

# 狭隘流路における伝熱モデルの開発

## Development of Heat Transfer Models for Gap Cooling

郡山 民男 (Tamio Kohriyama)\* 村瀬 道雄 (Michio Murase)\*

玉置 知彦 (Tomohiko Tamaki)\*

**要約** 軽水炉のシビアアクシデントにおいては、高温溶融物(デブリ)と原子炉圧力容器(RPV)の間の微小なギャップでの熱伝達モデルが、RPVの健全性評価及び緊急時対応に関し重要な役割を果たす。本報告書は、既存のデータに基づき熱流束に対する過熱度の影響を検討したものである。低過熱度の場合、ギャップ熱流束は流路面積が狭いためプール核沸騰の熱流束より高く、過熱度の増加に伴ってプール核沸騰での熱流束に漸近し、ギャップ上端の気液対向流制限(CCFL)で支配される限界熱流束(CHF)に至る。そこで、無次元の過熱度の関数で表される熱伝達相関式とCHFに関わるKutateladze型のCCFL相関式係数を導出した。このCCFL相関式係数は広い範囲のCHFデータに良く合っている。また、ギャップの傾斜角度の影響も同係数に反映させることができた。高過熱度の場合、ギャップ熱流束の特性曲線はプール沸騰特性曲線と類似した形を保持しつつ過熱度の高い方にシフトした特性となっている。一方、膜沸騰領域は典型的なプール膜沸騰相関式で表すことができた。急冷実験データを反映させることにより、低過熱度の場合と同じ特性式を用いた無次元の過熱度の関数で表される熱伝達相関式とCHFに関わるKutateladze型のCCFL相関式係数を導出した。高過熱度でのCHFは、低過熱度のものより3ないしは4倍大きい。この差は、流動様式の違い及び気液相間の圧力勾配の釣り合いにより精度良く予測できた。

**キーワード** 限界熱流束, 狭隘流路, 過熱度, 気液対向流制限, 傾斜角度

**Abstract** In a severe accident of a light water reactor(LWR), heat transfer models in a narrow annular gap between superheated core debris and a reactor pressure vessel(RPV) are important to evaluate the integrity of RPV and emergency procedures. This paper discusses the effects of superheat on the heat flux based on existing data. In low superheat conditions, the heat flux in the narrow gap is higher than the heat flux in pool nucleate boiling due to restricted flow area. It approaches the nucleate boiling heat flux as superheat increasing and reaches a critical value subject to the counter-current flow limiting(CCFL) at the top end of the gap. A heat transfer correlation was derived as a function of dimensionless superheat and a Kutateladze-type CCFL correlation was deduced for critical heat flux(CHF) restricted by CCFL, which gave good prediction for a wide range of the CHF data. Effect of an angle of inclination of the gap could also be incorporated in the CCFL correlation. In high superheat conditions, the heat flux in the narrow gap maintains a similar shape to the pool boiling curve but shifts the position to a higher superheated side than the pool boiling except film boiling, which could be expressed by the typical pool film boiling correlation. Incorporating quench test data, the heat flux correlation was derived as a function of dimensionless superheat using the same formula for the low superheat and the Kutateladze-type CCFL correlation was deduced for CHF. The CHF at the high superheat was 3-4 times as large as CHF at the low superheat and this difference was well predicted by different flow patterns in the gap and the balance of pressure gradients between gas and liquid phases.

**Keywords** critical heat flux, narrow gap, superheat, counter-current flow limiting, angle of inclination

\* (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

## 1. はじめに

米国スリーマイル島原子炉 2 号機 (TMI-2) の事故では、高温の炉心溶融物が原子炉压力容器 (RPV) の底部に落下し、RPV 内壁が部分的に約 1400 K に達した後、10~100 K/分で急激に冷却されたと評価されており<sup>(1)</sup>、RPV の健全性が維持された。ビデオ観察や解析結果から、高温溶融物 (デブリ) と RPV との間に微小なギャップが存在し、ギャップに侵入した冷却水で RPV が急冷されたと推定されている。このような背景から、原子力の伝熱流動分野でギャップ冷却が注目されるようになった。

制限流路内の自然流動沸騰系の限界熱流束 (CHF) については多くの研究が行われている。例えば門出らの垂直長方形流路<sup>(2)</sup>、垂直円管<sup>(3)</sup>、垂直二重円管<sup>(4)</sup>での実験がある。ただし、これらの実験では流路の下端が解放系となっている。下端が閉塞系である RPV 底部ギャップ冷却 CHF に下端解放系での実験に基づく門出らの評価式<sup>(5)</sup>が使用される場合があるが、下端閉塞系の RPV 底部ギャップ冷却への適用性については十分検討されていない。

下端が閉塞系である実験としては、藤田らが垂直長方形流路<sup>(6)</sup>で下端を閉塞系とした場合と開放系とした場合での熱流束を測定し、気液対向流制限 (CCFL) に支配される CHF を評価している。Chang と Yao は垂直二重円管<sup>(7)</sup>・下端閉塞系で CHF を測定し、CCFL 相関式を用いて評価している。また、小泉らによる垂直二重円管<sup>(8)</sup>、Jeong らによる半球状環状流路<sup>(9)</sup>、Schmidt らによる TMI-2 の RPV 底部の部分模擬<sup>(10)</sup>での CHF 測定がある。しかし、いずれも低過熱度での実験であり、過熱度の影響は明らかでない。

一方、高過熱度での実験例は少ない。大竹らは垂直長方形流路<sup>(11)</sup>で落下液膜による過熱度 200 から急冷 (クエンチ) 過程での熱流束を測定し、プール沸騰と顕著な相違がないことを示しているが、ギャップ幅が広く CCFL は発生していない。Henry と Hammersley は垂直環状流路<sup>(12)</sup>で過熱度 600 からのクエンチ実験を実施しているが熱流束の変化については報告されていない。

炉心溶融物と RPV 底部の間に形成される狭隘流

路での伝熱流動現象を精度よく予測するには、伝熱面での熱流束と流路での CCFL に支配される CHF を区分して評価するとともに、過熱度の影響を明らかにする必要がある。

そこで、本研究では、上記の実験データ<sup>(6)-(12)</sup>を用いて、過熱度が伝熱面熱流束と CHF に及ぼす影響について検討し、評価式を導出した。

## 主要記号

- $A$  : 面積 [m<sup>2</sup>]
- $f$  : 摩擦係数 [-]
- $g$  : 重力加速度 [m/s<sup>2</sup>]
- $h_{fg}$  : 蒸発潜熱 [J/kg]
- $J$  : 見かけ流速 [m/s]
- $K_k^*$  : 無次元流速 ( $= J_k [k^2/g (f - g)]^{1/4}$ )
- $L$  : ラプラス係数 [m] ( $= \{ /g (f - g) \}^{1/2}$ )
- $P$  : 圧力 [Pa]
- $q$  : 熱流束 [W/m<sup>2</sup>]
- $T_{SAT}$  : 過熱度 [K]
- : ボイド率 [-]
- : ギャップ [m]
- : 熱伝導率 [W/m K]
- : 動粘性率 [m<sup>2</sup>/s]
- : 密度 [kg/m<sup>3</sup>]
- : 表面張力 [N/m]
- : 摩擦応力 [Pa]

## 2. ギャップでの伝熱現象

本研究で対象とするギャップ伝熱の概念を図 1 に、過熱度と熱流束の関係の概念を図 2 に示す。表面が固化した高温の炉心溶融物 (デブリ) と RPV 底部との間にギャップが形成され、デブリの上方には十分な量の冷却水が存在する場合を対象としている。

デブリ表面での伝熱によりギャップ内の冷却水が沸騰し、蒸気はギャップ上端から流出する。冷却水は蒸気の上昇流に対向してギャップ内に流入する。準定常状態を仮定すると、ギャップ上端での時間平均の蒸気流出量と冷却水流入量は等しい。

$$J_g A_{CS} = J_f A_{CS} \dots\dots\dots [1]$$

ここで、添え字  $g, f$  は蒸気、液体を、 $CS$  は流路断面を

表す．また，加熱面からの伝熱量とギャップ上端で流出する熱量の差は等しい．

$$q_{H,A} A_H = q_{CS} A_{CS} = \int_g j_g h_{fg} A_{CS} \dots\dots\dots [ 2 ]$$

式[ 2 ]において， $q_{H,A}$  は全伝熱面での平均熱流束であり，本報告で検討する多くの実験が片側加熱であることに対応している．ここで，添え字  $H$  は加熱面を表す．

図 1 に示すようにデブリ表面と RPV 内表面で温度と熱流束が異なる場合には，その相違を考慮する必要がある．従来からの研究<sup>(6),(7)</sup>では，CCFL で冷却水流入量が制限される状態での平均熱流束  $q_{H,A}$  を CHF ( $q_{H,C}$ ) として，CCFL 相関式から蒸気の見かけ流速  $J_g$  を求め， $q_{H,C}$  の評価式を導出している．この CHF は，CCFL 支配であることから，伝熱面の過熱度によらず使用されている．

しかしながら，図 2 に示すように，伝熱様式によっては，伝熱面での熱流束が CCFL で支配される CHF より低くなる可能性がある．また，高温からの冷却過程では，伝熱面上で膜沸騰，遷移沸騰，核沸騰，自然対流伝熱が同時に発生する場合があります．過熱度によらず CHF で一律に扱うことはできない．

そこで，本研究では，図 1 の に示される伝熱面での熱流束と図 1 の に示される流路上端での CCFL で支配される CHF を区分して扱う．まず，実験例が多い低過熱度での伝熱面熱流束と CCFL について評価し，実験例の少ない高過熱度に対しては，低過熱度での結果を参照して評価する．

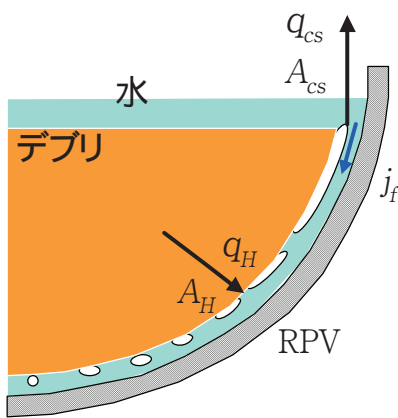


図 1 ギャップ伝熱

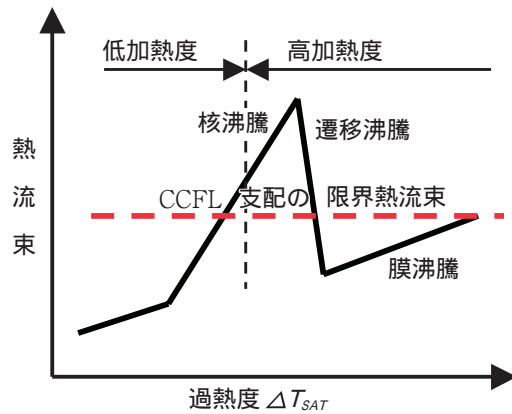


図 2 過熱度と熱流束の関係

### 3. 低過熱度での熱流束と CCFL

#### 3.1 伝熱面での熱流束

下端閉塞系でのギャップ CHF 実験は多いが，その大部分で過熱度が明示されていない．藤田らによる垂直長方形流路<sup>(6)</sup>での熱流束と，Chang と Yao による垂直二重円管<sup>(7)</sup>での CHF を，Kutateladze によるプール核沸騰の評価式<sup>(13)</sup>と比較して図 3 に示す．

ギャップ 0.15 を除き，ギャップが狭いほど低過熱度での熱流束が高く，プール核沸騰での熱流束より高くなっている．これは，流路面積が狭く流速や乱れの影響が大きいためと考えられる．ギャップ熱流束は，熱流束と過熱度の増加に伴ってプール核沸騰での熱流束に漸近し，CHF に至る．この領域での伝熱形態はプール核沸騰と類似していることから，Kutateladze によるプール核沸騰の評価式<sup>(13)</sup>と同じ式を使用し，係数と指数を測定値から決定した．

$$Nu = (q_H / T_{SAT}) (L / j_f) = C (j_f T_{SAT} / j_g h_{fg} j_f)^{n1} (PL / j_f)^{n2} \dots\dots\dots [ 3 ]$$

$$L = \{ j_f / g (j_f - j_g) \}^{1/2} \dots\dots\dots [ 4 ]$$

係数  $C$  と指数  $n1$  は藤田らによる 0.1 MPa での測定値<sup>(6)</sup>から求め，指数  $n2$  は Schmidt らによる 10 MPa での測定値<sup>(10)</sup>から求めた．

$$C = 1.1, n1 = 0.3, n2 = 0.32 \dots\dots\dots [ 5 ]$$

式[ 3 ]と[ 5 ]で表される熱流束は，0.15 を除く藤田らによる測定値の下限値，Chang と Yao による CHF とほぼ一致する．0.6 で過熱度が高い範

囲での熱流束は後述するように CHF とほぼ一致する。0.15 での熱流束が他と異なるのは毛管力の影響によると思われる。ギャップ5 では CHF に達しておらず、高熱流束条件でプール核沸騰熱流束と一致するか、プール核沸騰熱流束より低くなるかは不明である。

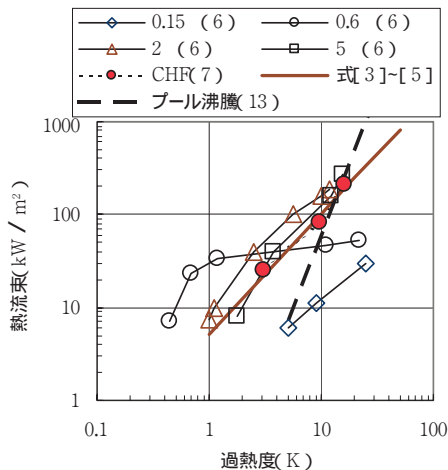


図3 熱流束に対する過熱度の影響

### 3.2 CCFL と CHF

気相の上昇流速が高くなると、気液界面に作用する応力が大きくなり、液相の落下流速が制限され、いわゆる CCFL が生じる。Wallis<sup>(14)</sup>は気相流速と液相流速の関係を次式で表している。

$$(J_g^*)^{1/2} + m(J_f^*)^{1/2} = C_w \dots\dots\dots [6]$$

$m$  と  $C_w$  は実験定数で、 $J_k^*$ ,  $k=f$  or  $g$  は次式で表される無次元流速である。

$$J_k^* = J_k [k/g D (f - g)]^{1/2}, k=f \text{ or } g \dots\dots [7]$$

Kutateladze<sup>(13)</sup>は無次元流速に次式を用いている。

$$K_k^* = J_k [k^2/g (f - g)]^{1/4}, k=f \text{ or } g \dots\dots [8]$$

Collierら<sup>(15)</sup>は次の無次元流速を提案している。

$$H_k^* = J_k [k/g w (f - g)]^{1/2}, k=f \text{ or } g \dots\dots [9]$$

$$w = D^{(1-\lambda)} L \dots\dots\dots [10]$$

式[7]~[9]で異なるのは代表長さであり、式[7]では水力等価直径  $D$ 、式[8]では式[4]で定義されるラプラス係数  $L$  が使用されている。式[9]は、 $\lambda=0$  で式[7]に、 $\lambda=1$  で式[8]に一致する。Bankoffら<sup>(16)</sup>は  $w$  を定式化して各種の流路形状に適用できるようにしている。藤田ら<sup>(6)</sup>は垂直

長方形流路での実験に基づいて式[7]の代表長さに流路幅を使用し、Chang と Yao<sup>(7)</sup>は垂直二重円管での実験に基づいて式[7]の代表長さに環状流路の平均直径を使用しているが、実験条件と RPV 底部での寸法が大きく異なり、適用限界が不明確である。

そこで、寸法に影響されない式[8]に基づいた気相流速と液相流速の関係を表す次式を使用する。

$$(K_g^*)^{1/2} + m(K_f^*)^{1/2} = C_k, m=1 \dots\dots\dots [11]$$

単純化のため  $m=1$  としている。式[1][2]と式[11]から、全伝熱面平均の CHF は次のように表せる。

$$q_{H,C} = q_{CS} (A_{CS}/A_H) = C_e q_g h_{fg} [g (f - g)/g^2]^{1/4} (A_{CS}/A_H) \dots\dots [12]$$

$$C_e = [C_K / \{1 + (g/f)^{1/4}\}]^2 \dots\dots\dots [13]$$

定数  $C_K$  の評価に使用した実験の条件を表1に、CHF 測定値  $q_{H,C}$  から求めた  $C_K$  を水力等価直径  $D$  の影響を評価する形で図4に示す。図4に示すように、大部分が  $C_K=1.0 \sim 1.5$  の範囲にあり、 $C_K=1.2$  とした。

$$C_K = 1.2 \dots\dots\dots [14]$$

表1 CHF 実験条件

	Chang <sup>(7)</sup>	藤田 <sup>(6)</sup>	Jeong <sup>(9)</sup>	Schmidt <sup>(10)</sup>	小泉 <sup>(8)</sup>
流体/ P [MPa]	水/ 0.1 フロン R-113/ 0.1-0.4	水/ 0.1	水/ 0.1-0.3	水/ 1, 5, 10	フロン R-113/ 0.1
流路 形状	環状	長方形	半球	TMI-2の RPV 低部 模擬	環状
加熱面	内面	片面	内面	内面	外面
$A_H$ [m <sup>2</sup> ]	0.0067	0.0036	0.39	0.24	0.025
ギャップ [mm]	0.32, 0.8, 2.58	0.15, 0.6, 2, 5	1, 2	1, 3, 5	0.5, 1, 2, 5

図4の横軸は無次元直径であり、式[7]と[8]の関係は次のようになる。

$$K_k^* = (D^*)^{1/2} J_k^* \dots\dots\dots [15]$$

$$D^* = D/L \dots\dots\dots [16]$$

したがって、小泉らの実験<sup>(8)</sup>のように  $C_K$  が  $(D^*)^{1/2}$  に比例する場合には Kutateladze の式 [11] より

Wallis の式[ 6 ]の方が適しているが, Schmidt らの実験<sup>10)</sup>(特に 10 MPa)では逆の傾向を示している. 広い条件での実験結果を評価するには, 式[ 6 ]より式[ 11 ]の方が適している.  $P=10 \text{ MPa} \cdot D^*=1$  (ギャップ 1 )で  $C_K=1.95$  と他より大きくなっている原因は明確でない.

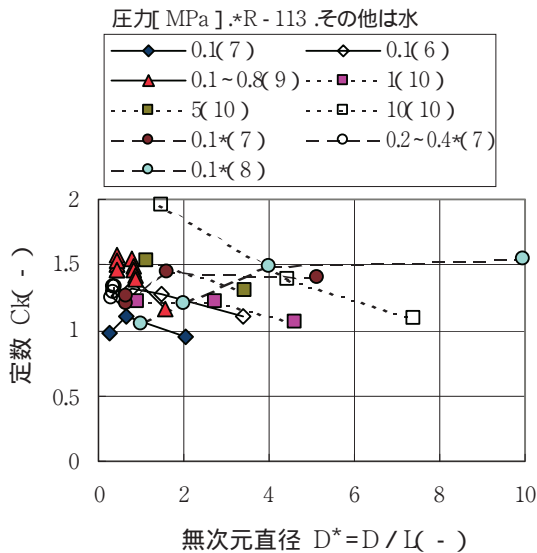


図4 CHF データから得られた CCFL 定数

### 3.3 平均限界熱流束

図 4 に示した CCFL 相関式の定数は実験ごとの相違が大きいため, 気液密度比や伝熱面高さギャップの比などで整理したが, 明確な相関は得られなかった.

式[ 12 ]~[ 14 ]による CHF 計算値と測定値の比較を図 5 に示す. 式[ 12 ] [ 13 ]から明らかなように, CHF は定数  $C_K$  の 2 乗に比例するため, CHF 測定値は計算値の 60% ~ 150% の範囲に分散している. しかし, 圧力 0.1 ~ 10 MPa, 伝熱面積 0.0036 ~ 0.39 m<sup>2</sup>, ギャップ 0.32 ~ 5 の広い条件に対して比較的よく一致している.

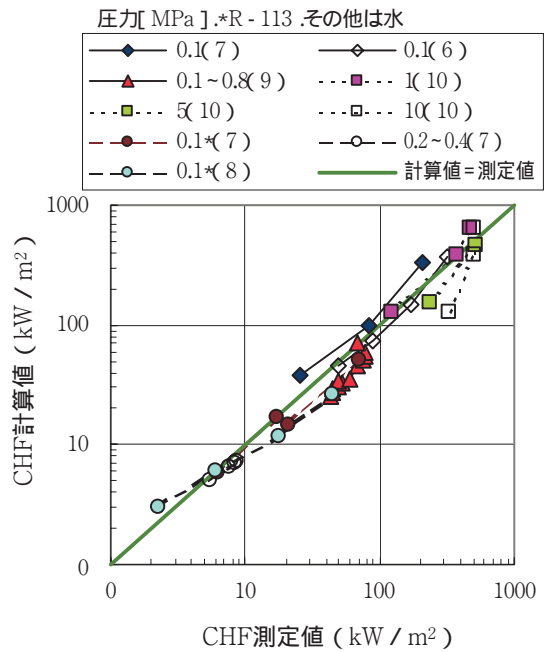


図5 CHF の計算値と測定値の比較

### 3.4 伝熱面過熱度の影響

伝熱面熱流束に対する過熱度の影響と CHF を図 6 に示す. ギャップ 0.15 に対しては, 熱流束の評価式[ 3 ]~[ 5 ], CHF 評価式[ 12 ]~[ 14 ]とも適用できない. ギャップ 0.6 に対しては, 式[ 3 ]~[ 5 ]は低過熱度で熱流束を過小評価するが, 式[ 12 ]~[ 14 ]による CHF 計算値は測定値とよく一致している. ギャップ 2 に対しては, 熱流束を若干過小評価するが, 相互に比較的よく一致している. ギャップ 5 に対しては, 測定値は CHF に至っておらず, 高熱流束において, プール核沸騰熱流束に従うか, 式[ 12 ]~[ 14 ]に従うか明確でない.

ここで用いた表 1 の実験における過熱度は 16 K 以下である. 炉心熔融物の高温からの冷却過程においては, 局部的に膜沸騰・核沸騰・自然対流伝熱が混在し, 総伝熱量が蒸気発生量と冷却水流入量に影響するため, 冷却が終了した低過熱度での伝熱も無視することはできない.

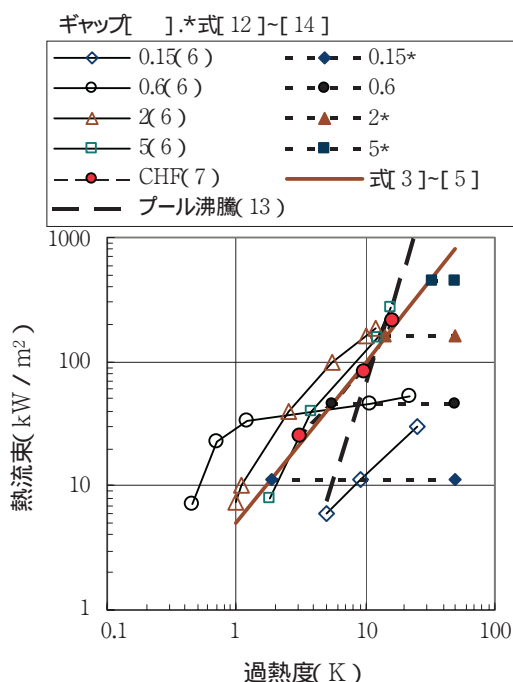


図6 熱流束と CHF に対する過熱度の影響

### 3.5 傾斜角度の影響

本報告では、伝熱面平均での熱流束と CHF について検討したが、3次元解析に適用する場合には、局所の熱流束と CHF、伝熱面の傾斜角度の影響を考慮する必要がある。Horner ら<sup>(18)</sup>は、冷却材にフロン R-134a を用いた長方形流路で伝熱面の傾斜角を 0 ~ 25 度の範囲で変更して熱伝達率を測定し、水平に近づくほど最大熱伝達率と熱流束が低下する結果を報告している。

表 1 の垂直伝熱面では、ポイド率が高くなる上端近くで限界条件になっている。Jeong ら<sup>(9)</sup>による半球状環状流路での実験では上端より下方ではあるが、上端に近い位置で限界条件になっている。また、Schmidt ら<sup>(10)</sup>による実験では平均傾斜角 11 度で水平下向き面に近いが、垂直伝熱面での CHF と顕著な相違はない。したがって、式[12]~[14]の誤差 60% ~ 150% の範囲では傾斜角度の影響を考慮する必要は小さいと考えられる。

但し、評価精度を向上するためには、傾斜角度の影響に着目した実験が望まれるところから、田中ら<sup>(19)</sup>は、大気圧条件下で冷却材に水を用いた長方形流

路で伝熱面の傾斜角を 10 ~ 90 度の範囲で変更して CHF を測定した。水平に近づくほど CHF は低下し、その度合いは、傾斜角における CCFL による CHF:  $q$  が 90 度の CHF:  $q_{90}$  に対し

$$q = q_{90} (\sin \theta)^{1/2} \dots\dots\dots [17]$$

で予測されると報告している。CHF は、式[12] [13]より  $C_K$  の 2 乗に比例するので傾斜角度の影響を考慮した  $C_K$  は 90 度の  $C_{K,90}$ : 式[14]に対し

$$C_K = 1.2 (\sin \theta)^{1/4} \dots\dots\dots [18]$$

となり、この式[18]により傾斜角度の影響を評価できる。

## 4. 高過熱度での熱流束と CCFL

### 4.1 伝熱面での局所熱流束

環状流路での高温からの冷却実験における伝熱面過熱度と熱流束の関係を図 7 に示す。大竹ら<sup>(11)</sup>の実験は垂直長方形流路の片面加熱、ギャップ 8、初期過熱度約 200 であり、落下液膜による急冷(クエンチ)過程での熱流束を測定しているが、ギャップ幅が広く CCFL は発生していない。Henry と Hammersley<sup>(12)</sup>の実験は垂直環状流路の両面加熱、ギャップ 2 であり、初期過熱度約 600 からの冷却過程での温度変化を測定している。図 7 の熱流束は文献に記載の温度変化から算出したものであり、必ずしも正確でない。いずれも大気圧の水・蒸気系での実験であるが、前者は伝熱面平均の熱流束、後者は局所の熱流束である。図中のプール核沸騰には Kutateladze の式<sup>(13)</sup>を、プール膜沸騰には Bromley による次式<sup>(20)</sup>を使用した。

$$q_{FB} = C_{FB} \left[ \left\{ \frac{g}{g_c} \left( \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_g} \right) H^3 / \left( \frac{\mu_g}{g_c} \right)^2 Pr_g \right\} \right. \\ \left. \left\{ \frac{h_{fg}}{Cp_g} \left( \frac{T_{SAT} - T_{SAT,g}}{T_{SAT} - T_{SAT,g}} + 0.5 \right) \right\}^{1/4} \left( \frac{\rho_g (T_{SAT} - T_{SAT,g})}{H} \right) \right] [19]$$

$$C_{FB} = 0.943 \dots\dots\dots [20]$$

ここで、 $H$  は流路高さ、 $\mu_g$  は粘性率、 $Cp$  は定圧比熱である。ギャップ 8 では、CHF はプール沸騰より低い、膜沸騰・遷移沸騰・核沸騰ともプール沸騰とほぼ一致している。

ギャップ 2 では、膜沸騰に対してはプール沸騰に対する式[19] [20]を使用できる。ギャップ 2 の遷移沸騰と核沸騰では、プール沸騰と類似した形

を保持しつつ過熱度の高い方にシフトした特性となっている。そこで、核沸騰に対する式[ 3 ]を適用し、係数  $C$  と指数  $n1$  を実験データ<sup>(12)</sup> から求めた。  
 [核沸騰]

$$C = 2.2, n1 = - 0.1, n2 = 0.32 \quad \dots\dots [ 21 ]$$

[遷移沸騰]

$$C = 1.2 \times 10^{14}, n1 = - 5.5, n2 = 0.32 \quad \dots\dots [ 22 ]$$

圧力依存性を示す指数  $n2$  については、高压データがないため、低過熱度に対する式[ 5 ]の指数を使用した。遷移沸騰では、核沸騰と膜沸騰が交互に発生する状態であると考えられ、伝熱面での固液接触割合<sup>(21)</sup>を考慮した評価式にするのが妥当であるが、熱流束の極大点と極小点に対する信頼性が不確かであることから、核沸騰と同じ形式を使用した。

導出した局所熱流束の評価式と測定値の比較を図 8 に示す。膜沸騰熱流束は、冷却水が溜まる下部で最も高く、冷却水が流入する上部でもプール膜沸騰より高くなっているが、流路が狭いため流速や乱れが大きいためと考えられる。一方、核沸騰と遷移沸騰では位置による顕著な相違はない。

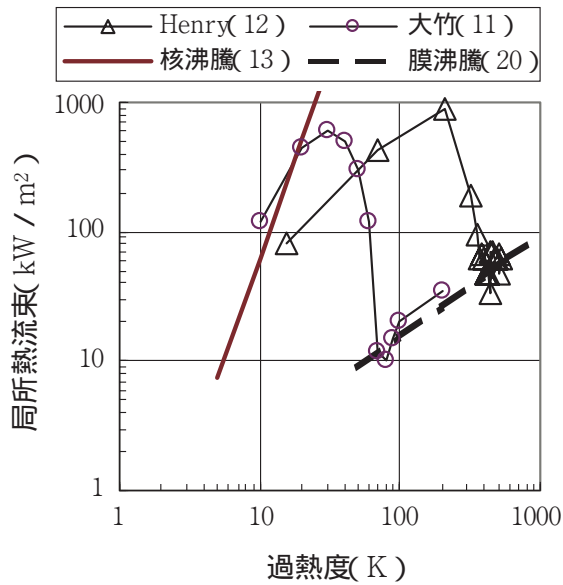


図 7 高過熱度での局所熱流束データ

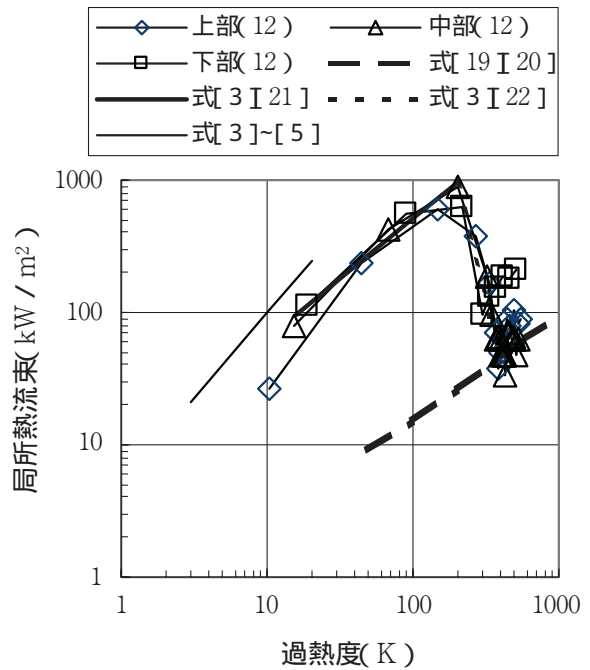


図 8 局所熱流束の評価式とデータの比較

低過熱度に対する評価式[ 3 ]~[ 5 ]と高過熱度に対する評価式[ 3 ] [ 21 ]が不連続であるが、測定値が少なく、原因は不明確である。特に、式[ 3 ] [ 21 ]の低過熱度範囲では温度変化率から熱流束を算出する際の誤差が大きく、実測に基づく精度の高い評価が必要である。

#### 4.2 CCFL と平均熱流束

高温伝熱面の急冷過程では、膜沸騰・遷移沸騰・核沸騰・自然対流伝熱が同時に発生し、場所により過熱度と熱流束が異なる。全伝熱量(平均熱流束)は、流路上端での CCFL と冷却水流入量により制限される場合がある。したがって、CCFL と平均熱流束を評価する必要がある。

Henry と Hammersley の文献<sup>(12)</sup>には 15 点の温度変化が掲載されている。急冷開始から終了までの間、継続して  $2 \pm 1$  点で温度低下率が大きい急冷過程にあることから、伝熱面全体の挙動が検出されていると判断し、15 点での平均過熱度と平均熱流束を算出し、全伝熱面での平均値とした。この結果を図 9 に示す。

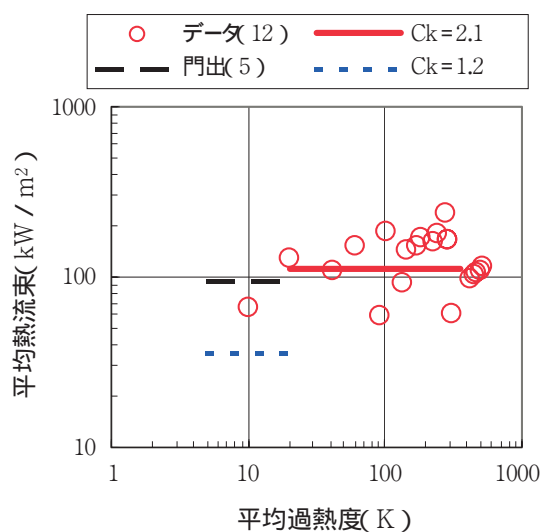


図9 平均過熱度対平均熱流束

局部的に核沸騰が生じている急冷過程では、平均熱流束が図8に示す局所熱流束より大幅に低いことから、CCFLにより冷却水流入量が制限されていると判断し、式[12][13]を適用して、定数 $C_K$ を求めた。

$$C_K=2.1 \dots\dots\dots [23]$$

低過熱度に対する定数 $C_K=1.2$ と高過熱度に対する定数 $C_K=2.1$ が不連続であるが、不連続な現象であるか否かは測定値が少なく不明確である。門出の式<sup>5)</sup>は下端が開放の自然対流条件での実験に基づいているが、過熱度の影響を考慮しない場合には、高過熱度では低過熱度用の定数 $C_K=1.2$ より適切である。但し、後述するように、圧力の影響を過大評価するため、高压条件に適用する場合には注意が必要である。

## 5. ギャップ上端での CCFL

### 5.1 蒸気流速

図9に示した伝熱面平均の熱流束を式[2]を用いてギャップ上端での蒸気の見かけ流速に変換したものを図10に示す。温度の測定点が少ないこと、及びCCFL現象は間欠的で変動が大きいことから測定値のバラツキが大きい。測定値の単純平均は25m/sである。これに対し、低過熱度での定数 $C_K=1.2$ を用いた計算値は約7m/sであり、高過熱度での定数 $C_K=2.1$ を用いた計算値は21m/sと低過熱度の3倍になる。これは、高過熱度では、ギャップ

上端でのCCFLが緩和され、冷却水流入量と蒸気発生量が増加することを意味する。

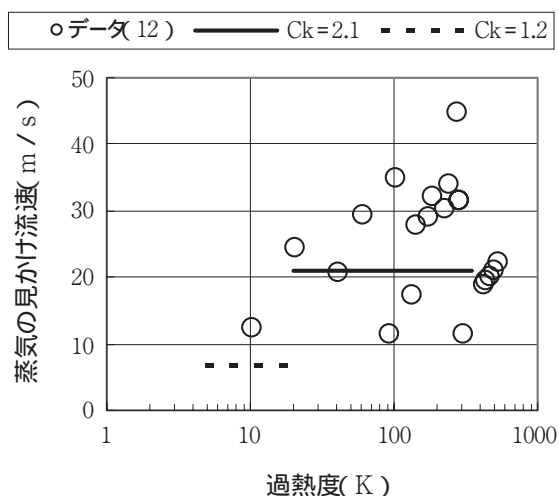


図10 ギャップ上端での蒸気の見かけ流速

### 5.2 流動様式

過熱度による冷却水流入量と蒸気発生量の相違は流動様式によると考えられる。想定される流動様式を概念的に図11に示す。図で長方形断面にしているが、環状流路では展開すれば長方形断面で近似することができる。

低過熱度の実験では、片面加熱であり、非加熱壁側を冷却水が流入し、加熱壁側で発生した蒸気により上部ほどボイド率が高くなることが観察されている。一方、HenryとHammersley<sup>12)</sup>による高過熱度からの冷却実験では、両面が高過熱度であり、過熱面が局部的に急冷されていることから、図11(2)のように冷却水が部分的に流入していると予想される。

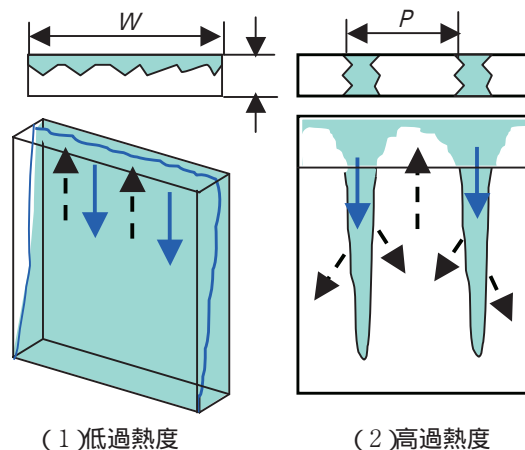


図11 流動様式概念図(W: 流路幅, P: ピッチ)



5.3 CCFL

門出ら<sup>(22)</sup>は、気液対向流の運動量の釣合式と最大流量の条件から垂直円管での CHF を評価している。ここでは、門出らと同様の評価法を図 11 の長方形断面流路に適用する。

気液分離流モデルを使用し、ギャップ上端近くの短い流路を対象にして高さ方向の分布を無視する。気液の圧力勾配は互いに等しい。気相と気液混合相に対する静水頭、壁面摩擦力、気液界面摩擦力を考慮すると次式が成立する。

$$-(dP/dZ) = \rho_g g + (\rho_w L_{wg} + \rho_j L_j) / A_g$$

$$= \{ \rho_g + (1 - \alpha) \rho_g \} g + (\rho_w L_{wg} - \rho_w L_{wf}) / A \dots [24]$$

Z は流路高さ方向変位、 $f_w$  は壁面摩擦応力、 $f_j$  は気液界面摩擦応力、 $L_w$  は壁面濡れ淵長さ、 $L_j$  は気液界面長さ、A は流路断面積である。式[24]の各応力は次のようになる。

$$f_{wg} = (f_w / 8) \rho_g (J_g / \rho_g)^2 \dots [25]$$

$$f_{wf} = (f_w / 8) \rho_f \{ J_f / (1 - \alpha) \}^2 \dots [26]$$

$$f_j = (f_j / 8) \rho_g \{ J_g / \rho_g - J_f / (1 - \alpha) \}^2 \dots [27]$$

また、冷却水流入量と蒸気発生量は等しいことから、次式が成立する。

$$J_f = -(\rho_g / \rho_f) J_g \dots [28]$$

式[24]から圧力勾配を消去し、式[25]~[28]を用いて整理すると次のようになる。

$$8 / (J_g^*)^2 = (f_w / \rho_g^2) (L_{wg} D_h / A) + \{ f_w / (1 - \alpha)^3 \} (\rho_g / \rho_f) (L_{wf} D_h / A) + \{ f_j / \rho_g^3 (1 - \alpha) \} \{ 1 + (\rho_g / \rho_f) / (1 - \alpha) \}^2 (L_j D_h / A) \dots [29]$$

$$J_g^* = J_g / \{ D_h g (\rho_f - \rho_g) / \rho_g \}^{0.5} \dots [30]$$

$$D_h = D \text{ or } 2 \dots [31]$$

$D_h$  は水力等価直径であり、円管では D、長方形流路では(2)である。

垂直円管および長方形流路に対する諸量を表 2 に示す。円管では環状流であり、蒸気と壁面の接触はない。長方形流路での w は流路幅、p は図 11(2) に示す落下水と上昇蒸気のピッチである。長方形流路では、w として両端部の影響を無視している。

表 2 流路面積と境界長さ

	円管	長方形流路用変数値	
		図11(1)	図11(2)
A	$D^2/4$	W	P
$L_{wg}$	0	W	2P
$L_{wf}$	D	W	$2P(1 - \alpha)$
$L_j$	$D^{0.5}$	W	2
$D_h$	D	2	2

式[29]に表2を適用すると、ポイド率と蒸気流速  $J_g$  の関係が得られる。

[円管]

$$2 / (J_g^*)^2 = f_w (\rho_g / \rho_f) / (1 - \alpha)^3 + f_j \{ 1 + (\rho_g / \rho_f) / (1 - \alpha) \}^2 / \{ \rho_g^2 (1 - \alpha) \} \dots [32]$$

[長方形：図 11(1)]

$$4 / (J_g^*)^2 = f_w \{ 1 + (\rho_g / \rho_f)^3 / (1 - \alpha)^3 \} / \rho_g^3 + f_j \{ 1 + (\rho_g / \rho_f) / (1 - \alpha) \}^2 / \{ \rho_g^3 (1 - \alpha) \} \dots [33]$$

[長方形：図 11(2)]

$$2 / (J_g^*)^2 = f_w \{ 1 + (\rho_g / \rho_f)^2 / (1 - \alpha)^2 \} / \rho_g^2 + f_j (\rho_g / \rho_f) \{ 1 + (\rho_g / \rho_f) / (1 - \alpha) \}^2 / \{ \rho_g^3 (1 - \alpha) \} \dots [34]$$

壁摩擦係数  $f_w$  には十分発達した乱流に対する値を使用し、気液界面摩擦係数  $f_j$  には環状流に対する Wallis の<sup>(14)</sup>を使用した。

$$f_w = 0.02 \dots [35]$$

$$f_j = 0.005 \{ 1 + 75 (1 - \alpha) \} \dots [36]$$

式[32]~[34]の計算結果を図 12 に示す。計算条件は、圧力 0.1 MPa、ギャップ 2、円管の直径は水力等価直径に等しい 4 であり、図 11(2) におけるピッチは  $p=50$  である。式[32]~[34]は気液の圧力勾配が釣り合う条件を表しており、ポイド率と蒸気流速を特定することはできない。下部に蒸気、上部に冷却水が存在する不安定な状態であり、気液の交換量(冷却水落下量と蒸気発生・上昇流量)が最も大きい状態が最も安定であると仮定することにより、ポイド率と蒸気流速を特定することができる。この場合、図 10 と比較すると蒸気流速を過大評価しているが、高過熱度での蒸気流速は低過熱度での蒸気流速の約 3 倍であり、図 10 の倍率とほぼ一致する。

したがって、低過熱度での CHF と高過熱度での CHF の相違は流動様式と CCFL の相違に起因する。

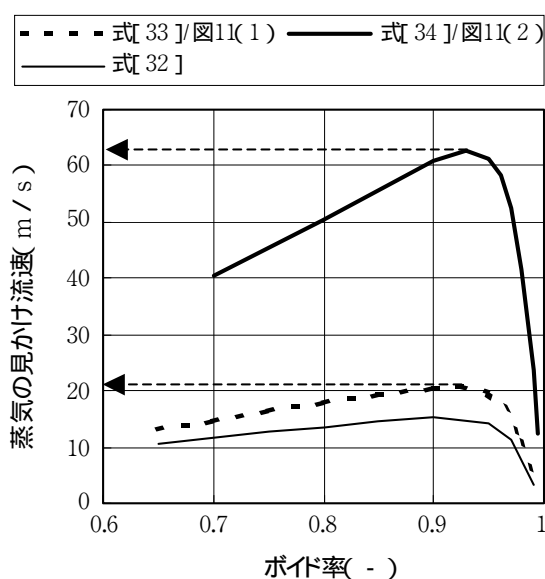


図 12 蒸気の見かけ流速対ボイド率

## 6. 結果の検討

### 6.1 過渡時の局所熱流束

過渡時における局所熱流束の変化を図 13 に示す。加熱過程では、伝熱面の過熱度の増加に伴い、核沸騰評価式[ 3 ]~[ 5 ]に従って熱流束が増加し、限界熱流束(CHF)に至り、膜沸騰に遷移する。CHF は式[ 12 ]~[ 14 ]で表され、膜沸騰伝熱は式[ 19 ]で表せる。

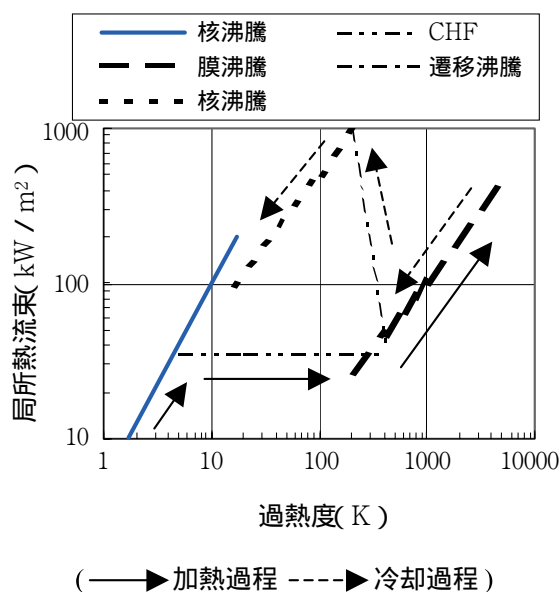


図 13 過渡時の局所熱流束

一方、高温からの冷却過程では、伝熱面の過熱度の低下に伴い、膜沸騰から遷移沸騰、核沸騰に変化する。遷移沸騰伝熱は式[ 3 ]と[ 22 ], 核沸騰伝熱は式[ 3 ]と[ 21 ]で表せる。

このような加熱過程、冷却過程での沸騰伝熱特性はプール沸騰と類似しているが、伝熱評価式は膜沸騰を除いてプール沸騰とは異なる。また、冷却過程において、CCFL により制限される平均熱流束の限界値を考慮する必要がある。この平均 CHF の評価では、次に述べる圧力の依存性に注意する必要がある。

### 6.2 CHF の圧力依存性

図 9 に示したように、大気圧条件では、高過熱度からの冷却過程に対する限界 CHF 評価には式[ 12 ] [ 13 ]において  $C_K=2.1$  を用いるか門出の式<sup>(5)</sup>を用いる方が低過熱度に対する式[ 12 ]~[ 14 ] ( $C_K=1.2$ ) より適切である。また、図 12 に示したように、測定値との定量的な一致はよくないが、気液対向流の運動量の釣合式と最大流速条件から CCFL と CHF を計算することができる。しかし、これらの適用範囲には限界があり、圧力の影響について検討する必要がある。

高圧・高過熱度での測定値がないため、Chun ら<sup>(17)</sup>による測定値と計算値の比較を図 14 に示す。Chun らによる実験は、内径 9.54 の内面加熱で、外径 19.4 , ギャップ 4.93 , 加熱長 1842 であり、最大過熱度 100 K で CHF 発生としている。CHF 測定値は、式[ 12 ] [ 13 ]において  $C_K=2.1$  とした場合と比較的よく一致する。門出の式<sup>(5)</sup>は、圧力に対する変化が大きく、高圧条件では CHF を 1 桁過大評価している。式[ 34 ]と最大流速条件、及び式[ 2 ]を用いて計算した CHF は、圧力に対する変化が大きい他、全般に CHF を過大評価する。これは気液界面摩擦係数の評価式[ 36 ]が空気・水実験に基づいて作成されたことによる。したがって、CCFL と CHF を定量評価するには界面摩擦係数の評価式を改善する必要がある。

CCFL 相関式の定数に  $C_K=2.1$  を使用すると、Chun ら<sup>(17)</sup>による CHF 測定値とよく一致しているが低過熱度からの加熱実験であり、CCFL と CHF 評

価式の信頼性向上には高圧・高過熱度での実験が必要である。

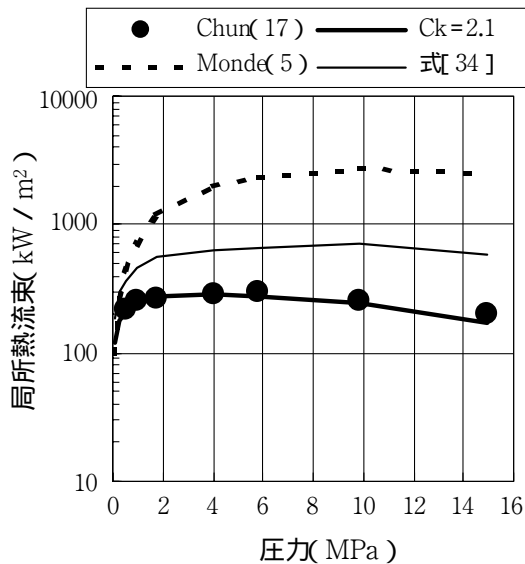


図14 CHFの圧力依存性

## 7. 結論

下端が閉塞された狭隘流路での伝熱流動現象を対象として、従来研究による測定値を用い、局所熱流束とCHFについて検討した。

- (1) Kutateladzeのプール核沸騰熱流束の評価式と同様に、局所熱流束を無次元過熱度の指数乗と無次元圧力の指数乗に比例するとして、従来研究による測定値から係数と各指数を過熱度16Kで低過熱度と高過熱度に分けて求めた。低過熱度の場合、導出した熱流束の評価式[3]~[5]は、プール沸騰より過熱度依存性が小さく、低過熱度ではプール沸騰熱流束より高く、過熱度が増加するとプール沸騰熱流束より低くなる(但し、この範囲では測定値がなく不確かである)。高過熱度の場合、狭隘流路での局所熱流束は、プール沸騰と類似した形を保持しつつ過熱度の高い方にシフトした特性となっている。膜沸騰伝熱はプール膜沸騰の評価式で近似できる。遷移沸騰と核沸騰での熱流束は、式[3][22]と式[3][21]で表せる。
- (2) 低過熱度においては、過熱度と熱流束が増加すると、流路内での蒸気発生量が増加して流路上端

での冷却水流入量が制限されCHFに至る。Kutateladze形CCFL相関式において定数 $C_k=1.2$ を使用すると、導出したCHFの評価式[12]~[14]は、圧力0.1~10MPa、伝熱面積0.0036~0.39 $m^2$ 、ギャップ0.32~5の広い条件に対して、CHFの測定値と60%~150%の範囲で一致した。さらに、流路の傾斜角度の影響も式[18]により取り入れることができた。従って、式[12][13][18]が最終的に導出したCHFの評価式となる。高過熱度においては、急冷(クエンチ)過程で蒸気発生量が増加すると、流路上端でのCCFLにより伝熱面平均の熱流束が制限される。この平均CHFは、式[12][13][23]で表され、低過熱度での平均CHFの3~4倍になる。これは、低過熱度では層状分離流になるのに対し、高過熱度では冷却水が局部的に落下し、気液界面の面積が狭くなりCCFLが緩和されることによる。流路の傾斜角度の影響は実験例が無く不明である。

- (3) 低過熱度における熱流束の評価式[3]~[5]、CHFの評価式[12]~[14]とも、ギャップ0.15には適用できない。この場合には、毛管力の影響を考慮する必要があると考えられる。
- (4) 伝熱面平均のCHFの評価で過熱度の影響を考慮しない場合、大気圧条件では、下端閉塞系の低過熱度実験に基づく評価式より下端開放系の低過熱度実験に基づく門出の式<sup>5)</sup>の方が高過熱度実験に近い結果を与える。但し、門出の式は高圧でのCHFを過大評価する。

## 謝辞

京都大学原子炉実験所の三島嘉一郎教授には有益な助言をいただいた。また、佐賀大学工学部の門出政則教授、米国アイダホ国立工学環境研究所(INEEL)のDr. Joy L. Rempe、(株)日立製作所電力・電機開発研究所の日高政隆主任研究員には文献情報を提供していただいた。

## 文献

- (1) Wolf, J. R., Rempe, J. L., Stickler, L. A., Korth,

- G. E., Diercks, D. R., Neimark, L. A., Akers, D. W., Schuetz, B. K., Shearer, T. L., Chávez, S. A., Thinnes, G. L., Witt, R. J., Corradini, M. L. and Kos, J. A., *TMI-2 Vessel Investigation Project Integration Report*, NUREG/CR-6197, TMI V(93) EG10, EGG-2734, Idaho National Engineering Laboratory, EG&G Idaho, Inc., March 1994.
- (2) 門出, 楠田および上原, “垂直流路内における自然流動沸騰の限界熱流束,” 日本機械学会論文集 (B編), 47 巻 423 号, pp. 2181-2185, 1981-11.
- (3) 門出, 三原および山地, “垂直円管内の自然流動沸騰系の限界熱流束,” 日本機械学会論文集 (B編), 56 巻 531 号, 論文 No. 90-0021 A, pp. 3413-3418, 1990-11.
- (4) 門出, 光武および久保, “垂直二重円管内の自然対流沸騰系の限界熱流束,” 日本機械学会論文集 (B編), 60 巻 571 号, 論文 No. 93-0936, pp. 940-945, 1994-3.
- (5) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., “Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Channels Submerged in Saturated Liquid,” *Transactions of the ASME*, Vol. 104, pp. 300-303, May 1982.
- (6) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., “Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space between Rectangular Surfaces,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, No. 2, pp. 229-239, 1988.
- (7) Chang, Y. and Yao, S., “Critical Heat Flux of Narrow Vertical Annuli with Closed Bottoms,” *Transactions of ASME*, Vol. 105, pp. 192-195, February 1983.
- (8) 小泉, 渡邊, 大竹および安濃田, “垂直狭隘環状流路内対向気液二相流の限界熱流束,” 第 36 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, D221, pp. 375-376, 1999-5.
- (9) Jeong, J. H., Park, R. J., Kang, K. H., Kim, J. H., Kim, S. B. and Kim, H. D., “SONATA-Experiments on In-Vessel Debris Coolability and Retention,” *JAERI-Conf 98-009, SARJ-97 Workshop*, pp. 107-115, October 6-8, 1997, Yokohama, Japan.
- (10) Schmidt, H., Köhler, W., Herbst, O. and Krätzer, W., “Experiments on Heat Removal in a Gap between Debris Crust and RPV Wall,” 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, 36th European Two-Phase Flow Group Meeting, Portoroz, 1-5 June 1998.
- (11) 大竹, 小泉および高橋, “流下液膜による垂直高温圧肉面のリウエッティングに関する研究(沸騰熱伝達特性による検討とモデル化),” 日本機械学会論文集 (B編), 64 巻 624 号, 論文 No. 97-1435, pp. 2547-2555, 1998-8.
- (12) Henry, R. E. and Hammersley, R. J., “Quenching of Metal Surfaces in a Narrow Annular Gap,” Paper Presented at the 5th International Conference on Simulation Methods in Nuclear Engineering, 1996.
- (13) Kutateladze, S. S., “Heat Transfer in Condensation and Boiling,” United States Atomic Energy Commission, Technical Information Service, AEC-tr-3770, 1952.
- (14) Wallis, G. B., *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, 1969.
- (15) Collier, R. P., Bishop, T. A., Dworak, J. A., Flanigan, L. J., Kurth, R. E., Liu, J. S. and Segev, A., “Steam-Water Mixing and System Hydrodynamics Program,” NUREG/CR-0897, BMI-2029, Battelle Columbus Laboratories, June 1979.
- (16) Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. and Hsieh, C. L., “Countercurrent Flow of Air/Water and Steam/Water through a Horizontal Perforated Plate,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, No. 8, pp. 1381-1395, 1981.
- (17) Chun, S. Y., Moon, S. K., Hong, S. D., Yang, S. K. and Chung, M. K., “Critical Heat Flux in a Uniformly Heated Vertical Annulus at Zero Inlet Flow under Various Pressures,” *Proceedings of the 4th JSME- KSME Thermal Engineering Conference*, E114, pp. 1-457 - 1-462, October 1-6, 2000, Kobe, Japan.
- (18) Horner, P., Zeisberger, A. and Mayinger, F.,

- “ Boiling and Flow Regimes in a Gap with Adjustable Inclination and Heating from the Top, ” Ninth International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-9), San Francisco, California, October 3-8, 1999.
- (19) 田中, 齋藤, 三島, 郡山および村瀬, “ 傾斜した狭間隙片面加熱流路における限界熱流束, ” 日本原子力学会 2001 年(第 39 回)春の年会要旨集, 第 1 分冊(総論, 核分裂工学), I28, p. 439, 2001 年 3 月 27 ~ 29 日, 武蔵工業大学.
- (20) Bromley, L. A., “ Heat Transfer in Stable Film Boiling, ” Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 5, pp. 221-227, May 1950.
- (21) 大竹, 白石および小泉, “ 遷移沸騰熱伝達に関する整理式の構築, ” 日本原子力学会 2000 年秋の大会予稿集, 第 1 分冊(総論, 核分裂工学), E1, p. 242, 2000 年 9 月 15 ~ 17 日, 青森大学.
- (22) 門出, 光武および栗原, “ 二相熱サイフォンの限界熱流束の解析的研究(最大流下液量と限界熱流束の関連について), ” 日本機械学会論文集(B 編), 61 巻 591 号, 論文 No. 95-0440, pp. 4101-4108, 1995-11.