

536.423.1 : 532.595 : 621.18

## 蒸発管系の不安定流動\*

(第2報, ガイセリング)

中西重康\*\*, 石谷清幹\*\*, 小沢 守\*\*  
水田祐輔\*\*\*, 垂井博明\*\*\*\*

## 1. 緒 言

蒸気発生器を始めとする種々の沸騰二相流系では運転条件によっては不安定流動が発生し<sup>(1)</sup>, その系の運転性, 安全性および制御性を左右する大きな問題となっている. 著者らは不安定流動に関する一連の研究を行い, 前報<sup>(2)</sup>においては圧力降下-流量のN字形の特性に起因する典型的な非線形振動である圧力降下振動について報告した. 本第2報では沸騰チャンネル内の液の過熱に起因する非線形振動の一つであるガイセリングについて報告する.

垂直の加熱チャンネルとその上部に自由液面を持つ容器からなる系では, 入口流速が0あるいは非常に小さい場合には, 主として液の過熱とそれに続く突沸が原因となって, チャンネル内の液の放出と再充てんの繰返しで特徴づけられるガイセリング<sup>(1)</sup>が発生しうる. ガイセリングは逆流時に水撃を伴うことがあり, 場合によってはチャンネルを破壊し, 沸騰チャンネル系では避けることが望ましい不安定流動現象の一種である.

Griffith<sup>(3)</sup>は沸騰チャンネルの下端を閉じた無循環系すなわちチャンネル入口流速が0の場合について実験を行い, ガイセリングの発生は上部の容器内の自由空間に大きく依存すること, ガイセリングの周期は10~100秒のオーダーであることなどを明らかにした. ガイセリングは無循環系のみならず循環系でも発生しうるが, 循環系の場合についてはほとんど研究が行われていない.

そこで本報では第1報<sup>(2)</sup>で用いたのと同じの沸騰ループによってガイセリングに関する実験を行い, ガイセリング発生限界に及ぼす流速, 熱負荷, 入口サブクーリング, 圧力, ライザ長, および加熱長の影響を明

らかにし, またガイセリングの周期と加熱部差圧振幅への影響についても明らかにする. そして管内温度分布と逆流による再充てんの過程, および突沸による液の放出の過程をモデル化して周期と差圧振幅に関する簡単な解析を行い, 実験結果と比較してここに設定したモデルがガイセリングの主要機構を代表するかどうかを確かめる.

## 記 号

- $A_i$ : 管断面積  
 $A_d$ : ドラム断面積  
 $c_p$ : 液の比熱  
 $c_i$ : 管材の比熱  
 $D$ : 管内径  
 $D_i$ : 管外径  
 $g$ : 重力の加速度 (9.8 m/s<sup>2</sup>)  
 $G$ : 質量流量  
 $h_{fg}$ : 蒸発潜熱  
 $L_h$ : 加熱長  
 $L_r$ : ライザ長  
 $n$ : ポリトロップ指数  
 $P$ : 圧力  
 $q$ : 熱流束密度  
 $Q$ : 加熱量  
 $t$ : 時間  
 $T_{in}$ : 加熱部入口流体温度  
 $T_s$ : 飽和温度  
 $\Delta T_{sub} = T_s - T_{in}$   
 $w_{in}$ : 加熱部入口流速  
 $w_r$ : 逆流による加熱管内液面上昇速度  
 $x$ : 乾き度  
 $z$ : 座標  
 $\alpha$ : ボイド率  
 $\rho_f$ : 飽和液の密度  
 $\rho_g$ : 飽和蒸気の密度  
 $\rho_{fg} = \rho_f - \rho_g$   
 $\rho_i$ : 管材の密度

\* 昭和51年6月24日 第9回シンポジウムにおいて講演 原稿受付 昭和52年4月4日.

\*\* 正員, 大阪大学工学部(吹田市大学山田上).

\*\*\* 准員, セーレン会社.

\*\*\*\* 学生員, 大阪大学大学院.

2. 実験装置と実験方法

実験装置は前報<sup>(2)</sup>の図 1 に示したものと同一である。ただし加熱部は内径 18.3 mm, 外径 21.5 mm の SUS304 管で, 加熱長 3 m, 差圧測定区間 3 m の垂直チャンネルである。流体は管へ交流電力を直接通電することにより加熱される。また加熱部出口とドラム入口の間に可視部を含む 0.6 m のライザがある。加熱部差圧と入口ベンチュリ管での差圧はともにダイヤフラム形差圧変換器と動ひずみ計で測定され, ペンレコーダで連続記録される。また加熱部外壁に沿って点溶接された 6 本の C-A 熱電対によって管壁温度を測定し, ペンレコーダで連続記録される。なお本実験は強制循環状態で行うため, 前報<sup>(2)</sup>の図 1 に示している

表 1 加熱条件

	$L_h$ m	$L_r$ m
a	3.0	0.6
b	2.15	0.6
c	1.0	0.6
d	2.15	1.45
e	1.0	2.6

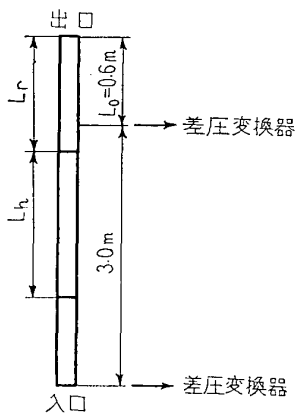


図 1 加熱部

バルブ  $V_5$  は閉じられている。またサージタンクは使用しない。

実験方法は以下のとおりである。まず流量, 加熱部入口温度, ドラム圧力を所定の値に設定したのち加熱量を小ステップずつ順次増加してガイセリング発生限界を求めた。同様のことを各種条件に対して繰返すことによって, 加熱量-入口流速平面上にガイセリング発生限度をプロットした。

実験は加熱条件すなわち図 1 に示すように加熱長  $L_h$ , ライザ長  $L_r$  に対して表 1 に示す 5 シリーズに大別されるが, ここでは主として加熱条件 a, b, d の場合について述べる。

なお加熱長は銅製プスバの取付け装置を移動させることによって変えられた。

実験範囲は圧力  $1.01 \sim 1.96 \times 10^5$  Pa, 入口流速  $0.0056 \sim 0.0236$  m/s, 入口サブクーリング  $10 \sim 45^\circ\text{C}$  である。この範囲では加熱部圧力降下の成分のうち摩擦項と加速項は重力項に比べて無視できる程度である。

Griffith<sup>(3)</sup> は無循環の場合について上部タンク内の自由空間の容積  $V_d$  が

$$V_d = \frac{nP}{(1/A_t - 1/A_d)\rho_f g} \dots\dots\dots(1)$$

で与えられる値よりも大きければガイセリングが発生すると報告している。本実験装置のドラム内の自由空間は約  $0.1 \text{ m}^3$  で,  $1.01 \times 10^5$  Pa に対して式 (1) より算出した値  $0.0025 \text{ m}^3$  よりもはるかに大きく, ガイセリングが発生しうる範囲にある。

3. 実験結果

3.1 振動の一般的特徴 図 2 に入口ベンチュリ管差圧  $\Delta P_e$  (入口流量に対応) および加熱部差圧  $\Delta P_i$  の記録例を示す。ドラム圧力, 入力流速, 入口サブクーリング一定のもとで熱負荷を小ステップずつ順次増

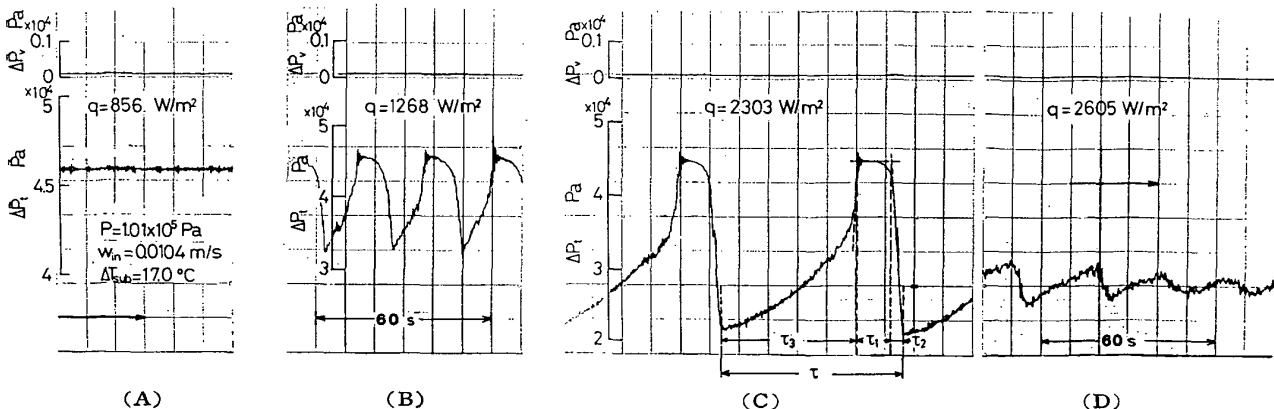


図 2 振動の記録例

加すると、加熱部差圧に小振動が発生しはじめる (A)。このとき可視部で気ほうは観察されない。したがってこの小振動は正常なサブクール沸騰に付随する雑音と推定される。さらに熱負荷を増加すると加熱部差圧に大きな振動が発生する (B)。可視部での観察によればこの振動は3過程、すなわち第1は液単相の状態、第2は蒸気-液混合物の加熱部からの急激な排除、そして第3はドラムからの液の逆流による再充てんからなり、これがガイセリングの特徴である。さらに熱負荷を増加すると加熱部差圧の変動は大きくなり、周期は長くなる (C)。図中の  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  がそれぞれ上記第1, 第2, 第3過程の時間である。加熱部差圧が大きく振動しているのに対して入口流量はほとんど変動しない。したがって振動系としては前報<sup>(2)</sup>とは異なって加熱部とその下流のライザだけになる。さらに熱負荷を増加すると振動は徐々に減衰して、最後にはランダムな沸騰雑音による小振動になり、安定な流動状態になる (D)。 $L_r=0.6$  m の加熱条件 a, b, c の場合には気ほう流とスラグ流の周期的な遷移が生じて加熱部差圧が振動する場合もあったが、すでに述べたガイセリングの特徴となる3過程がめいりょうではなく、本研究ではガイセリングと区別する。

以上述べたガイセリングは強制循環系の場合のみならず、実験装置の一部を切りかえて自然循環系としたときにも発生した。

**3.2 ガイセリング発生限界** 図3に加熱条件 a の場合のガイセリング発生限界を加熱部入口流速  $w_{in}$  と加熱量  $Q$  に対して示す。実線で囲まれた領域がガイセリング発生域で、流速を一定に保って加熱量を増加していくと、場合によっては気ほう流とスラグ流の周期的な遷移を生じたのちガイセリングが発生するがさらに加熱量を増加していくと安定状態にもどる。ガイセリング発生域は流速の増大とともに小さくなり、 $w_{in}=0.02$  m/s 程度で発生しなくなる。その他の実験条件に対しても図3と同様、ガイセリング発生の限界の加熱量および流速が存在する。

チャンネル内で気ほうが発生し、それが蒸気スラグを形成してチャンネル内の液をドラムへ押し上げてしまうと、チャンネル内の静圧はドラム圧力にほぼ等しい値まで降下する。このとき管内の沸騰域は流体温度がドラム圧力に対する飽和温度  $T_s$  に等しい位置まで広がると考えられる。また入口流速は図2に示すように変化しないこと、加熱部管壁温度の測定結果によると液体のエンタルピがドラム圧力に対する飽和液のエンタルピより小さい部分、すなわちサブクール部では管壁温度の変化は認められないことなどから考える

と、ガイセリングに参与しているのは液体のエンタルピが飽和液のエンタルピより大きい部分 (その長さを  $L_e$  で表す) で、サブクール部は関与しない。以上のことからガイセリングに関係する主なパラメータとして加熱量  $Q$ , 沸騰部長さ  $L_e$ , 入口流速  $w_{in}$  が挙げられる。ここでは熱流束密度  $q$  と沸騰部流動時間  $\tau_e$  に対してガイセリング発生限界を整理することにする。なお  $q$  と  $\tau_e$  は次式で算出される。

$$q = \frac{Q}{\pi D L_h} \dots\dots\dots (2)$$

$$\tau_e = \frac{L_e}{w_{in}} \dots\dots\dots (3)$$

ここで

$$L_e = L_h - \frac{G c_p \Delta T_{sub}}{q \pi D} \dots\dots\dots (4)$$

である。

図4に加熱条件 a の場合の発生限界を示す。ガイセリング発生限界線は図中の実線で示すように入口サブクーリングに関係なく1本の曲線で表される。 $\tau_e \cong 100$  秒以下ではガイセリングは発生せず、またガイセリングが発生する上限の熱流束密度は  $2300$  W/m<sup>2</sup> 程度で、一方下限の熱流束密度は  $\tau_e$  の増加とともに小さくなる。図5には加熱条件 b と d の場合を示している。両者とも図4に示したのと同様な傾向を示しているが、図5の場合には  $\tau_e \cong 60$  秒以上の範囲でガイセリングが発生し、上限の熱流束密度も加熱条件 a

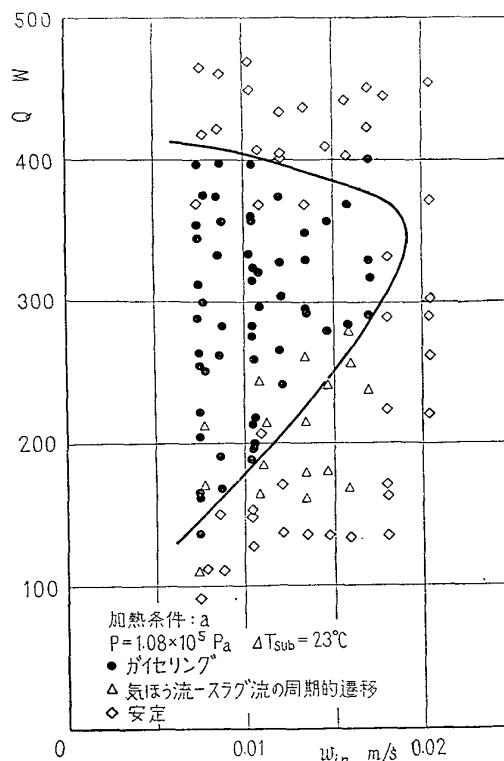


図3 ガイセリング発生限界

に比べて大きい。加熱条件 b と d を比較すると、ライザ長  $L_r$  が大きいほど発生域が大きくなるのがわかる。図6はガイセリング発生限界に及ぼす圧力の影響を示している。実線は  $P=1.96 \times 10^5$  Pa に対する発生限界で、破線は図4に示した  $P=1.08 \times 10^5$  Pa に対する発生限界である。 $P=1.47 \times 10^5$  Pa では  $P$

$=1.08 \times 10^5$  Pa の場合とあまり差はないが、 $P=1.96 \times 10^5$  Pa となるとかなり発生域が小さくなるのがわかる。

図は示さないが、加熱条件 c の場合にはガイセリングは発生せずに気ほう流とスラグ流の周期的遷移が生じただけであるのに対して、それと同じ加熱長である加熱条件 e の場合にはガイセリング発生域は加熱条件 a, b あるいは d よりもさらに広く、ガイセリングが発生する上限の熱流束密度は  $8100 \text{ W/m}^2$  にまで達した。これは主としてライザの効果で、ライザ長が大きいほどガイセリングは発生しやすい。

**3.3 振動周期** 図7に加熱条件 a の場合の周期  $\tau$  と熱流束密度  $q$  の関係を入力流速  $w_{in}$  をパラメータとして示す。一定の流速に対して周期は熱流束密度の増加とともに大きくなり、一方流速の増加とともに周期は小さくなる。加熱条件 b と d の場合をそれぞれ図8と9に示している。いずれの場合も図7と同様に熱流束密度の増加とともに周期は大きくなり、また流速の増加とともに小さくなる。

**3.4 差圧振幅** 加熱部差圧の変動は熱流束密度、流速および加熱条件によって大きく変化する。ここでは加熱部差圧振幅  $\delta P$  を加熱部差圧の最大値と最小値の差と定義して、差圧振幅に及ぼす上記パラメータの影響を明らかにする。

図10~12にそれぞれ加熱条件 a, b, d の場合の差圧振幅  $\delta P$  と熱流束密度  $q$  の関係を流速  $w_{in}$  をパラメータとして示す。いずれの場合も熱流束の増加とともに差圧振幅は大きくなり、流速の増加とともに小

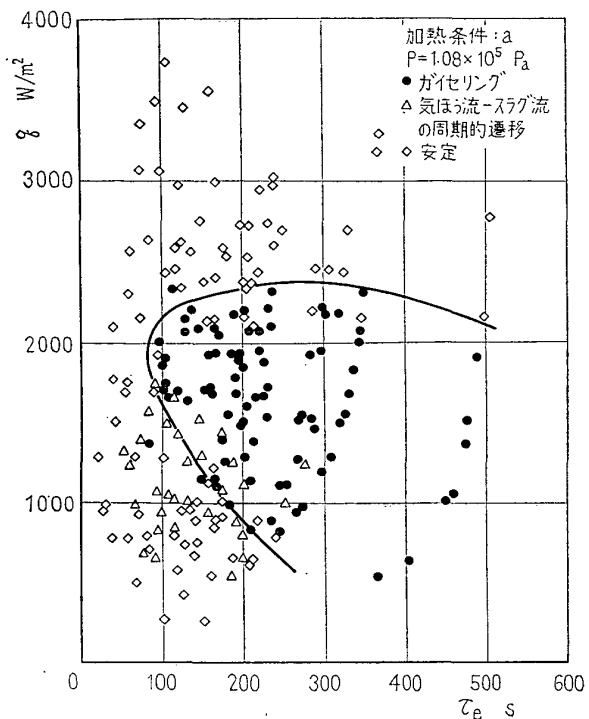


図4 ガイセリング発生限界

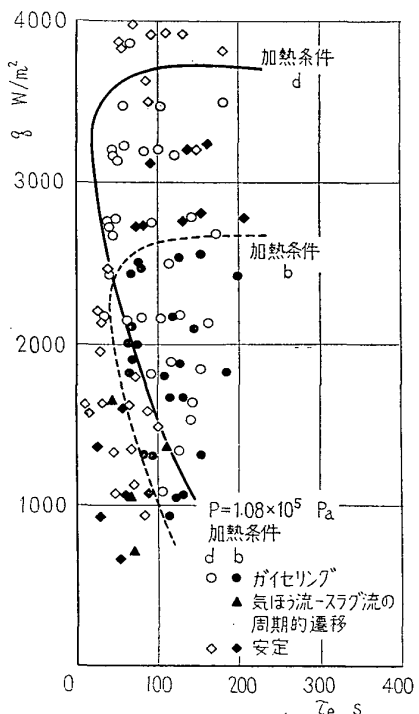


図5 ガイセリング発生限界

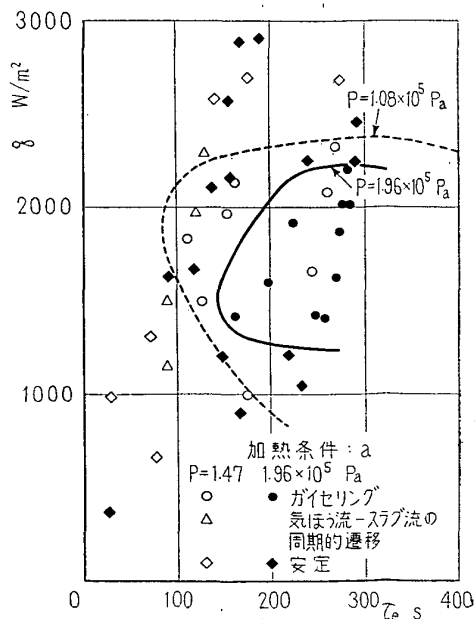


図6 ガイセリング発生限界

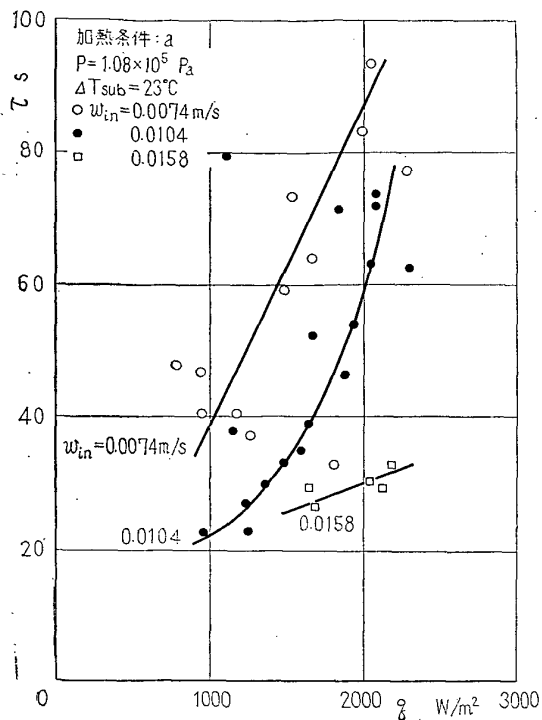


図 7 振動周期

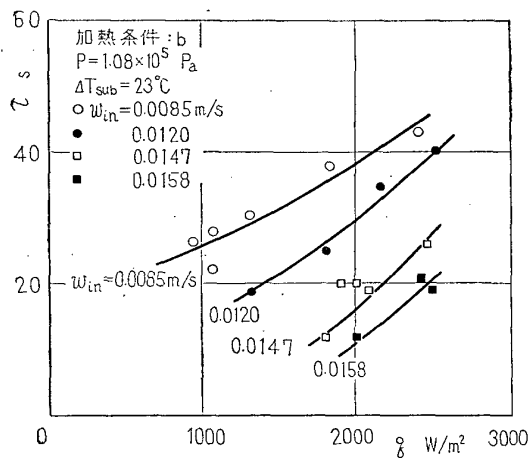


図 8 振動周期

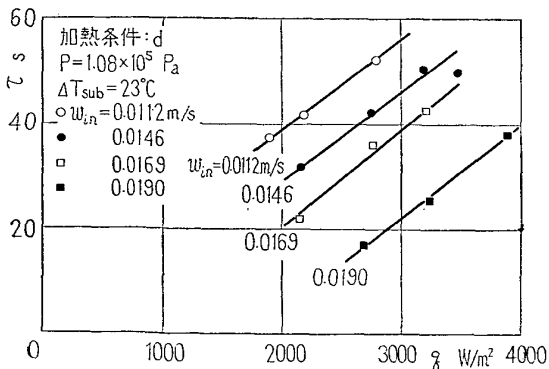


図 9 振動周期

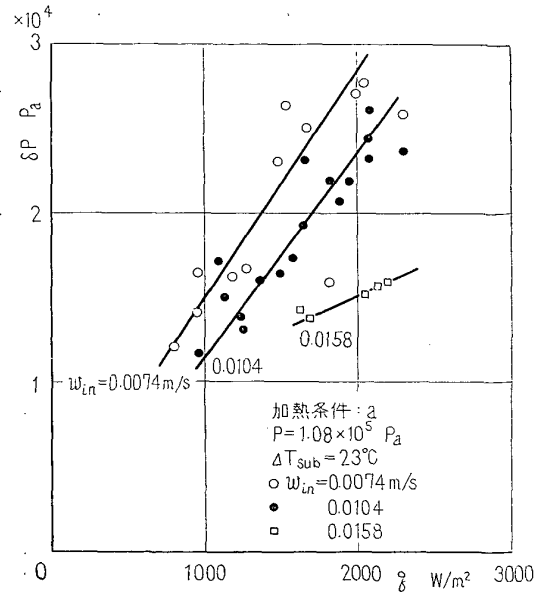


図 10 差圧振幅

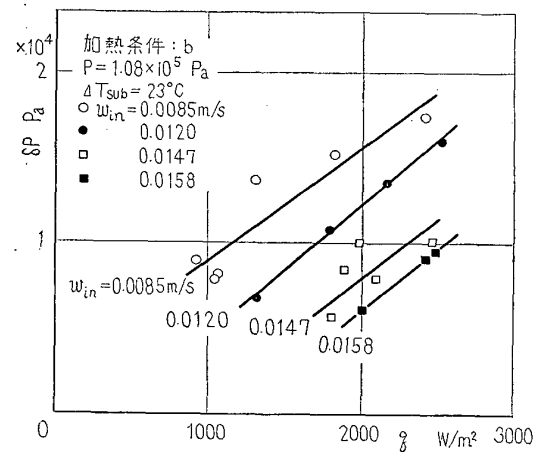


図 11 差圧振幅

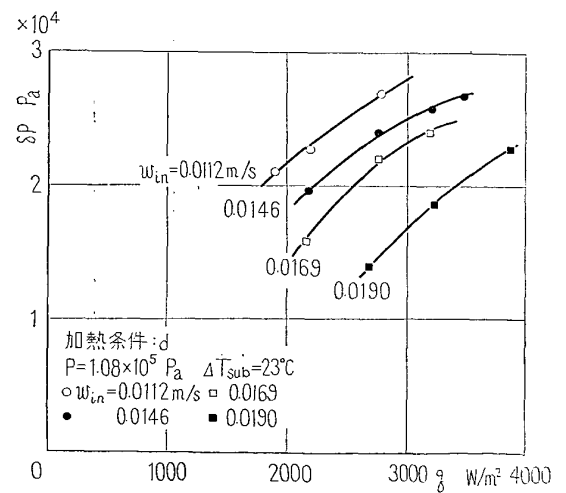


図 12 差圧振幅

さくなる。図 10 と 11 を比較してみると加熱長が大きいほど差圧振幅も大きくなり、また図 11 と 12 の比較からライザ長が大きいほど差圧振幅は大きくなることわかる。同一加熱条件でも熱流束密度が大きければガイセリングに参与している沸騰部長さ  $L_e$  は大きくなり、流速が大きくなれば逆に沸騰部長さ  $L_e$  は小さくなる。沸騰部長さが大きいと蒸気スラグが大きくなり、したがって加熱チャンネルからドラムへ排除される質量も増加するため差圧振幅は大きくなる。ライザが長くなれば発生した蒸気スラグより上にある質量が大きくなり、したがってチャンネルから排除される質量も大きくなって差圧振幅も大きくなると考えられる。

4. 理論解析

4.1 ガイセリングのメカニズム Griffith<sup>(9)</sup> はガイセリングのメカニズムとして液の過熱による突沸と急激な自己蒸発の 2 種類を挙げている。これらは無循環系では妥当であるとしても循環系では問題がある。上記のメカニズムはいずれにしても突沸がいかにして起こるかの説明であって、これだけでは持続振動としてのガイセリングが発生するかどうかについては不明である。いいかえればガイセリングが持続するためには、逆流によって加熱チャンネルが再び液で満たされねばならない。また気ほうが発生してもそれがすみやかに排除されて大きな蒸気スラグの形成がない場合にはガイセリングにはならない。これは流速が大きい場合とか加熱条件 c の場合にあてはまる。したがって循環系では液の再充てんおよび気ほうの成長と排除に注目することが重要である。しかしながらここでは周期と加熱部差圧振幅の整理を主要目的として解析を行うため、チャンネル内で蒸気スラグが形成されることを前提としておき、気ほうの成長と排除すなわち蒸気スラグが形成されるかどうかについては考慮しない。

4.2 振動周期 図 13 に突沸時のチャンネル内をモデル化して示している。チャンネルで突沸が生じて蒸気スラグを形成して (1) 上部の液を押し上げるとチャンネル内の静圧が降下する。それに伴いさらに気ほうが発生し、蒸気スラグが大きくなる (2)。これがさらに進行してチャンネル内の圧力はほとんどドラム圧力に等しくなり (3)、沸騰域は液体のエンタルピがドラム圧力に対する飽和液のエンタルピに等しい位置  $z_g = L_e + L_r$  まで達する。したがって  $z = 0 \sim z = z_g$  の範囲の液の温度はドラム圧力に対する飽和温度  $T_s$  になる。突沸が終了すると  $z = 0 \sim z = z_g$  の液は下側に集

まり液面は  $z_0$  の位置にくる。

本実験の範囲では圧力降下は近似的に重力成分のみであり、また大気圧近傍での実験であるため蒸気の密度は液のそれに比べて非常に小さく、たとえば  $P = 1.08 \times 10^5 \text{ Pa}$  で  $\rho_g / \rho_f = 0.00518$  である。そこで近似的に蒸気の密度を無視すると突沸終了時の蒸気部分の長さ  $z_0$  は

$$z_0 = \delta P / (\rho_f g) + L_0 \dots\dots\dots (5)$$

ここで  $\delta P$  は前述の加熱部差圧振幅、 $L_0$  は加熱部の下流にある差圧測定区間に含まれていないライザの長さ (図 1 参照) で 0.6 m である。なお図 13 および次に示す図 14 においてはライザ出口すなわちドラム入口に座標の原点をおき、チャンネル入口に向かう方向を正としている。

加熱部の温度分布と液面上昇過熱のモデル化を行うにさいして次の仮定をおく。

- (1) 沸騰にさいしての液の過熱を考慮しない。
- (2) ドラムからチャンネルへ逆流してくる液の温度はドラム圧力に対する飽和温度  $T_s$  に等しい。
- (3) 管の肉厚が比較的うすいので、近似的に管の温度は液体の温度に等しいとする。
- (4) 逆流による管内の液面上昇速度  $w_r$  は一定で、

$$w_r = z_0 / \tau_s' - w_{in} \dots\dots\dots (6)$$

で定義される。

図 14 に管長に沿う温度分布 (A) と液面上昇過程 (B) のモデルを示す。(A) の番号 (1)~(5) はそれぞれ (B) の番号 (1)~(5) に対応する。図中の (A-1), (B-1) は突沸終了時で、図 13 の (4) に対応する状態である。ドラムからの逆流とチャンネル入口からの流入によって液面は上昇し (B-2), 突沸終了時に  $z_0 \sim z_g$  の範囲にあった液は加熱され、一様に温度が上昇して (A-2) に示すように  $T_2$  になるが、(B-1)~(B-2) の時間に逆流してきた液と入口から流入

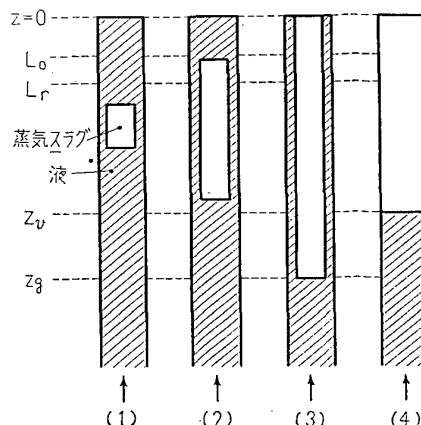


図 13 第 1 過程 (突沸時) のモデル

してきた液は, 加熱された時間に応じて温度上昇が異なるため (A-2) に示すような台形状の温度分布になる. 液面が上昇して加熱部上端に達したとき (B-3), 温度分布は (A-2) と同様に台形状である. (A-4) は液面がライザ上端に達したときで, ライザ部は非加熱であるため温度上昇はなく, したがって温度分布のこう配はライザ部の上流の加熱部でのそれより大きくなるがほぼ (A-3) と同様である. (A-5) は管内のある箇所液温が飽和温度に達する瞬間, すなわち突沸終了時から  $\tau_1' + \tau_3'$  (加熱時間+逆流時間) 後で, 突沸終了時に  $z_0 \sim z_g$  の範囲にあった液は  $z_0 - (\tau_1' + \tau_3')w_{in} \sim z_g - (\tau_1' + \tau_3')w_{in}$  の範囲にあり, その部分の温度  $T_s'$  は次式で与えられる.

$$T_s' = T_s + \frac{\pi D q (\tau_1' + \tau_3')}{A_i \rho_f c_p (1+R)} \dots\dots\dots (7)$$

ここで  $R$  は管材と流体の熱容量比で,

$$R = \frac{\rho_i c_i (D_i^2 - D^2)}{\rho_f c_p D^2} \dots\dots\dots (8)$$

である. このとき温度分布が (A-5) に示すように飽和温度分布  $T_s + (dT_s/dP)\rho_f g z$  と  $z_0 - (\tau_1' + \tau_3')w_{in}$  の位置で接し, ここで再び沸騰が始まり, 図 13 に示した過程を経過したのち温度分布と液面の位置はそれぞれ (A-1) と (B-1) の状態にもどる.

図 14 の (A-5) の関係から

$$\begin{aligned} T_s + \frac{\pi D q (\tau_1' + \tau_3')}{A_i \rho_f c_p (1+R)} \\ = T_s + \left( \frac{dT_s}{dP} \right) \rho_f g \{ z_0 - (\tau_1' + \tau_3')w_{in} \} \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

式 (6) を代入して上式を整理すると

$$\frac{\tau_1'}{\tau_3'} = \frac{(dT_s/dP)w_r \rho_f g - \{\pi D q / A_i \rho_f c_p (1+R)\}}{(dT_s/dP)w_{in} \rho_f g + \{\pi D q / A_i \rho_f c_p (1+R)\}} \dots\dots\dots (10)$$

上式において  $\tau_1'/\tau_3' \geq 0$  であるためには

$$q \leq q_c \dots\dots\dots (11)$$

ここで

$$q_c = \frac{A_i}{\pi D} \left( \frac{dT_s}{dP} \right) \rho_f^2 g w_r c_p (1+R) \dots\dots\dots (12)$$

でなければならない. 式 (10) はガイセリングの第1過程すなわち加熱時間と第3過程すなわち逆流時間の比を与えるもので, その適用範囲は式 (11) で与えられる. また  $q_c$  はガイセリングが発生する上限の熱流束密度である.

式 (10) 中の  $\tau_1', \tau_3'$  は  $z=0 \sim L_n + L_r$  間の差圧変動に対して定義したものであるが, 差圧測定区間は  $z=L_0 \sim L_h + L_r$  であるため, 図 2 (c) で定義した  $\tau_1, \tau_3$  と正確には一致しない. しかし解析では簡単化のために  $w_r$  を一定としたが, 実際には一定ではなく, 一般に液面が上昇するほど速くなり,  $\tau_3$  と  $\tau_1$  の境界付近では液面は急速に上昇する. したがって液面が  $z=0 \sim L_0$  の区間を通過する時間は  $\tau_3$  や  $\tau_1$  に比べてかなり短いと考えられるため,  $\tau_1$  と  $\tau_1'$  および  $\tau_3$  と  $\tau_3'$  はほぼ一致しているとみなし得る. また上記の考察をふまえて式 (6) から  $w_r$  を算出すると 0.02~0.1 m/s の範囲でかなりばらついているので, ここでは操作変数として計算を行う.

図 15~17 にそれぞれ加熱条件 a, b, d の場合について実験より求まる  $\tau_1/\tau_3$  と式 (10) による  $\tau_1'/\tau_3'$  の比較を示す. 加熱条件 a の場合には  $w_r=0.05$  m/s とした場合に最もよい相関が得られ, 加熱条件 b, d の場合にはそれぞれ  $w_r=0.07, 0.09$  m/s とした場合により相関が得られた. ここで用いた  $w_r$  の値を式 (12) に代入してガイセリングが発生する上限の熱流束密度  $q_c$  を求めると, 加熱条件 a の場合には 2550 W/m<sup>2</sup>, b の場合には 3570 W/m<sup>2</sup>, そして d の場合には 4580 W/m<sup>2</sup> であった. 図 4, 5 とこれら  $q_c$  の

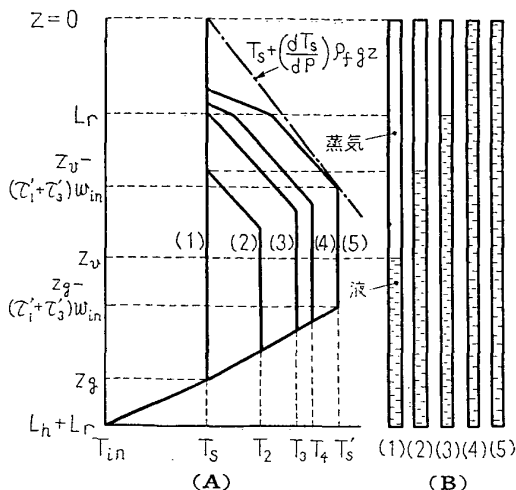


図 14 解析モデル

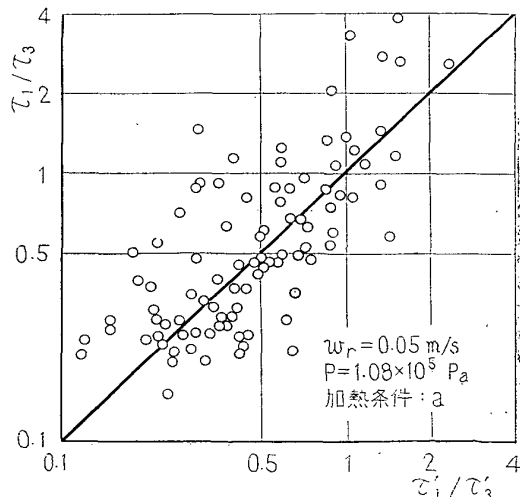


図 15  $\tau_1/\tau_3$  と  $\tau_1'/\tau_3'$  の比較

値を比較すると、加熱条件 a の場合では 10% 程度大きく、b の場合では 40% 程度、d の場合では 25% 程度大きく見積もることになる。また加熱長が短いほど、ライザ長が大きいほどガイセリングの発生する上限の熱流束密度が増加するという傾向は実験結果と一致する。

以上述べたモデルでは液の過熱の存在を無視し、また  $w_r$  を一定としているなどかなり簡単な解析のわりにはよく実験結果と一致している。なお蒸気スラグが形成されるかどうかについては考慮していないため、ガイセリングが発生する限界の流速や下限の熱負荷を求めることはできない。

**4.3 差圧振幅** 差圧振幅を算出するためには突沸直前の流体の温度分布が必要である。そのためには図 14 に示す温度分布を使えばよいわけであるが、 $\tau_1'$  および  $\tau_3'$  の絶対値を求めることがここでは困難であるために図 14 の温度分布は使用できない。そこでさらに簡単に、突沸直前に  $z=L_r \sim z_g$  にある流体と管の

温度は加熱部出口での静圧に対する飽和温度  $T_{sr}$  に等しいとして差圧振幅を求める。

図 13 に示した過程に従って考えると、チャンネル内の圧力がドラム圧力に等しくなる時  $(T_{sr}-T_s)c_p \times A_t(z_g-L_r)\rho_f(1+R)$  の熱が蒸発に使われ、 $z=0 \sim z_g$  の区間の乾き度は

$$x = \frac{(T_{sr}-T_s)c_p(1+R)}{h_{fg}} \dots\dots\dots(13)$$

で与えられる。またこのときのポイド率をスリップ比 1 として求めると

$$\alpha = \frac{\rho_f x}{\rho_g + \rho_f x} \dots\dots\dots(14)$$

したがって差圧振幅は

$$\delta P = \rho_f g z_g \alpha \dots\dots\dots(15)$$

で与えられる。本実験では  $z=0 \sim L_0$  の区間は差圧測定区間に含まれていないが、突沸終了時にはチャンネル内の液は図 13 (4) のように下側に集まるとして式 (15) を修正すると

$$\delta P = \rho_f g (z_g \alpha - L_0) \dots\dots\dots(16)$$

なお図 13 に示したモデルでは差圧が最小になるのは (3) の状態であるが、(3) から (4) への移行は非常に速いと考えられ、しかも (4) の状態を周期を整理するさいの出発点としていることなどから、ここでは差圧が最小になるのは (4) の状態としている。

図 18 に差圧振幅の実験結果  $\delta P_{exp}$  と式 (16) による計算結果  $\delta P_{cal}$  の比較を示す。計算結果のほうが平均として 50% 程度大きい。突沸は非常に短い時間で起こり、実際にはどの程度熱容量効果があるのか疑問である。そこで極端な場合として式 (13) において  $R=0$ 、すなわち管の熱容量効果を無視して差圧振幅を計算した結果と実験結果の比較を図 19 に示す。実験結果と計算結果は簡単なモデルのわりにはよく一

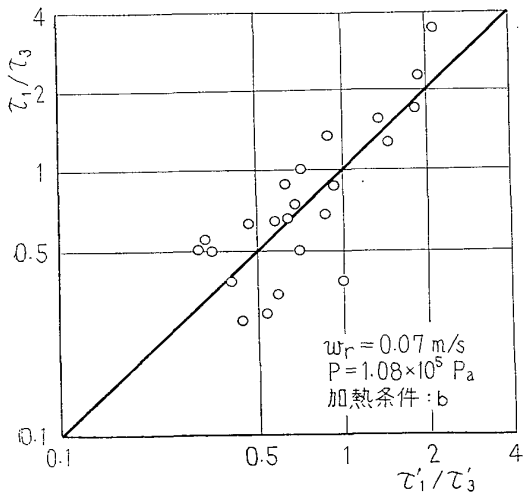


図 16  $\tau_1/\tau_3$  と  $\tau_1'/\tau_3'$  の比較

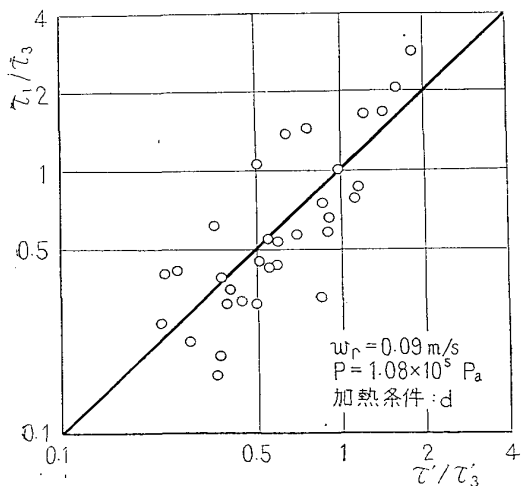


図 17  $\tau_1/\tau_3$  と  $\tau_1'/\tau_3'$  の比較

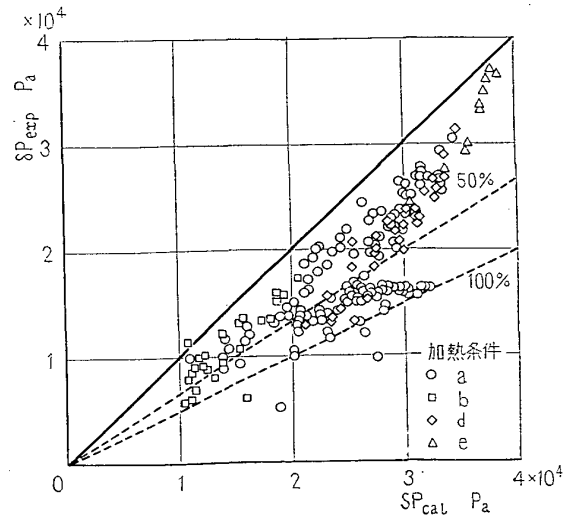


図 18 差圧振幅の実験結果と計算結果の比較



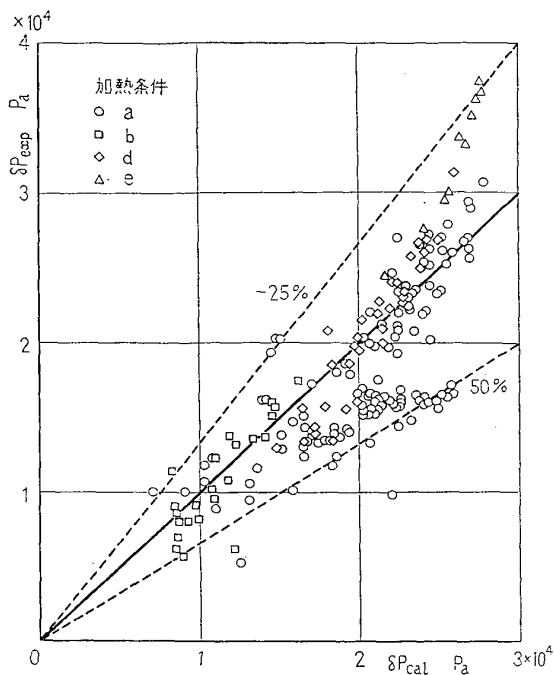


図 19 差圧振幅の実験結果と計算結果の比較  
(管の熱容量効果を無視した場合)

致している。ここで述べたモデルでは管の熱容量効果を無視した場合のほうが良好であるが、主要機構としては上述のモデルでよいことがわかった。

なおガイセリングは流体が水、メタノール、そして本実験で用いた R113 と物性的によく似た R11 の場合にも発生すること、またそれら流体による実験結果が同一方法で整理できることが Griffith によって

明らかにされていることから、本報のモデルも R113 以外の流体に対しても適用可能であると予想される。

## 5. 結 言

R113 を作動流体とする強制循環ループを用いてガイセリングに関する実験を行い以下の結論を得た。

- (1) ガイセリングは流速が小さいほど、圧力が低いほど、またライザ長が大きいほど発生しやすい。
- (2) ガイセリングの周期は熱流束密度の増加とともに大きくなり、流速の増加とともに小さくなる。
- (3) 加熱部差圧振幅は熱流束密度の増加とともに大きくなり、流速の増加とともに小さくなる。またライザ長が大きいほど差圧振幅も大きい。
- (4) チャンネルに沿う温度分布と逆流による液面上昇過程をモデル化して求めた式 (10) と (12) は、実験結果と比較的によく一致する。
- (5) 差圧振幅を与える式 (16) は実験結果と比較的によく一致する。
- (6) (4) および (5) のことから本報で示したモデルはガイセリングの主要機構を代表していると考えられる。

## 文 献

- (1) Bouré, J. A., ほか 2 名, *ASME Paper*, No. 71-HT-42 (1971), 1.
- (2) 中西・ほか 4 名, 本論文集 4245 ページ.
- (3) Griffith, P., *ASME Paper*, No. 62-HT-39 (1962), 1.

## 討 論

〔質問〕 赤川 浩 爾 (神戸大学工学部)

ガイセリングの現象が明解に説明されており、不安定流動現象の一つの位置付けがめいりょうにされていることに敬意を表する。

(1) 4254 ページ左欄 5~9 行めによると、ガイセリングは 3 過程からなり、第 3 過程は「ドラムからの液の再充てん」であることが示されている。それによると、もし蒸発管出口がドラムの水面の上にあるような構造の場合には第 3 過程が生じないので、ガイセリングは生じないことになる。したがってガイセリングの防止には上のような構造にすればよいと思うが、このことについてのご見解をお聞きしたい。

(2) 図 13 のモデルによる突沸がガイセリングの起動の原因であると解される。したがって自己蒸発による体積の急増を定める物性値  $(v'' - v')(di'/dp)/r$  がガイセリングの発生限界に対する影響因子と考えら

れる。理論的解析の中にはこの物性値は関係しないのか。

(3) 図 4~6 にガイセリングの発生限界が個々に示されているが、さらに一般化された発生限界の図は作製できないのか、これに対するご見解を知りたい。

〔回答〕 (1) 蒸発管出口がドラムの液面の上にある場合にはご指摘のようにガイセリングは生じない。しかしガイセリングが生じるのは一般に流速の非常に低い範囲であるため、液面よりも上に蒸発管出口があると蒸発管へ十分に液が供給されず、管の過熱とかパーンアウトなどを引き起こすことになり、系の安全上問題がある。したがってガイセリングの防止策としては妥当ではないと思う。

(2) 本研究の解析において示されたガイセリング発生限界は、式 (9) でも明らかのように液体の温度分布と飽和温度分布が接するところで蒸発が始まるとし

て求められたもので、パラメータとしては  $(v''-v')$  ( $di'/dp)/r$  は式 (12) には含まれていないが、基本的には自己蒸発に基づいて求められたものである。

(3) ガイセリング発生限界には液の再充てんや蒸気スラグ形成、およびその流動などが影響しており、さらに一般的な発生限界図は、それらの過程を含んだ、しかも流体の連続の式、運動量式などを用いた解析を行うことによって作製できると思う。これについては今後の課題にしたい。

〔質問〕 香川 達雄

(東京芝浦電気会社エネルギー機器研究所)

(1) 流速の測定には何を用いたのか。論文からはベンチュリ管と想像されるが、流速がきわめて低いのでかなり口径の小さいものであると思われる。したがって本実験は入口絞り抵抗の大きい比較的安定な系の実験と考えてよいのか。

(2) 3 m の加熱管内で大きな流体振動が起こっているとき、入口流量の変動がほとんどなかったと記述されている点はきわめて不思議に思われる。物理現象としてどのようにお考えか。これは入口抵抗の大きいことに関係があるのか。

(3) ガイセリングは流動の非線形振動現象であり、流体の動きもかなり速いものだから、解析には本来流体の運動量の式を考慮すべきと思われる。こうすれば実験から推測しておられる  $w_r$ ,  $\tau_s$  なども近似的ではあるが計算できるのではないか。

定常の熱バランスの式のみからガイセリングの主要機構を論ずることにはかなり無理があるように思われる。

(4) ガイセリングは高温高圧下でも起こると想像される。しかしこの場合には本解析で用いている飽和温度の水頭差による変化分の項  $(dT_s/dP)\rho_f g z$  はきわめて小さくなり、この関係を用いることの妥当性が問題になると思う。この場合にはやはり何らかの仮定により過熱、突沸のモデルを用いる必要があるのではないか。

〔回答〕 (1), (2) 本研究において流速測定にはベンチュリ管とオリフィスを用いている。しかし本研究で対象としているガイセリングは、加熱部入口の抵抗が小さくしかもポンプ特性とか圧縮性容量などに依存した入口流速変動を伴う不安定流動、たとえば密度波振動、フローパターン遷移不安定、流れ逸走<sup>(1)</sup>などとは異なり、入口流速変動のない状態で発生する不安定現象である。したがって加熱部入口抵抗はガイセリングには関与しない。

(3) 本研究における解析では周期と加熱部差圧振

幅の整理を主要目的としており、ご指摘のように熱バランスの式だけを用いた簡単な解析である。したがって  $w_r$  や  $\tau_s$ , その他周期の絶対値なども解析的には求められていない。さらに本文中でも述べているように液の過熱や突沸、そして形成された蒸気スラグの運動も解析には組み込まれていない。したがって「ガイセリングの主要機構を代表している」という表現は適切でなかったかもしれないが、本研究においてガイセリングの機構をある程度は明らかにできたと考えている。なお運動量式を考慮することなどについては今後さらに検討する予定である。

(4) 高温高圧下でも現象的には同様な振動が生じるかもしれないが、その振動のメカニズムは本研究で示したガイセリングのそれとは異なっているであろう。したがって本研究で示したモデルをそのまま高温、高圧下の振動に適用できず、何らかの新しいモデルを作成する必要があると思われる。

〔質問〕 松井 剛一 (大阪大学基礎工学部)

ガイセリング現象の詳細な観察によって複雑な機構を明快に説明されていると思う。

(1) 加熱部差圧振幅は熱負荷の増加とともに大きくなると結論されているので、差圧振幅が最大になる熱負荷が上限の発生限界を与える。したがって、この熱負荷をわずかでも超過すると安定状態になると解釈してよいか。図3(D)をみると何らかの不安定現象が発生するように見受けられる。

(2) 図3(D)の差圧はゆるやかな変動を示しているとみえる。著者のいう上限の安定な流動についてご説明願いたい。

(3) ガイセリング発生領域とされている領域内に安定状態などの点が混在しているが、これは著者が考慮に入れていない要因(たとえば外的条件)に起因するものと考えてよいか。

(4) 発生限界に関する結果に比べて振動周期(とくに図7)ではかなりのばらつきがみられる。これは何に原因しているのか。

(5)  $L_e$  もしくは  $\tau_e$  は式(4)によって  $w_{in}$ ,  $q$  のほかに  $\Delta T_{sub}$  の影響を受ける。したがって、図4の結果は、入口サブクーリングに関係ないとされているが、実はその影響も含まれているのではないか。

(6) 入口流量と落下流量がともに一定とするモデルでは、図2の(B), (C)において、 $\tau_s$  の区間では直線的に圧力が回復することになる。実測とモデルとの差は、熱負荷が大きいほど著しくなるようにみえるがいかかか。 $\tau_s$  の区間の評価は解析において一つの重要な問題点と見受けられるので、実測とモデルとの

差が, 図 15 や 19 におけるデータのばらつきを招いている主要因の一つとみられないか.

〔回答〕 (1) そのとおりである. なお図 2 (D) はガイセリングが減衰していく途中の記録例であり, ゆるやかな変動を示しているが, さらに時間が経過するとこのゆるやかな変動がなくなり, 沸騰二相流系固有の非常に小さな振動のみになり差圧はほとんど一定になる.

(2) 説明が不十分であったと思う. 図 2 (D) は (1) において述べたように十分安定した状態ではない. そして安定な流動とは加熱部出口で環状流あるいはそれに近い流動様式になっている状態で, 差圧には非常に小さい振動が存在するがほぼ一定であるとみなせる状態のことである.

(3) 大部分のデータが加熱量を増加することによって得られたものであるが, 加熱量を減少させて得られたデータも少し含まれている. 本研究では十分検討しなかったが, ガイセリングの発生限界は, 加熱量を増加させた場合と減少させた場合とで異なり, ヒステリシスが存在する可能性がある. その他, 気ほう流-スラグ流の周期的遷移からガイセリングへの移行は連

続的であり, 厳密に区別できないことも混在の原因であろう. また何らかの外的要因もあるかもしれない.

(4) 図 7 のデータは数回の実験によって求めたもので, 入口サブクーリング, 圧力, 流速などの設定のばらつきが約  $\pm 5\%$  程度あることが原因していると思われる.

(5) 表現が適切でなかったと思う. ご指摘のとおり入口サブクーリングの影響は式 (4) から明らかなように考慮されている. 著者の意図したのは種々の入口サブクーリングに対する発生限界が 1 本の曲線で表されるということである.

(6) ご指摘のとおり  $w_r$  が一定であるという仮定を用いているために熱流束密度が大きいほど実測とモデルの差が大きくなり, それが解析結果と実験結果の比較のばらつきの原因の一つであると考えられる. その他, 加熱条件によって一定の  $w_r$  を用いていることも原因の一つであると考えられる.  $\tau_s$  の区間の評価については本研究におけるような簡単な解析ではなく, 流体の運動量式などを考慮した検討が必要で, 今後の課題としたい.