極小になるときの気相の容積速度
- $\alpha$  : 正の定数

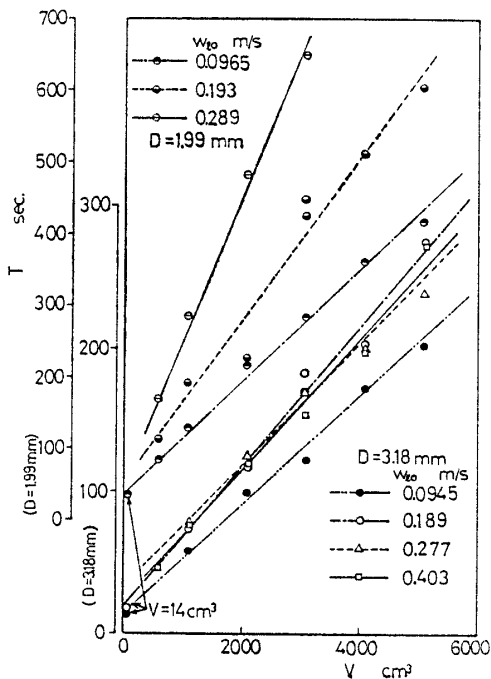


図 12 脈動周期

である。以上の式 (1)~(4) を無次元化し、整理すると結局、系の運動方程式は

$$\frac{d^2 y^*}{dt^{*2}} - \varepsilon(1 - 2\beta y^* - y^{*2}) \frac{dy^*}{dt^*} + y^* = 0 \dots (5)$$

ここで、

$$y^* = (w_{g0} - \bar{w}_{g0}) / \sqrt{(\bar{w}_{g0} - w_{g0}^a)(w_{g0}^b - \bar{w}_{g0})}$$

$$t^* = t/\tau, \quad \tau = \sqrt{c(I+I')}$$

$$\varepsilon = -\sqrt{c/(I+I')} d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$$

$$\beta = 0.5(2\bar{w}_{g0} - w_{g0}^a - w_{g0}^b) / \sqrt{(\bar{w}_{g0} - w_{g0}^a)(w_{g0}^b - \bar{w}_{g0})}$$

である。式 (5) は著者の一人が蒸発管系の圧力降下振動に対して導いた式<sup>(10)</sup> と同じであって、位相平面上的リミットサイクルは無次元パラメータ  $\varepsilon$  と  $\beta$  によってはあくすることができる。  $\beta=0$  の場合には式 (5) はファン・デル・ポール方程式になり、そのリミットサイクルは平均作動点に対して対称になる。  $\beta \neq 0$  の場合には非対称なリミットサイクルになる。図 11 の場合について  $\beta$  を算出すると 0.185 ( $\bar{w}_{g0}=0.502$  m/s), 0.942 ( $\bar{w}_{g0}=0.585$  m/s) になる。式 (5) の性質から

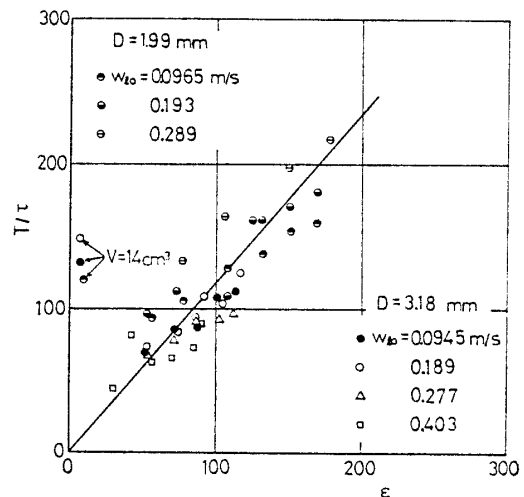


図 13 脈動周期の無次元表示

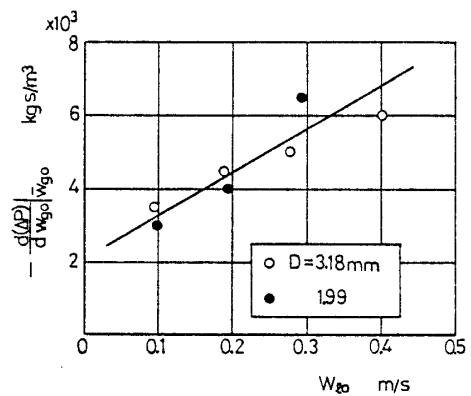


図 14 操作パラメータ

$\beta=0.185$  の場合よりも  $\beta=0.942$  の場合の方がリミットサイクルの非対称性が強く, しかもリミットサイクルの  $d(w_{10}+w_{g0})/dt$  の正の部分の方が負の部分よりも大きい. これは図 11 に示されているリミットサイクルの傾向と一致する. また図 3 に示されているような脈動波形においては  $\beta$  が大きいほど 1 周期に対して  $w_{g0} < \bar{w}_{g0}$  である時間 [主として図 3 の (D) の部分の時間] の占める割合が小さい. 本研究では実験していないが,  $\bar{w}_{g0}$  がもっと小さい場合, すなわち  $\beta < 0$  になる範囲ではリミットサイクルの  $d(w_{10}+w_{g0})/dt$  が負である部分の方が正である部分よりも大きく, したがって低流速側への逸走 (C) の速度が高流速側への逸走 (A) の速度よりも大きくなり, また波形においては  $w_{g0} < \bar{w}_{g0}$  である時間の方が  $w_{g0} > \bar{w}_{g0}$  である時間よりも長くなることが予想される.

### 7. 脈 動 周 期

図 12 に圧力降下振動の周期  $T$  と圧縮性容積  $V$  の関係が水の容積速度  $w_{10}$  をパラメータとして示されている.  $D=1.99$  mm の場合には  $V$  の増加とともに  $T$  は大きくなり, また  $w_{10}$  の増加とともに  $T$  は大きくなる.  $D=3.18$  mm の場合には  $D=1.99$  mm の場合と同様に  $V$  の増加とともに  $T$  は大きくなるが,  $w_{10}=0.189 \sim 0.403$  m/s の場合には  $w_{10}$  の  $T$  に及ぼす影響は認められない. また図 12 には  $w_{10}=0.189$ ,  $0.0945$  m/s ( $D=3.18$  mm),  $w_{10}=0.0965$  m/s ( $D=$

1.99 mm) の場合で,  $V=14$  cm<sup>3</sup> すなわちバルブ  $V_3$  を閉じて圧縮性容積を系から分離した場合の脈動周期が示されている. これらの各点はそれぞれ  $V=570 \sim 5070$  cm<sup>3</sup> の場合とほぼ同一直線上にある. 以上の各データおよび気相の平均容積速度  $\bar{w}_{g0}$  が表 1 と 2 に示されている. 次に周期の無次元整理を行う.

前述の式 (5) の性質から脈動周期は無次元パラメータ  $\epsilon$  に大きく依存する. そこで本実験で得られた脈動周期  $T$  を特性時間  $\tau = \sqrt{c(I+I')}$  で無次元化した  $T/\tau$  とその関係が図 13 に示されている. なお  $d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$  の値は圧力損失の静特性の実験結果を式 (4) で近似し, 式 (4) に平均作動点での  $\bar{w}_{g0}$  を代入して決定すればよいわけであるが, たとえば図 8 で明らかのように静特性を  $w_{g0}$  の三次式で近似することが困難な場合がある. したがって本報では  $d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$  の値を操作パラメータとして扱う. 図 13 においては,  $V=570 \sim 5070$  cm<sup>3</sup> の場合の各実験値は 1 本の直線のまわりに比較的よくまとまっている. このことから圧縮性容積の大きい場合には系を集中定数系として取扱っても大きな誤差は生じないと考えられる. 一方  $V=14$  cm<sup>3</sup> の場合の結果は直線から大きく離れており, 系を集中定数系としたのではうまく整理できず, 分布定数系とした取扱いが必要であると思われる.

図 14 には図 13 で用いた操作パラメータ  $d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$  が  $w_{10}$  に対して示されている. ここで用い

表 1 脈動周期

| $D$ mm | $w_{10}$ m/s       | $V$ cm <sup>3</sup><br>$V/V_p$ | 14    | 570   | 1070  | 2070  | 3070  | 4070  | 5070  |       |
|--------|--------------------|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|        |                    |                                | 0.569 | 23.2  | 43.5  | 84.1  | 125   | 165   | 206   |       |
| 3.18   | 0.0945             | $T$ s                          | 12.6  |       | 58.6  | 99.8  | 122.8 |       | 173.4 | 202.8 |
|        |                    | $\bar{w}_{g0}$ m/s             | 0.437 |       | 0.437 | 0.437 | 0.437 |       | 0.437 | 0.437 |
|        | 0.189              | $T$ s                          | 17.0  |       | 74.2  | 117.4 | 183.2 | 165.8 | 225.1 | 273.6 |
|        |                    | $\bar{w}_{g0}$ m/s             | 0.534 |       | 0.534 | 0.534 | 0.534 | 0.480 | 0.534 | 0.534 |
| 0.277  | $T$ s              |                                |       | 77.6  | 124.7 | 168.8 |       | 201.2 | 238.2 |       |
|        | $\bar{w}_{g0}$ m/s |                                |       | 0.521 | 0.521 | 0.521 |       | 0.521 | 0.521 |       |
| 0.403  | $T$ s              |                                |       | 45.9  | 114.5 | 120.5 | 153.5 |       | 197.8 | 272.2 |
|        | $\bar{w}_{g0}$ m/s |                                |       | 0.357 | 0.357 | 0.357 | 0.357 |       | 0.357 | 0.357 |

表 2 脈動周期

| $D$ mm | $w_{10}$ m/s       | $V$ cm <sup>3</sup><br>$V/V_p$ | 14    | 570   | 1070  | 2070  | 3070  | 4070  | 5070  |       |
|--------|--------------------|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|        |                    |                                | 1.46  | 59.5  | 112   | 216   | 320   | 425   | 529   |       |
| 1.99   | 0.0965             | $T$ s                          | 16.8  | 83.9  | 128.9 | 216.2 | 284.0 |       | 361.9 | 418.5 |
|        |                    | $\bar{w}_{g0}$ m/s             | 0.550 | 0.550 | 0.550 | 0.550 | 0.550 |       | 0.550 | 0.550 |
|        | 0.193              | $T$ s                          |       | 113.8 | 193.7 | 227.7 | 447.7 | 429.1 | 514.5 | 606.3 |
|        | $\bar{w}_{g0}$ m/s |                                | 0.502 | 0.569 | 0.502 | 0.502 | 0.585 | 0.569 | 0.569 |       |
| 0.289  | $T$ s              |                                |       | 163.2 | 292.4 | 485.6 | 649.3 |       |       |       |
|        | $\bar{w}_{g0}$ m/s |                                |       | 0.539 | 0.539 | 0.539 | 0.539 |       |       |       |



られた操作パラメータの値は  $D$  によってあまり差はなく、主として  $w_{i0}$  にのみ依存した値である。

## 8. 結 言

気液二相流系の脈動形不安定流動の一種である圧力降下振動に関する実験を行い、以下の結論を得た。

(1) 圧力降下振動は圧力損失の静特性の負こう配域に平均作動点があるときに発生し、そのときの流動様式は細管気ほう流→遷移→細管スラグ流→遷移→細管気ほう流と変化する。

(2) 圧縮性容積の増加とともに非定常性が弱くなり、周期は長くなる。

(3) 平均作動点の位置によって位相面軌道は異なり、波形もまた異なる。

(4) 本研究で対象とした圧力降下振動は基本的に蒸発管系で生じる圧力降下振動<sup>(10)</sup>と同じメカニズムである。

(5) 圧縮性容積が大きい場合には無次元周期  $T/\tau$  は無次元パラメータ  $\varepsilon$  によって比較的良好に相関づけられる。

おわりに本研究を遂行するにあたり実験に熱心に協力された神戸大学学生、老田 浩君に感謝いたします。また本実験の一部が昭和 52 年度文部省科学研究費(総合 A)によることを記し、感謝の意を表します。

## 文 献

- (1) Bouré, J. A., ほか 2 名, *ASME Paper*, No.71-HT-42 (1971), 1.
- (2) Davies, A. L. and Potter, R., *EURATOM Report, Proc. Symp. on Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven*, (1967), 1225.
- (3) 坂口・ほか 4 名, 第 14 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 52-5), 322.
- (4) Suo, M. and Griffith, P., *Trans. ASME, Ser. D*, **86-3** (1964-9), 576.
- (5) 赤川・ほか 4 名, 機講論(関西 38 期), 第 2 部, (昭 38-3), 147.
- (6) 大矢, 機論, **33-308** (昭 47-4), 767.
- (7) 赤川・ほか 2 名, 機講論, No.109 (昭 39-3), 65.
- (8) 大矢, 文献(6)の 790 ページ.
- (9) Maulbetsch, J. S. and Griffith, P., *3rd Int. Heat Transf. Conf., Chicago*, (1966), 247.
- (10) 中西・ほか 4 名, 機論, **44-388** (昭 53-12), 4245.
- (11) 井上・草木, 機論, **32-238** (昭 41-6), 940.

## 討 論

〔質問〕 井上 晃(東京工業大学原子炉工学研究所)

細管内二相流の flow pattern の差による圧力降下の非線形性に着目して、興味深い実験をされ、振動を見通しよくまとめられておられると思うが、一、二の不明な点について質問する。

(1)  $\Delta P$  の中には、 $I(dw_{g0}/dt)$  の慣性項も含まれていると考えているが、式(2)はどのようにして導出されたのか。

(2) 圧縮性容量が大きい場合、振動の 1 サイクル中に  $w_g$  は大きく変化し、これに従って  $I$  も変化するため、これが振動の周期に顕著な影響を与えられと考えるが、式(2)で  $I$  は一定とされている理由は何か。

〔回答〕 (1) 式(2)中の  $\Delta P$  はテスト部の摩擦損失で慣性項は含まれていない。圧縮性容量入口から混合部までの空気管路での摩擦損失、慣性項および混合部の空気ノズルでの抵抗を無視すると、圧縮性容量入口とテスト部出口での差圧  $P_0 - P$  はテスト部での摩擦損失  $\Delta P$  と慣性項  $I dw_{g0}/dt$  の和で与えられる。

(2) ご指摘のとおり  $I$  の変化は周期に影響を及ぼすが、ここでの解析は脈動の基本的メカニズムを定性

的にしかも周知のファン・デル・ポール形の方程式で説明しようとしたものである。したがって回答(1)で述べたような各圧力損失および指摘の  $I$ 、その他  $C$  の値も一定としたが、これによって脈動の基本的な性格が損われるものではないと考えている。なお現在、 $I$  の変化を考慮した理論解析を行っており、別途報告する予定である。

〔質問〕 大矢多喜雄(明治大学工学部)

二相流に関する従前からの一連の貴研究成果をふまえた当論文に興味深く拝見した。水平管における脈動形不安定振動を式(5)のような無次元式によって表現されたことは今後二相流系の解析をするために有意義と考える。細部につき、次のような数項目の質問を呈したい。

(1) 図 4 の説明で、「 $w_{g0}$  が増加し始めると、まず出口で細管スラグ流が形成され」とある。出口部圧力  $P$  は一定であるのに何ゆえ変化がまず出口に生ずるのか、定性的にでも物理的説明をいただきたい。

(2) 図 9 の説明で「ホールドアップが小さいところでは加速度の絶対値は大きく…非定常性が強い」とある。逸走速度のことであれば逸走は平均の  $w_{g0}$  を不安定領域のどこにおくかにも関連することであり、

また6章の最終部に「 $\bar{w}_{g0}$ がもっと小さい場合…」との説明もあり, また図14のような $w_{i0}$ による操作パラメータの図示もある. 冒頭の図9の説明部の意味を明示していただきたい.

(3) 運動方程式の導入部で $w_{g0}'$ の定義を明示してほしい.

(4) 式(5)の第2項の係数の符号は $+\varepsilon(1-\dots)$ ではないか.  $d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$ は負であり, したがって $\varepsilon$ 自体が負であろう. 図13の横軸, 図14の縦軸も同様である.

(5)  $\varepsilon$ は貴実験の場合, 数十のオーダーになり, 完全なし緩振動となると思うが, 式(5)による位相面表示を図11の実験値と比較した図があったら示していただきたい.

(6) 脈動形不安定振動の研究において空気流量制御として貴実験のように空気流量を一定とする方法と文献(8)のように前後圧一定とする方法があると思うが, 沸騰二相流系はどちらが実際に近いのかご教示願いたい.

【回答】 (1) 最も上流のボイドプローブも混合部から153mm下流にあるためにテスト部入口と出口のどちらで先に流動様式が変化するかについて厳密には言えない. その点で表現が不適切であったと思う. 気ほうの合体は10~5m/sの速度で出口から入口に向かって進行し, これは流速よりもかなり速い. 気ほうの合体のメカニズムに関する詳細な検討を行っていないので明確に述べることはできないが,  $w_{g0}$ が急速に増加しても管内の気ほうの圧縮性により出口付近では流速の変化はかなりゆるやかなものになることや, 気液間にスリップがあることによって出口付近の気ほうに上流側からきた気ほうが追いつき合体すると考えている.

(2) 説明が不めいりょうであったと思う. ここではリミットサイクルに沿って流動状態が静特性の領域(I)を通過する(ホールドアップが大きい)場合(D)よりも, 領域(III)を通過する(ホールドアップが小さい)場合(B)の方が加速度の絶対値が大きく, 非定常

性が強いことを述べたものである. なお逸走時(A)(C)で非定常性が強いのはもちろんである.

(3) 圧縮性容量と系の連絡管での実際の流速を $w_{g3}$ とすると, 式(1)中の $w_{g0}'$ は

$$w_{g0}' = w_{g3} A' / A$$

で与えられる. 本実験では臨界ノズルでの空気流量は一定に保たれるので

$$w_{g0}' + w_{g0} = \text{一定}$$

である.

(4) ご指摘ありがとうございました.  $\varepsilon$ の定義式において負号(-)が脱落している. したがって定義式を

$$\varepsilon = -\sqrt{c/(I+I')} d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$$

と修正する. したがって $\varepsilon$ は $\bar{w}_{g0}$ 圧力損失の静特性の領域(II)にある場合には正の値を持つことになる.

また図14の縦軸の記号にも負号が脱落していて

$$-d(\Delta P)/dw_{g0}|_{\bar{w}_{g0}}$$

に修正する.

(5) ここで示した解析は現象の定性的はあくを目的としたもので, 周期の実験値の整理を行ったのみであり, 位相面軌道を求めて実験結果との比較は行っていない. 著者の一人の行った別の研究<sup>(10)</sup>に示したように, 位相面軌道およびそれから計算した脈動波形は実験値と定性的に一致することが予想され, しかもお説のとおり, し緩振動になる.

(6) 対象とする系によって異なり断定はできないが, 著者の一人の別の研究<sup>(10)</sup>のように定容形ポンプを用い, 圧縮性容量をポンプとテスト部の間に取付けた沸騰系の場合だと本研究の方法がより沸騰系に近いと考えている. 不安定流動の実験においては圧縮性容量の大きさはあくする必要があり, その意味からも臨界ノズルを用いて空気流量を一定に保つ必要があると考えている. なお蒸発管系には管の熱容量が存在することおよび気ほうの発生が長さ方向に分布していることなど, 空気-水系とは決定的な差異もあり, シミュレーションの際には注意する必要がある.