

# 目 次

## 記号表

## 第一章 序論

- 1.1 はじめに
- 1.2 限界熱流束研究について
  - 1.2.1 流体力学的不安定モデル
    - 1.2.1.1 Kutateladze の式
    - 1.2.1.2 Zuber のモデル
  - 1.2.2 マクロ膜液消耗モデル
    - 1.2.2.1 甲藤・横谷モデル
    - 1.2.2.2 原村・甲藤モデル
- 1.3 本研究の目的

## 第二章 実験

- 2.1 実験装置
  - 2.1.1 沸騰装置部
  - 2.1.2 液温制御部
  - 2.1.3 液温分布測定部
  - 2.1.4 主要実験測定部
  - 2.1.5 観察部
- 2.2 実験方法
  - 2.2.1 実験準備
  - 2.2.2 実験中の操作
  - 2.2.3 実験の始末
- 2.3 加熱面温度と熱流束の計算
  - 2.3.1  $C_0$  と  $C_1$  の算出
  - 2.3.2  $r_{eq}$  の算出

## 第三章 結果

- 3.1 合体気泡の挙動
- 3.2 合体気泡の周期の区切り方
- 3.3 研究対象の合体気泡

## 第四章 考察

- 4 . 1 実験結果の信頼性
- 4 . 2  $q_{CHF}$  の試算
- 4 . 3  $A_v/A_w$  の試算
- 4 . 4  $A_v/A_w$   $q_{CHF}$  の検証

## 第五章 結論

謝辞

参考文献

付録

- [1] 沸騰容器組立図、加熱ブロック設計図
- [2] 温度分布曲線、沸騰曲線、実験データ、 $q_{CHF}$  及び  $A_v/A_w$  の試算表
- [3] 気泡出現順序図
- [4] 気泡周期測定データ

## 主要記号

$A_v$	:	マクロ液膜内蒸気通路断面面積
$A_w$	:	加熱面面積
$A$	:	面積
$g$	:	重力加速度
$H_{fg}$	:	蒸発潜熱
$Q$	:	熱量
$q$	:	熱流束
$q_{CHF}$	:	限界熱流束
$T$	:	合体気泡周期
$T_1$	:	合体気泡出現までの待ち時間
$T_2$	:	マクロ液膜消耗時間
$T_3$	:	熱伝導機構で $c$ の所が 100 になるまでの所要時間
$T_4$	:	$c$ の所が 100 になってから合体気泡出現までの所要時間
$T_b$	:	液体温度
$T_{sat}$	:	飽和温度
$T_w$	:	加熱面温度
$t$	:	時間
$V$	:	合体気泡体積
$v_1$	:	合体気泡の体積成長速度
$T_{sat}$	:	過熱度 ( $=T_w - T_{sat}$ )
$T_{sub}$	:	サブクール度 ( $=T_{sat} - T_b$ )
$c$	:	マクロ液膜厚さ
	:	加熱銅ブロックの円錐頂点角度
	:	熱伝導率
$D$	:	Taylor 不安定の最危険波長
$H$	:	Helmholtz 不安定の臨界波長
	:	気泡が随伴する液相の体積比率 ( $= \frac{11}{16}$ )
$\rho_l$	:	液体密度
$\rho_v$	:	蒸気密度
	:	表面張力
$d$	:	合体気泡離脱周期
添え字		
eq	:	等価面

l	:	液体
sat	:	飽和状態
sub	:	サブクール状態
v	:	蒸気
w	:	加熱面

修士論文

サブクール・プール沸騰における限界熱流束の研究

通し番号 1 - 133 完

平成11年2月12日提出

指導教官 庄司 正弘教授

66880 李 進

以上

通し番号 1 - 133 完

修士論文

平成11年2月12日提出

指導教官 庄司 正弘教授

66880 李 進

# 第一章 序 論

## 1.1 はじめに

## 1.2 限界熱流束研究について

### 1.1.1 流体力学的不安定モデル

#### 1.1.1.1 Kutateladze の式

#### 1.1.1.2 Zuber のモデル

### 1.1.2 マクロ膜液消耗モデル

#### 1.1.2.1 甲藤・横谷モデル

#### 1.1.2.2 原村・甲藤モデル

## 1.3 本研究の目的

## 第二章 実 験

### 2 . 1 実験装置

2 . 1 . 1 沸騰装置部

2 . 1 . 2 液温制御部

2 . 1 . 3 液温分布測定部

2 . 1 . 4 主要実験測定部

2 . 1 . 5 観察部

### 2 . 2 実験方法

2 . 2 . 1 実験準備

2 . 2 . 2 実験中の操作

2 . 2 . 3 実験の始末

### 2 . 3 加熱面温度と熱流束の計算

2 . 3 . 1  $C_0$  と  $C_1$  の算出

2 . 3 . 2  $r_{eq}$  の算出



## 第三章 結 果

3 . 1 合体気泡の挙動

3 . 2 合体気泡の周期の区切り方

3 . 3 研究対象の合体気泡

## 第四章 考 察

4 . 1 実験代表性（典型性、信頼性）の考察

4 . 2  $q_{CHF}$  の試算

4 . 3  $A_v/A_w$  の試算

4 . 4  $A_v/A_w$   $q_{CHF}$  の検証

## 第五章 結 論

## 付録

- [1] 沸騰容器組立図、加熱ブロック設計図

## 付 録

[2] 温度分布曲線、沸騰曲線、実験データ、

$q_{\text{CHF}}$  及び  $A_v/A_w$  の試算表

# 付 録

## [3] 気泡出現順序図

# 付 録

## [4] 気泡周期測定データ

# 第一章 序 論

## 1.1 はじめに

沸騰熱伝達における限界熱流束(CHF)の研究史を振り返って見ると、ダーウィンの生物進化論の論点である“物沢天競、適者生存”は、ここにも適用できるのではないかと思われる。

拔山教授によって、伝熱学上の最初の扱いがなされてから、色々な理論や説が繁殖され、かつては生き生きとしていたが、次々と提出された反対説やそれを支持する新しい実験事実による衝撃で、歴史上に影だけを残し、殆ど無声に帰してしまった。

生き残れなかった説の存在意義は、CHF理論に対する貢献よりも、むしろ、その説を立てる過程に持ち出された考え方、実験方法及び実験事実等の派生物にある。これらの派生物こそ、現在の相当繁栄なるCHF研究の世界になっている。

生き残った一説の流体力学的不安定モデルは、その実用性により、もう一説のマクロ液膜消耗モデルは、物理上の真実に頼って、自然の神から、恵まれた。



## 1.2 CHF 研究について

### 1.2.1 流体力学的不安定モデル

#### 1.2.1.1 Kutateladze の式

1950 年、Kutateladze[1]は、加熱面から発生する蒸気と加熱面に向かう液体との相対的關係から限界熱流束が決まると考え、この考えのもとに次元解析を行い、飽和沸騰の場合の限界熱流束を式(1.2.1)で示した。

$$q_{CHF} = K_1 r_v H_{fg} \left[ \frac{sg(r_l - r_v)}{r_v^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (1.2.1)$$

定数  $K_1$  は、各種の伝熱面に対して、 $K_1 = 0.13 \sim 0.19$  を与えた。

#### 1.2.1.2 Zuber のモデル

1959 年、Zuber[2]は、加熱面に発生した上昇する蒸気が連続かつ定常的な蒸気柱となり、加熱面上に Taylor 不安定によって決まる間隔で、円柱状の蒸気柱が並ぶ状況を想定した。上昇する蒸気と下降する液との相対速度が、Helmholtz 不安定を起こす速度以上になると、加熱面への液体の流れが妨害され、CHF が発生するとして、飽和沸騰の場合の限界熱流束を式(1.2.2)に示した。

$$q_{CHF} = 0.131 r_v H_{fg} \left[ \frac{sg(r_l - r_v)}{r_v^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (1.2.2)$$

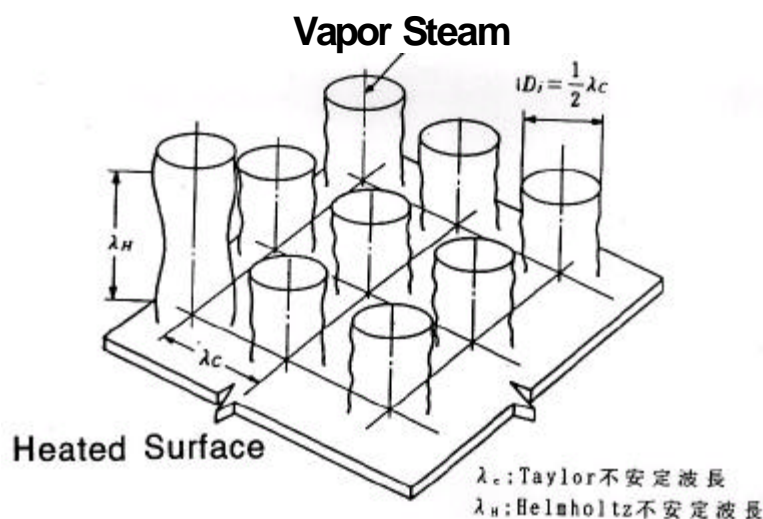


Fig. 1.2.1 Zuber の限界熱流束における蒸气流モデル

Kutaterladze と Zuber は、流体力学・運動力学といった伝熱以外の要因に注目しており、CHF 研究史上、流体力学的不安定モデルの代表とされている。

## 1.2.2 マクロ液膜消耗モデル

### 1.2.2.1 甲藤・横谷モデル

1960 年、Gartner & Westwater[3]は、高熱流束下の核沸騰では、加熱面上に形成した合体気泡の底部に液膜が存在し、この液膜内部には多数の蒸気茎（一次気泡）が定常的に存在することを報告した。

1968 年、甲藤・横谷[4]は、この実験結果を踏まえ、自らの高速度カメラを用いた合体気泡の挙動および加熱面上の気液挙動の観察結果をもとに、合体気泡の離脱周期内に合体気泡底部の液膜が消耗しきることを、CHF 発生条件とするモデルを提案した。

ここでは、エネルギー保存則から合体気泡の離脱周期と液膜消耗時間の釣り合いを取り、CHF の発生条件を式(1.2.3)に示した。

$$t_d q_{CHF} = r_l q_{fg} \left(1 - \frac{A_v}{A_w}\right) \quad (1.2.3)$$

式(1.2.3)の左辺は加熱面の伝熱量であり、右辺はマクロ液膜の潜熱熱量である。

その後、1976 年甲藤・横谷[5]は、Davidson ら[6]の液中を上昇する単一気泡の運動に関する解析を用いて、沸騰における合体気泡の成長速度の測定結果から、合体気泡の離脱周期  $t_d$  を式(1.2.4)に示した。

$$t_d = \left(\frac{3}{4\rho}\right)^{\frac{1}{5}} \left(\frac{4(\rho_l + \rho_v)}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{\frac{3}{5}} v_1^{\frac{1}{5}} \quad (1.2.4)$$

ここで  $\rho = 11/16$  は気泡の運動に伴う液体の体積割合、 $v_1$  は気泡の体積成長速度で、熱量の釣り合いから次式で与えられる。

$$V = v_1 t, \quad v_1 = \frac{q}{\rho_v H_{fg}} A_w \quad (1.2.5)$$

## 1.2.2.2 原村・甲藤モデル

1983年、原村・甲藤[7]は合体気泡底部に存在する液膜内の蒸気茎(一次気泡)に注目して、蒸気茎の蒸気上昇速度と蒸気茎間の液体下降速度との相対速度がある限界を超えると、Helmholtz不安定を起こし、隣り合った蒸気茎がある長さで合体して合体気泡が出現し、合体気泡の下に液膜が形成されるとした。

この限界を Helmholtz 不安定の臨界波長  $\lambda_c$  の 1/4 として式(1.2.6)の液膜厚さ  $\delta_c$  を求めた。

$$\delta_c = 0.5 \rho_s \frac{r_v + r_l}{r_v r_l} (r_v H_{fg})^2 \left( \frac{A_v}{A_w} \right)^2 q_{CHF}^{-2} \quad (1.2.6)$$

一方、合体気泡の離脱周期  $\tau_d$  は式(1.2.4)を用い、気泡の体積成長速度を式(1.2.7)で与えた。

$$v_l = \frac{I_D^2 q}{r_v H_{fg}} \quad (1.2.7)$$

ここで  $\lambda_D$  は Taylor 不安定の最危険波長で、次式で与える。

$$\lambda_D = \sqrt{3} \times 2 \rho \left( \frac{s}{g(r_l - r_v)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.8)$$

式(1.2.4)、式(1.2.6)～式(1.2.8)を式(1.2.3)に代入して、飽和沸騰の場合の  $q_{CHF}$  を式(1.2.9)に示した。

$$q_{CHF} = \left( \frac{\rho^4}{2^{11} \times 3^2} \right)^{\frac{1}{16}} \left( \frac{A_v}{A_w} \right)^{\frac{5}{8}} \left( 1 - \frac{A_v}{A_w} \right)^{\frac{5}{16}} \left( \left( \frac{r_l}{r_v} + 1 \right) / \left( \frac{11 r_l}{16 r_v} + 1 \right)^{\frac{3}{5}} \right)^{\frac{5}{16}} r_v H_{fg} \left[ \frac{g s (r_l - r_v)}{r_v^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (1.2.9)$$

式(1.2.9)には、一つの未定の変数  $A_v/A_w$  がある。彼らは、式(1.2.9)と Zuber の式(1.2.2)を等値させ、 $A_v/A_w$  を式(1.2.10)のように求めた。

$$\frac{A_v}{A_w} = 0.0654 \left( \left( \frac{11 r_l}{16 r_v} + 1 \right)^{\frac{3}{5}} / \left( \frac{r_l}{r_v} + 1 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.10)$$

$\sqrt{\quad}$  1 であるから、式(1.2.10)は次式のように近似できる。

$$\frac{A_v}{A_w} = 0.0584 \left( \frac{r_v}{r_l} \right)^{0.2} \quad (1.2.11)$$

よって、式(1.2.9)と式(1.2.11)より水平無限平板上での限界熱流束を求めることができる。

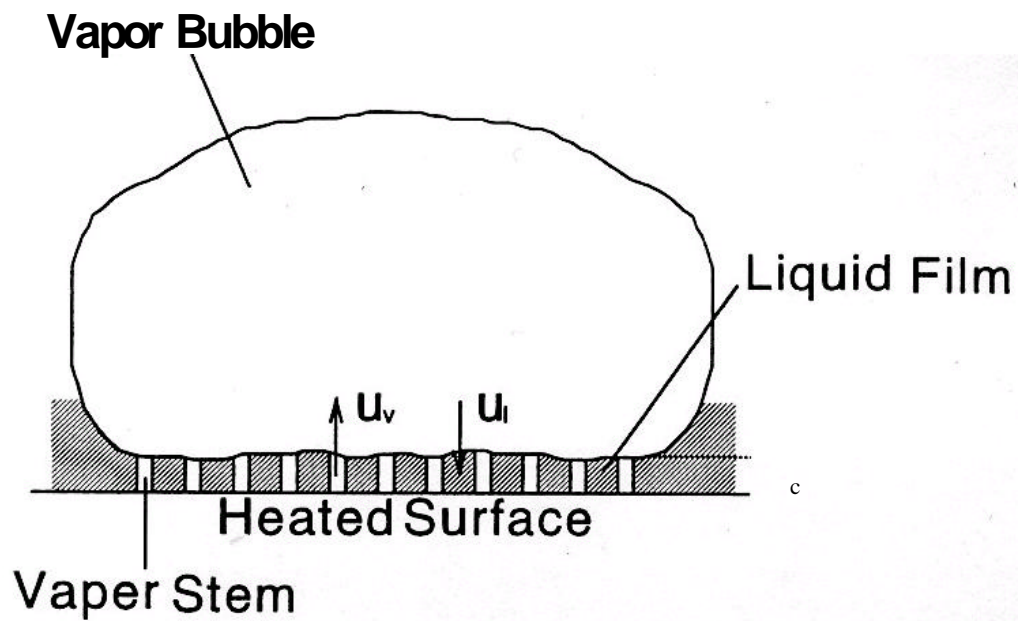


Fig. 1.2.2 水平無限平板上の気泡の様子

### 1.3 研究目的

マクロ液膜消耗モデルは、飽和沸騰において CHF を良く予測できる。しかし、サブクール・プール沸騰については、従来あまり検討されていない。

本研究は、サブクール・プール沸騰において、マクロ液膜消耗モデルの適用限界を実験的に調べ、サブクール条件下の限界熱流束が、如何なる機構で発生しているかについて検討することを目的とする。

## 第二章 実 験

### 2 . 1 実験装置

実験装置主要部の正面と斜め側面からの写真を Fig.2.1.1、Fig.2.1.2 に示す。

Fig.2.1.1 実験装置主要部の正面写真

Fig.2.1.2 実験装置収容部の斜め側面写真

サブクール・プール沸騰実験装置の概略を Fig.2.1.3 を示す。

実験装置は大きく分けて、

沸騰装置部

液温制御部

液温分布測定部

主要実験測定部

観察部

の五つの部分に分けられる。

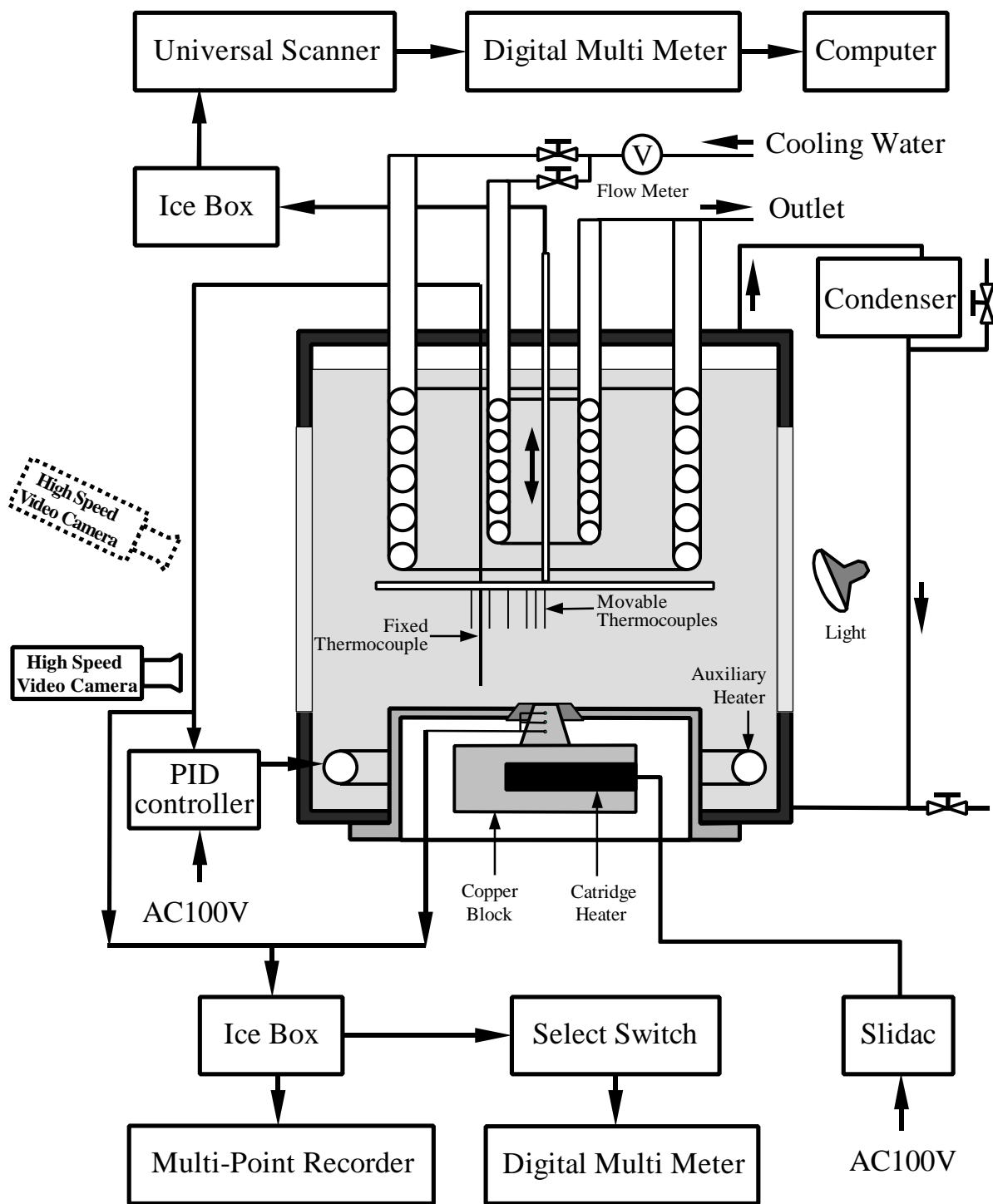


Fig. 2.1.3 サブクール・プール沸騰実験装置



## 2.1.1 沸騰装置部

沸騰装置部の主要部分は、沸騰容器、加熱ブロック、補助ヒーター、コンデンサである。

### 沸騰容器

沸騰容器は、外形が幅 160mm、奥行き 160mm、高さ 180mm の真鍮製容器である。容器上面にフランジを付けて、蓋をするようになっている。コンデンサへの蒸気の出口、冷却コイル、液温分布測定部の支持棒、液温用固定熱電対等は全て、蓋に開けておいたいくつかの穴を經由、又は蓋に固定されている。容器の下面に加熱ブロックが入るような大きな穴を開け、穴の周り均等に 6 本のボルトが容器本体に植え込まれ、加熱ブロックの固定に用いる。左側の下部に補助ヒーター取り付け用の穴が設けられている。右側の下部に容器底部と平らとなる所でコンデンサーとつながっている。給水・排水用のバルブが取り付けられている。容器の前後に、取り外しが可能なガラス窓を設けており、これは照明と実験観察用である。サブクール沸騰実験装置組立図は付録[1]に添付している。

### 加熱ブロック

頂点角度 45° の円錐台形の純銅製ブロックの上面が加熱面となっており、加熱面直径が 10mm である。側面には、加熱面から 4mm おきに、直径 0.6mm の穴が 3 つ開けられている。ここに熱電対を挿入して加熱面の温度と熱流束の測定を行う。加熱ブロックの下部にカートリッジ・ヒーターを埋め込むために、穴が 5 つ横方向に開けられている。加熱ブロックの寸法は付録[1]に添付している。

カートリッジ・ヒーター規格 : 100V, 500W × 5 本

熱電対規格 : 直径 0.5mm シース CA 熱電対 × 3 本

### 補助ヒーター

実験開始時に液体を飽和沸騰状態まで加熱するために、沸騰容器内に補助ヒーターを備え付けてある。又、実験中に液温を調節(加熱)する役割を果たしている。

### コンデンサ

沸騰によって発生した蒸気を凝縮させ、液体を沸騰容器に戻して水位の減少を防止する。

## 2.1.2 液温制御部

沸騰容器の上方に冷却コイルを設け、補助ヒーターと併用して、バルク液温度を一定に保つ。温度調節器は液温と設定温度との差を検出し、PID 制御で補助ヒーターの入力電圧を調節する。

外側冷却コイル規格：直径 8mm 肉厚 1mm の銅パイプで作製した直径 110mm の 7 巻きコイル

内側冷却コイル規格：直径 6mm 肉厚 1mm の銅パイプで作製した直径 50mm の 9 巻きコイル

液温用固定熱電対規格：外径 1.6mm シース CA 熱電対 × 1 本

温度調節器規格：SHIMADEN SR64

電力調整器規格：SHIMADEN PAC15P 30A

## 2.1.3 液温分布測定部

バルク液の代表温度点を選定するために、容器内の液温分布を調査した。方法としては、沸騰容器の架台に固定したトラバース装置により、熱電対を固定した支持棒を上下に移動させて測定する。支持棒には 6 本の CA 熱電対が加熱面の中心から、水平方向に  $x = 0\text{mm}$ ,  $5\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$ ,  $20\text{mm}$ ,  $30\text{mm}$ ,  $40\text{mm}$  の位置に取付けられている。温度信号は Scanner により切替えられ、デジマルでデジタル信号に変換された後、コンピュータに記録される。

CA 熱電対規格：直径 0.2mm のクロメル-アルメル熱電対素線から自作

Scanner 規格：Takeda Riken TR7200

デジマル規格：横河 7562

コンピュータ規格：NEC PC-9801RA

## 2.1.4 主要実験測定部

- 加熱ブロックに埋め込まれた 3 本の熱電対
- バルク液の液温を測る 1 本の固定熱電対

- 前者と対照するため容器縁に設置したもう1本の固定熱電対
- 冷却コイルの出入り口に各1本ずつ設置した熱電対

以上の出力を測定、監視する部分を主要実験測定部とする。その中において、打点記録計は常に、バルク液温、加熱ブロックの加熱面に一番近い温度、カートリッジ・ヒーターに一番近い温度を監視している。それぞれプロットした曲線は、バルク液温度が安定しているかどうか、CHFが発生しているかどうか、カートリッジ・ヒーターの使用上限を越えたかどうかの根拠となる。

打点記録計規格 : 横河 ER6-10

#### 2.1.5 観察部

照明と高速ビデオカメラの調節は、撮影品質の良し悪しに、大切な要因である。

照明規格 : 500W アイランプ×1個

高速ビデオカメラ : PHOTRON

## 2.2 実験方法

実験は予備実験と本実験の二通り行った。予備実験では、バルク液の代表温度点を決めるために、沸騰容器内の温度分布を調べ、低熱流束域から CHF が発生するまでの沸騰曲線を求めた。本実験では、沸騰状態を直接に、予備実験で測定した CHF 値の近傍の状態に行かせて、CHF が発生するまで実験を行った。実験の準備と始末は両者同じであるが、実験中の操作に多少違いがある。

### 2.2.1 実験準備

- 加熱面の研磨

何回か実験を行った加熱面には、黒い酸化不純物が出て来て、この汚れは実験データに大きな影響を与える。そこで汚れを除去するために、伝熱面を順次 0, 2/0, 3/0, 4/0 番のエメリーペーパーで研磨する。研磨する際には、加熱面の水平度を保つために、キャップの周りに硬質塩化ビニル製の円筒をかぶせ、その上からエメリーペーパーをガラス板で押さえつけるようにしながら行った。安定な加熱面特性を得るために、研磨した新しい面を一回飽和沸騰で CHF を発生させてから、本実験を行った。

- 沸騰容器の洗浄

加熱面の汚れを抑制するために、沸騰容器の内壁を蒸留水を付けたガーゼで拭く。

- アイスボックスの準備

アイスボックスに適量の氷と水を入れ、熱電対の基準温度を 0 に保つ。

- 沸騰容器に蒸留水を注入

- 各計測機器に電源を投入

- 凝縮器に冷却水を流す

- 蒸留水の脱気

蒸留水に含まれている空気等の不凝縮性ガスを取り除くために、蒸留水を 30 分間沸騰させて脱気してから、所定のバルク液温度に冷却して実験を行う。

- 高速ビデオカメラのセット、照明の位置と強度の調節

### 2.2.2 実験中の操作

- バルク液温度の安定化

温度調節器で目的のバルク液温度を設定してから PID 制御を始め、沸騰容器に設けた冷却コイルに冷却水を流し、内外の冷却コイル使用の選択と流量は目的のバルク液温度によるが、一旦決めたら実験中には変えない。打点記録計で記録したバルク液温度が 10 分以上に安定してから、実験を行う。

- カートリジヒーターの入力調節

1. 予備実験では、カートリジヒーターの入力が 20V から実験を始め、後、5V ずつ上げて CHF が発生したら、一步前の入力に戻して、再び CHF が発生するまで、1V ずつ上げて、実験点を測定する。
2. 本実験では、カートリジヒーターの入力が、予備実験で CHF が発生した時の入力の 10V 前の値に取って実験を始め、その後、2V ずつ上げて、CHF が発生したら、一步前の入力値に戻して、再び CHF が発生するまで、1V ずつ上げて、実験点を測定する。

- 各実験点での操作

打点記録計で記録したバルク液温度が 10 分以上に安定してから、下記の項目の計測を行う。

カートリジヒーターの電圧

カートリジヒータと直列につながるシャントの電圧（カートリジヒーターの電流算出用）

銅ブロックに埋め込まれた 3 本の熱電対の電圧

沸騰容器内の 2 本の液温用固定熱電対の電圧

冷却コイルの入り口と出口の 2 本の熱電対の電圧

高速ビデオカメラで、加熱面の正面、或いは斜め上から気泡を撮影する。撮影速度は 648 コマ / 秒であり、シャッター速度は 0.001 秒 / コマである。

予備実験では、トラバース装置を用いて 6 本の可動熱電対により、加熱面から垂直方向に  $z = 0.5\text{mm}, 1\text{mm}, 2\text{mm}, 3\text{mm}, 5\text{mm}, 10\text{mm}, 15\text{mm}, 20\text{mm}, 22\text{mm}$  離れた所のバルク液温度を測定する。各垂直位置において、サンプリング 1 秒で 20 秒間測定する。

### 2 . 2 . 3 実験の始末

- 各計測器の電源を切る。
- 加熱面上の沸騰が停止し、気泡が生成しなくなったら、冷却コイルの冷却水、凝縮器の冷却水を止める。
- 沸騰容器側面のバルブを開いて蒸留水を排水し、沸騰容器の前面の窓と加熱ブロックを沸騰容器から取り外して、容器内の残留蒸留水を取り除く。

## 2.3 加熱面温度と熱流束の計算

Fig.2.3.1 に示す円錐台形銅ブロックにおいて、側面を断熱面とする。

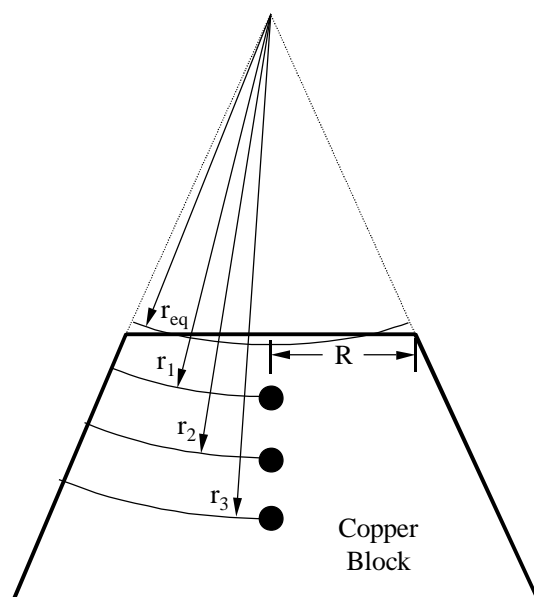


Fig.2.3.1 加熱ブロック断面図

フリーエの法則より

$$q = -l \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.3.1)$$

及び

$$q \cdot A = \text{const} \quad (2.3.2)$$

から、式(2.3.3)が得られる。

$$r^2 \frac{\partial T}{\partial r} = \text{const} \quad (2.3.3)$$

式(2.3.3)を解くと、式(2.3.4)になる。

$$T = \frac{C_0}{r} + C_1 \quad (2.3.4)$$

表面平均熱流束を  $q_w$ 、表面平均温度を  $T_w$ 、等価面（表面平均熱流束と等値の球面）の半径を  $r_{eq}$  とおくと、等価面において、式(2.3.5)が得られる。

$$T_w = \frac{C_0}{r_{eq}} + C_1 \quad (2.3.5)$$

式(2.3.1)と式(2.3.5)から、式(2.3.6)が得られる。

$$q_w = q_{eq} = -l \frac{C_0}{r_{eq}^2} \quad (2.3.6)$$

### 2.3.1 $C_0$ と $C_1$ の算出

銅ブロックに埋め込んだ3本の熱電対を、加熱面から近い順にそれぞれ1, 2, 3の添え字を対応させ、位置を $r_1, r_2, r_3$ とし、温度を $T_1, T_2, T_3$ とする。銅ブロック内の温度分布は位置の関数で式(2.3.4)から求まる。 $C_0, C_1$ は式(2.3.7), (2.3.8)から最小二乗法により求められる。

$$C_0 = \frac{\sum_{i=1}^3 (x_i - \bar{x})(T_i - \bar{T})}{\sum_{i=1}^3 (x_i - \bar{x})^2} \quad (2.3.7)$$

$$C_1 = \bar{T} - C_0 \bar{x} \quad (2.3.8)$$

ここに、 $x_i = \frac{1}{r_i}$ 、 $\bar{x} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 x_i$ 、 $\bar{T} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 T_i$

本実験では、 $r_1=16.17\text{mm}$ ,  $r_2=20.15\text{mm}$ ,  $r_3=24.14\text{mm}$



### 2.3.2 $r_{eq}$ の算出

側面が断熱面であるから、エネルギー保存則より、

$$Q_w = Q_{eq} \quad (2.3.9)$$

又

$$Q_w = A_w q_w \quad (2.3.10)$$

$$Q_{eq} = A_{eq} q_{eq} \quad (2.3.11)$$

式(2.3.9)、(2.3.10)、(2.3.11)により、式(2.3.12)が得られる。

$$A_w = A_{eq} \quad (2.3.12)$$

加熱面面積

$$A_w = \pi R^2 \quad (2.3.13)$$

等価面面積は球冠の面積の公式により、式(2.3.14)で与えられている。

$$A_{eq} = 2\pi r_{eq}^2 \left(1 - \cos \frac{\theta}{2}\right) \quad (2.3.14)$$

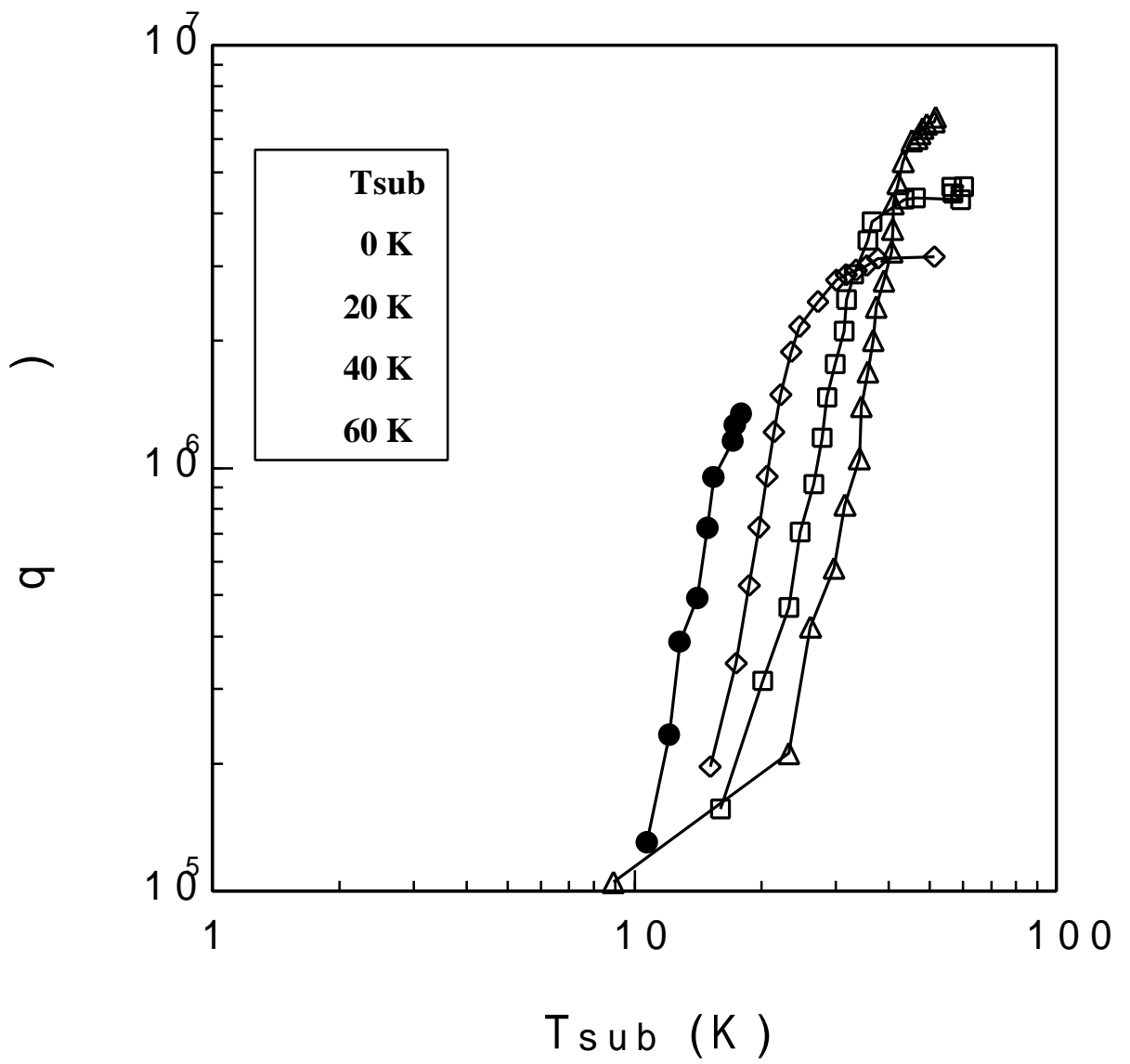
式(2.3.12)、(2.3.13)、(2.3.14)の連立方程式を解いて、式(2.3.15)が得られる。

$$r_{eq} = \frac{R}{2 \sin \frac{\theta}{4}} \quad (2.3.15)$$

本実験では  $\theta = 45^\circ$  であるから、これを式(2.3.15)に代入して、式(2.3.16)が得られる。

$$r_{eq} = 2.563R \quad (2.3.16)$$

式(2.3.5)~(2.3.8)、式(2.3.16)を使って、求めた沸騰曲線は付録[2]に添付している。



App.2 サブクール沸騰における沸騰曲線

## 第三章 結 果

本研究では、サブクール度が 0~73K までの 10K 或いは 5K の間隔で実験を行った。各サブクール度において、核沸騰の初期の段階から CHF が発生するまでの沸騰の気泡挙動を高速ビデオ・カメラで撮影し、限界熱流束を求めた。

CHF 研究において必要なのは、CHF が発生する直前の気泡の挙動である。CHF が発生すると、沸騰状態が爆裂音を伴って微細化沸騰或いは膜沸騰の様相を呈するので、CHF の原因調査には不適である。

本研究で取り上げた何れのサブクール度の場合でも、実験点の熱流束とその一步後の CHF が発生した時の熱流束との差は 4% 以内に抑えられている。これらの実験点の熱流束を CHF に見なしても大きな差し支えはないと考えた。また、加熱面温度においても同様に、これらの実験点の値を CHF 時の温度とした。

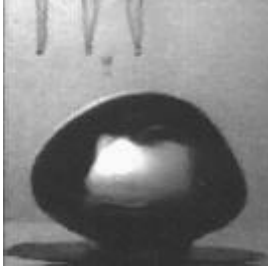
### 3.1 合体気泡の挙動

サブクール度が 0K~73K にわたって、CHF 時の合体気泡の挙動を観察し、パターンを次の三種類に大別した。

- I. 先行気泡が起こした誘起流れの影響を受け、気泡は十分に成長できず、加熱面から離脱するものがある。サブクール度  $T_{\text{sub}}=0, 10, 15\text{K}$  の場合はこの種類に属している。Fig.3.1.1~Fig.3.1.3 に示す。
- II. 先行気泡の影響があまり見られず、気泡の形とサイズは比較的に均一である。  $T_{\text{sub}}=20, 25, 35, 45, 55\text{K}$  の場合はこの種類に属している。Fig.3.1.4~Fig.3.1.8 に示す。
- III. 加熱面全体を覆う気泡は出現せず、局所的な合体気泡が不規則（時間、場所）に見られる。  $T_{\text{sub}}=65, 73\text{K}$  の場合はこの種類に属している。Fig.3.1.9~Fig.3.1.10 に示す。

第 類 気泡は形状によって三種類あり、飽和沸騰における甲藤・横谷[5]の観察と同様に分類すると次のようになる。

### A 型気泡



写真に示したように先行気泡からあまり影響を受けず、より自由に大きく成長、やがて加熱面から離断する。このA型気泡は加熱面から離脱し、ある距離を上昇すると球冠状に変形し、底部に誘起流れを起こす。

### a 型気泡



A型気泡の下部にすぐ接続する形で生ずる気泡である。成長が殆どなく、A型気泡が起こした誘起流れによって、加熱面から離脱、A型気泡の内部へ吸い込まれていく。

### B 型気泡



A型気泡に随伴するa型気泡、或いは単独A型気泡の後に現れる気泡で、比較的成長するが、先行気泡の誘起流れの影響を受けるので、柱の形をして浮上し、やがて加熱面から離脱する。

$T_{\text{sub}} = 0\text{K}$

A型, a型 及び B型が交互に出現する。

$T_{\text{sub}} = 10\text{K}$

a型は殆ど出現せず、A型とB型が交互に現れる。

$T_{\text{sub}} = 15\text{K}$

a型は完全に見られず、A型とB型の区別も弱くなっている。

第 類 気泡の形状は単純で均一である。加熱面から離脱してから、浮上しながら、周りのサブクール液で凝縮されて、やがて消えてしまう。

注目すべきは、気泡が加熱面の縁から凝縮され、サブクール液が加熱面に侵入してくると、 $T_{\text{sub}}=0, 10\text{K}$  等のサブクール度が低い場合のようにすぐ気泡が現れ、合体するのではなく、まず、孤立気泡か小さい合体気泡が加熱面上に形成され、それが成長して、合体し、やがて加熱面全体を覆うようになる。

第 類 加熱面全面を覆う気泡は出現せず、局所的な合体気泡が常に現れる。それが加熱面の固定した場所ではなく、大きさも一定ではなく、現れる時間も規則的ではない。

### 3.2 合体気泡の周期の区切り方

合体気泡の離脱周期を測定するためには、二つの事を明確しておかねばならない。それは、合体気泡の起点と終点である。

マクロ液膜消耗モデルの出発点からみると、加熱面全体を覆う合体気泡が加熱面上に滞在する時間と、その下のマクロ液膜がバルク液と通じないため、液体の補給がないまま消費されてしまう期間と等しくなることが CHF 発生の条件である。よって、合体気泡が加熱面全体を覆う時刻を  $t_d$  の起点とし、マクロ液膜消耗しきる時刻を  $t_d$  の終点とするべきである。 $t_d$  の起点は異議なく、高速ビデオ・カメラより明確に判断できるが、問題になるのは  $t_d$  の終点を確認する事である。第 類と第 類の何れの場合にも、合体気泡が Fig.3.2.1 ような成長 離脱の過程を経ている事が実験で観察された。

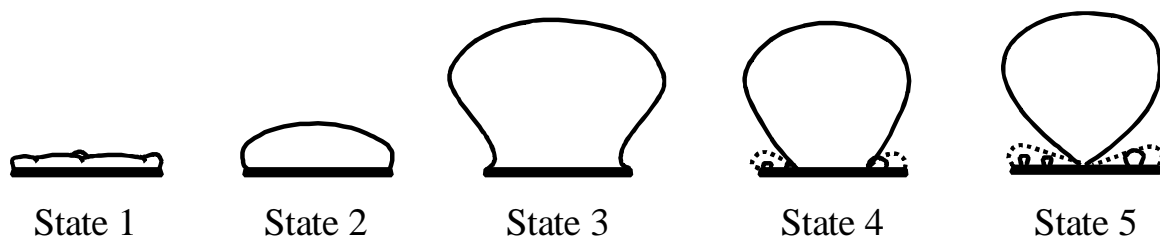
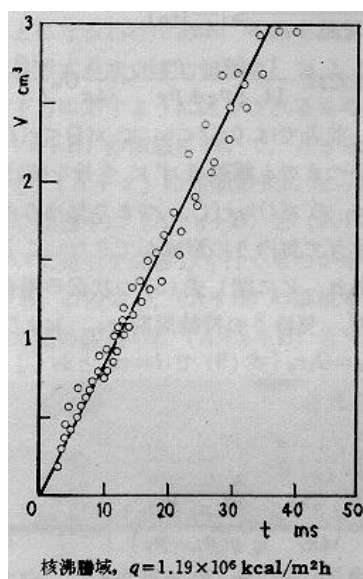


Fig.3.2.1 気泡の成長 - 離脱過程

$t_d$  の終点は一体状態 3 であるか、状態 5 であるか、これは従来気泡周期の区切り方において問題となる点である。これを論議する前に先ず文献[5]を参照させて見て頂こう。



甲藤・横谷[5]は3個の合体気泡の成長過程における蒸気体積を測定し、液膜消耗速度は均一である事を検証した。左図は彼らの観測の結果である。

今、元の問題に戻って来て、状態 3 を分析してみる。例えばこの時に、マクロ液膜が存在するとしたら、甲藤・横谷の観察によって、蒸発速度が前と同じように蒸発しつつあって、体積も膨張し、周りの気液界面がくびれる事は発生しないはずである。特に第 類の場合に気泡の挙動は周りの流れにされる影響が小さくて、界面のくびれが殆ど凝縮によるものと見られる。一旦蒸発が停止、界面がすぐ加熱面中心に移行する訳である。

以上の分析によると、状態3に至るとマクロ液膜はすでに消耗し切ってしまうという判断が下せるであろうと考えられる。

本研究は、Fig.3.2.2 に示したように気泡周期を区切り、 $T_d$  は  $T_2$  と等値であるとした。

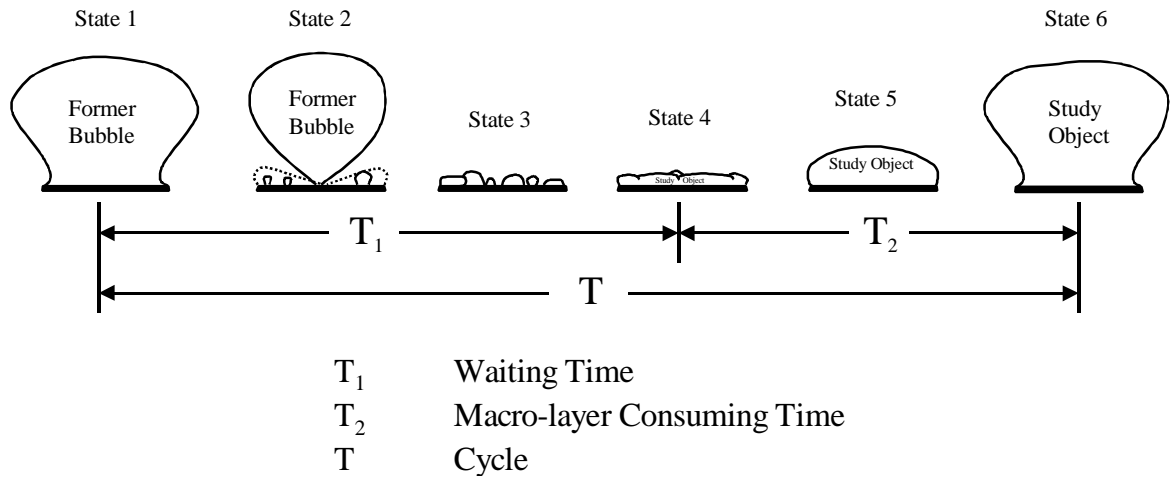


Fig.3.2.2 A Time Dividing Method in CHF Analysis Using Macro-layer Thinning Model

State 1	周りの液体が加熱面に侵入し始めた時刻
State 2	前の合体気泡が加熱面から離脱した時刻
State 3	加熱面全体を覆う合体気泡が出現前の状態
State 4	加熱面全体を覆う合体気泡が出現した時刻
State 5	合体気泡の成長
State 6	周りの液体が加熱面に侵入し始めた時刻
$T_1$	加熱面全体を覆う合体気泡が出現までの待ち期間
$T_2$	マクロ液膜消耗期間
$T=T_1+T_2$	気泡周期

気泡周期の実測の原始データと出現順序図は付録[4]に添付している。

### 3.3 研究対象の合体気泡

$d_d$ の決定にもう一つ解決しなければならない問題がある。それは、第 類の場合に合体気泡は3種類の形態をしている。 $d_d$ は  $A$ と  $a$ と  $B$ とどちらの方に相当するか、又その平均値を取るべきかとの問題である。

飽和沸騰の場合を例に取り上げて考えて見ると、加熱面の状況は一様であるから、A型、a型、B型の気泡のマクロ液膜初期厚さは同じであるとする、Fig.3.3.1に示したように先に述べた甲藤・横谷の観察によって蒸発速度は一様であり、A型気泡の持続時間が一番長いから、最初に消耗しきるはずである。よって、 $d_d$ は  $A$ と等値である。

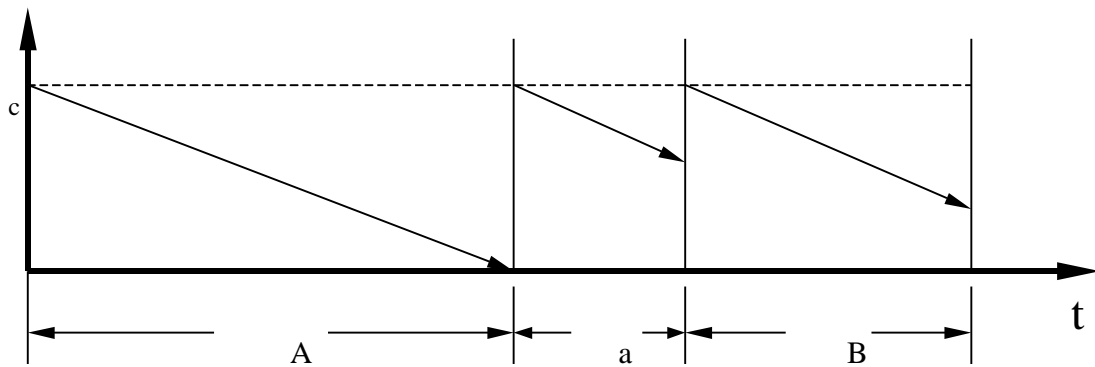


Fig.3.3.1 A型、a型、B型気泡のマクロ液膜消耗最後の状態

以上の事柄から、気泡形状 a と B では離脱時点にその下のマクロ液膜はまだ消耗しきっていない事が分かる。但し、消耗速度は A と同じであるから CHF に対する貢献が A と同じである。

本研究は第 類の気泡形状 a と B を全部除去し、A だけを研究の対象とした。測定結果は付録に添付されている。

各サブクール度において、 $d_d$ は多数の研究対象気泡の  $t_2$ の平均値を取っている。研究対象気泡のサンプル数は表 3.3.1 に示している。 $T, T_1, T_2$ とサブクール度の関係は Fig.3.3.2~Fig.3.3.4 に示されている。

表 3.3.1 研究対象気泡のサンプル数

$T_{sub}$ (K)	0	10	15	20	25	35	45	55
気泡サンプル数	15	19	20	35	34	33	56	50



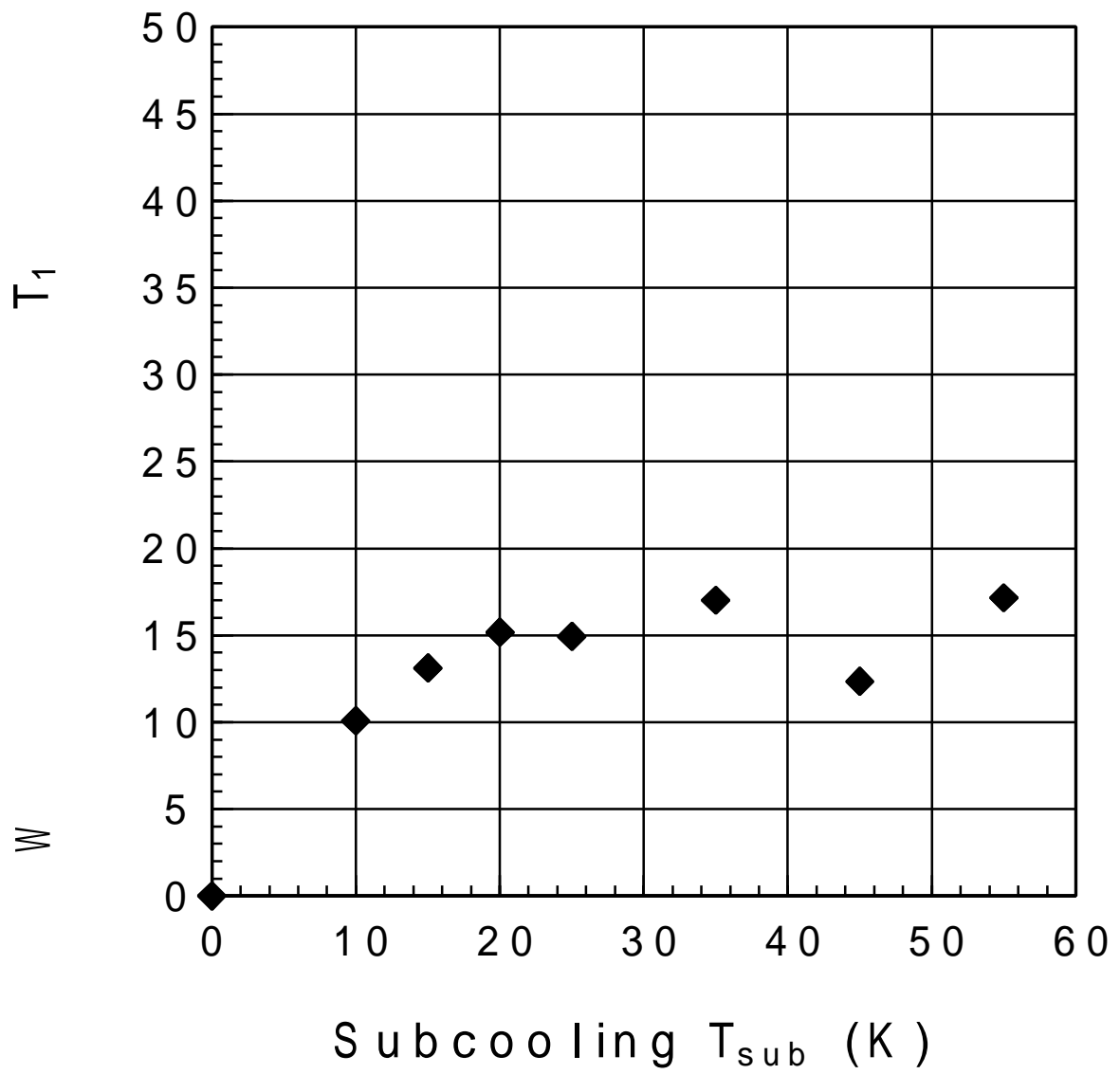


Fig.3.3.2 合体気泡出現の待ち時間とサブクール度の関係

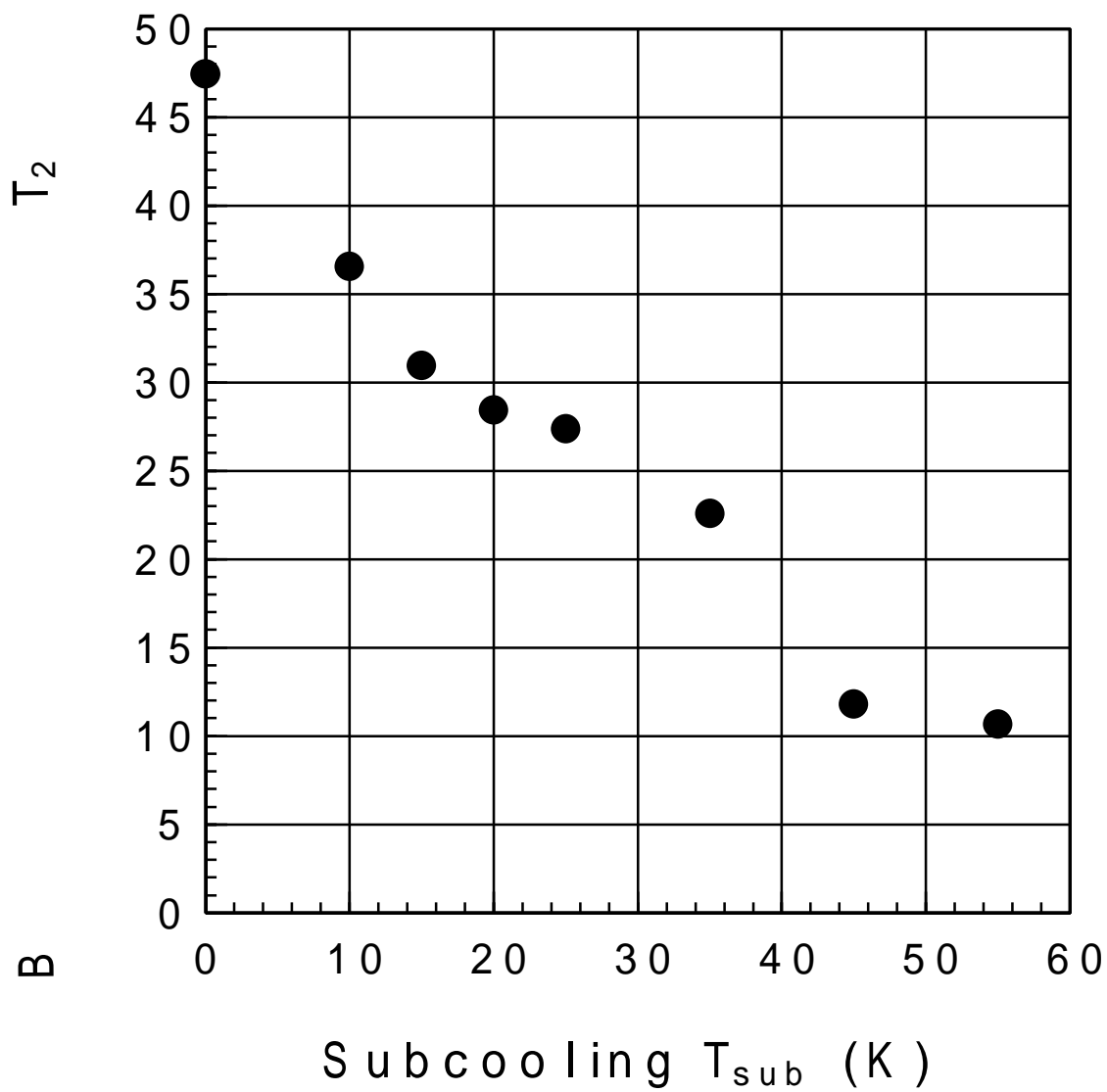


Fig.3.3.3 合体気泡成長時間とサブクール度の関係

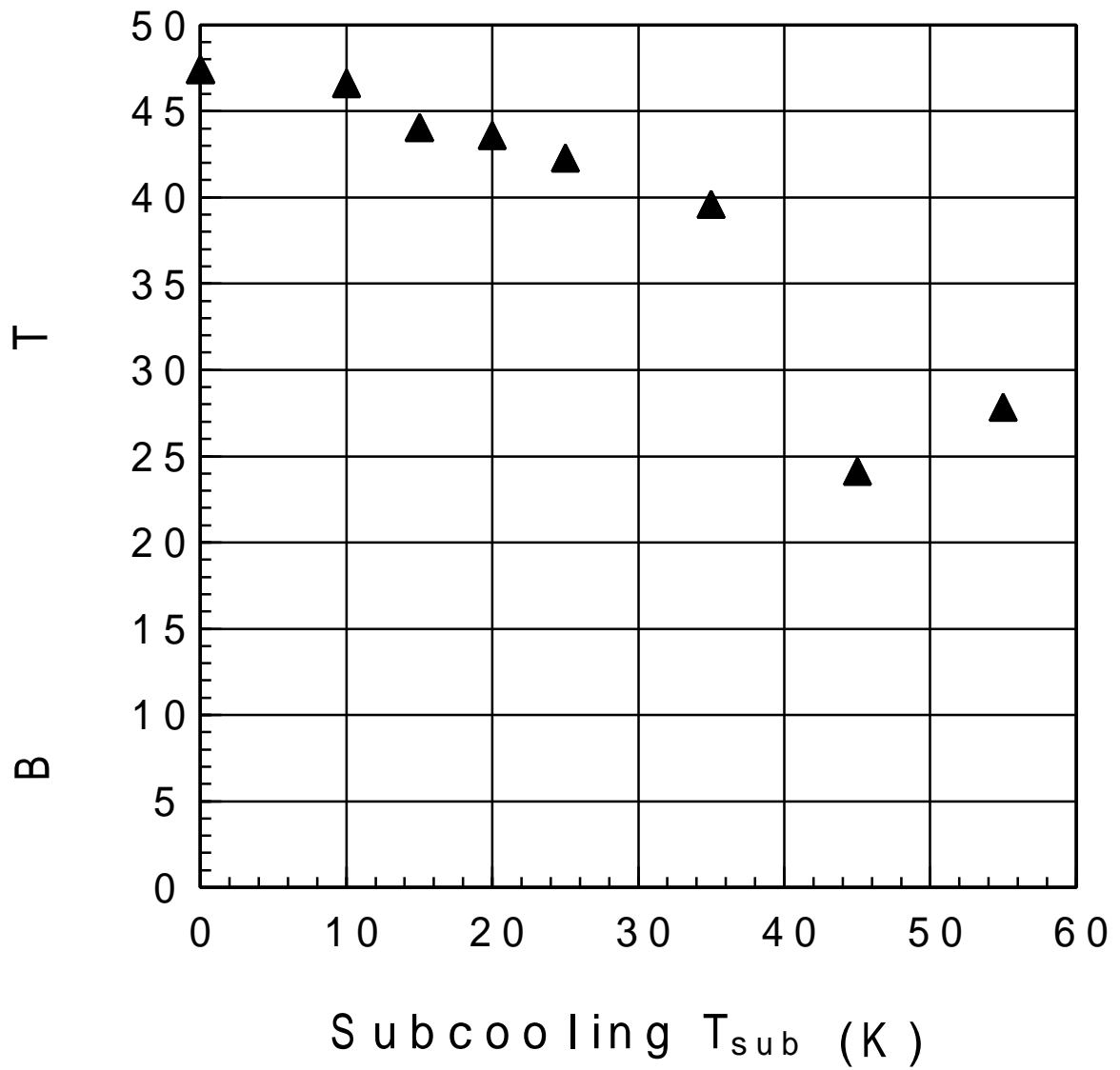


Fig.3.3.4 合体気泡周期とサブクール度の関係

## 第四章 考 察

### 4.1 実験結果の信頼性

サブクール・プール沸騰における限界熱流束とサブクール度の実験結果を Fig.4.1.1 に示す。

ここでは Fig.4.1.1 の実験結果の信頼性について考察する。

サブクール沸騰の研究史から見て、1951 年 Kutateladze[8]は、最初に式 (4.1.1)の限界熱流束計算式を与えた。

$$\frac{q_{CHF,sub}}{q_{CHF,sat}} = 1 + 0.065 \left( \frac{r_l}{r_v} \right)^{0.8} \left( \frac{C_p \Delta T_{sub}}{H_{fg}} \right) \quad (4.1.1)$$

1962 年 Ivey and Morris[9]は、加熱面が細線の場合に、次の CHF のサブクール度依存性の式 (4.1.2)を得た。

$$\frac{q_{CHF,sub}}{q_{CHF,sat}} = 1 + 0.102 \left( \frac{r_l}{r_v} \right)^{\frac{3}{4}} \left( \frac{C_p \Delta T_{sub}}{H_{fg}} \right) \quad (4.1.2)$$

以上の二つの相関式と実験結果を比較すると、Fig.4.1.1 に示すように、本実験結果は両者の間に挟まれていて、良好な信頼性を示している。

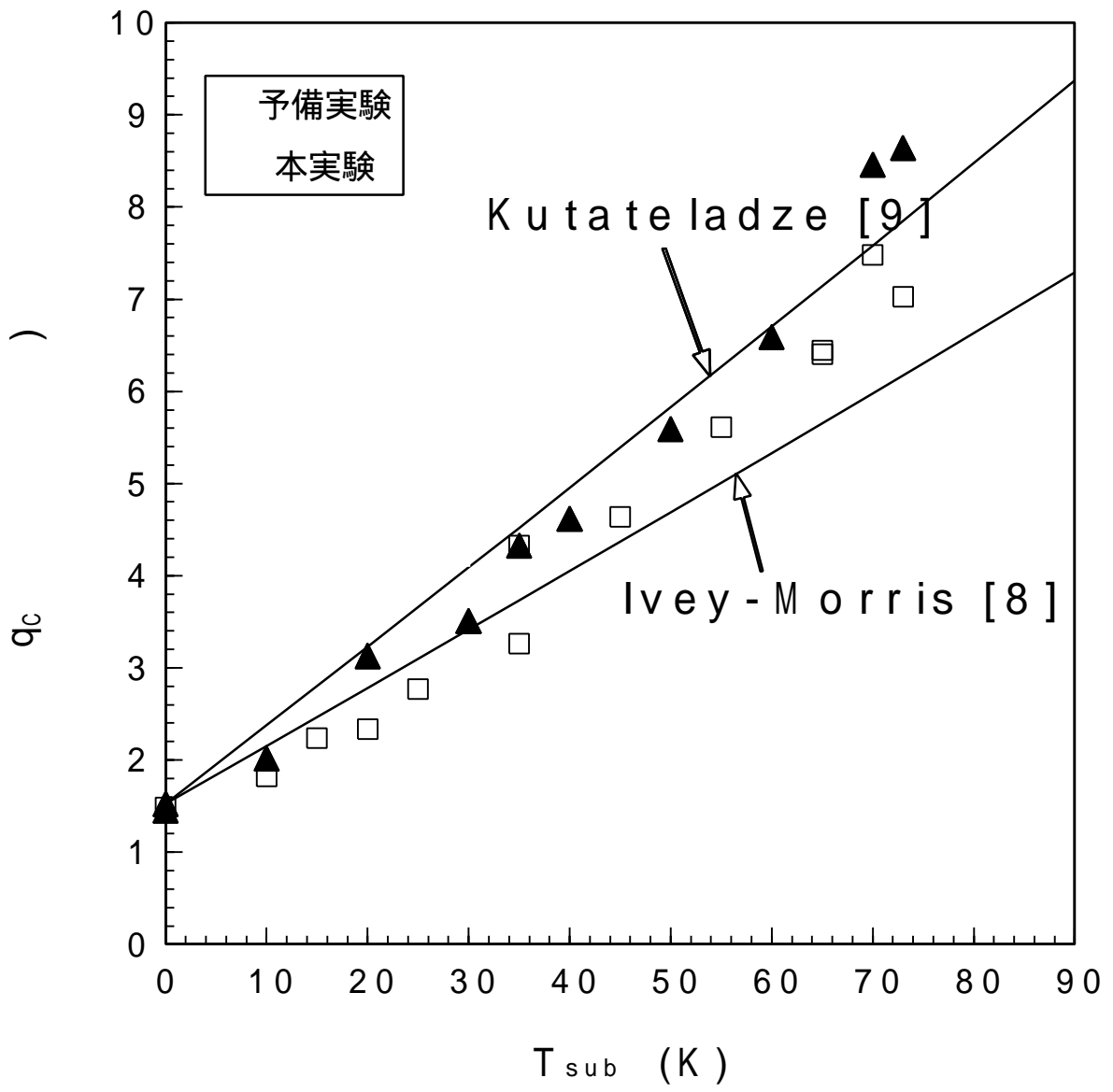


Fig.4.1.1 実験結果の信頼性

#### 4.2 $q_{CHF}$ の試算

式(1.2.4)、(1.2.5)を式(1.2.3)に代入すると、式(4.2.1)が得られる。

$$q_{CHF} = \left[ 0.00171 psH_{fg} \left( 1 + \frac{r_l}{r_v} \right) \left( r_v H_{fg} \right)^2 \left( 1 - 0.0584 \left( \frac{r_v}{r_l} \right)^{0.2} \right) \left( \frac{r_v}{r_l} \right)^{0.4} \right]^{\frac{1}{3}} t_d^{-\frac{1}{3}} \quad (4.2.1)$$

式(4.2.1)に実験値の  $t_d$  を代入して、 $q_{CHF}$  を計算した結果が Fig.4.2.1 の記号のデータである。なお、計算値と実験値は付録[2]に添付されている。

Fig.4.2.1 の実験結果と計算値を比較して見ると、飽和沸騰の場合には計算値と実験値が良く一致しているが、サブクール度が増大するにつれて、差が単調増加し、 $T_{sub} = 45K$  に至ると実験値は計算値の約 2 倍になっている。

計算過程を振り返って見ると、ここで使用している三つ式のうち、式(1.2.3)は物理上の真実に基づいて立てられたものであり、式(1.2.4)は実験結果と理論を結び付けて提出された仮説である。しかし、式(1.2.5)は Zuber の式と原村・甲藤のモデルの式を等値させて導かれた関係であり、物理的な意味は不明瞭である。また、式(1.2.5)が得られる前提としては、飽和沸騰の場合であって、サブクール沸騰の場合に成立するかどうか疑問である。従って、サブクール沸騰の場合においても、 $A_v/A_w$  が原村・甲藤モデルに仮説したように単なる物性値  $\sqrt{\rho_l}$  だけによるものかを調査する必要がある。

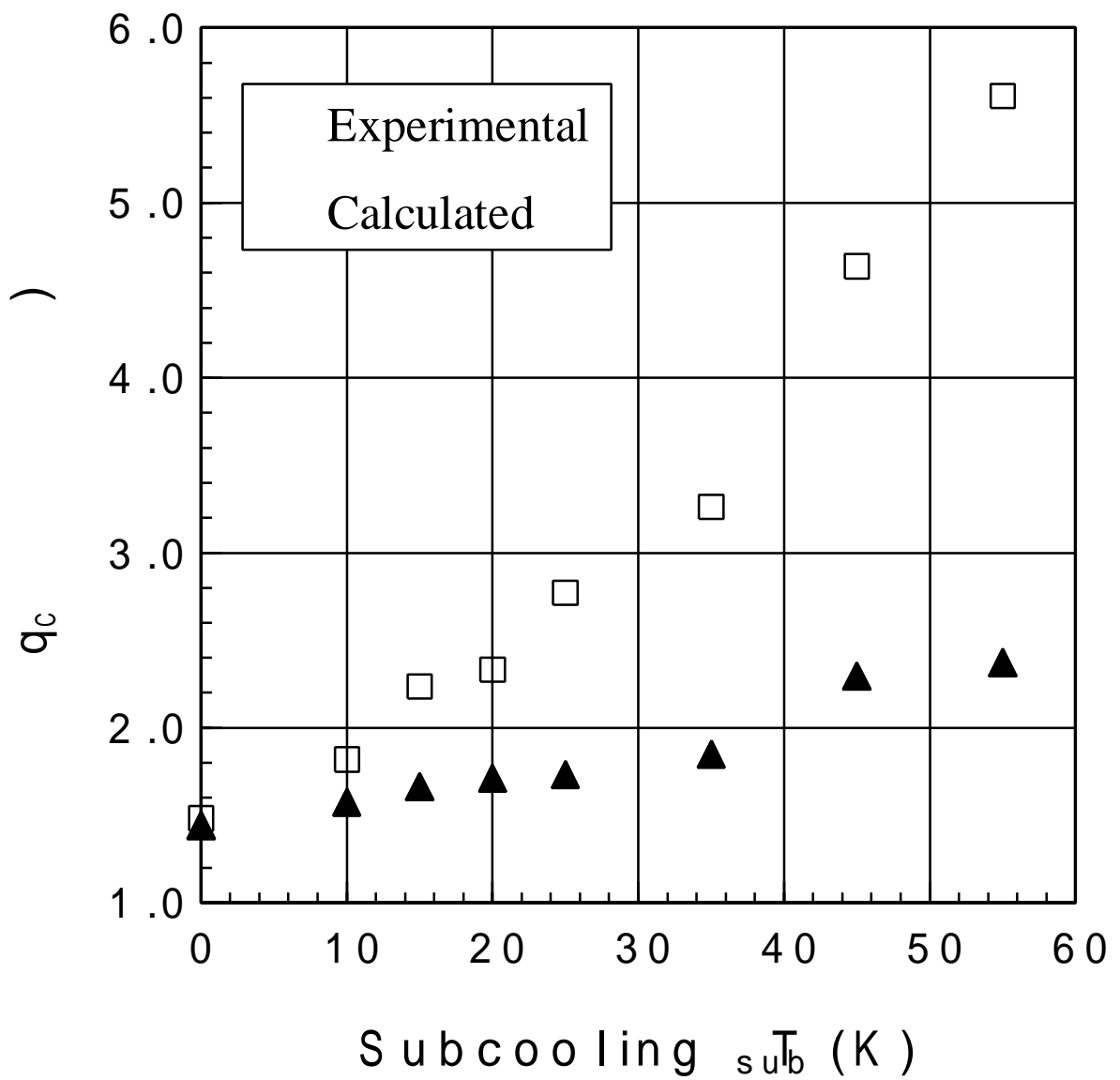


Fig.4.2.1 CHF in pool boiling as a function of liquid subcooling.  
Result for water

### 4.3 A<sub>v</sub>/A<sub>w</sub> の試算

式(1.2.5)を使わず A<sub>v</sub>/A<sub>w</sub> を未知数とし、式(1.2.4)を式(1.2.3)に代入すると式(4.3.1)が得られる。

$$\left(\frac{A_v}{A_w}\right)^2 \left(1 - \frac{A_v}{A_w}\right) = \frac{2t_d q^3}{\rho_s H_{fg} \left(1 + \frac{r_l}{r_v}\right) \left(r_v H_{fg}\right)^2} \quad (4.3.1)$$

式(4.3.1)の、H<sub>fg</sub>、ρ<sub>s</sub>、r<sub>l</sub>、r<sub>v</sub> は全て物性値であり、t<sub>d</sub> は実験考察で述べたように T<sub>2</sub> とする。問題は q の値である。

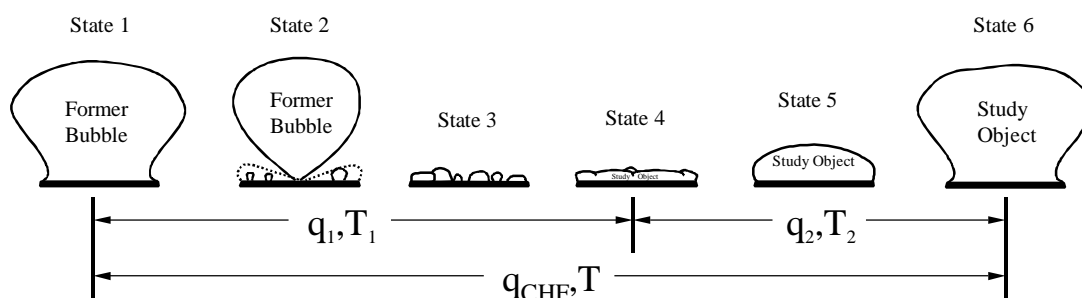


Fig.4.3.1 Relationship between  $q_1$ ,  $q_2$ , and experimentally measured  $q_{CHF}$

Fig.4.3.1 において、 $q_1$  は  $T_1$  の期間内の平均熱流束であり、 $q_2$  は  $T_2$  の期間内の平均熱流束である。実験値  $q_{CHF}$  は  $q_1$  と  $q_2$  との重み付き平均値である。つまり

$$q_{CHF} = \frac{T_1}{T} q_1 + \frac{T_2}{T} q_2 \quad (4.3.2)$$

式(4.3.1)の右辺の  $q$  は式(4.3.2)の  $q_2$  である。今知りたいのは式(4.3.1)の  $q$  にどの値を代入すれば良いかということである。言い換えれば、実験から得られた  $q_{CHF}$  と  $q_2$  はどういう関係をしているかとの問題である。

沸騰が生じている加熱面では、熱伝達は熱伝導と蒸発により支配されており、両者の支配する期間は異なる。蒸発の機構が生じていない時期に、熱伝導が支配している。一旦蒸発機構ができたなら、遙かに熱伝導より効率よく、



効果を果たすである。ここでの蒸発機構がいつ生成するか本実験でよく分からないが、但し、マクロ液膜が成熟期の蒸発機構を持っている事が明確に分かっている。マクロ液膜の加熱面側に温度が加熱面温度と等しいで、蒸気気泡側に温度が 100 であると認識すれば良いであろうと考えられて、加熱面から高さ  $\delta_c$  を離れた所に 100 に達すると、高さ  $\delta_c$  以内の液層の温度分布はマクロ液膜が生成した瞬間の温度分布とほぼ同じであると考え、この時点の蒸発速度はもうマクロ液膜の蒸発速度と同じようになっているのではないかと考えている。但し、100 前線が  $\delta_c$  に至る時に、温度境界層が僅か  $\delta_c$  があって、生じられた蒸気は周りのサブクール液体より、すぐ凝縮されたから、気泡が見えないかも知れない。この時に、高さ  $\delta_c$  以内の液層とマクロ液膜との唯一の差別は、加熱面への液体の補給が行える。マクロ液膜の場合に補給はできない。

以上の分析から、加熱面の熱伝達機構を切り目にし、T1 期間は更に二つに分けられるであろう。

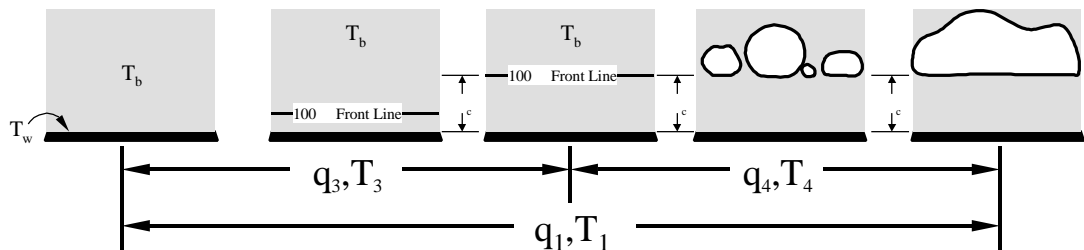


Fig.4.3.2 A guessed macro-layer evaporation mechanism

$T_3$  は 100 の界面が  $\delta_c$  に到着するまでの時間であり、 $T_4$  は 100 の界面が  $\delta_c$  に至った時刻から合体気泡が加熱面全体を覆うまでの時間である。 $T_3+T_4$  は待ち時間の  $T_1$  である。 $T_3$  の間の平均熱流束を  $q_3$  とする。 $T_4$  の間の熱流束  $q_4$  は均一で、 $q_2$  と同じである、故に

$$\begin{aligned}
 q_{CHF} &= \frac{T_3}{T} q_3 + \frac{T_4}{T} q_4 + \frac{T_2}{T} q_2 \\
 &= \frac{T_3}{T} q_3 + \frac{T_4}{T} q_2 + \frac{T_2}{T} q_2 \\
 &= \frac{T_3}{T} q_3 + \frac{T - T_3}{T} q_2
 \end{aligned} \tag{4.3.3}$$

故に

$$\frac{q_2}{q_{CHF}} = \left( 1 - \frac{q_3 T_3}{q_{CHF} T} \right) \cdot \frac{T}{T - T_3} \quad (4.3.4)$$

$q_3$  と  $T_3$  は半無限体の熱伝導問題として算出される。各サブクール度における  $q_3$ 、 $T_3$  及び  $q_2/q_{CHF}$  の値を表 4.3.1 に示す。

表 4.3.1 から見て、 $q_2/q_{CHF}$  の値が一番大きいのは、 $t_{sub}=10K$  の場合である。この場合の  $q_2$  に  $q_{CHF}$  を採用して、式(4.3.1)に代入して三次方程式を解くと、誤差は 10%以内に抑えられる。故に式(4.3.1)の  $q$  の値に  $q_{CHF}$  を採用し、 $A_v/A_w$  の試算結果を Fig4.3.3 に示した。

Fig.4.3.3 の結果から見て、試算した  $A_v/A_w$  は原村・甲藤モデルとは性格が相当違っている。つまり、 $A_v/A_w$  は原村・甲藤モデルでは物性値だけにより、 $q_{CHF}$  に対して一定であるが、Fig.4.3.3 では  $q_{CHF}$  とほぼ比例関係にある。

$$A_v/A_w \propto q_{CHF} \quad (4.3.4)$$

表 4.3.1 熱伝導機構で  $c$  の所が 100 になる試算

サブクール度	$T_b$	K	0	10	15	20	25	35	45	55
限界熱流束	$q_{CHF}$	M W / $m^2$	1.48	31.81	92.23	62.33	32.77	23.26	34.63	85.61
加熱面温度	$T_w$		118.51	20.71	27.31	24.71	19.81	16.51	22.11	19.9
加熱面を覆う まで待ち時間	$T_1$	m s	0.00	10.07	13.12	15.17	14.93	17.03	12.32	17.16
	コマ数		0.00	6.53	8.50	9.83	9.68	11.03	8.00	11.12
マクロ液膜消 耗平均時間	$T_2$	m s	47.4	336.5	530.9	428.4	427.3	722.5	911.7	910.6
	コマ数		30.7	323.6	820.0	518.4	317.7	414.6	47.6	46.9
周期	$T = T_1 + T_2$	m s	47.4	346.6	244.0	643.6	142.3	1039.6	124.1	427.8
	コマ数		30.7	330.2	128.5	528.2	627.4	125.6	715.6	418.0
熱伝導機構で $c$ の所が 100 になる試 算	$c$	$\mu m$	30.6	930.6	930.6	930.6	930.6	930.6	930.6	930.6
	$x = (100/c) T_w / (T_w - T_b)$			0.325	0.354	0.447	0.558	0.679	0.670	0.734
	$erf(x)$			0.354	0.424	0.472	0.569	0.663	0.656	0.700
	$T_3$	m s		11.07	7.73	36.23	64.29	23.16	83.23	02.83
	$T_3 / T$			23.76	17.55	14.30	10.15	8.00	13.38	10.19
	$q_3$	M W / $m^2$		0.54	60.90	01.05	91.27	91.71	22.20	92.63
	$q_2 / q_{CHF}$			1.21	81.12	71.09	11.06	11.04	11.08	11.06

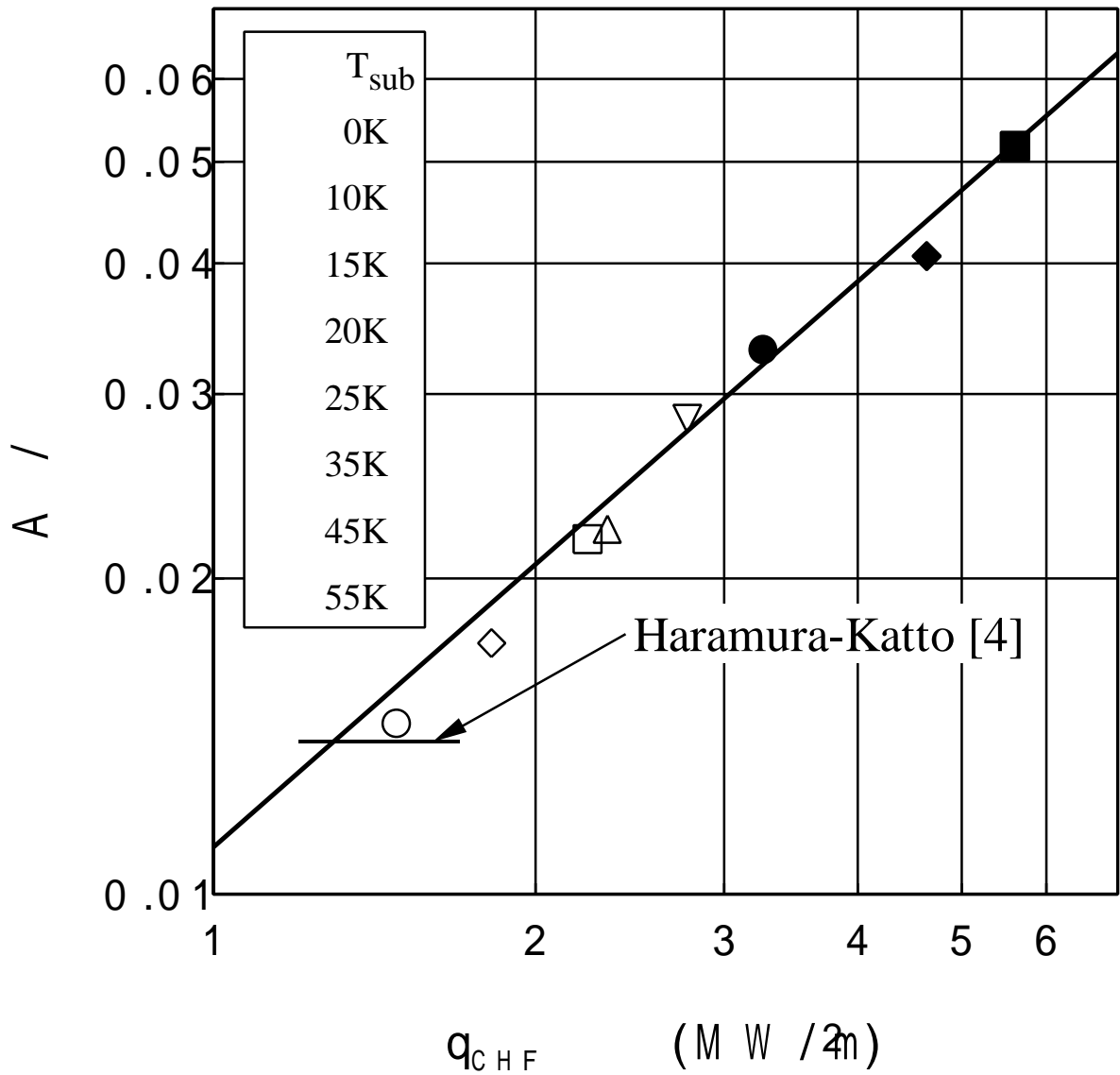


Fig.4.3.3  $A_v/A_w$  as a function of CHF in subcooled pool boiling

#### 4.4 $A_v/A_w$ $q_{CHF}$ の検証

Fig.4.3.3 の実験結果である  $A_v/A_w$   $q_{CHF}$  の関係を式(1.2.4)に代入して見ると、 $d_c$  は  $q_{CHF}$  に依らない定数となり、原村・甲藤モデルの  $d_c$  が  $q_{CHF}^{-2}$  と比例するとの仮説と矛盾する。

従って、 $d_c$  が  $q_{CHF}$  によるのかよらないのかを検証するために、 $T_{sub}=0K$  と  $25K$  の場合の合体気泡の体積を写真から測定、比較してみた。

Fig.4.4.1 には、 $T_{sub}=25K$  における平均的なサイズの気泡の成長過程と  $T_{sub}=0K$  の平均的なサイズの成長した気泡の写真を示したい。

$T_{sub}=0K$  と  $T_{sub}=25K$  を選定した理由は、 $q_{CHF, Tsub=0K} = 1.483 \text{ MW/m}^2$ 、 $q_{CHF, Tsub=25K} = 2.772 \text{ MW/m}^2$  において、もし原村・甲藤モデルの仮説が成り立つなら、 $d_{c, Tsub=25K}$  は  $d_{c, Tsub=0K}$  の約  $1/3.5$  で、蒸発量が  $T_{sub}=0K$  場合の約  $1/3.5$  になると考えた。

サブクール沸騰中の蒸発量は凝縮効果により精確には測定できないが、Fig.4.4.2 に示したように、 $T_{sub}=25K$  における成長過程の最後の気泡体積（図中の点 B）は凝縮されていても、原村・甲藤モデルからの計算値（直線 C）より、上回っている。また、 $T_{sub}=25K$  の場合に、成長初期の  $t = 4.6 \text{ ms}$ 、 $t = 6.2 \text{ ms}$  における気泡体積を測定し、蒸発速度が一樣であるという甲藤・横谷の結果により、延長した結果（直線 D,E）は、さらに  $T_{sub}=0K$  の気泡体積（点 A）に近づいている。

$t = 0$  に近いほど、凝縮による影響は小さいと考えられるが、写真の気泡体積が小さくて、測りにくくなる。又、サブクール沸騰においては、常に合体気泡に凝縮作用が働いており、いくら  $t = 0$  近くの合体気泡の蒸気体積を延長しても、 $T_{sub}=0K$  の場合とは一致しないであろうと考えられる。

以上の分析結果から見て、 $T_{sub}=0K$  と  $T_{sub}=25K$  の場合の合体気泡の蒸気体積の比較から、サブクール沸騰では  $d_c$  は甲藤・原村モデルの  $d_c \propto \left(\frac{1}{q}\right)^2$  のように大きくは変わらないと推測される。

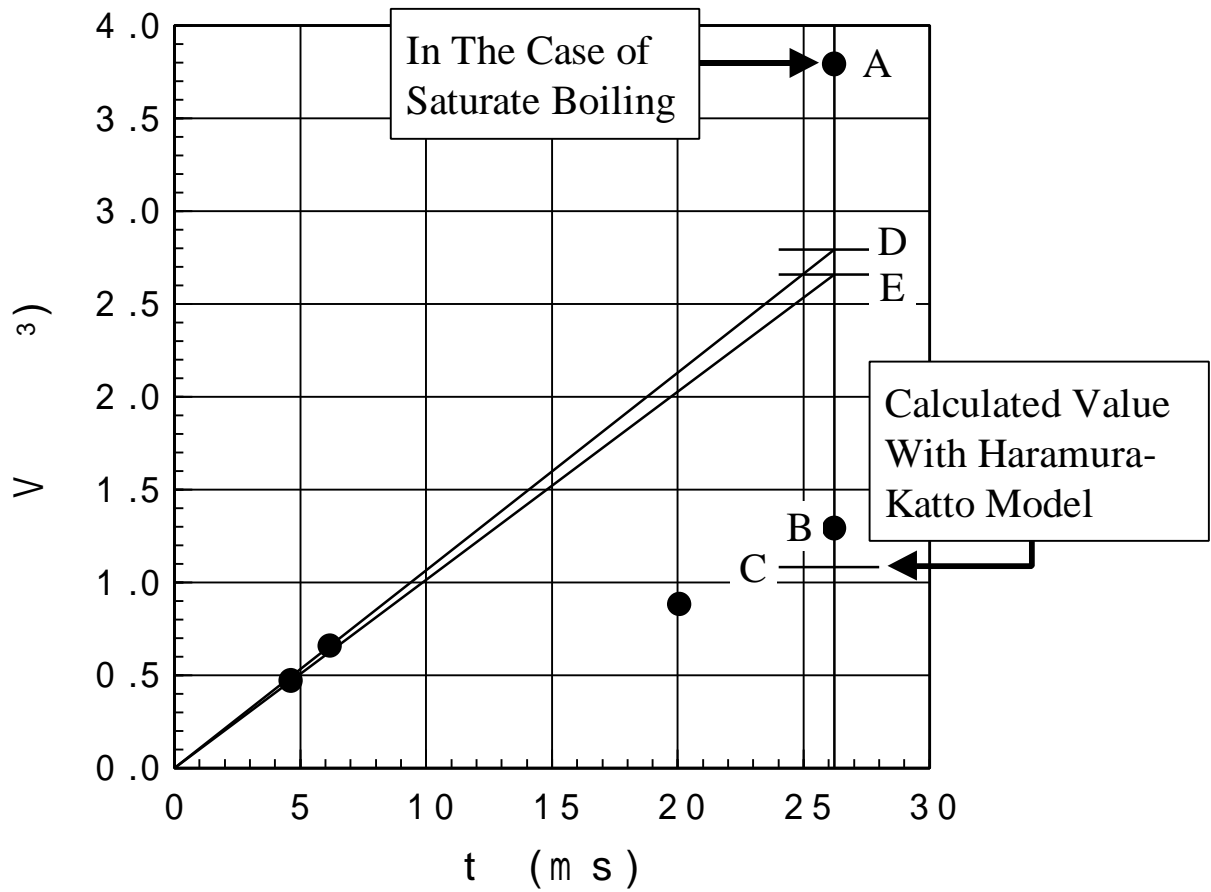


Fig.4.4.1 Bubble volume growing with time

## 謝 辞

この論文を作成するにあたり、庄司教授には、多大なるご指導を頂きまして深く感謝致します。また、貴重なご意見を頂きました丸山助教授、日頃から実験その他のことで大変お世話になりました横谷助手、渡辺技術官に心からお礼申し上げます。さらに研究会その他でお世話になりました井上助手に感謝致します。

博士課程の上野一郎先輩、山口先輩、賀纒先輩にも当研究室に入って以来3年間お世話になりました。

共に実験、研究にあたってくれた4年生の吉井さん、本当に有り難うございました。これからも頑張ってください。

また、いろいろお世話になりました同研究室の高木さん、成瀬さん、小林さん、伊藤さん、阿部さん、徐さんにも謝意を表すと共に、皆様今後のご活躍を期待しております。

## 第五章 結 論

サブクール・プール沸騰において、サブクール度が  $T_{\text{sub}}=0\sim 73\text{ K}$  の限界熱流束の実験を行い、次の結論を得た。

(1) 低サブクール領域 (  $T_{\text{sub}} < 55\text{ K}$  )

- 1)  $A_v/A_w$ 、 $q_{\text{CHF}}$  は実験と分析結果より、良く示されている。
- 2) マクロ液膜初期厚さは CHF によらない。
- 3) サブクール度は CHF に二つの役割を果たしている
  - a) 加熱面全体を覆う合体気泡の出現を遅らせる
  - b) 気泡の凝縮促進

(2) 高サブクール領域 (  $T_{\text{sub}} > 55\text{ K}$  )

前記(1), 3)の作用により、加熱面全体を覆う合体気泡は出現せず、局部的に出現する合体気泡が CHF と密接な関係にあることを示唆している。



## 参考文献

- [1] S.S.Kutateladze, Zh. Tekh. Fiz.,20,p.1389,1950
- [2] N.Zuber, USAEC Report AECU-4439, 1959
- [3] R.F.Gaertner and J.W.Westwater, Chem. Eng. Prog. Symposium Ser., No.30, Vol.56, pp.39-48, 1960
- [4] Y.Katto and S.Yokoya, Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.11, No.6, pp.993-1002, 1968
- [5] Y.Katto and S.Yokoya, Heat Transfer-Japanese Research, Vol.5, No.2, pp.43-65, 1976
- [6] J.F.Davidson and B.O.G.Schueler, Trans. Inst. Chem. Engr., Vol.38, pp.335-342, 1960
- [7] Y.Haramura and Y.Katto, Int.J.Heat Mass Transfer, Vol.26, No.3, pp.389-399, 1983
- [8] S.S.Kutateladze, Isv.Akad.Nauk, S.S.S.R, Otd.Tekh.Nauk, No.4, p.529, 1951
- [9] H.J.Ivey and D.J.Morris, UKAEA Report No.AEEW-R 137, 1962
- [10] M.Shoji, S.Yokoya and Z.L.Huang, Trans. JSME, Vol.58, No.551, pp174-180, 1992