

## 均一加熱条件下の水によるサブクール沸騰限界熱流束

稲坂 富士夫\*

### Critical Heat Flux of Subcooled Flow Boiling in Water under Uniform Heating Conditions

By  
Fujio INASAKA\*

#### Abstract

A heat flux of more than  $10 \text{ MW/m}^2$  has to be removed in high heat flux components of fusion reactors such as divertors/limiters and beam dumps of the neutral beam injectors. Water in the subcooled flow boiling regime is considered to be the most promising coolant for the purpose. However, studies on the critical heat flux (CHF) to determine the upper limit of the cooling capability are very few in such a high heat flux region. The present paper aims to clear the characteristics of the CHF at subcooled flow boiling in the following three kinds of channels where the high heat flux cooling seems to be possible; narrow tubes (where those dimensions affect the CHF), ordinary tubes (where those dimensions do not affect the CHF) under high water velocity conditions and swirl tubes with internal twisted tapes.

At first, experiments on the CHF and pressure drops in the narrow tubes were conducted at nearly atmospheric pressure under the following conditions; inner tube diameters of 1–3 mm, heated tube length of 10–100 mm and water mass velocity of 7–20  $\text{Mg/m}^2\text{s}$ . The test tube is made from stainless steel and was heated directly by Joule heating method. There were two experimental conditions; high heat flux regions and low heat flux regions, based on the CHF characteristics. The CHF at high heat flux regions was higher than the predictions made by existing empirical correlations. They occurred at small inner diameter and short length tubes, as well as at high water mass velocity. The decrease of frictional pressure drop and the increase of the CHF, with the decrease of inner tube diameter, are attributed to the decrease of void fraction in the narrow tubes.

Secondly, experiments on the CHF in ordinary tubes were conducted under the following conditions; inner tube diameter of 3 mm, heated tube length of 100 mm, tube outlet pressures of 0.3–1.0 MPa and water mass velocity of 5.5–30  $\text{Mg/m}^2\text{s}$ . The CHF in the pressure range of 0.1–1.0 MPa were determined by two parameters; mass velocity and exit quality. Considering the dependence of pressure on the empirical parameter in the Tong CHF correlation based on the model of bubble boundary layer separation, a new modified correlation was proposed. It was verified that this modified Tong correlation predicts the accurate CHF of lower than about  $20 \text{ MW/m}^2$  in the pressure range from 0.1 to 13.8 MPa and was also useful in the prediction of high CHF from 20 to  $130 \text{ MW/m}^2$  at low and

---

\*原子力技術部

原稿受付 平成5年2月17日

medium pressures, which might correspond to the cooling conditions of fusion reactor components.

Finally, experiments on the CHF in tubes with internal twisted tapes were conducted. The test tube is made from stainless steel with an inner diameter of 6.0 mm and a heated length of 100 mm. The inserted tapes are made from zirconia with an approximate thickness of 1.2 mm and a width of 5.4 mm. The twisted tape ratios  $y$  (ratio of the axial tube length to the inner tube diameter corresponding to complete 180 degree twists of the inserted tape) are 2.7, 4.3, 8.7, and  $\infty$ . The experimental fluid conditions were selected by a combination of the following parameters; tube outlet pressures of 0.1–1.5 MPa and axial water mass velocity of 6.5–17.3 Mg/m<sup>2</sup>s. The swirl flow CHF increased in proportion to the one third power of ( $y^{-1}$ ) for small  $y$ . The enhancement of swirl flow CHF was found to be remarkable at the pressures below 0.5 MPa; and at the pressures above 0.5 MPa, the enhancement effect of CHF decreased gradually as the pressure increased, and was reduced almost to zero at above 2.0 MPa. An empirical correlation for swirl flow that includes the effect of the pressure has been proposed covering a pressure range from the atmospheric pressure to 4.0 MPa. The correlation was confirmed to give reasonably good predictions.

## 概要

核融合炉のダイバータ/リミタ、あるいは中性粒子入射装置のビームダンプなどの高熱流束機器は、従来の原子炉燃料棒が受ける熱負荷と比べると数倍から数十倍高い $10\sim 100\text{MW/m}^2$ の定常的熱負荷を受けることが想定されている。また、強力な中性粒子源とその利用施設を目的とする超高中性子束炉（Advanced Neutron Source: ANS）では、超高中性子束を達成するために小さな炉心と大出力を必要とし、米国オークリッジ研究所が進めている炉心設計においても、冷却水路が $1.02\text{mm}$ という狭あい流路を用い、 $27\text{m/s}$ の流速で冷却水を循環させることにより最大熱流束 $17\text{MW/m}^2$ の除熱が考えられている。

このような高熱流束除熱には、水によるサブクール沸騰が最も有利とされるが、除熱機器を設計するに当たっては、機器の除熱限界を定める限界熱流束（Critical Heat Flux: CHF）を予め精度良く予測しておくことが必要不可欠である。これまでの研究によると、細管（管内径がパラメータとして限界熱流束に影響を与え、その限界熱流束を増大させる効果を持つ小口径管）を利用した構造を用いれば高熱負荷除熱の可能性が高いことが報告されている。また、通常管（管内径が限界熱流束に影響を与えない比較的広い口径管）に対しては、圧力を上げ高流速の水を流すか、管内に振りテープを挿入したり、内部フィンを設けるなどのCHF促進技術の利用も高CHFを得るための方法として有望視されている。CHF促進技術の中でも、ねじりテープ挿入による水のサブクール沸騰は最もCHF特性が優れているものと考えられており、振りテープを挿入した管群からなる核融合炉の高熱流束機器の研究開発が現在活発に進められている。

水のサブクール沸騰CHFについては、軽水型原子炉の開発に伴って30年ほど前から多くの実験的研究が為されてきた。しかし、これらの多くは管内径が $3\text{mm}$ 以上の通常管を対象とし、かつ熱流束レベルも $10\text{MW/m}^2$ 以下のものであり、細管、あるいは振りテープ挿入管に対する系統的な実験的研究、および通常管に対する高質量速度条件の高CHFに対する系統的な実験的研究は極めて少ない。

細管に対するサブクール沸騰限界熱流束については、これまでにOrnatskiiらが管内径 $0.4\sim 2.0\text{mm}$ を対象に、またBerglesが管内径 $0.6\sim 4.6\text{mm}$ を対象とした実験的研究を実施しており、管内径、あるいは加熱管長と管内径の比が小さくなると限界熱流束は増大することを報告している。しかしながら、限界熱流束が増大する領域のパラメータ境界は定量的に示されておらず、またその増大メカニズムについても明確な説明は与えられていない。

また、細管を用いた場合には圧力損失が極端に大きくなるので、細管内における圧力損失や流動特性の評価をしておくことも非常に重要である。通常管に対するサブクール沸騰時の圧力損失、および核沸騰開始、気泡離脱開始といった流動特性の研究は、これまでに数多く為されているが、細管についてはDormer-Berglesの摩擦圧力損失比に関する実験的研究があるのみである。しかしながら彼らの研究も、比較的低質量速度条件を対象としたもので、限界熱流束が増大する領域の圧力損失特性を明らかにしてはいない。

通常管に対するサブクール沸騰限界熱流束については、前述したように軽水型原子炉の開発にともなって数多くの実験的研究が為されており、多くの限界熱流束相関式が提案されている。しかし、これらの多くは $10\text{MW/m}^2$ 以下の低熱流束レベルを対象としていること、またその適用圧力範囲は $2.0\text{MPa}$ 以上の中圧から高圧、あるいは $1.0\text{MPa}$ 以下の低圧を対象としたものがほとんどで、核融合炉機器の適用が考えられる圧力 $0.1\sim 4.0\text{MPa}$ の高熱流束条件に対してはお互いかなりのくい違いがあることが問題となっている。

均一加熱条件での振りテープ挿入管に対するサブクール沸騰限界熱流束については、これまでにGambillらやDriziusらの実験的研究があり、それぞれ管内壁面における流速の増加およびテープ振り比をパラメータとする限界熱流束実験式を与えている。また、最近の核融合炉機器の開発研究にともなって、電子ビーム照射装置などを用いた振りテープ挿入管に対する非均一加熱条件での限界熱流束データも報告されてきており、ストレート流相関式に流速の増加あるいは管摩擦係数の増大を修正項として適用することにより、振りテープ挿入管の限界熱流束予測式として用いる方法も提案されている。しかしながら、振りテープ挿入管に対する系統的な実験的研究は極めて少なく、テープ振り比といった旋回流効果の因子となるパラメータと限界熱流束促進効果の関係は十分に明らかにされているとは言い難い。特に、圧力変化の限界熱流束促進効果に対する影響については、圧力の依存性はなかったという報告のみで、広い圧力範囲に対しては系統的に全く調べられていない。唯一、比較的系統的

に調べられたものとして、Driziusの実験的研究があるが、調べられた圧力範囲も狭く、圧力の依存性はみられなかったとしていることに加え、管内径が1.6mmという細管を対象としたもので、核融合炉機器の除熱設計条件として考えられている内径3mm以上の振りテーブ挿入管への適用にはかなり無理があるものと考えられる。また、振りテーブ挿入管に対する限界熱流束相関式についても、GambillやDriziusらの実験式は、主として各実験データが取られたパラメータ範囲のみに適用できるものと考えられ、核融合炉機器の適用が考えられるパラメータ条件に対しては検証はされていない。非均一加熱条件のデータに対して適用された相関式についても、均一加熱条件との関連やメカニズムについては十分な検討は為されていない。

このように、核融合炉機器を代表とする高熱負荷機器の除熱設計では、水によるサブクール沸騰が最も有利とされるが、さらに解明しておかねばならない課題が残されており、特に、高熱流束レベルに対する細管、通常管、振りテーブ挿入管の限界熱流束特性の解明が強く望まれている。

本研究は、核融合炉の高熱流束機器などの高熱負荷機器の除熱を想定し、高限界熱流束が得られると考えられる狭あい流路、およびねじりテーブ挿入管、ならびに通常管に対する高質量速度条件のサブクール沸騰限界熱流束の研究を通じ、以下のことを明らかにすることにより、核融合炉の高熱流束機器などの除熱設計に資することを目的として実施した。

- ・細管における管内径、加熱管長、質量速度といった各パラメータの限界熱流束に対する影響を系統的に調べ、限界熱流束が増大するパラメータ領域の境界を定量的に示すとともに、限界熱流束増大のメカニズムを明らかにする。
- ・通常管に対し、核融合炉の適用が考えられる低圧から中圧にかけての高熱流束レベルにおいて信頼性のある限界熱流束相関式を確立するとともに、そのメカニズムを明らかにする。
- ・テーブ振り比といった旋回流効果の因子となるパラメータや圧力変化の限界熱流束促進効果に対する影響を系統的に明らかにするとともに、核融合炉機器の適用が考えられるパラメータ範囲に対し、妥当な予測を与える振りテーブ挿入管の限界熱流束相関式を確立する。

具体的には先ず、狭あい流路内におけるCHFおよび流動特性を明らかにするために、単純化した管内径1~3mmの細管を用い、管出口圧力を大気圧とした高質量速度条件の水による強制サブクール沸騰時のCHFと圧力損失の実験を実施した。CHF実験では、管内径、あるいは加熱管長が小さくなり、質量速度が大きくなると、比較的内径が大きい管に対して提案された従来のGunther、Knoebel、Griffelの各CHF実験式による予測値よりもCHFがかなり大きくなる高熱流束域と、従来の実験式とCHFが良く一致する低熱流束域が存在することを明らかにし、その境界が、管内径、加熱管長、および質量速度のパラメータで表せることを定量的に示した。そして高熱流束域では、管内径、あるいは加熱管長が小さくなり、質量速度が大きくなるほど従来の実験式による予測値よりも実験値の方が大きくなることを明らかにした。また、高圧領域を対象とするTongの気泡境界層剥離モデルに基づく実験式の実験定数を修正すれば、大気圧条件下の低熱流束域、および高熱流束域のCHFに適用できることを明らかにした。

さらに、細管内の圧力損失実験を通じ、次のことを明らかにした。熱流束を零から上げていった場合の摩擦圧力損失比の変化をみると、先ずその比がほぼ一定か若干増え始める時の熱流束実験値とBergles-Rohsenowの核沸騰開始条件が、高-低熱流束域を問わずほぼ一致する。そしてさらに熱流束を上げていくと、その比が急激に増え始める熱流束実験値とSaha-ZuberやLevyの気泡離脱開始条件が、低熱流束域ではほぼ一致するのに対し、高熱流束域ではこれらの条件より実験値の方がかなり大きくなり、高熱流束域では、気泡離脱開始に必要な熱流束が低熱流束域条件よりも大きくなる。また、摩擦圧力損失比の変化を低質量速度条件で得られたDormar-Berglesの整理結果と比較すると、低熱流束域ではほぼ一致するのに対し、高熱流束域では実験値の方がかなり小さくなる。そして、通常管から導かれたSaha-Zuberの気泡離脱開始条件およびAhmadの乾き度分布式を流動モデルとして求めた二相増倍係数は、低熱流束域では植田やOwens-Schrockらの相関式とほぼ一致するのに対し、高熱流束域ではかなり小さくなり、高熱流束域のボイド率は、質量速度が大きくなるほどAhmadの乾き度分布式が与える通常管のボイド率よりも小さくなる。またこのために高熱流束域の限界熱流束も高くなると考えられる。

次に、圧力と質量速度の通常管に対するCHFへの影響を明らかにするために、管内径を3mmと固定し、管出口圧力を1.0MPaまで上げた場合のサブクール沸騰CHF実験を実施した。そして、低圧から高圧まで広い圧力範囲に渡って成り立つ通常管に対する新しいCHF実験式を提案すると共に、本式を含めこれまでに提案されているサブクール沸騰CHFに対する7個の実験式と3個の理論モデルの評価、およびCHFメカニズムに対する考察を行った。

圧力を1.0MPaまで上げた場合の実験では、CHFはほとんど圧力に依存せず、ほぼ質量速度と管出口クオリティだけで決まることを示した。そして、本実験で得られた低熱流束域の実験データ、および他の研究者による低圧から中圧のCHFデータを用い、高圧に対して成り立つTongの気泡境界層剥離モデルCHF実験式を、大気圧から高圧までの低熱流束域に適用できるように、式中の実験定数を補正した新たな修正Tong (Modified Tong) 式を提案し、本式が、130MW/m<sup>2</sup>までの低熱流束域のCHFデータに対し、妥当な予測を与えることを示した。また、CHF相関式を実験データと比較評価する場合、多くの研究者らは、管出口条件を計算より求め、これを直接相関式に代入して評価しているが、管入口条件を含む熱バランス式と相関式とを連立させ、管入口から管出口までの熱バランス条件を考慮して予測値を求める方が妥当であることを、種々の相関式およびデータを用いて確かめた。そして、核融合炉の高熱流束機器の除熱として実際への適用が考えられる圧力0.1~4.0MPaの通常管のCHFデータに対し、7つの限界熱流束実験式と3つの限界熱流束理論モデルを評価した結果、Gunther、Knoebelと共に、著者の提案した修正Tongの各実験式と、甲藤モデルが最も妥当な予測を与えることを示した。さらに、各限界熱流束実験式や理論モデル中の物性値の圧力変化に対するCHFへの影響を検討した結果、気液密度および粘度比の物性値は、ボイド率や加熱面への液の供給状況を決定し、CHFを支配する重要なパラメータであるが、低圧では両者の気液に対する物性値は液の方が極端に大きいため、2MPa近傍以下の低圧におけるCHFは、これらの物性値に殆ど影響を受けず、ほぼ水の流速とサブクール度だけで決まることを明らかにした。

さらに、ねじりテープ挿入管のCHF特性を系統的に明らかにするため、管内径6mm、加熱管長100mmのステンレス管内に、幅約5.4mm、厚さ約1.2mmのジルコニア製のねじりテープを挿入し、管出口圧力を大気圧から1.5MPaまで上げた場合の実験を実施した。その結果、ねじりテープによるCHF促進効果は、テープによって発生する水の半径方向の慣性力が大きい場合には、水の半径方向の無次元遠心加速度の1/6乗に、あるいは半径方向の流速の1/3乗に比例して増大することを示した。しかし、その促進効果は、圧力0.6MPa以下では顕著であるが、圧力が0.6MPa以上になると次第に弱まり、圧力2.0MPa近傍ではストレート管のCHFとほとんど変わらなくなることを明らかにし、この圧力の限界熱流束促進効果に対する影響を考慮した振りテープ挿入管に対する新しい限界熱流束実験式を提案した。また本式を含め、これまでに提案されている5つの実験式を圧力0.1~4.0MPaの本実験データおよびGambillの実験データに対し検証した結果、本圧力範囲に対しては提案した実験式が、また圧力0.4MPa以上に対しては水の増速効果を考慮したTong-75-1の実験式も妥当な予測を与えることを示した。

最後に、核融合炉の高熱流束機器への適用として、細管、通常管および振りテープ挿入管を利用した場合の除熱構造について、本報告で提案した各CHF実験式を用いて均一加熱条件での検討を行った。適用条件として、現在研究開発が進められている国際熱核融合炉 (International Thermal Experimental Reactor: ITER) のダイバータに対する工学設計条件 (表面ピーク平均熱流束15MW/m<sup>2</sup>) が選ばれた。内径1mmの細管構造を用いた場合として高熱流束域に対して提案した実験式を適用すると、大気圧条件でも冷却水流速10m/sで約2.8のCHFマージン (予測CHFとチャンネル平均熱流束との比) が得られることを示した。また、ダイバータ設計条件である管出口圧力2.6MPa、冷却水流速10m/s、入口水温50℃の条件に対し、管内径3mm、加熱管長10cmの通常管を用いた場合として修正Tong式を適用すると、約2.4のCHFマージンが得られること、管内径15mm、加熱管長10cm、テープ振り比2の振りテープ挿入管を用いた場合として提案した旋回流式を適用すると、約1.8のCHFマージンが得られることを示した。均一加熱条件では、狭あい流路を利用した場合の除熱構造が最も有利と考えられるが、実際の核融合炉機器は、プラズマによる片側からの熱照射を受ける非均一加熱条件であり、そのCHF特性も変わるものと考えられるので、さらに非均一加熱条件に対するCHF特性を明らかにしていく必要があることを述べた。

以上に記した本研究成果を要約すると、以下のようになる。

- (1) 管内径、あるいは加熱管長が小さくなり、質量速度が大きくなると、比較的広い口径管から導かれた従来のサブクール沸騰相関式よりも実験値の方が数倍大きくなる高熱流束域と、実験値が従来の相関式とほぼ一致する低熱流束域が存在することを明らかにし、その境界が、管内径、加熱管長および質量速度をパラメータとして表せることを定量的に示した。
- (2) 高熱流束域の二相摩擦増倍係数は低熱流束域に比べてかなり小さくなることを明らかにし、質量速度が大きくなるほど高熱流束域のポイド率は小さくなることを示した。
- (3) 高圧用に提案されたTongの境界層剥離モデルに基づく限界熱流束実験式中の実験定数を、低圧にも適用できるように修正し、広い圧力範囲に渡って成り立つ新たな修正Tong式を提案し、本式が、高限界熱流束データに対しても妥当な予測を与えることを示した。
- (4) 圧力2.0MPa近傍以上では、加熱面への液の供給、あるいは気泡境界層内の気泡の充満といったメカニズムの面で気液密度比や粘度比の物性値は、限界熱流束を支配する重要なパラメータとなるが、圧力2.0MPa近傍以下の低圧では、この2つの物性値は液の方が極端に大きいためこれらの物性値の影響をあまり受けず、限界熱流束は主として液のサブクール度と質量速度だけで決まることを明らかにした。
- (5) 振りテープ挿入による限界熱流束促進効果は、管内壁面における水の半径方向の慣性力によってうまく説明でき、慣性力が大きい場合には、その促進効果は半径方向の水の無次元遠心加速度の1/6乗に、あるいは半径方向の水の流速の1/3乗に比例して増大することを明らかにした。
- (6) この促進効果は、圧力0.6MPa近傍以下に対しては顕著であるが、0.6MPa以上になると次第に弱まり、2.0MPa近傍でほぼ消滅することを明らかにした。
- (7) 圧力の影響を考慮し、水の半径方向の無次元加速度をパラメータとする新しい振りテープ挿入管の限界熱流束実験式を提案するとともに、本式が妥当な予測を与えることを示した。

目 次	頁
Abstract	1
概要	3
目次	6
記号	7
1. 序論	8
1.1 はじめに	8
1.2 従来の研究と課題	9
1.3 研究の目的と方法、および本論文の構成	12
2. 細管内サブクール沸騰限界熱流束と流動特性	14
2.1 目的	14
2.2 実験装置および実験方法	14
2.3 限界熱流束	15
2.3.1 形状パラメータの限界熱流束への影響	15
2.3.2 高熱流束域と低熱流束域	17
2.3.3 他の低熱流束域相関式との比較	17
2.3.4 Tong式によるデータ整理	19
2.4 流動特性	20
2.4.1 単相流圧力損失	20
2.4.2 二相摩擦圧力損失と流動特性	20
2.4.3 二相摩擦増倍係数のモデリング	23
2.5 ポイド率と限界熱流束との関連に関する考察	26
2.6 まとめ	26
3. 通常管に対するサブクール沸騰限界熱流束	28
3.1 目的	28
3.2 実験装置および実験方法	28
3.3 実験結果	28
3.4 通常管に対する新しい実験相関式の提案	29
3.5 各限界熱流束相関式の評価	30
3.5.1 各限界熱流束相関式	30
3.5.2 評価方法：DSMとHBM	32
3.5.3 各相関式の予測結果	35
3.6 限界熱流束メカニズムに関する考察	40
3.7 まとめ	41
4. 振りテープ挿入管のサブクール沸騰限界熱流束	42
4.1 目的	42
4.2 実験装置と実験方法	42
4.3 実験結果	43
4.3.1 テープ振り比の影響	43
4.3.2 大気圧近傍における旋回流限界熱流束実験式の提案	43
4.3.3 圧力の影響と実験式の補正	44
4.4 旋回流限界熱流束相関式の評価	46

4.4.1	限界熱流束促進効果の因子と相関式	46
4.4.2	各相関式の予測結果	47
4.5	限界熱流束促進効果に関する考察	48
4.6	まとめ	49
5.	核融合炉機器への適用	50
5.1	細管による高熱流束除熱	50
5.2	通常管による高熱流束除熱	50
5.3	振りテープ挿入管による高熱流束除熱	51
5.4	非均一加熱条件に関する考察	52
5.5	まとめ	53
6.	結論	54
	謝辞	56
	引用文献	66
	付録	
1.	大気圧限界熱流束実験データリスト	60
2.	圧力損失実験データリスト	61
3.	圧力を上げた場合の限界熱流束 実験データリスト	67
4.	振りテープ挿入管限界熱流束 実験データリスト	68

## 記号

$a_t$	:遠心加速度	$m/s^2$
$C$	:式(2-7)のTong式中の実験パラメータ	
$c_{pl}$	:水の比熱	$J/kg \cdot K$
$C_{Tong}$	:式(3-2)で表されるTongの与えた実験 パラメータ	
$D$	:管内径	$m$
$DB_L$	:Levyの気泡離脱開始条件熱流束	$W/m^2$
$D_e$	:等価水力直径	$m$
$D_i$	:基準管内径	$m$
$D_o$	:管外径	$m$
$E$	:印加電圧	$V$
$f$	:管摩擦係数	
$G$	:質量速度	$kg/m^2s$
$G_r$	:コアから気泡層へ入り込む質量速度	$kg/m^2s$
$g$	:標準重力加速度	$m/s^2$
$H$	:水のエンタルピ	$J/kg$
$H_f$	:飽和水のエンタルピ	$J/kg$
$H_{fg}$	:水の蒸発潜熱	$J/kg$
$H_l$	:水のエンタルピ	$J/kg$

$H_{ld}$	:気泡離脱開始点の水のエンタルピ	$J/kg$
$h$	:熱伝達率	$W/m^2K$
$I$	:印加電流	$A$
$J_a$	:ヤコブ数	
$L$	:加熱管長	$m$
$L_B$	:蒸気スラグの長さ	$m$
$L_1$	:気泡離脱開始点位置から管出口までの管長	$m$
$L_0$	:管入口から気泡離脱開始点位置までの管長	$m$
$OB$	:核沸騰開始条件熱流束	$W/m^2$
$P$	:管出口圧力	$Pa$
$P_c$	:臨界圧力	$Pa$
$P_e$	:ペクレ数	
$P_r$	:プラントル数	
$P_s$	:換算圧力(圧力/臨界圧力)	
$q$	:熱流束	$W/m^2$
$q_c$	:限界熱流束	$W/m^2$
$q_{OB}$	:気泡離脱開始熱流束	$W/m^2$
$q_{OB}$	:核沸騰開始熱流束	$W/m^2$
$q_{SAT}$	:管出口が飽和状態となる熱流束	$W/m^2$
$q_1$	:熱流束	$W/m^2$
$q_2$	:熱流束	$W/m^2$
$q_3$	:熱流束	$W/m^2$
$R$	:計算値/実験値	
$R_e$	:レイノルズ数	
$T_{in}$	:水の管入口水温	$^{\circ}C$
$T_s$	:水の飽和温度	$^{\circ}C$
$T_w$	:壁面温度	$^{\circ}C$
$U_B$	:蒸気スラグの流速	$m/s$
$u$	:衝突噴流速度	$m/s$
$V$	:水の軸方向流速	$m/s$
$V_r$	:壁面に於ける実質流速	$m/s$
$V_t$	:水の半径方向流速	$m/s$
$X$	:マルチネリ・パラメータ	
$x$	:熱平衡クオリティ	
$Y_B^*$	:無次元気泡径	
$y$	:テープ振り比(180度振りピッチ/管内径)	
$\alpha_{Ahmad}$	:Ahmadのボイド率分布式が与えるボイド率	
$\alpha_{est}$	:推定したボイド率	
$\gamma$	:旋回流限界熱流束/ストレート流限界熱流束	
$\Delta P_{ADB}$	:管全長に対する水単相流摩擦圧力損失	$Pa$
$\Delta P_F$	:管全長に対する二相流摩擦圧力損失	$Pa$
$\Delta P_l$	:気泡離脱領域の二相流摩擦圧力損失	$Pa$

$\Delta P_{10}$ :気泡離脱領域の液相成分のみの 単相流摩擦圧力損失	Pa	$\Gamma$ :式(2-23)で表されるLevy式中のバラ メータ
$\Delta P_{musr}$ :実験で測定される全圧力損失	Pa	$\Phi_L$ :二相摩擦増倍係数
$\Delta T_{DB}$ :気泡離脱開始点の水のサブクール度	K	$\Phi_{LAV}$ :平均の二相摩擦増倍係数
$\Delta T_{sub}$ :水のサブクール度	K	$X$ :非平衡乾き度
$\delta$ :薄液膜の厚さ	m	$X_1$ :サブクールコア領域の非平衡乾き度
$\varepsilon$ :比抵抗	$\Omega \cdot m$	$X_2$ :気泡層内の非平衡乾き度
$\zeta$ :形状係数		$\Psi$ :式(3-12)で表されるパラメータ
$\theta$ :無次元遠心加速度		$\Psi(R)$ :計算値/実験値の平均値
$\kappa_1$ :水の熱伝導率	W/m $\cdot$ K	
$\mu_1$ :飽和水の粘度	Pa $\cdot$ s	<u>添字</u>
$\mu_l$ :水の粘度	Pa $\cdot$ s	cal :計算値
$\mu_v$ :蒸気の粘度	Pa $\cdot$ s	DB :気泡離脱開始条件
$\xi$ :加熱管長/等価水力直径		ex :管出口状態
$\rho_f$ :飽和水の密度	kg/m $^3$	exp :実験値
$\rho_l$ :水の密度	kg/m $^3$	in :管入口状態
$\rho_v$ :蒸気の密度	kg/m $^3$	$\sigma$ :最小設計条件
$\sigma$ :水の表面張力	N/m	OB :核沸騰開始条件
$\sigma(R)$ :計算値/実験値の標準偏差値		ST :ストレート流条件
$\tau_w$ :壁面せん断力	Pa	SW :振りテーブルによる旋回流条件

## 1. 序論

### 1.1 はじめに

核融合炉開発研究に伴う炉心プラズマ閉じ込め技術は、近年の大型トカマク実験により大きく進展し、次期ステップとしての実験炉へと動き始めている。国際原子力機関の下で1988年に開始された国際熱核融合炉(International Thermal Experimental Reactor: ITER)の設計活動も、1990年にその概念設計を完了し、1991年からは工学設計段階へと動き始めた。これら一連の設計活動においては、プラズマ対向機器の除熱能力向上が1つの大きな課題として取り上げられている。ダイバータあるいは中性粒子入射装置のビームダンプを代表とする核融合炉の高熱流束機器は、プラズマから強い熱負荷を受けるが、ITERの工学設計段階では10~100MW/m $^2$ の定常的熱負荷を受けることが想定されている。この熱負荷レベルは、従来の原子炉燃料棒と比べると数倍から数十倍大きいものである。また、強力な中性子源とその利用施設を目的とする超高中性子束炉(Advanced Neutron Source: ANS)の開発研究が、米国のオークリッジ研究所(ORNL)で1987年より約10年計画で進められている。ANSでは、超高中性子束を達成するために小さな炉心と大出力を必要とし、ORNLの炉心設計でも冷却水路が1.02mmという狭あい流路を用い、27m/sの流速で冷却水を循環することにより最大熱流束17MW/m $^2$ の除熱が考えられている。

これらの高熱負荷プラント機器の設計に当たっては、機器の耐える最大熱負荷を精度良く予測しておくことが必要不可欠となる。この最大熱負荷を決めるのに最も重要なものが除熱限界を定める限界熱流束(Critical Heat Flux: CHF)であり、機器はこのCHF値に安全率をかけることによって設計される。このような高熱負荷の除熱方法としては、水によるサブクール沸騰が最も有利と考えられている。水のサブクール沸騰CHFについては、軽水型原子炉の開発に伴って30年前ぐらいから数多くの研究が為されてきており、多くの実験データとCHF相関式が提案されている。しかしながら、これらのデータおよびCHF相関式の多くは、等価水力直径が3mm以上で、か



つ熱流束が $10\text{MW/m}^2$ 以下を対象としたものがほとんどで、高熱流束や等価水力直径が $3\text{mm}$ 以下の狭あい流路条件に適用するにはかなり問題があり、研究の必要性が強調されている。

## 1.2 従来の研究と課題

従来の一連のサブクール沸騰CHFの研究について最も良くまとめられたものとして、Boyd<sup>(11),(12)</sup>のレビューがある。Boydは、核融合炉の高熱流束機器の除熱を想定し、先ず従来の研究について次のようにまとめている。

- (1)水のサブクーリングが大きくなるほど、CHFは増大する。
- (2)一般に、質量速度が大きくなるほど、CHFは増大する。
- (3)大気圧から圧力を増大していくと、換算圧力（臨界圧力との比）が $0.75$ 付近まではCHFは増大するが、種々の流体条件に対する境界値は明確に定義されていない。
- (4)内径が小さくなるほどCHFは増大するが、その理由については満足する説明が与えられていない。
- (5)加熱管長が小さくなるほど、CHFは増大する傾向がある。
- (6)加熱管長 $L$ と管内径 $D$ の比 $L/D$ がある値より小さくなると、 $L/D$ が小さくなるほどCHFは増大するが、 $L/D$ が効かなくなる限界値は明確に定義されていない。
- (7)これまでに提案されたサブクール沸騰CHFの相関式の多くは、 $L/D$ が大きい場合の $10\text{MW/m}^2$ 以下に対するもの、あるいは $L/D$ が非常に小さい場合の高熱流束レベルに対するもので、核融合炉の除熱条件に適用した場合にはお互いに $\pm 50\%$ 以上のくい違いがあり、かつ各相関式の適用範囲も狭いパラメータ範囲に限られている。
- (8)これまでに幾つかのサブクール沸騰CHFメカニズムが提案されているが、いずれも未だ不完全であり、クオリティ域の液膜ドライアウト機構のように満足できるメカニズムは示されていない。

そしてBoydは、核融合炉の高熱流束機器の除熱構造を鑑み、今後次のような研究の必要性があると述べている。

- (1)加熱管長と内径の比 $L/D$ が $50\sim 600$ 、ならびに小口径管の $10\text{MW/m}^2$ 以上のCHFデータを蓄積する。
- (2)CHFと流動・形状パラメータ、および熱物性値との物理的因果関係を明らかにし、信頼性のあるCHF相関式を確立する。

Boydのレビューが指摘しているように、狭あい流路で質量速度を大きくすると、大きなCHFが得られることが期待できる。しかしながら、流路が狭くなると極端に圧力損失も大きくなり、また質量速度を大きくすると、ANSの場合のように流路を構成するアルミニウム被覆材のエロージョンといった適用上の問題が課題となってくる。核融合炉の高熱流束機器の除熱構造を考えると、高限界熱流束を達成するためには、Hoffmanら<sup>(3)</sup>やMoirら<sup>(4)</sup>の研究に見られるように、局部的に狭あい流路を適用するか、CHF促進法を適用した比較的広い流路を用いることが考えられる。

表1-1に、これまでに報告されたストレート管に対する水のサブクール沸騰CHFデータのうち、 $20\text{MW/m}^2$ 以上のCHFを含むものを掲げた。表中、1列目の( )は $20\text{MW/m}^2$ 以上のデータ数、また2列目以降の[ ]は、最大のCHFが得られたときの条件を示している。これまでに得られた最も高いCHFは、Ornatskiiら<sup>(10)</sup>の管内径 $0.5\text{mm}$ に対する $224.5\text{MW/m}^2$ であるが、表に見るように $20\text{MW/m}^2$ 以上の高CHFデータは、Ornatskiiのデータおよびごく最近報告されたCelataら<sup>(12),(13)</sup>のデータを除き極めて少ない。また、形状パラメータとCHFとの因果関係を示したものは、Ornatskii<sup>(10)</sup>の $L/D=28$ に対する管内径 $D=0.4\sim 2.0\text{mm}$ のCHFへの影響、およびBergles<sup>(7)</sup>の $L/D=25$ に対する $D=0.6\sim 4.6\text{mm}$ のCHFへの影響と $D=2.4\text{mm}$ に対する $L/D=5\sim 35$ のCHFへの影響を調べたものだけであり、狭あい流路における管内径 $D$ 、加熱管長 $L$ 、あるいは $L/D$ といった形状パラメータや流動パラメータとCHFとの因果関係を十分に明らかにしているとは言い難い。

また、狭あい流路を用いた場合には、二相圧力損失も過大となるため、この評価ならびに沸騰流動特性とCHFとの関連を明らかにしておくことは極めて重要である。強制流動サブクール沸騰の流動特性の研究として、沸騰開始条件を示したBergles-Rohsenow<sup>(14)</sup>の研究がある。また、気泡が加熱面から離脱を開始する条件として、水

表1-1 ストレート管に対する水の高限界熱流束実験パラメータ

No. of data points	P [MPa]	D [mm]	L [mm]	L/D	G [Mg/m <sup>2</sup> s]	$\Delta T_{sub,ex}$ [K]	$q_c$ [MW/m <sup>2</sup> ]	Authors (Ref.)
7 (1)*	0.1~4.0 [2.5]**	2.1~2.6 [2.6]	305~465 [464]	128~191 [179]	7.8~23.1 [23.1]	14~50 [42]	9.6~23.2	Gambill et al. (5)
22 (18)	0.1~0.5 [0.2]	4.6~7.8 [4.6]	37~206 [97]	6.6~54 [21]	11.7~53.0 [53]	41~121 [79]	7.0~54.4	Gambill et al. (6)
48 (3)	0.2	0.6~4.6 [0.6]	10~230 [10]	5~50 [17]	3.0~6.1 [6.1]	1~44 [18]	4.9~25.2	Bergles (7)
3 (3)	1.3~1.6 [1.5]	3.05	19~70 [38]	6.2~23 [12.5]	46.9~61.5 [61.5]	144~153 [153]	90.9~130.	Schaefer et al. (8)
1 (1)	3.0	11.7	584	50	45.2	168	42.9	Mayersak et al. (9)
163 (163)	1.1~7.2 [3.2]	0.4~2.0 [0.5]	11~56 [14]	28	10~90 [90]	36~195 [157]	29~224.5	Ornatskii et al. (10)
9 (6)	0.8, 1.7 [0.8]	3	289	97	4.7~40.4 [40.4]	24~57 [54]	6.4~41.5	Boyd (11)
121 (90)	0.1~2.6 [2.6]	2.5, 4, 5 [2.5]	100	20~40 [40]	5.92~40.0 [40]	28~149 [136]	4.0~60.6	Celata et al. (12),(13)

\* ( ) means the number of data points that  $q_c$  values are higher than 20 MW/m<sup>2</sup>

\*\* [ ] means the condition that the highest  $q_c$  value was derived

力学条件を考えたLevy<sup>(15)</sup>、Staub<sup>(16)</sup>の式や、熱的条件を考えたSaha-Zuber<sup>(17)</sup>、Ahmad<sup>(18)</sup>の式がある。ボイド率に対するものとして、Ahmad<sup>(18)</sup>、Kroeger-Zuber<sup>(19)</sup>、Zuber-Findlay<sup>(20)</sup>らの式がある。しかし、これら流動特性に関する研究も、従来のCHFの研究と同様軽水炉条件や流路の等価水力直径が3mm以上の条件で為されたものが殆どで、狭あい流路については殆ど行われていない。二相摩擦増倍係数に関しては、乾き度領域に対するLockhart-Martinelli<sup>(21)</sup>の相関式が有名であるが、サブクール沸騰については、Owens-Schrock<sup>(22)</sup>、Tarasova<sup>(23)</sup>、植田<sup>(24)</sup>らの幾つかの実験式が提案されているが、いずれも軽水炉条件のものが多く、狭あい流路には適用できないものと考えられる。比較的系統的に調べられた狭あい流路のサブクール沸騰圧力損失として、唯一管内径1.6mmを対象としたDormer-Bergles<sup>(25)</sup>の研究があるが、質量速度は1.5~9.0 Mg/m<sup>2</sup>sの範囲であり、高CHF範囲の流動条件については調べられていない。

Tong-Hewitt<sup>(26)</sup>、Bergles<sup>(27)</sup>、ならびにBoyd<sup>(11),(12)</sup>は、サブクール沸騰CHFのメカニズムについて考察を行っている。彼らは

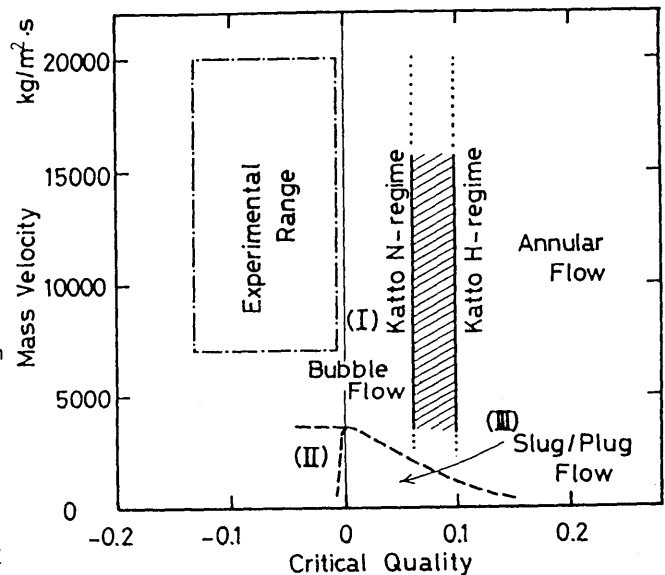


図1-1 CHFメカニズム領域の定量的表示

サブクールおよび低クオリティ域のCHFメカニズムを次のような3つのタイプに分類し、質量速度-平衡クオリティ座標においてこれらが支配する領域を定性的に示した。

- (I) 気泡境界層のドライアウト (BBLD)
- (II) 局所核沸騰によるドライアウト (LNID)
- (III) 蒸気スラグ周りの薄液膜蒸発

これまでの他者による研究結果をまとめるとことにより、大気圧における上記3つの領域は図1-1のようにある程度定量的に設定できる。領域(I)とAnnular flowの境界は、甲藤<sup>(28)</sup>が与えたH領域とN領域の境界に対応するものと考えられる。領域(III)は、水平管流動観察から導かれたものであるが、Baker<sup>(29)</sup>が与えた流動様式図のスラグ流動域に対応する比較的低流速域と考えられる。領域(II)は、領域(III)がサブクール域に入ったときに表れると考えられ、その境界は図に示すように推定される。しかしながら、大気圧における領域(II)の存在は明確には確かめられていない。BBLD領域では、流動様式は気泡流あるいはフロス流であり、気泡は加熱面近くのみ形成される。図中、一点鎖線で囲まれた領域は、本報告の実験範囲を示しているが、領域(I)に属している。

甲藤は<sup>(30)</sup>、飽和沸騰だけでなくサブクール沸騰でも蒸気スラグ下の薄液膜が乾燥し、加熱面への液の供給ができなくなるためにCHFを引き起こすと考えられることを示した。また日野<sup>(31)</sup>は、サブクール沸騰における限界状態の襲来時には、小気泡の合体のために加熱面近くの気泡通過時間が増え、結果として液膜が乾いている時間が増大し、壁面の温度変動が生じることを示した。よって領域(I)と(III)におけるCHF発生には、蒸気泡下の液膜の乾燥と液の供給不可が主要な役割を果たすものと考えられる。

最近になって熱流力的メカニズムを基礎とした幾つかのサブクール沸騰CHF理論モデルが提案されてきた。Weisman-Pei<sup>(32)</sup>は、サブクールコアと気泡境界層間のエンタルピ輸送を基礎とし、気泡境界層内に気泡が充満した場合を限界状態とするサブクールおよび低クオリティ域で成り立つ理論モデルを提案した。本モデルは、その後Weisman-Ileslamliou<sup>(33)</sup>によって高サブクール域に適用可能なように拡張されている。また、Leeら<sup>(34)</sup>は、加熱面と蒸気スラグ間の薄液膜乾燥モデルを、甲藤<sup>(35),(36)</sup>もLeeらと同種機構に基づくモデルを提案した。これらのモデルは、CHFのメカニズムを流動/形状パラメータおよび熱流力物性値の影響の観点から捕らえたもので、CHFのメカニズムを理解するのに最も有効な手段である。しかしながら、サブクール沸騰は非平衡が非常に強い現象であり、広い圧力、質量速度、平衡クオリティ、あるいは形状パラメータの範囲に渡って熱流力物性値の影響が正しく反映されているかについては十分検討の余地が残されている。

CHFを促進する方法としても、これまでに次のような幾つかの技法が提案されている。

- (1)二成分流体を用いる。
- (2)流体に表面活性材を混ぜる。
- (3)外部フィンを設ける。
- (4)ヴェーバートロンと呼ばれる流路内に内部フィンを設けた管を用いる。
- (5)加熱面の粗さを増す。
- (6)流路内に振りテープを挿入したり、流路入口に渦流発生器を設けることにより旋回流を発生させる。
- (7)流路内に金網やブラシを設ける。
- (8)主流に対し、さらに流体を注入する。
- (9)電場をかける。
- (10)流体中に圧力波を発生させる。

これら個々のCHF促進法に関する系統的な研究は極めて少ない。現在のところ振りテープ挿入による旋回流とサブクール沸騰を組み合わせたものが最もCHF特性に優れているものと考えられ、核融合炉でも振りテープ挿入管からなる除熱機器の開発研究が最近盛んに行われている<sup>(37)</sup>。

振りテープ挿入管のサブクール沸騰については、これまでにGambill<sup>(8)</sup>やDrizius<sup>(38)</sup>の実験的研究があり、各々振りテープ挿入管に対するCHF実験式を提案している。また、ストレート管に対するCHF実験式に振りテープ挿

入管の旋回流による管内壁面実質流速、あるいは管摩擦係数を適用する予測法もSchlosser<sup>(39)</sup>やKoski<sup>(40)</sup>によって用いられている。最近になって、振りテープ挿入管群からなる核融合炉の高熱流束機器の電子ビームなどによる非均一加熱条件のCHFデータが、Milora<sup>(41)</sup>やKoski<sup>(42)</sup>によって報告されているが、振りテープ挿入管に対する系統的なCHFデータは極めて少なく、CHF促進効果の系統的な圧力の影響に対する検討も不十分であり、提案された旋回流CHF実験式も、主として導き出されたデータに対してのみ適用できるものと考えられ、信頼性のある旋回流CHF相関式の確立が望まれている。

### 1.3 本研究の目的と方法、および本論文の構成

前節で述べたように、核融合炉の除熱機器や超高中性子束炉の開発に当たっては狭あい流路を対象とし、また核融合炉機器ではさらにCHF促進法の1つである振りテープ挿入管を対象とした高熱流束時の水のサブクール沸騰CHFや圧力損失の特性の解明が強く望まれている。本研究は、これまでに殆ど明らかにされていない以下のことを達成することにより、上記高熱負荷プラントの熱的安全設計に資することを目的として行うものである。

- (1) 10MW/m<sup>2</sup>以上のCHFデータベースを作成する。
- (2) 狭あい流路におけるCHFと管内径、加熱管長といった形状パラメータ、およびCHFと流動パラメータとの物理的因果関係を、流動特性を含めて系統的に明らかにする。
- (3) 狭あい流路を含めた一般的サブクール沸騰CHFのメカニズムについて、形状/流動パラメータおよび熱物性値の観点から検討を行うとともに、高CHFにも適用できるストレート管に対するCHF相関式を確立する。
- (4) これまでに提案された種々のストレート管に対するサブクール沸騰CHF相関式の評価を、核融合炉の高熱流束機器の実際への適用として有利と考えられる圧力0.1~4.0MPaの範囲に対して行い、妥当な予測を与える相関式を推薦する。
- (5) テープの振り比、流動パラメータ、および圧力とCHF促進効果との因果関係を系統的に明らかにし、信頼性のある振りテープ挿入管のCHF相関式を確立する。

具体的には、まず狭あい流路内におけるCHFと流動特性を明らかにするために、単純化した管内径1~3mmのステンレス細管を用い、管出口圧力を大気圧とした高質量速度条件の水による強制サブクール沸騰時のCHFおよび圧力損失の実験を実施し、得られたデータを従来のCHFや流動特性に関する相関式と比較することにより、狭あい流路における形状/流動パラメータとCHFならびに流動特性との因果関係をメカニズムを含めて検討する。

また、通常管に対するサブクール沸騰CHF特性を明らかにするため、まず管出口圧力を1.0MPaまで上げた場合の管内径3mmに対する高質量速度条件のCHF実験を実施した。そして広い圧力範囲に渡って妥当なCHFを予測する相関式を確立するために、本実験データおよび圧力を上げた場合の他の研究者によるCHFデータを基に、高圧を対象とするTongの現象論的CHF実験式を、低圧にも適用できるように式中のパラメータの修正を行い、新たな修正実験式（修正Tong式）を提案する。また、提案した実験式を含め、サブクール沸騰CHFに対する7つの実験式および3つの理論モデルを、圧力0.1~4.0MPaにおける数多くのデータに対して評価を行う。さらにCHFメカニズムを熱物性値の観点から明らかにするため、各相関式を構成するパラメータの圧力に対するCHFへの影響について検討を行う。

また、振りテープ挿入によるCHFの促進効果特性を明らかにするため、内径6mmのステンレス管内にジルコニア製の振りテープを挿入した旋回流管に対する水のサブクール沸騰CHF実験を行い、CHF促進効果に対する圧力依存性やテープ振り比の影響を系統的に検討するとともに、本実験データおよび他者のデータを含めて妥当な予測を与える旋回流CHF実験式の提案を行う。そして提案した旋回流式を含め、これまでに提案されている5つの振りテープ挿入管に対する実験式の評価を行い、妥当な予測を与える式を推薦する。

最後に、ITERのダイバータ設計条件が与える熱負荷に対する安全性を検討するために、本報告で提案した各CHF実験式を適用し、細管、通常管および振りテープ挿入管を用いた場合の除熱構造のCHFマージンについて議論を行う。

本論文は、これらを4つの章に分けて構成されている。第2章では細管におけるサブクール沸騰限界熱流束と

流動特性について、第3章では通常管に対するサブクール沸騰限界熱流束特性について、第4章では振りテープ挿入管に対するサブクール沸騰限界熱流束特性について、第5章では核融合炉の高熱流束機器の除熱構造について、そして第6章として本研究で得られた全結果を結論として述べるものである。

## 2. 細管内サブクール沸騰限界熱流束と流動特性<sup>(43-49)</sup>

### 2.1 目的

本章では、先ず形状パラメータとして管内径、加熱管長に焦点を当て、形状パラメータおよび水の質量速度、管出口平衡クオリティといった流動パラメータとCHFとの因果関係を系統的に調べるために、管出口圧力を大気圧と固定し、管内径1~3mm、加熱管長10~100mmとした場合の高質量速度条件(7000~20000kg/m<sup>2</sup>s)に対する水の強制サブクール沸騰CHF実験を実施し、細管内におけるCHF特性について検討を行う。また、管内径が小さくなるほど単相流時の圧力損失は極めて大きくなり、実際への適用を考えると、冷却水循環ポンプの吐き出し能力の面からも細管内における沸騰二相流時の圧力損失特性を明らかにしておくことは、極めて重要である。よってさらに、細管内における沸騰二相流時の流動特性を明らかにするため、管出口圧力を大気圧とし、管内径1mmと3mmを対象とした高質量速度条件の水の強制サブクール沸騰圧力損失実験を実施し、細管内における圧力損失およびボイド率特性の検討を行うとともに、細管内におけるCHF特性との関連について考察する。

### 2.2 実験装置および実験方法

図2-1に、細管内におけるサブクール沸騰CHF実験に用いた管出口がほぼ大気圧条件の実験装置(大気圧用実験装置)系統図を示す。装置は、水槽、高圧渦流ポンプ(吐出し量26L/minで全揚程180m)、3個の浮子式流量計(0.6~3、3~16、16~30L/min)、予熱器(3kW)、試験部、凝縮器、低電圧大電流直流電源(定格出力45kW)、およびイオン交換器で構成されている。イオン交換処理された水は、渦流ポンプによって水槽から浮子式流量計、予熱器、試験部を経て再び水槽へと循環する。流量が0.6L/min以下の場合、浮子式流量計で計測できないので、試験部から凝縮器、オリフィス流量計を経て外部へ放出される。この場合には、試験部より下流の圧力損失が少し増えるため、試験部出口の圧力は大気圧よりも若干大きくなる。なお、本装置の予熱器は、加熱容量が小さいため、振りテープ挿入管CHF実験では、内径5mm、肉厚1mm、加熱部長さ500mmのステンレス管内に水を流し、15kWの直流電源によって加熱するように改造された。

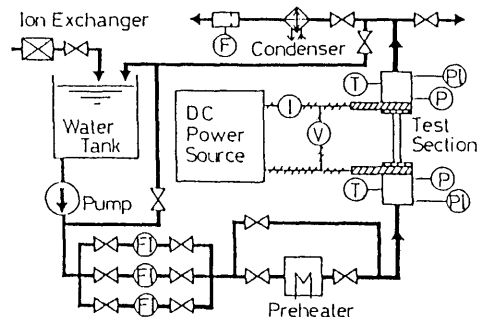


図2-1 大気圧用実験装置系統図

計測点は、流量、テスト管出入口圧力、テスト管出入口温度、加電流、加電圧の7つである。流量の計測は、試験部上流部の浮子式流量計の指示を読みとるか、0.6L/min以下の場合、下流部のオリフィス流量計の差圧を増幅し、A/D変換器を介してパーソナルコンピュータに取り込んだ。圧力の計測は、テスト管上/下流部に取り付けたブルドン管式精密圧力計を読み取るのと並行して、ひずみ計式圧力発信器からの信号を増幅し、コンピュータに取り入れた。温度計測は、テスト管上/下流部に取り付けたCA熱電対の信号を、印加電圧は電極間の電圧を、また印加電流は直流電源が並行出力として出す1/10<sup>4</sup>の電流信号をそれぞれA/D変換器を介してコンピュータに取り入れた。

計測点は、流量、テスト管出入口圧力、テスト管出入口温度、加電流、加電圧の7つである。流量の計測は、試験部上流部の浮子式流量計の指示を読みとるか、0.6L/min以下の場合、下流部のオリフィス流量計の差圧を増幅し、A/D変換器を介してパーソナルコンピュータに取り込んだ。圧力の計測は、テスト管上/下流部に取り付けたブルドン管式精密圧力計を読み取るのと並行して、ひずみ計式圧力発信器からの信号を増幅し、コンピュータに取り入れた。温度計測は、テスト管上/下流部に取り付けたCA熱電対の信号を、印加電圧は電極間の電圧を、また印加電流は直流電源が並行出力として出す1/10<sup>4</sup>の電流信号をそれぞれA/D変換器を介してコンピュータに取り入れた。

図2-2に、限界熱流束試験部の概略を示した。試験部の加熱管はステンレス管(SUS304)で、上下がコンプレッションフィッティングによって垂直に固定されており、水は管内を下から上へと流れる。このステンレス管を、上下加熱端外周に取り付けた銅電極を通じ、直流電源により直接ジュール加熱することにより一様加熱を模擬している。電気絶縁は、テスト管上/下流部に取り付けたテフロン継手がその役目を担っている。

図2-3に、圧力損失実験に用いた試験部の概略図を示した。試験部は、ステンレス管(SUS304)を本体とし、上下の銅製電極に銀ろう付けされている。銅電極の上下は、電気絶縁を兼ねたテフロン製ブロックで、この部分にCA熱電対、ひずみ計式圧力発信器およびブルドン管式精密圧力計が取り付けられている。

実験は、先ずポンプを起動してループ内に水を循環させてから、試験部上流ループ内の空気抜きを十分に行い、

浮子式流量計の上流にある弁で流量を設定する。次に、予熱器の印加電力を調整し入口水温を設定してから、直流電源によってテスト管への印加電力を管が赤熱溶融（バーンアウト）するまで少しずつ上げていった。バーンアウト近くでは、印加電力の上げ幅を熱流束で3%ぐらいとし、バーンアウトしたときの1ステップ前の計測データを限界熱流束とした。

限界熱流束実験条件は、以下について実施した。

#### 実験条件

管内径	D = 1(肉厚1mm)、2(肉厚0.5mm)、3(肉厚0.5mm) mm
加熱管長	L = 10、30、50、100 mm
水の入口水温	$T_{in} = 20、40、60$ °C
質量速度	G = 7、13、20 Mg/m <sup>2</sup> s

また、圧力損失実験条件は、下記について実施した。

#### 実験条件

管内径	D = 1mm(肉厚1mm)、3mm(肉厚0.5mm)
加熱管長	L = 10mm、30mm、50mm、100mm
質量速度	G = 7000、13000、20000 kg/m <sup>2</sup> s
入口水温	$T_{in} = 20、60$ °C

管出口圧力は、ほぼ大気圧である。

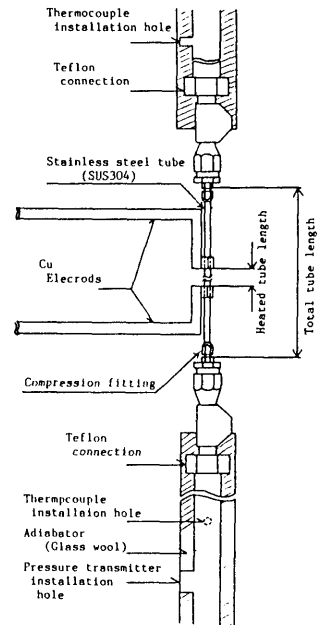


図2-2 細管内限界熱流束試験部

## 2.3 限界熱流束

### 2.3.1 形状パラメータの限界熱流束への影響

まず、得られた全てのデータに対し熱バランスを検討したところ、管内径が1mmで加熱管長が10、30mmと特に短く熱流束が高い特殊なケースを除いて式(2-1)と(2-2)による熱流束 $q$ の違いは、ほぼ±5%以内であった。

$$q_1 = \frac{IE}{\pi DL} \quad (2-1)$$

$$q_2 = \frac{GD}{4L}(H_{i,ex} - H_{i,in}) \quad (2-2)$$

ここで、 $I$ は印加電流、 $E$ は印加電圧、 $D$ は管内径、 $L$ は加熱管長、 $G$ は質量速度、 $H_{i,ex}$ と $H_{i,in}$ はそれぞれ管出口と入口の水のエンタルピーである。

しかしながら、特殊ケースの場合には、熱流束がかなり大きく、電極部への熱損失が無視できないので、本実験では、サーモグラフィによる加熱時の管表面温度測定結果等を基に、ステンレス管の比抵抗 $\varepsilon$ を補正した次式による熱流束値を採用した。

$$q_3 = \frac{4\varepsilon I^2}{\pi^2 D(D_o^2 - D^2)} \quad (2-3)$$

ここで、 $D_o$ は管外径である。特殊ケースを除いた場合には $q_1 = q_2 = q_3$ であり、特殊ケースの場合で、 $q_3$ の値は最大で $q_1$ より35%小さくなった ( $D=1\text{mm}, L=10\text{mm}, G=20\text{ Mg/m}^2\text{s}, T_{in}=20^\circ\text{C}$ )。

また、オリフィスを通して流量を計測した場合には、管出口の状態が大気圧よりこくわずが高くなり、飽和温度が最大で $100^\circ\text{C}$ より数度高くなったが、誤差として全体に与える影響が小さいため、これを全て $100^\circ\text{C}$ とみなし

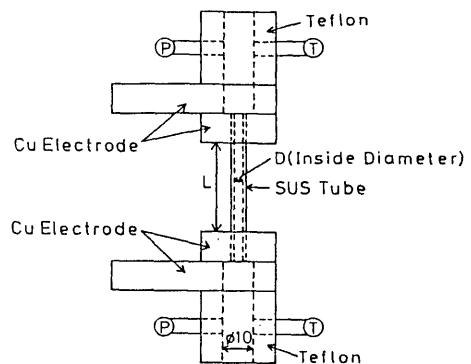


図2-3 圧力損失実験用試験部

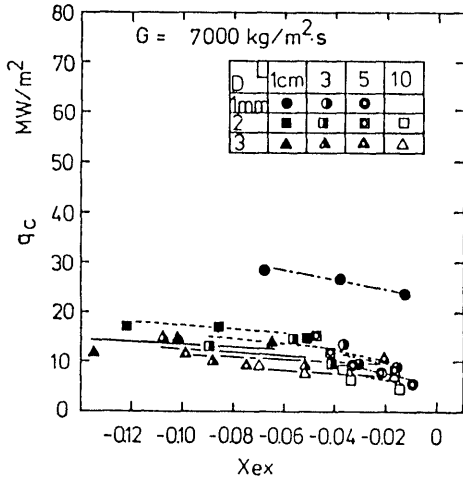


図 2-4 限界熱流束と出口オリティの関係 (G=7000 kg/m<sup>2</sup>s)

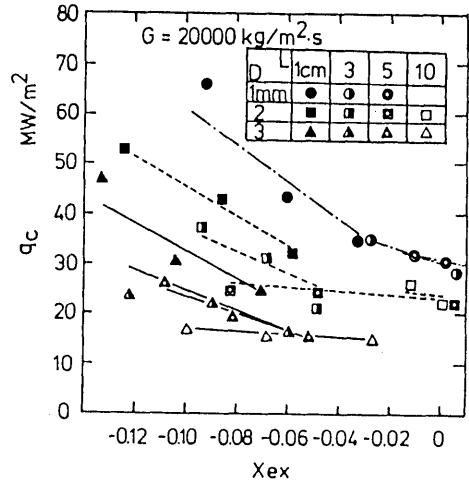


図 2-5 限界熱流束と出口オリティの関係 (G=20000 kg/m<sup>2</sup>s)

て処理した。

図2-4、2-5に、質量速度G=7000と20000kg/m<sup>2</sup>sの場合のCHF実験結果q<sub>c</sub>をそれぞれ管出口平衡クオリティx<sub>ex</sub>に対して示した。各図は、管内径D、加熱管長Lをそれぞれパラメータとして描かれているが、図2-5に見るように質量速度が20000kg/m<sup>2</sup>sと大きい場合には、管内径、あるいは加熱管長が小さくなるほどCHFは大きくなり、D=1mm、L=1cm、x<sub>ex</sub>=-0.09(T<sub>m</sub>=20℃)の場合には、約65MW/m<sup>2</sup>というかなり大きいCHFが得られることが分かる。一方、図2-4に見るように、質量速度が7000kg/m<sup>2</sup>sと小さい場合には、管内径、加熱管長がある程度大きくなると、内径、管長のCHFへの影響は殆どなくなることが分かる。

Bergles<sup>17)</sup>は、低質量速度ではあるが、比較的細い管に対するサブクール沸騰CHF実験を行い、管内径、および加熱管長と管内径の比L/DのCHFへの影響を調べた。図2-6は、Berglesの圧力0.21MPa、質量速度6100kg/m<sup>2</sup>s、L/D=25、管出口平衡クオリティx<sub>ex</sub>≈-0.038の条件で調べられた内径の影響と、本実験結果を比較したものであ

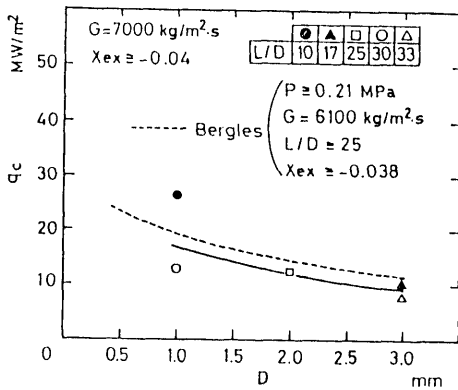


図2-6 本実験データとBerglesデータの管内径のCHFへの影響

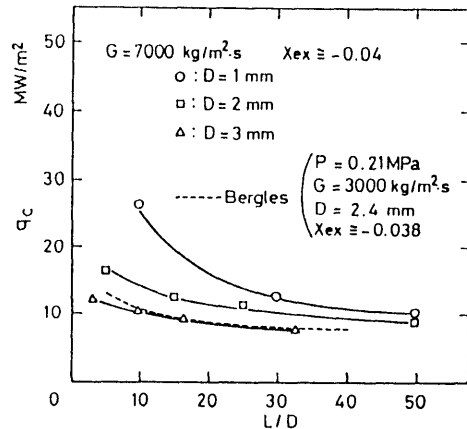


図 2-7 本実験データとBerglesデータのL/DのCHFへの影響



る。本実験データは、Berglesのデータと比較するために、 $L/D=10\sim 33$ の $x_{ex}\sim 0.04$ のデータが選ばれた。図中の破線が、Berglesの内径の影響を示したものであり、実線が本実験データから $L/D\sim 25$ に対する内径の影響を内挿したものである。圧力条件が若干異なるが、両者とも内径が小さくなるほどCHFは大きくなり、似かよった傾向を示していることが分かる。図2-7は、同じくBerglesの質量速度 $3000\text{ kg/m}^2\text{s}$ 、内径 $2.4\text{ mm}$ に対する $L/D$ のCHFへの影響と、本実験データとを比較したものである。本実験データは、質量速度が一番小さい $7000\text{ kg/m}^2\text{s}$ 、 $x_{ex}\sim 0.04$ のデータが選ばれた。図中、破線がBerglesのデータを、○、□、△の各記号が本実験データの内径 $D=1, 2, 3\text{ mm}$ に対する $L/D$ の影響をそれぞれ示している。本実験条件とBerglesの実験条件は質量速度がかなり違うが、質量速度が小さくなるほどCHFは小さくなることを考慮すると、本実験データの内径 $2, 3\text{ mm}$ に対する $L/D$ の影響と、Berglesの内径 $2.4\text{ mm}$ に対する影響が似かよっていることが分かる。但し、本実験データでは、内径が小さくなるほど曲線は左側で鋭く立ち上がり、 $L/D$ の減少に対するCHFへの影響度が内径が小さくなるほど大きくなることを示している。狭あい流路においては、このように $D, L/D$ だけでなく、 $D$ あるいは $L$ が独立変数としてCHFに影響を与え、かつその影響は質量速度のパラメータともなっていることが分かる。

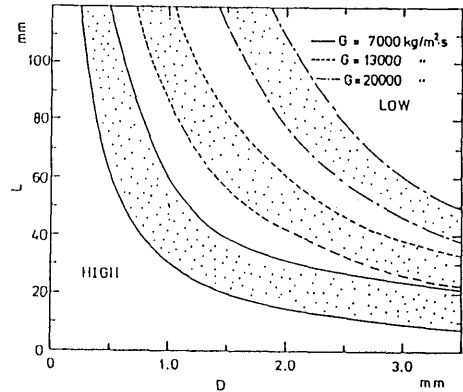


図2-8 高熱流束域と低熱流束域の境界

### 2.3.2 高熱流束域と低熱流束域

前節で述べたように、管内径 $D$ 、あるいは加熱管長 $L$ が小さくなり、質量速度 $G$ も大きくなると、これらのパラメータがCHFに影響を与える領域が存在する。一般にこの領域は熱流束が大きいので、高熱流束域（HIGH）と呼ぶことにし、また $D$ や $L$ が影響を与えない領域は、一般に熱流束が小さいので、低熱流束域（LOW）と呼ぶことにする。本実験データの全てから、各質量速度における $D$ と $L$ のCHFへの影響を整理することにより、高熱流束域と低熱流束域の境界は、図2-8のように、 $D, L$ 、および $G$ をパラメータとして表すことができる。図中、HIGHが高熱流束域、LOWが低熱流束域を示しているが、領域の遷移は徐々に行われると考えられるので、その境界は遷移領域を持って示した。境界は、 $L$ と $D$ が反比例する形で表され、 $D$ が小さいほど $L$ は大きくなり、高熱流束域は質量速度が大きくなるほど広がる。

### 2.3.3 他の低熱流束域相関式との比較

軽水型原子炉などの開発研究に伴って、これまでに数多くのサブクール沸騰CHF相関式が提案されている。これらの相関式の多くは、比較的内径が大きい領域に対して提案されたものであるが、低圧および中圧を対象とするものとして、Gunther<sup>(50)</sup>、Knoebel<sup>(51)</sup>、Griffel<sup>(52)</sup>の各実験式がある。

Guntherは、加熱長さ $76\text{ mm}$ 、水力等価直径 $12.7\text{ mm}$ の矩形流路における圧力 $0.1\sim 1.1\text{ MPa}$ 、水の流速 $1.5\sim 12\text{ m/s}$ のサブクール沸騰CHF実験を実施し、得られたデータより、次のCHF実験式を導いた。

$$q_c = 7.2 \times 10^4 V^{0.6} \Delta T_{sub,ex} \quad (2-4)$$

ここで、 $V$ は水の流速、 $\Delta T_{sub,ex}$ は管出口における水のサブクール度である。

Knoebelは、管内径 $7.8\sim 11.2\text{ mm}$ 、加熱管長 $508\sim 610\text{ mm}$ 、圧力 $0.2\sim 0.7\text{ MPa}$ 、水の流速 $4.2\sim 14.2\text{ m/s}$ の実験データより、次のサブクール沸騰CHF実験式を提案している。

$$q_c = 48.5 \times 10^4 (1 + 0.17V)(1 + 0.124 \Delta T_{sub,ex}) \quad (2-5)$$

また、Griffelは管内径 $5.6\sim 37.5\text{ mm}$ 、加熱管長 $610\sim 1972\text{ mm}$ 、圧力 $0.4\sim 13.8\text{ MPa}$ 、水の質量速度 $G=1.3\sim 11.4$

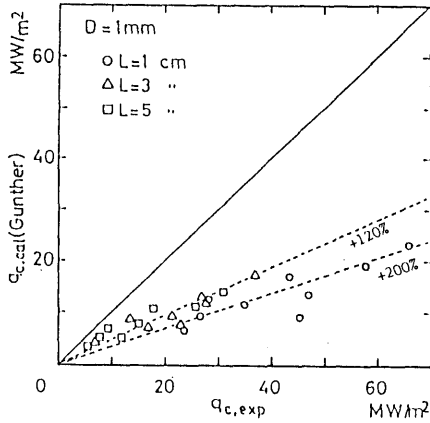


図2-9 実験データとGunther式の比較 (D=1mm)

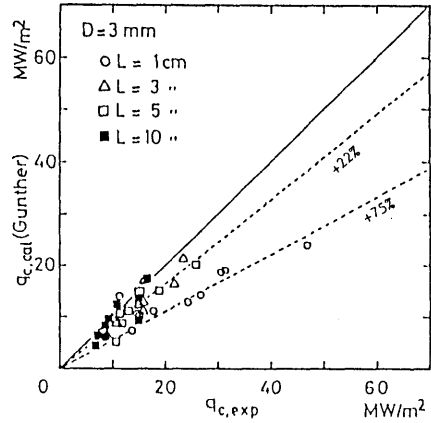


図2-10 実験データとGunther式の比較 (D=3mm)

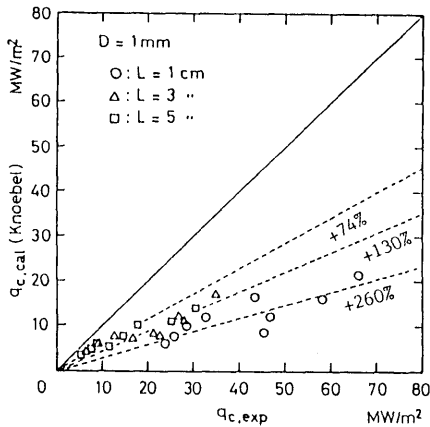


図2-11 実験データとKnoebel式の比較 (D=1mm)

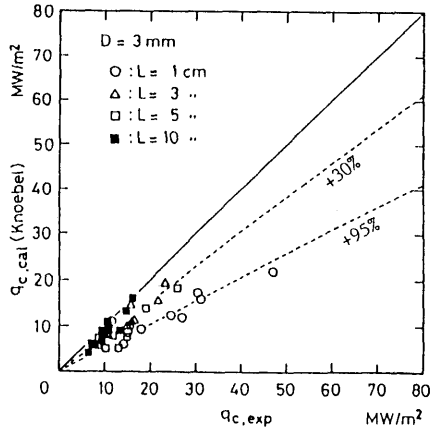


図2-12 実験データとKnoebel式の比較 (D=3mm)

Mg/m<sup>2</sup>sの実験データを基に、次のサブクール沸騰実験式を提案している。

$$q_c = (128.7G + 1.21 \times 10^6) (8 + 1.8 \Delta T_{s,b,ex})^{1.27} \quad (2-6)$$

図2-9に、内径D=1mmの実験データ $q_{c,exp}$ とGunther式による予測値 $q_{c,cal}$ (Gunther)との比較を示した。高熱流束域に属する内径1mmの実験値は、管長5~3cmで約1.4~2倍程度、管長1cmで約3倍予測値よりも大きいことが分かる。図2-10には、内径3mmの場合の実験値とGunther式との比較を示した。高熱流束域に属する管長1cmおよび3~5cmの実験値は、それぞれ予測値よりも約80%および約20%大きいのに対し、低熱流束域に属する管長10cmの実験値は、ほぼ予測値と一致する。

図2-11、2-12は、Knoebel式による予測値と、内径1mmおよび3mmの実験値との比較を、また図2-13、2-14は、同様にGriffel式による予測値と実験値との比較をそれぞれ示したものである。内径1mmおよび内径3mmで加熱管長が5cm以下に対する実験値の予測値に対する大きさは、各式で若干異なるが、Knoebel式、Griffel式もGunther式と同様の傾向を示しており、内径3mmで加熱管長10cmの低熱流束域の実験データはほぼ一致する

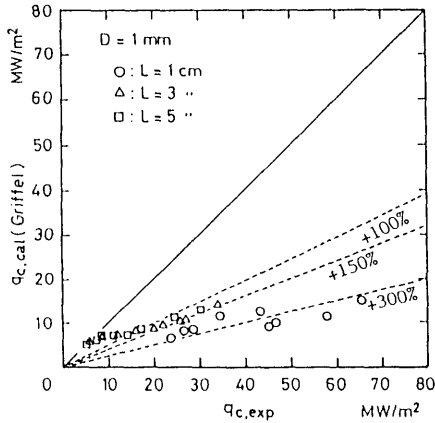


図2-13 実験データとGriffel式の比較 (D=1mm)

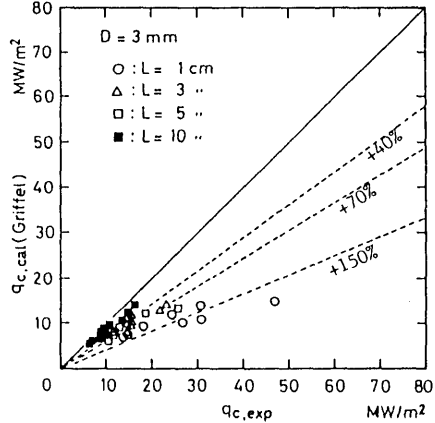


図2-14 実験データとGriffel式の比較 (D=3mm)

が、高熱流束域の実験データは、内径が小さく加熱管長が小さくなるほど予測値よりも大きくなっているのが分かる。

2.3.4 Tong式によるデータ整理

Tong<sup>(53)</sup>は、サブクールおよび低クオリティ域では、加熱面から発生する蒸気の吹き出しによる境界層剥離が限界熱流束状態を引き起こすとした次の現象論的CHF実験式を提案した。

$$\frac{q_c}{H_{fg}} = C \frac{G^{0.4} \mu_f^{0.6}}{D^{0.6}} \tag{2-7}$$

ここで、 $H_{fg}$ は蒸発潜熱、 $\mu_f$ は水の飽和粘度である。そしてTongは、圧力7~14MPa、質量速度1.4~4.0 Mg/m<sup>2</sup>sの範囲のデータを基に、式(2-7)中のパラメータCを、管出口平衡クオリティ $x_{ex}$ の関数とする次式を与えた。

$$C = 1.76 - 7.433x_{ex} + 12.222x_{ex}^2 \tag{2-8}$$

図2-15は、式(2-7)を用い、本実験データから逆算したCを $x_{ex}$ に対して示したものである。図中、Tongと記した実線は、式(2-8)の関係を表し、■は低熱流束域の実験値を、△は高熱流束域の実験値（高熱流束域-I）を、また○は高熱流束域の特性が特に強い実験値（D=1mm、L=1cmでG=13000、20000kg/m<sup>2</sup>s：高熱流束域-II）を示している。本実験データは、高压域から導かれたTongのCよりかなり小さいが、高-低熱流束域の違いにも拘らず、Tongの式でうまく整理でき、本実験範囲のCHFのメカニズムが、Tongのモデルに近いことを推定させる。実験データを見ると、高熱流束域の特性が強いほどCの値は大きくなり、本実験データに対する各領域のCを、CHFの誤差範囲±15%以内で次のように表せる。

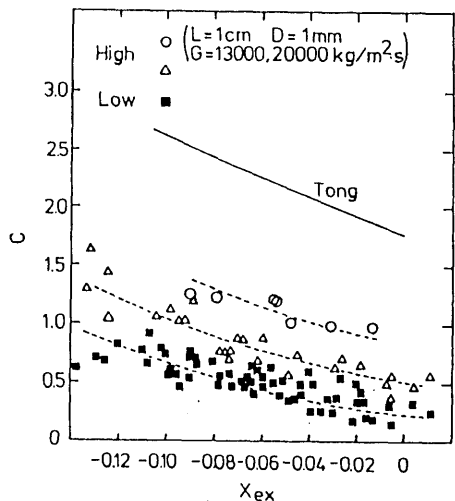


図2-15 実験データから求めたTong式中のパラメータと平衡クオリティの関係

低熱流束域 :  $C=0.24-1.91x_{ex}+22.9x_{ex}^2$  (2-9)

高熱流束域-I :  $C=0.52-2.61x_{ex}+26.2x_{ex}^2$  (2-10)

高熱流束域-II :  $C=0.84-3.42x_{ex}+30.4x_{ex}^2$  (2-11)

以上のように、高熱流束域では管内径、あるいは加熱管長が小さくなるほどこれまでに提案された実験式による予測値よりもCHFが大きくなることを定量的に示した。管内径が小さくなるほど発生気泡が小さくなり、加熱管長が小さくなるほど境界層に対する上流効果が大きくなると考えられ、高熱流束域では、これらの効果が組み合わさってCHFを大きくするものと考えられる。

2.4 流動特性

2.4.1 単相圧力損失

加熱実験に先だつて、全テストピースに対して水単相流による圧力損失測定実験を流速 $V=2.0\sim 20.0\text{m/s}$  (2.0m/sきざみで計11点、レイノルズ数で $2\times 10^3\sim 8\times 10^4$ )の範囲で行った。測定される圧力損失 $\Delta P_{msur}$ は、管出入口部の縮小・拡大による形状圧力損失とテスト管内の摩擦圧力損失の和で、次式で表せる。

$$\Delta P_{msur} = \left( \frac{fL}{D} + \zeta \right) \frac{\rho_l V^2}{2} \tag{2-12}$$

ここで、 $f$ は管摩擦係数、 $\zeta$ は形状係数、 $\rho_l$ は水の密度である。

管長、流速の異なる単相圧力損失データから、式(2-12)を用いて内径1mmおよび3mmの管摩擦係数 $f_{1mm}$ 、 $f_{3mm}$ 、ならびに形状損失係数 $\zeta$ を定めた。流れはほぼ乱流域に入っており、 $f_{1mm}$ は式(2-13)で、 $f_{3mm}$ はブラジウスの式(2-14)でほぼ表された。

$$f_{1mm} = 0.1547 Re^{-0.26} \tag{2-13}$$

$$f_{3mm} = 0.3164 Re^{-0.26} \tag{2-14}$$

また、形状損失係数 $\zeta$ は流速の依存性をわずかに持つが、ほぼ $\zeta=1.6$ で表された。この形状損失係数は、サブクール沸騰時も変わらないものと仮定し、測定される全圧力損失から本係数による形状圧力損失を引くことにより、サブクール沸騰時の摩擦圧力損失とした。

2.4.2 二相摩擦圧力損失と流動特性

図2-16に、管内径 $D=3\text{mm}$ 、加熱管長 $L=10\text{cm}$ 、質量速度 $G=7000\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合の熱流束 $q$ の上昇に伴うサブクール沸騰時と加熱前の単相時の摩擦圧力損失比 $\Delta P_f / \Delta P_{f,OB}$ の遷移を一例として示す。図中、○が入口水温 $T_{in}=20^\circ\text{C}$ 、●が $T_{in}=60^\circ\text{C}$ の場合を示している。熱流束を零から少しずつ増やしていくと、壁面水温の上昇に伴う粘度の低下によって先ずこの比は減少していく。核沸騰が始まると、壁面温度上昇の停止と発生気泡による若干の圧力損失増大によって圧力損失比の減少は止まり、ほぼ一定か若干増大し始める。さらに熱流束を上昇させると、気泡が壁面から離脱し始め、ボイド率も実質的に増大し始めるので、圧力損失も急に増大し、ついに限界熱流束点に至る。図に見るように、 $T_{in}=20^\circ\text{C}$ と $60^\circ\text{C}$ では、加熱し始めてからの圧力損失比の低下の度合いが違うが、これは入口水温が異なるため、粘度の低下度が異なるためである。

ところで、Bergles-Rohsenow<sup>(14)</sup>は、勾配を持つ温度境界層内のキャビティにおける気泡の成長を考え、水の圧力 $0.1\sim 14\text{MPa}$ の範囲の種々の流体条件に適用した結果、核沸騰開始熱流束 $q_{0B}$ を与える次の実験式を表した。

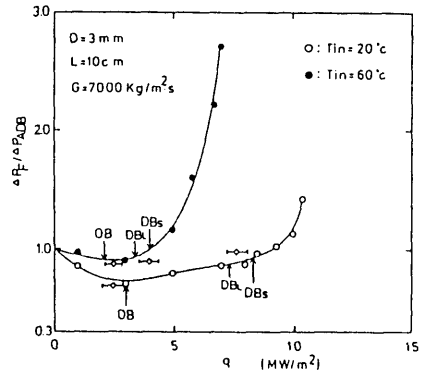


図2-16 熱流束上昇に伴う摩擦圧力損失比の変化例

$$q_{OB} = 1.798 \times 10^{-3} P^{1.156} \left[ \frac{9}{5} (T_w - T_s) \right]^{\frac{2.828}{P^{0.0234}}} \quad (2-15)$$

ここで、 $P$ は圧力、 $T_w$ は壁面温度、 $T_s$ は水の飽和温度である。

式(2-15)による $q_{OB}$ は、次のDittus-Boelterの単相流に対する乱流の熱伝達率式を連立させることにより求められる。

$$\frac{hD}{\kappa_l} = 0.023 \left( \frac{GD}{\mu_l} \right)^{0.8} P_r^{0.4} \quad (2-16)$$

ここで、 $h$ は熱伝達率、 $\kappa_l$ は水の熱伝導率、 $\mu_l$ は水の粘度、 $P_r$ はプラントル数 ( $=c_{pl}\mu_l/\kappa_l$ ) である。

Saha-Zuber<sup>(17)</sup>は、熱的条件によって支配されるとした気泡離脱条件を考え、次のような気泡離脱開始熱流束 $q_{OB}$ を与える実験式を示した。

$$q_{DB} = \frac{\Delta T_{sub,in}}{\left( \frac{4L}{c_{pl}GD} + \frac{D}{455\kappa_l} \right)} \quad \text{for } P_g \leq 70000 \quad (2-17)$$

$$q_{DB} = \frac{0.25 G c_{pl} \Delta T_{sub,in}}{\left( \frac{L}{D} + 38.46 \right)} \quad \text{for } P_g > 70000 \quad (2-18)$$

ここで、 $P_g$ はベクレ数 ( $=G D c_{pl} / \kappa_l$ )、 $\Delta T_{sub,in}$ は水の入口サブクール度、 $c_{pl}$ は水の比熱、 $\kappa_l$ は水の熱伝導率である。

またLevy<sup>(15)</sup>は、水力学条件に基づく気泡離脱条件を考え、次のような気泡離脱開始時の水の過冷度 $\Delta T_{DB}$ を与える式を示した。

$$\Delta T_{DB} = \frac{q_{DB}}{h} - \gamma P_r Y_B^* \quad \text{for } 0 \leq Y_B^* \leq 5 \quad (2-19)$$

$$\Delta T_{DB} = \frac{q_{DB}}{h} - 5\gamma \left\{ P_r + \ln \left[ 1 + P_r \left( \frac{Y_B^*}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad \text{for } 5 < Y_B^* \leq 30 \quad (2-20)$$

$$\Delta T_{DB} = \frac{q_{DB}}{h} - 5\gamma \left\{ P_r + \ln [1 + 5P_r] + 0.5 \ln \left[ \frac{Y_B^*}{30} \right] \right\} \quad \text{for } Y_B^* > 30 \quad (2-21)$$

$$Y_B^* = 0.015 \frac{\sqrt{\sigma D \rho_l}}{\mu_l} \quad (2-22)$$

$$\gamma = \frac{q_{DB}}{P_l c_{pl} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}}} \quad (2-23)$$

ここで、 $P_r$ はプラントル数、 $Y_B^*$ は無次元気泡径、 $c_{pl}$ は水の比熱、 $\tau_w$ は壁面せん断力、 $\sigma$ は水の表面張力、 $h$ は乱流の熱伝達率であり式(2-16)のDittus-Boelterの式で与えられる。

図2-16の中で、記号OBで記した熱流束は、管出口におけるBergles-Rohsenowの核沸騰開始熱流束を示し

ている。また、 $DB_L$ で記した熱流束は、管出口におけるLevyの気泡離脱開始熱流束を、 $DB_S$ はSaha-Zuberによる気泡離脱開始熱流束を示している。核沸騰および気泡離脱が始まると、摩擦圧力損失比に何らかの変化を与えるものと考えられるが、図に見るように、Bergles-RohsenowやSaha-Zuber、Levyの各条件によって与えられる熱流束と、流動変化にともなう実験値の摩擦圧力損失の変化がうまく対応していることが分かる。すなわち、矢印OBに対しては核沸騰開始のために圧力損失比が一定または上昇し始める点（図中には、一点として定めることが難しいので、◇の記号に範囲を持って示してある）に、 $DB_L$ 、 $DB_S$ に対しては、気泡離脱開始のためにポイド率も実質的に急増し始め、圧力損失比が急激に増大し始める点にそれぞれ近いことが分かる。

図2-17に、全ての実験条件について実験的に得られた摩擦圧力損失比が減少から一定へと変わる点での熱流束と、Bergles-Rohsenowによる核沸騰開始熱流束との比較を示した。実験値の熱流束は、図2-16に示したように1つの範囲として示してある。ばらつきは多いが、管内径や質量速度に拘らず両者は広い範囲で比較的良く一致していることが分かる。

図2-18は、摩擦圧力損失比が急上昇し始める実験値の熱流束と、Saha-Zuberの気泡離脱開始条件による熱流束との比較を示したものである。内径3mm、あるいは内径1mmで質量速度が7000kg/m<sup>2</sup>sの条件は白抜きの記号で示してあるが、両者の一致はかなり良い。しかし、内径1mmで質量速度が大きくなると両者のずれは大きくなり、実験的に摩擦圧力損失比が急上昇し始める熱流束は、Saha-Zuberの気泡離脱開始熱流束の値よりも大きくなること分かる。

図2-19には、同様にLevyの気泡離脱条件による熱流束との比較を示した。傾向は、Saha-Zuberとの比較と同様だが、内径1mmで流量が大きい場合にずれがより大きくなること分かる。

Dormer-Bergles<sup>(25)</sup>は、管内径1.6~5.0mmを対象とし、圧力0.20~0.35MPaで比較的低い質量速度を範囲 ( $G=1.5\sim 9.0\text{Mg/m}^2\text{s}$ ) とする圧力損失実験を行い、加熱管の二相摩擦圧力損失 $\Delta P_F$ と非加熱状態の单相摩擦圧力損失 $\Delta P_{ADB}$ との比 $\Delta P_F/\Delta P_{ADB}$ を、熱流束 $q$ と管出口が飽和状態になるための熱流束 $q_{SAT}$ との比 $q/q_{SAT}$ に対して示すことにより、二相摩擦圧力損失比 $\Delta P_F/\Delta P_{ADB}$ が加熱管長と管内径の比 $L/D$ で

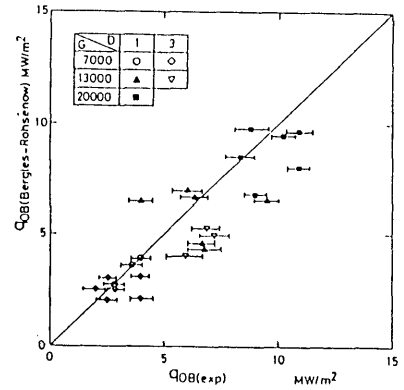


図2-17 摩擦圧力損失特性変移点の熱流束とBergles-Dormerの沸騰開始熱流束の比較

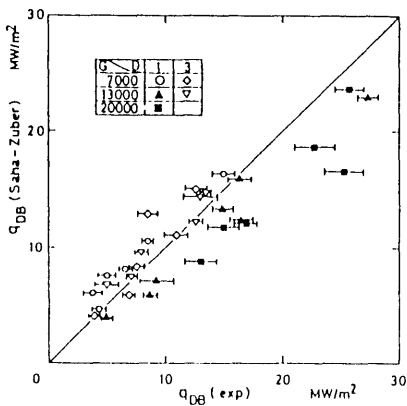


図2-18 摩擦圧力損失比が急に上昇し始める熱流束とSaha-Zuberの気泡離脱熱流束の比較

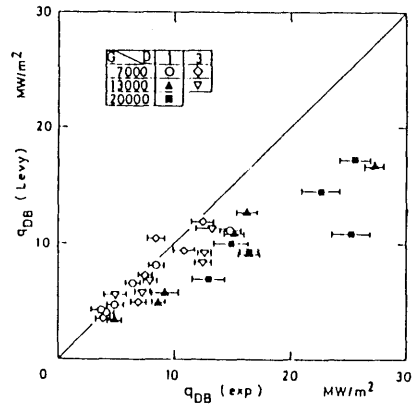


図2-19 摩擦圧力損失比が急に上昇し始める熱流束とLevyの気泡離脱熱流束の比較

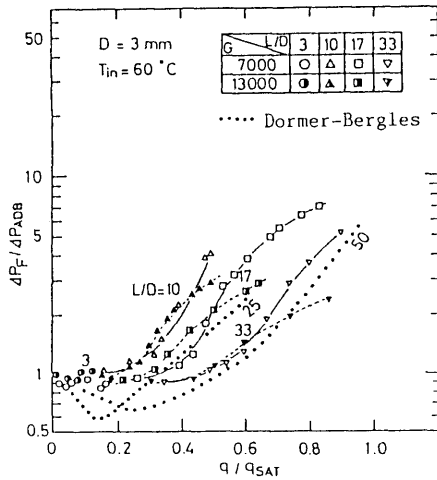


図2-20 熱流束上昇に伴う摩擦圧力損失比の変化とDormer-Berglesの結果との比較 (D=3mm)

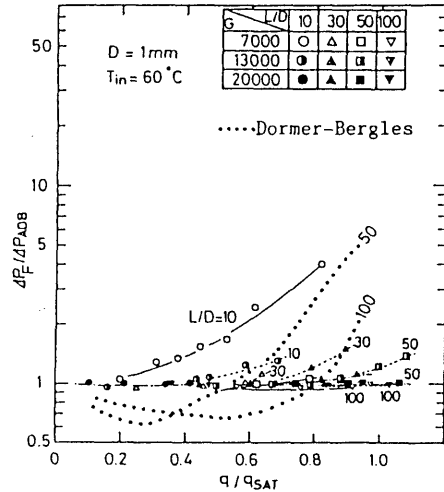


図2-21 熱流束上昇に伴う摩擦圧力損失比の変化とDormer-Berglesの結果との比較 (D=1mm)

比較的良く整理できることを示した。図2-20は、内径 $D=3\text{mm}$ で入口水温 $T_{in}=60^\circ\text{C}$ の場合の $\Delta P_F/\Delta P_{ADB}$ の実験値とDormer-Berglesの結果を比較したものである。図中、小さい黒丸でつながった曲線がDormer-Berglesの結果を示しており、 $L/D$ の値は傾けて記してある。また、黒丸より少し大きい各記号が本実験結果を示しており、 $L/D$ の値は正立で記してある。Dormer-Berglesの結果は、 $T_{in}=27^\circ\text{C}$ の水を用いていることと、圧力が少し大きいために、圧力損失比のいったん低下する度合いは、本実験結果よりも大きくなっている。本実験の同じ $L/D$ に対する質量速度 $7000\text{kg/m}^2\text{s}$ と $13000\text{kg/m}^2\text{s}$ の熱流束増大に伴う圧力損失比の変化は、 $q/q_{SAT}$ が大きい領域で $13000\text{kg/m}^2\text{s}$ の方が若干小さくなる傾向を持つが、内径 $3\text{mm}$ の実験結果は、一般的に管長/管内径で良く整理でき、Dormerらの結果とも比較的良好な相関を示すことが分かる。図2-21には、内径 $1\text{mm}$ の場合の比較を示した。内径 $1\text{mm}$ の実験による圧力損失比は、 $G=7000\text{kg/m}^2\text{s}$ を除いて全般にDormerらの結果より小さくなり、質量速度が大きくなるほどその傾向が強くなること分かる。

このように、管内径が $3\text{mm}$ と大きい場合の低熱流束域のサブクール沸騰圧力損失は、従来の圧力損失モデルに近い相関を示すのに対し、管内径が $1\text{mm}$ と細く質量速度が大きい高熱流束域ではかけ離れる傾向を示す。高熱流束域では、発生気泡に対するサブクールコアの凝縮効果が異常に強いいため、気泡径は小さく、従ってポイド率も小さくなって限界熱流束も従来の予測式よりも高くなり、圧力損失も小さくなるものと考えられる。Bergles-Rohsenowの沸騰条件が、高-低熱流束域に拘らず本実験データに対して比較的良好な一致を示すのは、彼らの発泡モデルが温度境界層内の極めて壁面近くを対象としており、沸騰条件は主として加熱面への熱流束に依存し、主流の凝縮効果は発泡にあまり影響を与えないものと考えられる。

#### 2.4.3 二相摩擦増倍係数のモデリング

サブクール沸騰摩擦圧力損失実験データより二相摩擦増倍係数を求め、Lockhart-Martinelliの相関式<sup>(21)</sup>、およびOwens-Schrock<sup>(22)</sup>、Tarasova<sup>(23)</sup>、植田<sup>(24)</sup>らの実験式と比較した。図2-22に、解析に用いた流動モデルを示す。管入口からBergles-Rohsenowの条件式で定まる沸騰開始点OBまでは水単相流とし、OB点からSaha-Zuberの条件で定まる気泡離脱開始位置DBまでの気泡附着領域ではポイド率と圧力損失の増大は無視できるとする。気泡離脱位置DBから下流では、流れ方向に適切なサブクール沸騰のポイド率分布を仮定することにより非平

平衡乾き度分布が求められる。サブクール沸騰に対する非平衡乾き度分布式としては、Ahmad<sup>(18)</sup>やKroeger-Zuber<sup>(19)</sup>、Zuber-Findlay<sup>(20)</sup>等の式があるが、本実験のサブクール沸騰領域では殆ど差がないことを確認し、本解析では次式のAhmadの乾き度分布式を用いることにした。

$$x = \frac{x_{ex}(z) - x_{exDB} \exp\left[\frac{x_{ex}(z)}{x_{exDB}} - 1\right]}{1 - x_{exDB} \exp\left[\frac{x_{ex}(z)}{x_{exDB}} - 1\right]} \quad (2-24)$$

ここで、 $x$  は非平衡乾き度、 $x_{exDB}$  は気泡離脱開始点DBの平衡クオリティ、 $x_{ex}(z)$  はDB点から下流位置 $z$ における平衡クオリティである。

Lockhart-Martinelli<sup>(21)</sup>の摩擦圧力損失特性は、乾き度 $x$ の断熱二相系において二相摩擦増倍係数 $\Phi_L$ をマルチネリ・パラメータ $X$ の関数として与えたもので、乱流の場合次式で表せる。

$$X^2 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{1.75} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.25} \quad (2-25)$$

$$\Phi_L = \sqrt{\frac{\Delta P_f(x)}{\Delta P_{f0}(x)}} \quad (2-26)$$

ここで、 $\Delta P_f(x)$  は乾き度 $x$ に対する二相摩擦圧力損失、 $\Delta P_{f0}(x)$  は乾き度 $x$ のうち液相成分だけが単相流として流れたときの摩擦圧力損失である。

ところで、本実験のように管出口の乾き度が $x_{ex}$ の状態得られる摩擦圧力損失は、管長に沿って乾き度が零から $x_{ex}$ まで変化する状態を積分した値に相当する。よって実験値より、次のような平均の二相摩擦増倍係数 $\Phi_{LAV}$ が求められる。

$$\Phi_{LAV} = \sqrt{\frac{\Delta P_f}{\Delta P_{f0}}} \quad (2-27)$$

ここで、 $\Delta P_f$  は気泡離脱位置から管出口までの長さ $L_0$ に対する二相摩擦圧力損失、 $\Delta P_{f0}$  はその間の液相成分だけの単相流摩擦圧力損失であり、管入口から気泡離脱開始位置までの長さを $L_0$ 、測定された全圧力損失を $\Delta P_{musr}$ とすると、 $\Delta P_f$ と $\Delta P_{f0}$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$\Delta P_f = \Delta P_{musr} - \frac{\left(\frac{L_0}{D} f + \zeta\right) G^2}{2\rho_l} \quad (2-28)$$

$$\Delta P_{f0} = \frac{f L_0 (1 - x_{ex})^2 G^2}{2D\rho_l} \quad (2-29)$$

ここで、 $f$  は管摩擦係数、 $\zeta$  は形状損失係数である。

Owens-Schrock<sup>(22)</sup>は、管内径 $D=3, 4, 6$ mm、加熱管長 $L=380, 410$ mmに対する大気圧の水のサブクール沸騰二相摩擦増倍係数実験式を導いており、その平均の二相増倍係数式は次式で表せる。

$$\Phi_{LAV}^2 = 0.97 + 0.046 \frac{\exp(6.13Y) - 1}{Y} \quad (2-30)$$

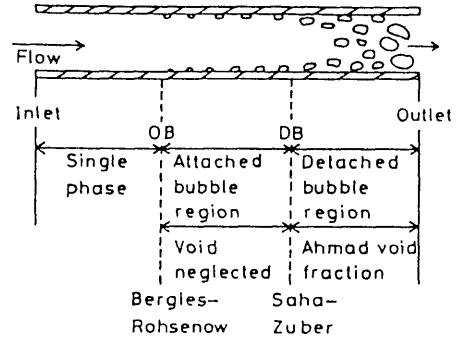


図2-22 解析に用いた流動モデル



$$Y = 1 - \frac{\Delta T_{sub,ex}}{\Delta T_{sub,DB}} \tag{2-31}$$

ここで、 $\Delta T_{sub,ex}$ と $\Delta T_{sub,DB}$ はそれぞれ管出口と気泡離脱開始点位置の水のサブクール度である。

また、Tarasova<sup>(23)</sup>も、圧力 $P=1.0\sim 20\text{MPa}$ 、管内径 $D=2.9, 8.3\text{mm}$ 、質量速度 $G=1.4\sim 3.0\text{Mg/m}^2\text{s}$ に対する水のサブクール沸騰二相増倍係数実験式を提案しており、平均の二相増倍係数式は次式で表せる。

$$\Phi_{LAV}^2 = 1 + \left( \frac{q\rho_l}{H_{fg}G\rho_v} \right)^{0.7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.08} \left( \frac{26.3}{Y} \ln \frac{1.315}{1.315 - Y} - 20 \right) \tag{2-32}$$

ここで、 $q$ は熱流束、 $\rho_l$ と $\rho_v$ はそれぞれ水と蒸気の密度、 $H_{fg}$ は水の蒸発潜熱である。

植田<sup>(24)</sup>は、一様加熱を受ける蒸発管の摩擦圧力損失を推定するMartinelli-Nelson<sup>(54)</sup>の相関を、次の形の実験式として表している。

$$\Phi_{LAV}^2 = 1 + 1.2 X^{0.75} \left( 1 + 0.01 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \right) \left[ \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.8} - 1 \right] \tag{2-33}$$

図2-23は、内径 $D=3\text{mm}$ の場合の式(2-27)で得られる $\Phi_{LAV}$ と、Saha-Zuberの気泡離脱開始条件および式(2-24)で求められる管出口非平衡乾き度 $x = x_{ex}$ に基づく式(2-25)の $X$ の実験的に得られた関係を、Lockhart-Martinelliの相関や各実験式と比較したものである。図中、破線がLockhart-Martinelliの相関を、また細い実線がTarasova、二点鎖線が植田、太い実線がOwens-Schrockの実験式の関係をそれぞれ示している。ただし、式(2-25)、(2-26)のLockhart-Martinelliの相関は局所値を与えているので、図中の曲線は、 $x = 0$ から管出口までを積分し、平均の $\Phi_{LAV}$ として記してある。図に見るように、 $D=3\text{mm}$ の場合の実験値の $\Phi_{LAV}$ は、 $x$ の増大とともにほぼ増大していき、ほぼOwens-Schrockの実験式と良い一致を示し、Lockhart-Martinelliの相関とTarasovaの実験式は実験値より少し大きく、植田の実験式はほぼその中間の値をとることが分かる。このことは、サブクール沸騰においても、飽和沸騰と同様、摩擦圧力損失が $\Phi_L$ と $X$ によって整理できることを示している。そしてメカニズム的には、二相流における圧力損失の増大を引き起こすポイド率による増速効果が両者の沸騰でも余り変わらず、また気泡による乱れなどの効果も余り変わらないか、圧力損失に占める割合が小さいことを推定させる。本実験データより、 $\Phi_{LAV}$ と $X$ の関係を求めると、図2-23中の一点鎖線で示したように次式で近似することができる。

$$\Phi_{LAV} = 1 + \frac{2.42}{X} + \frac{2.80}{X^2} \tag{2-34}$$

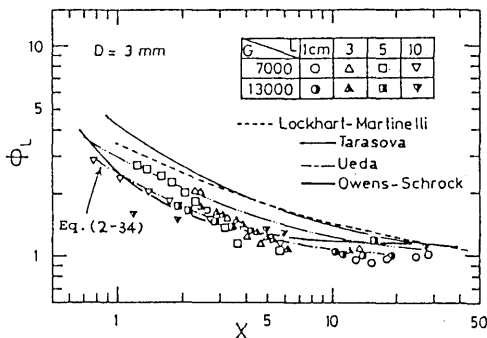


図2-23 解析で求められた二相増倍係数と各相関式の比較 ( $D=3\text{mm}$ )

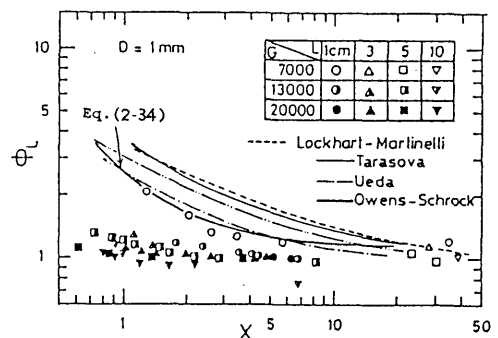


図2-24 解析で求められた二相増倍係数と各相関式の比較 ( $D=1\text{mm}$ )

図2-24には、内径1mmの場合の同様の結果を示した。質量速度 $G=7000\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合の実験値の $\phi_L$ と $X$ の関係は、内径3mmの関係とほぼ同様であり、Owens-Schrockの実験式とほぼ一致する。しかし、 $G=13000$ 、 $20000\text{kg/m}^2\text{s}$ と質量速度が大きくなると、 $X$ に対する $\phi_{LAV}$ はかなり小さくなり、ほぼ1ぐらいの値をとることが分かる。これは、 $\phi_{LAV}$ に対する $X$ の値が大きすぎる、すなわち本解析モデルで用いたAhmadの乾き度分布式の与える値が大きすぎることを示唆しており、内径1mmの高質量速度の場合には、実際にはそのボイド率は、Ahmad式による値よりも小さくなっていると結論できる。また、実験値の $\phi_{LAV}$ が1より小さいものがいくつかあるが、これは気泡離脱開始条件としてSaha-Zuber式を用いたためで、図2-18に示したように、内径1mmで高質量速度の場合、二相流領域を実際よりも大きく見積もっているためと考えられる。

## 2.5 ボイド率と限界熱流束との関連に関する考察

内径1~2mmといった細管に対するサブクール沸騰時のボイド率と二相摩擦増倍係数の関係を与えた実験データはこれまで1つも報告されていない。しかしながら、前節で述べたように、飽和沸騰に対するLockhart-Martinelliの相関や植田の実験式、およびサブクール沸騰に対するOwens-Schrock、Tarasovaの各実験式も、内径3mm に対してはたとえ実験条件が異なっても殆ど同じか似たような $\phi_{LAV}$ - $X$ の関係を与える。このように、ボイド率すなわち $X$ が正しく見積もられるならば、 $\phi_{LAV}$ - $X$ の関係は $X$ が増大するほど $\phi_{LAV}$ も同じように増大すると考えることができ、この関係は内径1mmの場合にも維持されると仮定できる。よって、内径1mmおよび3mmの $\phi_{LAV}$ - $X$ の関係も実際には式(2-34)で表せると仮定することにより、各々の管に対するサブクール沸騰時のボイド率を推定できる。

図2-25は、このようにして推定したボイド率 $\alpha_{esti}$ と、Ahmadの乾き度分布式より計算されるボイド率 $\alpha_{Ahmad}$ を比較したものである。縦軸には $\alpha_{esti}$ と $\alpha_{Ahmad}$ の比を、横軸には式(2-31)で表される無次元沸騰長さ $Y$ をとっている。 $D=3\text{mm}$ および $D=1\text{mm}$ の質量速度 $G=7000\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合には、 $\alpha_{esti}/\alpha_{Ahmad}$ の値はほぼ1となり、 $\alpha_{esti}$ と $\alpha_{Ahmad}$ の値がほぼ等しくなることを示している。しかし、 $D=1\text{mm}$ の $G=13000\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合には、 $\alpha_{esti}$ は $\alpha_{Ahmad}$ に対して約30%、 $D=1\text{mm}$ で $G=20000\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合で約55%小さくなることを示している。

このように、一般に内径が小さくなり、質量速度が大きくなるほどサブクールコアの発生気泡に対する凝縮効果は顕著となり、発生気泡もより小さくなるものと考えられる。また、ボイド率の減少は、気泡境界層内の気泡の充満を遅らせ、加熱面への液の供給を容易にするので、高熱流束域のCHFも低熱流束域に比べて大きくなるものと考えられる。

## 2.6 まとめ

管内径1~3mmを対象とした水によるサブクール沸騰時の限界熱流束、および圧力損失の実験的研究を通じ、以下のことを明らかにした。

- (1)管内径、加熱管長が小さくなると、流路形状の寸法効果のため、管内径および加熱管長が限界熱流束に影響を与える高熱流束域が存在する。

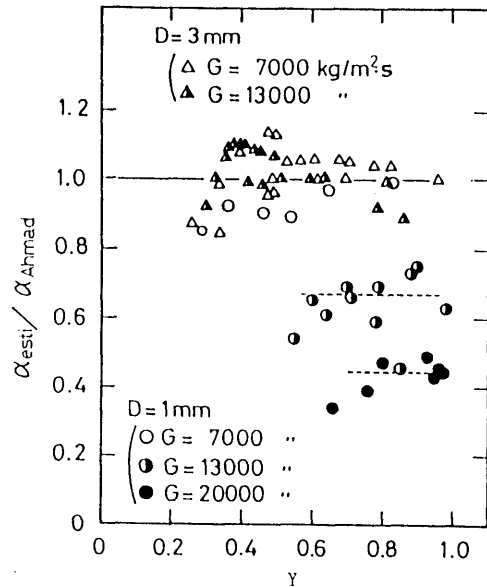


図2-25 Ahmadの与えるボイド率と推定されたボイド率の比較

- (2) 高熱流束域の限界熱流束は、これまでに提案された比較的低压で広い口径管を対象とする Gunther、Knoebel、Griffel の各サブクール沸騰限界熱流束相関式による予測値よりもかなり大きくなるのに対し、低熱流束域の限界熱流束は、これらの相関式の予測値とほぼ一致する。
- (3) 実験結果から各パラメータ間の影響を整理した結果、高-低熱流束域の境界は、管内径、加熱管長、および質量速度の各パラメータで表せる。
- (4) 高熱流束域の限界熱流束は、気泡境界層剥離機構に基づく高圧用の Tong 式中のパラメータを修正することにより関係づけられる。
- (5) 熱流束を零から上げていった場合、摩擦圧力損失比がほぼ一定か若干増え始める時の熱流束実験値は、高-低熱流束域を問わず Bergles-Rohsenow の核沸騰開始条件とほぼ一致する。
- (6) さらに熱流束を上昇させた時の摩擦圧力損失比が急に増え始める熱流束実験値は、低熱流束域では Saha-Zuber や Levy の気泡離脱開始条件とほぼ一致するのに対し、高熱流束域ではこれらの条件より実験値の方がかなり大きくなる。
- (7) 熱流束上昇に伴う摩擦圧力損失比の変化は、低熱流束域では Dormer-Bergles の整理結果とほぼ一致するのに対し、高熱流束域ではかなり小さくなる。
- (8) 圧力損失実験データより Ahmad のボイド率分布式を用いて解析的に求められた二相摩擦増倍係数は、低熱流束域では Owens-Schrock や 植田 の各実験式と比較的良好な相関を示すのに対し、高熱流束域ではかなり小さくなり、解析に用いた Ahmad のボイド率分布式は、高熱流束域に対してはボイド率を大きく見積もりすぎる。
- (9) 二相摩擦増倍係数の解析結果より、高熱流束域のボイド率は管内径 1mm の質量速度  $20 \text{ Mg/m}^2\text{s}$  の場合で約 55%、管内径 1mm の質量速度  $13 \text{ Mg/m}^2\text{s}$  の場合で約 30% ほど Ahmad の与える値よりも小さくなる。