

狭隘流路における伝熱モデルの改良

Improvement of Heat Transfer Models for Gap Cooling

長江 尚史 (Takashi Nagae)* 岡野 行光 (Yukimitsu Okano)* 村瀬 道雄 (Michio Murase)*

要約 米国スリーマイル島原子力発電所2号機(TMI-2)の事故では、高温の炉心溶融物(デブリ)が原子炉容器(reactor pressure vessel: RPV)の底部に落下したが、デブリとRPVとの間の微小な狭隘流路に侵入した冷却水により、RPVは急激に冷却され健全性が維持されたと推定されている。本研究では、シビアアクシデント時のRPVの健全性評価を行うため、既存の実験データを用いて狭隘流路での伝熱モデルを開発した。しかし、開発した気液対向流制限(countercurrent flow limitation: CCFL)相関式と沸騰熱流束相関式の高過熱度での適用性は明らかでないため、大学との共同研究として実施した高過熱度からの狭隘流路におけるクエンチ実験データを用い、開発した相関式の適用性を確認した。CCFL特性は準定常加熱実験と非定常クエンチ実験でも顕著な相違がなく、片面加熱と両面加熱でも顕著な相違がないことを明らかにした。両面加熱の場合、核沸騰熱流束は片面加熱の場合より低く流路幅が狭くなるほど低下するため、沸騰熱流束相関式を改良した。

キーワード 狭隘流路, シビアアクシデント, 気液対向流制限, 局所沸騰熱流束, クエンチ実験

Abstract In the TMI-2 accident, high temperature core debris drained into the reactor pressure vessel (RPV) lower plenum, but the RPV inner surface cooled down rapidly and so the vessel integrity was preserved. Investigation of the TMI-2 accident showed that water penetrated into narrow gap between the RPV wall and the debris crust, resulting in heat removal by boiling from the outer surface of the debris and the inner surface of the RPV wall. In this study, heat transfer model for narrow gap was developed using existing experimental data to evaluate the RPV integrity in a severe accident in a light water reactor. The applicability of the empirical correlations of countercurrent flow limitation and local boiling heat flux to high superheat condition was clarified by using the data of quenching experiments, which were performed in cooperation with universities. There was no significant difference in CCFL characteristics between quasi-steady state and quenching experiments and between one-side heated and both-side heated conditions. Nucleate boiling heat flux in both-side heated condition was lower than that in one-side heated and decreased when the gap size was low. The new empirical correlation for nucleate boiling heat flux was derived.

Keywords narrow gap, severe accident, countercurrent flow limitation (CCFL), local boiling heat flux, quenching experiment

1. 序 論

米国スリーマイル島原子力発電所2号機(TMI-2)の事故では、炉心物質の約45%(62トン)が溶融し、この内約20トンが下部プレナムに落下した。しかし、この高温の炉心溶融物(デブリ)と原子炉容器(reactor pressure vessel: RPV)との間の微小な狭隘流路に侵入した冷却水により、RPVは急激に冷却され健全性が維持されたと推定されている⁽¹⁾。そこでRPVの健全性評価を行うためには、デブリとRPVとの間に形成された狭隘流路における伝熱モデルが必要となる。

伝熱モデルには、門出らの下端開放系での実験に基づく限界熱流束(critical heat flux: CHF)の評価式⁽²⁾が使用される場合があるが、下端閉塞系のRPV底部狭隘流路における冷却への適用性は十分検討されていない。下端を閉塞した狭隘流路での実験は、その多くが低過熱度の準定常加熱状態におけるCHFを測定しているため^{(3)~(10)}、過熱度の影響が明らかでなく、高温のRPVの冷却への適用性も不明である。一方、高過熱度からの冷却実験は極めて少なく、Henry and Hammersley⁽¹¹⁾は流路幅2mmの垂直環状流路で過熱度600Kからのクエンチ実験を行っているが、熱流束変

* (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

化は報告されていない。

本研究では、デブリと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ため、伝熱面での熱流束と流路での気液対向流制限 (countercurrent flow limitation: CCFL) を評価し、過熱度の影響を明らかにすることを目的とした。これまでに、CHFデータ^{(3)~(10)}に基づいてギャップへの流入水量を計算するためのCCFL相関式を導出するとともに^{(12)~(14)}、Henry and Hammersley⁽¹¹⁾のクエンチ実験に基づき沸騰熱流束の相関式を導出した。しかし、高過熱度に対するこれらの相関式の適用性は十分には検証されておらず、過熱度の影響を明らかにする必要があるため、工学院大学及び京都大学と共同研究として狭隘流路における高過熱度からのクエンチ実験^{(15),(16)}を行った。

本報告では、これらクエンチ実験データを用いて、高過熱度に対するCCFL相関式と沸騰熱流束相関式の適用性を確認するとともに、相関式の一部を改良した。

記号

A	: 面積 (m^2)
C_k	: CCFL 定数 (-)
C_p	: 定圧比熱 ($kJ/kg \cdot K$)
D_h	: 水力等価直径 (m)
D_h^*	: 無次元水力等価直径 ($= D_h/L_L$)
g	: 重力加速度 (m/s^2)
H	: 流路高さ (m)
h_{fg}	: 蒸発潜熱 (kJ/kg)
J	: 見かけ流速 (m/s)
K_k^*	: 無次元流速 ($= J_k [\frac{2}{g} (\frac{1}{f} - \frac{1}{g})]^{1/4}$)
L	: 代表長さ (m)
L_L	: ラプラス定数 (m) ($= \{ \frac{1}{g} (\frac{1}{f} - \frac{1}{g}) \}^{1/2}$)
Nu	: ヌセルト数 (-)
P	: 圧力 (Pa)
Pr	: プラントル数 (-)
q	: 熱流束 (kW/m^2)
T_{SAR}	: 過熱度 (K)
	: 熱伝導率 ($kW/m \cdot K$)
	: 粘性率 ($Pa \cdot s$)
	: 動粘性 (m^2/s)
	: 密度 (kg/m^3)
	: 表面張力 (N/m)

添字

CS	: 流路面積
f	: 液相
FB	: 膜沸騰
g	: 気相
H	: 伝熱面
NB	: 核沸騰
TB	: 遷移沸騰
IS	: 片面加熱
$2S$: 両面加熱

2. 狭隘流路での伝熱モデル

本研究で対象とする狭隘流路での伝熱状況を図1に、過熱度と熱流束の関係を図2に示す。表面が固化した高温のデブリとRPV底部との間に狭隘流路が形成され、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狭隘流路内の冷却水が沸騰し、蒸気は狭隘流路上端から流出する。冷却水は蒸気の上昇流に対向して狭隘流路内に流入し気液対向流状態となる。蒸気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、水の落下流速が制限され、いわゆるCCFLが生じる。そこで本研究では、図1の に示される流路上端でのCCFLで支配される平均CHFと、図1の に示される伝熱面での熱流束を区分して扱い、CCFL相関式と沸騰熱流束相関式を導出した。

準定常状態を仮定すると、狭隘流路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。

$$J_g A_{CS} = J_f A_{CS} \quad (1)$$

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から流出する蒸気の潜熱は等しい。

$$q_{ave} A_H = q_{CS} A_{CS} = J_g J_g h_{fg} A_{CS} \quad (2)$$

式(2)において、 q_{ave} は全伝熱面での平均熱流束である。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。伝熱面平均の限界熱流束 (平均CHF) は、CCFLで流入水量が制限される状態での平均熱流束 q_{ave} として、CCFL相関式から蒸気の見かけ流速 J_g を求め、算出することができる。この平均CHFは、CCFL支配であることから、伝熱面の過熱度によらず

使用される。

しかし、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で支配される平均CHFより低くなる場合がある。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、過熱度によらず平均CHFで一律に扱うことはできない。

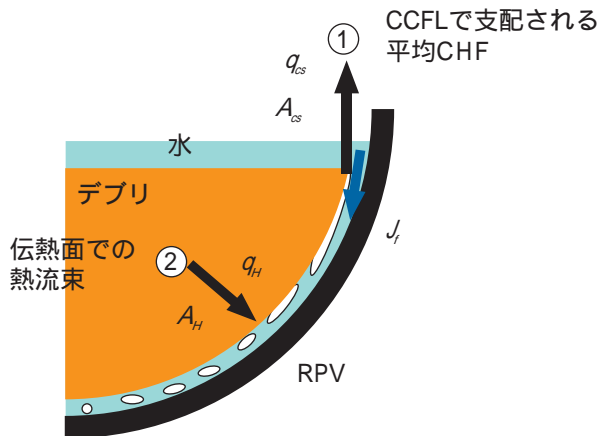


図1 RPV下部における伝熱

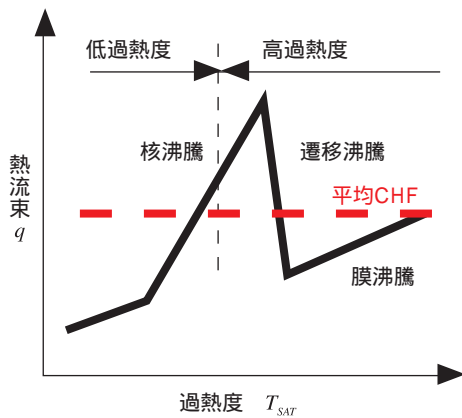


図2 過熱度と熱流束の関係

2.1 CCFL 相関式

Wallis⁽¹⁷⁾は気相流速と液相流速の関係式を表している。このWallisのCCFL相関式に、Kutateladze⁽¹⁸⁾の無次元流速を適用すると、次式で表すことができる。

$$(K_g^*)^{1/2} + m (K_f^*)^{1/2} = C_K, m = 1 \quad (3)$$

$$K_k^* = J_k [\frac{k}{g} (\frac{f}{g})]^{1/4}, k=f \text{ or } g \quad (4)$$

mとC_Kは実験定数で、K_k^{*}は無次元流速である。簡単

化のためm=1とした。式(1)、(2)と式(3)、(4)から、全伝熱面に対する平均CHFは次のように表せる。

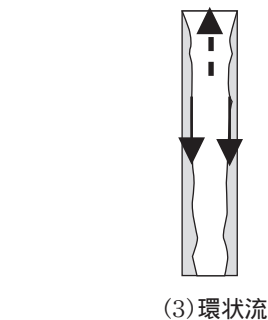
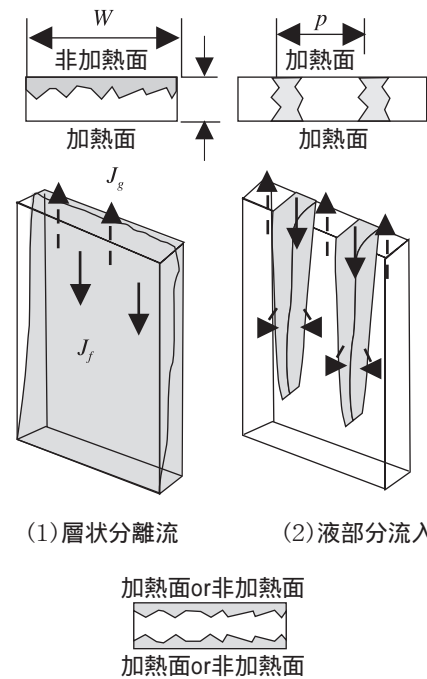
$$q_{ave} = q_{CS} (A_{CS}/A_H) = C_e \frac{g}{h_{fg}} [g (\frac{f}{g}) / \frac{g}{g}]^{2-1/4} (A_{CS}/A_H) \quad (5)$$

$$C_e = [C_K / \{1 + (\frac{g}{f})^{1/4}\}]^2 \quad (6)$$

狭隘流路における流動様式は、図3のように考えることができる。低過熱度の準定常加熱状態におけるCHFデータ^{(3)~(10)}は片面加熱実験であり、図3(1)のように非加熱面側を冷却水が侵入し、加熱面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。これらCHFデータより、層状分離流ではC_k=1.2とした⁽¹⁴⁾。

$$C_k = 1.2 \text{ (層状分離流)} \quad (7)$$

一方、Henry and Hammersley⁽¹¹⁾の高過熱度からのクエンチ実験では、加熱部が局部的に急冷されていることから、図3(2)のように冷却水が部分的に流入して



(W: 流路長さ, p: ピッチ)

図3 流動様式概念

いと予想される．このクエンチ実験データより平均熱流束を求め、液部分流入では $C_k=2.1$ とした⁽¹⁴⁾．

$$C_k=2.1 \quad (\text{液部分流入}) \quad (8)$$

式(3)～(7)は低過熱度の準定常加熱実験に基づいているため、高過熱度からのクエンチ実験データを評価し、高過熱度への適用性を確認する必要がある．

2.2 沸騰熱流束相関式

高温からの冷却過程では、沸騰様式は伝熱面の過熱度に依存し、図2に示すように膜沸騰、遷移沸騰、核沸騰、自然対流伝熱に変化する．低過熱度での核沸騰熱流束の相関式は、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⁽¹⁸⁾と同じ式を使用し、低過熱度の準定常加熱状態における実験データ^{(3),(4),(8)}から係数と指数を決定した．

$$Nu = (q_H / T_{SAT}) (L_L / \rho_f) = C (\rho_f T_{SAT} / \rho_g h_{fg})^{n1} (PL_L / \rho_f) ^{n2} \quad (9)$$

$$L_L = \{ \rho_f / (\rho_f - \rho_g) \} ^{1/2} \quad (10)$$

【核沸騰（低過熱度）】

$$C = 1.1, \quad n1 = 0.3, \quad n2 = 0.32 \quad (11)$$

ここで Nu はヌセルト数、 k は熱伝導率、 σ は表面張力である．高過熱度における核沸騰熱流束の相関式は、Henry and Hammersley⁽¹¹⁾のクエンチ実験での温度測定値から熱流束を計算して導出した．核沸騰と遷移沸騰ではプール沸騰と類似した形を保持しつつ高過熱度側にシフトした特性を持っており、式(9)を適用して係数と指数を求めた．

【核沸騰（高過熱度）】

$$C = 2.2, \quad n1 = -0.1, \quad n2 = 0.32 \quad (12)$$

【遷移沸騰】

$$C = 1.2 \times 10^{14}, \quad n1 = -5.5, \quad n2 = 0.32 \quad (13)$$

また、膜沸騰ではプール膜沸騰に対する Bromley⁽¹⁹⁾による次式を使用した．

$$q_{FB} = C_{FB} \{ [g \rho_g (\rho_f - \rho_g) H^3 / \rho_g^2] Pr_g \{ h_{fg} / Cp_g T_{SAT} + 0.5 \} \} ^{1/4} (\rho_g T_{SAT} / H) \quad (14)$$

$$C_{FB} = 0.943$$

ここで、 H は流路高さ、 μ は粘性率、 Cp は定圧比熱である．

式(12),(13)は Henry and Hammersley⁽¹¹⁾のクエンチ実験での温度変化のグラフから読取って導出したものであり、高過熱度からのクエンチ実験データにより精度を確認する必要がある．

3. 高過熱度からのクエンチ実験

高過熱度に対する CCFL 相関式と沸騰熱流束相関式の適用性は、工学院大学及び京都大学との共同研究で実施したクエンチ実験^{(15),(16)}データを用いて評価した．ここでは、行われたクエンチ実験の概要について説明する．

工学院大学と共同で実施したクエンチ実験の試験部⁽¹⁵⁾を図4に示す．片面加熱実験では、SUS303 円筒の内部に耐熱ガラス管が挿入され、環状狭隘流路が形成された．試験部の条件を表1に示す．伝熱面は SUS303 円筒の外周に巻かれたシースヒータにより加熱される．SUS303 円筒の外部から内表面 2mm の位置まであけられた孔に熱電対をとりつけ試験部温度が測定された（上端より TC1:17mm, TC2:42mm, TC3:67mm, TC4:92mm, TC5:117mm, TC6:142mm, TC7:167mm, TC8:192mm）．両面加熱実験では、内管をガラス管から SUS303 円筒に変更し、外管、内管ともに加熱した．この時の試験部の条件を表2に示す．

実験では伝熱面が高過熱度（過熱度 300 ～ 400K）まで加熱され、上部プレナムに導かれた飽和水が試験部流路に落下する．この時の壁面温度データをもとに一次元半径方向非定常熱伝導の逆問題を解き、伝熱面温度と熱流束が求められた．実験は上部プレナム圧力 0.1 MPa で行われた．

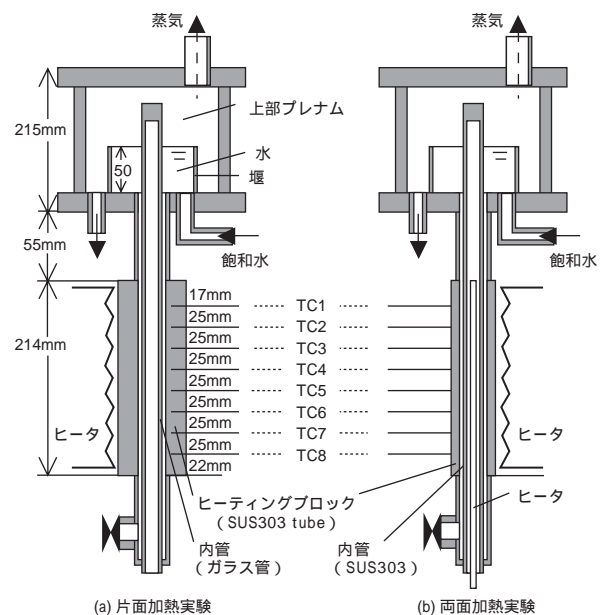


図4 工学院大学での試験部⁽¹⁵⁾

表1 試験部条件(片面加熱実験)

外管内径 (mm)	内管外径 (mm)	流路幅 (mm)
41	40	0.5
40	38	1.0
40	36	2.0
40	30	5.0
40	20	10.0

表2 試験部条件(両面加熱実験)

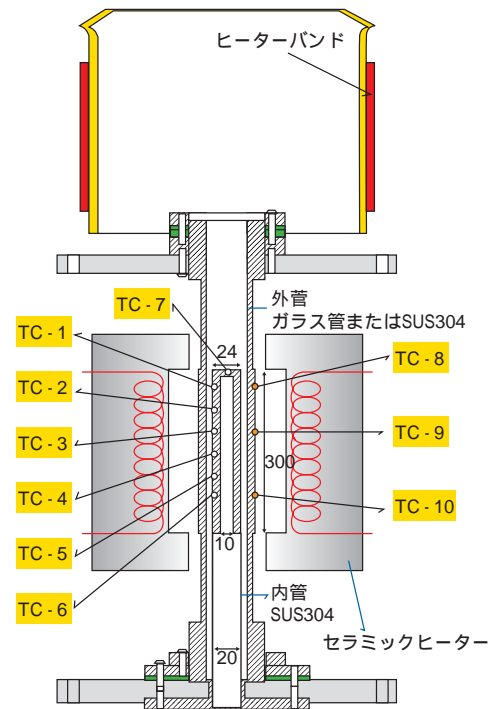
外管内径 (mm)	内管外径 (mm)	流路幅 (mm)
40	39	0.5
40	38	1.0
40	36	2.0
40	30	5.0

京都大学と共同で実施した高過熱度からのクエンチ実験の試験部⁽¹⁶⁾を図5に示す。試験部は同心鉛直二重管により環状狭隘流路が形成された。内管はSUS304で伝熱面高さ300mm、外径24mmの円筒である。片面加熱実験では外管はガラス管で、両面加熱実験ではSUS304である。試験部の条件を表3に示す。内管の高さ方向7カ所において、内部から外表面まであけられた孔に熱電対を通し、外表面に設置し温度が測定された(内管上端よりTC1:20mm, TC2:60mm, TC3:100mm, TC4:140mm, TC5:200mm, TC6:240mm, TC7は内管上端)。外管がSUS304の場合には外管の外表面温度も測定された。

実験では、試験部が外側からセラミックヒーターによるふく射加熱により高過熱度(過熱度700K)まで加熱される。加熱後、上部プレナムで飽和温度まで加熱された水が試験部流路を落下する。この時の壁面温度データより一次元半径方向非定常熱伝導の逆問題を解き熱流束が求められた。なお、上部プレナムは大気開放状態である。

表3 試験部条件(*は片面加熱実験のみ)

外管内径 (mm)	内管外径 (mm)	流路幅 (mm)
26	24	1.0
28	24	2.0
30*	24	3.0*
32	24	4.0

図5 京都大学での試験部⁽¹⁶⁾

4. 伝熱関連式の改良

4.1 CCFL 関連式

工学院大学と共同で実施した高過熱度からのクエンチ実験⁽¹⁵⁾のうち、片面加熱、流路幅2mm、初期過熱度が約300Kにおける熱流束の時間変化を図6に示す。図中にBromley⁽¹⁹⁾によるプール膜沸騰熱流束(係数0.62, 代表長さ伝熱面平均高さ $H/2$ を使用)を示す。また、高さ方向8点の平均熱流束の時間変化を図7に示す。図中、周方向180度の平均熱流束も併記している。100~400秒では膜沸騰により熱流束が制限される。約400秒で下端の熱電対TC8で膜沸騰から遷移沸騰、核沸騰に移行し、平均熱流束が急増していることから、クエンチを開始していることが分かる。以後、下方から上方に順次クエンチが進行する。各熱電対位置で最大熱流束に達した時に平均熱流束が極大になっているが、点で測定しているためであり、伝熱面での平均熱流束はほぼ一定と考えられる。一般的に核沸騰熱流束は膜沸騰熱流束より1桁以上大きい、400~800秒での平均熱流束は膜沸騰の2~3倍であることから、伝熱量はCCFLで制限される流入水の潜熱に等しくなっていると考

えられる。

加熱部上端での流動様式は、片面加熱実験では対面に落下液膜が形成されていることから、ボトム・アップ・クエンチでは片面に落下液膜を伴う層状分離流、トップ・ダウン・クエンチでは両面に落下液膜を伴う環状流になる。ギャップ上端では、加熱部の上方に非加熱部があるため、クエンチ状態によらず環状流になる。

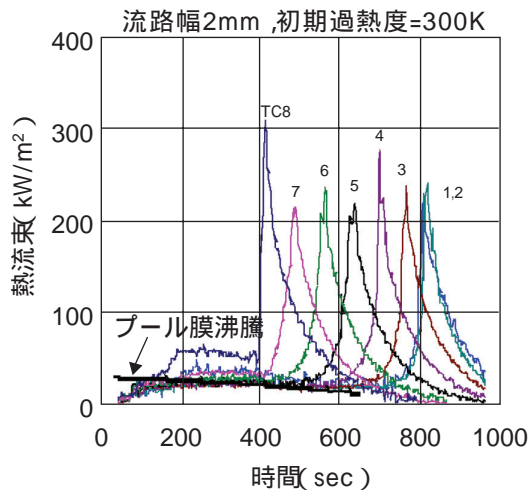


図6 片面加熱実験における熱流束の時間変化

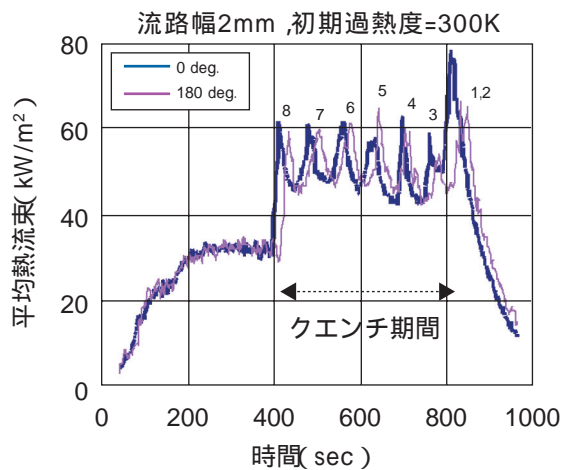


図7 片面加熱実験における平均熱流束

実験流路内での総伝熱量が CCFL で制限される流入水の潜熱に等しい場合、流路上端での蒸気流速は次式で計算できる。

$$J_g = \frac{q_{ave,out} A_{H,out} + q_{ave,in} A_{H,in}}{\rho_g h_{fg} A_{CS}} \quad (15)$$

$$J_f = \frac{\rho_g}{\rho_f} J_g \quad (16)$$

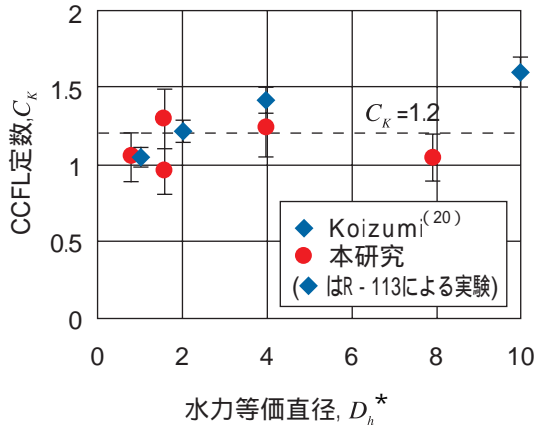
式(15),(16)で求めた気液の流速を CCFL 相関式(3),(4)

に代入すれば CCFL 定数が求まる。

局所熱流束の測定値から CCFL 定数を求めるには伝熱面平均熱流束を評価する必要がある。そこで、周方向の熱流束分布は一樣と近似し、任意の極大熱流束検出時から次の極大熱流束検出時までのクエンチ進行速度は一定と仮定して、熱流束の時間変化を高さ方向分布に置き換えて伝熱面平均熱流束を計算した。具体的には図6における極大熱流束から次の極大熱流束までの各測定点での熱流束を時間平均し、8点での時間平均値を加算平均して伝熱面平均熱流束とし、式(3),(4),(15),(16)を用いて CCFL 定数を計算した。なお、実験では試験部で発生した蒸気の質量流量も測定しており、質量流量から蒸気流速 J_g を求め平均熱流束を計算した結果と比較ところ、上述の計算値とほぼ一致し評価方法の妥当性を確認している。

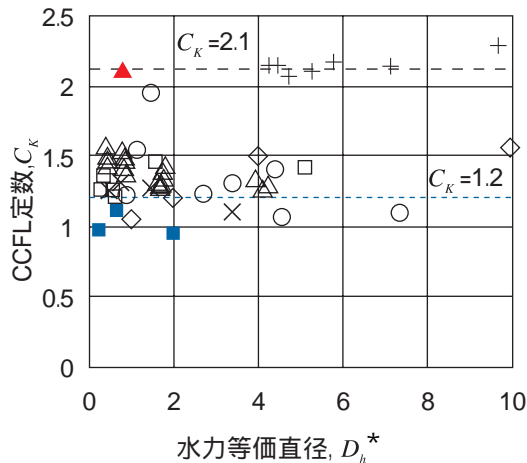
$$\text{片面加熱での CCFL 定数を無次元水力等価直径 } D_h^* ; \\ D_h^* = D_h / L_L \quad (17)$$

で整理した結果を図8に示す。従来実験の条件は流路形状が異なる他、圧力 0.1 ~ 10MPa、流路幅 0.32 ~ 5mm、伝熱面積 0.0036 ~ 0.39m² と広い条件を含む。片面加熱では一般に層状分離流になるが、Tanakaらの実験⁽⁹⁾では幅 40mm の矩形流路の両端に 5mm の非加熱部があり、両端の非加熱部を液が落下する液部分流入になり、CCFL 定数が大きくなっている。Chunらの実験⁽¹⁰⁾でも CCFL 定数が大きい、その理由は明確でない。Tanakaらと Chunらの実験を除いて、CCFL 定数は $C_K=1.0 \sim 1.5$ であり、水と R-113、準定常加熱実験とクエンチ実験で顕著な相違はなく、実験条件の相違の影響が大きい。直径 0.5m の半球状環状流路での Parkら⁽⁷⁾の実験では伝熱面の大部分に過熱領域が拡大した時に CHF と判定しているため他の実験より CCFL 定数が大きい。TMI-2 の形状を縮小模擬した直径 0.55m での Schmidtら⁽¹⁰⁾の実験は高压条件 (~ 10MPa) であり、測定値のバラツキが大きい。本実験による CCFL 定数は初期過熱度 300 ~ 400K での測定値であり、冠水期間中の平均値を示す。クエンチの推移から加熱部上端での流動様式は層状分離流か環状流と推定されるが、非加熱部を含むギャップ上端では環状流になる。CCFL 定数の平均値は $C_K=1.1$ であり、準定常加熱実験に基づく式(7)の $C_K=1.2$ と顕著な差はない。



(a)クエンチ実験

× Fujita⁽³⁾ ■ Chang⁽⁴⁾ □ Chang⁽⁴⁾ ◇ Koizumi⁽⁵⁾
 △ Park⁽⁷⁾ ○ Schmidt⁽⁸⁾+ Chun⁽¹⁰⁾ ▲ Tanaka⁽⁹⁾
 (□, ◇はR-113による実験)



(b)準定常加熱実験

図8 片面加熱実験におけるCCFL定数

両面加熱でのCCFL定数を図9に示す．Henry and Hammersley⁽¹¹⁾の実験は二重円管で構成される試験部を恒温槽で過熱度600Kに加熱した後に飽和水を供給して環状流路の両面を冷却したものである．文献では熱電対の位置が明確でないが，両面の過熱度が等しいことから図3(2)の液部分流入と考えられる．本実験でも両面の初期過熱度はほぼ等しいが，外管の熱容量が小さく温度低下が早いことから加熱部上端では主として層状分離流になると推定され，非加熱部を含むギャップ上端では環状流になる．ギャップ0.5mmと1.0mmでのCCFL定数の計算期間では，内管上部TC1がクエンチしていることから加熱部上端で環状流と推定した．また，下端の熱電対TC8はクエンチしておらず，測定区間が冠水前でありCCFL定数を過小評価している可能性がある．

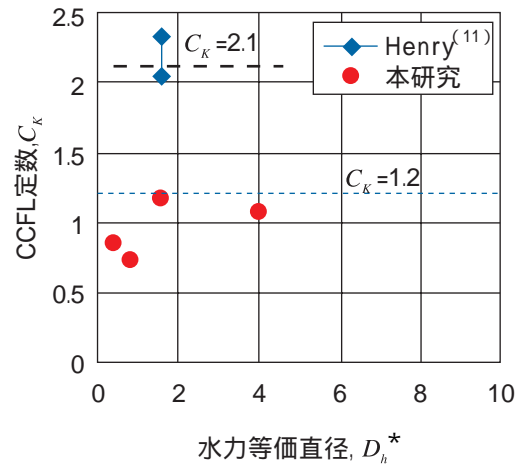


図9 両面加熱実験におけるCCFL定数

熱流束が大きくなるクエンチ期間では冷却水の流入量と総伝熱量はCCFLで制限される．準定常を仮定すると，CCFL相関式に基づく総伝熱量は次式で表せる．

$$\frac{q_{ave,out}A_{H,out} + q_{ave,in}A_{H,in}}{\rho_g h_{fg} \{g\sigma(\rho_f - \rho_g)/\rho_g^2\}^{1/4}} = \left\{ \frac{C(L^*)^{1/4}}{1 + (\rho_g/\rho_f)^{1/4}} \right\}^2 A_{CS} \quad (18)$$

$$L^* = L/L_L \quad (19)$$

ここで L は代表長さである．本実験によるCCFL定数は，図10に示すように次式で表せる．

$$C_K = C(L^*)^{1/4} = (1 \pm 0.15) \min(D_h^*)^{1/4}, 1.15 \quad (20)$$

上式は， $D_h^* < 1.75$ ではCCFL相関式の代表長さに水力等価直径を用いCCFL定数 $C=1.0$ ， $D_h^* > 1.75$ ではラプラス定数を用い $C_K=1.15$ ，バラツキの範囲 $\pm 15\%$ であることを示す．

本実験ではギャップ上端の両面が高過熱度で濡れない条件，液部分流入でのCCFL定数 $C_K=2.1$ の妥当性については確認できなかった．式(17)において，両面が同時にクエンチする場合には各面での平均熱流束を特定できないが，実機では過熱度が低いRPV壁が先にクエンチすると推定されるため，デブリ側の熱流束は膜沸騰として式(14)で計算でき，実用上は問題ないとする．RPV底部の水中にデブリが落下した場合に対するCCFL相関式とCCFL定数の適用性については別報⁽²¹⁾で検討する．

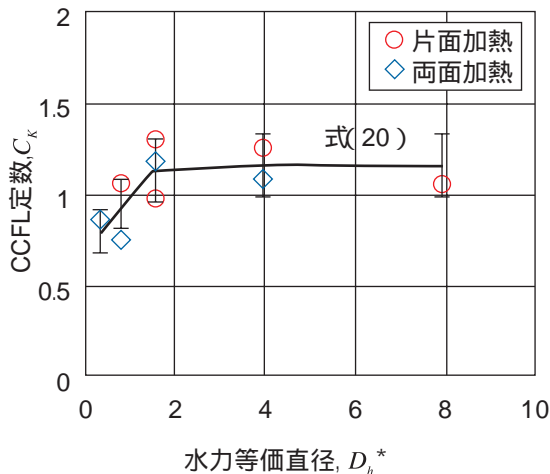


図10 本実験でのCCFL定数

4.2 沸騰熱流束の相関式

京都大学と共同で実施した高過熱度からのクエンチ実験⁽¹⁶⁾のうち、片面加熱、流路幅3mmの場合の沸騰熱流束を図11に、片面加熱、流路幅1~4mm、測定点TC-1における沸騰熱流束を図12に示す。図中、NB-L, NB-H, TB, FBは、それぞれ低過熱度の核沸騰、高過熱度の核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰の熱流束相関式を表す。

図11,12において、核沸騰では低過熱度の範囲を除いて高過熱度に対する式(9),(12)は測定値と比較的よく一致している。式(9)~(12)は低過熱度に対して熱流束を過大評価するが、この範囲では温度測定誤差が熱流束の測定値に与える影響が大きく、RPVの健全性評価では低過熱度での熱流束の影響は小さいため実用上の問題はない。式(9)には圧力項 $(PL_L/\rho_f g h_{fg})^{n2}$ が含まれているが、高過熱度の式(12)の指数 $n2=0.32$ は低過熱度の式(11)の指数を使用しており、高過熱度での圧力依存性は確認されていない。そこで、高過熱度では圧力項 $(PL_L/\rho_f g h_{fg})^{0.32}$ を削除し、式(9),(12)を大気圧における相関式に変更した。

$$q_{NB,LS} = 32 \left(\frac{T_{SAT}}{T_f} \right)^{-0.1} \left(\frac{h_{fg}}{L_L} \right)^{-0.1} \left(\frac{PL_L}{\rho_f g h_{fg}} \right)^{0.32} \quad (21)$$

なお、式(21)の高圧条件への適用性は別報⁽²¹⁾で検討する。流路幅1mmでは最大熱流束が低下しているが、これはCCFLにより平均熱流束が低下することによる。

遷移沸騰では、測定点によって熱流束の値がばらつき局所の影響が大きい。相関式(9),(13)は最も高過熱度側の測定値とほぼ一致するが、圧力項 $(PL_L/\rho_f g h_{fg})^{0.32}$ の妥当性は確認されていない。そこで、Berenson⁽²²⁾に

よる極小熱流束 q_{min} と相関式(13)の過熱度依存性から遷移沸騰の熱流束 q_{TB} を求め、次式で表した。

$$q_{TB} = \left(\frac{\Delta T_{TB}}{\Delta T_{SAT}} \right)^{4.5} q_{min} \quad (22)$$

$$q_{min} = C_{min} \rho_g h_{fg} \left(\frac{g\sigma}{\rho_f - \rho_g} \right)^{1/4} \quad (23)$$

$$C_{min} = 0.131 \sim 0.23 \quad (24)$$

ここで T_{TB} は膜沸騰で極小熱流束 q_{min} になる過熱度である。式(24)における $C_{min}=0.131$ はプール沸騰に対するZuberによる係数⁽²³⁾である。 $C_{min}=0.23$ は相関式(9),(13)を相関式(22),(23)に変換したときの値である。図中、TB式(22)は $C_{min}=0.131 \sim 0.23$ の範囲を示している。狭隘流路では下方からの蒸気流による攪乱で熱伝達が促進され、プール沸騰での $C_{min}=0.131$ より大きくなっていると考えられる。

膜沸騰では、相関式(14)は測定値と概ね一致し、高過熱度からのクエンチにも適用できることを確認した。

工学院大学と共同で実施したクエンチ実験⁽¹⁵⁾のうち、片面加熱、流路幅1~10mmの場合の沸騰熱流束を図13に示す。初期過熱度が約300~400Kと低いため、膜沸騰と遷移沸騰への変化が明確には現れていない。流路幅2mm, 5mm, 10mmでは熱流束に顕著な相違はない。一方1mmでは、流入水量が少なく伝熱面近傍への冷却水の供給が不十分であることから、熱流束が低くなっている。

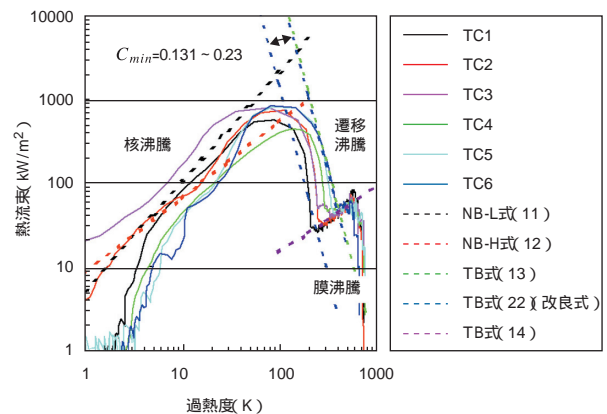


図11 沸騰熱流束(図5の試験部、片面加熱、流路幅3mm)

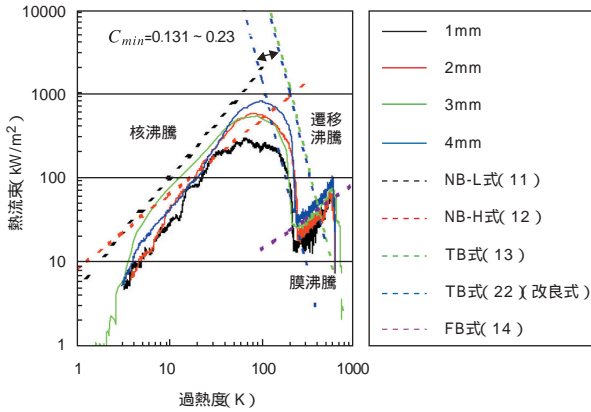


図12 沸騰熱流束(図5の試験部 片面加熱 流路幅1~4mm TC-1)

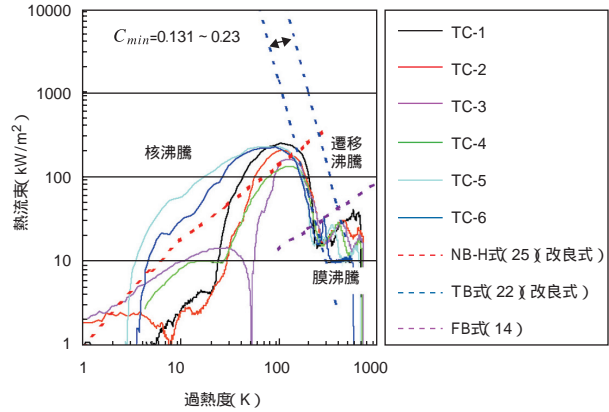


図14 沸騰熱流束(図5の試験部 両面加熱 流路幅1mm)

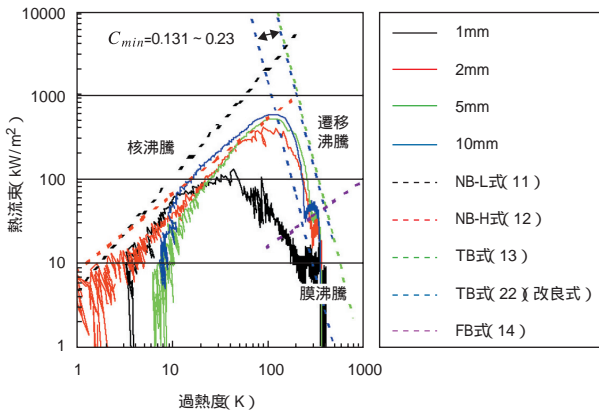


図13 沸騰熱流束(図4の試験部 片面加熱 流路幅1~10mm TC-4)

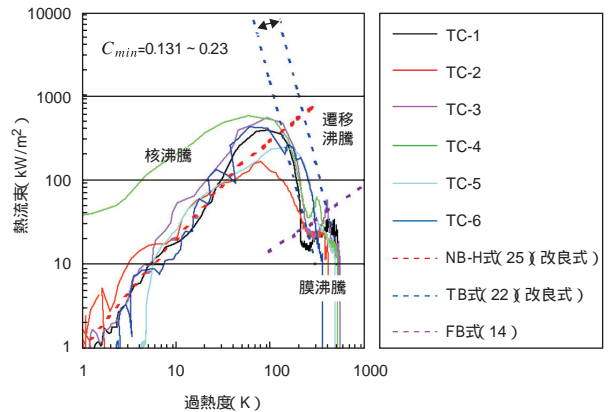


図15 沸騰熱流束(図5の試験部 両面加熱 流路幅2mm)

京都大学と共同で実施した両面加熱実験での沸騰曲線を図14~16に示す。膜沸騰、遷移沸騰での熱流束は片面加熱と顕著な相違はなく、相関式(14)および相関式(22)~(24)で表せる。

両面加熱では高過熱度の核沸騰において、流路幅が小さくなるにつれ熱流束が低下し、低過熱度に対する相関式(9)~(11)、高過熱度に対する相関式(21)ともに熱流束を過大評価する。そこで流路幅の影響を考慮し、次式を導出した。

$$q_{NB,2S} = \min(q_{NB2S,L}, q_{NB2S,H}) \quad (25)$$

$$q_{NB2S,L} = 3.2 \left(f_g \frac{T_{SAT}}{L_L} h_{fg} \right)^{0.3} f_g T_{SAT} / L_L \quad (26)$$

$$q_{NB2S,H} = \min(0.35D_h^*, 1.0) q_{NB,1S} \quad (27)$$

RPVの健全性評価では低過熱度での熱流束の影響は小さいため、式(25)で式(27)のみを使用しても実用上の問題はない。

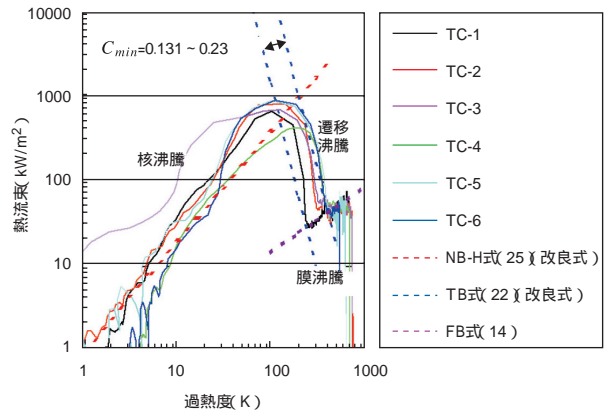


図16 沸騰熱流束(図5の試験部 両面加熱 流路幅4mm)

5. まとめ

デブリと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ため、高過熱度からのクエンチ実験データを用い、これまでに開発したCCFL相関式と沸騰熱流束相関式の高過熱度に対する適用性を確認するとともに、相関式の一部を改良した。本研究で確認、改良した狭隘流路での伝熱相関式を整理して表4に示す。

- (1) クエンチ期間では、流路両面での加熱条件が流路上端での流動様式に影響し、流動様式が液の流入特性（CCFL特性）と伝熱面平均熱流束に影響する。流動様式が同一であれば、非定常クエンチ実験と従来の準定常加熱実験でCCFL定数に顕著な相違はなく、片面加熱と両面加熱でもCCFL定数に顕著な相違はない。
- (2) クエンチ前の膜沸騰熱流束はプール膜沸騰相関式で近似できる。遷移沸騰では、遷移時の過熱度がプール沸騰での遷移過熱度以上になり、位

置による遷移過熱度のバラツキが大きくなる。片面加熱の核沸騰では流路幅が熱流束に及ぼす影響は小さいが、両面加熱では片面加熱より熱流束が低くなり流路幅が狭くなるほど熱流束が低くなる。

今後の課題として、RPV底部の水中にデブリが落下した場合に対するCCFL相関式とCCFL定数の適用性、ならびに導出した遷移沸騰熱流束相関式、核沸騰熱流束相関式の高圧条件への適用性を検証する必要がある。本検討については、別報⁽²¹⁾で報告する。

謝辞

本報告のクエンチ実験は京都大学、工学院大学との共同研究として実施した。京都大学三島嘉一郎教授、工学院大学小泉安郎教授、および両研究室の方々に感謝いたします。

表4 伝熱モデル

①CCFL相関式(Wallisの相関式にKutateladzeの無次元流速 K_g^* , K_f^* を使用)

$$(K_g^*)^{1/2} + m(K_f^*)^{1/2} = C_K, \quad m=1$$

	層状分離流	液部分流入
C_K	1.2	2.1

②沸騰熱流束相関式

		核沸騰		遷移沸騰	膜沸騰
		低過熱度	高過熱度		
改良前	片面加熱・両面加熱	$q_H = C (\frac{T_{SAT}}{T_g} \frac{h_{fg}}{h_f})^{n1} (PL_L / L)^{n2} \frac{T_{SAT}}{L_L}, L_L = \{ \frac{g}{g - g_s} \}^{1/2}$ $C=1.1$ $n1=0.3$ $n2=0.32$		$C=1.2 \times 10^{14}$ $n1 = -5.5$ $n2=0.32$	Bromleyの プール膜沸騰 $C_{FB}=0.943$
	片面加熱	"	$q_{NB,IS} = 32 (\frac{T_{SAT}}{T_g} \frac{h_{fg}}{h_f})^{-0.1} \frac{T_{SAT}}{L_L}$)圧力項削除	$q_{TB} = (\frac{T_{TB}}{T_{SAT}})^{4.5} q_{min}$ $q_{min} = C_{min} \frac{g}{g - g_s} h_{fg} \left(\frac{g}{g - g_s} \right)^{1/4}$ $C_{min}=0.131 \sim 0.23$	
改良後	両面加熱	$q_{NB,2S} = \min (q_{NB,2S,L}, q_{NB,2S,H})$		"	"
	片面加熱	$q_{NB,2S,L} = 3.2 (\frac{T_{SAT}}{T_g} \frac{h_{fg}}{h_f})^{0.3} \frac{T_{SAT}}{L_L}$	$q_{NB,2S,H} = \min(0.35 D_h^*, 1.0) q_{NB,IS}$ $D_h^* = D_h / L_L$		

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., Cháez, S. A., Thinnies, 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) Monde, M., Kusuda, H. and Uehara, H., "Critical Heat Flux during Natural Convective Boiling in Vertical Rec-tangular Channels Submerged in Saturated Liquid," Transactions of the ASME, Vol. 104, pp. 300-303, May 1982.
- (3) Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., "Nu-cleate 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.
- (4) 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.
- (5) 小泉安郎, 渡邊剛夫, 大竹浩靖, 安濃田良成, "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.
- (6) 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, Yokohama, Japan, October 6-8, 1997.
- (7) Park, R. J., Ha, K. S., Kim S. B., "Experimental Study on Critical Power in a Hemispherical Narrow Gap", Nuclear Technology, 140, 266 (2002).
- (8) Schmidt, H., Köler, W., Herbst, O. and Kräzer, W., "Experiments on Heat Removal in a Gap between De-bris Crust and RPV Wall," 1st European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, 36th European Two-Phase Flow Group Meeting, Portoroz, Slovenia, June 1-5, 1998.
- (9) Tanaka, F., Mishima, K., Kohriyama, T., Okano, Y., "Orientation Effects on Critical Heat Flux due to Flooding in Thin Rectangular Channel", Journal of Nuclear Science and Technology, 39[7], 736 (2002).
- (10) 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, Kobe, Japan, October 1-6, 2000.
- (11) 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.
- (12) Murase, M., Kohriyama, T., Kawabe, Y., Yoshida, Y. and Okano, Y., "Heat Transfer Models in Narrow Gap", Proc. of 9th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE-9), No. 385, Nice, France, April 8-12, 2001
- (13) 郡山民男, 村瀬道雄, 玉置知彦, "狭隘流路における伝熱モデルの開発", INSS Journal, Vol.8, P. 206-218(2001)
- (14) 岡野行光, 郡山民男, 川邊康晴, 吉田至高, 村瀬道雄, "下端を閉塞した狭隘流路における沸騰伝熱と気液対向流挙動", 日本機械学会論文集(B編), 68巻666号, 論文No. 00-1558, pp. 504-510, 2002.
- (15) 小泉安郎, 新井学, 大竹弘靖, 村瀬道雄, 長江尚史, 綾野輝芳, "垂直高温狭隘環状流路対向流リウエッティングの研究(流体に水を用いた場合)", 第40回伝熱シンポジウム, D132 (2003)
- (16) Tanaka, F., Juarsa, M., Mishima, K., Murase, M. and Nagae, T., "Experimental Study on Transient Boiling Heat Transfer in an Annulus with a Narrow Gap", Proc. of 11th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE11), No.36177, Tokyo, Japan, April 20-23, 2003
- (17) Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, 1969.
- (18) Kutateladze, S. S., "Heat Transfer in Condensation and Boiling," United States Atomic Energy Commission, Technical Information Service, AEC-tr-3770, 1952.
- (19) Bromley, L. A., "Heat Transfer in Stable Film Boiling," Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 5, pp. 221-227, May 1950.

- (20) Koizumi, Y., Ohtake, H., Tsukudo, M., Sakamoto, N., " Study on Rewetting of High-Temperature Vertical-Narrow-Annular Flow Passages under Counter-Current Flow Condition ", Proc. of 11th Conf. on Nuclear Engineering (ICONE11), No.36226, Tokyo, April 20-23 (2003).
- (21) 岡野行光, 長江尚史, 村瀬道雄, " 狭隘流路における伝熱モデルの検証 ", INSS Journal, Vol. 11, p.279, (2004).
- (22) Berenson, P. J., Trans. ASME, Heat Transfer, Vol.83, p.351, 1961. (伝熱工学資料, 第4版より)
- (23) Zuber, N., Trans. ASME, Ser. C, 80-4, p. 711 (1958). (伝熱工学資料, 第4版より)