

流動脈動下における限界熱流束*

梅川尚嗣^{*1}, 小澤 守^{*1}, 宮崎 明^{*2}
三島 嘉一郎^{*3}, 日引 俊^{*3}

Dryout in a Boiling Channel under Oscillatory Flow Condition

Hisashi UMEKAWA, Mamoru OZAWA, Akira MIYAZAKI,
Kaichiro MISHIMA and Takashi HIBIKI

Premature dryout due to flow oscillation is a very important factor in designing boiling systems. The flow oscillation depends, in general, on system size and/or configuration, and therefore the relationship between the premature dryout and the flow oscillation has not been fully understood so far. In this investigation, a CHF experiment in a forced flow boiling channel under the oscillatory flow condition system has been conducted. Numerical simulation has also been conducted based on the lumped-parameter model of the boiling channel. The simulation well represents the transient behavior of the dryout under the oscillatory flow condition.

Key Words: Critical Heat Flux, Heat Transfer, Flow Oscillation, Lumped-Parameter Model

1. 緒 言

沸騰二相流系における限界熱流束に関する研究は、原子炉の安全性の面からも重要で、非常に多くの研究が行われ、現在までにさまざまな成果が得られている。一方、小形ボイラや廃熱ボイラにおいても、近年、高性能化、小形化により高負荷運転となる傾向にあり、低圧、低質量流束下における限界熱流束の特性に関する研究が必要となってきた。一般にこのような系では、起動時など過渡的運転状態も含めて、密度波振動に代表されるような流動脈動を伴う不安定流動が発生することが多く、そうした状況下では限界熱流束の値は流れが安定な流動状態であるとして予測される値よりもかなり低下することが報告されている^{(1)~(3)}。しかし、不安定流動状態における周期、振幅といった脈動特性はシステムの構成や大きさと密接に関係するために、流動脈動時の変動成分による限界熱流束に対する影響という観点からの一般性のある系統だった研究

は少なく、これらの関係は十分に解明されているとはいえない状況にある。

著者らは、これまでに垂直および水平に設置された蒸発管に対する限界熱流束実験を、大気圧のもとで入口流量に強制的に既知の流動脈動を加え、脈動周期および脈動振幅を系統的に変化させた条件下で行ってきた。特に脈動振幅については、従来、情報の少なかった逆流が発生するようなかなり振幅の大きな範囲にまでわたって実験を行っている。この結果、限界熱流束の値は流動脈動振幅および脈動周期の増加に伴い、脈動を加えない場合よりも大きく減少するが、その減少割合には脈動周期によって定まる下限値が存在することなどを報告してきた⁽⁴⁾⁽⁵⁾。本報では0.4 MPa程度までの低圧域における垂直蒸発管を用いて、管径および肉厚の異なったテストセクションに対して、既報と同様の限界熱流束実験を行うとともに、集中定数系モデルを用いた数値計算を行い、流動脈動の限界熱流束に対する影響を検討したのでここに報告する。

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置は、既報⁽⁴⁾⁽⁵⁾と同様水を作動流体とする強制流動系であり、その概略図を図1に示す。実験装置は、脱気タンク、ポンプ、下部プレナム、

* 原稿受付 平成6年6月29日。

^{*1} 正員, 関西大学工学部 (〒564 吹田市山手町3-3-35)。^{*2} (株)ヒラカワガイダム (〒520-23 滋賀県野洲郡野洲町大字三上2308)。^{*3} 正員, 京都大学原子炉実験所 (〒590-04 大阪府泉南郡熊取町野田)。

加振装置、テストセクション、気水分離器から構成される。実験はイオン交換器により処理を行った水道水を十分脱気した後、一定温度に調整し、ポンプによりテストセクションへ所定の流量で流入させる。ポンプは下流での加振装置による脈動付加の影響を極力排除するために、出口弁を十分に絞った状態で運転を行った。テストセクション上流の下部プレナムでは、ピストンとクランク機構で構成される加振装置により一定の周期、振幅の脈動を、ポンプからの定常な流れに対して付加できる。テストセクションには加熱部の長さが900 mmのSUS 304管で、内径3.0 mm 外径4.0 mm(以下4 mm管と略称する)、内径4.0 mm 外径4.5 mm(4.5 mm管)、および内径5.8 mm 外径14.0 mm(14 mm管)の3種類の管を使用した。加熱方法は、14 mm管のみ直流、他は交流の直接通電加熱を行った。テストセクションを出た流体は、気水分離器により気水分離される。系圧力は、気水分離器での値を代表値とし、気水分離器の出口バルブおよび容器内に設けられた凝縮コイル、ヒータにより調整される。なお、電源容量の関係で14 mm管のみ実験装置が若干異なるが、基本構成は同一であり、詳細は省略する。

脈動付加時の質量流束は、ポンプからの質量流束を G_0 、脈動振幅を ΔG 、脈動周期を τ とすると $G = G_0 + \Delta G \cdot \sin(2\pi t/\tau)$ で示される。本実験範囲は、系圧力0.3, 0.4 MPaで、 $G_0 = 100 \sim 700 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、脈動振幅比 $\Delta G/G_0 = 0.18 \sim 5.53$ 、入口流体温度 80°C 一定で行った。脈動周期は、実際の蒸発管等で発生する密度波振動の脈動周期を模擬して2, 4, 6 sの3とおりである。測定はテストセクション管壁温度、テストセクション部差圧、テストセクション入口部とポンプ出口部に設けたオリフィス差圧の測定を行った。ポンプ出

口部での質量流束はこの出口部オリフィスでの差圧から求めているが(14 mm管の場合はタービン流量計を使用)、テストセクション入口での質量流束については、ポンプ吐出流束 G_0 と、加振装置のピストン容量と脈動周期からの ΔG の計算値を用いて求めており、入口部でのオリフィスの差圧は温度波形等との位相関係の検討などに用いている。これは非定常時でのオリフィスによる測定値に十分な信頼性が得られなかったためである。なお、加圧条件下で行った透明ガラス管内の液位変動より求めた加振器の排水特性は上記方法による計算値に対して5%以内の誤差であり、 ΔG の算出に上記の計算値を用いても問題はないと考えている。なお、本研究では限界熱流束は、4, 4.5 mm管については管外壁温度が 250°C 、14 mm管については 350°C を超えた時点での熱流束とした。この壁温のしきい値は、脈動を付加しない安定流動下の限界熱流束実験における温度上昇を参考に決定したものである。この設定温度の差異は、おもに管の肉厚の差に起因している。もちろん、この温度が変わるとここでいう限界熱流束の値も若干変化することとなるが、本研究の目的にはそれほど影響はないものと考えている。

3. 数値計算方法

3.1 流動モデル 流動脈動の振幅や周期による限界熱流束への影響を検討するために、集中定数系モデルを用いて解析を行った。モデル化に当たっては管内流動挙動と、管壁温度挙動を分離して考える。つまり、管内流動をまず加熱流束一様一定のもとで求め、ついでこの流動挙動に基づいて管内面での熱伝達率そして熱流束を評価することで管内壁温度を算出している。この場合、壁温変動による流動挙動に対するフィードバックは考慮できないこととなるが、試算によると加熱量変動による流動場への影響は比較的小さく、管の温度時定数⁽⁵⁾が15 s程度と脈動周期に比べてかなり長い14 mm管を除けば問題ないと考えられる。14 mm管については管の熱容量による影響が重要となると考えられるが、ここでは計算の簡易さの点から他の管と同様に扱う。計算においては以下の仮定を設けている。

- (1) 流れは一次元均質流とする。
- (2) 系の圧力は一定とする。
- (3) 気液両相は熱平衡状態にあるとする。
- (4) 蒸気単相部の比容積は飽和蒸気のそれに等しい。
- (5) 流動場の計算時には、流体への加熱量を一定とする。

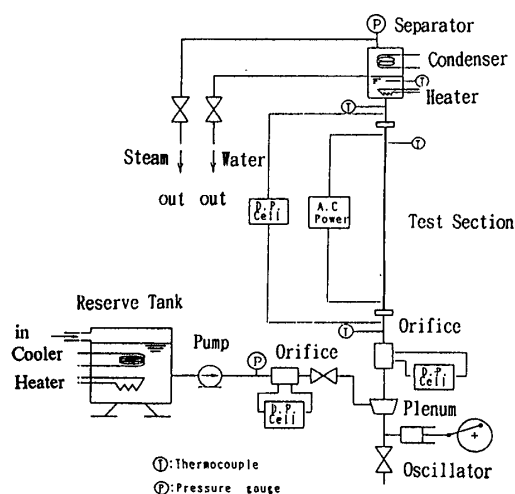


図1 実験装置概略図

- (6) テストセクション周囲への放熱は考慮しない。
- (7) 管軸方向の熱伝導は無視する。
- (8) 管材の物性値は一定とする。
- (9) 管半径方向の温度分布は静的分布をとるものとする。

ここで上記の仮定(1)について付言しておく。本実験は比較的低圧(0.4 MPa 程度)であり、かつまた強い逆流が発生する場合も対象として含まれているため、ここでおいた均質流の仮定は詳細な流れの機構を考えるうえからは若干問題があるかもしれない。しかしながら、ここでの議論は基本的に巨視的な観点に立ったものであること、このような逆流時のスリップに関する構成式も現状では確立されていないこと、さらにまた、本モデルを実際の密度波振動時のドライアウト問題に拡張するという今後の展開などを考慮すれば、この仮定は現状では十分意義のあるものと考えている。

3.2 数値計算 数値計算に当たっては、まず次の2式を基礎式とし、流動場に対する解析を行う。なお、本計算方法は著者らが自然循環系での安定解析を行った手法⁽⁶⁾⁽⁷⁾と一部同様であるのでここでは主要部および相違点のみ述べる。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

エネルギー式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho h u) = q_v \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで ρ は密度、 t は時間、 z はテストセクション入口からの距離、 u は速度、 h はエンタルピー、 q_v は流路内単位容積あたりの加熱量を示す。ここで式(2)の第1項は本来内部エネルギーを用いるべきであるが、この場合エンタルピーで近似しても差し支えない。

テストセクションを液単相部、二相部、蒸気単相部の3領域に分け、それぞれの速度 u 、比容積 v 、エンタルピー h の分布を図2のように仮定する。このとき各領域でこれらの基礎式は流路方向に空間積分することができ、時間に対する常微分方程式が得られる。なお図2中の L_T はテストセクション全長、 u_{IN} は入口流速、 u_{EX} は出口流速、 h_{IN} は入口エンタルピー、 v_L は飽和液の比容積、 v_G は飽和蒸気の比容積である。なお、過熱域は比容積を v_G で一定と置いているため流速も過熱域内で一様となっている。この仮定は不安定脈動等の解析で通常用いられているものである。条件によっては、蒸気単相状態に至らない場合もあるが、その

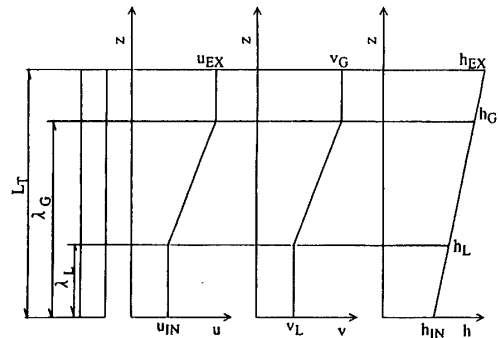


図2 計算モデル

場合も基本的な仮定は同じである。これらの仮定を用いてエネルギー式(2)を解くことで二相流部での速度こう配は蒸発潜熱 h_{LG} 、飽和蒸気と飽和液の比容積差 v_{LG} により次式となり速度分布が計算できる。

$$\frac{du}{dz} = q_v \frac{v_{LG}}{h_{LG}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

これらの結果をもとに、以下の常微分方程式を求める。まず、液単相部においてエネルギー式(2)を積分し、Leibnitz ruleを適用すると液単相部長さ λ_L に対して次式が得られる。

$$\frac{d\lambda_L}{dt} = 2u_{IN} - \frac{2q_v \lambda_L}{\rho_L(h_L - h_{IN})} \quad \dots\dots\dots (4)$$

蒸気単相部が存在するときに、質量保存式(1)を二相流部と同様に積分すると蒸気単相となる位置 λ_G は

$$\frac{d\lambda_G}{dt} = \frac{\rho_{TP} - \rho_L}{\rho_{TP} - \rho_G} \frac{d\lambda_L}{dt} - \frac{\rho_G u_{EX} - \rho_L u_{IN}}{\rho_{TP} - \rho_G} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで ρ_{TP} は二相流部における積分平均密度であり次式で示される。

$$\rho_{TP} = \frac{\ln(v_G/v_L)}{v_G - v_L} \quad \dots\dots\dots (6)$$

蒸気単相部が存在しない場合のテストセクション出口での比容積 v_{EX} の時間微分値は、式(5)と同様に、質量保存式(1)を二相流部で積分することで次式となる。

$$\frac{dv_{EX}}{dt} = \frac{u_{IN}}{v_L} - \frac{u_{EX}}{v_{EX}} - \left[\frac{1}{v_L} - \frac{\ln(v_{EX}/v_L)}{v_{EX} - v_L} \right] \frac{d\lambda_L}{dt} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式(5)、(7)を流動状態によって使い分け、四次のルンゲ・クッタ法を用いて解くことによって、温度変動と独立させた状態で、加熱量一定とした場合の管内の流動状態が計算できる。なお本計算では各パラメータの分布形状が変わらないと仮定して計算しているため、特に流動振幅が大きい場合などには一時的に λ_G が λ_L より短くなるといった不都合が生じる場合があ

る。このような場合には λ_c は λ_L の変化に一致させているが、これは極短期間であり計算全体で脈動波形が大きく影響を受けることはない。

次に以上で得られた流動状態に応じて管の温度変動の計算を行う。温度場に対する基礎式として、次式の管半径方向の一次元熱伝導方程式を用いる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{C_{PT}\rho_T} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \frac{q_T}{C_{PT}\rho_T} \dots\dots (8)$$

ここで T は管材温度、 k 、 C_{PT} 、 ρ_T はそれぞれ管材の熱伝導率、比熱、密度、 r は管中心からの距離、 q_T は管材単位容積あたりの発熱量を示す。式(8)をテストセクションの半径方向に積分し、管断面内での平均温度 T_M を用いることで次式が得られる。

$$\frac{dT_M}{dt} = \left(\frac{-2r_o q_s}{r_o^2 - r_i^2} + q_T \right) / (C_{PT}\rho^T) \dots\dots\dots (9)$$

ここで r_o 、 r_i は管の外径、内径を示し、 q_s は管内面での熱流束を示す。なお q_s は、流体バルク温度として液単相部では熱平衡より求まる温度、二相部および蒸気単相部では飽和温度を用い、また管内の熱伝達率には液および蒸気単相部で Dittus-Boelter の式⁽⁶⁾、二相流部で定常実験でその妥当性を確認した Steiner の式⁽⁹⁾ に平均質量流速 G_0 を適用して求めた値を用いて計算している。蒸気単相部のバルク温度に飽和温度を用いるのは流動場の計算時に仮定したエンタルピーの直線性と矛盾するが出口部における逆流現象を扱うための手段の一つである。なお流動場の計算には蒸気単相部のエンタルピーそのものは使用しないのでこの矛盾の影響はない。平均温度 T_M から管内外壁温度への換算は、管半径方向における温度分布を定常時の温度分布で近似することで計算を行っている。本計算の時間刻み幅は 0.01 s である。

定常流動状態における限界熱流束の測定例を示す。図3は三島の無次元整理⁽³⁾を参考に甲藤⁽¹⁰⁾、Macbeth⁽¹¹⁾の計算値および、出口クオリティ $X_{eq} = 1.0$, 0 の直線を併記してある。図3で代表されるように定常時における本実験範囲はおおむね甲藤の L 領域から H 領域への遷移までに分布しており、定常時には既存の式ともよい一致を示した。

4.2 脈動下の限界熱流束

4.2.1 管壁温および差圧波形 図4に本研究で得られた壁温および差圧波形の実験データの一例を示す。図4中の記録波形は、テストセクション出口部、出口から 50, 450 mm 上流の合計3点の管外壁温度 T_o

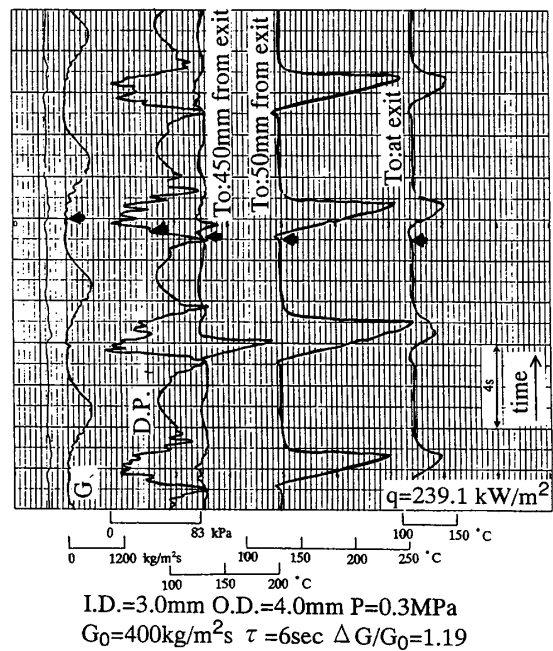


図4 実験記録波形

4. 実験および計算結果

4.1 定常限界熱流束 図3に脈動を付加しない

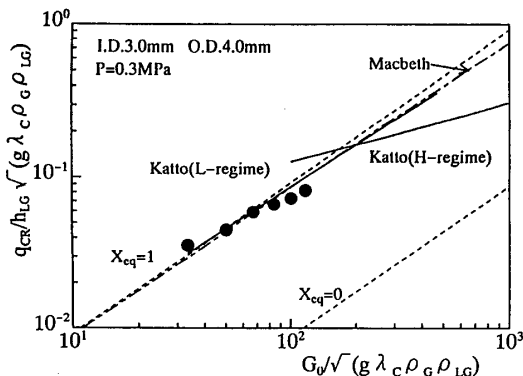


図3 限界熱流束(定常流動)

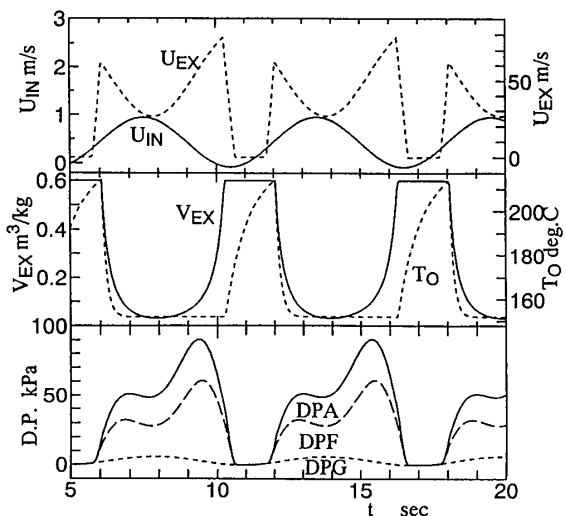


図5 計算結果

と、テストセクション入口部オリフィスとテストセクションでの差圧、 G と $D.P.$ である。なお、 G のスケールは差圧を質量流束に換算して表示している。図4中の矢印は時間の同期位置を示す。出口部での壁温がその50 mm 上流の壁温よりも低いが、これは出口部に設置されている電極部からの放熱による影響である。この場合のドライアウトの判定は出口より50 mm 上流の位置の熱電対出力により行った。図4より本条件のドライアウトは差圧が急激に下降する時点とほぼ一致することがわかる。

図5に図4と同一条件下で行った計算結果を示す。図5中にはテストセクション出入口速度、出口部での管外壁温度および比容積、テストセクションにおける差圧 $D.P.$ を示す。DPA, DPF, DPG はそれぞれ差圧の加速項、摩擦項、重力項を示している。

計算結果と実験結果の差圧変動波形形状はよく一致している。また温度変動波形との位相関係や振幅もおおむねよく一致しており、本実験に対する本計算の適用は妥当であると考えられる。

計算結果に従って流動脈動下におけるドライアウトの発生は次のように考えられる。本条件でのドライアウトは、差圧が低下し、入口流量が減少から増加に転じるあたりから発生する。流量、比容積の計算結果を合せて検討すると、元来出口流量は入口流量に対してある遅れをもって脈動しているが、その変動は二相流部での蒸発量(比容積の変動)にも影響され、入口流量が正弦波状に変動しても出口流速は弛緩振動状を呈する。つまり入口流量が最大値をとり減少に転じると、液单相部長さが減少し、さらに二相流部に供給される質量流量も減少することから内部での蒸気発生が急増し、出口部での比容積が増大して流体が完全に蒸発した状態となるため、差圧の低下に至る。この間、管内は

蒸気单相流状態であり熱伝達率が低下するので壁温は上昇する。その後入口流量の増加とともに蒸気单相部が後退し、壁面はリウエットされ、壁温は再び低下する。なお、脈動振幅が増加してもこの傾向は同様であるが、減少すると差圧の急激な減少は実験、計算ともに見られなくなる。しかしドライアウト発生機構そのものは上記と変わりはないと考えられる。

4・2・2 限界熱流束 図6に限界熱流束の測定値と計算値の一例を示す。計算における限界熱流束の決定は実験での限界熱流束判定条件と同一とした。実験での脈動下の限界熱流束は振幅比の増大とともに低下し、それぞれの周期に対応した下限値が存在する。一方計算でも、限界熱流束は脈動振幅比の増加に伴い減少し、脈動周期によって下限値が異なるなど実験とよい一致が見られる。

図7に示したドライアウト発生時間の計算結果と脈動振幅の関係から、脈動振幅の増加とともにドライアウト時間が長くなり、ドライアウト時の壁温上昇量は増加するため逆に限界熱流束は低下することがわかる。ドライアウト時間の増加の上限は脈動周期の半周期で制限されるため、限界熱流束には下限値が存在するものと説明される。

図8に他条件での結果を示す。ここでも計算値と実

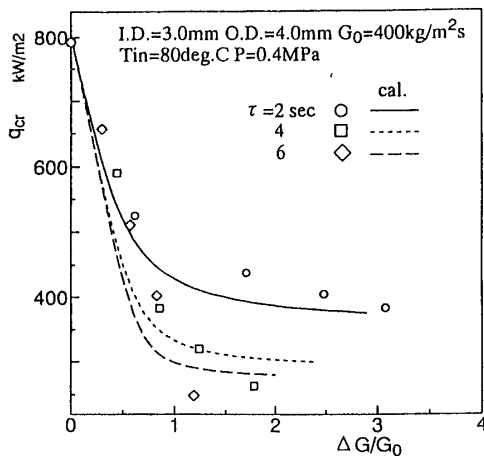


図6 限界熱流束

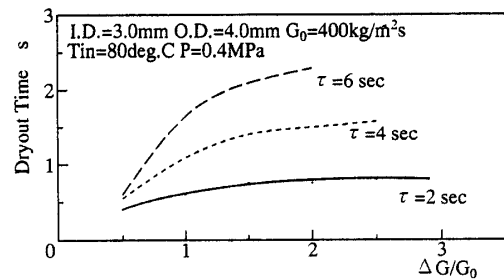


図7 ドライアウト時間(計算結果)

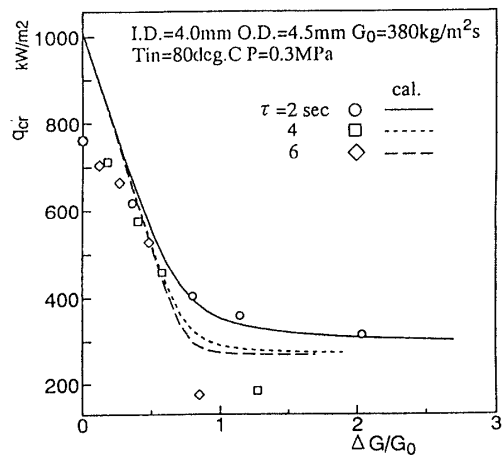


図8 限界熱流束

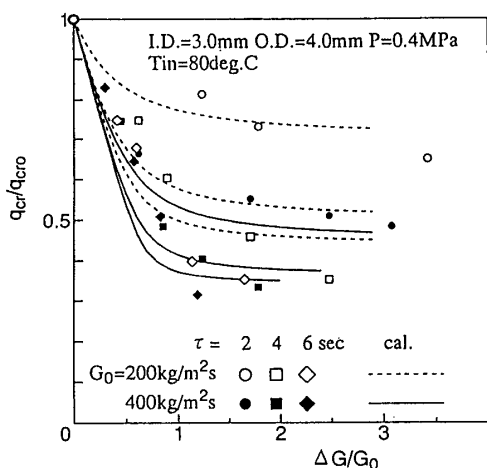


図9 限界熱流束(質量流束の影響)

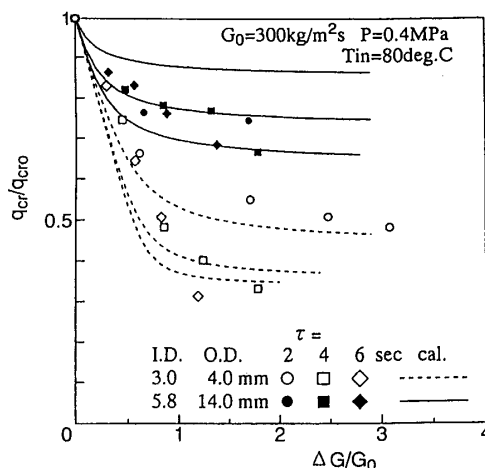


図11 限界熱流束(管熱容量の影響)

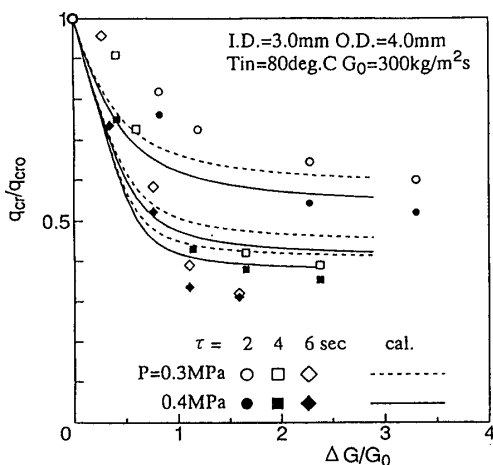


図10 限界熱流束(系圧力の影響)

験値はよい一致を示してはいるが、低振幅比においては実験値のほうが計算値よりいくぶん低い値をとる。これは、この実験条件が、定常状態では甲藤のH領域⁽¹⁰⁾への遷移に近い条件にあり、液の完全蒸発によりドライアウトを考慮する本方法では限界熱流束が大きく見積られるためである。しかし脈動を加えることで、実験値は計算値に近づく傾向が見られる。これは脈動付加によりドライアウトの発生位置において、L領域的な発生機構が支配的になるのではないかと考えられる。

図9～11にそれぞれ質量流束、系圧力、テストセクションを変えた場合の結果を示す。なお、これらの図については、限界熱流束は定常状態で計算値とほぼ一致しており、比較のため定常時における計算、実験のそれぞれの限界熱流束値で除してある。図9に示した結果から判断して質量流束が増大すると限界熱流束の減少割合も増大する。これは質量流束が増大するとド

ライアウト発生に要する加熱熱流束が増大し、ドライアウト発生時の温度上昇が急激となるためと考えられる。これは図10に示す系圧力の影響に対しても同様で、今回は入口流入温度一定条件であるために系圧増加に伴いサブクール度が増大し、ドライアウトに要する加熱量が増加する。それゆえ系圧が増加すると限界熱流束の減少割合が増加しているものと思われる。管によって限界熱流束の決定方法が異なるためやや正確さにかけるが、図11に示すように、限界熱流束は管の熱容量が大きくなると減少割合は小さくなる。これは管の熱容量が大きくなるに従いドライアウト時の温度上昇が緩慢となるためであり、そのため脈動周期の違いによる下限値の差も小さくなる傾向になるものと考えられる。なお14mm管については計算結果と実験結果の差が比較的大きい。これは先にも述べたように、本計算では温度場の計算を流動場と独立させて計算しているが、管の熱容量が増加することで、壁温の温度応答時定数が大きくなり流体の挙動に及ぼす管材の熱容量の効果が相対的に大きくなったためと考えられる。

5. 結 論

鉛直に設置された強制流動蒸発系の入口流量に強制的に脈動を加えた場に対して、実験と数値計算を行うことで、限界熱流束に対する周期や振幅などの脈動の影響が流動状態と合せて説明された。管の熱容量効果が相対的に小さい場合には本計算方法を用いることで、何らかの方法で系の脈動周期および振幅が予測できれば、脈動時の限界熱流束の予測が可能となる。一方管の熱容量効果が大きい場合には流動と管の熱容量との相互干渉が重要性をもつようになる。

最後に、本研究の一部は平成5年度文部省科学研究補助費(No. 05650217), および京都大学原子炉実験所共同利用研究(No. 5007)によるものであることを記すとともに、本研究の遂行に多大の協力をいただいた、京都大学原子炉実験所、ならびに当時関西大学大学院生の片岡真記氏、関西大学学生の三好 誠氏に感謝する。

文 献

- (1) Sato, T., Hayashida, Y. and Motoda, T., The Effect of Flow Fluctuation on Critical Heat Flux, *Proc. 3rd Int. Heat Transf. Conf.*, Chicago, 4(1966), 226-233.
- (2) Bergles, A. E., Lopina, R. F. and Fiori, M. P., Critical-Heat-Flux and Flow Pattern Observations for Low-Pressure Water Flowing in Tubes, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 89(1967), 69-74.
- (3) Mishima, K., Nishihara, H. and Michiyoshi, I., Boiling Burnout and Flow Instabilities for Water Flowing in a Round Tube under Atmospheric Pressure, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 28-6(1985), 1115-1129.
- (4) Ozawa, M., Umekawa, H., Yoshioka, Y. and Tomiyama, A., Dryout under Oscillatory Flow Condition in Vertical and Horizontal Tubes, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 36-16(1993), 4076-4078.
- (5) Ozawa, M. and Umekawa, H., Experimental Investigation on Dryout under Oscillatory Flow Condition in Vertical and Horizontal Tubes, *Proc. German-Jpn. Symp. Multiphase Flow*, Karlsruhe, KfK 5389(1994), 227-236.
- (6) 浅尾・小澤・竹中, LN_2 自然循環ループにおける循環特性と密度波振動, 混相流, 6-2(1992), 159-172.
- (7) Ozawa, M., Asao, Y. and Takenaka, N. (Gouesbet, G. and Berlemont, A., eds.), Density Wave Oscillation in a Natural Circulation Loop of Liquid Nitrogen, *Instabilities in Multiphase Flows*, (1993), 113-124, Plenum Press.
- (8) 植田, 気液二相流, (1981), 252, 養賢堂.
- (9) 高松・荻野監修, 熱計算ハンドブック, (1988), Gc 1-Gc 5, 日本能率協会.
- (10) Katto, Y., Critical Heat Flux, *Advances in Heat Transfer*, 17(1985), 2-64, Academic Press.
- (11) 植田, 気液二相流, (1981), 290, 養賢堂.