

536.423.1 : 532.595 : 621.18

蒸 発 管 系 の 不 安 定 流 動*

(第 1 報, 圧 力 降 下 振 動)

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

1. 緒 言

高速増殖炉発電プラントの開発に伴い, その蒸気発生器における不安定流動がプラントの安全性, 信頼性あるいは制御性の点から特に重要な問題となっている. そのため不安定流動については従来から多くの研究が行われてきた. 1971 年に Bouré ら⁽¹⁾は不安定流動に関する従来の研究結果を分類整理して問題点をかなり明確にしたが, 現象が複雑で影響因子も多いためまだ不明な点も多い.

この一連の研究は蒸発管系で生じる種々の不安定流動に関する実験的, 理論的研究結果で, 本第 1 報においては圧力降下振動について述べ, 次報以下においてはガイセリングと密度波振動について述べる.

圧力降下振動と呼ばれる不安定流動は, 沸騰チャンネルの上流に圧縮性容量を持つ系に, 圧力降下-流量特性の負のこう配領域で発生するものである. Maulbetsch ら⁽²⁾や Stenning ら⁽³⁾は, この不安定流動が流れの逸走によって誘起されるチャンネルと圧縮性容量間の干渉による自励振動であること, 一般にその周期と振幅はともに大きくまた周期は圧縮性容量に大きく支配されることなどを明らかにした.

Maulbetsch ら⁽²⁾や Stenning ら⁽³⁾⁽⁴⁾は集中系モデルで線形解析を行い, 圧力降下振動の発生限界や周期を求めたが, 線形解析では圧力降下-流量特性の非線形性を考慮できないためにリミットサイクルの存在をうまく説明することができなかった. リミットサイクルを求めるためには成合ら⁽⁵⁾のように数値解析によることもできるが多少煩雑である.

本報は圧力降下振動に及ぼすパラメータの影響など一般的特性を定性的にはあくすることを目的としたもので, 沸騰チャンネルの圧力降下-流量特性を流量の

三次式で近似することによって系の運動方程式がリミットサイクルを持つことで有名なファン・デル・ポール方程式に帰着することを示し, 図式解法によって求めた振動波形や周期を R 113 を作動流体とした沸騰ループで得られた実験結果と比較検討する.

記 号

 A, A', A_s, A_s' : 断面積 (図 4) L, L', L_s, L_s' : 長さ (図 4) G_0 : ポンプ吐出し量 G : 沸騰チャンネル流入量 G_s : サージタンク流入量 P_0 : チャンネル入口圧力 P : チャンネル出口圧力 P_s : サージタンク内の圧力 V_s : サージタンク内の気体の容積 t : 時間 ρ_f : 液の密度 κ : 断熱指数 g : 重力の加速度 (9.8 m/s²) q : 熱負荷 ΔT_{sub} : 入口サブクーリング τ : 振動周期 ΔP_0 : 入口ベンチュリ管差圧 ΔP_i : 加熱部差圧

2. 実験装置と実験方法

本報で用いた実験装置は R 113 を作動流体とした強制循環ループで, その概略を図 1 に示す. ループの主要部分は, 液タンク, ダイアフラムポンプ, 予熱器, サージタンク, 加熱部, ドラム, コンデンサ, クーラからなる. 液タンクを出た R 113 は, ダイアフラムポンプによって予熱器に送り込まれ, ここで管へ交流電力を直接通電することにより所定の温度に高められたのも加熱部へ入る. R 113 の液は加熱部で予熱器と同様の方法によって加熱され, 沸騰二相流となってガラ

* 昭和 51 年 11 月 26 日 第 875 回講演会において講演, 原稿受付昭和 52 年 4 月 4 日.

** 正員, 大阪大学工学部 (吹田市大字山田上).

*** 准員, セーレン会社.

**** 学生員, 大阪大学大学院.

ス製の可視部を含む 0.6 m のライザを通してドラムに入る。ドラムで気液分離されて、蒸気はコンデンサで凝縮されてドラムにもどる。一方、液は下降管を通してクーラで冷却され液タンクにもどる。サージタンクは内径 105 mm, 高さ 2000 mm の円筒形容器で、 N_2 ガスが封入されている。加熱部は内径 3.84 mm, 外径 6.0 mm, 加熱長さ 2.68 m の SUS304 管で垂直に設置されている。そして交流 220V を電圧調整器と変圧器によって電圧を下げて管に直接通電することによって加熱され、その電力はワットメータで測定される。また加熱部は放熱をできるだけ少なくするためにグラスウールで保温されている。

ポンプ出口流量はポンプの回転数とストロークを調節し、さらにバルブ V_1 と V_2 を操作して所定の値に設定され、流量オリフィスと水銀マンオメータによって測定される。また非定常状態での流量は入口ベンチュリ管の差圧を差圧変換器と動ひずみ計で測定し、ペンレコーダで連続記録した結果から求められる。加熱部入口温度、ドラム内温度などの各部の流体温度はシース形熱電対とデジタルボルトメータで測定される。ドラム圧力はコンデンサへの水流量を調節して一定に保たれ、その値はドラム内温度に対する飽和蒸気圧として求め、代表圧力として用いた。またポンプ吐出し圧、オリフィス部圧力、加熱部入口圧力はブルドン管圧力計で測定される。

なお本報で述べる実験ではクーラと加熱部入口のバイパスはバルブ V_5 によって閉じられている。

実験にさいしてはサージタンク入口のバルブ V_3 を

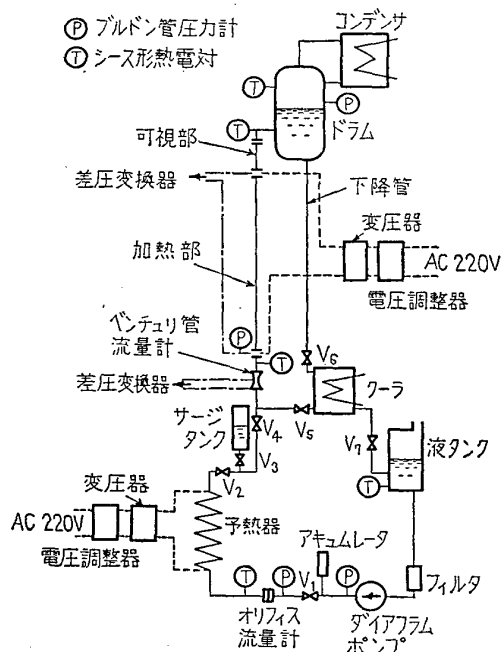


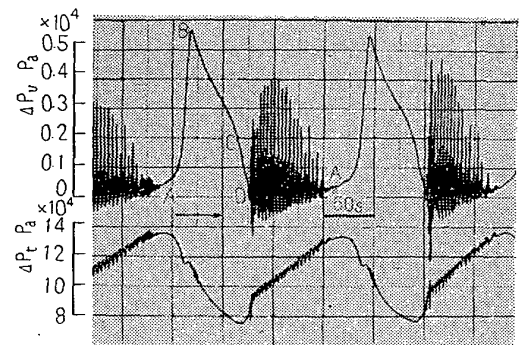
図 1 実験装置

閉じておいて、加熱部入口温度、ドラム圧力、ポンプ出口流量、加熱電力を一定に保ち、まず静特性のデータを得たのちサージタンク入口のバルブ V_3 を徐々に開いて十分時間をおいて定常振動になっているのを確認したのち測定、記録した。

3. 実験結果

図 2 に圧力降下振動時の入口ベンチュリ管差圧 ΔP_v (加熱部入口流量に対応) と加熱部差圧 ΔP_t の記録例を示す。 ΔP_v は状態 (A) から急速に増加して極大 (B) に達する。そののち減少し始め、状態 (C) からは比較的速く減少して極小 (D) に達する。それと同時に周波数の高い振動が発生し、流量の増加とともにその高周波振動は徐々に減衰して状態 (A) にもどる。一方、加熱部差圧 ΔP_t は入口ベンチュリ管差圧 ΔP_v の (A)~(B)~(C) の時間に減少し、(C)~(D)~(A) の時間に増加する。 ΔP_v の (D)~(A) 間で発生している高周波の振動は、実験条件によっては発生しない場合もある。また (D)~(A) 間でバーンアウトが発生することもある。これら高周波の振動やバーンアウトは圧力降下振動を本質的に特徴づけるものではなく、圧力降下振動によって引き起こされた二次的な現象である。

図 3 に加熱部圧力降下-流量特性を示す。図中の二点鎖線は静特性の実験値であって、負こう配領域を有している。同時に図 2 に示すような入口ベンチュリ管差圧から算出した流量 G と加熱部差圧から求めた加熱部圧力降下 ΔP_t の各瞬間における関係をプロットして、それを結んだ振動の軌跡を示す。これらが圧力降下-流量特性図上に示した振動のリミットサイクルである。実線 ①, 破線 ②, 一点鎖線 ③ はそれぞれ静特性が点 ①, ②, ③ に対応する条件のもとで行った不安定流動実験によって得られたものである。図中の (A), (B), (C), (D) はそれぞれ図 2 の状態



$P = 2.17 \times 10^5 \text{ Pa}$, $q = 3.59 \times 10^4 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 47.8^\circ\text{C}$
 $G = 60.5 \text{ kg/h}$, $V_s = 3.6 \times 10^{-3} \text{ m}^3$

図 2 振動の記録例

(A), (B), (C), (D) に対応している. すなわち状態は (A)~(B)~(C)~(D) の順に軌跡上を移動する. 各軌跡はサージタンク内の気体の容積 V_s や静特性が異なるにもかかわらずほぼ等しい. 軌跡の (D)~(A) 間, (B)~(C) 間は圧力降下-流量の静特性にはほぼ一致している. なお静特性が圧力降下-流量特性の極大値付近にあるとき (◇印で示している), 圧力降下振動は発生せず不安定な流動状態であった.

4. 理論解析

4.1 解析モデル 圧力降下振動のメカニズムはすでに Maulbetsch ら⁽²⁾, Stenning ら⁽³⁾⁽⁴⁾によって明らかにされていて, 圧力降下振動が発生するためには圧力降下-流量特性の負の配領域に平衡流量が存在すること, および振動のためのエネルギー蓄積体として沸騰チャンネルの上流に圧縮性容量が存在することが必要である. なお沸騰チャンネルが非常に長い場合には, それ自身の圧縮性によって圧力降下振動が発生しうる⁽²⁾が, これについては本報では取扱わない.

図4は解析に用いるモデルで, フィーダ部, 加熱部そしてサージタンクからなる. サージタンクとフィーダ部は断面積 A_s' , 長さ L_s' の連絡管で結合されている. サージタンクには気体が封入されていて, タンク内の液位は L_s である. このモデルは Maulbetsch ら⁽²⁾や Stenning ら⁽³⁾⁽⁴⁾のモデルとほぼ同様であるが, サージタンク入口や加熱部出入口における絞りを省略している点異なる. しかしこれらの絞りは圧力降下振動にとっては本質的な因子ではなく, 解析をできるだけ単純にするためにここでは省略する.

4.2 理論解析 圧力降下振動は圧力降下-流量の

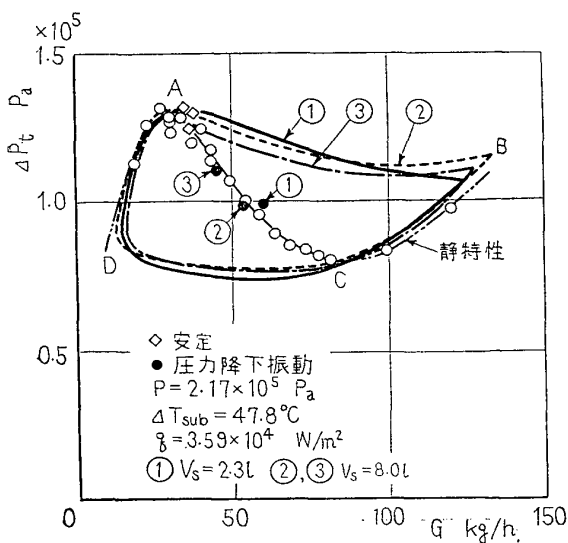


図3 圧力降下-流量特性

N字形の特性に基づく非線形振動であるから, そのリミットサイクルを求めるためにはN字形の圧力降下-流量特性を解析に組み込む必要がある. そこで本報では圧力降下を流量の三次式で近似することによって解析を行う.

解析にさいして次の仮定をおく.

- (1) ポンプの吐出し量 G_0 は一定である.
- (2) 加熱部出口圧力 P は一定で, 流体が加熱部から流出するさいに外部の系からの反作用はない.
- (3) 蒸発に伴う流体の加速を無視する.
- (4) 沸騰部の流体の慣性質量を無視する.
- (5) サージタンク, フィーダ部および加熱部での流体の慣性質量は非定常状態でも一定で, 定常状態の値に等しい.

以上の仮定に基づいてサージタンクとフィーダ部および加熱部とフィーダ部に対して次の運動方程式が成り立つ.

$$P_0 - P_s = I_s \frac{dG_s}{dt} \dots\dots\dots (1)$$

$$P_0 - P = f(G) + I \frac{dG}{dt} \dots\dots\dots (2)$$

ここで $I_s = L_s/A_s + L_s'/A_s'$, $I = L/A + L'/A'$ であり, 仮定(5)により一定である. $f(G)$ は加熱部圧力降下で, 流量 G_a で極大値, 流量 G_b で極小値を持ち, $G_a < G < G_b$ の範囲で負の配領域を持つとして次式で近似する.

$$\frac{df(G)}{dG} = a(G - G_a)(G - G_b) \dots\dots\dots (3)$$

ここで a は正の係数である.

サージタンクへの流入量 G_s によるサージタンク内の気体の容積変化は

$$G_s = -\rho_f \frac{dV_s}{dt} \dots\dots\dots (4)$$

サージタンク内の気体が断熱変化に従うとすると, サージタンク内圧力 P_s と容積 V_s に関して $P_s V_s^\gamma = \text{一定}$ の関数が成り立ち, これを式(4)に代入すると

$$G_s = C_s \frac{dP_s}{dt} \dots\dots\dots (5)$$

ここで $C_s = \rho_f V_s / (\gamma P_s)$ は非定常状態でも一定とし, P_s と V_s に対しては初期定常値を用いる.

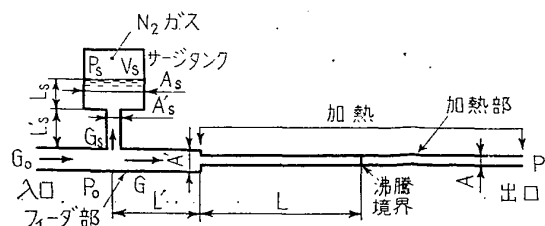


図4 解析モデル

式 (1), (2) を時間 t で微分すると

$$\frac{dP_0}{dt} - \frac{dP_s}{dt} = I_s \frac{d^2G_s}{dt^2} \dots\dots\dots(6)$$

$$\frac{dP_0}{dt} = \frac{df(G)}{dG} \frac{dG}{dt} + I \frac{d^2G}{dt^2} \dots\dots\dots(7)$$

式 (5)~(7) から dP_s/dt と dP_0/dt を消去すると

$$(I+I_s) \frac{d^2G}{dt^2} + \frac{df(G)}{dG} \frac{dG}{dt} - \frac{G_s}{C_s} = 0 \dots\dots(8)$$

ポンプ吐出し量 G_0 はサージタンクへの流入量 G_s と加熱部への流入量 G の和として与えられることから, 式 (8) を書きなおすと次式のようになる.

$$(I+I_s) \frac{d^2G}{dt^2} + \frac{df(G)}{dG} \frac{dG}{dt} + \frac{G-G_0}{C_s} = 0 \dots\dots\dots(9)$$

流量と時間に対して次式で定義される無次元数を導入する.

$$G^* = \frac{G-G_0}{G_0}, \quad t^* = \frac{t}{\sqrt{C_s(I+I_s)}} \dots\dots\dots(10)$$

式 (10) を式 (3) と式 (9) に代入して整理すると

$$\frac{d^2G^*}{dt^{*2}} - \sqrt{\frac{C_s}{I+I_s}} \alpha G_0^2 G_a^* G_b^* \left(1 - \frac{G_a^* - G_b^*}{G_a^* G_b^*} G^* - \frac{G^{*2}}{G_a^* G_b^*}\right) \frac{dG^*}{dt^*} + G^* = 0 \dots\dots\dots(11)$$

ここで $G_a^* = (G_0 - G_a)/G_0$, $G_b^* = (G_0 - G_b)/G_0$ である. 式 (11) のままでははん雑であるので, さらに

$$G^* = \sqrt{G_a^* G_b^*} y^* \dots\dots\dots(12)$$

とおき式 (11) を変形すると

$$\frac{d^2 y^*}{dt^{*2}} - \varepsilon (1 - 2\beta y^* - y^{*2}) \frac{dy^*}{dt^*} + y^* = 0 \dots\dots(13)$$

ここで ε と β はともに無次元パラメータで

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{C_s}{I+I_s}} \alpha G_0^2 G_a^* G_b^*, \quad \beta = \frac{G_a^* - G_b^*}{2\sqrt{G_a^* G_b^*}} \dots\dots\dots(14)$$

与えられる. 式 (13) は振動論で周知のファン・デル・ポール方程式⁽⁶⁾である. すなわち図4に示す系の運動方程式がリミットサイクルを持つことでよく知られているファン・デル・ポール方程式によって近似でき, 圧力降下振動のリミットサイクルは定常状態での流量, 圧力降下-流量特性, サージタンク内の気体の容積, 流体の慣性質量などから決まる無次元パラメータ ε と β によって一義的に求められることになる.

4.3 実験結果と計算結果の比較 ここでは等傾斜線法によってファン・デル・ポール方程式から $dy^*/dt^* - y^*$ 平面上のリミットサイクルを求め, そのリミットサイクルに従って

$$t^* = \int \frac{1}{(dy^*/dt^*)} dy^* \dots\dots\dots(15)$$

を図式積分し, $y^* - t^*$ 曲線と $dy^*/dt^* - t^*$ 曲線, すな

わち $(G-G_0)/G_0 - t$ 曲線と $dG/dt - t$ 曲線を求め, さらに式 (2) を適用して $\Delta P_t - t$ 曲線を求めた. ここでリミットサイクルの $dy^*/dt^* = 0$ のごく近傍において式 (15) の値が存在するかどうかについて検討する. たとえば $\varepsilon = 7.77$, $\beta = -1.35$ に対してリミットサイクルは $dy^*/dt^* < 0$ の範囲では次のように近似できる.

$$\frac{dy^*}{dt^*} = -0.25(4.6 - y^*)^{1/2}$$

ただし $4.5 \leq y^* \leq 4.6$

$$\frac{dy^*}{dt^*} = -15.0(2.0 + y^*)^{1/2}$$

ただし $-2.0 \leq y^* \leq -1.9$

上式を式 (15) に代入すると

$$t^* = 4(4.6 - y^*)^{1/2}$$

ただし $4.5 \leq y^* \leq 4.6$

$$t^* = (2 + y^*)^{1/2} / 15.0 + t_0^*$$

ただし $-2.0 \leq y^* \leq -1.9$

すなわち $\int \frac{1}{(dy^*/dt^*)} dy^*$ が存在する. $dy^*/dt^* > 0$ の場合, あるいは他の ε と β の値に対しても同様な形で近似でき, したがってリミットサイクルの $dy^*/dt^* = 0$ のごく近傍において $\int \frac{1}{(dy^*/dt^*)} dy^*$ の値が存在し, 図式積分を行うにあたっての問題はない.

図5に圧力降下-流量特性を示す. 実線は Lockhart-Martinelli の相関⁽⁷⁾を数値積分して求めた圧力降下特性である. それに対して一点鎖線は式 (3) を流量 G に関して積分して得られた近似曲線で, ここに示した例では負の配領域ができるだけ一致するように係数 a を定めている. なお図6では $G_a = 40$ kg/h, $G_b = 95$ kg/h であるが, これは圧力, 熱負荷, 入

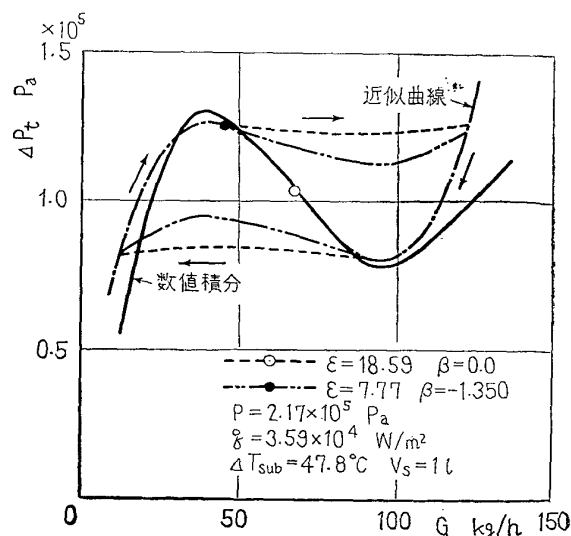


図5 圧力降下-流量特性

力サブクーリングなどの条件によって異なる。図中の破線および二点鎖線はそれぞれ平衡流量が負こう配領域の○印と●印の位置にあるときの圧力降下振動の軌跡である。なおこのときのサージタンク内の気体の容積は1lとしている。状態は軌跡上を矢印方向に進行し、(D)~(A)間と(B)~(C)間では圧力降下流量の静特性の近似曲線とほとんど一致している。これは図3に示した実験結果と定性的に一致する。また(A)~(B)間と(C)~(D)間の逸走時に対応する軌跡は静特性すなわち無次元パラメータ ϵ と β の値によって異なっている。

図6と7に流量と加熱部圧力降下の振動波形の計算結果と実験結果を示す。周期の実験結果と計算結果が後述するように異なるため、ここでは時間 t を周期で割って正規化して示している。振動波形の計算結果と実験結果は流量の場合も加熱部圧力降下の場合もほぼ一致している。

ここで示したのはともに $\beta < 0$ の場合で、 $G < G_0$ である時間のほうが $G > G_0$ である時間よりも長い。 $\beta > 0$ の場合にはファン・デル・ポール方程式の性質からも明らかなように、 $\beta < 0$ の場合とは逆に $G > G_0$ である時間のほうが長くなる。

図8に振動周期 τ とサージタンク内の気体の容積 V_s の関係を示す。周期の実験値は気体の容積の増加とともにほぼ直線的に大きくなる。計算結果は実験結果の約60%であるが傾向は定性的に一致している。 V_s の増加は無次元パラメータ ϵ の増加になり、したがって周期も大きくなる。これもファン・デル・ポール方程式の性質の一つである。以上のことから圧力降

下振動の波形あるいは周期を定性的にはあくするには無次元パラメータ ϵ と β について調べればよいと言える。

なお振動波形と周期の計算結果と実験結果が定量的にはあまり良好な一致を示していない原因としては、断定はできないけれども、圧力降下特性の近似が高流量域であり良好でないことや慣性質量の変化を考慮していないことがある。そのほかサージタンク入口の絞りによる抵抗も流量変動を減速させるであろうし、また沸騰部の圧縮性も理論と実験の定量的な不一致の原因の一つであろう。これら因子の影響を明確にするには本研究におけるような簡単な解析ではなく、たとえば差分法のような数値解析によって詳細な検討をする必要がある。

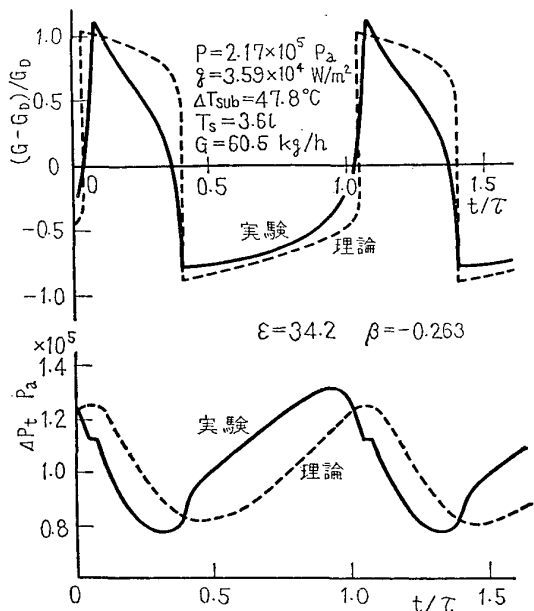


図6 振動波形

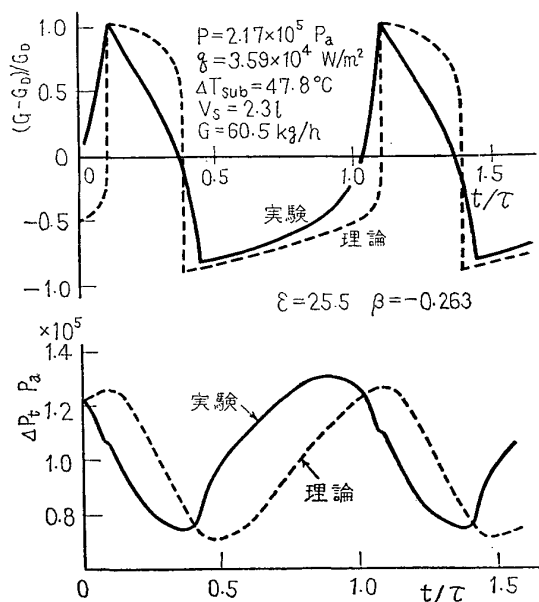


図7 振動波形

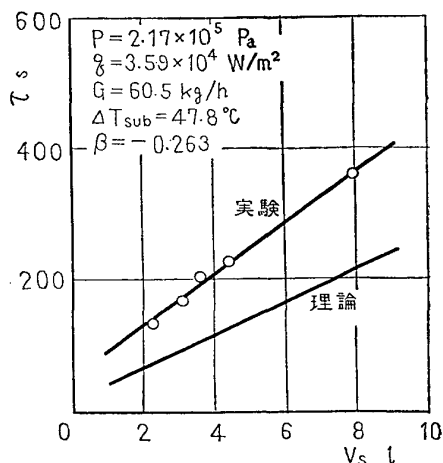


図8 振動周期

5. 結 言

R113 を作動流体とした沸騰ループを用いて圧力降下振動に関する実験を行い, 沸騰チャンネル系を集中定数系として解析した結果と比較検討して以下の結論を得た.

(1) 圧力降下-流量特性を式 (3) で近似することにより系の運動方程式はファン・デル・ポール方程式に帰着する.

(2) ファン・デル・ポール方程式から求めた振動の軌跡と振動波形は実験結果と定性的に一致する.

(3) 理論による振動周期は実験値の約 60% であったが, サージタンク内の気体の容積の増加とともにほぼ直線的に増加する傾向は実験結果と一致する.

(4) 無次元パラメータ ε と β によって振動周期や波形の定性的なものはあくが可能である.

おわりに本実験を遂行するにあたり, 熱心に協力さ

れた大阪大学工学部 笠井義次, 松本忠義, 当時大学院生 徳永健二, 学部学生 仲里鉄男の諸氏に感謝いたします. また実験に関してご援助をいただいたパブコック日立, 日立製作所, 川崎重工業の各社に感謝いたします.

文 献

- (1) Bouré, J. A., ほか 2 名, *ASME Paper*, No. 71-HT-42 (1971), 1.
- (2) Maulbetsch, J. S. and Griffith, P., *3rd Int. Heat Transf. Conf., Chicago*, (1966-8), 247.
- (3) Stenning, A. H. and Veziroglu, T. N., *Proc. 1965 Heat Transf. & Fluid Mech. Inst.*, (1965), 301, Stanford Press.
- (4) Stenning, A. H., ほか 2 名, *EURATOM Report, Proc. Symp. on Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven*, (1967), 405.
- (5) 成合・玉木, 第 13 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 51-5), 490.
- (6) 佐藤, 非線形振動論, (昭 49), 朝倉書店.
- (7) Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C., *Chem. Engng. Progr.*, 45-1 (1949-1), 39.

討 論

〔質問〕 成合英樹 (船舶技術研究所)

(1) 圧力降下形不安定流動の振動周期は, G_0 が G_a と G_b の間のどの値をとるかで大幅にかわる⁽⁵⁾. いかなる G_0 の時でも解析は 60% の振動周期となるのか. また, 特に $G_0=G_a$ または $G_0=G_b$ の時は振動周期が無限大になるとリミットサイクルが存在しない性質がある. ファン・デル・ポールの方程式からこれをどのように理解すればよいのか.

(2) C_s および I_s , I を一定としているが, 特に $C_s = \rho_f V_s / (\kappa P_s)$ は, P_s が大きい時 V_s が小さくなるということで大幅に変化する. これらの仮定を周期の違いの考察ではふれていないが, これを一定と仮定しても最終的には他の影響のほうが大きいということか.

〔回答〕 (1) ご指摘のように振動周期は G_0 の値によって変化する. そして解析結果が実験結果の約 60% になっているのは図 8 に示した条件の場合であって, いかなる G_0 においてもあてはまるわけではない. また $G_0=G_a$ または $G_0=G_b$ のときには $df(G)/dG=0$ となり, 式 (9) に代入して系の運動を表す式を求めるとファン・デル・ポールの方程式にはならず, 単振動を表す方程式 $d^2G^*/dt^{*2} + G^*=0$ が得られる. このとき系の運動は初期条件によって決定され, 特別な場合として $t^*=0$ で $G^*=0$, $dG^*/dt^*=0$ のと

きには振動は発生しないことになる. 実際には種々のかく乱が存在し, 上式に従えば振動することになるが, 解析では考慮されていない種々の減衰力のために振動は発生せず, したがって $G_0=G_a$ または $G_0=G_b$ のときには本理論は使用できないと考えられる. さらに付け加えれば, $G_0 < G_a$ または $G_0 > G_b$ の範囲においては式 (13) は Bendixson の否定定理⁽⁶⁾によってリミットサイクルをもたないことになり, これは実験事実と一致する.

(2) 周期の実験結果と解析結果の違いの原因を考える上で, C_s , I_s および I を一定とした仮定について述べなかったのは考察としては不十分であったと思われるので以下に補足する. まず C_s の値は図 3 の場合においてはリミットサイクルに沿ってここで用いた値の約 0.6~1.6 倍の範囲で変化する. したがって C_s としてどの値を用いるかによって周期も同じ程度に変化する. また I_s と I に液の密度を乗じると近似的にチャンネル内の質量に対応する値になり, この値もリミットサイクルに沿って大きく変化する. 質量が大きいところでは流量の変動はゆっくりしたものになり, 逆に小さいところでは速くなる. したがって I_s または I としていかなる値を選ぶかによって周期は変化する. C_s , I_s または I の決定にはかなりの任意性があり, どの値を用いればよいかについては本研

究では十分に検討していない。本研究は緒言にも述べているように圧力降下振動の定性的なあくを主要目的としているために、代表値としては最も簡便な初期定常値を用いている。そして C_0 , I_0 、あるいは I を一定

とせず、リミットサイクルに沿って変化することを解析に取り入れるためには本文中でも述べているように数値解析などの手段を用いる必要があると思われる。