

半導体の液体冷却性能の向上を目的とした沸騰特性の改善に関する研究

新本, 康久

<https://doi.org/10.15017/1931916>

出版情報 : 九州大学, 2017, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

半導体の液体冷却性能の向上を目的とした
沸騰特性の改善に関する研究

新本 康久

目次

目次.....	i
記号表.....	v
第1章 序論.....	1
第2章 従来の研究.....	3
2.1 沸騰熱伝達の基本特性.....	3
2.2 限界熱流束増大に関する既存研究.....	4
2.3 熱伝達促進に関する既存研究.....	10
2.4 混合媒体を用いた核沸騰熱伝達の性質.....	12
2.4.1 相平衡図.....	12
2.4.2 熱伝達係数.....	13
2.4.2.1 予測方法と相関.....	13
2.5 マランゴニ効果が核沸騰熱伝達に及ぼす影響.....	28
2.6 第2章の結論.....	37
第3章 給液方法改善による限界熱流束の増大に関する基礎実験.....	39
3.1 基本的な考え方.....	39
3.2 流路構造.....	40
3.2.1 側面副流路配置構造.....	40
3.2.2 背面副流路配置構造.....	42
3.2.3 バーンアウト抑制機構.....	43
3.2.4 主流路・副流路間の圧力差による供給.....	45
3.2.5 毛細管圧力の原理.....	46
3.3 実験装置と実験方法.....	49
3.3.1 側面副流路配置による実験方法.....	49
3.3.2 背面副流路配置による実験方法.....	49
3.4 実験結果および考察.....	50
3.4.1 側面副流路配置による強制流動沸騰実験の結果および考察.....	50
3.4.2 背面副流路配置による強制流動沸騰実験の結果および考察.....	55
3.5 第3章の結論.....	62
第4章 給液方法を改善した冷却ジャケットのデータサーバを用いた性能試験.....	63

4.1	データセンタにおけるサーバ冷却の問題点.....	63
4.2	流路構造.....	63
4.3	実験装置と実験方法.....	67
4.4	実験結果および考察.....	69
4.4.1	水を用いた予備実験.....	69
4.4.2	流量に関する検証.....	69
4.4.3	テストセクション入口液体温度（入口サブクール度）に関する検証.....	72
4.4.4	試験圧力に関する検証.....	72
4.4.5	冷却ジャケットの内部構造および姿勢に関する検証.....	73
4.4.5.1	主流路間隙幅.....	73
4.4.5.2	主流路入口開口幅.....	76
4.4.5.3	副流路出口断面積.....	77
4.4.5.4	流路姿勢.....	81
4.4.6	試験液体に関する検証.....	83
4.4.7	データサーバ用沸騰・二相冷却システム評価検証装置の試作および検証	87
4.4.7.1	1ユニットにおける試験.....	90
4.4.7.2	3ユニットにおける試験.....	92
4.5	第4章の結論.....	94
第5章	冷却要求と非共溶性混合媒体の使用.....	95
5.1	半導体冷却に対する要求事項.....	95
5.2	非共性混合媒体の性質.....	95
5.3	プール沸騰実験装置および実験方法.....	99
5.4	プール沸騰の実験結果（従来研究）.....	102
5.5	不凍液の非共溶性混合媒体によるプール沸騰の実験結果.....	104
5.6	第5章の結論.....	108
第6章	非共溶性混合媒体を用いた円管内の強制流動沸騰熱伝達.....	109
6.1	強制流動沸騰の目的.....	109
6.2	実験装置と実験方法.....	110
6.3	非加熱状態での流動様式.....	114
6.4	液温分布の推算方法.....	117
6.5	熱伝達特性.....	120

6.6	第6章の結論.....	125
第7章	非共溶性混合媒体を用いた平行平板間狭あい流路内の強制流動沸騰熱伝達..	127
7.1	平行平板間狭あい流路を用いる目的.....	127
7.2	実験装置と実験方法.....	127
7.3	液温分布の推算方法.....	130
7.4	実験結果および考察.....	135
7.5	第7章の結論.....	146
第8章	総括.....	149
	謝辞.....	153
	参考文献.....	155

記号表

A	伝熱面積, 副流路出口断面積	m^2
c_p	定圧比熱	$J/(kg\ K)$
G	質量速度	$kg/(m^2\ s)$
g	重力加速度	m/s^2
h	V字溝の深さ	m
h_{fg}	蒸発潜熱	J/kg
H	矩形狭あい流路間隙幅 液層高さ (加熱前)	m mm
j	みかけ速度	m/s
k	熱伝導率	$W/(m\ K)$
\dot{m}	質量流量	kg/s
P	圧力	$Pa, N/m^2$
Q	伝熱量	W
q	熱流束	W/m^2
q_{CHF}	限界熱流束	W/m^2
q_0	付与熱流束	W/m^2
q_w	伝熱面表面熱流束	W/m^2
R	気液界面の曲率半径	m
r	気液界面メニスカス半径	m
s	間隙幅	m
T	温度	$^{\circ}C, K$
T_b	液体の平均温度	$^{\circ}C$
T_e	平衡温度	$^{\circ}C$
T_{out}	加熱部出口温度	$^{\circ}C$
T_{sat}	飽和温度	$^{\circ}C$
T_w	伝熱面表面温度	$^{\circ}C$
u	流速	m/s
V	体積流量	$l/min,$ m^3/s
V_{all}	全体積流量	l/min
w	主流路入口開口幅	m
X	液体中のモル分率	-
	液体中の重量分率	-
x	乾き度	-
Y	蒸気中のモル分率	-
y	蒸気中の重量分率	-
z	流れ方向に沿った距離	m

記号表

ギリシャ文字：

α	熱伝達係数	W/(m ² K)
α	V字溝の角度	rad
ΔQ	流れ方向の供給熱量の増分	W
ΔT	流れ方向の流体温度増分	K
ΔT_{sat}	伝熱面/壁面過熱度	K
ΔT_{sub}	液体サブクール度	K
ΔP	圧力損失	Pa
θ	接触角	rad
ρ	密度	kg/m ³
σ	表面張力	N/m
ξ	総伝熱量に対する低沸点媒体への伝熱割合	-

添え字：

1	低沸点媒体
2	高沸点媒体
<i>aux</i>	副流路
<i>ave</i>	平均値
<i>B</i>	底部
<i>c</i>	伝熱面中央側
<i>D</i>	下流部
<i>in</i>	テストセクション入口
<i>l</i>	液体
<i>M</i>	中流部
<i>main</i>	主流路
<i>out</i>	テストセクション出口
<i>s</i>	伝熱面端側（副流路側）
<i>T</i>	頂部
<i>total</i>	低沸点媒体と高沸点媒体の値の合計
<i>TS</i>	テストセクション
<i>U</i>	上流部
<i>v</i>	蒸気

第1章 序論

産業用インバータなどの電力変換装置では、パワー半導体モジュールの大容量化や小型化にともない、半導体素子からの発熱密度が著しく増大する傾向にある。このような大きな発熱に対しては、従来の空気冷却方式だけでは除熱できないため、液体冷却の採用は不可欠な状況である。多くの半導体の冷却問題では、発熱面積 $1\sim 2\text{ cm}^2$ 、発熱密度 100 W/cm^2 程度までを目標として、ヒートスプレッドによる熱拡散を利用した空冷方式から液冷方式への変更や、各種ヒートパイプを利用している。さらに除熱能力の高い沸騰・蒸発などの相変化を利用した効果的な除熱方法の確立および実機への適用に即した冷却システムの開発が不可欠となっている。民生用パソコンの半導体とは別に発熱面積が非常に大きい電力変換用大型パワー素子に関しては、発電設備や工場用電力変換設備、ハイブリッド自動車などの適用があり、パワーエレクトロニクスと呼ばれる電力変換用大型半導体に、この冷却システムを適用することにより、最適温度で運用した場合、電力損失を大幅に低減できる可能性がある。

また、データクラウド化の世界的なニーズに伴い、IT 機器を集積したデータセンタは、急速な普及と半導体素子の高密度化により、サーバ単位での発熱量が急激に増大している。最近ではラックあたりの電力供給量が 40 kW に及ぶ機種も登場している。データセンタでの省エネを図るため、電源まわりでは電源の変換効率の高効率化、高圧直流受電技術による省エネ対策などが検討されているが、いずれも IT 機器の消費電力の約 $1/4$ を占める電源電力における 10% から 10 数%程度に留まる。より高い省エネ効果が期待されるのは、IT 機器の消費電力の約 $3/4$ を占める CPU、メモリ、HDD 等のハードウェアデバイスでの消費電力の低減であり、その鍵を握っているのがハードウェアの冷却技術である。高密度発熱源を有するサーバラック内は局所的な温度分布が顕著であり、かつサーバラックには狭い間隔でサーバラックが詰め込まれているため、空調により周囲温度を相当冷却しないと、ラック内部の局所的な温度超過を抑えることができず、過剰な空調設備を要する結果となる。データセンタの空調設備は、サーバラックの消費電力量の約 $1.2\sim 1.3$ 倍もの電力が必要となっているのが現状である。また、ファンによる空冷では、他のラックからの排熱やほこりを吸い込むなどのマシントラブルの原因ともなり得る。集中空冷の問題の解決策のひとつがサーバ単位の空調機を併設する考え方で、個々のサーバに冷風が有効に供給されるようなダクトを有した独立の空冷システムを併設し、空調を大幅に軽減させようとするものである。一方で、このような個別空冷装置による局所冷却は、周囲温度をモニターしているため、サーバラック内を均一に冷やすことが困難で、急速冷却を要する際の結露、短絡の危険性、ドレン水処理の問題等が新たに発生する。また、空調を個別とすることによる省エネ効果に関しても、定性的な議論さえなされていないのが現状である。サーバ単位の冷却手法として、液体冷却方式の採用は近い将来必要不可欠である。

そこで、本研究では、以下の内容を研究目的とする。

1. 大型かつ高発熱密度の半導体などへの対応が可能な高性能冷却器の開発を目的とし、沸騰冷却を対象とする。まず電気絶縁性の高い媒体の限界熱流束を増大させる方法として、平行平板間の狭あい流路伝熱面に直接液体を導入する主流路とは別に、気泡底部への液体供給を促進するために補助的に液体を供給するための副流路を持つ狭あい流路冷却器の構造を考案し、実験によりその効果を確認する。(第3章)
2. また、データセンタ内に設置されるデータサーバを模擬した冷却システムを製作し、考案した冷却器構造の有用性を確認する。(第4章)
3. さらに、伝熱部の熱抵抗を低減し、熱伝達係数の向上をはじめとする冷却特性向上を目指すため、新たな冷却システムについて検討する。その一つとして、卓越した沸騰冷却特性を有する可能性がある非共溶性混合媒体について、円管および平行平板間狭あい流路を用いて実験的に検証する。(第5章から第7章)

第2章 従来の研究

2.1 沸騰熱伝達の基本特性

狭あい流路の採用は、伝熱部体積に比して伝熱面積を大きく設定可能なために理想的な流路形態であると言える。しかし沸騰に適用する場合には、気液挙動が流路の制限の影響を強く受け、発生気泡が扁平化、合体促進、扁平気泡底部ドライパッチのクエンチ周期の減少など、通常の強制流動沸騰とはかなり異なった様相を呈することが知られている。これまで単一の狭あい流路を対象とした沸騰熱伝達の研究が数多く行われており、異なる沸騰系に対して伝熱特性が明らかにされてきた。

Fujitaら[1]は、間隙幅 0.15, 0.6, 2, 5 mm、加熱幅 30 mm、加熱長さ 30, 120 mmの単一矩形流路を液体プール中に配置して沸騰実験を行った。この場合の入口液体流速は自然循環により誘起された値となる。大気圧下の水を用いた実験結果によれば、間隙幅の減少に伴い、熱伝達係数が最大値をとる一方で限界熱流束は単調に減少し、間隙幅の減少が熱伝達促進や劣化、限界熱流束の低下をまねくことを示している。

Bonjourら[2]は間隙幅0.3, 0.5, 1, 2 mm、加熱幅60mm、加熱長さ120 mmの矩形狭あい流路を対象としたプール沸騰実験を行っている。大気圧下でR113を使用した結果によれば、間隙幅が小さいほど低熱流束域で沸騰熱伝達が促進することを示している。

Willinghamら[3]は間隙幅 2~10 mm、幅 20mmの矩形狭あい流路に、マイクロプロセッサを模擬した 10 mm×10 mmのモジュールを 9 個並べ、0.136 MPaでFC72 による強制流動沸騰実験を行った。間隙幅 5 mmのときに限界熱流束の最大値を得ている。間隙幅が減少することで、発生した気泡により、液体流速が増加し、CHF増大の正の効果と、扁平気泡の気泡底部のドライパッチ面積の拡大という負の効果の影響について示している。また、伝熱面積に対して流路断面積が大きいことにより、伝熱面上での気泡の拡大が抑制される効果を示している。

Kimら[4]による間隙幅 1~10 mm、加熱長さ 35 mmの矩形流路を液体プール中に沈めに行った沸騰実験では、大気圧下の水を用い、流路傾きが 180° (水平) の場合、間隙幅の増加に伴い限界熱流束は減少するが、傾き角度を減少させて垂直方向に姿勢を変えてゆくと、間隙幅の増加に伴い、限界熱流束が増加することを報告している。

以上総合すると、狭あい流路内における核沸騰支配の熱伝達では、間隙幅の減少とともに熱伝達係数が増大する領域があることが確認されているが、限界熱流束に関しては間隙幅の減少とともに単調減少となり、これが狭あい流路内沸騰を応用する上での大きな障害となっている。

Kuretaら[5]は、間隙幅 0.2~3 mm、加熱部の長さ 50~200 mmの矩形狭あい流路を用いて、大気圧下の水による強制流動沸騰実験を垂直上昇流で実施し、間隙幅 3 mm、加熱部長さ 50 mm、質量速度 7500 kg/m²sの条件で、限界熱流束 13×10⁶ W/m²を得ている。間隙幅が小さく、加熱部長さが長いほど流路で発生した蒸気が充満するので限界熱流束

は下がる。この実験では非常に大きい質量流速で、かつ出口乾き度が低いことから、サブクール状態でバーンアウトを生じていることがわかる。

Changら[6]は、伝熱面表面性状について、狭あい流路内沸騰においても、平滑面より粗い面の方が熱伝達は良いと報告されている。

平行平板間の狭あい流路内強制流動沸騰に及ぼす重力の影響についてはOhtaら[7]によりまとめられている。

2.2 限界熱流束増大に関する既存研究

浅野ら[8]は、熱溶射加工により伝熱面表面を改質し、核沸騰熱伝達を高めるための研究を行っている。Fig. 2.1 に示されるような、外径 $\phi 20$ の銅製円柱に対して、平滑面と、減圧プラズマ溶射およびガスワイヤー溶射加工を施した試験部で、試験液体としてHCFC123を用いてプール沸騰実験を、航空機の放物運動を利用した微小重力環境下で行った。Fig. 2.2 に示されるように、約 $\phi 200 \mu\text{m}$ の銅の粒子をアルゴン雰囲気中で減圧プラズマ溶射された試験部 (Plasma A) が最も高い熱伝達係数を示しており、平滑面 (Smooth) の3~4倍の伝熱促進が得られている。 μG 下と1G下での差はほとんど見られていない。

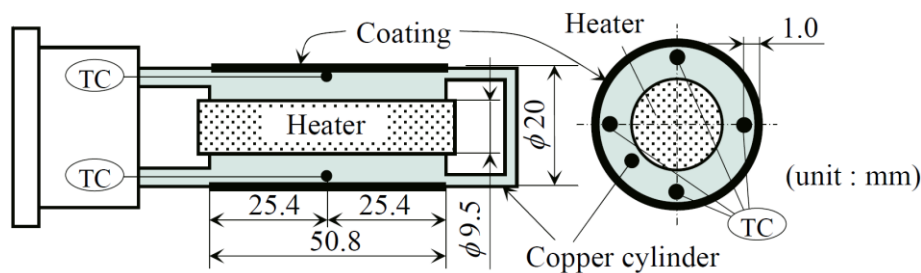


Fig. 2.1 プール沸騰実験用テストセクション [8]

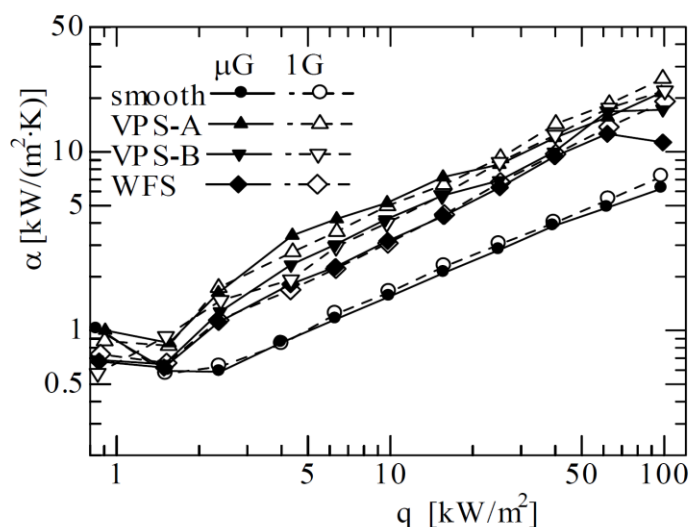


Fig. 2.2 通常重力場および微小重力場における熱伝達係数 [8]

さらに Fig. 2.3 に示さるような、幅 20 mm、長さ 100 mm の伝熱面を有する試験部を用いて、HCFC123 を試験液体として、狭あい流路強制流動沸騰実験を水平配置で行った[9]。間隙幅は 2 mm と 4 mm である。伝熱面表面は、減圧プラズマ溶射加工されており、溶射粒子は銅製で、粒径約 $\phi 200 \mu\text{m}$ (Surface A) と約 $\phi 50 \mu\text{m}$ (Surface B) のものが溶射されている。溶射加工された伝熱面表面は、それぞれ、Fig. 2.4 のように観察されている。減圧プラズマ溶射加工された伝熱面は、平滑伝熱面に対して、Surface A が最大で約 3 倍、Surface B では最大で約 11 倍の熱伝達係数の向上を確認しており、Surface B で、間隙幅 4 mm、質量速度 $200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ sec})$ 、乾き度 0.55 の条件で、熱伝達係数は約 $8 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ を得ている。また、限界熱流束は、Surface B で平滑面に対して 20 % の増大を確認しており、Fig. 2.5 によると、間隙幅 4 mm、質量速度 $150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ sec})$ の条件で、入口条件を飽和液体とした場合、 $4 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ を得ている。

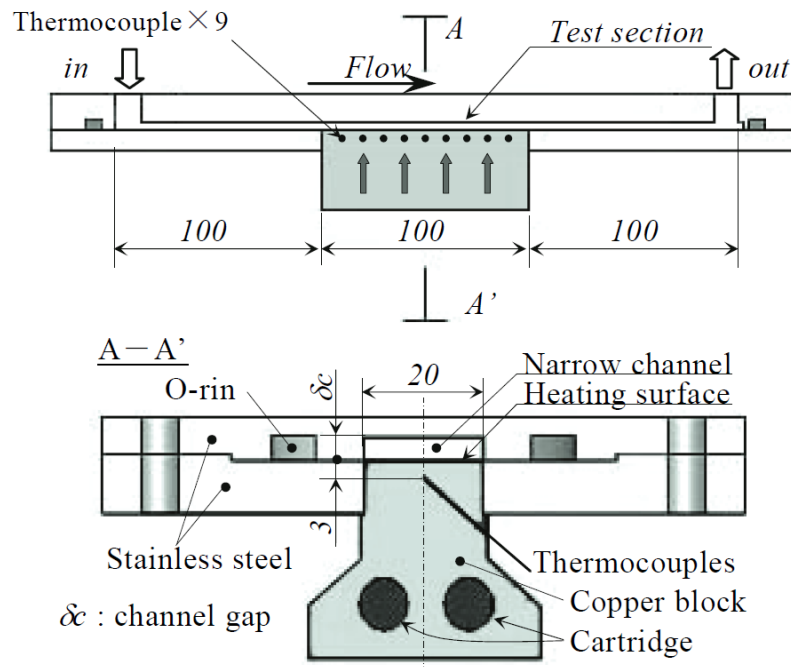


Fig. 2.3 強制流動沸騰実験用テストセクション [9]

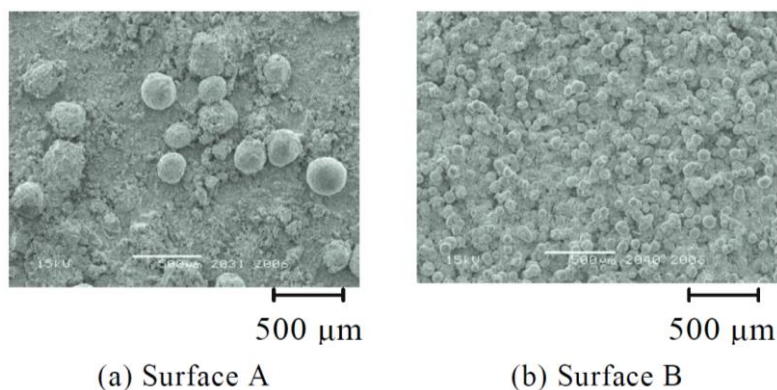


Fig. 2.4 溶射加工された伝熱面表面の SEM 画像 [9]

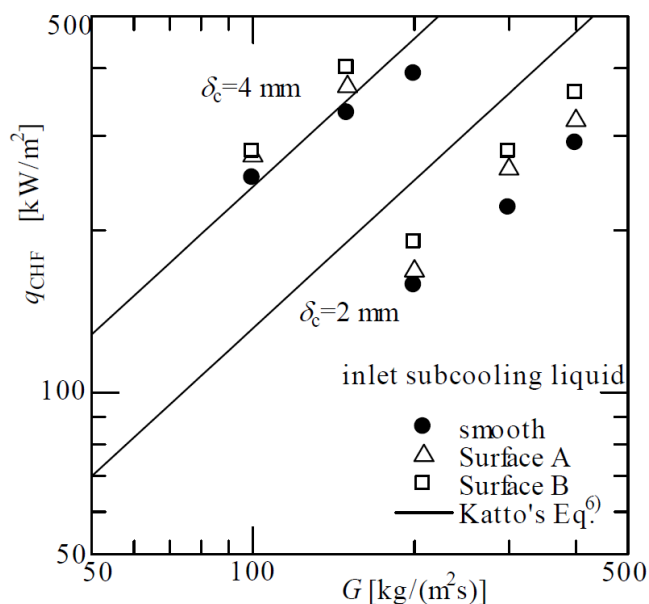


Fig. 2.5 伝熱面表面性状の違いによる限界熱流束の比較 [9]

稲田らは、Fig. 2.6, 2.7 に示されるような直径 10~15 mm の伝熱面を有する実験装置を用いて、サブクール度 0~85 K の範囲の水のプール沸騰実験を実施し、バーンアウト熱流束およびそれを上まわる第 2 のバーンアウトに至るまでの全沸騰曲線を伝熱面表面の各位置で求めた [10, 11, 12, 13]。バーンアウト点を過ぎ遷移沸騰の傾向の見られる領域から再び熱流束が急上昇する現象の存在を明らかにし、この現象はサブクール度と伝熱面の汚損度とのかね合いに支配されることを見いだした。伝熱面上のスケール層は蒸気膜を介して液体を加熱面に導く固液接触に寄与しており、固液接触によって急速な気化が生じ、気泡塊は瞬時にサブクール液中に崩壊して微細な蒸気泡となって放射状に射出する現象を確認した。この現象を気泡微細化沸騰 (Microbubble Emission Boiling (MEB)) と呼び、熱流束が急激に増大し、大きな沸騰音を伴う。また、この沸騰は加熱面全体で発生する。

鈴木ら[14]は、矩形水平流路における水のサブクール強制流動沸騰実験を実施し、遷移沸騰時に気泡微細化沸騰の現象を確認した。熱流束が限界熱流束より増大し、 $12\text{ mm}\times 14\text{ mm}$ の断面を有する流路で、液体サブクール度 40 K 、液体速度 0.5 m/sec の条件で最大熱流束 $10\times 10^6\text{ W/m}^2$ に達している。また、高さ $5\text{ mm}\times$ 幅 24 mm の水平矩形流路において、長さ $5\text{ cm}\times$ 幅 2 cm の加熱面について、水のサブクール強制流動沸騰試験を行い、サブクール度 40 K 、液体速度 0.5 m/s の条件で、遷移沸騰において気泡微細化沸騰が生じ、最大熱流束は、通常の限界熱流束よりも高く $5\times 10^6\text{ W/m}^2$ を得ている[15]。

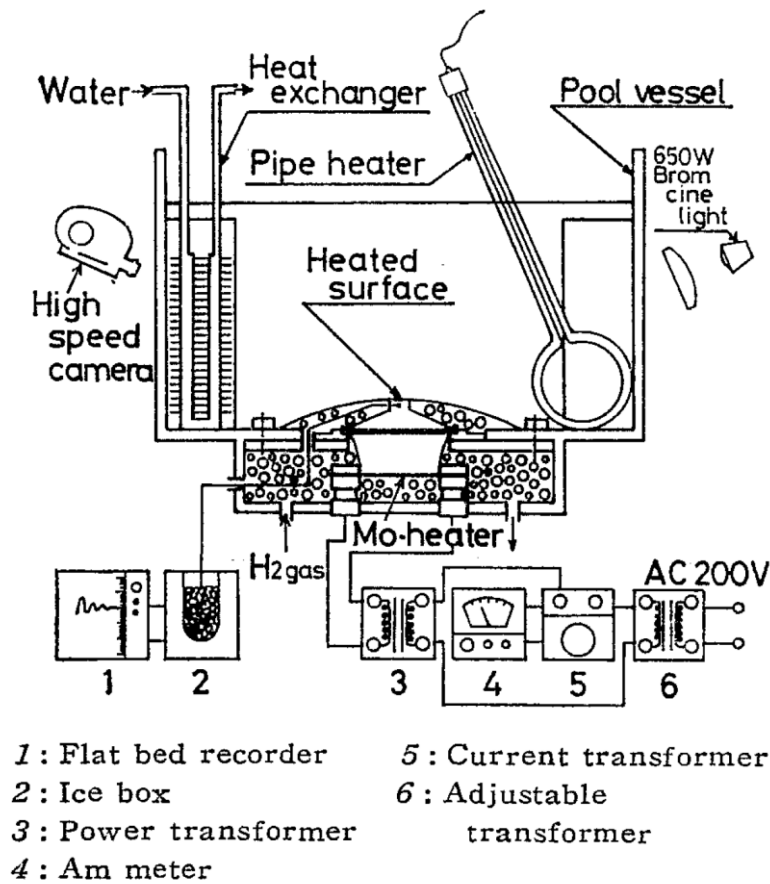


Fig. 2.6 プール沸騰実験装置概略図 [10]

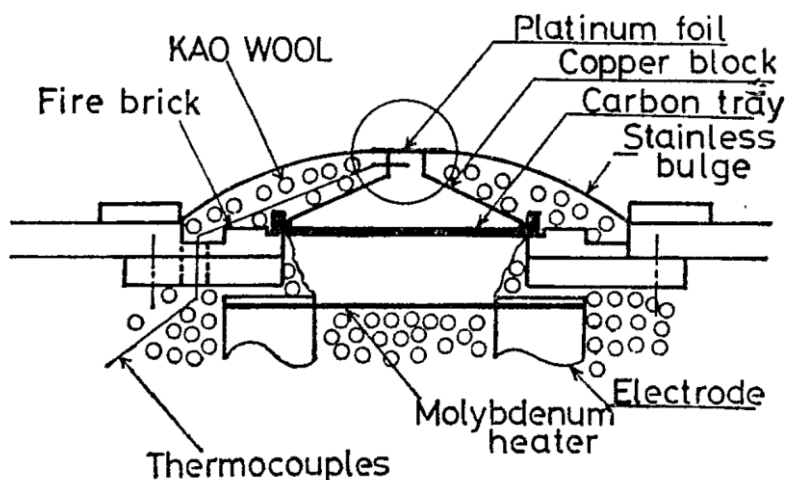


Fig. 2.7 伝熱部詳細 [10]

Moriら[16]は、Fig. 2.8 に示されるようなハニカム多孔質体をウィックとして伝熱面に装着したプール沸騰実験を行った。ハニカム多孔質体の厚さをパラメータとして、試験液体として水を、試験圧力 0.1 MPa の条件で、Fig. 2.9 に示される伝熱面直径 $\phi 30$ のプール沸騰実験装置を用いて実験を行い、ウィックの無い平滑面の場合の限界熱流束に対して、ハニカム多孔質体の厚さが 1.2 mm のとき、約 2.5 倍の $2.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ を得ている。

(Fig. 2.10) ハニカム多孔質体をウィックとして伝熱面に装着したことにより、毛管力による液体が効果的に供給され、限界熱流束の増大に至ったものと思われる。ただし、Fig. 2.11 に示されるように、熱伝達係数は、平滑面よりも若干大きくなっているものの、厚さによる大きな違いも見られず、また熱伝達係数の値は過熱度の増加とともに徐々に飽和している。

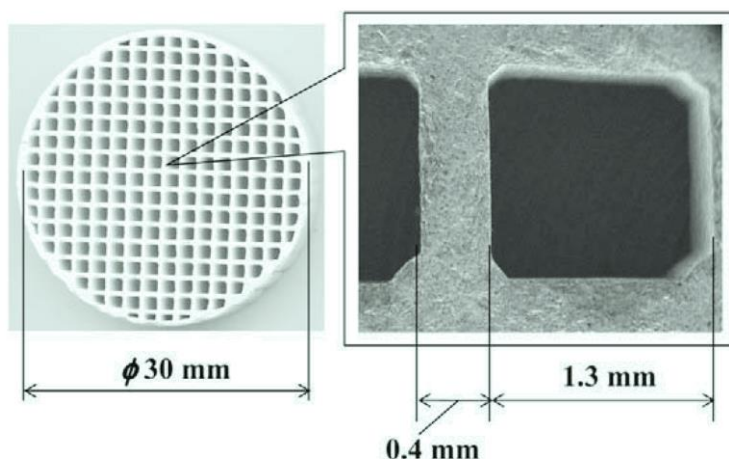


Fig. 2.8 ハニカム多孔質板の形状 [16]

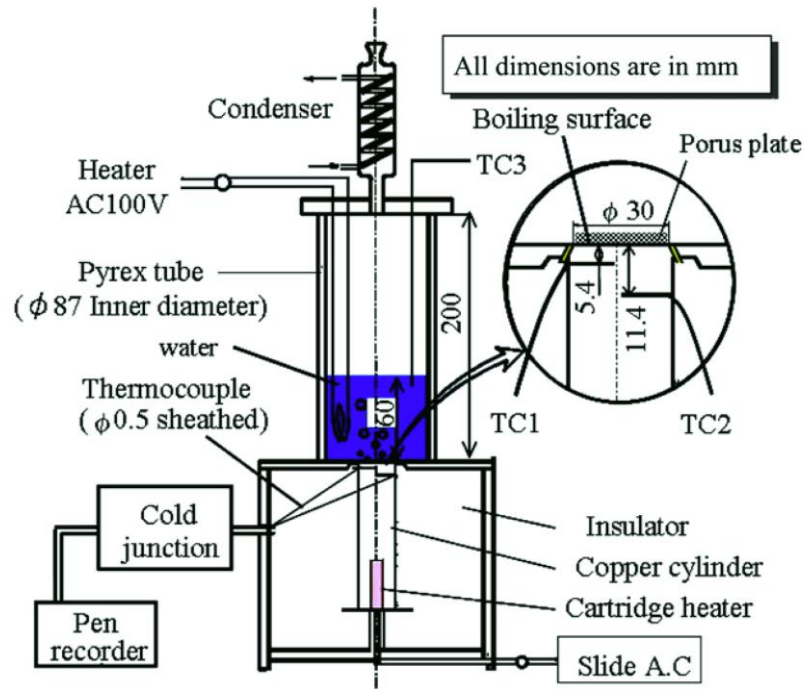


Fig. 2.9 プール実験装置概略図 [16]

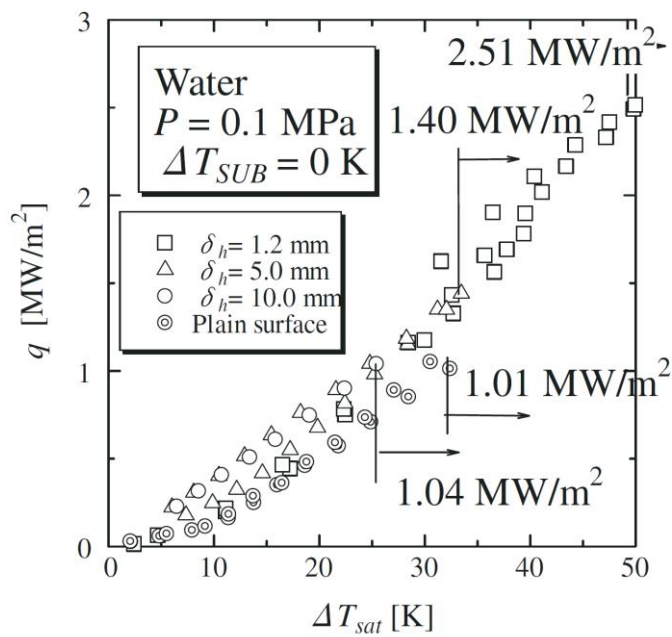


Fig. 2.10 ハニカム多孔質板の厚さの違いによる熱流束への影響 [16]

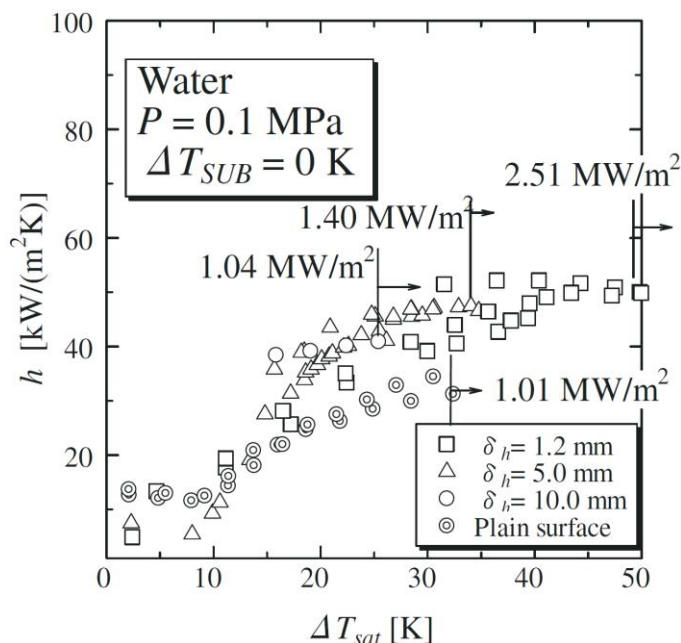


Fig. 2.11 ハニカム多孔質板の厚さの違いによる熱伝達係数への影響 [16]

2.3 熱伝達促進に関する既存研究

プール沸騰の熱伝達を改善するために、Fig. 2.12 に示されるような多種多様の表面形状（表面性状）を有する伝熱面で実験が行われた。それらはすべて内部で薄液膜蒸発が生じ、開口部（あるいは空隙）を通して気泡が離脱することによって機能する。気泡核は内表面のどこかで形成されなければならない、蒸発のための液体を連続的に供給するためには、効果的な気液交換が必要である。これらは、石油化学、暖房、換気、空調産業で商用利用され、実用化する際は、Fig. 2.13 に示されるような実験結果を参照することになる。Fig. 2.13 は、平滑面および市販されている三種類の表面形状を有する単一管で試験を行っており、熱流束と伝熱面過熱度の関係を示している。平滑面に比べて、非常に低い伝熱面過熱度で沸騰が起こっている。沸騰熱伝達の促進に関する研究については、藤田[17]や Bergles[18, 19]がまとめている。

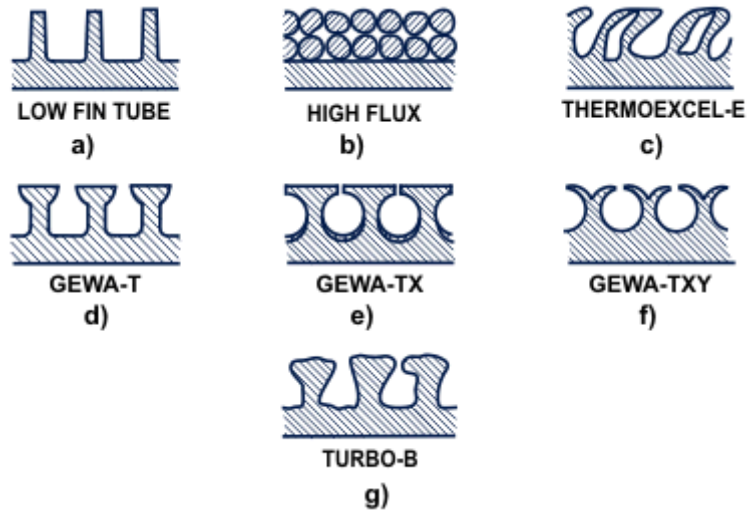


Fig. 2.12 市販の高性能沸騰伝熱面の表面の断面形状の例 (Pateら [20])

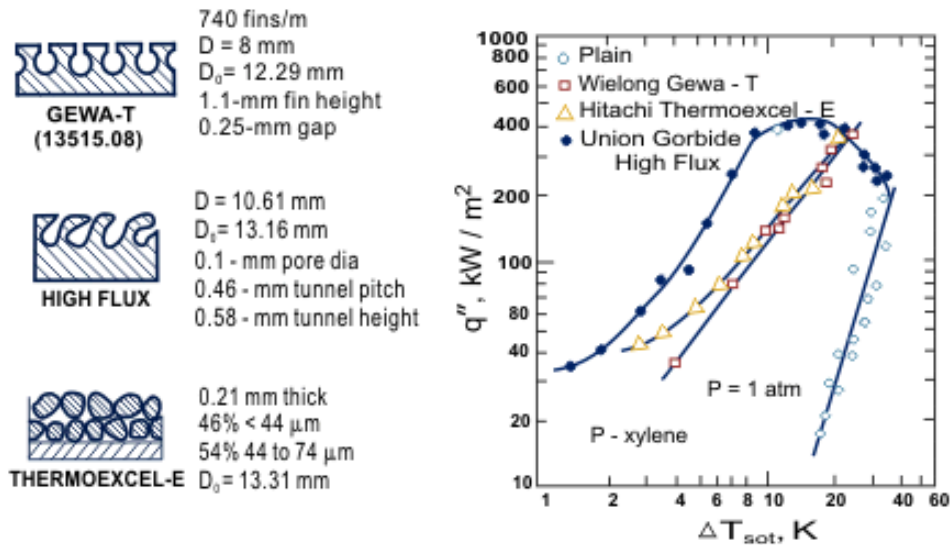


Fig. 2.13 市販の高性能沸騰伝熱面のプール沸騰実験による伝熱促進の例 (Yilmazら [21])

2.4 混合媒体を用いた核沸騰熱伝達の性質

2.4.1 相平衡図

Fig. 2.14(a)は、一定の圧力での共溶性混合媒体の相平衡の一例を示しており、その混合媒体は、低沸点媒体と高沸点媒体からなり、添え字 1 と 2 でそれぞれ与えられている。混合媒体は、「低沸点媒体 1 – 高沸点媒体 2」として示す。横軸は、低沸点媒体のモル分率 X_1 (液体), Y_1 (蒸気) または重量分率 x_1 (液体), y_1 (蒸気) のいずれかとして選択される。混合媒体の一部は、Fig. 2.14(b)に示すように共沸濃度を有し、混合媒体は、関連する濃度の特性を有する単一成分流体として挙動する。非共沸性 (nonazeotropic or zeotropic) 混合媒体あるいは共沸性混合媒体の非共沸濃度では、蒸発する液体 – 蒸気界面近傍の液体濃度は、物質拡散抵抗の存在によりバルク液体の濃度とは異なる。低沸点媒体 1 の優先的な蒸発は、蒸気相 Y_{1b} の濃度をバルク液体 X_{1b} の濃度よりも大きくする。界面 X_{1i} における液体の低沸点媒体の濃度は、物質拡散抵抗の存在下で X_{1b} よりも低くなり、その結果、平衡バルク温度 T_b から界面温度 T_i が増加する。より高い熱流束では、この傾向はより顕著であり、液体の界面濃度は最小値 $X_{1i,min}$ に近づく。 $X_{1i,min}$ より小さい値では、個々の成分の質量保存を維持することは不可能である。界面温度 $T_{int,max}$ の最大値は、 $X_{1i,min}$ での温度で定義される。Fig. 2.15 は、気液界面の曲率による圧力差を無視した単一の気泡周囲の温度 T と濃度 X_1 の分布を示している。所与の表面温度 T_w に対して、 ΔT から実効値 ΔT_{eff} までの伝熱面過熱度の実質的な減少は明らかである。別の観点からは、バルク液体は、 $\Delta\theta(=T_i - T_b)$ だけ過冷却させているととれる。

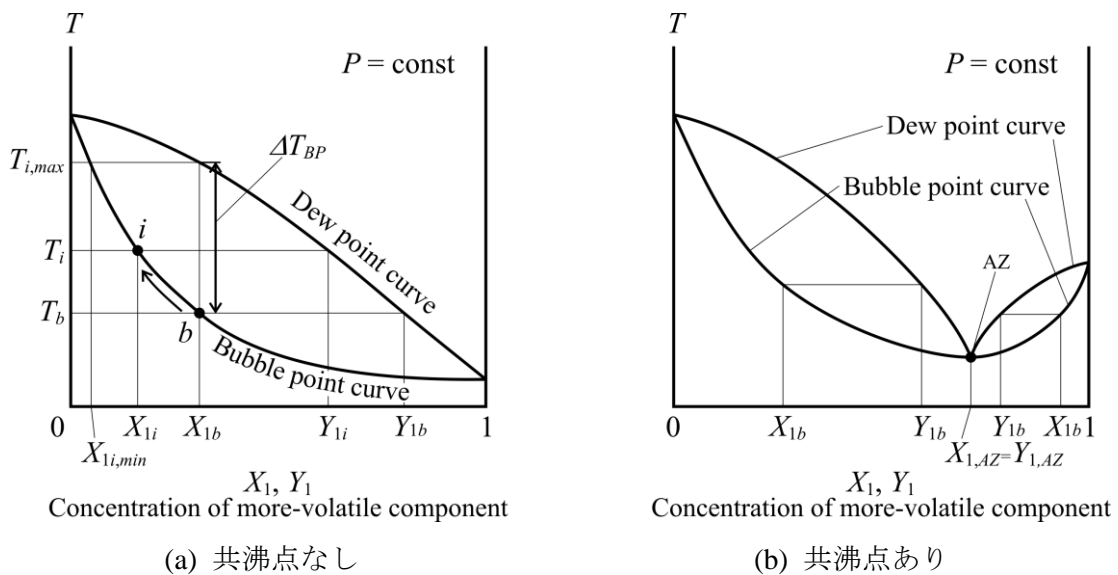


Fig. 2.14 混合媒体の相平衡の例

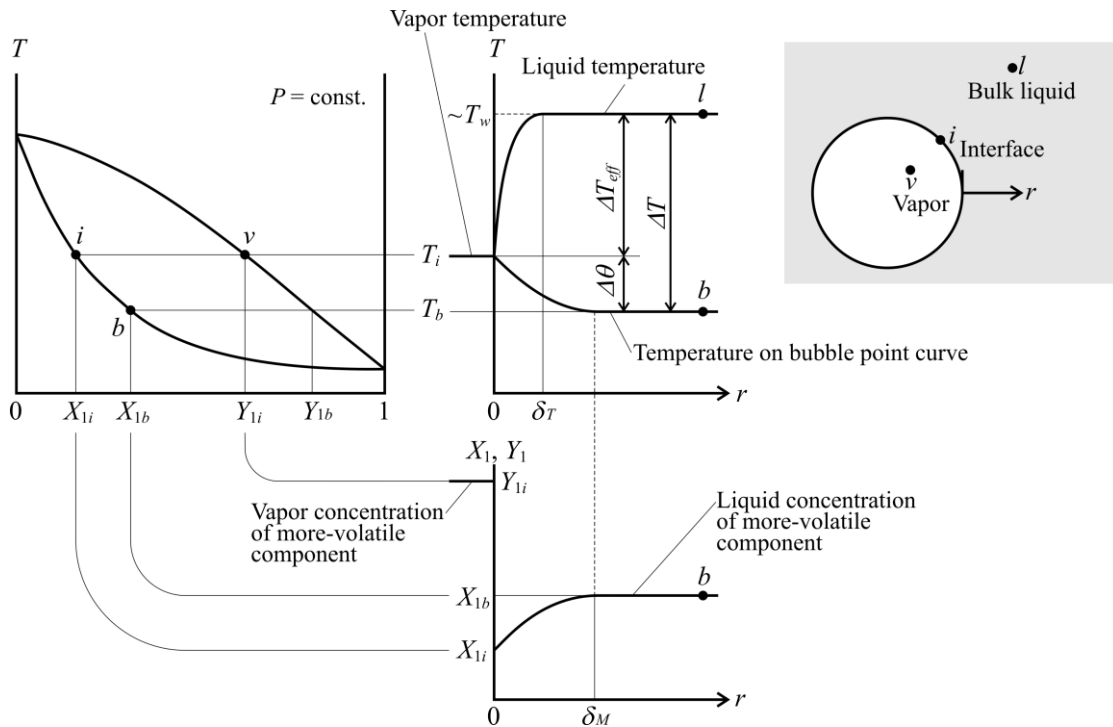


Fig. 2.15 気泡断面の温度および濃度分布

2.4.2 熱伝達係数

2.4.2.1 予測方法と相関

例えば、熱境界層剥離モデル(Mikicら[22])は、混合物の核沸騰のための基本プロセスを反映する熱伝達係数を予測するのに有用である。しかし、気泡成長率のモデルを除いて、核生成部(発泡点)の密度や気泡の発生頻度を含む一貫した結果は得られなかった。したがって熱伝達の劣化を評価するための半経験的手法は避けられず、次の3つのプロセスで構成されている。(1)伝熱劣化の程度を規定する基準値の評価、(2)気泡まわりまたはマイクロ液膜の表面上の界面温度の評価、(3)界面温度上昇を熱伝達劣化に反映するための伝熱モデルの確立。

混合媒体を用いた核沸騰熱伝達に関する研究について、多くの研究者が実験を行い、その整理式や影響する因子について提案を行っている。実験結果から、混合媒体の核沸騰熱伝達に関して強い濃度依存性が存在することは明らかで、熱伝達の劣化を予測するためにさまざまな混合媒体の核沸騰熱伝達係数の整理式が提案されてきた。

Wijkら[23]は混合媒体の熱伝達が予測よりも劣化することに対して、物理的説明を与えた。彼らは気泡底部における局所的な濃度変化による飽和温度の変化が熱伝達の劣化の原因であると説明した。つまり、気泡底部の液膜において混合媒体の低沸点成分がより多く蒸発して、かつ物質拡散抵抗が存在するために三相界面に向かって液体組成が変化することにより、バルク液の飽和温度よりも高い飽和温度の液膜に対し熱伝達を行う

結果、熱伝達の劣化につながるとした。実際に蒸発に使われるのに必要な有効過熱度 ΔT_{eff} が $\Delta T_{eff} = T_{wall} - T_{sat,local}$ であるのにも関わらず、沸騰熱伝達係数の評価には伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat} = T_{wall} - T_{sat,bulk}$ が使用されるため、この差の超過過熱度 $\Delta T_E = \Delta T_{sat} - \Delta T_{eff} = T_{sat,local} - T_{sat,bulk}$ だけ過熱度を大きく見積もることが熱伝達の劣化となって現れるとしている。伝熱面過熱度が媒体の物性と伝熱面特性で決定されると考えれば、混合媒体とその混合媒体と同じ物性を持つ仮想的な純媒体に対して、同一熱流束での沸騰熱伝達に必要な伝熱面過熱度は同じであり、混合媒体の気泡底部液膜における飽和温度の上昇分だけ、伝熱面表面温度が同一の伝熱面過熱度にするために温度上昇すると考えられ、その伝熱面表面温度の上昇分だけ、熱伝達が劣化しているとも考えることもできる。

非共沸混合媒体に固有の物質拡散抵抗の影響を物性の影響による伝熱劣化と区別するために、基準となるべき熱伝達係数は、バルク濃度の混合液体と同じ物性を有する仮想の単一成分液体に対する値でなければならない。しかし、この基準値を精度良く評価することは非常に困難である。単成分液体に対する整理式が信頼性の高い熱伝達モデルから作成されておれば、単成分媒体または共沸混合媒体について、線形補間により既存の整理式を使用できる可能性がある。通常、一定の熱流束条件下で純媒体または共沸混合媒体に対する伝熱面過熱度の線形補間が使用され、熱伝達係数の基準値が得られる。バルク液体のモル分率または重量分率を用いたこのような線形補間による値は、あいまいさを伴う表現ではあるが「理想 (ideal)」な値としてしばしば参照される。モル分率を使用した例は、以下の通りである。

$$\Delta T_f \equiv X_1 \Delta T_1 + X_2 \Delta T_2 = X_1 \Delta T_1 + (1 - X_1) \Delta T_2 \quad (2.1)$$

Palenら [24]は、混合媒体を用いたリボイラを念頭に置いて、混合媒体の沸騰熱伝達係数の予測式として、McNelly [25]の式に純媒体の平均の物性値を与えることで計算した理想熱伝達係数 $\alpha_{id,Mc}$ を用いた以下のような式を提案した。

$$\alpha_{m,Palen} = \alpha_{id,Mc} \exp[-0.027(T_{out} - T_{in})]^{0.33} \quad (2.2)$$

ここで、 $(T_{out} - T_{in})$ はリボイラから出て行く蒸気温度 T_{out} とリボイラに供給される液体温度 T_{in} の差であり、液体がすべて蒸発すると考えれば相平衡図における露点沸点温度差 ΔT_{bp} に等しい。

続いて、Stephan and Körner [26]が現在一般的に用いられる評価方法を提案した。つまり、Wijkら [23]が提案したように、混合媒体の伝熱面過熱度 ΔT_{sat} が実際に蒸発に使われる局所的な伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat,local}$ よりも大きいことから、界面温度の超過分を ΔT_E として、次式のように表した。

$$\Delta T_{sat} = T_{wall} - T_{sat,bulk} = \Delta T_{sat,local} + \Delta T_E \quad (2.3)$$

さらに、この局所的な伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat,local}$ の評価を理想伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat,id}$ として与えることにした。Stephanらはこの理想伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat,id}$ を混合媒体の単成分どうしのモル分率平均として以下のように与えた。

$$\Delta T_{sat,local} = \Delta T_{sat,id} = X_1 \Delta T_{sat,1} + X_2 \Delta T_{sat,2}$$

$$\alpha_{id} = \frac{q}{\Delta T_{sat,id}} \quad (2.4)$$

さらに、Stephanらは超過過熱度 ΔT_E を気相と液相の濃度差により評価する次式を提案した。

$$\Delta T_E = A|Y_1 - X_1| \Delta T_{sat,id}$$

$$A = A_0(0.88 + 0.12p) \quad (2.5)$$

ここで、 A_0 は実験定数であり、17 の媒体の組み合わせに対してその値を求めている。また、それ以外の混合媒体に対しては $A_0=1.53$ を推奨値としている。また、 p は圧力であるが単位系として[bar]を用いなければならないことに注意が必要である。

以上の式(2.3)~(2.5)を変形すれば、混合媒体の核沸騰熱伝達係数は以下の式で与えられる。

$$\alpha_{m,S-K} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + A|Y_1 - X_1|}$$

$$A = A_0(0.88 + 0.12p) \quad (2.6)$$

Yang [27]はAfga [28]が示したZuberの定数 C が $(y_1 - x_1)$ に関連する量であるとして、混合媒体の沸騰で確認されている気泡成長速度の減少によって限界熱流束が上昇すると考えて、Scriven [29]やStralen [30]らの導いた気泡成長に関する次式を検討して、混合媒体の限界熱流束を評価することにした。

$$r_m = \left(\frac{12\kappa_l}{\pi} \right)^{0.5} \frac{\rho_l c_{p,l} \Delta T}{\rho_g h_{fg}} \frac{t^{0.5}}{1 - (y_1 - x_1) \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \left(\frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right)} \quad (2.7)$$

あるいは、次式のようにも表せる。

$$r_m = r_{pure} \frac{1}{1 - (y_1 - x_1) \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \left(\frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right)} \quad (2.8)$$

ここで、 r は気泡発生からの経過時刻 t における気泡の半径、 D_{12} は物質拡散係数、 dT/dx は $x = x_1$ における沸点曲線の傾きである。

以上の式を検討することで、混合媒体の限界熱流束の整理式として次式を提案した。

$$q_{CHF,Y} = q_{CHF,id,Y} (1 + A|y_1 - x_1|) \quad (2.9)$$

ここで、定数 $A=2.1$ であり、理想限界熱流束 $q_{CHF,id,Y}$ は単成分の限界熱流束どうしの重量分率平均として単純に与えてある。

他には McEligot [31] は、限界熱流束の上昇が混合媒体の沸騰における気泡底部の飽和温度の上昇によって生じるバルク液と気泡底部の温度差によって起こると考えた。つまり、バルク液と気泡底部に温度差が生じている状態をサブクール状態として扱うことにしたのである。これを受けて、Reddy and Lienhard [32] はそのサブクール度を評価して、以下の整理式を提案した。

$$q_{CHF,R-L} = q_{CHF,id,R-L} \left(1 - 0.170 Ja_e^{0.308}\right)^{-1} \quad (2.10)$$

ここで、Reddy らは理想限界熱流束 $q_{CHF,id,R-L}$ として、Sun and Lienhard [33] の限界熱流束の整理式を修正した式として与えて、ヤコブ数 Ja_e は以下の式で定義した。

$$q_{CHF,id,R-L} = \frac{\pi}{24} h_{fg} \rho_g \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right)^{1/4} \times \left[0.89 + 2.77 \exp(-3.44) \left(\frac{R}{La} \right)^{0.5} \right] \times (1 + 0.1 X_1) \quad (2.11)$$

$$Ja_e = \frac{\rho_l c_{pl} (X_1 + Y_1) dT}{\rho_g h_{fg} dX_1}$$

ここで、 La はラプラス定数(-)、 R は管またはロッドの外径(m)である。

また、Thome ら[34] は限界熱流束について、従来の実験結果(Preusser [35], Bobrovich [36])を比較することを行っている。その結果をFig. 2.16, Fig. 2.17 に示す。Fig. 2.16, Fig. 2.17 に示されるように、伝熱面形状によっても限界熱流束の濃度依存性の傾向が異なることが分かる。これは、Kutateladze ら[37]の実験結果にも現れている傾向である。その結果をFig. 2.18 に示す。今まで述べてきた整理式は伝熱面形状が細線、もしくは単一気泡が発生するような平板の実験結果から提案されており、伝熱面形状による限界熱流束の濃度依存性の傾向の違いがまったく考慮されていない。

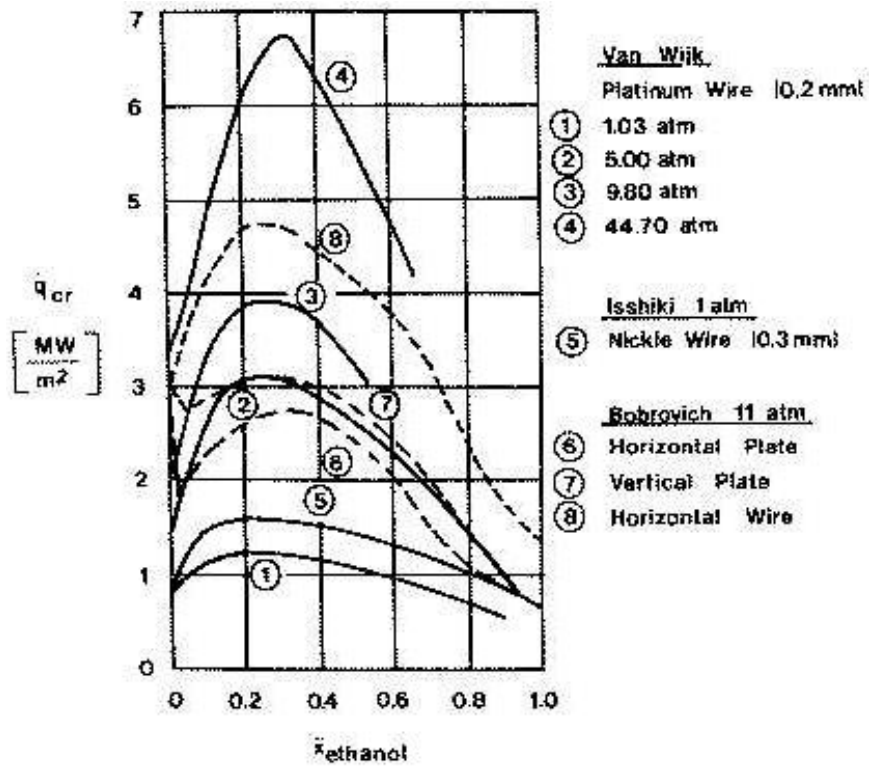


Fig. 2.16 エタノール/水の表面形状に及ぼす限界熱流束の依存性 (Preusser [35])

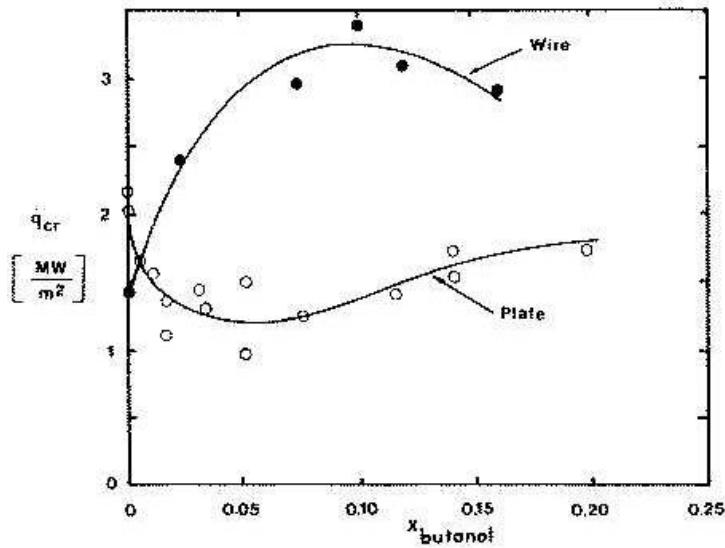


Fig. 2.17 ブチルアルコール/水の表面形状に及ぼす限界熱流束の依存性 (ワイヤ, 9.9barとプレート, 11.1bar (Bobrovichら [36]))

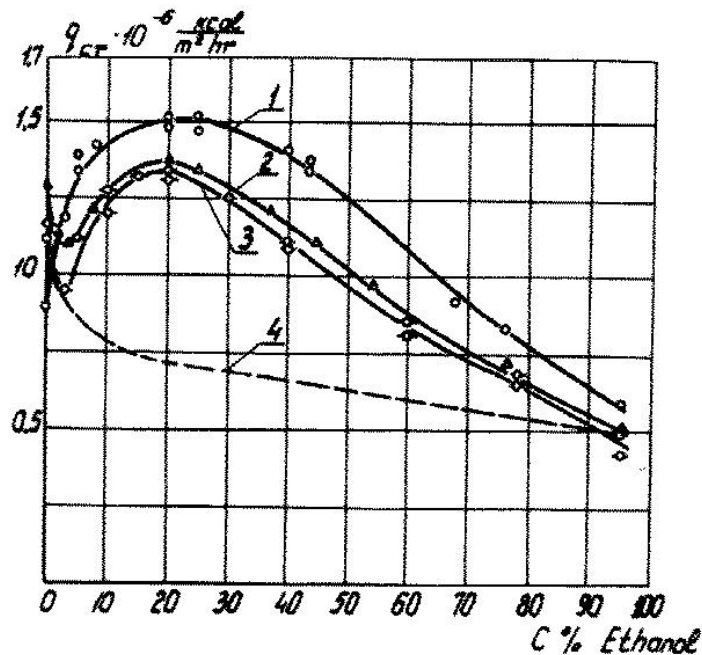


Fig. 2.18 ワイヤ (径 0.5 mm) とリボン (幅 6 mm) を用いた 1 bar 下での Ethanol/Water 混合媒体における表面形状に対する限界熱流束の依存性 (Kutateladze ら [37])
 1 Wire ($D=0.5\text{mm}$). 2 Ribbon placed on the narrow side. 3 Ribbon placed on the wide side. 4 Calculation by the Zuber eq.(2.34).

Calus and Rice [38]は、混合媒体の沸騰において確認されている気泡成長速度の減少が熱伝達を劣化させる原因と考え、Scriven[29]や Stralen[30]らの導いた気泡成長に関する式(2.7), (2.8)を参考に、熱伝達の劣化を評価した。式(2.7), (2.8)の $c_{p,l}/h_{fg}$ および dT/dx を無視して、実験結果と比較することにより、以下の式を得た。

$$\alpha_{m,C-R} = \alpha_{id,C-R} \left[\frac{1}{1 - |y_1 - x_1| (\kappa_l / D_{12})^{0.5}} \right]^{0.7} \quad (2.12)$$

ここで、 κ_l は熱拡散率(m^2/s)、 D_{12} は物質拡散係数(m^2/s)である。また理想熱伝達係数 $\alpha_{id,C-R}$ として、Borishanskii ら [39]の純媒体に対する熱伝達の整理式を Rice ら [40]が修正した式を用いることにしている。

Calus and Leonidopoulos [41]は、Calus and Rice [38]の考え方から、Stephan and Körner [26]の式(2.6)の定数 A を理論的に評価することを行った。その結果、以下の整理式を提案した。重量

$$\alpha_{m,C-L} = \alpha_{id,wave} \frac{1}{1 - (y_1 - x_1) \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \left(\frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right)} \quad (2.13)$$

ただし、理想熱伝達係数 $\alpha_{id,wave}$ は重量分率平均で求めた理想伝熱面過熱度 $\Delta T_{id,wave}$ で定義されることに注意が必要である。

Jungnickelら[42]は、圧力条件を変えた実験を行い、その圧力依存性と熱流束依存性を考慮した以下の式を提案している。

$$\alpha_{m,J} = \alpha_{id,ave} \frac{1}{1 + K_0 |Y_1 - X_1| q^{(0.48+0.1X_1)} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)} \quad (2.14)$$

ただし、理想熱伝達係数 $\alpha_{id,ave}$ は成分媒体に対する熱伝達係数のモル分率平均で定義されている。また、Jungnickelらは定数 K_0 を成分媒体の沸点の差に関連する値としてグラフを与えている。

Thome [43]は、Calus and Rice [38]と同様の考え方で、以下の式を導いた。

$$\alpha_{m,T} = \alpha_{id} \left[\frac{1}{1 - (Y_1 - X_1) \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \left(\frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \right) \left(\frac{dT}{dX} \right)} \right]^{1.2} \quad (2.15)$$

Schlünder [44]は超過過熱度の詳細な検討を行い、熱流束依存性も考慮した上で、以下の式を導いた。

$$\alpha_{m,Sch} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + \frac{T_{sat,2} - T_{sat,1}}{\Delta T_{sat,id}} |Y_1 - X_1| \left[1 - \exp \left(\frac{-B_0 q}{\beta_l \rho_l h_{fg}} \right) \right]} \quad (2.16)$$

ここで、Schlünder は過去の研究をまとめるにあたって、 $B_0=1$, $\beta_l=0.2$ mm/s としている。

Thome [45]は、より簡単に余剰過熱度を評価する方法として、余剰過熱度を取り得る最大値である露点沸点温度差 ΔT_{bp} として導入することを提案し、以下の式を与えた。

$$\alpha_{m,T} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + \frac{\Delta T_{bp}}{\Delta T_{sat,id}}} \quad (2.17)$$

この式は、非常に簡便であるにもかかわらず、その精度は比較的よい。しかし、超過過熱度を取り得る最大値として与えるため、露点沸点温度差が大きい場合は熱伝達劣化の度合いを過大評価する傾向がある。

Thomeら[34]は共沸点における伝熱面過熱度が理想伝熱面過熱度と一致しないことに注目して、共沸点を持つ混合媒体についての理想伝熱面過熱度を式(2.4)のような単成分どうしではなく、共沸点と単成分との間の平均として与えることを提案した。

さらに、Thomeら[46]は、Schlünder[44]と同様の考えに立ち、露点沸点温度差 ΔT_{bp} を導入して、定数を $B_0=1$ 、 $\beta_1=0.3\text{mm/s}$ とした以下のような式の提案も行っている。

$$\alpha_{m,T-S} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + \frac{\Delta T_{bp}}{\Delta T_{sat,id}} \left[1 - \exp\left(\frac{-B_0 q}{\beta_1 \rho_l h_{fg}}\right) \right]} \quad (2.18)$$

Fig. 2.19 では、式(2.6), (2.13)で評価した熱伝達係数の劣化割合をエタノール-水とR11-R113の実験データと比較している[47]。相平衡図は、異なる圧力に対して Fig. 2.20 に示されている。

Ohta and Fujita [48]は、低沸点媒体の拡散方程式のみを解く方法では、高沸点媒体が界面から液体バルクに暗黙的に拡散することを意味するという矛盾を避け、バルク液の対流を考慮するために Fick の第一法則を適用した。

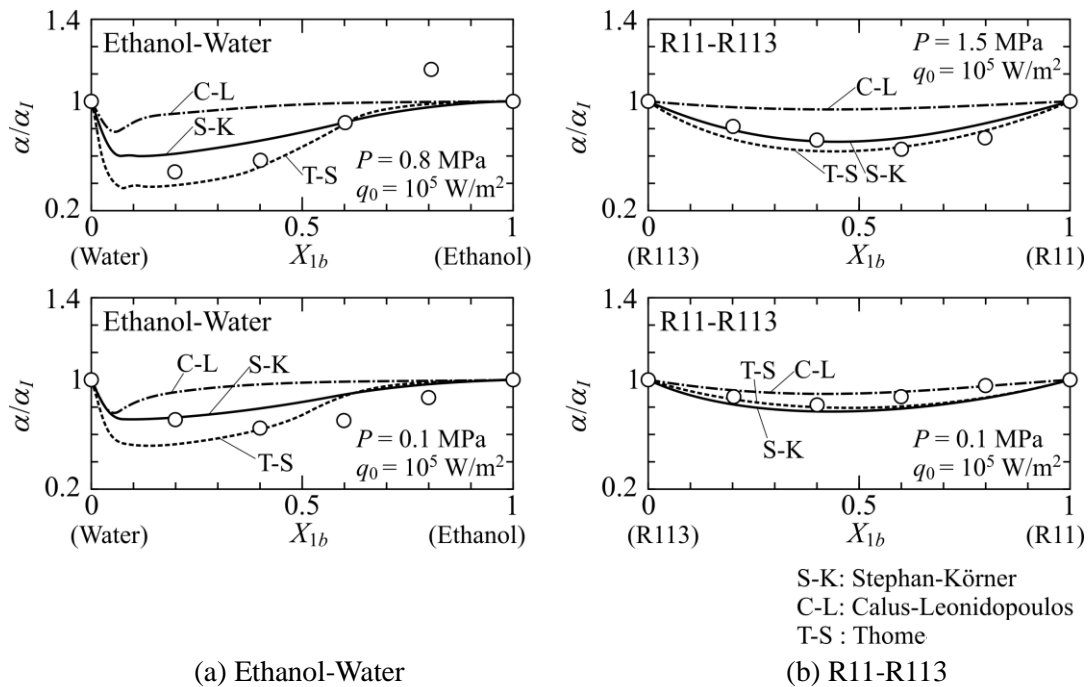


Fig. 2.19 既存の相関式によって計算された伝熱劣化の割合と各圧力での実験結果との比較 [47].

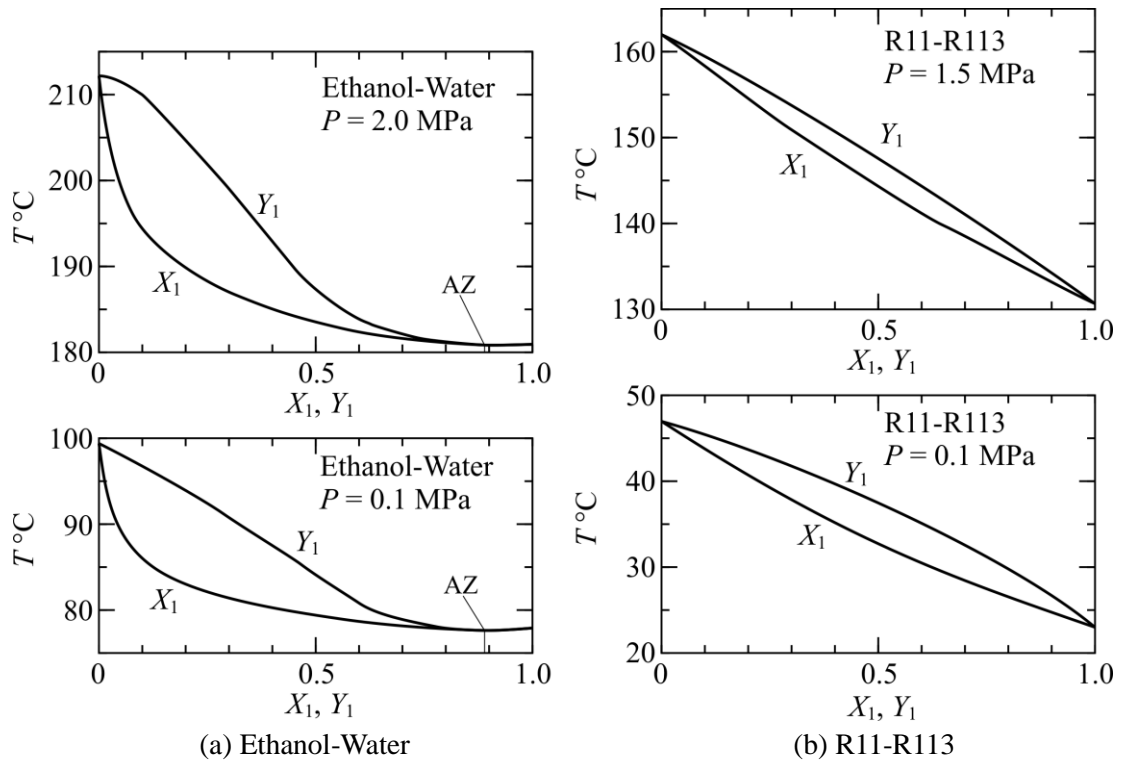


Fig. 2.20 相平衡図[47].

界面における超過温度 $\Delta\theta$ は、相平衡図上の沸点および露点曲線の勾配によって評価される。

$$\Delta\theta \cong \frac{-(e-1)(Y_{1,b} - X_{1,b})}{\left(\frac{dT}{dX_1}\right) + \left(\frac{dT}{dY_1}\right)} \quad (2.19)$$

勾配 dT/dX_1 および dT/dY_1 は、Fig. 2.14(a)の直線で近似されている。

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dX_1} &\cong -\frac{\Delta T_{BP}}{(X_{1,b} - X_{1i,\min})} \\ \frac{dT}{dY_1} &\cong -\frac{\Delta T_{BP}}{(Y_{1,b} - X_{1,b})} \end{aligned} \quad (2.20)$$

熱伝達の劣化割合は、式(2.17)で計算される。ここで、超過温度 $\Delta\theta$ は、次式(2.21)

$$\frac{X_{1,i} - Y_{1,i}}{X_{1,b} - Y_{1,i}} = e \quad , \quad e = \exp\left(-\delta' \frac{N_{1,i} + N_{2,i}}{CD}\right) \quad (2.21)$$

によって定義される e の値を用いて式(2.19)から評価される。 $\eta=2$ について予測された熱伝達係数 α を、エタノール-水および R11-R113 についてそれぞれ Fig. 2.21 および Fig. 2.22 の実験データと比較する。Fig. 2.21(a)では、共沸点を境とする2つの範囲で別々に熱伝達係数が計算される。また、Fig. 2.21(b)および Fig. 2.22(b)は、観察された最大の劣化を伴う濃度における α に対する熱流束 q の影響を示す。ここで、 α_I の破線は、混合媒体の濃度で重みを付けられた単成分媒体の熱伝達係数の調和平均値として、 $\alpha \propto q^{0.8}$ の関係を用いて評価される。熱伝達係数の予測値は実線で表され、自由対流の寄与を無視できない低熱流束を除き実験データとよく一致している。

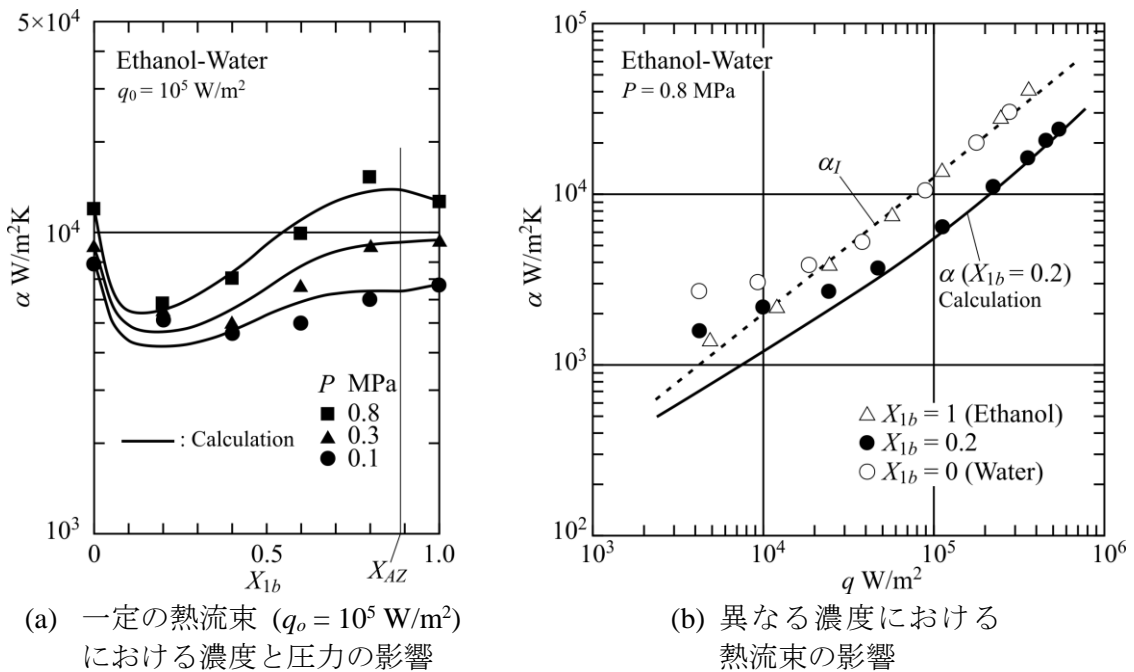


Fig. 2.21 エタノール-水の濃度, 圧力, 熱流束の影響 [48].

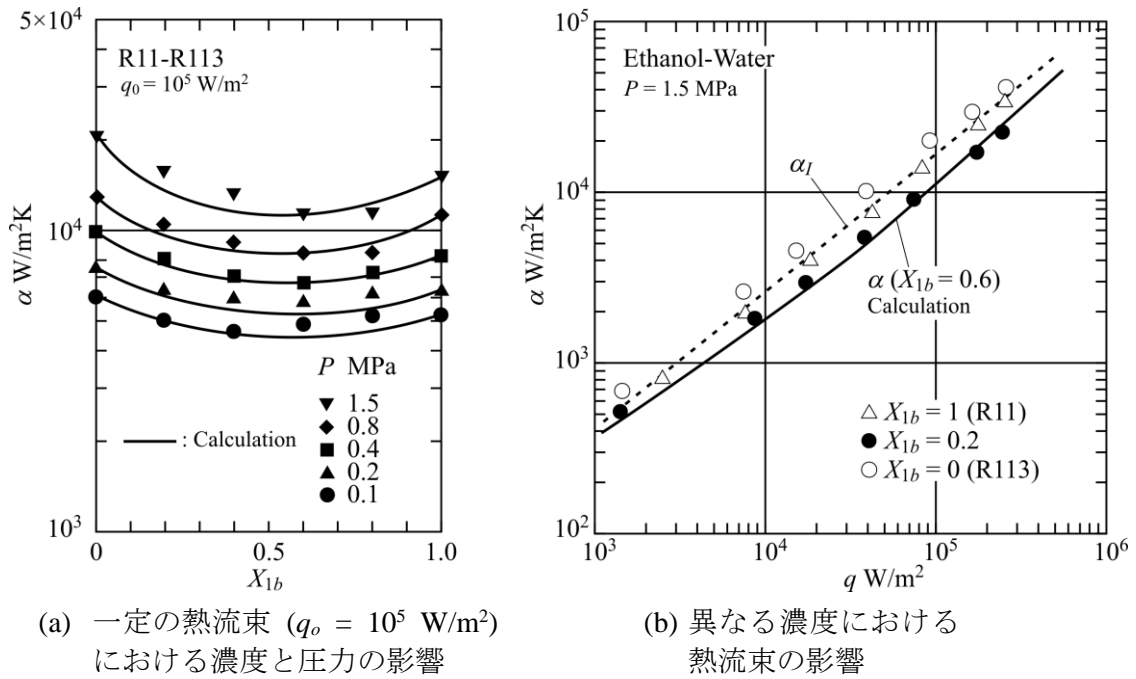


Fig. 2.22 R11-R113 の濃度, 圧力, 熱流束の影響 [48].

Inoueら[49]やFujitaら[50]はThomeの式(2.17)に熱流束の影響を考えた修正式をそれぞれ提案した。

$$\alpha_{m,I} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + \left[\frac{\Delta T_{bp}}{\Delta T_{sat,id}} \right] [0.45 \times 10^{-5} q + 0.25]} \quad (2.22)$$

$$\alpha_{m,F-T} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + \left[\frac{\Delta T_{bp}}{\Delta T_{sat,id}} \right] \left[1 - 0.8 \exp\left(-\frac{q}{10^5}\right) \right]} \quad (2.23)$$

Stephanら[51]は次元解析で抽出した 14 種類の無次元数を用いて、多数の実験データを回帰分析することで、数多くの実験データの整理を行った。整理方法としては4種類の液体グループに分け、便宜的に表面粗さを $1\mu\text{m}$ に仮定し、接触角は、液体グループごとに同一の値を用いた。その整理式は次式のようなになる。

$$\begin{aligned} \text{水} : \quad Nu &= 0.246 \times 10^7 X_1^{0.673} X_3^{1.36} X_4^{-1.58} X_{13}^{5.22} \\ \beta &= 45^\circ, 10^{-4} \leq P/P_c \leq 0.886 \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \text{炭化水素} : \quad Nu &= 0.0546 X_1^{0.67} X_4^{0.248} X_5^{0.335} X_{13}^{-4.33} \\ \beta &= 35^\circ, 5.7 \times 10^{-3} \leq P/P_c \leq 0.9 \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \text{低温液体: } Nu &= 4.82 X_1^{0.624} X_3^{0.374} X_4^{-0.329} X_5^{0.257} X_9^{0.117} \\ \beta &= 1^\circ, 4 \times 10^{-3} \leq P/P_c \leq 0.97 \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \text{冷媒: } Nu &= 207 X_1^{0.745} X_5^{0.581} X_6^{0.533} \\ \beta &= 35^\circ, 10^{-4} \leq P/P_c \leq 0.78 \end{aligned} \quad (2.27)$$

ただし、 $Nu, X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, X_6, X_9, X_{13}, d$ は、以下の通りである。

$$\begin{cases} Nu = \alpha d / \lambda_l, X_1 = qd / \lambda_l T_{sat}, X_2 = \kappa_l^2 \rho_l / \sigma d \\ X_3 = c_{p,l} T_{sat} d^2 / \lambda_l, X_4 = h_{fg} d^2 / \kappa_l^2, X_5 = \rho_g / \rho_l \\ X_6 = v_l / \kappa_l, X_9 = \rho_h c_{p,h} \lambda_h / \rho_l c_{p,l} \lambda_l, X_{13} = (\rho_l - \rho_g) / \rho_l \\ d = 0.0146 \beta \sqrt{2\sigma / g(\rho_l - \rho_g)} \end{cases} \quad (2.28)$$

Kandlikar [52]は、理想熱伝達係数や理想伝熱面過熱度について、これらの式(2.24)～(2.28)を用いて詳細に検討した。その結果、理想熱伝達係数 $\alpha_{id,K}$ として以下の式を用いることを提案した。

$$\alpha_{id,K} = \alpha_{ave,K} \left(\frac{T_{sat}}{T_{sat,ave}} \right)^{-0.674} \left(\frac{h_{fg}}{h_{fg,ave}} \right)^{0.371} \left(\frac{\rho_g}{\rho_{g,ave}} \right)^{0.297} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{ave}} \right)^{-0.317} \left(\frac{\lambda_l}{\lambda_{l,ave}} \right)^{0.284} \quad (2.29)$$

ここで、 $\alpha_{ave,K}, T_{sat,ave}, h_{fg,ave}, \rho_{g,ave}, \sigma_{ave}, \lambda_{l,ave}$ は以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \alpha_{ave,K} &= 0.5 \left[(x_1 \alpha_1 + x_2 \alpha_2) + \left(\frac{x_1}{\alpha_1} + \frac{x_2}{\alpha_2} \right)^{-1} \right] \\ T_{sat,ave} &= x_1 T_{sat,1} + x_2 T_{sat,2} \\ h_{fg,ave} &= x_1 h_{fg,1} + x_2 h_{fg,2} \\ \rho_{g,ave} &= x_1 \rho_{g,1} + x_2 \rho_{g,2} \\ \sigma_{ave} &= x_1 \sigma_1 + x_2 \sigma_2 \\ \lambda_{l,ave} &= x_1 \lambda_{l,1} + x_2 \lambda_{l,2} \end{aligned} \quad (2.30)$$

さらに、Kandlikar は気泡の気液界面における組成および熱伝達の劣化を引き起こす要因について評価を行い、以下のような式を提案した。

$$\begin{aligned}
\alpha_{m,K} &= \alpha_{id,K} F_D \\
F_D &= 0.678 \left[1 + \frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \frac{\Delta T_s}{g} \right]^{-1}, \quad V_1 > 0.005 \\
F_D &= 1 - 64.0 V_1, \quad V_1 < 0.005 \\
V_1 &= \frac{c_{p,l}}{h_{fg}} \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \left| \frac{dT}{dx} (y_1 - x_1) \right|
\end{aligned} \tag{2.31}$$

ただし、 $\Delta T_s, g$ については以下の式から求めることになる。

$$\begin{aligned}
\Delta T_s &= T_{sat,s} - T_{sat} \\
g &= \frac{x_1 - x_{1,s}}{y_{1,s} - x_{1,s}} \\
x_{1,s} &= x_1 - \frac{2.13}{\pi} Ja_0 \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \frac{\rho_g}{\rho_l} (y_{1,s} - x_1) \\
Ja_0 &= \frac{T_w - T_{sat}}{\frac{\rho_g}{\rho_l} \left[\frac{h_{fg}}{c_{p,l}} + \left(\frac{\kappa_l}{D_{12}} \right)^{0.5} \frac{\Delta T_s}{g} \right]}
\end{aligned} \tag{2.32}$$

一方、非共溶性混合媒体に対する研究も若干行われている。

Braggら[53]は、水/テトラクロロエチレン、R113/水、ヘキサン/水の非共溶性混合媒体を用いて、プール沸騰実験を行い、それぞれの混合媒体の熱伝達特性を調べている。上下2層に分離することで、混合媒体の液体温度が低下しサブクール沸騰状態となることを示している。また、非共溶性混合媒体の熱伝達係数が、伝熱面に接触している下層の液体のみに対する値よりも高いことを報告している。

Sumpら[54]は、R113/水、R112/水、ヘキサン/水の非共溶性混合媒体で、1/4インチの銅管を用いてプール沸騰実験を行い、加熱部と各媒体との位置関係を明らかにして、熱伝達特性について調べた。Fig. 2.23 に実験装置を示す。非共溶性の液体を混合することによる液体温度の低下の割合にほぼ比例して、膜沸騰領域において熱伝達係数が増大している。核沸騰領域においては、大きな影響は観察されていない。Fig. 2.24 に実験結果を示す。

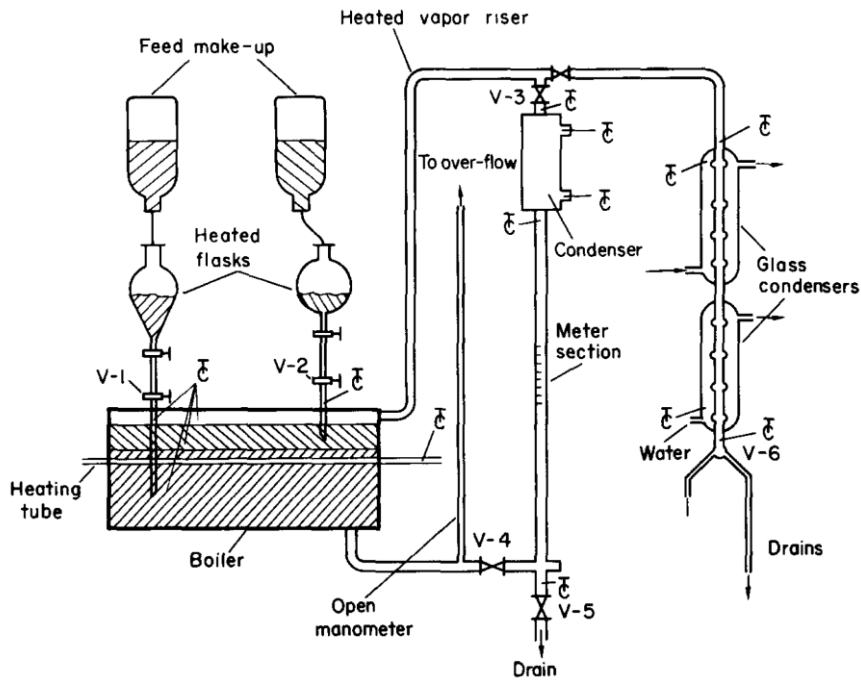


Fig. 2.23 実験装置 (Sump [54]).

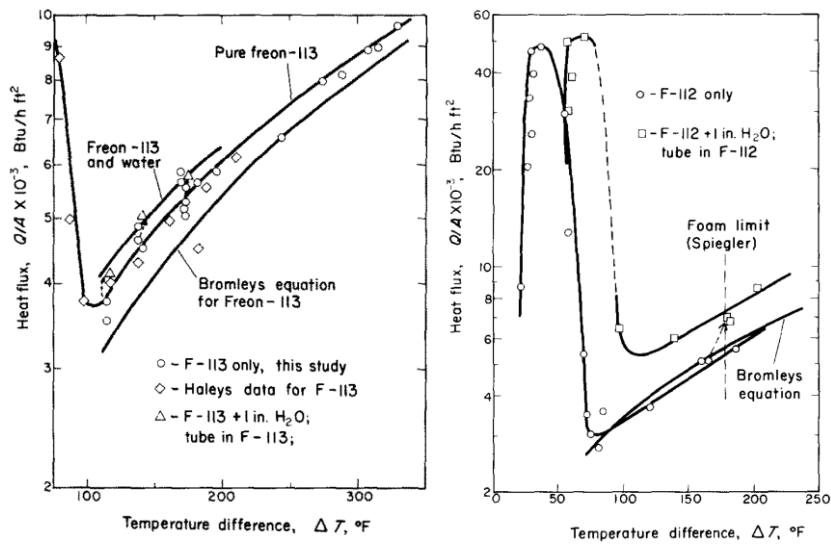


Fig. 2.24 実験結果 (Sump [54]).

土方ら[55]は、高沸点媒体の水に低沸点媒体の R113 を極少量混合し、断面 6mm×30mm、長さ 960mm の長方形流路を加熱部として、R113 が微粒化して水の中に分散した状態に対して沸騰機構と熱伝達に及ぼす影響を調べ、R113 の混合比が熱伝達特性に及ぼす影響について定量的に検証している。

この研究は、2成分媒体のサイクルに非共溶性混合媒体を用いることを想定している。高沸点媒体がまだ沸騰していない状態において、低沸点媒体を沸騰させ、その蒸発潜熱により混合媒体の低温領域での見かけの比熱を増加させるとともに、低沸点媒体の沸騰に伴う攪拌および体積膨張による流速の増加などによる伝熱促進を図り、熱交換器の高温側の出口温度を低下させて熱エネルギーを有効利用することを目的としている。

Fig. 2.25 に実験装置を示す。装置は混合部、試験部および凝縮部から構成されている。混合部の微粒細化ノズルによって R113 を微粒化し水に均一に分散させている。実験は、大気圧近傍で行われている。

Fig. 2.26 は、流速 0.199 m/s で(a)熱流束 $1.13 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, (b)熱流束 $1.71 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ の条件で、体積混合比 ψ をパラメータとした主流方向への壁温分布を示している。R113 の混合比が大きくなるにしたがって壁面温度が低くなっている。

R113 の沸騰が進むと伝熱面上に発生する気泡の数が増え、流路断面全体にわたって分布するようになると、混合平均温度が R113 の飽和温度より低い場合でも、かく乱の効果によって温度分布はオーバーシュートを生じ、その時の熱伝達係数は、R113 の混合比に依存せず、小さな混合比に対しても、水だけの場合と比べて約 2 倍程度に増大するとしている。

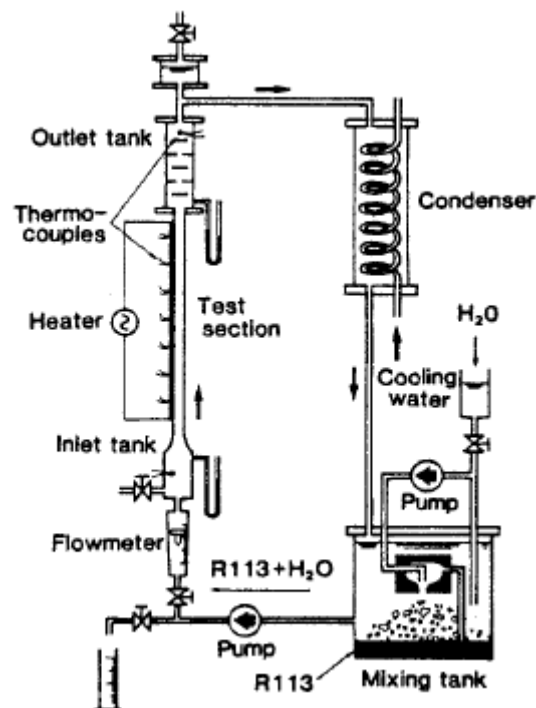


Fig. 2.25 実験装置 (土方ら[55])

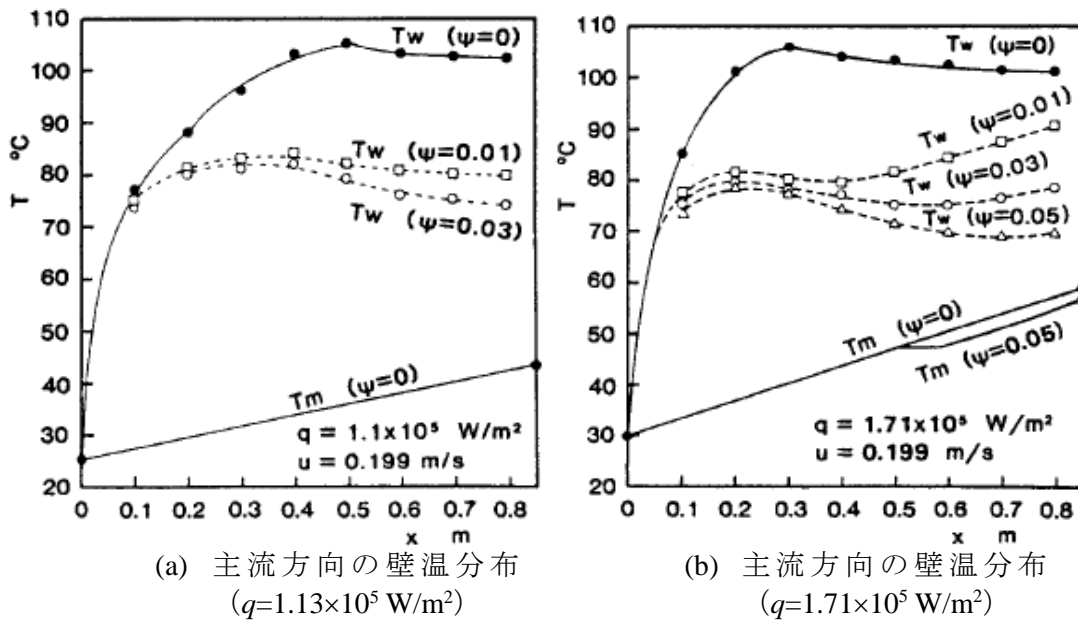


Fig. 2.26 実験結果 (土方ら[55])

2.5 マランゴニ効果が核沸騰熱伝達に及ぼす影響

これまで多くの混合媒体の限界熱流束に関する研究が行われており、それらの結果から、純媒体と比べて混合媒体の限界熱流束が増大する傾向にあることが確認されている。

Kern and Stephan [56, 57]は、濃度の局所的なばらつきに加えて、マランゴニ効果、伝熱面の固体分子とそれに接する液体分子との間にはたらく付着圧力、および界面の熱抵抗を考慮して、混合媒体の熱伝達係数を再現する単一の気泡モデルを提案した。彼らは、拡散による物質移動とマランゴニ効果が熱および物質移動にほとんど影響を与えないことを示した。また限界熱流束 (CHF) 値の増加または減少の相反する傾向が、異なる混合媒体、伝熱面表面形状および圧力レベルに関する実験研究について報告された。

Hovestreijsdt [58]は、気泡底部における表面張力変化が誘起するマランゴニ効果が限界熱流束を増大させる要因と考えてマランゴニ効果と限界熱流束の関係について検討した。これを基に McGillis and Carey [59]は Zuber [60]のモデルを拡張してマランゴニ効果による給液エネルギーを導入することで以下の式を導いた。

$$q_{CHF,MC} = q_{CHF,id} \left[1 + C_m \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial X} (Y_1 - X_1) \right]^{0.25} \quad (2.33)$$

ここで、 $q_{CHF,MC}$: McGillis-Carey CHF は(W/m²)、 $q_{CHF,id}$ は理想限界熱流束(W/m²)、 σ は表面張力(N/m)である。また、定数として $C_m=1.14$ を推奨している。McGillis らは Zuber の式(2.34) (Zuber [60], Kutateladze [61])や Haramura and Katto [62]の式(2.35)などを用いて計算を行っている。

$$\frac{q_{CHF}}{h_{fg}\rho_g} \left(\frac{\rho_g^2}{\sigma g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/4} = C \quad (2.34)$$

ここで、定数 C は液体、伝熱面特性、圧力などに依存する係数である。Kutateladze はこの式を次元解析から導き、定数 C として 0.16 を与えた。一方、Zuber は不安定理論から気液界面の安定性を解析することによって、水平無限平板に対する式を導き、定数 C として $\pi/24=0.131$ もしくは 0.12~0.16 の値を推奨している。この Zuber の式は限界熱流束の予測式として最もよく用いられている。

$$\frac{q_{CHF,H-K}}{\rho_l h_{fg}} \left(\frac{\rho_g^2}{\sigma g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/4} = \left(\frac{\pi^4}{2^{11} 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_v}{A_w} \right)^{5/8} \left(1 - \frac{A_v}{A_w} \right)^{5/16} \left[\frac{\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} + 1 \right)}{\left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_g} + 1 \right)^{3/5}} \right]^{5/16} \quad (2.35)$$

ここで、 A_v は伝熱面上を占める蒸気面積、 A_w は伝熱面面積である。

また、Fujita and Bai [63] は理想限界熱流束 $q_{CHF,id}$ を Zuber の式(2.34)を修正して、定数 C を単成分もしくは共沸点における測定値のモル分率平均として与えることを提案し、以下の式を与えた。

$$q_{CHF,id,Z} = C_m h_{fg} \rho_g \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right)^{1/4} \quad (2.36)$$

$$C_m = C_1 X_1 + C_2 X_2$$

そして、マランゴニ効果の評価にマランゴニ数を導入した単純な整理式を提案して、マランゴニ流が薄い液膜に液体を補充し、ドライパッチの拡大および気泡の合体を遅らせ、CHF の増加をもたらすことを説明し、マランゴニ数の有用性を示した。

$$q_{CHF,F-B} = q_{CHF,id,Z} \left(1 - 1.83 \times 10^{-3} \frac{|Ma|^{1.43}}{Ma} \right)^{-1} \quad (2.37)$$

マランゴニ数 Ma には気泡底部の混合媒体の組成変化が最大まで起こると考え、沸点温度における表面張力と露点温度における表面張力の差である最大表面張力差 $\Delta\sigma_{max}$ を導入して、代表長をラプラス定数 La とし、次式を与えている。

$$Ma = \frac{\Delta\sigma_{max} La}{\mu_l \kappa_l} \quad (2.38)$$

ここで、 μ_l は粘性係数(Pa·s)、 κ_l は熱拡散率(m²/s)である。

混合媒体の沸騰において、マランゴニ効果は、液体-蒸気界面に沿った濃度勾配およびまたは温度勾配によって引き起こされる。Vochten and Petre [64]は、Fig. 2.27(a)に示されるように、より高い温度範囲で多くの炭素数を有するアルコール水溶液の表面張力の増加を示したが、濃度に関する情報は与えられていない。

Abe[65]は、“self-rewetting fluid (自己浸潤性流体)”である 1-ブタノール水溶液が封入されたヒートパイプにおける CHF の増加を確認した。Fig. 2.28 は正および負の混合媒体に対して三相界面方向の表面張力勾配の現れ方を分類して図示したものである。ここに正の混合媒体とは低沸点成分濃度の増大とともに表面張力が減少する場合をさす。“self-wetting (自己浸潤性)”と同じ意味の用語“self-rewetting”とは、気泡底部で表面張力が 3 相線に向かって増加することを意味するが Abe は濃度勾配と温度勾配の両方がこのような表面張力の勾配をもたらす場合についてこの語句を適用している。表面張力の増分が、濃度および温度に関する全微分形式で表される場合、濃度勾配の寄与は一般に温度勾配の寄与より大きい。CHF の増加に加えて、Van Stralen [66]による Fig. 2.27(b)で示される CHF の増大のみならず熱伝達も促進することができる可能性がある。

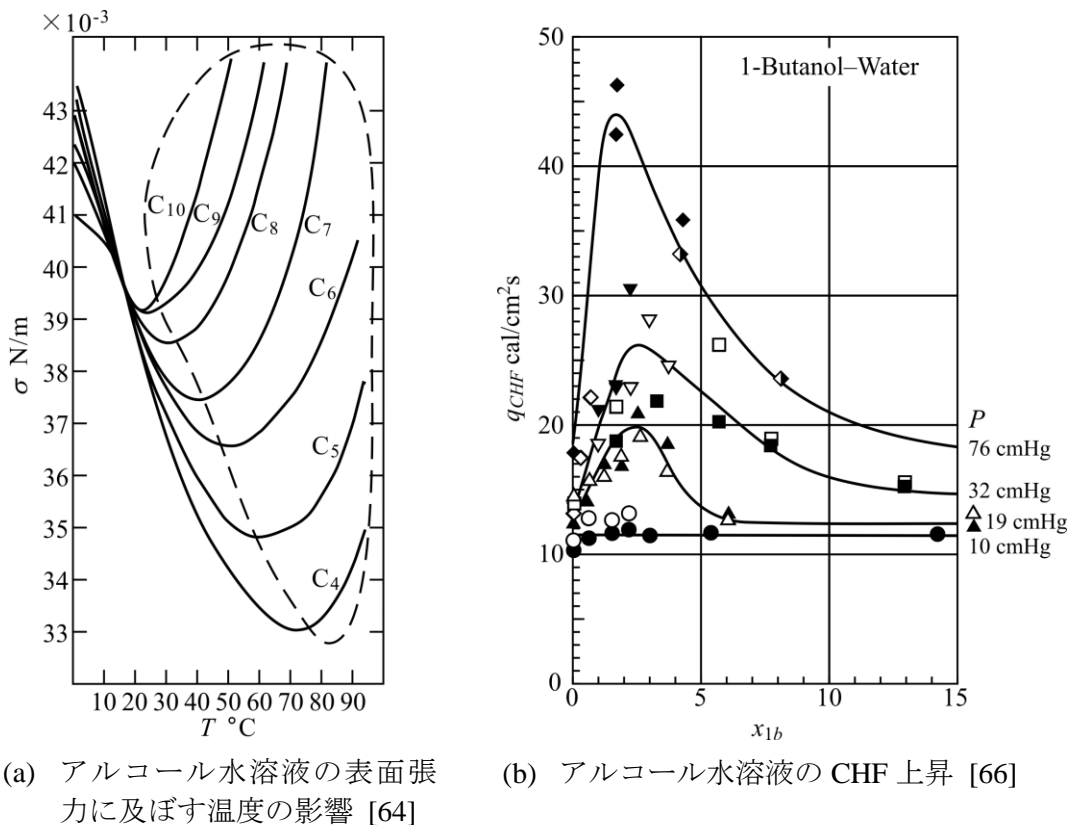


Fig. 2.27 高炭素アルコール水溶液

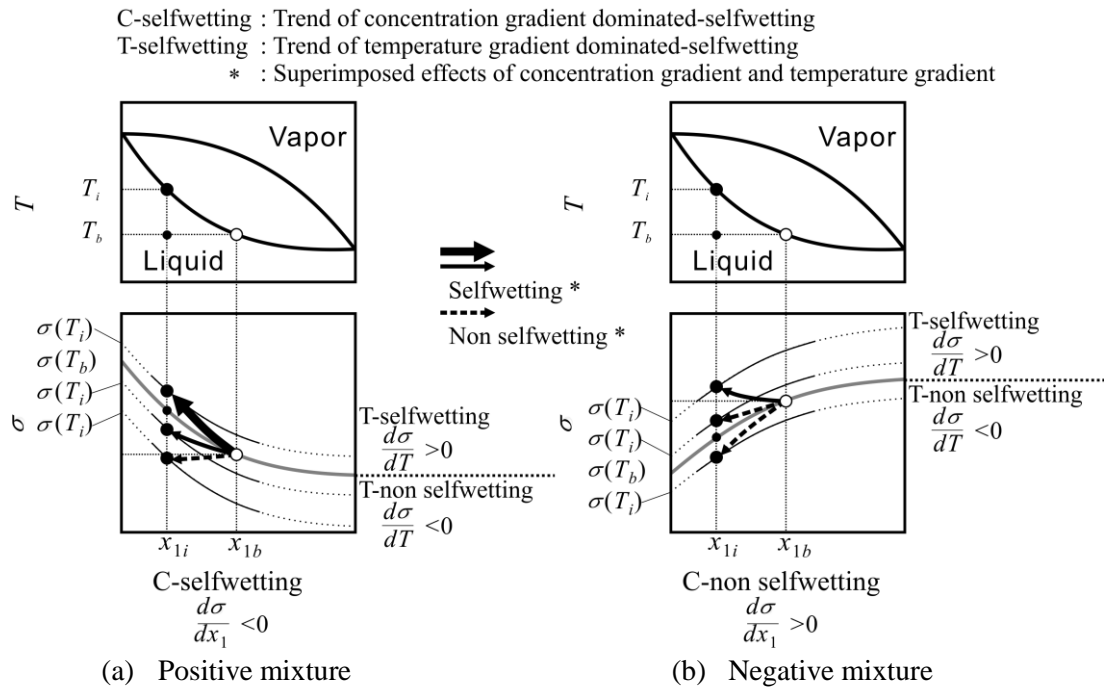


Fig. 2.28 蒸発界面に沿った表面張力の変化に及ぼす濃度および温度の影響

低アルコール濃度の水溶液における詳細な実験が、直径 40 mmの水平配置の平滑伝熱面を用いて、圧力 0.1 MPaにて行われた (Sakaiら[67])。Fig. 2.29 に示すように、1-プロパノール-水、2-プロパノール-水および水-エチレングリコールの3つの混合媒体を使用している。表面張力の変化が、Fig. 2.30(a)に示されており、1-プロパノール-水および2-プロパノール-水のアルコール濃度が、わずかに増加すると、表面張力が著しく低下し、大きなマランゴニ効果が期待される。マランゴニ数 Ma の定義では、熱拡散率の代わりにマランゴニ流を抑制する支配的なパラメータである物質拡散係数を用いるべきであり、その影響が相対的に小さい熱伝達係数を用いる定義は適切でないと言える。以下の式で定義されるマランゴニ数 Ma の変化をFig. 2.30(b)に示す。2つのアルコール水溶液の低アルコール濃度で急上昇が確認される。

$$Ma = \frac{\left(-\frac{\partial\sigma}{\partial x_1}\right)(y_1 - x_1)La}{\mu_l D} \quad (2.39)$$

$$La \equiv \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (2.40)$$

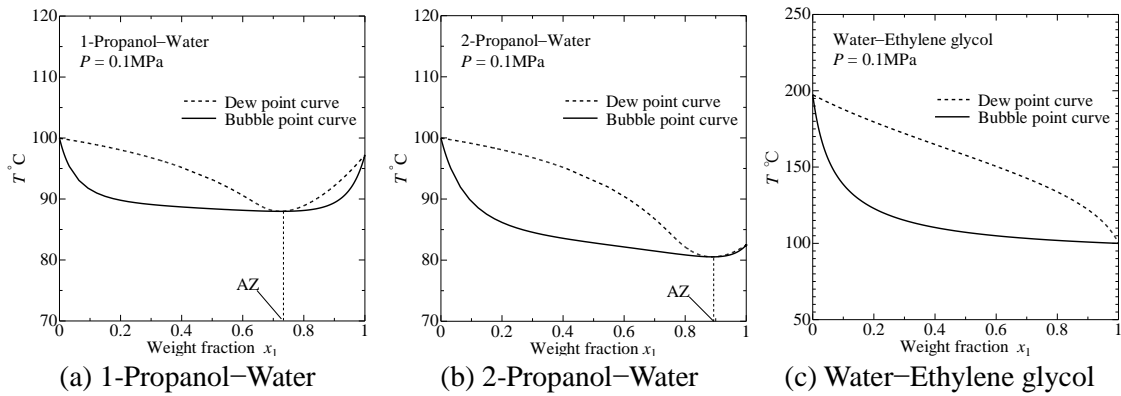


Fig. 2.29 平板伝熱面を用いた熱伝達に対するマランゴニ効果を確認するために用いられた 3 つの混合媒体の相平衡図 [67]

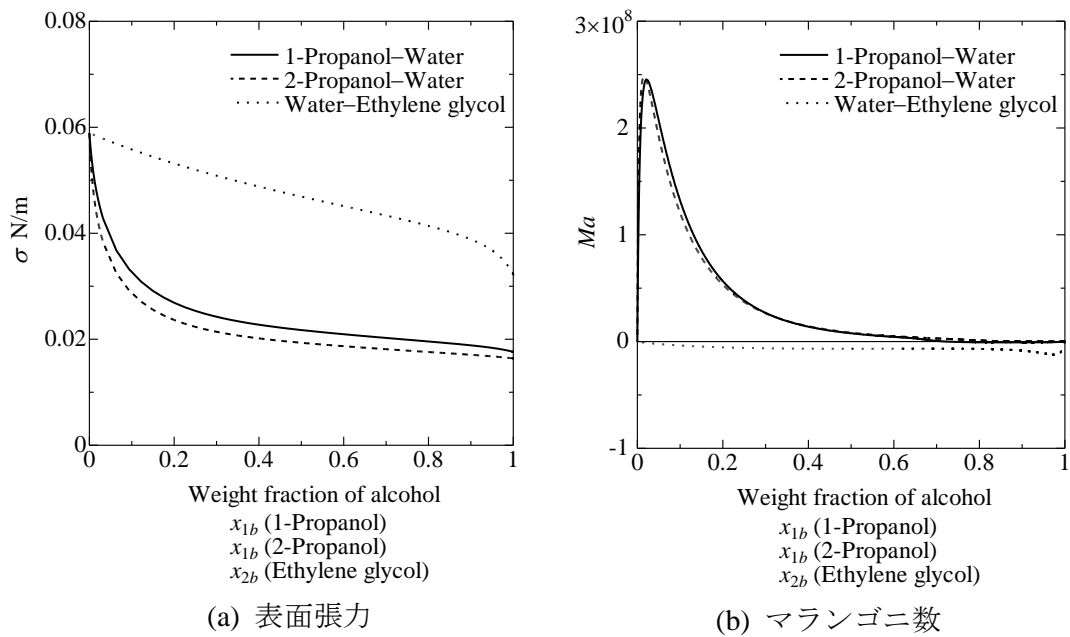


Fig. 2.30 濃度による表面張力およびマランゴニ数の変化 [67]

Fig. 2.31 は、選択された各熱流束における熱伝達係数の低沸点媒体濃度に対する変化を示しており、Stephan-Körner [26]および Thome [45]の相関から予測される熱伝達係数も示されている。Fig. 2.32 は、低濃度の範囲を拡大した図である。1-プロパノール-水および2-プロパノール-水については、非常に低いアルコール濃度で熱伝達係数の上昇が観察され、中程度の濃度範囲では低下している。しかし、水-エチレングリコールについては、伝熱促進は認められず、熱伝達係数は全濃度域で低下している。

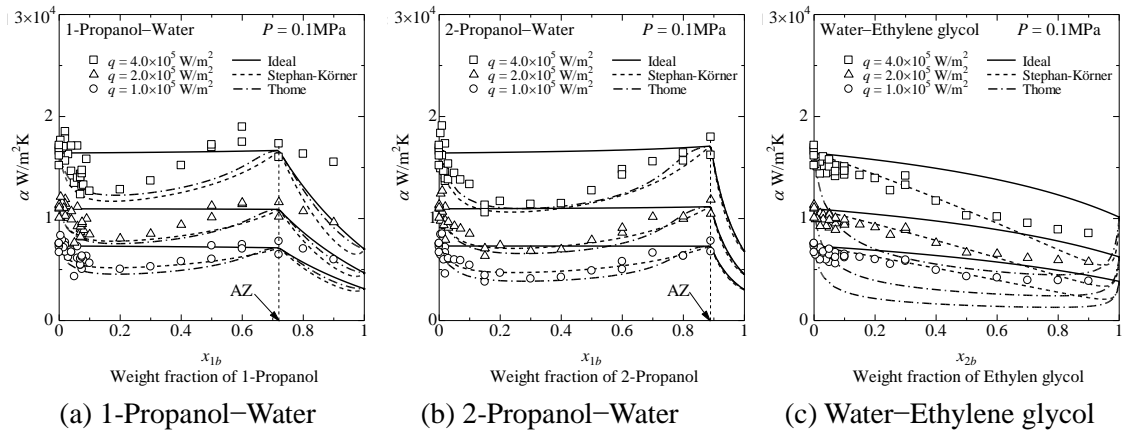


Fig. 2.31 熱伝達係数 [67]

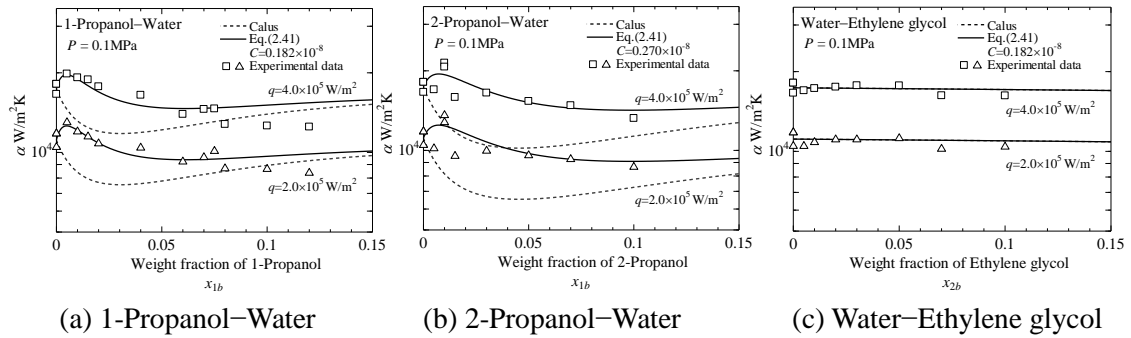


Fig. 2.32 アルコール水溶液の低濃度で観察される熱伝達の促進[67]

一般に非共沸混合媒体の核沸騰においては、物質拡散抵抗による熱伝達劣化とマランゴニ効果による熱伝達促進の 2 つの相反する傾向があるものと考えられる。このため、マランゴニ効果の項のない相関式は、低濃度では詳細な傾向を再現することはできない。熱伝達の予測のために、一般的に以下の形式が提案される。

$$\frac{\alpha}{\alpha_f} = \frac{1 + C Ma}{1 + F} \tag{2.41}$$

ここで、 C は定数であり、 $1+F$ は、例えば式(2.6)または式(2.13)などを参照して与えられる。Fig. 2.32 に、式(2.41)による計算結果が示されているが C の値は対象とする混合媒体ごとに定める必要がある。混合媒体のほとんどの場合、式(2.41)の分子の項 $C Ma$ における影響は、分母の F に比して定量的には無視できる場合が大半であると考えられる。

限界熱流束(CHF)に関する実験結果を Fig. 2.33 に示す。ここでは、混合媒体と同じ物性を使用して Zuber 相関式によって予測される CHF 値も示されている。測定された CHF

値は、水-エチレングリコールの場合を除いて、Zuberの相関式でも予測されるように、アルコール濃度の増加とともに徐々に減少している。1-プロパノール-水、2-プロパノール-水の低アルコール濃度では、ここでマランゴニ数のピークにもかかわらず、CHF値は明らかに極小値を有している。

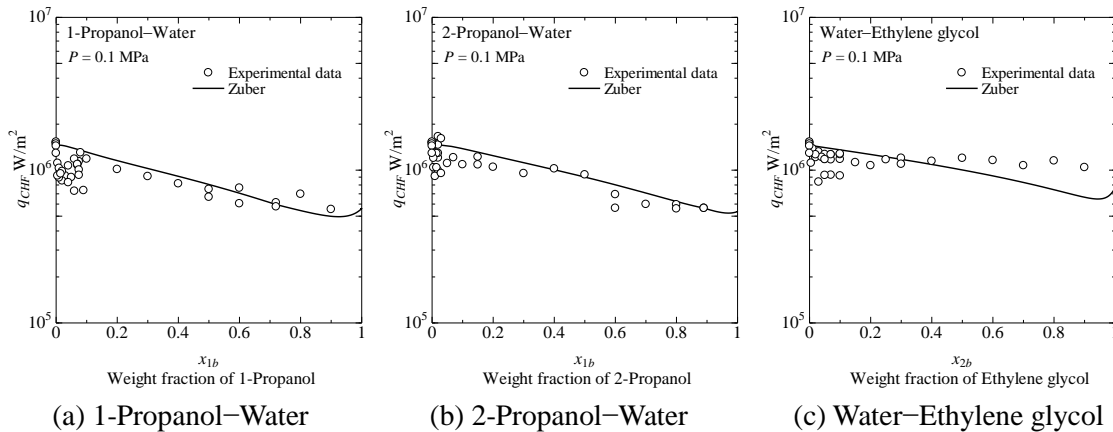
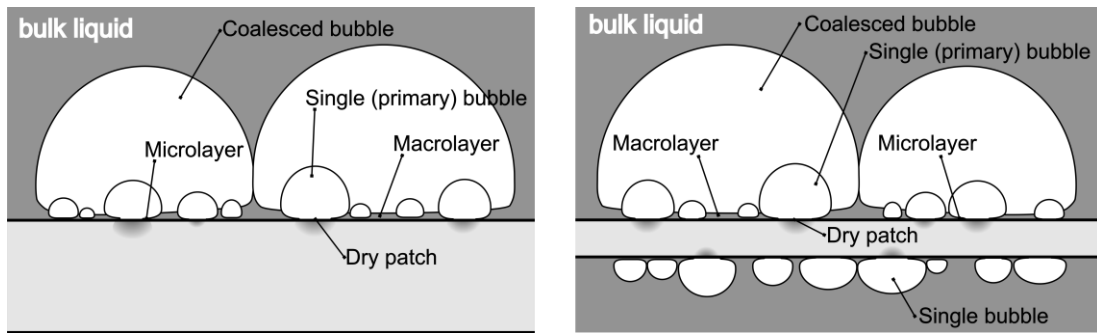


Fig. 2.33 限界熱流束 [67]

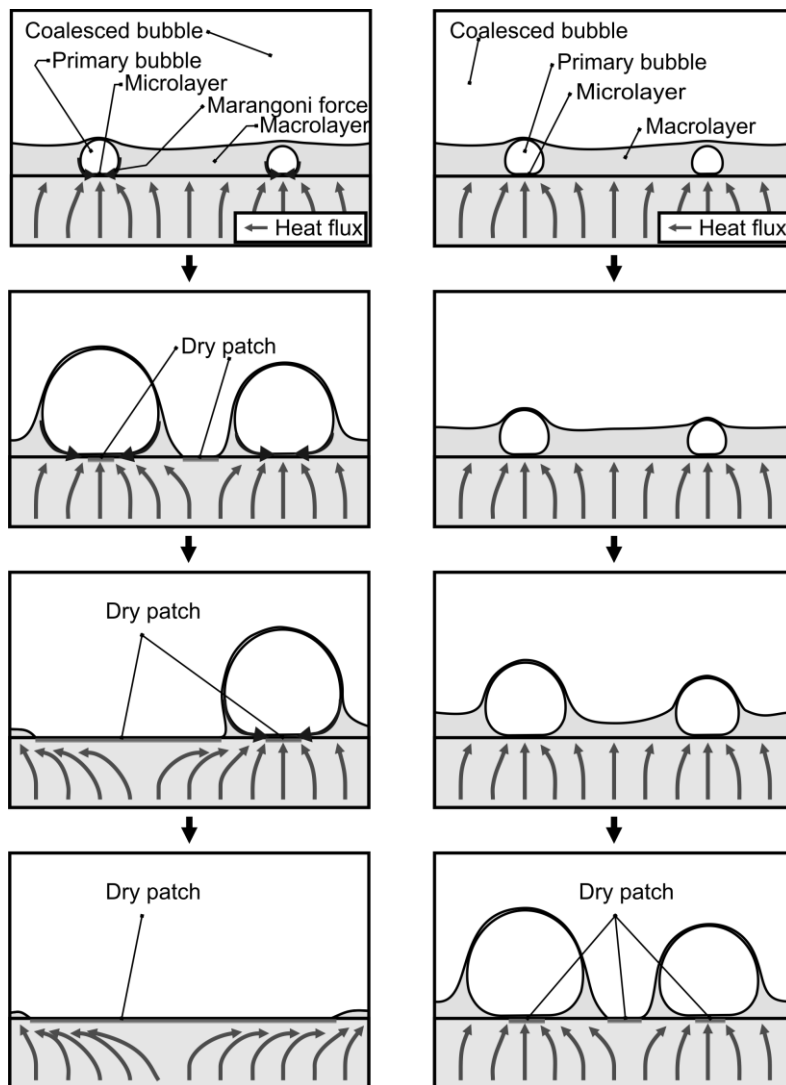
平板の場合のCHFの減少は、例えばBobrovichら [36]およびKutateladzeら [37]においても明らかであり、一方Hovestreijsdt [58], Fijita and Bai [63], Reddy and Lienhard [32]によって、ワイヤまたは細管のCHFの増加が報告されている。Fig. 2.34は、(a)が大きな平板上の場合、(b)がワイヤ上の場合のそれぞれについて気泡の構造を示している。平板上で合体した気泡は、マクロ液膜内に多数の単一気泡（一次気泡）が存在する複合構造を有し、熱伝達は伝熱面から直接発生する一次気泡によって支配されている (Ohtaら [68])。高い熱流束では、合体気泡の離脱による液体の供給後に、マクロ液膜内の液体の消費が加速される。しかし、マクロ液膜の消費は、合体気泡の底部全体で同時に起こるわけではなく、マクロ液膜の局所的なドライアウトの発生および拡大がCHF条件を誘発する。一次気泡の表面に作用するマランゴニ力は、液体リザーバとしてのマクロ液膜から三相界面への液体供給を増強し、Fig. 2.35(a)に示すように、マクロ層の局所的なドライアウトを促進し、CHF値を減少させる。一方、細いワイヤの場合、Fig. 2.35(b)に示すように、気泡の合体がワイヤの頂部で生じ、ワイヤ底部では単一気泡が発生し続ける。ワイヤ頂部の合体気泡の構造は、平板の場合と同様であると予想され、一次気泡への液体の供給は、離脱前に合体気泡底部のマイクロ液膜の枯渇によって妨げられる。一方、ワイヤ底部では、液体がバルク液体から直接単一気泡の底部に供給される。単一気泡のマイクロ液膜の表面に作用するマランゴニ力と、ワイヤ表面に沿って上方に滑らかに移動することによる気泡の定期的な離脱との両方が、液体供給を強化し、マイクロ液膜内の乾燥領域の拡大を妨げる。ワイヤの底部が十分に冷却されていれば、CHF条件には至らない。CHFの直前では、底部を含むワイヤ表面全体が、合体した気泡で覆われている。



(a) 平板

(b) ワイヤ

Fig. 2.34 高熱流束における発生気泡の合体構造 [67]



(a) マランゴニ流あり

(b) マランゴニ流なし

Fig. 2.35 合体した気泡底部の気液界面の挙動に対するマランゴニ効果 [67]

熱伝達係数に対して、マランゴニ効果を導入したものはほとんど見当たらないが、Chaiら[69]は、Stephan and Körner [26]の式(2.6)にマランゴニ数を導入した以下の整理式を提案している。

$$\alpha_{m,c} = \alpha_{id} \frac{1}{1 + A|y_1 - x_1|} \left(1 + m \frac{|Ma|^n}{Ma} \right) \quad (2.42)$$

$$A = A_0(0.88 + 0.12p)$$

ここで、Chaiらは低熱流束域では $m=1.5 \times 10^3$, $n=1.39$ を、高熱流束域では $m=1.5 \times 10^3$, $n=1.45$ を与えている。マランゴニ数 Ma は、表面張力が濃度に対して線形的に変化すると仮定して、代表長 L を境界層厚さとして、以下のように定義している。

$$Ma = \frac{-(d\sigma/dT)\Delta T_{sat}L}{\kappa\mu} \quad (2.43)$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = [\sigma_1 - \sigma_2] \frac{dx_1}{dT} + \left[x_1 \frac{d\sigma_1}{dT} + x_2 \frac{d\sigma_2}{dT} \right]$$

ただし、水溶液の場合などは表面張力が濃度に対して線形的に変化すると仮定するには無理があるものと考えられる。

このように、混合媒体の限界熱流束に関して、異なる考え方から多くの整理式が提案されてきた。しかし、完全整理式は得られていないのが現状である。混合媒体の限界熱流束の予測として何を基準値として用いれば十分であるのか、特定条件下におけるマランゴニ効果のような限界熱流束を上昇させるような効果をどのように評価するのか、限界熱流束が増大する主要な原因は何か、伝熱面形状の影響をどのように評価するのかなど、依然として議論すべき点は多く存在する。

2.6 第 2 章の結論

- (1) 沸騰熱伝達の基本特性、限界熱流束の増大、沸騰熱伝達の促進、混合媒体を用いた沸騰熱伝達特性に関する既存研究について調査した。
- (2) 様々な伝熱面形状あるいは伝熱面性状を用いて、限界熱流束の増大および伝熱促進を試みる多数の研究が存在することを示した。
- (3) 混合媒体の沸騰熱伝達におけるマランゴニ効果に関する既存研究について調査した。
- (4) 混合媒体の限界熱流束の増大を予測するためのいくつかの整理式が提案されているが、限界熱流束を増大させる原因、伝熱面形状の影響など、議論すべきことが依然多く存在する。

第3章 給液方法改善による限界熱流束の増大に関する基礎実験

3.1 基本的な考え方

小型の半導体素子では $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ 程度の発熱面積で 100 W/cm^2 以上の発熱密度を対象とした冷却が目標値となっている。さらに電力変換器用の大型パワー素子を対象とした冷却では $150\text{ mm} \times 150\text{ mm}$ 以上の発熱面積で、高発熱密度への対応が要求されている。Fig. 3.1 に半導体の冷却を模式的に示している。Fig. 3.1(a) に示されるような小型の半導体の場合は、発熱密度が高くても、液単相で流速を上げることで冷却できる可能はあるが、Fig. 3.1(b) で、大型縦長の伝熱面で考えると、既存の単一流路による液体供給の方法では、発熱密度が高い場合は、流れ方向にわずかに進んだところで高いサブクール液体も飽和状態になってしまい、中流部および下流部では、発生蒸気の充満によりドライアウトが生じ伝熱面は高温になってしまう。大型で縦横のサイズが同程度の場合は、ドライアウトが発生する領域が横方向にも広がっていくと考えられる。

それに対して、Fig. 3.1(c) のように、大型縦長の伝熱面で、横から液体を供給できれば、冷却長さが短縮されたものとして扱えられ、ドライアウトの発生を抑制できる。縦横のサイズが同程度の場合には、流れ方向に縦長の構造を幅方向に並列配置することで高発熱密度かつ大面積の冷却が可能であると考えられる。

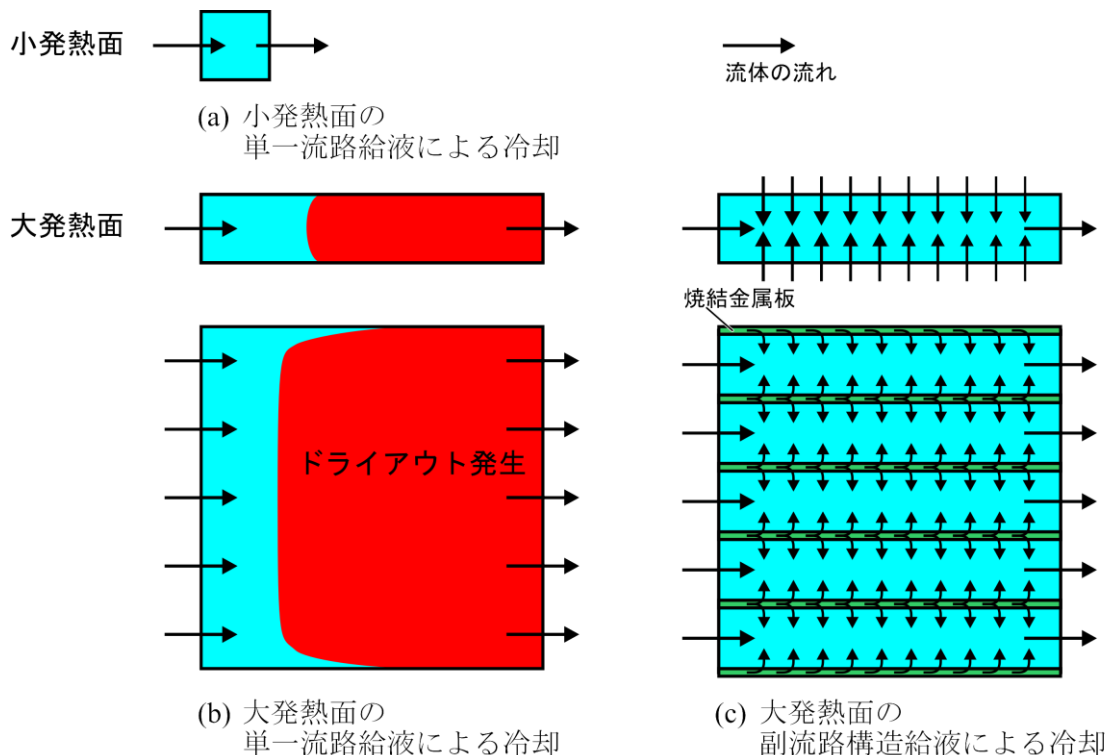


Fig. 3.1 半導体素子の冷却

3.2 流路構造

横から液体を供給する方法として、伝熱面に直接流れ込む主流路とは別に、横から液体を供給するための副流路を設けて、主流路と副流路の間には焼結金属板を配置し、副流路から伝熱面へ液体が到達するような構造を考案した。副流路から供給された液体が、できるだけ伝熱面中央部まで染み込むように、発生した気泡の底部に、主流路の流れに対して横断方向に、伝熱面表面に V 字形の溝加工を施す。副流路は、**Fig. 3.2** に示されるように、伝熱面の横に配置する方法と、伝熱面の背面に配置する方法が考えられ、**Fig. 3.2 (a)** を側面副流路配置、**Fig. 3.2 (b)** を背面副流路配置と呼ぶことにする。

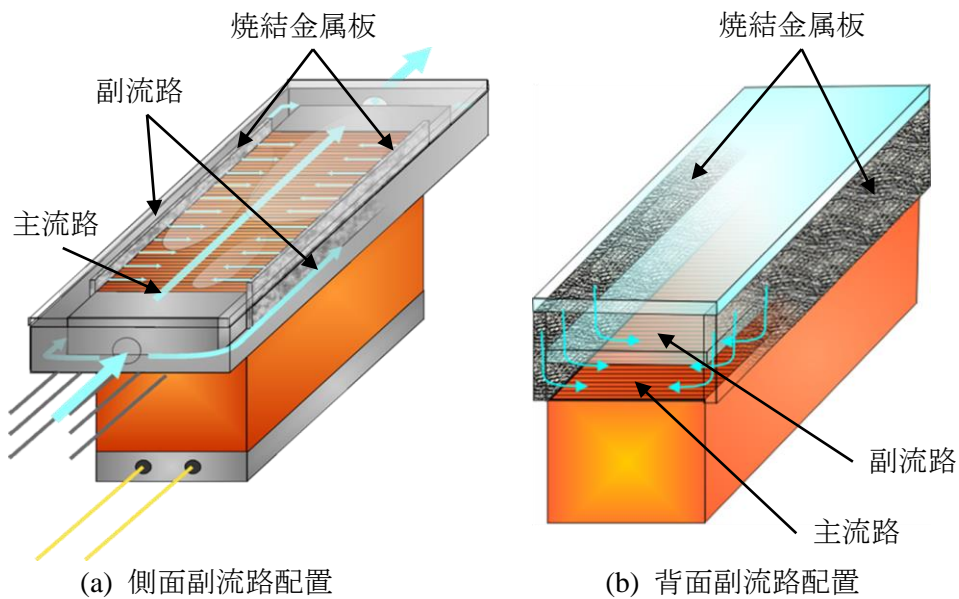


Fig. 3.2 副流路配置構造

3.2.1 側面副流路配置構造

側面副流路配置の実験を行うために、幅 30 mm×長さ 50 mm の伝熱銅ブロックを使用し強制流動沸騰実験を行った。伝熱面の基本構造は、主流路（蒸気流路）と非加熱の副流路（液流路）とから構成されており、両者間は多孔質焼結金属を介してつながっている。多孔質焼結金属板は、主流路で発生した気泡が副流路に進入して、副流路を閉塞するのを防止する。主流路底部には流れを横断する方向にグループ（V 字溝）が隙間なく加工されている。副流路付狭あい流路内伝熱面における液体供給の原理を **Fig. 3.3** に示す。高熱流束時に主流路に扁平気泡が充満し主流路が閉塞されるようになると、主流路内の圧力が低下するので副流路から焼結板を介して液体供給が促進され、主流路へ染み出す。この染み出した液体は V 字溝内の気液界面メニスカス半径が伝熱面中央部と側部とで異なることによって生じる圧力差によって、伝熱面中央部まで供給される。**Fig. 3.4** は実際のテストセクションである。

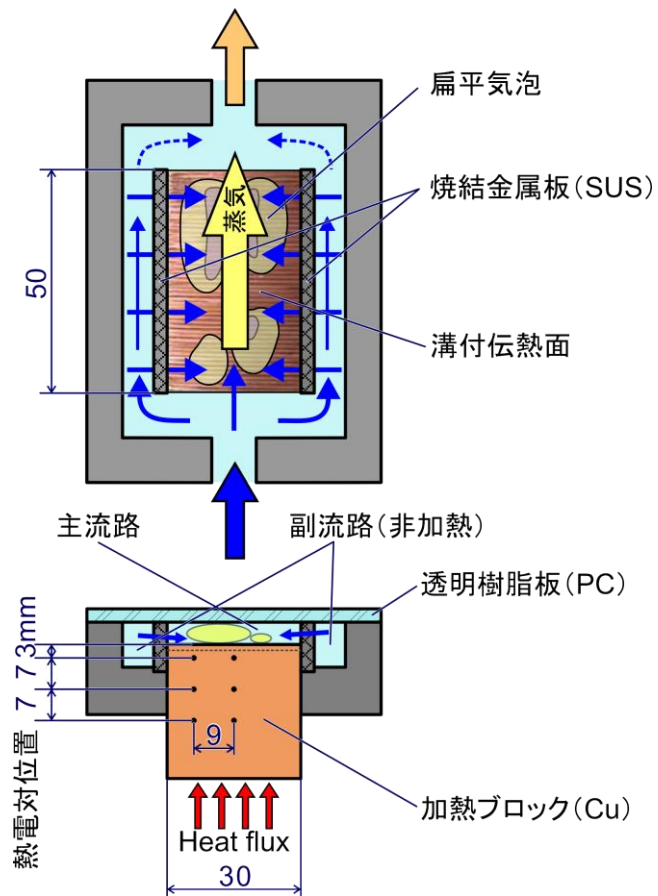


Fig. 3.3 副流路付き (側面配置) 溝付狭あい流路伝熱面の構造



Fig. 3.4 テストセクション外観

3.2.2 背面副流路配置構造

背面副流路配置の実験を行うために、大型伝熱面を模擬する銅ブロックとして幅 30 mm×流れ方向の長さが 150 mm の伝熱銅ブロックを使用し、**Fig. 3.5** に示されるテストセクションで強制流動沸騰実験を行った。副流路は、伝熱面に面する主流路の背面に配置され、非加熱の液体が流れる。主流路と副流路は、透明の熱可塑性樹脂（ポリカーボネート）の板で仕切られ、副流路の上面も透明樹脂板構成されているので、主流路における沸騰様相を直接観察することができる。主流路と副流路の両側面に多孔質の焼結金属板を配置し、側面副流路配置の場合と同様に、主流路で乾き部が発生しても焼結金属板を介して所定のサブクール度の液体を副流路から供給することができる。伝熱面表面形状は、V字の溝が加工されているが、ここでは溝のピッチは 1 mm, 頂角は 90 deg とした。断熱性を考慮し、流路は、熱伝導率の低いフッ素樹脂（テフロン）ブロックで囲まれており、テストセクション全体を支持するために、さらにその外側をステンレスフランジで覆っている。ポリカーボネートの板も熱伝導率が低いため、副流路への熱の進入を極力防ぎ、副流路の液体はほぼ非加熱の状態を保つ。**Fig. 3.6** はテストセクションの外観である。

熱伝達データを取得するために、**Fig. 3.7** に示されているように、伝熱銅ブロック内には、流路入口から 25 mm（上流部）、75 mm（中流部）、125 mm（下流部）の位置に、深さ方向 3 mm, 10 mm, 17 mm に、さらに中流部には片側のみ中心線から幅方向 9 mm 離れた位置に、計 12 本の K 型（クロメル-アルメル）シース熱電対が挿入されている。

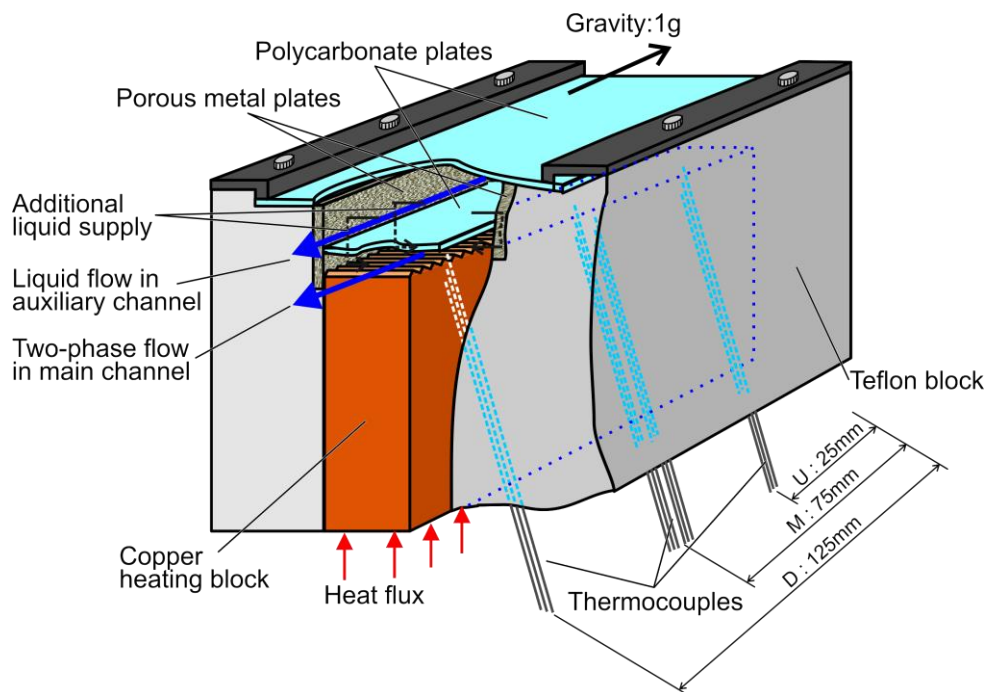


Fig. 3.5 副流路付き（背面配置）溝付狭あい流路伝熱面の構造

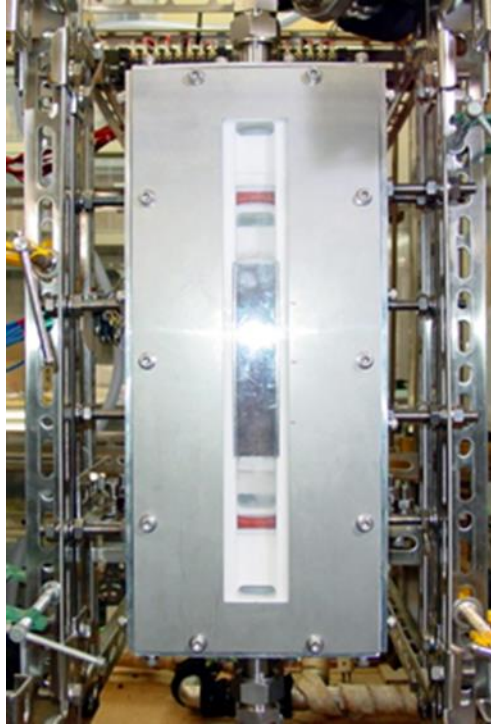


Fig. 3.6 テストセクション外観

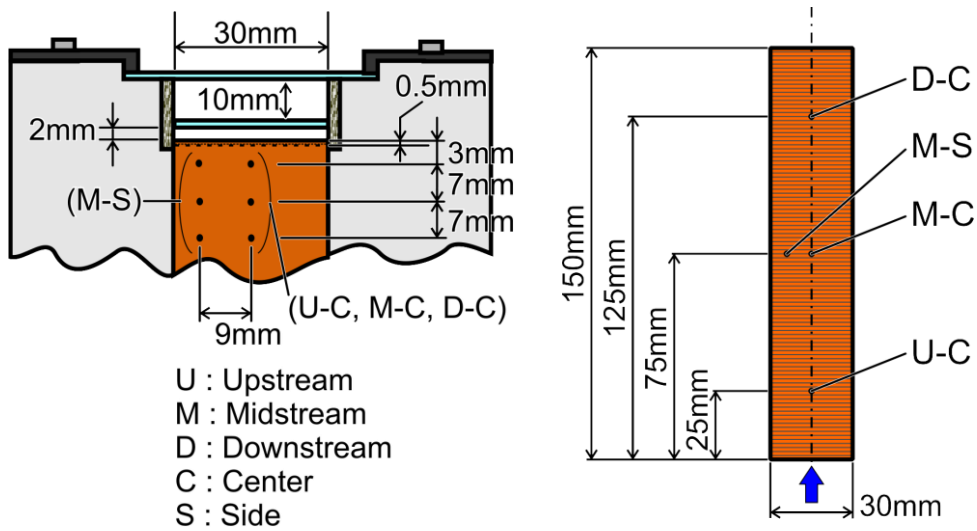


Fig. 3.7 背面副流路配置の断面構造と熱電対の位置

3.2.3 バーンアウト抑制機構

伝熱劣化の原因となるドライアウトは伝熱面で加熱される冷却液が全て蒸発してしまい、伝熱面全体に冷却液が供給できなくなるために生じる。**Fig. 3.8(a)**に示すような

平滑な単一矩形流路内で流体が二相流の状態の場合、入口から供給された液体は、下流へ流れるにしたがい加熱され、下流部伝熱面が沸騰により生じた蒸気膜に覆われやすくなる。このとき乾き領域が拡大し、急激な伝熱劣化が生じてバーンアウトに至る。冷却面が流れ方向に長くなると、ますますこの現象が生じやすい。本研究で考案した流路構造は、給液方法を改善することにより発熱面積拡大に対応することを可能にしたものである。冷却部構造の特徴は、主流路とは別に、補助給液用非加熱の副流路を配置したことである。副流路には常に所定のサブクール度の液体が流れている。この副流路から流路側面に配置した多孔質の焼結金属板を介して加熱主流路へ所定のサブクール度で上流/下流に関係なく液体を供給できる。さらに、Fig. 3.8(b)に示すように、伝熱面上に流れを横断する方向に加工された V 字形の溝により、伝熱面上で発生した気泡の底部に液体が供給され、乾きの発生および拡大を抑制する。Fig. 3.9 に毛細管圧力差による給液原理を示す。

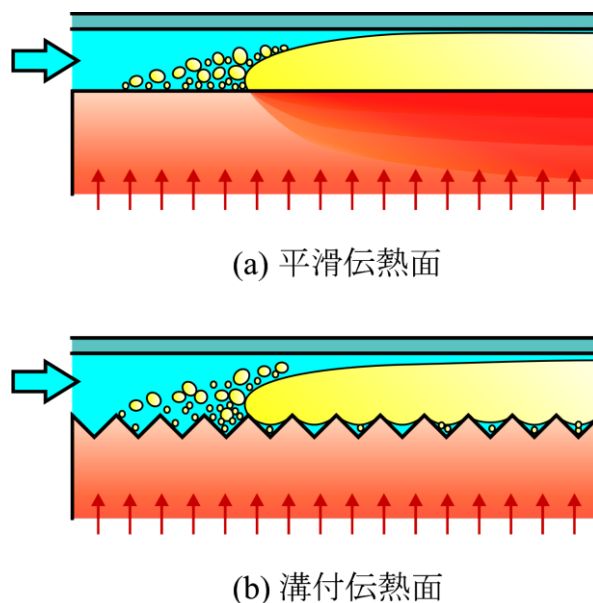


Fig. 3.8 平滑面と溝付面の違い

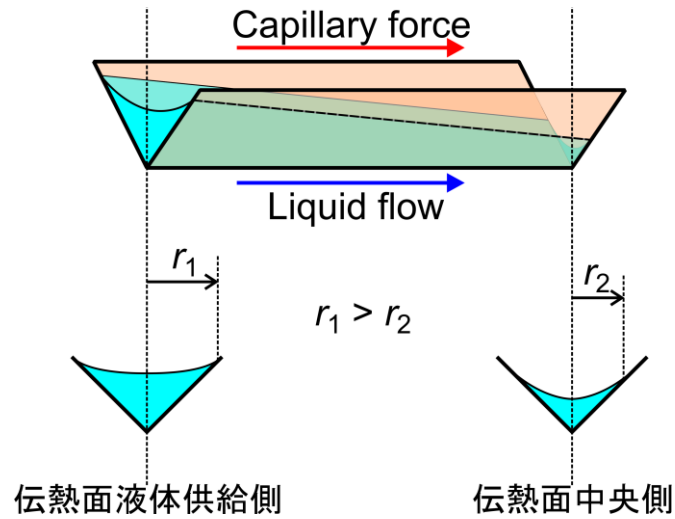


Fig. 3.9 溝付面中央部への液体供給のしくみ

3.2.4 主流路・副流路間の圧力差による供給

主流路と副流路間の液体の流れは、焼結金属板を介した2つの流路間の圧力差によって生じると考えられる。Fig. 3.10に、流路内の圧力分布の概略を示している。今回考案したテストセクションでは、沸騰は主流路のみで生じる。また、主流路内の伝熱面上にはV字形の溝が加工されており、主流路における摩擦損失は、副流路よりも大きくなる。主流路では、気泡の発生、副流路からの液体供給による流量増加により圧力勾配が徐々に増加する。これは、熱流束が大きく出口オリティが上がるほど顕著になると考えられる。一方、副流路の流量は、徐々に減少するため、副流路の圧力勾配は徐々に減少する。よって液体が枯渇する伝熱面下流部において、副流路からより効果的な給液がなされることが考えられる。ただし、流量分配や姿勢によっては、伝熱面上流部への給液が不足し、むしろ上流部においてドライパッチの拡大が生じやすくなる可能性もある。

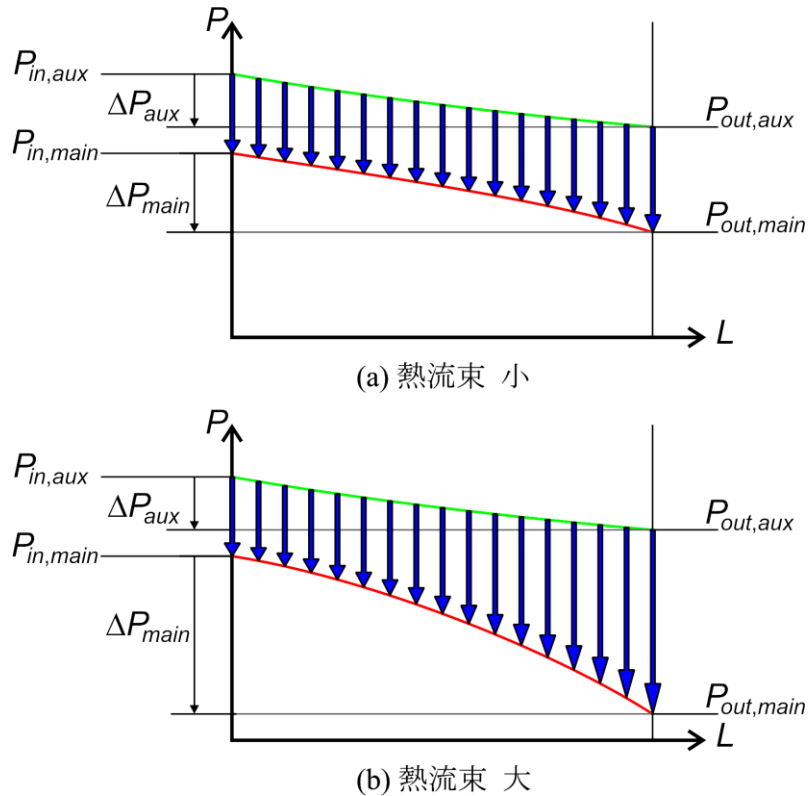


Fig. 3.10 テストセクション内の圧力分布の概略

3.2.5 毛細管圧力の原理

毛細管圧力の原理を以下に示す。**Fig. 3.11** に表面張力の作用概略図を示す。表面張力によって生じる引張力は、その水平成分は互いに打ち消しあい、垂直方向の成分のみが気液界面の圧力差とつり合う。すなわち、液圧を P_l 、蒸気圧を P_v 、接触角を θ 、液体の表面張力を σ_l とすれば力のつり合いは、

$$(P_v - P_l)\pi r^2 = 2\pi r \sigma_l \cos \theta \quad (3.1)$$

$$\Delta P = P_v - P_l = \frac{2\sigma_l \cos \theta}{r} \quad (3.2)$$

となる。これを一般化したものが Laplace-Young の式であり、界面の主曲率半径を R_1 、 R_2 とすると、

$$\Delta P = P_v - P_l = \sigma_l \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3.3)$$

Fig. 3.9 のような V 字型の溝の場合は、

$$R_1 = \infty, R_2 = \frac{r}{\cos(\alpha + \theta)} \quad (3.4)$$

である。ここで、 r は Fig. 3.11 で定義される値 $R=R_2$ とおく。Laplace-Young の式にそれぞれを代入すると、

$$\Delta P = P_v - P_l = \frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r} = \frac{\sigma_l}{R} \quad (3.5)$$

となる。

本実験のテストセクションでは、主流路の両端から冷却液が供給されるので、溝内の液量は Fig. 3.9 に示すように、伝熱面端側で液量が多く中央側ほど少ない。

接触角（みかけの接触角）については多くの測定値が報告されているが、それらは相互間で必ずしも一致していない。この不一致は非常にわずかの不純物や表面の汚染によることが分かっている。全く汚染されていない物体の表面と不純物の無い液体を用いた場合では、接触角の変化は認められない。ここでは溝全体において接触角を一定と見なすこととする。液量が多い場合と少ない場合では r の値が異なる。

$$r_1 > r_2 \quad (3.6)$$

とし、また蒸気圧は主流路全体においてほぼ均一とみなせるので

$$P_{vs} = P_{vc} \quad (3.7)$$

となる。ここで、添え字 s は伝熱面端側を、添え字 c は伝熱面中央側を示している。よって、

$$\begin{aligned} P_{ls} - P_{lc} &= \left(P_{vs} - \frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_1} \right) - \left(P_{vc} - \frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_2} \right) \\ P_{ls} - P_{lc} &= \left(\frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_2} \right) - \left(\frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_1} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

ここで、 $r_1 > r_2$ より

$$\frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_2} - \frac{\sigma_l \cos(\alpha + \theta)}{r_1} > 0 \quad (3.9)$$

ゆえに、

$$\begin{aligned} p_{ls} - p_{lc} &> 0 \\ p_{ls} &> p_{lc} \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる。この圧力差が駆動力となり伝熱面端側から供給された冷却液は中央部へと導かれる。

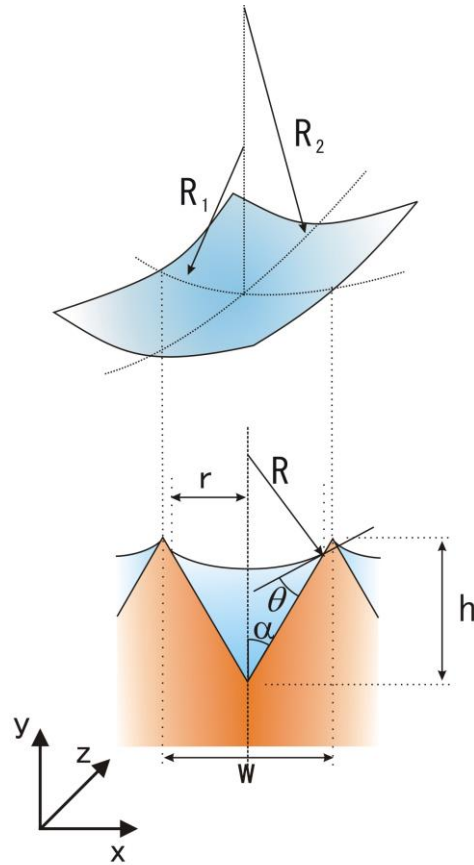


Fig. 3.11 表面張力の作用概略図

3.3 実験装置と実験方法

3.3.1 側面副流路配置による実験方法

側面副流路配置による強制流動沸騰実験では、銅製の伝熱ブロックの下部をロッド型カートリッジヒータで加熱し、印加電圧をステップ状に上げていき、温度が急激に上昇するところ、つまりバーンアウトが発生する直前付近で、さらに細かいステップで電圧を上げていく。温度測定のため、銅ブロックには熱電対が深さ方向3段に埋め込まれており、これらの指示温度をもとに銅ブロック内の熱伝導計算を行って銅ブロック内部の熱流束を求める。尚、溝加工がされているが、平滑面と同一の表面積を持つものとして扱い、溝頂部の位置における表面温度と熱流束分布を求めた。試験液体はフッ素系不活性液体のフロリナート FC72 (3M 社製) を使用し、間隙幅、入口液体流速、入口液体サブクール度、付与熱流束をパラメータとして実験を行った。

実験は以下の条件で行った。

間隙幅	s	0.7 mm, 2.0 mm
伝熱面寸法 (主流路底部面積)		30 mm×50 mm
溝付伝熱面表面形状		平滑面 V字溝 (頂角 90 deg, ピッチ 2 mm)
試験液体		FC72 ($P=0.1$ MPa, 飽和温度 55.7 °C)
入口液体流速	u_{in}	0.032~0.174 m/s (垂直上昇流)
入口液体サブクール度	$\Delta T_{sub,in}$	0~10 K
付与平均熱流束	q_o	$8.0 \times 10^4 \sim 3.2 \times 10^5$ W/m ²

限界熱流束の値は伝熱面中央部における表面熱流束の値が低下し始める直前の定常状態における値として求めた。入力レベルでの熱流束の増分は 2.5×10^3 W/m² とした。

3.3.2 背面副流路配置による実験方法

背面副流路配置による強制流動沸騰実験の方法は、基本的には側面副流路配置の実験方法と同じである。加熱は、外径 $\phi 18.95 \pm 0.05$ mm、長さ 152.4 mm、ワット密度 24.0 W/cm² のカートリッジヒータを 8 本使用し、ボルトスライダにて電圧をステップ上に印加し、熱流束を与えた。Fig. 3.12 に示される試験ループにて実験を行った。試験ループは、循環ポンプ、流量計、凝縮器、気液分離器で構成されおり、主流路、副流路の入口に流量計およびバルブを取り付け、バルブの開閉度によって、主流路の流量を微調整している。気液分離器のところで大気開放された開ループである。

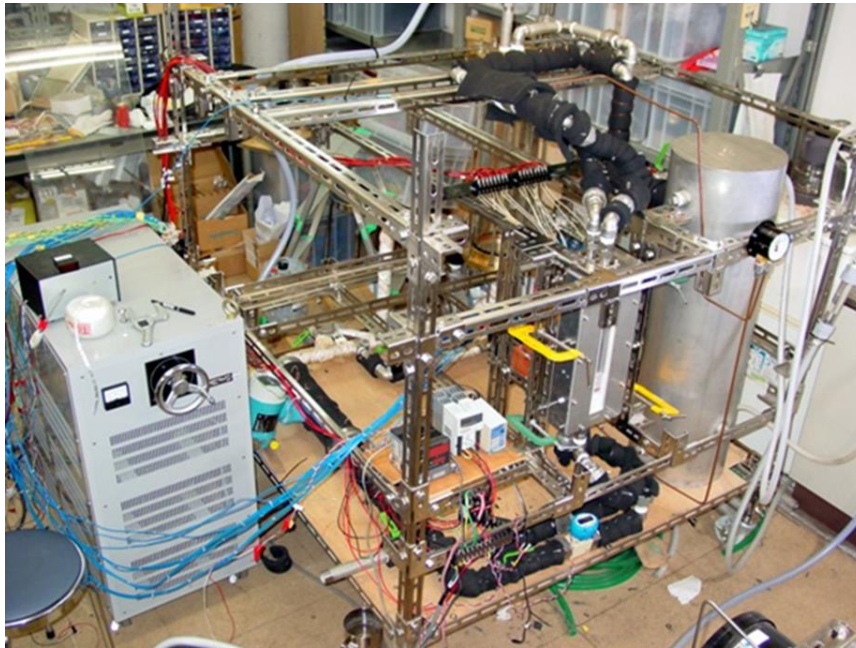


Fig. 3.12 試験ループ外観

実験は以下の条件で行った。

間隙幅	s	2.0 mm
伝熱面寸法（主流路底部面積）		30 mm×150 mm
溝付伝熱面表面形状		V字溝（頂角 90 deg, ピッチ 1 mm）
試験液体		FC72（ $P=0.1$ MPa, 飽和温度 55.7 °C）
入口液体流速	u_{in}	0.065, 0.13 m/s（垂直上昇流）
入口液体サブクール度	$\Delta T_{sub,in}$	15 K
付与平均熱流束	q_o	$6.0 \times 10^4 \sim 3.8 \times 10^5$ W/m ²

3.4 実験結果および考察

3.4.1 側面副流路配置による強制流動沸騰実験の結果および考察

試験液体として FC72 を使用した。実験を行う前に、予備試験として R113（ $P=0.1$ MPa, 飽和温度 47.5 °C）を用いた実験を行った。間隙幅 2 mm、入口液体流速 0.032 m/s の条件で実験を行い、**Fig. 3.13** のとして入口液体サブクール度と伝熱面への電気入力に基づいた限界熱流束の関係が得られた。○は、平滑面で副流路からの液体供給が無い場合、●は溝付き伝熱面で副流路からの液体供給がある場合、▲は、溝付き伝熱面で副流路か

らの液体供給が無い場合を示す。平滑面の場合(○)と溝付き面で副流路が無い場合(▲)を比較すると、ほとんど差異は無く、これは、表面形状の違いそのものは、限界熱流束の増加には寄与しないこと示している。溝付き面で副流路がある場合(●)と無い場合(○)を比較すると、溝付きで副流路がある場合のほうが、明らかに限界熱流束は大きくなっており、このことは、副流路付溝付というこの構造によって、液体供給が効果的に行われたと考えられる。

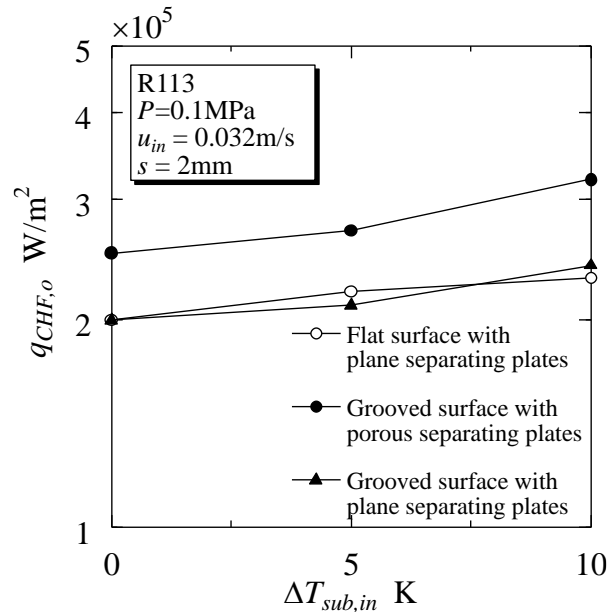


Fig. 3.13 入口液体サブクール度と限界熱流束（ヒータへの入力基準）の関係（試験液体：R113）

次に、試験液体としてFC72を用いた実験について、Fig. 3.14に、入口液体流速0.032 m/sの条件で、間隙幅2 mmと0.7 mmの場合の限界熱流束と入口液体サブクール度の関係を示している。限界熱流束は、熱電対から求められる伝熱面中央部の局所熱流束から求めた限界熱流束であり、平滑面の場合と溝付き面の場合の限界熱流束を比較している。ただし、平滑面は、仕切り板に焼結金属板を使わずに、副流路からの液体給液のない状態であり、溝付面は、副流路が焼結金属板を介して液体が給液される状態である。

入口液体サブクール度によらず、溝付面の限界熱流束は、V字溝による液体供給促進効果によって平滑面の場合の約2倍になっている。また、入口液体サブクール度が大きくなると、平滑面の場合も、溝付き面の場合も限界熱流束は若干増大している。間隙幅0.7 mmの場合は、2 mmの場合ほど限界熱流束の増大は顕著では無いが、溝付き面の場合、限界熱流速の増大効果が確認できる。

平滑面で間隙幅0.7 mmの場合、入口液体サブクール度が大きくなるにつれて、限界熱流束も小さくなっている。これは、サブクール度が大きいときには、上流の方で気泡

が成長しにくく、大きな気泡が停留している可能性があり、気泡底部でドライパッチが拡大して、限界熱流束が低下している可能性が考えられる。また液体進入によるクエンチ周期も長くなっているものと考えられる。

次に、**Fig. 3.15** は、入口液体流速 $0.032\sim 0.17$ m/s の範囲で、入口液体サブクール度 $0, 5, 10$ K の条件で限界熱流束を比較し、入口液体流速が限界熱流束に及ぼす影響について調べた結果を表す。

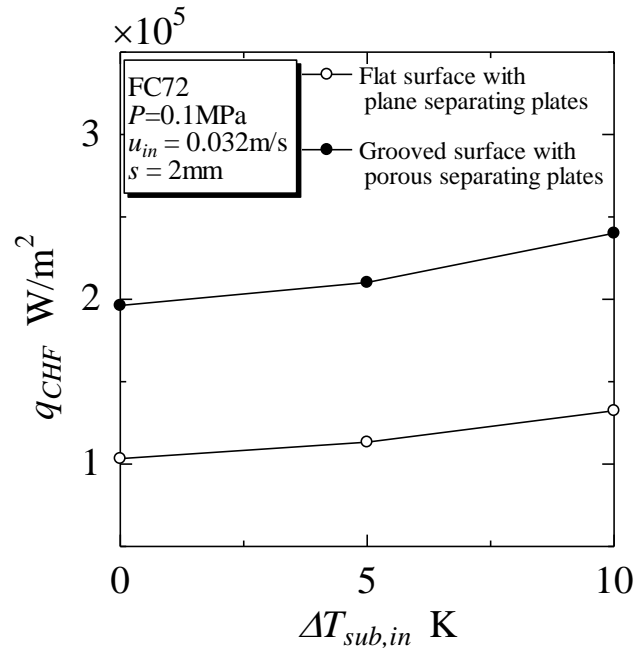
間隙幅 2 mm の場合、平滑面と溝付き面の限界熱流束を比較すると、流速が小さい場合は、溝付き面の限界熱流束の増大は顕著であるが、流速が大きくなるにつれて、平滑面の場合は、増加割合が徐々に飽和するのに対し、溝付き面の場合は、最大値をとって減少する傾向がみられた。すなわち、高流量下では、溝付き面による限界熱流束の増大効果はほぼ消滅している。

間隙幅 0.7 mm の場合、間隙幅 2 mm の溝付き面の場合と定性的には同じ傾向を示しているが、溝付き面であることの効果は、明らかに小さい。

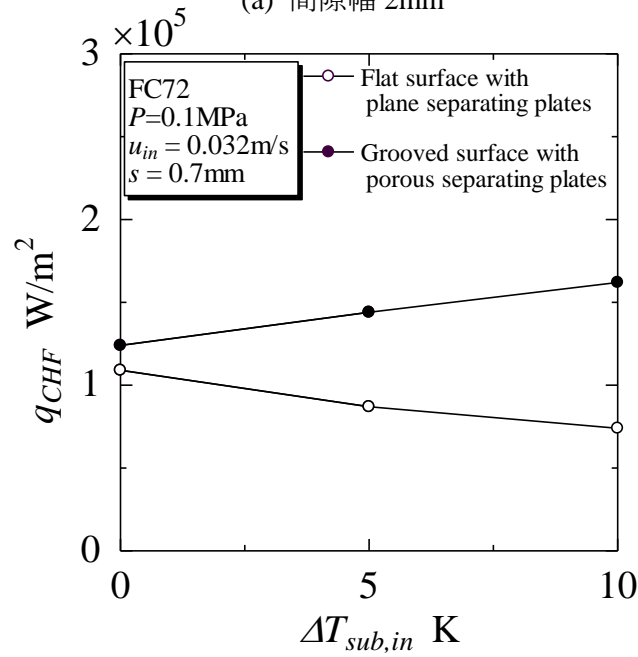
実験を行った条件の範囲において、最大の流速では、平滑面と副流路を持った溝付き面の限界熱流束は、ほとんど一致しており、溝付き面による効果は認められなかった。

入口液体流速が高い条件で、流速が増加するとともに、限界熱流束が低下する原因としては、主流路に流れる液体量が非常に大きくなるので、副流路から主流路へ溝を経由して供給される液体による冷却効果が相対的に小さくなること原因と考えられる。

現象面から考えると、入口流速が大きくない場合、主流路内に発生した扁平気泡は、互いに合体していくことで、溝内の毛細管力による液体供給機構が十分に働くのに対し、入口流速が非常に大きい場合には、**Fig. 3.16** のように、伝熱面上に発生した気泡が流れ方向に伸長して、幅方向に分断され、特に乾きが拡大しやすい伝熱面中央部では、副流路からの直接的な液体の供給が不十分となる。乾きの抑制効果が減少する結果、限界熱流束は低下すると考えられる。



(a) 間隙幅 2mm



(b) 間隙幅 0.7mm

Fig. 3.14 入口液体サブクール度と限界熱流束の関係 (試験液体 FC72)

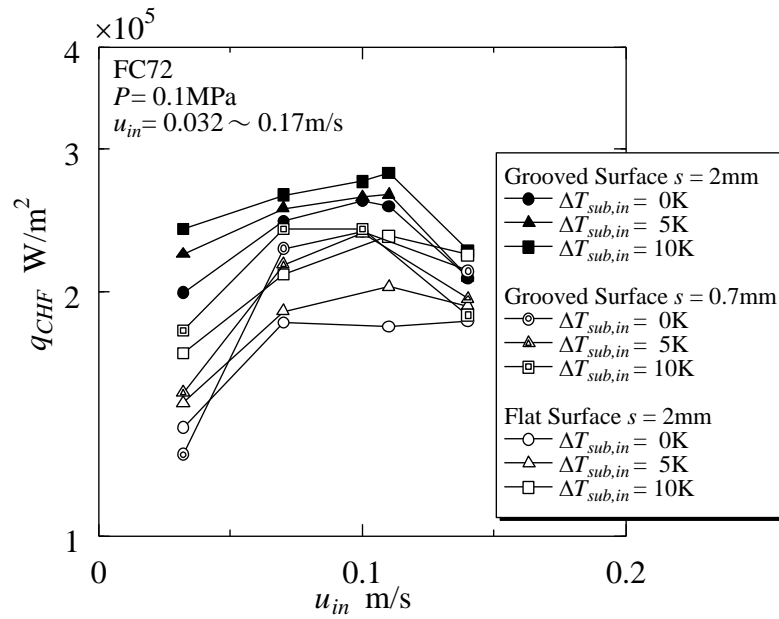


Fig. 3.15 入口液体流速と限界熱流束の関係

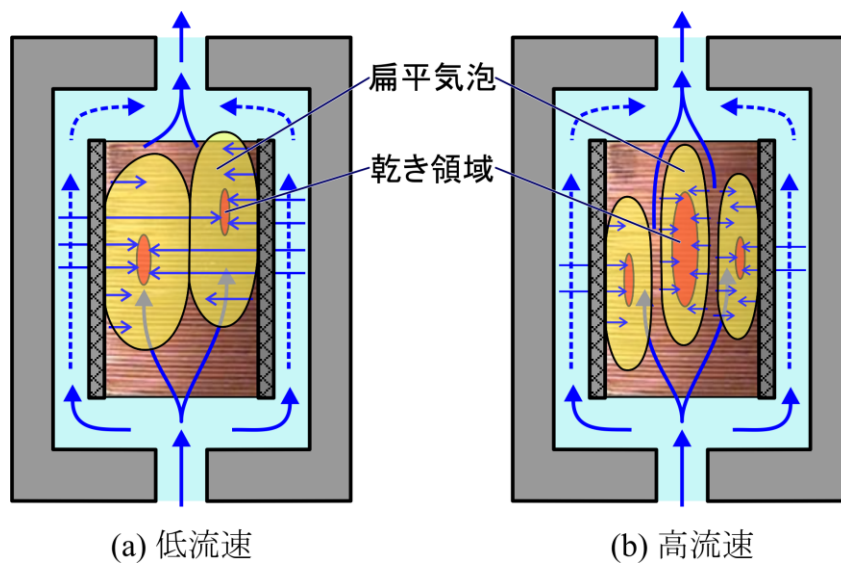


Fig. 3.16 流速が限界熱流束に及ぼす影響

3.4.2 背面副流路配置による強制流動沸騰実験の結果および考察

Fig. 3.17 に入口液体流速 0.065 m/s の場合について、テストセクション正面よりビデオカメラで観察された沸騰様相を示す。熱流束 q_0 はカートリッジヒータへの電気入力から求めた値である。また、**Fig. 3.18** に、入口液体サブクール度 15 K で熱損失がないと仮定した場合について、流れ方向における液体サブクール度と乾き度の変化を示した。

付与熱流束 $q_0=13 \text{ W/cm}^2$ (**Fig. 3.17(a)**) において、サブクール状態が維持されている上流域ですでに細かい気泡の発生が観察された。また、中流域および下流域において、伝熱面と多孔質金属板の境界からやや大きめの気泡が観察された。 $q_0=18 \text{ W/cm}^2$ (**Fig. 3.17(b)**) において、気泡が合体していく様子が、中流域および下流域において観察された。 $q_0=25 \text{ W/cm}^2$ (**Fig. 3.17(c)**) において、扁平気泡の合体によって、活発な沸騰が中流域で観察された。また、主流路と副流路を分けている非加熱の透明の樹脂板に沿って蒸気が流れている様子が観察された。伝熱面表面の温度は、下流域において蒸気流によるドライパッチの拡大抑制が繰り返し生じることにより大きく変動している。 $q_0=35 \text{ W/cm}^2$ (**Fig. 3.17(d)**) 以上に熱流束が増加していくと、中流域から蒸気流が発生する。熱流束を $q_0=38 \text{ W/cm}^2$ まで増加して数分経過の後、伝熱面表面の溝の形状がはっきりと見えるようになった。すでに溝からの液体の浸透によるドライパッチのクエンチはない (**Fig. 3.17(e)**)。ドライパッチのクエンチが一旦不可能になると、表面温度は急激に増大する。さらに時間が経過した後、伝熱面全体が明瞭に観察されるようになった (**Fig. 3.17(f)**)。蒸気流の下には小気泡が観察された。**Fig. 3.18** より明らかなように、 $q_0=35 \text{ W/cm}^2$ における主流路出口乾き度は主流路への供給流量に基づいた値として 2.6 となっている。これは主流路のバルク流による液体流量よりも、副流路からの液体供給量が大きいことを意味しており、入口液体流速が 0.13 m/s の場合には、気泡の発生が伝熱面上流端からより下流側へ進んだ位置で開始すること以外、沸騰様相は類似している。

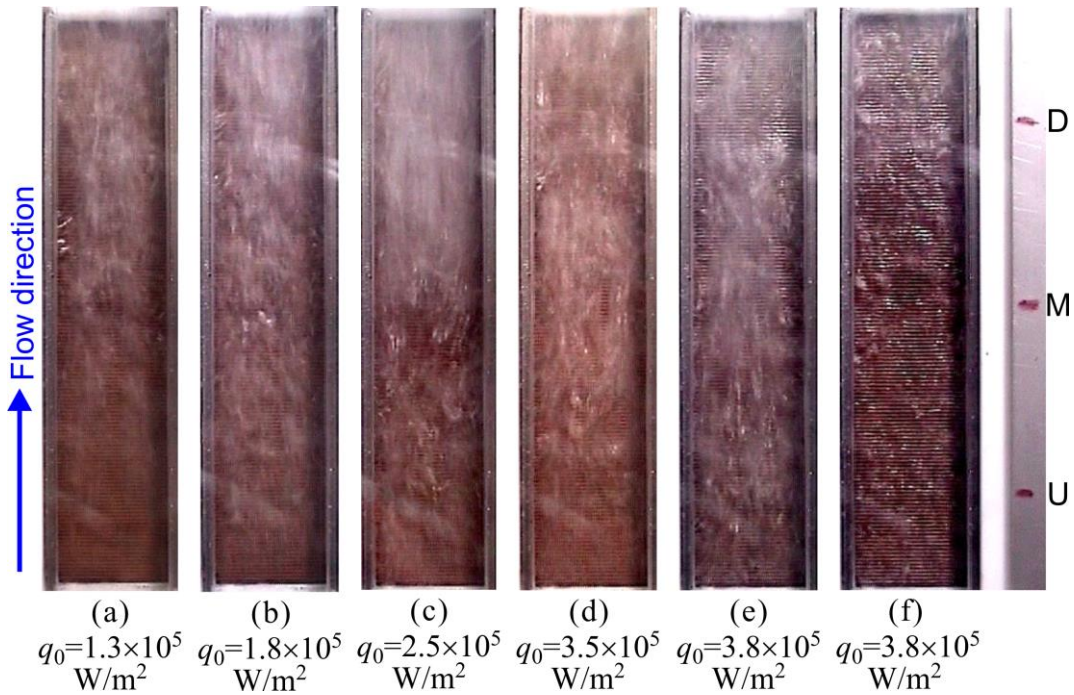


Fig. 3.17 沸騰様相

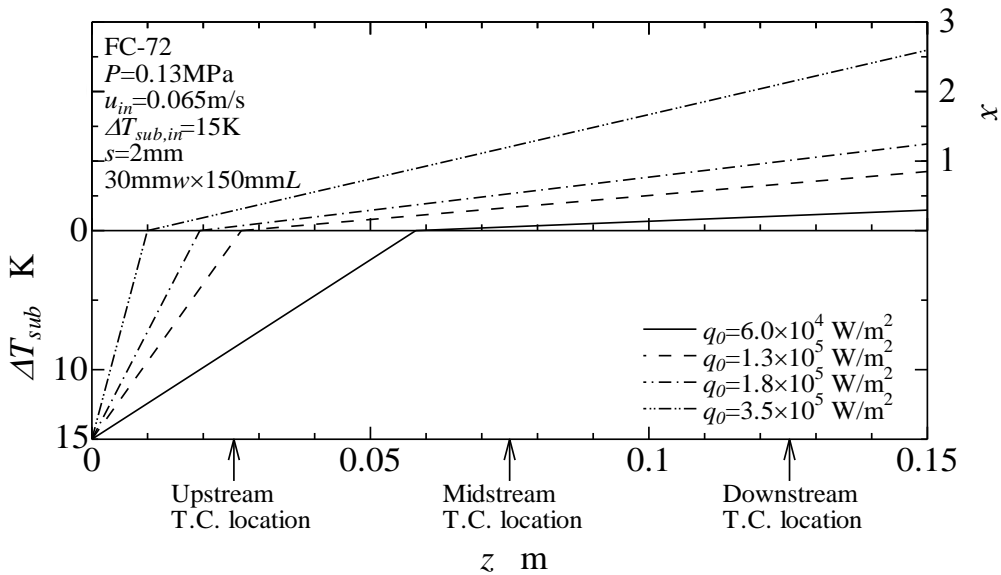


Fig. 3.18 伝熱面の流れ方向の液体サブクール度と主流路への供給流量に基づいた乾き度の変化

Fig. 3.19 に入口液体流速が 0.065 m/s および 0.13 m/s における沸騰曲線を示す。ここで、表面熱流束 q_w は伝熱ブロックに配置された熱電対によって評価したものである。

入口液体流速 0.065 m/s において、中流中央部(M-C)および下流中央部(D-C)の位置における沸騰曲線の勾配は、低熱流束域において高く、また高熱流束域において徐々に低くなっている。この傾向は、大きな平滑伝熱面を用いたプール沸騰実験にてしばしば見られる。合体気泡の底部への液体の供給が中断されるため、伝熱劣化が CHF 直前の高い熱流束で生じる。上流中央部(U-C)および中流側部(M-S)の位置における沸騰曲線は、伝熱促進面の傾向を示している。沸騰曲線は同一の表面過熱度において、より高い熱流束の方へシフトしている。また、曲線の傾きは、通常の平滑面の場合よりも小さい。中流側部(M-S)の位置における伝熱促進の理由は、銅ブロック端と多孔質金属板との境界面から優先的な気泡核生成が生じるためである。一方、低熱流束領域における上流中央部(U-C)での熱伝達促進は、見かけ上の傾向とも考えられる。サブクール状態では発泡点数が非常に少なく熱伝達は単相強制対流の寄与も大きい。このような場合、熱伝達特性を適切に表わすには伝熱面過熱度ではなく、伝熱面表面温度とバルク液体温度との差を用いるべきである。高熱流束においては下流中央部(D-C)の熱流束が他のよりも小さく、バーンアウトが下流中央部から生じ始めたことは明らかである。CHF と見なされる熱流束は、それぞれ上流中央部で 32 W/cm²、中流中央部で 32 W/cm²、下流中央部で 28 W/cm² である。これらの限界熱流束の値は Zuber の相関式より計算されるプール沸騰の値の 1.6~1.8 倍に相当する。すなわち提案された狭あい流路構造の限界熱流束増大に対する有効性が確認されたことになる。流れ方向に長い伝熱面の場合、通常構造の狭あい流路では下流部で蒸気閉塞によるバーンアウトが容易に生じるが、本構造はこのような場合に有効と考えられる。

入口液体流速 0.13 m/s の場合、上流中央部(U-C)の沸騰曲線が、低熱流束で中流中央部(M-C)と下流中央部(D-C)のそれに一致する場合を除いて、入口液体流速が 0.065 m/s の場合と類似の結果が得られた。CHF の値はそれぞれ上流中央部で 32 W/cm²、中流中央部で 32 W/cm²、下流中央部で 28 W/cm² である。これらの値は、入口液体流速 0.065 m/s の場合と同じである。

Fig. 3.20 に、局所熱伝達係数 α と熱流束 q_w との関係を示す。熱伝達係数は伝熱面とバルク流の温度差を用いて定義されている。いずれの入口液体流速においても、強制対流熱伝達の寄与により、低熱流束領域での上流中央部(U-C)における熱伝達係数は、中流中央部(M-C)、下流中央部(D-C)のいずれよりも低い。またいずれの入口液体流速においても、下流中央部(D-C)の熱伝達係数が $q = 20$ W/cm² 付近の熱流束で最大値をとることは明らかである。これより高熱流束側では熱伝達が劣化するが、このことは下流部においてドライパッチが合体泡あるいは蒸気流下で伸展する観察結果と一致する。

ここでは 2 つの入口液体流速で実験を実施したが、いずれの場合も CHF 値に大差なく、実験範囲内では熱伝達特性に及ぼす入口液体流速の影響については明確ではない。Fig. 3.15 で示した側面副流路配置の実験結果の限界熱流束と入口液体流速との関係においても、入口液体流速の増加は CHF の値を必ずしも増加させるとは限らず、ある最大値をとった後はむしろ減少する傾向が認められる。側面副流路配置の実験結果と同様に、これには以下のような理由が考えられる。流れの横断方向に液体供給を行う溝の能力は、蒸発により溝内のメニスカス半径が変化してゆくことによる毛管圧力差に起因す

る圧力勾配と溝の壁面の摩擦損失とのバランスにより決定される。しかし高い液体流速では合体気泡が流れ方向に伸展する傾向を持ち、バルク流が気泡を分断する形で流れる。これにより上記メカニズムにより、副流路から伝熱面中央の合体気泡底部への液体供給路は分断されてしまう。気泡底部で発生したドライパッチは、主として強力なバルク流によりリウエットされる。したがって流れ方向に垂直な方向の液体供給路としての溝の役割は小さくなる。さらに溝の存在が気泡を捕捉する結果、バルク流からのせん断力による気泡の離脱あるいは移動を妨げることになる。極端の場合にはバルク液体が溝に部分的捕捉された扁平気泡の上を通り越すような状況となる。その結果、高い液体流速では伝熱面上で気泡底部のドライパッチに覆われた領域は、平滑面よりも溝付面の方が大きくなり得る。

Fig. 3.15 において入口液体流速 0.065 m/s, 0.13 m/s の場合の CHF 値を見ると、入口液体サブクール度にかかわらず、両者に大きな差はない。本実験では、より長い加熱長さの伝熱面が用いられており、気液挙動に対する入口液体流速の影響はより小さいと考えられる。また CHF 近傍の熱流束では、中流部および下流部での熱伝達は、高流速の蒸気流によるせん断力が支配的であるが、蒸気流速は入口液体流速とほとんど無関係であり、付与される熱流束によって決定される。

ここで、副流路の効果を確認するために、主流路と副流路の側面に配置されている多孔質の焼結金属板を無孔のステンレスの板に変更し、副流路からの液体供給が無い状態で実験を行った。Fig. 3.21 に、入口液体流速 0.065 m/s のときの沸騰曲線および局所熱伝達係数 α と熱流束 q_w との関係を示す。Fig. 3.19(a) の沸騰曲線と比較すると、低熱流束域では、ほぼ同じ傾向を示すが、高熱流束域では、焼結金属板を配置した場合、 2.0×10^5 W/m² 付近にて下流側で伝熱劣化が生じているが、副流路からの液体供給が無い場合は、 1.5×10^5 W/m² 付近で上流から下流まですべて伝熱劣化が生じている。Fig. 3.20(a) の局所熱伝達係数 α と熱流束 q_w との関係で比較すると、低熱流束域では同じような傾向で上昇していくが、焼結金属板を配置した場合と比較して副流路からの液体供給が無い場合は、低い熱流束で局所熱伝達係数は下がっている。すなわち、副流路からの液体供給効果により、バーンアウトが生じにくくなっていることは明白である。

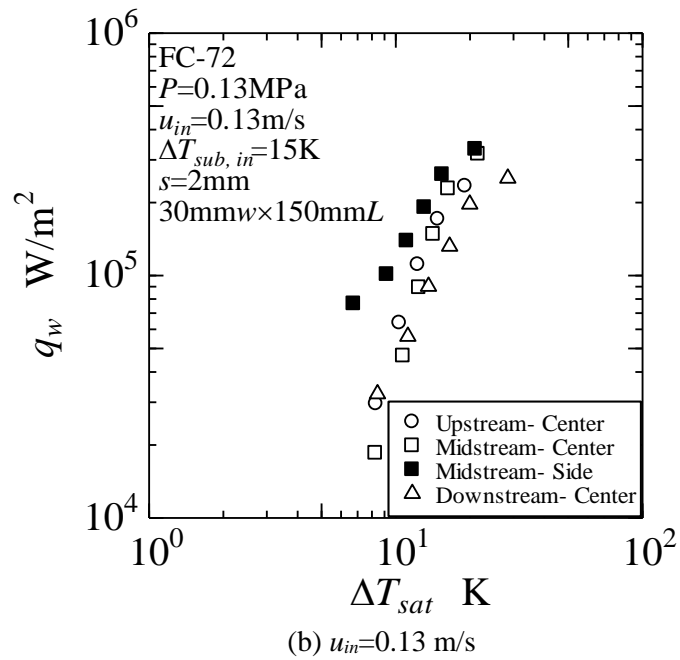
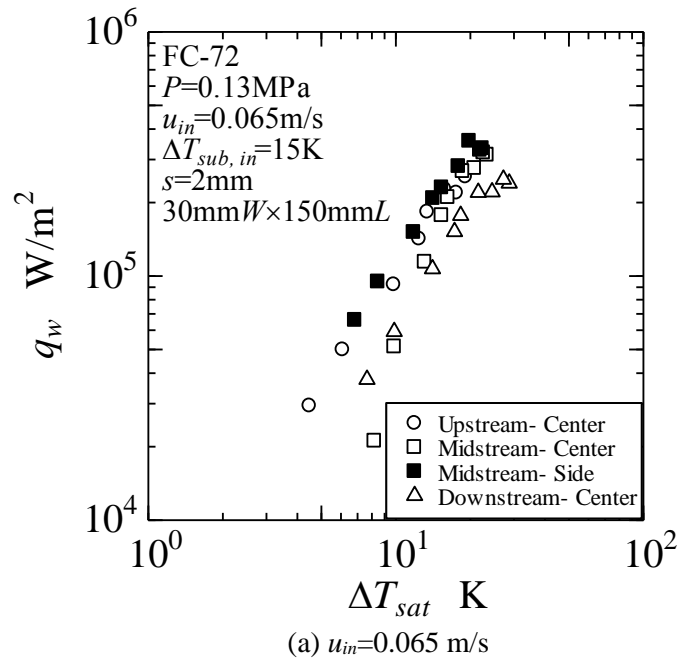


Fig. 3.19 各位置における沸騰曲線

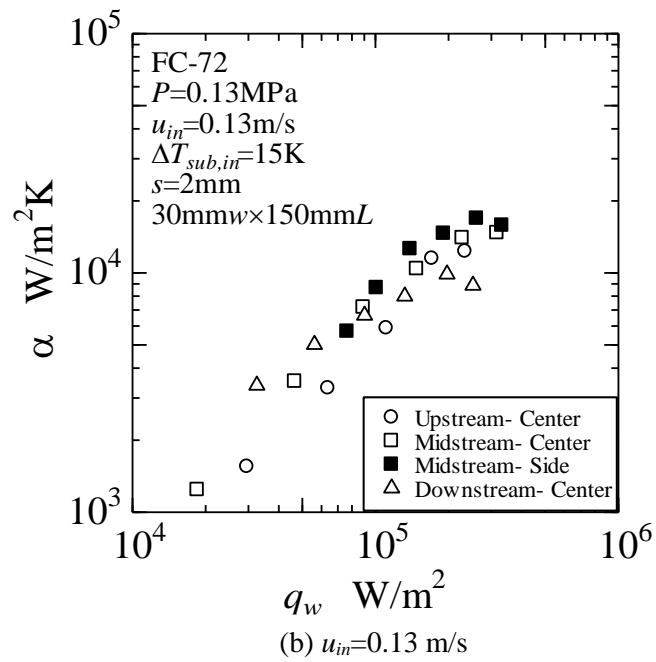
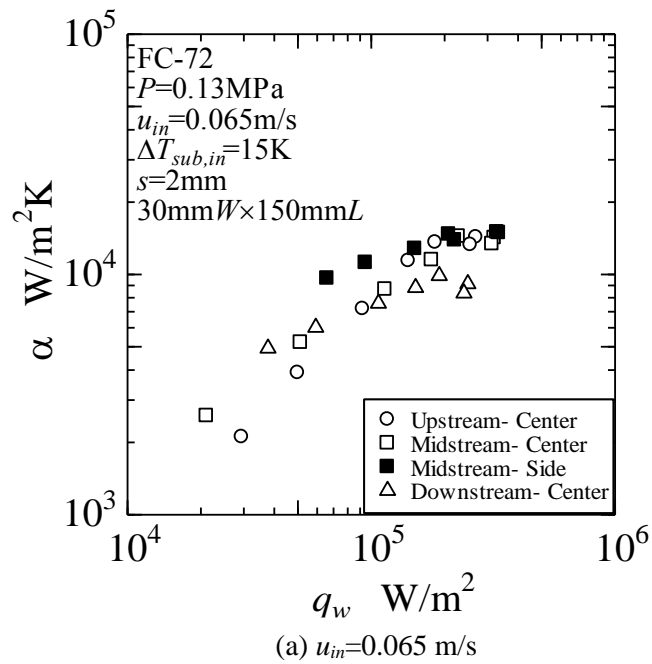
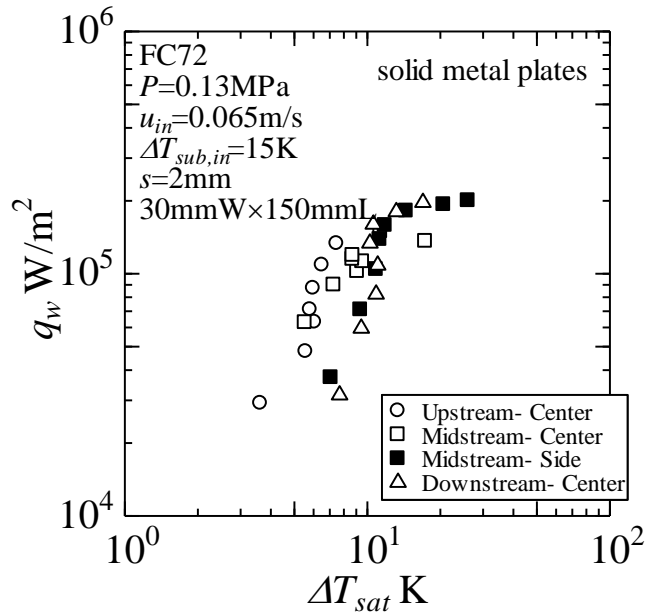
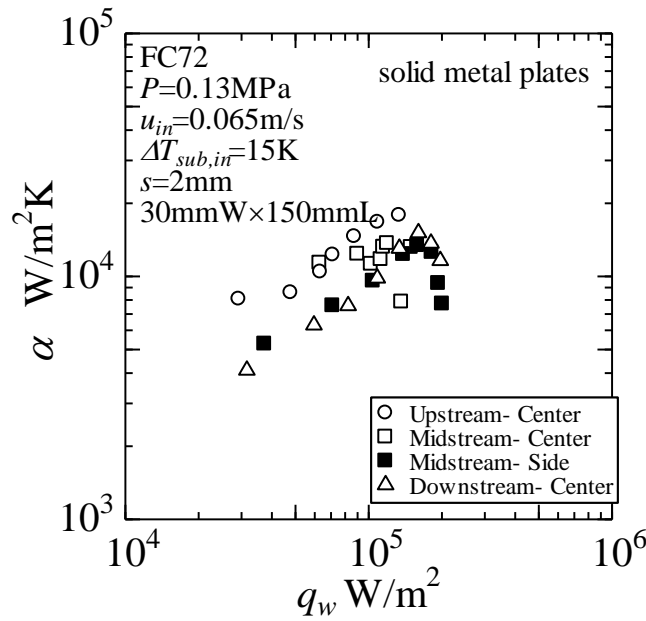


Fig. 3.20 各位置における熱伝達係数



(a) 沸騰曲線



(b) 熱伝達係数

Fig. 3.21 副流路からの液体供給が無い場合の沸騰曲線および熱伝達係数 ($u_{in}=0.065$ m/s)

3.5 第 3 章の結論

- (1) 高発熱密度の発熱面に対応できる小型高性能冷却システムを開発するために、限界熱流束を増大させることを目的として、液体供給用の副流路を主流とは別に設けて、合体気泡底部に液体を直接供給可能な構造を考案した。
- (2) 副流路を主流路の側面および背面に配置したテストセクションを製作し、試験液体としてフロリナート FC72 を使用し、狭あい流路内の強制流動沸騰実験を実施し、その実験結果を示すとともに考察を行った。伝熱面上に主流路の流れと直角方向に V 字形の溝を設け、さらに液体供給のみを目的とする副流路が存在することにより、高熱流束時に伝熱面上に形成される扁平気泡の底部に、効果的に液体が供給され、平滑面の場合と比べて、明確な限界熱流束の増大効果を確認した。
- (3) 側面副流路配置の溝付面の実験では、入口液体流速には最適値が存在し、それ以上の流速では限界熱流束が低下する傾向が確認された。主流路を流れる液体量の増加に伴い、副流路からの液体供給による冷却効果が相対的に小さくなったものと考えられる。また、伝熱面上で発生した気泡が分断され、乾きが拡大しやすい伝熱面中央部への副流路からの液体供給が不十分となり、乾きの抑制効果が減少したことも原因の 1 つと考えられる。
- (4) 幅 30 mm×流れ方向長さ 150 mm の伝熱面を用いた背面副流路配置の実験では、主流路の間隙幅 2 mm の場合について、フロリナート FC72 を使用し、入口液体流速 0.065 m/s に低く保ち、かつ入口液体サブクール度 15 K という条件下で、下流域における限界熱流束 28 W/cm^2 を得た。この値は、Zuber の相関式より評価されるプール沸騰の限界熱流束の 1.6 倍の値である。
- (5) 本実験結果から、副流路からの液体供給効果により、バーンアウトが生じにくくなっていることを確認し、副流路付き溝付き狭あい流路構造の有効性が確認された。

第4章 給液方法を改善した冷却ジャケットのデータサーバを用いた性能試験

4.1 データセンタにおけるサーバ冷却の問題点

データセンタの冷却システムの現状は、**Fig. 4.1(a)**のように、データセンタの中にデータサーバが狭い間隔で装填されているサーバラックが並んでおり、これらを空調機で冷やしている。空調機から出てくる冷えた空気を、床下のダクトを介して、サーバラック内へ送風し、サーバ内からの排気を上へ押し出して冷却する方式である。除去された熱は、データセンタ外側に設置されている室外機を介して外気へ廃棄される。サーバ内のCPUなどは、フィン状のヒートシンクとファンによって冷却されている。これに対して、**Fig. 4.1(b)**のように空冷の代わりに液体を用いた沸騰・二相冷却システムを適用し、サーバ内のヒートシンクおよびファンを廃止し、高発熱密度の半導体にも対応できるような冷却ジャケットを考案し、冷却ジャケットを直接、冷却対象に接触させて除熱する冷却システムを考えた。システム全体としては、空調機を廃止して、液体を循環させてデータセンタの外へ排熱するものである。

4.2 流路構造

第3章の研究結果をもとに、**Fig. 4.2**に示されるような、高発熱密度の半導体にも対応できるような沸騰冷却用ジャケットを考案した。CPUのような発熱を伴う電子デバイスを想定し、30 mm×30 mmの発熱体を対象として模擬し、目標除熱量を300 Wに設定した。冷却ジャケットは、溝付の伝熱面上の主流路と液体を供給するための非加熱の副流路で構成されており、副流路の配置は側面副流路方式とした。筐体のサイズは、実装も考慮して、幅42 mm×長さ60 mm×高さ12 mmとし、冷媒の出入口はすべて片側に配置した。筐体は熱可塑性の樹脂(PPS)で出来ているが、PPSは強度、剛性、耐熱温度が高く電氣的絶縁性も確保されている。加熱流路は伝熱ブロックの端に伝熱面を持つ主流路から成り立っており、液体と蒸気の排気のために、主流路の背面に配置された流路へと繋がっている。液体供給用の2つの副流路は主流路の両端に沿って配置され、主流路と副流路はステンレス製の多孔質金属板で仕切られている。多孔質金属板は、主流路で発生した気泡が副流路へ進入することを防ぐ。また、副流路の下流側は塞がれているため、副流路に流入した液体は、すべて多孔質金属板を通して主流路へ供給される。主流路の入口側は、主流路上流側でドライアウトを抑制するために、液体流入用の隙間を開けている。銅製の伝熱面は、深さ0.5 mm、ピッチ1 mm、頂角90度のV字形の細い溝が、流れを横断する方向に加工されている。**Fig. 4.3**に実際の冷却ジャケットの外観を示す。

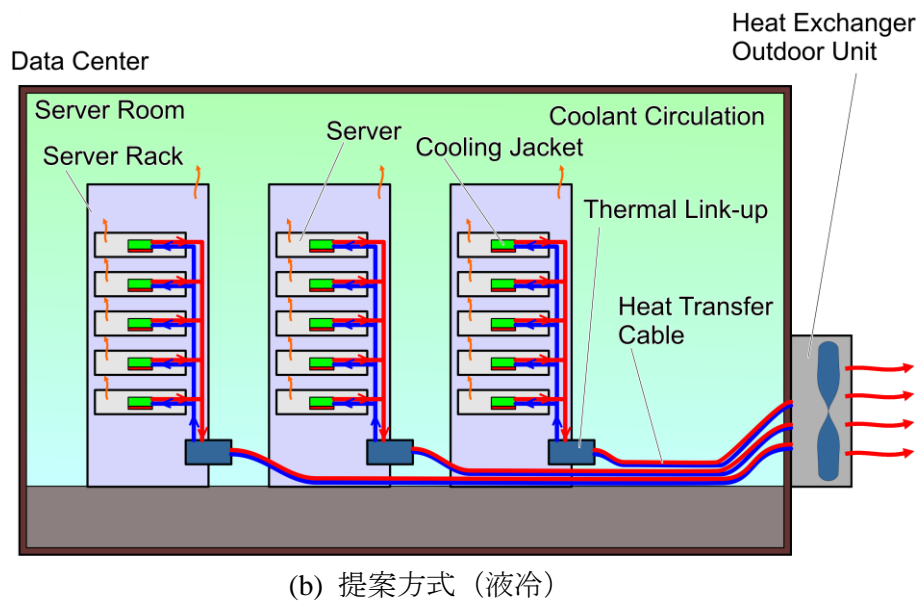
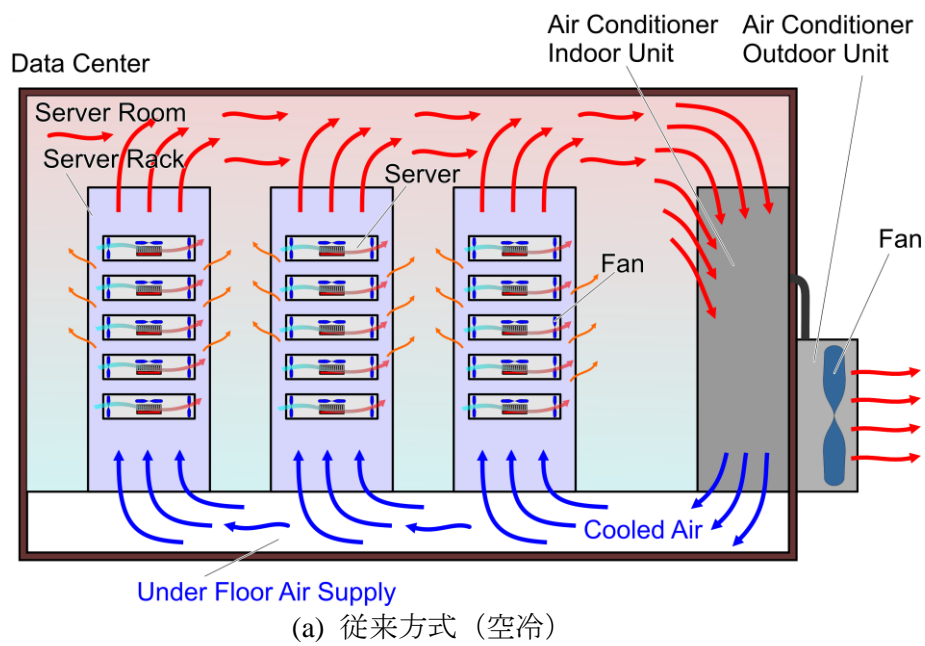


Fig. 4.1 データセンタのサーバラックにおける半導体素子の冷却

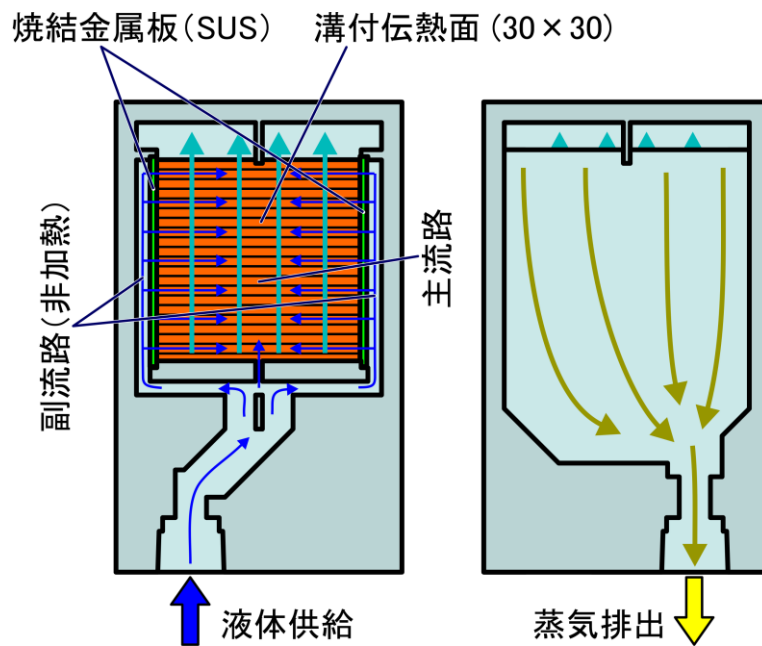
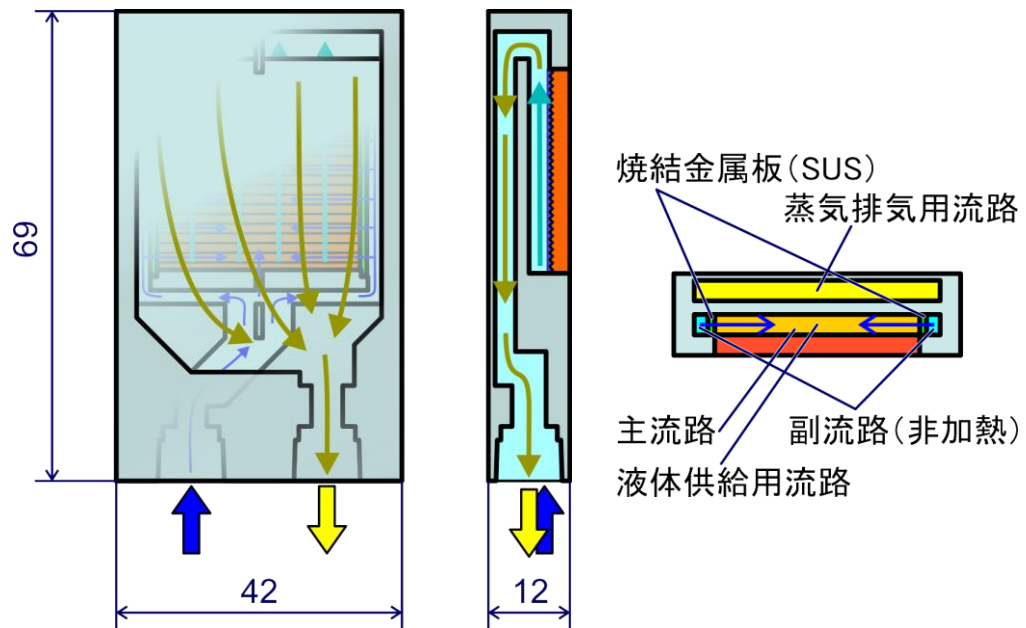
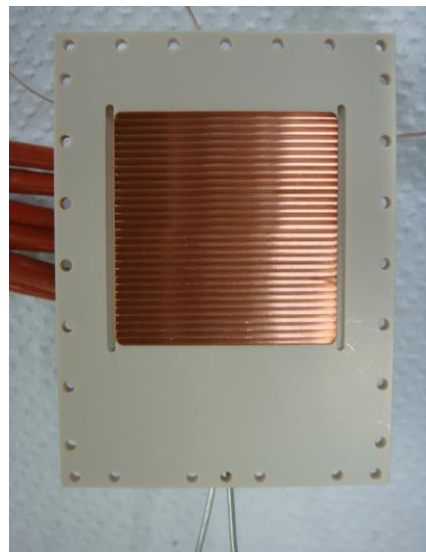


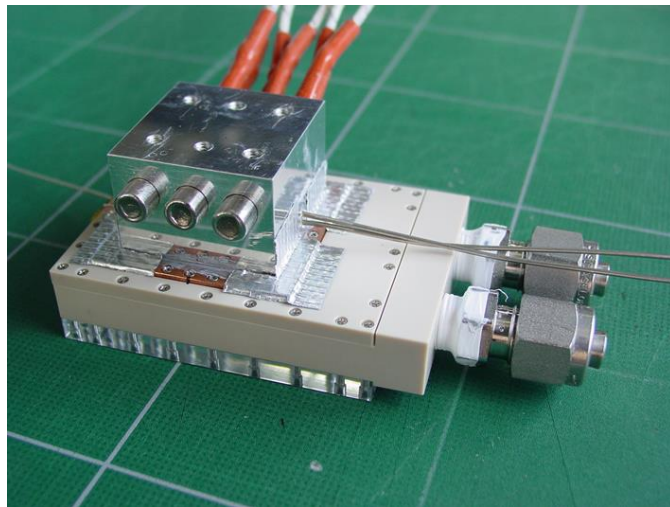
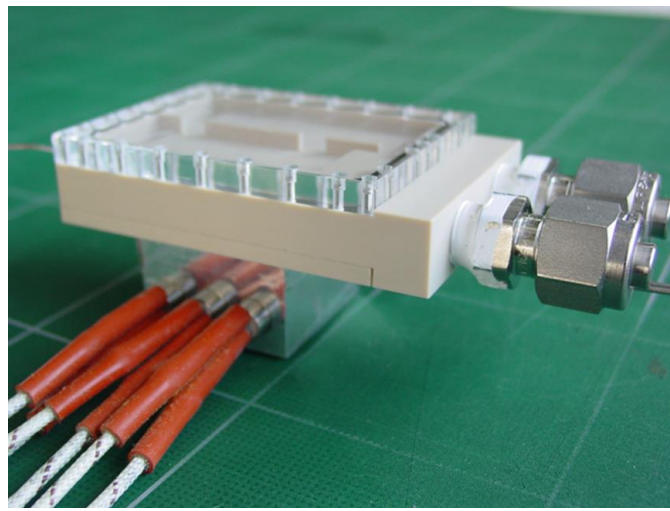
Fig. 4.2 副流路付き溝付冷却ジャケットの構造概略



(a) 伝熱面側の流路



(b) 溝付伝熱面



(c) 組み立てた状態

Fig. 4.3 副流路付き溝付冷却ジャケット外観

4.3 実験装置と実験方法

熱伝達特性を調べるために、**Fig. 4.4**で示されるように、伝熱面中央で溝頂点を連ねた面から深さ 2.5 mm, 5.5 mm, 7.5 mm の位置に K 型の熱電対を挿入した。加熱はアルミニウム製の伝熱ブロックの下部にカートリッジヒータを挿入して行う。銅ブロックとアルミニウムブロックの間にはフィラーを充填し、出来るだけ熱抵抗を小さくしている。伝熱面表面熱流束と表面温度は伝熱ブロックに挿入された熱電対によって、銅ブロック内の熱伝導を解くことで求めたが、表面温度は溝頂部と溝底部の中間（最もヒータに近い側の熱電対位置を $x=0$ mm として、 $x=7.25$ mm の位置）で定義し求めた。表面熱流束は溝付構造による表面積増大を無視した平滑面として評価する。熱伝達係数は表面温度と冷却ジャケット出口の流体温度の差を用いて定義する。尚、銅 (C1100) およびアルミニウム (A6063) の熱伝導率は、それぞれ 400 W/mK, 210 W/mK の値を用いている。

強制流動沸騰実験装置の試験ループは、**Fig. 4.5**示されるように、循環ポンプ、流量計、予熱器、二重管凝縮器、循環式液体冷却装置、気液分離器、テストセクション（冷却ジャケット）から構成されている。気液分離器内の液体は、循環ポンプにより押し出され、予熱器で所定の入口温度まで加熱され、テストセクションに流入する。テストセクションで発生した蒸気は凝縮器において凝縮され、さらにポンプでキャビテーションが起きない温度まで冷却され、気液分離器へ戻される。テストセクション入口における液体流量は流量計の出力値をもとにインバータによりポンプ動力を制御することで調整される。冷却ジャケットの性能評価には、熱伝達係数、限界熱流束および表面温度の各値を用いる。

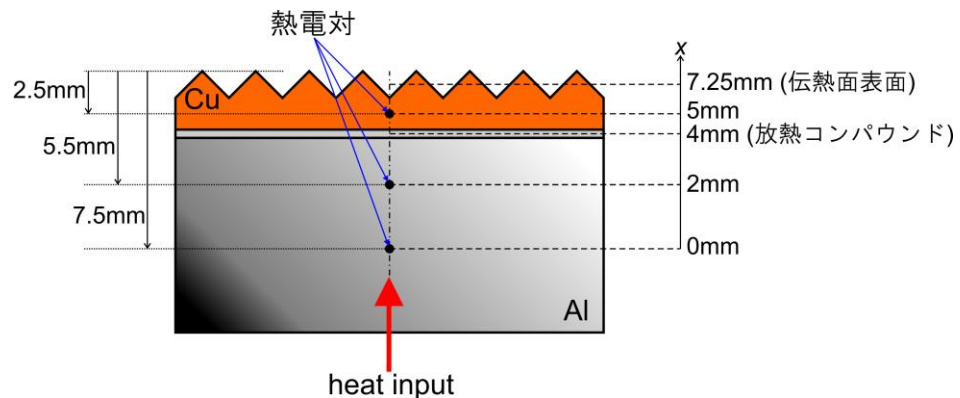
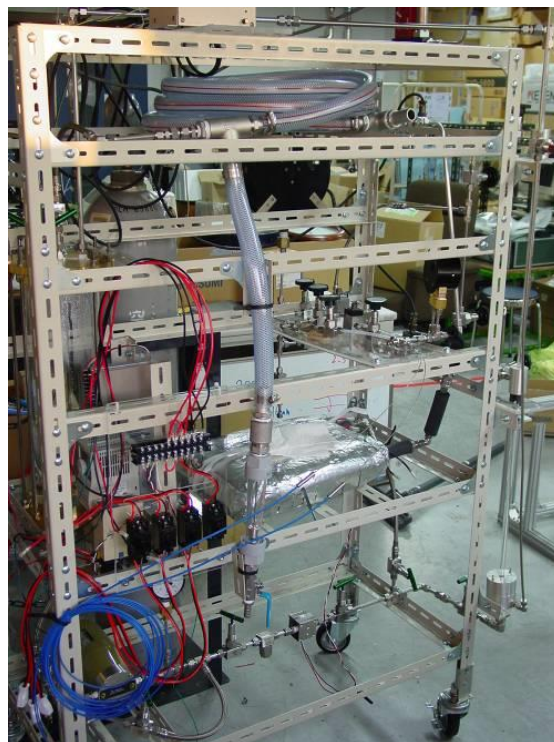
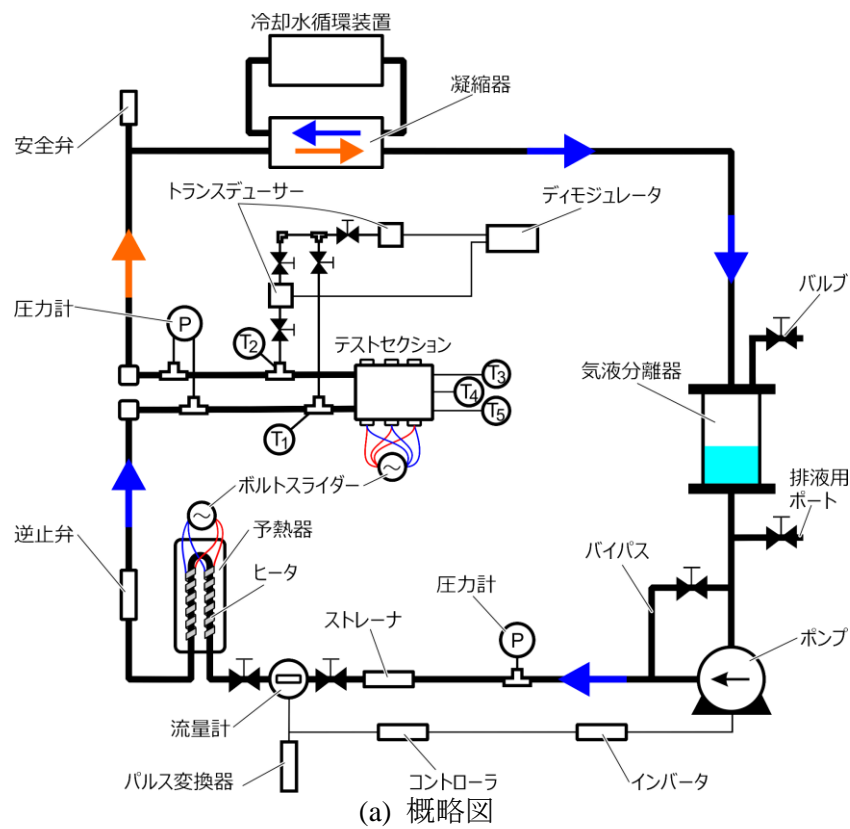


Fig. 4.4 熱電対の挿入位置と伝熱面表面熱流束および表面温度の評価位置



(b) 外観

Fig. 4.5 強制流動沸騰実験装置

4.4 実験結果および考察

4.4.1 水を用いた予備実験

試作した冷却ジャケットおよび試験ループの各機器が適切に作動することを確認するために、除熱能力の高い精製水を試験液体として予備実験を実施した。

実験条件は以下の通りである。

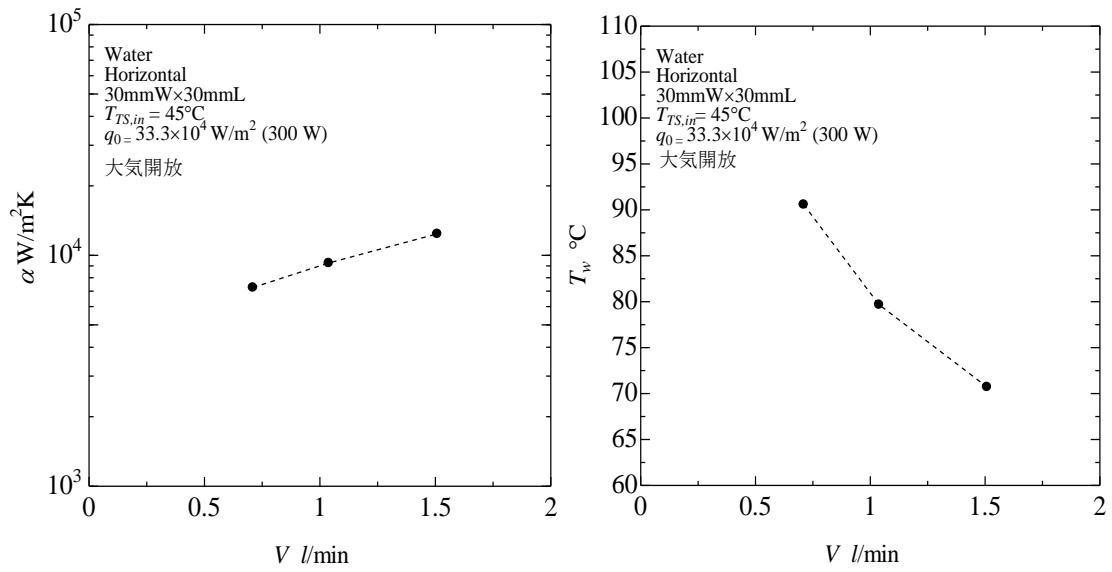
間隙幅	s	2.0 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V字溝 (頂角 90 deg, ピッチ 1 mm)
試験液体		精製水 ($P=0.1$ MPa, 飽和温度 100 °C)
試験圧力		大気圧 (大気開放)
入口液体体積流量		0.7 l/min ~ 1.5 l/min (除熱部入口液体断面平均流速 0.097 m/s ~ 0.208 m/s)
入口液体温度	$T_{TS,in}$	45 °C
付与熱量		300 W (付与熱流束: $q_0 = 33.3 \times 10^4$ W/m ²)

Fig. 4.6 はそれぞれ熱伝達係数、伝熱面表面温度、圧力損失と液体流量との関係を示している。強制対流熱伝達であるため、流量の増加に伴って熱伝達係数は上昇し、かつ伝熱面表面温度は低下していることが確認できる。圧力損失は流量が上昇すると増大した。また、本試験範囲において 300 W の除熱が可能であることを確認した。

4.4.2 流量に関する検証

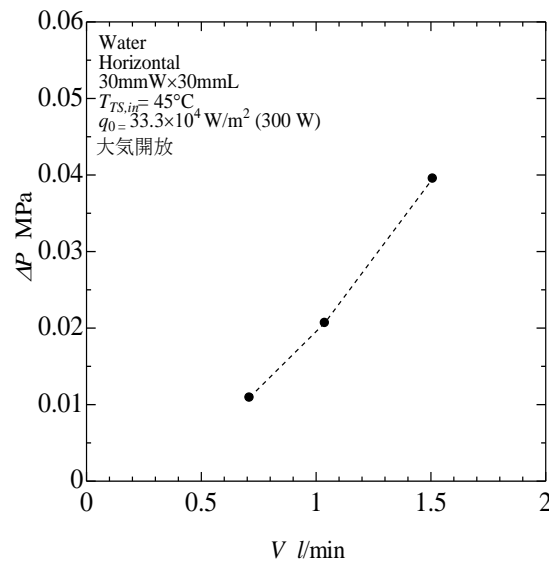
製作した冷却ジャケットについて、システムの成立性を確認するために、非導電性の FC72 を試験液体として用いた実験を行い、熱伝達特性に及ぼす影響を調べた。

まず冷却ジャケットの性能に及ぼす流量の影響を検証するために、テストセクション入口温度を 40 °C、水平置き姿勢で、模擬発熱体の発熱量 100 W, 200 W, 300 W の 3 条件に対し、それぞれ流量範囲を設定して実験を行った。**Fig. 4.7** は熱伝達係数、伝熱面表面温度、圧力損失と体積流量との関係を示している。流量が熱伝達係数もしくは伝熱面表面温度に及ぼす影響は小さいが、限界熱流束の上昇および圧力損失の増大に対して大きく影響することを確認した。



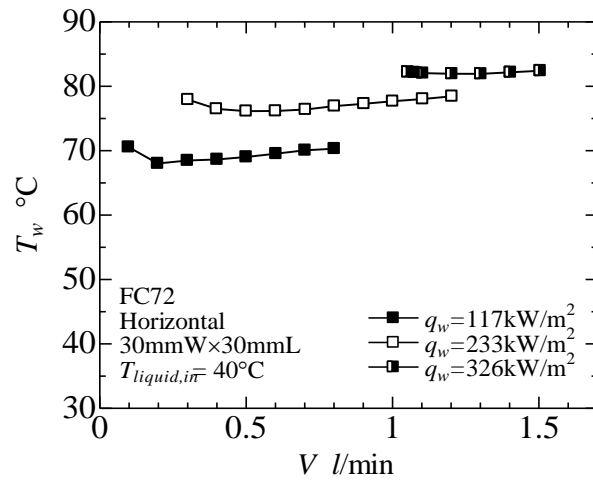
(a) 熱伝達係数

(b) 伝熱面表面温度

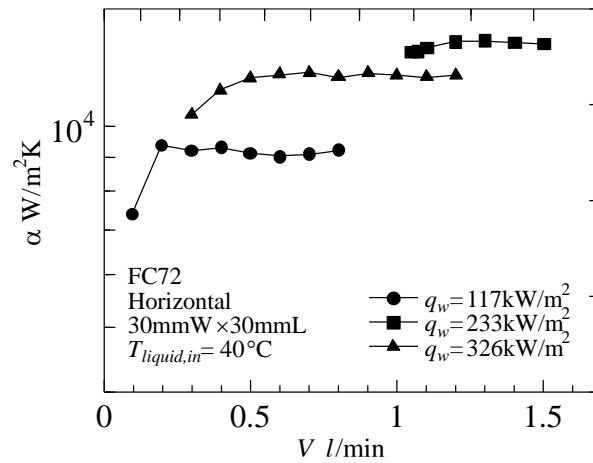


(c) 圧力損失

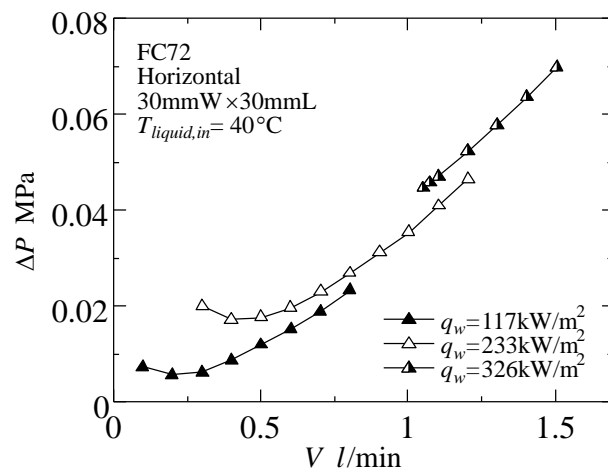
Fig. 4.6 水を用いた予備実験結果



(a) 伝熱面表面温度



(b) 熱伝達係数



(c) 圧力損失

Fig. 4.7 流量の影響

4.4.3 テストセクション入口液体温度（入口サブクール度）に関する検証

次に、テストセクション入口液体温度（冷却部乾き度）が及ぼす熱伝達特性への影響を検証するために、入口液体温度をパラメータとして 30 °C, 35 °C, 40 °C と変化させて実験を行った。Fig. 4.8 に伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度、熱伝達係数の関係を示す。熱伝達係数は入口液体温度とともに増大した。伝熱面表面温度を比較すると、最も高い入口液体温度 40 °C の条件で他の 2 条件と比較して高くなり、入口液体温度 30 °C, 35 °C の場合には、サブクール度の違いによる影響は表れずに同程度となった。さらに、限界熱流束についても流量 1.0 l/min の場合を除いて入口液体温度 30 °C, 35 °C に対して同程度となっている。低い入口液体温度の実現はループの冷却系に対する負担を増大させ、消費電力増加の要因となりうるので、以降の実験では最終目標である除熱量 300 W への到達が可能と考えられる入口液体温度 35 °C を実験条件として採用した。

4.4.4 試験圧力に関する検証

次に、試験圧力（テストセクション入口圧力）を 0.1 MPa および 0.15 MPa として、熱伝達特性に及ぼす圧力の影響を検証する実験を行った。Fig. 4.9 に伝熱面表面熱流束と熱伝達係数、伝熱面表面温度の関係を示す。各データの右端の点がバーンアウト発生直前の状態を示している。試験圧力を 0.1 MPa から 0.15 MPa に上昇させることで飽和温度が上昇し、入口液体温度一定の条件下で液体サブクール度が増大することにより熱伝達係数が低下し、伝熱面表面温度が上昇したものの、限界熱流束は大幅に増大した。このことから最終目標である除熱量 300 W への到達が可能と考えられる 0.15 MPa を以降の実験の系圧力として採用することにした。

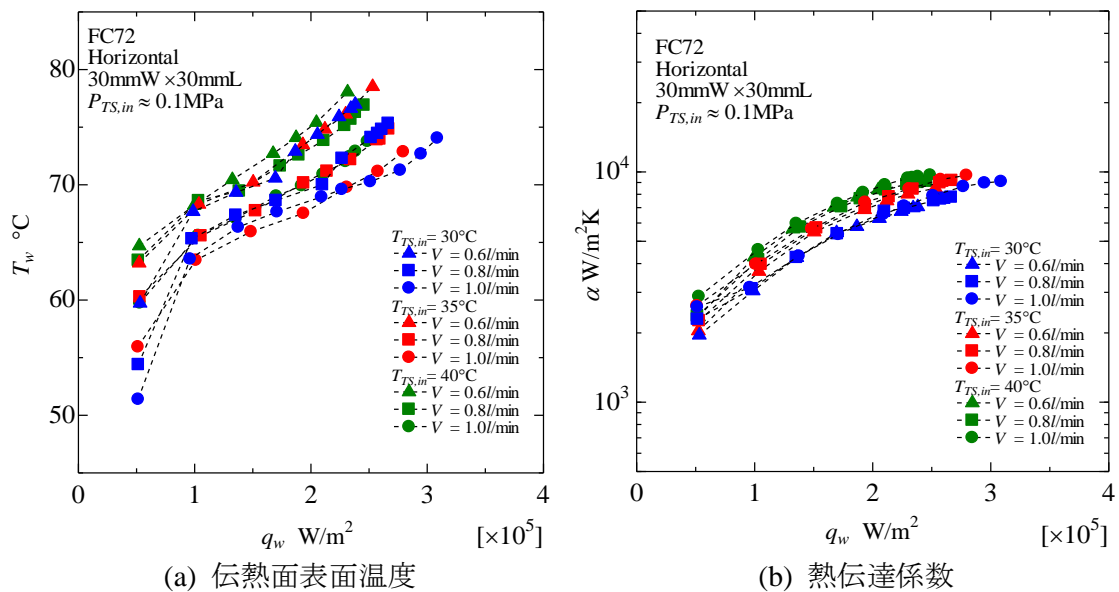


Fig. 4.8 テストセクション入口液体温度の影響

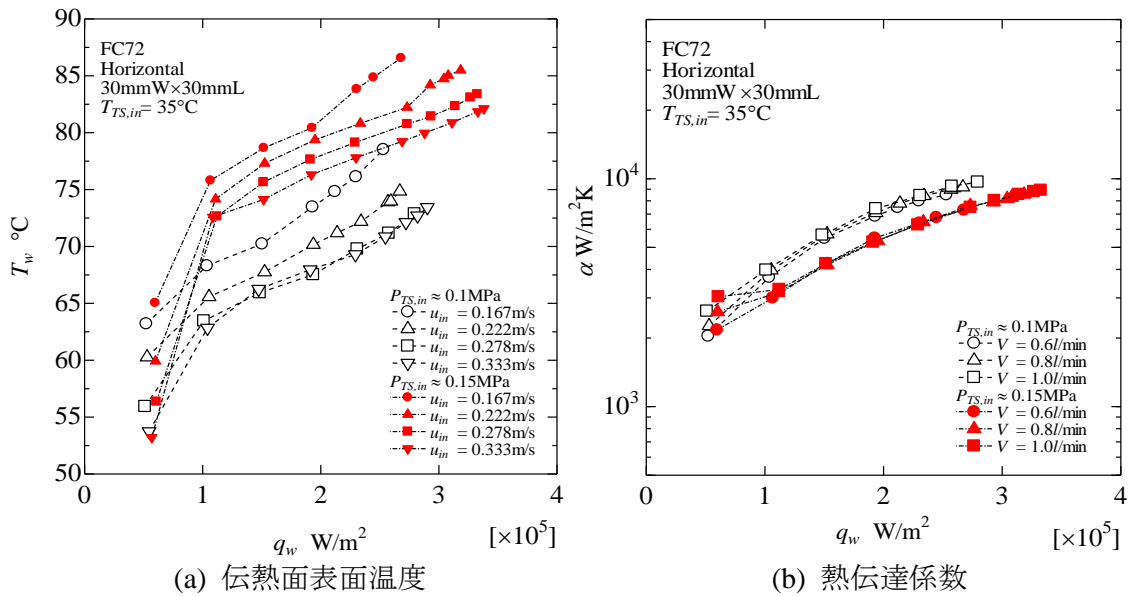


Fig. 4.9 試験圧力の影響

4.4.5 冷却ジャケットの内部構造および姿勢に関する検証

さらなる熱伝達係数向上をはかるため、主流路間隙幅、主流路入口開口幅、副流路から主流路に液体が供給される部分の断面積の最適化について検証した。また冷却ジャケットの姿勢についても検証した。

4.4.5.1 主流路間隙幅

主流路間隙幅 1mm（流路の間隙幅以外の構造はこれまでと同一）で実験を行い、間隙幅 2mm と比較した。

以下の実験条件で実験を行った。

間隙幅	s	1 mm, 2 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V 字溝（頂角 90 deg, ピッチ 1 mm）
主流路入口開口幅	w	1 mm
テストセクションの姿勢		水平配置
テストセクション入口圧力	P_{in}	≈0.15 MPa
試験液体		FC72 ($T_{sat}=67.9\text{ }^{\circ}\text{C}$)
入口液体体積流量 （除熱部入口液体断面平均流速）		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167 m/s, 0.222 m/s, 0.278 m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K

Fig. 4.10 に実験結果を示す。Fig. 4.10(a)は体積流量と限界熱流束の関係である。同一流量での比較において限界熱流束は流路間隙幅 2 mm よりも 1 mm の場合の方が低い。これは流路間隙幅が小さくなることで蒸気泡がより扁平化され、また流路が狭く気泡の合体が促進されたことによって、気泡底部のドライパッチが大きく拡大したことによるものと考えられる。ドライアウトが誘起されたからと考えられる。Fig. 4.10(b)は伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度の関係、Fig. 4.10(c)は伝熱面表面熱流束と熱伝達係数の関係である。流路間隙幅 2 mm と比較して 1 mm の方が、僅かではあるが熱伝達係数は高くなり、それに伴い伝熱面表面温度が低くなっている。この理由としては、気泡がより扁平化されたことで気泡底部の薄液膜領域が拡大して熱伝達が促進されたことと、さらに間隙幅 2 mm と比較して 1 mm の方が同一液体流量下で液体流速が増大し、単相強制対流熱伝達域（非沸騰域）での熱伝達係数が高いことによるものである。また、間隙幅 1 mm の条件で限界熱流束近傍において熱伝達係数が大きく減少しているのは、伝熱面表面温度を評価している伝熱面中央付近にドライパッチが拡大したことによるものと考えられる。Fig. 4.10(d)に伝熱面表面熱流束と圧力損失の関係を示す。ほとんどの条件において流路間隙幅 2 mm と比較して 1 mm の方が大きくなり、流量が大きくなるほどその差が拡大する。これは、流路断面積が小さいことで同流量における流速が増大し、摩擦損失が増大するためである。

流路間隙幅を狭くすることで気泡の扁平化による限界熱流束の減少と熱伝達係数の向上という熱伝達特性の劣化と向上の両傾向が見られる。間隙幅は目標とする除熱量、伝熱面温度および冷媒の特性等を考慮して決定されるが、ここでは、間隙幅は 2 mm を採用し、以降の実験を行うこととする。

4.4.5.2 主流路入口開口幅

主流路入口開口幅の影響を調べるために、以下の実験条件で実験を行った。尚、開口幅の変更は、**Fig. 4.11** で示される主流路流量調整用の部品の交換で行った。

間隙幅	s	2 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V字溝 (頂角 90 deg, ピッチ 1 mm)
主流路入口開口幅 (開口部断面積)	w	0 mm, 1 mm, 3 mm, 5 mm, 27 mm (0 mm ² , 2 mm ² , 6 mm ² , 10 mm ² , 54 mm ²)
テストセクションの姿勢		水平配置
テストセクション入口圧力	P_{in}	≈0.15 MPa
試験液体		FC72 ($T_{sat}=67.9$ °C)
入口液体体積流量 (除熱部入口液体断面平均流速)		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167 m/s, 0.222 m/s, 0.278 m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K
付与熱量		300 W (付与熱流束: $q_0 = 33.3 \times 10^4$ W/m ²)

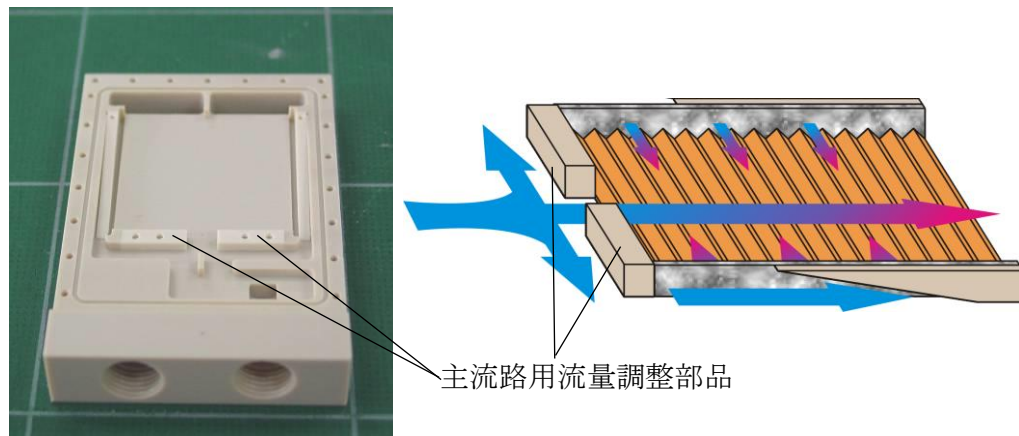


Fig. 4.11 主流路入口開口幅変更方法

Fig. 4.12 に実験結果を示す。Fig. 4.12(a)は体積流量と限界熱流束の関係である。限界熱流束は主流路入口開口幅 1 mm で最大値をとり、開口幅が 1 mm よりも大きい条件では大幅に減少している。また開口幅 0 mm の場合を除いて、開口幅が大きくなるほど限界熱流束が減少する傾向を示している。このことから、主流路入口開口幅が 1 mm よりも大きくなると副流路からの給液量が過小になり、副流路の効果が十分に得られないことが原因と考えられる。Fig. 4.12(b)に伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度の関係を示す。入口開口幅による差異はほとんど見られない。また Fig. 4.12 (c)に伝熱面表面熱流束と

熱伝達係数の関係を示す。入口開口幅が狭いほど伝熱面表面温度は低くなっている。これは、非加熱流路である副流路からの給液量が多くなるためであると考えられる。Fig. 4.12 (d)に伝熱面表面熱流束と圧力損失の関係を示す。圧力損失は入口開口幅 0 mm で非常に大きくなったが、その他の条件ではほとんど変化していない。これはすべての液体が副流路に流入するために、主流路入口付近の流路の曲がりおよび両流路間に焼結板が存在することによる圧力損失が大きくなるためと考えられる。

主流路入口開口幅を 1 mm よりも拡大すると副流路からの給液量が過小になるという結果から、最適な流量配分を実現する入口開口幅の最適値は 1 mm もしくはそれ以下の値であると考えられ、ここでは 1 mm を採用し、以降の実験を行った。

4.4.5.3 副流路出口断面積

副流路からの主流路へ液体が供給される部分の断面積の影響を調べるため以下の実験条件を設定した。尚、副流路と主流路間の開口幅の変更は、Fig. 4.13 で示される副流路流量調整用の部品の交換で行った。副流路が一定の高さを保つこれまでの構造では、主流路の上流部において、副流路からの給液量が不十分になる可能性があり、その結果上流部が先にバーンアウトに至るのを防止するため、Fig. 4.13 に示される形状の部品を装着し、主流路上流部への給液割合を相対的に増加させる構造を考えた。

間隙幅	s	2 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V 字溝 (頂角 90 deg, ピッチ 1 mm)
主流路入口開口幅	w	1 mm
副流路出口断面積	A	60 mm ² ×2, 48 mm ² ×2, 38 mm ² ×2, 28 mm ² ×2, 0 mm ² ×2 ※副流路は主流路の両サイドにあるので、 ×2 としている
テストセクションの姿勢		水平配置
テストセクション入口圧力	P_{in}	≈0.15 MPa
試験液体		FC72 ($T_{sat}=67.9$ °C)
入口液体体積流量 (除熱部入口液体断面平均流速)		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167 m/s, 0.222 m/s, 0.278 m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K
付与熱量		300 W (付与熱流束: $q_0 = 33.3 \times 10^4$ W/m ²)

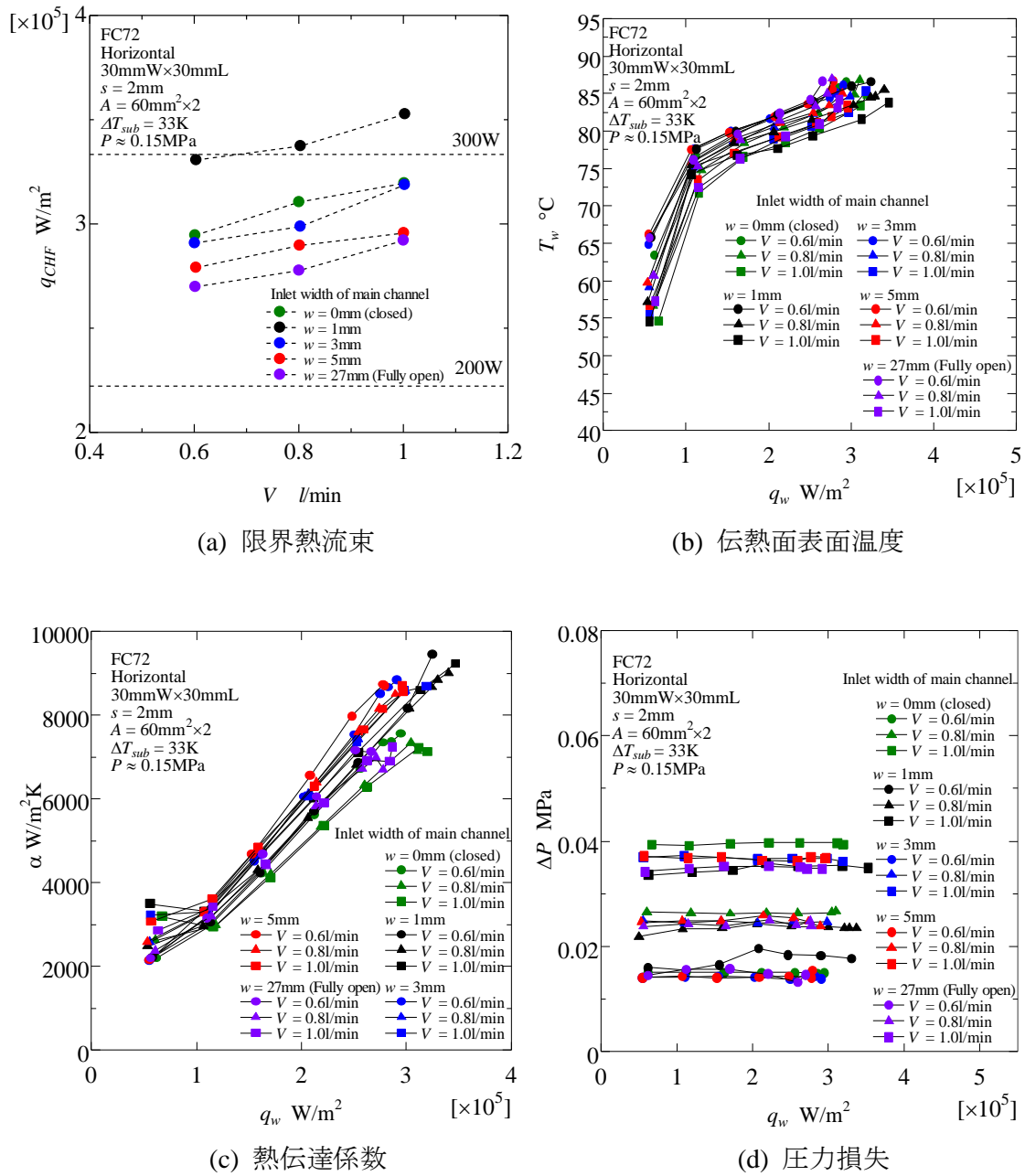


Fig. 4.12 主流路入口開口幅の影響

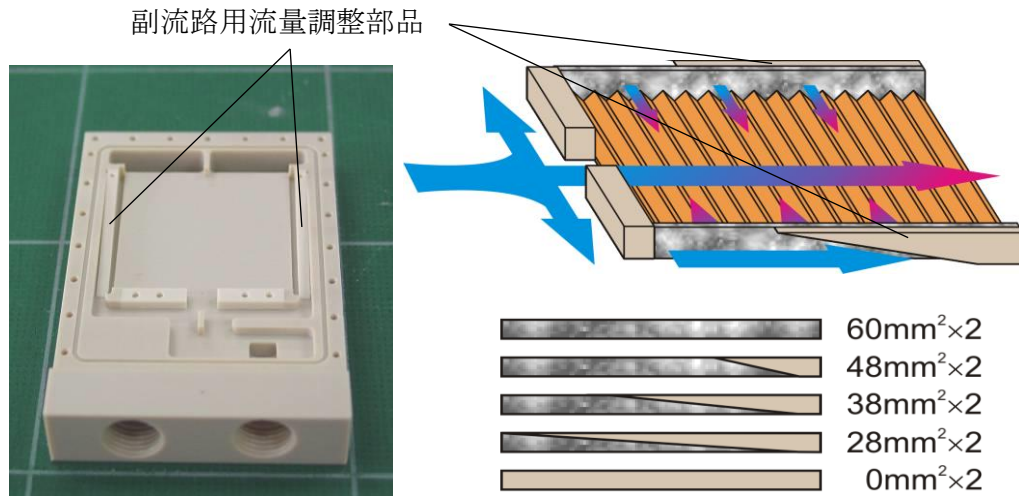


Fig. 4.13 副流路出口断面積の変更方法

Fig. 4.14 に実験結果を示す。Fig. 4.14 (a)に体積流量と限界熱流束の関係を示す。副流路の液体供給断面積 60 mm²×2, 0 mm²×2 の条件に対して、副流路の下流部の両側面（焼結板による主流路への給液口）を塞ぐ 48 mm²×2, 38 mm²×2, 28 mm²×2 の条件では、限界熱流束の増大が見られ、特に 38mm²×2 で最大となっている。このことから、副流路流量調整用部品を装着し、副流路の下流部の補助給液量を抑制することで主流路および副流路に流入する液体の流量および副流路から主流路への給液の分配が適切に配分され、伝熱面全体に対して偏りなく給液がなされ、主流路の上流部のドライパッチ拡大を抑えることが可能と考えられる。Fig. 4.14 (b)に伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度の関係、Fig. 4.14 (c)に伝熱面表面熱流束と熱伝達係数の関係を示す。これらに関しても、液体供給断面積 60 mm²×2, 0 mm²×2 の条件と比較して、48 mm²×2, 38 mm²×2, 28 mm²×2 の条件で熱伝達係数の向上とそれに伴う伝熱面表面温度の低下が確認できる。さらに、液体供給断面積が小さくなるほど熱伝達係数が向上する傾向が確認できる。この理由としては、伝熱面表面温度は伝熱面の中央に挿入した熱電対の指示温度をもとに求めた値で代表しているため、下流部に対して過剰な給液が行われるほど高い値となることが考えられる。Fig. 4.14 (d)に伝熱面表面熱流束と圧力損失の関係を示す。圧力損失は断面積 0 mm²×2 で非常に大きくなったが、それ以外の条件ではほとんど変化していない。

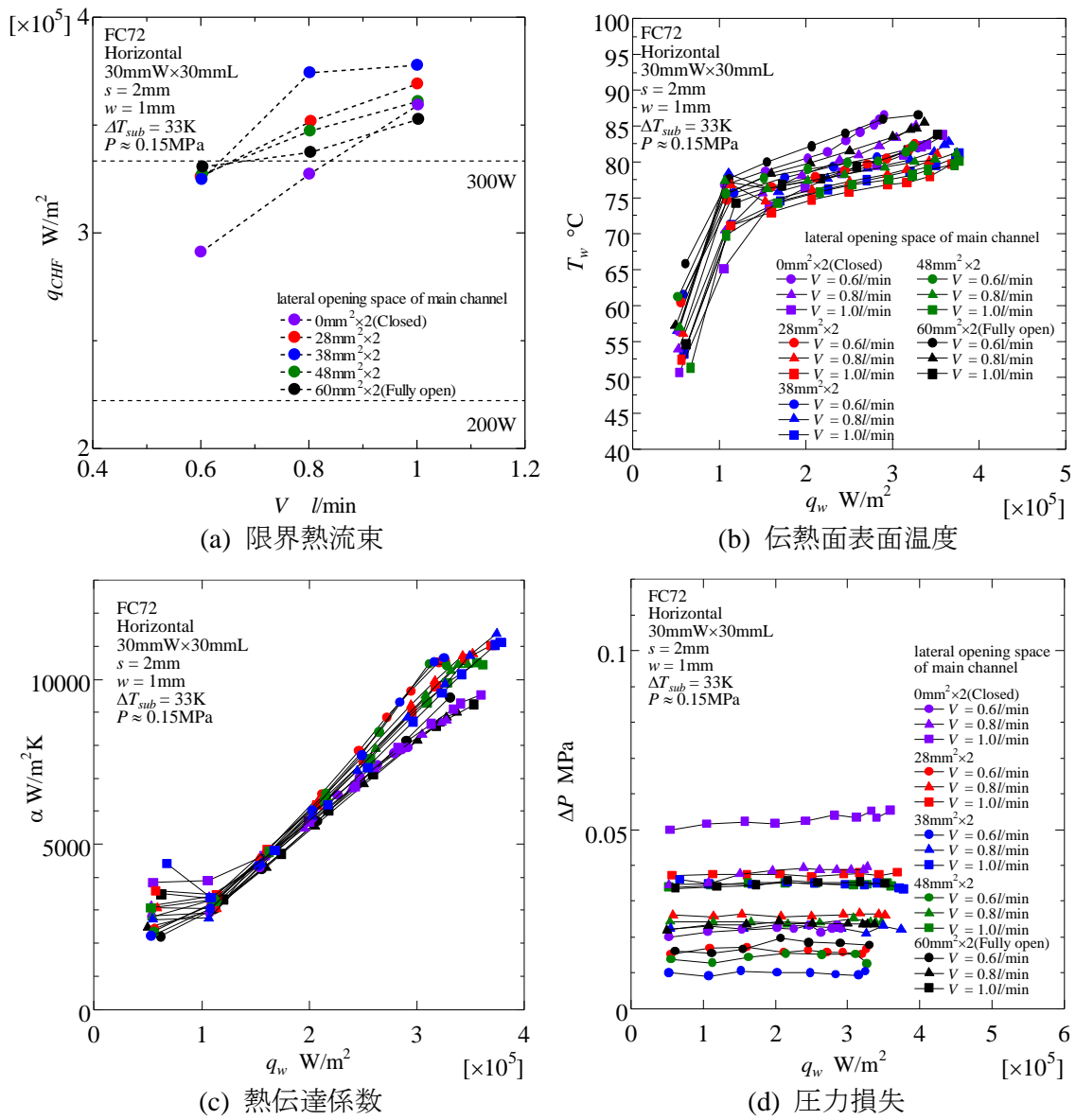


Fig. 4.14 副流路からの液体供給断面面積の影響

4.4.5.4 流路姿勢

流路姿勢に関する影響を調べるために、垂直配置（垂直上昇流）の実験を実施し、水平配置（伝熱面上向き）の実験と比較した。実験は以下の条件で行った。

間隙幅	s	2 mm
伝熱面寸法		30 mm×30mm
溝付伝熱面表面形状		V 字溝（頂角 90 deg, ピッチ 1 mm）
主流路入口開口幅	w	1 mm
副流路出口断面積	A	60 mm ² ×2
テストセクションの姿勢		水平配置（伝熱面上向き）, 垂直配置（垂直上昇流）
テストセクション入口圧力	P_{in}	≈0.15 MPa
試験液体		FC72 ($T_{sat}=67.9$ °C)
入口液体体積流量 （除熱部入口液体断面平均流速）		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167 m/s, 0.222 m/s, 0.278 m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K

Fig. 4.15 に実験結果を示す。**Fig. 4.15(a)**の体積流量と限界熱流束の関係を見ると、水平配置の方が、限界熱流束は高い。一般的に、垂直配置の場合、重力の影響により、上流側に液体が溜まり、下流側は気泡が充満してドライアウトしやすい。現構造で、垂直配置にした場合、副流量路から下流側への液体供給も不十分となっている可能性がある。**Fig. 4.15(b)**の伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度の関係、**Fig. 4.15(c)**の伝熱面表面熱流束と熱伝達係数の関係を見ると、垂直配置の方が熱伝達係数は高く、伝熱面表面温度も水平配置よりも低い。垂直配置の方が、伝熱面から発生した気泡が、伝熱面に沿う形で上昇しその間に形成される液膜の蒸発が促進され、また気泡の浮力により気液の流速が速くなることで、熱伝達係数が向上したことが原因と考えられる。**Fig. 4.15(d)**の伝熱面表面熱流束と圧力損失の関係を見ると、体積流量が大きくなるにつれて、水平配置と垂直配置のいずれも圧力損失が大きくなっている。垂直配置の場合、伝熱面上は上昇流であるが、冷却ジャケットの構造上、その後は下降流となるため、浮力により蒸気の流れの抵抗が増えていると考えられる。

冷却ジャケットの本実験範囲における実験結果から、垂直配置の場合、除熱能力は 300W を超えていないが、例えば、ブレードサーバのように、垂直に立てられた基板上の発熱体の冷却に対して、伝熱面表面温度の低減は期待でき、間隙幅や主流路入口開口幅、副流路出口断面積の変更により、適用できる可能性は十分にあると考えられる。

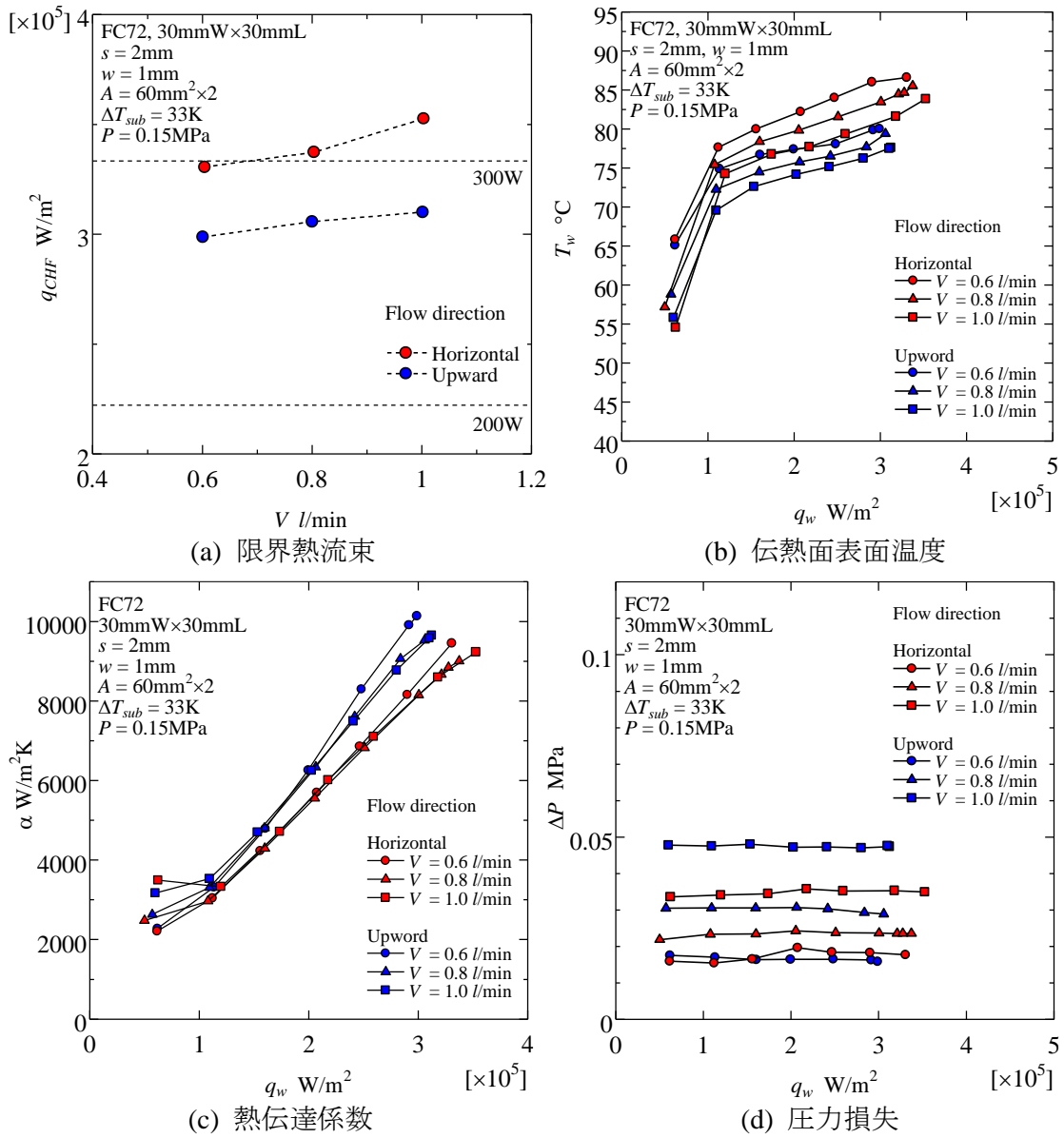


Fig. 4.15 流路姿勢の影響

4.4.6 試験液体に関する検証

冷却媒体として、フッ素系媒体 FC72, NOVEC649, NOVEC7100, NOVEC7200 (いずれも 3M 社製) の 4 種類について、熱伝達特性を調べるために、プール沸騰実験および強制流動沸騰実験を行った。

プール沸騰実験は、既存のプール沸騰実験装置 (伝熱面サイズ: $\phi 40$, 水平上向面) を使用し、試験圧力 0.1 MPa で行った。各冷媒の飽和温度は、FC72: $T_{sat}=55.7\text{ }^{\circ}\text{C}$, NOVEC649: $T_{sat}=49.2\text{ }^{\circ}\text{C}$, NOVEC7100: $T_{sat}=59.8\text{ }^{\circ}\text{C}$, NOVEC7200: $T_{sat}=75.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ である。Fig. 4.16 に沸騰曲線、熱伝達係数および伝熱面表面温度と伝熱面表面熱流束の関係を示す。限界熱流束に関しては FC72, NOVEC7100, NOVEC7200 ではほとんど差異は無かったが、NOVEC649 は他の媒体と比較して低いことがわかる。熱伝達係数は媒体による差はほとんど無かったが、FC72 は限界熱流束付近の高熱流束域において、その他の媒体よりも伝熱劣化が顕著に確認された。伝熱面表面温度に関しては、媒体による熱伝達係数の違いがほとんどないため、飽和温度が高いほど伝熱面表面温度も高くなった。飽和温度に近い FC72 と NOVEC7100 を比較した場合、低熱流束域では飽和温度の低い FC72 のほうが伝熱面表面温度は低いが、限界熱流束付近の高熱流束域においては、FC72 の伝熱劣化により、伝熱面表面温度は NOVEC7100 と同程度となった。

強制流動沸騰実験は、今回製作した Fig. 4.2 の実験装置を使用し、下記の実験条件で行った。

間隙幅	s	2.0 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V 字溝 (頂角 90 deg, ピッチ 1 mm)
主流路入口開口幅	w	1 mm
テストセクションの姿勢		水平配置
副流路出口断面積	A	60 mm ² ×2
テストセクション入口圧力	P_{in}	≈0.15 MPa
試験液体		FC72 ($T_{sat}=67.9^{\circ}\text{C}$)
		NOVEC649 ($T_{sat}=60.8^{\circ}\text{C}$)
		NOVEC7100 ($T_{sat}=71.6^{\circ}\text{C}$)
		NOVEC7200 ($T_{sat}=94.5^{\circ}\text{C}$)
入口液体体積流量 (除熱部入口液体断面平均流速)		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167m/s, 0.222m/s, 0.278m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33K

Fig. 4.17 に実験により得られた限界熱流束、伝熱面表面温度、熱伝達係数、圧力損失と熱流束の関係をそれぞれ示す。Fig. 4.17(a)は体積流量と限界熱流束の関係である。同一流量で比較した場合、限界熱流束に関しては NOVEC7100 が最も高く、NOVEC649 が最も低くなった。NOVEC649 以外は、300W の除熱が実現している。Fig. 4.17(b)は伝

熱面表面熱流束と伝熱面表面温度の関係を、Fig. 4.17(c)は伝熱面表面熱流束と熱伝達係数の関係を示している。伝熱面表面温度は FC72 が最も低くなった。FC72, NOVEC7100, NOVEC7200 に関して熱伝達係数にはほとんど差が生じていない。伝熱面表面温度の差はほぼ飽和温度の差に対応している。ただし、NOVEC649 の熱伝達係数は他の 3 つの試験媒体と比較して非常に低い値をとっているため、飽和温度が最も低いにもかかわらず、伝熱面表面温度は高熱流束域で NOVEC7100 を上回っている。Fig. 4.17(d)に伝熱面表面熱流束と圧力損失の関係を示す。圧力損失に関しては NOVEC7200 が他の媒体よりも少し低いが媒体の違いによる影響はほとんどなかった。

NOVEC649 を冷媒として採用することは、飽和温度が低いことから、CPU のような発熱体の温度を低くする目的から期待されたが、強制流動沸騰では、熱流束 20 W/cm^2 付近以降は FC72, NOVEC7100 の伝熱面表面温度よりもむしろ高くなった。また、低熱流束域においても FC72 と同程度の伝熱面表面温度となっている。さらに、限界熱流束についても 300 W の除熱能力を得ることが出来なかった。

NOVEC7100 に関しては、伝熱面表面温度が FC72 よりも少し高いが、限界熱流束は FC72 よりもはるかに高い。そのため、NOVEC7100 をより低い冷却ジャケット入口圧力 (P_{in}) で使用した場合、 $P_{in} = 0.1 \text{ MPa}$ において、FC72 と同等もしくはそれ以上の限界熱流束が期待でき、FC72 と同等もしくはそれ以下の伝熱面表面温度を得られるものと考えられる。

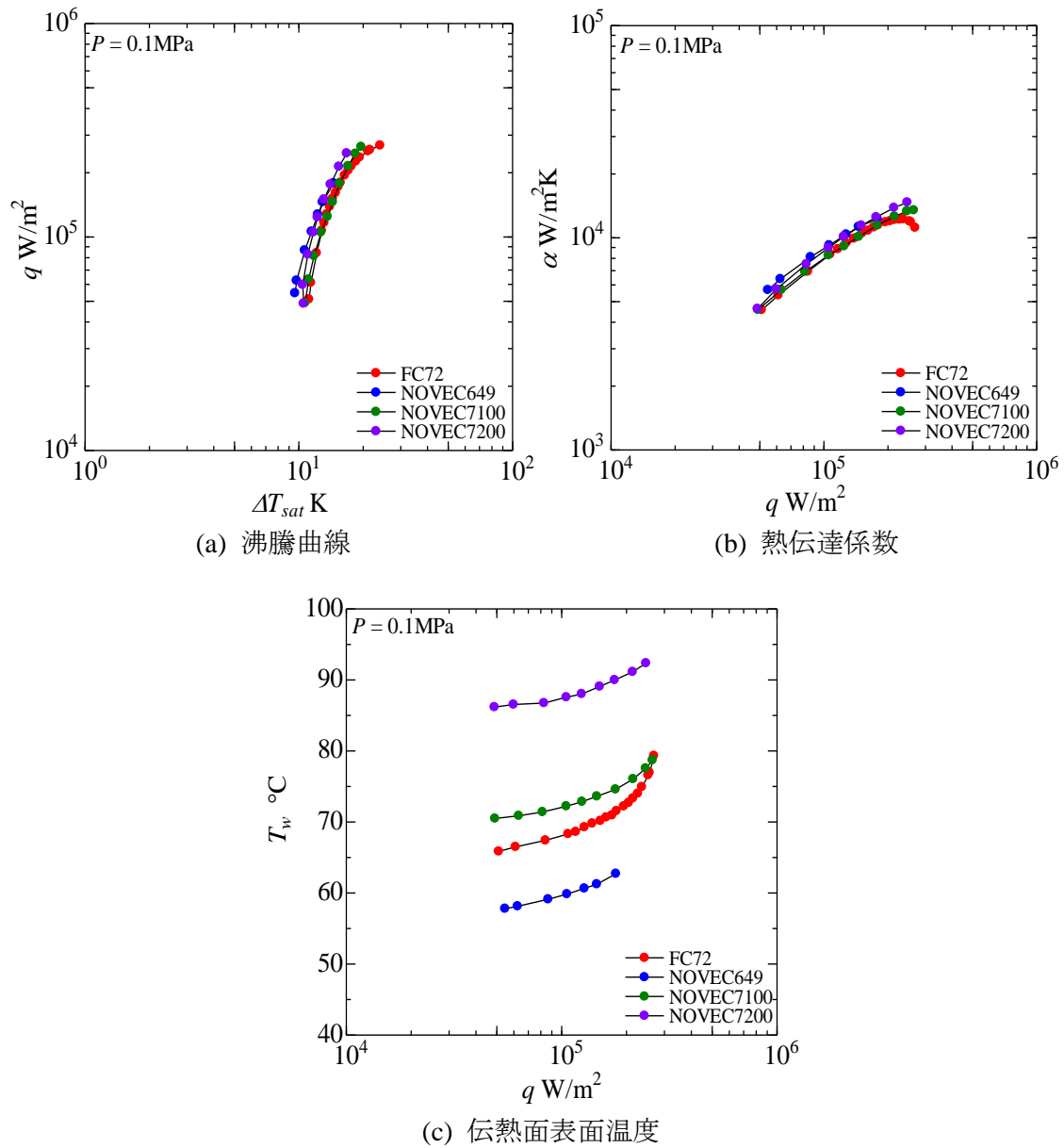


Fig. 4.16 プール沸騰実験による、各冷媒の熱伝達特性

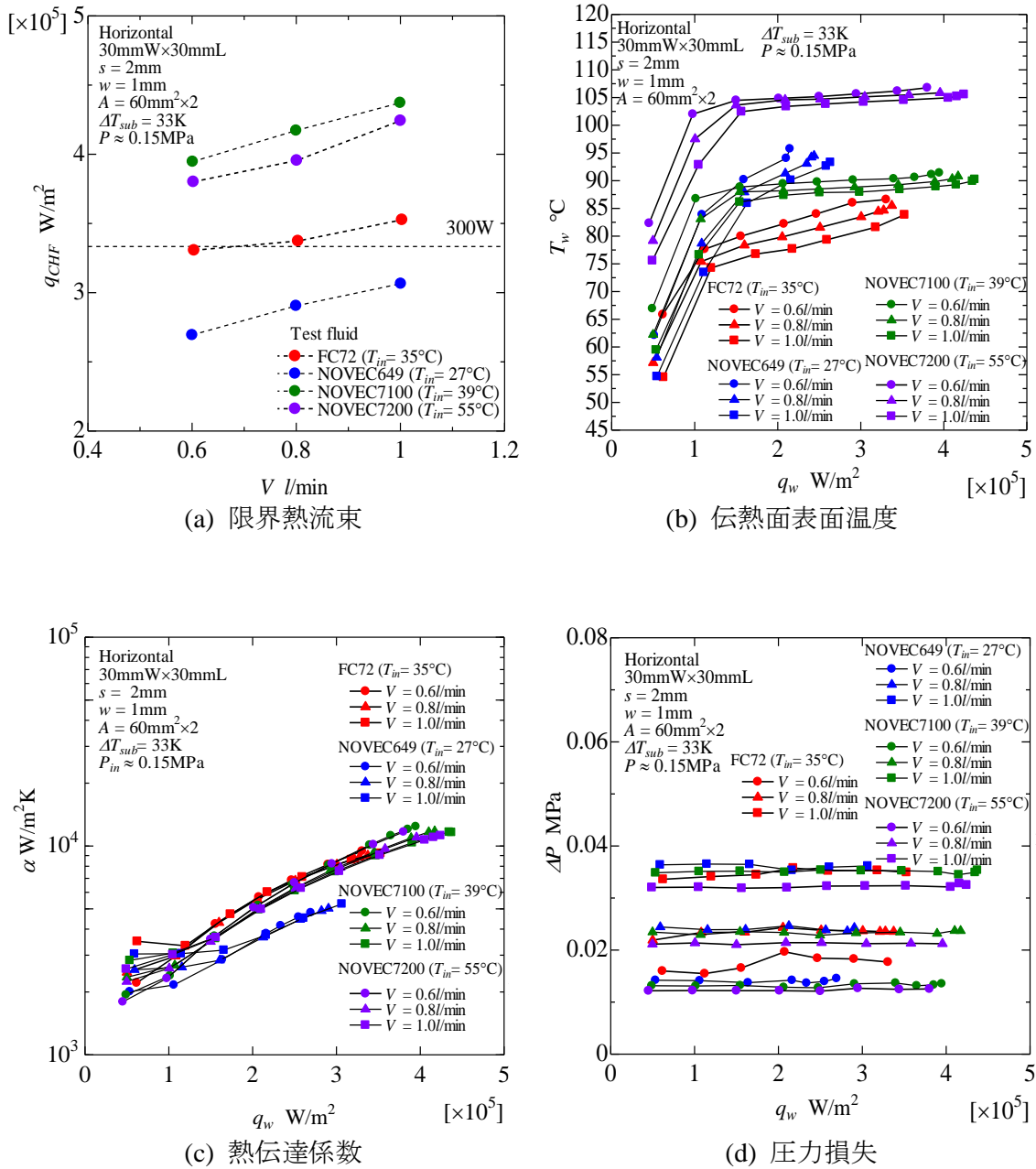


Fig. 4.17 強制流動沸騰実験による、各冷媒の熱伝達特性

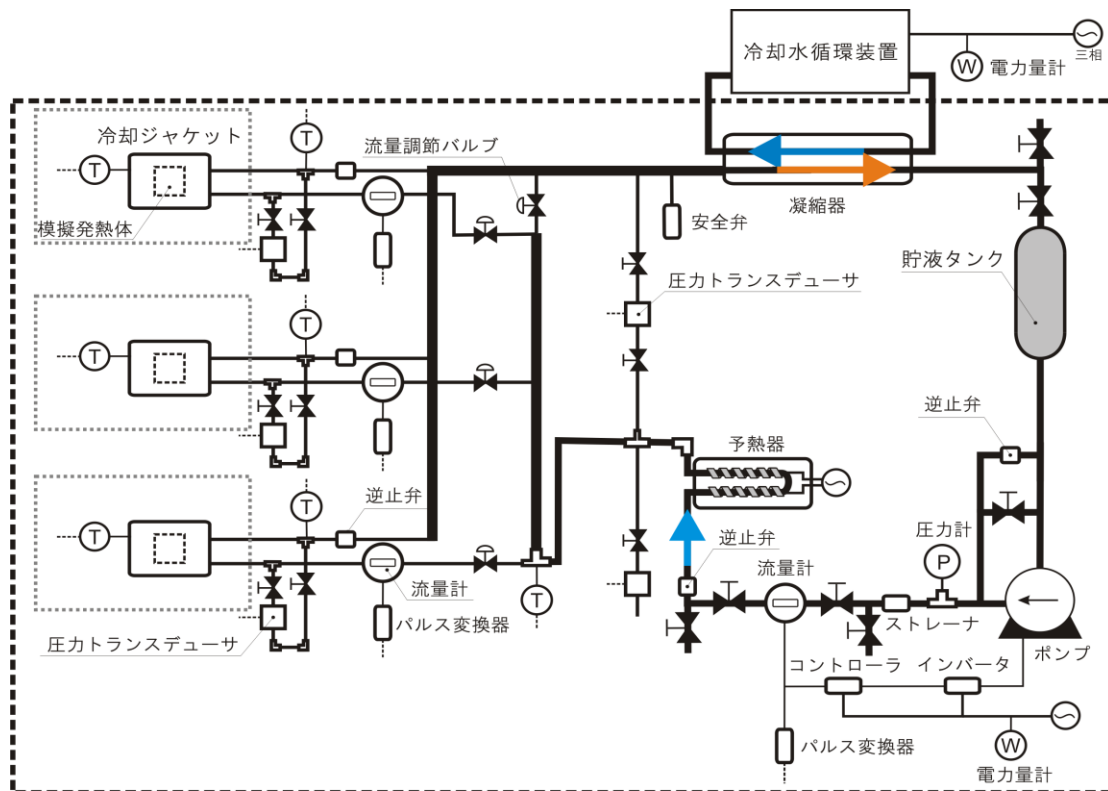
4.4.7 データサーバ用沸騰・二相冷却システム評価検証装置の試作および検証

サーバラック内に複数台の冷却対象がある場合の冷却システムについて検討を行うために、**Fig. 4.18** に示すようなデータサーバ用沸騰・二相流冷却システム評価装置の試作および強制流動沸騰の実験を行った。模擬発熱体はサーバラック内に縦に並べられた 3 つのユニット（模擬サーバ）の内部に設置されており、各テストセクションはポンプからの流路に対して並列に配置されている。各テストセクションの入口には流量調節バルブが取り付けられており、独立した流量調節が可能となっている。またバルブを完全に締めることで試験台数（1～3 台）の選択が可能である。圧力変換器は各テストセクションの差圧が計測できるように設置されている。

配管の大部分は 1/2 インチのステンレス管が使用されている。試験圧力は凝縮器直後に設置されたバルブ操作により調節でき、冷却ジャケット入口液体温度はポンプ後に設置された予熱器を用いて設定する。ただし、いずれの値もユニットごとに調節するのは不可能である。

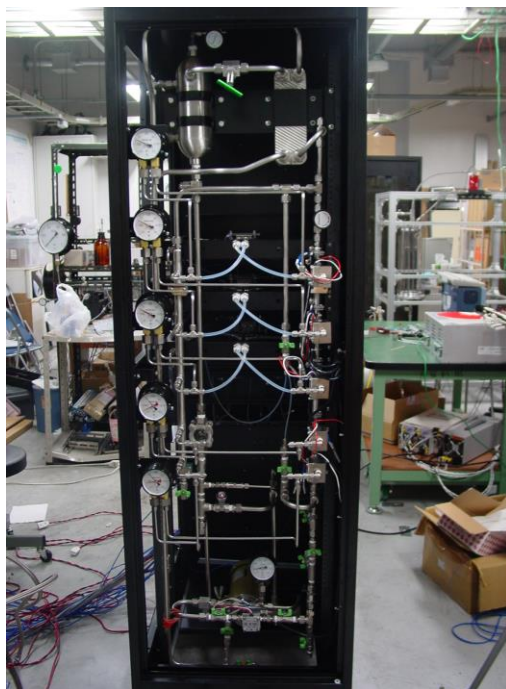
実験条件は、これまでの検証実験（要素試験）の結果より、高い性能を示したものを組み合わせて以下の条件で実験を行った。要素試験で行った補助給液断面積 $60 \text{ mm}^2 \times 2$ の条件の実験も比較のため行った。

試験液体		NOVEC7100 ($T_{sat}=71.6 \text{ }^\circ\text{C}$)
間隙幅	s	2.0 mm
伝熱面寸法		30 mm×30 mm
溝付伝熱面表面形状		V 字溝（頂角 90 deg, ピッチ 1 mm）
主流路入口開口幅	w	1 mm
補助給液断面積	A	$38 \text{ mm}^2 \times 2$, $60 \text{ mm}^2 \times 2$
流路姿勢		水平配置（伝熱面上向き, 水平流）
試験圧力	P_{in}	$\approx 0.15 \text{ MPa}$



サーバ用ラック

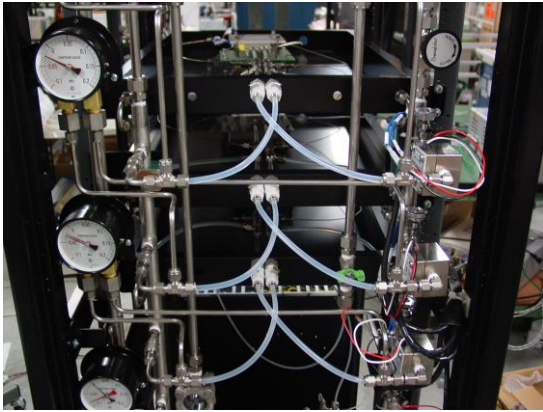
(a) 試験ループ概略図



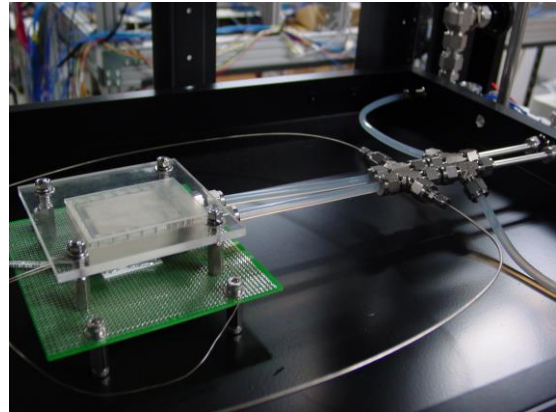
(b) サーバラック (裏側)



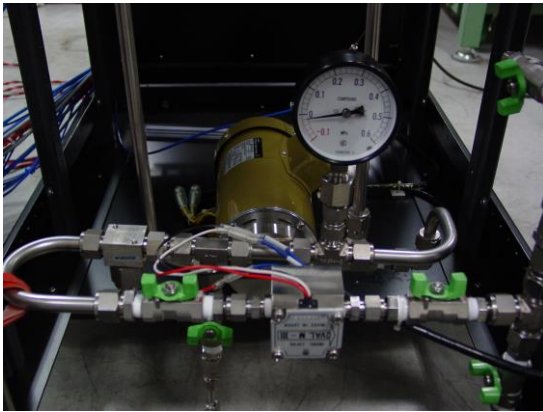
(c) サーバラック (表側)



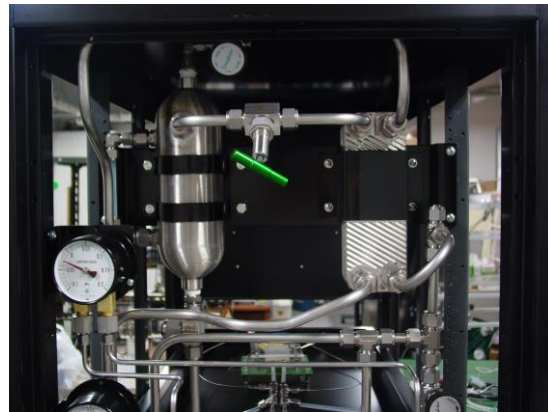
(d) 各ユニットへの配管



(e) 模擬サーバ内の冷却ジャケット



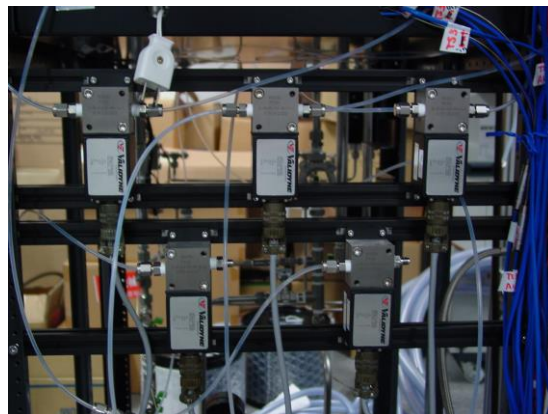
(f) ポンプおよび流量計（全流量用）



(g) 貯液タンクおよび凝縮器



(h) 流量調節機器



(i) 圧力変換器

Fig. 4.18 データサーバ用沸騰・二相流冷却システム評価装置

4.4.7.1 1 ユニットにおける試験

まず模擬サーバが 1 台に対する検証を行った。前節までの要素試験結果との比較を行うために、試験圧力および入口液体サブクール度に関して、テストセクションにおける条件を要素試験の条件と一致させて、比較を行った。以下に実験条件を示す。

試験圧力	P_{in}	≈ 0.15 MPa
入口液体体積流量 (除熱部入口液体断面平均流速)		0.6 l/min, 0.8 l/min, 1.0 l/min (0.167 m/s, 0.222 m/s, 0.278 m/s)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K

Fig. 4.19 に要素試験結果との比較を示す。ただし、試験液体に NOVEC7100 を用いた要素試験は冷却ジャケットの基本構造($s=2$ mm, $w=1$ mm, $A=60$ mm² $\times 2$)を用いたものしか実施しておらず、単純な比較とはならない。Fig. 4.19(a)は体積流量と限界熱流束の関係である。模擬サーバの実験では、要素試験の条件下で限界熱流束の上昇効果が得られた副流路からの液体供給断面積 $A=38$ mm² $\times 2$ を用いたにもかかわらず、模擬サーバにおける限界熱流束は、 $A=60$ mm² $\times 2$ を用いた要素試験結果のほうが高くなった。この原因としては、伝熱面（伝熱面性状）の違いが挙げられる。模擬サーバに用いた冷却ジャケットの伝熱面は、テストセクションを増設するに際して、新しく製作したものを使用しており、伝熱面（伝熱面性状）の違いが気泡発生密度の違いを介して限界熱流束に大きく影響することを確認している。Fig. 4.19(b), (c)は伝熱面表面熱流束と伝熱面表面温度、熱伝達係数との関係を示している。模擬サーバの試験結果は要素試験と比較して熱伝達係数が上昇し、伝熱面表面温度が低下していることがわかる。これは、模擬サーバでは副流路からの液体供給断面積 $A=38$ mm² $\times 2$ を用いた結果と考えられる。Fig. 4.19(d)は伝熱面表面熱流束と圧力損失との関係である。圧力損失は模擬サーバ試験結果の方が要素試験結果よりも小さくなった。

要素試験と比較して、限界熱流束のわずかな減少を除けば、負の効果は見られなかった。また、最大除熱量が 300 W を大きく上回っていることから、試験圧力を下げることによって、300 W の除熱量を保ちつつ、伝熱面表面温度を低下させることができると考えられる。

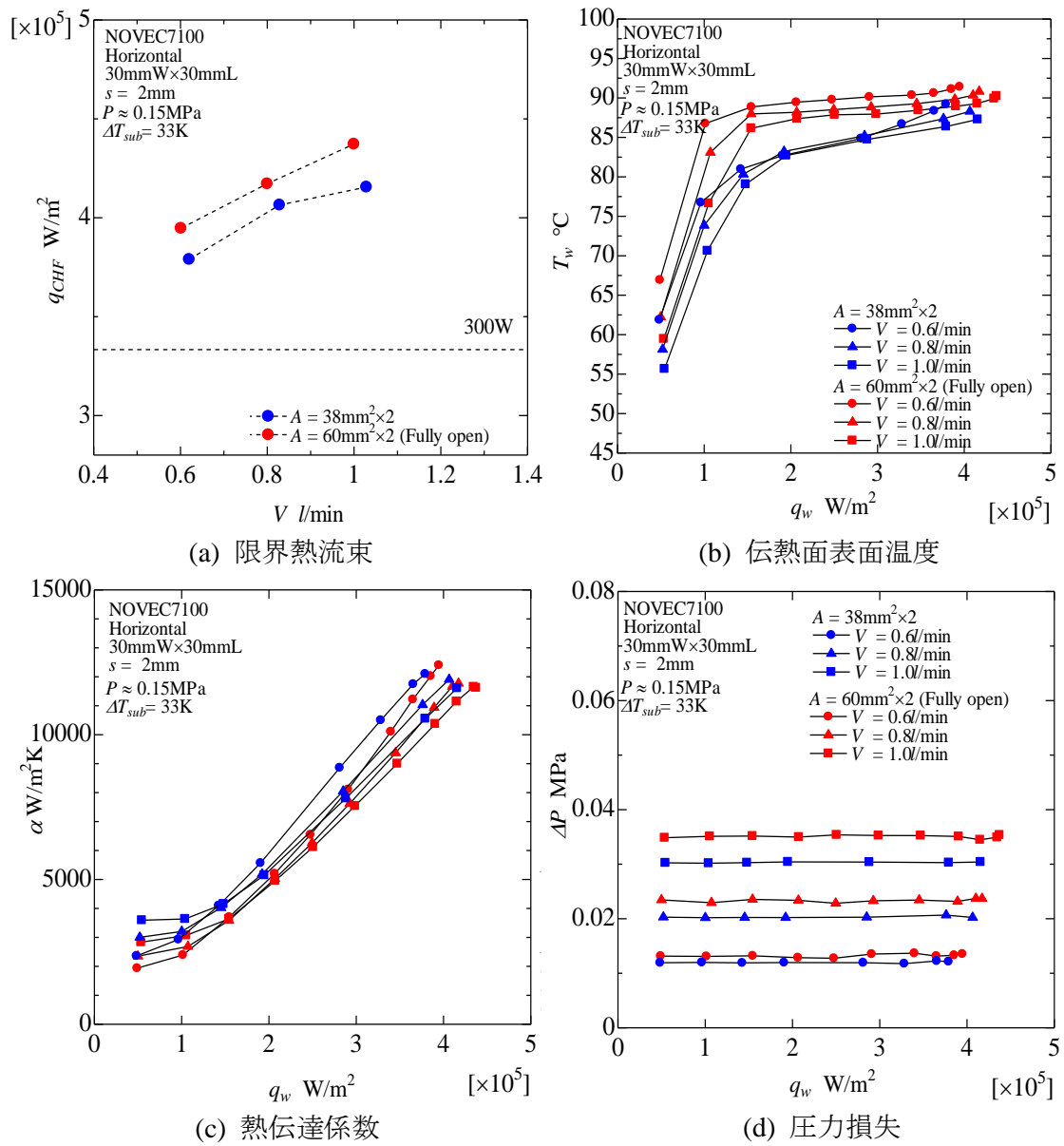


Fig. 4.19 1ユニットにおける試験結果 (赤いキーは要素試験結果を表す)

4.4.7.2 3 ユニットにおける試験

模擬サーバが 3 台の場合について試験を行った。以下、各テストセクションをラックの上段に配置されているものから順に TS1, TS2, TS3 と称することとする。比較のために試験圧力と入口液体サブクール度に関して、TS2 における条件を 1 ユニットの場合の試験の条件と一致させている。また、流量はそれぞれのテストセクションで一定とした。以下に実験条件を示す。

試験圧力	P_{TS2}	≈ 0.15 MPa
各 TS の入口液体体積流量 (全体積流量)	V (V_{all})	0.6 l/min (1.8 l/min)
入口液体サブクール度	ΔT_{sub}	33 K

模擬発熱体 3 ユニットの総発熱量は、各テストセクションで電源の出力電圧値を一致させて与えた。ただし、ヒータの温度等の条件によりヒータの電気抵抗値がわずかに変化するため、同電圧値でもテストセクション間で発熱量がわずかに異なっている。

Fig. 4.20(a), (b), (c)は模擬発熱体の総発熱量に対する各テストセクションの伝熱面表面温度、熱伝達係数、圧力損失を示している。計測機器の不具合により、TS1 の伝熱面表面温度、熱伝達係数のデータおよび TS3 の圧力損失のデータの精度は低いものと考えられる。また、図中右端のデータは複数ユニットでの試験に対するヒータ電源の出力電圧値の上限に対応しており、限界熱流束に対応するものではない。本実験条件において全てのテストセクションで 300 W の除熱を達成している。同熱流束において TS3 の伝熱面表面温度が TS2 よりも高くなっていることから、TS3 がラックの下方に設置されているために静水圧の作用により TS2 よりも圧力が高くなっている可能性がある。

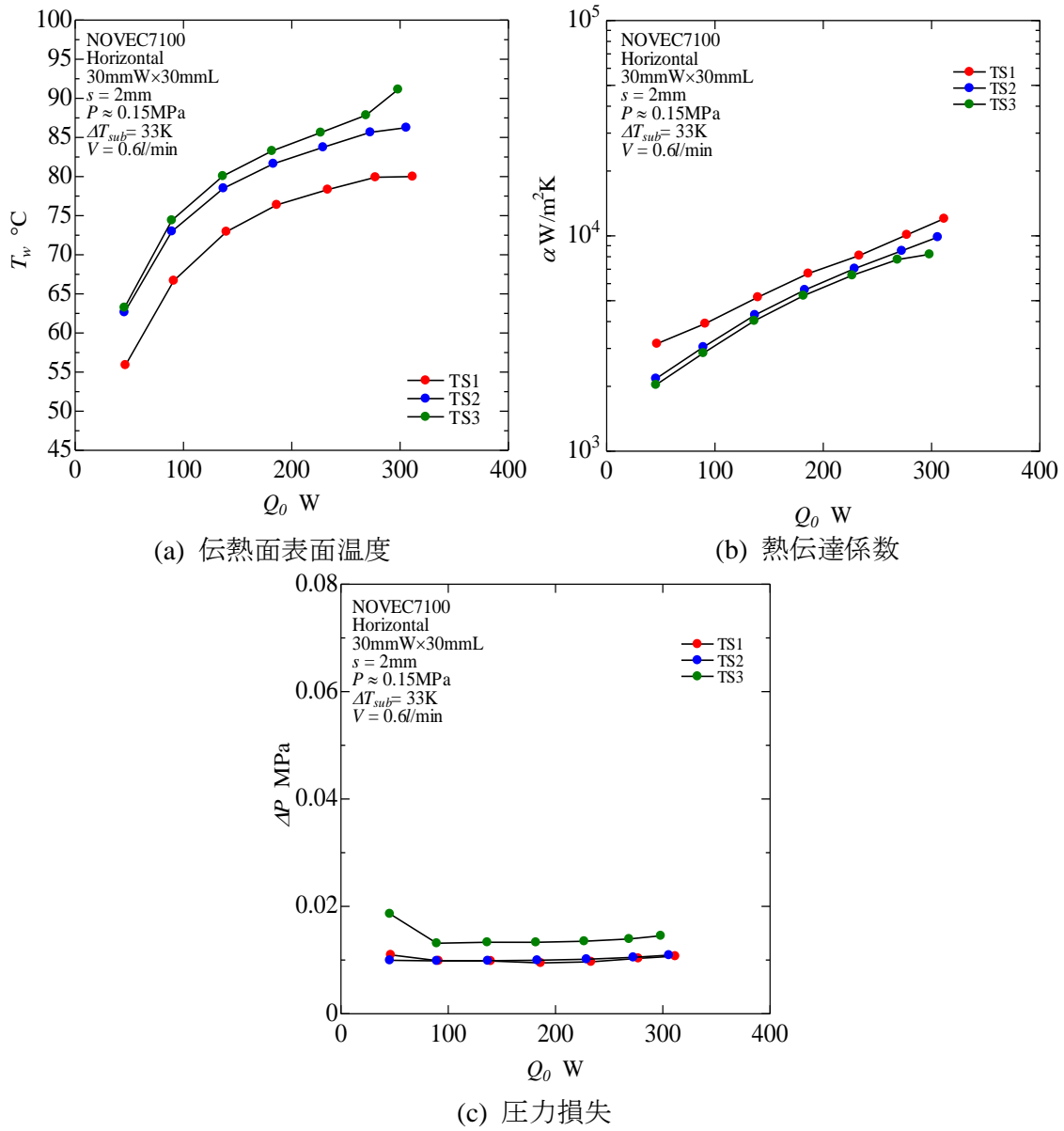


Fig. 4.20 3ユニットにおける試験結果

4.5 第 4 章の結論

- (1) データセンタの冷却システムの現状と問題点について述べ、空冷の代わりに、液体を用いた沸騰・二相流冷却システムを適用する新たな冷却システムを提案した。
- (2) 沸騰・二相流冷却技術を適用するための最適な冷却ジャケットの設計・製作および強制流動沸騰実験のための試験ループを製作した。
- (3) 試作した冷却ジャケットおよび試験ループについて、試験液体として水を用いた予備実験を行い、試験実施について問題ないことを確認した。体積流量 0.7 ~ 1.5 l/min、入口液体温度 45 °C の条件で、30×30 mm の伝熱面積を持つ沸騰・二相流冷却ジャケットについて 300 W の除熱能力を確認した。
- (4) 試験液体として FC72 を用いた実験を行い、入口液体温度 35 °C (サブクール度 33 K)、圧力 0.15 MPa、流量 0.8 l/min の条件で、30 mmW×30 mmL の伝熱面積から 300 W の除熱能力を確認した。
- (5) 沸騰・二相流冷却ジャケットについて間隙幅、流量配分などに関して、従来構造に改良を加えて比較実験を行った。また、流路姿勢を変化させて重力方向の影響を検証する実験を行った。さらに、冷却媒体選定のため 4 種類の試験媒体に対する熱伝達特性を比較する実験を行った。実験結果からこれらの影響を検証した。
- (6) 間隙幅を 2 mm から 1 mm へと小さくすることで気泡の扁平化が促進され、伝熱面表面温度が減少したが、限界熱流束も減少した。
- (7) 主流路入口開口幅を従来の 1 mm から大きくすると、副流路からの給液割合が過小となり、限界熱流束が減少した。
- (8) 副流路流量調整部品を用いて主流路上流部への補助給液割合を増加させることで給液分布が改善され、限界熱流束および熱伝達係数が向上した。特に、給液断面積 38 mm²×2 で限界熱流束が最大となり、試験液体 FC72、入口液体温度 35 °C (サブクール度 33 K)、圧力 0.15 MPa、流量 0.65 l/min 以上の条件において 300 W の除熱能力を確認した。また、給液断面積 28 mm²×2 で熱伝達係数が最大となった。
- (9) 4 種類の試験媒体による強制流動沸騰試験から、限界熱流束は NOVEC7100 を用いた場合で最も大きくなり、伝熱面表面温度は比較した 4 つの媒体のうちで飽和温度が 2 番目に低い FC72 で最小となった。
- (10) データサーバ用サーバラックを用いた沸騰・二相流冷却システム評価装置を製作し、同様の強制流動沸騰実験を行い、その実験結果を示した。試験液体として NOVEC7100 を用いて同一のテストセクションの 3 台並列で模擬サーバの冷却能力検証実験を行い、体積流量 0.6 l/min、入口液体サブクール度 33 K の条件において、全てのテストセクションで 300 W の除熱能力を確認した。

第5章 冷却要求と非共溶性混合媒体の使用

5.1 半導体冷却に対する要求事項

冷却用の熱媒体として必要な性質は、まず冷却対象の温度範囲を考慮する必要がある、また、化学的な安定性、有害性や安全性、地球温暖化係数やオゾン破壊係数を考慮して選定しなければいけない。

沸騰冷却を適用した冷却システムを構築するためには、限界熱流束の向上、伝熱面表面温度の低下、沸騰開始時のオーバーシュートの低減が要求される。

これらを満足するものとして、新たな冷却媒体として、非共溶性混合媒体に着目する。

5.2 非共溶性混合媒体の性質

互いに混ざり合う混合媒体、つまり共溶性混合媒体を用いた沸騰熱伝達に関する研究は多く、共溶性混合媒体の沸騰冷却の有用性として、混合媒体の種類や各媒体の濃度を変えることで、ある圧力に対する飽和温度を任意に設定でき、マランゴニ効果による伝熱促進も期待できる可能性がある。しかし、物質拡散抵抗の存在による伝熱劣化も生じるため、共溶性混合媒体を用いる利点は、限定的である。共溶性混合媒体は相平衡図に従って沸騰熱伝達が行われる。これに対して、液体状態で互いに混ざり合わない非共溶性混合媒体の気液相平衡は、共溶性混合媒体とは大きく異なる平衡状態を示す。

Fig. 5.1 は、ある圧力下の一般的な2成分非共溶性混合媒体の気液相平衡を模式的に示した図である。**Fig. 5.2** は、一例として全圧 0.1 MPa での FC72/water の非共溶性混合媒体の気液相平衡図を示す。横軸は媒体の組成となるモル分率や質量分率であり、縦軸は温度を示している。水平の実線は平衡温度での沸点曲線、破線は露点曲線を表しており、露点曲線よりも上方は蒸気相状態、露点曲線と沸点曲線とに囲まれた領域は、液相と蒸気相の混合状態であり、沸点曲線より下方が液相状態を表している。また沸点曲線と露点曲線が交わっている共溶性混合媒体の共沸点に相当する E が存在する。平衡温度での非共溶性混合媒体は、バルク液体中の組成とは無関係にこの濃度で蒸気となって蒸発する。

媒体 1 と媒体 2 の 2 成分の非共溶性混合媒体の沸点 T_e の曲線は、水平の実線で示され、2 つの媒体が共に液体状態で存在する場合は、それぞれの組成によらず一定の値を示す。ただし、1 つの媒体がすべて蒸発し、もう一方の媒体の液相だけになると、液体として存在している純媒体の沸点 (T_1 または T_2) まで急激に上昇する。

沸点曲線は、系の全圧を P 、各媒体の純蒸気の温度 T_e での飽和蒸気圧をそれぞれ $P_{sat,1}(T_e)$, $P_{sat,2}(T_e)$ とすると、系の全圧 P は、次式のようになる。

$$P = P_{sat,1}(T_e) + P_{sat,2}(T_e) \quad (5.1)$$

また、露点曲線 T_1-E は、温度の関数として、媒体 1 の液体と平衡状態にある蒸気の組成を与える。露点曲線 T_1-E 上のある温度 T の点について考える。ここでは液相には媒体 1 のみが存在し、蒸気相には媒体 1 と媒体 2 の混合した状態で存在している。各媒体の蒸気分圧をそれぞれ P_1 、 P_2 とすると、次式が成立する。

$$P = P_1 + P_2 \quad (5.2)$$

また、媒体 1 は気液相平衡状態なので、

$$P_1 = P_{sat,1}(T) \quad (5.3)$$

となる。従って、露点曲線 T_1-E 上のある温度 T の点において蒸気状態で存在する媒体 1 のモル分率 $x_1(T)$ は、次のように求まる。

$$x_1(T) = \frac{P_1}{P} = \frac{P_{sat,1}(T)}{P} \quad (5.4)$$

露点濃度は、以下の式で計算される。

$$\ln Y_1 = -\frac{h_{fg,1}}{R_1} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{sat,1}} \right) \quad (5.5)$$

$$\ln (1 - Y_1) = -\frac{h_{fg,2}}{R_2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{sat,2}} \right) \quad (5.6)$$

ここで、 $Y_1 (-)$: 露点曲線上の蒸気中の低沸点媒体のモル分率、 $T (K)$: 露点温度、 $T_{sat} (K)$: 全圧 P における飽和温度、 h_{fg} (kJ/kg): 蒸発潜熱、 R (kJ/(kg·K)): 気体定数を示す。添え字の 1 と 2 は、それぞれ低沸点媒体、高沸点媒体を示す。露点曲線は、両方の成分の分圧の総和が全圧になるように決定される。式(5.5)および式(5.6)は、蒸気圧曲線の勾配を表す Clausius-Clapeyron の式および理想気体方程式を用いた蒸気状態の近似から導かれる。本研究における両成分の蒸気圧曲線は、直接測定に基づいて入手可能な既存のデータから得られるため、相平衡図の 3 つの曲線は、1 点で正確には合流しない。

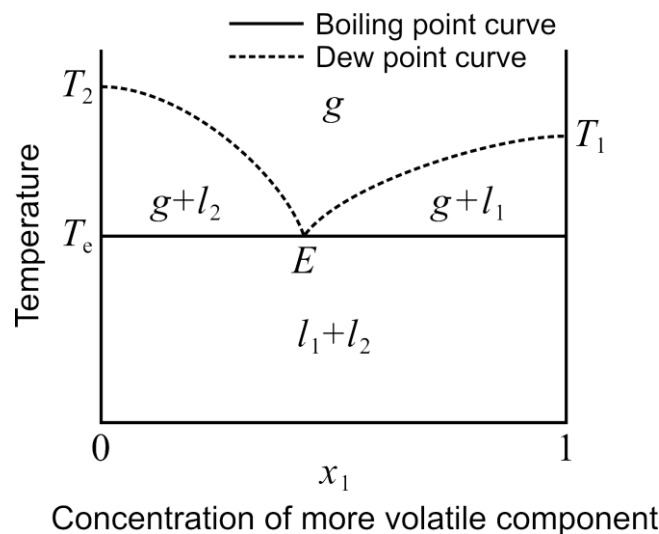


Fig. 5.1 非共溶性混合媒体の気液相平衡線図 (模式図)

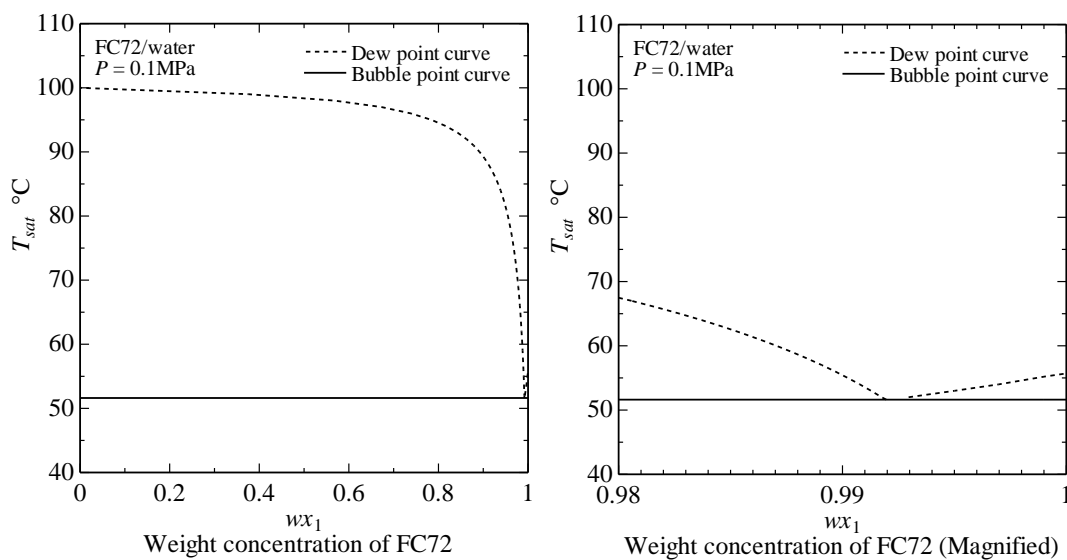


図 5.2 非共溶性混合媒体 FC72/water の全圧 0.1 MPa における相平衡図

密閉容器内で気液平衡状態にある 2 成分非共溶性混合媒体について考える。液相は各媒体が二層に分離しており、液相上部には、両媒体の蒸気が混合して存在し、液相と気相は熱平衡状態を保っている。熱平衡状態では、非共溶性混合媒体の温度は、その組成、すなわち液体体積の比にかかわらず一定になる。温度は、系の全圧または各媒体の分圧の総和に依存する。ここで、一方の媒体に着目した場合、その温度に対する飽和蒸気圧以上の圧力をもう一方の媒体の飽和蒸気圧により過剰に加圧されている。この状況は、両方の媒体に当てはまり、両方の液体は全圧下で「自己圧縮」効果によって過冷却される。

一例として、**Fig. 5.3** に非共溶性混合媒体 FC72/water の蒸気圧曲線上の非共溶性混合媒体の平衡状態について示す。低沸点媒体（FC72）の蒸気圧が高沸点媒体（water）を強く圧縮し、サブクール度は低沸点媒体よりも高沸点媒体のほうが高いことが分かる。

自立的過冷却は、密閉容器内であっても、容器外の追加の冷却装置または圧縮装置なしで、非共溶性混合媒体中の両方の媒体に対して与えられる。 $P = 0.1 \text{ MPa}$ における非共溶性混合媒体 FC72/water の両方の液体の平衡温度 T_e 、サブクール度 ΔT_{sub} および物性値を表 5.1 にまとめる。

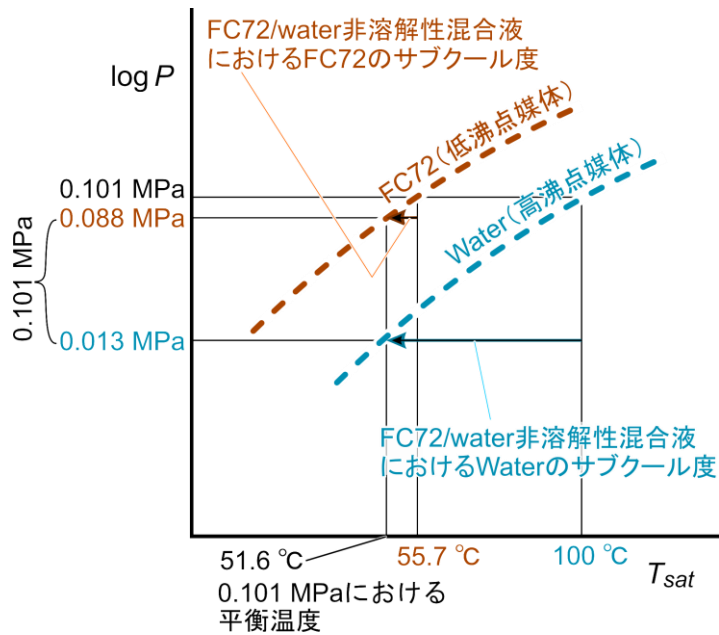


Fig. 5.3 蒸気圧曲線上の非共溶性混合媒体の平衡状態 (系圧力 0.1 MPa での FC72/water の例)

表 5.1 FC72 と water の平衡温度と 0.1MPa における物性値

	飽和温度 T_{sat} °C	平衡温度 T_e °C	サブクール度 ΔT_{sub} K	密度 (液体) ρ_l kg/m ³	蒸発潜熱 h_{fg} kJ/kg	表面張力 σ mN/m
FC72	55.7	51.6	4.1	1620	95.7	7.9
water	100		48.4	987	2260	58.9

5.3 プール沸騰実験装置および実験方法

混合媒体の熱伝達特性を評価するために、基本的なプール沸騰実験を行うことを目的として、**Fig. 5.4**, **Fig. 5.5** に示されるような、実験装置を用いて実験を行った。沸騰容器は、内径 203.3 mm、肉厚 6.5mm の SUS304TP-S (200 A×Sch.20S) の円筒形で、内容積 0.023 m³、耐圧 1.5 MPa の圧力容器である（使用圧力は 0.8MPa まで）。加熱部および伝熱面は、銅で出来ており、**Fig. 5.6**, **Fig. 5.7** のような構造で、沸騰容器の下部に水平に配置される。カートリッジヒータ (WATROW E2A83 (φ1/4 inch, 240 V-300 W, シース長 50.8 mm) ×19 本) が挿入されている加熱部と伝熱面は一体構造となっている。伝熱面は、φ40 の円形であるが、伝熱面の境界における発泡点の集中を防止するために、伝熱面の表面の部分は、φ170、肉厚 0.5 mm のフィン形状を一体構造で設けた。フィン厚は十分に薄いので、伝熱面からフィン周方向への熱の流れは極めて小さいと考えられる。伝熱銅ブロックの内部には、K 形のシース熱電対 (φ1, class 1) を、伝熱面表面から 1 mm, 7 mm, 13 mm, 19 mm の位置で、伝熱部中央と中央から 17.07 mm の位置 (伝熱面の面積が 1/2 となる円の外周 (φ28.28) と伝熱面の外周 (φ40) の中間の位置 (φ34.14) の円周の位置) に挿入している。伝熱部の外周は断熱材 (断熱レンガ) で覆われている。伝熱部を支持するフランジと沸騰容器の間の空間には伝熱面と同じ高さのフッ素樹脂ブロックを挿入している。凝縮部は沸騰容器の上部に配置され、長さの異なる 3 種類の凝縮管に冷却水循環装置からの冷却水を流し、バルブ操作によってそれぞれの流量を調節して凝縮性能を微調整し、沸騰容器内の圧力および温度を一定に保つ。ヒートロスを低減するために、沸騰容器全体をマントルヒータおよび断熱材で覆う。

非共溶性混合媒体の全高は 100 mm で一定とし、加熱前の FC72 の液体の高さ H_1 を **Fig. 5.8** に示すように定義し、 H_1 を変化させた実験を行った。試験液体を充填する前に、容器内部を脱気している。沸騰容器内の温度は、伝熱面から 2 mm および 80 mm の位置のバルク液体中、および伝熱面から 160 mm の蒸気中に挿入された熱電対で測定した。これらの温度は、相平衡計算から評価された平衡温度の確認のために用いられる。

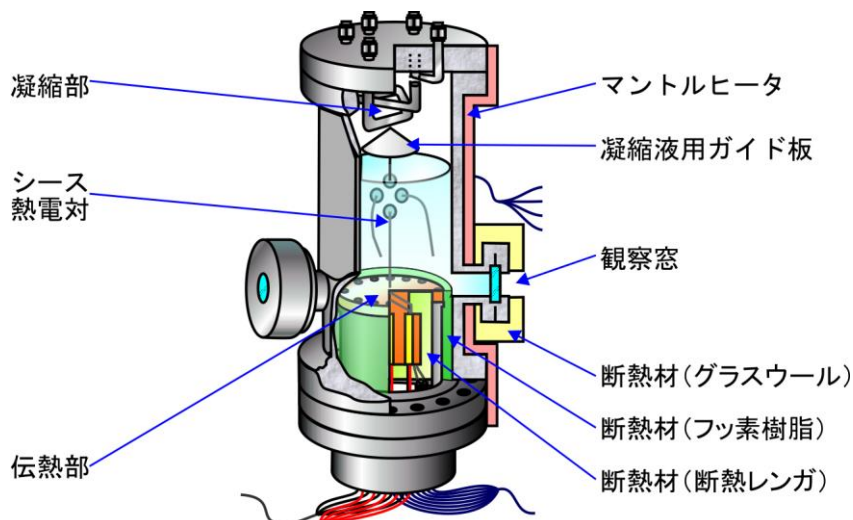


図 5.4 プール沸騰実験概略図

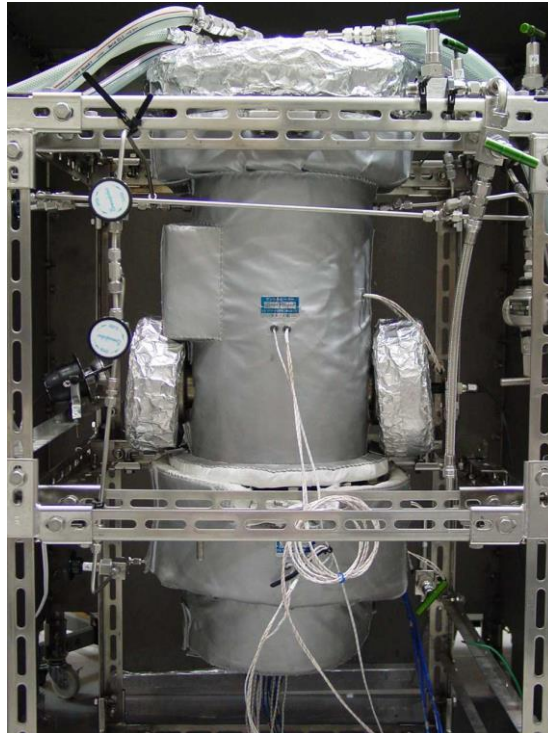


図 5.5 プール沸騰実験装置外観

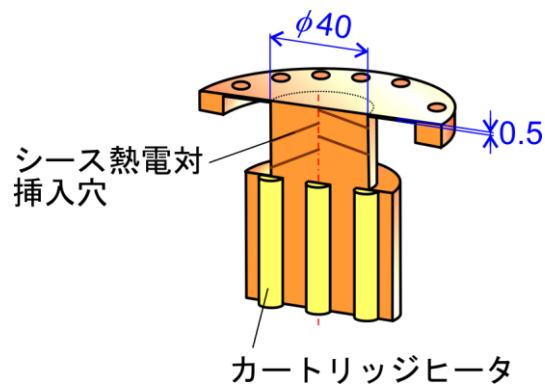


Fig. 5.6 加熱部の内部構造

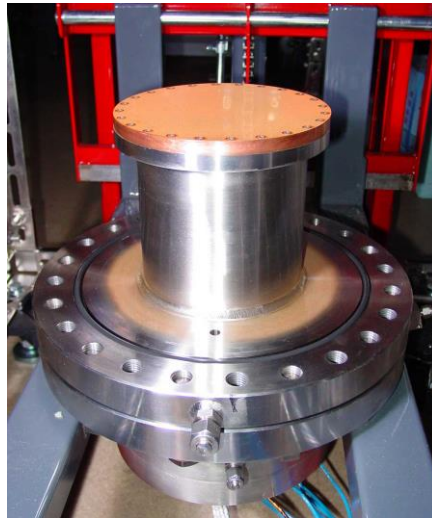


Fig. 5.7 伝熱面加熱部の外観

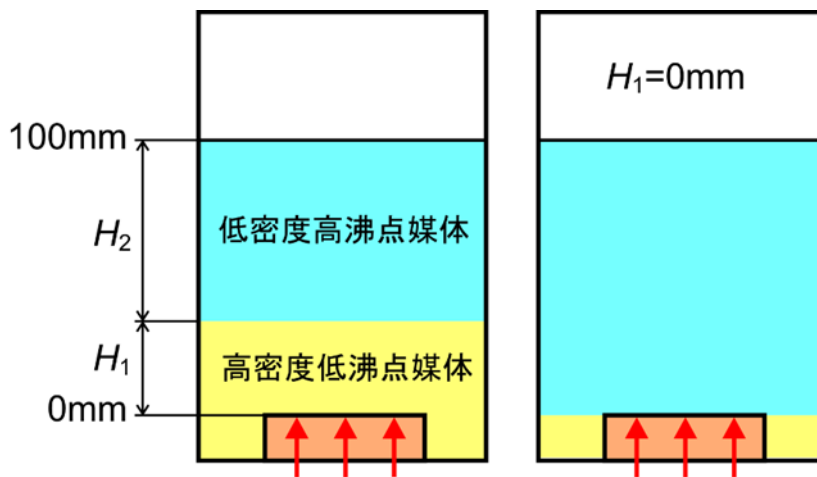


Fig. 5.8 高密度媒体と低密度媒体の組み合わせ
および液層高さの定義

5.4 プール沸騰の実験結果（従来研究）

FC72 と水を混合した非共溶性混合媒体のプール沸騰実験について、**Fig. 5.9** に熱流束 q と伝熱面表面温度 T_w の関係を示している。FC72 の液位 H_1 が 0 mm, 5 mm, 10 mm, 50 mm の実験を行った。黒丸は FC72 単成分、黒四角は水単成分の実験結果である。

FC72 の液層が 50 mm、水の液層が 50 mm の条件（■）と、FC72 単成分の場合と比較して、混合媒体の方が若干低い表面温度を示しているもののほとんど差異は見られない。限界熱流束もほぼ同じである。これは、FC72 の液層が十分に厚く、4.1 K の小さなサブクール度の FC72 が伝熱面に接触し、上層の水が伝熱面に直接、接することも無いため、熱伝達はほぼ FC72 が支配的であるためと考えられる。

FC72 の液層が 10 mm、水の液層が 90 mm の条件（▼）と、FC72 単成分の場合と比較すると、低熱流束域では、FC72 単成分の場合とほぼ同様の熱伝達を示しているが、FC72 単成分でバーンアウトが生じる近傍において、伝熱面表面温度が急激に上昇している。約 20K の表面温度の急上昇は、壊滅的な温度上昇を引き起こしていない。これは、伝熱面上で蒸発した FC72 と入れ替わりに上層の水が伝熱面表面に接する機会が増え、水への熱伝達の寄与が増えるためと考えられる。この現象を、「中間熱流束バーンアウト (intermediate heat flux burnout)」あるいは短く「中間バーンアウト (intermediate burnout)」と呼ぶこととする。この熱流束を超えて、FC72 の核沸騰による熱伝達を継続することはできない。しかしながら、伝熱面表面で広がった乾き領域は、伝熱面表面へ高サブクール度の water が浸透することで速やかに消滅する。熱伝達モードは、FC72 の核沸騰から自由対流に変わり、熱流束がさらに増加することによって最終的に水の核沸騰に変わる。さらに熱流束が上昇すると、FC72 単成分と水単成分のそれぞれの限界熱流束の間で、バーンアウトが生じている。FC72 の沸騰がさらに激しくなることで、水との熱媒体の入れ替わりよりも、FC72 の蒸気で覆われてしまう状態の方が支配的となるためと考えられる。

FC72 の液層が 5 mm、水の液層が 95 mm の場合（▲）、FC72 の液層が 10 mm の場合と同様に、急激な温度上昇（中間熱流束バーンアウト）がみられるが、FC72 の液層が薄い分、伝熱面に水が流入しやすく、ほぼ水主体の熱伝達に移行していることが分かる。FC72 の液層が 5 mm の場合の限界熱流束は、この実験範囲では加熱ブロックのスペックの制限から測定できていないが、水のみ限界熱流束よりは大きいことは明らかである。表 5.1 に示されるように、FC72 の高い蒸気分圧による過度の圧縮のために、水は、 $\Delta T_{sub} = 48.4\text{K}$ の大きなサブクール度により限界熱流束は増大すると考えられる。既存の相関式 (Ivey and Morris [70])

$$\frac{q_{CHF,sub}}{q_{CHF,sat}} = 1 + 0.1 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/4} \frac{c_{pl} \rho_l \Delta T_{sub}}{h_{fg} \rho_g} \quad (5.7)$$

によって予測される限界熱流束の値は、 $4.3 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ になる。さらに、高い熱流束で、表面温度の低下が観察される。熱伝達の実質的な促進は、FC72 の瞬間的な蒸発によって発生した気泡の下での促進された攪拌および薄膜の形成に起因すると考えられる。し

かし液体の平衡温度を用いて定義される非共溶性混合媒体の熱伝達係数は、液体の高サブクール度の water 単成分の値からみかけ上劣化することは重要である。

FC72 の液層厚さが 0 mm の場合 (●)、FC72 の液体は円筒形伝熱面の周りに充填され、FC72 の液層は加熱前に伝熱面表面上に存在しない。FC72 の液層が 5 mm や 10 mm の条件で見られた急激な温度上昇は無く、低熱流束域から水主体の熱伝達を示している。しかし、FC72 の一部は、容器内の自然循環による液液界面での乱れによって、また、高密度低沸点液体の落下凝縮液滴によって、FC72 の一部は、伝熱面上に運ばれる。熱伝達は、低熱流束では水の自由対流によって支配され、熱流束が増加するにつれて、核沸騰に移行する。FC72 蒸気の生成量が少ないために、水の核沸騰はほとんど促進されない。

Fig. 5.10 は、実験結果を模式的に表したものである。低沸点媒体と高沸点媒体の密度の大小関係とその量比を最適化した場合、沸騰冷却に非共溶性混合媒体を用いることで、沸騰開始時において、高密度低沸点媒体 (FC72) が主体となって熱伝達が生じるため、蒸発潜熱が大きい低密度高沸点媒体 (水) と比較して伝熱面過熱度のオーバーシュート量を緩和させることが可能である。また、全熱流束領域において高沸点媒体のみ (水) と比較して伝熱面表面温度を低減させることができる量比が存在すると考えられる。これは、低熱流束域では低沸点媒体が熱伝達に寄与し、中間バーンアウト後の高熱流束域では、低沸点媒体の寄与によって促進された高沸点媒体主体の熱伝達を主に示すからである。さらに、高熱流束域の沸騰は、高沸点媒体のサブクール沸騰とみなすことができるため、限界熱流束は同圧力条件の高沸点媒体のみと比較しても大きくなる。

以上の利点から、非共溶性混合媒体は沸騰冷却のいくつかの課題を解決する新しい媒体として期待できる。

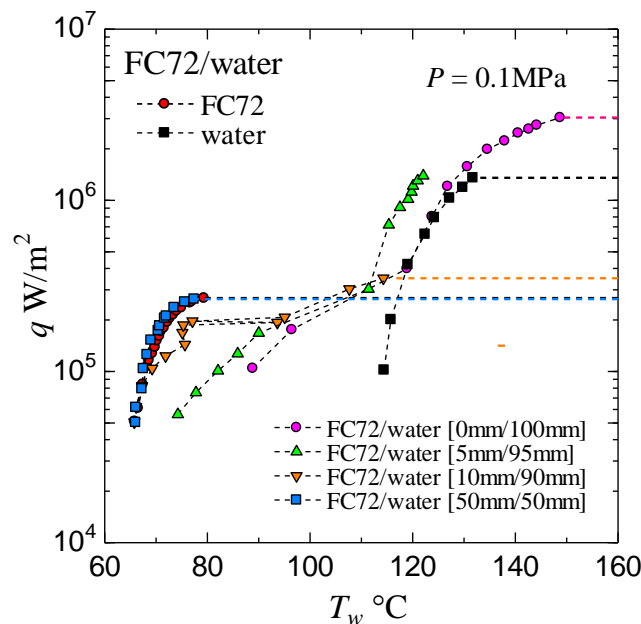


Fig. 5.9 混合媒体 FC72/water のプール沸騰実験結果 (熱流束と伝熱面表面温度の関係)

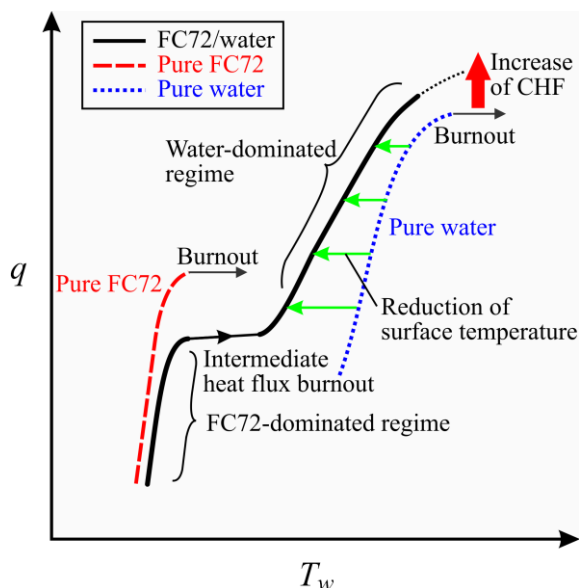


Fig. 5.10 実験結果の模式図

5.5 不凍液の非共溶性混合媒体によるプール沸騰の実験結果

多くの電気自動車用のインバーターは、液冷方式で半導体を耐熱温度以下に保っている。ここに、非共溶性混合媒体を適用することを考える場合、寒冷地では 0°C 以下になることも想定され、純水は凍結する可能性があるため使用できない。そこで、水冷エンジンでも使用されている不凍液を使用することを考えた。一般的に用いられる不凍液は、主成分がエチレングリコール (Ethylene Glycol: EG) であり、濃度を調整することによって耐低温性能が変わる。水とエチレングリコールは、共溶性の媒体であり、FC72 に対して、いずれも高沸点媒体であり、エチレングリコール水溶液 (EG aq.) と FC72 は互いに溶解せず、3 成分の非共溶性混合媒体として扱うことが可能である。FC72 が高密度低沸点媒体、エチレングリコール水溶液が低密度高沸点媒体となる。エチレングリコールと水の混合比はエチレングリコールの濃度を上げていくと 50wt% 付近で凝固点が最低点を取り、熱伝達特性もそれにつれて悪化するので実用上最高濃度の 50wt% に関して、液位 $H_1/H_2 = [0 \text{ mm} / 100 \text{ mm}]$ と $[5 \text{ mm} / 95 \text{ mm}]$ の 2 条件の実験を行った。

表 5.2 FC72 とエチレングリコールの 0.1MPa における物性値

	飽和 温度 T_{sat} °C	密度 (液体) ρ_l kg/m ³	蒸発 潜熱 h_{fg} kJ/kg	定圧 比熱 c_{pl} kJ/kg·K	表面 張力 σ mN/m
FC72	55.7	1620	95.7	1.10	7.9
Ethylene glycol	197.3	1110	800	3.26	32.6

表 5.3 FC72 と EG aq.50wt% の平衡温度とサブクール度

	飽和 温度 T_{sat} °C	平衡 温度 T_e °C	サブク ール度 ΔT_{sub} K
FC72	55.7	52.4	3.3
EG aq.50wt%	106.7		54.3

FC72/EG aq.の全圧 0.1 MPa での各重量分率における気液平衡図を **Fig. 5.11** に示す。気液相平衡を保っている場合、表 5.3 に示されるように、非共溶性混合媒体では、一般的に高沸点媒体が高いサブクール度となる。気液平衡図の沸点曲線に示すように、混合時の平衡温度は各媒体が単成分で存在するときのものよりも低下するため、同じ全圧において単成分時の沸点が高い媒体の方がサブクール沸騰の寄与が大である。

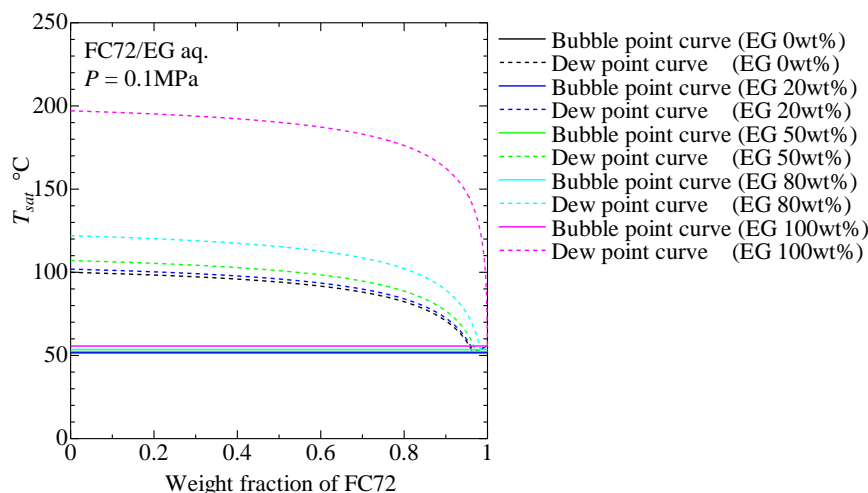


Fig. 5.11 FC72/EG aq.の 0.1MPa における相平衡図

実験結果を Fig. 5.12 に示す。沸騰曲線は Fig. 5.12(a)に示すように、2成分の非共溶性混合媒体の組み合わせと似たものとなった。EG aq. 50wt%の沸騰曲線が、水やFC72の単成分よりも右にシフトしているのは、平衡温度は実験した熱流束域で91 °C~103 °Cと単成分の水と同程度であるが伝熱面温度の超過が激しいためであり、沸点が197 °Cであるエチレングリコールが原因であると考えられる。このEG aq. 50wt%よりもFC72/EG aq. 50wt%の方が左にシフトしている理由は、伝熱面温度の低下よりも平衡温度が50 °C~60 °Cと低いことにより伝熱面との温度差がEG aq. 50wt%よりも大きくなるためである。[0 mm /100 mm]と[5 mm /95 mm]に関しては、限界熱流束以外は、ほぼ同じ伝熱特性を示している。Fig. 5.12(b)の熱伝達係数の関係についても、同様の性質が現れている。

Fig. 5.12(c)の伝熱面表面温度については、低熱流束域においてFC72単成分よりも高い温度をとっている。これは、この領域からEG aq. 50wt%が伝熱面に接触しているためであると考えられるが、高熱流束域で[0 mm /100 mm]と[5 mm /95 mm]の両方でEG aq. 50wt%よりも伝熱面表面温度は著しく低下している。

限界熱流束については、EG aq.50wt%のみの限界熱流束は $q_{CHF}=1.2\times 10^6$ W/m²であったが、FC72/EG aq. 50wt%の混合媒体で液位が[5 mm /95 mm]の実験条件では $q_{CHF}=8.88\times 10^5$ W/m²であり減少した。これは、2成分の非共溶性混合媒体と同じく低沸点媒体のFC72が伝熱面上で急激に蒸発し伝熱面上に濁りが生じたためであると考えられる。液位[0 mm /100 mm]の実験条件では、限界熱流束は $q_{CHF}=2.37\times 10^6$ W/m²であり、EG aq.50wt%のみより1.98倍に増大している。しかし、式(5.7)で推算した限界熱流束($q_{CHF}=4.05\times 10^6$ W/m²)より低い値であった。限界熱流束付近で、EG aq. 50wt%のみに対して、さらに揮発性の高い液体FC72が存在することでサブクール沸騰から予測される値よりも限界熱流束の低下が生じている可能性は高い。

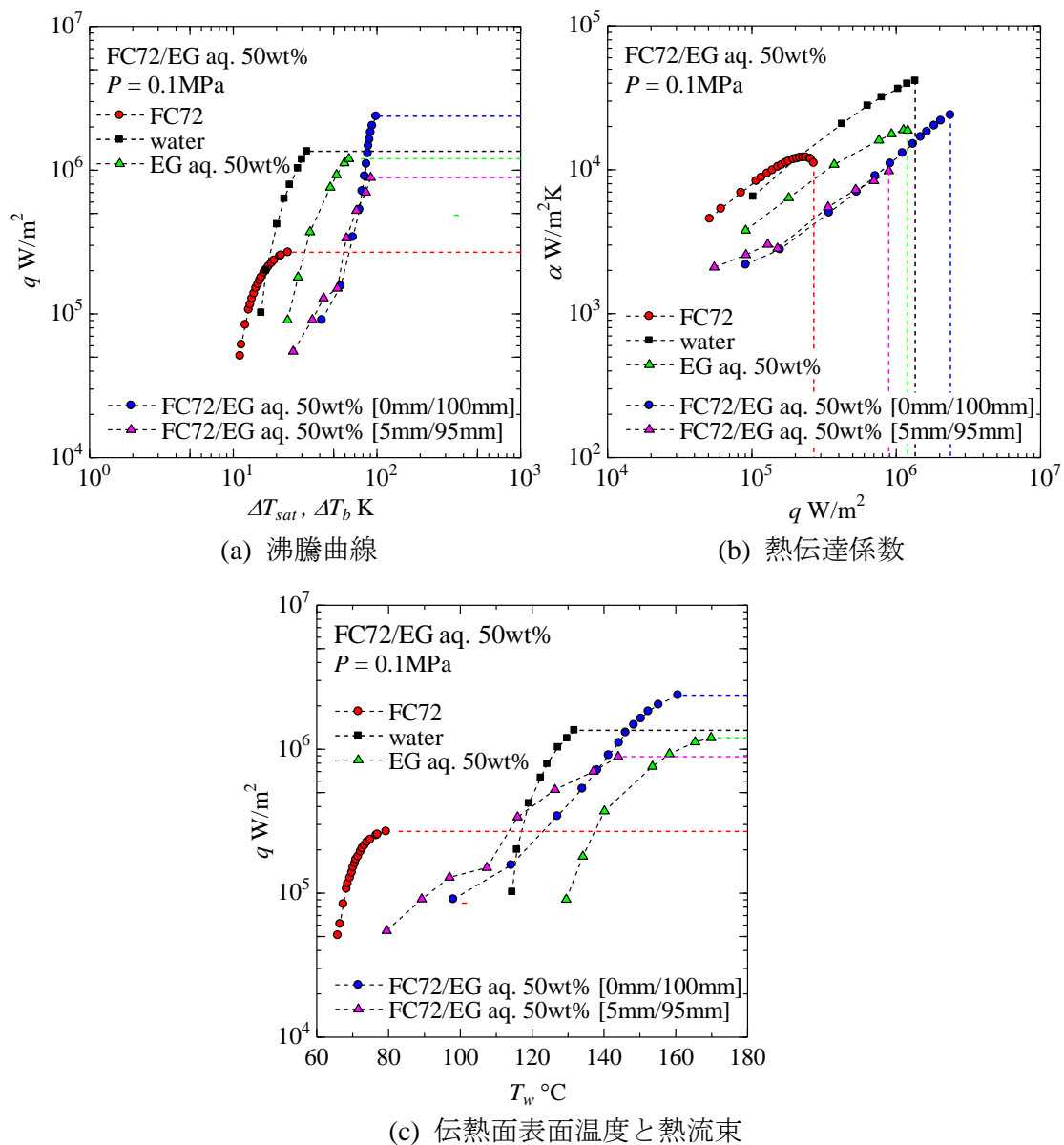


Fig. 5.12 FC72/EG aq. 50wt%の熱伝達特性

5.6 第 5 章の結論

- (1) 冷却用の熱媒体の性質は、冷却したい対象の温度範囲を考慮し、化学的な安定性、有害性や安全性、地球温暖化係数やオゾン破壊係数を考慮して選定する必要がある。沸騰冷却を適用した冷却システムを構築するためには、限界熱流束の向上、伝熱面表面温度の低下、沸騰開始時のオーバーシュートの低減が要求される。
- (2) 液体が互いに混ざらない 2 成分の混合媒体は、一方の液体をもう一方の媒体の蒸気が分圧として存在することにより自立的に過冷状態に保持することが可能であり、高い限界熱流束を得ることができる。さらに量比を最適化することで高沸点液体の対流、沸騰による熱伝達を低沸点液体の沸騰により促進する。このような性質を持つ非共溶性混合媒体を新たな冷却媒体として着目した。
- (3) 高密度低沸点媒体として FC72 を、低密度高沸点媒体として water を混合した非共溶性混合媒体 (FC72/water) を例として、0.1 MPa における蒸気圧曲線上での平衡状態を示し、両方の液体が、自己圧縮効果により、過冷却状態であることを説明した。
- (4) 既存の研究結果として、FC72/water の混合媒体を試験液体としたプール沸騰実験および考察を引用した。FC72 の液層が 5 mm および 0 mm の条件で、water 単成分の場合と比べて、限界熱流束の増大と熱伝達促進効果を確認した。非共溶性混合媒体を用いた沸騰冷却の有用性を確認した。
- (5) 電気自動車のインバーター冷却を想定し、高密度低沸点媒体として FC72 を、低密度高沸点媒体としてエチレングリコール水溶液 (50wt%) を混合した非共溶性混合媒体についてプール沸騰実験を行った。伝熱面表面温度は、高熱流束域で、EG aq. 50wt% のみの場合よりも FC72/ EG aq. 50wt% の混合媒体の方が低く、また、[0 mm /100 mm] の実験条件で、限界熱流束は $2.37 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ であり、EG aq. 50wt% のみの場合より 1.98 倍に増大した。不凍液の非共溶性混合媒体としての有用性を確認した。

第6章 非共溶性混合媒体を用いた円管内の強制流動沸騰熱伝達

6.1 強制流動沸騰の目的

沸騰現象の第 1 の障壁は、凝縮能力を著しく低下させる空気の混合であり、これは、冷却面の周りの不凝縮ガスの濃度の局所的増加により、温度差を減少させることを駆動力として生じる。空気の混合を防止する最も単純で信頼できる方法は、大気圧より高い圧力で冷却システムを作動させることである。このような圧力条件下では、純水の飽和温度は、小規模 Si 半導体の許容温度よりも高く 100 °C を上回る。電気絶縁性の高いフロン、フッリナート、HFE のような高い飽和圧力を有する作動流体を選択することは、最も簡単な方法である。しかしながら、このような流体は、CHF 値は水に比べてはるかに小さく、高熱流束での冷却の要件を満たすことができない。

そこで、低い平衡温度で全圧が大気圧よりも容易に高くなり、すなわち全圧が平衡温度で両媒体の飽和圧力の和となる非共溶性混合媒体を冷媒として導入した。さらに、一方の媒体の液体は、他方の媒体の部分的蒸気圧によって加圧される。結果として、両方の液体のサブクール状態は自立的に保持される。両方の液体の過冷却の程度は異なり、高沸点媒体の低い蒸気圧によって低沸点液体には低い過冷度が与えられ、一方、低沸点媒体の蒸気圧が高いほど高沸点媒体にはより高い過冷度が与えられる。他の成分の蒸気分圧による過度の圧縮によって及ぼされる過冷度は、CHF 値を増加させるために利用される。水平加熱面を用いたプール沸騰では、高密度低沸点液体から発生した気泡は、低密度高沸点媒体の液層に蓄積し、蒸気は主に低沸点媒体で組成される。結果として、高密度低沸点媒体は、その蒸気との平衡を保つことができる。実際の用途では、サブクール液体を使用することによって定義される熱伝達係数の増加ではなく、純粋な液体よりも低い値になるが、表面温度の低減が必要である。瞬間的な蒸発によって生成された低沸点媒体の蒸気は、高熱流束条件下での核沸騰に起因する高沸点媒体の熱伝達を実質的に促進させるので、伝熱面表面温度の低減は可能である。熱負荷の大きな変動を伴う電子装置の冷却のためには、さらなる要件が存在し、例えば、電気自動車やハイブリッド自動車用のインバータの冷却の場合、沸騰の開始時に伝熱面表面温度のオーバーシュートを避けるべきである。この条件は、冷却ジャケットにおける低沸点媒体およびその体積割合の選択によって満足される。

非共溶性混媒体の核沸騰は、滑らかな表面を使用しても以下の条件を可能にする。 i) 大気圧よりも高い圧力で作動し、低い液温の維持。 ii) 低沸点媒体の分圧による過度の圧縮により、高沸点媒体に自己持続性のある高い液体サブクール度を付与できることによる CHF の増加。 iii) 低沸点媒体の蒸気による高沸点媒体の自由対流および核沸騰熱伝達における壁面温度の低下。 iv) 構成媒体の組み合わせを選択することによる、沸騰時における壁面温度のオーバーシュートの低減。

非共溶性混合媒体の沸騰において観察される CHF の増大は、高いサブクール度を伴

う液体中に発生した気泡の即時凝縮からもたらされ、この状況は強制流動沸騰系にも当てはまる。両方の液体のサブクール度が、ほぼ平衡状態の適切な大きな値に保たれるならば、生成された気泡の凝縮は、下流へ向かう液体流において可能である。したがって熱平衡を維持するための「蒸気トラップ」あるいは「受動的アキュムレータ」が、加熱面の近くに設置されている場合には、気液分離器および凝縮器を備えない強制流動沸騰系の可能性を意味し、単相液体の強制対流による従来の冷却系と同様のループを用いて沸騰現象を適用することが可能である。非共溶性混合媒体の沸騰では、高サブクール度の高沸点液体は、高熱流束条件下での冷却を実現し、低沸点媒体の平衡温度に対する飽和蒸気圧を保ちながら、その蒸気が高沸点媒体を十分に圧縮するならば、低沸点媒体の流量を最小にすることができる。高沸点媒体の蒸気のみが、凝縮する場合であっても、蒸気の流量の大幅な減少が可能となる。これは、非共溶性混合媒体の強制流動沸騰において付加的に期待される利点となり、すなわち、加熱部分の下流での流路サイズの減少は、流体速度の過度の増加を防止し、二相流による圧力損失の減少が期待できる。高流量条件下での強制流動沸騰では、伝熱面上の各媒体の液体の分布は、密度の差によって制御することができない。上述した受動的なアキュムレータの設置に加えて、媒体の液体の、すなわち慣性力や例えば密度、表面張力のような物性が重要となる。さらに、強制流動沸騰は、もし、不連続相の液体が微細な液滴または乳濁液として液体流中に分散させることができるならば、前のセクションの非共溶性混合媒体の特徴を保持する垂直加熱面の冷却も実現することができる。

6.2 実験装置と実験方法

強制流動沸騰実験の試験ループを **Fig. 6.1** に示す。試験ループは、テストセクション、凝縮器、気液分離器、循環ポンプ、予熱器、流量計および逆止弁で構成されている。両方の試験流体は 1 つのポンプによって循環され、貯液容器でもある気液分離器の下流に配置されたバルブによって、液体の流量は所定の比率になるように手動で制御される。気液分離器内では、異なる密度の 2 つの液体が、重力によって分離し層状になり、異なる液体の吸引のための 2 本の円管が気液分離器の底部から異なる高さに挿入されている。

円管のテストセクションの概要を **Fig. 6.2** に示す。テストセクションは、ステンレス鋼製の加熱円管（内径 $\phi 7$ 、肉厚 t_1 ）と、加熱管の下流に配置された耐熱ガラス（パイレックスガラス）製の観察用の透明な非加熱円管（内径 $\phi 7$ 、肉厚 t_1 ）とからなる。フランジは、金属管とガラス管を直接支持する部分は、耐熱性、耐加水分解性、加工性が良好で、かつ比較的熱伝導率の低い熱可塑性樹脂の PEEK 材を使用し、それ以外の部分はステンレス鋼材で製作した。管の内径は 7 mm であり、加熱長さは 310 mm である。テストセクションは、少なくとも総質量速度が低い場合に、円管壁の底部に高密度液体と接触するように水平に配置される。通電加熱を行うために、加熱管の周りにシースヒータを巻き、**Fig. 6.3** に示すように、上流、中流、下流の管外壁の上下に計 6 本のシース熱電対をはんだ付けした。上流、中流、下流の各位置での上下の壁温度の平均値で各局所熱伝達係数が評価される。熱流束は、予め行われた校正による熱損失を補償した電力投

入量から評価される。全加熱長さにおいて、熱流束は円周方向および軸方向に均一であると仮定される。熱電対による温度測定の精度は $\pm 0.3 \text{ K}$ である。管壁内の熱伝導から評価した壁温度の誤差は 0.5 K である。電力投入量から推定される熱流束は、加熱区間に接続された両側の管への熱損失の評価誤差のため、最低の熱流束で最大誤差が 5% である。加熱部入口で測定された圧力は、加熱量と冷却量のバランスに影響されて実験中に、 $\pm 0.005 \text{ MPa}$ だけ変化した。加熱される円管には、グラスウールを巻き付けて、周囲から断熱されている。テストセクションの入口と出口で、熱電対を管の断面中心に挿入して流体温度を測定する。

実験条件を表 6.1 に示す。実験は、高密度で低沸点の FC72 と、低密度で高沸点の水を試験液体として混合して実施する。第 5 章で述べたプール沸騰におけるこの液体の組み合わせにより、多くの優れた熱伝達特性が確認されている。入口液体温度は、予熱器の投入電力の調整と、気液分離器直前のバルブの操作によって、入口圧力 0.1 MPa の下で、 $47 \text{ }^\circ\text{C}$ に固定されている。本実験の重要なパラメータである両方の流量は、 0.1 L/min の増分で調整される。管壁温度測定のための熱電対は、低融点のはんだを使用して取り付けられているため、壁温の 1 つが $140 \text{ }^\circ\text{C}$ を超えた場合、熱流束の増加は中断される。

局所熱伝達係数を定義するには、管軸に沿った流体温度の分布が必要である。温度測定結果から、低熱流束でも流体温度は上昇する。この現象は、Fig. 5.2 に示す相平衡による説明はできない。相平衡では低沸点液体が完全に蒸発する前に、二相流体の温度は上昇しない。実験の範囲内で、“1”として示される低沸点媒体 FC72 は、蒸発するが、“2”として示される高沸点媒体 water はサブクール状態を維持し、蒸発しない。単純化のために、管軸に沿った全ての位置の断面における両流体の均一な温度を仮定すると、熱バランス式は、低沸点媒体の異なる状態によって分類され、次のようになる。

i) 1: サブクール液体 / 2: サブクール液体

$$\begin{aligned} \xi \Delta Q &= \rho_{l,1} V_{l,1in} c_{pl,1} \Delta T, \\ (1-\xi) \Delta Q &= \rho_{l,2} V_{l,2in} c_{pl,2} \Delta T \end{aligned} \quad (6.1)$$

ii) 1: 飽和液体および蒸気 / 2: サブクール液体

$$\begin{aligned} \xi \Delta Q &\cong \rho_{l,1} V_{l,1in} [x_1 (h_{fg,1} + c_{pv,1} \Delta T) + (1-x_1) c_{pl,1} \Delta T], \\ (1-\xi) \Delta Q &= \rho_{l,2} V_{l,2in} c_{pl,2} \Delta T \end{aligned} \quad (6.2)$$

iii) 1: 過熱蒸気 / 2: サブクール液体

$$\begin{aligned} \xi \Delta Q &= \rho_{l,1} V_{l,1in} c_{pv,1} \Delta T, \\ (1-\xi) \Delta Q &= \rho_{l,2} V_{l,2in} c_{pl,2} \Delta T \end{aligned} \quad (6.3)$$

ここで、 $\Delta Q \text{ W}$: 管軸に沿った管表面からの熱入力増分、 $\Delta T \text{ K}$: 管軸に沿った流体温度の増分、 $V_l \text{ m}^3/\text{s}$: 液体の体積流量、 $\rho_l \text{ m}^3/\text{kg}$: 液体密度、 $h_{fg} \text{ J/kg}$: 蒸発潜熱である。蒸気乾き度 x_1 は、上記熱バランス式から計算された全質量流量に対する媒体 1 の蒸気の質量流量割

合によって定義され、サブクール沸騰を考慮した実際の乾き度を表すものではない。

$$x_1 = \frac{\rho_{v,1}V_{v,1}}{\rho_{l,1}V_{l,1in}} = \frac{\rho_{v,1}V_{v,1}}{\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{l,1}V_{l,1}} \quad (6.4)$$

媒体 2 の蒸気を含む乾き度 x は、

$$\begin{aligned} x &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{v,2}V_{v,2}}{\rho_{l,1}V_{l,1in} + \rho_{l,2}V_{l,2in}} \\ &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{v,2}V_{v,2}}{(\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{l,1}V_{l,1}) + (\rho_{v,2}V_{v,2} + \rho_{l,2}V_{l,2})} \end{aligned} \quad (6.5)$$

ここでは、媒体 1 のみが蒸発する場合を対象とするので、

$$\begin{aligned} x &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1}}{\rho_{l,1}V_{l,1in} + \rho_{l,2}V_{l,2in}} \\ &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1}}{(\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{l,1}V_{l,1}) + \rho_{l,2}V_{l,2in}} \end{aligned} \quad (6.6)$$

ここで $V_v \text{ m}^3/\text{s}$: 蒸気の体積流量である。ここで導入されるパラメータ ξ は、供給される総熱量に対する低沸点媒体への熱量の割合を表す。低沸点媒体のサブクール領域では、両方の液体がサブクール状態である。各流量に対応する流体の熱容量に対して、 ξ の値は、管軸に沿った同じ温度増分を前提として一意的に決定される。二相領域では、媒体 2 のサブクール液体の温度が上昇するが、媒体 1 は、媒体 2 のサブクール液体と同じ液体および蒸気温度を維持しながら加熱および蒸発される。完全な蒸発の後、媒体 1 の蒸気および媒体 2 のサブクール液体の温度増分は同じであると仮定され、これは再び一義的な値 ξ を与える。しかし、二相領域では、 ξ の値は、関係する 3 つの流体、すなわち、蒸気 1、液体 1、液体 2 を含む流体の間の温度に対して同じ増分を仮定するだけでは決定することはできない。このため、測定された出口温度から二相領域の管長にわたって平均化された ξ の値を仮定し、計算された出口温度が実験値と一致するように推定される。

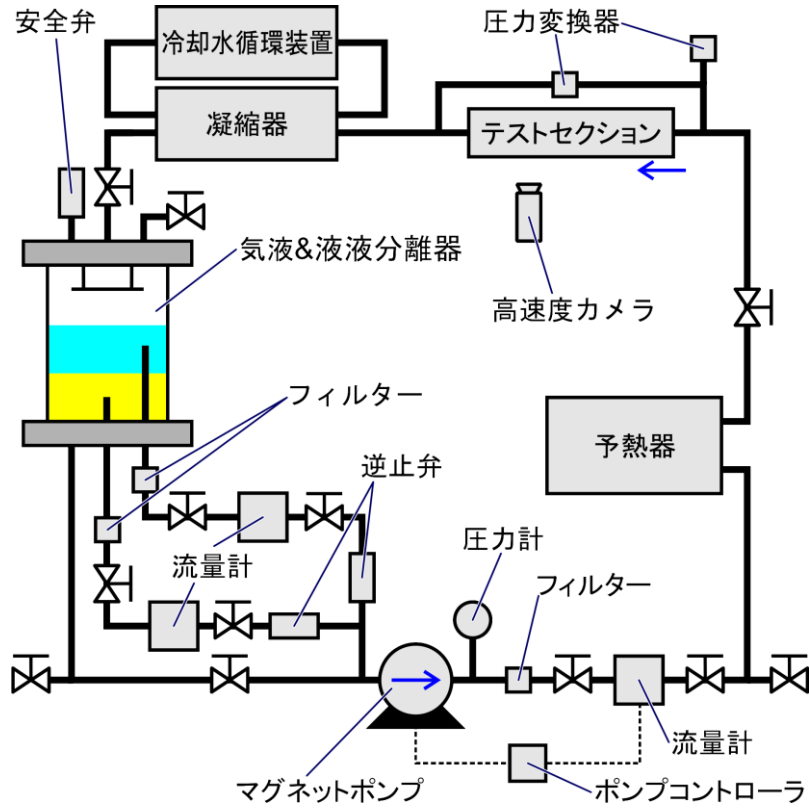


Fig. 6.1 試験ループ

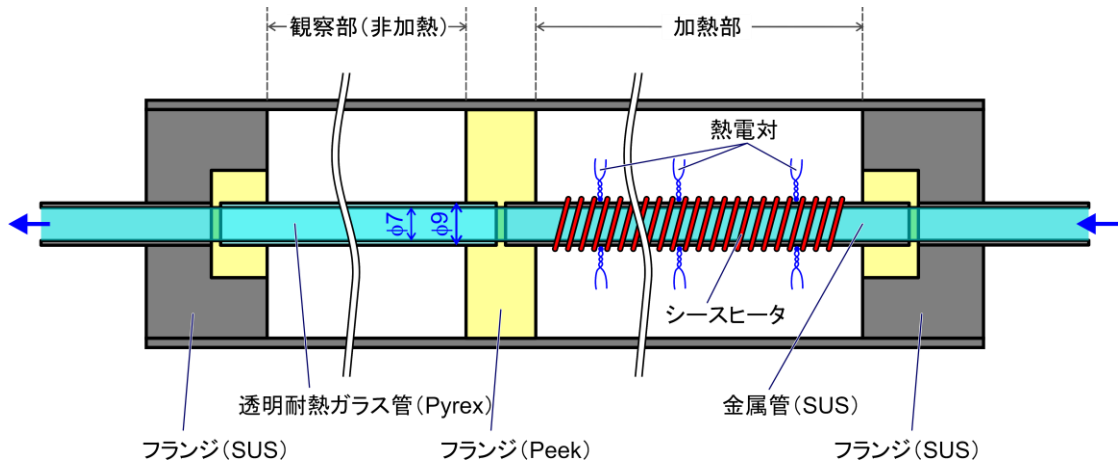


Fig. 6.2 狭あい流路 (円管) テストセクション

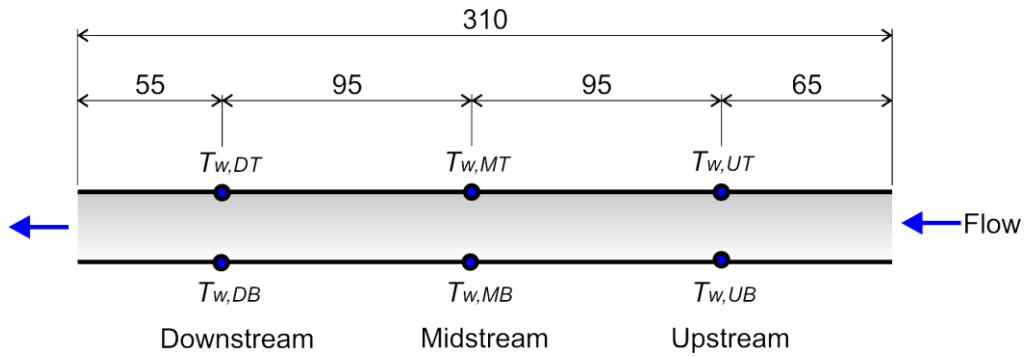


Fig. 6.3 壁面温度計測のための熱電対の設置位置

表 6.1 実験条件

試験液体		FC72/water
加熱円管の内径		7 mm
加熱長		310 mm
加熱管の姿勢		Horizontal
TS 入口圧力	P_{in}	0.099 - 0.106 MPa
TS 入口温度	T_{in}	47 °C
総流量	V_{total}	0.3 - 0.7 L/min

6.3 非加熱状態での流動様式

熱伝達特性は、加熱面と接触する両媒体の分散状態に大きく依存するので、2つの非共溶性液体からなる液相の分布は、蒸気相の分布に加えて本システムにおいて重要となる。両方の液体の分布は、従来の単一成分系における二相分布について観察されるように、重力、慣性力および表面張力の影響を受ける。非共溶性混合媒体を用いるプール沸騰において、密度の高いほうの液層が小さすぎないならば、気泡の発生中であっても2つの液体は重力によって垂直方向に分離される傾向がある。一方、強制流動沸騰において、慣性力は総流量と両方の非共溶性液体の割合によって変化し、流量の影響は熱伝達特性に対しても重要となる。まず、熱伝達に関する議論の前に、非加熱条件下で液-液界面の分布を調べる。6つの異なるパターンが、非共溶性混合媒体 FC72/water について観察された。

Fig. 6.4 (a)~(c)に示されるように、非加熱状態では、6つ流動様式の中に3つの基本的な流動様式がある。(i) FC72 および water がそれぞれ流れの底部および上部に集中する層状流, (ii)分離された FC72 液体が water の連続相において管の底部に沿って流れる

FC72—スラグ流, (iii) FC72 の微細な液滴が water の流れに分散している乳濁流。これらの流動様式は、FC72 の体積流量 V_{FC72} が、water の体積流量 V_{water} に比べて小さい場合に観察され、層流から FC72—スラグ流および乳濁流への移行は、 V_{FC72} に対する V_{water} の相対的増加によって起こる。乳濁流では、FC72 の液滴は微細になり、water の流量の増加によって慣性力の影響が重力のそれを大きく超えると、FC72 は流れに分散する。

一方、FC72 の流量を増加させると、上述した流動様式とは異なる流動様式が、Fig. 6.4 (d)~(f)に示されるように観察される。 V_{water} が小さい場合、両方の液体の層状化が FC72 の微細な液滴を伴って生じる (Fig. 6.4(d))。この流動様式を、ここでは「波状層状流+FC72 液滴流」と呼ぶ。 V_{water} のさらなる増加は、FC72 液体のバルク流を分離し、FC72 の微細液滴の生成を促進する (Fig. 6.4(e))。 V_{FC72} がより大きいので、液滴の合体は頻繁になり、Fig. 6.4(c)の乳濁流の場合よりも大きな液滴の形成をもたらす。Fig. 6.4(e)に示す流動様式は、ここでは「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」と名付ける。FC72 液体のバルク流は連続的ではなく、急速に分裂する傾向がある。大流量の water の下で大流量の FC72 では乳濁流は観察されない。 V_{water} の更なる増加 (Fig. 6.4(f)) は、FC72 のバルク流を分断して FC72 のスラグを形成し、water の流量増加の役割は、単一成分の二相流における気相の役割と同様である。流動様式は、ここでは「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」と呼ぶ。

上記の分類による非共溶性混合媒体に特有の 6 つの流動様式を Fig. 6.5 に要約し、 V_{FC72} と V_{water} に加えて、みかけ速度 j_{FC72} と j_{water} が表示されている。低い V_{FC72} および低い V_{water} では、FC72 の微細な液滴の生成は起こらず、より高い V_{FC72} または V_{water} で液体流れの慣性力の増加と共に微細な液滴が発生し始める。FC72 の流量が大きい場合、「波状層状流+FC72 液滴流」と「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」の境界は、 $V_{FC72}/V_{water}=2$ で表される。実験の範囲内で、水のウェバー数 $We_{water}=2$ に相当するほぼ一定の流量で「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」に変化する。ウェバー数は水のみかけ速度を用いて定義される。

$$We_{water}^2 = \frac{\rho_{water} j_{water}^2 d_i}{\sigma_{water}} \quad (6.7)$$

大きな流量によって水の慣性力が増加すると、FC72 液体の全体積は、水の流れの中に分散されて微細な液滴になり、乳濁流が観察される。「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」と「乳濁流」との境界は、 $V_{FC72}/V_{water}=0.6$ によって与えられる。

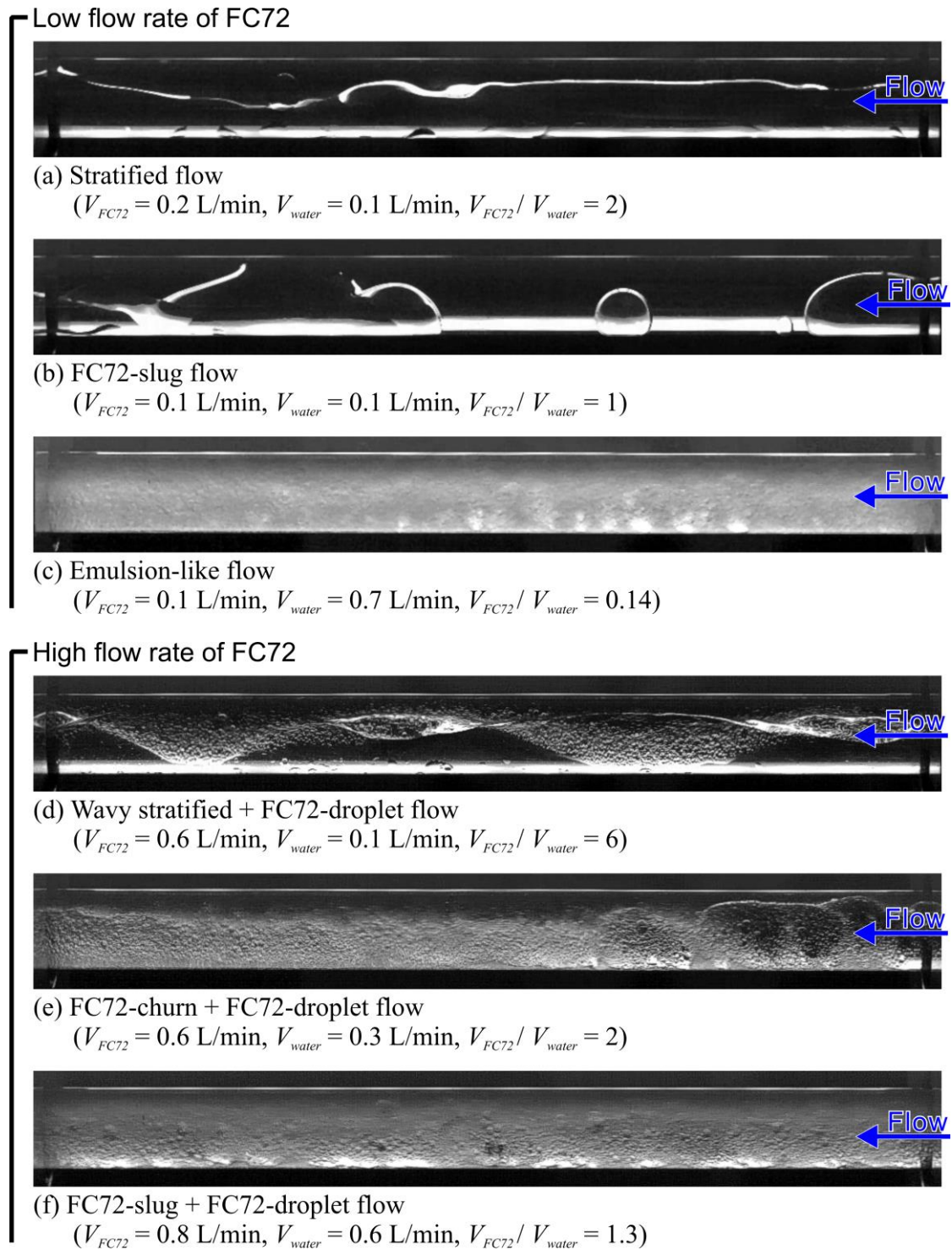


Fig. 6.4 FC72/water の代表的な流動様式

6.4 液温分布の推算方法

非共溶性混合媒体の強制流動沸騰の熱伝達特性は、加熱前の液液界面の分布、すなわち加熱されていない状態での流動様式に大きく依存する。熱伝達データは、典型的な流動様式が観察され、かつ両方の流量の全ての組み合わせについて流量が安定している総流量 0.5 L/min について考察する。FC72/water の流量を 0.4/0.1, 0.3/0.2, 0.2/0.3, 0.1/0.4 L/min と変化させると、Fig. 6.5 に示すように、「波状層流+FC72 液滴流」、「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」、「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」および「乳濁流」がそれぞれ観察された。みかけ速度および質量速度を表 6.2 にまとめる。

流体温度は、加熱部の入口と出口で測定され、出口温度は、全流量と熱流束だけでなく両方の媒体の流量割合によっても変化する。熱流束 q に対する出口流体温度 T_{out} を Fig. 6.6 に示す。サブクール領域では、全熱入力に対する FC72 への伝達熱量の割合 ξ は式 (6.1) を用いて両媒体の流量から一義的に決まり、その値は、乾き領域における測定された出口温度を参照して式 (6.2) を用いて決定される。図では、流量の組み合わせごとに ξ の値が示されている。蒸発中の流体温度上昇の計算には、 ξ の一定値が使用されるが、出口流体温度への熱流束の影響がよく再現された。水の蒸気分圧が非常に小さいため、相平衡から評価した FC72 のサブクール度は 4.1 K である。この観察によれば、water の中での FC72 の沸騰は、流体温度が 0.1 MPa での FC72 の飽和温度 $T_{sat} = 55.7 \text{ }^\circ\text{C}$ を超える前に開始される。したがって、すべての非共溶性混合媒体について、簡単化のために、液体温度が平衡温度 $T_e = 51.6 \text{ }^\circ\text{C}$ に達すると、式 (6.2) を用いて乾き領域の計算を開始することにした。ただし沸騰開始条件と平衡温度は、直接的関係は無い。FC72 単成分の場合には、飽和温度を超える液体温度の上昇後に乾き領域の計算式を適用する。FC72 を含むすべての混合媒体について、FC72 のサブクール沸騰が、上記の計算で使用された値よりも低い液体温度で確認された。 $V_{FC72} \cong 0 \text{ L/min}$ 、 $V_{water} \cong 0.5 \text{ L/min}$ の場合でも、使用した試験ループの構造上、非常に少量の FC72 が水に混入し、少量の気泡が発生した。

Fig. 6.7 は、FC72 の蒸発中の、 ξ と体積流量の割合 $V_{FC72}/(V_{FC72} + V_{water}) = V_{FC72}/V_{total}$ との関係を示す。 V_{FC72}/V_{total} の増加に伴って ξ の値が急激に増加し、大量の潜熱が FC72 の蒸発に伴うことが明らかに示されている。 $V_{FC72}/V_{total} = 0.2$ の場合でも、全伝熱量のほぼ 60% が FC72 に伝わり、 $V_{FC72}/V_{total} = 0.6$ の場合は 90% まで増加する。図中には、両方の液体の流量から一義的に決まるサブクール領域の ξ の値も示されている。同じ V_{FC72}/V_{total} での湿り領域の値よりもかなり小さく保たれ、 V_{FC72}/V_{total} の値の増加とともに ξ の値は増加する。

Fig. 6.6 には、純媒体の出口温度も含まれている。水の中での微量の FC72 の混合を除いて水の蒸発はなく、熱流束の増大に伴って水温がほぼ直線的に増加し、FC72 の温度は熱流束の増加により飽和温度に近づく。FC72 の計算された出口温度と測定された出口温度との間の相違は、飽和温度より低い温度で開始された FC72 のサブクール沸騰によっても引き起こされ、一部の熱が蒸発によって消費され、加熱部の出口においても完全に凝縮されず、その結果、顕熱によって伝達される熱が減少して、出口温度の低下をもたらす。ほとんどの熱流束において、計算された出口流体温度と測定された出口流体温度との間の相違は 1K 以内であるため、流量の 1 つの組み合わせについて、 ξ の 1 つ

の値に対して管軸に沿った流体温度の遷移をここで与えることにする。**Fig. 6.8** は、**Fig. 6.7** の ξ の値を用い、熱流束 $q=8 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ で計算した場合について、流量の異なる組み合わせに対する管軸に沿った流体温度 T_b の遷移の例を示す。FC72 の温度のみが蒸発中一定になる。一方、水の温度は、出口でサブクール状態のために、管の全長に沿って一定の勾配で増加する。非共溶性混合媒体の場合、蒸発中の温度勾配は、FC72 の流量を減少させる、すなわち一定総流量 0.5 L/min の条件で、水の流量を増加させることにより大きくなり、対応する流動様式は、「波状流+FC72 液滴流」から「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」、「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」へと変わり、最終的には「乳濁流」となる。

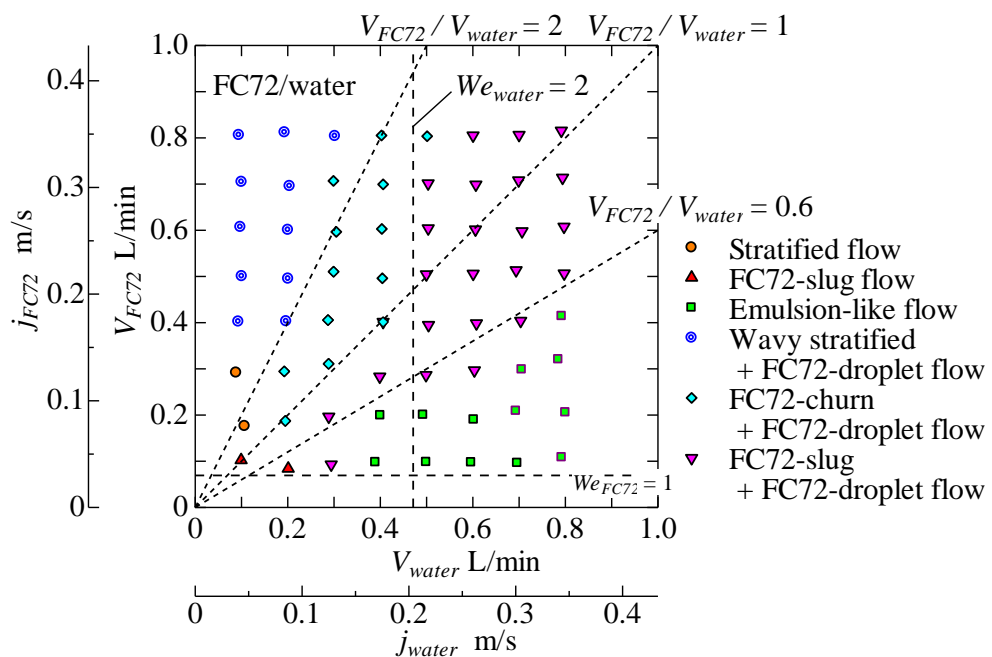


Fig. 6.5 FC72/water の流動様式マップ

表 6.2 総流量 0.5 L/min の条件で試験した流量の組み合わせ

体積流量 L/min	V_{FC72}	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1	0
	V_{water}	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
	V_{total}	0.5					
みかけ速度 m/s	j_{FC72}	0.217	0.173	0.130	0.087	0.044	0
	j_{water}	0	0.044	0.087	0.130	0.173	0.217
	j_{total}	0.217					
質量速度 $\text{kg/m}^2\text{s}$	G_{FC72}	369	295	222	148	74	0
	G_{water}	0	43	86	129	173	216
	G_{total}	369	339	308	277	246	216

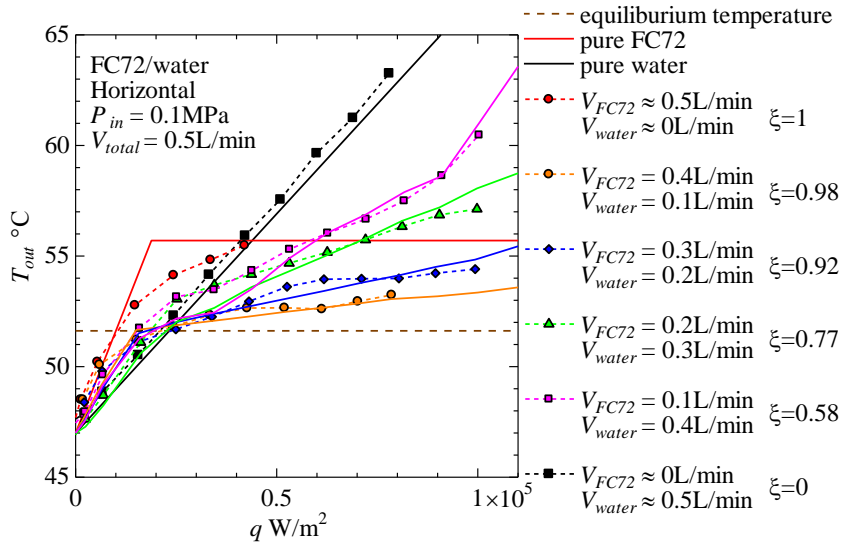


Fig. 6.6 熱流束が出口流体温度に及ぼす影響
(実線は計算値)

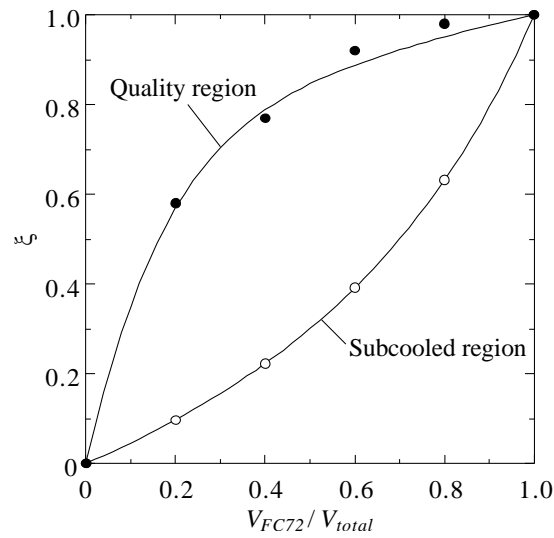


Fig. 6.7 FC72 に伝達された熱量の割合

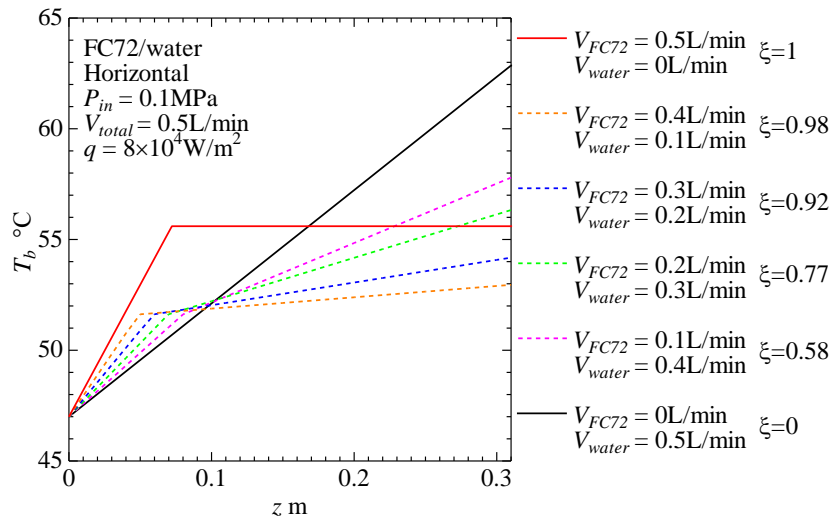


Fig. 6.8 熱流束 $8 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ で様々な流量の組み合わせの条件における管軸方向の流体温度の変移

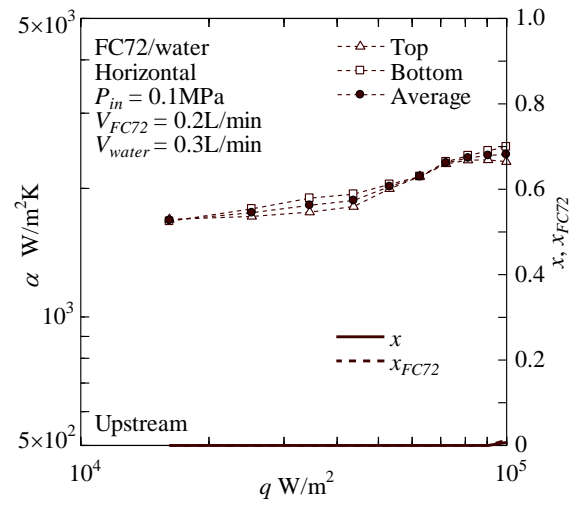
6.5 熱伝達特性

Fig. 6.9 (a)~(c)に、一例として、 $V_{FC72}=0.2 \text{ L/min}$ 、 $V_{water}=0.3 \text{ L/min}$ の条件での上流、中流、下流の熱流束に対する熱伝達係数を示す。管壁の頂部と底部での熱伝達係数の差、およびそれらの平均値も示されている。式(6.6)および式(6.4)で定義される蒸気乾き度 x および x_{FC72} ($= x_1$) の値は、それぞれ図にもあわせて示されている。すべての位置で、熱流束が増加するにつれて熱伝達係数は徐々に増加する。この傾向は、熱伝達が FC72 の核沸騰のみによって支配されるのではなく、サブクール状態の水の中の FC72 気泡の混合による強制対流の寄与が重要であることを意味する。特に、下流の位置では、より密度の高い FC72 液体の核沸騰が、管の底部での熱伝達を促進するため、高熱流束での、底部での熱伝達は、頂部におけるそれよりも大きい。乾き度の増加とともに熱伝達係数のレベルの顕著な増加は観察されず、環状流域における二相強制対流熱伝達の傾向とは異なる。これは、両方の媒体の流量を用いて式(6.6)によって定義される低い乾き度 x に起因する。環状流への移行が加熱管の出口付近で起こり、環状液膜の流れにほとんど蒸発しない水が占めることにより、蒸気乾き度 x の増加に伴う環状液膜厚さの減少が、小さくなる。上述のこれらの傾向は、他の3つの入口流量の組み合わせについても観察される。

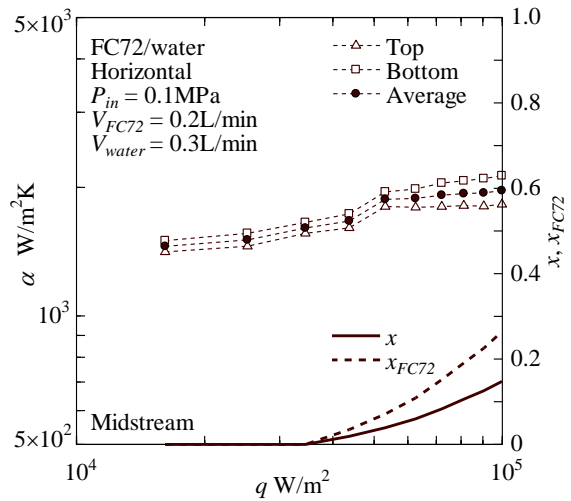
Fig. 6.10 は、各流量条件で、それぞれ上流、中流、下流の位置における熱伝達係数 $\alpha_{ave,U}$ 、 $\alpha_{ave,M}$ および $\alpha_{ave,D}$ をまとめている。これらは、各位置における上下の熱伝達係数の平均値である。FC72 単成分の場合、核沸騰が生じ、熱伝達係数は中流および下流の位置での熱流束の 0.8~0.9 乗に比例するが、これは既存のプール沸騰実験の結果とほぼ一致している。より高い熱流束で観察される沸騰熱伝達の劣化は、DNB 直前の乾き領域の拡大に起因するものと推測される。混合媒体については、水の流量増加によって勾配が低

くなる傾向にあり、水の単相強制対流の寄与が支配的になる。水単成分の場合、単相強制対流による熱伝達は、熱流束とはほとんど無関係であるが、図では熱流束の増加に伴ってわずかに増加する。これは、水の循環中に非常に小さな濃度で微細な液滴として混合された FC72 の蒸発によって引き起こされる。10⁵ W/m² 付近の熱流束では、壁面の温度が十分に水の飽和温度を超え、核沸騰が発生する可能性がある。しかし、これは下流に配置された非加熱の観察部では確認されなかった。水の高いサブクール度の条件下では、発生した気泡が直ちに凝縮するためである。上流域と中流域で図に示されているように、水の単相強制対流による熱伝達係数は、最も低い熱流束での FC72 の核沸騰よりも高く、より高い熱流束で傾向が逆転する。非共溶性混合媒体については、純水の単相強制対流の熱伝達からの促進は、FC72 の添加によって明らかである。さらに、高濃度の水での CHF の値は、FC72 単成分のそれよりはるかに高いと予想される。10⁵ W/m² 付近の高熱流束で、 $V_{FC72}=0.1$ L/min, $V_{water}=0.4$ L/min の条件で、最高値 2.4×10^3 W/m²K (上流), 2.1×10^3 W/m²K (中流), 2.2×10^3 W/m²K (下流) の熱伝達係数が得られた。Fig. 6.5 で確認されているように、非加熱条件下の流動様式は乳濁流である。

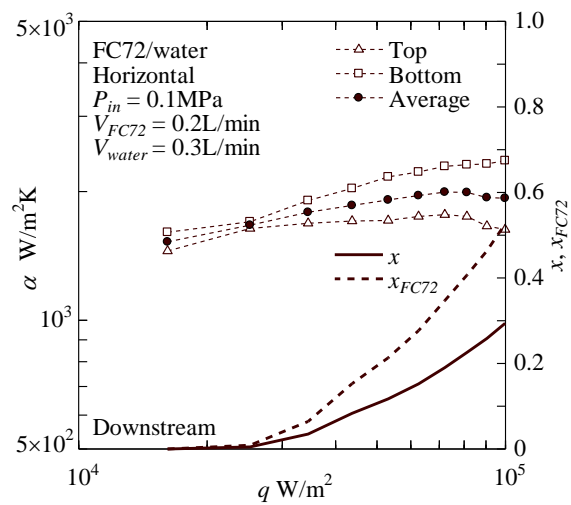
非共溶性混合媒体の熱伝達係数は、加熱テストセクションの出口においても water が高いサブクール状態にある流体温度を使用することによって定義される。サブクール沸騰では、流体温度を用いて定義される熱伝達係数の値は、沸騰による熱伝達の性能を適切に表現することができない。そこで、壁面温度を調べて、熱伝達の実質的な促進の程度を評価する。Fig. 6.11 は、各流量条件における壁面温度を示している。非共溶性混合媒体 FC72/water の条件での壁面温度は、FC72 の添加により、ここで試験した熱流束範囲全体の水の単相強制対流の壁面温度よりも小さいことは明らかである。壁面温度の大幅な低下は、FC72 の濃度が増加するにつれて徐々に大きくなり、「乳濁流」および「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」が観察される FC72 のより小さい濃度で最大となる。しかしながら、Fig. 6.7 に既に示されているように、これらの流動様式については、FC72 に伝達される熱の総量に対する割合がより小さいので、これは矛盾する傾向であるように思われる。これは次のように解釈される。壁面温度の低下は、FC72 の気泡によって攪拌された単相の水への対流熱伝達の増大によってもたらされる。乳濁流では、FC72 の微細な液滴は、他の流動様式と比較して管の断面内においてより均一に分散し、FC72 の気泡は管内壁の周方向に沿って内壁全体から生成され、水の流れに対してより強い攪拌を与える。10⁵ W/m² 付近の熱流束における壁面温度の低下は、両方のヒートスプレッドを備えた（あるいは備えていない）小型および大型の半導体の冷却に重要である。非共溶性混合媒体の CHF の増大は、発生蒸気の分圧による「自己圧縮」が十分であれば、プール沸騰実験から予想される。非共溶性混合媒体の適用は、強制流動沸騰系においても冷却性能の改善のための強力なツールとなる。



(a) 上流

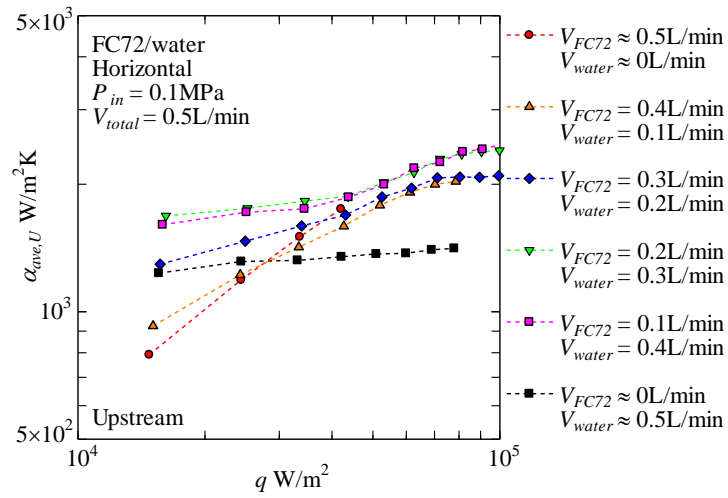


(b) 中流

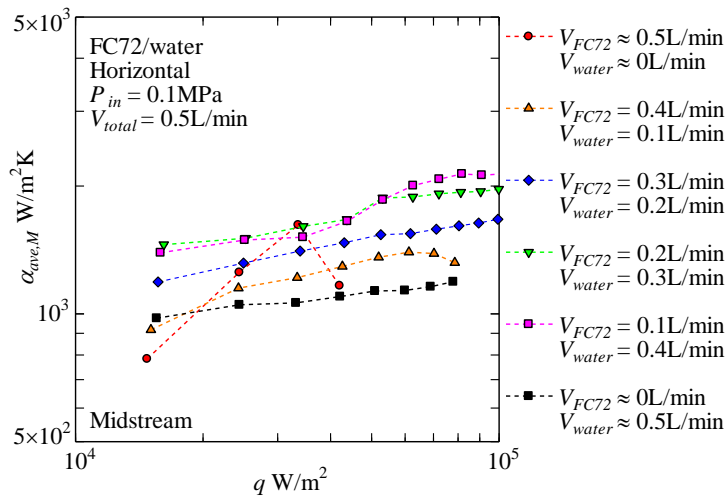


(c) 下流

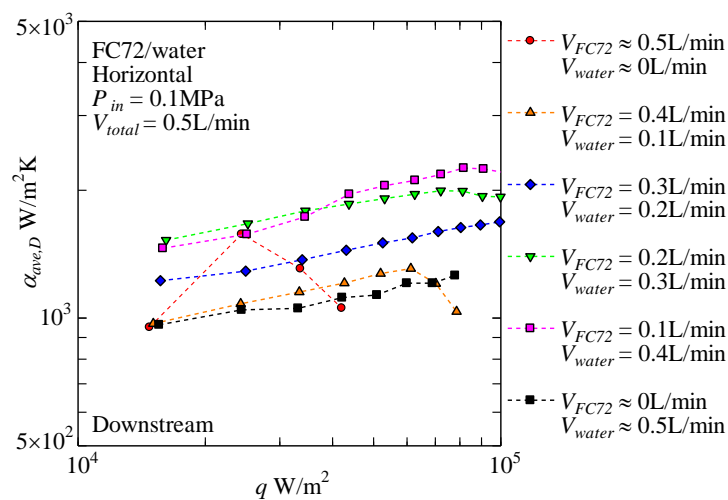
Fig. 6.9 $V_{FC72}=0.2$ L/min, $V_{water}=0.3$ L/min の場合の加熱管の異なる位置における熱伝達係数と熱流束の関係



(a) 上流

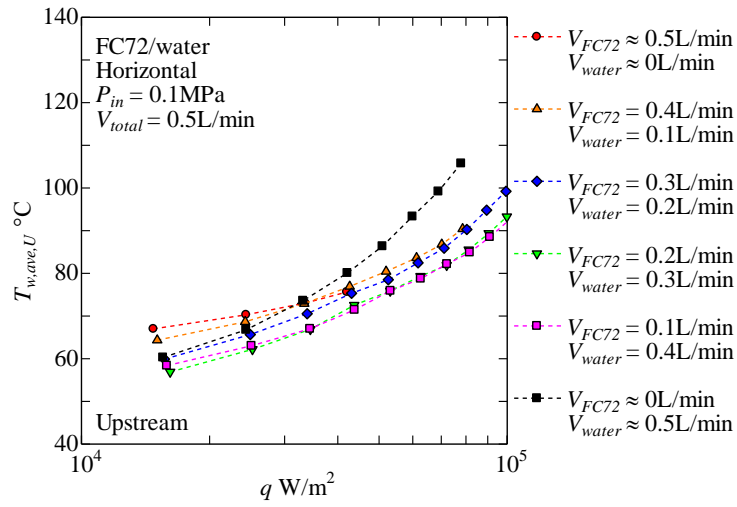


(b) 中流

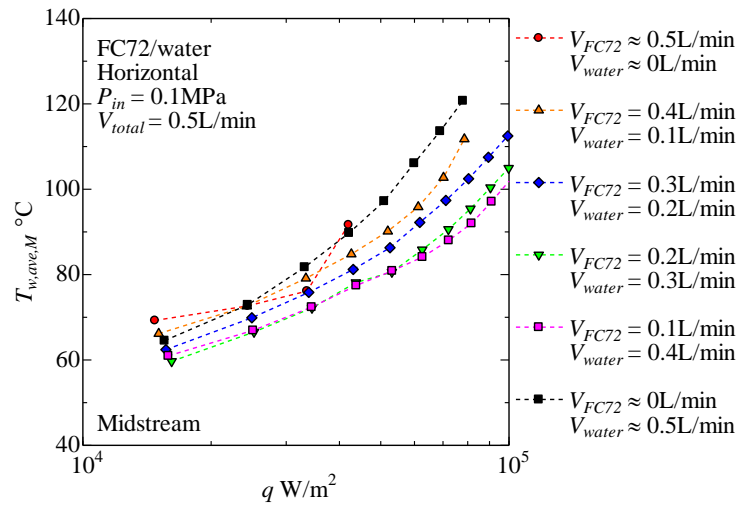


(c) 下流

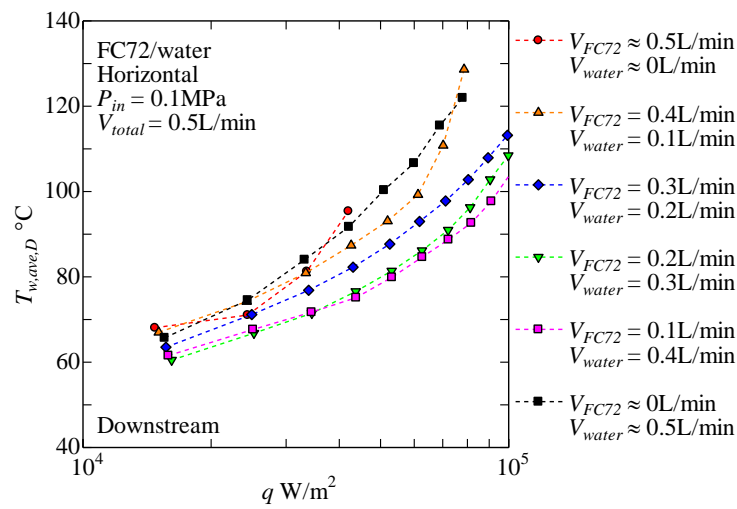
Fig. 6.10 各流量条件における熱伝達係数と熱流束の関係



(a) 上流



(b) 中流



(c) 下流

Fig. 6.11 各流量条件における壁面温度と熱流束の関係

6.6 第 6 章の結論

- (1) 試験液体として FC72/water の非共溶性混合媒体を使用し、円管を水平に配置して強制流動沸騰実験を行い、その実験結果を考察した。
- (2) 加熱部の出口側に配置された観察部において、非加熱状態での流動様式について流量を変化させて調べ、6 種類の流動様式が確認された。FC72 が低流量のとき「層状流」、「FC72 スラグ流」および「乳濁流」が観察され、FC72 の流量を増加させると、「波状層状流+FC72 液滴流」「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」に移行した。
- (3) FC72 に伝達される熱の総加熱量に対する割合を表すパラメータを導入することにより、加熱区間の出口で測定された流体温度が、各熱流束レベルに対して熱バランス式によって良好に再現された。さらにこのパラメータを管軸に沿った FC72 の蒸発中の流体温度の評価に使用し、局所熱伝達係数を評価した。非共溶性混合媒体の熱伝達は、非加熱状態での流動様式に強く依存することがわかった。
- (4) FC72 単成分の核沸騰熱伝達と比較して、同じ圧力および入口温度の条件下で、FC72/water の非共溶性混合媒体は、壁面温度の低下を伴う熱伝達の実質的な向上が観察された。
- (5) 熱伝達特性は非加熱状態での非共溶性混合媒体の流動様式に強く依存していた。FC72 の微細な液滴がサブクール状態の水に分散して乳濁流となり、頂部を含む管壁全体で FC72 の気泡発生によって水の流れが攪拌され、熱伝達促進が得られた。
- (6) 流量割合、蒸気乾き度および熱流束の種々の組み合わせにおいて、管壁の底部においてより大きな熱伝達係数が得られたが、これは、高密度の液体 FC72 が、乳濁流を含む全ての流動様式で底面に蓄積する傾向があるためである。
- (7) 非共溶性混合媒体の適用が強制流動沸騰系においても冷却性能の改善のために有用であることが確認された。高熱流束時の伝熱特性、限界熱流束に関する実験、実用化のために強制流動沸騰とプール沸騰との間の熱伝達性能のギャップを埋めるための研究が今後必要である。

第7章 非共溶性混合媒体を用いた平行平板間狭あい流路内の強制流動沸騰熱伝達

7.1 平行平板間狭あい流路を用いる目的

集積回路に搭載されている半導体素子のような平面の発熱体の冷却は、矩形の狭あい流路を用いた強制循環による冷却が有効である。そこで、矩形狭あい流路で非共溶性混合媒体を用いた強制流動沸騰実験を行い、流路の間隙幅をパラメータとして、熱伝達特性を調べる。

7.2 実験装置と実験方法

非共溶性混合媒体を試験液体として、矩形狭あい流路の強制流動沸騰実験を行うために Fig. 7.1(a)に示すような構造のテストセクションを製作した。Fig. 7.1(b)にはその写真を示している。テストセクションは、2つの平らなプレートに挟まれた狭あい流路から構成されており、一方は加熱面、もう一方は観察のためのガラスプレートである。流路は、幅 30 mm の矩形断面を有し、その間隙幅は、2 mm, 1 mm, 0.5 mm として変更できる。テストセクションは、ステンレスフランジと O リングを使用して組み立てられている。伝熱面は、アルミ (A6061-T651) 製で、76 mm×303 mm の形状に対して幅 30 mm、流れ方向長さ 175 mm の加熱領域を有している。加熱領域以外の部分は、厚さ 1 mm の薄板で、伝熱部分は、伝熱面の底部に伝熱ブロックが一体で加工されており、流れ方向に向かう熱の流れを防止するために、上面の薄い部分を除いて、アルミニウムブロックの間に 6 つのスリットが設けられていて、個々のブロックは、ほぼ熱的に独立となる。また、この形状により、各セグメント加熱部外周からの優先的な気泡生成を抑制している。各ブロックには、局所熱伝達係数を評価するために、伝熱面から深さ 1.5, 8.5, 15.5 mm の位置にシース熱電対を挿入している。局所的な表面温度および熱流束は、測定された温度勾配を用いて評価される。温度勾配を外挿することによって得られる表面温度の誤差は、熱流束 $5 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ および $5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ で、それぞれ、 $\pm 0.07 \text{ K}$ および $\pm 0.75 \text{ K}$ と見積もられる。カートリッジヒーターは、アルミニウムブロックの各底部に取り付けられる銅ブロックに挿入される。銅ブロックの過度の温度上昇を防ぎ、ヒーターを保護するために、アルミ製の伝熱ブロックと銅製の加熱ブロックとの間にカーボン製の極薄の伝熱シートを挟み、ネジでしっかりと固定している。この加熱部分を分割した構造は、より高い熱流束での実験で、下流でドライアウトが生じる場合、下流に位置するセグメントへの電力入力をオフにすることによって加熱された長さを変更することができ、実験を継続することができる。テストセクションは、伝熱面が上向き水平となるように試験ループに配管される。試験ループは、円管の強制流動沸騰実験で用いた試験ループと同じ装置 (Fig. 6.1) を使用する。温度と圧力のデータは、データロガー (KEITHLEY, 3706) により計測した。テストセクションの流動様相は、流路の上部にあるガラス板を介して、

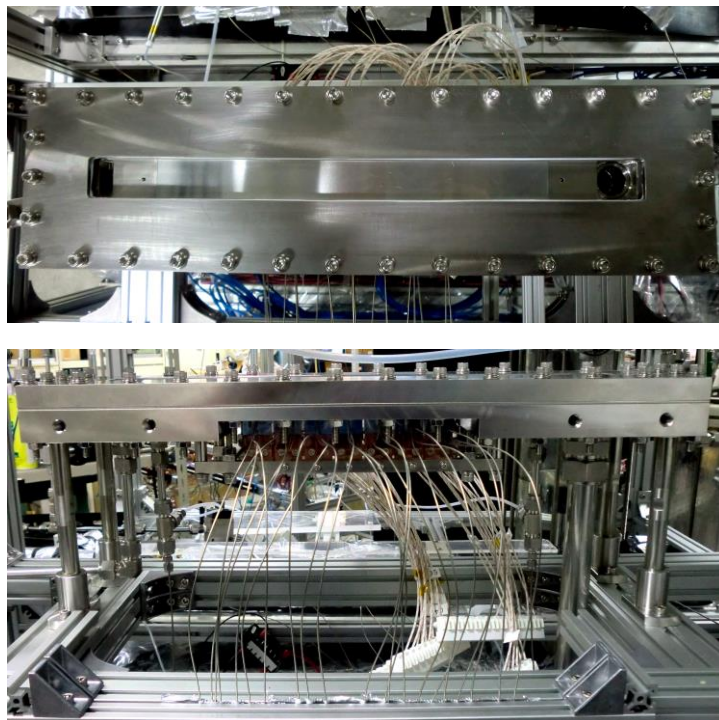
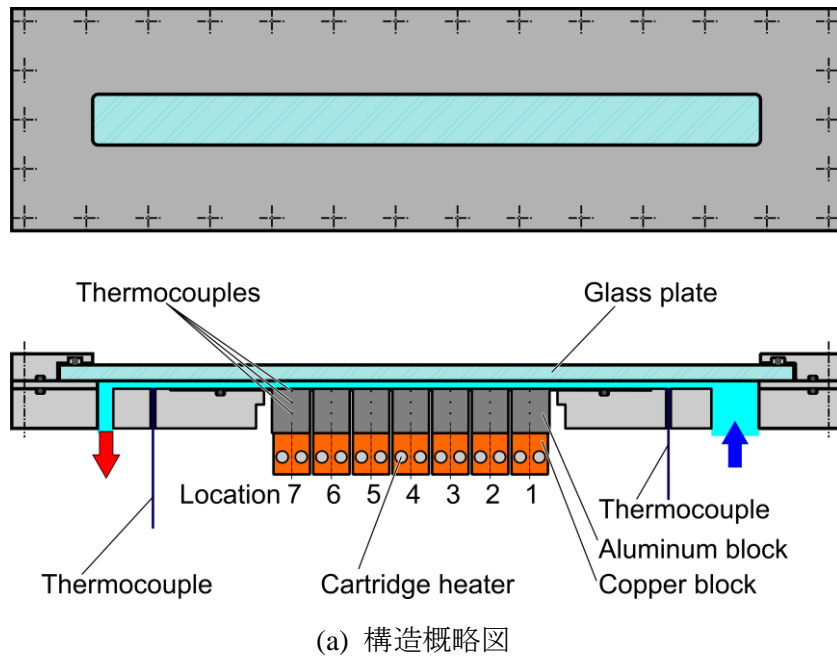
高速ビデオカメラ (IDT, MotionXtra N3, 最大フレームレート : 1000 fps) を使用して記録した。

試験液体は、FC72/water の非共溶性混合媒体を使用する。両方の液体とそれらの蒸気が共存する条件下では、全圧は各媒体の分圧の合計である。(Fig. 5.3 の蒸気圧曲線を参照) 一方の液体は、他方の媒体の蒸気圧によって圧縮されて過冷却される。とくに低密度高沸点媒体の液体は、高密度高沸点媒体の高い蒸気圧によって大きく圧縮される。両媒体の飽和温度と平衡温度および物性値は、表 5.1 に示している。尚、異なる間隙幅において FC72/water の入口液体流速が等しくなるように、各液体の流量を設定している。このときの質量速度は次式で与えられる。実験条件は表 7.1 に示している通りである。

$$G_{ave} = \frac{\dot{m}_{FC72} + \dot{m}_{water}}{A} \quad (7.1)$$

表 7.1 実験条件

試験混合媒体		FC72/water
加熱流路幅		30 mm
加熱長		175 mm
テストセクションの姿勢		水平
入口圧力	P_{in}	0.1 MPa
入口温度	T_{in}	43-44 °C
間隙幅	H	2 mm, 1 mm, 0.5 mm
総流量	V_{total}	0.5L/min, 0.25 L/min, 0.13 L/min
平均質量速度	G_{ave}	137.1 – 449.9 kg/m ² s



(b) 外観

Fig. 7.1 テストセクション

7.3 液温分布の推算方法

先述の伝熱面構造は、局所表面温度の評価を可能にするが、非共溶性混合媒体の局所熱伝達係数を評価することは困難である。加熱されたテストセクションの入口と出口の測定温度から、流れ方向に沿った流体温度分布の評価は、各セグメントの局所流体温度を得るために必要である。従来のエネルギーバランス式を適用するためには、混合媒体の出口状態によって3つの異なる領域が存在すると考えられる。円管を流れる非共溶性混合媒体を用いた実験の方法に従って、流路断面の均一な温度が再度仮定される(Yamasaki et al. [71])。3つの領域は、高密度低沸点媒体である FC72 の異なる状態によって分類し、低密度高沸点媒体である water は、すべての領域に対してサブクール液体であるとする。

(領域 A) FC72 (1): サブクール液体 / water (2): サブクール液体

$$\xi \Delta Q = \rho_{l,1} V_{l,1in} c_{pl,1} \Delta T \quad (7.2)$$

$$(1 - \xi) \Delta Q = \rho_{l,2} V_{l,2in} c_{pl,2} \Delta T \quad (7.3)$$

ここで、 ΔQ W: 隣接する局所位置の間に供給される熱量, ΔT K: 隣接する局所位置の温度増分, V_l m³/s: 液体体積流量, ρ_l kg/m³: 液体密度, c_{pl} J/kgK: 液体の定圧比熱である。パラメータ ξ は、総伝熱量に対する FC72 への伝達量の割合を示し、添え字 1 および 2 は、それぞれ高密度低沸点媒体 (FC72) および低密度高沸点媒体 (water) を示す。テストセクション入口の両方の液体流量と加熱セクションへの供給電力が与えられると、加熱流路断面において温度分布が均一であると仮定したうえで、領域 A で ξ が一意的に決まる。

(領域 B) FC72 (1): 過熱液体と過熱蒸気 / water (2): サブクール液体

$$\xi \Delta Q = \rho_{l,1} V_{l,1in} [x_1 (h_{fg} + c_{pv,1} \Delta T) + (1 - x_1) c_{pl,1} \Delta T] \quad (7.4)$$

$$(1 - \xi) \Delta Q = \rho_{l,2} V_{l,2in} c_{pl,2} \Delta T \quad (7.5)$$

ここで、 h_{fg} J/kg: 蒸発潜熱, c_{pv} J/kgK: 蒸気の定圧比熱である。乾き度 x_1 (-) は、次式で定義される。

$$x_1 = \frac{\rho_{v,1} V_{v,1}}{\rho_{l,1in} V_{l,1in}} = \frac{\rho_{v,1} V_{v,1}}{\rho_{v,1} V_{v,1} + \rho_{l,1} V_{l,1}} \quad (7.6)$$

両成分に対する乾き度 x (-) は次式で定義される。

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{v,2}V_{v,2}}{\rho_{l,1}V_{l,1in} + \rho_{l,2}V_{l,2in}} \\
 &= \frac{\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{v,2}V_{v,2}}{(\rho_{v,1}V_{v,1} + \rho_{l,1}V_{l,1}) + (\rho_{v,2}V_{v,2} + \rho_{l,2}V_{l,2})}
 \end{aligned}
 \tag{7.7}$$

領域 A と領域 B との境界については、FC72 の核沸騰の開始は、すでに表 5.1 に示されているように低いサブクール度で可能であるという実際の状況を考慮すると、FC72 の飽和温度よりわずかに低い平衡温度によって与えられるとする。但し平衡温度であるという根拠はない。領域 B では、サブクール状態の water の温度が、流れ方向に沿って単調に増加するため、FC72 の状態は領域 B の過熱液体と蒸気の混合物とみなされる。また、FC72 の液体および蒸気の混合物の温度は、加熱された流路の断面における均一な温度を前提として、water と同じ増分だけ増加すると仮定される。後述の出口流体温度から評価した液体の過熱度は、準安定状態の範囲内で可能な値である。領域 B では、計算された出口温度が測定された出口温度と一致するようにパラメータ ξ が決定される。

(領域 C) FC72 (1): 過熱蒸気 / water (2): サブクール液体

$$\xi \Delta Q = \rho_{l,1} V_{l,1in} c_{pv,1} \Delta T \tag{7.8}$$

$$(1 - \xi) \Delta Q = \rho_{l,2in} V_{l,2} c_{pl,2} \Delta T \tag{7.9}$$

この領域では、FC72 の液体は完全に蒸発する。領域 A と同様に、 ξ は、それぞれ FC72 および water に対して蒸気および液体の特性を用いることによって一義的に決定される。計算された出口温度を Fig. 7.2 で測定された出口温度と比較する。測定された出口温度は記号で示され、計算された出口温度は線で表される。Fig. 7.2 で、FC72 の出口条件がサブクール状態であるならば、式(7.2)と式(7.3)による実験データと計算値の直接的な比較が可能である。出口条件が、FC72 の湿り領域にある場合、式(7.4)、式(7.5)から ξ の値は計算される。乾き度は、出口温度が、沸騰開始温度よりも大きいかあるいは小さいかでヒートバランスの式(7.2)および式(7.3)から容易に分かる。Fig. 7.3 の値から ξ を決定した後、Fig. 7.2 に示すように領域 B の計算された出口温度を得るために再計算をする。熱流束のさらなる増加は、FC72 の完全な蒸発をもたらし、次いで FC72 は領域 C の条件に対応して出口で過熱状態となる。測定された出口温度は、熱流束が増加するにつれて増大する。計算される出口温度は、データ値と、water のサブクール沸騰に起因する計算値との間の不一致を排除するために、測定された出口温度と同じであると仮定される。この手順は、Fig. 7.2 に示すように、高熱流束領域での熱流束の増加に伴って、出口温度の上昇が大きくなるすべての条件に適用される。非共溶性混合媒体については、出口温度の仮定されたデータを除いて、データと計算された出口温度とを比較すると誤差は約 1 K 以内である。この差は、局所熱伝達係数の定義に必要とされる温度分布の計算に対して十分許容範囲である。

一方、単成分媒体に対する温度の計算値と測定値の差の原因は次のように推定される。

両方の単成分媒体について、出口温度の計算値は出口で過冷却された液体の条件下では熱流束が増加するにつれて単調に増加するが、より高い熱流束では増加した気泡の発生によって飽和温度になる。FC72 の場合、測定された出口温度は、サブクール沸騰の発生のため蒸発によって供給された熱を消費し、液体に伝達される顕熱を減少させることにより、計算値よりかなり小さい。この状況は water にも当てはまる。より高い熱流束でのサブクール度の減少に伴い、計算値と測定値との差が小さくなる。さらに、過冷却沸騰の影響に加えて、バルク流れの液体温度は、気泡発生による効果が特に低熱流束では観察されないかまたは十分でない場合、過熱層に蓄積される顕熱によって減少する。結果として、測定された温度は、熱バランス式(7.2)および式(7.3)による予測よりも小さくなり得る。純 water の実験データの再現性を確認するために、実験を再度繰り返した。しかし、データの傾向は同じであった。このような不一致にもかかわらず、算出された出口温度は、両単成分媒体について、非平衡現象を無視して流れ方向に沿った温度分布の推定に使用される。領域 B の ξ の値は、流れ方向の温度分布の推定において最も重要である。その値を評価するために、出口条件が領域 B とみなされるデータのみが参照される。Fig. 7.3 に示すように、 ξ の値は、流速の割合にある程度依存しているが、熱流束とはほとんど無関係である。同じ流れ条件で同じキーで示されるデータ点は、異なる熱流束のものである。1に近い ξ の値は、Fig. 7.3 から明らかであり、円管の場合[71]とは全く異なり、伝熱面上に FC72 が蓄積するためである。Fig. 7.4 に示されるように、FC72 は water よりも密度が高いため、少なくとも間隙幅が大きい場合、大部分の熱は、流路の底にある加熱面から FC72 に直接伝達する。 ξ の値は式(7.4)、式(7.5)に示すように流れ方向に沿った小さな温度上昇から決定されるので、 ξ の感度は高い。流路断面において均一な温度を仮定することによって生じる不確か性の存在下では、流れ方向に沿った異なる測定点における局所温度の評価のため、流速と熱流束の各組み合わせとは無関係に、ここで $\xi = 0.99$ を適用した。総流量に対する FC72 の流量割合が高い場合、測定された出口温度による ξ の計算値は1を超える。この矛盾する傾向は、測定された出口温度が、FC72 の流量割合のより高い比率でしばしば観察される流動変動のために、正確な値よりも低いことに起因する。Fig. 7.3 の最も極端な例として、 $H = 0.5 \text{ mm}$ かつ $V_{total} = 0.13 \text{ L/min}$ のデータの場合、 $\xi = 1.11$ と $\xi = 0.99$ の差は、測定された温度の誤差-2.3 Kに相当する。

流れ方向に沿った温度分布の一例を Fig. 7.5 に示す。これは、各セグメントにおける局所熱伝達係数の評価に使用される。前述のように、すべての場合に、 $\xi = 0.99$ の値が適用されている。測定された温度は、FC72 が完全に蒸発した後の温度分布を決定するためにも使用され、領域 C でサブクール沸騰を想定している。FC72 (領域 B) の湿り領域における温度の上昇は、わずか1%の熱のみが顕熱として water に伝達されるため、非常に小さいことは明らかである。総流量に対する FC72 の流量割合が増加するにつれて、流れ方向に沿った領域 B の長さは増加する。FC72 単成分の場合、テストセクションの途中で沸騰が開始していることが明白である。非共溶性混合媒体中の FC72 の乾き度湿り領域の温度レベルの差は、実験中の系圧力のわずかな差によって生じた。

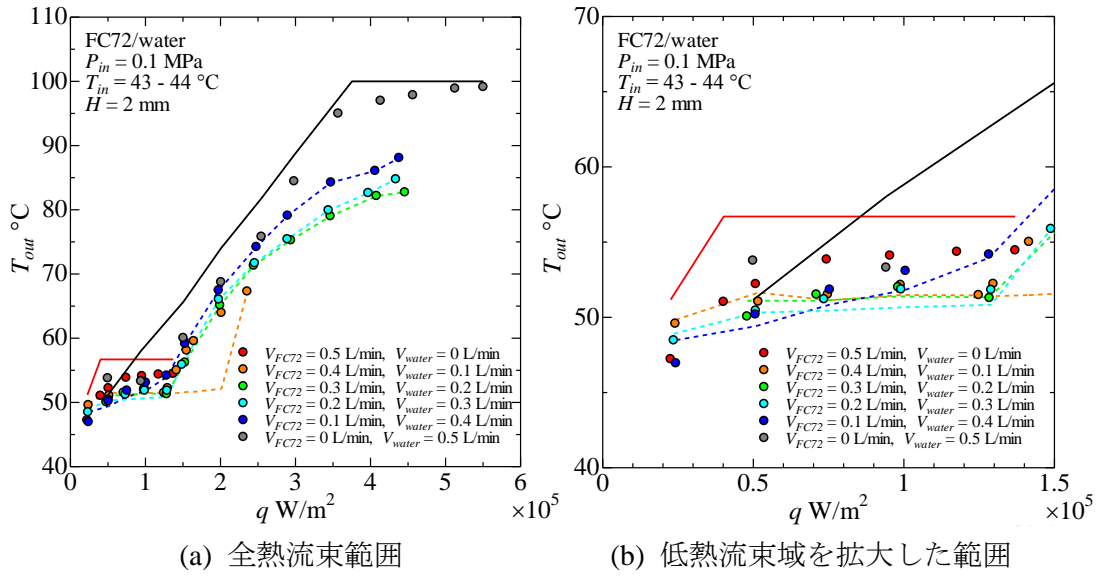


Fig. 7.2 テストセクション入口における各液体流量の組み合わせに対するテストセクション出口の測定温度と計算により求めた温度

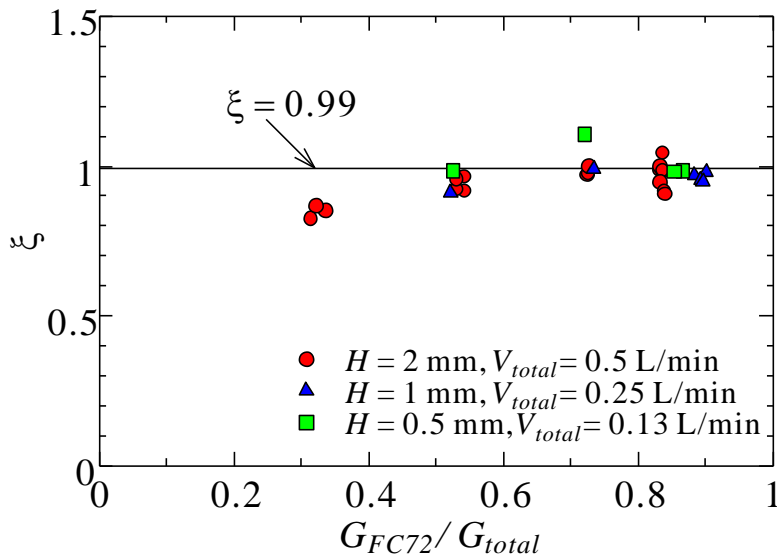


Fig. 7.3 領域 B の各総流量に対する低沸点媒体 FC72 へ伝達された熱の割合を表すパラメータ ξ の変化

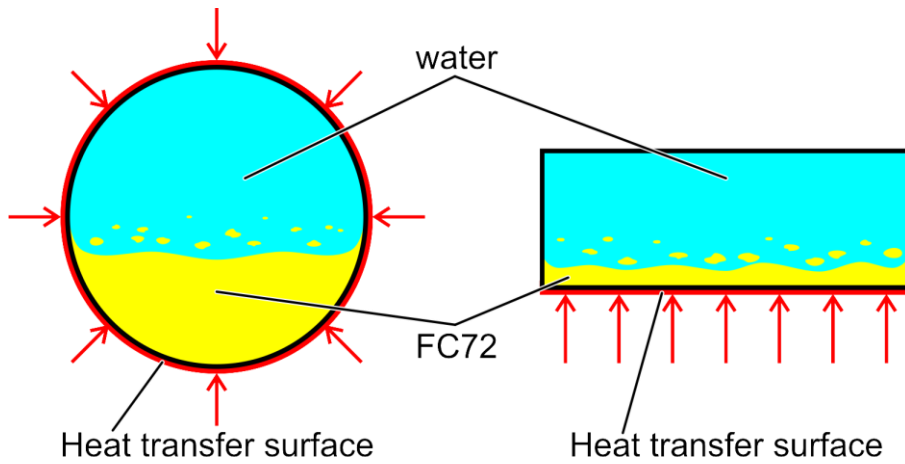


Fig. 7.4 円管と底面加熱を伴う矩形流路の伝熱面表面上での高密度低沸点液体の分布の差異

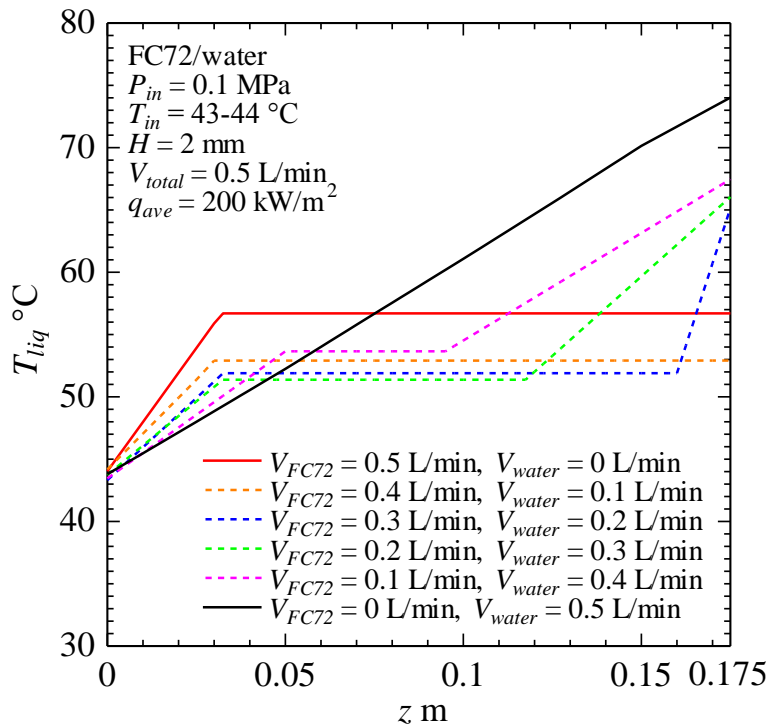


Fig. 7.5 テストセクション加熱部入口における各液体流量について、流れ方向に沿って評価された温度分布

7.4 実験結果および考察

Fig. 7.6 に間隙幅 $H=1$ mm の場合の代表的な結果を示す。ここで(a)は表面温度 T_w と熱流束 q の関係, (b)は熱伝達係数 α と熱流束 q の関係, (c)はある熱流束における液体-蒸気の様相を示す。実際への適用のために、プール沸騰のデータを表したのと同様に、温度差の代わりに表面温度を使用している。プール沸騰では、平衡温度が同じ系圧力下での各飽和温度のいずれよりも低いため、核沸騰を伴う熱伝達係数の値は、温度差を使用することによって過小評価される。一方、強制流動沸騰では、その状態によらず流体温度を用いて熱伝達係数を定義する。さらに流量と熱流束の条件の組み合わせによっては、出口圧力 0.1 MPa からの入口圧力の偏差は避けられないが、このような影響もこれらのデータには反映される。**Fig. 7.6** に示す一連のデータでは、全流量 V_{total} は 0.5 L/min に固定されている。

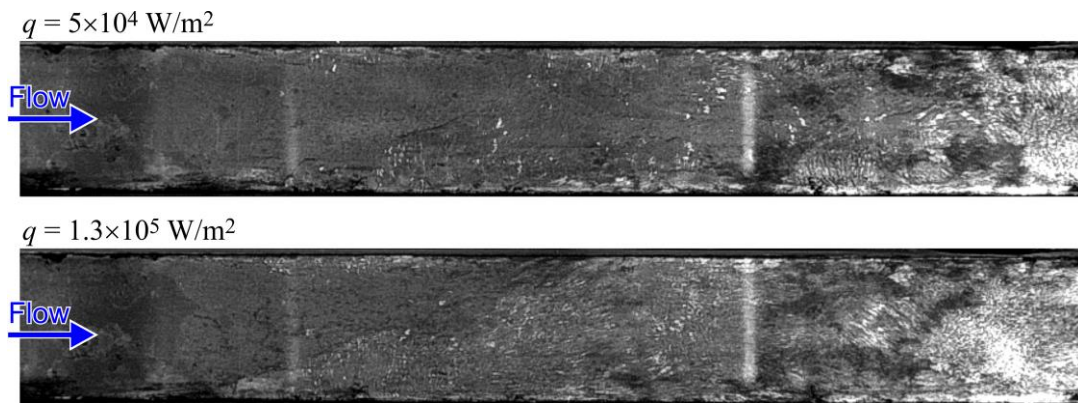
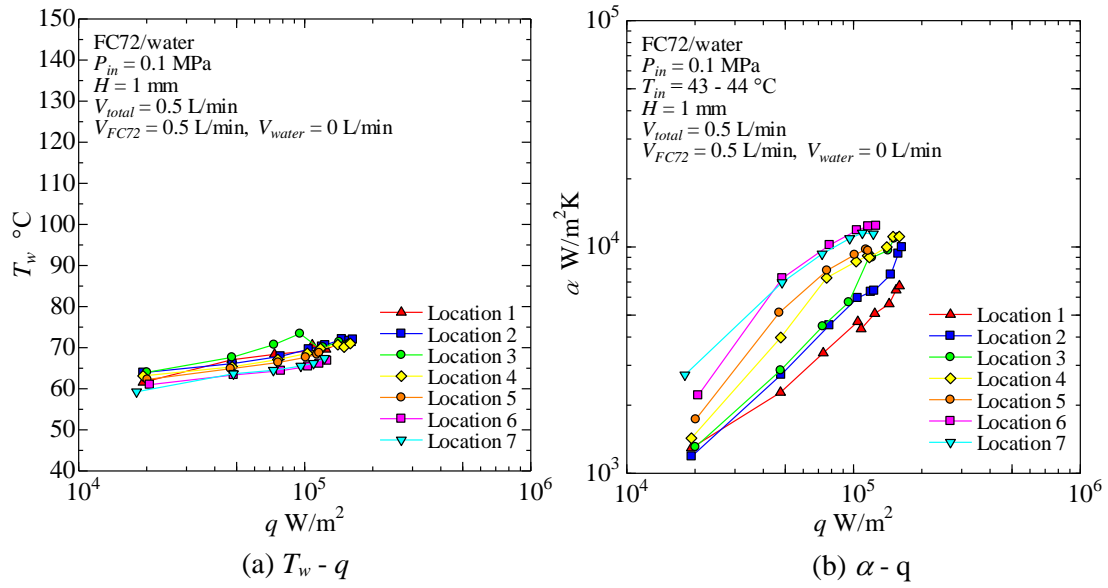
Fig. 7.6 は FC72 ($V_{FC72}=0.5$ L/min, $V_{water}=0$ L/min) 単成分の結果である。表面温度は、核沸騰が熱伝達を支配するため、ほぼ一定に保たれている。これは、**Fig. 7.6(b)**の熱流束に強く依存する熱伝達係数の傾向により確認される。流体温度によって定義される熱伝達係数のレベルの増大は、流れ方向への液体サブクール度の減少に起因する。下流域での限界熱流束は、約 1.3×10^5 W/m² (location 6) であった。液体の流速が小さいため、核沸騰の発生に必要な温度境界層がより厚くなり、**Fig. 7.6(c)**に示すように、上流の流路の両端から核沸騰による気泡発生が開始される。動画から、上流域においても加熱面の中心に沿って気泡の核生成が確認される。しかし、テストセクションの入口での FC72 のサブクール度が大きいために、気泡は大きく成長しない。飽和領域は、両側から中心に向かって広がっている。これらの挙動は、一般的な強制流動沸騰の様相である。

Fig. 7.7 に、流量 $V_{FC72}=0.4$ L/min、 $V_{water}=0.1$ L/min の結果が示されている。加熱面の全測定位置において、約 1.3×10^5 W/m² の熱流束で、表面温度が著しく上昇する。 1.3×10^5 W/m² 以下の熱流束で熱伝達は、主に FC72 のサブクール核沸騰によって支配される。この境界熱流束では、**Fig. 7.7(a)**および**Fig. 7.7(b)**の両方の曲線の勾配の変化によって、FC72 の扁平気泡の下でのドライパッチの拡大による熱伝達劣化の様相が推測される。この現象は、表面温度の変化の誘因となるプール沸騰実験における「中間熱流束バーンアウト」として著者らが報告した現象に対応している ([72, 73, 74, 75])。このような状況下でも、替りの冷却媒体としての低沸点媒体の側面からの高沸点媒体の侵入によって、急激な表面温度上昇に伴う深刻な熱伝達劣化は回避される。FC72 の気泡底部の乾き領域と water の流れによるリウエット領域との共存は、より高い熱流束で安定した熱伝達を可能にするが、熱流束の増加に伴い表面温度の増加割合は大きくなる。その結果、**Fig. 7.7(b)**に示すように熱伝達係数は減少する傾向にある。しかしながら、FC72 の流れの中に少量の water を混合することにより、**Fig. 7.6** の FC72 単成分に対して観察された 1.3×10^5 W/m² の低い CHF を回避することができる。しかし、**Fig. 7.7(b)**に示すように、熱流束が 2×10^5 W/m² まで増加するに伴い、ドライパッチの領域が拡大するため、熱伝達の劣化はわずかに増加する。FC72 の膨張した気泡によって、water の流速が増加するので、water の強制対流が支配的な熱伝達係数は、熱流束がさらに増加することによって再び増加し始める。**Fig. 7.7(c)**では、water の液体流れと FC72 の核沸騰が 1×10^5 W/m²

で共存しており、熱伝達は Fig. 7.7(a) および Fig. 7.7(b) の熱伝達データの傾向からも確認される FC72 の核沸騰に支配されている。熱流束 $3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ では、円管内の環状流領域の現象に該当する FC72 の高い蒸気流量のため、water の明確な流れが、矩形ダクトのコーナ部または反対側の非加熱プレートに沿って観察される。このような場合、一部の water だけが、加熱面に沿って流れるように見える。実験中、液体-蒸気の挙動は、狭あい流路の上流方向にも気泡が膨張するために、高い熱流束では安定せずに周期的変動を伴う。同じ全体積流量下で FC72 の流量を減少させて water の流量をさらに増加させると、FC72 の扁平気泡の底部のドライパッチの面積の増大による一時的な熱伝達劣化は抑制される。ここで支配的な熱伝達は、FC72 の核沸騰から water の強制対流に変わる。

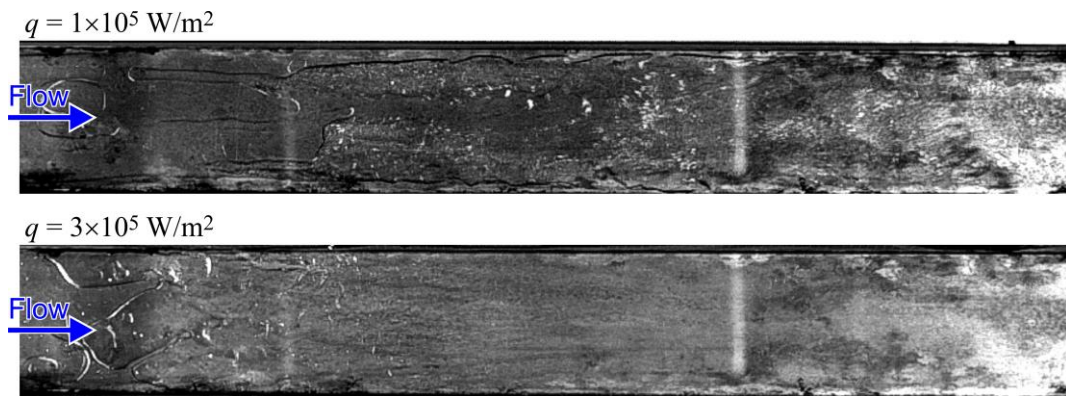
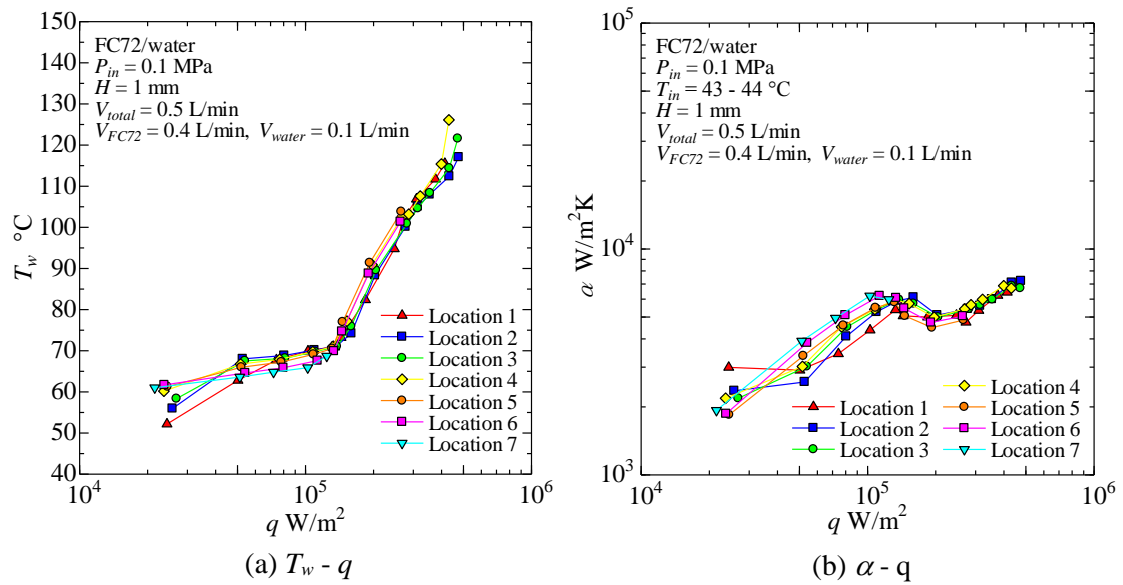
体積流量 $V_{FC72} = 0.4, 0.3, 0.2, 0.1 \text{ L/min}$ 、 $V_{water} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 \text{ L/min}$ の場合に water の流量が増加するにつれて、表面温度の上昇が抑制され、熱伝達係数がより高くなる。Fig. 7.8 には、 $V_{FC72} = 0.1 \text{ L/min}$ および $V_{water} = 0.4 \text{ L/min}$ の結果が示されている。下流域での熱伝達係数が高熱流束条件下で、上流の熱伝達係数よりも明らかに高いことは、注目に値する。これは、FC72 の気泡が熱伝達に正の効果をもたらすからである。water の液膜の攪拌と置換の増加は、加熱面からの非定常熱伝導を促進し、正の効果として、高い熱流束域での FC72 の扁平気泡底部のドライパッチ拡大という負の効果克服する。Fig. 7.8(c) から、FC72 の大きな扁平気泡が、加熱面のすべての箇所で観察される。下流では、water の核沸騰が $3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ で起こり、FC72 の扁平気泡は過度に大きくないため、熱伝達も向上する。

Fig. 7.9(a),(b) に示すように、water ($V_{FC72} = 0 \text{ L/min}$, $V_{water} = 5 \text{ L/min}$) 単成分の場合は、熱伝達は強制対流によって支配されるので、高熱流束で沸騰が開始するまで、熱流束の増加に伴って表面温度は上昇する。沸騰開始時の熱流束は、中流域と下流域で約 $2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ である。上流での沸騰開始に必要な熱流束は、サブクール度が大きいため、はるかに高い。低熱流束では、熱伝達は強制対流が支配的であり、入口近傍の温度境界層が薄いため、Fig. 7.9(b) に示すように上流側で熱伝達係数が高くなる。核沸騰の熱伝達係数は、扁平気泡による正の効果があるため、下流より高い。しかし、Location 7 の熱伝達係数には CHF 時の兆候がみられている。Fig. 7.9(c) では、熱流束 $4 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ の条件で、上流の熱伝達は強制対流によって支配されており、water の核沸騰が下流域で明確に確認された。



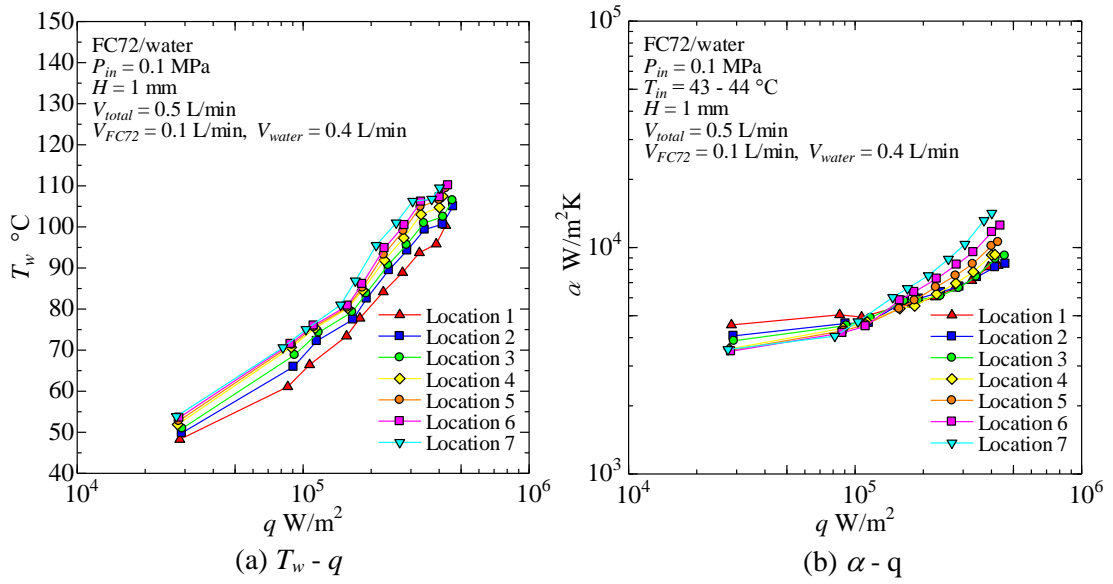
(c) ある熱流束時の液体－蒸気挙動

Fig. 7.6 熱流束に対する流れ方向に沿った伝熱面表面温度と局所熱伝達係数および沸騰様相
 $(H = 1 \text{ mm}, V_{total} = 0.5 \text{ L/min}, \text{pure FC72})$



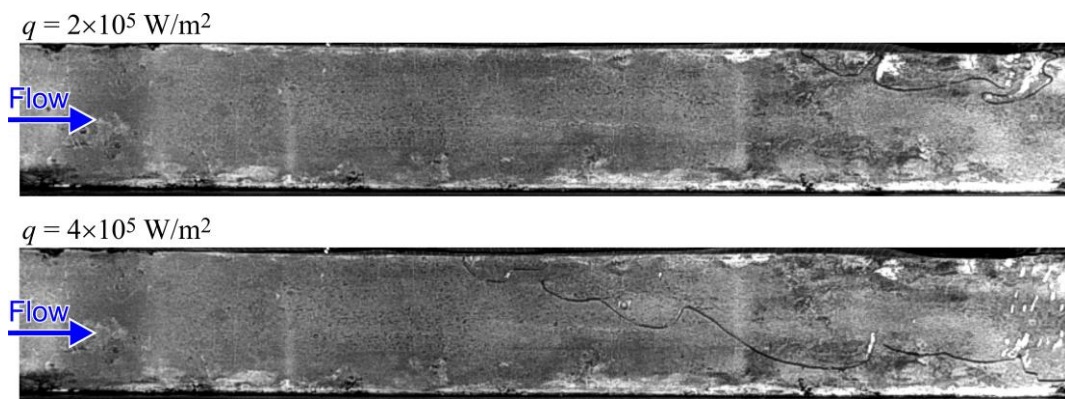
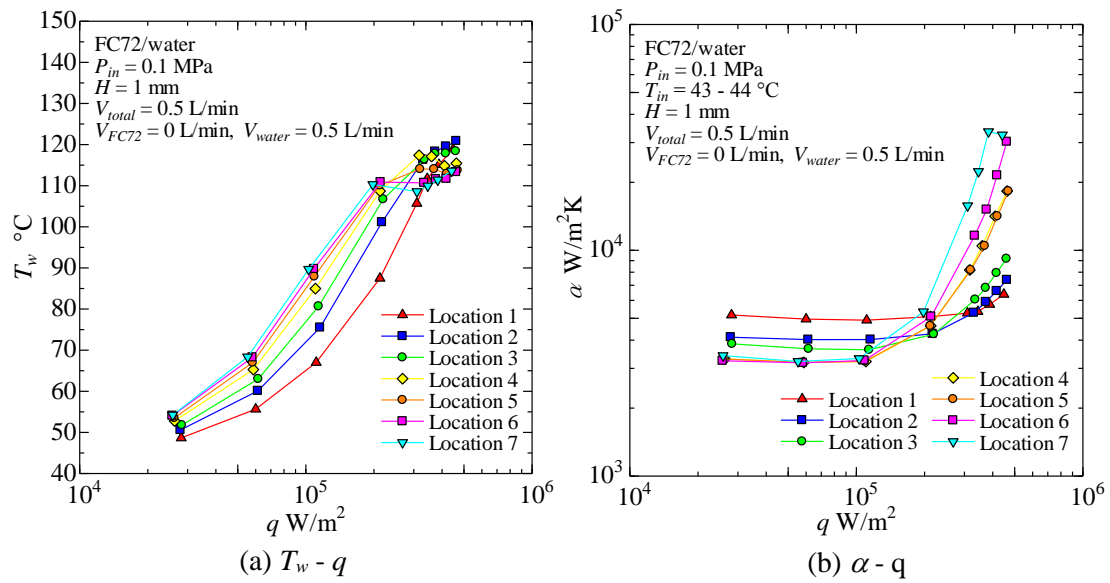
(c) ある熱流束時の液体－蒸気挙動

Fig. 7.7 熱流束に対する流れ方向に沿った伝熱面表面温度と局所熱伝達係数および沸騰様相
 $(H = 1 \text{ mm}, V_{total} = 0.5 \text{ L/min}, V_{FC72} = 0.4 \text{ L/min}, V_{water} = 0.1 \text{ L/min})$



(c) ある熱流束時の液体－蒸気挙動

Fig. 7.8 熱流束に対する流れ方向に沿った伝熱面表面温度と局所熱伝達係数および沸騰様相
 $(H = 1 \text{ mm}, V_{total} = 0.5 \text{ L/min}, V_{FC72} = 0.1 \text{ L/min}, V_{water} = 0.4 \text{ L/min})$



(c) ある熱流束時の液体－蒸気挙動

Fig. 7.9 熱流束に対する流れ方向に沿った伝熱面表面温度と局所熱伝達係数および沸騰様相
($H = 1 \text{ mm}$, $V_{total} = 0.5 \text{ L/min}$, pure water)

流路間隙幅の影響を、それぞれ $H=2\text{ mm}$, 1 mm および 0.5 mm について Fig. 7.10, Fig. 7.11 および Fig. 7.12 に要約する。これらの図では、強制流動沸騰における狭あい流路の特性が、下流域で際立っていたため、Location 6 のデータ (cf. Fig. 7.1(a)) を示した。ここに示されたデータは、入口流速を統一し、総流量は、 $H=2\text{ mm}$, 1 mm および 0.5 mm に対して、それぞれ、 $V_{total}=0.5, 0.25$ および 0.13 L/min である。

Fig. 7.10 において、 $H=2\text{ mm}$ の場合、FC72 単成分の CHF の値は約 $1.4\times 10^5\text{ W/m}^2$ である。CHF 値は water を追加するのみで増大し、 $V_{FC72}=0.4\text{ L/min}$, $V_{water}=0.1\text{ L/min}$ で $2.2\times 10^5\text{ W/m}^2$ まで増大する。CHF 条件付近の高い熱流束では流動変動が大きいため、他の流量条件の値は測定できなかった。しかし、 $V_{FC72}=0.3\text{ L/min}$, $V_{water}=0.2\text{ L/min}$ あるいは、water の全体積流量の 40% で、少なくとも $4.5\times 10^5\text{ W/m}^2$ 以上の値が確認される。water に混合された FC72 の少ない体積流量は、非共溶性混合媒体の沸騰に固有の自立的なサブクール度保持のために、強制流動沸騰においても water 単成分の CHF を増大させると予想される。中熱流束では、非共溶性混合媒体での表面温度は、water 単成分の場合の表面温度よりも低く、これは熱伝達が、FC72 の核沸騰と water の強制対流によって支配されることを示している。一方、表面温度は、高熱流束で water よりも高くなり、FC72 の流速が大きいほど、その傾向が強調される。上流側では、FC72 の気泡のサイズが依然として小さく、流動変動によるドライパッチの瞬間的な拡大が小さいため、これらの非共溶性混合媒体の表面温度は、高い熱流束での water 単成分のそれよりも低い。図から確認できるように、 $1.3\times 10^5\text{ W/m}^2$ 付近で、中間熱流束バーンアウトによる伝熱劣化は、小さくなり、最終的には、water の流量が増加すると消失する。中熱流束において、water と比較して、非共溶性混合媒体で観察される表面温度の低下は、FC72 の扁平気泡の発生による water の流れの、速度増加と攪拌によって主に引き起こされると予想される。Fig. 7.10(b)では、 $V_{FC72}=0.2\text{ L/min}$, $V_{water}=0.3\text{ L/min}$ の条件、および $V_{FC72}=0.1\text{ L/min}$, $V_{water}=0.4\text{ L/min}$ の条件の非共溶性混合媒体で、Fig. 7.10(a)に示すように、 $2\times 10^5\text{ W/m}^2\sim 3\times 10^5\text{ W/m}^2$ における表面温度が water よりも小さいにもかかわらず、water に比べて熱伝達係数の低下が観察される。この相反する傾向は、Fig. 7.5 に示す FC72 の蒸発による非共溶性混合媒体の低い流体温度によって生じる。Fig. 7.10(a),(b)から分かるように、熱流束が $1.5\times 10^5\text{ W/m}^2$ より大きい領域では、組成の異なる非共溶性混合媒体のデータ傾向の不連続性は観察されない。

$H=1\text{ mm}$ における Fig. 7.11 では、FC72 単成分のデータ点の不足は、非常に低い熱流束でのドライアウトの発生によるものである。FC72 の CHF 値は、上流(Location 2), 中流(Location 4), 下流(Location 6)で、それぞれ約 $1.3\times 10^5, 1.2\times 10^5, 6.6\times 10^4\text{ W/m}^2$ であり、下流(Location 6)の値は図で確認できる。Fig. 7.1(a)に示す加熱ブロックの分割構造は、熱流束の増加とともに、下流から伝播してくるドライアウトの条件で、実験の加熱長さを変えることを可能にするが、ここでは加熱長さを変更していない。高熱流束では、Fig. 7.11(b)で確認されるように water 単成分で、ドライアウトの発生とみなされる伝熱劣化が明らかである。 $V_{FC72}=0.2\text{ L/min}$, $V_{water}=0.05\text{ L/min}$ および $V_{FC72}=0.15\text{ L/min}$, $V_{water}=0.1\text{ L/min}$ で FC72 の流れに少量の water を加えることにより、FC72 単成分の値から CHF の顕著な増加が観察されるが、熱流束の増加とともに表面温度も大きく上昇する。表面温

度の著しい上昇は、1 mm までの間隙幅の減少によって引き起こされる。FC72 の扁平気泡の急速な成長は、加熱面上のドライパッチの拡大を促進すると同時に、加熱面に接触するように water をはさみ込む。water の浸入は、中熱流束で FC72 の核沸騰を抑制し、高熱流束における water の沸騰を抑制する傾向も有する。一方、FC72 の伝熱面への浸入は、FC72 の気泡の瞬間的な成長をもたらし、上流に向かって液体を押し出し、流れの変動を誘発する。このような流れの変動は、ミニおよびマイクロチャネルにおける強制流動沸騰にとって最も重要な特性の 1 つである。FC72 の扁平気泡底部のドライパッチの拡大に加えて、流れの変動は、熱流束の増大に伴って表面温度を上昇させる。一方、 $V_{FC72}=0.1$ L/min, $V_{water}=0.15$ L/min や $V_{FC72}=0.05$ L/min, $V_{water}=0.2$ L/min のように water の流量を増加させると、表面温度は中熱流束で water 単成分よりも低く保たれる。これは FC72 の気泡の発生によるドライパッチの拡大が減少するからである。しかし 2 mm の間隙幅の場合と同様の理由により、流体温度が低いため、中熱流束で water 単成分の値から、熱伝達係数が見かけ上劣化する。 $V_{FC72}=0.1$ L/min, $V_{water}=0.15$ L/min および $V_{FC72}=0.05$ L/min, $V_{water}=0.2$ L/min の流量条件で $H=1$ mm の場合の熱伝達係数は、同じ流量割合、すなわち Fig. 7.10 に示される $V_{FC72}=0.2$ L/min, $V_{water}=0.3$ L/min および $V_{FC72}=0.1$ L/min, $V_{water}=0.4$ L/min の条件で $H=2$ mm の場合と比較すると、高熱流束で $H=2$ mm の場合よりも $H=1$ mm の方が、表面温度は低く、熱伝達係数もやや高い。間隙幅の減少は、扁平気泡の過度の発生を防止するため、低沸点媒体 FC72 の流量を小さく保つことで、深刻な伝熱劣化をもたらさないことが明らかである。

Fig. 7.12 の間隙幅 $H=0.5$ mm では状況が大きく異なる。FC72 単成分の CHF 値は、上流(Location 2)、中流(Location 4)および下流(Location 6)においてそれぞれ約 1.1×10^5 , 8.0×10^4 および 6.2×10^4 W/m² であった。ここでは、下流(Location 6)の値が図に示されている。 $H=1$ mm の値と比較して、中流における CHF の減少が明確に観察された。water 単成分の場合、高熱流束では熱伝達係数が低下する。ここで試験したすべての非共溶性混合媒体について、FC72 の流量の増加に伴って、表面温度は高くなり、熱伝達係数は water のそれよりも低い値になる。water と同様に全ての非共溶性混合媒体で高熱流束で、伝熱の劣化が Fig. 7.12(b)から明らかであり、FC72 の扁平気泡底部のドライパッチの拡大、およびそれらは扁平気泡によって押される様々な方向からの water の浸入によって高い周期でドライパッチがリウエットされる。その結果、このような急冷プロセスによる大きな温度変動が CHF 条件に至ることなく観察される。現時点の実験範囲を越える FC72 の非常に小さい流量を設定すれば、熱流束が高くない場合には、間隙幅 0.5 mm においても water 単成分の熱伝達を高める可能性を依然として有する。すなわち、より高い冷却性能を得るためには、高沸点液体の流量は、間隙幅の減少とともに減少させるべきである。全流量に対する FC72 の流量割合が小さい場合、すなわち同じ入口液体流速の条件で、全体積流量の 20% および 40% の場合、非共溶性混合媒体についても、間隙幅が 2 mm から 1 mm, 0.5 mm に減少するとともに、熱伝達係数は極大値をとる側面がある。より大きい熱伝達係数を得るために最適な間隙幅の選択も必要であることは明らかである。

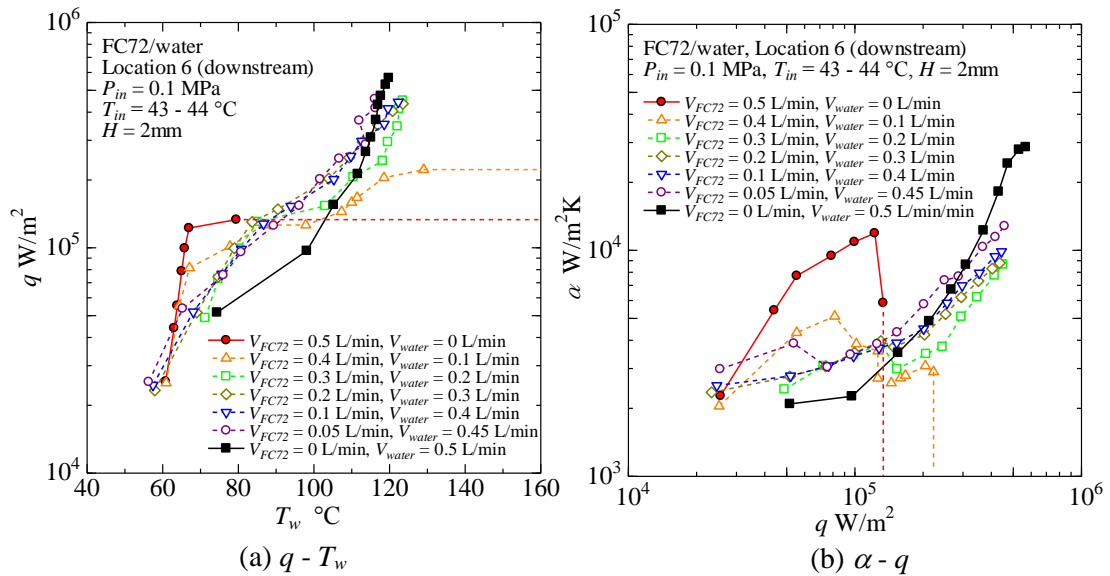


Fig. 7.10 総流量一定の条件下での下流部における伝熱面表面温度と熱伝達係数 ($H = 1 \text{ mm}$, $V_{total} = 0.25 \text{ L/min}$)

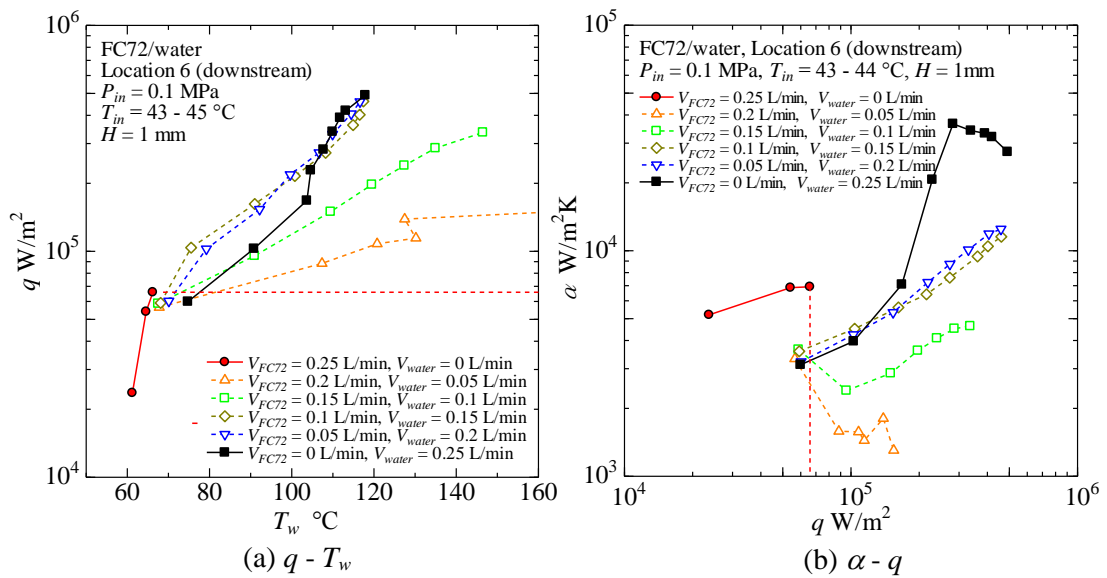


Fig. 7.11 総流量一定の条件下での下流部における伝熱面表面温度と熱伝達係数 ($H = 1 \text{ mm}$, $V_{total} = 0.25 \text{ L/min}$)

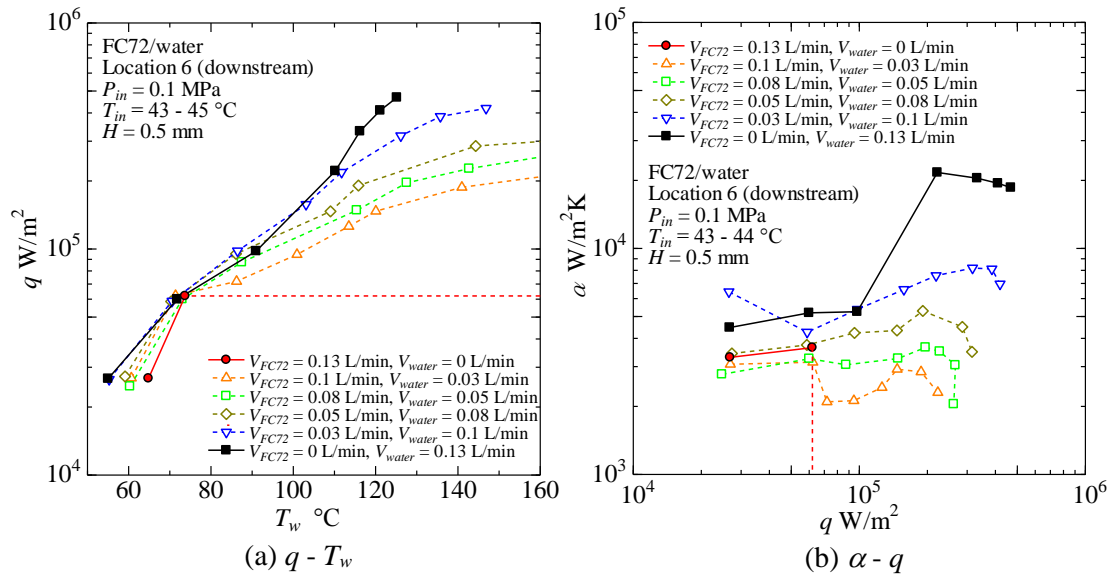


Fig. 7.12 総流量一定の条件下での下流部における
伝熱面表面温度と熱伝達係数
($H = 0.5 \text{ mm}$, $V_{total} = 0.13 \text{ L/min}$)

Fig. 7.13 は、同じ入口流速で、水に対して 20vol% の FC72 を混合した非共溶性混合媒体について、中流(Location 4)における間隙幅の影響を整理している。FC72 単成分および water 単成分の実験結果も同時にプロットしている。全体積流量は、間隙幅 $H = 2 \text{ mm}$, 1 mm および 0.5 mm の条件で、それぞれ、 $V_{total} = V_{FC72} + V_{water} = 0.5, 0.25$ および 0.13 L/min である。FC72 単成分では、間隙幅 $H = 0.5 \text{ mm}$ では伝熱劣化の傾向が明確で、間隙幅が $H = 2 \text{ mm}$ および 1 mm でそれぞれ $1.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ および $1.2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ よりも小さい約 $8 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ で CHF 条件に達している。water 単成分については、ある熱流束までは、 $H = 2 \text{ mm}$ に比べて $H = 1 \text{ mm}$ と 0.5 mm の表面温度は低下しているが、 $H = 0.5 \text{ mm}$ の最も高い熱流束では、明らかな伝熱劣化が見られる。非共溶性混合媒体で、 $H = 2 \text{ mm}$ および 1 mm の場合、water と比較して表面温度の低下がはっきりと確認される。表面温度は、 $H = 0.5 \text{ mm}$, 2 mm , 1 mm の順番で低くなり、water と比較した場合の伝熱促進は、高熱流束で劣化する傾向がある。これらの結果から、扁平気泡の発生は、熱伝達に固有の正および負の影響を及ぼし、これらの効果は狭い加熱流路で顕著であることが明らかである。低沸点媒体の扁平気泡は、低および中熱流束領域における高沸点媒体への熱伝達を促進する一方で、高熱流束領域における熱伝達の劣化も促進するが、非共溶性混合媒体では、これらの傾向をさらに際立たせていると言える。しかし、ほとんどの場合、低沸点液体からの気泡の発生による、高沸点液体への熱伝達の実質的な向上は、単成分媒体の飽和温度よりも低い流体温度を用いて定義された熱伝達係数の値には反映することができない。

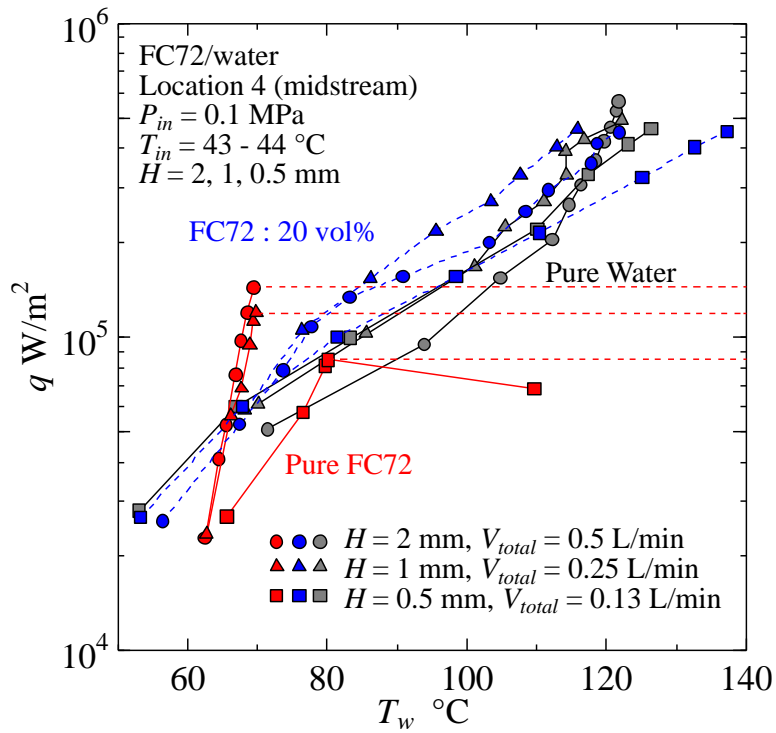


Fig. 7.13 異なる間隙幅の矩形流路における強制流動沸騰での非共溶性混合媒体の代表的な熱伝達性能

7.5 第 7 章の結論

- (1) 試験液体として非共溶性混合媒体 FC72/water を使用し、間隙幅 2 mm, 1 mm, 0.5 mm の水平置き平行平板間狭あい加熱流路を用いた強制流動沸騰実験を行い、その実験結果を考察した。
- (2) 底面からの加熱量の大部分は、高密度低沸点媒体に一旦伝わり、その飽和温度近くまで混合液体の温度が上昇し、その後高密度低沸点媒体の沸騰が開始する。さらに低密度高沸点媒体も強制対流から沸騰に移行する。
- (3) 低沸点液体から発生した扁平気泡は、熱伝達への核沸騰の寄与に加えて、増加した液体流速およびこれらの気泡の発生による高沸点液体の流れの攪拌によって、高沸点液体の強制対流熱伝達の促進に対して正の効果をもつ。
- (4) 高沸点媒体の核沸騰熱伝達では、低沸点媒体からの気泡発生は、伝熱面上に薄い液膜を形成した状態で扁平気泡の拡大によって熱伝達を促進するが、熱流束の増大に伴って、これらの扁平気泡の底部にドライパッチの拡大を伴うことから促進効果は減少してゆく。
- (5) このような状況は、熱流束および間隙幅に依存しており、高沸点媒体の核沸騰に対しては、低沸点媒体の存在は正負両方の効果を持つ。より狭い間隙幅の場合には低沸点媒体の液体流量を減少させることによって、伝熱劣化を低減または排除することができると考えられた。高い伝熱性能を得るために、各間隙幅に依存する非共溶性混合媒体の最適な組み合わせも存在する。
- (6) 単成分の低沸点媒体に固有の限界熱流束の低い値は、高沸点液体を少量追加することによって容易に増加するが、同じ熱流束条件において単成分の低沸点媒体のデータから外挿される表面温度からの上昇は避けられない。
- (7) 中熱流束では、高沸点媒体に低沸点媒体を追加することにより、表面温度を高沸点媒体よりも低く保つことができる。また、熱流束と表面温度との関係は、異なる組み合わせの非共溶性混合媒体を使用することによって変更可能である。したがって、限界熱流束および表面温度の各レベルを、冷却されるべき発熱体に要求される条件に沿って非共溶性混合媒体の種類を選択によってバランスさせることができる。
- (8) 極端に小さい間隙幅の加熱流路では、扁平気泡の過度の成長によって引き起こされる伝熱劣化を抑制するために、より沸点の高い低沸点媒体や、より小さい表面張力の低沸点媒体を使用することも必要である。
- (9) 狭い間隙における非共溶性混合媒体の強制流動沸騰の熱伝達特性は、通常のサイズの管内におけるそれよりも媒体の種類や流量の組み合わせに敏感であると言える。

- (10) プール沸騰で確認され、単成分液体と比較したときの熱伝達特性、狭あい流路内強制流動沸騰に対して以下の予測が可能である。
- (i) 低沸点媒体からの気泡の過剰発生のために、高沸点媒体よりも大きい限界熱流束の増大はほとんど不可能である。
 - (ii) 強制流動沸騰における液温についても高沸点媒体の飽和温度よりも低い平衡温度となるので、内壁温度の低減が可能である。
 - (iii) 高沸点媒体の熱伝達の実質的な向上は、高熱流束の場合を除き、低沸点媒体からの気泡の発生によって可能である。しかしながら、プール沸騰の場合と同様に、伝熱面温度の低減による実質的な熱伝達促進効果は、高沸点混合媒体の飽和温度よりも低い流体温度で定義される熱伝達係数の値に容易に反映され得ない。
 - (iv) 液体の温度を高沸点媒体の飽和温度よりも低く保ちながら系圧力を大気圧以上に保つことは可能である。
- (11) 以上のように、プール沸騰で観察される非共溶性混合媒体の使用による複数の利点は、強制流動沸騰にも認められる。

第8章 総括

本研究では、大型かつ高発熱密度の半導体などへの対応が可能な高性能冷却器の開発を目的とし、沸騰冷却を対象とした。まず電気絶縁性の高い媒体の限界熱流束を増大させる方法として、平行平板間の狭あい流路伝熱面に直接液体を導入する主流路とは別に、気泡底部への液体供給を促進するために補助的に液体を供給するための副流路を持つ狭あい流路冷却器の構造を考案し、実験によりその効果を確認した。

また、データセンタ内に設置されるデータサーバを模擬した冷却システムを製作し、考案した冷却器構造の有用性を確認した。

さらに、熱伝達係数の向上をはじめとする冷却特性向上を目指すため、新たな冷却システムについて検討した。その一つとして、卓越した沸騰冷却特性を有する可能性のある非共溶性混合媒体について、円管および平行平板間狭あい流路を用いて実験的に検証した。

以下に本論文の結論をまとめる。

第 1 章では、半導体冷却の現状と冷却技術に関する課題およびデータセンタを対象とした冷却システムの現状と課題について述べ、本論文の目的を説明した。

第 2 章では、沸騰熱伝達の基本特性、限界熱流束の増大、沸騰熱伝達の促進、混合媒体を用いた沸騰熱伝達特性に関する既存研究について調査しまとめた。様々な伝熱面形状あるいは伝熱面性状を用いて、限界熱流束の増大および伝熱促進を試みる多数の研究が存在することを示した。冷媒として混合媒体を使用した場合、限界熱流束の増大の傾向がみられるが、その限界熱流束の増大を予測するためのいくつかの整理式が提案されている。しかし、限界熱流束を増大させる原因、伝熱面形状の影響など、議論すべきことが依然多く存在する。さらに混合媒体の沸騰熱伝達におけるマランゴニ効果に関する既存研究を調査しまとめた。

第 3 章では、高発熱密度の発熱面に対応できる小型高性能冷却システムを開発するために、限界熱流束を増大させることを目的として、液体供給用の副流路を主流とは別に設けて、合体気泡底部に液体を直接供給可能な構造を考案した。副流路を主流路の側面および背面に配置したテストセクションを製作し、試験液体としてフロリナート FC72 を使用した。狭あい流路内の強制流動沸騰実験を実施し、その実験結果を示すとともに考察を行った。伝熱面上に主流路の流れと直角方向に V 字形の溝を設け、さらに液体供給のみを目的とする副流路が存在することにより、高熱流束時に伝熱面上に形成される扁平気泡の底部に、効果的に液体が供給され、平滑面の場合と比べて、明確な限界熱流束の増大効果を確認した。側面副流路配置の溝付面の実験では、入口液体流速には最適値が存在し、それ以上の流速では限界熱流束がむしろ低下する傾向が確認された。主流路を流れる液体量の増加に伴い、副流路からの液体供給による冷却効果が相対的に小さくなったものと考えられた。また、伝熱面上で発生した気泡が分断され、乾きが拡大しやすい伝熱面中央部への副流路からの液体供給が不十分となり、乾きの抑制効果が減

少したことも原因の 1 つと考えられる。幅 30 mm×流れ方向長さ 150 mm の伝熱面を用いた背面副流路配置の実験では、主流路の間隙幅 2 mm の場合について、フロリナート FC72 を使用し、入口液体流速 0.065 m/s に低く保ち、かつ入口液体サブクール度 15 K という条件下で、下流域における限界熱流束 28 W/cm^2 を得た。この値は、Zuber の相関式より評価されるプール沸騰の限界熱流束の 1.6 倍の値である。本実験結果から、副流路からの液体供給効果により、バーンアウトが抑制されていることを確認し、副流路付き溝付き狭あい流路構造の有効性が確認された。

第 4 章では、データセンタの冷却システムの現状と問題点について述べ、空冷の代わりに、液体を用いた沸騰・二相流冷却システムを適用する新たな冷却システムを提案した。沸騰・二相流冷却技術を適用するための最適な冷却ジャケットの設計・製作および強制流動沸騰実験のための試験ループを製作した。試作した冷却ジャケットおよび試験ループについて、試験液体として水を用いた予備実験を行い、体積流量 0.7~1.5 l/min、入口液体温度 45 °C の条件で、30×30 mm の伝熱面積を持つ沸騰・二相流冷却ジャケットについて 300 W の除熱能力を確認した。次に試験液体として FC72 を用いた実験を行い、入口液体温度 35 °C (サブクール度 33 K)、圧力 0.15 MPa、流量 0.8 l/min の条件で、30 mmW×30 mmL の伝熱面積から 300 W の除熱能力を確認した。

沸騰・二相流冷却ジャケットについて間隙幅、流量配分などに関して、従来構造に改良を加えて比較実験を行った。また、流路姿勢を変化させて重力方向の影響を検証する実験を行った。さらに、冷却媒体選定のため 4 種類の試験媒体に対する熱伝達特性を比較する実験を行った。間隙幅を 2 mm から 1 mm に小さくすることで気泡の扁平化が促進され、伝熱面表面温度が減少したものの、限界熱流束も減少した。主流路入口開口幅を従来の 1 mm から大きくすると、副流路からの給液割合が過小となり、限界熱流束が減少した。副流路流量調整部品を用いて主流路上流部への補助給液割合を増加させることで給液分布が改善され、限界熱流束および熱伝達係数が向上した。特に、給液断面積 $38 \text{ mm}^2 \times 2$ で限界熱流束が最大となり、試験液体 FC72、入口液体温度 35 °C (サブクール度 33 K)、圧力 0.15 MPa、流量 0.65 l/min 以上の条件において 300 W の除熱能力を確認した。また、給液断面積 $28 \text{ mm}^2 \times 2$ で熱伝達係数が最大となった。4 種類の試験媒体による強制流動沸騰試験から、限界熱流束は NOVEC7100 を用いた場合で最も大きくなり、伝熱面表面温度は比較した 4 つの媒体のうちで飽和温度が 2 番目に低い FC72 で最小となった。

データサーバ用サーバラックを用いた沸騰・二相流冷却システム評価装置を製作し、同様の強制流動沸騰実験を行った。試験液体として NOVEC7100 を用いて同一のテストセクションの 3 台並列で模擬サーバの冷却能力検証実験を行い、体積流量 0.6 l/min、入口液体サブクール度 33 K の条件において、全てのテストセクションで 300 W の除熱能力を確認した。

第 5 章では、熱媒体を用いて半導体を冷却する場合に要求される性質、および冷却システムを構築する際に要求される事項について述べた。冷却用の熱媒体の性質は、冷却したい対象の温度範囲を考慮し、化学的な安定性、有害性や安全性、地球温暖化係数やオゾン破壊係数を考慮して選定する必要がある。沸騰冷却を適用した冷却システムを構

築するためには、限界熱流束の向上、伝熱面表面温度の低下、沸騰開始時のオーバーシュートの低減が要求される。液体が互いに混ざらない 2 成分の混合媒体は、一方の液体をもう一方の媒体の蒸気分圧で加圧することにより自立的に過冷状態に保持することが可能であり、高い限界熱流束を得ることができる。さらに量比を最適化することで高沸点液体の対流、沸騰による熱伝達を低沸点液体の沸騰により促進する。このような性質を持つ非共溶性混合媒体を新たな冷却媒体として着目した。高密度低沸点媒体として FC72 を、低密度高沸点媒体として water を混合した非共溶性混合媒体 (FC72/water) を例として、0.1 MPa における蒸気圧曲線上での平衡状態を示し、両方の液体が、自己圧縮効果により、過冷却状態であることを説明した。既存の研究結果として、FC72/water の混合媒体を試験液体としたプール沸騰実験および考察を引用した。加熱前の FC72 の液層厚さが 5 mm および 0 mm (伝熱面周囲のみに若干の液量が供給されている場合) の条件で、water 単成分の場合と比べて、限界熱流束の増大と熱伝達促進効果を確認した。非共溶性混合媒体を用いた沸騰冷却の有用性を確認した。電気自動車のインバーター冷却を想定し、高密度低沸点媒体として FC72 を、低密度高沸点媒体としてエチレングリコール水溶液 (50wt%) を混合した非共溶性混合媒体についてプール沸騰実験を行った。伝熱面表面温度は、高熱流束域で、EG aq. 50wt% のみの場合よりも FC72/EG aq. 50wt% の混合媒体の方が低く、また、FC72 の液層厚さ 0 mm の実験条件で、限界熱流束は $2.37 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ であり、EG aq. 50wt% のみの場合より 1.98 倍に増大した。これらの結果より、不凍液の非共溶性混合媒体としての有用性を確認した。

第 6 章では、試験液体として FC72/water の非共溶性混合媒体を使用し、円管を水平に配置して強制流動沸騰実験を行った。加熱部の出口側に配置された観察部において、非加熱状態での流動様式について流量を変化させて調べ、6 種類の流動様式が確認された。FC72 が低流量のとき「層状流」、「FC72 スラグ流」および「乳濁流」が観察され、FC72 の流量を増加させると、「波状層状流+FC72 液滴流」「FC72 チャーン流+FC72 液滴流」「FC72 スラグ流+FC72 液滴流」に移行した。FC72 に伝達される熱の総加熱量に対する割合を表すパラメータを導入することにより、加熱区間の出口で測定された流体温度が、各熱流束レベルに対して熱バランス式によって良好に再現した。さらにこのパラメータを管軸に沿った FC72 の蒸発中の流体温度分布の評価に使用し、局所熱伝達係数を求めた。非共溶性混合媒体の熱伝達は、非加熱状態での流動様式に強く依存することがわかった。FC72 単成分の核沸騰熱伝達と比較して、同じ圧力および入口温度の条件下で、FC72/water の非共溶性混合媒体は、壁面温度の低下を伴う熱伝達の実質的な向上が観察された。熱伝達特性は非加熱状態での非共溶性混合媒体の流動様式に強く依存していた。FC72 の微細な液滴がサブクール状態の水に分散して乳濁流となり、頂部を含む管壁全体で FC72 の気泡発生によって水の流れが攪拌され、熱伝達促進が得られた。流量割合、蒸気乾き度および熱流束の種々の組み合わせで、管壁の底部においてより大きな熱伝達係数が得られたが、これは、高密度の液体 FC72 が、乳濁流を含む全ての流動様式で底面に蓄積する傾向があるためである。非共溶性混合媒体の適用が強制流動沸騰系においても冷却性能の改善のために有用であることが確認された。高熱流束時の伝熱特性、限界熱流束に関する実験、実用化のために強制流動沸騰とプール沸騰との間の熱伝達性能のギャップを埋めるための研究が今後必要である。

第 7 章では、試験液体として非共溶性混合媒体 FC72/water を使用し、間隙幅 2 mm, 1 mm, 0.5 mm の水平置き平行平板間狭あい加熱流路を用いた強制流動沸騰実験を行った。底面からの加熱量の大部分は、高密度低沸点媒体に一旦伝わり、その飽和温度近くまで混合液体の温度が上昇し、その後高密度低沸点媒体の沸騰が開始する。さらに低密度高沸点媒体も強制対流から沸騰に移行する。低沸点液体から発生した扁平気泡は、熱伝達への核沸騰の寄与に加えて、増加した液体流速およびこれらの気泡の発生による高沸点液体の流れの攪拌によって、高沸点液体の強制対流熱伝達の促進に対して正の効果をもつ。高沸点媒体の核沸騰熱伝達においては、低沸点媒体からの気泡発生は、伝熱面上に薄い液膜を形成した状態で扁平気泡の拡大によって熱伝達を促進するが、熱流束の増大に伴って、これらの扁平気泡の底部にドライパッチの拡大を伴うことから促進効果は減少してゆく。このような状況は、熱流束および間隙幅に依存しており、高沸点媒体の核沸騰に対しては、低沸点媒体の存在は正負両方の効果を持つ。より狭い間隙幅の場合には低沸点媒体の液体流量を減少させることによって、伝熱劣化を低減または排除することができると考えられた。高い伝熱性能を得るために、各間隙幅に依存する非共溶性混合媒体の最適な組み合わせも存在する。単成分の低沸点媒体に固有の限界熱流束の低い値は、高沸点液体を少量追加することによって容易に増加するが、同じ熱流束条件下において単成分の低沸点媒体のデータから外挿される表面温度からの上昇は避けられない。中熱流束では、高沸点媒体に低沸点媒体を追加することにより、表面温度を高沸点媒体よりも低く保つことができる。また、熱流束と表面温度との関係は、異なる組み合わせの非共溶性混合媒体を使用することによって変更可能である。したがって、限界熱流束および表面温度の各レベルを、冷却されるべき発熱体に要求される条件に沿って非共溶性混合媒体の種類を選択によってバランスさせることができる。極端に小さい間隙幅の加熱流路では、扁平気泡の過度の成長によって引き起こされる伝熱劣化を抑制するために、より沸点の高い低沸点媒体や、より小さい表面張力の低沸点媒体を使用することも必要である。狭い間隙における非共溶性混合媒体の強制流動沸騰の熱伝達特性は、通常のサイズの管内におけるそれよりも媒体の種類や流量の組み合わせに敏感であると言える。

プール沸騰で確認され、単成分液体と比較したときの熱伝達特性、狭あい流路内強制流動沸騰に対して以下の予測が可能である。(i) 低沸点媒体からの気泡の過剰発生のために、高沸点媒体よりも大きい限界熱流束の増大はほとんど不可能である。(ii) 強制流動沸騰における液温についても高沸点媒体の飽和温度よりも低い平衡温度となるので、内壁温度の低減が可能である。(iii) 高沸点媒体の熱伝達の実質的な向上は、高熱流束の場合を除き、低沸点媒体からの気泡の発生によって可能である。しかしながら、プール沸騰の場合と同様に、伝熱面温度の低減による実質的な熱伝達促進効果は、高沸点混合媒体の飽和温度よりも低い流体温度で定義される熱伝達係数の値に容易に反映されない。(iv) 液体の温度を高沸点媒体の飽和温度よりも低く保ちながら系圧力を大気圧以上に保つことは可能である。以上のように、プール沸騰で観察される非共溶性混合媒体の使用による複数の利点は、強制流動沸騰にも認められる。

謝辞

本論文をまとめるに際して、ご指導およびご助言をいただきました九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門の大田治彦教授に心より感謝とお礼を申し上げます。副査として、本論文をご精読いただき貴重なコメントをいただきました九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門の麻生茂教授、ならびに九州大学大学院工学研究院機械工学部門の北川敏明教授に深くお礼を申し上げます。

また、本研究を進める過程において、多くのご助言をいただきました、東京理科大学の河村洋教授、鈴木康一教授、元産業技術総合研究所の阿部宜之主任研究員、神戸大学の浅野等准教授、兵庫県立大学の河南治准教授、宇都宮大学の佐藤正秀准教授および飯村兼一准教授、株式会社 SOHki の深萱正人代表取締役様に、心より感謝申し上げます。

さらに、本研究活動にて、様々な協力と支援をいただきました宇宙利用工学研究室の在学生および卒業生の皆様にお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] Yasunobu FUJITA, Haruhiko OHTA, Satoru UCHIDA and Kaneyasu NISHIKAWA, Nucleate boiling heat transfer and critical heat flux in narrow space between rectangular surfaces, *Int. Journal Heat Mass Transfer*, Vol. 31, Issue 2, pp. 229–239, 1988.
(doi: 10.1016/0017-9310(88)90004-X)
- [2] J. Bonjour and M. Lallemand, "Flow Patterns During Boiling in a Narrow Space Between Two Vertical Surfaces", *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, Vol. 24, Issue 6, pp. 947–960, 1998.
(doi: 10.1016/S0301-9322(98)00017-2)
- [3] T.C. Willingham and I. Mudawar, "Channel Height Effect on Forced-convection Boiling and Critical Heat Flux from a Linear Array of Discrete Heat Sources", *International Journal of Heat Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 35, Issue 8, pp. 1865–1880, 1992.
(doi: 10.1016/0017-9310(92)90190-4)
- [4] Y.H. Kim, S.J. Kim, J.J. Kim, S.W. Noh, K.Y. Suh, J.L. Rempe, F.B. Cheung and S.B. Kim, "Visualization of Boiling Phenomena in Inclined Rectangular Gap", *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, Vol. 31, Issue 5, pp. 618–642, 2005.
(doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2005.01.002)
- [5] M. Kureta and H. Akimoto, "Critical Heat Flux Correlation for Subcooled Boiling Flow in Narrow Channels", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 45, Issue 20, pp. 4107–4115, 2002.
(doi: 10.1016/S0017-9310(02)00129-1)
- [6] S.W. Chang, T.-M. Liou and M.H. Lu, "Heat Transfer of Rectangular Narrow Channel with Two Opposite Scale-roughened Walls", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 48, Issues 19–20, pp. 3921–3931, 2005.
(doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.04.015)
- [7] Haruhiko OHTA, Yasuhisa SHINMOTO and Kazunori MATSUNAGA, "Effect of Gravity on Flow Boiling in Narrow Ducts and Enhancement of CHF Values", *Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference (IHTC-12)*, Vol. 3, pp. 725–730, Grenoble, France, Aug., 2002.
(<http://www.ihtcdigitallibrary.com/conferences/4eae15a77edee960,7dccb3ab77120b0d,30a2df445a932d91.html>)
- [8] 浅野 等, 秋田 賢二, 黒田 陽子, 藤井 照重, 「溶射皮膜による核沸騰伝熱促進に関する研究 (微小重力場でのプール沸騰実験結果)」, *混相流の進展 I*, 日本混相流学会, pp. 103–109, 2006.
(doi: 10.3811/pmfr.1.103)
- [9] Hitoshi ASANO, Koichi AOKI, Masashi INOUE, Katsumi SUGIMOTO and Nobuyuki TAKENAKA, "Boiling Heat Transfer in a Narrow Channel with Thermal Spray Coating", *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology*, Vol. 7, No. ists26, pp. Ph_35–Ph_41, 2009.
(doi: 10.2322/tstj.7.Ph_35)

- [10] 稲田 重昭, 宮阪 芳喜, 泉 亮太郎, 小長谷 芳彦, 「サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 1 報, 局所熱伝達係数とそれにおよぼすサブクール度の影響)」, 日本機械学会論文集 (B 編), 47 巻, 417 号, pp. 852–860, 1981.
(doi: 10.1299/kikaib.47.852)
- [11] 稲田 重昭, 宮阪 芳喜, 佐久本 伸, 泉 亮太郎, 「サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 2 報, 熱伝達におよぼす伝熱面汚損と気ほう塊の微細化現象)」, 日本機械学会論文集 (B 編), 47 巻, 422 号, pp. 2021–2029, 1981.
(doi: 10.1299/kikaib.47.2021)
- [12] 稲田 重昭, 宮阪 芳喜, 泉 亮太郎, 「サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 3 報, 気ほう塊の挙動と伝熱面温度の変動)」, 日本機械学会論文集 (B 編), 47 巻, 422 号, pp. 2030–2041, 1981.
(doi: 10.1299/kikaib.47.2030)
- [13] 稲田 重昭, 宮阪 芳喜, 泉 亮太郎, 小林 盛一, 「サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第 4 報, 遷移沸騰的領域の伝熱機構)」, 日本機械学会論文集 (B 編), 47 巻, 423 号, pp. 2199–2208, 1981.
(doi: 10.1299/kikaib.47.2199)
- [14] Koichi SUZUKI, Hiroshi SAITOH and Kazuaki MATSUMOTO, "High Heat Flux Cooling by Microbubble Emission Boiling", *Annals of the New York Academy of Sciences*, Vol. 974, pp. 364–377, 2002.
(doi: 10.1111/j.1749-6632.2002.tb05919.x)
- [15] Koichi SUZUKI, Toshiyuki KOKUBU, Masaki NAKANO, Hiroshi KAWAMURA, Ichiro UENO, Hiroya SHIDA and Osamu OGAWA, "Enhancement of heat transfer in subcooled flow boiling with microbubble emission", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier, Vol. 29, Issue 7, pp. 827–832, 2005.
(doi: 10.1016/j.expthermflusci.2005.03.009)
- [16] Shoji MORI and Kunito OKUYAMA, "Enhancement of the critical heat flux in saturated pool boiling using honeycomb porous media", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, ELSEVIER, Vol. 35, pp. 946–951, 2009.
(doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.05.003)
- [17] 藤田 恭伸, 「沸騰熱伝達の促進と機構」, 日本伝熱学会, 伝熱研究, Vol. 36, No. 141, pp. 27–39, 1997.
(doi: 10.11368/htsj1962.36.141_27)
- [18] A.E. Bergles, "High-flux Processes through Enhanced Heat Transfer", *Proceedings of the 5th International Conference on Boiling Heat Transfer (ICBHT 2003)*, 13 pages, Montego Bay, Jamaica, May, 2003.
(<http://hdl.handle.net/1721.1/5564>)
- [19] A.E. Bergles, "The Imperative to Enhance Heat Transfer", *Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers*, Edited by S. Kakaç, A.E. Bergles, F. Mayinger, H. Yüncü, NATO ASI Series (Series E: Applied Sciences), Vol. 355, Springer, Dordrecht, pp. 13–29, 2013.
(doi: 10.1007/978-94-015-9159-1_2)
- [20] M.B. Pate, Z.H. Ayub and J. Kohler, "Heat Exchangers for the Air-conditioning and Refrigeration Industry: State-of-the-art Design and technology", *Journal of Heat Transfer Engineering*, Taylor & Francis, Vol.12, Issue 3, pp. 56–70, 1991.
(doi: 10.1080/01457639108939757)

-
- [21] S. Yilmaz, J.J. Hwalck, J.W. Westwater, "Pool Boiling Heat Transfer Performance for Commercial Enhanced Tube Surface", ASME, Paper No. 80-HT-41, 1980.
- [22] B.B. Mikic, and W.M. Rohsenow, "A New Correlation of Pool-Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 91, Issue 2, pp. 245-250, 1969.
(doi: 10.1115/1.3580136)
- [23] W.R. Van Wijk, A.S. Vos and S.J.D. Van Stralen, "Heat Transfer to Boiling Binary Liquid Mixtures", *Chemical Engineering Science*, Elsevier, Vol. 5, Issue 2, pp. 68–80, 1956.
(doi: 10.1016/0009-2509(56)80020-1)
- [24] J.W. Palen and W. Small, "A New Way to Design Kettle and Internal Reboilers", *Hydrocarbon Processing*, Vol. 43, No. 11, pp. 199–208, 1964.
- [25] M.J. McNelly, "A Correlation of the Rates of Heat Transfer to Nucleate Boiling Liquids", *Journal of Imperial College Chemical Engineering Society*, Vol. 7, No. 19, pp. 18–34, 1953.
- [26] K. Stephan and M. Körner, "Berechnungs des Wärmeübergangs Verdampfender Binärer Flüssigkeitsgemische (Calculation of Heat Transfer in Evaporating Binary Liquid Mixtures)", *Chemie Ingenieur Technik*, Wiley, Vol. 41, No. 7, pp. 409–417, 1969.
(doi: 10.1002/cite.330410702)
- [27] Y.M. Yang, "An Estimation of Pool Boiling Critical Heat Flux for Binary Mixtures", *Proceedings of the 1987 ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Vol. 5, pp. 439–446, Honolulu, Hawaii, USA, Mar., 1987.
- [28] N.H. Afgan "Boiling Heat Transfer and Burnout Heat Flux of Ethyl Alcohol-Benzene Mixtures", *Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference (IHTC-3)*, Vol. 3, pp. 175–185, Chicago, USA, Aug., 1966.
(<http://www.ihtcdigitallibrary.com/conferences/537d40111c50a3ea,57a9eda6757d7433,1a97a52904cf03b1.html>)
- [29] L.E. Scriven, "On the Dynamics of Phase Growth", *Chemical Engineering Science*, Vol. 10, Issues 1-2, pp. 1–13, 1959.
(doi: 10.1016/0009-2509(59)80019-1)
- [30] S.J.D. Van Stralen, "Bubble Growth Rates in Boiling Binary Mixtures", *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 12, No. 3, pp. 390–394, 1967.
- [31] D.M. McEligot, "Generalized Peak Heat Flux for Dilute Binary Mixtures", *AIChE Journal*, Wiley, Vol. 10, Issue 1, pp. 130–131, 1964.
(doi: 10.1002/aic.690100135)
- [32] R.P. Reddy and J.H. Lienhard, "The Peak Boiling Heat Flux in Saturated Ethanol-water Mixtures", *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, No.2, pp. 480–486, 1989.
(doi: 10.1115/1.3250702)
- [33] K.H. Sun and J.H. Lienhard, "The Peak Pool Boiling Heat Flux on Horizontal Cylinders", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 13, Issue 9, pp. 1425–1439, 1970.
(doi: 10.1016/0017-9310(70)90178-X)
- [34] J.R. Thome and R.A.W. Shock, "Boiling of Multicomponent Liquid Mixtures", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 16, pp. 59–156, 1984.
(doi: 10.1016/S0065-2717(08)70204-1)
-

-
- [35] P. Preusser, Ph.D. Thesis, Ruhr-University, Bochum, Federal Republic of Germany, 1978.
- [36] G.I. Bobrovich, I.I. Gogonin, S.S. Kutateladze and V.N. Moskvicheva, "Critical Heat Flux at Binary Mixture Boiling", *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, Springer, Vol.4, pp. 108–111, 1962.
- [37] S.S. Kutateladze, G.I. Bobrovich, I.I. Gogonin, N.N. Mamontova and V.N. Moskvicheva, "The Critical Heat Flux at the Pool Boiling of Some Binary Liquid Mixtures", *Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference*, Vol. 3, pp. 149-159, 1966.
- [38] W.F. Calus and P. Rice, "Pool Boiling – Binary Liquid Mixtures", *Chemical Engineering Science*, Elsevier, Vol. 27, Issue 9, pp. 1687–1697, 1972.
(doi: 10.1016/0009-2509(72)80083-6)
- [39] V.M. Borishanskii, G.I. Bobrovich and F.P. Minchenko, "Heat Transfer from a Tube to Water and to Ethanol in Nucleate Pool Boiling", *Symposium on Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media*, Pergamon Press, London, pp. 85–106, 1969.
(doi: 10.1016/B978-0-08-012077-5.50012-9)
- [40] P. Rice and W.F. Calus, "Pool Boiling – Single Component Liquids", *Chemical Engineering Science*, Elsevier, Vol. 27, Issue 9, pp. 1677–1686, 1972.
(doi: 10.1016/0009-2509(72)80082-4)
- [41] W.F. Calus and D.J. Leonidopoulos, "Pool Boiling – Binary Liquid Mixtures", *International Journal Heat and Mass Transfer*, Vol. 17, Issue 2, pp. 249–256, 1974.
(doi: 10.1016/0017-9310(74)90086-6)
- [42] H. Jungnickel, P. Wassilew and W.E. Kraus, "Investigations on the Heat Transfer of Boiling Binary Refrigerant Mixtures", *International Journal of Refrigeration*, Vol. 3, Issue 3, pp. 129–133, 1980.
(doi: 10.1016/0140-7007(80)90092-4)
- [43] J.R. Thome, "Nucleate Pool Boiling Binary Liquids – An Analytical Equation", *AIChE Symposium Series*, Vol. 77, No. 208, pp. 238–250, 1981.
- [44] E.U. Schlünder, "Über den Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung von Gemischen", *vt Verfahrenstechnik*, Vol. 16, No. 9, pp. 692–698, 1982.
- [45] J.R. Thome, "Prediction of Binary Mixture Boiling Heat Transfer Coefficients Using Only Phase Equilibrium Data", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, Issue 7, pp. 965–974, 1983.
(doi: 10.1016/S0017-9310(83)80121-5)
- [46] J.R. Thome and S. Shakir, "A New Correlation for Nucleate Pool Boiling of Aqueous Mixture", *AIChE Symposium Series*, Vol. 83, No.257, pp. 46–51, 1987.
- [47] E.U. Schlünder, "Heat Transfer in Nucleate Boiling of Mixtures", *International Journal of Chemical Engineering*, Vol. 23, No. 4, pp. 589-599, 1983.
- [48] Haruhiko OHTA and Yasunobu FUJITA, "Nucleate Boiling of Binary Mixtures", *Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference (IHTC-10)*, Brighton, UK, Vol. 5, 10-PB-20, pp. 129–134, 1994.
(<http://www.ihtcdigitallibrary.com/jp/conferences/791db5793b1c5bfd,1898885d7f299db1,22e2efad07dee25c.html>)
-

-
- [49] T. Inoue and M. Monde, "Nucleate Pool Boiling Heat Transfer in Binary Mixtures", *Wärme- und Stoffübertragung*, Springer, Vol. 29, Issue 3, pp. 171–180, 1994.
(doi: 10.1007/BF01548601)
- [50] Y. Fujita and M. Tsutsui, "Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling of Binary Mixtures", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 37, Supp. 1, pp. 291–302, 1994.
(doi: 10.1016/0017-9310(94)90030-2)
- [51] K. Stephan and M. Abdelsalam, "Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 23, Issue 1, pp. 73–87, 1980.
(doi: 10.1016/0017-9310(80)90140-4)
- [52] S.G. Kandlikar, "Boiling Heat Transfer with Binary Mixtures: Part I – A Theoretical Model for Pool Boiling", *Journal of Heat Transfer*, ASME, Vol. 120, No.2, pp. 380–387, 1998.
(doi: 10.1115/1.2824260)
- [53] J.R. Bragg and J.W. Westwater, "Film Boiling of Immiscible Liquid Mixture on a Horizontal Plate", *Proceedings of the 4th International Heat Transfer Conference (IHTC-4)*, Paper No. B7.1, Paris-Versailles, France, Sept., 1970.
(<http://www.ihtcdigitalibrary.com/jp/conferences/0c7302a61c102806.html>)
- [54] G.D. Sump and J.W. Westwater, "Boiling Heat Transfer from a Tube to Immiscible Liquid-Liquid Mixtures", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, Vol. 14, Issue 6, pp. 767–779, 1971.
(doi: 10.1016/0017-9310(71)90106-2)
- [55] 土方 邦夫, 森 康夫, 伊藤 弘基, 「不溶解性 2 成分混合液体の管内沸騰に関する実験的研究」, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 51, No. 464, pp. 1277–1284, 1985.
(doi: 10.1299/kikaib.51.1277)
- [56] J. Kern and P. Stephan, "Theoretical Model for Nucleate Boiling Heat and Mass Transfer of Binary Mixtures", *Journal of Heat Transfer*, ASME, Vol.125, Issue 6, pp.1106–1115, 2003.
(doi: 10.1115/1.1622717)
- [57] J. Kern and P. Stephan, "Investigation of Decisive Mixture Effects in Nucleate Boiling of Binary Mixtures using a Theoretical Model", *Journal of Heat Transfer*, ASME, Vol.125, Issue 6, pp.1116–1122, 2003.
(doi: 10.1115/1.1622716)
- [58] J. Hovestrijdt, "The Influence of the Surface Tension Difference on the Boiling of Mixtures", *Chemical Engineering Science*, Vol. 18, Issue 9, pp. 631–639, 1963.
(doi: 10.1016/0009-2509(63)85031-9)
- [59] W.R. McGillis and V.P. Carey, "On the Role of Marangoni Effects on the Critical Heat Flux for Pool Boiling of Binary Mixtures", *ASME Journal Heat Transfer*, Vol. 118, No.1, pp. 103–109, 1996.
(doi: 10.1115/1.2824021)
- [60] N. Zuber, "Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer", *USAEC Report AECU-4439*, 1959.
(<https://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/4175511>)
-

- [61] S.S. Kutateladze, "A Hydrodynamic Model of the Critical Heat Transfer in Boiling Liquids with Free Convection", *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, Vol. 20, No. 11, pp. 1389–1392, 1950.
- [62] Y. Haramura and Y. Katto, "A New Hydrodynamic Model of Critical Heat Flux, Applicable Widely to both Pool and Forced Convection Boiling on Submerged Bodies in Saturated Liquids", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, Issue 3, pp. 389–399, 1983.
(doi: 10.1016/0017-9310(83)90043-1)
- [63] Y. Fujita and Q. Bai, "Critical Heat Flux of Binary Mixtures in Pool Boiling and Its Correlation in Terms of Marangoni Number", *International Journal of Refrigeration.*, Vol. 20, No. 8, pp. 616–622, 1997.
(doi: 10.1016/S0140-7007(97)00026-1)
- [64] R. Vochten and G. Petre, "Study of the Heat of Reversible Adsorption at the Air-solution interface, II. Experimental Determination of the Heat of Reversible Adsorption of Some Alcohols", *Journal of Colloid and Interface Science*, Elsevier, Vol. 42, Issue 2, pp. 320–327, 1973.
(doi: 10.1016/0021-9797(73)90295-6)
- [65] Yoshiyuki ABE, "Heat Management with Phase Change of Self-wetting Fluids", *Proceedings of the International Mechanical Engineering Congress and Exposition, ASME, IMECE-2005-79174*, pp. 391–398, Orlando, Florida, USA, Nov., 2005.
(doi: 10.1115/IMECE2005-79174)
- [66] S.J.D. Van Stralen, "Heat Transfer to Boiling Binary Liquid Mixtures at Atmospheric and Subatmospheric Pressures", *Chemical Engineering Science*, Vol.5, Issue 6, pp.290–296, 1956.
(doi: 10.1016/0009-2509(56)80004-3)
- [67] Takashi SAKAI, Shinsaku YOSHII, Kazutohshi KAJIMOTO, Hiroyuki KOBAYASHI, Yasuhisa SHINMOTO, Haruhiko OHTA, "Heat Transfer Enhancement Observed in Nucleate Boiling of Alcohol Aqueous Solutions at Very Low Concentration", *Proceedings of International Heat Transfer Conference (IHTC-14)*, IHTC14-22737, DVD-ROM 8 pages, 2010.
(doi:10.1115/IHTC14-22737)
- [68] Haruhiko OHTA, Kazunori KAWASAKI, Shunsaku OKADA, Hisao AZUMA, Shinichi YODA and Tai NAKAMURA, "On the Heat Transfer Mechanisms in Microgravity Nucleate Boiling", *Advances in Space Research*, Elsevier, Vol. 24, No.10, pp. 1325–1330, 1999.
(doi: 10.1016/S0273-1177(99)00741-3)
- [69] L.H. Chai, X.F. Peng and D.J. Lee, "Interfacial Effects on Nucleate Boiling Heat Transfer of Binary Mixtures", *International Journal of Thermal Science*, Elsevier, Vol. 40, Issue 2, pp. 125–132, 2001.
(doi: 10.1016/S1290-0729(00)01201-1)
- [70] H.J. Ivey and D.J. Morris, "Critical Heat Flux and Subcooled Pool Boiling in Water at Atmospheric Pressure", *Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference (IHTC-3)*, Vol. 3, pp. 129–142, Chicago, USA, Aug., 1966.
(<http://www.ihtcdigitallibrary.com/jp/conferences/537d40111c50a3ea,32e7a8f33f2e3b88,2456e91e0c6032c4.html>)

-
- [71] Yusuke YAMASAKI, Shota KITA, Keisuke IWATA, Yasuhisa SHINMOTO, Haruhiko OHTA, "Heat Transfer in Boiling of Immiscible Mixtures", *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Begell house Digital Library, Vol. 3, Issue 1, pp.19–39, 2015.
(doi:10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2015012699)
- [72] Hiroyuki KOBAYASHI, Nobuo OHTANI and Haruhiko OHTA, "Boiling Heat Transfer Characteristics of Immiscible Liquid Mixtures", *Proceedings of the 9th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. HEFAT2012*. pp. 771–776, Malta, 2012.
(https://repository.up.ac.za/dspace/bitstream/handle/2263/42977/kobayashi_boiling_2014.pdf?sequence=1)
- [73] Shunsuke ONISHI, Haruhiko OHTA, Nobuo OHTANI, Yuta FUKUYAMA and Hiroyuki KOBAYASHI, "Boiling Heat Transfer by Nucleate Boiling of Immiscible Liquids", *Journal of Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Begell House, Vol. 1, Issue 1, pp. 63-83, 2013.
(doi: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2013007205)
- [74] Shota KITA, Shunsuke ONISHI, Yuta FUKUYAMA and Haruhiko OHTA, "Improvement of Nucleate Boiling heat Transfer Characteristics by Using Immiscible Mixtures", *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference, IHTC15-8941*, pp. 6261-6275, Kyoto, Japan, Aug., 2014.
(doi: 10.1615/IHTC15.pbl.008941)
- [75] Haruhiko OHTA, Keisuke IWATA, Daisuke YAMAMOTO and Yasuhisa SHINMOTO, "Superior Heat Transfer Characteristics in Boiling of Immiscible Mixtures", *Proceedings of the 26th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-26)*, No. 89, UFD 8 pages, Leoben, Austria, Sept., 2015.

