

LN2自然循環ループにおける循環特性と密度波振動

著者	浅尾 芳久, 小澤 守, 竹中 信幸
雑誌名	混相流
巻	6
号	2
ページ	159-172
発行年	1992-03
その他のタイトル	Circulation Characteristics and Density Wave Oscillation in a Natural Circulation Loop of Liquid Nitrogen
URL	http://hdl.handle.net/10112/4958

L N₂自然循環ループにおける循環特性と密度波振動^{*}Circulation Characteristics and Density Wave Oscillation
in a Natural Circulation Loop of Liquid Nitrogen浅尾 芳久^{**}
ASAO Yoshihisa小澤 守^{***}
OZAWA Mamoru竹中 信幸[†]
TAKENAKA Nobuyuki

Abstract Circulation characteristics and flow instabilities are investigated in a natural circulation loop of liquid nitrogen. The circulation velocity increases with the increase in the heat flux and decreases with the increase in the flow restriction. Beyond a certain limit of heat flux, so called "density wave oscillation" occurs. By applying a lumped-parameter model and homogeneous two-phase flow model to the present natural circulation system, the numerical simulation is conducted. The simulation well represents the transient behavior of the system and the estimated threshold conditions of the flow oscillation agree well with the experimental results.

Keywords: Density wave oscillation, Natural circulation, Liquid nitrogen, Lumped-parameter model

1. 緒言

二相流系の流動安定性の問題は原子炉蒸気発生器、ボイラなど様々の機器で重要な問題であり、過去30年にわたって極めて多数の研究がなされている。その状況は例えばLaheyとDrewのアセスメント¹⁾に詳しく示されている。しかし低温流体二相流については、空気分離装置およびLNG気化器を始めとする種々の低温関連機器における装置運転上、この不安定流動は大きな課題となりうるにもかかわらず十分に研究されているとは言えない。

今までに低温流体の流動の安定性についての研究としては、国外では例えばFriedlyら²⁾、また国内では赤川ら³⁾、福田ら⁴⁾によりLN₂を用いて実験的、理論的に検討されているが、これらの対象はいずれも強制流動系であり、たとえば空気分離装置の主要構成要素であるサーモサイフォンリボイラ・コンデンサなどで重要となる、自然循環系の流れの安定性についてはほとんど報告されていない。わずかにHands⁵⁾が自然循環系で実験を行っているが大気圧下での実験であり、入口サブクーリ

* 1991.11.29 受付

** 住友電気工業(株) 電力システム技術研究所

*** 関西大学工学部 〒564 吹田市山手町3-3-35
TEL (06) 388-1121(内線5814) FAX (06) 330-3770

† 神戸大学工学部

ングの設定などの点で不明な点が多く、あまり信頼のおけるものとは思われない。したがって実際の空気分離装置等で重要となる0.3~0.8MPa程度の圧力範囲の自然循環系での循環特性や不安定流動に関する報告はこれまでのところ皆無に近いと判断せざるを得ない状況である。つまり低温流体の自然循環特性や不安定流動の様相は従来、水やフロン等のようないわゆる常温流体での様相と同じなのか、またなにか変化があるのか全くわからない状況にある。なおサーモサイフォンリボイラ・コンデンサでは、一方の側でサーモサイフォンリボイラ、他の側にはコンデンサがあり、両者は熱的に結合されている。したがってコンデンサ側の動的挙動が熱流束を介してリボイラ側に影響し、またその逆も成立する。現状ではBWR¹⁾を除いて、このようなシステムの不安定流動問題はほとんど報告されていないが、今後空気分離装置の性能向上、安定性を深く追求する際には問題となる可能性が大きい。

不安定流動の解析の手法の代表的なものとしては主として安定限界を求めるための線形解析(周波数領域)や差分法などによって時間領域で解くものなどがあり、数多くの研究がなされている^{1,2,7,8)}。最近この分野に発生するカオスに注目してLaheyら⁹⁾が集中定数モデルを用いて非線形解析を行い、興味深い結果を得ている。この方法では系をいくつかの要素に分割して集中化近似を施し、そのため分布定数系本来の性質は多少損なわれるものの、非線形方程式を比較的簡単に解くことができ、非線形力学系として混相流系を検討する際にはかなり有効な手段であろう。

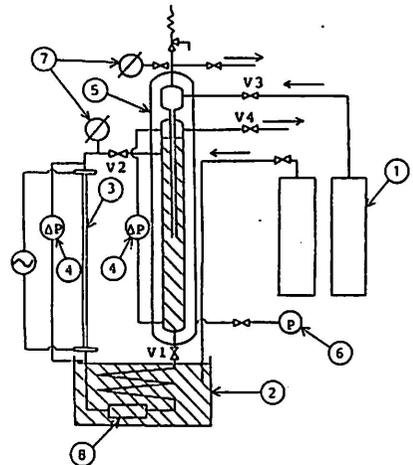
本研究はサーモサイフォンリボイラ・コンデンサの動的挙動を解明するための第一歩として、まずリボイラ側、つまり沸騰を伴う自然循環系での流れの特性ならびにその安定性について液体窒素を作動流体として実験を行い、循環特性および不安定流動現象について明らかにする。またそのサーモサイフォンリボイラで発生する流量脈動に関して上記集中

定数モデルによる非線形解析を行ったので、その結果について報告する。

2. 実験装置および方法

本研究で用いた実験装置をFig. 1に示す。実験装置の主要部はLN₂(液体窒素)タンク、ヘッドコラム、サブクーラ、加熱部から構成されており、ヘッドコラムは真空断熱され、サブクーラには常に一定量のLN₂が満たされている。加熱部には内径5mm、外径6mm、長さ0.9mのSUS304管を用いた。

LN₂は、まずLN₂タンクよりヘッドコラムに流入する。LN₂タンクからヘッドコラムまでの間で気化した窒素ガスは、上部バルブV₃より大気へ放出され、LN₂はそのまま下方へ流れる。ヘッドコラムから流出したLN₂は、サブクーラの中を通り、タービンフローメータで流量測定され、加熱部へ流入する。ここで加熱部を直接通電加熱により加熱すると、LN₂は沸騰して二相流となる。その後、二相流は加熱部からヘッドコラムへと流入し、そこで気液分離され、気化した窒素ガスはバルブV₄を経て大気へ放出され、またLN₂はそのままヘッドコラムに残る。実験中、ヘッドコラムには常にLN₂が供給されていて、ヘッド



1:LN₂ tank 2:Subcooler 3:Heated section
4:D.P. cell 5:Head column 6:Vacuum pump
7:Pressure gauge 8:Turbine flowmeter

Fig. 1 Experimental setup.

コラム上下端の差圧をモニターした結果、ヘッドコラム内のLN₂のヘッドは常に一定に保たれていたことを確認している。また系内圧はヘッドコラム圧力で代表させ、それはV₃、V₄のバルブの開度で調整され、ほぼ一定に保たれていた。サブクーラは大気開放の状態にあり、したがって本実験の場合入口サブクーリングはサブクーラ内のLN₂の飽和温度と加熱部内の飽和温度の差によって基本的に規定され、入口サブクーリングは系の圧力に連動して変化する体系になっている。

実験は系圧力0.3~0.42MPa, 加熱部熱流束4.5~45.96kW/m², 入口サブクーリング7~12Kの範囲で行った。また下部連絡管(ヘッドコラムから加熱部入口まで)に取り付けられたバルブV₁を調整することにより2種類の下部連絡管抵抗損失に対して実験を行った(式(1)に従って定義された抵抗損失係数K_Pの値は、330、580の2種類)。また上部連絡管(加熱部出口からヘッドコラムまで)のバルブV₂の抵抗損失係数K_Vは、液体单相流状態で式(1)に従って算出した結果10であった。

$$\Delta P = \frac{1}{2} K \rho_L u^2 \quad (1)$$

ここでKは抵抗損失係数でK_P、K_Vのみならず各部の曲がりや拡大縮小部分の抵抗損失係数も式(1)によって表すこととした。なお後述の循環計算やシミュレーションにおいてはKの値は液体单相流に対して定義した値を用いるがρ_Lu²の値に関してはその場所でのクオリティや流速を考慮した値とする。

本実験においては作動流体の温度が約-180℃と、室温に比べてかなり低いため、断熱をかなり施しても熱の侵入は避けられない。そこで別途行った強制流動実験において、通電加熱を行わない液体单相流状態で入口出口の液体の温度差から侵入熱量をあらかじめ評価し、平均値として4.5kW/m²を得た。この熱量は基本的には管外面での熱伝達率、管壁の熱抵抗、管内面での熱伝達率に依存する

が、内面や管壁での熱抵抗に比べて管外壁でのそれが最も大きく、ほとんど管外壁の熱伝達率に支配されると思われる。本自然循環実験の圧力、流量などの範囲は基本的には強制流動実験と大差なく、また伝熱モードとしては核沸騰領域に限られ、したがって管外壁温度も通電加熱状態であっても流体温度とそう大きな差はなかった。その結果実験を行った室温と管壁温度の差の変化はその絶対値に対して相対的にかなり小さく、この熱侵入量は通電加熱状態でも非加熱状態でも、また系圧力が変化してもほぼ等しいと推測される。このようなことから本研究では全ての実験条件に対して管外から侵入する熱流束を上記の4.5kW/m²に等しいとし、加熱部では通電加熱量にこれを加えた値を熱流束qとした。また加熱部下流の上部連絡管部での熱侵入の熱流束も4.5kW/m²とした。なお加熱部入口とサブクーラの間には数cm程度の距離があるが、この部分は常にサブクーラからの蒸発ガスに包まれていたために、ここでの熱侵入はないとした。

3. 実験結果

3.1 循環速度特性

本実験より得られた加熱部入口流速(循環速度)u_{in}と熱流束qの関係をFig. 2~Fig. 5に示す。図中の実線および破線は循環速度の計算結果であるが、これについては数値計算結果と関連して後述する。

一般に、循環速度は熱流束が増加するに従って増加し、極大値を有した後やや減少する。つまり熱流束の増加とともに加熱部内のボイド率が増加することにより、加熱部とヘッドコラムの間のヘッド差つまり循環力が増加し、したがって循環速度が増加するが、ある程度循環速度が増加してくると加熱部内の摩擦圧力降下が増加してきて、これが逆に循環力を低減させ循環速度は減少すると解される。図中の垂直の実線は、これを越えて熱流束を増加させると大振幅の流量脈動が発生する限界の熱流束、つまり安定限界を表している。な

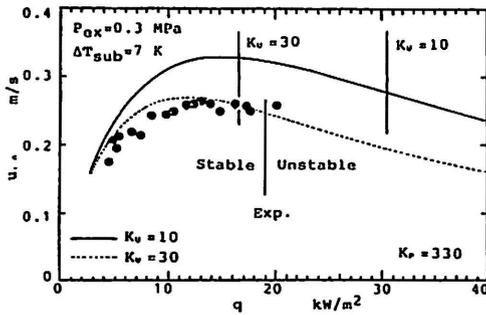


Fig. 2 Circulation characteristics.

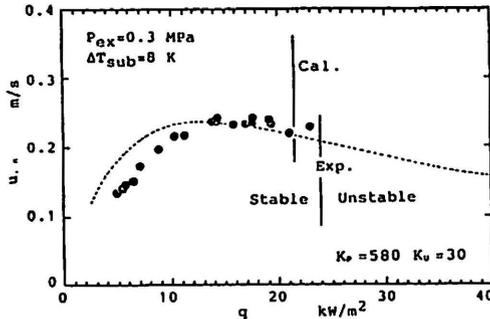


Fig. 3 Circulation characteristics.

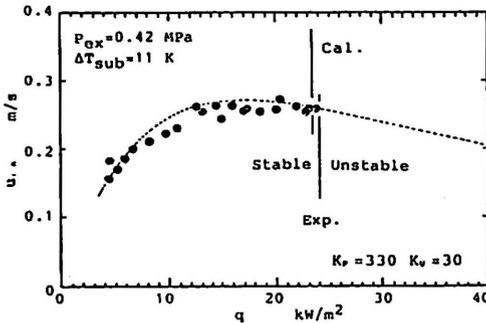


Fig. 4 Circulation characteristics.

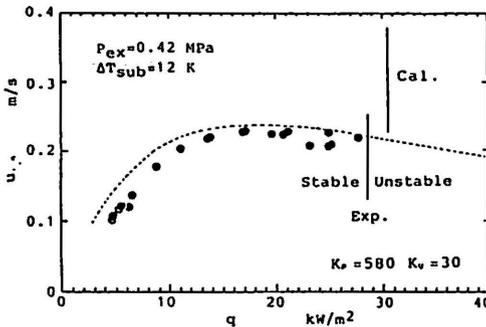


Fig. 5 Circulation characteristics.

お本実験ではタービン流量計の指示器の都合で脈動の振幅が大きくなると流量を求めることができなかつたため、ほとんどの脈動状態で循環流量の値は示されていない。

Fig. 2とFig. 3あるいはFig. 4とFig. 5を比較すると、入口絞り K_p が増加すると管路抵抗が増加し循環速度が全体的に減少することがわかる。またFig. 2とFig. 4あるいはFig. 3とFig. 5の比較から、低熱流束域では系圧力の増加とともに循環速度は減少し、高熱流束域では逆に増加することがわかる。このことは圧力が高いほどボイド率が小さく、従って低熱流束域では循環力が相対的に小さくなるのに対して、高熱流束域ではボイド率が小さいほど二相混合物の速度が小さく、したがって循環を妨げる摩擦圧力降下が相対的に小さくなっていくことによると理解される。また圧力増加とともに循環速度の極大値の位置が若干高熱流束側に移動している。しかし、極大値の絶対値そのものに対する圧力の影響は本実験程度の圧力差ではあまり顕著ではない。以上のような循環流量の一般的な特徴は著者のひとりが以前に行ったR-113による自然循環実験^{10,11)}や水を作動流体とした自然循環ボイラの特性と基本的に一致する。

3. 2 脈動特性

実験において高熱流束域、つまり循環速度が極大値を越え、減少し始めたあたりで循環流量および加熱部差圧が周期的に大きく振動する不安定流動が発生した。前出のFig. 2～5で明らかのように、不安定流動の発生限界の熱流束は入口絞りが大きいほど、また系圧力が高いほど大きくなる。

実験より得られた不安定流動時の差圧変動波形の一例をFig. 6に示す。安定流動時の差圧波形は二相流に固有と思われるランダムな振動しているだけであるが、脈動が発生すると差圧は一定の周期を持った有限振幅の脈動が持続するようになる。この脈動周期 τ と熱流束 q との関係をFig. 7に示す。脈動周期の実験結果は本実験の範囲では2～3秒のオーダーで、これは加熱部入口からヘッドコラム

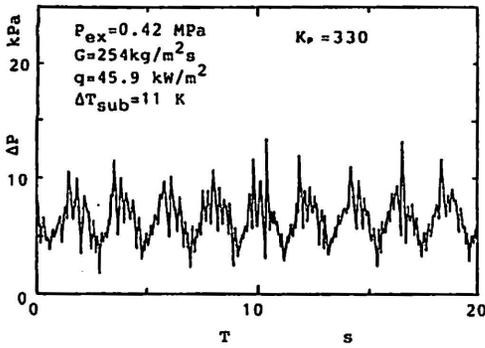


Fig. 6 Recording trace of pressure drop.

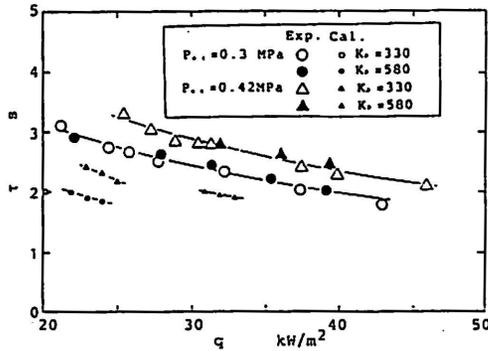


Fig. 7 Oscillation period.

入口までの区間の滞留時間とオーダー的に一致する。またFig. 2 ~ 5とR-113での結果^{10,11)}との対応から考えて、ここで発生した脈動は蒸発管系の不安定流動として最も代表的な、Kinematic density wave つまりボイド波の伝播遅れが主原因となった振動、すなわち密度波振動であると考えられる。密度波振動を代表する時間スケールは滞留時間であり、脈動周期の変化は滞留時間の変化に対応する。したがってFig. 7に示すように脈動の周期 τ が熱流束 q の増大とともに短くなっていることは、熱流束の増加により加熱部内のボイド率が増え、二相混合物の流速が増加して滞留時間が短くなることに対応する。また周期は圧力の増加とともに大きくなる。このことも基本的には圧力が高いほど二相混合物の流速が小さく、従って滞留時間が大きくなることから理解される。本実験の範囲では脈動周期

τ は入口抵抗 K_p によって余り変化しないのは、絞りによって流量が減少する効果と逆にボイド率が増加する効果が相殺した結果であろう。

4. 動的挙動の数値シミュレーション

4.1 計算モデル

上述したように自然循環系で熱流束を増加していくと不安定流動が生じる。このような不安定流動の発生限界(安定限界)を予測するには緒言で述べたように線形解析を用いることも可能で、事実、赤川らは著者のひとりがNakanishiらと開発したドリフトフラックスモデルに基づく線形安定判別コード^{10,13)}によって強制流動並列管系の安定判別を行い、著者らのモデルが LN_2 系に対しても妥当な結果を導くことを示している⁴⁾。また同じくドリフトフラックスモデルに基づいた時間領域での非線形解析としては例えばAritomiらの研究¹⁴⁾があり、スリップ流モデルを用いたものとしてはTakitaniらの研究¹⁵⁾もある。しかし今後サーモサイフォンリボイラ・コンデンサへの発展的適用、さらにはこれをカスケード的に連結して空気分離装置全体の流動問題にも応用することを考えるならば、流動モデルとしてはできるだけ簡単な、例えば均質流モデルが望ましく、また数値計算上もできるだけ簡単に、例えば偏微分方程式系ではなく、常微分方程式系のほうが望ましい。そこでここではLaheyら⁹⁾と同様に集中定数モデルを用いて数値シミュレーションを行うこととする。この集中定数モデルでは流路を適当な数のノードに分割し、各ノード内では変数は一定もしくは特定の分布をするものと仮定して、時間と空間に関する偏微分方程式を空間に対して積分し、時間のみの常微分方程式にして方程式系を計算することになる。

まず本解析において以下の仮定をおく。

- (1) 流れは一次元とする。
- (2) 系の圧力は一定とする。
- (3) 二相流は均質流モデルによって表されるものとする。

- (4) 気液両相は熱平衡状態にあり、サブクール沸騰は考慮しない。
- (5) エネルギー式において、粘性消散、運動、位置、仕事のエネルギーは無視する。
- (6) 管の熱容量を考慮しない。

ここで上記の仮定に関して若干の説明を補足しておく。本研究においては系圧力として 0.3 MPa、0.42 MPa の場合について実験を行ったが、いずれの場合にも加熱部での圧力降下はせいぜい 7 kPa 程度であり、この程度の変化に対して LN₂ の熱物性値の変化はごくわずかで、事実上ほとんど無視してもさしつかえない程度であった。したがってシミュレーションに際しては(2)の仮定を置き、ヘッドコラムの圧力をもって代表した。また加熱部の圧力降下については強制流動系¹⁶⁾ならびに本実験において均質流モデル(ただし管摩擦係数としては液体単相流状態での値を用いる)によって十分予測できることを確認している。不安定流動状態でもこのことが成立するかどうか定かではないが、逆流を引き起こす程度の大振幅のリミットサイクル振動状態を除けば大きな問題はないと考えている。著者らの既報の論文に示している強制流動系ならびに今回行った自然循環系での実験において得られた実験データに関して、SahaとZuberの式による正味の蒸気発生点を算出した結果、いわゆるサブクール沸騰領域はLN₂の場合には極めて狭く¹⁶⁾、伝熱上はほとんど無視しても差し支えないと判断した。したがって本シミュレーションにおいても(4)の仮定を置いている。最後に管の熱容量であるが、これは著者らの経験によれば安定限界の予測にある程度の影響を有することがわかっている。ただし今回の解析が、上述のようにできるだけ単純化したモデルでどの程度安定限界を予測することが可能であるか、またLN₂を作動流体とするでシミュレーションにおいて何か特別な現象が見られるかを検討することにあるため、ここでは熱容量効果を考慮しないことにした。今後研究を行う予定のサーモサイフォンリボイラ・コンデンサに関するシミュレーション

においてはこれを考慮しなければならないのは当然である。

シミュレーションにおいて、Fig. 1に示した実験装置をFig. 8のような循環回路にモデル化する。ここで加熱部(B-C区間)は熱流束 q で一様に加熱され、ヘッドコラム(E-A区間)および下部連絡管(A-B区間)は完全断熱、上部連絡管(C-D-E区間)は外部からの熱侵入によって熱流束 q' で一様に加熱されるものとする。下部連絡管、上部連絡管の管内径は等しく D_p とし、加熱部は D_T 、またヘッドコラムは D_H とする。A-B区間は液単相流、B-C区間で液単相流から二相流に移り、C-E区間では二相流、E-A区間は再び単相流とする。下部連絡管の入口部Aでの抵抗係数を K_A 、以下同様に加熱部入口部での値を K_B 、上部連絡管入口 K_C 、上部連絡管エルボー部 K_D 、ヘッドコラム入口 K_E とする。またそれぞれの場所での速度や比容積には添え字としてA~Eの記号を付けるものとする。ただし加熱部入口は添え字inで、また出口はexで表し、加熱部、連絡管、ヘッドコラムをそれぞれT、P、Hの添え字で表す。

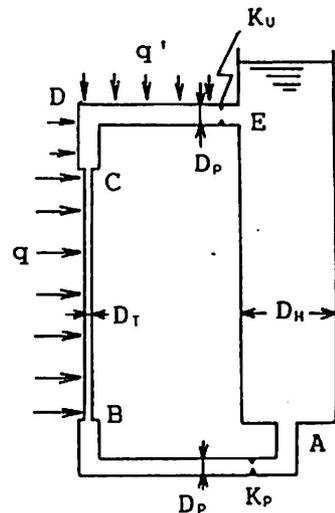


Fig. 8 Simulation model.

4. 2 循環ループの動的挙動

4. 2. 1 基礎式

本解析で用いた基礎式は以下の式である。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0, \quad (2)$$

エネルギー式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho h u) = q_v, \quad (3)$$

運動量式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2) \\ &= -\frac{f}{D} \frac{\rho u^2}{2} - \rho g - \frac{\partial P}{\partial z}, \quad (4) \end{aligned}$$

ここで ρ は密度、 t は時間、 z は空間座標、 e は内部エネルギー、 h はエンタルピ、 u は流速、 D は管内径、 P は圧力、 f は管摩擦係数、 g は重力加速度、また q_v は単位体積当りの熱負荷であり、次式で与えられる。

$$q_v = \frac{4q}{D_T}. \quad (5)$$

式(3)において $\partial(\rho e)/\partial t$ は近似的に $\partial(\rho h)/\partial t$ に等しいことから、式(3)は次式のように書き換えられ、以後の計算にはエネルギー式としてこれを用いることにする。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho h u) = q_v. \quad (3a)$$

加熱部はFig. 9に示すように液単相流部、二相流部の2領域に分割し、液単相部長さを λ_L 、加熱部長さ L_T 、入口からの座標を z で表す。各部での流速 u 、比容積 v 、エンタルピ h の定常状態を以下の式のように仮定する。まずエンタルピ h は入口より一様に増加する。よって各部のエンタルピは次式で与えられる。

$$h = h_{in} + \frac{H_{LG}}{\lambda_G - \lambda_L} z = h_{in} + \frac{q_v}{G} z. \quad (6)$$

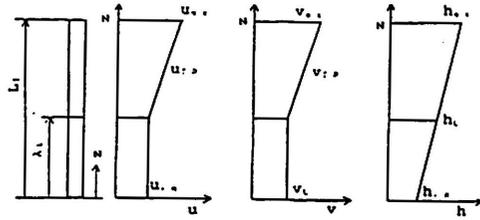


Fig. 9 Distributions of velocity, specific volume and enthalpy.

ここで h_{in} は入口エンタルピ、 λ_G は液体全量が飽和蒸気となるまでの長さであり、

$$\lambda_L = \frac{G}{q_v} \Delta h_{sub}, \quad (7)$$

$$\lambda_G = \lambda_L + \frac{G}{q_v} H_{LG}, \quad (8)$$

である。ここで G は質量流束、 Δh_{sub} はサブクールエンタルピ、 H_{LG} は蒸発潜熱である。比容積は液単相流部では一定値、二相流部では一様に増加するとすると

$$v = v_L \quad (x_{eq} \leq 0), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} v_{TP} &= v_L + \frac{v_{LG}}{\lambda_G - \lambda_L} (z - \lambda_L) \\ &= v_L + \frac{q_v v_{LG}}{G H_{LG}} (z - \lambda_L) \quad (x_{eq} > 0). \quad (10) \end{aligned}$$

ここで v_L 、 v_{TP} はそれぞれ飽和液と二相流の比容積、 v_{LG} は飽和蒸気と飽和液の比容積差、 x_{eq} は熱力学的平衡クオリティである。流速は液単相流部では一定値とし、二相流部の流速は以下のように求める。まず式(10)から

$$\rho h = \frac{h}{v_L + \frac{v_{LG}}{H_{LG}} (h - h_L)}$$

$$= \frac{H_{LG}}{v_{LG}} \left\{ 1 - \frac{v_L - v_{LG} h_L / H_{LG}}{v_L + \frac{v_{LG}}{H_{LG}} (h - h_L)} \right\}$$

$$= \frac{H_{LG}}{v_{LG}} \left\{ 1 - (v_L - \frac{v_{LG} h_L}{H_{LG}}) \rho \right\}, \quad (11)$$

となり、式(11)を式(3a)に代入し、式(2)を用いると次式のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial z} = q_v \frac{v_{LG}}{H_{LG}} = \Omega_{TP}. \quad (12)$$

よって流速は次のように与えられる。

$$u = u_{in} \quad (x_{eq} \leq 0), \quad (13)$$

$$u_{TP} = u_{in} + \Omega_{TP} (z - \lambda_L)$$

$$= u_{in} + \frac{v_{LG}}{H_{LG}} q_v (z - \lambda_L) \quad (x_{eq} > 0).$$

(14)

上部連絡管も単位体積当りの熱負荷 q_v' を外部からの熱侵入 q' によって与えられるので

$$q_v' = \frac{4q'}{D_P}, \quad (15)$$

となり、上部連絡管での速度勾配 Ω' は

$$\Omega' = q_v' \frac{v_{LG}}{H_{LG}}, \quad (16)$$

で与えられる。そして上部連絡管での h 、 v 、 u は、加熱部出口 C 点での各値を上部連絡管入口での値とし、加熱部と同様に求められる。

次に質量保存式、エネルギー式、運動量式の各保存式を流路方向に空間積分して時間に関する常微分方程式を導く。

4. 2. 2 質量保存式の積分

蒸発管内の液単相部、二相流部および加熱部全長の単位面積当りの質量をそれぞれ m_L 、 m_{TP} 、 m_T とすると次式のような関係があり、それぞれの値は以下のように求められる。

$$m_T = m_L + m_{TP}, \quad (17)$$

$$m_L = \int_0^{\lambda_L} \rho_L dz = \rho_L \lambda_L, \quad (18)$$

$$m_{TP} = \int_{\lambda_L}^{L_T} \rho dz = \int_{\lambda_L}^{L_T} (1/v_{TP}) dz. \quad (19)$$

ここで二相流部の比容積 v_{TP} を加熱部出口の値 v_{ex} を用いて表すと

$$v_{TP} = \frac{v_{ex} - v_L}{L_T - \lambda_L} z + \frac{v_L L_T - v_{ex} \lambda_L}{L_T - \lambda_L}, \quad (20)$$

となり、これを式(19)に代入すると

$$m_{TP} = \frac{L_{BC} - \lambda_L}{v_{ex} - v_L} \{ \ln(v_{ex}/v_L) \}, \quad (21)$$

となる。一方、質量保存式(2)を B-C 区間で積分すると

$$\int_{B-C} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz + \int_{B-C} \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} dz = 0, \quad (22)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{B-C} \rho dz + \rho_{ex} u_{ex} - \rho_L u_{in} = 0. \quad (23)$$

よって

$$\frac{dm_T}{dt} = \rho_L u_{in} - \rho_{ex} u_{ex}. \quad (24)$$

ここで u_{ex} は加熱部出口の流速である。 m_T は式(21)から明らかのように v_{ex} の関数である。したがって dm_T/dt は dv_{ex}/dt の関数である。そこで式(17)、(18)、(21)、(24)を dv_{ex}/dt について解くと

$$\frac{dv_{ex}}{dt} =$$

$$\left[\rho_L u_{in} - \rho_{ex} u_{ex} - \left\{ \frac{1}{v_L} - \frac{\ln(v_{ex}/v_L)}{v_{ex} - v_L} \right\} \frac{d\lambda_L}{dt} \right]$$

$$\div \left[\frac{(L_T - \lambda_L)}{(v_{ox} - v_L)^2} \left(1 - \frac{v_L}{v_{ox}} - \ln \frac{v_L}{v_L} \right) \right]. \quad (25)$$

同様にC-D間、D-E間で質量保存式を積分すると、D点、E点での比容積 v_D 、 v_E はそれぞれ次のようになる。ここで u_C 、 u_D 、 u_E はそれぞれ連絡管のC、D、E点での流速であり、またC点での比容積 v_C は v_{ox} に等しいとする。

$$\begin{aligned} \frac{dv_D}{dt} &= \left[\frac{v_D - v_C}{L_{CD}} \left(\frac{u_C}{v_C} - \frac{u_D}{v_D} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{v_C} - \frac{\ln(v_D/v_C)}{v_D - v_C} \right) \frac{dv_C}{dt} \right] \\ &\div \left[\frac{1}{v_D} - \frac{\ln(v_D/v_C)}{v_D - v_C} \right]. \quad (26) \end{aligned}$$

D-E区間でも同様に計算すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dv_E}{dt} &= \left[\frac{v_E - v_D}{L_{DE}} \left(\frac{u_D}{v_D} - \frac{u_E}{v_E} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{v_D} - \frac{\ln(v_E/v_D)}{v_E - v_D} \right) \frac{dv_D}{dt} \right] \\ &\div \left[\frac{1}{v_E} - \frac{\ln(v_E/v_D)}{v_E - v_D} \right]. \quad (27) \end{aligned}$$

ここで L_{CD} 、 L_{DE} はそれぞれC-D区間、D-E区間の長さである。

4. 2. 3 エネルギー式の積分

エネルギー式(3)を $0 \sim \lambda_L$ まで積分する。

$$\begin{aligned} &\int_0^{\lambda_L} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_L h) dz + \int_0^{\lambda_L} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_L h u_{in}) dz \\ &= \int_0^{\lambda_L} q_v dz. \quad (28) \end{aligned}$$

式(28)にLeibnitz ruleを適用する。なおLeibnitz ruleは一般的には式(29)で表される。

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt} \int_V (\rho_L h) dV \\ &= \int_V \left(\frac{\partial \rho_L h}{\partial t} \right) dV + \int_a \rho_L h (u_a \cdot n) da, \quad (29) \end{aligned}$$

ここで $\int_V dV$ は体積 V での体積積分を、 $\int_a da$ はその体積の表面 a での面積積分をそれぞれ表す。また u_a は表面の移動速度ベクトル、 n は外向き単位法線ベクトルである。式(29)を1次元のもとで、 $u_a \cdot n$ が $d\lambda_L/dt$ に等しいことを考慮して式(28)に適用すると、式(28)の左辺第1項は次式のようになる。

$$\begin{aligned} &\int_0^{\lambda_L} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_L h) dz = \frac{d}{dt} \int_0^{\lambda_L} (\rho_L h) dz \\ &\quad - \left\{ \rho_L h_L \frac{d\lambda_L}{dt} - \rho_L h_{in} \frac{dz_0}{dt} \right\}. \quad (30) \end{aligned}$$

ここで z_0 は $z=0$ の位置を表す。よって式(28)は次式のようになる。

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt} \int_0^{\lambda_L} (\rho_L h) dz - \rho_L h_L \frac{d\lambda_L}{dt} \\ &\quad + \rho_L u_{in} (h_L - h_{in}) = q_v \lambda_L. \quad (31) \end{aligned}$$

つまり液単相部長さの変化は次式で与えられることになる。

$$\frac{d\lambda_L}{dt} = 2u_{in} - \frac{2q_v \lambda_L}{\rho_L (h_L - h_{in})}. \quad (32)$$

4. 2. 4 運動量式の積分

運動量式(4)を循環回路一周について以下のように解く。加熱部側のA-E区間で運動量式を積分すると

$$\begin{aligned} &\int_{A-E} \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} dz + \int_{A-E} \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2) dz \\ &= - \int_{A-E} \rho g dz - \int_{A-E} \frac{f}{2D} \rho u^2 dz \\ &\quad - \int_{A-E} \frac{\partial P}{\partial z} dz, \quad (33) \end{aligned}$$

ここで加速項、摩擦項、重力項をそれぞれ ΔP_a 、 ΔP_f 、 ΔP_g とすると

$$\begin{aligned} &\frac{d}{dt} \int_{A-E} \rho u dz + \Delta P_{aT} \\ &= - \Delta P_{fT} - \Delta P_{gT} - (P_E - P_A). \quad (34) \end{aligned}$$

ここで、 P_E 、 P_A はそれぞれE、Aでの圧力である。また管路に沿う種々の流動抵抗は

ΔP_f に含むものとして表示されている。

$$W_T = \int_{A-E} \rho u dz, \quad (35)$$

とすると

$$\frac{dW_T}{dt} = (P_A - P_B) - (\Delta P_{eT} + \Delta P_{fT} + \Delta P_{sT}). \quad (36)$$

同様にヘッドコラム側のE-A区間で運動量式を積分すると

$$\frac{dW_H}{dt} = (P_B - P_A) - (\Delta P_{eH} + \Delta P_{fH} + \Delta P_{sH}). \quad (37)$$

ここで

$$W_H = \int_{E-A} \rho u dz, \quad (38)$$

である。式(36)、(37)より $P_A - P_B$ を消去し、また循環回路を一巡するので加速項は式(36)、(37)で相殺する。したがって、

$$\frac{d(W_T + W_H)}{dt} = -(\Delta P_{eT} + \Delta P_{fT} + \Delta P_{sH} + \Delta P_{fH}). \quad (39)$$

となる。式(39)の各値はそれぞれ以下の式で与えられる。

運動量

$$\begin{aligned} W_T + W_H &= \rho_L \left(\frac{D_T}{D_P}\right)^2 u_{i0} L_{AB} \\ &+ \rho_L \left(\frac{D_T}{D_H}\right)^2 u_{i0} L_{EA} + m_T u_{i0} \\ &+ \Omega_{TP} \frac{L_T - \lambda_L}{v_{0x} - v_L} (L_T - \lambda_L - v_L m_{TP}) \\ &+ u_C \frac{L_{CE}}{v_B - v_C} \ln \frac{v_B}{v_C} \\ &+ \Omega' \frac{L_{CE}}{v_B - v_C} (L_{CE} - v_C \frac{L_{CE}}{v_B - v_C} \ln \frac{v_B}{v_C}), \end{aligned} \quad (40)$$

重力項

$$\begin{aligned} \Delta P_{eT} + \Delta P_{eH} &= g m_T + g \frac{L_{CD}}{v_D - v_C} \ln \frac{v_D}{v_C} \\ &- \rho_L g (L_T + L_{CD}), \end{aligned} \quad (41)$$

摩擦項

$$\begin{aligned} \Delta P_{fT} + \Delta P_{fH} &= \frac{(K_A + K_P)}{2} \rho_L \{u_{i0} \left(\frac{D_T}{D_P}\right)^2\}^2 \\ &+ \frac{K_B}{2} \rho_L u_{i0}^2 + \frac{f_T}{2 D_T} [u_{i0}^2 m_T \\ &+ 2 \Omega_{TP} u_{i0} \frac{L_T - \lambda_L}{v_{0x} - v_L} (L_T - \lambda_L - v_L m_{TP}) \\ &+ \Omega_{TP}^2 \left(\frac{L_T - \lambda_L}{v_{0x} - v_L}\right)^2 \\ &\times \left\{ \frac{(L_T - \lambda_L)(v_{0x} - 3v_L)}{2} + v_L^2 m_{TP} \right\}] \\ &+ \frac{K_C}{2} \rho_{0x} u_{0x}^2 \\ &+ \frac{f_P}{2 D_P} [u_C^2 \frac{L_{CE}}{v_B - v_C} \ln \frac{v_B}{v_C} \\ &+ 2 \Omega' u_C \left\{ \frac{L_{CE}^2}{v_B - v_C} - \left(\frac{L_{CE}}{v_B - v_C}\right)^2 v_C \right. \\ &\times \left. \ln \frac{v_B}{v_C} \right\} + \Omega'^2 \left\{ \frac{L_{CE}^3}{2(v_B - v_C)} \right. \\ &- \left. \left(\frac{L_{CE}}{v_B - v_C}\right)^2 v_C L_{CE} \right. \\ &+ \left. \left(\frac{L_{CE}}{v_B - v_C}\right)^3 v_C^2 \times \ln \frac{v_B}{v_C} \right\}] \\ &+ \frac{K_D}{2} \frac{u_D^2}{v_D} + \frac{(K_E + K_V)}{2} \frac{u_E^2}{v_E} \\ &+ \frac{f_H L_{EA}}{2 D_H} \rho_L \{u_{i0} \left(\frac{D_T}{D_H}\right)^2\}^2. \end{aligned} \quad (42)$$

ここで L_{CE} はC-E区間の長さで、 $L_{CD} + L_{DE}$ に等しく、 L_{EA} はE-A区間の長さ、また f_T 、 f_P 、 f_H はそれぞれ加熱部、連絡管、ヘッドコラムでの摩擦係数であり、いずれもブラジウスの式で与えられものとする。

4. 3 計算の手順

以上の式を計算するに際して、まず式(39)

において $d(W_T + W_H)/dt = 0$ として定常状態の循環速度を求め、その循環速度に1%の外乱を与えて得られる値を初期速度 u_i とする。この値を用い、式(25)、式(26)、式(27)、式(32)、式(39)を連立し、数値計算を行った。計算においてはACOSコンピュータの連続型シミュレーション言語(CSPL)による4次のRunge-Kutta法を用い、その際の計算の時間刻みは種々検討した結果、最終的に10sを採用した。

5. 実験結果と計算結果の比較

5.1 循環速度特性

数値計算によって求められた定常状態での循環速度をFig. 2に示す。予め実験によって求められた上部連絡管の抵抗係数 $K_V = 10$ を用いて計算した場合には、計算結果は実験結果に比べてかなり大きくなってしまふ。既報¹⁰⁾の強制流動系での実験結果では加熱部の圧力降下は本実験のように比較的高圧条件では均質流モデルでかなり精度よく予測が可能であった。従って循環速度の実験値と計算値の差異の主な原因は上部連絡管の流動抵抗によると推測される。また上部連絡管の流動抵抗の内 K_C 、 K_D 、 K_E の各値は K_V に比べてかなり小さく、したがって上部連絡管の抵抗の評価はほとんどが K_V の値と均質流の仮定をおいたことに依存していると判断される。解析の一貫性から均質流モデルを変更することはできないので、ここでは K_V の値を操作して、循環流速特性の計算結果が実験結果にはば一致するようにチューニングすることにする。そこであらかじめ得られた K_V の値を3倍程度にした場合、図の破線と実験値の対応より明らかなように循環速度の計算値がほぼ実験値に一致するようになる。そこで以下の計算では絞りで損失係数 K_V を実験結果をほぼ予測できる値 ($K_V = 30$) として循環計算ならびに動的挙動のシミュレーションを行うこととする。その他の実験条件についての計算結果がFig. 3~5に破線で示されているが、いずれの場合も $K_V = 30$ とすることが効果的

であることを示している。

5.2 密度波振動

前記の4.3節の手法によって行ったシミュレーション結果の例をFig. 10、11に示す。いずれも流量脈動が発生した場合の結果である。脈動が発生しない安定な流動の場合には初期に与えた攪乱が時間とともに一定値に収束していくのに対して、図に示すような不安定流動状態では加熱部入口流速、ならびに加熱部圧力降下は時間とともに次第にその振幅が大きくなり、これ以上計算を続けるといずれは逆流が発生するようになる。本計算においては逆流状態に対処していないため、これらの脈動が最終的にどのようなリミットサイクル振動をするか不明である。Fig. 12の場合は熱流束が安定限界をこくわずに超過した場合の結果で、この場合には50~60秒ではば安定したリミットサイクル振動が得られている。入口流速と圧力降下の変動の位相はほぼ180度ずれている。また脈動の周期はFig. 7に示すように実験結果に比較すれば若干小さいものの全体的には実験結果と同程度の値で、実験結果の特性ともよく一致している。なお脈動周期が実験結果よりも小さいのはここで行ったシミュレーションが均質流モデルに基づいていることや管壁の熱容量を無視していることが主たる原因であろう。

このような計算を加熱部熱流束を順次変化させて繰り返した結果、Fig. 2~5に示すような安定限界が求められた。なおFig. 2には参考のために循環特性が実験結果と一致しない $K_V = 10$ とした場合の安定限界も示している。 $K_V = 10$ とした場合の安定限界は実験結果とかなり離れており、それに対して $K_V = 30$ とした場合には計算による安定限界は実験結果とはば一致している。この傾向はその他のFig. 3~5でも同様である。

以上のように、ここで行った上部連絡管の抵抗係数をチューニングして静的特性を一致させたことによって動的挙動においても妥当な結果を導くことができたことは、本数値シミュレーションが基本的には妥当なものであ

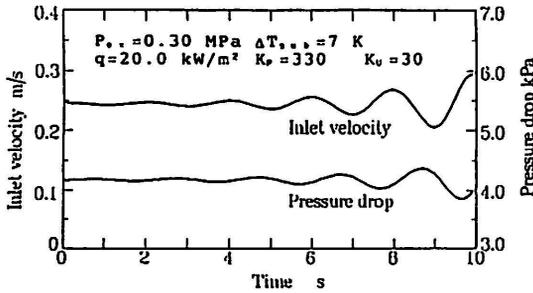


Fig.10 Transient behavior of velocity and pressure drop (Simulation).

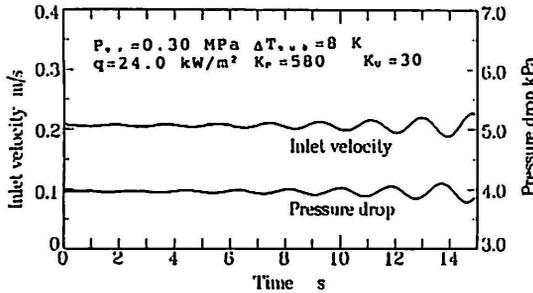


Fig.11 Transient behavior of velocity and pressure drop (Simulation).

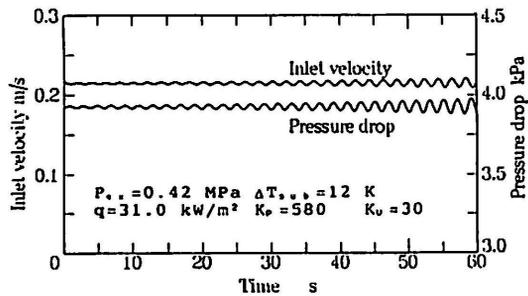


Fig.12 Transient behavior of velocity and pressure drop (Simulation).

り、今後この分野の計算にも十分適用可能であることを実証するものである。ただしこれは系の動的挙動を支配する部分の特性がシミュレーションに組み込まれたモデル、例えば今の場合均質流モデルによって精度よく表し得ることが前提となっている。つまり本システムの場合、その動的挙動は主として加熱部の動的挙動に支配されたものであり、また集中

化近似が各パラメータの定常状態での分布に依存していること、ならびに安定限界は基本的には微小な擾乱が発散するか収束するかといったいわゆる線形安定問題として処理し得ることを考えれば、ここでの結果は当然であろう。そしてそのことが K_v によるチューニングを妥当なものとしていることに注意しなければならない。

6. 結言

従来、ほとんど実験が行われていなかった LN_2 サーモサイフォンリボイラの循環特性を実験的に求めるとともに、均質流モデルに基づく集中定数モデルを用いてその動的挙動の数値シミュレーションを行った。

循環速度は従来の通常流体に対するものと同様に、熱流束の増大とともに増加し、極大値に達したのち減少するという特性を示した。このような循環特性に及ぼす圧力や入口絞りの影響は水やフロンなどのような常温流体におけるものと同様であった。また高熱流束域で大振幅の密度波振動が発生し、密度波振動の発生限界は入口絞りや圧力の増大とともに高熱流束側に移動した。

本実験のように比較的圧力の高い場合には LN_2 のような低温流体においても均質流モデルによって循環特性をかなりよく表すことができ、また循環特性が実験結果と一致した場合にはここで示したかなり簡単なモデルによって密度波振動の発生限界もかなりよく予測できることがわかった。数値シミュレーションによって得られた脈動周期も実験結果とはほぼ一致する傾向を示し、これらのことはここで展開したモデルが空気分離装置などの運転範囲で十分有効であることを示すものである。ここで展開したモデルをより低圧の系に適用するような場合には二相流モデルとしてスリップ流モデルなど気液間の相対速度を考慮したモデルを採用する必要があると思われる。ここではできなかった逆流機構の組み込みや最初に述べたサーモサイフォンリボイラ・コンデンサのような熱的な相互作用を有する系な

どの問題については今後順次検討していく予定である。

本研究を実行するに当たり当時学生であった佐伯友康君（現在、㈱東芝大阪工場）の多大な協力を得た。また実験資材や液体窒素の供給など日本酸素株式会社の協力なくしては本研究はなし得なかったことを記し、ここに深く感謝するものである。

記号

D	: 管内径	[m]
e	: 内部エネルギー	[J/kg]
f	: 管摩擦係数	[-]
G	: 質量流束	[kg/m ² s]
g	: 重力加速度	[m/s ²]
h	: エンタルピ	[J/kg]
Δh_{sub}	: サブクールエンタルピ	[J/kg]
H_{LG}	: 蒸発潜熱	[J/kg]
K	: 抵抗係数	[-]
L	: 長さ	[m]
m	: 単位面積当りの質量	[kg/m ²]
P	: 圧力	[Pa]
ΔP	: 圧力損失	[Pa]
q	: 熱流束	[W/m ²]
q_v	: 単位体積当りの熱負荷	[W/m ³]
ΔT_{sub}	: サブクール度	[K]
t	: 時間	[s]
u	: 速度	[m/s]
v	: 比容積	[m ³ /kg]
v_{LG}	: 気液比容積差	[=vG-vL]
W	: 単位面積当たりの運動量	[kg/ms]
x_{eq}	: 熱平衡クオリティ	[-]
z	: 距離	[m]
λ_G	: 全量が飽和蒸気となるまでの長さ	[m]
λ_L	: サブクール長さ	[m]
ρ	: 密度	[kg/m ³]
Ω	: 速度勾配	[m ² /s]

添字

L	: 液相
G	: 気相

TP	: 二相
in	: 入口
ex	: 出口
T	: テスト部
H	: ヘッドコラム
P	: 連絡管

参考文献

- (1) Lahey, R. T. and Drew, D. A. : An Assessment of the Literature to LWR Instability Modes, NUREG/CR-1414 (1980).
- (2) 日本機械学会編：気液二相流技術ハンドブック、第6章 流動の安定性、第11章 低温流体二相流、コロナ社、東京、pp. 171-205, pp.363-379(1989).
- (3) Friedly, J. C., Akinjiola, P. O. and Robertson, J. M. : Flow Oscillation in Boiling Channels, AIChE Symp. Ser., Vol.75, No.189, pp.204-217(1979).
- (4) 赤川浩爾、竹中信幸、藤井照重、吉田昌浩、奥康德：液体窒素蒸発器の不安定流動（第1報、並列らせん管の核沸騰域）、日本機械学会論文集（B編）、Vol.55, No.516, pp.2465-2471,（第2報、並列垂直管の核沸騰域と膜沸騰域）、同上、pp.2472-2477(1989).
- (5) Fukuda, K., Kato, A., Kondo, T. and Hasegawa, S. : Two-Phase Flow Instability in a Liquid Nitrogen Heat Exchanger, Proc. Jpn.-U.S.Seminar Two-Phase Flow Dyn., F8.1-8(1984).
- (6) Hands, B. A. : The Flow Stability of a Liquid-Nitrogen Thermosiphon With 8 mm Bore Riser, AIChE Symp. Ser. Vol.75, No.189, pp.177-184(1979).
- (7) 甲藤好郎、佐藤俊、西川兼康、水科篤郎、森康夫編著：伝熱学特論、第8章 不安定現象、養賢堂、東京、pp.319-345 (1984).
- (8) 石谷清幹、赤川浩爾、中西重康、西川栄一、藤井照重、小澤守：蒸気動力、第5

- 章 蒸発管系の流動の安定性、コロナ社、東京、pp.361-414(1989).
- (9) Lahey, Jr., R.T., Clause, A. and DiMarco, P. : Chaos and Non-Linear Dynamics of Density-Wave Instabilities in a Boiling Channel, AIChE Symp. Ser., Vol. 85, No. 269, pp. 256-261 (1989).
- (10) 小澤守 : 蒸発管系の不安定流動に関する研究、大阪大学学位論文(1976).
- (11) Nakanishi, S., Ishigai, S., Ozawa, M., Mizuta, Y. and Tarui, H. : Flow Instabilities in Boiling Channels: Density Wave Oscillation in a Single Channel Boiling System, Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 26, Univ. Tokyo, pp. 421-430(1978).
- (12) 古寺雅晴 : 自然循環ボイラにおける水循環の動的特性と不安定流動に関する研究、九州大学学位論文(1988).
- (13) Nakanishi, S., Ishigai, S., Ozawa, M. and Mizuta, Y. : Analytical Investigation of Density Wave Oscillation, Technology Reports of the Osaka University, Vol. 28, No. 1421, pp. 243-251(1978).
- (14) Aritomi, M., Aoki, S. and Inoue, A. : Instabilities in Parallel Channel of Forced-Convection Boiling Upflow System, (I) mathematical Model, J. Nucl. Sci. Technol., 14, pp. 22-30 (1977).
- (15) Takitani, K. and Sakano, K. : Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System, (III) Distributed Parameter Model, J. Nucl. Sci. Technol., 16, pp. 16-29(1979).
- (16) 浅尾芳久、小澤守 : LN2沸騰二相流の流動様式と熱伝達、機論、Vol. 57, NO. 537, pp. 1813-1818(1991).