



核沸騰を伴う冷媒液膜の熱伝達に関する研究

乳原, 励

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2023-03-25

(Date of Publication)

2024-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第8646号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/0100482394>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

核沸騰を伴う冷媒液膜の熱伝達に関する研究

2023年1月

神戸大学大学院 工学研究科

乳原 励

目次

第1章 序論	
1.1 研究背景	1
1.2 流下液膜式熱交換器	3
1.3 従来研究	5
1.3.1 流下液膜の熱流動特性	5
1.3.2 流下液膜の熱伝達促進	8
1.4 本研究の目的	11
1.5 本論文の構成	12
第1章の参考文献	14
第2章 水平円管の熱伝達特性	
2.1 緒言	20
2.2 実験装置および方法	20
2.2.1 実験装置	20
2.2.2 試験部の詳細構造	23
2.2.3 計測方法	24
2.2.4 データ整理方法	24
2.2.5 実験手順および実験条件	28
2.2.6 不確かさ解析	31
2.3 供試管	32
2.4 プール沸騰熱伝達の実験結果	34
2.4.1 平滑管における沸騰開始過熱度	34
2.4.2 相関式の比較検討	38
2.4.3 溶射面のプール沸騰熱伝達特性	42
2.5 流下液膜蒸発熱伝達の実験結果	45
2.5.1 液膜流量の影響	45
2.5.2 R1233zd(E)液膜の伝熱面被覆率	52
2.5.2.1 評価方法	52
2.5.2.2 液膜の伝熱面被覆率と熱伝達率の相関	53
2.5.3 熱流束の影響	59
2.6 結言	69
第2章の参考文献	71

第 3 章	ローフィン管の熱伝達特性	
3.1	緒言	74
3.2	供試管	74
3.3	実験装置および実験条件	77
3.4	実験結果および考察	77
3.4.1	無処理ローフィン管の熱伝達特性	77
3.4.2	溶射ローフィン管の熱伝達特性	82
3.4.3	平滑管への溶射との比較	87
3.5	結言	91
	第 3 章の参考文献	92
第 4 章	傾斜平面上の流下液膜の液膜厚さと熱伝達	
4.1	緒言	93
4.2	実験装置および実験方法	93
4.2.1	実験装置	93
4.2.2	計測方法および実験手順	98
4.2.3	データ整理方法	99
4.2.4	不確かさ解析	101
4.3	非加熱時の液膜厚さ	102
4.4	加熱時の液膜厚さ	108
4.4.1	熱流束の影響	108
4.4.2	液膜流量の影響	114
4.4.3	沸騰液膜の平均厚さ相関式	116
4.5	液膜の熱伝達特性	119
4.5.1	熱流束の影響	119
4.5.2	液膜流量の影響	121
4.6	結言	123
	第 4 章の参考文献	124
第 5 章	結論	126
付録 A	水平円管周りの熱伝達実験における放熱の推算	131
付録 B	水平円管の熱伝達計測の再現性評価	138
付録 C	平面上の熱伝達実験における放熱の影響の評価	139
	謝辞	145

主な使用記号

c_p	: 定圧比熱 [J/(kg·K)]
d	: 距離 [m]
D	: 加熱部外径 [m]
D_b	: 離脱気泡径 [m]
g	: 重力加速度 [m/s^2]
h_{LV}	: 蒸発潜熱 [J/kg]
L	: 加熱部長さ（液膜流に対し幅方向） [m]
M	: モル質量 [kg/kmol]
m	: 質量流量 [kg/s]
P	: 圧力 [Pa]
P_{red}	: 換算圧力 [-]
Pr	: プラントル数 [-]
Q	: 加熱量 [W]
q	: 熱流束 [W/m^2]
r_c	: キャビティ半径 [m]
Re_f	: 液膜レイノルズ数 [-]
R_a	: 算術平均粗さ [μm]
R_p	: 最大山高さ [μm]
T	: 温度 [K]（飽和温度を示す際は [$^{\circ}C$]
ΔT	: 過熱度 [K]
α	: 熱伝達率 [$W/(m^2 \cdot K)$]
δ	: 液膜厚さ [m]
ε	: 過熱液層厚さ [m]
Γ	: 液膜流量 [$kg/(m \cdot s)$]
λ	: 熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$]
θ	: 傾斜角 [rad]（実験条件を示す際は [$^{\circ}$]
μ	: 粘性係数 [$Pa \cdot s$]
ρ	: 密度 [kg/m^3]
σ	: 表面張力 [N/m]

添え字

- crt : 臨界状態
- L : 液相
- G : 気相
- o : 試験部外壁
- ONB : 核沸騰開始
- sat : 飽和状態
- wall : 伝熱壁面

第 1 章 序論

1.1 研究背景

温室効果ガスの排出による気候変動を抑制するため、2020 年から「パリ協定^[1-1]」の運用が開始し、持続可能な社会の実現へ向けた取り組みが加速している。パリ協定は国連気候変動枠組条約第 21 回締結国会議（通称 COP21）で 2015 年に採択され、長期目標として、世界的な平均気温の上昇を産業革命以前と比べて 1.5 °C に抑える努力の追求を掲げている。目標達成に向け、締約国は 21 世紀後半までに温室効果ガスの人為的な排出量と除去量とを均衡させるよう努めるとし、日本を含む 120 以上の国と地域が「2050 年カーボンニュートラル」を法定化・宣言している^[1-2]。しかし、日本における温室効果ガスの正味排出量は 2020 年度時点で 11 億 600 万 t-CO₂ であり^[1-3]、これを実際に 2050 年までにゼロにするには、温室効果ガスを排出する全産業分野の協力が不可欠である。

冷凍空調をはじめとする熱機器分野では、ヒートポンプの作動流体として広く用いられてきたハイドロフルオロカーボン (hydrofluorocarbon: HFC) 系冷媒の温室効果が問題視されている。HFC 類の多くは二酸化炭素の 1000 倍を超える地球温暖化係数 (global warming potential: GWP) を有し^[1-4]、2020 年度の日本では HFC 類による相当排出量が 5170 万 t-CO₂ に上った^[1-3]。そのような背景から、国際的な取り決めとして、パリ協定採択の翌年に開催されたモントリオール議定書第 28 回締約国会議（通称 MOP28）において「キガリ改正^[1-5]」が採択された。モントリオール議定書は従来、クロロフルオロカーボン (chlorofluorocarbon: CFC) 類に代表されるオゾン層破壊物質の放出を規制してきたが、キガリ改正では新たに HFC 類の放出規制が盛り込まれた。2019 年から改正内容の施行が始まり、締約国に HFC 類の段階的な消費削減を課している。先進国グループに属する日本の削減義務を、排出実績および経済産業省による見通し^[1-6]とともに **Fig. 1-1** に示す。2011 ~ 2013 年の平均消費量を基準として、2024 年に -40 %、2029 年に -70 % という厳しい削減目標を達成しなければならず、当産業分野における喫緊の課題となっている。

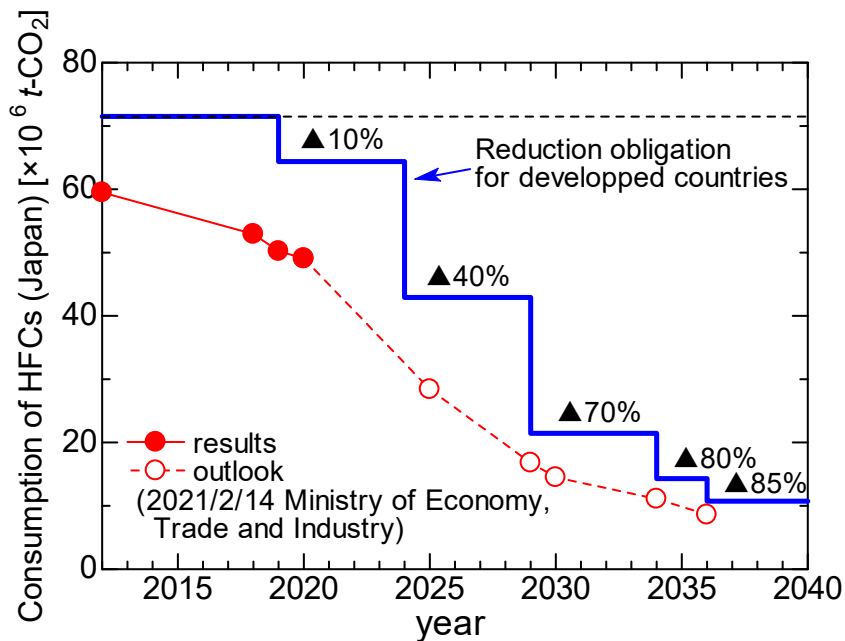
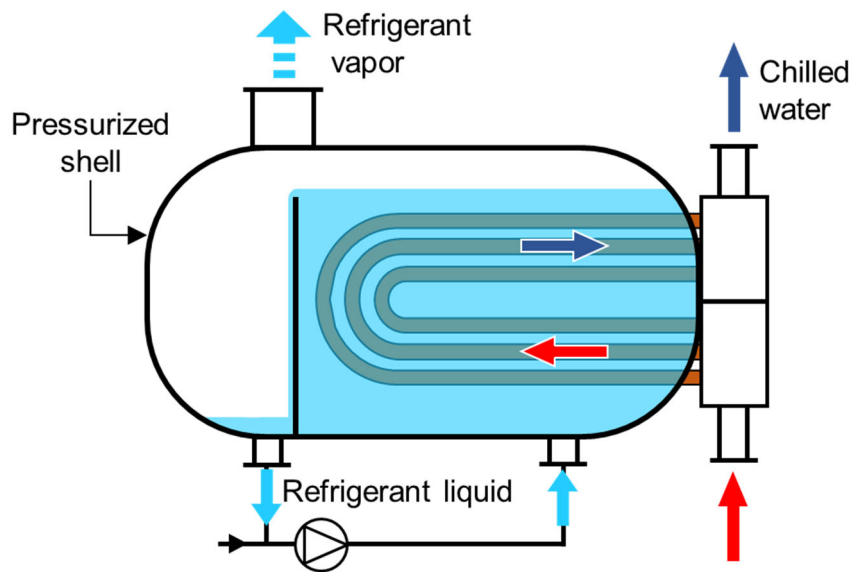


Fig. 1-1 Reduction obligation of HFCs by Kigali amendment to the Montreal Protocol^[1-6].

HFC 類の消費削減を実現するには、(1) 新たな低 GWP 物質への置換、(2) 省冷媒で動作可能な機器への転換、が有効である。1 点目について、HFC 代替冷媒として、2010 年代初頭より、GWP が 10 未満のハイドロフルオロオレフィン (hydrofluoroolefin: HFO) 類の開発が進んだ。現在 HFO 類は化学メーカーらにより製品化されており、冷媒として利用が拡大しつつある。また、HFO 類以外では、アンモニアや hidrocarbon (hydrocarbon: HC) といった自然冷媒が着目されている。低 GWP 冷媒への置換は、物性が近ければ機器の構造を大きく変更する必要がないため、供給体制が整った近年、実行のハードルが低下している。一方、2 点目に挙げた省冷媒化も疎かにしてはならない。日本冷凍空調学会が示した「冷凍空調技術ロードマップ 2050^[1-7]」では、熱交換器技術開発テーマとして「超低冷媒容量熱交換器の開発」を挙げるとともに、機種種の環境評価において、充填冷媒の GWP 値のみを基準とするのではなく、「冷媒量 × 冷媒の GWP 値」に着目することを政府に提言している。将来的なリスクを考えると、CFC 類のオゾン層破壊効果や HFC 類の温室効果が問題化するまでに年月を要したように、人工物質である HFO 類の長期的な環境負荷が消費拡大後に発見される可能性は否めない。また、自然冷媒についても、アンモニアは毒性を、HC 類は高い可燃性をそれぞれ有するため、大量の充填は漏洩時の危険性を跳ね上げる。

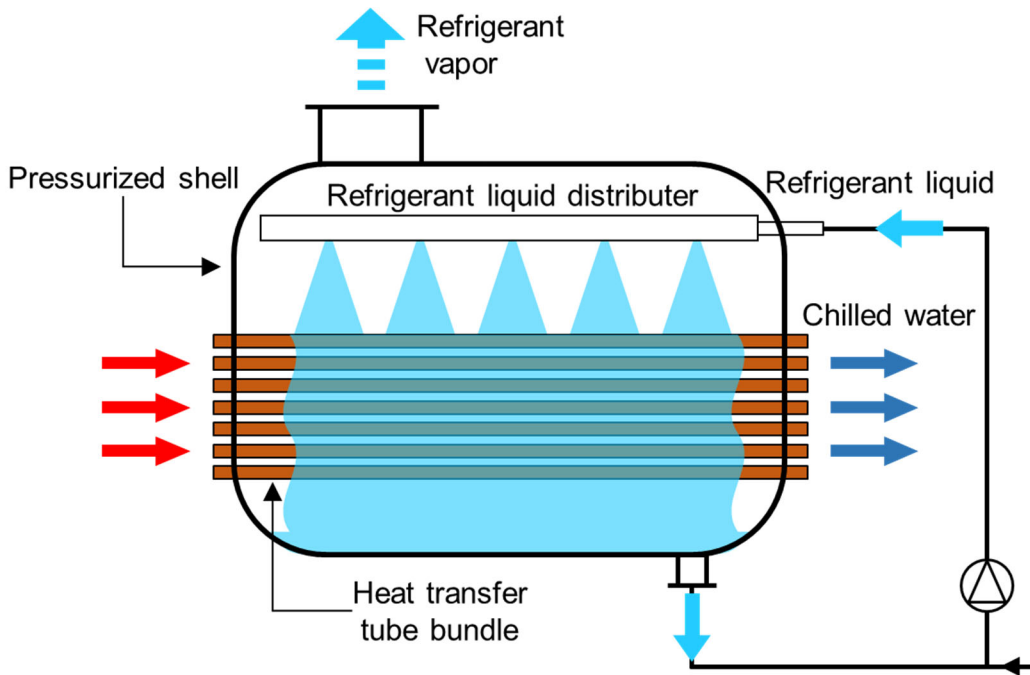
1.2 流下液膜式熱交換器

ターボ冷凍機などの大型ヒートポンプシステムでは、現状、蒸発器に「満液式熱交換器」が用いられている。Fig. 1-2 (a)に満液式熱交換器の模式図を示す。満液式熱交換器はシェルアンドチューブ熱交換器の一種であり、水平管群を設置した圧力容器に冷媒液を溜め、管外プール沸騰により気化させる。伝熱面がドライアウトする恐れは低く、安定した熱交換性能を確保できるが、大量の冷媒を充填する必要がある。その代替技術として、近年、伝熱管群外壁に冷媒液をかけ流し気化させる「流下液膜式熱交換器」が注目されている。Fig. 1-2 (b)に流下液膜式熱交換器の模式図を、Fig. 1-3 に加熱される流下液膜のイメージを示す。流下液膜式熱交換器では、管表面に形成される液膜の蒸発や、液膜内の核沸騰により熱を輸送する。そのため、圧力容器内を冷媒液で満たす必要がなく、満液式と比較して冷媒充填量を大幅に削減できる。また、液膜蒸発では伝熱壁の近傍に気液界面が存在するため、適切な冷媒流量で運転することで、特に低熱負荷時に満液式よりも高い熱伝達性能が得られる^[1-8]。



(a) flooded evaporator

Fig. 1-2 Schematic of evaporators used in large capacity chillers.



(b) falling film evaporator

Fig. 1-2 (continued) Schematic of evaporators used in large capacity chillers.

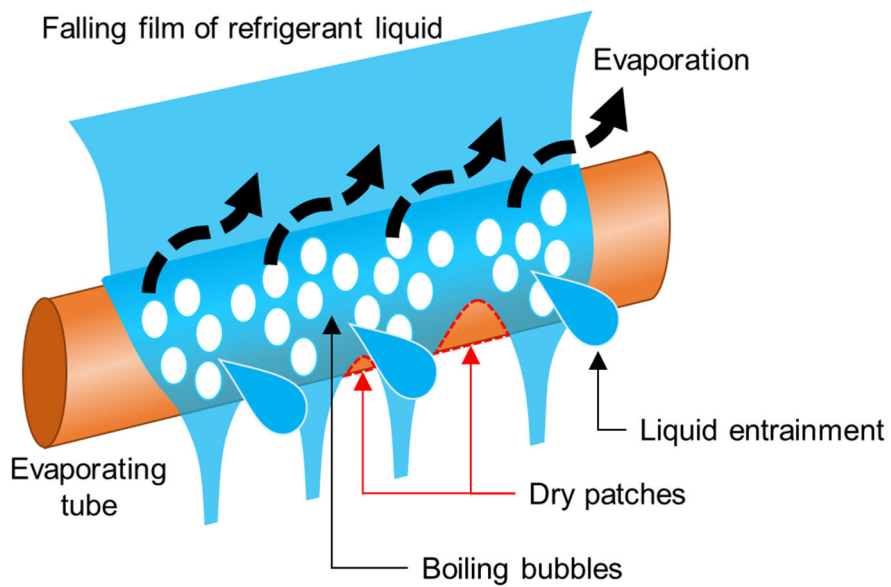


Fig. 1-3 Schematic of falling film evaporation.

1.3 従来研究

低沸点冷媒を用いる流下液膜式蒸発器の熱交換性能に影響する設計パラメータは、給液構造、管配列、伝熱管の表面構造、冷媒の種類および飽和温度、熱流束や流量といった運転条件など多岐に及び、各項目やそれらが関連する熱流動現象に焦点を当てた研究が多数報告されている。それらは定期的に総説されており、流下液膜式熱交換器を想定した水平円管に関する代表的なものとして、管径・管ピッチや流量・熱流束といった基礎的なパラメータが熱伝達に及ぼす影響を整理した Ribatski and Jacobi^[1-8] (2005)および Fernández-Seara and Pardiñas^[1-9] (2014)；伝熱面への機械加工や粉末焼結といった伝熱促進手法を整理した Abed et al.^[1-10] (2015)；近年報告の多い数値解析的研究についてモデルと解析結果（膜厚・速度・温度分布など）を整理した Wang et al.^[1-11] (2020)および Zhao et al.^[1-12] (2022)；垂直面を流下する液膜の液膜厚さ・凝縮熱伝達・蒸発熱伝達の予測式を既往研究における使用頻度とともに整理した Guichet and Jouhara^[1-13] (2020)が挙げられる。

本研究では管群の構成単位である単管の熱流動を主な対象とする。以下、低沸点冷媒を用いる流下液膜式蒸発器を対象とした研究を整理するとともに、課題を述べる。

1.3.1 流下液膜の熱流動特性

Zhao et al.^[1-14]は、平滑面を有する外径 16.0, 19.05 および 25.35 mm の水平単管について、作動流体として R134a を使用し、液膜流量が熱伝達に及ぼす影響を評価した。熱流束 q の範囲は $q = 20 \sim 80 \text{ kW/m}^2$ であり、液膜レイノルズ数 Re_f の範囲は $Re_f = 700 \sim 2500$ である。液膜レイノルズ数は流量の無次元数であり式 (1.1) で定義される。

$$Re_f = \frac{4\Gamma}{\mu} \quad (1.1)$$

ここで、 Γ は管表面単位長さあたりの液膜質量流量 [$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$]、 μ は粘性係数 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$] である。実験結果から、液膜流量がある値以下になると管表面が部分的にドライアウトするため流量減少とともに熱伝達率が低下すること、伝熱面全面が液膜に覆われた状態となれば、熱伝達率は液膜流量の影響を受けないことを示した。また、同研究グループの Jin et al.^[1-15] は、R134a に加え HC 系冷媒の R290（プロパン）と R600a（イソブタン）の流下液膜蒸発熱伝達を評価した。R600a において、熱流束 10.0 kW/m^2 の加熱条件では流量の増大とともに熱伝達率が向上し続けたが、これは液膜内の核沸騰が未発達で対流熱伝達が支配的となったためと

考察されている。

Jige et al.^[1-16]は、平滑面を有する外径 19 mm の水平単管について、作動流体として HFO 系冷媒の R1234ze(E) を使用し、ヒーター加熱による流下液膜蒸発熱伝達実験を行い、熱流束および液膜流量が熱伝達に及ぼす影響を評価した。実験を行った熱流束の範囲は $q = 2.5 \sim 20 \text{ kW/m}^2$ 、液膜レイノルズ数の範囲は $Re_f = 136 \sim 820$ である。この実験条件は、液膜が破断しない範囲に設定されている。低熱流束条件では対流による熱伝達が、高熱流束条件では核沸騰による熱伝達が支配的であることを示した。また、それらを踏まえ、対流熱伝達と核沸騰熱伝達の予測式を組み合わせた流下液膜の熱伝達率予測式を提案した。

以上をはじめとする実験的研究^[1-17-23]から、表面が平滑な水平円管に低沸点冷媒を流下させた際、熱伝達率の液膜流量および熱流束への依存性を模式的に表すと **Fig. 1-4** のようになることが認められている^[1-12, 24]。一定の熱流束において液膜流量が変化する場合 (**Fig. 1-4 (a)**)、十分な流量では対流または核沸騰熱伝達が支配的となり、中でも核沸騰熱伝達支配となる場合は流量の影響が極めて小さくなる。流量が不足すると、液膜が破断し、伝熱面が部分的に乾燥する (**Fig. 1-3** における Dry patch の形成) ことで伝熱が劣化する。一方、ある液膜流量において熱流束が変化する場合 (**Fig. 1-4 (b)**)、低熱流束域では液膜内の対流熱伝達が支配的であるが、熱流束の増大とともに核沸騰が開始すると核沸騰熱伝達が支配的になる。この核沸騰熱伝達が支配的な領域では、熱流束が高いほど沸騰核密度が増大するため、熱伝達率が向上する。その後、給液量に対し蒸発量が高まると、部分的乾燥による伝熱劣化が生じる。

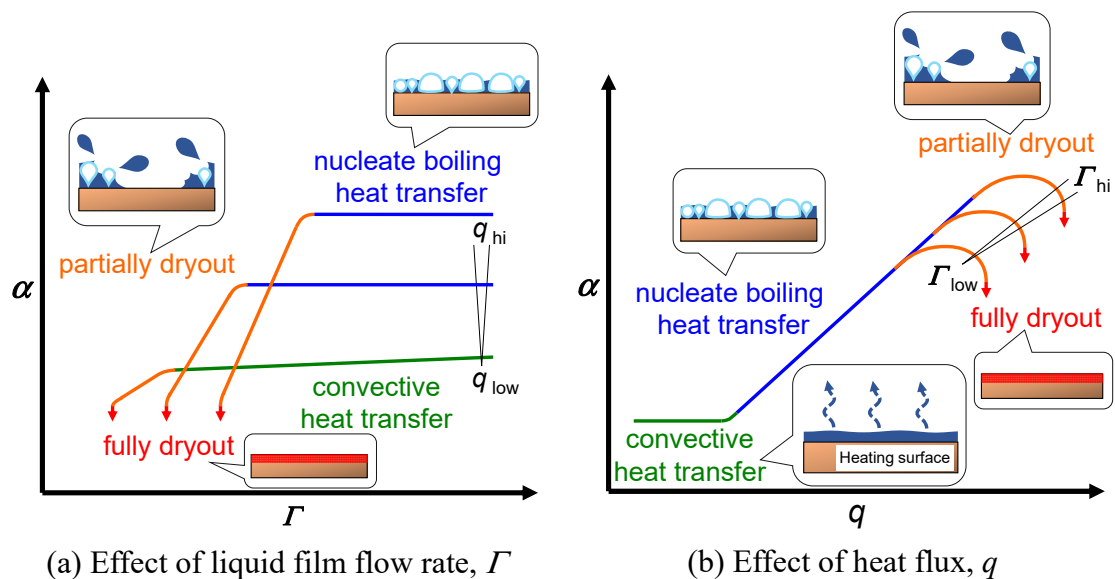


Fig. 1-4 Schematic of heat transfer coefficient, α , of falling film evaporation on smooth horizontal tube.

実用形態である管群を想定すると、伝熱管が液に浸されている満液式と異なり、流下液膜では、上流の管における蒸発や、液膜内での沸騰気泡の破裂に伴う液滴飛散（**Fig. 1-3**における Liquid entrainment）によって、下流の管への液供給量が減少する。そのため、液膜の破断がもたらす伝熱劣化の把握が重要となる。

Fujita and Tsutsui^[1-25]は、外径 25 mm の水平平滑管について、作動流体として R11 を使用し、液膜流量が熱伝達に及ぼす影響を評価した。熱流束の範囲は $q = 0.5 \sim 15 \text{ kW/m}^2$ 、液膜レイノルズ数の範囲は $Re_f = 10 \sim 2000$ である。熱流束が比較的低い対流熱伝達が支配的な領域であり、実験結果から流下液膜の対流熱伝達相関式を提案した。また、流動様相の観察から、ドライパッチ形成が間欠的で伝熱面の同じ場所が継続的に乾燥しなければ、顕著な伝熱劣化には結びつかないと述べている。

Ribatski and Thome^[1-17]は、作動流体に R134a を用い、流下液膜蒸発熱伝達率を評価するとともに、加熱時の流動様相を静止画撮影した。熱流束の範囲は $q = 20 \sim 60 \text{ kW/m}^2$ 、液膜流量の範囲は $\Gamma = 0.02 \sim 0.25 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ であり、熱流束が比較的高く核沸騰熱伝達が支配的な領域である。平滑管の実験結果から、伝熱面上に乾燥領域が卓越する場合にのみ伝熱劣化が生じると示した。すなわち、Fujita and Tsutsui^[1-25]と同じく、ドライパッチが点在しても同じ箇所乾燥が継続しなければ熱伝達率は変化しないといえる。

流量低下と熱伝達率の相関について、Ribatski and Thome^[1-18]は、熱伝達の劣化が生じる加熱量・流量条件を考察し、伝熱面が均一温度と仮定した場合の濡れ部の面積割合の予測式を提案した。さらに、濡れ部とドライアウト部の熱伝達率をそれぞれ異なる予測式で計算し、各領域の面積割合で重みづけすることで、彼ら取得した熱伝達率の実験値に対して、 $\pm 20\%$ の精度で全体の 60% を、 $\pm 30\%$ の精度で 76% を整理できることを示した。

これらの研究は、ドライパッチ形成と熱伝達率の相関に対する定性的な考察や熱伝達率評価からの逆算であるが、実際の液膜面積との対応など定量的な知見は不足している。特に、核沸騰を伴う流下液膜の場合、液単相と異なり、液膜内に気泡が混入することで流動抵抗が増大したり、気泡成長や破裂がドライアウトを引き起こしたりする可能性があり、効率的な熱輸送技術開発には沸騰液膜の複雑な挙動の把握が求められる。具体例として、液膜内の沸騰気泡の有無による液膜厚さの変化、気泡径や気泡数密度の影響を把握する必要がある。その際、伝熱面から雰囲気蒸気との界面の間、すなわち沸騰気泡を含む「見かけ液膜厚さ」（以降、単に「液膜厚さ」と述べる）が重要なパラメータとなる。

蒸気流からのせん断力等を受けず、開放された壁面上を重力により流下する液膜の厚さについて、主として水を用いた実験的研究が多く報告されている。液膜厚さの計測法として、時間的な変動への追従性が高く、液膜流動に干渉しない

非接触測定を用いた研究例を挙げると、レーザー干渉法^[1-26,27]、レーザーフォーカス変位計^[1-28]、レーザー蛍光法^[1-29]、紫外線蛍光法^[1-30]、共焦点マルチカラー法^[1-31]、共焦点画像法と蛍光法の同時測定^[1-32]、静電容量法^[1-33,34]および超音波の反射を用いた方法^[1-35,36]によるものがある。

Takahama and Kato^[1-33]は、外径 44.9 mm、長さ 2 m の鉛直円管外壁に沿って流下する水膜の厚さを、探針法と静電容量法により測定した。液膜レイノルズ数の範囲は $Re_f = 200 \sim 2000$ である。平均液膜厚さの液膜流量に対する勾配が層流域と乱流域で変化することに着目し、乱流遷移レイノルズ数を評価した。給液部から 800 mm 未満の点では、遷移レイノルズ数が 750 ~ 800 であり、1300 mm 以上下流では約 400 となることを示した。また、乱流域における平均液膜厚さの経験式を提案した。

一方、低沸点冷媒の流下液膜を対象とした液膜厚さの研究は少数である。Kong et al.^[1-37]は、光の吸収特性を利用した Absorption spectroscopy を用い、13.5 °C の大気中で傾斜角 10° の石英平板上を流下する R1233zd の液膜厚さを計測した。冷媒液を内径 3 mm の樹脂管から流下させ、液膜が扇形に広がる過程での液膜厚さを評価しており、平均膜厚が流量の増大とともに厚くなることを報告している。しかし、単位長さ当たりの液膜流量を制御していないこと、非加熱であるが大気開放で蒸発を伴うことから、定量的な検証はなされていない。また、飽和条件下で加熱され、核沸騰を伴うような冷媒の液膜厚さを評価した研究報告は現状見当たらない。

1.3.2 流下液膜の熱伝達促進

流下液膜の実用的な伝熱性能向上には、一般的な伝熱促進手法である拡大伝熱面を利用した伝熱面積密度の増大のほか、核沸騰熱伝達の促進と液膜破断の抑制を両立することが効果的である。現在市販されている伝熱促進管は、平滑管に様々な機械加工を施したものが多い。加工が単純でコストの低い伝熱管として、管外壁面におねじ状に溝をつけることで円環状のフィンを形成したローフィン管 (**Fig. 1-5 (a)**) がある。さらに、そのフィンに対し軸方向にスリットを設けて管軸方向の液の移動を促進した伝熱管 (**Fig. 1-5 (b)**) や、フィンを押つぶして鱗状に覆うことで伝熱面上にサブチャネル構造を形成し、保液性とキャビティ密度を向上させた伝熱管 (**Fig. 1-5 (c)**) などがある。

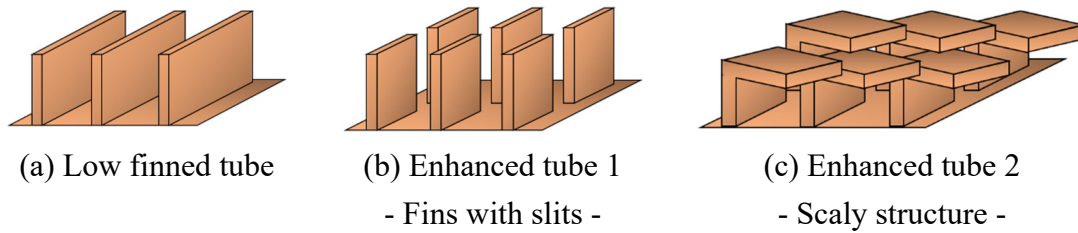


Fig. 1-5 Schematic of surface structures of commercial heat transfer enhanced tubes.

機械加工管の熱伝達特性評価は数多く行われており，Habert^[1-38]は，外径 19.05 mm の平滑管と，機械加工により表面に立体構造を形成した 3 種類の市販伝熱促進管（Wieland 製 GEWA-C+LW 管，Wieland 製 GEWA-B4 管，Wolverine 製 Turbo-EDE2 管，全て商品名）について，1 列 10 段の水平管群を構成し，熱流束および液膜流量が熱伝達に及ぼす影響を評価した．作動流体として R134a と R236fa を使用し，熱流束範囲は $q = 20 \sim 60 \text{ kW/m}^2$ ，液膜レイノルズ数範囲は $Re_f = 0 \sim 2500$ である．いずれの加工管も平滑管より高い熱伝達率を示し，低熱流束条件ほど高い伝熱促進効果が得られた．また，加工管では液膜の流動が安定し，壁面からの液飛散が抑制された．

Christians and Thome^[1-39]は，機械加工により表面に立体構造を形成した 2 種類の市販伝熱促進管（Wieland 製 GEWA-B5 管，Wolverine 製 Turbo-B5 管，全て商品名）の流下液膜蒸発とプール沸騰の熱伝達率を評価した．作動流体に R134a と R236fa を使用し，熱流束範囲は $q = 15 \sim 95 \text{ kW/m}^2$ である．流下液膜蒸発，プール沸騰のいずれにおいても，高熱流束になるにつれ加工伝熱面のサブチャンネルが気泡で閉塞し，熱伝達率が徐々に低下するという結果を得た．

核沸騰熱伝達は伝熱面構造のみならず冷媒物性の影響も受けるため，異なる冷媒に適用する際，伝熱促進効果が変化する可能性がある．Chien and Tsai^[1-40]は，外径 19 mm の平滑管，ローフィン管およびメッシュ管（ローフィン管の表面に目の細かな金網を被せた伝熱管）により構成される 3 種類の 1 列 3 段水平管群について，流下液膜蒸発の熱伝達率を比較した．冷媒として R245fa および R134a を使用し，熱流束範囲は $q = 6 \sim 48 \text{ kW/m}^2$ ，液膜レイノルズ数範囲は $Re_f = 115 \sim 372$ である．R245fa ではメッシュ管における熱伝達率が最も高いが，R134a ではメッシュ管よりもローフィン管の方が高くなるという結果から，管表面の構造が熱伝達に及ぼす影響は冷媒の物性に依存することを示した．

Zhao et al.^[1-19]は，異なる 4 種類の機械加工管について，R123 および R134a の流下液膜蒸発熱伝達特性を評価した．熱流束は $q = 20, 40, 60 \text{ kW/m}^2$ の 3 通りであり，液膜流量は $\Gamma = 2 \sim 16 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ の範囲である．伝熱管ごとに熱伝達特性に違いがみられ，冷媒の種類，すなわち R123 と R134a に応じて熱伝達率の優劣は異なった．具体的には，R134a ではキャビティ開口部が比較的大きな伝熱

面、R123では逆にキャビティ開口部が小さな伝熱面で熱伝達率が高くなった。この現象について、詳細な原因の解明にはさらなる研究が必要と述べている。

以上のように、機械加工管の研究例は豊富であるが、機械加工の課題として、適用可能な母材に加工性の観点から制約があり、熱交換器の用途によって採用が困難である点が挙げられる。例えば、地熱バイナリ発電においても蒸発器に滴液式熱交換器が利用されるが、こちらも使用する作動流体のGWPが高いため、今後、流下液膜式蒸発器への置換が進められるであろう。その場合、地熱水に溶存する腐食成分や、使用に伴い付着するスケールの除去剤に耐えるよう、ニッケル超合金（インコネル®など）製の伝熱管を用いる必要があり、Fig. 1-5に示すような機械加工は困難となる。

流下液膜式熱交換器の用途を拡大するにあたり、機械加工以外の応用性の高い伝熱促進技術が求められる。候補の一つとして、粒子焼結や溶射加工といった、多孔質構造の付与が挙げられる。中でも溶射加工は、溶融させた材料を加工対象に吹き付けることで被膜を形成するため、粒子を型に入れて高温高压で被膜を成形する焼結法よりも容易に施工でき、加工対象の材料や形状に対する制約が少ない。また、先述のように管材に超硬合金を使用する場合においても、冷媒側には銅などの熱伝導率が高い溶射材を採用できる。

溶射加工面の沸騰熱伝達促進効果について、これまでプール沸騰において研究がなされており、沸騰開始過熱度の低減や、沸騰核密度の増大が報告されている。

浅野ら^[1-41]は、平滑面と2種類の異なる溶射面（銅を溶射材とするワイヤーフレーム溶射および減圧プラズマ溶射）を施した銅製円管について、冷媒としてR123を使用し、熱流束範囲 $q = 1.0 \sim 160 \text{ kW/m}^2$ でプール沸騰熱伝達率を評価した。実験を行った全ての熱流束域で溶射による熱伝達率の向上が確認され、平滑面に対して減圧プラズマ溶射により3~4倍の伝熱促進率を得ている。溶射面の伝熱促進率は 100 kW/m^2 付近の高熱流束においても保持されており、先述したChristians and Thome^[1-39]による機械加工面の熱伝達率が高熱流束で低下したという報告と対照的といえる。

Dewangan et al.^[1-42]は、平滑銅管および銅をガスフレーム溶射した銅管について、冷媒としてR134aおよびR600aを使用し、熱流束範囲 $q = 5 \sim 50 \text{ kW/m}^2$ でプール沸騰熱伝達率を評価した。両冷媒において、溶射による熱伝達率の向上が確認され、0.99~2.1倍の促進率が得られた。

超硬合金素材による低熱伝導管に対しても溶射被膜の伝熱促進効果が確認されている。Hironaka et al.^[1-43]は、外径23.1 mmの超硬ステンレス鋼管表面にCuプラズマ溶射、Crガスワイヤ溶射、SUSプラズマ溶射を施した伝熱管について、冷媒としてR245faを使用し、温水加熱におけるプール沸騰熱伝達特性を評価し

た。熱流束範囲は $q = 1.0 \sim 28 \text{ kW/m}^2$ である。溶射管では平滑管よりも沸騰開始過熱度が低下し、Cu プラズマ溶射面では平滑面の約 2 倍の伝熱促進率が得られた。また、ステンレス鋼管は熱伝導率や熱拡散性が小さく、特に温水加熱において加熱履歴の影響を強く受ける恐れがあるが、溶射被膜の付加によりヒステリシスが低減された。

溶射面は、平滑面よりも表面の凹凸が多く、粗い伝熱面となる。表面粗さと沸騰気泡の関係について、HcHale and Garimella^[1-44]は、研磨により異なる表面粗さを付与したガラス平板に導体被膜をコーティングし、通電加熱により生じる沸騰気泡の観察を行った。作動流体は FC-72 である。粗い面では気泡の成長速度や径が小さくなったと報告している。この結果より、溶射面のような粗い伝熱面を流下液膜蒸発に用いることで、個々の沸騰気泡がもたらす液の飛散や液膜破断が平滑面と比較して抑制されると期待される。

一方、流下液膜蒸発熱伝達における溶射面の研究は少ない。多孔質面のうち、焼結法を用いた例として、Bogan and Park^[1-45]は、作動流体に純水を使用し、飽和温度 $60 \text{ }^\circ\text{C}$ における多孔質管の熱伝達特性を評価した。使用された多孔質管は、直径 15.88 mm の銅製円管の表面に直径 $75 \text{ }\mu\text{m}$ の銅粒子を $800 \text{ }\mu\text{m}$ の層厚となるよう焼結したものである。熱交換前後の流下液温を計測することで、熱交換量の顕熱成分と潜熱成分を分離し評価した。結果から、焼結管と平滑管で顕熱による熱交換量は同等であるが、潜熱による熱交換量は焼結管の方が高いことを示した。他にも数例の多孔質管を使用した流下液膜蒸発熱伝達の研究が報告されているが^[1-10]、そのほとんどが作動流体に水を用いている。水は表面張力や沸点が低沸点冷媒と大きく異なり、低沸点冷媒は沸騰開始過熱度が低いため、伝熱面上の沸騰核密度の増大効果が水の場合よりも顕著に現れると推察され、低沸点冷媒の熱伝達特性について実験データの拡充が求められる。

1.4 本研究の目的

Fig. 1-4 に示した管外流下液膜蒸発の熱伝達の基本特性を踏まえると、伝熱性能の向上において重要な要素は Fig. 1-6 の通り整理される。伝熱性能安定化の観点からは、ドライパッチ形成による伝熱劣化を生じずに熱交換可能な運転条件の拡大に向け、最小流量 Γ_{\min} を低減させること (Fig. 1-6 (a))、および最大熱流束 q_{\max} を上昇させること (Fig. 1-6 (b)) が求められる。また、熱伝達率向上の観点からは、Fig. 1-6 (b) に示すように、より低い熱流束で沸騰開始 (onset of nucleate boiling; ONB) させること、すなわち沸騰開始熱流束 q_{ONB} の低減と、沸騰核密度の増大による核沸騰熱伝達率 α_{Boil} の向上が効果的である。

核沸騰支配域におけるドライパッチの形成および固定化には、沸騰気泡の破裂時に生じる液滴飛散や液膜破断が強く影響するが、液膜中の気泡を細径化す

ることでドライパッチ形成が抑制されると期待できる。そこで本研究では、従来プール沸騰により核沸騰熱伝達の促進効果が実証されてきた溶射加工に着目し、離脱気泡径を細径化するとともに沸騰核密度を増大させた際の流下液膜蒸発熱伝達特性を解明することを目的とする。この溶射加工は、複雑機械加工が困難な対象にも適用できるため、新たな伝熱促進技術として、流下液膜式熱交換器の用途拡大に貢献すると期待される。加えて、液膜の形成が熱伝達に影響することが従来の加熱様相観察から定性的に知られてきたが、定量的な知見は未だ不足していることから、熱伝達実験と並行して伝熱管上の液膜面積あるいは平面上の液膜厚さを測定し、流量および熱流束との相関を解明する。

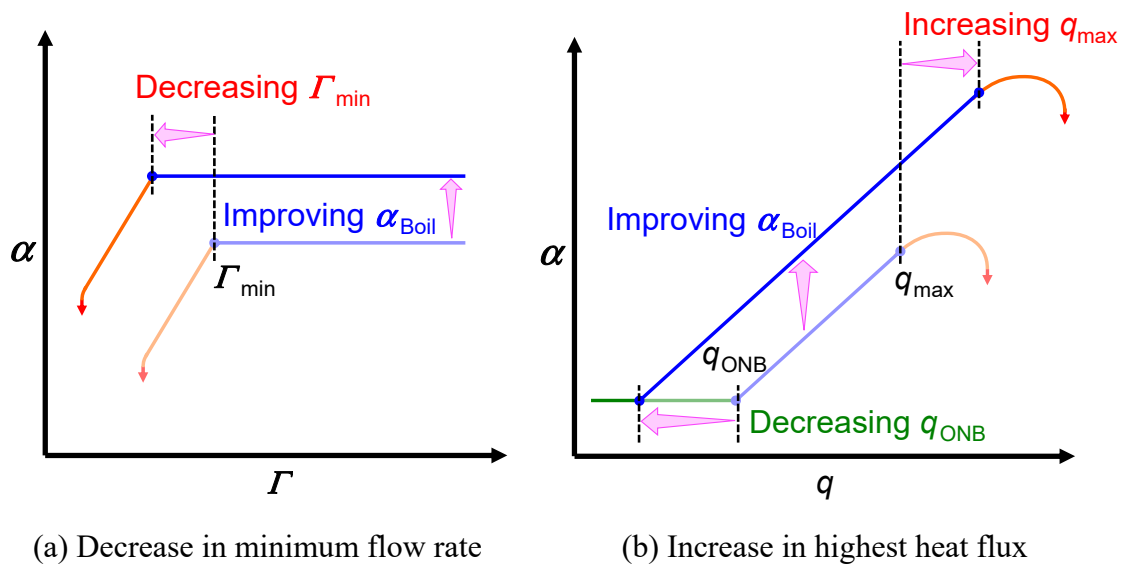


Fig. 1-6 Key issues to improve heat transfer performance of falling film evaporation.

1.5 本論文の構成

本論文は全5章からなる。各章の内容は以下の通りである。

第1章“序論”では、背景として流下液膜式熱交換器の優位性を述べ、低沸点冷媒を用いた流下液膜蒸発熱伝達の従来研究と課題を挙げたのち、本研究の目的を示した。

第2章“水平円管の熱伝達特性”では、水平に設置した銅製円管に低沸点冷媒を流下させ、液膜蒸発熱伝達特性を解明する。使用する伝熱管の表面は、基準となる平滑面と、溶射被膜を付与した面の2種類である。まず、プール沸騰熱伝達実験を行い、本研究が焦点を当てる核沸騰熱伝達について評価する。その後、流下液膜実験により液膜流量や熱流束の影響を評価し、溶射被膜による伝熱促進効果を考察する。加工面の伝熱促進効果は冷媒物性の影響も受けるという報

告^[1-19, 40]を踏まえ、冷媒として、従来一般的に工業利用されてきた HFC 系冷媒の R134a（中圧用途向け）と HFO 系冷媒である R1233zd(E)（低圧用途向け）を使用し、冷媒物性が熱伝達に及ぼす影響を明らかにする。さらに、伝熱管上の液膜面積を流動様相の撮影画像から計測し、流量および熱伝達率との相関を評価する。

第3章“ローフィン管の熱伝達特性”では、工学的応用の観点から、溶射加工が立体構造上にも施工可能である点に着目し、拡大伝熱面との組み合わせによる更なる伝熱性能の向上を狙う。ベース管として、比較的単純な機械加工により製作可能なローフィン管を用いる。まず、無処理ローフィン管におけるプール沸騰および流下液膜蒸発の熱伝達特性を評価した後、溶射被膜を付加した際の熱伝達特性を評価する。

第4章“傾斜平面上の流下液膜の液膜厚さと熱伝達”では、R1233zd(E)流下液膜の熱伝達に加えて液膜厚さを評価し、流量や熱流束との相関を明らかにする。実験系として、流下液膜に作用する重力が一定となる傾斜平面を用いる。まず、非加熱状態において傾斜角と流量が液膜厚さに与える影響を評価し、従来の水膜厚さ整理式と比較する。その後、加熱下で核沸騰を伴う液膜の熱流動特性を述べる。

第5章“結論”では、各章で得られた知見を総括し、本研究の結論を述べる。

第1章の参考文献

- [1-1] United Nations / Framework Convention on Climate Change, “Adoption of the Paris Agreement”, 21st Conference of the Parties, Paris, United Nations (2015). (https://unfccc.int/sites/default/files/english_paris_agreement.pdf).
- [1-2] 環境省, “脱炭素ポータル/カーボンニュートラルとは”, https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon_neutral/about/, (accessed 12 November 2022).
- [1-3] 環境省, “2020年度(令和2年度)の温室効果ガス排出量(確報値)について”, 2022. (<https://www.env.go.jp/content/900445425.pdf>).
- [1-4] Intergovernmental Panel on Climate Change, “Climate Change 2013 – The Physical Science Basis: Working Group I Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change”, Cambridge University Press, Cambridge, (2014), 731–732.
- [1-5] United Nations / Environment Programme, “Amendment to the Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer”, 28th Meeting of the Parties to the Montreal Protocol, Kigali, United Nations (2016). (<https://treaties.un.org/doc/Publication/CN/2016/CN.872.2016-Eng.pdf>).
- [1-6] 経済産業省 製造産業局 化学物質管理課 オゾン層保護等推進室, “フロン排出抑制法に基づくフロン類の使用見通し(案)”, 経済産業省 (2020). (https://www.meti.go.jp/shingikai/sankoshin/seizo_sangyo/kagaku_busshitsu/flo n_taisaku/pdf/015_03_01.pdf).
- [1-7] 日本冷凍空調学会 2020年度ロードマップ策定WG, “冷凍空調技術ロードマップ2050”, 日本冷凍空調学会 (2021). (<https://www.jsrae.or.jp/jsraeRM/RMdigest.pdf>).
- [1-8] G. Ribatski, A.M. Jacobi, “Falling-film evaporation on horizontal tubes—a critical review”, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 635–653. doi:10.1016/j.ijrefrig.2004.12.002.
- [1-9] J. Fernández-Seara, Á.Á. Pardiñas, “Refrigerant falling film evaporation review: Description, fluid dynamics and heat transfer”, *Appl. Therm. Eng.* 64 (2014) 155–171. doi:10.1016/j.applthermaleng.2013.11.023.

- [1-10] A.M. Abed, M.A. Alghoul, M.H. Yazdi, A.N. Al-Shamani, K. Sopian, “The role of enhancement techniques on heat and mass transfer characteristics of shell and tube spray evaporator: A detailed review”, *Appl. Therm. Eng.* 75 (2015) 923–940. doi:10.1016/j.applthermaleng.2014.10.020.
- [1-11] Q. Wang, M. Li, W. Xu, L. Yao, X. Liu, D. Su, P. Wang, “Review on liquid film flow and heat transfer characteristics outside horizontal tube falling film evaporator: Cfd numerical simulation”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 163 (2020) 120440. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120440.
- [1-12] C.Y. Zhao, D. Qi, W.T. Ji, P.H. Jin, W.Q. Tao, “A comprehensive review on computational studies of falling film hydrodynamics and heat transfer on the horizontal tube and tube bundle”, *Appl. Therm. Eng.* 202 (2022) 117869. doi:10.1016/j.applthermaleng.2021.117869.
- [1-13] V. Guichet, H. Jouhara, “Condensation, evaporation and boiling of falling films in wickless heat pipes (two-phase closed thermosyphons): A critical review of correlations”, *Int. J. Thermofluids.* 1–2 (2020) 100001. doi:10.1016/j.ijft.2019.100001.
- [1-14] C.Y. Zhao, W.T. Ji, P.H. Jin, W.Q. Tao, “Heat transfer correlation of the falling film evaporation on a single horizontal smooth tube”, *Appl. Therm. Eng.* 103 (2016) 177–186. doi:10.1016/j.applthermaleng.2016.02.090.
- [1-15] P.H. Jin, Z. Zhang, I. Mostafa, C.Y. Zhao, W.T. Ji, W.Q. Tao, “Heat transfer correlations of refrigerant falling film evaporation on a single horizontal smooth tube”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 133 (2019) 96–106. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.053.
- [1-16] D. Jige, H. Miyata, N. Inoue, “Falling film evaporation of R1234ze(E) and R245fa on a horizontal smooth tube”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 105 (2019) 58–66. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.03.012.
- [1-17] G. Ribatski, J.R. Thome, “A visual study of R134a falling film evaporation on enhanced and plain tubes”, in: *5th Int. Symp. Multiph. Flow, Heat Mass Transf. Energy Conserv.*, Xi’an, China, 2005.
- [1-18] G. Ribatski, J.R. Thome, “Experimental study on the onset of local dryout in an evaporating falling film on horizontal plain tubes”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 31 (2007) 483–493. doi:10.1016/j.expthermflusci.2006.05.010.

- [1-19] C.Y. Zhao, P.H. Jin, W.T. Ji, Y.L. He, W.Q. Tao, “Experimental investigations of R134a and R123 falling film evaporation on enhanced horizontal tubes”, *Int. J. Refrig.* 75 (2017) 190–203. doi:10.1016/j.ijrefrig.2016.12.013.
- [1-20] C.Y. Zhao, W.T. Ji, P.H. Jin, Y.J. Zhong, W.Q. Tao, “Experimental study of the local and average falling film evaporation coefficients in a horizontal enhanced tube bundle using R134a”, *Appl. Therm. Eng.* 129 (2018) 502–511. doi:10.1016/j.applthermaleng.2017.09.135.
- [1-21] P.H. Jin, C.Y. Zhao, W.T. Ji, W.Q. Tao, “Experimental investigation of R410A and R32 falling film evaporation on horizontal enhanced tubes”, *Appl. Therm. Eng.* 137 (2018) 739–748. doi:10.1016/j.applthermaleng.2018.03.060.
- [1-22] B.D. Bock, J.P. Meyer, J.R. Thome, “Falling film boiling and pool boiling on plain circular tubes: Influence of surface roughness, surface material and saturation temperature on heat transfer and dryout”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 109 (2019) 109870. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.109870.
- [1-23] B.D. Bock, M. Bucci, C.N. Markides, J.R. Thome, J.P. Meyer, “Falling film boiling of refrigerants over nanostructured and roughened tubes: Heat transfer, dryout and critical heat flux”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 163 (2020) 120452. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120452.
- [1-24] M.M. Shah, “A general correlation for heat transfer during evaporation of falling films on single horizontal plain tubes”, *Int. J. Refrig.* 130 (2021) 424–433. doi:10.1016/j.ijrefrig.2021.04.025.
- [1-25] Y. Fujita, M. Tsutsui, “Experimental investigation of falling film evaporation on horizontal tubes”, *Heat Transf. Res.* 27 (1998) 609–618. doi:10.1002/(SICI)1520-6556(1998)27:8%3C609::AID-HTJ5%3E3.0.CO;2-N.
- [1-26] A.K. Maliackal, A.R. Ganesan, A. Mani, “Interferometric analysis of flow around a horizontal tube falling film evaporator for MED systems”, *Int. J. Therm. Sci.* 161 (2021) 106745. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2020.106745.
- [1-27] A.K. Maliackal, A.R. Ganesan, A. Mani, “A novel interferometric method for simultaneous measurement of film thickness and film interface temperature for a horizontal tube falling film evaporator for MED systems”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 183 (2022) 122231. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122231.

- [1-28] T. Takamasa, T. Hazuku, “Measuring interfacial waves on film flowing down a vertical plate wall in the entry region using laser focus displacement meters”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 43 (2000) 2807–2819. doi:10.1016/S0017-9310(99)00335-X.
- [1-29] X. Chen, S. Shen, Y. Wang, J. Chen, J. Zhang, “Measurement on falling film thickness distribution around horizontal tube with laser-induced fluorescence technology”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 89 (2015) 707–713. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.016.
- [1-30] A. Schagen, M. Modigell, G. Dietze, R. Kneer, “Simultaneous measurement of local film thickness and temperature distribution in wavy liquid films using a luminescence technique”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 49 (2006) 5049–5061. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.06.010.
- [1-31] D.W. Zhou, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan, “Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33 (2009) 273–283. doi:10.1016/j.expthermflusci.2008.09.003.
- [1-32] V. V. Lel, F. Al-Sibai, A. Leefken, U. Renz, “Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique”, *Exp. Fluids.* 39 (2005) 856–864. doi:10.1007/s00348-005-0020-x.
- [1-33] H. Takahama, S. Kato, “Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid films without concurrent gas flow”, *Int. J. Multiph. Flow.* 6 (1980) 203–215. doi:10.1016/0301-9322(80)90011-7.
- [1-34] F. Zhang, J. Peng, J. Geng, Z.X. Wang, Z.B. Zhang, “Thermal imaging study on the surface wave of heated falling liquid films”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33 (2009) 424–430. doi:10.1016/j.expthermflusci.2008.10.010.
- [1-35] A. Jayakumar, A. Balachandran, A. Mani, K. Balasubramaniam, “Falling film thickness measurement using air-coupled ultrasonic transducer”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 109 (2019) 109906. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.109906.
- [1-36] J. Zeng, Y. Wang, Z. Wei, L. Wang, T. Li, G. Yu, “Thickness distribution and fluctuation characteristics of liquid falling film under turbulent conditions”, *Chem. Eng. Sci.* 248 (2022) 117172. doi:10.1016/j.ces.2021.117172.

- [1-37] S. Kong, Z. Wang, X. Xu, H. Sun, Z. Liu, Y. Fang, M. Su, H. Yang, “Film thickness measurements in the R1233zd film evaporation and flow processes on a quartz plate”, *Int. J. Multiph. Flow.* 153 (2022) 104108. doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2022.104108.
- [1-38] M. Habert, “Falling film evaporation on a tube bundle with plain and enhanced tubes”, Doctoral dissertation in ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, (2009).
- [1-39] M. Christians, J.R. Thome, “Falling film evaporation on enhanced tubes, part 1: Experimental results for pool boiling, onset-of-dryout and falling film evaporation”, *Int. J. Refrig.* 35 (2012) 300–312. doi:10.1016/j.ijrefrig.2011.10.020.
- [1-40] L.H. Chien, Y.L. Tsai, An experimental study of pool boiling and falling film vaporization on horizontal tubes in R-245fa, *Appl. Therm. Eng.* 31 (2011) 4044–4054. doi:10.1016/j.applthermaleng.2011.08.007.
- [1-41] 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)”, *混相流研究の進展* 1 (2006) 109–109. doi:10.3811/pmfr.1.103.
- [1-42] A.K. Dewangan, A. Kumar, R. Kumar, “Experimental study of nucleate boiling heat transfer of R-134a and R-600a on thermal spray coating surfaces”, *Int. J. Therm. Sci.* 110 (2016) 304–313. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2016.07.015.
- [1-43] S. Hironaka, T. Miyazaki, K. Sugimoto, H. Murakawa, “H. Asano, Pool boiling heat transfer around a horizontal low thermal conductivity tube with thermal spray coating with isothermal heating”, in: *Proceedings of the 9th JSME-KSME Thermal and Fluids Engineering Conference, # TEFC9-1328, Okinawa, Japan, 2017.*
- [1-44] J.P. McHale, S. V. Garimella, “Nucleate boiling from smooth and rough surfaces - Part 1: Fabrication and characterization of an optically transparent heater-sensor substrate with controlled surface roughness”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 44 (2013) 456–467. doi:10.1016/j.expthermflusci.2012.08.006.

- [1-45] N. Bogan, C. Park, “Influences of solution subcooling, wall superheat and porous-layer coating on heat transfer in a horizontal-tube”, falling-film heat exchanger, *Int. J. Heat Mass Transf.* 68 (2014) 141–150. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.09.005.

第2章 水平円管の熱伝達特性

2.1 緒言

本章では、水平に設置された単円管に対する実験結果に基づき、熱流束や液膜流量の影響など基本的な熱伝達特性を示すとともに、伝熱面に溶射被膜を付加し、核沸騰を促進した際の液膜挙動の変化と伝熱促進効果について評価する。作動流体として HFC 系冷媒 R134a と HFO 系冷媒 R1233zd(E)を用い、物性が熱伝達特性に及ぼす影響についても考察する。

2.2 実験装置および方法

2.2.1 実験装置

実験装置の概要を **Fig. 2-1** に示す。実験装置は、試験部が内部に設置された圧力容器、液循環系、凝縮器で構成される。圧力容器には観察窓を設けており、試験部での液膜流を手前側と奥側の水平方向 2 箇所から観察できる。装置内部は、真空ポンプ（株）イチネン TASC0 : TA150XA、到達真空度：2.0 Pa）により真空状態とした後、試験流体である冷媒を充填した。この実験装置では、冷媒充填量の調節により、流下液膜蒸発とプール沸騰の 2 種類の実験を行うことができる。以下、それぞれの実験に対して、装置の構成と機能を説明する。

流下液膜蒸発熱伝達実験

流下液膜蒸発熱伝達実験では、液位が試験部より下になるよう冷媒液を充填した。冷媒液は圧力容器の底部に溜まり、液面は試験部から約 70 mm 下に位置する。容器下部フランジに液循環系へと繋がるステンレス配管（外径 6.35 mm、肉厚 1.0 mm）が接続されており、液冷媒はギアポンプ（TUTHILL : DDS-EBLF-060-.57）により圧送される。試験部へ供給する冷媒流量は、ポンプ回転数およびメインループとバイパスループに設けられた流量調節バルブの開度により調節した。ポンプ下流にサブクーラーを設置し、冷媒液をサブクール状態とすることで、外部からの入熱による流路内の蒸気生成を防いだ。サブクーラーは熱交換区間が 260 mm の二重管式熱交換器であり、内側の管内を冷媒が、管外を冷却水が流れる。冷却水は恒温槽（東京理化工機（株）：CCA-1110）により供給し、水温を調節することでサブクール度を制御した。サブクーラー下流には、給液部のノズル詰まりを防止するためフィルターを設置した。

給液部は試験部の上部に設置されており、ノズルとダミー管からなる。ノズルはステンレス鋼製細管で、長さ 50 mm の試験部に対し軸方向に 15 mm 間隔で 3 か所固定されている。液冷媒はノズル下端から鉛直下向きに吐出される。ノズルでの流動抵抗が大きいほど流量分配は均一化するが、径が細くなれば吐出流速

が速くなり、水平管上での液分配に悪影響を及ぼす恐れもある。そのため、均一な流量分配が得られる内径、長さを事前実験で検証し、内径 1.12 mm、長さ 22.1 mm とした。シェルチューブ熱交換器内では、管群の最上段付近を除く大部分の伝熱管に対し、上段を流下する過程で軸方向に流量が均一化された液膜が供給される。したがって、本実験装置においてもその状況を模擬するため、試験伝熱管へはダミー管として非加熱の伝熱促進管（Wieland : GEWA-B5L-SL 3/4”×0.63）を経て液膜を供給した。伝熱促進管表面には、Fig. 1-5 (c)に示したような鱗状の構造が機械加工されており、液冷媒はダミー管表面を流下することで管軸方向に十分均一に分配された後、試験部へ膜状に流下した。ダミー管と試験部とのギャップは、液膜が安定して形成されるよう約 1.0 mm とした。さらに、重力による液分布の偏りを防止するため、ダミー管および試験部はレーザー墨出し器を基準に厳密に水平となるよう固定した。ダミー管の長さは、試験部に供給される液膜の流動にダミー管端部の影響が及ばないように、両端を試験部より 5 mm ずつ長くした。

容器内の冷媒温度は、試験部の管軸中心から上方 65 mm の位置と下方 35 mm の位置において、シース径 1.0 mm の K 型熱電対を設置し計測した。なお、液位は下部熱電対の位置よりも低いため、両熱電対で計測された温度は蒸気温度である。

プール沸騰熱伝達実験

プール沸騰熱伝達実験では、ノズルとダミー管を取り除き、試験部が十分液浸状態となる量の冷媒液を充填した。容器内の冷媒温度は、蒸気温を試験部の管軸中心から上方 65 mm、左右中心から左（伝熱管固定端側）59 mm の位置で測定し、液温は試験部管軸中心から下方 35 mm、左右中心から左 35 mm の位置で測定した。なお、事前実験において、蒸気温測定点については沸騰気泡により液面が波打っても液がかからず、安定して蒸気温を測定できること、液温測定点については、沸騰開始前の自然対流状態において試験部で生じる過熱液や、凝縮器から圧力容器に戻ったサブクール液の影響を受けにくく、容器内の代表的な液温を測定できることを確認している。

流下液膜蒸発、プール沸騰、いずれの実験においても試験伝熱管は管中央にカートリッジヒーターを挿入し加熱した。カートリッジヒーター印可電圧はボルトスライダ（山菱電機（株）：S-260-10B）により調節した。試験部の詳細は次項 2.2.2 で示す。加熱で生成された冷媒蒸気は、圧力容器上部に接続された二重管式熱交換器内で冷却水により凝縮し、重力により容器内に戻る。冷却水の供給には恒温槽（東京理化学器械（株）：NCB-2600）を使用した。容器内の圧力、すなわち

飽和圧力は、凝縮器に供給される冷水の温度を変え、試験部での蒸気生成量と凝縮器での凝縮量のバランスを調整することで制御した。

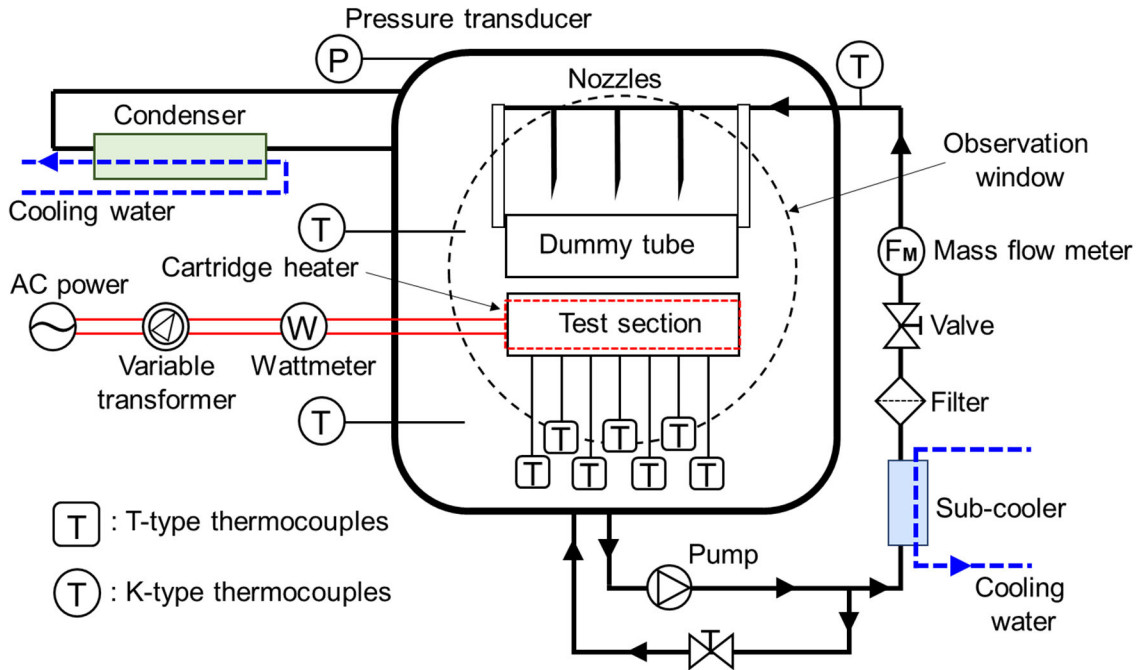


Fig. 2-1 Schematic diagram of experimental apparatus.

2.2.2 試験部の詳細構造

試験部の断面構造を **Fig. 2-2** に示す. 試験伝熱管は外径 19.05 mm, 加熱部長さ 50 mm の銅製円管である. ヒーターは, 加熱区間長さが 50 mm のステンレス鋼製カートリッジヒーター (大貴工業 (株): CaH(標準 TYPE), 定格: 200 V-500 W) を銅スリーブ (銅製円管) に挿入し, さらに隙間をロウ付けしたものである. カートリッジヒーターの加熱区間は, 銅スリーブと同じ位置, 長さとした. この銅スリーブ付カートリッジヒーターを試験伝熱管に挿入した. その際, 熱抵抗を低減するためスリーブ外壁に銀グリス (株アイネックス: AS-05) を塗布した. 伝熱面壁温は試験部下端 7 カ所 (**Fig. 2-2** 中, ○印) で計測した. 壁温計測方法の詳細およびその妥当性評価は, 次項 2.2.3 で示す. 使用した試験伝熱管は **Table 2-1** に一覧で示すとおりであり, 詳細は 2.3 節および 3.2 節で示す.

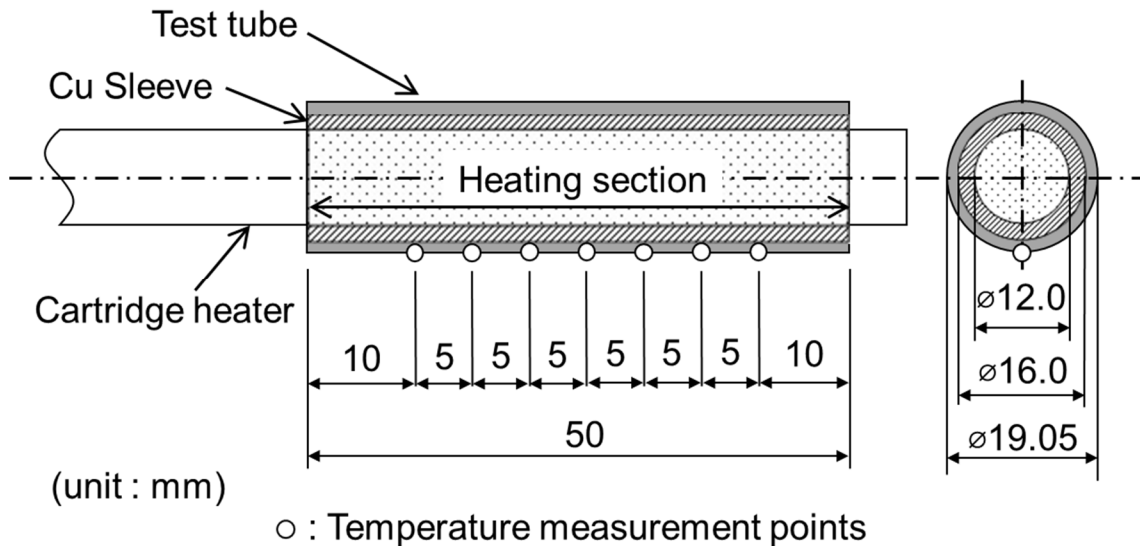


Fig. 2-2 Details of test section.

Table 2-1 List of test tubes.

(Detail specifications are shown in Section 2.3 for plain tube and Section 3.2 for low finned tube)

Base tube	Kind of heating surface
Plain tube	without coating
	Arc wire spray coating
Low finned tube	without coating
	Arc wire spray coating

2.2.3 計測方法

本実験では、各部における流体の温度、質量流量、圧力、ヒーターに加える電力、および試験部の外壁温度を計測した。出力信号はデータロガー（日置電機 株：MEMORY HILOGGER 8423）を用い、サンプリング周波数 2 Hz で記録した。

流下液膜蒸発実験において、試験部への供給液温はノズル上流の流路に挿入した K 型シース熱電対（大貴工業 株：SKS-35）で計測した。

試験伝熱管の伝熱面温度は、銅製の試験部に素線径 0.1 mm のコンスタンタン線を直接はんだ付けすることで T 型熱電対の接点を作成し計測した。計測点の位置は Fig. 2-2 に示す通り、軸方向については中央から 5 mm 間隔に左右対称に 7 点、周方向については液膜の流れを阻害しないよう管最下部に設置した。全ての熱電対の温度計測には、データロガーの内部補償機能を使用した。なお、実験開始前に試験部を非加熱状態で一度濡らしたのち静置することで、測温点に付着した冷媒液を飽和平衡状態で 30 分程度維持し、その時の蒸気圧から求められる飽和温度に対し壁面過熱度が 0 K となるよう熱電対出力を補正した。

圧力容器の内部蒸気圧は Silicon-on-Sapphire (SOS) 式圧力トランスデューサ（ミネベアミツミ 株：NS100A-2MP-3132, 定格容量: 2 MPa, 計測精度: 0.2 %R.O.）で計測した。

冷媒液流量はコリオリ式質量流量計（株キーエンス：FD-SS02, 定格流量範囲: 0 ~ 200 g/min, 計測精度: 4 % of reading）で計測した。

ヒーター加熱量は電力トランスデューサ（タケモトデンキ 株：TW-04C1, 定格入力: AC220 V - 5 A, 計測誤差: 0.5 %f.s.）で計測した。

2.2.4 データ整理方法

(i) 液膜質量流量

単位長さあたりの伝熱管の片側を流下する液膜質量流量 Γ [kg/(m·s)] は、流下液の質量流量 m [kg/s] の計測値を用いて式(2.1)より求めた。

$$\Gamma = \frac{m}{2L} \quad (2.1)$$

ここで、 L は加熱部長さ[m]である。

(ii) 熱流束

試験部外壁面上の熱流束 q [W/m²] は式(2.2)で定義した。

$$q = \frac{Q}{\pi DL} \quad (2.2)$$

ここで、 Q は加熱量[W]、 D は加熱部外径[m]である。加熱量 Q はヒーター熱入力であり、印可電圧[V] と電流[A]の積で求められる（電力トランスデューサ内で演算）。溶射被膜を有する試験伝熱管の加熱部外径は、溶射被膜基部、すなわち基準となる無処理の平滑管と同じく $D = 19.05 \text{ mm}$ とした。

ここで、試験伝熱管の表面粗さを **Table 2-2** に示す。1行目に示す無処理平滑管が本研究における基準伝熱面である。表面粗さはレーザー顕微鏡（株式会社キーエンス：VK-9700）で計測し、算術平均粗さ R_a および最大山高さ R_p が示されている。レーザー顕微鏡計測でのカットオフ周波数 λ_c は $2.5 \text{ }\mu\text{m}$ とし、基準長さに対応する λ_s は、平滑管では 0.8 mm 、溶射管では 2.5 mm に設定した。測定は管表面から軸方向に3点、周方向に2点の計6点で行い、アンサンブル平均をとった。

Table 2-2 Specifications of test tubes.

Base tube	Kind of heating surface	Surface roughness [μm]	
		R_a	R_p
Plain tube	without coating	0.3	5.7
Plain tube	Arc wire spray coating	19.4	92.7

(iii) 壁面過熱度

試験部の壁面過熱度 ΔT_{wall} [K] は式(2.3)で定義した。

$$\Delta T_{\text{wall}} = T_o - T_{\text{sat}}(P) \quad (2.3)$$

ここで、 T_o は計測された試験部外壁温度 [$^{\circ}\text{C}$]、 T_{sat} は圧力容器内で計測された圧力 P [Pa] における冷媒の飽和温度 [$^{\circ}\text{C}$] であり、REFPROP Ver.10.0^[2-1] で求めた。試験部には7点の熱電対を設置しているが、それらから T_o を算出する処理については後述する。

(iv) 熱伝達率

熱伝達率 α [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$] は、式(2.4)で定義した。

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T_{\text{wall}}} \quad (2.4)$$

試験伝熱管の壁温計測について

流下液膜蒸発実験における壁温計測値の時間変化の一例を、温度、圧力、流量、加熱量とともに **Fig. 2-3** に示す。 $T_{o1} \sim T_{o7}$ は壁温であり、番号は伝熱管固定端に近いものからつけている。

Fig. 2-3 の 0~240 s の間は非加熱状態であり、試験部の熱電対は全て等しい温度を出力している。一方、加熱状態の 240 ~ 2500 s では温度差が見られ、 T_{o1} , T_{o2} , T_{o6} , T_{o3} , T_{o5} , T_{o7} , T_{o4} の順に高くなっている。このような加熱中の温度差はすべての計測において確認され、位置による傾向は試験伝熱管ごとに異なっていた。なお、3000 s 付近で T_{o7} , T_{o4} の温度にスパイクが立っており、3800 ~ 4300 s にかけては大きな変動が見られるが、これはドライアウト状態と濡れ状態の変動によるものである。

本研究では、計測された壁温のばらつきのうち、ヒーターと試験伝熱管の熱的接触や、設置された熱電対測温点の伝熱面に対する深さ方向の位置といった装置特性による影響を低減するため、定常状態 30 秒間の時間平均を各計測点において算出した後、最高点と最低点を除外した計 5 点の算術平均値を求め、当該条件での試験部外壁温度 T_o とした。また、平均の母数が 5 点と少ないため、実験結果を示す際には、熱伝達率の最大値と最小値をあわせて表示する。

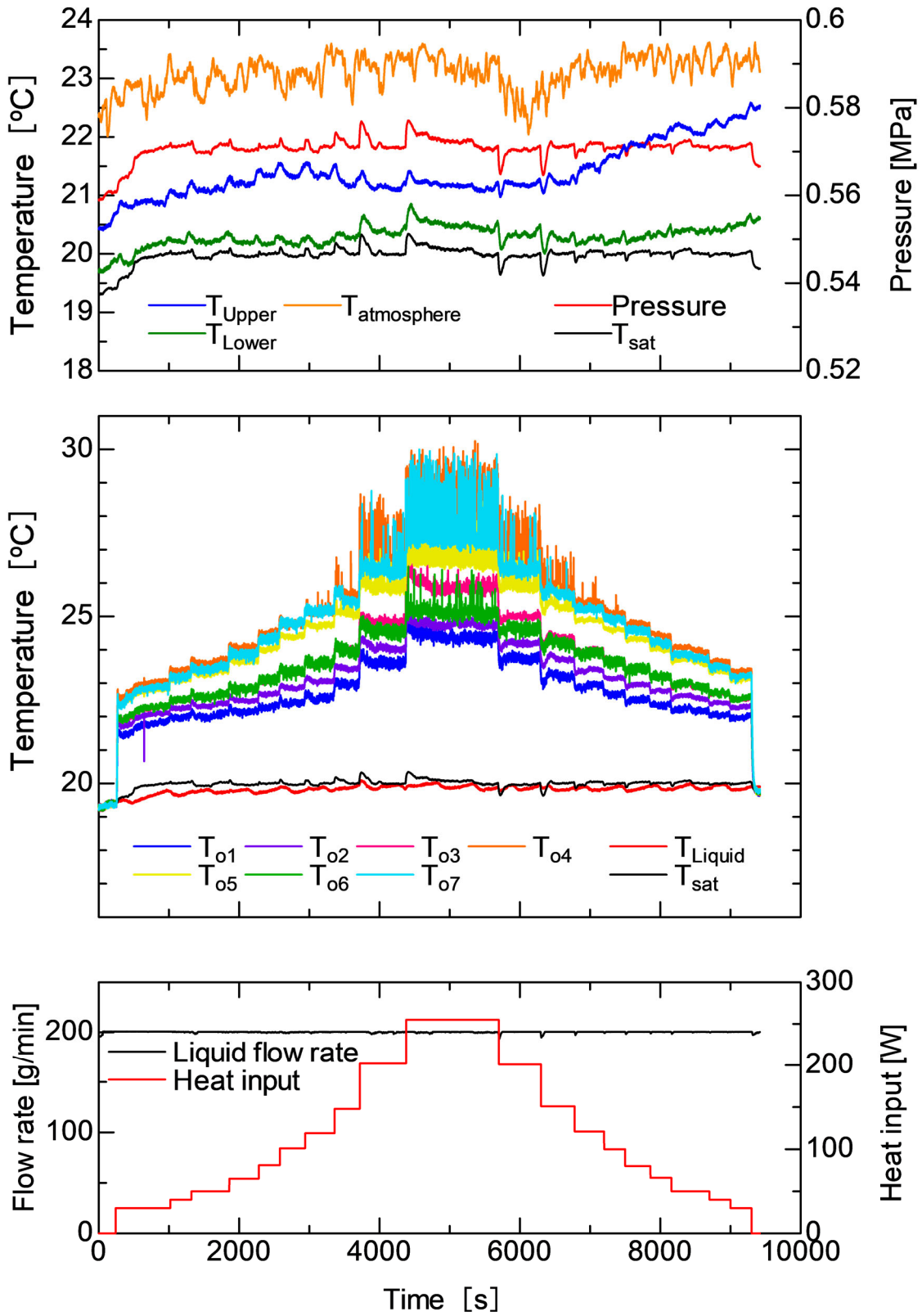


Fig. 2-3 Temporal change in wall temperatures, pressure, liquid flow rate and heat input during falling liquid film evaporation experiment.

2.2.5 実験手順および実験条件

作動流体として R134a と R1233zd(E)を使用した。主要な熱物性値を **Table 2-3**^[2-1, 2]に示す。R134a はオゾン破壊係数の低減を目的に 1980 年代初頭に開発され^[2-3]、1990 年代から広く工業利用されてきた HFC 系冷媒である。1 章で述べたように今後は規制の対象となり利用縮小が予想されるが、液膜蒸発およびプール沸騰の既往の実験的研究が充実しているため、比較検証を目的に採用した。一方、R1233zd(E)は低 GWP 化を目的に 2010 年代初頭に開発された^[2-4] HFO 系冷媒であり、今後の利用拡大が予想される。同じ圧力下では R134a は R1233zd(E)よりも沸点が低く、目的とする温度帯に応じて使い分けがされている。

両冷媒とも、実験は飽和温度 20 °C の条件で行った。各加熱条件および流量条件を、容器内圧力と試験部壁面温度の時間的変化が十分に小さくなるまで保って定常状態とし、**Fig. 2-3** で例示したスパイク状の温度変化が生じる実験条件においても時間平均値が収束する 30 秒間のデータを評価対象とした。

プール沸騰熱伝達の実験条件を **Table 2-4 (a)**に示す。熱流束はステップ状に操作し、10.0 kW/m² から 85.2 kW/m² まで増大させる過程と 85.2 kW/m² から 10.0 kW/m² まで低減させる過程を連続して行った。これは核沸騰にみられる特徴の一つであるヒステリシスについて検証するためである。沸騰熱伝達におけるヒステリシスとは、伝熱面上に存在するキャビティの活性化(発泡開始)と不活化(発泡停止)が異なる壁温で生じることにより引き起こされる。特に、複雑な形状のキャビティを多数有する沸騰促進面上では、高い壁面過熱度を経験することで熱伝達率が向上するという報告があり^[2-5]、加熱履歴が熱伝達率に及ぼす影響の把握が重要となる。

流下液膜蒸発熱伝達実験の飽和温度とノズルに流入する冷媒液のサブクール度は、**Table 2-4 (b)**の通り、それぞれ 20.0 °C、0.5 K 未満に設定した。本実験のサブクール度は十分小さいため、ダミー管を流下し試験部に到達した液膜を飽和状態とみなし、壁面過熱度を冷媒の飽和温度に対する温度差として**式(2.3)**の通り定義した。

流下液膜蒸発熱伝達実験における液膜流量の影響評価での実験条件を、R134a に対して **Table 2-4 (c)**に、R1233zd(E)に対して **Table 2-4 (d)**にそれぞれ示す。まず、熱流束を 16.7 kW/m² に固定し、流量を最小値からステップ状に操作した。最高流量に達したのち、熱流束を 33.4 kW/m² に固定して同様の操作を行い、最後に熱流束 50.1 kW/m² の計測を行った。

流下液膜蒸発熱伝達実験における熱流束の影響評価での実験条件を **Table 2-4 (e)**に示す。液膜流量を固定し、熱流束をステップ状に操作した。プール沸騰熱伝達実験と同様に、増大過程と低減過程を行った。

Table 2-3 Thermo-physical properties of R134a and R1233zd(E) in saturation condition at 20 °C^[2-1].

		R134a	R1233zd(E)
Chemical formula		CH ₂ FCF ₃	HCIC=C(H)CF ₃
Preferred IUPAC name		1,1,1,2-Tetrafluoroethane	trans-1-Chloro-3,3,3-trifluoropropene
Operating temperature [°C]		20	20
Saturation pressure [MPa]		0.5717	0.1082
Critical pressure [MPa]		4.059	3.624
Specific enthalpy [kJ/kg]	Liquid	227.5	223.9
	Vapor	409.8	417.6
Latent heat of evaporation [kJ/kg]		182.3	193.7
Viscosity [μPa·s]	Liquid	207.4	300.7
	Vapor	11.49	10.14
Density [kg/m ³]	Liquid	1225	1275
	Vapor	27.78	6.066
Specific heat at constant pressure [J/(kg·K)]	Liquid	1405	1208
	Vapor	1001	814.8
Thermal conductivity [mW/(m·K)]	Liquid	83.28	84.25
	Vapor	13.34	10.24
Surface tension [mN/m]		8.756	15.22
Molar mass [kg/kmol]		102.0	130.5
GWP ₁₀₀ ^[2-2] [-]		1300	1

Table 2-4 Experimental conditions.

(a) Pool boiling heat transfer using R134a and R1233zd(E)

Working fluid	R134a, R1233zd(E)
T_{sat} [°C]	20.0
q [kW/m ²]	10.0, 13.4, 16.7, 21.7, 26.7, 33.4, 40.1, 50.1, 66.8, 85.2

(b) Saturation temperature and liquid film inlet subcooling degree in falling film evaporation heat transfer experiments

Working fluid	R134a, R1233zd(E)
T_{sat} [°C]	20.0
Inlet subcooling degree [K]	less than 0.5

(c) Falling film evaporation heat transfer at various liquid film mass flow rates using R134a

Working fluid	R134a
q [kW/m ²]	16.7, 33.4, 50.1
Γ [$\times 10^{-2}$ kg/(m·s)]	1.12, 1.68, 2.22, 2.77, 3.34

(d) Falling film evaporation heat transfer at various liquid film mass flow rates using R1233zd(E)

Working fluid	R1233zd(E)
q [kW/m ²]	16.7, 33.4, 50.1
Γ [$\times 10^{-2}$ kg/(m·s)]	0.85, 1.26, 1.68, 2.09, 2.52, 2.94, 3.34, 3.73, 4.17, 4.55, 5.02, 5.43, 5.82, 6.23

(e) Falling film evaporation heat transfer at various heat fluxes

Working fluid	R134a, R1233zd(E)
Γ [$\times 10^{-2}$ kg/(m·s)]	3.34
q [kW/m ²]	10.0, 13.4, 16.7, 21.7, 26.7, 33.4, 40.1, 50.1, 66.8, 85.2

2.2.6 不確かさ解析

本実験系における測定不確かさおよび算出されるパラメータの拡張不確かさを **Table 2-5** に示す。液膜質量流量 Γ 、熱流束 q 、熱伝達率 α における拡張不確かさ $U(f)$ は式(2.5)–(2.8)で算出した。なお、圧力トランスデューサの不確かさである ± 4 kPa は、 20.0 °C 付近の冷媒飽和温度に対し、R134a では ± 0.23 K、R1233zd(E) では ± 0.98 K の不確かさを生む。しかし本実験では、2.2.3 項で述べた通り、気液平衡状態が保たれた状態における壁面過熱度を 0 K とするよう壁温の校正を行っているため、熱伝達率の算出において真に重要である壁面過熱度に対し、この圧力測定不確かさに起因する不確かさは影響しない。

熱流束 q と熱伝達率 α における不確かさは、入熱量および壁面過熱度が小さい条件ほど相対的に大きくなる。**Table 2-5** では、全実験結果における最小値と最大値を示しており、熱伝達率の不確かさが最も大きくなったのは、作動流体 R134a において溶射面を使用した際の最低熱流束条件 (10.0 kW/m²) であった。

$$U(f) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} U(X_i) \right)^2} \quad (2.5)$$

$$\Gamma = f(X_1) = f(m) \quad (2.6)$$

$$q = f(X_1) = f(Q) \quad (2.7)$$

$$\alpha = f(X_1, X_2) = f(q, T_{\text{wall}}) \quad (2.8)$$

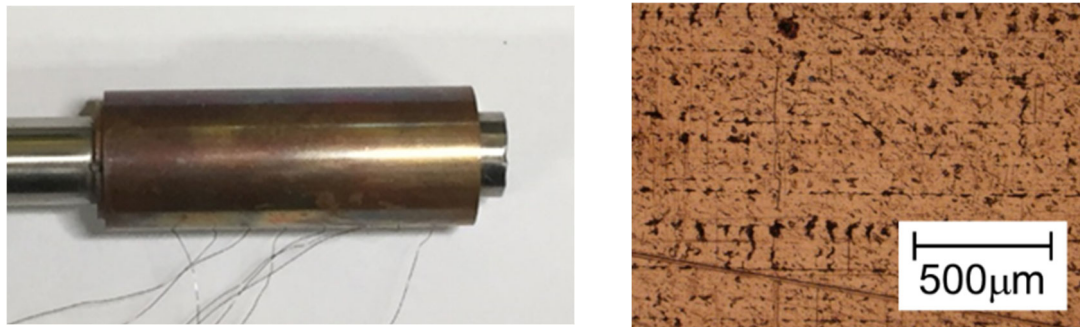
Table 2-5 Uncertainties of experimental measurements.

Parameter	Uncertainty
Measured	
Temperature, T	± 0.05 K
Mass flow rate, m	± 4 %
Pressure, P	± 4 kPa
Input power to the heater, Q	± 5.5 W
Derived	
Mass flow rate of liquid film, Γ	± 4 %
Heat flux, q	± 2 – 18 %
Heat transfer coefficient, α	± 2 – 23 %

2.3 供試管

使用した伝熱管の表面構造の外観を **Fig. 2-4 (a), (b)**にそれぞれ示す．表面粗さは **Table 2-2** に示した通りである．

溶射面の加工法は，Asano et al.^[2-6]による水平円管周りプール沸騰実験での伝熱促進効果の報告に基づき，アークワイヤー溶射^[2-7]を採用した．アークワイヤー溶射では，まず，塗膜の付着性を増すため，加工対象の表面にサンドブラストを施す．その後，大気雰囲気において，ガス噴出ノズルの正面でワイヤー状の溶射材に高電圧をかけ，アーク放電の熱で熔融させ吹き付ける．本研究では，溶射材に無酸素銅（Cu 99.99%）を使用した．**Fig. 2-4 (b)**のSEM画像から，アークワイヤー溶射による熔融滴が衝突，堆積することで直径数十 μm のクレーター状のキャビティ（空隙）が形成されていることが確認される．また，径の比較的大きなキャビティの内部に 10 μm 以下の小径なキャビティが多層的に形成されている様子が見て取れる．



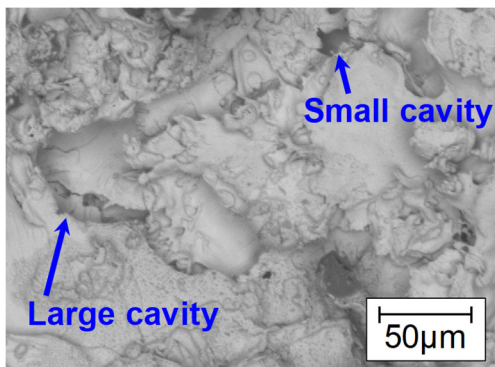
Appearance

Optical microscope image

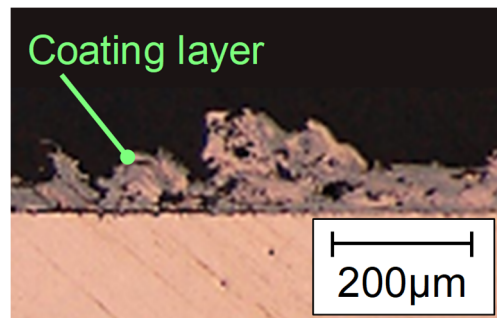
(a) Smooth plain tube



Appearance



SEM image



Cross sectional view

(b) Arc wire spray coating on plain tube

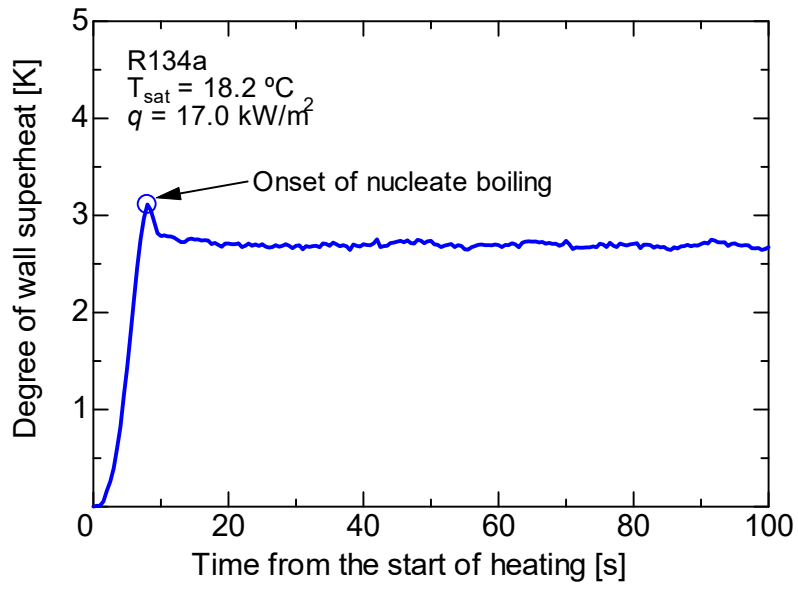
Fig. 2-4 Appearance and magnified images of plain test tubes with smooth surface and thermal spray coated surface.

2.4 プール沸騰熱伝達の実験結果

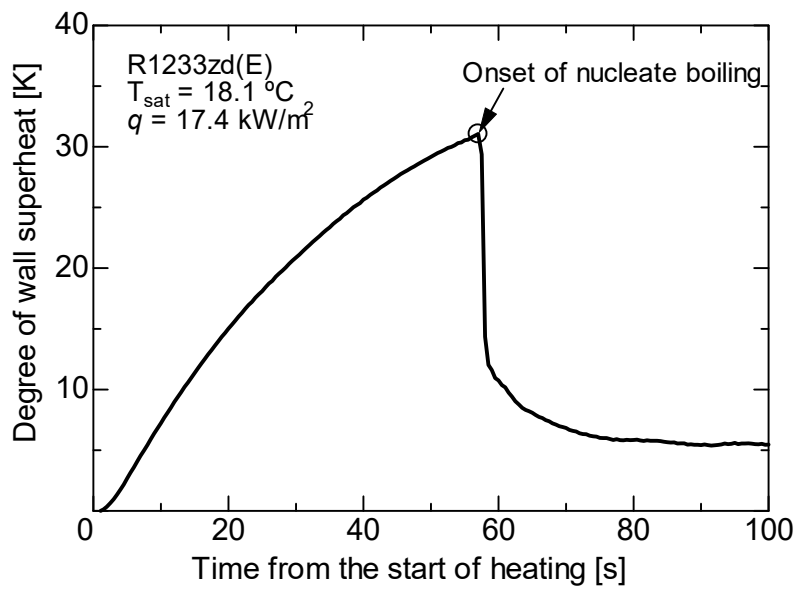
流下液膜蒸発においても、液膜流量が十分高く熱流束の大きい条件では核沸騰熱伝達が支配的となることが報告されている^[2-8,9]。そこで、流下液膜蒸発熱伝達実験に先立ち、核沸騰熱伝達特性を明らかにするため、界面からの蒸発やドライアウトの影響のないプール沸騰熱伝達実験を行った。本節では、熱流束の変化に対する熱伝達率の変化を評価し、沸騰開始過熱度および核沸騰熱伝達率への冷媒物性ならびに溶射被膜の影響を評価する。

2.4.1 平滑管における沸騰開始過熱度

まず、沸騰開始過熱度を評価するため、一定の熱流束をステップ入力し、定常沸騰に至るまでの壁温の過渡応答を評価した。Fig. 2-5 (a)に R134a, Fig. 2-5 (b)に R1233zd(E)の壁面過熱度の時系列変化を示す。横軸は加熱開始からの経過時間である。熱流束は、定常な自然対流熱伝達状態に留まることなく沸騰開始に至る十分な値である 17 kW/m^2 を与えた。加熱開始後、ヒータでの発熱が熱伝導により伝播し、約 1.5 秒後から壁面過熱度が上昇し始めた。壁面過熱度が上昇するにつれ上昇勾配が鈍化する傾向が見られたが、これは伝熱管周囲で自然対流熱伝達が生じたためである。その後、図中○印で示す最高点に達すると同時に、伝熱面全体で沸騰が開始し、壁面過熱度が急低下した。壁面過熱度の最大値を沸騰開始過熱度とし比較すると、R134a では沸騰開始過熱度が 3.1 K であったのに対し、R1233zd(E)では 31.1 K であった。



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 2-5 Temporal change of wall superheat in pool boiling with sudden heating.

沸騰気泡内の圧力は、曲率を持つ気液界面に表面張力が作用することで、周囲の液相よりも高くなる。その圧力差 ΔP_{bubble} [Pa]は、式(2.9)に示すラプラスの式により求められる。ただし、式(2.9)では気液界面を球面と仮定するとともに、沸騰開始について議論するため、沸騰開始時点の気泡径を伝熱面上のキャビティ半径 r_c [m]に等しいと仮定している。

$$\Delta P_{\text{bubble}} = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (2.9)$$

一方、圧力と飽和温度の熱力学的関係式であるクラジウス-クラペイロンの式^[2-10]において、液相密度が気相密度に対し十分に大きいと仮定することで、式(2.10)が得られる。

$$\frac{dP}{dT_{\text{sat}}} = \frac{\rho_L \rho_G h_{LV}}{T_{\text{sat}}(\rho_L - \rho_G)} \sim \frac{\rho_G h_{LV}}{T_{\text{sat}}} \quad (2.10)$$

ここで、 h_{LV} は蒸発潜熱[J/kg]、 ρ は密度[kg/m³]である。式(2.9)、式(2.10)を連立すると、気泡内の蒸気圧における飽和温度 T_{bubble} [K]が、周囲の液の飽和温度からの温度差 ΔT_{bubble} [K]を用いて式(2.11)の通り求まる。

$$T_{\text{bubble}} = T_{\text{sat}} + \Delta T_{\text{bubble}} = T_{\text{sat}} + \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{\rho_G h_{LV} r_c} \quad (2.11)$$

次に、気泡が成長する条件を考える。気液界面で蒸気が生成するには、液相から気液界面への熱流が必要である。気液界面は気泡内圧力における飽和温度であるため、気液界面に隣接する液相の温度がそれより高ければ、気泡は成長する。伝熱面近傍の液相温度分布を考慮すると、伝熱面上には、周囲圧力での飽和温度よりも高温な過熱液の層が形成される。この過熱液層が、自然対流の影響が無視できるほど薄い ε [m]であると仮定すると、層内の伝熱は熱伝導支配であり、フーリエの法則より式(2.12)が成り立つ。

$$q = \frac{\lambda_L}{\varepsilon} \Delta T_{\text{wall}} \quad (2.12)$$

ここで、 λ は冷媒の熱伝導率[W/(m·K)]、 ΔT_{wall} は壁面過熱度[K]である。したがって、伝熱面からの距離 z [m]に対する過熱液層内の液温 T_L [K]の分布は、式(2.13)

の通り表せる.

$$T_L = T_{\text{sat}} + \Delta T_{\text{wall}} \left(1 - \frac{Z}{\varepsilon}\right) \quad (2.13)$$

蒸気泡が成長するには, 気液界面の位置, すなわち伝熱面から気泡径 r_c だけ離れた位置において, $T_L \geq T_{\text{bubble}}$ が成り立たなければならない. この不等式に式(2.11)と式(2.13)を代入し, 式(2.12)により ε を消去すると, 半径 r_c のキャビティの沸騰開始過熱度 $\Delta T_{\text{wall,ONB}}$ は, 不等式が成立する最小の壁面過熱度として式(2.14)の通り求まる.

$$\Delta T_{\text{wall,ONB}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{\rho_G h_{\text{LV}} r_c} + \frac{r_c q}{\lambda_L} \quad (2.14)$$

逆に, ある壁面過熱度 ΔT_{wall} において活性化する沸騰核キャビティの最小半径 $r_{c,\text{min}}$ は, 式(2.15)により求まる.

$$r_{c,\text{min}} = \frac{\lambda_L \Delta T_{\text{wall}}}{2q} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{8\sigma q T_{\text{sat}}}{\rho_G \lambda_L h_{\text{LV}} \Delta T_{\text{wall}}^2}}\right) \quad (2.15)$$

各冷媒について, 物性値および Fig.2-5 で示した沸騰開始過熱度を式(2.15)に代入し, 活性化したキャビティ半径を算出すると, R134a では $0.35 \mu\text{m}$, R1233zd(E)では $0.26 \mu\text{m}$ となる. 本実験で伝熱管として使用した市販の銅円管の表面に存在するキャビティは, 意図的に形状を制御し付与されたものではないため, 様々なサイズや形状となっており, 実験ごとに最初に活性化したキャビティが異なる可能性がある. しかし, 平滑管表面の算術平均粗さが $0.3 \mu\text{m}$ であることを踏まえると, 算出されたキャビティ半径とスケールは一致しており, 冷媒により沸騰開始過熱度が異なる主な要因は物性値の違いにあると推察される.

同じ伝熱面において R1233zd(E)の沸騰開始過熱度が大きくなる要因として, 式(2.14)および Table 2-3 に示した物性値から, 表面張力と気相密度の違いが挙げられる. 表面張力については, R134a が 8.756 mN/m であるのに対し, R1233zd(E)では 1.74 倍にあたる 15.22 mN/m である. また, 気相密度については, R134a が 27.78 kg/m^3 であるのに対し, R1233zd(E)は 0.22 倍にあたる 6.066 kg/m^3 である. その結果, 式(2.14)右辺第1項に含まれる σ/ρ_G は, R1233zd(E)が 7.91 倍大きくなる. なお, 蒸発潜熱と液相熱伝導率の差はそれぞれ 6%および 1%と僅かであり,

他の物性値と比較して沸騰開始過熱度への影響は小さいと考えられる。

2.4.2 相関式の比較検討

平滑管のプール沸騰熱伝達実験を行い、その結果を従来提案されてきた熱伝達率の予測式と比較した。代表的な相関式として、1984年に提案されて以来広く参照されている Cooper^[2-11]の式に加え、比較的新しい Ribatski and Jabardo^[2-12]の式、Jung et al.^[2-13]の式（いずれも2003年）を検討した。

水平に設置された銅製円管周りのプール沸騰熱伝達に関する Cooper^[2-11]の式を式(2.16)に示す。

$$\alpha = 93.5q^{0.67}M^{-0.5}P_{\text{red}}^{(0.12-0.2\log_{10}R_p)}(-\log_{10}P_{\text{red}})^{-0.55} \quad (2.16)$$

ここで、 M はモル質量[kg/kmol]、 P_{red} は換算圧力[-]であり、冷媒の動作圧力の臨界圧力に対する比で定義される。Cooper^[2-11]の式は計算に多くの物性値を必要としない。表面張力や熱伝導率など、多くの物性値に換算圧力や物質質量との相関があることに基づき、使用するパラメータが極力減らされているためである。なお、相関式構築にあたり無次元化はなされておらず、単位に着目すると式の両辺は一致しない。参照された実験結果は水およびCFC系冷媒が主であり、HFC系冷媒は開発から間もなく、既出の実験結果が存在しなかったため含まれていない。熱流束範囲は参照された実験データセット毎に異なるが、概ね1~100 kW/m²の範囲である。

次に、Ribatski and Jabardo^[2-12]の式を式(2.17)に示す。

$$\alpha = 100q^{(0.9-0.3P_{\text{red}}^{0.2})}M^{-0.5}P_{\text{red}}^{0.45}R_a^{0.2}(-\log_{10}P_{\text{red}})^{-0.8} \quad (2.17)$$

Ribatski and Jabardo^[2-12]の式は、Cooper^[2-11]の式と同様、熱物性と換算圧力との相関に基づく単純化が行われている。ただし、表面粗さの扱いがCooper^[2-11]の式と異なり、平均表面粗さ R_a の影響が独立した係数として与えられている。また、本式も無次元化はなされていない。参照された実験結果は、CFC、HCFC系冷媒のほか、HFC系冷媒であるR134aが含まれ、実験データの熱流束範囲は0.6~120 kW/m²である。

最後に、Jung et al.^[2-13]の式を式(2.18)–(2.21)に示す。

$$\alpha = 10 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{qD_b}{\lambda_L T_{\text{sat}}} \right)^C P_{\text{red}}^{0.1} \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{crt}}} \right)^{-1.4} Pr_L^{-0.25} \quad (2.18)$$

$$D_b = 0.511 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0.5} \quad (2.19)$$

$$C = 0.855 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.309} Pr_{red}^{-0.437} \quad (2.20)$$

$$Pr_L = \frac{\mu_L c_{pL}}{\lambda_L} \quad (2.21)$$

ここで、 D_b は離脱気泡径[m]、 Pr はプラントル数[-]である。Cooper^[2-11]の式や Ribatski and Jabardo^[2-12]の式と異なり、換算圧力の関数として単純化することなく、熱伝導率、表面張力、密度などを直接用いた無次元パラメータの積により構成されている。また、一般的な銅平滑管を対象としており、表面粗さの影響は考慮されていない。参照された実験結果は、CFC, HCFC 系冷媒に加え、HFC 系冷媒である R134a, R125, R32 が含まれる。実験データの熱流束範囲は 10 ~ 80 kW/m² である。

本研究により得られた平滑円管プール沸騰熱伝達率の計測結果を熱流束に対してプロットし、**Fig. 2-6** に示す。また、先述の3つの相関式を、一点鎖線、点線、破線で示す。なお、R1233zd(E)に対する Ribatski and Jabardo^[2-12]の式と Jung et al.^[2-13]の式は、物性値を代入するとほぼ同じ値となった。

熱流束に対する勾配について、いずれの相関式も熱流束の乗数は 0.6 ~ 0.7 であり、実験結果とよく一致した。熱流束の増大に伴い、気泡離脱周期が短く、沸騰核密度が高くなるため、熱伝達率が向上する。また、同じ熱流束において R1233zd(E)のほうが R134a よりも熱伝達率が低いことがわかる。なお、R134a, R1233zd(E)ともに、平滑管においては加熱過程に依存する熱伝達率の変化（ヒステリシス）が明確には現れなかった。

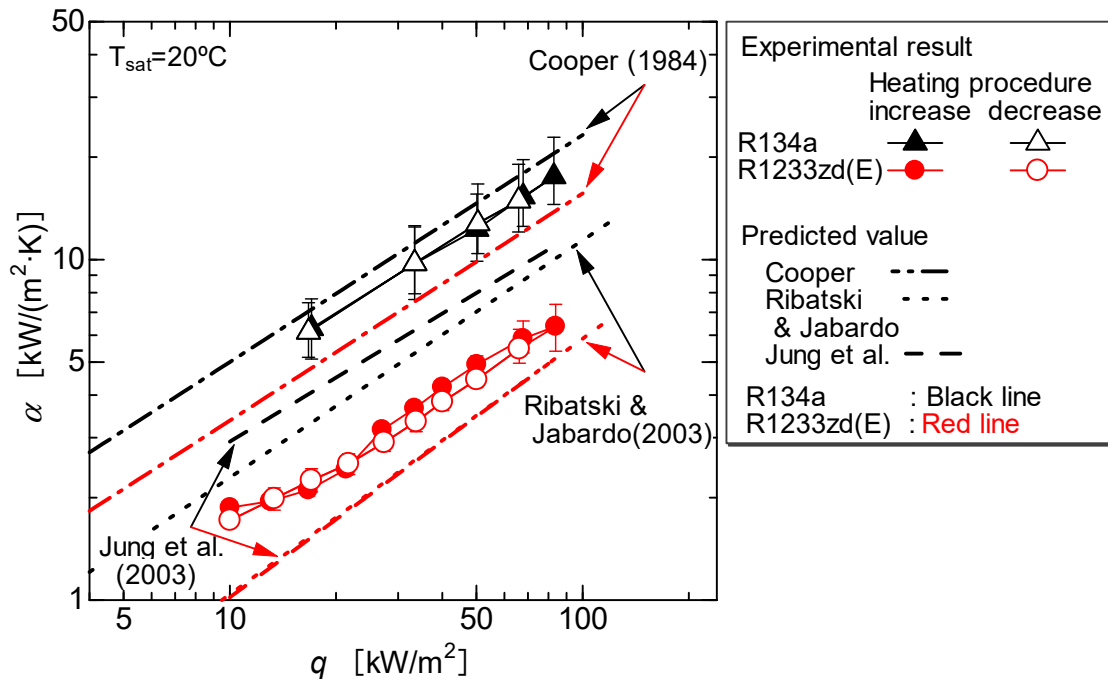


Fig. 2-6 Experimental results and predicted values of heat transfer coefficient of pool boiling using R134a and R1233zd(E).

冷媒物性の影響は予測式によって異なることから、それぞれの予測式について予測精度を評価する。横軸に本研究の実験結果、縦軸に各予測式の値をプロットしたグラフを **Fig. 2-7** に示す。また、実験結果を基準に相対誤差を算出し、その絶対値を算術平均した MAE (mean absolute error) を **Table 2-6** にまとめて示す。Cooper^[2-11]の式の R134a に対する予測精度は、実験結果をやや過大評価するものの 3 式の中では最も良好であり、MAE は 16.1 % であった。一方、R1233zd(E) に対しては大幅に過大評価し、MAE は 100 % を超えた。Ribatski and Jabardo^[2-12]の式と Jung et al.^[2-13]の式は、Cooper^[2-11]の式と対照的に、両冷媒に対し本実験の結果を過小評価した。R1233zd(E) における MAE は 28.3 % と 29.1 % であり、差は僅かであった。一方 R134a については Ribatski and Jabardo^[2-12]の式の隔たりが大きく 44.5 % であったのに対し、Jung et al.^[2-13]の式は 36.1 % であった。両冷媒の平均をとると、最も MAE が小さい相関式は Jung et al.^[2-13]の式であった。

Cooper^[2-11]の式や Ribatski and Jabardo^[2-12]の式で採用されるように、熱輸送物性と物質量や換算圧力の間には確かに相関がある。また、数多くある冷媒について様々な飽和温度における熱物性パラメータを入手することは、REFPROP^[2-1]などのデータベースなしには困難であるため、物質量と換算圧力のみで熱伝達率を予測できることは実用性の観点から優れる。一方で、分子構造など 2 つのパラ

メータからは反映できない要素も熱伝達に影響を及ぼすため、冷媒物性の違いに追従する比較的精度のよい予測を行うには Jung et al.^[2-13]の式のように物性値を直接代入することが望ましいと考えられる。

以下の議論では、冷媒の違いが良く反映され、実験結果と比較的一致した Jung et al.^[2-13]の式により核沸騰熱伝達を評価する。流下液膜において、伝熱面を覆うのに十分な液膜流量のもと壁面過熱度が高くなれば、液膜内で核沸騰が生じ、熱伝達は核沸騰支配となる。その場合、平滑面であればプール沸騰熱伝達率と定性的にも定量的にも同じ傾向を示すことが知られている^[2-8,9]。そこで、2.5節以降の流下液膜の熱伝達に対しても、蒸発や対流の影響のないプール沸騰熱伝達率の相関式を評価基準として用いる。

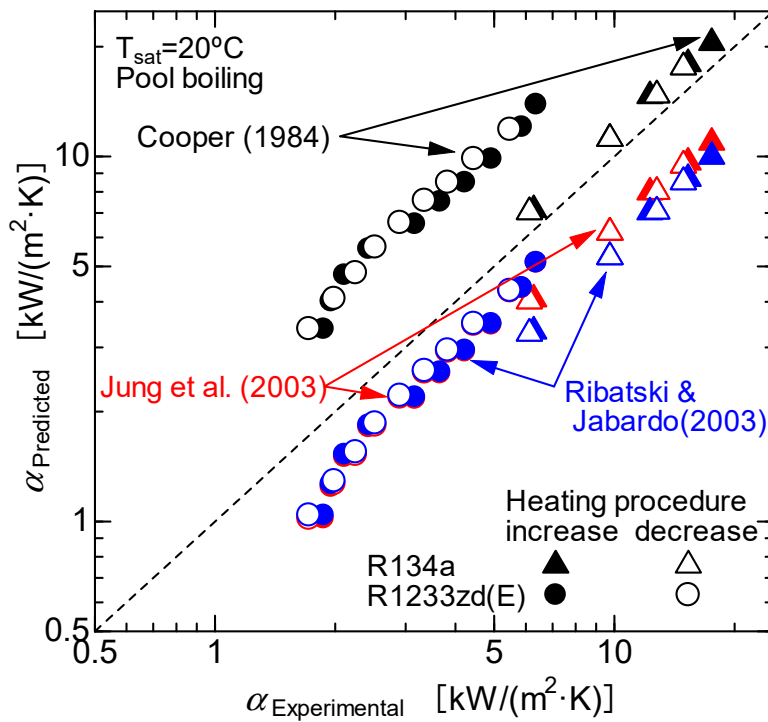


Fig. 2-7 Comparison of experimental results of pool boiling heat transfer coefficient with predicted values by previous correlations^[2-11-13].

Table 2-6 Mean absolute error (MAE) of predicted heat transfer coefficients from experimental results.

	MAE [%]		
	Cooper	Ribatski & Jabardo	Jung et al.
R134a	16.1	44.5	36.1
R1233zd(E)	112.5	28.3	29.1
overall	64.3	36.4	32.6

2.4.3 溶射面のプール沸騰熱伝達特性

R134a と R1233zd(E)について、溶射面でのプール沸騰熱伝達率を平滑面の結果とともに **Fig. 2-8** に示す。破線は平滑管に対する Jung et al.^[2-13]の式である。また、図中の式は、熱流束低減過程における実験結果を 1 次のべき関数として最小二乗近似したものであり、実線でプロットしている。

R134a の場合

溶射面は低熱流束から平滑面と比較して高い熱伝達率となった。加熱過程の影響として、熱流束増大過程では 33.4 kW/m^2 まで熱伝達率が概ね一定であったが、それ以上では熱流束の増大とともに徐々に向上し、 $q > 50 \text{ kW/m}^2$ の高熱流束域における熱伝達率の勾配は平滑面とほぼ同じとなった。その後、熱流束低減過程で熱流束の低下とともに熱伝達率が低下したが、その勾配は平滑面より小さく、熱伝達率に対する熱流束の乗数は、平滑面が 0.65 であったのに対し溶射面では 0.21 であった。

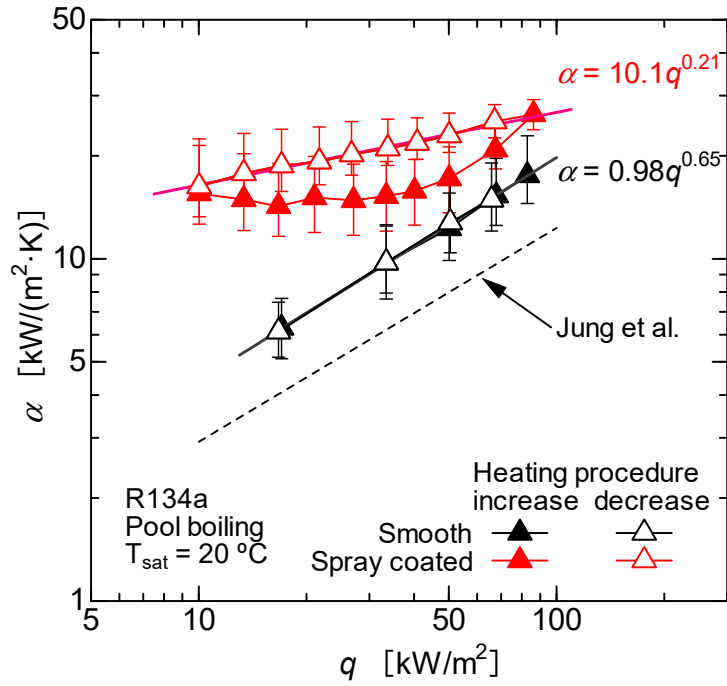
熱流束低減過程の熱伝達率が増大過程よりも高くなるヒステリシスは、溶射面にのみ現れた。このヒステリシスは、高熱流束条件で壁面過熱度が高くなることで伝熱面上のキャビティが蒸気で満たされ、沸騰核として一度活性化した後、熱流束を低減させても活性化状態が維持されることにより生じると考えられる。特に、熱流束低減過程で勾配が平滑面と比較して小さくなることから、溶射面上ではキャビティの活性が維持されやすいことが裏付けられる。

R1233zd(E)の場合

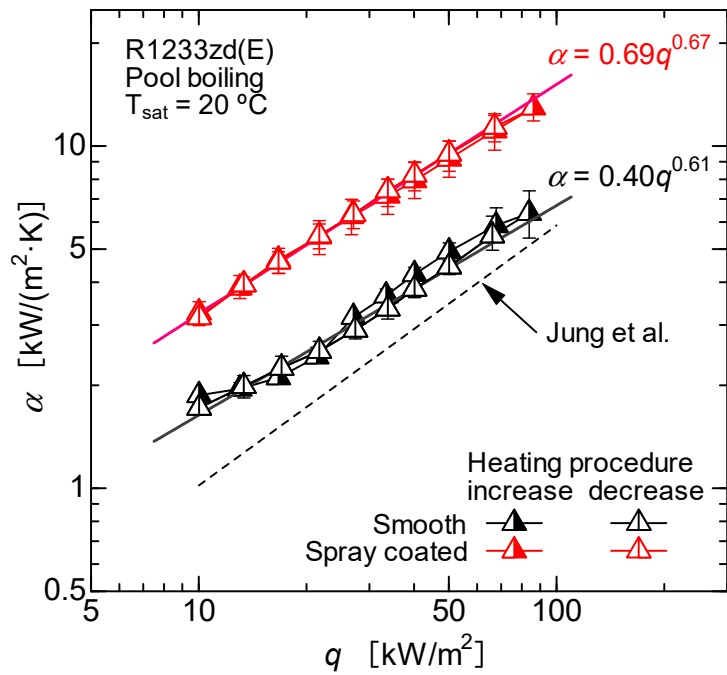
溶射面は平滑面と比較して高い熱伝達率となったが、平滑面に対する伝熱促進効果は熱流束によらず約 2 倍で一定であった。溶射面における熱伝達率の勾配に着目すると、熱伝達率に対する熱流束の乗数は、平滑面が 0.61 であったのに対し溶射面では 0.67 であり、その差は小さかった。また、溶射面においてもヒステリシスが生じなかった。

R134a と R1233zd(E)の比較

溶射面の熱伝達特性の作動流体による差異は、熱流束の変化に対する勾配とヒステリシスに表れた。主な要因として、2.4.1 項で示した沸騰開始過熱度の違いが考えられる。溶射面上には様々な径のキャビティが数多く存在するが、同じ径のキャビティを活性化させるには、R1233zd(E)は R134a よりも高い壁面過熱度を要する。そのため、R134a では低熱流束で多くが活性化したキャビティに対しても、R1233zd(E)では壁面過熱度が不十分となり活性化に至らなかったと考えられる。また R1233zd(E)の場合、熱流束低減過程でキャビティを活性化状態に維持することが困難であり、増大過程と同じ勾配で熱伝達率が低下していったと考えられる。



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 2-8 Effect of heating surface structure on pool boiling heat transfer.

2.5 流下液膜蒸発熱伝達の実験結果

前節で平滑面および溶射面の核沸騰特性が明らかになった。流下液膜蒸発では、液膜内の核沸騰に加え、界面からの蒸発、液膜内の対流、局所ドライアウトなどの液膜形成状態の影響が現れる。本節では、流下液膜蒸発熱伝達について、流量の影響を述べたのち、加熱過程を含めた熱流束の影響を述べる。また、冷媒の R134a と R1233zd(E) について、それぞれの熱伝達特性を比較し、熱物性の影響について考察する。

2.5.1 液膜流量の影響

平滑面と溶射面について、液膜流量の変化に対する流下液膜蒸発熱伝達率の変化を Fig. 2-9 に示す。Fig. 2-9 (a) 内の白抜記号は、Ribatski and Thome^[2-14] による平滑面の実験結果である。使用冷媒が R134a で熱流束は 47 kW/m^2 であり、本研究の R134a 使用時の 50.1 kW/m^2 に実験条件が近いことから、比較のためプロットした。また、Fig. 2-9 (b) 内の二重記号は、R1233zd(E) 使用時に平滑面上で核沸騰が充分発達する $q = 33.4$ および 50.1 kW/m^2 において、熱伝達率が最大流量 $\Gamma = 6.23 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ における値の 95% 以上であった流量条件、すなわち流量不足による伝熱劣化を回避可能な最小流量 Γ_{\min} を表す。

R134a の場合

平滑面では Γ の増大とともに液膜に覆われた伝熱面積が拡大し、熱伝達率が向上した。また、その勾配は高熱流束条件ほど大きくなった。最大熱流束 50.1 kW/m^2 の結果は Ribatski and Thome^[2-14] による実験結果と概ね一致し、測定の妥当性が確認された。従来研究^[2-15-18] において、流量の低下に伴う熱伝達率の低下は、管壁面のドライパッチが拡大することにより引き起こされるとされる。ただし、液膜流量の増大に対して熱伝達率が飽和する条件と、全面が液膜に覆われる液膜流量の条件は必ずしも一致せず、例えば、Fujita et al.^[2-15] や Ribatski and Thome^[2-18] は、伝熱面の同じ箇所が継続的にドライアウトする場合は熱伝達率が低下するものの、ドライアウトとリウエットを断続的に繰り返す場合、熱伝達率は変化しないと報告している。

溶射面では、平滑面と同様に Γ の増大に伴い熱伝達率が向上したが、一定以上の Γ において熱伝達率が飽和する傾向が見られた。 $q = 16.7$ および 33.4 kW/m^2 では、実験を行った液膜流量の全範囲を通じて、熱伝達率がほぼ一定であった。 $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ では $\Gamma \leq 1.67 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ において熱伝達率が急上昇し、それ以上の流量域で変化が非常に小さくなった。先述の通り、流下液膜の熱伝達率が顕著な流量依存性を示す要因は、液膜の形成によるものである。したがって、熱伝達率が流量に対して飽和した理由は、管壁の全面が液膜で覆われ、全面での核沸騰

熱伝達が支配的となったためである。

平滑面と溶射面で熱伝達率の流量依存性を比較すると、溶射面においてのみ熱伝達率の飽和傾向が顕著に現れた。本実験では装置の制約上 Γ の最大値が $3.3 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ であったが、従来研究の報告によれば、高液膜流量域では平滑面の熱伝達率も飽和すると推測される。例えば Jin et al.^[2-19]は、平滑面を有する外径 19.05 mm の水平円管において、熱流束 $10 \sim 60 \text{ kW}/\text{m}^2$ の条件で管壁全面が R134a 液膜に覆われた液膜レイノルズ数 Re_f は $600 \sim 750$ であったと報告しており、これは Γ の範囲にして $3.11 \sim 3.89 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ となる。また、**Fig. 2-9 (a)**内の Ribatski and Thome^[2-14]の結果を見ても、 $\Gamma < 4.0 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ では本実験の結果と同等の勾配であるが、 $\Gamma \geq 5.46 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ では飽和していることがわかる。よって、溶射面は平滑面よりも低流量で管壁全面が液膜に覆われるといえ、伝熱面上の液分配性や液膜の飛散防止に優れることが裏付けられる。また、液飛散の影響が比較的小さい低熱流束・高液膜流量条件を含め、総じて溶射面の熱伝達率が平滑面よりも高い。これは溶射面の沸騰促進効果により核沸騰熱伝達が支配的となったためと考えられる。

R1233zd(E)の場合

平滑面について、最も熱流束の低い $16.7 \text{ kW}/\text{m}^2$ では、実験を行った全流量範囲で Γ の増大とともに概ね一定の勾配で熱伝達率が向上し続けた。一方、 $q = 33.4$ および $50.1 \text{ kW}/\text{m}^2$ では、 $\Gamma \leq 3.73 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ において低熱流束と同様に熱伝達率の向上がみられるが、それ以上では液膜流量によらず熱伝達率が一定となった。また、 $\Gamma \leq 3.73 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ における勾配は熱流束 $50.1 \text{ kW}/\text{m}^2$ が最も大きくなった。この領域における大きな勾配はドライパッチの発生に起因すると考えられる。

低熱流束条件において流量の増大とともに熱伝達率が飽和することなく向上し続けるという傾向は、Jin et al.^[2-19]の R600a を作動流体とした熱流束 $10 \text{ kW}/\text{m}^2$ における実験でも確認されており、対流熱伝達が支配的であるためと考察されている。本実験における管表面の液膜流動について、非加熱状態の流動観察から、**Fig. 2-10** に示すような液膜表面の波立ちが確認された。Miyara^[2-20]による流下液膜の数値解析では、液膜界面の波成ちは、局所の液膜厚さを変動させ薄膜部を形成するとともに、液膜内の等温線を伝熱面に垂直な方向に歪ませることで熱伝達を促進すると報告されている。本実験の低熱流束条件では、壁面過熱度が小さく伝熱面の大部分で沸騰開始に至っていないため、対流熱伝達が支配的であり、流量の増大に伴い波成ちの影響が大きくなったことで熱伝達が向上したと考えられる。一方、中・高熱流束条件では核沸騰が活性化し、沸騰熱伝達が支配的となった結果、流量の影響が小さくなったと考えられる。

高流量における液膜の状態について、低熱流束では管の端が常にドライアウトしており、液膜がそれ以上拡大する様子は見られなかった、一方、管壁全体で沸騰が生じるような中・高熱流束条件では、気泡により液膜が管の端まで押し広げられる挙動が観察された。液膜の形成と熱流束の関係について考察すると、本実験の $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ 、 $\Gamma \leq 2.01 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ のように、熱流束に対し流量が不十分な条件では、加熱によりドライアウトが生じるが、液供給が十分な条件では、加熱に伴う沸騰で液膜内に気泡が存在することで総体積流量が増大し、ドライアウトを逆に抑制する効果が示唆される。

溶射面について、最小熱流束の $q = 16.7 \text{ kW/m}^2$ では、流量によらず熱伝達率が一定となった。溶射面では沸騰開始過熱度が低く、平滑面の結果とは対照的に核沸騰支配となったためと考えられる。中熱流束の $q = 33.4 \text{ kW/m}^2$ では、 $\Gamma \leq 1.68 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ において流量増大とともに急激に熱伝達率が向上し、それ以上の流量ではほぼ一定となった。最大熱流束の $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ では、中熱流束よりもさらに高い $\Gamma = 2.90 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ まで流量増大とともに急激に熱伝達率が向上し、それ以上の流量で飽和した。なお、平滑面、溶射面ともに高熱流束かつ最低流量である $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ 、 $\Gamma = 0.86 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ の条件では、管表面の全域が完全にドライアウトし表面温度が急上昇したため、データを取得できなかった。

熱伝達率の流量に対する勾配は、溶射面でも平滑面と同様に高熱流束ほど大きくなった。熱流束が増大すると核沸騰が活発化するため、液膜に覆われている部分では熱伝達率が高くなる。一方で、気泡の生成が激しくなるため、液膜が管壁から剥離しドライアウトに至るリスクも高まる。このように、熱伝達に対する正と負の効果が同時に強まることで、伝熱が不安定な状態となり、少しの流量変動で大きく熱伝達率が上下したと考えられる。

核沸騰熱伝達支配域において、伝熱劣化を生じない最小流量である Γ_{\min} を比較すると、 $q = 33.4 \text{ kW/m}^2$ の場合、平滑面が $3.73 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ であったのに対し溶射面では $1.68 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ となり、55%の低下を実現した。一方、 $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ の場合、平滑面が $3.33 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ であったのに対し溶射面では $2.52 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ となり、24%の低下を実現した。

R134a と R1233zd(E)の比較

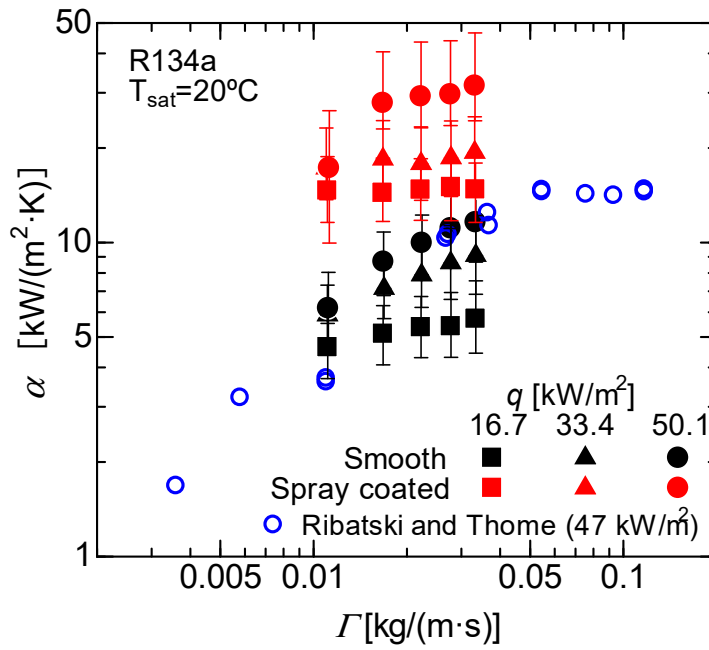
Fig. 2-11 に R134a と R1233zd(E)の実験結果をまとめて示す。熱伝達率の値を同条件において比較すると、総じて R134a の方が高い。主な要因は、沸騰開始過熱度の違いと液膜形成の違いによるものである。

Fig. 2-12 に $q = 16.7 \text{ kW/m}^2$ 、 $\Gamma = 3.34 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ における蒸発・流動様相を示す。液膜の形成状態に着目すると、**Fig. 2-12 (a)** の R134a では試験部のほぼ全体が液膜に覆われているのに対し、**Fig. 2-12 (b)** の R1233zd(E)では左右の端にドラ

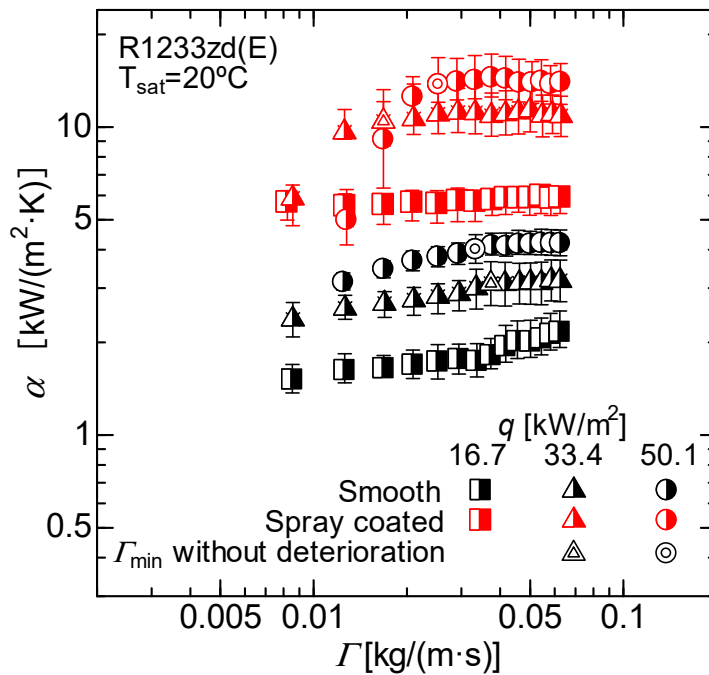
イパッチが生じている。フルオロカーボン系冷媒は表面張力が低く、非加熱時の平滑金属面に対する接触角は極めて小さい。Lu et al.^[2-21]は直径 2 mm の鉛直円筒面を対象に、5 種類の冷媒 (R134a, R22, R290, R600a, R32) を用い、メニスカスにおける接触角を測定した。飽和温度は 0, 20, 45 °C の 3 条件 (R32 のみ最高温度が 45 °C ではなく 30 °C) である。冷媒および飽和温度の違いにより、表面張力には 6.0~12.8 mN/m の幅がある^[2-1]が、Lu et al.^[2-21]の実験結果では銅表面に対する接触角が 0.62~2.42° となり、いずれの条件でも接触角が 0° に十分近い *super wetting* 状態であったと述べている。一方、加熱下では、液膜端部のごく薄い領域が蒸発するため、実質的に接触角が増大する。Lu et al.^[2-22]は、直径 25 mm の鉛直円筒面を流下する R134a の糸状液膜 (Rivulet) を対象に、壁面過熱度と接触角の相関を数値解析により評価した。壁面過熱度が 0 K における接触角はほぼ 0° であるが、壁温の上昇に伴い接触角が顕著に増大し、壁面過熱度 0.5, 1.0, 1.5 K において、接触角はそれぞれ 19, 23, 27° となった。これらから、本研究において確認された、R134a よりも R1233zd(E)の方がドライパッチが形成されやすいという傾向は、Table 2-3 に示した表面張力の違いが直接的に液膜端面の濡れの差を生んだのではなく、2.4 節で示した核沸騰熱伝達の違いにより R1233zd(E)を使用した場合の壁面過熱度が高くなることで生じたと考えられる。

液膜内の沸騰様相については、Fig. 2-12 (a) の R134a では伝熱面のほぼ全体で細かい気泡が生じているのに対し、Fig. 2-12 (b) の R1233zd(E) では伝熱面上に観察された沸騰核は数点のみであった。

熱伝達率の液膜流量に対する変化傾向は、平滑面、溶射面ともに、ある流量までは熱伝達率が上昇しその後飽和に至ること、高熱流束ほど熱伝達率の流量に対する勾配が大きくなることについて一致した。特に、平滑面において核沸騰が支配的となる $q = 33.4$ および 50.1 kW/m^2 では、熱伝達が飽和する流量が冷媒によらず $\Gamma = 4.0 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ であった。



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 2-9 Heat transfer coefficient of falling film evaporation against film mass flow rate.

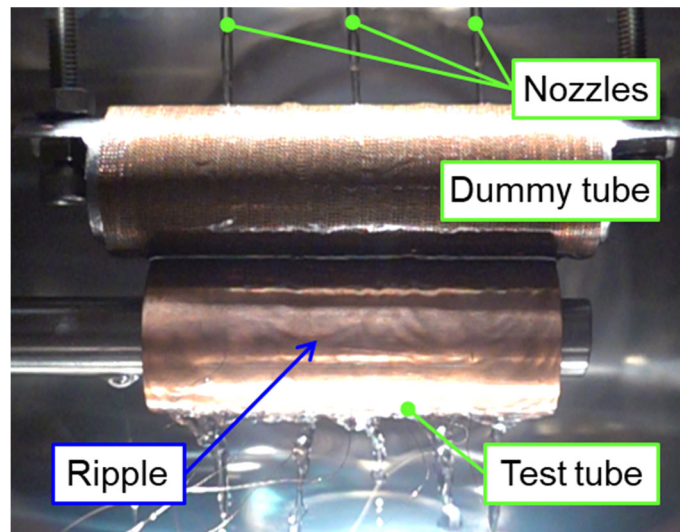


Fig. 2-10 Falling liquid film of R1233zd(E) at $\Gamma = 4.20 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ without heating.

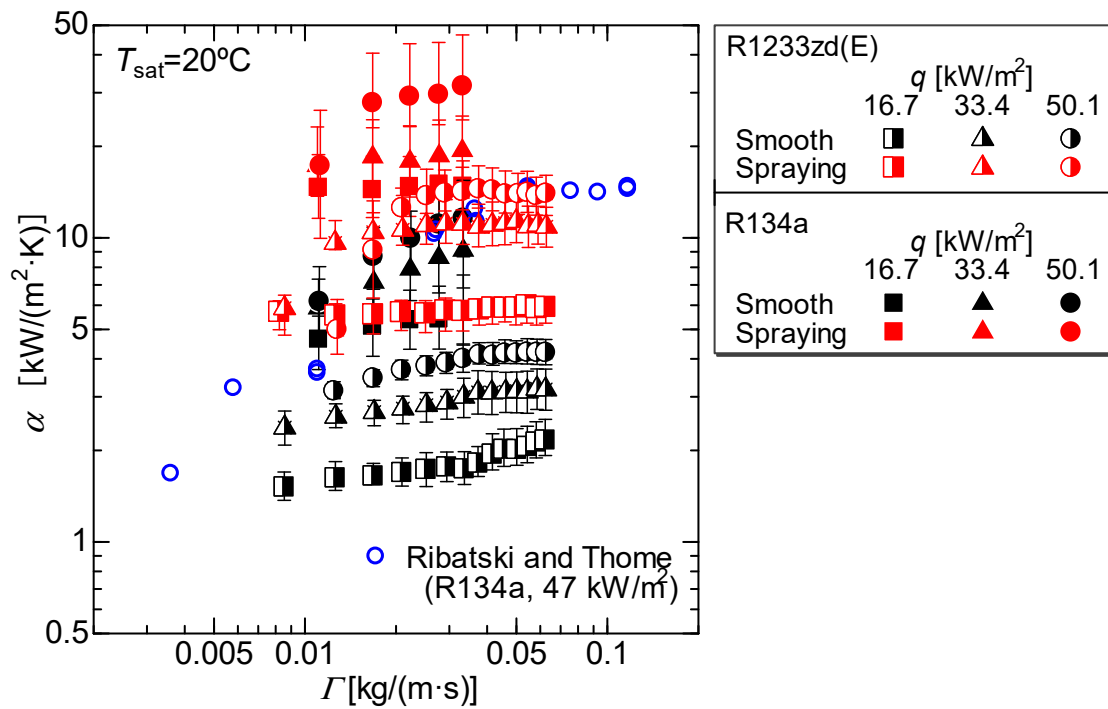
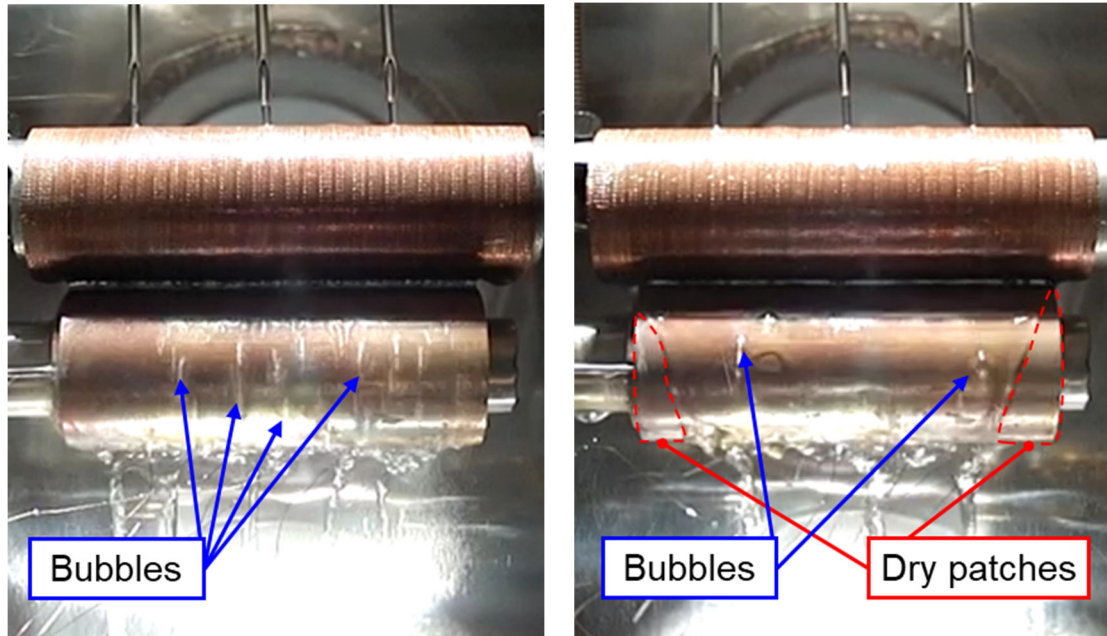


Fig. 2-11 Heat transfer coefficient of falling film evaporation using R134a and R1233zd(E) against film mass flow rate.



(a) R134a

(b) R1233zd(E)

Fig. 2-12 Falling film evaporation behaviors at $q = 16.7 \text{ kW/m}^2$ and $\Gamma = 3.34 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$.

2.5.2 R1233zd(E)液膜の伝熱面被覆率

前項 2.5.1 において、低流量域でドライパッチが形成されることにより伝熱面全体の熱伝達率が劣化することが確認された。それを受け本項では、低流量域における伝熱劣化に焦点を当て、流下液膜の詳細な観察と液膜による伝熱面被覆率の定量評価を行う。対象とする冷媒は、ドライパッチが形成されやすい R1233zd(E)である。熱流束が比較的高く、核沸騰が発達した状態における流動挙動のほか、伝熱面の液膜による瞬時被覆率と熱伝達率の相関について述べる。

2.5.2.1 評価方法

加熱中の流動様相をデジタルカメラ (SONY : DSC-RX100M5A) により露光時間 1/1000 秒で 960 fps の動画として撮影し、伝熱面上の濡れた領域 (すなわち液膜による被覆部) を目視により判別 (Fig. 2-13), 画像から得られた面積を、曲面を考慮して補正し算出した。なお, Fig. 2-13 の例では, 気泡を多く含み白く写っている部分は液膜が存在することを容易に判別できるが, その境界付近で気泡が見られない部分にも, 光の反射の状況や前後のフレームとの比較から伝熱面上の薄液膜を確認できる領域が存在する。各実験条件で撮影した映像に対し, 200 フレーム間隔 (0.208 s 間隔) で 5 枚を抽出して目視判別と面積算出を行い, それらの算術平均値を当該条件における液膜面積とした。

ここでは, 全伝熱面積に対する比として, 液膜による伝熱面被覆率を評価した。画像観察は伝熱管の片側のみであるが, 給液部のダミー管と試験部の管軸は鉛直方向に一致するよう固定されており, 実験中の目視において前面と背面で流動様相に明確な違いは確認されなかったことから, 前面での計測結果で管全体の現象を評価できると考えられる。

実験条件は 2.5.1 項と同様であり, 飽和温度 $T_{\text{sat}} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 一定のもと, 発達した核沸騰が得られる熱流束として $q = 33.4$ および 50.1 kW/m^2 の 2 条件を対象に, 液膜流量 $\Gamma = 8.33 \times 10^{-3} \sim 6.25 \times 10^{-2}\text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ の範囲で評価を行った。

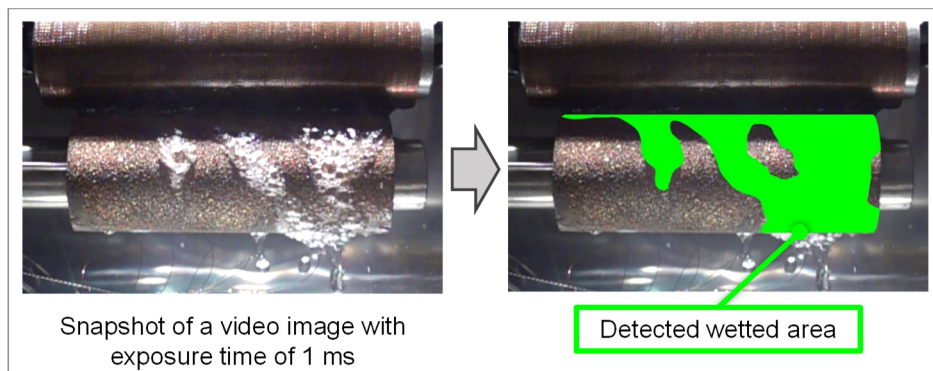


Fig. 2-13 Evaluating process of wetted area with liquid film.

2.5.2.2 液膜の伝熱面被覆率と熱伝達率の相関

液膜による伝熱面被覆率を液膜流量に対してプロットし **Fig. 2-14** に示す。エラーバーは各条件での最大値と最小値である。

両伝熱面において、 $\Gamma \geq 5.0 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ では被覆率が概ね一定値に飽和した。その値は平滑管の $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ のみ 0.89 であったが、他の条件は 0.95 を超え、ほぼ全面が液膜に覆われた。平滑面の高熱流束条件では、沸騰気泡の破裂に伴い液膜が破断するケースがあり、高流量であっても瞬時のドライパッチが常に存在するためである。例として、平滑面の $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ における最高流量 $\Gamma = 6.25 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ での液膜挙動を、時系列順に **Fig. 2-15** に示す。時刻 $t = 0 \text{ ms}$ において、破線で囲われた領域に比較的大きな沸騰気泡が生じており、 $t = 4 \text{ ms}$ では液膜とともに流下した。その後、 $t = 8 \text{ ms}$ で気泡が破裂し、気泡底部にドライパッチが現れた。 $t = 12 \sim 29 \text{ ms}$ にかけて、一度生じたドライパッチは周囲の液膜に覆われる（リウエットする）ことなく管底部へと移動した。他の条件における液膜様相を合わせて **Fig. 2-16** に示す。同じ平滑面においても、**Fig. 2-16 (c)** に示す $q = 33.4 \text{ kW/m}^2$ では壁面過熱度が小さく、気泡が破裂してもドライパッチが生じなかった。また、溶射面では **Fig. 2-16 (b), (d)** に示すとおり液膜全体に小気泡が密に分布しており、見かけの液膜厚さが増大していると考えられる。そのため、気泡が破裂しても直ちに隣接する液膜が広がり、ドライパッチの形成が抑制された。

$\Gamma < 5.0 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ の流量域では、流量の減少とともに被覆率が減少した。平滑面の場合、勾配が概ね一定であり、被覆率は流量に比例した。また、 $\Gamma = 2.1 \sim 5.0 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ では、熱流束の小さい 33.4 kW/m^2 の被覆率が 50.1 kW/m^2 より高くなったが、 $\Gamma \leq 2.1 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ では、熱流束によらず同じ流量における被覆率は同等であった。一方、溶射面では勾配が一定でなく、流量の低下とともに被覆率が急激に低下した。また、全流量域にわたり熱流束の小さい 33.4 kW/m^2 の被覆率が 50.1 kW/m^2 より高くなったが、これは蒸発量が少ないことが主な要因と考えられる。総じて溶射面上の被覆率は平滑面を上回っており、液膜形成が促進されたことが確認された。

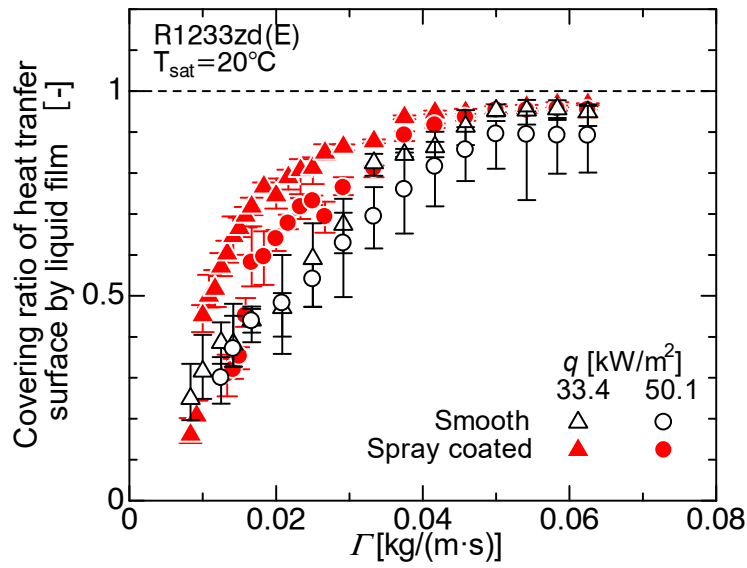


Fig. 2-14 Covering ratio of heat transfer surface by liquid film.

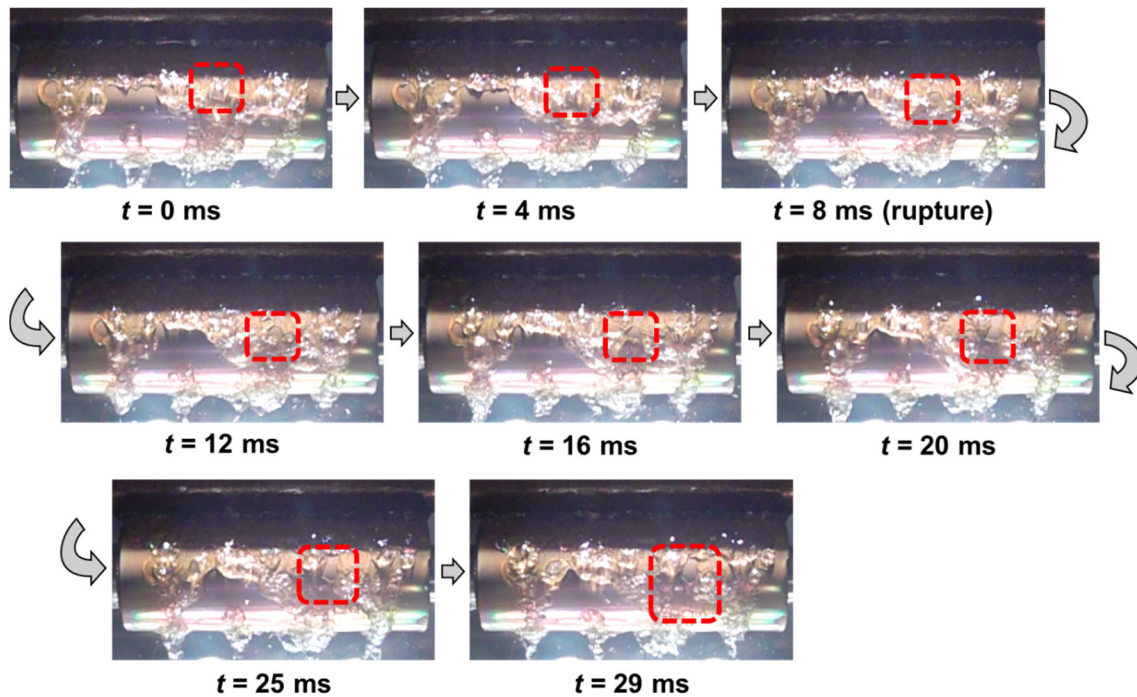


Fig. 2-15 Dry patch formation caused by vapor bubble breakup (observed at $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$ and $\Gamma = 6.25 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$).

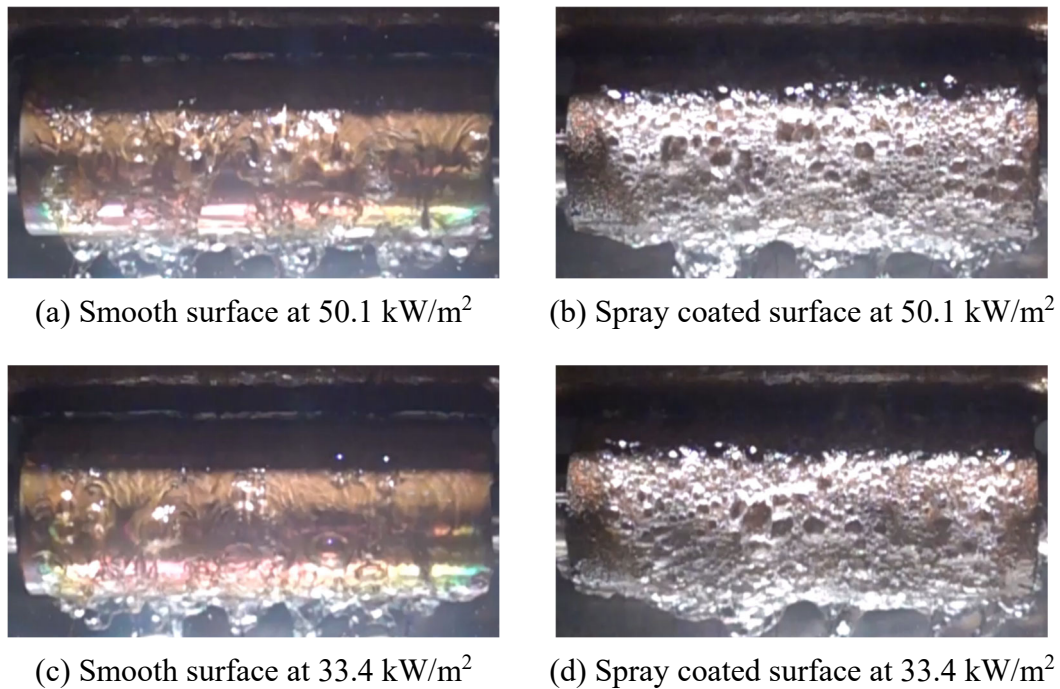


Fig. 2-16 Effect of heat transfer surface structure on falling film evaporation behaviors at $\Gamma = 6.25 \times 10^{-2} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$.

伝熱劣化がドライパッチ形成に伴う正味の伝熱面積の減少に起因するならば、濡れ部の熱伝達率を基準にとると、同じ被覆率における熱伝達率は等しくなると予想される。そこで、各熱流束において、熱伝達率を最高流量における値で規格化し、液膜の伝熱面被覆率に対しプロットした (Fig. 2-17)。平滑面と溶射面には差異が見られるが、同じ伝熱面では熱流束によらずプロットが概ね一致していることから、本仮定は妥当といえる。

平滑面と溶射面を比較すると、平滑面の勾配は溶射面よりも小さい。つまり、平滑面の方が液膜面積の減少に対して熱伝達率の劣化が緩やかである。要因として、本手法での被覆率が瞬時の値であることが考えられる。Fujita et al.^[2-15]や Ribatski and Thome^[2-18]が報告したように、流下液膜の熱伝達において、時間変化に伴い液膜が流動することで継続的なドライパッチ形成に至らなければ、瞬時に伝熱面が覆われておらずとも伝熱劣化は生じない。平滑面に形成されるドライパッチは、Fig. 2-15 に示したように、気泡の破裂をきっかけに形成されるため、伝熱面上は液膜とドライパッチがまだら状に分布する状態となる (Fig. 2-18 (a))。そのため、瞬時に液膜が存在しない領域であっても時間経過とともにリウエットするケースも見受けられた (Fig. 2-18 (b))。なお Fig. 2-18 (b)では簡略化のため鉛直方向のみの液膜流動を示しているが、実際は沸騰気泡の成長などで

水平方向の移動も伴う。したがって、熱輸送における時定数を加味した正味の伝熱面積は、瞬時の液膜面積よりも広いと考えられる (Fig. 2-18 (c)). 一方で、溶射面上の液膜は小気泡を多数含むため、中腹を穿つようにドライパッチが形成されるケースは少なく、主に液膜の端部から徐々に拡大してゆき、同じ位置に継続的に存在する。そのため、瞬時の液膜面積と正味の伝熱面積が近いと推察される。

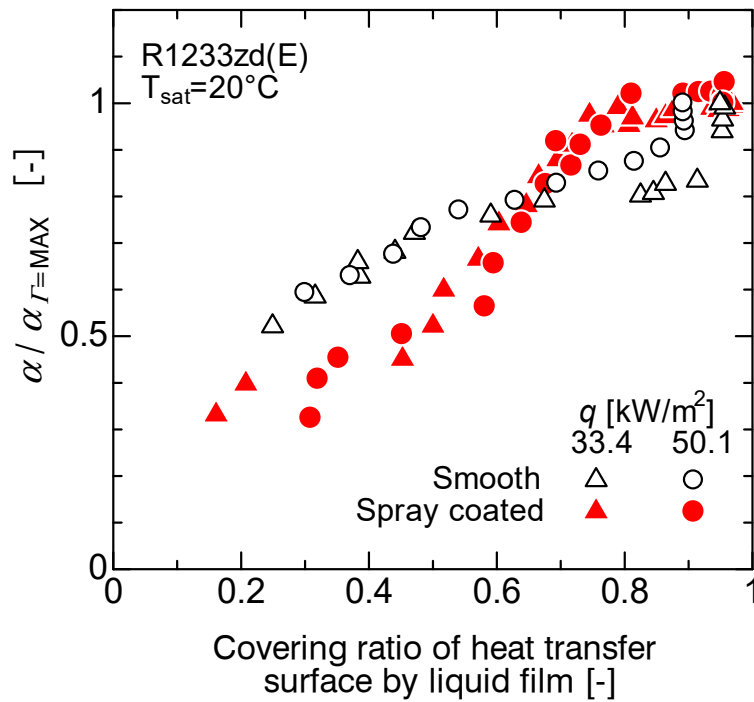


Fig. 2-17 Normalized heat transfer coefficient against covering ratio.

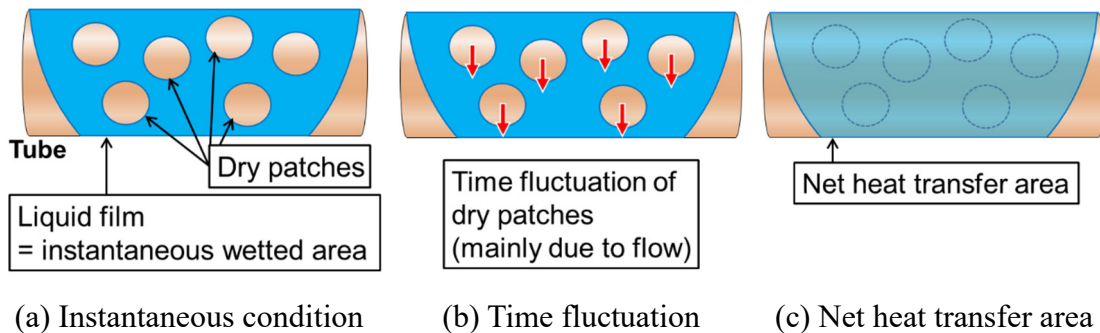


Fig. 2-18 Schematic image of instantaneous dry-patch formation on smooth surface.

次に、ドライパッチにおける熱流束が液膜部と比較して十分に小さく、液膜部においてのみ熱輸送がなされると仮定した際の液膜部の熱伝達率を評価した。なお、壁温は伝熱面全体で等しいと仮定している。式(2.22)に算出方法を示す。

$$\alpha_{\text{wet area}} = \frac{\alpha_{\text{entire surface}}}{\text{covering ratio}} \quad (2.22)$$

ここで、 $\alpha_{\text{wet area}}$ は液膜部の熱伝達率、 $\alpha_{\text{entire surface}}$ は実験で測定された伝熱管全体の熱伝達率、covering ratio は Fig. 2-14 で示した液膜による伝熱面被覆率である。結果を Fig. 2-19 に示す。実線と破線は伝熱管全体の熱伝達率 $\alpha_{\text{entire surface}}$ を表し、三角と丸の記号は液膜部の熱伝達率 $\alpha_{\text{wet area}}$ を表す。横軸は液膜流量である。

濡れ部の熱伝達率は平滑面と溶射面で大きく傾向が異なった。平滑面では流量減少とともに単調に増加した。一方、溶射面では、流量減少に伴い緩やかに増加した後、中程度の流量で一度ピークを示して減少に転じ、最低流量付近で再び急増した。熱流束 $q=33.4\text{ kW/m}^2$ において、濡れ部の熱伝達率が $20\text{ kW}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ に上昇した2条件は、液膜流量 $\Gamma < 1.0 \times 10^{-2}\text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ の条件であり、Fig. 2-14 より被覆率が $0.16 \sim 0.21$ であったことがわかる。

平滑面において、濡れ部熱伝達率が増大した主な要因は、液膜濡れ部の時間変化によるものと考えられる。先述の通り、平滑面上の液膜はまだら状に分布し、時間とともに流下する。低流量になるにつれ、各ドライパッチの面積が拡大し、個数も増加する傾向にあったが、伝熱面に分散して存在していた。そのため、低流量ほど瞬時の液膜面積と正味の伝熱面積の乖離が拡大した可能性が高い。同様に、溶射面の最低流量付近における熱伝達率の急増も、ドライパッチが形成される位置の時間変動の影響によるものと考えられる。溶射面の広範囲がドライアウトする状況では、縦の筋状に形成される液膜が水平方向に細かく移動する様子が観察されたためである。

溶射面が中程度の流量で一度ピークを示す要因として、バルク液膜（定義は観察結果とともに後述する）が破断した直後に形成される薄液膜による熱伝達の促進が考えられる。Fig. 2-20 に $q=50.1\text{ kW/m}^2$ 、 $\Gamma=3.34 \times 10^{-2}\text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ における液膜挙動の一例を示す。破線で囲われた領域は、気泡を多く含むバルク液膜が破断した直後に形成される薄い液膜を示している。ここで、バルク液膜とは気泡を多く含み、白く写っている部分を指し、いずれの時刻においても破線領域の下端で途切れている。しかし、 $t=26\text{ ms}$ ではバルク液膜が破断した領域においても細かい気泡が確認でき、薄液膜が存在し核沸騰が生じていると分かる。また、 $t=78\text{ ms}$ 以降では、伝熱管左端の定常的なドライパッチと見比べると、バルク液膜の破断直後の領域は照明の照り返しが明らかに強く、濡れ状態であると判断で

きる. なお本評価では, 目視判断においてこの薄液膜部分も液膜として濡れ面に含めた. 薄液膜の蒸発熱伝達率はバルク液膜の核沸騰熱伝達率よりも高く, 中流量域ではそれによって液膜部の熱伝達率が高くなったと考えられる. 撮影された映像において, このような薄液膜の発生が頻繁に確認された条件は, いずれの熱流束条件においても濡れ部熱伝達率がピークをとる条件と概ね一致した. なお, それ以上の流量ではバルク液膜の破断頻度が低下し, 逆に低流量では, 伝熱劣化により壁面過熱度が上昇し, バルク液膜の破断直後から完全に乾燥状態となる様子が確認されたことから, いずれも薄液膜の形成頻度が低下したものと推察される.

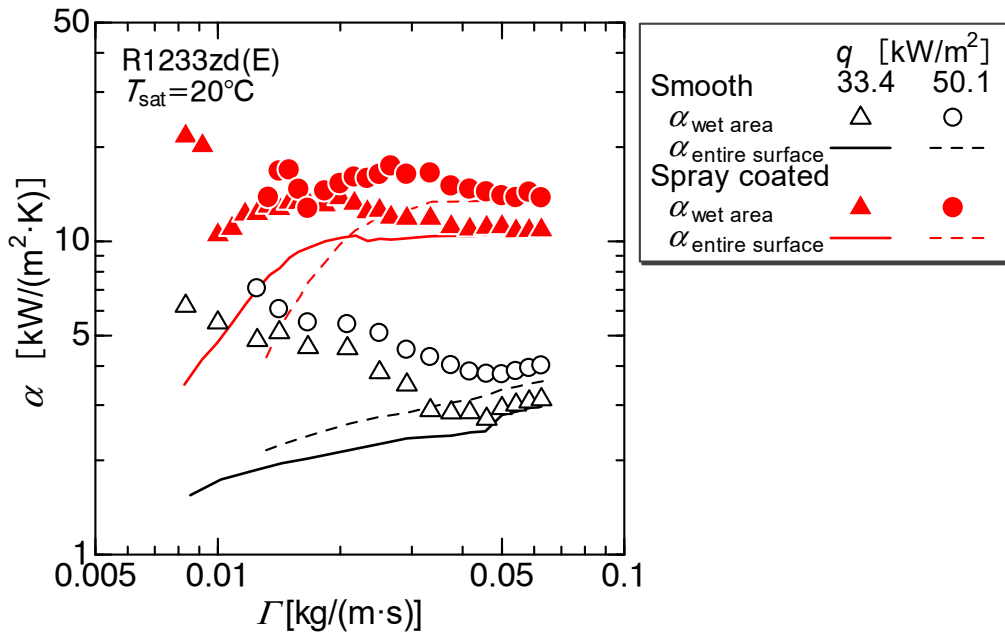


Fig. 2-19 Heat transfer coefficient on wetted area.

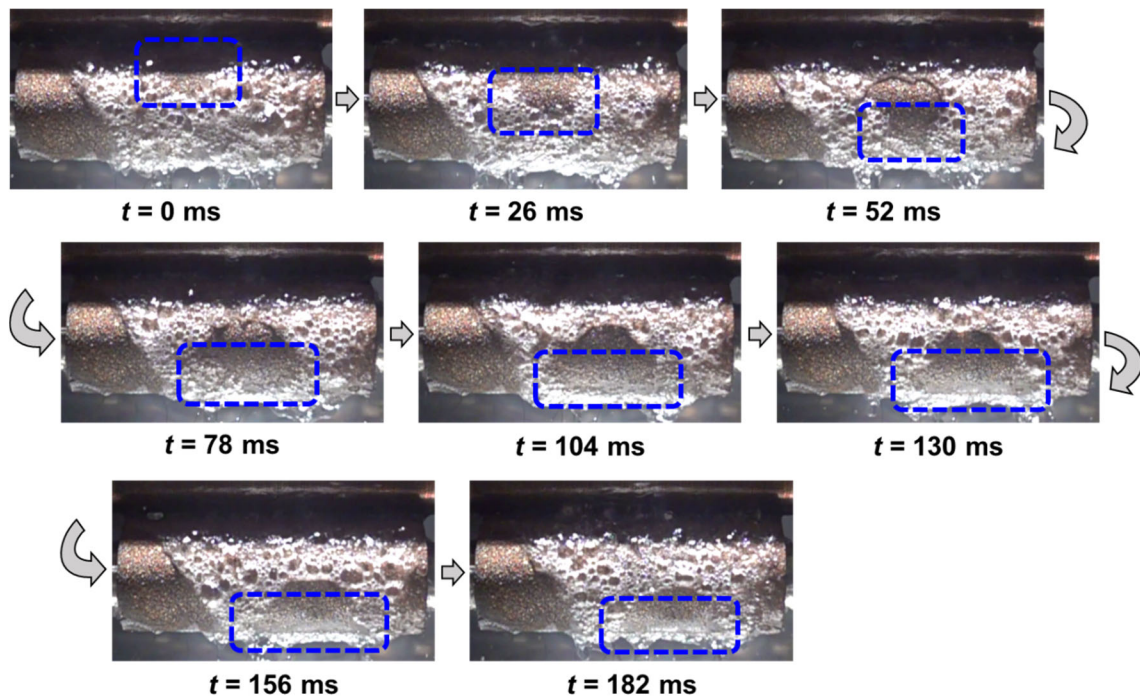


Fig. 2-20 Liquid film behaviors on thermal spray coated surface at $q = 50.1 \text{ kW/m}^2$
and $\Gamma = 3.34 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$

(Thin liquid film was observed in the area surrounded by broken line).

2.5.3 熱流束の影響

流下液膜熱伝達における熱流束および加熱過程の影響を評価するため、一定の液膜流量において熱流束を操作し、熱伝達率の評価を行った。液膜流量は、実験装置の構成上安定して液膜供給と流量計測が可能な最高流量であり、熱交換器の実用において最高流量の運転条件に相当する $\Gamma = 3.34 \times 10^{-2} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ に固定した。以下、得られた実験結果を冷媒ごとに述べるとともに、2.4節で示したプール沸騰熱伝達の実験結果と比較し、液膜界面からの蒸発および液膜形成の影響について考察する。

R134a の場合

熱流束の変化に対する流下液膜蒸発熱伝達率の変化を **Fig. 2-21** に示す。図中、中実記号が熱流束増大過程、白抜記号が熱流束低減過程の結果を表す。破線は Jung et al.^[2-13] の相関式であり、核沸騰熱伝達の参考として示す。また、加熱中の沸騰様相を **Fig. 2-22** に示す。**Fig. 2-22 (a)** が平滑面、**Fig. 2-22 (b)** が溶射面であり、熱流束は左から順に、増大過程の 22 kW/m^2 、最大条件の 85 kW/m^2 、低減過程の 22 kW/m^2 である。

平滑面では、 $q < 40 \text{ kW/m}^2$ において一定の勾配で熱伝達率が向上した。勾配が Jung et al.^[2-13]の式と近いことから、核沸騰熱伝達が支配的であり、熱流束の増大とともに壁面での沸騰が活発化したと考えられる。 $q > 40 \text{ kW/m}^2$ でも熱伝達率は向上したが、その勾配が徐々に鈍化した。Fig. 2-22 (a)の流動様相から、 $q = 22 \text{ kW/m}^2$ 付近では管全面が液膜で覆われているが、高熱流束の 85.2 kW/m^2 では管の両端にドライパッチが認められ、有効伝熱面積の低下により熱伝達が劣化したと推察される。加熱履歴の影響として、熱流束低減過程の熱伝達率は増大過程より僅かに低下した。

溶射面では、特に低熱流束条件における熱伝達率が平滑面と比較して高く、 10.0 kW/m^2 において5.2倍であった。熱流束に伴う熱伝達率の変化は比較的小さく、 $q < 40 \text{ kW/m}^2$ では熱伝達率が概ね一定であったが、 $q > 50 \text{ kW/m}^2$ でその勾配が増大した。最大熱流束の経験後、熱流束の低減とともに熱伝達率が低下したが、勾配は増大過程よりも緩やかになり、全熱流束条件で増大過程よりも熱伝達率が向上した。Fig. 2-22 (b)から、熱流束の小さい 22.1 kW/m^2 においても液膜全体に気泡が見られ、沸騰が活発に生じていることがわかる。また、最大熱流束の 84.9 kW/m^2 では試験伝熱管の左端にドライパッチが形成されているが、右端にはドライパッチが見られない。

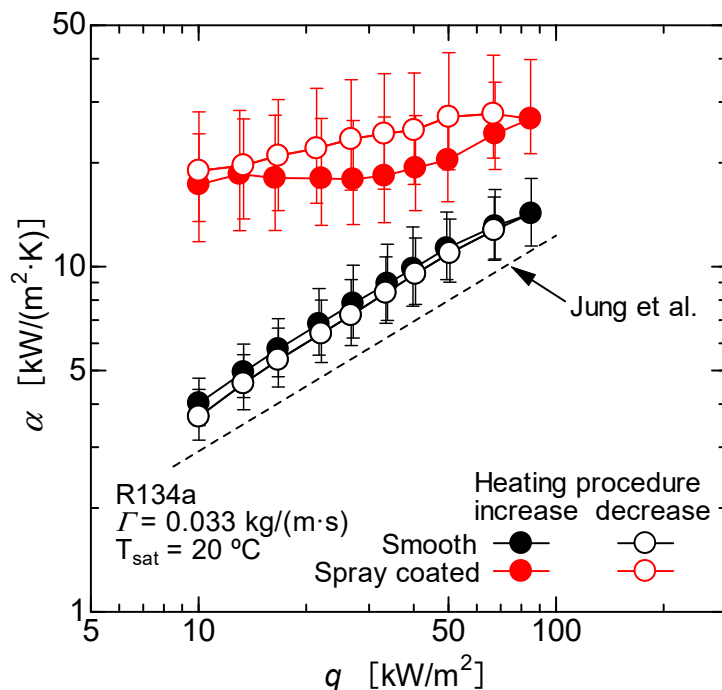


Fig. 2-21 Heat transfer coefficient of falling film evaporation using R134a for smooth and thermal coated surfaces plotted against heat flux.

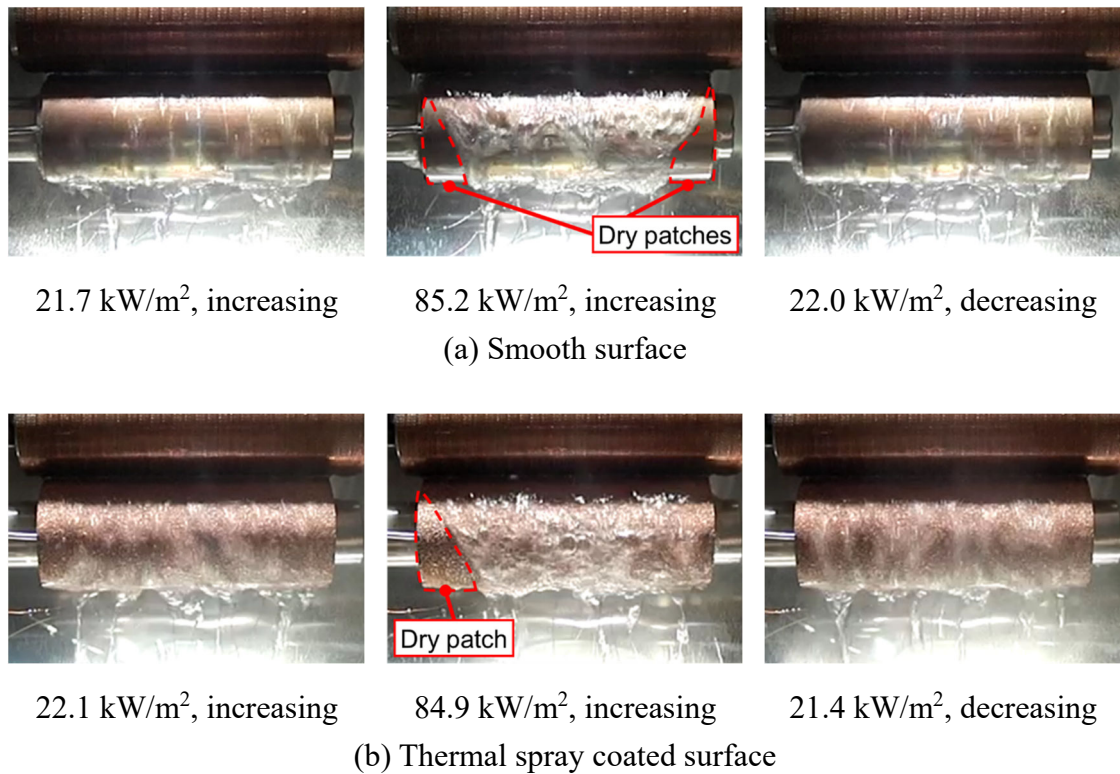
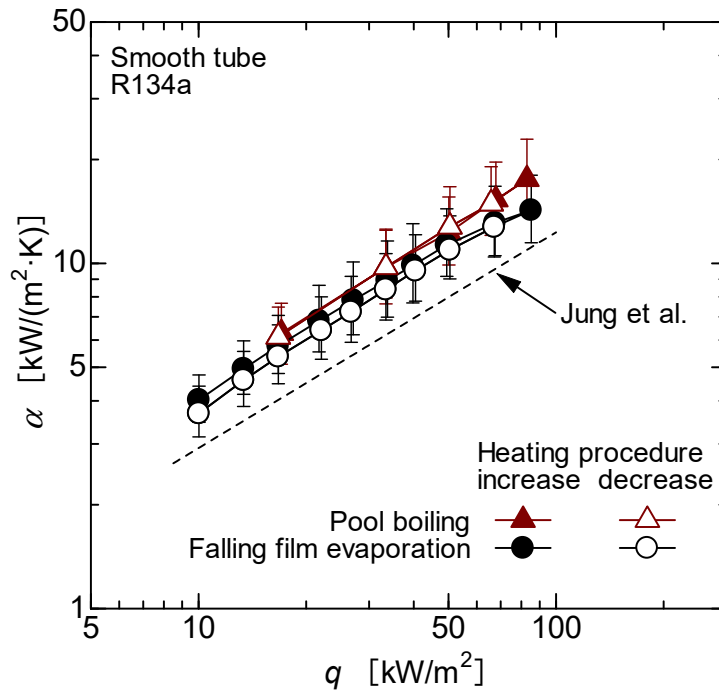


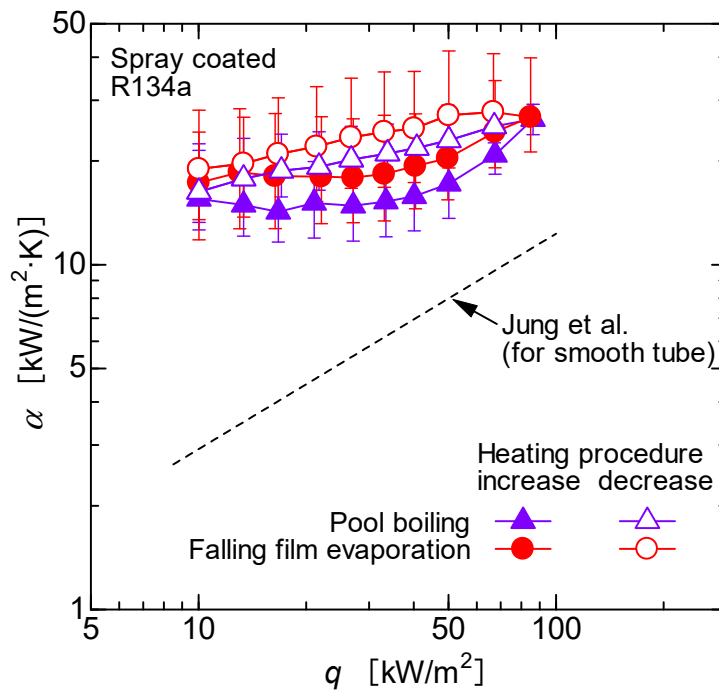
Fig. 2-22 Falling film evaporation behaviors using R134a.

平滑面と溶射面について、流下液膜蒸発とプール沸騰における熱伝達率を比較して Fig. 2-23 に示す。また、プール沸騰 (PB: pool boiling) に対する流下液膜蒸発 (FFE: falling film evaporation) の熱伝達率比を Fig. 2-24 に示す。Fig. 2-23 (a) に示す平滑面では、流下液膜蒸発と比較すると、総じてプール沸騰における熱伝達率が高い。Fig. 2-24 より、流下液膜の熱伝達率はプール沸騰に対して $q < 50$ kW/m² の熱流束増大過程では 0.92 倍であるが、最大熱流束の 85 kW/m² で 0.82 倍まで低下し、低減過程では 0.86 倍となった。高熱流束域においてその低下割合が大きくなったが、これはドライパッチが形成されたためである。

Fig. 2-23 (b) に示す溶射面では、熱流束操作に対する熱伝達率の変化が両伝熱形式で良く一致した。よって、平滑面のみならず溶射面上の流下液膜においても核沸騰熱伝達が支配的であることが確認された。平滑面とは対照的に、溶射面では流下液膜蒸発がプール沸騰よりも高い熱伝達率となり、Fig. 2-24 に示すように、 $q \leq 67$ kW/m² では 1.3~1.6 倍であった。2.5.1 項で述べたとおり、溶射面においては管壁のドライパッチ形成が抑制されるため、熱伝達の劣化が生じない。さらに、離脱気泡径が小さく気泡数密度が大きいため、気泡攪拌により液膜内部の熱輸送が強化され、液膜界面からの蒸発が促進されたと考えられる。ただし、最大熱流束では、プール沸騰とほぼ同じ熱伝達率となった。試験伝熱管の端部でドライアウトが発生したためである。



(a) Smooth surface



(b) Thermal spray coated surface

Fig. 2-23 Comparison in boiling heat transfer coefficient between falling film evaporation and pool boiling using R134a.

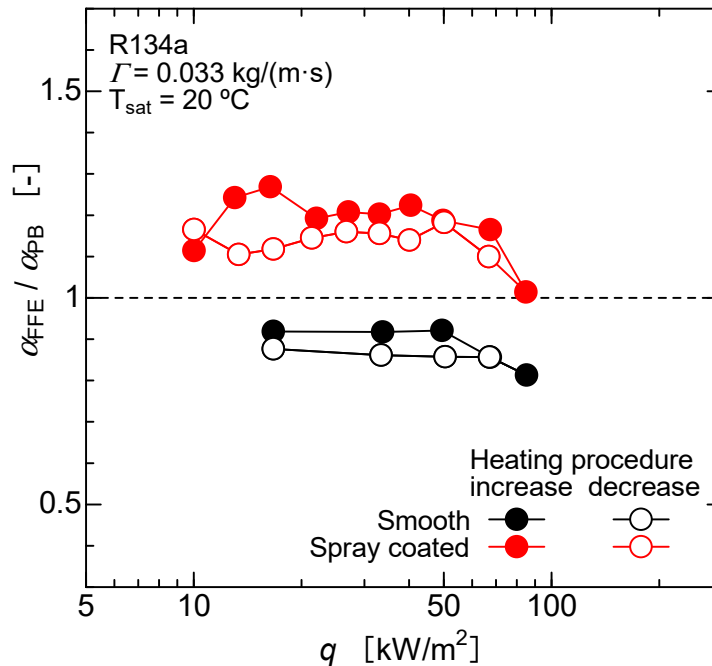


Fig. 2-24 Heat transfer coefficient ratio of falling film evaporation to pool boiling for R134a.

R1233zd(E)の場合

熱流束の変化に対する流下液膜蒸発熱伝達率の変化を Fig. 2-25 に示す。また、加熱中の様相を Fig. 2-26 に示す。Fig. 2-26 (a)が平滑面、Fig. 2-26 (b)が溶射面であり、熱流束は左から順に、増大過程の 22 kW/m²、各管における最大熱流束、低減過程の 22 kW/m² である。平滑管において 85 kW/m² を目標に熱流束を増大させると、ドライパッチが壁面全面に拡大し、壁温が急上昇するバーンアウト状態となったため、そこから熱流束を微減させ、壁温が安定化する 78.2 kW/m² を最大熱流束とした。

平滑面では、熱流束の増大とともに管壁面での沸騰が活発化し、 $q < 50.0$ kW/m² では、Jung et al.^[27]の式に近いおおよそ一定の勾配で熱伝達率が上昇した。それを超える熱流束域では、勾配が徐々に鈍化し、67.2 kW/m² を超えるとドライアウトの影響により熱伝達率が低下した。なお、2.5.1 項で述べた沸騰気泡による液膜の拡張は、本実験の流量では 21.7 ~ 33.4 kW/m² の熱流束範囲で観察された。

Fig. 2-26 (a)より、 $q = 22$ kW/m² 付近の液膜の両端には沸騰核が多く分布しており、気泡が生成されている。これにより、沸騰開始前と比較して管の両端のドライパッチの面積は僅かに縮小した。熱流束が 50.0 kW/m² を超えるとドライパッチが顕著に拡大し、最大熱流束 (Fig. 2-26 (a) 78.2 kW/m²) では、沸騰気泡を含む液膜が筋状に流下するものの、管の大部分が乾燥状態となった。Fig. 2-25 の平

滑管の結果では、大きくドライアウトした後の熱流束低減過程で、増大過程と比較して僅かに熱伝達率が低下した。液膜に覆われた状態からドライアウトに至る際の後退接触角よりもドライアウトから濡れ状態に至る際の前進接触角の方が大きいため、同じ加熱・流量の条件における液膜面積はドライアウト後のリウエット過程で縮小し^[2-23]、熱伝達が劣化すると考えられる。

溶射面では、全熱流束範囲において平滑面よりも高い熱伝達率を示し、熱流束の増大に伴い熱伝達率が上昇した。平滑面で見られるような高熱流束における顕著な熱伝達率の低下は見られなかったが、勾配に着目すると $q = 33.1 \sim 66.8 \text{ kW/m}^2$ と比較して $66.8 \sim 84.2 \text{ kW/m}^2$ では鈍化している。最大熱流束 84.2 kW/m^2 の観察結果 (**Fig. 2-26 (b)**) から、管の左端からドライパッチが形成されていることが確認できる。熱流束低減過程では、 66.2 kW/m^2 で熱伝達率が増大したのち、平滑面とほぼ同じ勾配で低下した。加熱履歴の影響として、全熱流束範囲で低減過程の方が増大過程よりも高い熱伝達率となった。**Fig. 2-26 (b)** から、増大過程では気泡生成が見られなかった管下半分においても、熱流束低減過程では沸騰核が保持されていることが分かる。

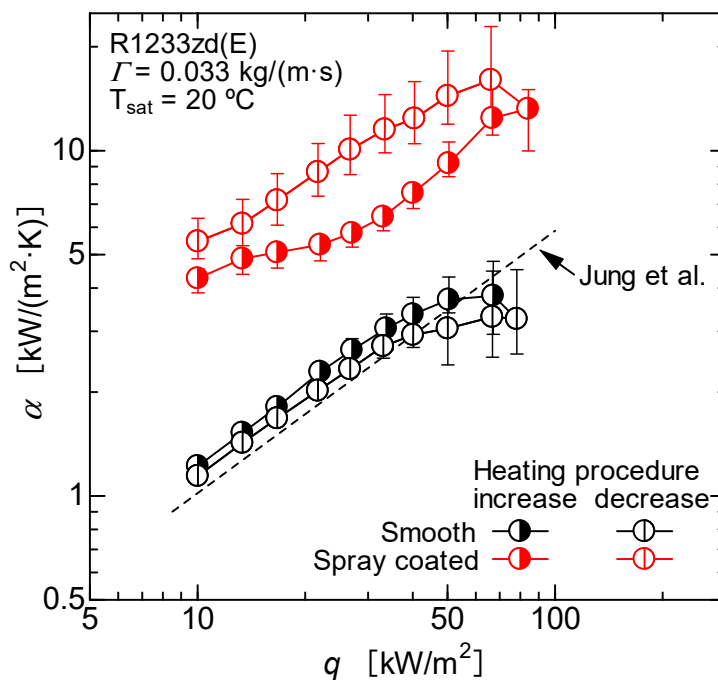


Fig. 2-25 Heat transfer coefficient of falling film evaporation using R1233zd(E) for smooth and thermal coated surfaces plotted against heat flux.

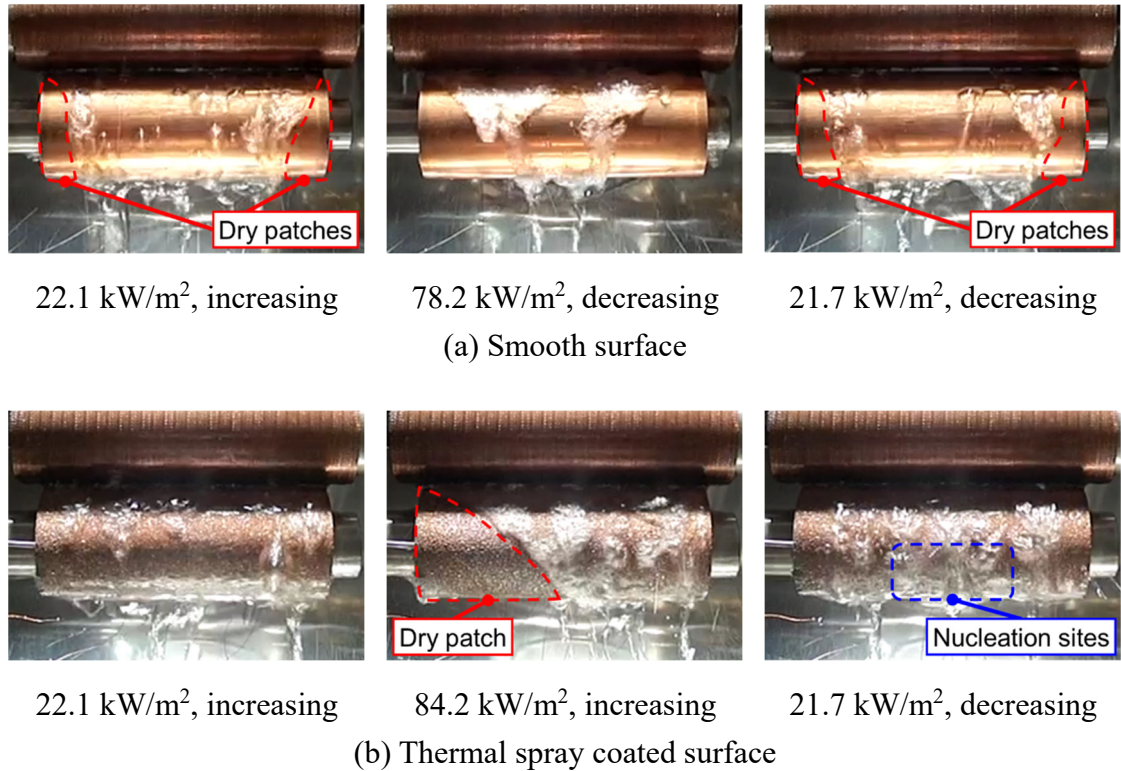
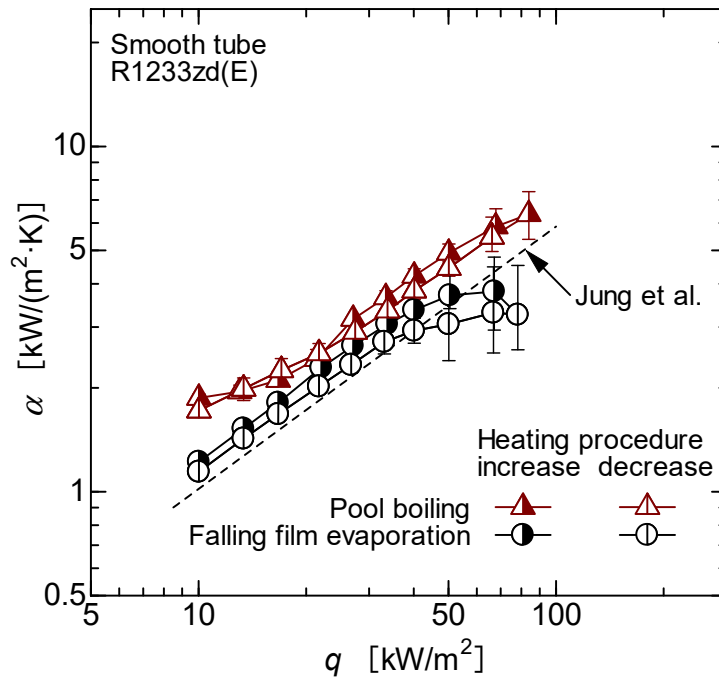


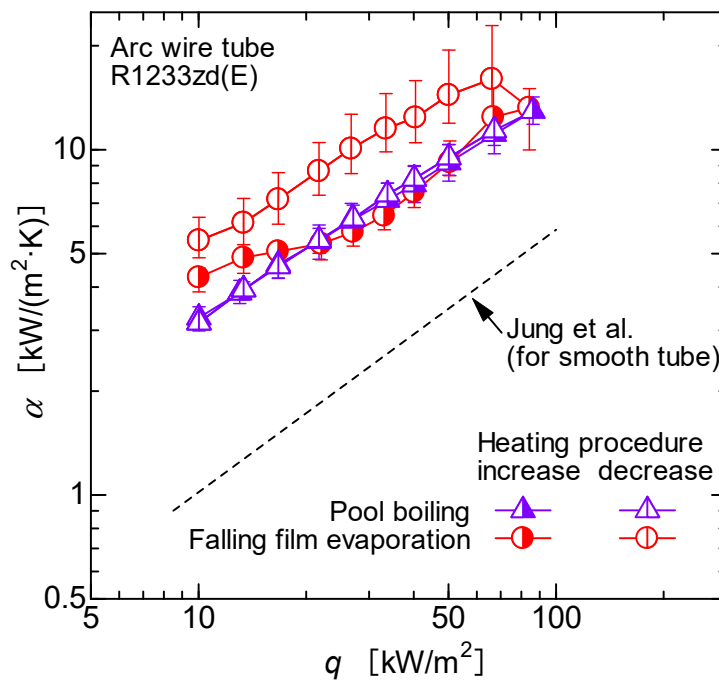
Fig. 2-26 Falling film evaporation behaviors using R1233zd(E).

両伝熱面について、流下液膜蒸発とプール沸騰における熱伝達率を **Fig. 2-27** に比較して示す。また、プール沸騰に対する流下液膜蒸発の熱伝達率比を **Fig. 2-28** に示す。**Fig. 2-27 (a)**の平滑面では、流下液膜蒸発と比較してプール沸騰の熱伝達率が高い。**Fig. 2-28** より、流下液膜の熱伝達率はプール沸騰に対して $q \leq 67$ kW/m² では 0.65 ~ 0.94 倍であった。この熱流束域では、熱流束の変化に対する熱伝達率の勾配が両伝熱形態で概ね一致しており、R134a と同様 R1233zd(E)においても、核沸騰熱伝達が支配的であることが確認された。一方、高熱流束域では熱伝達率の低下が流下液膜蒸発にのみ生じ、最大熱流束の 85 kW/m² ではプール沸騰に対し 0.51 倍まで低下した。

Fig. 2-27 (b)に示す溶射面について、熱流束増大過程の熱伝達率は概ね一致した。熱流束 16.7 kW/m² 以下では流下液膜蒸発がプール沸騰よりも高くなったが、沸騰が未発達な低熱流束条件では、蒸発熱伝達の効果が相対的に強い^[2-24]と考えられる。ヒステリシスは流下液膜蒸発の場合のみ生じ、**Fig. 2-28** より、熱流束低減過程でプール沸騰の約 1.6 倍の熱伝達率となった。実験中の目視観察から、流下液膜蒸発では、高熱流束でドライパッチが生じた部分が低減過程において沸騰核を形成することで沸騰核密度が急増するケースが確認されたが、プール沸騰ではドライアウトが生じないため、各熱流束において本来活性化されるキャビティのみが沸騰核となったと考えられる。



(a) Smooth surface



(b) Thermal spray coated surface

Fig. 2-27 Comparison in boiling heat transfer coefficient between falling film evaporation and pool boiling using R1233zd(E).

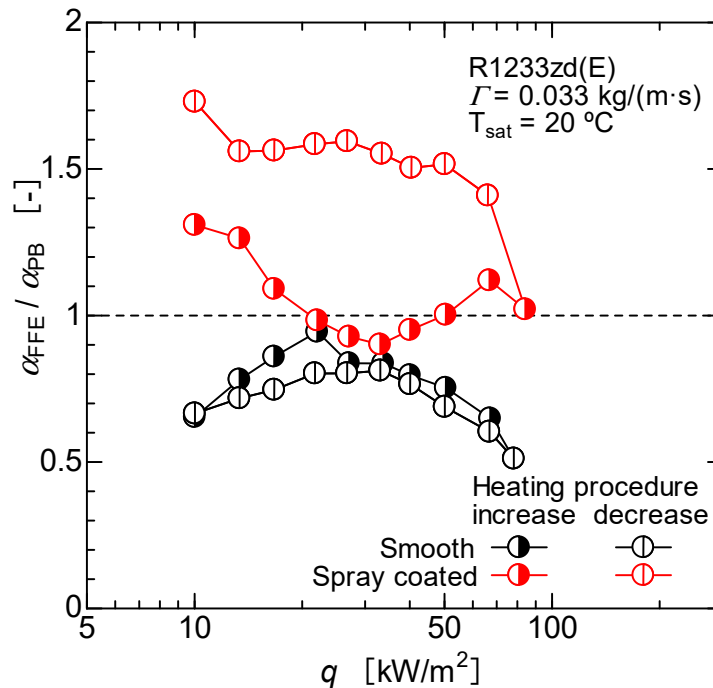


Fig. 2-28 Heat transfer coefficient ratio of falling film evaporation to pool boiling for R1233zd(E).

R134a と R1233zd(E)の比較

R134a と R1233zd(E)の流下液膜蒸発における熱伝達率を **Fig. 2-29** に示す. 平滑面について, 熱伝達率の値に着目すると, R134a は R1233zd(E)の約 2.8 倍であった. また, 高熱流束域でのドライアウトによる熱伝達率の劣化は R1233zd(E)において顕著であった. 2.5.1 項で述べたように, R1233zd(E)は R134a よりも壁面過熱度が高いため, 液膜端部での蒸発が激しく接触角が大きくなる. そのため, 加熱時には液膜の拡大が阻害され, ドライパッチが形成されやすいと考えられる. ドライアウトが生じない領域において, 冷媒による熱伝達率の差は Jung et al.^[2-13]の式による予測値の差と概ね一致している. したがって, 本実験条件において, 流下液膜蒸発の熱伝達率は従来の核沸騰熱伝達の相関式によって予測可能であるといえる.

溶射面についても平滑面と同様 R134a の方が高い熱伝達率を示したが, 熱流束に対する熱伝達の変化に差が見られた. R1233zd(E)は R134a よりも熱流束に対する勾配が顕著に大きく, また, 加熱過程よるヒステリシスが大きかった. R1233zd(E)の勾配は平滑面での Jung et al.^[2-13]の式の勾配に近いが, R134a では小さい. R1233zd(E)は活性化に高い壁面過熱度を要し, かつ一度活性化したとしても熱流束低減過程においてその状態が維持されにくい. 一方, 沸騰開始過熱度の低い R134a では, 溶射面内のキャビティの大部分が低熱流束において活性化し,

かつ低減過程においても活性化状態が維持されやすいと考えられる。

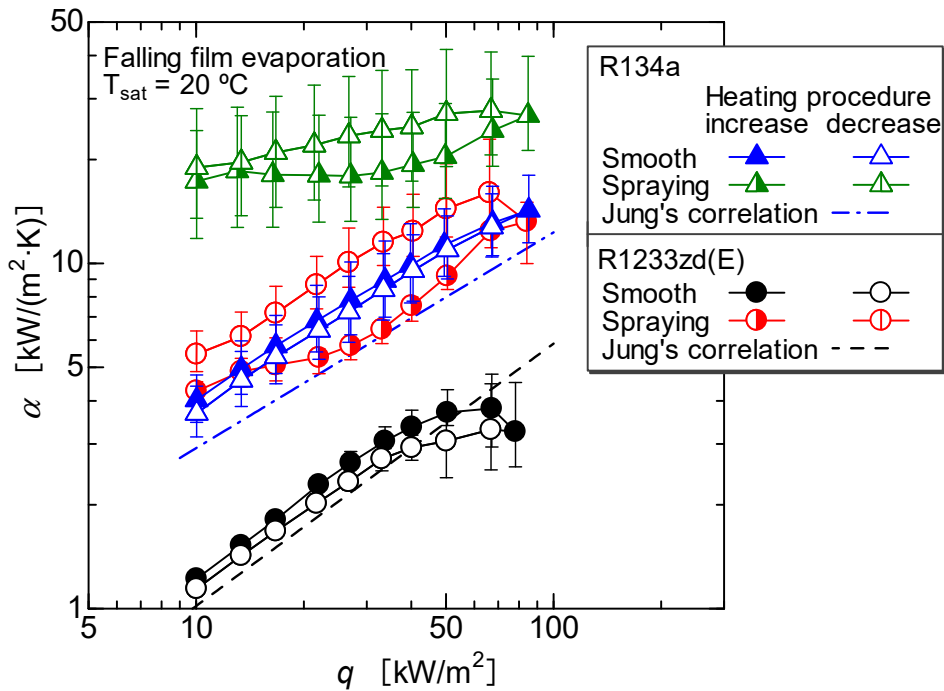


Fig. 2-29 Comparison in heat transfer coefficient of falling film evaporation between R134a and R1233zd(E).

溶射による伝熱促進率を **Fig. 2-30** に示す。これは溶射面の熱伝達率を同条件における平滑面の熱伝達率で除した値である。いずれの冷媒においても、溶射面で沸騰核密度が増大する熱流束低減過程で伝熱促進率が高まった。R134a は低熱流束ほど伝熱促進率が高く、熱流束の増大とともに単調に減少した。伝熱促進率の最大値は低減過程の $q = 10.0 \text{ kW/m}^2$ において得られ、5.2 倍であった。一方、R1233zd(E)では熱流束が 10.0 kW/m^2 と 66.2 kW/m^2 で最大値の 4.8 を示した。低熱流束域での伝熱促進は沸騰核密度の増大によるものであり、高熱流束における伝熱促進はドライパッチの形成抑制によるものである。 $q > 30 \text{ kW/m}^2$ における伝熱促進率は、ドライパッチの形成が顕著であった R1233zd(E)が R134a を上回っており、溶射面の凹凸がもたらす液膜形成の促進がより効果的と考えられる。

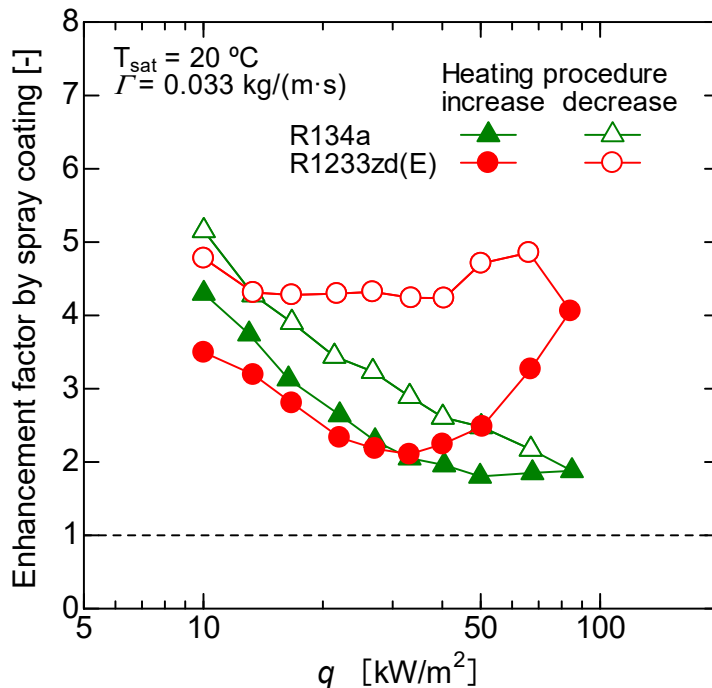


Fig. 2-30 Heat transfer enhancement effect by thermal spray coating on falling film evaporation heat transfer.

2.6 結言

水平に設置された円管に対して、流下液膜蒸発およびプール沸騰熱伝達実験を行い、液膜流量や熱流束の影響など基本特性を示すとともに、溶射被膜を付加し核沸騰を促進した際の液膜挙動の変化と伝熱促進効果を評価した。また、作動流体として R134a と R1233zd(E) の 2 種類の冷媒を用い、冷媒物性が熱流動特性に及ぼす影響を評価した。R1233zd(E) に対しては伝熱管上の液膜面積を流動様相の撮影画像から計測し、流量および熱伝達率との相関を評価した。得られた知見を以下に示す。

- (1) 同じ飽和温度において、R1233zd(E) は R134a よりも表面張力が大きく蒸気密度が小さいため、沸騰開始過熱度が高くなった。これにより、R1233zd(E) の核沸騰熱伝達率は R134a よりも低くなった。
- (2) 液膜流量の増大とともに液膜に覆われた管壁の面積が拡大し、熱伝達率が向上したが、ある流量以上では伝熱が核沸騰支配となるため一定値に漸近した。溶射面では、伝熱劣化を生じることなく熱交換が可能な液膜流量の最小値が平滑面より低減された。低減量は、R1233zd(E) において熱流束 $33.4 \text{ kW}/\text{m}^2$ の場合-55%、 $50.1 \text{ kW}/\text{m}^2$ の場合-24%であった。

- (3) R1233zd(E)の液膜挙動から、平滑面の高熱流束条件では気泡破裂をきっかけにドライパッチが形成されるが、溶射面上の液膜は沸騰核密度が大きく気泡径が小さくなるため、沸騰気泡破裂に伴うドライパッチ形成が抑制されることが明らかとされた。さらに、溶射面では、気泡を多く含むある程度の厚みを有する液膜（バルク液膜）の破断直後に非常に薄い液膜が形成されることで熱伝達が向上する条件も見られた。
- (4) R1233zd(E)において、液膜による瞬時の伝熱面被覆率と伝熱管全体の熱伝達率との定量的な相関が明らかとされた。流量が低下し液膜が分裂する条件では、液膜面積縮小に対する熱伝達率低下の勾配が緩やかになったが、これはドライパッチが固定化されずリウエットを繰り返すことで、正味の伝熱面積への影響が小さくなるためである。
- (5) 流下液膜蒸発熱伝達において、溶射面では液膜内の核沸騰が促進され、平滑面より高い熱伝達率を示した。さらに、溶射面では高い熱流束を経験することでキャビティが活性化し、熱流束低減過程の熱伝達率が増大過程を上回るという加熱履歴効果（ヒステリシス）が確認された。平滑面に対する溶射面の伝熱促進率は、R134aで1.8~5.2倍、R1233zd(E)で2.1~4.8倍であり、特に、平滑面では核沸騰が未発達である低熱流束域で高い伝熱促進効果が得られた。
- (6) プール沸騰と流下液膜蒸発の比較から、本実験条件において核沸騰熱伝達が支配的であることを確認した。溶射面では、 $\Gamma = 0.033 \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ の流下液膜蒸発熱伝達はプール沸騰熱伝達を上回った。ドライパッチ形成の抑制と液膜界面からの蒸発熱伝達の促進が両立したためと考えられる。

これらの知見から、液膜内の核沸騰熱伝達が支配的な条件において、溶射面の付与により効果的に蒸発熱伝達が促進されること、また、その主なメカニズムは、液膜内の核沸騰熱伝達率の向上に加え、沸騰気泡の細径化・気泡数密度の増大による液膜の安定化（ドライパッチ形成の抑制）であることが明らかとされた。

第 2 章の参考文献

- [2-1] E.W. Lemmon, I.H. Bell, M.L. Huber, M.O. McLinden, “NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 10.0”, National Institute of Standards and Technology, (2018). doi:10.18434/T4/1502528.
- [2-2] Intergovernmental Panel on Climate Change, “Climate Change 2013 – The Physical Science Basis: Working Group I Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change”, Cambridge University Press, Cambridge, (2014), 731–732.
- [2-3] H.O. Spauschus, “HFC 134a as a substitute refrigerant for CFC 12”, *Int. J. Refrig.* 11 (1988) 389–392. doi:10.1016/0140-7007(88)90063-1.
- [2-4] R.J. Hulse, R.S. Basu, R.R. Singh, R.H.P. Thomas, “Physical Properties of HCFO-1233zd (E)”, *J. Chem. Eng. Data.* 57 (2012) 3581–3586.
- [2-5] J. Tehver, H. Sui, V. Temkina, “Heat transfer and hysteresis phenomena in boiling on porous plasma-sprayed surface”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 5 (1992) 714–727. doi:10.1016/0894-1777(92)90115-L.
- [2-6] H. Asano, K. Akita, M. Inoue, “Effect of gravity on pool boiling heat transfer on thermal spray coating”, *Microgravity Sci. Technol.* 19 (2007) 90–92. doi:10.1007/BF02915762.
- [2-7] トーカロ株式会社, “アーケ溶射 / 溶射技術一覧”.
<https://www.tocalo.co.jp/technical/list/>, (accessed 27 October 2022).
- [2-8] M.M. Shah, “A general correlation for heat transfer during evaporation of falling films on single horizontal plain tubes”, *Int. J. Refrig.* 130 (2021) 424–433. doi:10.1016/j.ijrefrig.2021.04.025.
- [2-9] D. Jige, H. Miyata, N. Inoue, “Falling film evaporation of R1234ze(E) and R245fa on a horizontal smooth tube”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 105 (2019) 58–66. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.03.012.
- [2-10] 日本機械学会, “JSME テキストシリーズ 熱力学”, (2002), pp.99–100, 日本機械学会.

- [2-11] M.G. Cooper, “Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling-A Wide-Ranging Examination Using Reduced Properties”, *Adv. Heat Transf.* 16 (1984) 157–239. doi:10.1016/S0065-2717(08)70205-3.
- [2-12] G. Ribatski, J.M.S. Jabardo, “Experimental study of nucleate boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 46 (2003) 4439–4451. doi:10.1016/S0017-9310(03)00252-7.
- [2-13] D. Jung, Y. Kim, Y. Ko, K. Song, “Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants”, *Int. J. Refrig.* 26 (2003) 240–248. doi:10.1016/S0140-7007(02)00040-3.
- [2-14] G. Ribatski, J.R. Thome, “Experimental study on the onset of local dryout in an evaporating falling film on horizontal plain tubes”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 31 (2007) 483–493. doi:10.1016/j.expthermflusci.2006.05.010.
- [2-15] Y. Fujita, M. Tsutsui, “Experimental investigation of falling film evaporation on horizontal tubes”, *Heat Transf. Res.* 27 (1998) 609–618. doi:10.1002/(SICI)1520-6556(1998)27:8%3C609::AID-HTJ5%3E3.0.CO;2-N.
- [2-16] C.Y. Zhao, P.H. Jin, W.T. Ji, Y.L. He, W.Q. Tao, “Experimental investigations of R134a and R123 falling film evaporation on enhanced horizontal tubes”, *Int. J. Refrig.* 75 (2017) 190–203. doi:10.1016/j.ijrefrig.2016.12.013.
- [2-17] B.D. Bock, J.P. Meyer, J.R. Thome, “Falling film boiling and pool boiling on plain circular tubes: Influence of surface roughness, surface material and saturation temperature on heat transfer and dryout”, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 109 (2019) 109870. doi:10.1016/j.expthermflusci.2019.109870.
- [2-18] G. Ribatski, J.R. Thome, “A visual study of R134a falling film evaporation on enhanced and plain tubes”, in: *5th Int. Symp. Multiph. Flow, Heat Mass Transf. Energy Conserv.*, Xi’an, China, 2005.
- [2-19] P.H. Jin, Z. Zhang, I. Mostafa, C.Y. Zhao, W.T. Ji, W.Q. Tao, “Heat transfer correlations of refrigerant falling film evaporation on a single horizontal smooth tube”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 133 (2019) 96–106. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.12.053.

- [2-20] A. Miyara, “Numerical analysis for a falling liquid film with interfacial waves on an inclined plate. Part 2: Effects of interfacial waves on flow dynamics and heat transfer”, *Heat Transf. Res.* 29 (2000) 233–248. doi:10.1002/(SICI)1523-1496(200005)29:3<233::AID-HTJ7>3.0.CO;2-G.
- [2-21] X. Lu, J. Liu, X. Xu, J. Chen, “Change in wetting characteristic of heated refrigerant in falling film evaporation”, *Int. J. Refrig.* 117 (2020) 198–208. doi:10.1016/j.ijrefrig.2020.04.005.
- [2-22] X. Lu, J. Liu, X. Xu, “Contact angle measurements of pure refrigerants”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 102 (2016) 877–883. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.099.
- [2-23] N. Giannetti, S. Yamaguchi, K. Saito, “Wetting behavior of a liquid film on an internally-cooled desiccant contactor”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 101 (2016) 958–969. doi:/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.128.
- [2-24] B.D. Bock, M. Bucci, C.N. Markides, J.R. Thome, J.P. Meyer, “Falling film boiling of refrigerants over nanostructured and roughened tubes : Heat transfer, dryout and critical heat flux”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 163 (2020) 120452. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120452.

第3章 ローフィン管の熱伝達特性

3.1 緒言

溶射加工は、フィンのような立体的な構造の表面にも容易に施工できる。そこで本章では、2章の工学的応用として、機械加工による拡大伝熱面に溶射被膜を付加し、伝熱性能の向上を狙う。拡大伝熱面^[3-1]は、特に单相流の伝熱促進に広く用いられる伝熱促進手法である。しかし、核沸騰熱伝達においては、沸騰開始前の壁面過熱度を低下させ、沸騰核密度を低減させるという負の効果も懸念される。2章で明らかとなったように、溶射面の伝熱促進効果は主に沸騰核密度の増大によるものであるため、拡大伝熱面と組み合わせた際の熱伝達特性を把握することが重要になる。よって本章では、基本の伝熱面として比較的単純な加工により製作可能なローフィン管を用い、溶射被膜を付加した際の熱伝達特性を評価する。

3.2 供試管

市販のローフィン管に対して、2章と同様に無酸素銅（Cu 99.99%）を溶射材とするアークワイヤー溶射を施した。ベースとなるローフィン管の各部寸法を **Table 3-1** に示す。直径 19.05 mm (3/4 in) の平滑管に塑性加工によってらせん状にフィンが形成されており、フィン根元の直径はフィン高さ分細くなっている (**Fig. 3-1**)。本研究が対象とする相変化を伴う冷媒は、管外の熱伝達率が液单相やガス单相と比較して高くなるため、フィン効率を考慮し、フィン高さが 0.89 mm と低いものを採用した。フィンピッチは 0.98 mm であり、フィン間の空隙は 0.78 mm である。溶射加工では、フィンの根元と側面に均一に溶融滴が付着するよう、フィンに対し 41° のスプレー角度で溶射を施した。表面および断面構造の観察画像を **Fig. 3-2** に示す。マイクロ스코プの画像はフィン頂部にピントを合わせている。**Fig. 3-2 (b)** より、溶射施工後はフィン全体が約 100 μm の膜厚で覆われていることが確認できる。なお、断面図ではフィン左側の被膜に剥離が見られるが、これはサンプル切断の際にせん断力が加わったためであり、熱伝達実験に使用した試験部では、実験前後で被膜の剥離は確認されなかった。

Table 3-1 Specifications of low finned tube.

Parameter	Value
Diameter of fin bottom	17.27 mm
Fin thickness	0.20 mm
Fin height	0.89 mm
Fin pitch	0.98 mm (26 fins per inch)
Actual surface area per unit tube length	0.16 m ² /m
Surface area expansion ratio to plain tube with outer diameter of 19.05 mm	2.72

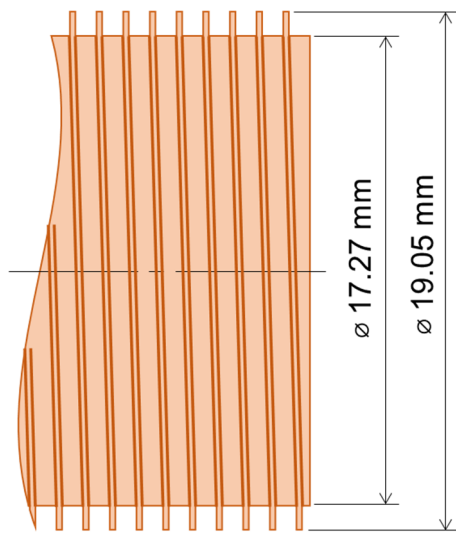
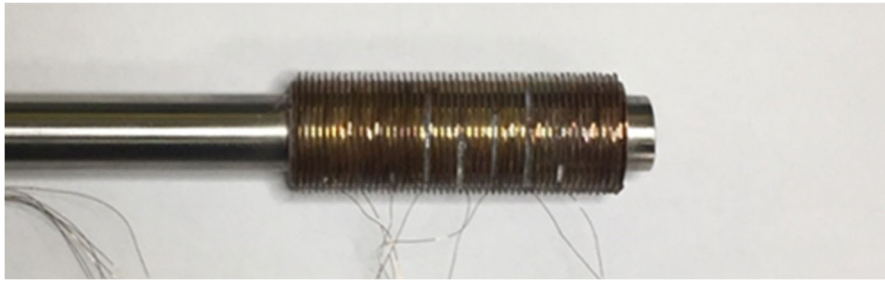
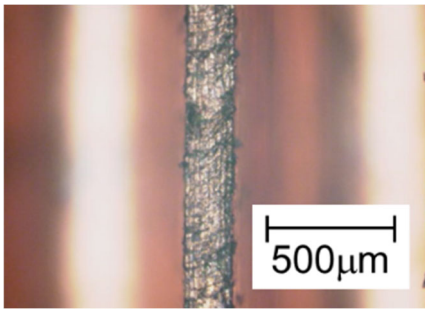


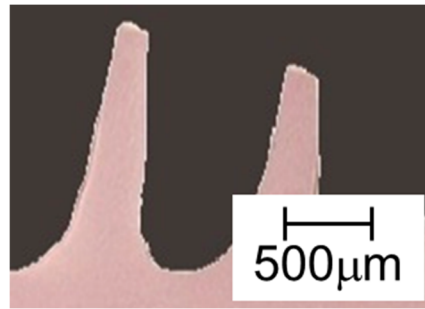
Fig. 3-1 Diameter at fin top and fin bottom of low finned tube.



Appearance

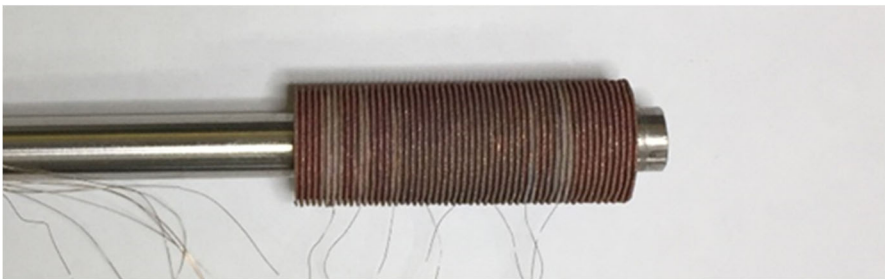


Optical microscope image

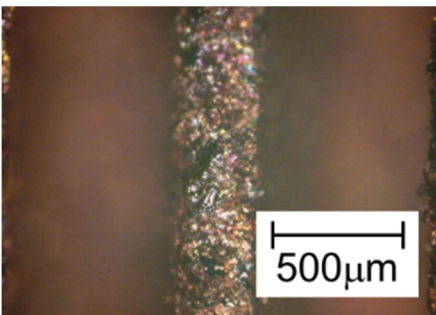


Cross sectional view

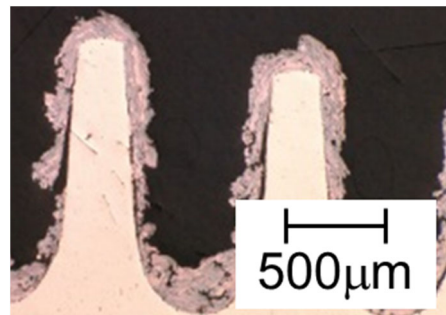
(a) Low finned tube without thermal spray coating



Appearance



Optical microscope image



Cross sectional view

(b) Arc wire spray coating on low finned tube

Fig. 3-2 Appearance and magnified images of low finned tubes.

3.3 実験装置および実験条件

実験は2.2節で示したものと同一の装置で行った。表面温度測定用の熱電対はフィン根本に設置した。

熱伝達評価における伝熱面積は、機械加工面を用いた伝熱促進に関する種々の従来研究^[3-2-5]の例に従い、フィンを含めた実際の表面積ではなく、ローフィン管の公称径である19.05 mm (3/4 in) の円筒面の面積とした。したがって、式(2.2)で定義される熱流束 q は外径 $D = 19.05$ mmの平滑管と同じ値となる。

実験装置内の蒸気圧は、当該圧力下での飽和温度が20 °Cとなるよう、R134aでは0.571 MPa、R1233zd(E)では0.108 MPaに制御した。

熱流束は $q = 10 \sim 85$ kW/m²の範囲でステップ状に変化させた。なお、加熱過程によるヒステリシス効果を評価するため、熱流束は非加熱状態から最大値まで増大させ、その後低減させた。

流下液膜蒸発実験の液膜流量は、2.5.3項で単純円管における熱流束の影響を評価する際に設定した $\Gamma = 0.033$ kg/(m·s)に固定した。

3.4 実験結果および考察

3.4.1 無処理ローフィン管の熱伝達特性

溶射加工を施す前のローフィン管での、プール沸騰および流下液膜蒸発熱伝達の実験結果を示す。ここでは、2章で示した平滑管の実験結果と比較し、フィン構造が熱伝達にもたらす影響について考察する。

Fig. 3-3に無処理ローフィン管の流下液膜蒸発 (FFE) およびプール沸騰 (PB) 熱伝達率を示す。図中、中塗記号が熱流束増大過程、白抜記号が熱流束低減過程における実験結果である。破線は Jung et al.^[3-6]による平滑管まわりのプール沸騰熱伝達の相関式であり、核沸騰熱伝達の参考値として示す。

R134a と R1233zd(E)の実験結果に共通する特徴として、以下の3点が確認された。

まず、ローフィン管の熱伝達率は、液膜蒸発とプール沸騰の双方で、熱流束の増大に伴い単調に増加した。蒸発熱伝達において、熱流束依存性が生じる主な要因は、核沸騰熱伝達における沸騰核密度の増大である。**Fig. 3-4**の沸騰様相および**Fig. 3-5**の蒸発様相より、加熱中の伝熱管表面には核沸騰に伴う気泡生成が確認でき、熱流束の増大とともに沸騰核数が増加する様子が確認できる。また、熱流束の変化に対する熱伝達率の勾配が Jung et al.^[3-6]の式によるものとほぼ等しいことから、核沸騰熱伝達が支配的といえる。

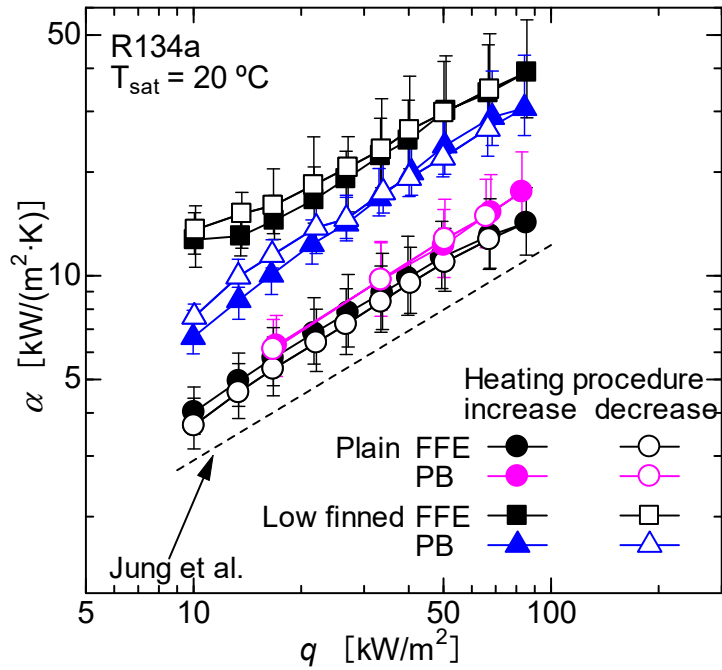
次に、ローフィン管では流下液膜蒸発の熱伝達率がプール沸騰を上回った。これは蒸発熱伝達の寄与によるものと考えられる。ローフィン管ではフィン側面にメニスカスが形成される^[3-7]ため、蒸発が生じる面積が平滑管と比較して広く、

液膜も薄い。また、プール沸騰と流下液膜蒸発の熱伝達率の差は低熱流束ほど大きく、特に **Fig. 3-3 (b)** に示す R1233zd(E) でその傾向が顕著であった。液膜厚さが同じであれば、液膜界面での蒸発熱伝達は熱流束の影響を受けない。そのため、核沸騰が未発達な低熱流束域ほど蒸発熱伝達の影響が大きく現れたと考えられる。また、2.4 節で示した通り、R1233zd(E) は R134a よりも核沸騰熱伝達率が低いため、蒸発熱伝達の影響をより強く受けたといえる。

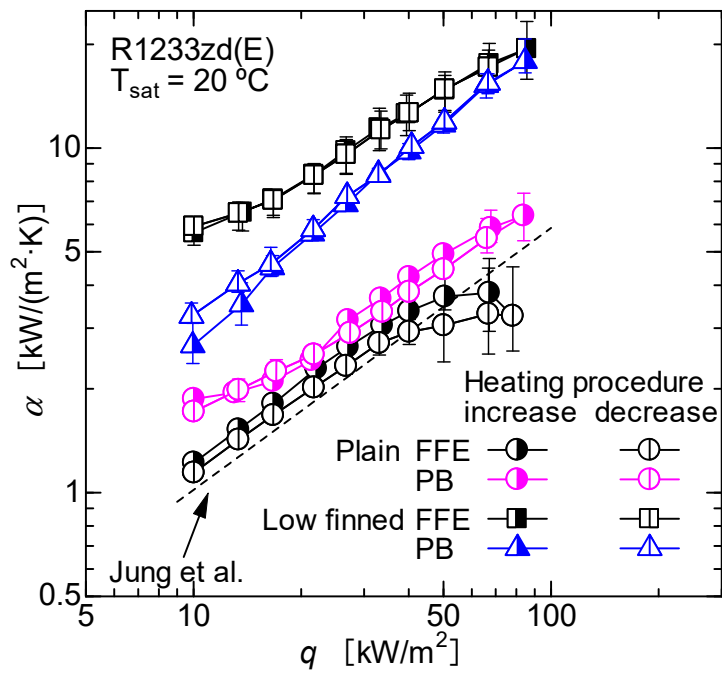
3 点目として、流下液膜蒸発において、平滑管では熱流束が 50 kW/m^2 を超えると熱伝達率の勾配が徐々に緩やかになり、プール沸騰との差が拡大したが、ローフィン管では高熱流束域の伝熱劣化が生じなかった。2.5.3 項で示した通り、流下液膜蒸発で伝熱が劣化する主な要因は、伝熱面が部分的に乾燥することによるドライパッチの形成である。ローフィン管ではフィンの隙間に液が保持されるため、ドライアウトが抑制されたと考えられる。

平滑管に対するローフィン管の熱伝達率比を、フィン構造による伝熱促進率として **Table 3-2** に示す。ただし、流下液膜蒸発の伝熱促進率の算出は、平滑管にドライアウトが生じない熱流束範囲 ($q < 50 \text{ kW/m}^2$) で行った。フィン構造による伝熱促進の要因として、伝熱面積そのものの拡大に加え、流下液膜蒸発ではフィン上に薄液膜が形成されることによる蒸発熱伝達の促進、そしてプール沸騰では、沸騰気泡がフィン間を浮上する際の攪拌がもたらす対流熱伝達の促進^[3-8]が挙げられる。**Table 3-2** に示す通り、フィンの付加による伝熱促進効果は、いずれの冷媒においても流下液膜蒸発がプール沸騰を上回っており、フィンからの蒸発はフィン隙間の気泡攪拌よりも伝熱促進効果が高いといえる。

フィンによる伝熱促進効果の作動流体による違いに着目すると、伝熱促進効果は R1233zd(E) が R134a より高くなった。R1233zd(E) では核沸騰熱伝達の寄与が小さく、フィン表面からの蒸発熱伝達やフィン隙間の気泡攪拌の影響が相対的に大きくなったためと考えられる。また、熱流束の影響を見ると (**Fig. 3-3 (b)**)、R1233zd(E) のプール沸騰ではローフィン管の勾配が平滑管よりも大きく、伝熱促進率が熱流束の増大に伴い向上した。これは沸騰核密度が増大し、フィン間を浮上する気泡数が多くなる高熱流束ほど、気泡攪拌による対流熱伝達の効果が強くなるためと考えられる。**Fig. 3-4** の沸騰様相からは、**Fig. 3-4 (a)** の R134a の方が管表面に発泡点が多く存在すること、また管上部を浮上していく気泡が小径であること（特に低熱流束の $q = 10 \text{ kW/m}^2$ で顕著）が確認でき、沸騰核密度が高く離脱気泡径が小さいことがわかる。この特徴は **Fig. 3-5** の蒸発様相にも現れており、R134a では (**Fig. 3-5 (a)**) 気泡径が小さく、熱流束が増大してもフィン隙間に並ぶように存在しているのに対し、R1233zd(E) では (**Fig. 3-5 (b)**) 気泡がフィンを覆うほどにまで大きく成長している。



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 3-3 Heat transfer coefficient of falling film evaporation and pool boiling on low finned tube and plain tube without coating.

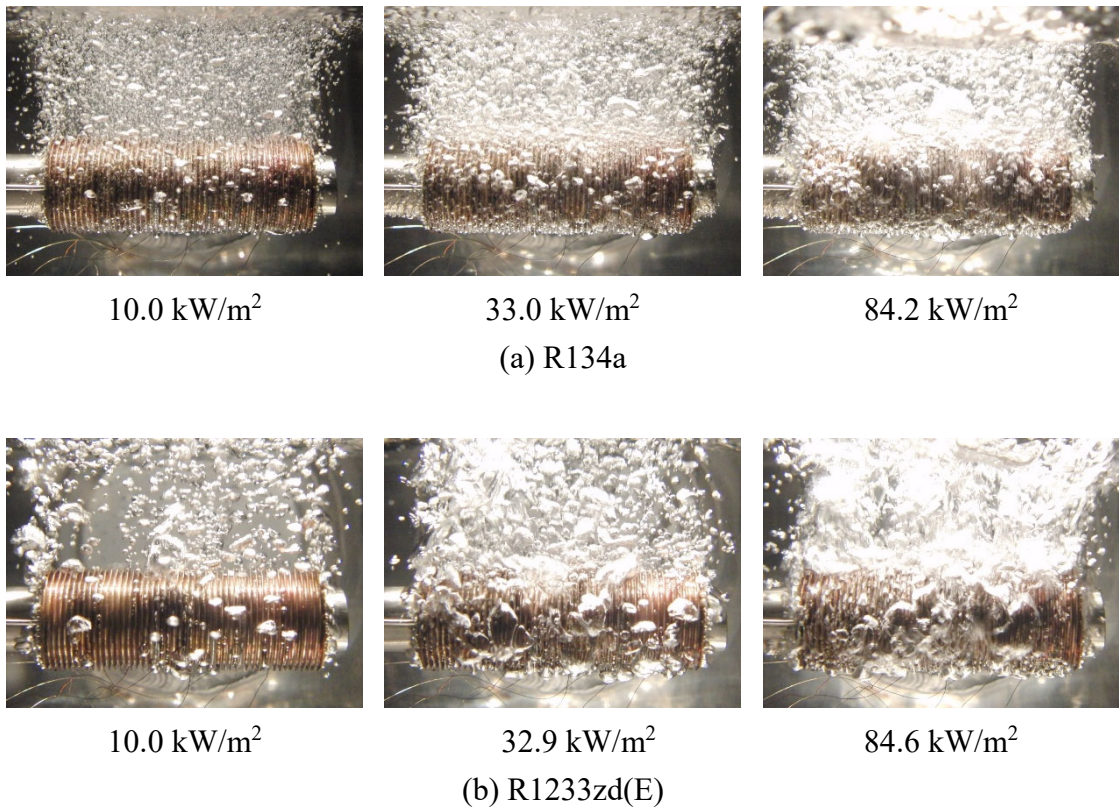


Fig. 3-4 Pool boiling behaviors of low finned tube in heat flux increasing process.

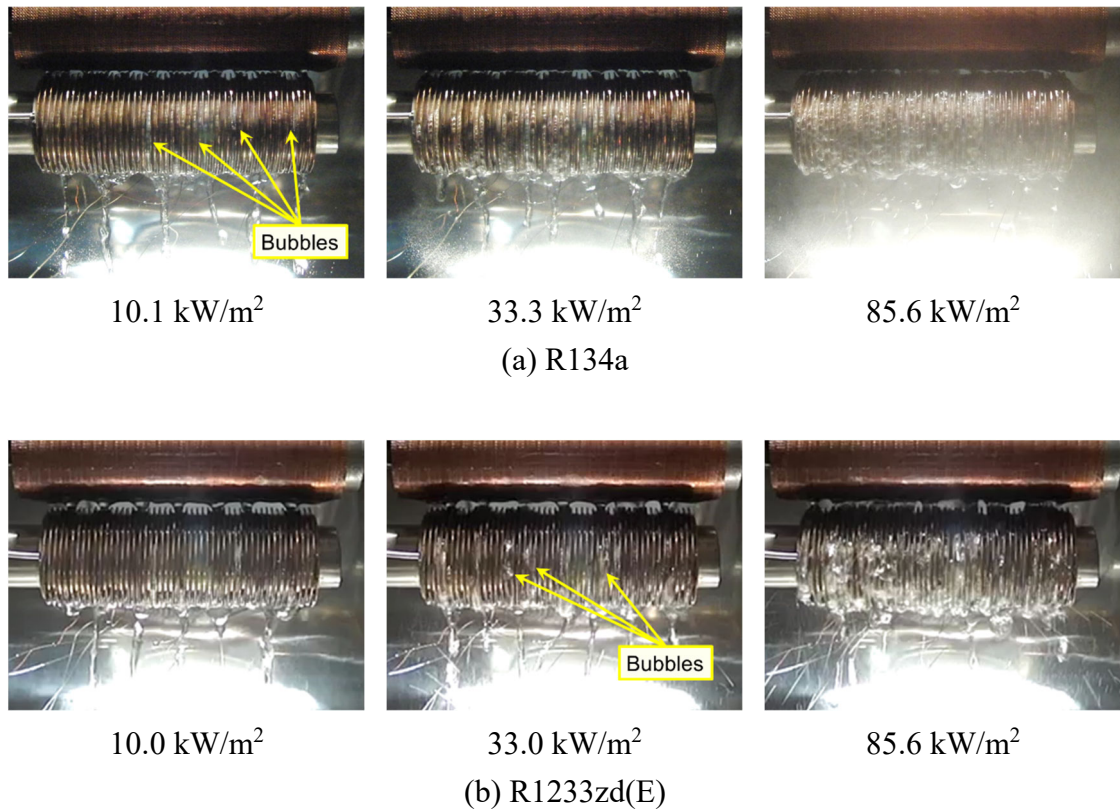


Fig. 3-5 Falling film evaporation behaviors of low finned tube in heat flux increasing process.

Table 3-2 Heat transfer enhancement factors of low finned tube to plain tube.

	R134a	R1233zd(E)
Falling film evaporation ($q < 50 \text{ kW/m}^2$)	2.7	3.7
Pool boiling	1.8	1.8 ~ 2.7

3.4.2 溶射ローフィン管の熱伝達特性

溶射被膜を付加したローフィン管の熱伝達率を **Fig. 3-6** に示す。図中，無処理ローフィン管での実験結果が，プール沸騰が上向き三角 (Δ) で，流下液膜蒸発が四角 (\square) でそれぞれプロットされている。これらは **Fig. 3-3** で示した実験結果と同一のデータである。なお，**Fig. 3-6 (a)** に示す R134a の流下液膜蒸発では，熱伝達率の最大値を示すエラーバーが非常に大きくなっている。同条件の特徴として，全体的に加熱中の壁温が低く，壁面過熱度が 0.1 K 未満となる測温点も存在したためである。

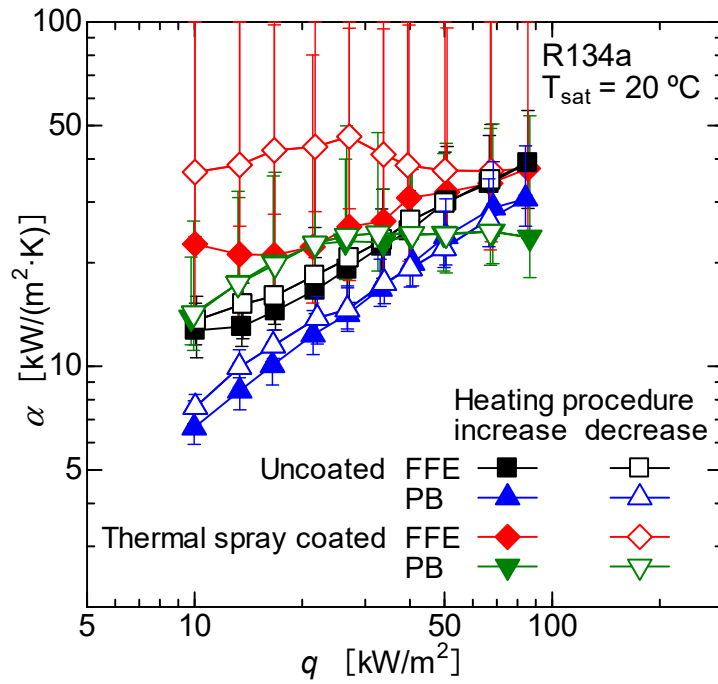
まずプール沸騰について，溶射ローフィン管の熱伝達特性を無処理ローフィン管と比較し述べる。R134a の場合 (**Fig. 3-6 (a)**) $q < 20 \text{ kW/m}^2$ において，熱流束に対する熱伝達率の勾配が無処理ローフィン管とほぼ同じで一定であり，無処理ローフィン管に対して約 1.9 の伝熱促進率が得られた。しかし， $q \geq 20 \text{ kW/m}^2$ では熱伝達率が約 $24 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ で飽和した。無処理ローフィン管では熱伝達率が一定の勾配で向上し続けたため， $q > 60 \text{ kW/m}^2$ の範囲で無処理ローフィン管の方が熱伝達率が高くなった。一方，R1233zd(E) の場合 (**Fig. 3-6 (b)**) 本実験範囲において，熱流束増大過程では全ての熱流束条件で無処理ローフィン管の熱伝達率を下回った。熱伝達率の勾配は熱流束によらず一定であったが，その勾配は無処理ローフィン管と比較して緩やかであったため，熱流束の増大とともに溶射ローフィン管と無処理ローフィン管の熱伝達率の差が拡大した。一方，熱流束低減過程では，熱伝達率の勾配が増大過程より小さくなるヒステリシスが生じた。そのため， $q \leq 40 \text{ kW/m}^2$ では無処理ローフィン管の熱伝達率を上回った。

溶射によるプール沸騰熱伝達の促進は，低熱流束域（ただし R1233zd(E) の場合は熱流束低減過程）で得られた。2.4.3 項と同様，主な要因は沸騰核密度の増大と沸騰開始過熱度の低減であろう。一方，高熱流束では溶射ローフィン管の熱伝達率の勾配が緩やかになり，無処理ローフィン管の値を下回った。これは，フィン隙間の気泡攪拌が阻害されたためと考えられる。溶射ローフィン管のプール沸騰様相を **Fig. 3-7** に示す。**Fig. 3-4** の無処理ローフィン管と比較すると，無処理ではフィン隙間に気泡が密に存在しているが，溶射ローフィン管ではフィン隙間に存在する気泡が比較的細かく，数も少ない。**Fig. 3-1** の断面図から評価したところ，使用したローフィン管は，もともとフィン隙間に 0.7 mm の幅があるが，溶射被膜を付加すると 0.5 mm に狭まった。それにより，一定以上の大きさに成長した気泡はフィン隙間から排除され，フィン間を上昇する気泡数が減少したと考えられる。結果として，特に気泡生成量の多い高熱流束において熱伝達率が低下したといえる。

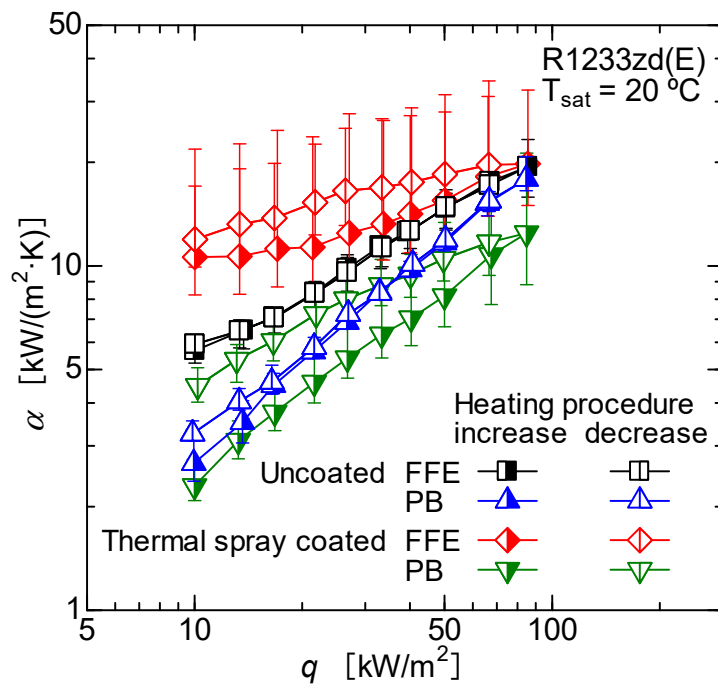
次に，流下液膜蒸発の結果について述べる。プール沸騰とは対照的に，R134a と R1233zd(E) のいずれにおいても，溶射ローフィン管の熱伝達率は無処理ロー

フィン管を上回り、特に低熱流束域で高い伝熱促進効果が得られた。熱流束の増大に伴って溶射ローフィン管の熱伝達率は向上したが、勾配は無処理ローフィン管よりも緩やかであり、最大熱流束では無処理ローフィン管と同等の熱伝達率となった。また、いずれの冷媒においても加熱過程によるヒステリシスが生じ、熱流束低減過程の熱伝達率が増大過程よりも高くなった。

溶射加工面の付与による伝熱促進効果は、プール沸騰よりも液膜蒸発において高いといえる。Fig. 3-8 に示す蒸発様相から、 $q=33$ および 85 kW/m^2 では沸騰気泡がフィン隙間から溢れ出ている箇所もあるが、大部分の液膜はフィンの隙間を流れており、フィンの頂部は液に埋もれることなく蒸気に接していたと分かる。微細な凹凸を有する溶射面は毛管力により液の広がりをもたらし、フィン側壁へ薄液膜が形成され、蒸発熱伝達が促進されたと考えられる。実際、溶射ローフィン管の流下液膜蒸発とプール沸騰を比較すると、流下液膜蒸発の熱伝達率が高いことが確認できる。また、その差は R1233zd(E)の方が R134a よりも大きい。これらの特徴は 3.4.1 項で述べた無処理ローフィン管に見られた特徴と共通しており、フィン形状を有する伝熱面では、流下液膜を用いることで満液状態を上回る熱伝達率が得られること、またその優位性は R1233zd(E)のように核沸騰熱伝達の値が低いほど高くなるといえる。



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 3-6 Heat transfer coefficient of falling film evaporation and pool boiling on low finned tube with thermal spray coating.

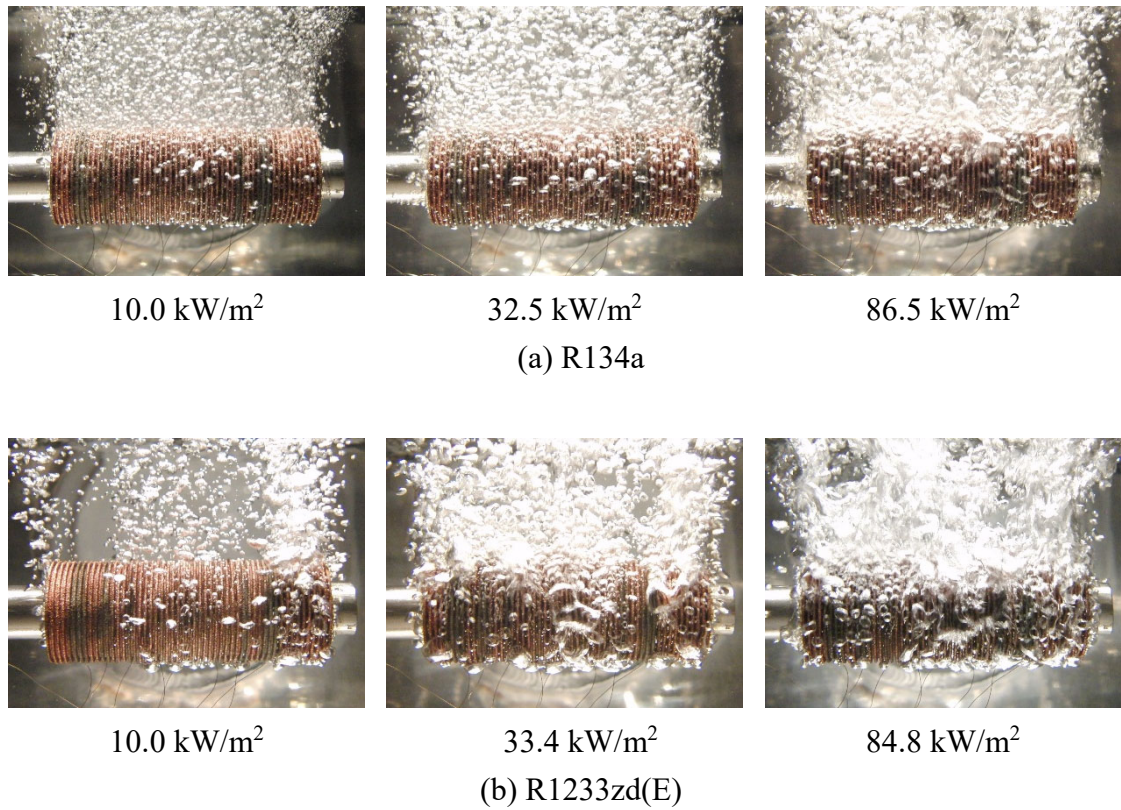


Fig. 3-7 Pool boiling behaviors of low finned tube with thermal spray coating in heat flux increasing process.

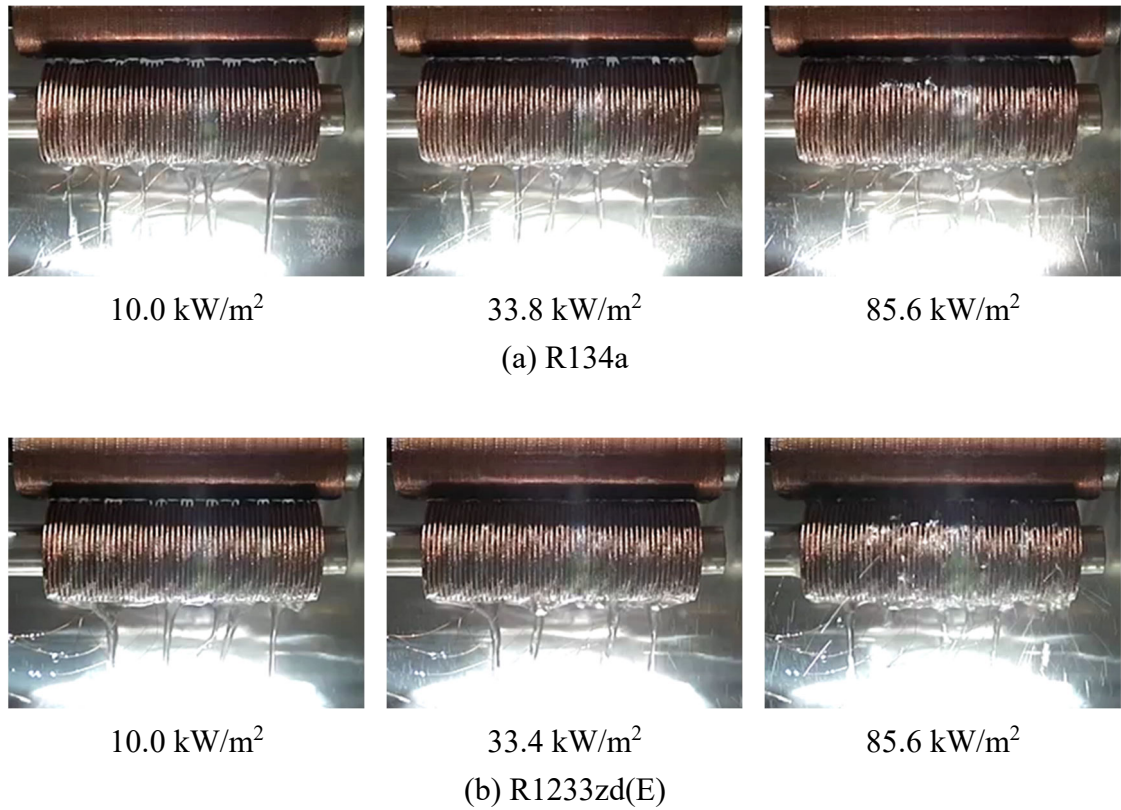


Fig. 3-8 Falling film evaporation behaviors of low finned tube with thermal spray coating in heat flux increasing process.

3.4.3 平滑管への溶射との比較

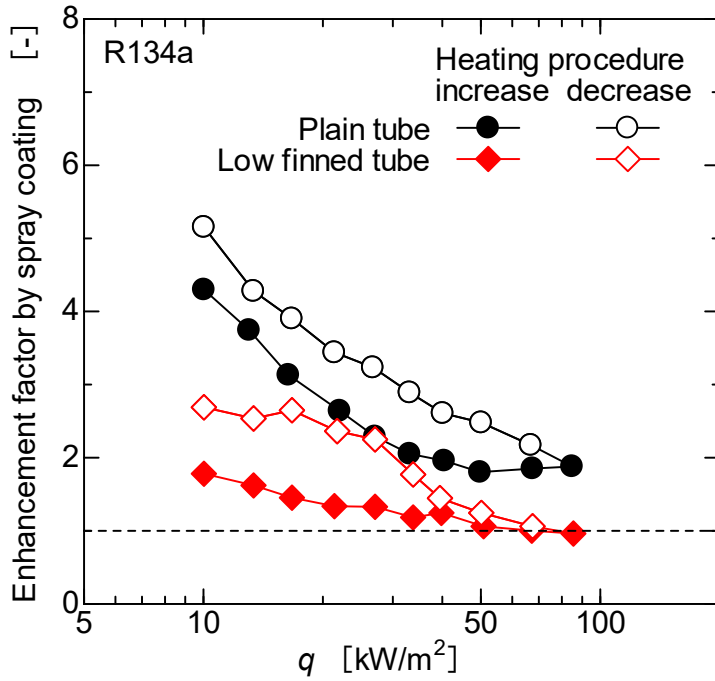
ローフィン管および平滑管に対し、溶射被膜の付加による伝熱促進率を **Fig. 3-9** に示す。なお、平滑管に対する溶射被膜の伝熱促進率は **Fig. 2-30** と同一のデータである。

R134a の場合 (**Fig. 3-9 (a)**) 平滑管では熱流束増大過程で 1.8~4.3 倍、低減過程で 2.2~5.2 倍の伝熱促進率が得られたのに対し、ローフィン管では増大過程で 1.0~1.8 倍、低減過程で 1.1~2.7 倍であり、全ての実験条件において伝熱促進効果は低下した。熱流束に対する変化は平滑管と同様であり、ローフィン管においても低熱流束域ほど伝熱促進率が高かった。また、加熱過程の影響として、溶射面に生じるヒステリシスのため熱流束低減過程で促進率が向上した。一方、R1233zd(E) の場合 (**Fig. 3-9 (b)**) 平滑管では熱流束増大過程で 2.1~4.1 倍、低減過程で 4.2~4.9 倍の伝熱促進率が得られたのに対し、ローフィン管では増大過程で 1.0~1.9 倍、低減過程で 1.1~2.0 倍となり、伝熱促進効果は低下した。また、R134a の場合と同様、低熱流束域および熱流束低減過程ほど伝熱促進率が高くなった。

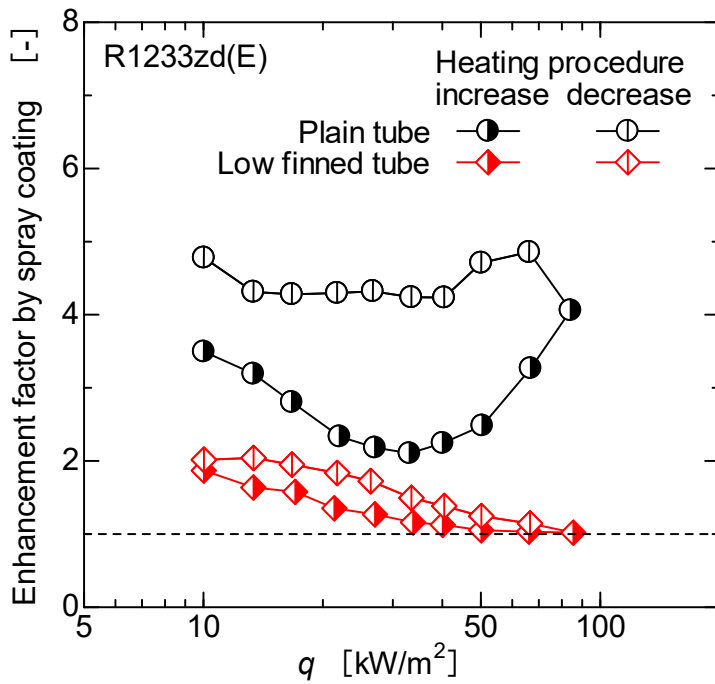
溶射被膜による伝熱促進メカニズムのうち、核沸騰促進効果に着目すると、伝熱面積密度の高いローフィン管は、同じ熱流束における壁面過熱度が平滑管と比較して低くなる。流下液膜蒸発熱伝達実験において、壁面過熱度を横軸に、熱流束を縦軸にプロットした沸騰曲線を **Fig. 3-10** に示す。無処理 (Smooth) どうしで比較すると、ローフィン管の壁面過熱度は平滑管に対し R134a で約 1/4 倍、R1233zd(E) で約 1/3 倍である。また、無処理ローフィン管と溶射円管を比較すると、特に熱流束低減過程において同程度の壁面過熱度となっている (なお本結果は、単純円管に溶射加工を施すことでローフィンの形成に匹敵する伝熱促進が実現したことを意味し、溶射加工による伝熱促進の実用性を裏付けるものでもある)。よって、ローフィン上の溶射面では平滑管上と同じ熱流束において活性化に至るキャビティの割合が減少し、伝熱促進効果が制限されたと考えられる。さらに、溶射被膜内の空隙は、一度内部が蒸気で満たされれば発泡核となり核沸騰熱伝達促進効果が得られるが、沸騰が生じない状況では、内部が液で満たされていても冷媒の熱伝導率は低いため、熱抵抗を増大させる恐れがある。特に、伝熱面積密度の高いローフィン管では、この表面の熱抵抗増大が強く影響すると考えられる。なお、熱流束低減過程では R134a の伝熱促進率が R1233zd(E) よりも高くなったが、これは R134a の沸騰開始過熱度が小さく不活性キャビティが少なかったためと考えられる。

液膜の形成・保持効果に着目すると、平滑管で液膜が破断しドライパッチが拡大するような条件であっても、ローフィン管ではフィン隙間に液が保持されることで大きなドライパッチの形成は抑制される。すなわち、フィン構造自体の保

液効果によりドライアウトが抑制されるため、溶射被膜による液膜拡大の影響は小さくなったといえる。これは **Fig. 3-9 (b)** に示す通り、R1233zd(E) の高熱流束域において、平滑管のみ伝熱促進率の急上昇が見られた要因である。一方、核沸騰促進の効果が小さいローフィン管において、熱流束増大過程の低熱流束域（当条件では沸騰開始に至っていない）でも 2 倍程度の伝熱促進が得られた要因は、3.4.2 項で述べたように、フィン側壁への薄膜形成がもたらす蒸発熱伝達の促進と考えられる。

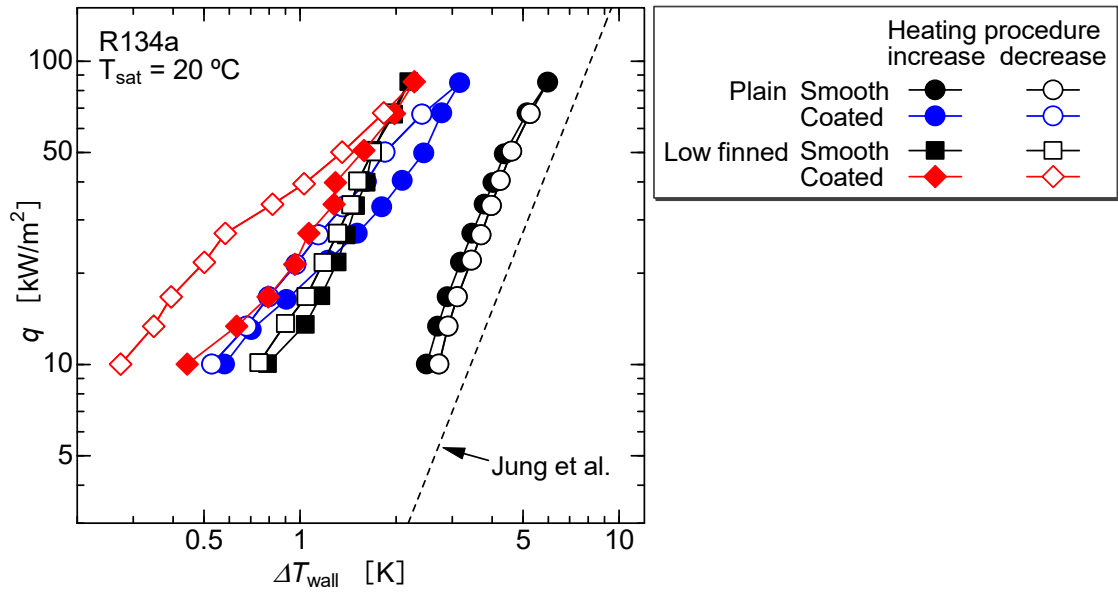


(a) R134a

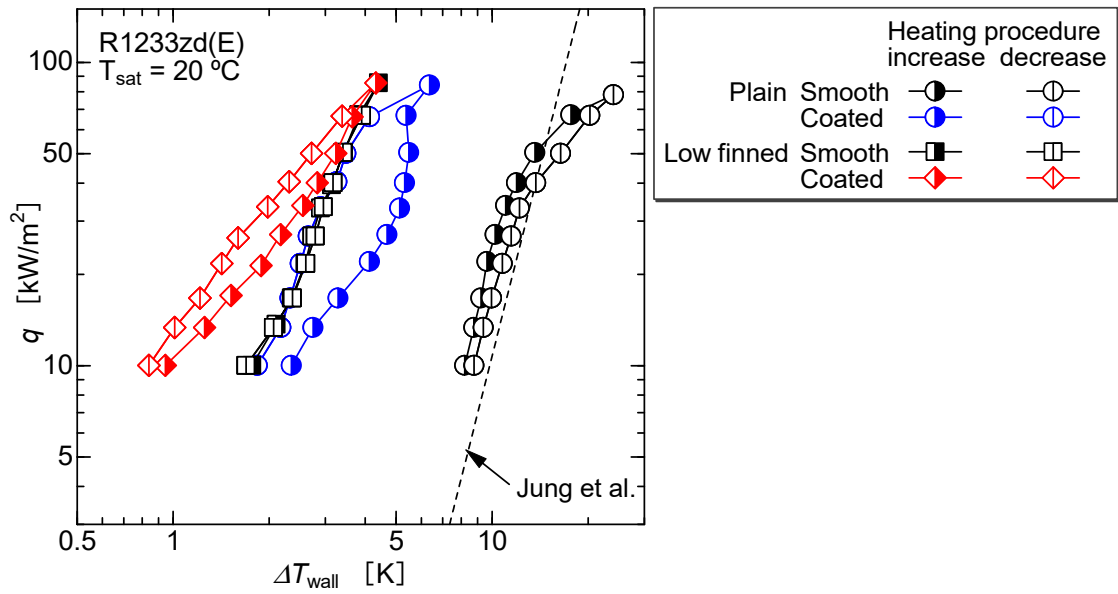


(b) R1233zd(E)

Fig. 3-9 Heat transfer enhancement factor by thermal spray coating on plain and low finned tubes.



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. 3-10 Wall superheat of smooth and low finned tubes during falling film evaporation.

3.5 結言

単純な機械加工により製作可能な拡大伝熱面であるローフィン管に溶射被膜を付加した際の熱伝達特性を示した。まず、無処理のローフィン管のプール沸騰および流下液膜蒸発の熱伝達特性を評価し、フィン構造が熱伝達に及ぼす影響を把握した。その後、溶射被膜による伝熱促進効果を、単純円管の場合との比較を交え評価した。得られた知見は次の通りである。

- (1) 無処理ローフィン管の流下液膜蒸発では、フィン隙間に液が保持されるため、高熱流束におけるドライアウトが抑制された。
- (2) 無処理ローフィン管の流下液膜蒸発はプール沸騰の熱伝達を上回った。フィン構造により、伝熱面積の拡大に加え、流下液膜蒸発ではフィン上のメニスカスからの蒸発、プール沸騰ではフィン間の気泡攪拌により熱伝達が促進されるが、メニスカスからの蒸発は気泡攪拌よりも伝熱促進効果が強いためである。
- (3) ローフィン管へ溶射被膜を付加することで、流下液膜蒸発熱伝達が促進された。無処理ローフィン管に対する溶射面による伝熱促進率は、R134aで1.0～2.7倍、R1233zd(E)で1.0～2.0倍であり、特に低熱流束域で伝熱促進率が高くなった。
- (4) 溶射被膜による流下液膜蒸発の伝熱促進効果は、ローフィン管よりも平滑管に付与した場合の方が高くなった。ローフィン管では、伝熱面積が拡大し壁面過熱度が低下するため、溶射被膜内のキャビティが活性化しづらく、核沸騰促進効果が制限されたためである。ただし、核沸騰の寄与が小さい低熱流束域では、微細な凹凸を有する溶射面が毛管力による液の広がりを促進し、フィン側壁からの薄液膜蒸発によって高い伝熱促進効果が得られた。

これらの知見から、ローフィンによる拡大伝熱面を対象とする場合、壁面過熱度が平滑面と比較して小さくなるため、核沸騰促進を期待する溶射被膜の付加では平滑管ほど高い伝熱促進効果が得られないこと、一方で、溶射面の多孔質構造により薄液膜の拡大および保持がなされ、蒸発促進による伝熱促進効果で熱伝達率が向上することが明らかとされた。

第3章の参考文献

- [3-1] 竹中 信幸, 小澤 守, 梅川 尚嗣, 浅野 等, 松本 亮介, “熱移動論入門”, (2008), pp.168–172, コロナ社
- [3-2] M. Christians, J.R. Thome, “Falling film evaporation on enhanced tubes, part 1: Experimental results for pool boiling, onset-of-dryout and falling film evaporation”, *Int. J. Refrig.* 35 (2012) 300–312. doi:10.1016/j.ijrefrig.2011.10.020.
- [3-3] C.Y. Zhao, P.H. Jin, W.T. Ji, Y.L. He, W.Q. Tao, “Experimental investigations of R134a and R123 falling film evaporation on enhanced horizontal tubes”, *Int. J. Refrig.* 75 (2017) 190–203. doi:10.1016/j.ijrefrig.2016.12.013.
- [3-4] W.T. Ji, E.T. Zhao, C.Y. Zhao, H. Zhang, W.Q. Tao, “Falling film evaporation and nucleate pool boiling heat transfer of R134a on the same enhanced tube”, *Appl. Therm. Eng.* 147 (2019) 113–121. doi:10.1016/j.applthermaleng.2018.10.062.
- [3-5] T. Zhang, L. Ma, J. Zhang, “Hybrid heat transfer with falling film and pool boiling using R-134a outside a vertical tube”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 193 (2022) 122990. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122990.
- [3-6] D. Jung, Y. Kim, Y. Ko, K. Song, “Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants”, *Int. J. Refrig.* 26 (2003) 240–248. doi:10.1016/S0140-7007(02)00040-3.
- [3-7] 本田 博司, 野津 滋, 内間 文顕, “水平ローフィン付凝縮管の伝熱性能計算法”, 日本機械学会論文集 (B 編). 54 (1988) 2128–2135. doi:10.1299/kikaib.53.1329.
- [3-8] D. Gorenflo, D. Kenning, “VDI Heat Atlas”, 2nd ed., (ed. by VDI e.V.), (2010), pp. 772–774, Springer, Berlin.

第4章 傾斜平面上の流下液膜の液膜厚さと熱伝達

4.1 緒言

2章で示した通り、冷媒流下液膜の熱伝達は、液膜内の核沸騰と液膜の流動構造、中でもドライパッチの形成に強く依存する。本論文のこれまでの議論では、主にシェルアンドチューブ熱交換器を想定した水平伝熱管周りの流下液膜の熱伝達に焦点を当ててきたが、流下液膜を用いた熱伝達は「省冷媒」と「高熱伝達率」を兼ね備えており、次世代の熱輸送技術として、例えば電子機器冷却など、より広い用途への活用も期待される。しかし、冷却対象の発熱量増大や面積拡大に伴い、熱流束分布や流量分布を均一に保つことは難しくなるため、ドライパッチ形成が助長される恐れがある。

この課題に対し、本研究では、伝熱面の沸騰核密度増大による解決を検討する。溶射面で観察されたように、液膜内に小径の沸騰気泡を多く分散させることで、見かけ厚さが増すとともに液膜構造が均質化すると期待される。これによって、液膜内の温度分布および流量分布が均一化し、安定した液膜形成を実現可能と考えられる。この核沸騰促進を用いた液膜安定化技術を確立するにあたり、液膜内の沸騰気泡と液膜流の相互作用を理解する必要がある。特に、熱伝達率のみではなく、液膜構造に関する重要なパラメータである液膜厚さの知見も重要となる。しかしながら、序論で述べたとおり流下液膜の膜厚を測定した従来研究の殆どが非沸騰の水膜を対象としており、核沸騰を伴う冷媒液膜の厚さに対する実験的研究は前例がない。そこで本章では、基本となる平滑面を対象とし、非加熱および核沸騰が生じる加熱条件において、R1233zd(E)の液膜厚さと熱伝達率の計測を行った。実験系は流下液膜に作用する重力が一定となる傾斜平面とし、傾斜角、液膜流量、熱流束の影響を評価した。

平面上と水平円管上の流下液膜の流動および熱伝達の関連性については、層流流下液膜の力学的解析である Nusselt の液膜理論^[4-1]が水平円管を対象とする数値解析的研究で参照値として広く用いられていること^[4-2]、本研究が注目する核沸騰熱伝達は伝熱面のごく近傍の現象であり、面の傾斜^[4-3, 4]や曲率の影響を受けにくいと考えられることから、基礎的な系である平面上の実験結果は水平円管における現象を考慮する際も有意義な知見となる。

4.2 実験装置および実験方法

4.2.1 実験装置

実験装置の概要を Fig. 4-1 に示す。実験装置は、圧力容器、液循環系、凝縮器で構成される。圧力容器底部フランジに、試験部である銅製加熱ブロックが固定されており、容器全体を傾斜させることで伝熱面の傾斜角を調節できる。装置内

部は真空ポンプ（株）イチネン TASC0 : TA150XA, 到達真空度 : 2.0 Pa) により真空状態とした後, 作動流体の冷媒を充填した. 冷媒液は傾斜した圧力容器の低部に溜まり, サブクーラーを通過後, ギアポンプ (MICROPUMP : GJ-N21.FF2S.A) により圧送される. サブクーラーは熱交換区間が 500 mm の二重管式熱交換器であり, 内管の内側を冷媒が, 外側を冷却水が流れる. 冷却水は恒温槽 (東京理化学器械 (株) : CCA-1110) により供給した. 試験部へ供給する冷媒流量は, ポンプ回転数およびメインループとバイパスループに設けられた流量調節バルブの開度により調節した. 給液ノズルの詰まりを防止するため, メインループのバルブ直後にフィルターを設置した. その後, サブクール度をプレヒーター (φ8 mm, 加熱区間 230 mm) により調整し, 試験部へ供給した. 試験部の詳細は後述する. 試験部の加熱により生成された蒸気は, 圧力容器上部に接続された凝縮器で凝縮し, 重力により液循環系へ合流する. 凝縮器には小型のシェルチューブ熱交換器 (神威産業 (株) : SL-307U2) を使用した.

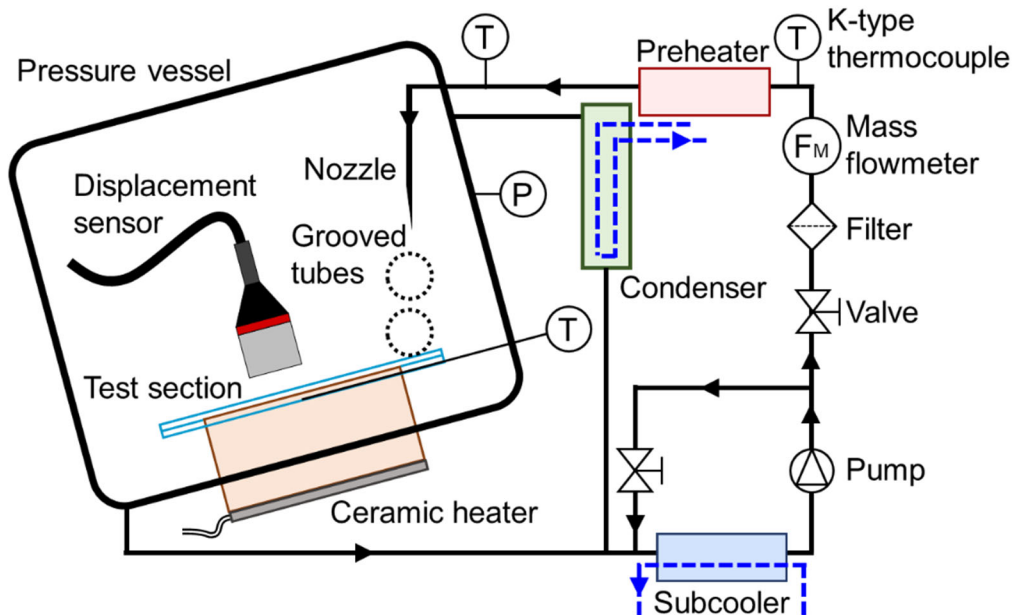


Fig. 4-1 Schematic diagram of experimental apparatus.

試験部詳細を Fig. 4-2 に, その外観を Fig. 4-3 に示す. 冷媒液は 4 本のノズルと 2 本の機械加工沸騰促進管 (Wieland : GEWA-B5H) からなる液分配部を経て試験部へ供給される. ノズルは内径 1.12 mm, 長さ 25 mm の細管であり, 12.5 mm 間隔で SUS 製円管に鉛直下向きに接続されている. 機械加工管は 2.2.1 項で示したダミー管と同系統の製品であり, 流路幅方向の均質な液分配のため設置

した。管同士および下段の管と流路との隙間は、冷媒液が安定して膜状に流下するよう約 1 mm に調節し、伝熱面上端の 19 mm 上流から給液した。

試験部は銅製の加熱ブロックとポリカーボネート樹脂製の開流路からなる。加熱ブロックは幅 50 mm、長さ 75 mm であり、压力容器の底部フランジに突出長さ 16 mm でロウ付けされている。加熱ブロックの上面が伝熱面であり、表面性状の均質化のため 1200 番の耐水ペーパーで研磨した。レーザー顕微鏡（㈱ キーエンス：VK-9700）により計測された表面粗さ R_a は 0.3 μm であった。銅ブロックの下面には、熱伝導グリスを塗布したのち、幅 25 mm、長さ 75 mm の板状セラミックヒーター（Watlow：WALN-12）を 2 枚横並びに取り付け、压力容器の外部から加熱した。ヒーター印加電圧はボルトスライダ（山菱電機 ㈱：S-260-20）により調節した。加熱部およびその前後 30 mm の開流路には高さ 7 mm の側壁を設置し、加熱ブロック側面への液だれ防止と液膜流の助走を図った。

熱伝達率と液膜厚さは伝熱面の中央で評価した。表面から深さ 2.4 mm および 7.4 mm の 2 点に K 型シース熱電対（ $\phi 0.5$ mm）を挿入し、銅ブロック内部温度を測定した。これらの測温点は伝熱面に十分近く、一方でフランジのロウ付け箇所からは十分に離れているため、伝熱面中心の壁温および熱流束は、面垂直方向の 1 次元熱伝導を仮定し算出した。データ整理方法の詳細は次項 4.2.2 で示す。なお、加熱中の沸騰核分布および液膜流は伝熱面全体で一様になるとは限らず、壁温および熱流束も伝熱面全体で均一とはみなせない。したがって、本研究により評価される熱流束および熱伝達率は、伝熱面中心とその近傍における値であることに注意されたい。

液膜厚さは、マルチカラー変位計（㈱ キーエンス：CL-P015）を Fig. 4-3 に示すとおり伝熱面中心に正対させて固定し、計測した。センサヘッドと伝熱面との距離は 16.3 mm である。Fig. 4-4 にマルチカラー変位計の測定原理を示す。マルチカラー光源により複数波長を含む光が生成され、光ファイバーを通りセンサヘッドから測定対象に照射される。センサヘッド内のレンズは波長により焦点距離が異なるため、受光した反射光に最も多く含まれる波長を解析することでセンサヘッドと反射体（測定対象）の距離を算出できる。Fig. 4-4 に示す例では、反射体がセンサヘッドに近い場合は受光した波長が λ_3 となり、遠い場合は λ_1 となる。

透明体（本実験における液膜）が不透明体（本実験における銅面）の上に存在するような対象を測定すると、波長スペクトルに 2 つのピークが生じる。液膜界面の反射光は銅面の反射光よりも強度が弱いので、膜厚が一定値を下回ると 2 つのピークが近づき、液膜に対応するピークが反射光に対応するピークの裾に埋もれる場合がある。今回用いた CL-P015 の仕様では、判別可能な最小膜厚は 0.092 mm である。また、測定対象面とセンサヘッド面がなす角度の上限は 14°で

あり、それ以上の傾きでは反射光がセンサヘッドに戻らずデータが欠損する。

受光波形はマルチカラー変位計の内部で処理され、出力として得られるのは信号処理後の値である。信号処理の方法として、反射体の位置を取得する「変位」モードのほか、複数のピークから透明体の厚みを算出する「厚み」モードが設定できる。先述した測定可能最小膜厚は「厚み」モードでの値である。本研究の評価対象は液膜厚さであるが、これを「厚み」モードで測定しようとした場合、冷媒液の屈折率評価が必要となる。さらに、沸騰気泡や波が通過する際、気液界面の反射光は取得できても銅面からの反射光を取得できず、データが欠損する確率が高まる。よって本実験では、常にセンサーに最も近い反射体の位置を「変位」モードで取得し、乾燥状態で測定した伝熱面の位置との差から液膜厚さを算出した。そのため、沸騰気泡を含む液膜の場合は、気泡頂部の高さが膜厚として測定され、気泡底部の薄液膜などは測定されない。

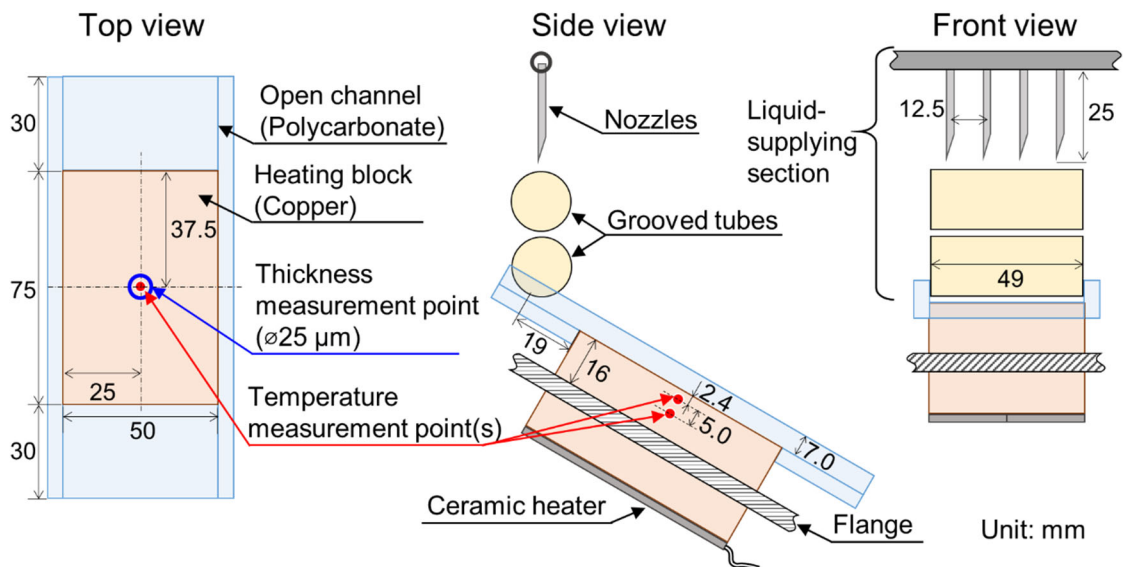


Fig. 4-2 Details of test section.

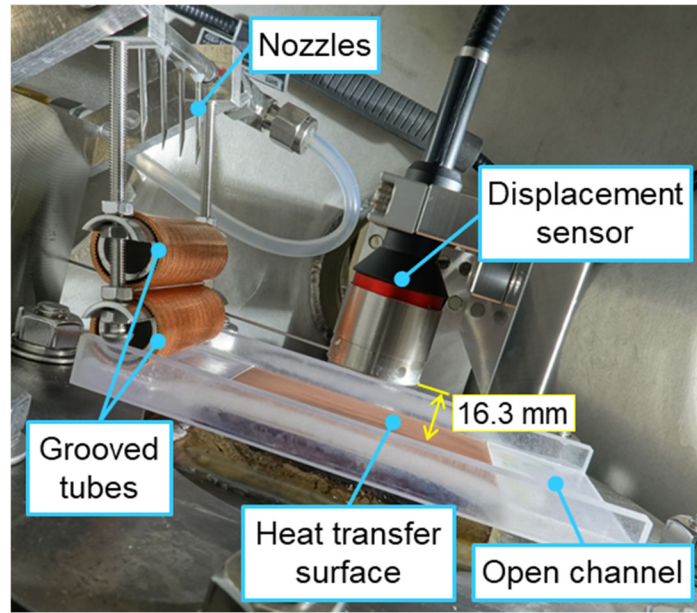


Fig. 4-3 Appearance of test section.

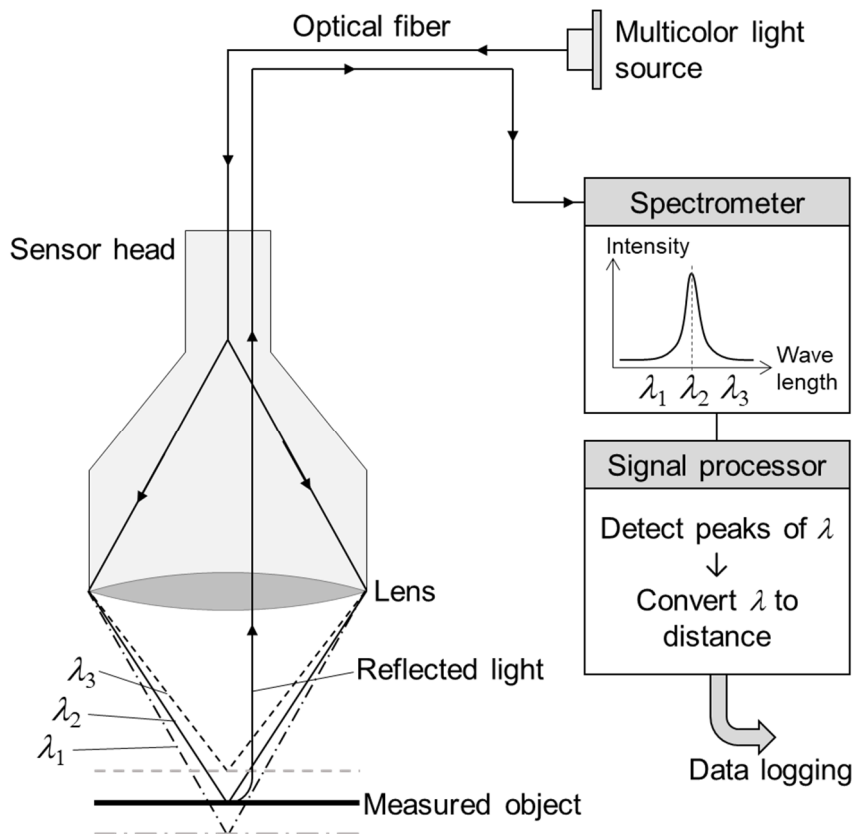


Fig. 4-4 Multicolor confocal displacement sensor (λ is wavelength).

4.2.2 計測方法および実験手順

本実験では、冷媒液の質量流量、圧力容器内の蒸気圧、試験部への供給液温、試験部の内部温度、液膜厚さを計測した。液膜厚さ以外の出力信号はデータロガー（日置電機 株：MEMORY HILOGGER 8423）を用い、サンプリング周波数 2 Hz で記録した。

冷媒液の質量流量はコリオリ式質量流量計（EMERSON：CMFS010M、定格流量範囲：0 ～ 110 kg/h、計測精度：0.1 % of reading）で計測した。

圧力容器内の蒸気圧は Silicon-on-Sapphire (SOS) 式圧力変換器（ミネベアミツミ 株：NS100A-500kPA-3132、定格容量：500 kPa、計測精度：0.2 % R.O.）で計測した。

試験部への供給液温はノズル上流の流路に挿入した K 型シース熱電対（大貴工業 株：SKS-35、シース径 1.0 mm）で計測した。また、試験部の内部温度は内径 0.6 mm の放電加工穴に銀グリス（株アイネックス：AS-05）を注入したのち、K 型シース熱電対（大貴工業 株：SKS-35、シース径 0.5 mm）を挿入し計測した。補償方式は外部補償とし、基準となる零接点はゼロコン（コペル電気 株：ZC-114A、制御精度：0.0077 K）により 0 °C に保った。

液膜厚さはマルチカラー変位計（株キーエンス：CL-P015、計測精度：0.36 μm）で計測し、サンプリング周波数 1000 Hz で記録した。

作動流体として R1233zd(E) を使用し、飽和温度 20 °C の条件で実験を行った。容器内の圧力は、凝縮器に供給される冷水の温度を変え、試験部での蒸気生成量と凝縮器での凝縮量のバランスを調整し制御した。加熱量および流量はステップ状に変更し、各実験条件において容器内圧力と試験部内部温度の時間的変化が十分に小さくなるまで保って定常状態とし、定常状態における 150 秒間のデータを評価対象とした。

液膜厚さのカットオフについて

前項 4.2.1 で述べた通り、マルチカラー変位計で液膜厚さを測定すると、液膜が測定限界近くまで薄い場合や界面の角度が大きい場合、液面の反射光ピークが銅面の反射光ピークに埋もれるケースがある。その際、実際の液膜とは異なる 0 mm に極めて近い液膜厚さが出力されてしまう。そこで本研究では平均値や PDF の算出段階でカットオフ厚さを設け、閾値未満のデータを「無効」として処理した。閾値を決定するため、液膜が破断しない非加熱状態での測定結果を用いた。Fig. 4-5 に度数分布（階級幅 0.02 mm）を示す。特に流量が低い条件において、分布が 2 山となっており 0.06～0.1 mm にデータが存在しない領域が確認できる。測定中にリアルタイムでモニター可能な受光波形の挙動から、測定値が 0 ～0.06 mm となるのは銅面の反射光に液界面の反射光が埋もれるとき、と判断し

た. よって, 本研究では閾値を 0.06 mm に設定した. なお, メニスカスのような非常に薄い液膜は本データ処理方法では除去されてしまうため, 本研究の実験条件は伝熱面中心でバルクの液膜が破断しないような範囲とした.

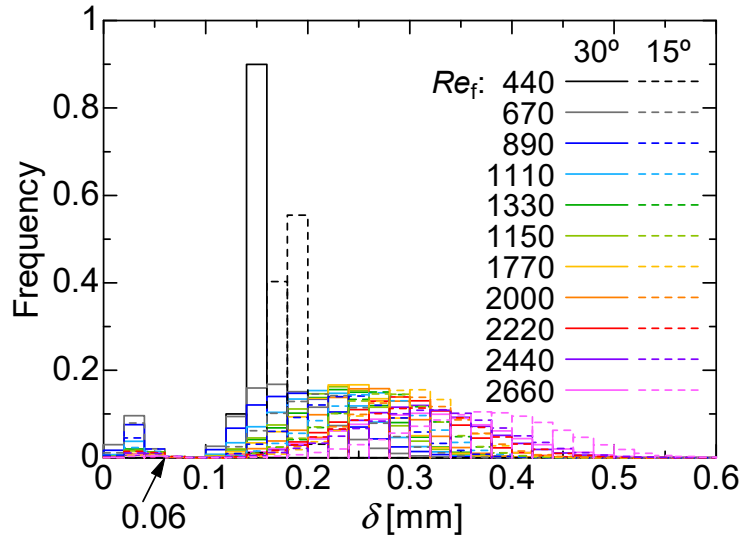


Fig. 4-5 Frequency distribution of measured liquid film thickness under adiabatic conditions.

4.2.3 データ整理方法

(i) 液膜質量流量

Γ は単位長さあたりの液膜質量流量 $[\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})]$ であり, 計測された液質量流量 m $[\text{kg}/\text{s}]$ を用いて式(4.1)より求めた.

$$\Gamma = \frac{m}{L} \quad (4.1)$$

ここで, L は加熱部の幅 $[\text{m}]$ である.

(ii) 液膜レイノルズ数

液膜レイノルズ数 $Re_f[-]$ は式(4.2)で定義した.

$$Re_f = \frac{4\Gamma}{\mu} \quad (4.2)$$

ここで, μ は冷媒液の粘性係数 $[\text{Pa}\cdot\text{s}]$ である.

(iii) 熱流束

熱流束 q [W/m^2] は式(4.3)で定義した.

$$q = \frac{\lambda_{\text{wall}}}{d_{\text{LU}}} (T_{\text{lower}} - T_{\text{upper}}) \quad (4.3)$$

ここで, λ_{wall} は銅ブロックの熱伝導率 [$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$], T_{lower} および T_{upper} はそれぞれ銅ブロック内部の下側 (伝熱面遠方) および上側 (伝熱面近傍) の測温点温度 [K], d_{LU} は測温点間の距離 [m] である.

(iv) 伝熱面温度

伝熱面温度 T_{wall} [K] は式(4.4)より求めた.

$$T_{\text{wall}} = T_{\text{upper}} - \frac{d_{\text{WU}}}{\lambda_{\text{wall}}} q \quad (4.4)$$

ここで, d_{WU} は伝熱面と上側測温点の距離 [m] である. 伝熱面がフランジとのロウ付け箇所と十分離れていること, 壁温計測点が伝熱面中央であることから, 温度計測点周囲での伝熱面に平行な熱移動は無視できるほど小さく, 測温点から伝熱面へは熱流束が垂直に維持されると仮定した.

(v) 熱伝達率

熱伝達率 α [$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$] は, 供給液のサブクール度が 1.8 K 未満と十分小さいことから, 伝熱面中央において液膜が飽和状態になると仮定し, 飽和温度 T_{sat} を基準に式(4.5)で定義した.

$$\alpha = \frac{q}{T_{\text{wall}} - T_{\text{sat}}} \quad (4.5)$$

なお T_{sat} [K] は測定された容器内蒸気圧 P [Pa] から REFPROP 10.0^[4-5]により算出した.

4.2.4 不確かさ解析

本実験系における測定不確かさおよび算出されるパラメータの拡張不確かさを **Table 4-1** に示す。液膜質量流量 Γ 、熱流束 q 、伝熱面温度 T_{wall} 、熱伝達率 α における拡張不確かさ $U(f)$ は式(4.6)–(4.10)で算出した。

$$U(f) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} U(X_i) \right)^2} \quad (4.6)$$

$$\Gamma = f(X_1) = f(m) \quad (4.7)$$

$$q = f(X_1, X_2, X_3) = f(d_{\text{LU}}, T_{\text{lower}}, T_{\text{upper}}) \quad (4.8)$$

$$T_{\text{wall}} = f(X_1, X_2, X_3) = f(T_{\text{upper}}, q, d_{\text{WU}}) \quad (4.9)$$

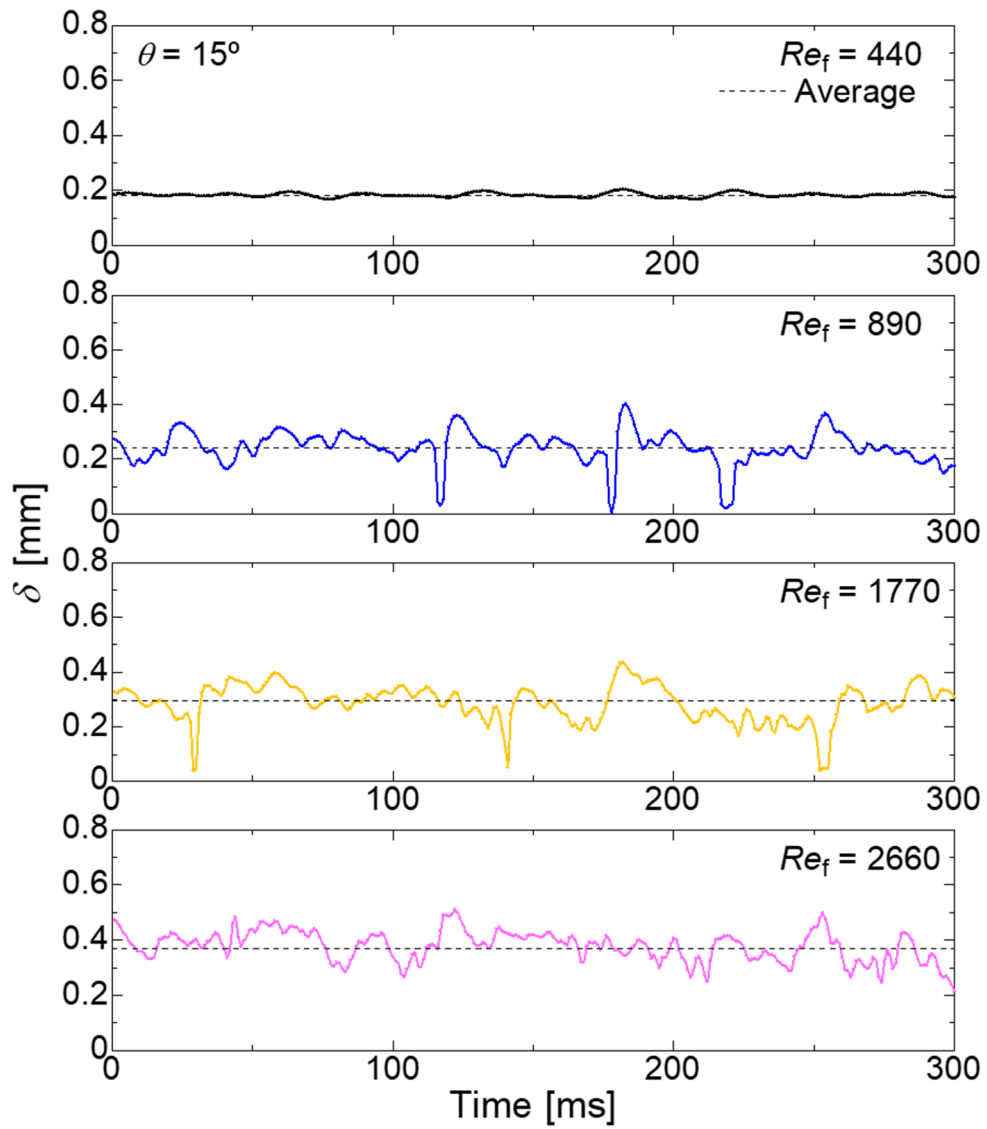
$$\alpha = f(X_1, X_2, X_3) = f(q, T_{\text{wall}}, T_{\text{sat}}) \quad (4.10)$$

Table 4-1 Experimental uncertainties.

Parameter	Uncertainty
Measured	
Temperature, T	± 0.058 K
Mass flow rate, m	± 0.1 %
Pressure, P	± 1 kPa
Liquid film thickness, δ	± 0.36 μm
Distance between temperature measurement points, d	± 0.05 mm
Derived	
Mass flow rate of liquid film, Γ	± 0.1 %
Wall temperature, T_{wall}	± 0.092 K
Heat flux, q	± 6.6 kW/m ²
Heat transfer coefficient, α	± 1.3 kW/(m ² ·K)

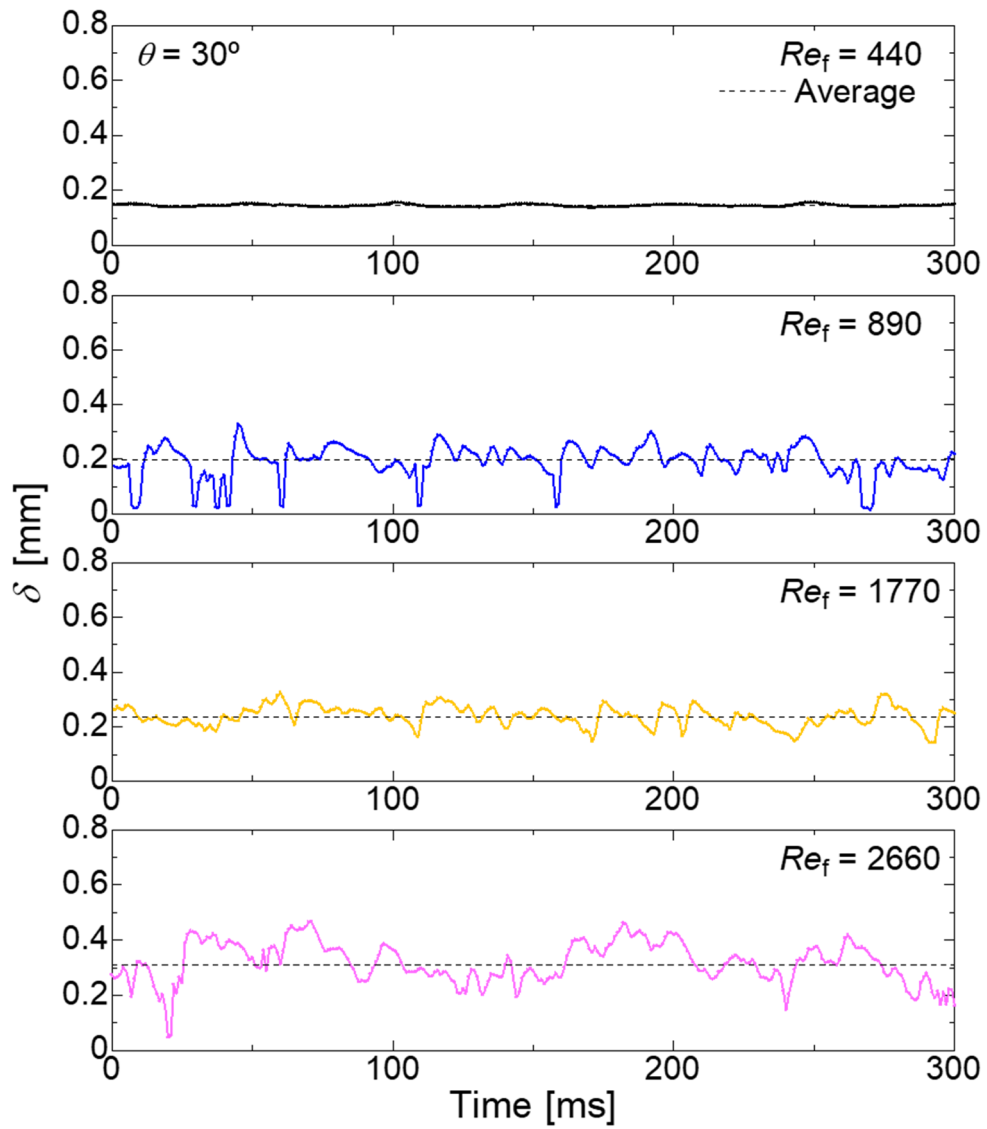
4.3 非加熱時の液膜厚さ

まず、非加熱状態において、傾斜角 30° と 15° の2条件で液膜厚さを評価した。流量範囲は $Re_f = 440 \sim 2660$ ($\Gamma = 0.033 \sim 0.20 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$) である。Fig. 4-6 に液膜厚さの時間変動を示す。破線は各条件における150秒間のアンサンブル平均値である。いずれの傾斜角においても、最低流量の $Re_f = 440$ では液膜界面が非常に安定しており、平均厚さを中心とする振幅は 0.05 mm 未満であった。流量が増大すると、振幅 $0.2 \sim 0.3 \text{ mm}$ の擾乱波が生じた。Fig. 4-7 に液膜厚さ波形の確率密度関数 (probability density function: PDF) を示す。階級幅は 0.2 mm とした。いずれの条件においてもPDFは単一のピークを示している。全体の傾向として、流量が増大すると、ピークは液膜が厚くなる方向へシフトし、裾が広がった。平均膜厚が増大するとともに界面の振幅が大きくなったためである。ただし、傾斜角 15° で Re_f が 1770 から 2220 に増大した際は、ピークを示す液膜厚さは殆ど変化せず、裾が広がるのみであった。また、傾斜角 30° で Re_f が 1330 から 1770 に増加した際も、PDFが殆ど変化しなかった。このように、流量変化に対し液膜厚さの変動が鈍感になる領域は、液膜内の流れが層流から乱流に遷移する条件に対応していると考えられる。



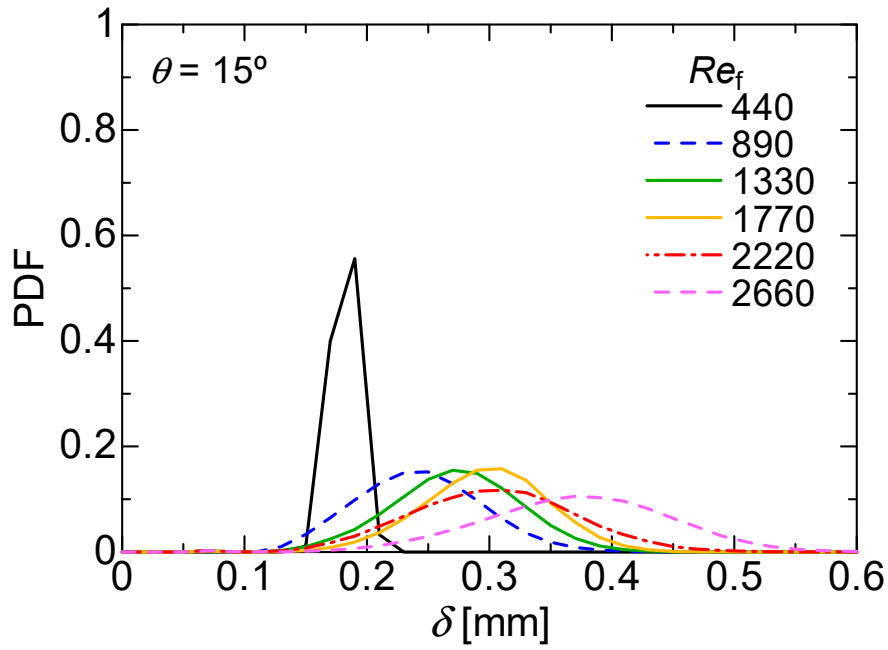
(a) $\theta = 15^\circ$

Fig. 4-6 Liquid film thickness fluctuation under adiabatic conditions.

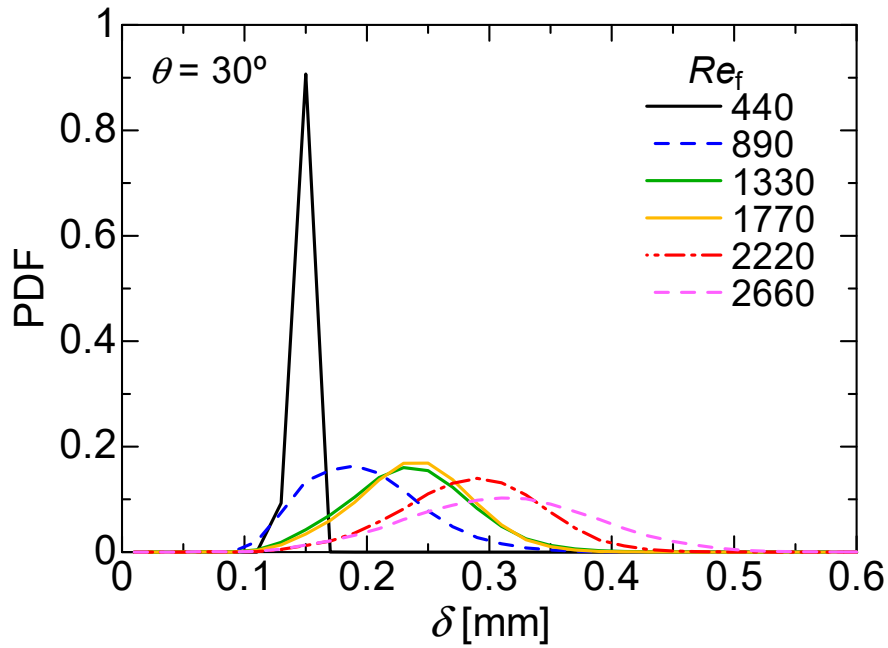


(b) $\theta = 30^\circ$

Fig. 4-6 (continued) Liquid film thickness fluctuation under adiabatic conditions.



(a) $\theta = 15^\circ$



(b) $\theta = 30^\circ$

Fig. 4-7 Probability density function (PDF) under adiabatic conditions.

平均膜厚を液膜レイノルズ数に対してプロットし、**Fig. 4-8** に示す。エラーバーは $\pm 2\sigma$ (σ は標準偏差)を表す。実線は式(4.11)に示す Nusselt^[4-1]による層流液膜理論であり、破線は式(4.12)に示す Takahama and Kato^[4-6]による乱流液膜相関式 (適用範囲： $Re_f > 1470$) である。

$$\delta = \left(\frac{3\mu_L^2}{\rho_L^2 g \sin \theta} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Re_f}{4} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.11)$$

$$\delta = 0.473 \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L^2 g \sin \theta} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Re_f}{4} \right)^{0.526} \quad (4.12)$$

同じ Re_f における液膜厚さは、傾斜角が 15° から 30° に大きくなることで薄くなった。流れ方向に作用する重力が大きくなり、液膜の平均流速が増大したためである。いずれの傾斜角においても、 $Re_f < 1330$ の平均膜厚は Nusselt の理論と良好に一致した。傾斜平面上を流下する層流液膜について、Stücheli and Özişik^[4-7]は、液膜厚さの発達過程を解析的に求めている。その結果に基づき、本研究の条件 (入口の液膜厚さ： 1.0 mm ，入口から測定点までの距離： 53 mm) における液膜厚さを、無限下流で完全に発達した状態の液膜厚さと比較すると、 $Re_f \leq 1330$ における差は 2% 未満となる。よって、本実験系において層流液膜は十分に発達していると考えられ、厚さが Nusselt の理論値と一致したことから、測定の妥当性が確認された。

$Re_f > 1330$ では、 Re_f に対する液膜厚さの勾配が急となった。液膜内の流れが乱流に遷移したためである。勾配が変化する遷移 Re_f 付近では流量増大に対する膜厚の変化が一度停滞するが、これは先述した **Fig. 4-7** のピークの移動が停滞する条件に対応する。また、遷移 Re_f は 30° の方が低い、これは傾斜角が大きいほど同じ Re_f における流速が高く、壁面せん断が強いためと考えられる。Nusselt の層流理論から、壁面での速度勾配は式(4.13)となり、 Re_f だけでなく傾斜角 θ の増大によっても大きくなるのがわかる。

$$\left. \frac{du}{dy} \right|_{\text{wall}} = \left(\frac{3\rho_L g^2 \sin^2 \theta}{\mu_L} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Re_f}{4} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.13)$$

傾斜角 30° において、 $Re_f > 1330$ の平均膜厚は Takahama and Kato^[4-6]の相関式と良好に一致した。一方、傾斜角 15° では $Re_f > 2660$ において相関式と一致した。

Nusselt の理論や Takahama and Kato^[4-6]の式は、従来、主に水を用いた実験的研究により適用性が確認されてきたが、本実験結果から、表面張力が水より大幅に小さい HFO 系冷媒にも適用可能であることが確認された。

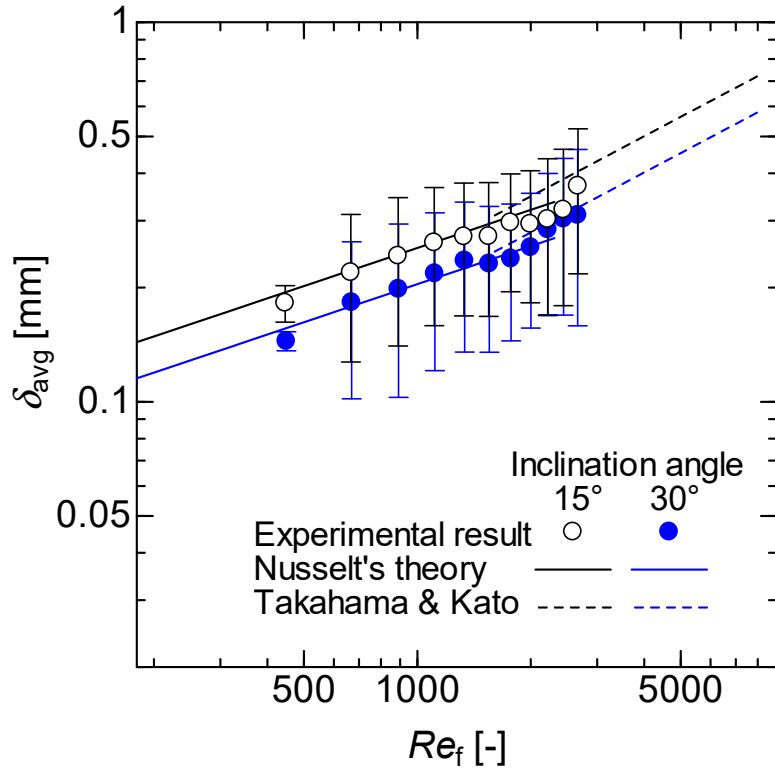


Fig. 4-8 Average film thickness under adiabatic conditions.

4.4 加熱時の液膜厚さ

4.4.1 熱流束の影響

液膜流量を層流域の $Re_f = 890$ に固定し、熱流束を変化させた際の液膜厚さを評価した。傾斜角は 15° と 30° の2条件である。実験は熱流束を増大させる過程と低減させる過程で行った。

熱流束増大過程における液膜厚さの時間変動を、流動・沸騰の様相とともに **Fig. 4-9** に示す。なお、**Fig. 4-9** では測定された膜厚波形をそのままプロットしているが、液膜厚さが横軸と重なるほど 0 mm に近い値の出力は、4.2.2 項で述べた膜厚計測のカットオフにより、平均値、標準偏差、PDF の算出には含まれていない。また、データが欠損している部分は、マルチカラー変位計の受光不良のため測定不能であった条件であり、主に気泡端で気液界面の傾斜が大きくなる場合に発生した。

Fig. 4-9 (a) に示す $\theta = 15^\circ$, $q = 4.8 \text{ kW/m}^2$ と、**Fig. 4-9 (b)** に示す $\theta = 30^\circ$, $q = 6.8 \text{ kW/m}^2$ は最低熱流束条件であり、流動様相から、計測点では沸騰が生じていないことが確認できる。そのため、液膜厚さの変動は振幅 0.2 mm 程度と小さく、平均液膜厚さは断熱時とほぼ同じであった。熱流束を増大させ、 $q = 20 \text{ kW/m}^2$ を超えると、いずれの傾斜角においても伝熱面中央付近で沸騰が開始し、気泡通過に対応して液膜厚さが断続的にピークを示した。 20 kW/m^2 付近の熱流束における気泡頂部の高さは $1 \sim 2 \text{ mm}$ であった。その後、熱流束が約 65 kW/m^2 , 約 135 kW/m^2 と増大するにつれ、核沸騰が活発化し多数の気泡を含む液膜が形成されたため、気泡通過に対応する 0.5 mm 以上の膜厚が頻繁に出現した。

熱流束増大過程と低減過程における液膜厚さの確率密度関数 (PDF) を **Fig. 4-10** に示す。階級幅は 0.1 mm とした。熱流束増大過程において、最低熱流束の PDF は $\theta = 15^\circ$ で 0.25 mm , $\theta = 30^\circ$ で 0.2 mm を中心とする急峻なピークを有する。これは、**Fig. 4-8** で示した非加熱時の平均膜厚が $Re_f = 890$ において $\theta = 15^\circ$ では 0.246 mm , $\theta = 30^\circ$ では 0.198 mm であったことと整合する。また、 $\delta > 0.5 \text{ mm}$ となるデータは現れなかった。伝熱面中心付近が沸騰開始に至っていなかったためである。

$q = 20 \sim 40 \text{ kW/m}^2$ では、伝熱面の所々に沸騰核が分布する部分沸騰状態となり、傾斜角と加熱過程により PDF が異なる傾向を示した。**Fig. 4-10 (a)** に示す $\theta = 15^\circ$ の場合、熱流束増大過程の $q = 25.6 \text{ kW/m}^2$ と 39.2 kW/m^2 では、非加熱時と同様に $\delta = 0.15 \text{ mm}$ 付近にピークがあり、右肩下がりとなっている。熱流束低減過程では、 $q = 23.7 \text{ kW/m}^2$ の PDF は増大過程の $q = 25.6 \text{ kW/m}^2$ と類似しているが、 $q = 40.0 \text{ kW/m}^2$ の PDF は増大過程の $q = 39.2 \text{ kW/m}^2$ と大きく異なり、後述する高熱流束域の分布に近い形状となっている。一方、 $\theta = 30^\circ$ の場合、**Fig. 4-9 (b)** の沸騰様相から、熱流束増大過程の $q = 20.6 \text{ kW/m}^2$ では伝熱面に沸騰気泡の見られな

い領域が広範囲に存在し、**Fig. 4-10 (b)**に示す PDF は非加熱時と同様に $\delta = 0.15$ mm 付近のピークが高い。しかし、 $q = 20 \text{ kW/m}^2$ 付近における PDF は熱流束増大過程と低減過程で異なる形状であり、特に、熱流束低減過程では、 $\delta > 1.5$ mm の頻度が高くなっている。熱流束低減過程では、一度高熱流束を経験することで活性化した沸騰核が保持され、沸騰核密度が増大過程よりも高くなり、気泡の生成と合体がより頻繁に生じたと考えられる。

いずれの傾斜角も、 $q > 40 \text{ kW/m}^2$ では伝熱面全体に沸騰核が分布し、 $\delta = 0.15$ mm 付近と $\delta > 0.5$ mm の2領域にそれぞれピークが現れた。また、同程度の熱流束における加熱履歴の影響は、熱流束が高いほど小さくなった。 $\delta = 0.15$ mm 付近のピークは気泡を含まない液膜に対応し、 $\delta > 0.5$ mm のピークは気泡が存在する液膜に対応する。熱流束の増大とともに沸騰核密度が増し、 $\delta = 0.15$ mm 付近のピークは低下した。一方、 $\delta > 0.5$ mm では、1~3 mm の度数が熱流束の増大に伴って高まり、ピークが徐々に高まるとともに、ピークを示す液膜厚さも厚くなる方へシフトした。沸騰気泡の生成頻度と気泡径が高熱流束ほど増大したためである。

傾斜角の影響として、同程度の熱流束において $\theta = 15^\circ$ は $\theta = 30^\circ$ よりも $\delta = 0.15$ mm 付近のピークが低く、0.5~3 mm の度数が高いことがわかる。膜厚測定点において気泡を含まない液膜が存在する時間割合が低く、沸騰気泡が存在する時間割合が高くなっているためである。加えて、 $\theta = 15^\circ$ の方が気泡径が大きくなっていることも要因である。4.3節で述べた非加熱液膜の実験結果に基づけば、傾斜角が小さいほど液膜が厚く流速が遅いため、液单相の場合の熱伝達率は低いと考えられ、壁面過熱度の増大によって沸騰核形成が促進されたと考えられる。実際、沸騰開始から間もない熱流束での沸騰様相を比較すると、**Fig. 4-9 (a)** に示す $\theta = 15^\circ$ 、 $q = 25.6 \text{ kW/m}^2$ での沸騰様相は、**Fig. 4-9 (b)** に示す $\theta = 30^\circ$ 、 $q = 20.6 \text{ kW/m}^2$ と同程度の熱流束でありながら、伝熱面の広範囲（特に中央上流で差が顕著）に沸騰核が形成されていることが明らかである。

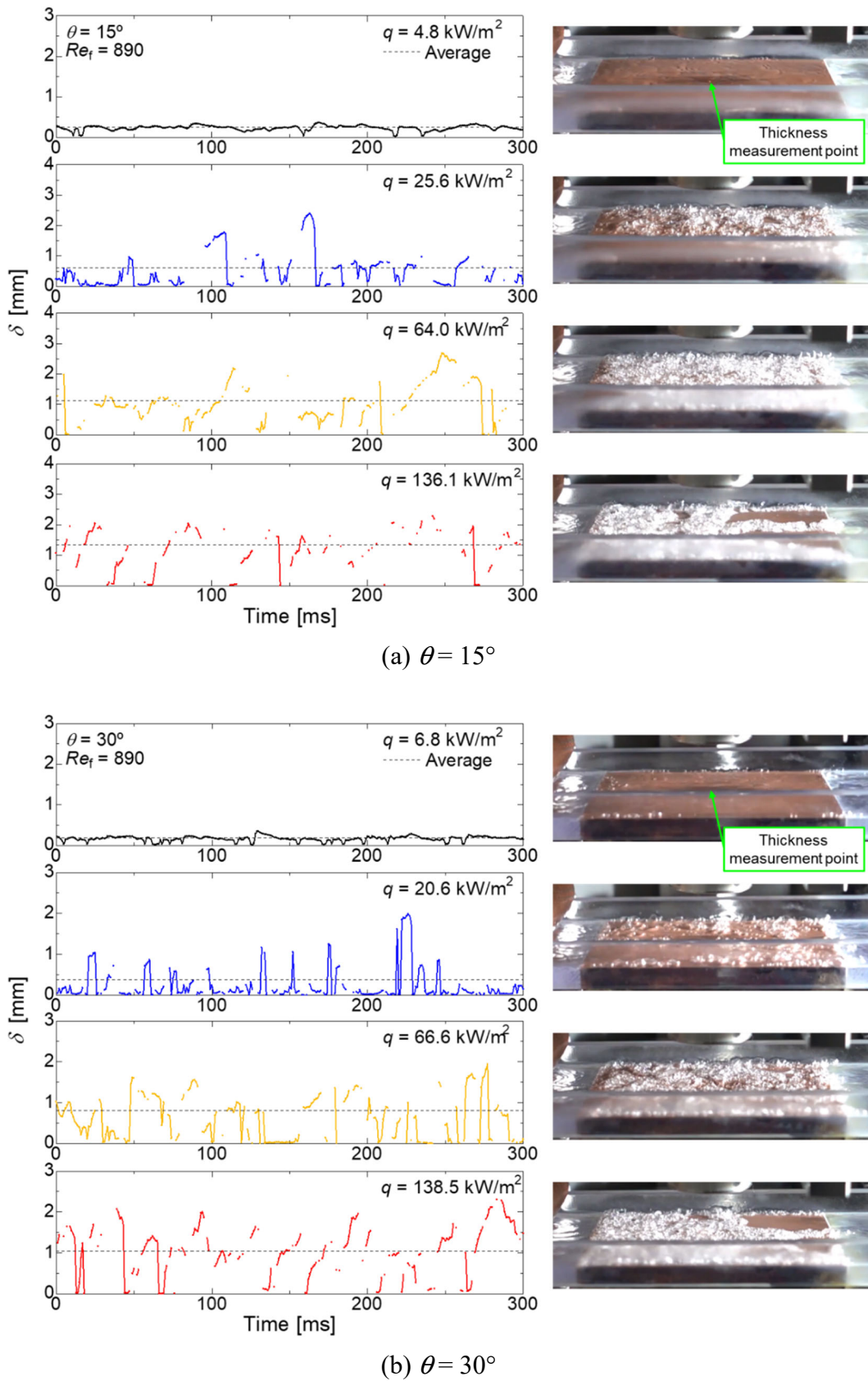
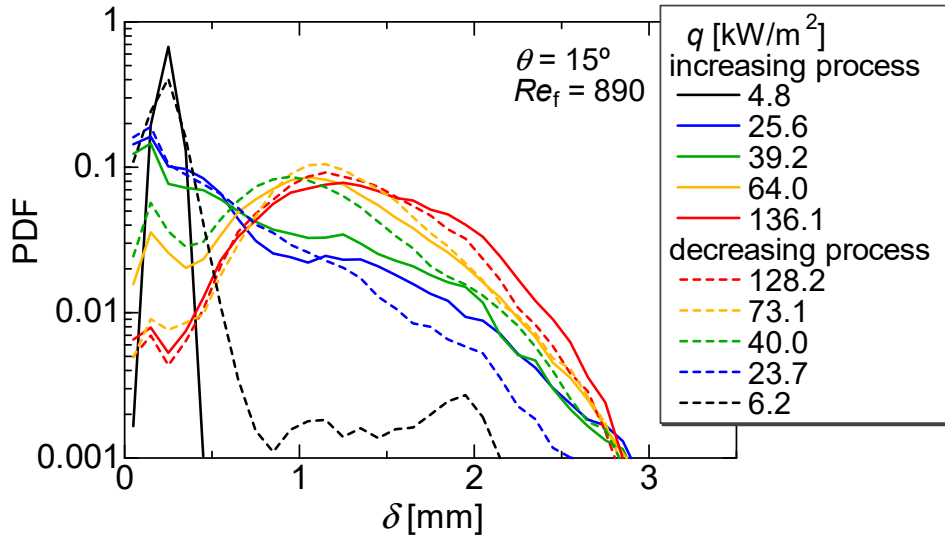
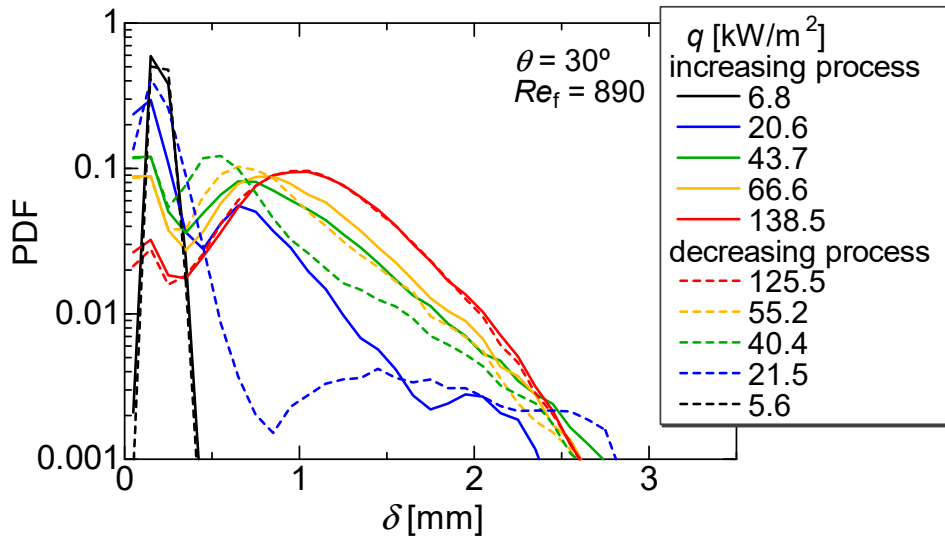


Fig. 4-9 Liquid film thickness and boiling behaviors in heat flux increasing process.



(a) $\theta = 15^\circ$



(b) $\theta = 30^\circ$

Fig. 4-10 Probability density function (PDF) under heated conditions.

液膜厚さの平均値と標準偏差を熱流束に対してプロットし、**Fig. 4-11**に示す。左軸が平均値、右軸が標準偏差に対応する。 $q < 10 \text{ kW/m}^2$ では平均値と標準偏差が概ね一定であった。沸騰開始直後の $q = 10 \sim 50 \text{ kW/m}^2$ では、実験と加熱過程によりばらつきがあるが、傾向として熱流束の増大とともに平均膜厚が厚くなり、標準偏差も急激に増大した。 $q > 50 \text{ kW/m}^2$ では平均膜厚のばらつきは小さくなり、一定の勾配で熱流束とともに増大した。このときの平均液膜厚さに対する

傾斜角の影響として、 $\theta = 15^\circ$ は $\theta = 30^\circ$ より約33%厚くなった。一方、標準偏差は僅かに減少したのち、いずれの傾斜角においても0.47 mmに収束した。

熱流束に対する液膜厚さの変化は、液膜内の沸騰状態に対応するといえる。低熱流束では、非沸騰であるため熱流束が液膜厚さに影響しない。中程度の熱流束では、部分沸騰状態となり、熱流束の増大に伴い気泡の生成頻度と径が増すことで平均液膜厚さが増加する。ただし、この条件では沸騰核密度が低く、液膜計測点と活性化したキャビティの相対位置により結果が大きく変化する。均一性状の伝熱面であっても、熱流束増大過程では、沸騰核が活性化する順番はほぼランダムである。あるキャビティで沸騰核が活性化すれば、周辺の壁面過熱度を低下させるため、近隣のキャビティでの沸騰開始を遅らせるであろう。平均液膜厚さの計測結果にばらつきが見られたのはこのためである。高熱流束では、壁面過熱度が全面で高くなり、沸騰核密度が高くなったため、活性化したキャビティの位置の影響が小さくなったのである。そのため、全面が高密度に沸騰気泡で覆われるようになり、界面の変動が気泡生成や合体といった沸騰挙動に支配されることで、標準偏差が一定値に収束したと考えられる。

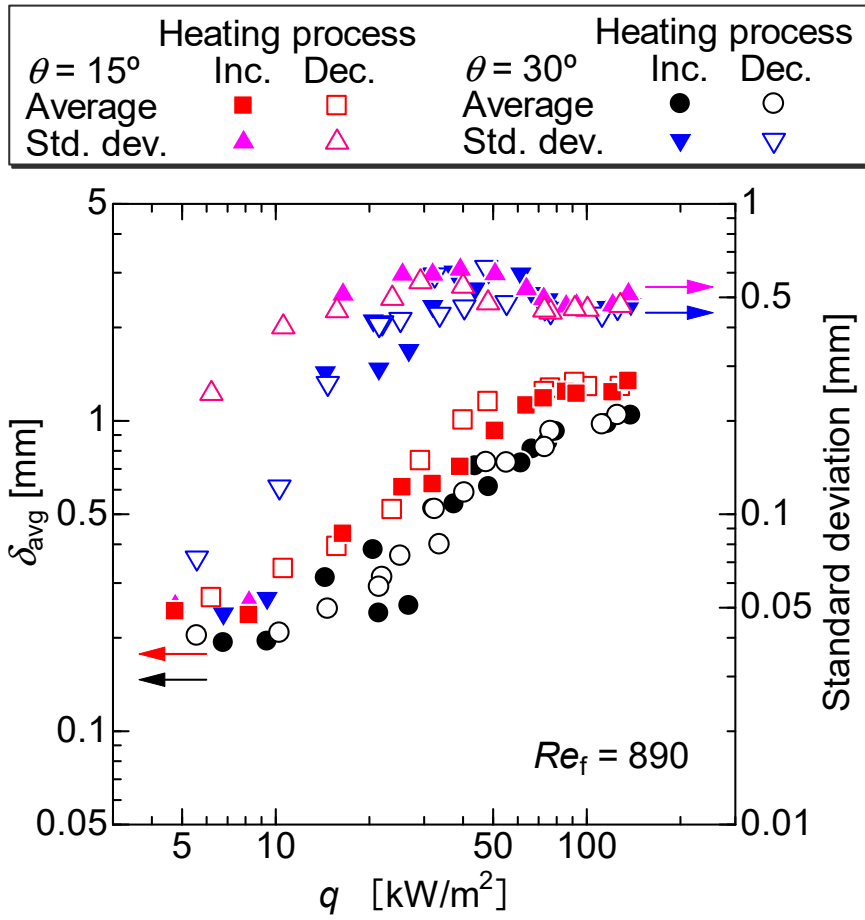


Fig. 4-11 Effect of heat flux on average film thickness and standard deviation.

4.4.2 液膜流量の影響

傾斜角 $\theta=30^\circ$ において、核沸騰の生じない $q=10.2\text{ kW/m}^2$ と、発達した核沸騰となる $q=48.4\text{ kW/m}^2$ の2条件に熱流束を固定し、液膜厚さに及ぼす液膜流量の影響を評価した。Fig. 4-12 に平均液膜厚さと標準偏差を示す。左軸が平均液膜厚さ、右軸が標準偏差に対応する。 $q=10.2\text{ kW/m}^2$ の平均膜厚は、非加熱時の液膜に対する相関式と良好に一致した。また、 $q=10.2\text{ kW/m}^2$ の標準偏差は $Re_f < 1560$ で概ね一定の勾配で増大したのち、 $Re_f > 1560$ では乱流遷移に伴い勾配が急になり増大した。一方、 $q=48.4\text{ kW/m}^2$ では、平均液膜厚さが非沸騰条件の3.5~5.0倍となった。平均液膜厚さには流量の影響が見られ、全体の傾向として流量増大とともに液膜が厚くなった。実験中の沸騰様相 (Fig. 4-13) から、低流量域の $Re_f = 440$ では液単相液膜の所々に沸騰気泡が分散しているが、流量が増大するにつれ液膜全体に均質に気泡が含まれるようになり、気泡を含まない液膜の割合は低下している。高流量では液膜が厚くなるとともに流速が増すため、沸騰気泡の離脱が促進される。それにより、沸騰気泡の通過頻度が増加し、平均見かけ厚さが増大したと考えられる。対照的に、標準偏差は流量によらず約 0.55 mm で一定であった。4.4.1 項で述べたように、界面の変動は流量ではなく気泡生成や合体といった沸騰挙動に支配されるためと考えられる。

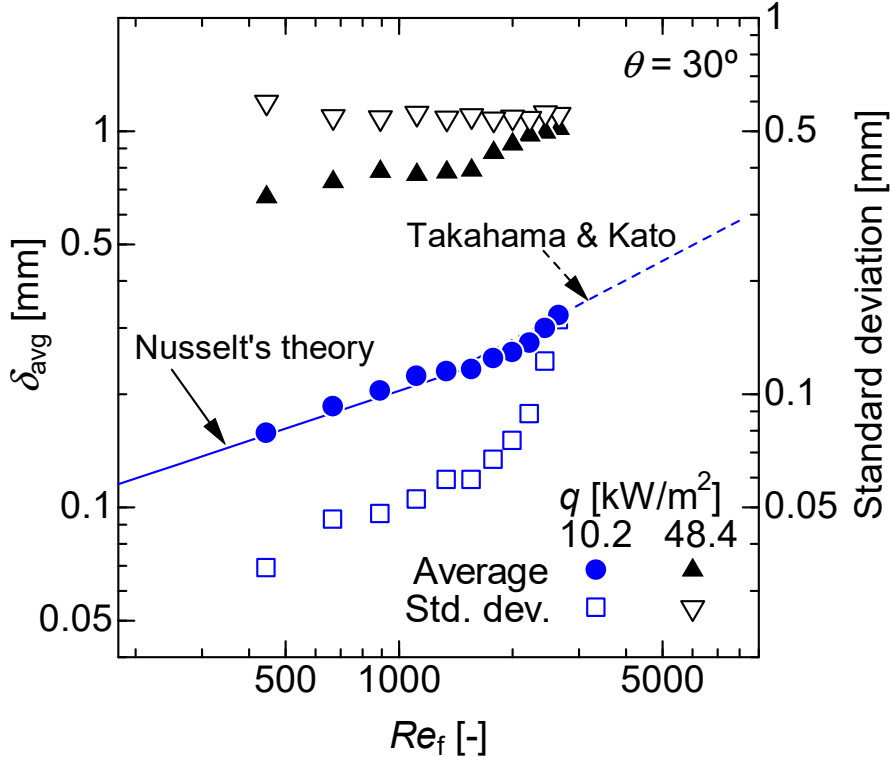


Fig. 4-12 Effect of liquid film flow rate on average film thickness and standard deviation under constant heat fluxes.

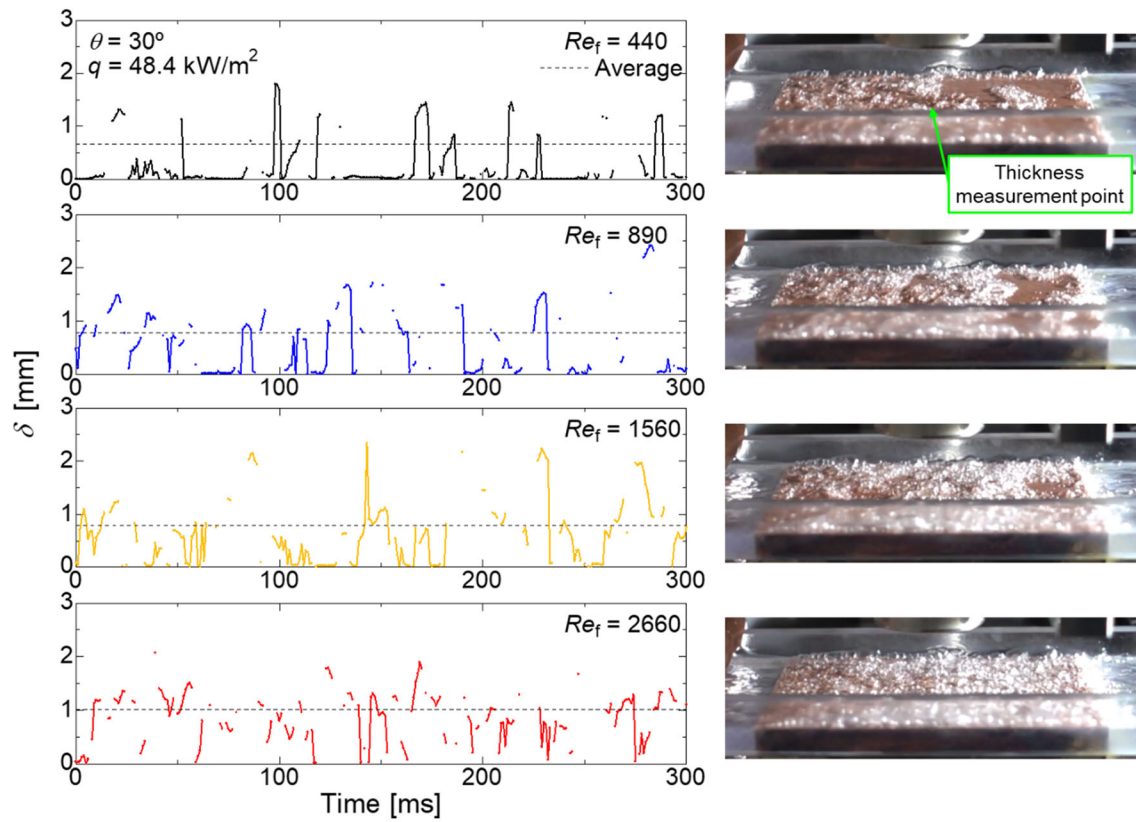


Fig. 4-13 Liquid film thickness and boiling behaviors at $q = 48.4 \text{ kW/m}^2$.

4.4.3 沸騰液膜の平均厚さ相関式

4.4.1 項および 4.4.2 項で示した核沸騰を伴う液膜の平均液膜厚さの計測結果に対し、無次元数を用いた相関式を導出した。熱移動を伴う流動において、特に核沸騰が関連する場合、その現象は複雑であり、物理的な基礎式から解析的に無次元数を導出することは困難である。そこで本研究では、 Buckingham の π 定理^[4-8]により無次元数を導出し、パラメータ間の相関を評価した。

沸騰液膜の厚さに関係するパラメータとして、次の 9 つを考慮した：液膜厚さ δ [m]、液膜流動方向（伝熱面水平方向）の重力加速度 $g \sin \theta$ [m/s^2]、気相密度 ρ_G [kg/m^3]、液相密度 ρ_L [kg/m^3]、液相粘性係数 μ_L [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]、熱流束 q [W/m^2]、蒸発潜熱 h_{LV} [J/kg]、表面張力 σ [N/m]、液膜質量流量 Γ [$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$]。これらに含まれる基本単位は時間 [s]、長さ [m]、質量 [kg] の 3 つである。 δ 、 $g \sin \theta$ 、 ρ_G 、 q 、 Γ 、 σ を主要な変数として扱う場合、無次元数として次の 6 つが得られる：

$$\delta^* = \frac{\delta \rho_L h_{LV}^{0.5}}{\mu_L}, \quad g^* = \frac{\mu_L g \sin \theta}{\rho_L h_{LV}^{1.5}}, \quad \rho^* = \frac{\rho_V}{\rho_L}, \quad q^* = \frac{q}{\rho_L h_{LV}^{1.5}}, \quad Re_f (= \Gamma^*) = \frac{4\Gamma}{\mu_L}, \quad \sigma^* = \frac{\sigma}{\mu_L h_{LV}^{0.5}}.$$

次に、 δ^* をその他の無次元数のべき関数と仮定し、Table 4-2 の実験データ群に対して最小二乗法で各乗数を算出した。その結果、式(4.14)を得た。ただし、実験データにおける密度と表面張力は 1 条件のみであるため、 ρ^* と σ^* に対するフィッティングは行わず乗数を 0 とおき、式(4.14)の左辺 1 項目の無次元係数に含めた。

$$\delta^* = 836 g^{*-0.436} q^{*0.636} Re_f^{0.391} \quad (4.14)$$

式(4.14)において、平均液膜厚さの熱流束依存性に着目すると、熱流束 q の乗数は q^* と同じ 0.636 である。一方、次項 4.5.1 で熱伝達率の測定結果を示すが、そこで核沸騰熱伝達の参考に用い、実験結果と良好に一致した相関式^[4-9]では、熱伝達率が熱流束の 0.735 乗（飽和温度 20 °C の R1233zd(E) の場合）に比例する。これらの乗数は近い値となっており、核沸騰熱伝達率の熱流束依存性は主に沸騰核密度の増減に起因することから、液膜の平均見かけ厚さも沸騰核密度と強い相関を有することが示唆される。

式(4.14)と Table 4-2 の 1, 2 行目の実験結果を熱流束に対してプロットし、Fig. 4-14 に示す。傾斜角 30° では 10 ~ 40 kW/m^2 の熱流束域で部分沸騰となりやすく、平均液膜厚さの変動が大きい。特に膜厚測定点の付近に沸騰核が生じない場合、液膜厚さが薄くなるが、相関式はそれらの条件を過大評価した。また、式(4.14)

と Table 4-2 の 3 行目の実験結果を Re_f に対してプロットし Fig. 4-15 に示す. $Re_f \geq 1330$ では概ね一致したが, それ以下の流量域では実験結果を過小評価した. 4.4.2 項で述べたように, $q = 48.4 \text{ kW/m}^2$ では流量増大とともに液膜内の気泡密度が増すことで平均膜厚が厚くなると考えられるが, 高流量域において全体に気泡を含む場合と, 低流量域において気泡を含まない液膜が存在する場合とでは, 流量依存性が異なる可能性がある. 現状, 式(4.14)は全体に気泡を含む液膜に対して良くフィッティングされているといえる. 式(4.14)と実験結果の隔たりを Fig. 4-16 に示す. 総括して, 全実験結果の 95 % を $\pm 30 \%$ 以内の隔たりで整理可能であった.

Table 4-2 Data sets of liquid film thickness.

$\theta [^\circ]$	$q [\text{kW/m}^2]$	$Re_f [-]$
15	5 ~ 135	890
30	5 ~ 135	890
30	48.4	445 ~ 2660

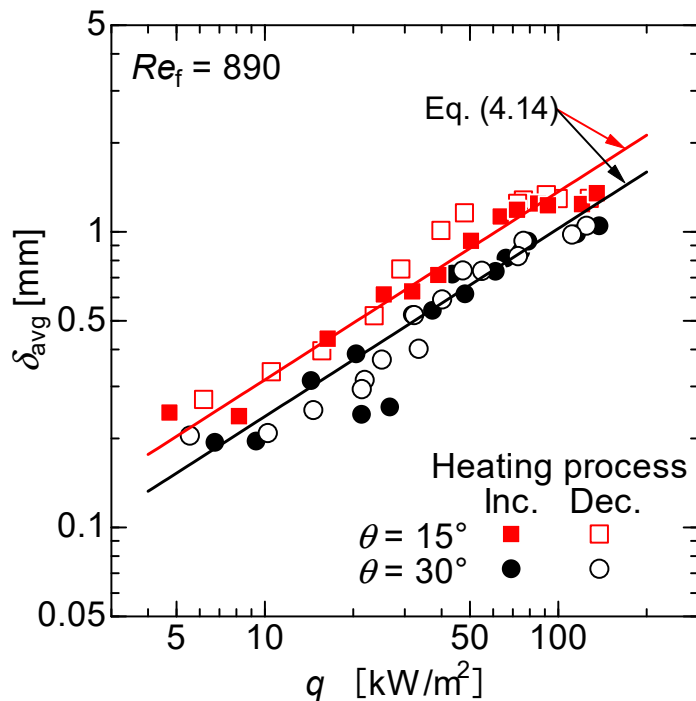


Fig. 4-14 Correlative equation and experimental results of average film thickness against heat flux.

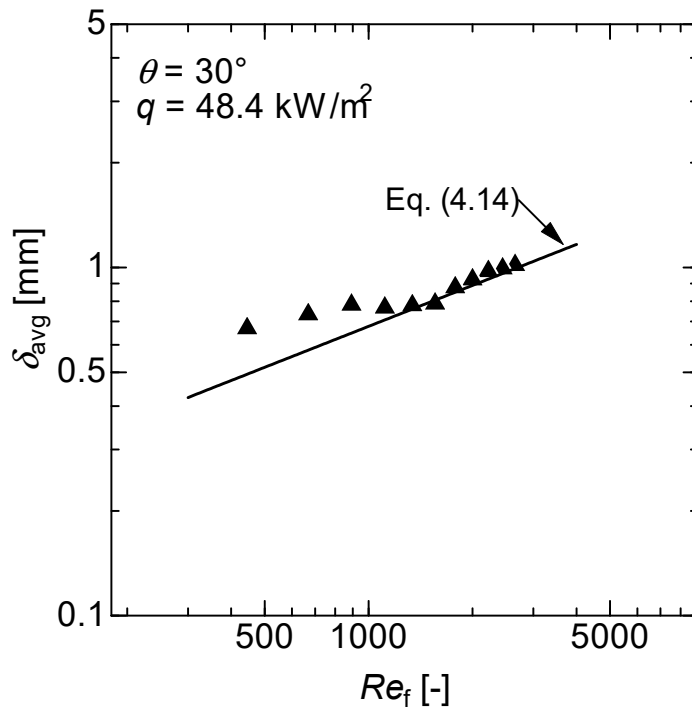


Fig. 4-15 Correlative equation and experimental results of average film thickness against film Reynolds number.

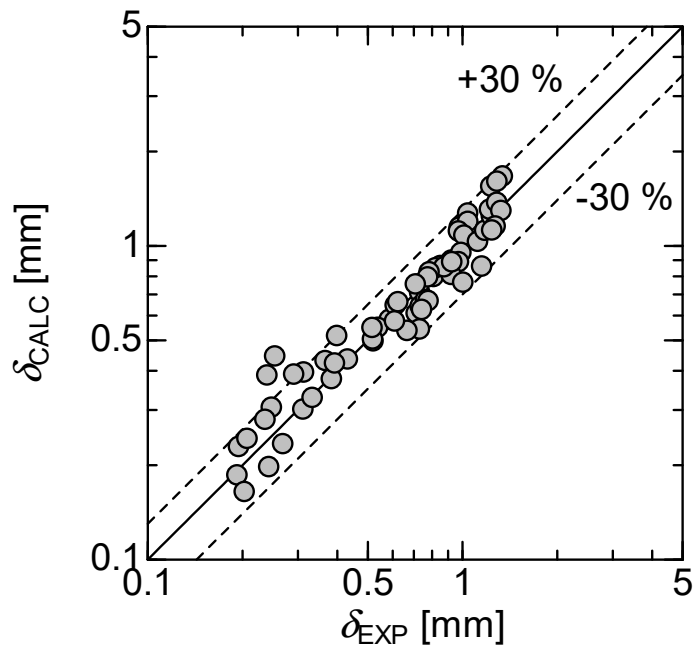


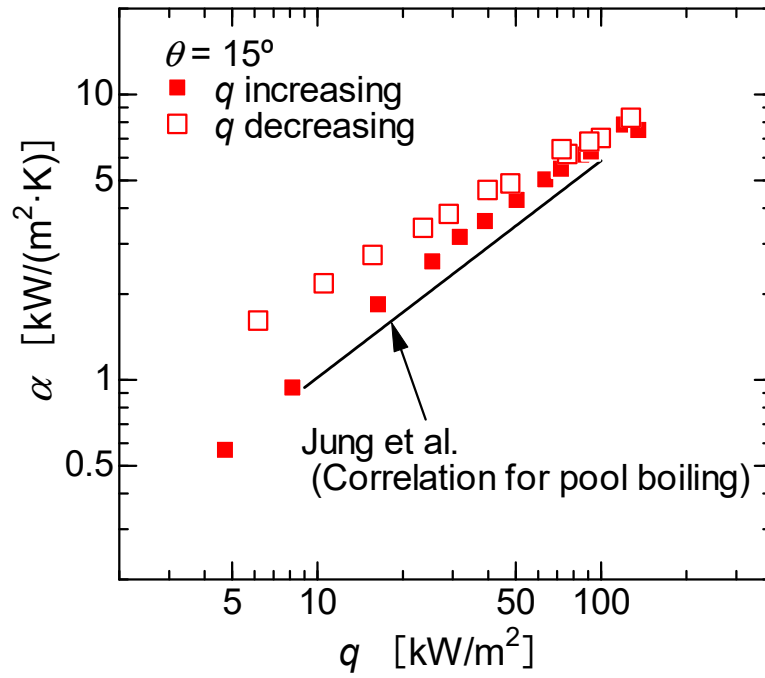
Fig. 4-16 Comparison between experimental results and calculated values by Eq. (4.14).

4.5 液膜の熱伝達特性

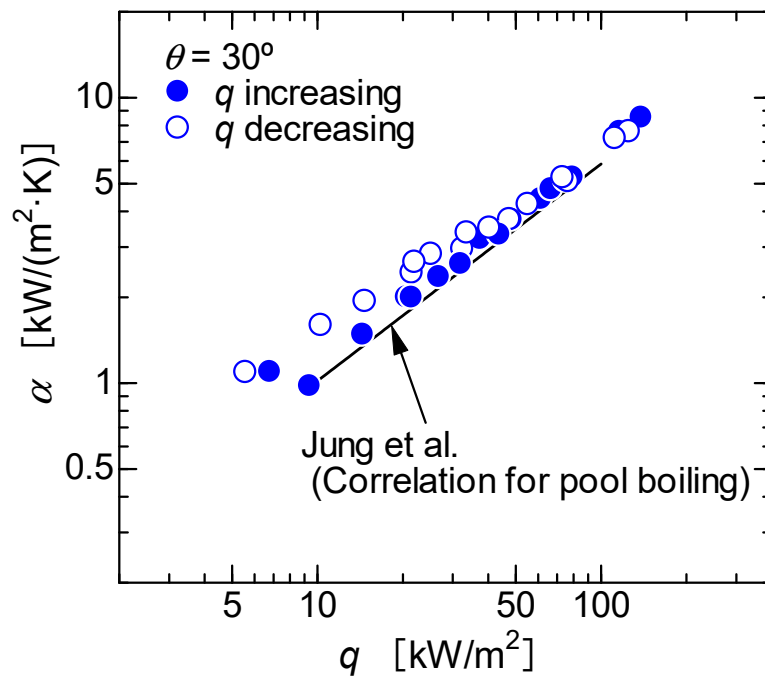
4.5.1 熱流束の影響

液膜レイノルズ数 $Re_f = 890$ 、傾斜角 $\theta = 15^\circ, 30^\circ$ において、熱伝達率に対する熱流束の影響を評価した (4.4.1 項と同条件)。結果を **Fig. 4-17** に示す。実線は2章, 3章でも用いた Jung et al.^[4-9]によるプール沸騰熱伝達の相関式であり、核沸騰熱伝達の参考値として示す。なお、本章では、式(4.11)–(4.13)に示した液膜厚さに関係する計算式において、傾斜角の影響を加味している。一方、Jung et al.^[4-9]の相関式にも式(2.19)で示した通り離脱気泡径の計算に重力が含まれるが、こちらは水平円管のプール沸騰を想定した式である。プール沸騰熱伝達における伝熱面傾斜角の影響は、伝熱面が気泡離脱を阻害する場合、すなわち伝熱面が鉛直下向きに近い場合を除き、極めて小さい^[4-3, 4]。したがって、本章で示す Jung et al.^[4-9]の相関式では、傾斜角を考慮せず式(2.18)–(2.21)を用いた。

熱流束増大過程では、熱伝達率が熱流束の増大とともに一定の勾配で増大した。勾配は Jung et al.^[4-9]の式と良好に一致しており、平板上の流下液膜においても、核沸騰を生じる熱流束域の熱伝達は核沸騰支配となることが確認された。熱伝達率の値は、Jung et al.^[4-9]の式と比較して、 $\theta = 15^\circ$ で約 20%、 $\theta = 30^\circ$ で約 10% 高くなった。一方、熱流束低減過程では、 $\theta = 15^\circ$ の場合 $q < 75 \text{ kW/m}^2$ で、 $\theta = 30^\circ$ の場合 $q < 40 \text{ kW/m}^2$ で勾配が緩やかになり、熱伝達率が熱流束増大過程よりも高い値を示した。高熱流束の経験により伝熱面のキャビティが活性化し、液膜内の気泡が増加したためと考えられる。それにより、気泡底部に形成される薄膜^[4-10]の面積が増大するとともに、液膜内の気泡による攪拌効果で液膜表面からの蒸発熱伝達が促進されたためと考えられる。



(a) $\theta = 15^\circ$



(b) $\theta = 30^\circ$

Fig. 4-17 Heat transfer coefficient of falling film evaporation at $Re_f = 890$.

4.5.2 液膜流量の影響

発達した核沸騰となる $q = 48.4 \text{ kW/m}^2$ と核沸騰の生じない $q = 10.2 \text{ kW/m}^2$ の2条件に熱流束を固定し、液膜流量が熱伝達に及ぼす影響を評価した (4.4.2 項と同条件)。傾斜角は $\theta = 30^\circ$ である。Fig. 4-18 に実験結果を示す。一点鎖線は Jung et al.^[4-9]の式の 48.4 kW/m^2 における値、実線は Chun and Seban^[4-11]による飽和流下液膜の熱伝達相関式である。Chun and Seban^[4-11]の相関式は、 $Re_f \leq 5800 Pr^{-1.06}$ の場合、波立ちを有する層流液膜 (wavy laminar falling film) に対する式(4.15)を用いる。

$$\alpha = 0.606 \lambda_L \left(\frac{\rho_L^2 g \sin \theta}{\mu_L^2} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Re_f}{4} \right)^{-0.22} \quad (4.15)$$

一方、 $Re_f > 5800 Pr^{-1.06}$ (本実験の場合 $Re_f > 1230$) の場合、乱流液膜 (turbulent falling film) に対する式(4.16)を用いる。

$$\alpha = 3.8 \times 10^{-3} \lambda_L \left(\frac{\rho_L^2 g \sin \theta}{\mu_L^2} \right)^{\frac{1}{3}} Pr_L^{0.65} Re_f^{0.4} \quad (4.16)$$

非沸騰の $q = 10.2 \text{ kW/m}^2$ における熱伝達率は、実験を行った全流量範囲で、破線で示すように Chun and Seban^[4-11]の相関式より約 30 %高い値となった。Chun and Seban^[4-11]の式は飽和水の実験結果に基づき作成されているが、大気圧下の飽和水は、本実験で使用した R1233zd(E)の 3.9 倍の表面張力を有しており、界面は R1233zd(E)の方が乱れやすい。界面の波立ちは、局所の液膜厚さを変動させ薄膜部を形成するとともに、液膜内の等温線を伝熱面に垂直な方向に歪ませることで熱伝達を促進する^[4-12]ため、R1233zd(E)の熱伝達率が高くなったと考えられる。一方、発達した核沸騰条件では、熱伝達率が Jung et al.^[4-9]の式と概ね一致し、流量の影響について特徴的な傾向は現れなかった。核沸騰熱伝達が支配的な熱流束で熱伝達率に対する流量の影響が消失するという特徴は、2.5.1 項で示した水平円管における熱伝達特性と一致する。

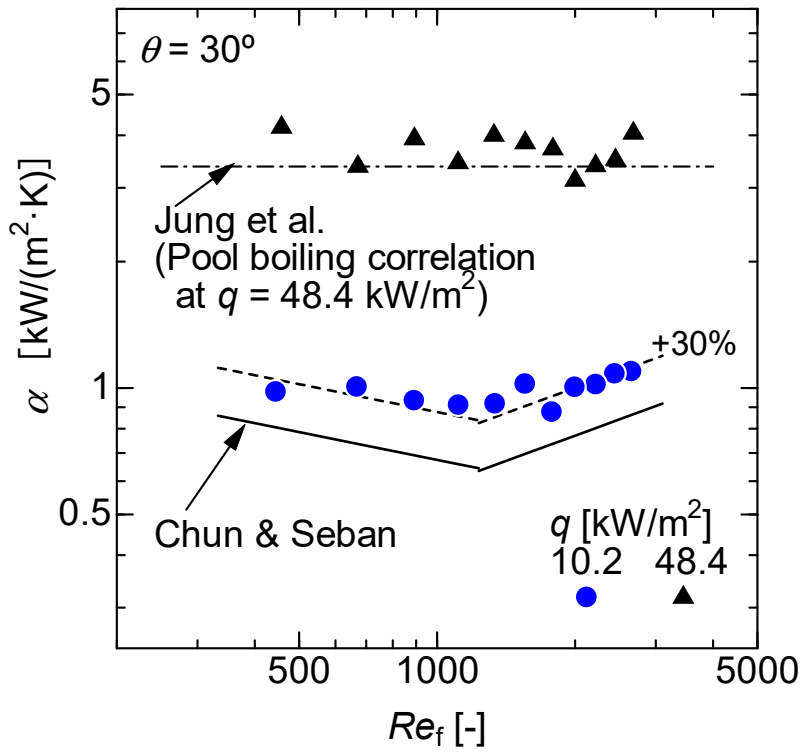


Fig. 4-18 Effect of liquid film flow rate on heat transfer coefficient at constant heat fluxes.

4.6 結言

本章では、傾斜平面上の R1233zd(E)流下液膜を対象に液膜厚さと熱伝達率を測定し、傾斜角、液膜流量、熱流束の影響を評価した。得られた液膜厚さと熱伝達率に対し、従来の相関式との比較を行った。得られた知見は次の通りである。

- (1) 非加熱条件下の液膜厚さは、層流域 ($Re_f < 1330$) では Nusselt の理論と、乱流域 (傾斜角 30° の場合 $Re_f > 1330$, 15° の場合 $Re_f > 2660$) では Takahama and Kato の相関式と一致した。従来、これらの相関式は主に非沸騰の水膜で適用性が認められてきたが、冷媒液膜にも適用可能であることが確認された。
- (2) 核沸騰を伴う液膜は、沸騰気泡の頂部が $1 \sim 3 \text{ mm}$ の厚さに達し、非加熱時には観測されなかった $\delta > 0.5 \text{ mm}$ に PDF のピークが現れた。熱流束が増大し核沸騰が活発化するにつれ、PDF のピークは厚くなる方へシフトし、沸騰気泡を含む液膜厚さである $1 \sim 3 \text{ mm}$ における度数が高くなった。
- (3) 核沸騰を伴う液膜の平均厚さは、液膜レイノルズ数、傾斜角、熱流束と相関があり、無次元数のべき関数として式(4.14)で近似することで、実験結果の 95% を $\pm 30\%$ 以内の隔たりで整理可能であった。本式は熱流束の乗数が沸騰熱伝達と近いことから、平均液膜厚さも沸騰核密度と強い相関を有しているといえる。
- (4) 熱伝達は核沸騰を伴わない加熱条件では対流支配であり、流量の影響は Chun and Seban の飽和水膜の熱伝達相関式と定性的に一致した。ただし、熱伝達率の値は約 30% 高くなった。
- (5) 核沸騰を伴う場合、熱伝達は核沸騰支配となった。熱流束増大過程では傾斜平面上であっても Jung et al.による水平円管周りのプール沸騰熱伝達の予測式と熱流束に対する勾配が良好に一致した。熱伝達率の値は、Jung et al.の式と比較して、傾斜角 15° の場合 20%, 30° の場合 10% 高くなった。
- (6) 核沸騰下での流下液膜の熱伝達率は、高熱流束を経験することで向上し、熱流束低減過程において増大過程の値を上回った。沸騰核密度の増大により、液膜内の気泡による蒸発熱伝達の促進効果が強まるためである。

第4章の参考文献

- [4-1] W. Nusselt, “Die Oberfluchenkondensation des Wasserdampfes”, Z. VDI. 60 (1916) 541–575.
- [4-2] C.Y. Zhao, D. Qi, W.T. Ji, P.H. Jin, W.Q. Tao, “A comprehensive review on computational studies of falling film hydrodynamics and heat transfer on the horizontal tube and tube bundle”, Appl. Therm. Eng. 202 (2022) 117869. doi:10.1016/j.applthermaleng.2021.117869.
- [4-3] M.S. El-Genk, H. Bostanci, “Saturation boiling of HFE-7100 from a copper surface, simulating a microelectronic chip”, Int. J. Heat Mass Transf. 46 (2003) 1841–1854. doi:10.1016/S0017-9310(02)00489-1.
- [4-4] M. Misale, G. Guglielmini, A. Priarone, “HFE-7100 pool boiling heat transfer and critical heat flux in inclined narrow spaces”, Int. J. Refrig. 32 (2009) 235–245. doi:10.1016/j.ijrefrig.2008.06.003.
- [4-5] E.W. Lemmon, I.H. Bell, M.L. Huber, M.O. McLinden, “NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 10.0”, National Institute of Standards and Technology, (2018). doi:10.18434/T4/1502528.
- [4-6] H. Takahama, S. Kato, “Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid films without concurrent gas flow”, Int. J. Multiph. Flow. 6 (1980) 203–215. doi:10.1016/0301-9322(80)90011-7.
- [4-7] A. Stücheli, M.N. Özişik, “Hydrodynamic entrance lengths of laminar falling films”, Chem. Eng. Sci. 31 (1976) 369–372. doi:10.1016/0009-2509(76)80006-1.
- [4-8] 竹中 信幸, 小澤 守, 梅川 尚嗣, 浅野 等, 松本 亮介, “熱移動論入門”, (2008), pp.60-66, コロナ社.
- [4-9] D. Jung, Y. Kim, Y. Ko, K. Song, “Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants”, Int. J. Refrig. 26 (2003) 240–248. doi:10.1016/S0140-7007(02)00040-3.
- [4-10] M. Cerza, V. Sernas, “A bubble growth model for nucleate boiling in thin, falling, superheated, laminar, water films”, Int. J. Heat Mass Transf. 28 (1985) 1307–1316. doi:10.1016/0017-9310(85)90161-9.

- [4-11] K.R. Chun, R.A. Seban, “Heat transfer to evaporating liquid films”, *J. Heat Transfer*. 93 (1971) 391–396. doi:10.1115/1.3449836.
- [4-12] A. Miyara, “Numerical analysis for a falling liquid film with interfacial waves on an inclined plate. Part 2: Effects of interfacial waves on flow dynamics and heat transfer”, *Heat Transf.—Asian Res.* 29 (2000) 233–248. doi:10.1002/(SICI)1523-1496(200005)29:3<233::AID-HTJ7>3.0.CO;2-G.

第 5 章 結論

冷媒使用量の削減に向け、流下液膜を用いた熱輸送の活用が期待される。蒸発を伴う流下液膜の熱伝達では、伝熱面全体への確実な液供給が重要であるが、液膜内で核沸騰を伴う場合、沸騰気泡が液膜の熱流動に強く影響する。よって、伝熱性能の向上には、核沸騰を伴う冷媒液膜の熱流動について、その特性を把握し制御することが効果的である。特に、低流量や高熱流束といった厳しい運転条件においても高い熱伝達率を維持するには、流下液膜式に特有の課題であるドライパッチ形成による伝熱劣化を回避しなければならない。

ドライパッチの形成および固定化には、沸騰気泡の破裂時に生じる液滴飛散や液膜破断が強く影響する。そこで本研究では、離脱気泡径を細径化するとともに沸騰核密度を増大させることが前述の課題解決に有効と考え、プール沸騰における核沸騰伝熱促進の実績がある溶射加工面を適用し、その流下液膜蒸発熱伝達特性を評価、解明した。水平管外に冷媒液膜を流下させ、熱伝達率に対する液膜流量、熱流束、冷媒物性および伝熱面の影響を実験的に評価した。さらに、沸騰気泡が液膜流動に及ぼす影響を明らかにするため、液膜に作用する重力が一定となる基礎的な系である傾斜平面において、核沸騰状態の液膜厚さを計測し、液膜流量および熱流束との相関を評価した。以下、各章で得られた知見を総括し、結論を述べる。

第 2 章では、水平に設置した単一の銅製円管を対象とし、平滑管での基本特性を明らかにするとともに、溶射被膜による核沸騰促進が流下液膜の熱伝達に及ぼす影響を明らかにした。作動流体には、既存冷媒である HFC 系の R134a に加え、地球温暖化係数が低い HFO 系の R1233zd(E)を使用し、冷媒物性が熱流動特性に及ぼす影響について評価した。R1233zd(E)に対しては伝熱管上の液膜面積を流動様相の撮影画像から計測し、流量および熱伝達率との相関を評価した。得られた知見は次の通りまとめられる。

- (1) 同じ飽和温度において、R1233zd(E)は R134a よりも表面張力が大きく蒸気密度が小さいため、沸騰開始過熱度が高くなった。これにより、R1233zd(E)の核沸騰熱伝達率は R134a よりも低くなった。
- (2) 液膜流量の増大とともに液膜に覆われた管壁の面積が拡大し、熱伝達率が向上したが、ある流量以上では伝熱が核沸騰支配となるため一定値に漸近した。溶射面では、伝熱劣化を生じることなく熱交換が可能な液膜流量の最小値が平滑面より低減された。低減量は、R1233zd(E)において熱流束 33.4 kW/m^2 の

場合-55%，50.1 kW/m²の場合-24%であった。

- (3) R1233zd(E)の液膜挙動から、平滑面の高熱流束条件では気泡破裂をきっかけにドライパッチが形成されるが、溶射面上の液膜は沸騰核密度が大きく気泡径が小さくなるため、沸騰気泡破裂に伴うドライパッチ形成が抑制されることが明らかとされた。さらに、溶射面では、気泡を多く含む程度の厚みを有する液膜（バルク液膜）の破断直後に非常に薄い液膜が形成されることで熱伝達が向上する条件も見られた。
- (4) R1233zd(E)において、液膜による瞬時の伝熱面被覆率と伝熱管全体の熱伝達率との定量的な相関が明らかとされた。流量が低下し液膜が分裂する条件では、液膜面積縮小に対する熱伝達率低下の勾配が緩やかになったが、これはドライパッチが固定化されずリウエットを繰り返すことで、正味の伝熱面積への影響が小さくなるためである。
- (5) 流下液膜蒸発熱伝達において、溶射面では液膜内の核沸騰が促進され、平滑面より高い熱伝達率を示した。さらに、溶射面では高い熱流束を経験することでキャビティが活性化し、熱流束低減過程の熱伝達率が増大過程を上回るという加熱履歴効果（ヒステリシス）が確認された。平滑面に対する溶射面の伝熱促進率は、R134aで1.8~5.2倍、R1233zd(E)で2.1~4.8倍であり、特に、平滑面では核沸騰が未発達である低熱流束域で高い伝熱促進効果が得られた。
- (6) プール沸騰と流下液膜蒸発の比較から、本実験条件において核沸騰熱伝達が支配的であることを確認した。溶射面では、 $\Gamma=0.033 \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$ の流下液膜蒸発熱伝達はプール沸騰熱伝達を上回った。ドライパッチ形成の抑制と液膜界面からの蒸発熱伝達の促進が両立したためと考えられる。

以上より、液膜内の核沸騰熱伝達が支配的な条件において、溶射面の付与により効果的に熱伝達率が促進されること、また、その主なメカニズムは、液膜内の核沸騰熱伝達率の向上に加え、沸騰気泡の細径化・高密度混入による液膜の安定化（ドライパッチ形成の抑制）であることが明らかとされた。

第3章では、工学的応用として更なる伝熱性能向上を狙い、機械加工による拡大伝熱面に溶射被膜を付加した。基本伝熱管として、平滑管に対する面積拡大率が2.72のローフィン管（フィン高さ0.89 mm）を採用した。まず、無処理のローフィン管の熱伝達特性を評価し、フィン構造が熱伝達に及ぼす影響を把握した。その後、フィン上に溶射被膜を付加した場合の伝熱促進効果について、単純

円管の場合との比較を交え評価した。得られた知見は次の通りまとめられる。

- (7) 無処理ローフィン管の流下液膜蒸発では、フィン隙間に液が保持されるため、高熱流束におけるドライアウトが抑制された。
- (8) 無処理ローフィン管の流下液膜蒸発はプール沸騰の熱伝達を上回った。フィン構造により、伝熱面積の拡大に加え、流下液膜蒸発ではフィン上のメニスカスからの蒸発、プール沸騰ではフィン間の気泡攪拌により熱伝達が促進されるが、メニスカスからの蒸発は気泡攪拌よりも伝熱促進効果が強いためである。
- (9) ローフィン管へ溶射被膜を付加することで、流下液膜蒸発熱伝達が促進された。無処理ローフィン管に対する溶射面による伝熱促進率は、R134a で 1.0 ~ 2.7 倍、R1233zd(E)で 1.0 ~ 2.0 倍であり、特に低熱流束域で伝熱促進率が高くなった。
- (10) 溶射被膜による流下液膜蒸発の伝熱促進効果は、ローフィン管よりも平滑管に付与した場合の方が高くなった。ローフィン管では、伝熱面積が拡大し壁面過熱度が低下するため、溶射被膜内のキャビティが活性化しづらく、核沸騰促進効果が制限されたためである。ただし、核沸騰の寄与が小さい低熱流束域では、微細な凹凸を有する溶射面が毛管力による液の広がりをもたらし、フィン側壁からの薄液膜蒸発によって高い伝熱促進効果が得られた。

以上より、ローフィンによる拡大伝熱面を対象とする場合、壁面過熱度が平滑面と比較して小さくなるため、核沸騰促進を期待する溶射被膜の付加では平滑管ほど高い伝熱促進効果が得られないこと、一方で、溶射面の多孔質構造により薄液膜の拡大および保持がなされ、蒸発促進による伝熱促進効果で熱伝達率が向上することが明らかとされた。

2章で確認された通り、冷媒流下液膜の熱伝達は液膜内の核沸騰と液膜の流動構造、中でもドライパッチの形成に強く依存する。それに対し、溶射面で観察されたように、液膜内に径の小さな沸騰気泡を多く分散させることで、液膜の見かけ厚さが増すとともに液膜内の温度が均一化し、安定した液膜形成を実現可能と期待される。この核沸騰促進を用いた液膜安定化技術を確立するには、液膜内の沸騰気泡と液膜流の相互作用を理解する必要がある。熱伝達率のみならず、液膜構造に関する重要なパラメータである液膜厚さの知見も重要となる。そこで第4章では、傾斜平面を対象に、R1233zd(E)流下液膜の液膜厚さと熱伝達率を計測し、傾斜角、液膜流量、熱流束の影響を評価した。得られた知見は次の通りま

とめられる.

- (11) 非加熱条件下の液膜厚さは、層流域 ($Re_f < 1330$) では Nusselt の理論と、乱流域 (傾斜角 30° の場合 $Re_f > 1330$, 15° の場合 $Re_f > 2660$) では Takahama and Kato の相関式と一致した. これらは従来, 主に非沸騰の水膜で適用性が認められてきたが, 冷媒液膜にも適用可能であることが確認された.
- (12) 核沸騰を伴う液膜は, 沸騰気泡の頂部が $1 \sim 3 \text{ mm}$ の厚さに達し, 非加熱時には観測されなかった $\delta > 0.5 \text{ mm}$ に PDF のピークが現れた. 熱流束が増大し核沸騰が活発化するにつれ, PDF のピークは厚くなる方へシフトし, 沸騰気泡を含む液膜厚さである $1 \sim 3 \text{ mm}$ における度数が高くなった.
- (13) 核沸騰を伴う液膜の平均厚さは, 液膜レイノルズ数, 傾斜角, 熱流束と相関があり, 無次元数のべき関数として式(4.14)で近似することで, 実験結果の 95% を $\pm 30\%$ 以内の隔たりで整理可能であった. 本式は熱流束の乗数が沸騰熱伝達と近いことから, 平均液膜厚さも沸騰核密度と強い相関を有しているといえる.

$$\delta^* = 836g^{*-0.436}q^{*0.636}Re_f^{0.391} \quad (4.14)$$

where

$$\delta^* = \frac{\delta \rho_L h_{LV}^{0.5}}{\mu_L}, \quad g^* = \frac{\mu_L g \sin \theta}{\rho_L h_{LV}^{1.5}}, \quad q^* = \frac{q}{\rho_L h_{LV}^{1.5}}, \quad Re_f = \frac{4\Gamma}{\mu_L}$$

In the range of $q = 5 \sim 135 \text{ kW/m}^2$, $\theta = 15 \sim 30^\circ$, and $Re_f = 445 \sim 2660$ when nucleate boiling is occurring in the liquid film.

- (14) 熱伝達は核沸騰を伴わない加熱条件では対流支配であり, 流量の影響は Chun and Seban の飽和水膜の熱伝達相関式と定性的に一致した. ただし, 熱伝達率の値は約 30% 高くなった.
- (15) 核沸騰を伴う場合, 熱伝達は核沸騰支配となった. 熱流束増大過程では傾斜平面上であっても Jung et al.による水平円管周りのプール沸騰熱伝達の予測式と熱流束に対する勾配が良好に一致した. 熱伝達率の値は, Jung et al.の式と比較して, 傾斜角 15° の場合 20%, 30° の場合 10% 高くなった.

- (16) 核沸騰下での流下液膜の熱伝達率は、高熱流束を経験することで向上し、熱流束低減過程において増大過程の値を上回った。沸騰核密度の増大により、液膜内の気泡による蒸発熱伝達の促進効果が強まるためである。

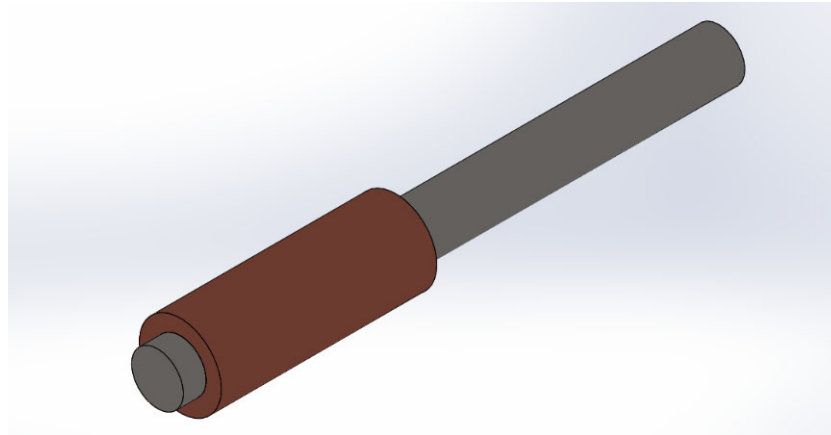
各章で得られた知見をまとめると、工業的な要点として、溶射被膜の付加による核沸騰促進が流下液膜蒸発熱伝達の促進に効果的であることが示された。この溶射加工は複雑機械加工が困難な対象にも適用できるため、伝熱促進における機械加工以外の選択肢として、流下液膜式熱交換器の用途拡大に貢献する知見といえる。また、学術的な要点として、液膜挙動の定量評価から、液膜による伝熱面被覆率と伝熱管の平均熱伝達率には正の相関が認められるが、ドライパッチの時間的な変動やバルク液膜の端部に形成される薄液膜蒸発の影響により単純な比例関係とはならないこと、非沸騰であれば低沸点冷媒の液膜に対しても従来の水膜厚さ相関式が適用可能であること、核沸騰を伴う液膜の厚さは流量・熱流束・傾斜角と相関を持つことが示された。これらの知見は、流下液膜の熱流動モデルの高精度化に有効な指針を与えると期待される。

付録 A 水平円管周りの熱伝達実験における放熱の推算

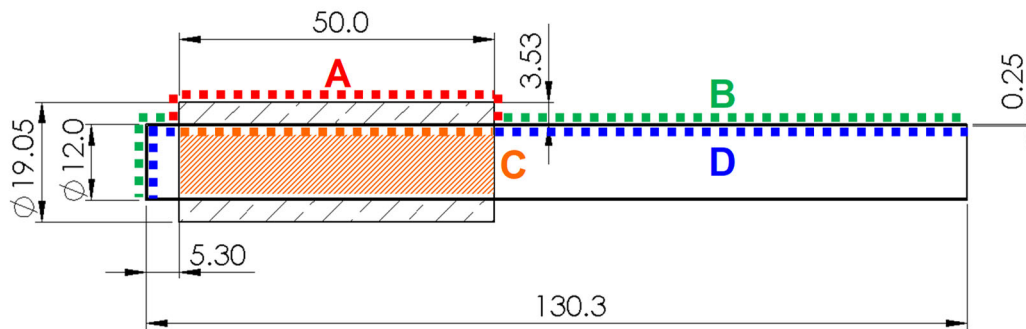
2章および3章で行った水平円管周りの流下液膜蒸発熱伝達実験では、円管中心軸に挿入したカートリッジヒーターにより試験伝熱管を加熱した。その際、軸方向の熱移動を無視し、ヒーター加熱量が全て半径方向に流れると仮定して、熱流束を式(2.2)により定義した。ヒーター発熱部が伝熱管と同じ長さであること、ヒーター外壁の軸方向における熱抵抗に対し冷媒熱伝達による熱抵抗が十分小さいことが根拠である。しかし、伝熱管の端面には僅かながら冷媒が流れていることを実験中の目視により確認しており、両端からの放熱の影響が大きくなることも考えられる。そこで、伝熱管両端およびカートリッジヒーター側面からの放熱を考慮した熱伝導解析を行い、本研究の評価対象である円管伝熱面の熱流束分布への影響を評価する。

数値解析には、CADソフトウェアの SOLIDWORKS® Education Edition 2019 SP 5.0 に Simulation 機能として搭載されている「熱 (定常解析)」機能を用いた。Fig. A-1 に計算対象の外観と断面図を示す。外径 19.05 mm の試験伝熱管と銅製スリーブからなる銅製円筒に、カートリッジヒーターを挿入した形状である。計算では、カートリッジヒーターは外壁のみを考慮し、外径 12.0 mm、肉厚 0.25 mm の SUS304 製円管とした。本計算領域に対し、要素サイズ 0.5 mm で 4 面体メッシュを生成した。熱伝導解析のソルバには有限要素法の FFEPlus を用い、定常状態の判定に用いる許容誤差は 0.1 % (前ステップとの温度差が 0.1 %未満となれば反復計算を終了) とした。

Table A-1 に境界条件を、Table A-2 に計算条件をそれぞれ示す。Table A-1 において、1 列目の A~D は Fig. A-1 (b) の断面図内で示す各領域に対応する。A の試験伝熱管外面には、円筒面と端面のいずれも核沸騰熱伝達の熱伝達率を与えた。この熱伝達率は使用冷媒および熱流束条件により異なるため、2章で示した平滑管の流下液膜蒸発における実験結果 (Table A-2 の 4 列目の値) を用いた。B の SUS 管外面には、水平円筒周りの蒸気自然対流熱伝達率を Churchill and Chu^[A-1] の予測式により見積もり、代入した。C の試験部直下の SUS 管内壁は実験装置の発熱区間にあたり、各実験における加熱量 (Table A-2 の 3 列目の値) を与えた。なお、計算にあたり、この入熱量は当該領域の面積で自動的に除かれ、均一熱流束条件に読み替えられる。試験部直下を除く SUS 管内側 (領域 D) は断熱とした。周囲温度は 20 °C とした。



(a) Appearance



(b) Cross sectional view

Fig. A-1 Calculation model.

Table A-1 Boundary conditions.

Section	Heat transfer mode	Parameter	Value
A	Outer surface of test tube	Nucleate boiling	α see Table A-2
B	Outer surface of SUS tube	Natural convection of vapor	α R134a: 25 W/(m ² ·K) R1233zd(E): 10 W/(m ² ·K)
C	Heating part	Uniform heat flux	q see Table A-2
D	Inner surface of SUS tube	Adiabatic	– 0 kW/m ²

Table A-2 Calculation conditions.

Refrigerant	Nominal heat flux [kW/m ²]	Boundary condition	
		Heat input [W]	Heat transfer coefficient at outer surface of test tube [kW/(m ² ·K)]
R134a	10.0	30	4.0
	21.7	65	6.8
	33.8	101	8.9
	49.5	148	11.3
	85.2	255	14.3
R1233zd(E)	10.0	30	1.2
	22.1	66	2.3
	33.8	101	3.1
	50.5	151	3.7
	78.2	234	3.3

計算結果について、円筒面上の表面温度と径方向熱流束を示す。Fig. A-2 は R134a の場合、Fig. A-3 は R1233zd(E) の場合の結果である。横軸は管軸方向の位置を示し、カートリッジヒーターの根本側の管端が 0 mm、ヒーター先端側の管端が 50 mm である。左軸が表面温度、右軸が熱流束を示す。赤色実線は、端面の放熱を無視した熱流束（公称熱流束）である。縦の破線は実験装置における表面温度の測定位置を表す。R134a と R1233zd(E) のいずれにおいても、管端に近づくにつれ表面温度および熱流束が低下する傾向が見られる。Fig. A-2 および Fig. A-3 で示す熱流束を円周上で積分することで円筒面からの熱輸送量を算出し、端面からの放熱量を評価した結果、ヒーターの入熱量に対する割合は、R134a の場合 9.2 ~ 9.9 %、R1233zd(E) の場合 9.9 ~ 10.3 % であった。

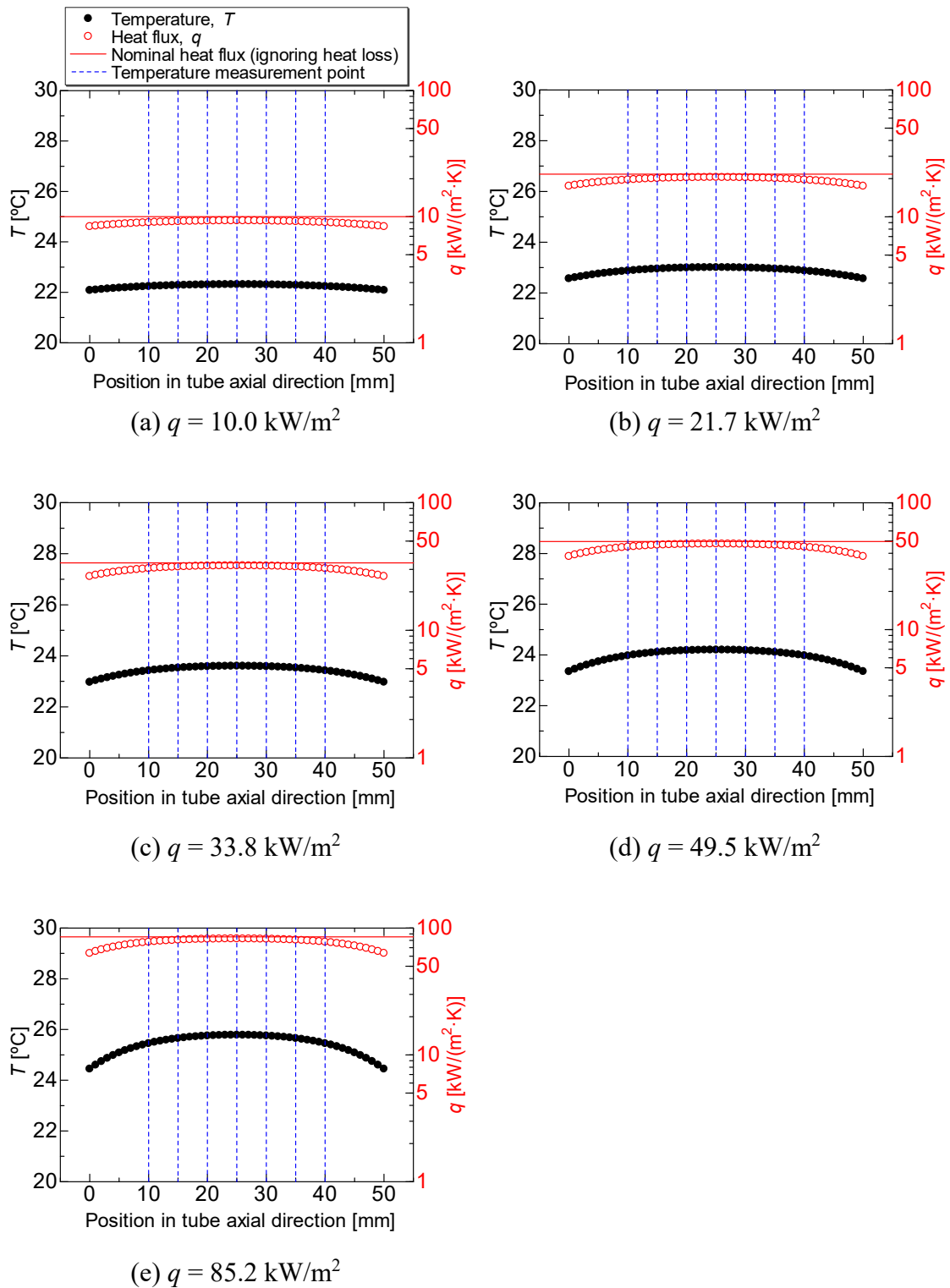


Fig. A-2 Simulation results of heat flux and temperature on heat transfer surface (using R134a as working fluid).

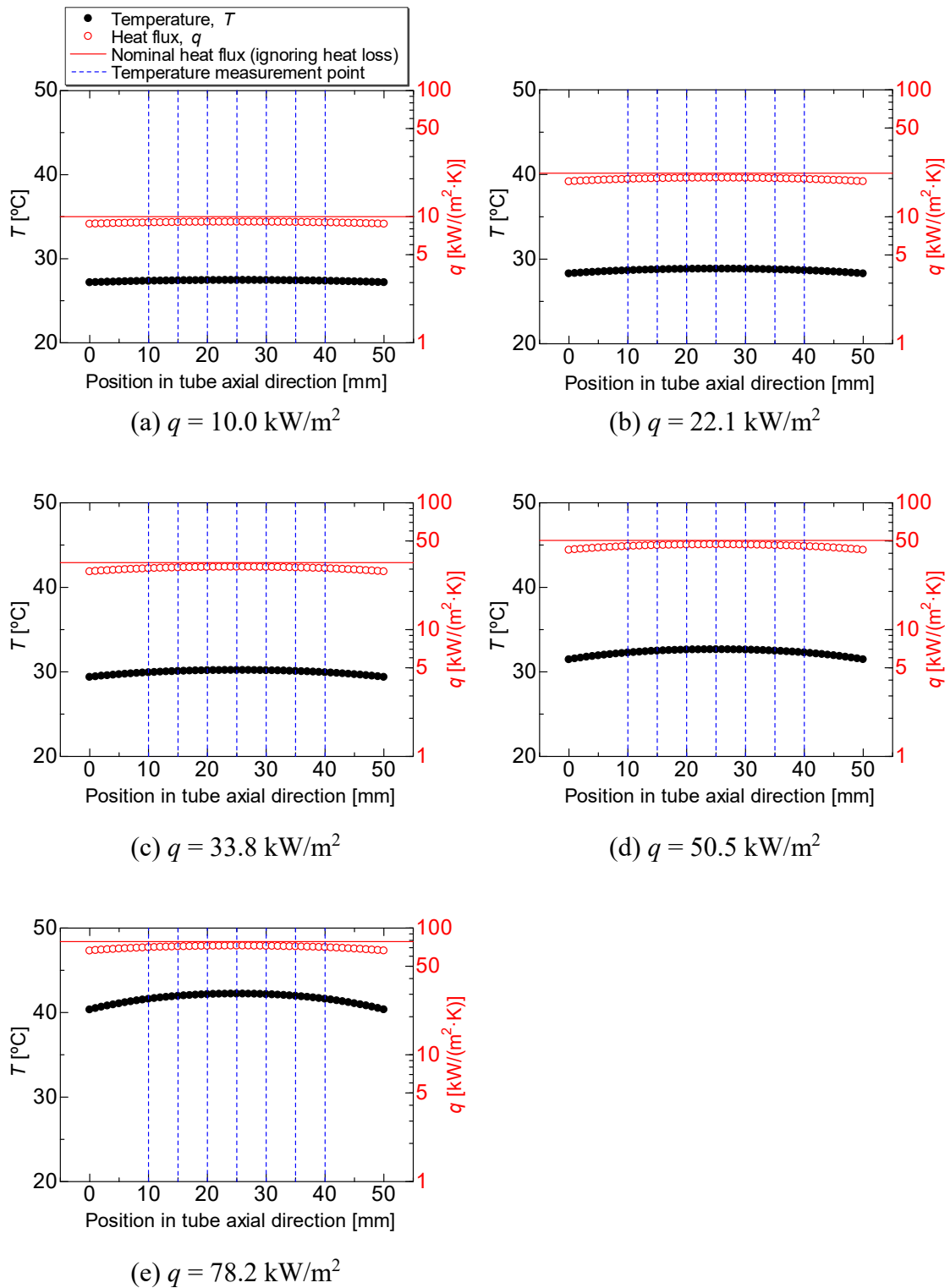


Fig. A-3 Simulation results of heat flux and temperature on heat transfer surface (using R1233zd(E) as working fluid).

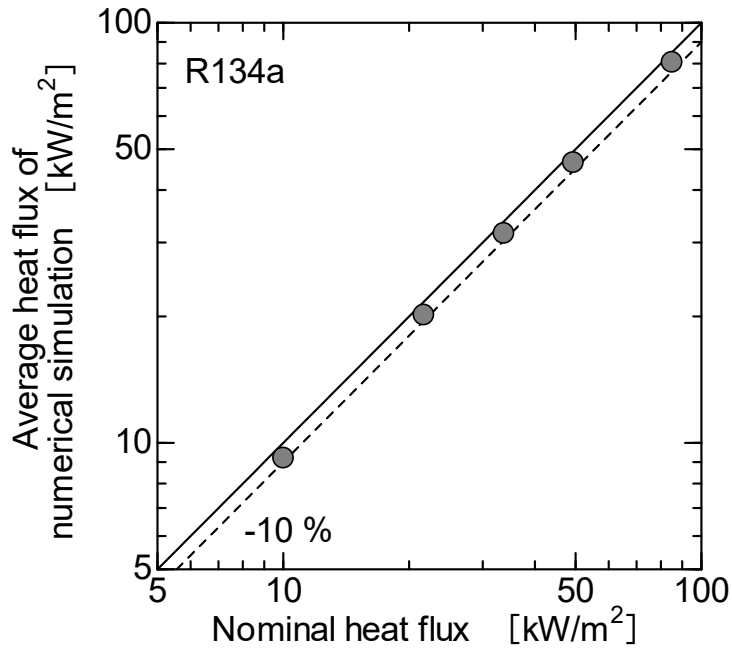
実験データの整理では、温度測定点で取得された値を算術平均している。そこで、熱伝導解析の結果において、温度測定点における熱流束の平均値を評価した。Fig. A-4 に公称熱流束との比較を示す。温度測定点において、放熱の影響による熱流束の低下割合は、R134a の場合 5.6 ~ 8.3 %，R1233zd(E) の場合 8.4 ~ 9.8 % であり、いずれも 10 % 未満であった。放熱の影響が特に大きくなる管の両端 10 mm には温度測定点を設置していないため、測定における放熱の影響は、先述した全体の放熱量よりも小さくなるといえる。なお、実験では、伝熱管両端の壁温が有意に低下する傾向は確認されなかった。

本研究の水平円管の熱伝達評価において、熱伝達率は式(2.4)に示した通り公称熱流束に対して定義した。壁面過熱度には表面温度の実測値を用いているため、熱伝達率は公称熱流束に対する値に対し、放熱による熱流束の低下分低くなる。

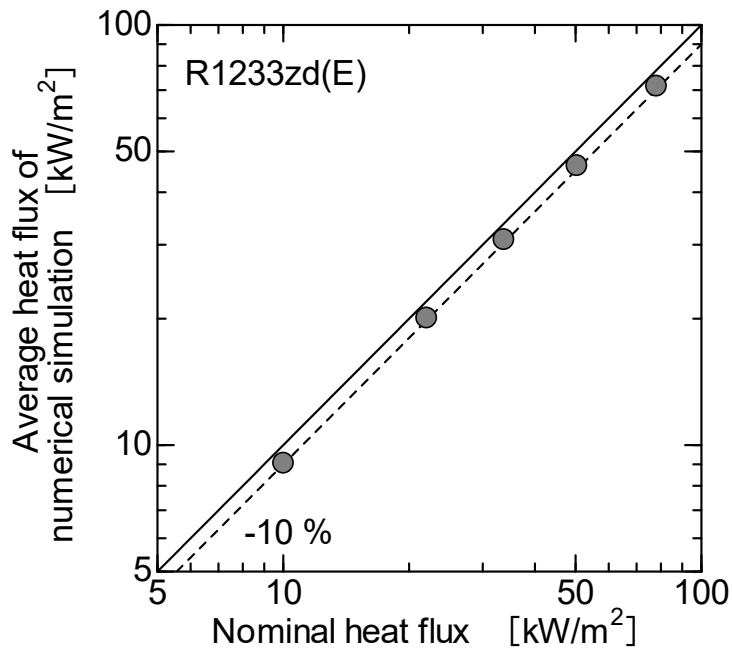
本節では平滑管に対する評価を行ったが、溶射被膜やフィンを有する管の場合、試験伝熱面の熱伝達率は向上するので、同じ熱流束における壁温は低下し、平滑管の場合と比較して放熱量は小さくなる。すなわち、本節での結果より放熱の影響は小さくなるといえる。

付録 A の参考文献

- [A-1] S.W. Churchill, H.H.S. Chu, "Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder", *Int. J. Heat Mass Transf.* 18 (1975) 1049–1053. doi:10.1016/0017-9310(75)90222-7.



(a) R134a



(b) R1233zd(E)

Fig. A-4 Evaluation of average heat flux in calculation results considering heat losses (comparison of average heat flux at measurement points with heat flux).

付録 B 水平円管の熱伝達計測の再現性評価

2章および3章で行った水平円管の熱伝達実験について、再現性の検証結果を **Fig. B-1** に示す。平滑円管、溶射円管、無処理ローフィン管の3試験部に対し、作動流体に R134a を使用し、液膜流量を固定した流下液膜蒸発熱伝達実験を行った。加熱過程は熱流束増大過程である。なお、**Fig. B-1** に示す溶射円管は、2章で用いた試験伝熱管とは異なる供試体（溶射材は同一であるが、施工時の送り速度やノズル距離を変化させており、表面性状が異なる）である。

いずれの試験伝熱管を用いた場合も、1度目の実験結果が2度目の実験結果と良好に一致しており、本実験装置により再現性のある実験結果が取得できることを確認した。

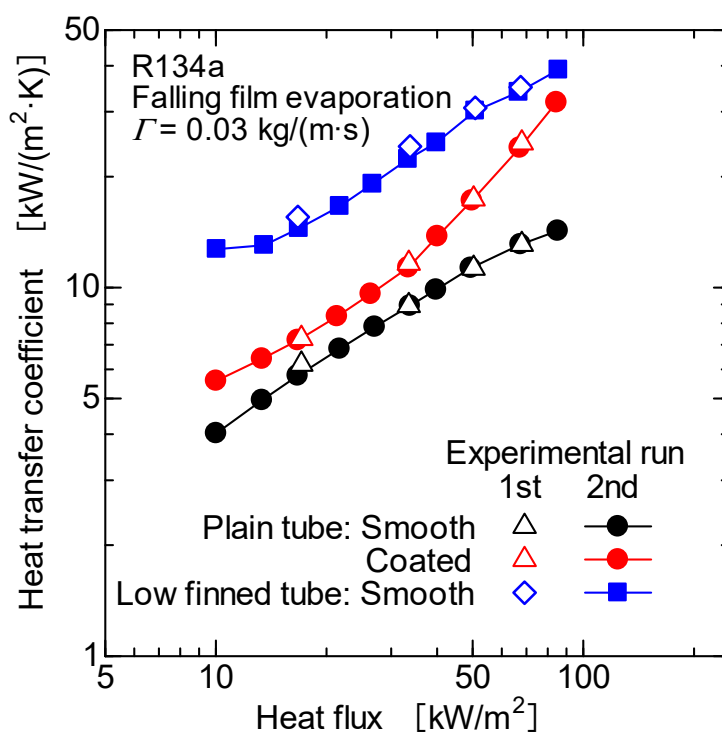


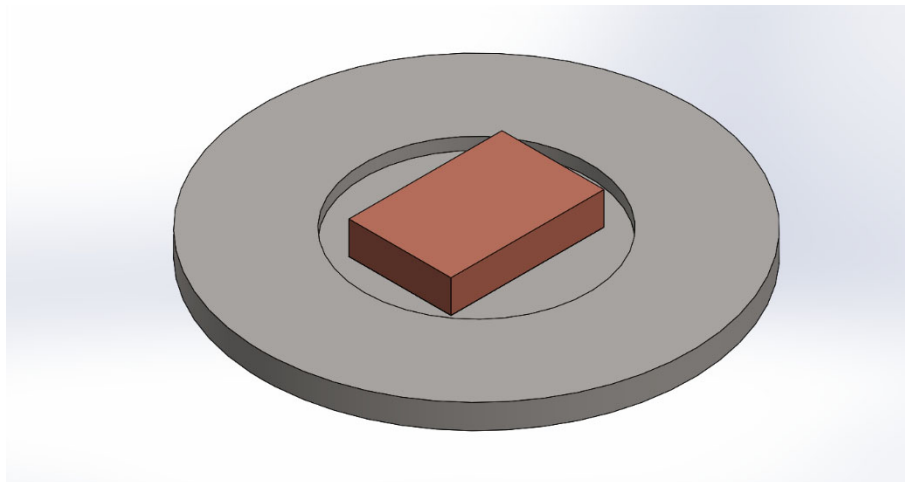
Fig. B-1 Reproducibility evaluation of heat transfer coefficient measurements.

付録 C 平面上の熱伝達実験における放熱の影響の評価

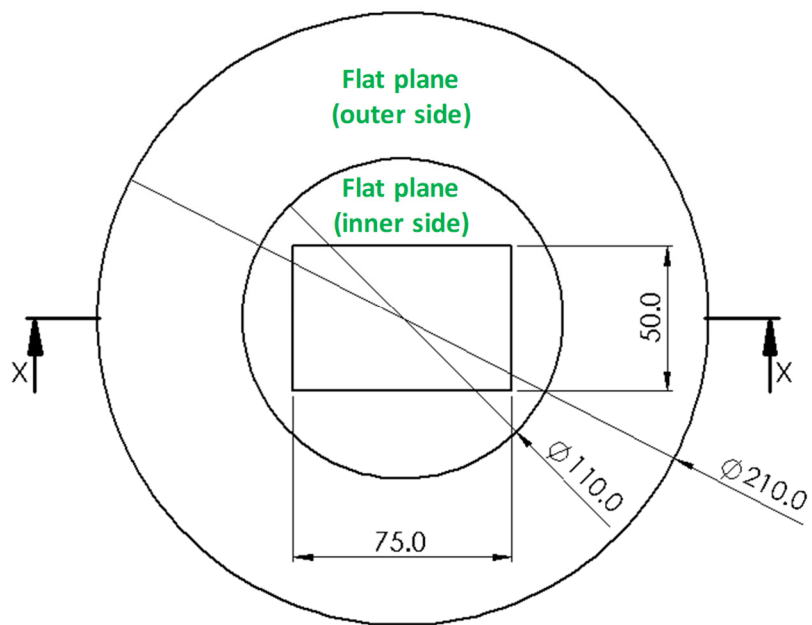
4章で行った平面上の熱伝達実験では、熱伝達率および液膜厚さを伝熱面中央局所の計測結果で評価した。伝熱面中央では加熱ブロック側面からの放熱の影響は小さいと考え、熱流束および伝熱面温度を、1次元熱伝導を仮定し、式(4.3)および式(4.4)により算出した。ここでは、その妥当性を数値解析により評価する。解析には、付録 A と同様、SOLIDWORKS® Education Edition 2019 SP 5.0 の「熱(定常解析)」Simulation 機能を用いた。

Fig. C-1 に計算対象の外観、断面図および正面図を示す。銅製加熱ブロックが SUS304 製フランジの中央に固定された構造である。フランジの厚さは 12 mm であり、中央部の $\phi 110$ mm の領域は、銅ブロックからの放熱を抑制するため、厚さ 6 mm に薄肉化している。なお、計算負荷低減のため、銅ブロック内部に設けられた熱電対挿入孔 ($\phi 0.6$ mm) と、フランジのボルト穴は省略した。ポリカーボネート製の開流路についても、熱伝導率が極めて低いため省略した。本計算領域に対し、要素サイズを 1 mm に設定し 4 面体メッシュを生成した。熱伝導解析のソルバには FFEPlus を用い、定常状態の判定に用いる許容誤差は 0.1 % とした。

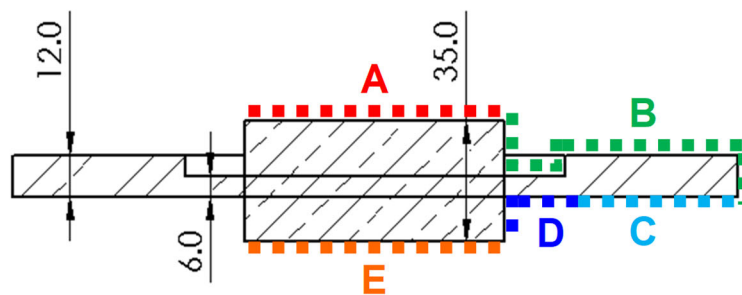
Table C-1 に境界条件を、Table C-2 に計算条件をそれぞれ示す。Table C-1 において、1 列目の A~E は Fig. C-1 (c) の断面図内で示す各領域に対応する。A の伝熱面には、核沸騰熱伝達の熱伝達率を与えた。付録 A と同様、核沸騰熱伝達率は熱流束により異なった値となるため、4章で示した傾斜角 30° における実験結果 (Table C-2 の 4 列目の値) を代入した。B のフランジ上面および銅ブロック側面には、上向き平面および鉛直面の蒸気自然対流熱伝達率を、従来の予測式 [C-1,2] により見積もり、与えた。なお、Fig. C-1 (b) に示すフランジ上面の内側 (inner side) と外側 (outer side) では等価長さが異なるため、熱伝達率が異なる。内側は等価長さが短く、端部から拡大する境界層の影響が大きいため熱伝達率が高い。フランジ底部の外周 $\phi 141 \sim \phi 210$ mm にあたる領域 C は、冷媒液を溜める圧力容器に接触しているため、飽和温度である 20°C 一定とした。底部内側の領域 D は断熱施工しているため、断熱とした。E の銅ブロック底面には、各実験における加熱量 (Table C-2 の 3 列目の値) を与えた。なお、計算にあたり、この入熱量は当該領域の面積で自動的に除され、均一熱流束条件に読み替えられる。周囲温度は 20°C とした。



(a) Appearance



(b) Top view



(c) Cross sectional view (X-X)

Fig. C-1 Calculation model.

Table C-1 Boundary conditions.

	Section	Heat transfer mode	Parameter	Value
A	Tested heat transfer surface	Nucleate boiling	α	see Table C-2
B	Upper surface of flange	Natural convection (horizontal plane)	α	Inner side: 15 W/(m ² ·K) Outer side: 10 W/(m ² ·K)
	Sidewalls of frange and copper block	Natural convection (vertical plane)	α	15 W/(m ² ·K)
C	Bottom surface of flange (contact with pressure vessel)	Constant temperature	T	20 °C
D	Bottom surface of flange and copper block (insulation applied)	Adiabatic	–	0 kW/m ²
E	Heating part	Uniform heat flux	q	see Table C-2

Table C-2 Calculation conditions.

Refrigerant	Heat flux measured in experiment [kW/m ²]	Boundary condition	
		Heat input [W]	Heat transfer coefficient at heat transfer surface [kW/(m ² ·K)]
R1233zd(E)	8.2	53	0.94
	25.6	104	2.6
	50.7	211	4.2
	72.7	304	5.5
	121	453	7.8

計算結果について、銅ブロック内部の中心軸上の温度分布と伝熱面垂直方向の熱流束分布を **Fig. C-2** に示す。横軸は伝熱面からの深さを表し、左軸が温度、右軸が熱流束を表す。縦の破線は実験装置における温度測定点の位置を表す。縦の青色実線は、実験において熱流束が評価される位置を表し、温度測定点の中心にあたる。いずれの熱流束においても、内部温度は表面に近づくにつれ直線的に低下している。熱流束は、深部から表面にかけて僅かに低下している。これは、銅ブロック外周のフランジ接触部への放熱により、ブロック中心から端部へと向かう熱流束が存在するためである。ブロックの中心軸において、加熱部から離れるほど外周への放熱量が累積するため、面に垂直な方向の熱流束は低下する。

計算結果の妥当性を評価するため、測温点における銅ブロック内部温度から算出した熱流束を実験結果と比較した。得られた結果を **Fig. C-3** に示す。最低加熱量の条件では、計算結果が 30 %の過大評価となったが、他の条件における差は-4.8~+4.6%であった。最低加熱量では、沸騰核密度が小さく、実験では沸騰核が伝熱面の所々に生じるため熱伝達率が均一とならないが、計算では一様な熱伝達率を与えたため、実験結果との差が拡大したと考えられる。熱流束が増大し、沸騰核が全伝熱面に分布する状況に対しては、妥当な計算結果といえる。

Fig. C-4 は、計算で得られた加熱ブロック内の温度分布に対する、1次元熱伝導の仮定に基づき求められた熱流束（縦軸）と、伝熱面における熱流束（横軸）の比較である。銅ブロック内部の温度計測値から算出された熱流束は、表面の熱流束に対し 0.7~1.7%の過大評価となった。前述の通り、銅ブロック中心から外縁への熱流束が僅かながら存在し、伝熱面に近づくほど垂直方向の熱流束が低下するためである。また、伝熱面の温度については、1次元熱伝導を仮定することで、壁面過熱度において-0.05~+0.05%の誤差となった。これらから、熱伝達率における誤差は+0.7~+1.7%であった。よって、銅ブロック中心軸において、熱流束および熱伝達率の計測値は、1次元熱伝導を仮定してもいずれも 2%未満の誤差で評価可能といえる。

付録 C の参考文献

- [C-1] S.W. Churchill, H.H.S. Chu, “Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate”, *Int. J. Heat Mass Transf.* 18 (1975) 1323–1329. doi:10.1016/0017-9310(75)90243-4.
- [C-2] 日本機械学会, “機械工学便覧 (DVD-ROM 版) $\alpha 5$ 熱工学”, (2006), pp. 97–99, 日本機械学会.

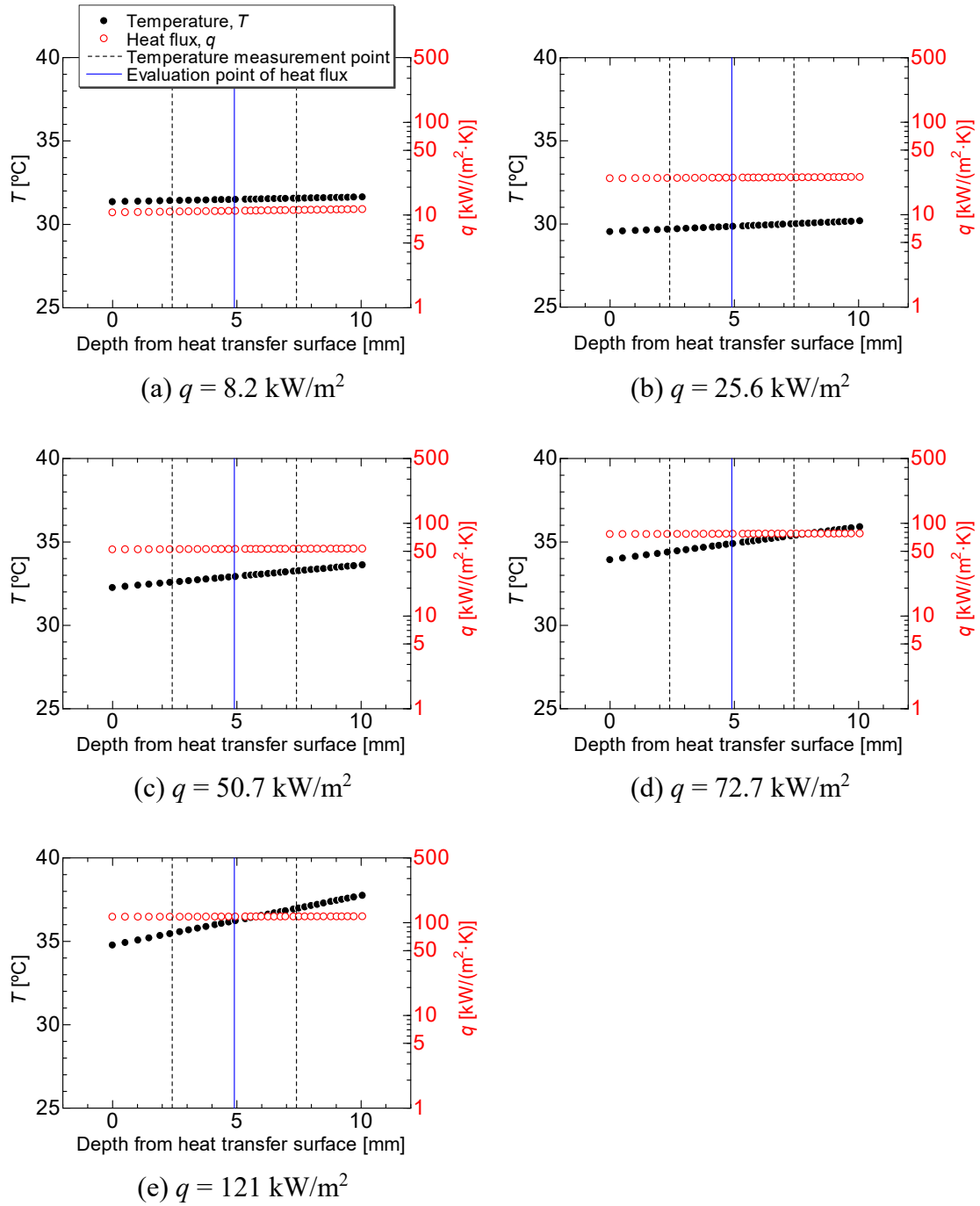


Fig. C-2 Simulation results of heat flux and temperature inside copper block.

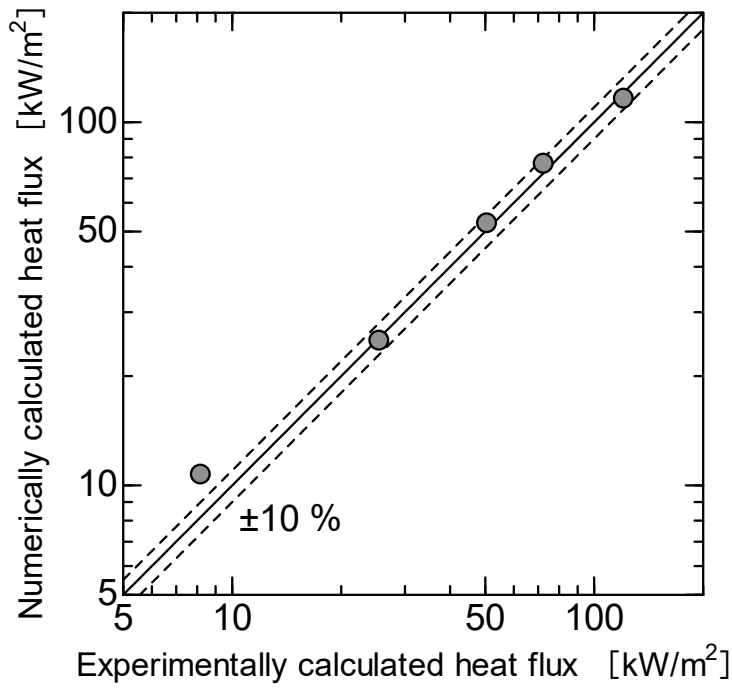


Fig. C-3 Comparison of heat flux between numerical simulation and experiment.

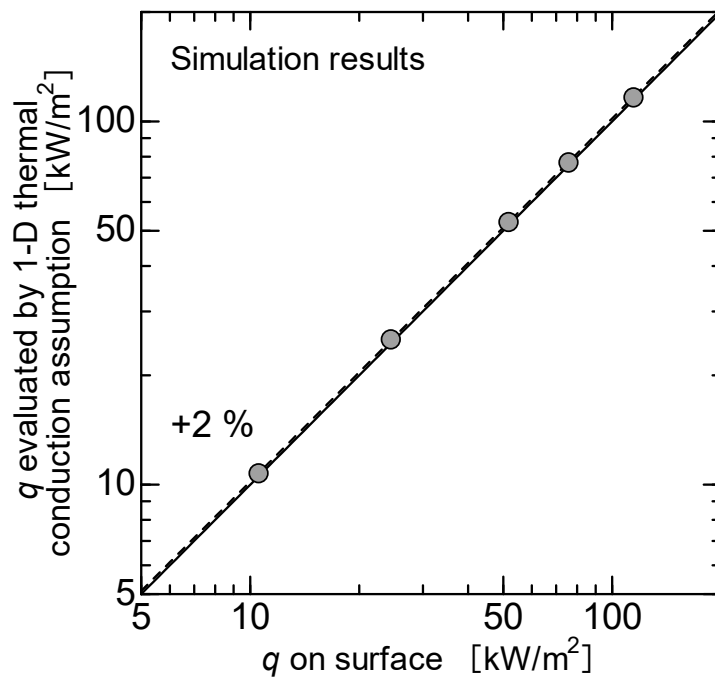


Fig. C-4 Comparison between evaluated heat flux assuming 1-D thermal conduction and actual heat flux on surface.

謝辞

本論文を審査いただきました，神戸大学大学院工学研究科機械工学専攻**富山明男教授**，**今井陽介教授**，**林公祐准教授**に感謝いたします．先生方には予備検討でもお世話になり，議論や説明の不足から誤字など細かな不備に至るまで，本論文をより良いものにする上で有益なご指摘・ご助言を頂きました．

筆者は2021年度より日本学術振興会特別研究員として学生生活を支援いただきました．また，4章で示した成果は科学研究費（課題番号：21J21564）の助成を受けたものです．ここに謝意を表します．

本論文は，筆者が学部4年の研究室配属時からエネルギー変換工学研究分野で取り組んできた研究に関するものです．沸騰熱伝達に関する知識も研究の進め方も，当初は何一つ知らなかった筆者が大きく行き詰まることなく成果を上げられたのは，研究室の先生方のご指導・ご支援あつてのことです．心より感謝申し上げます．指導教員の**浅野等教授**には，学内のご役職や学会活動で非常にお忙しい中，5年間にわたり終始手厚い指導を賜りました．普段のミーティングや論文添削を通じ，研究に関する多くのことを学ばせていただきました．さらに，怠惰で消極的になりがちな筆者を激励し，様々な学外活動の機会を与えてくださりました．国内外の学会発表に加え，日本機械学会関西学生会の委員長として他大学の学生たちと交流したり，冷凍空調学会の講演・研究室見学に参加し，分野を代表する先生方と意見交換を行えたりしたことは，思い出に残る貴重な経験です．**村川英樹准教授**には，研究会や発表練習を通じ，研究内容に対する意見を頂きました．時間的変化と空間的変化の関連性に基づく考察など，筆者一人では思い至らなかった観点からのご指摘が多く，勉強になりました．また，学振特別研究員の申請時は，浅野先生とともに親身になってアドバイスやレビューを行っていただきました．**杉本勝美助教**には，研究室配属の直後から，実験装置の設計・製作や熱電対の作成方法，実験手順やデータ整理方法など，研究の肝となる実験結果を得るのに欠かせない技術をご教授いただきました．加えて，実験器具の購入や会計手続きについてご相談した際，いつも迅速に対応くださり，スムーズに研究を進めることができました．

工作技術センターの技術職員の方々には，試験伝熱管の内面切削や伝熱平面の研削など，精密で難しい加工を何度も行っていただきました．また，筆者自身が作業のため工場を訪ねた際，段取りや工作機械の操作について，丁寧なご指導を賜りました．感謝いたします．

同じ研究室に所属する学生の皆様にも恵まれました．先輩方には，実験，データ整理，考察から発表準備に至るまで，様々な疑問に答えていただきました．溶

射面の沸騰熱伝達を扱っていた弘中茂夫先輩、善財秀貴先輩、田川智也先輩には、特にお世話になりました。同級生の秋山亮仁氏、荒木峽也氏、井茂琢磨氏、清水知之氏、鳥居駿佑氏、松尾旭氏、山北貴也氏とは、博士課程前期課程の間、共に研究や勉学に励みました。さらに、彼らの修了後も連絡を取り合ったり連休中に集まったりして、筆者を応援してくださりました。後輩の澤渡一哉氏とは3年間、平井啓裕氏とは1年間、協力して実験やデータ整理を行いました。また、筆者は集中力が切れると後輩に議論（雑談）を持ち掛けに行くことが多く、研究室に遅くまで残っていた熊野柊平氏、山本哲也氏、疋田真登志氏、前田紗奈氏、久保雄大氏には、よく相手をしていただきました。なお、前田さんには本論文の校正も行っていただきました。他にも多くの学生の皆様と充実した時間を過ごせたことで、前向きな気持ちで研究を続けることができました。

最後に、筆者は8年間、実家から通学し学生生活を送りました。その全てを支え、長きにわたり勉学・研究に専念できる環境を授けてくださった家族に、深く感謝申し上げます。毎日朝ご飯を作ってくくださった父、筆者の体調を気に掛け、肯定的な言葉がけをしてくださった母、色々と家事をこなし、日頃の話し相手となってくれた弟、明るい妹、本当にありがとうございました。

2023年1月20日
乳原 励

神戸大学博士論文

「核沸騰を伴う冷媒液膜の熱伝達に関する研究」 全 146 頁

提出日 2023 年 1 月 20 日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ **Kernel** にて掲載される場合、
掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 乳原 励

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。