

不均一熱負荷並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達および流量変動現象に関する研究

黒瀬, 築

<https://doi.org/10.15017/2534448>

出版情報 : Kyushu University, 2019, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

不均一熱負荷並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達および
流量変動現象に関する研究

黒瀬 築

2019年7月

目次

第1章 序論

1.1 はじめに	1
1.2 ミニチャンネル内を流れる冷媒の流動・沸騰熱伝達の基礎特性	4
1.2.1 流動様相	4
1.2.2 摩擦圧力損失特性	5
1.2.3 沸騰熱伝達特性	6
1.2.4 沸騰熱伝達に関する整理式	7
1.3 流量の不均一分配に関する従来研究	9
1.3.1 T字分岐で生じる気液二相流の相分離特性	9
1.3.2 流路間熱負荷が不均一な並列ミニチャンネルで生じる流量分配	9
1.4 並列流路の不安定流動に関する従来研究	10
1.5 本論文の目的と構成	14

第2章 流量分配および沸騰熱伝達特性に関する直接通電加熱実験

2.1 概説	16
2.2 実験装置および実験方法	16
2.2.1 実験装置	16
2.2.2 実験方法	18
2.2.3 テストセクション分岐前クオリティの算出	19
2.2.4 局所熱伝達率の算出	20
2.2.5 予備実験	22
2.2.6 実験条件	25
2.3 流量の不均一分配特性	27
2.3.1 不均一熱負荷条件下の管外壁温度変化	27
2.3.2 流量分配およびクオリティ分配の推定	28
2.3.3 流量分配およびクオリティ分配特性	33
2.4 沸騰熱伝達特性	38
2.4.1 不均一熱負荷条件下の局所熱伝達率	38
2.4.2 不均一熱負荷条件下の2流路の全平均熱伝達率	41
2.5 不均一熱負荷並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達率予測	45
2.6 結論	49

第3章 沸騰熱伝達および熱交換性能に関する高温流体加熱実験

3.1 概説	51
3.2 実験装置および実験方法	51
3.2.1 実験装置	51
3.2.2 実験方法	54
3.2.3 テストセクション分岐前クオリティの算出	55
3.2.4 冷媒への伝熱量の算出	55
3.2.5 平均熱通過率の算出	57
3.2.6 温水の熱伝達率の算出	58
3.2.7 冷媒側の加熱区間平均壁面過熱度の算出	60
3.2.8 冷媒の加熱区間平均熱伝達率の算出	60
3.2.9 並列流路の対称性確認実験	60
3.2.10 実験条件	62
3.3 実験結果	63
3.3.1 不均一熱負荷条件下の冷媒への伝熱量	63
3.3.2 平均流量が冷媒熱伝達特性に与える影響	68
3.4 結論	73

第4章 並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達および

流量分配予測シミュレーション

4.1 概説	74
4.2 シミュレーションモデル	74
4.2.1 モデル概要	74
4.2.2 境界条件	77
4.2.3 計算方法	79
4.2.4 計算条件	80
4.3 2並列流路を対象としたシミュレーション	81
4.3.1 加熱区間流れ方向のクオリティ，熱伝達率および熱流束分布ならびに流量分配の予測	81
4.3.2 モデルの妥当性	86
4.3.2.1 壁温変化モデル概要	86
4.3.2.2 実験結果との比較	87
4.4 10並列流路を対象としたシミュレーション	89
4.5 結論	92

第5章 並列ミニチャンネル内で生じる密度波振動

予測シミュレーション

5.1 概説	94
5.2 シミュレーションモデル	94
5.2.1 モデル概要	94
5.2.2 計算条件	95
5.3 流量振動特性およびモデルの妥当性検証	97
5.3.1 入口サブクール条件下の流量振動特性	97
5.3.2 モデルの妥当性	100
5.3.2.1 通電加熱実験で得られた振動発生境界および振動特性とシミュレーションの比較	100
5.3.2.2 従来の密度波振動に関する研究との比較	103
5.3.3 入口二相条件および逆流条件への適用	106
5.4 振動発生境界および振動周期	107
5.4.1 均一熱負荷条件下の振動発生境界および振動周期	107
5.4.2 不均一熱負荷条件下の振動発生境界	110
5.4.3 密度波振動発生境界線図の入口二相条件への拡張	112
5.5 流量振動が熱伝達特性に与える影響	114
5.6 結論	116

第6章 総括

総括	117
謝辞	122
参考文献	123
付録A 摩擦圧力損失の算出	128
付録B ドライアウト開始クオリティの算出	132

主な記号

本論文で使用する主な記号と添字は次のとおりである．ここに記載した以外の記号を使用する場合には，その都度説明する．

c_p	比熱	J/(kg·K)
g	重力加速度	m/s ²
h	比エンタルピー	J/kg
h'	飽和液の比エンタルピー	J/kg
Δh	蒸発潜熱	J/kg
p	圧力	Pa
q	熱流束	W/m ²
t	管壁の厚さ	m
Δt	時間ステップの間隔	s
u	平均流速	m/s
x	熱平衡クオリティ	-
x_{di}	ドライアウト開始クオリティ	-
z	加熱開始点からの距離	m
Δz	対象計算格子の流路流れ方向 に占める長さ	m
A_c	流路断面積	m ²
A_h	伝熱面積	m ²
D	管内径	m
G	質量速度	kg/(m ² ·s)
K	平均熱通過率	W/(m ² ·K)
L	加熱区間距離	m
M	流路全体の慣性質量	kg
ΔP	圧力損失	Pa
ΔP_{ex}	ヘッド間の圧力差	Pa
ΔP_f	摩擦圧力損失	Pa
ΔP_s	位置損失	Pa
ΔP_a	加速損失	Pa
Q	伝熱量	W
T	温度	K
ΔT	壁面過熱度 ($T_w - T_{sat}$)	K
ΔT_{ln}	対数平均温度差	K
ΔT_{tube}	管の平均内外面温度差	K
ΔT_{water}	温水の平均壁面過熱度	K

V	流路体積	m^3
W	質量流量	kg/s
N_{sub}	サブクーリング数	-
N_{pch}	フェーズチェンジ数	-
Nu	ヌセルト数	-
Pr	プラントル数	-
Re	レイノルズ数	-
α	熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
λ	管材の熱伝導率	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
ρ	密度	kg/m^3
μ	粘性係数	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
θ	水平面と主流正方向のなす角	rad

添字

air	周囲空気
ave	流路平均
b	流体混合平均
gain/loss	ヒートゲイン/ロス
in	入口
n	流路番号
out	出口
r	冷媒
sat	飽和
w	管内面
water	温水
F	二相
G	気相
L	液相
PH	プレヒータ
TS	テストセクション

第 1 章

序論

1.1 はじめに

近年，冷凍空調機器をはじめとしたヒートポンプ機器の需要は世界で増加し続けており，平成 26 年度エネルギー関係技術開発ロードマップ[1]には，「高効率ヒートポンプシステムの開発」が挙げられるなど，ヒートポンプ機器の高性能化が重要な課題となっている．ヒートポンプ機器の高性能化には，主要要素である熱交換器の伝熱性能向上が有効である．熱交換器の性能が向上すると，圧縮機の仕事あたりの冷暖房能力すなわち成績係数の向上，あるいは熱交換器のコンパクト化が可能となる．熱交換器のコンパクト化は，地球温暖化の原因となるフロン系冷媒の充填量の削減につながるだけでなく，現在広く使用されている HFC32 等の微燃性冷媒の漏洩に対する安全性向上にも寄与する．

高性能コンパクト熱交換器の開発に対するアプローチの一つとして，現状 5~7 mm の冷媒流路径を 1 mm 程度まで細径にするミニチャンネル化が行われている．すなわち，Fig. 1-1 に示すような，複数の並列ミニチャンネルを有するアルミ製扁平多孔管を伝熱管として用いた熱交換器の開発が進められている．冷媒流路径が小さくなると，伝熱面積あたりの流路体積が減少するため，管内冷媒側の熱伝達性能が従来と同等以上であれば，熱交換器，特に冷媒流路体積の大幅なコンパクト化が可能となる．

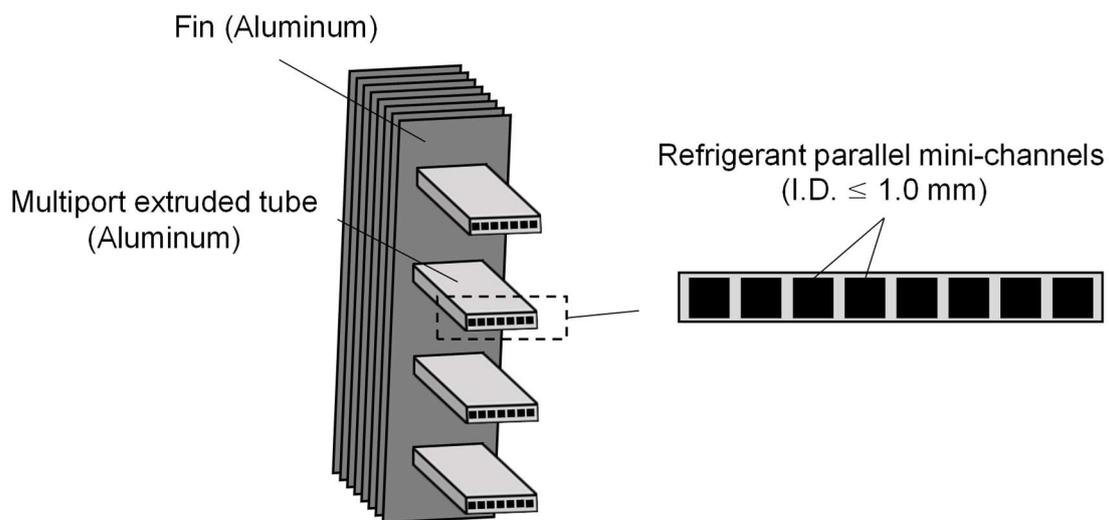


Fig. 1-1 Schematic diagram of the heat exchanger employing multiport extruded tubes

ミニチャンネルを用いた熱交換器（蒸発器・凝縮器）を設計するためには、ミニチャンネル内を流れる冷媒の沸騰/凝縮熱伝達特性を明らかにする必要がある。特に、蒸発器では、冷媒の乾き度（クオリティ）が大きくなると、伝熱面が乾くドライアウトが生じて熱伝達性能が著しく低下するため、冷媒の流動・伝熱特性を正確に把握することが肝要である。

これまで、ミニチャンネル内を流れる冷媒の沸騰熱伝達および圧力損失の基礎特性に関する研究が多く行われている（後述の1.2節参照）。また、ヘッドから複数の伝熱管へ冷媒が分配される際に、気相と液相がそれぞれかなり不均等に分配されることが報告されており、その対策研究と併せて、レビュー論文[2]にまとめられている。このように多くの関連研究の成果がすでに公表されているが、ミニチャンネル蒸発器の性能に大きな影響を及ぼす、以下に示すような現象の研究が抜け落ちている。

Fig. 1-2 に示すように、ミニチャンネル熱交換器では、冷媒と熱交換を行う空気が冷媒の流れ方向に対して垂直方向に流れるため、冷媒流路間で熱負荷が不均一となり、各流路の蒸発量が不均一となる。そのため、流路間で流動抵抗に差が生じて、流量が不均一に分配されることとなり、特に、流量が減少する流路では、ドライアウト域が拡大して性能の低下につながる。しかしながら、扁平多孔管を対象にすべての流路になるべく均等な熱負荷を与えて熱伝達実験を行った研究[3-9]は多くあるものの、熱負荷の不均一に起因する流量の不均一分配現象については、後の1.3節に示すように、研究はほとんど行われていない。

また、ボイラなど大径流路を対象とした従来の研究から、並列流路の沸騰流では、各流路の熱負荷が均一であっても、流量が周期的に変動する不安定流動が生じやすいことが知られている[10]。これは、並列ミニチャンネルでも生じる可能性があり、ドライアウトを誘発するため性能低下を引き起こす恐れが大きい。ミニチャンネルを対象とした研究は見られない。さらに、ヒートポンプ蒸発器のように、流体が気液二相状態で並列流路に流入する場合に生じる不安定流動を対象とした研究も行

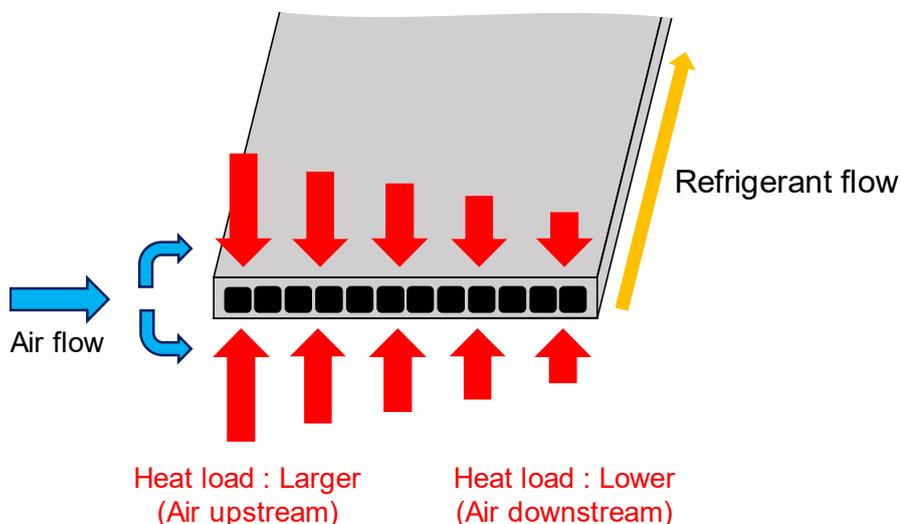


Fig. 1-2 Unequal heating among parallel mini-channels in a multiport tube

われていない。

このような現象を解明するため、本研究では、並列ミニチャンネルを対象として、実験により均一・不均一熱負荷場における沸騰熱伝達および流量分配・不安定流動現象の基礎特性を明らかにするとともに、これらを予測するシミュレーションモデルの開発を行った。本研究の成果は、並列ミニチャンネル熱交換器の高性能化、コンパクト化に資するのみならず、相変化を利用する多くの伝熱機器への応用が期待できる。

1.2 ミニチャンネル内を流れる冷媒の流動・沸騰熱伝達の基礎特性

前述したように，ミニチャンネル内気液二相流の流動ならびに沸騰熱伝達の基礎特性は，流路間の不均一流量分配や不安定流動を伴わない条件については，幅広く明らかにされており，レビュー論文[11][12]にもまとめられている．本論文では，並列ミニチャンネルの特性について，単一ミニチャンネルで得られている知見を利用して検討している．ここでは，本研究と同じ内径 1 mm の水平円管内を流動する冷媒の流動様相，圧力損失および沸騰熱伝達の実験的に明らかにした榎木ら[13-16]および Matsuse ら[17]の研究を引用して，ミニチャンネル内の気液二相流動と沸騰熱伝達の基礎特性について述べる．また，ミニチャンネルを対象とした既存の沸騰熱伝達整理式についても説明する．

1.2.1 流動様相

榎木ら[13]は，冷媒 R410A を用いて，質量速度 30~400 kg/(m²·s)，クオリティ 0.05~0.9 の範囲で断熱気液二相流の可視化実験を行い，流動様相の観察結果を報告している．質量速度 G とクオリティ x の関係で表した流動様式線図を Fig. 1-3 に示す．まず，質量速度 100 kg/(m²·s) 以上の条件では，低クオリティ側ではスラグ流 (Slug flow)，高クオリティ側では環状流 (Annular flow) となり，その遷移クオリティは低流量ほど大きい．また，質量速度 200 kg/(m²·s) 以上の高流量では，スラグ流から環状流への遷移の間にチャーン流 (Churn Flow) となり，質量速度 100 kg/(m²·s) では，気液が上下に分離して流れる波状流 (Wavy flow) となることが確認されている．一方，低流量の質量速度 50 kg/(m²·s) 以下の条件では，クオリティの増大とともに，スラグ流，波上流，層状流 (Stratified flow) の順に流動様相が変化することが報告されている．

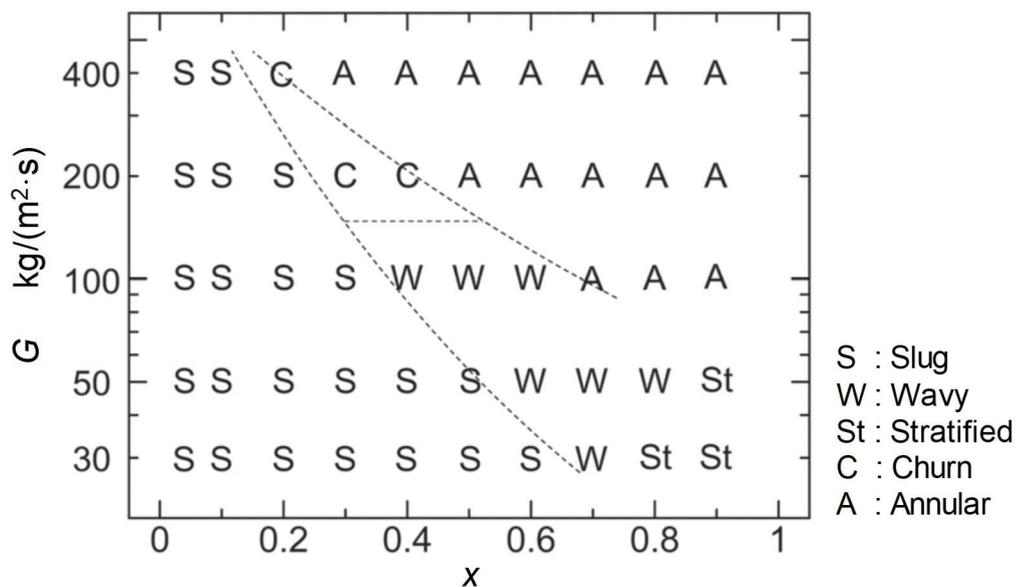


Fig. 1-3 Flow pattern map of a horizontal circular mini-channel (Enoki et al. [13])

1.2.2 摩擦圧力損失特性

榎木ら[14]および Matsuse ら[17]によってそれぞれ得られた R410A と HFC32 の断熱気液二相流の摩擦圧力損失について、摩擦圧力損失勾配 $\Delta P_f/\Delta L$ とクオリティ x の関係を、Fig. 1-4 に示す。図中、冷媒ごとに記号の形を変え、質量速度ごとに色分けをし、観察された流動様式ごとに記号内の模様を変えている。摩擦圧力損失は、従来径管と同じように、高流量ほど大きく、クオリティが大きいほど増大する。特に、気相の体積流量比が急激に大きくなる低クオリティ域において、クオリティの増加に対する摩擦圧力損失の変化が大きい。

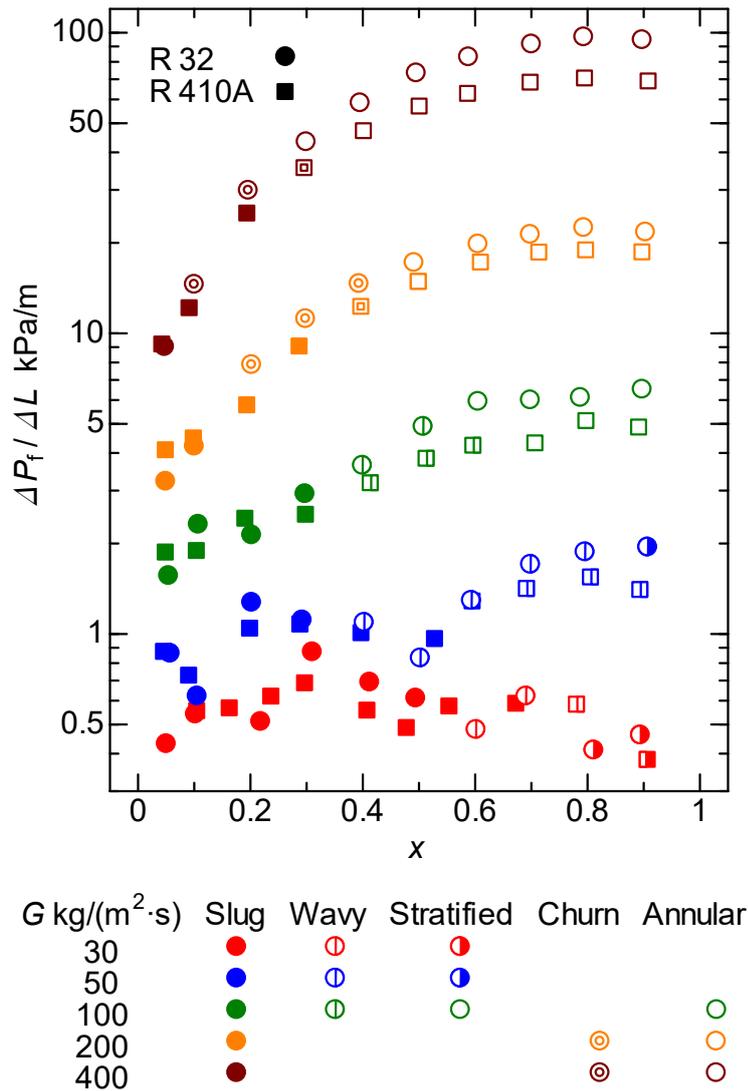


Fig. 1-4 Changes of measured pressure drop gradient of R410A and HFC32 with quality (Enoki et al. [14], Matsuse et al. [17])

1.2.3 沸騰熱伝達特性

Fig. 1-5 に、榎木ら[15]によって得られた R410A の内径 1 mm のミニチャンネル内の沸騰熱伝達率を、局所熱伝達率 α とクオリティ x の関係で、流量ごとに図を分けて示している。ミニチャンネルでは、従来径管の場合と同様に、高流量・高クオリティでは二相強制対流蒸発熱伝達が、また、高熱流束では核沸騰熱伝達が支配的となる特性を示すものの、低流量の低クオリティでは、低熱流束の条件において、従来径管に対する熱伝達整理式の予測に比べてかなり良好な熱伝達特性が現れることが報告されている。特に、 $G = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の $x = 0.4$ 付近、 $G = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の $x = 0.25$ 付近の $q = 2, 4 \text{ kW}/\text{m}^2$ で、熱伝達率の顕著な増加が見られる。これは、ミニチャンネルにおいて、低流量・低クオリティでは、流動様式はスラグ流となり、スラグ流の気体プラグ周囲の液膜はなめらかで非常に薄くなる。この薄い液膜を介した熱伝導による蒸発熱伝達の寄与が大きいため、かなり高い熱伝達率を示すと報告されている。また、クオリティが増大してある値を超えると、伝熱面の乾くドライアウトが生じて熱伝達率が著しく低下している。質量速度が小さい $50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、比較的低いクオリティでドライアウトが発生して、その後、熱伝達率は緩やかに減少して液単相の値に近づき、一方で、質量速度が大きいほど高いクオリティでドライアウトが生じて、熱伝達率が急激に低下する。

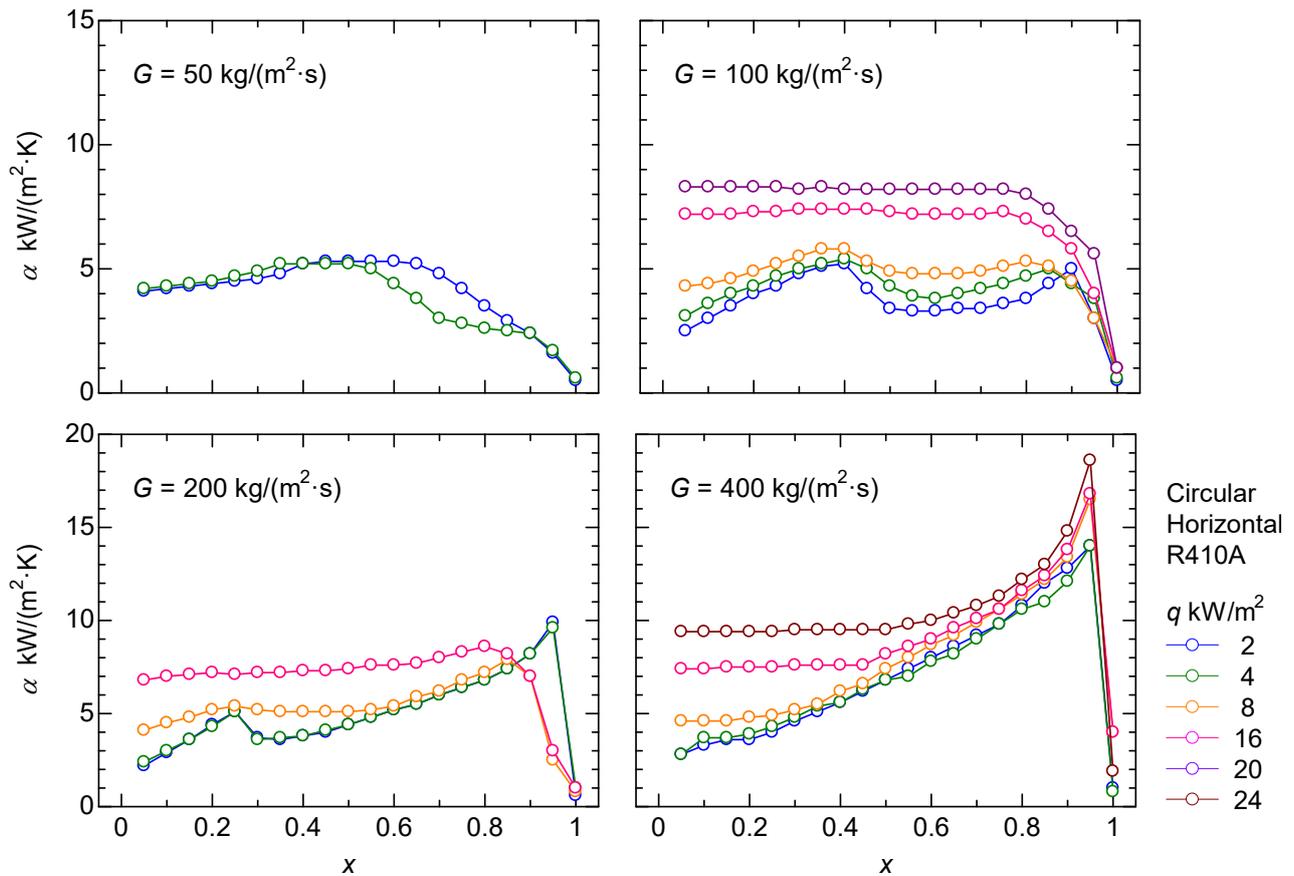


Fig. 1-5 The relation between measured heat transfer coefficient of R410A and quality (Enoki et al. [15])

1.2.4 沸騰熱伝達に関する整理式

単一ミニチャンネルを対象とした沸騰熱伝達率整理式が，Zhang ら[18]，Saitoh ら[19]，宮田ら[20]，榎木ら[21]等によって提案されている．榎木ら[21]は，宮田らの沸騰熱伝達整理式[20]を修正し，円形流路を対象として，幅広い管径，流量，熱負荷および流体物性条件について，沸騰熱伝達率を精度よく予測する整理式を提案している．特に，本研究で対象としている内径 1 mm の円形流路に対しては，最も精度が良い．その整理式は，従来径管でもみられる二相強制対流蒸発熱伝達 α_{fc} と核沸騰熱伝達 α_{nb} の寄与に加えて，ミニチャンネル特有の液膜熱伝導蒸発 α_{lf} (気体プラグ周囲の薄液膜の蒸発) の寄与を考慮して作成されている．榎木らの式を Table 1-1 に示す．榎木らの式は，広範の条件で得たデータ (データ総数 1388, 内径 0.51-3.69 mm, 水と CO₂ を含む 11 種の冷媒, 垂直上昇・下降・水平流を含む) の 88% を $\pm 20\%$ 以内で，98% を $\pm 30\%$ 以内で予測する．

また，矩形流路を有する扁平多孔管を対象に，直接通電加熱もしくは冷媒と対向して流れる温水による加熱により全ての流路に均一な熱負荷を与えた場合について，Kaew-On ら[3]，Mortada ら[4]，Chien ら[8]は，実験により沸騰熱伝達率を測定するとともに，実験値を再現する予測式をそれぞれ提案している．しかしながら，いずれも流路間の熱負荷差は考慮されていない．

Table 1-1 The Enoki et al. boiling heat transfer coefficient correlation [21]

Correlation $\alpha = \alpha_{if} + \alpha_{fc} + \alpha_{nb} = \frac{\lambda_L \beta}{\delta_e} + F\alpha_L + SC^{1-n} \Delta T_{sat}^{\frac{n}{1-n}}$	
<i>Thin liquid film evaporation heat transfer</i>	<i>Nucleate boiling heat transfer</i>
<p>for horizontal flow</p> $\frac{\delta_e}{D} = \max \begin{cases} 0.12 \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.18} Ca^{0.14} Fr^{0.2} \\ 36 Ca^{1.8} \end{cases}$ <p>for vertical upward flow</p> $\frac{\delta_e}{D} = 1.14 \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.25} Ca^{0.41}$ <p>for vertical downward flow</p> $\frac{\delta_e}{D} = 2.7 Ca^{0.82}$ $Ca = \frac{\mu_L j_T}{\sigma}$ $j_T = G \left(\frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)$ $Fr = \frac{G^2}{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g D}$ $\beta = \frac{x}{x + \frac{\rho_V}{\rho_L} (1-x)}$	$S = \frac{1}{1 + \left[\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \times F^{1.25} \times \left(\frac{q D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^{-1.4} \times 10^{-4.4} \right]}$ <p>where q is the total heat flux</p> <p>for Freon</p> $C = 10 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left(\frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{0.1} \left(1 - \frac{T_{sat}}{T_{crit}} \right)^{-1.4} Pr_L^{-0.25}$ $D_b = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5}$ $n = 0.855 \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.309} \left(\frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{-0.437}$ <p>for H₂O</p> $C = 0.246 \times 10^7 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left(\frac{c_{pL} T_{sat} D_b^2}{a_L^2} \right)^{1.26}$ $\times \left(\frac{D_b^2 \Delta h_v}{a_L^2} \right)^{-1.58} \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right)^{5.22}$ $D_b = 0.66 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5}$ <p>$n = 0.673$</p> <p>for CO₂</p> $C = 207 \frac{\lambda_L}{D_b} \left(\frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.581} Pr_L^{0.533}$ $D_b = 0.51 \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5}$ <p>$n = 0.745$</p>
<i>Forced convection heat transfer</i>	
$F = 1 + \left(\frac{1}{\chi_{tt}} \right)^{1.1}$ $\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.1}$ $\alpha_L = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \left[\frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right]^{0.8} Pr_L^{0.4}$	

1.3 流量の不均一分配に関する従来研究

1.3.1 T字分岐で生じる気液二相流の相分離特性

これまで、衝突 T 字型分岐流路（1つの入口流路と入口流路に対して垂直な2つの出口流路）における気液二相流の相分離特性について、内径が比較的大きい 10 mm 以上のものを含めて多くの研究が行われている[22-29]。これらの研究では、バルブを用いて2つの出口流路の流動抵抗を変化させることで出口流量を調節し、出口後に設置された気液分離器によって気相と液相を分離し、各相の流量を測定することで、気液の相分離特性、すなわちクオリティ分配特性を調査している。1辺 0.5 mm の矩形ミニチャンネルを対象とした Chen ら[29]の実験を含め、流路径によらず、流動抵抗が大きく流量が減少する流路ではクオリティが減少し、一方で、流量が増大する流路でクオリティが増大することが明らかになっている。また、流入クオリティが大きくなるほど、分岐後のクオリティが均等になりやすいことが報告されている。

1.3.2 流路間熱負荷が不均一な並列ミニチャンネルで生じる流量分配

極少ないが、並列ミニチャンネルの各流路の熱負荷が不均一な条件における流量分配特性に関する研究が行われている。大西ら[30]は、内径 0.8 mm の水平 2 並列流路に流路間不均一な熱負荷を与えることで生じる流量の不均一分配について報告している。実験では、2 流路に分岐する前の流量と分岐後の片側 1 流路の流量を測定することで、流量分配を測定している。このとき、流量計が設置されていない流路にはバルブを取り付け、流量計と同じ流動損失を付加することで、熱負荷による影響のみ検討しようとしている。実験条件は、入口クオリティ 0（液単相）で 2 流路の平均質量速度 $240 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ である。実験の結果、熱負荷の大きい流路で流量が減少することを報告しており、これは、蒸発量が増大するほど圧力損失が高くなるため、2 流路の圧力損失が釣り合うように、熱負荷の大きい流路で流量が減少し、熱負荷の小さい流路で流量が増大したためとしている。

以上のように、流路間の熱負荷差により生じる流量分配の特性についても僅かに報告例がある。しかしながら、ヒートポンプ蒸発器で用いられる気液二相状態で流入する条件や低流量条件を包括する一般特性は不明であるし、流量・クオリティの不均一分配の結果生じる流路全体の熱伝達特性を明らかにした研究はこれまでにない。

1.4 並列流路の不安定流動に関する従来研究

並列流路の沸騰流では、流動が不安定になりやすいことが一般的に知られており、ボイラや沸騰水型原子炉などを対象とした研究が多く行われている[10]。並列流路に気液二相状態で流入する場合に発生する可能性があるのが、いわゆる“密度波振動”である。ただし、従来の研究はサブクールで流入する系を対象としており、二相状態で流入する条件を対象とした研究はみられない。密度波振動の発生機構[10]を以下に引用する。

- ① 加熱部に流体が流入してから沸騰して流出するまでにある時間遅れ（通過時間）を要する。
- ② 入口流量に変動が生じると、その変動は出口まで伝播するのに通過時間を必要とするために、沸騰領域内における気液二相流の密度（クオリティ）や各相の流速および各圧力損失項は、入口流速変動に対して時間遅れを生じる。
- ③ 多並列管系では、各流路の出入口ヘッド間の差圧に拘束されるため、各流路の差圧変動は、各流路の入口流速が変化するようにフィードバックされる。

なお、発生機構については、後の5章5.3.1項に、本研究で得た結果を図に示しながら説明している。

不安定流動（流量振動）が生じると、周期的な流量の減少によって、ドライアウト開始点が時間的に変化する。特に、ボイラや原子炉の様な、外部から大きな熱負荷を与える系では、ドライアウトが生じると急激に管壁温度が上昇するため配管損傷の危険がある。このような背景から、ボイラや原子炉を対象に、並列流路にサブクールで流入する系の振動発生限界や振動特性に関する研究が多く行われている。

実験的研究では、有富[32]が大気圧下の水の2並列流路内沸騰上昇流を対象に実験を行い、入口流速が小さいほど、熱流束が大きいほど、また加熱区間が長いほど流量振動が生じやすいことを報告している。さらに、有富[32]は、流量振動の周期について、最も影響を与える因子は流体の加熱部の通過時間であり、振動周期が加熱部の流体通過時間と同じオーダーとなること、さらに熱流束が大きいほど流体の平均速度が大きく、圧力損失の時間遅れが小さくなるため、周期が短くなることを報告している。

また、一般に、入口サブクールを対象とした密度波振動の発生限界線図（安定判別図）は、無次元数のサブクーリング数 N_{sub} およびフェーズチェンジ数 N_{pch} の関係で示されており、その例[10]を、Fig. 1-6に示す。サブクーリング数とフェーズチェンジ数はそれぞれ次式で定義される。

$$N_{\text{sub}} = \frac{(\rho_L - \rho_G)(h' - h_{\text{in}})}{\rho_G \Delta h} \quad (1.1)$$

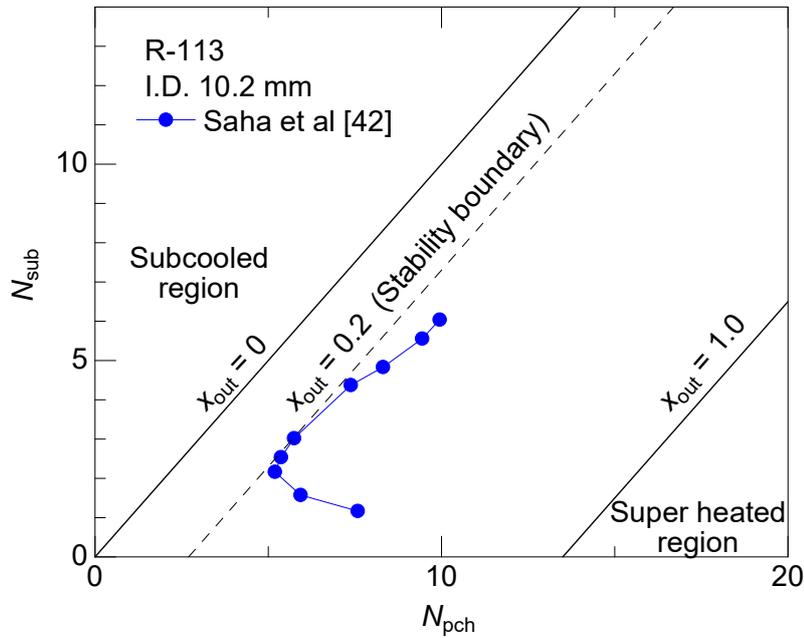


Fig. 1-6 Stability boundary for inlet subcooled condition [10]

$$N_{pch} = \frac{(\rho_L - \rho_G)Q}{\rho_G \Delta h W} \quad (1.2)$$

ここで、

N_{sub}	: サブクーリング数	[-]
N_{pch}	: フェーズチェンジ数	[-]
ρ_L	: 液相密度	[kg/m ³]
ρ_G	: 気相密度	[kg/m ³]
h'	: 飽和液の比エンタルピー	[J/kg]
h_{in}	: 流路入口比エンタルピー	[J/kg]
Δh	: 蒸発潜熱	[J/kg]
Q	: 流体加熱量	[W]
W	: 流体質量流量	[kg/s]

図中のプロットを繋いだ曲線は、曲線より左側が安定流動、右側が不安定流動となることを表す。図に示すように、流量振動が生じるフェーズチェンジ数は、サブクーリング数に対して、極小値を持つことが知られている。また、平均出口クオリティ x_{out} （流量振動が生じないと仮定して見積もられる流路出口クオリティ）一定のプロットは、クオリティごとに右肩上がりの直線で示され、サブクーリング数が大きい領域では、振動発生限界は平均出口クオリティ一定の直線で近似的に表される。図の例では、 $x_{out} = 0.2$ の直線で安定限界が近似される。

また，密度波振動の発生限界を予測するため，数値解析的研究が多く行われている．有富[32]は，2 並列流路内上昇流を対象に，流量振動を予測する解析モデルについて報告している．有富[32]のモデルは，質量保存式とエネルギー保存式をラグランジュ空間で解き，オイラー空間へ移行して運動量保存式を解く手法で，流量振動の予測を可能とした．この手法では，後述する集中定数系のモデルとは異なり，振動発生中に流体エンタルピーが流れ方向に非線形増加する現象を再現できる．有富は，シミュレーションによる検討により，流動安定性を支配する因子は流路出口合流後のクオリティであり，出口クオリティが大きいほど不安定流動が生じやすくなることを報告している．

Clausse and Lahey [33]は，有富[32]とは異なる流量振動モデルについて報告している．また，このモデルは，その後の多くのモデルに応用されている[34-37]．Clausse and Lahey のモデルの概略を Fig. 1-7 に示す．計算領域は，サブクール液加熱区間 L_s ，二相域加熱区間 L_b ，後流側非加熱区間 L_r の 3 区間に分けられ，沸騰開始点までのサブクール領域と加熱区間後流非加熱区間は複数の計算格子に分割される．加熱区間内の二相域区間は 1 つの計算格子で表され，集中定数系として取り扱う．このとき，二相域区間の入口から出口まで質量流量は一定で，エンタルピーは線形上昇すると仮定する．単流路対象ではあるが，流路入口出口の圧力を境界条件として与えることで流量振動を予測することができる．

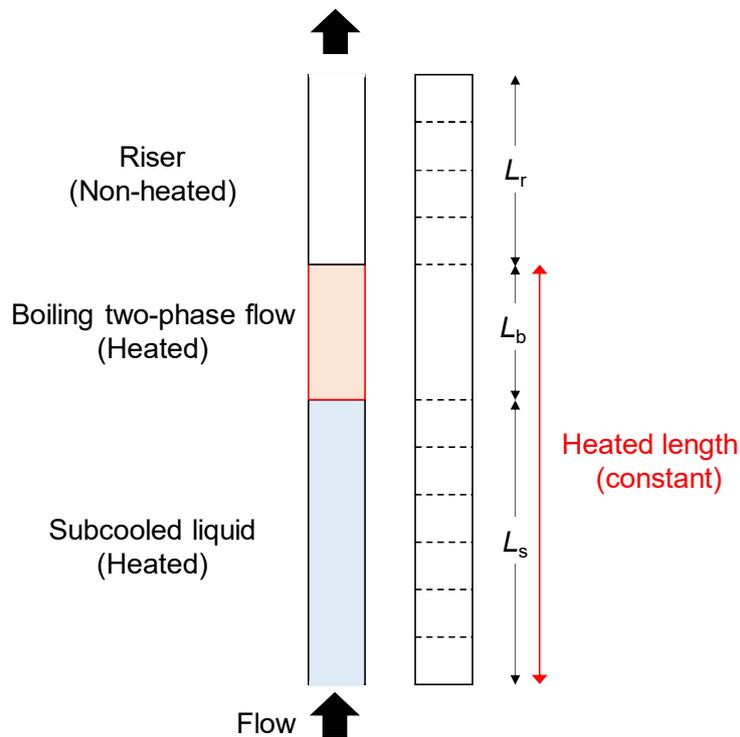


Fig. 1-7 Schematic diagram of the simulation model by Clausse and Lahey [33]

Guo ら[34] は, Clause and Lahey[33]のモデルを, 内径 10 mm の 2 並列流路に拡張して, 加圧水沸騰上昇流で生じる流量振動の発生限界を予測しており. 入口サブクール度が小さいほど, 小さい熱流束で振動が生じることを報告している. 他にも, Zhang ら[35], Libo ら[36], Liu ら[37]などによって, Clause and Lahey[33]のモデルを応用した並列チャンネルの振動解析が行われており, 振動の発生限界等について報告されているが, すべてサブクールで流入する条件を対象としている.

以上のように, 並列流路で生じる密度波振動に関して, いくつかシミュレーションモデルが提案されている. しかしながら, Clause and Lahey[33]のモデルは, その応用研究[34-37]を含めて, 流量振動の発生限界を明らかにすることに目的を絞ってモデル構築しており, 前述したように, 二相域を集中定数近似している. すなわち, 流量振動発生後の加熱区間内の非線形なエンタルピー分布 (クオリティ分布) を再現することができない. したがって, 流量振動によるドライアウト点の変化を, 正確に予測することができない. また, 入口サブクールの系を対象としているため, ヒートポンプ蒸発器のような, 入口二相条件には適用することができない. さらに, 入口流速が負となる, すなわち入口で逆流が生じるような大きな流量振動を再現できない. 一方で, 有富[32]の手法は, 入口二相条件および逆流条件に適用できる可能性があるものの, これらについて検討した研究例は見当たらない.

このように, 従来の流量振動の研究で対象とされてきた条件は限られており, ヒートポンプ蒸発器に相当するような, ①ミニチャンネル, ②入口二相条件, ③流れ方向の伝熱面温度がほぼ一定で熱流束が変化する, ④並列流路間の熱負荷が不均一, といった条件にまで適用できる一般性の高い知見とシミュレーションモデルが求められている.

1.5 本論文の目的と構成

本論文は、流路間の熱負荷が不均一な条件を含めて並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達と流量変動現象を実験によって明らかにすること、また、これらの特性を予測するシミュレーションモデルを開発することを目的としている。前節までに述べたように、これらの特性はこれまでほとんど検討されておらず、明らかにされていない。

本論文は、本章を含めて全 6 章から構成され、続く 2 章以降の目的および内容は以下の通りである。

第 2 章では、内径 1 mm の水平 2 並列ミニチャンネルを対象に、冷媒 HFC32 および HFC134a を用いて実験を行い、流量分配・沸騰熱伝達特性に与える熱負荷不均一度の影響について、平均流量、入口クオリティおよび冷媒物性を変えながら検討する。第 2 章では、直接通電（管内面一様熱流束）で冷媒を加熱しており、クオリティは流れ方向に線形に増加する。実機蒸発器と加熱方式が異なるが、流量分配の基礎特性を明らかにするうえで重要な実験である。初めに、流路間の熱負荷が不均一な場合に生じる流量・クオリティ分配を、流量計を用いずに定量的に推定する方法を検討し、その結果得られた分配特性を考察して、流量分配予測式を作成する。次に、不均一熱負荷時の沸騰熱伝達率について、均一熱負荷時の結果と比較しながら考察し、単一ミニチャンネルの沸騰熱伝達率整理式と上記の流量分配予測式を用いて並列ミニチャンネルの平均熱伝達率を予測する方法を検討する。

第 3 章では、第 2 章と同じ 2 並列ミニチャンネルを対象に、冷媒 R410A を高温流体で加熱する実験、すなわち、2 章の方法と比べてより実機蒸発器に近い加熱方法で実験を行い、その結果について述べる。高温流体の温度を流路ごとに調節し、流路間で冷媒側伝熱面温度に差を与えることで熱負荷を不均一に設定し、熱負荷の不均一度と冷媒への伝熱量（すなわち伝熱性能）の関係を検討する。高温流体で冷媒を加熱する場合（通電加熱と比べれば壁面温度一定とみなせる場合）、ドライアウト開始点より後流では熱伝達率が低下して熱流束が低下する。ヒートポンプ蒸発器の性能はドライアウト域の大きさにより大きく変化するため、本実験結果に基づく検討は重要である。

第 4 章では、本論文で最も重要な、並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達特性および流量分配を予測するシミュレーションモデルについて、モデルの説明と、シミュレーション結果の考察を行う。本モデルは、各流路の計算には単一流路対象の圧力損失予測式と沸騰熱伝達整理式を用い、別に並列流路間の相互作用を計算することで流量分配を含む沸騰熱伝達性能を予測するモデルであり、ヒートポンプ蒸発器の開発・設計に非常に有用である。4 章では、本モデルによる加熱区間流れ方向のクオリティ・熱伝達率の変化、流量分配の予測結果を示し、3 章の実験結果と比較することによってモデルの妥当性を検証する。また、実機蒸発器に近い 10 並列ミニチャンネルを対象とした計算を行い、並列流路間の熱負荷分布が熱伝達特性に与える影響を明らかにする。

第 5 章では、4 章と同じシミュレーションモデルを用いて、並列ミニチャンネルで生じる不安定流動現象に着目して検討を行う。2~4 章での実機蒸発器を想定した流入条件では、特に入口クオリティが 0.1~0.2 程度と比較的高いことにより、不安定流動は生じなかった。しかしながら、強制循環ループを用いた蒸発管の基礎研究や、実機でも凝縮器後流にサブクーラーをおいて蒸発器入口クオリティを下げる場合など、蒸発管入口クオリティが低下すると流動振動が生じる可能性があるが、これまで入口二相条件での流量振動の発生限界を明らかにした研究はない。1.4 節で述べたように、流量振動が生じると、沸騰熱伝達性能の低下を引き起こす恐れがあるため、このことに関する検討は非常に重要である。5 章では、流量振動の実験結果と計算結果を比較してモデルの妥当性を検証する。さらに、流量振動の発生限界と平均流量、入口クオリティおよび熱負荷の不均一度の関係について検討し、流量振動が熱伝達特性に与える影響について考察する。

第 6 章では、本論文各章の結論を再度まとめ、総括する。

第 2 章

流量分配および沸騰熱伝達特性に関する直接通電加熱実験

2.1 概説

本章では，並列ミニチャンネルにおいて，流路間の熱負荷が不均一な条件下での気液二相流量分配および沸騰熱伝達の基礎特性を明らかにするため，2 並列ミニチャンネルを用いて実験を行い，流量分配・沸騰熱伝達特性に与える熱負荷の不均一度，平均流量，入口クオリティおよび冷媒物性の影響について議論する．本章で示す実験は，各流路の加熱を直接通電加熱（管内面一様熱流束）で行った．測定データをもとに，流路間の熱負荷が不均一な場合に生じる流量・クオリティ分配を，流量計を用いずに定量的に推定する方法を検討し，その結果得られた分配特性を考察して，流量分配予測式を作成した．次に，不均一熱負荷時の沸騰熱伝達率について，均一熱負荷時の結果と比較しながら考察し，従来の単一ミニチャンネルの沸騰熱伝達整理式および上記の流量分配予測式を用いて，並列ミニチャンネルの平均熱伝達率を予測する方法を検討した．

2.2 実験装置および実験方法

2.2.1 実験装置

本実験で使用した強制循環テストループの概略を Fig. 2-1 に示す．試験冷媒は，液単相状態で循環ポンプを出て，質量流量と温度・圧力を測定された後，プレヒータで所定のクオリティまで加熱され，2 並列流路のテストセクションに分岐して流入する．その後，テストセクションを出て合流し，凝縮器を経て循環ポンプに戻る．試験冷媒の圧力は，凝縮器内の冷媒を冷却するブラインの温度を調節して制御した．

テストセクションの概略を Fig. 2-2 に示す．テストセクションは，同一水平面上で左右対称に設置された 2 並列流路で，共に内径 1.0 mm，外径 1.4 mm，全長 1040 mm の銅製円管である．T 字分岐部（Fig. 2-2 中の太線部）は，流路内径 2 mm である．Fig. 2-2 に示すように，分岐前と合流後の差圧ならびに合流後の圧力を測定した．加熱区間は各流路中央部の 800 mm で，交流電源による直接通電加熱を行った．また，各流路の加熱区間内流れ方向 4 点の管側部に熱電対をスポット溶接し，管外壁温度を測定した．なお，プレヒータおよびテストセクションは，断熱材で覆ったうえで，冷媒の蒸発温度に近い温度に保たれた恒温室内に設置することで，周囲空気との熱交換を抑制した．

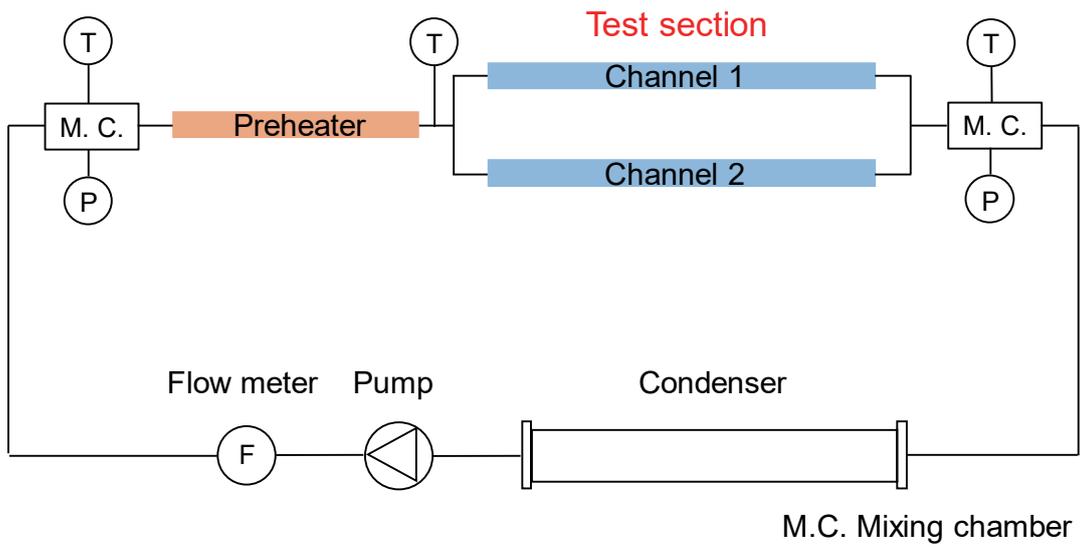


Fig. 2-1 Schematic diagram of the test loop

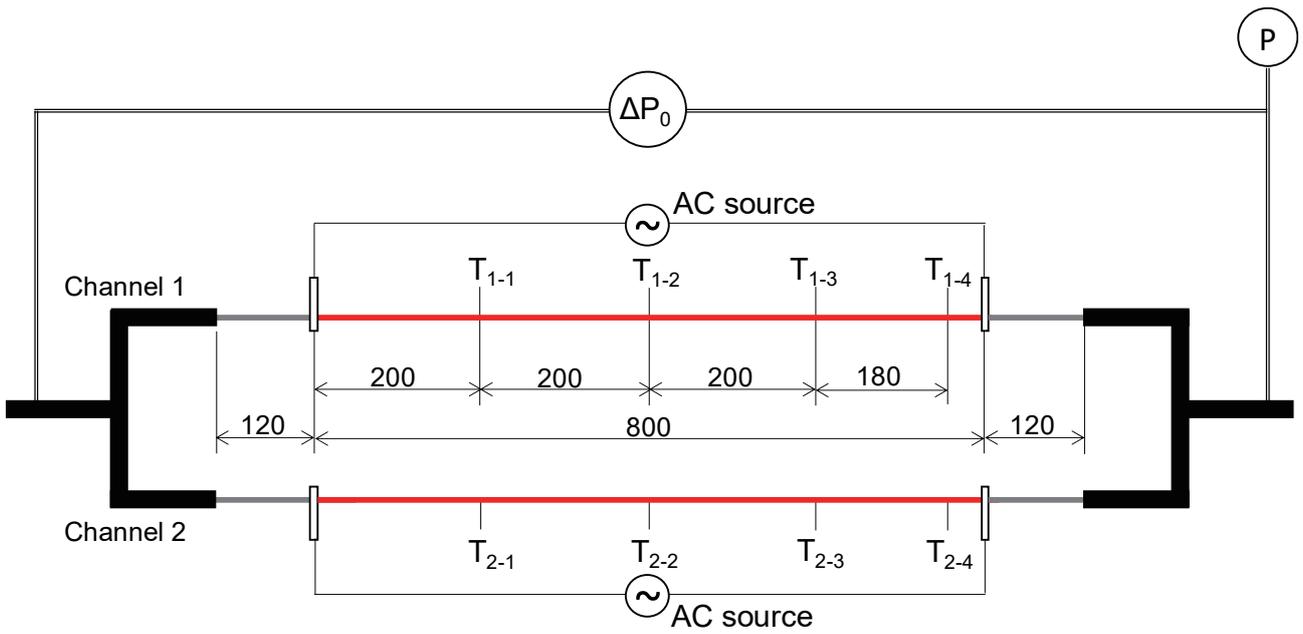


Fig. 2-2 Schematic diagram of the test section

2.2.2 実験方法

実験では、テストセクションに冷媒を気液二相状態で流入させ、流路間で熱流束を均一あるいは不均一として、各測定項目の測定を行った。計測は、全測定項目が定常（ドライアウト発生により壁温が周期的に変化する場合は準定常状態）となつてからサンプリング数 10 Hz 程度で 30 秒以上行い、その時間平均を代表値とした。

以下に、各測定項目について、データ取得方法およびデータ整理方法を示す。

(a) 冷媒圧力の測定

プレヒータ入口圧力、テストセクション出口圧力の測定は圧力伝送器、テストセクション差圧の測定は差圧伝送器を用いて行った。

(b) 冷媒流量の測定

冷媒流量の測定には、コリオリ式質量流量計を用いた。また、冷媒の 2 流路平均質量速度 G_{ave} は以下の式で求めた。

$$G_{ave} = \frac{W}{2A_{c,r}} \quad (2.1)$$

ここで

G_{ave}	: 冷媒の 2 流路平均質量速度	[kg/(m ² ·s)]
W	: 冷媒の 2 流路合計質量流量	[kg/s]
$A_{c,r}$: 冷媒 1 流路の流路断面積	[m ²]

(c) テストセクション管外壁温度および冷媒温度の測定

テストセクションの管外壁温度は、T 型熱電対（直径 0.08 mm の素線）をスポット溶接して測定を行った。また、プレヒータ入口・テストセクション出口の各混合室における流体温度の測定には、T 型シース熱電対（シース径 1.6 mm）を使用した。実験で用いた全ての熱電対は、恒温槽と標準温度計（白金測温抵抗体）を用いて検定を行い、測定誤差 ±0.13 K 以下の検定曲線を作成して使用した。また、本実験で最も重要な冷媒と管壁の温度差は、後述 2.2.4 節(f)に示す飽和状態の冷媒を用いた検定により、±0.025 K 以内で評価される。

(d) プレヒータおよびテストセクションにおける加熱量の測定

プレヒータおよびテストセクションでの冷媒加熱は、交流電源を用いて直接通電加熱を行った。通電電力（加熱量）は、データロガーに含まれる電流・電圧入力モジュールで測定した電流と電圧の積から算出した。

(e) 測定機器の仕様と測定誤差

測定機器の仕様および測定誤差を、まとめて Table 2-1 に示す。

Table 2-1 Measurement errors

Measurement item	Measuring instrument	Measurement error
Absolute pressure	Pressure transducer	±0.25%
Differential pressure	Differential pressure transducer	±0.1 kPa
Mass flow rate	Mass flow meter	±0.075 g/min [G_{ave} : ±0.8 kg/(m ² ·s)]
Refrigerant temperature	T-type thermocouple	±0.13 K
Wall temperature	T-type thermocouple	±0.13 K
Voltage at the preheater and test section	Volt meter	±0.2%
Current at the preheater and test section	Ampere meter	±0.2%

2.2.3 テストセクション分岐前クオリティの算出

(a) プレヒータにおけるヒートゲイン/ロス検定

テストセクションで2流路に分岐する前のクオリティ（以下、分岐前クオリティと称す）を算出するためには、プレヒータでの冷媒のエンタルピー上昇量を正確に見積もる必要がある。そのため、プレヒータでの電気加熱による熱入力のみならず、プレヒータ入口混合室からテストセクション入口分岐部までに、周囲空気との温度差によって交換される小さな交換熱量（ヒートゲイン/ロス）も考慮した。ヒートゲイン/ロスを見積もる検定試験では、プレヒータからテストセクション入口まで冷媒を液単相状態に保って流動させ、周囲空気の温度を変化させながら、冷媒のエンタルピー上昇量をもとにヒートゲイン/ロス $Q_{gain/loss,PH}$ を算出した。その結果をもとに、周囲空気温度 T_{air} とプレヒータ内の冷媒平均温度 $(T_{TS,in} + T_{PH,in})/2$ の温度差に対して、有次元のヒートゲイン/ロス検定式を次式のように作成した。

$$Q_{gain/loss,PH} = 0.0377 \left(T_{air} - \frac{T_{PH,in} + T_{TS,in}}{2} \right) \quad (2.2)$$

ここで、

$Q_{gain/loss,PH}$: プレヒータでのヒートゲイン/ロス	[W]
T_{air}	: 周囲空気温度	[K]
$T_{PH,in}$: プレヒータ入口混合室温度	[K]
$T_{TS,in}$: テストセクション分岐前非加熱部管壁温度	[K]

(b) 分岐前クオリティの算出

プレヒータ入口混合室で測定した液単相冷媒の圧力と温度から比エンタルピー $h_{PH,in}$ を決定し、プレヒータでの通電加熱量 Q_{PH} とヒートゲイン/ロス $Q_{gain/loss, PH}$ からエンタルピー上昇量を計算することで、次式に示すようにテストセクション分岐前の比エンタルピー $h_{TS,in}$ を算出した。

$$h_{TS,in} = h_{PH,in} + \frac{Q_{PH} + Q_{gain/loss, PH}}{W} \quad (2.3)$$

ここで、

$h_{TS,in}$: テストセクション分岐前の冷媒比エンタルピー	[J/kg]
$h_{PH,in}$: プレヒータ入口での冷媒比エンタルピー	[J/kg]
Q_{PH}	: プレヒータ通電加熱量	[W]

Eq. (2.3)より求めた比エンタルピー $h_{TS,in}$ を用いて、Eq. (2.4)より、テストセクション分岐前の熱力学的平衡クオリティ（分岐前クオリティ） x_{in} を算出した。

$$x_{in} = \frac{(h_{TS,in} - h')}{\Delta h} \quad (2.4)$$

ここで、

x_{in}	: テストセクション分岐前クオリティ	[-]
h'	: 飽和液の比エンタルピー	[J/kg]
Δh	: 蒸発潜熱	[J/kg]

分岐前クオリティの算出誤差は、ヒートゲイン/ロスの見積もり誤差を考慮しても、0.002 以下と小さい。

また、テストセクション加熱区間の局所クオリティ（局所エンタルピー）は、各流路の通電加熱量、流量および入口クオリティから求められるが、本実験では、分岐した後の各流路の流量と入口クオリティを直接測定していないため、これらは推定して決定した。その方法は、後述の 2.3.2 節で説明する。

また、以後取り扱うクオリティは、全て熱力学的平衡クオリティである。

2.2.4 局所熱伝達率の算出

(a) テストセクションにおけるヒートゲイン/ロス検定

テストセクションでの加熱量を正確に見積もるため、前節に示したプレヒータのヒートゲイン/ロスの検定と同様に、テストセクション入口からテストセクション出口部混合室までのヒートゲイン/ロス $Q_{gain/loss, TS}$ の検定試験を行った。プレヒータの試験と同様に、冷媒をテストセクション入口から出口まで液単相状態で流動させ、周

囲空気温度を変化させながらヒートゲイン/ロスの測定を行い，周囲空気温度 T_{air} と流体のテストセクション入口出口平均温度 $(T_{\text{TS,in}} + T_{\text{TS,out}})/2$ の温度差との関係から，有次元のヒートゲイン/ロス検定式を次式のように作成した．

$$Q_{\text{gain/loss,TS}} = 0.55 \left(T_{\text{air}} - \frac{T_{\text{TS,in}} + T_{\text{TS,out}}}{2} \right) \quad (2.5)$$

ここで，

$$\begin{aligned} Q_{\text{gain/loss,TS}} &: \text{テストセクションのヒートゲイン/ロス} && [\text{W}] \\ T_{\text{TS,out}} &: \text{テストセクション出口混合室温度} && [\text{K}] \end{aligned}$$

なお，上式で算出されるヒートゲイン/ロスは2流路合計の値である．2流路それぞれ同様に断熱材を設置しているので，1流路あたりのヒートゲイン/ロスは，Eq. (2.5)より求まる値の半分とした．

(b) 管内面平均熱流束の算出

各流路の加熱部管内面平均熱流束 q_n は，通電加熱量 Q_n およびテストセクションでのヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,TS}}$ を考慮して，次式より算出した．

$$q_n = \frac{Q_n + \frac{Q_{\text{gain/loss,TS}}}{2} \times \frac{800}{1080}}{\pi DL} \quad (2.6)$$

ここで，

$$\begin{aligned} \text{添字 } n &: \text{流路番号, 1 or 2} \\ q &: \text{管内面熱流束} && [\text{W/m}^2] \\ Q &: \text{通電加熱量} && [\text{W}] \\ D &: \text{管内径} && [\text{m}] \\ L &: \text{加熱区間距離} && [\text{m}] \end{aligned}$$

(c) 管内面温度の算出

本実験では，熱伝導率が比較的大きい銅管を使用しているため，管内外の温度差は非常に小さいと考えられる．このことについて，榎木[16]は，本実験で用いたものと同じ銅製円管について管内外面温度差を見積もっており，熱流束が 24 kW/m^2 と大きい場合であっても，温度差は 0.015 K と小さいことを報告している．本実験の最大熱流束は 8.6 kW/m^2 であるので，管内外面温度差は最大でも 0.006 K 程度と見積もられる．この温度差は無視できるほど小さい（熱伝達率の算出値に与える影響は1%以下である）ので，管内面温度 T_w には，管外壁面温度の測定値をそのまま使用した．

(d) 局所流体飽和温度の算出

本実験では、純冷媒の HFC32 と HFC134a を用いており、加熱区間内温度測定断面における局所流体飽和温度は、同位置の局所圧力から、NIST の REFPROP Ver. 9.1[38]を用いて算出した。局所圧力は、テストセクションの出口圧力とテストセクション入口出口間の差圧測定値をもとに、テストセクション内の圧力分布を直線近似することで求めた。

(e) 局所熱伝達率の算出

上述した管内面平均熱流束 q_n 、局所管内面温度 T_w および局所流体飽和温度 T_{sat} より、壁温測定断面における流れ方向局所の熱伝達率 α を次式で算出した。

$$\alpha = \frac{q_n}{T_w - T_{sat}} \quad (2.7)$$

ここで、

α	: 局所熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
T_w	: 局所管内面温度	[K]
T_{sat}	: 局所流体飽和温度	[K]

(f) 飽和検定および局所熱伝達率算出誤差

熱伝達率を正確に求めるためには、特に、管内面温度と流体飽和温度の差 $T_w - T_{sat}$ を精度良く見積もることが重要である。そこで、気液二相状態の冷媒を非加熱のテストセクションに流動させて管外壁温度を測定し、局所圧力から求まる流体飽和温度の算出値と比較した。このとき、テストセクションを十分に断熱していれば、管外壁温度測定値と流体飽和温度はほぼ等しくなるため、飽和温度の算出値を基準に、管外壁温度を測定する熱電対の校正を行った。この校正により、差圧計・圧力計の測定誤差を含めて、管内面温度と流体飽和温度の誤差は最大でも ± 0.025 K 以内で見積もられる。

飽和検定の結果、局所熱伝達率の誤差は $\pm 2 \sim 11\%$ の範囲で見積もられ、熱流束が小さく熱伝達率が高い条件で誤差が最大となる。なお、後に示す沸騰実験は複数回行い、熱伝達率の測定値は、上記の測定誤差より小さい $\pm 5\%$ 以内でほぼ再現することを確認した。

2.2.5 予備実験

(a) 液単相加熱実験

実験装置の健全性を確認するために、沸騰熱伝達実験に先立って、液体単相加熱実験を行い、通電加熱量と流体エンタルピー上昇量のバランスを確認するとともに、得られた熱伝達率を単相流の熱伝達整理式と比較した。実験ではレイノルズ数が、

1560 程度となるように流速を設定し，比較には，管内層流対象で加熱開始点近傍から計算可能な Churchill-Ozoe の式[39]を用いた． Churchill-Ozoe の式を以下に示す．

$$Nu = 5.36 \left[1 + \left(\frac{70z/D}{RePr} \right)^{-1.11} \right]^{0.3} - 1 \quad (2.8)$$

ここで，

Nu	: 局所ヌセルト数 $\alpha D / \lambda_L$	[-]
z	: 加熱開始点からの距離	[m]
Re	: レイノルズ数 GD / μ_L	[-]
Pr	: プラントル数 $\mu_L c_{p,L} / \lambda_L$	[-]

実験結果と Churchill-Ozoe の式による計算値の比較を Fig. 2-3 に示す． 図の縦軸は熱伝達率 α ，横軸は加熱区間流れ方向距離 z である． 2 流路の同じ流れ方向位置での局所熱伝達率は 10%以内の差異でよく一致し，それぞれ， Churchill-Ozoe の式と $\pm 9\%$ 以内で一致することを確認した．

また，通電電力が確実に試験冷媒に伝わっているかを確認するために，流体温度上昇量からエンタルピー上昇量を算出し，通電電力から見積もられるエンタルピー上昇量と比較して，ヒートバランスの良否を検討した． その結果，両者は 3.5%以内の差異で一致することを確認し，ヒートバランスが良好であることを確認した．

以上のように，実験装置の信頼性が確認された．

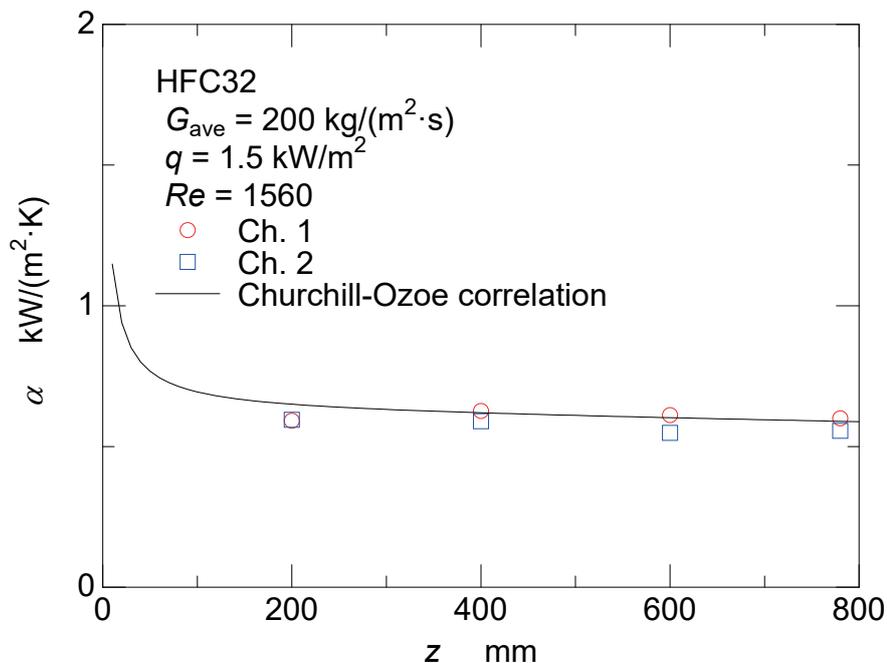


Fig. 2-3 Comparison of measured liquid single-phase heat transfer coefficient with calculation by the Churchill-Ozoe correlation [39]

(b) 2 流路の対称性確認実験

2 流路に均一な熱負荷を与えた場合、気液二相状態の冷媒が均等に分配されるか確認を行った。実験では、分岐前クオリティを 0.1 の二相状態とし、2 流路に均一熱流束を与えて 2 流路の局所熱伝達率を比較した。Fig. 2-4 に、2 流路の平均質量速度 50 と 100 kg/(m²·s) の条件について、それぞれ 3.5 と 7.0 kW/m² の均一熱流束を与えた場合の各流路の熱伝達率 α と加熱区間流れ方向位置 z の関係を示している。いずれの平均質量速度でも、局所熱伝達率は 2 流路で流れ方向に同じ変化をしていることが確認できる。すなわち、均一熱負荷時には、入口分岐部で気液各相が流路間でほぼ均等に分配されており、流路間で質量流量と入口クオリティがほぼ等しいことが確認された。

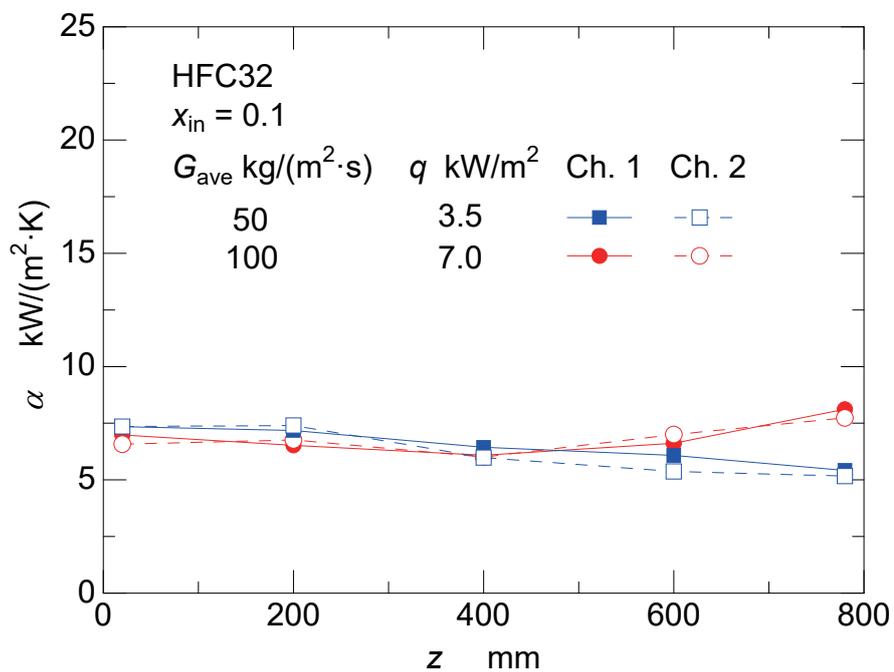


Fig. 2-4 Comparison of measured boiling heat transfer coefficients between Channel 1 and Channel 2 under equal heat flux condition

2.2.6 実験条件

本章では、大きく分けて2種類の実験を行った。それぞれの実験条件を以下に示す。

(a) 流量分配および各流路の熱伝達率に関する実験

2.3~2.4.1節に示す、流量分配および各流路の熱伝達率に関する実験の実験条件をTable 2-2に示す。試験冷媒にはHFC32とHFC134aを用い、飽和温度は10 °Cとした。2流路の平均質量速度 G_{ave} は、HFC32では50, 100 kg/(m²·s)の2条件、HFC134aでは100 kg/(m²·s)とした。分岐前クオリティ x_{in} は、0.1, 0.2の2条件である。Channel 1の熱流束 q_1 は常に一定とし、Channel 2の熱流束 q_2 を q_1 と同じ値から段階的に低下させることで、不均一な熱負荷条件を与えた。

なお、各流路の出口クオリティは、いずれの平均流量・分岐前クオリティ条件においても、Channel 2の熱流束 q_2 が、Channel 1の熱流束 q_1 と等しく最大となる場合に0.85程度となる。また、飽和温度10 °Cにおける冷媒の蒸発潜熱は、HFC32の298.92 kJ/kgに対して、HFC134aでは190.74 kJ/kgと小さいため、HFC134aに与えた熱流束は、HFC32に比べて小さい。

Table 2-2 Experimental conditions for experiments shown in section 2.3~2.4.1

Fluid	HFC32				HFC134a	
Saturation temperature T_{sat} , °C	10				10	
Channel averaged mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	50		100		100	
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	0.1	0.2	0.1	0.2	0.1	0.2
Channel 1 heat flux q_1 , kW/m ²	3.5	3.0	7.0	6.0	4.5	4.0
Channel 2 heat flux q_2 , kW/m ²	1.5 ~ 3.5	1.5 ~ 3.0	2.0 ~ 7.0	2.0 ~ 6.0	1.5 ~ 4.5	1.5 ~ 4.0
Heat flux ratio q_2/q_1	0.43 ~ 1.0	0.5 ~ 1.0	0.29 ~ 1.0	0.33 ~ 1.0	0.33 ~ 1.0	0.38 ~ 1.0

(b) 2 流路の全平均熱伝達率に関する実験

2.4.2 節に示す, 2 流路の全平均熱伝達率に関する実験の実験条件を Table 2-3 に示す. 試験冷媒は HFC32, 飽和温度は 10 °C である. 質量速度は 50 と 100 kg/(m²·s) の 2 条件, 分岐前クオリティ x_{in} は, 0.1 と 0.2 の 2 条件で, 計 4 通りの組み合わせで実験を行った.

熱流束は, Channel 1 と Channel 2 の算術平均熱流束 q_{ave} を一定に保ちながら, q_1 を増大, q_2 を減少させて不均一な熱負荷条件を与えた. Table 2-3 中に, 平均質量速度・分岐前クオリティの条件ごとに, q_{ave} の範囲を示している. また, 2 流路の熱流束比 q_2/q_1 は 1.0 から 0.2 までの範囲で変化させた.

Table 2-3 Experimental conditions for experiments shown in section 2.4.2

Fluid	HFC32			
Saturation temperature T_{sat} °C	10			
Channel averaged mass velocity G_{ave} kg/(m ² ·s)	50		100	
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	0.1	0.2	0.1	0.2
Channel averaged heat flux q_{ave} kW/m ²	2.5~3.5	2.0~3.0	4.5~7.0	4.0~6.0
Heat flux ratio q_2/q_1	0.2~1.0			

2.3 流量の不均一分配特性

本節では、流路間の熱負荷が不均一な場合に生じる流量の不均一分配に関して、流量分配量の定量的な推定方法および推定により得られた分配特性を示す。

2.3.1 不均一熱負荷条件下の管外壁温度変化

流路間の熱負荷が不均一の場合に流量分配が生じることについて、壁温変化から検討した。Fig. 2-5 に、Channel 1 と 2 のそれぞれ最下流位置に取り付けた管外壁温度 T_{1-4} と T_{2-4} の時間平均値を Channel 2 の熱流束 q_2 に対してプロットして示す。冷媒は HFC32 で、平均質量速度は $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、分岐前クオリティ x_{in} は 0.1、Channel 1 の熱流束 q_1 は $7.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ で一定である。図中のプロットに付したバーは、計測時間中の温度の時間変化幅を表す。前述したように、 q_1 と q_2 が $7.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の均一熱負荷時には、各流路の加熱区間出口クオリティは 0.85 程度と見積もられ、管壁温度は飽和温度 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ に近い値を示し時間変化幅も小さい。すなわち、冷媒側の熱伝達率が大幅に悪化して壁温が急上昇するドライアウトは、ほとんど生じていないと考えられる。2 流路の熱負荷が等しい状態から、Channel 2 の熱流束 q_2 を減少させると、Channel 1 の熱流束 q_1 は一定にも関わらず、Channel 1 の最下流管壁温度 T_{1-4} の平均値と最大値がともに上昇している。特に、 $q_2 = 2 \text{ kW}/\text{m}^2$ では、計測時間中の壁温最大値が飽和温度より 9 K ほど高い値を示した。すなわち、管内熱伝達率は蒸気単相の値近くまで低下しており、周期的にドライアウトが発生していると考えられる。

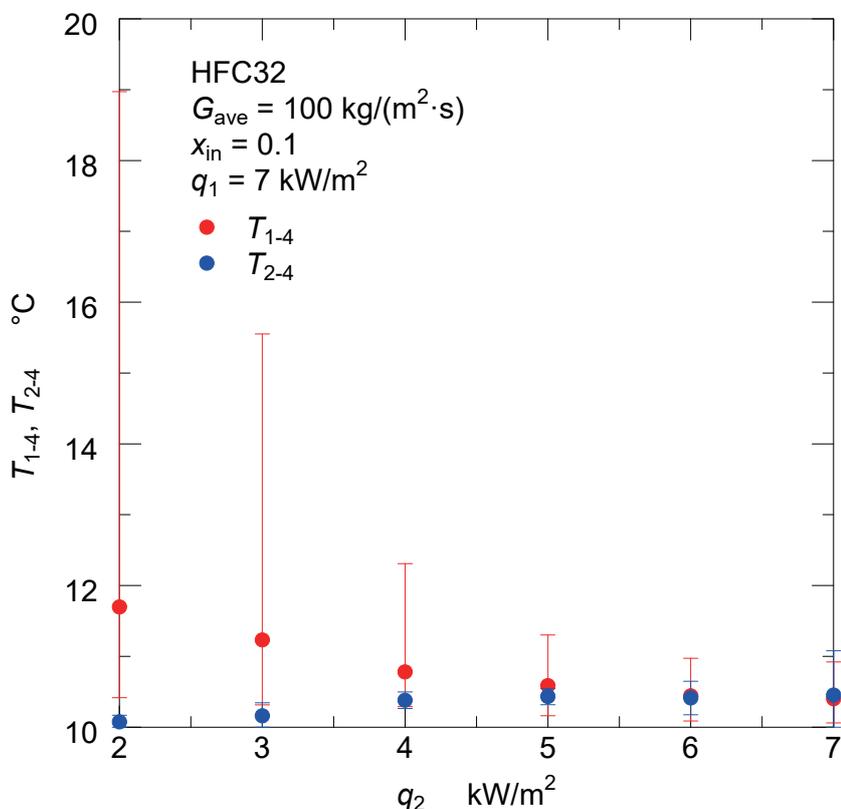


Fig. 2-5 Changes of the most downstream wall temperatures with the Channel 2 heat flux

また、 $q_2 \leq 5 \text{ kW/m}^2$ でみられる q_2 低下に伴う最大壁温の上昇は、周期的ドライアウトの発生時間割合が徐々に増加しているためと推測される。一方で、Channel 2 の管壁温度 $T_{2,4}$ は、 q_2 の低下とともに減少して飽和温度の値に近づき、時間変化幅も減少した。この q_2 の低下に伴う Channel 1 下流のドライアウト発生は、熱負荷が大きい Channel 1 で流量が減少し、出口側のクオリティが上昇したことが原因と考えられる。すなわち、2 流路間の熱負荷が不均一になったことにより、流量の不均一分配が生じたことが予想される。

2.3.2 流量分配およびクオリティ分配の推定

本実験で加熱区間局所のクオリティを算出するためには、各流路の熱流束に加えて、各流路の流量と入口クオリティを決定する必要がある。前節で示したように、不均一熱負荷条件下では、流量の不均一分配が生じる。このとき、流体が分岐部で気液二相状態の場合、気液各相がそれぞれ不均一に分配され、各流路の入口クオリティが互いに等しくならぬと考えられる[29など]。しかしながら、本実験では、各流路の流量および入口クオリティを直接測定していない。そのため、それらを同時に推定する方法を検討した。以下にその方法を説明する。

不均一熱負荷条件下では、以下 3 つの質量流量と圧力損失の制約条件を満足するように、流量が 2 流路に分配される。(1) 分岐前と分岐後で気液二相流の全質量流量が保存される。(2) 分岐前後で、気相・液相の質量流量がそれぞれ保存される。これは、全質量流量の保存を満足する。(3) 定常状態では、入口・出口ヘッダを共有する 2 流路の圧力損失は等しい。分岐後の各流路の流量と入口クオリティの 4 つの未知数 $G_1, G_2, x_{in1}, x_{in2}$ を決定するためには、上記 3 つの制約条件の他に、もう 1 つ別の条件が必要になる。

まず初めに、分岐前クオリティが 2 流路へ等しく分配されると仮定し、全質量流量のみが不均一に分配される場合について検討する。この場合、未知数は G_1, G_2 の 2 つなので、これらは上記制約条件(1), (3)から決定できる。Fig. 2-6 に、Channel 1 の熱流束 $q_1 = 7.0 \text{ kW/m}^2$ 、Channel 2 の熱流束 $q_2 = 3.0 \text{ kW/m}^2$ における Channel 1 と 2 の圧力損失 ΔP と質量速度 G の関係をそれぞれ示す。分岐前後のクオリティは等しく $x_{in} = x_{in1} = x_{in2} = 0.1$ とし、各流路の圧力損失は、内径 1 mm の単一円管における HFC32 の断熱気液二相流圧力損失の実験値[17]の再現式を作成（付録 A 参照）して見積もった。一般に、熱流束が大きいほど、摩擦圧力損失勾配の大きい高クオリティの寄与が大きくなるため圧力損失が増大し、この傾向は Fig. 2-6 から確認できる。各流路の入口クオリティが等しいと仮定しておけば、平均流量が $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ で一定のもと、圧力損失が等しくなるように各流路の流量が変化し、Channel 1 の質量速度は $85.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、Channel 2 の質量速度は $114.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と予測される。すなわち、熱負荷が大きい流路の流量が、熱負荷の小さい流路のそれと比べて小さくなる。これが、不均一な流量分配の主なメカニズムである。しかしながら、実際には、流量の不均一分配が生じると、クオリティの不均一分配も生じる。T 字分岐管の実験[29など]によれば、流量が減少する流路のクオリティが、もう一方の流路と比べて小さ

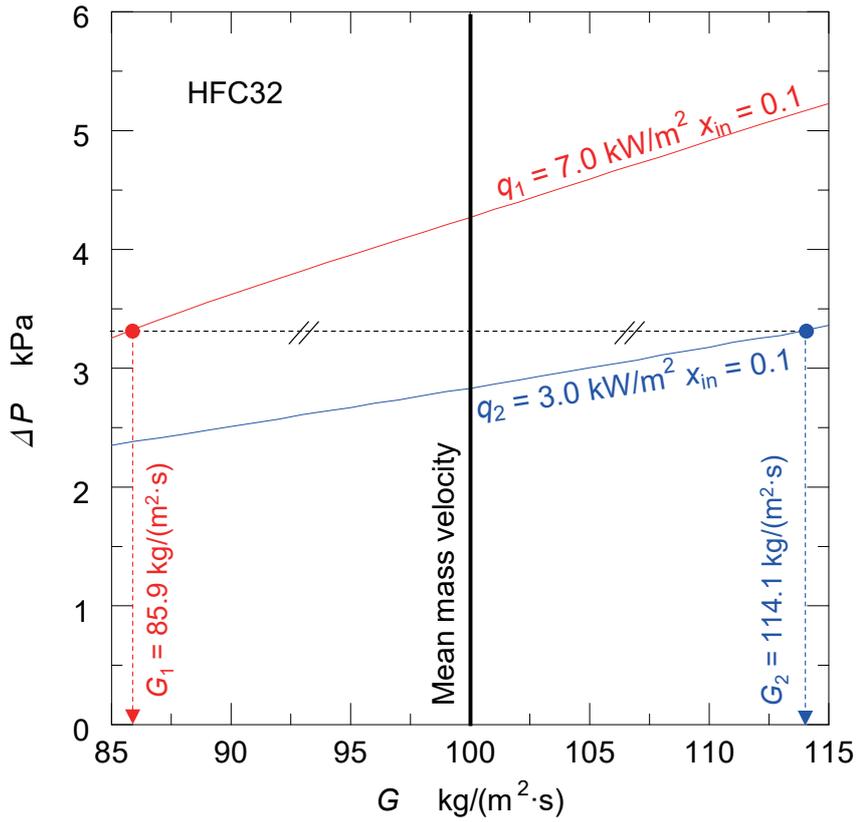


Fig. 2-6 Flow maldistribution mechanism in unequally heated condition

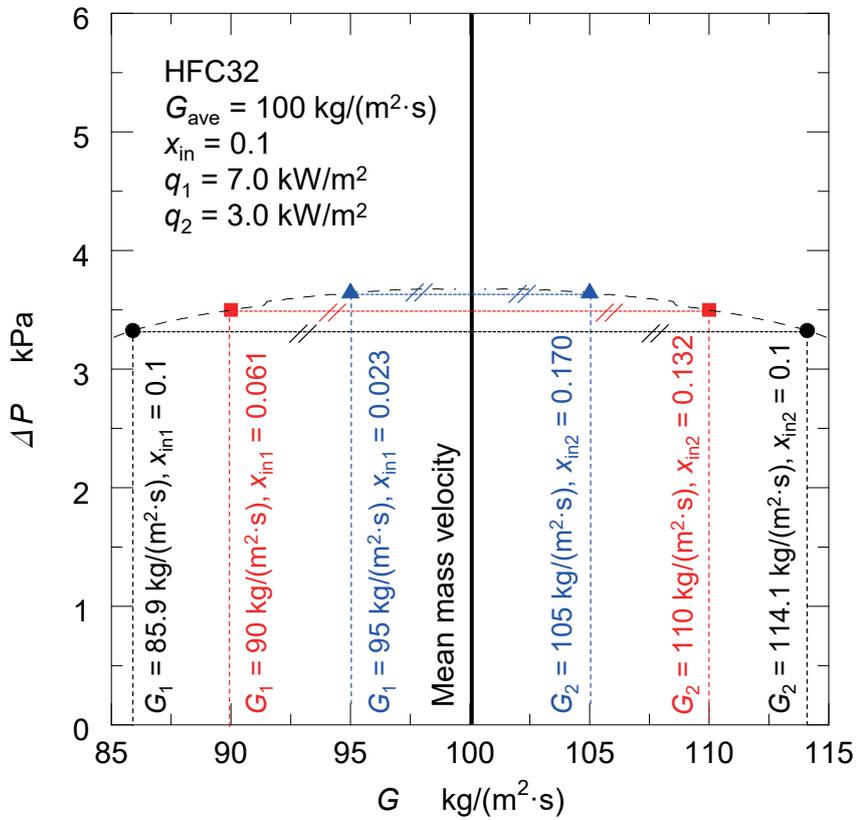


Fig. 2-7 Candidates of mass velocities and inlet qualities in the respective channels that could be taken for the present test section

くなることが報告されている。Channel 1 の入口クオリティが減少して Channel 2 の入口クオリティが増加した場合に、釣り合う圧力損失と各流路の質量速度がどのように変化するか、Fig. 2-7 に、破線および 3 通りの例をプロットして示す。図に示すように、クオリティの均等分配を仮定した場合と比べて 2 流路の圧力損失は増大し、流路間の流量差は小さくなる傾向が認められる。すなわち、入口クオリティの変化により流路間の圧力損失差が小さくなる傾向にあるため、結果的に流量差が小さくなる。このように、上記 3 つの制約条件と圧力損失予測式から、取りうる各流路の流量・入口クオリティ $G_1, G_2, x_{in1}, x_{in2}$ の組み合わせが、Fig. 2-7 中の破線上に無数に求められる。

ここで、原理的には、破線上の圧力損失計算値を、同じ熱流束条件における実験の差圧測定値と比べることで、流量・入口クオリティ分配を決定できる。しかしながら、Fig. 2-7 中に示すように、入口クオリティの変化に対する圧力損失の変化が小さいため、推定誤差がかなり大きくなる。

そこで、以下に示すように、上記 3 つの制約条件に加えて、差圧測定値とは別の制約条件を 1 条件加えることで、各流路の流量 G_1, G_2 と入口クオリティ x_{in1}, x_{in2} を決定した。初めに、平均流量 G_{ave} 、分岐前クオリティ x_{in} および熱負荷条件 q_1, q_2 ごとに、本実験装置で取りうる $G_1, G_2, x_{in1}, x_{in2}$ の組み合わせを算出し、それぞれについて Channel 1 と 2 の局所熱伝達率 α と局所クオリティ x の関係を算出してプロットする。次に、それぞれの流路で、同じ熱流束の均一熱負荷条件下で得られた熱伝達率とクオリティの関係と、プロットを重ねて比較する。均一熱負荷時には、各流路の流量および入口クオリティがほぼ等しくなるため、正しい局所熱伝達率とクオリティの関係が求められる。そして、不均一熱負荷条件で求めた関係の中から、均一熱負荷時の結果と最もよく一致するときの流量 G_1, G_2 と入口クオリティ x_{in1}, x_{in2} を、正しい組み合わせとして決定した。

上記の決定プロセスの一例を、Fig. 2-8 に示す。左図に Channel 1、右図に Channel 2 における比較を示し、条件は、HFC32, $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.1$, $q_1 = 7.0 \text{ kW}/\text{m}^2$, $q_2 = 3.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ である。黒い記号および実線で示すように、均一熱負荷時条件では、熱流束一定のもとで、平均流量を変化させてデータを複数取得した。Channel 1 では $75 \sim 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、Channel 2 では $100 \sim 125 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の範囲であり、どちらの流路でも、この程度の流量変化が熱伝達率に与える影響は小さい。不均一熱負荷条件では、取りうる 4 通りの流量と入口クオリティの組み合わせについて計算値をプロットしている。結果として、赤四角の記号で示す $(G_1, G_2, x_{in1}, x_{in2}) = (88, 112, 0.078, 0.117)$ のとき、均一熱負荷時の結果と最もよく一致し、特に、Channel 1 でドライアウトが生じている高クオリティ 0.9 近傍でよい一致を示した。したがって、本条件では、この流量と入口クオリティの組み合わせを正しい値として決定した。

他の平均流量、分岐前クオリティおよび熱流束条件についても、同様に比較用の均一熱負荷条件下のデータを取得して比較を行い、流量とクオリティの分配量を決定した。全般に、流量の推定誤差は最大 $\pm 3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以下、入口クオリティの推定誤差は最大 ± 0.015 以下と見積もられた。しかしながら、流路間の熱流束差が小さ

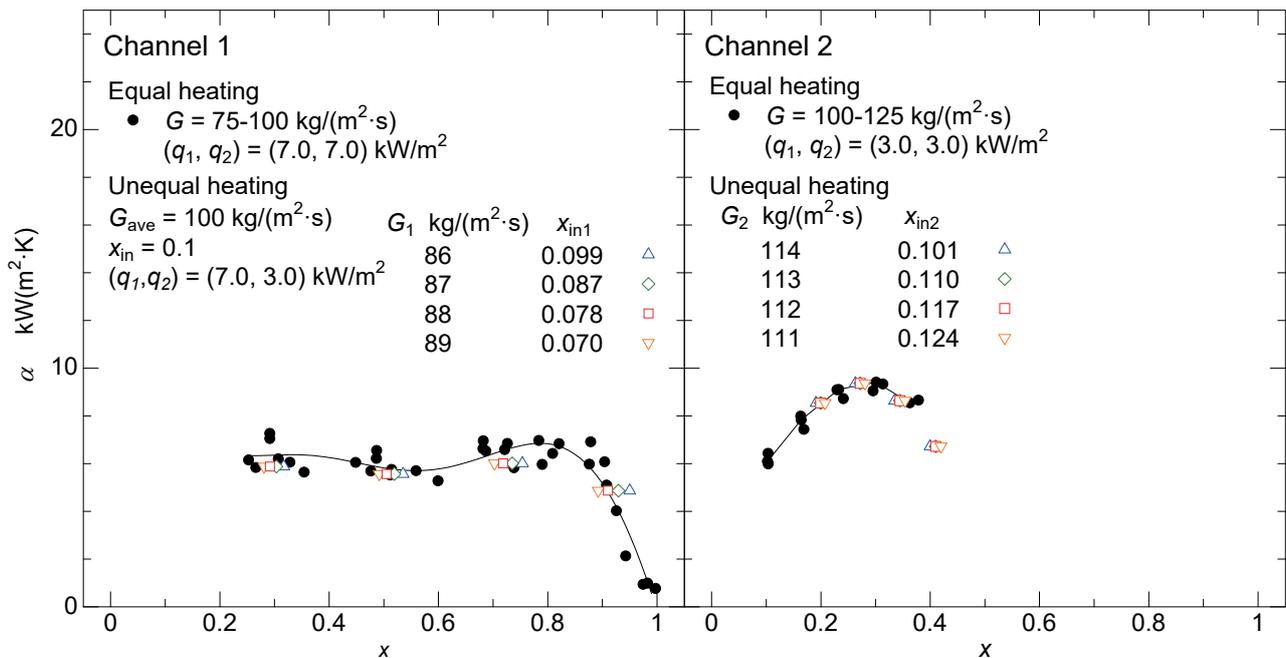


Fig. 2-8 Comparison of the relations between local heat transfer coefficient and quality under equally and unequally heated condition

く、流量・クオリティ分配量が比較的小さい場合、例えば、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.1$ の $q_2 > 4 \text{ kW}/\text{m}^2$ の範囲では、上記の方法で流量・入口クオリティを推定することができなかった。これは、この範囲では、Channel 1 の流量減少が小さく、ドライアウトが生じる高クオリティのデータが得られなかったためである。

上述の推定方法の妥当性を確認するため、推定された流量・入口クオリティにおける圧力損失計算値を、実験の差圧測定値と比較した。比較結果を Fig. 2-9 に示しており、圧力損失実験値(Exp.)と計算値(Cal.)を、2 流路の熱流束比 q_2/q_1 に対してプロットしている。熱流束比 q_2/q_1 は、1.0 のとき均一熱負荷を表し、 q_2 が低下して流路間の熱負荷が不均一になるほど小さくなる。また、実験値に付すバーは測定誤差、予測値に付すバーは圧力損失再現式の予測精度を表す。実験値と予測値ともに q_2/q_1 の低下とともに減少し、実験値と予測値はいずれの条件においてもよく一致した。したがって、上記の方法による流量・入口クオリティの推定精度は、良好であると考えられる。

なお、圧力損失の計算には、T 字分岐部で生じる分岐・合流の損失を考慮していないものの、計算値は実験値とよく一致した。これは、分岐部の内径は 2 mm と比較的大きいことから、分岐部で生じる損失がかなり小さかったためと考えられる。

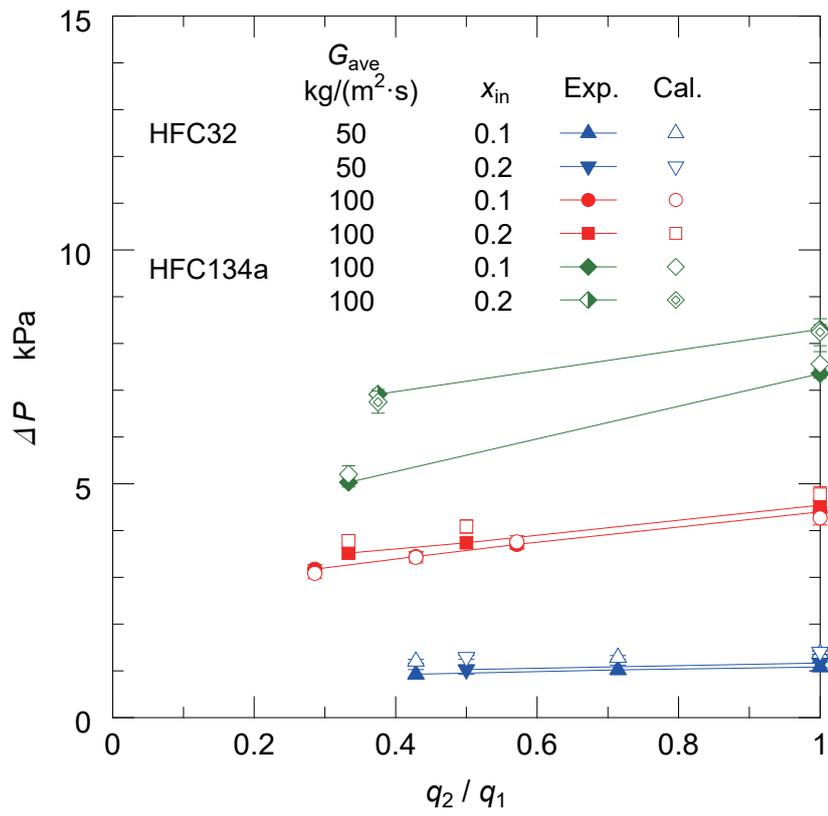


Fig. 2-9 Comparison of calculated pressure drops with experiments

2.3.3 流量分配およびクオリティ分配特性

Fig. 2-10 に、推定した各流路の質量速度 G_1, G_2 を熱流束比 q_2/q_1 に対してプロットして示す。また、平均質量速度 G_{ave} に対する質量流量偏向量 $\Delta G (= G_n - G_{ave})$ の割合 $\Delta G/G_{ave}$ を、 q_2/q_1 に対してプロットして Fig. 2-11 に示す。Fig. 2-10 に示すように、いずれの条件でも、熱流束比 q_2/q_1 が小さくなると、熱負荷の大きい流路で流量が減少し、一方で熱負荷の小さい流路では流量が増大して、流路間の流量差が拡大した。流量差は、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の方が、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ よりも 2 倍程度大きい。これは、Fig. 2-11 に示すように、平均流量に対する流量偏向量の割合が、平均流量によらずほぼ一定であることを意味する。また、分岐前クオリティが小さいほど流量偏向量は幾分大きく、HFC134a の偏向量は HFC32 と比べて若干大きかった。また、平均流量に対する流量偏向量の割合は、Fig. 2-11 に示すように、 $q_2/q_1 = 0.5$ のときに約 8%、 $q_2/q_1 < 0.4$ では 10~17% 程度であった。

Fig. 2-12 に、Fig. 2-10 と同様に、推定した各流路の入口クオリティ x_{in1}, x_{in2} を、熱流束比 q_2/q_1 に対してプロットして示す。Fig. 2-12 より、 q_2/q_1 の低下に伴って、流量だけでなくクオリティも不均一に分配していることが確認できる。このとき、各流路の入口クオリティは、流量が減少する Channel 1 で低下し、流量が増大する Channel 2 では増加した。また、不均一分配の程度は、分岐前クオリティが小さいほど大きい。さらに、HFC32 の分配量は、HFC134a と比べてかなり大きい。同じ飽和温度 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ での 2 冷媒の蒸気密度を比較すると、HFC134a の $20.23 \text{ kg}/\text{m}^3$ に比べて HFC32 は $30.23 \text{ kg}/\text{m}^3$ と大きいため、HFC32 の方が蒸気みかけ速度が小さい。T 字分岐の実験[29]では、入口蒸気のみかけ速度が小さいほど、クオリティの不均一分配が大きくなることが報告されており、この理由から、HFC32 の方がクオリティ分配量が大きくなったと考えられる。

また、Fig. 2-13 には、各流路の質量速度と入口クオリティから見積もった各流路の出口クオリティ x_{out1}, x_{out2} と熱流束比 q_2/q_1 の関係を示す。いずれの条件でも、 q_2/q_1 の低下に伴い、Channel 1 では、出口クオリティは増大し 1.0 に近づいた。すなわち、流量減少によるクオリティの増加量が、入口クオリティの減少量と比べて大きかった。一方で、熱流束が低下し流量が増大する Channel 2 では、出口クオリティは顕著に低下した。

以上のように、分岐部での流量・クオリティ分配は、平均流量、分岐前クオリティおよび冷媒物性の影響を受けることが確認された。これらの特性をもとに、以下では、流量・クオリティ分配の実験再現式について検討した。まず、平均質量流量 $G_{ave} A_c$ に対する質量流量偏向量 $\Delta G A_c$ の再現式を、以下のように作成した。

$$\left(\frac{\Delta G A_c}{G_{ave} A_c} \right) = -0.07 x_{in}^{-0.3} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.2} \left(\frac{\Delta q}{q_{ave}} \right) \quad (2.9)$$

ここで、

ΔG : 質量速度偏向量 [kg/(m²·s)]

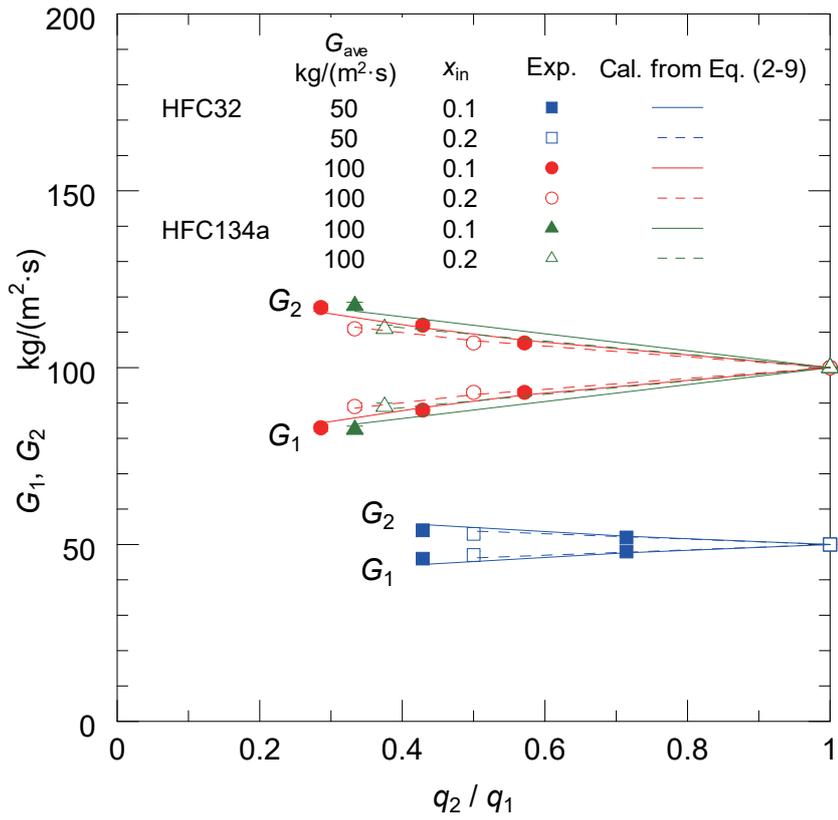


Fig. 2-10 Flow maldistribution

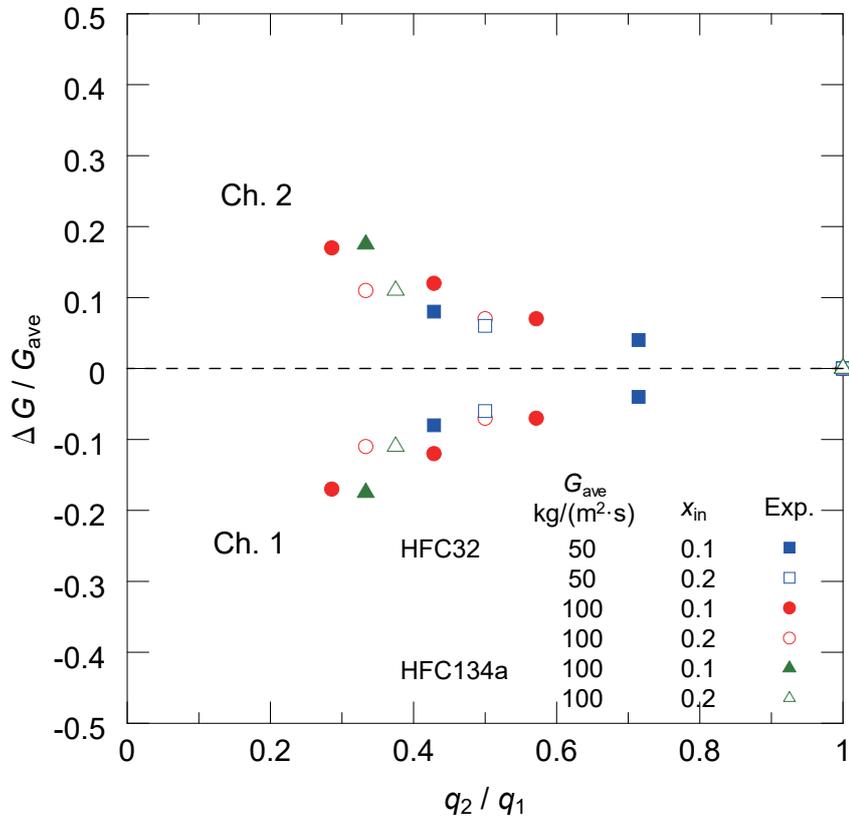


Fig. 2-11 Flow maldistribution ratio

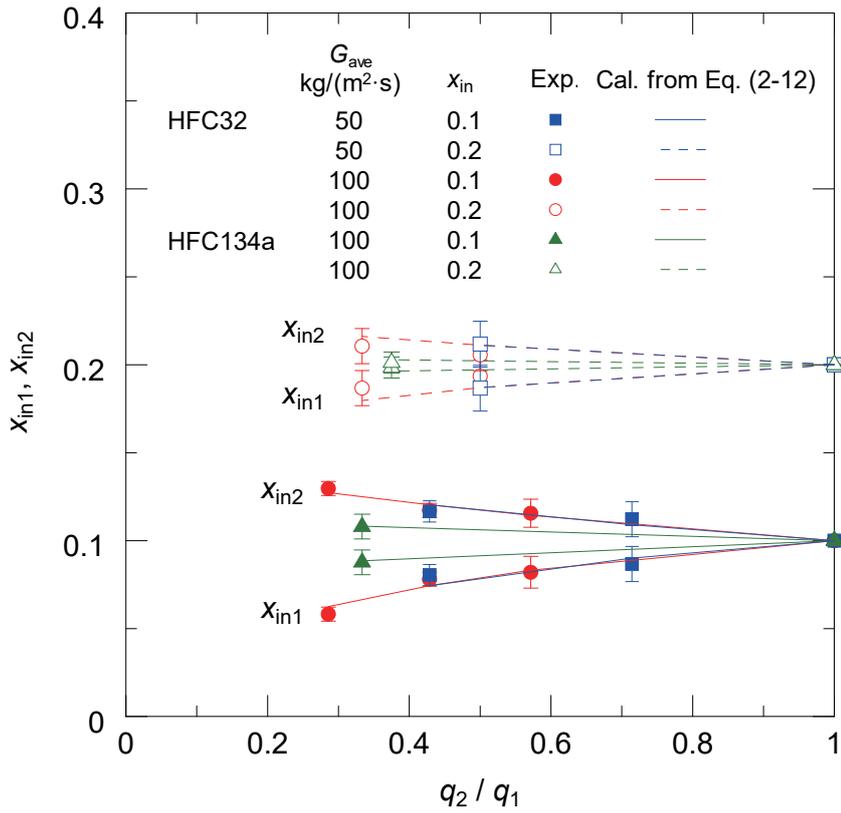


Fig. 2-12 Quality maldistribution

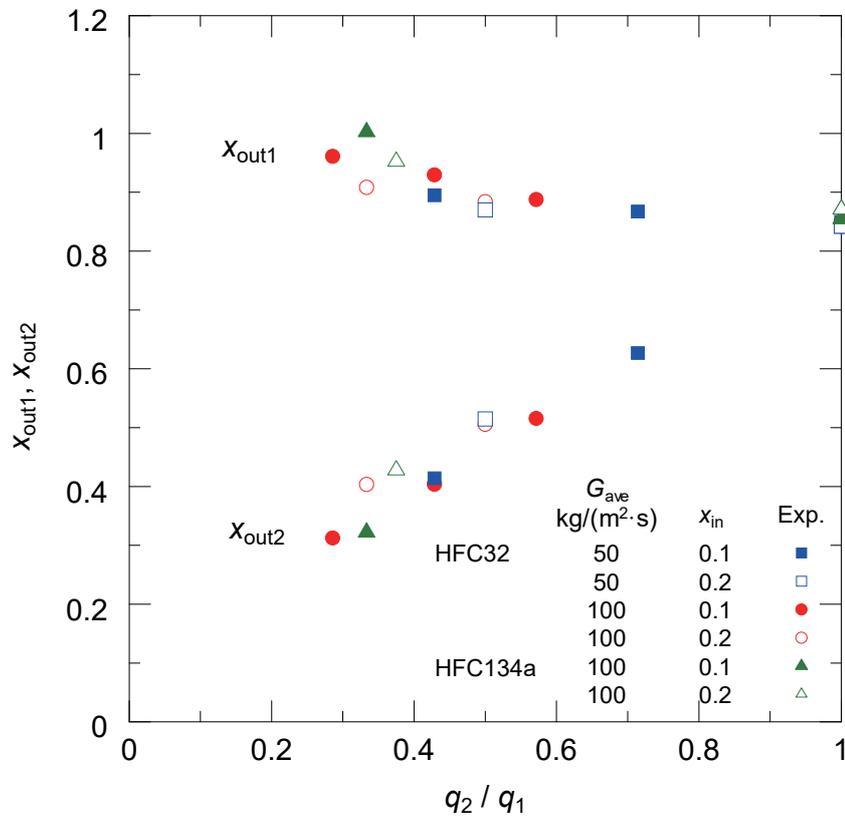


Fig. 2-13 The relation between outlet quality and heat flux ratio in each channel

G_{ave}	: 冷媒の2流路平均質量速度	[kg/(m ² ·s)]
A_c	: 冷媒1流路の流路断面積	[m ²]
x_{in}	: 分岐前クオリティ	[-]
ρ_L	: 液相密度	[kg/m ³]
ρ_G	: 気相密度	[kg/m ³]
Δq	: 平均熱流束からの熱流束差	[W/m ²]
q_{ave}	: 2流路の算術平均熱流束 $(q_1 + q_2) / 2$	[W/m ²]

ここで、質量流量偏向量 ΔGA_c および平均熱流束からの熱流束差 Δq は、次式で表される。

$$\Delta GA_c = (G_n - G_{ave}) A_c \quad (2.10)$$

$$\Delta q = (q_n - q_{ave}) \quad (2.11)$$

添字の n は流路の番号 1, 2 を表す。Fig. 2-10 に、Eq. (2.9) を用いて算出した各流路の質量速度を実線および破線で示す。実験値と再現式の偏差は $\pm 5\%$ 以内であり、再現は良好である。

さらに、クオリティ分配について、平均液相質量流量 $G_{L,ave} A_c$ に対する各流路の液相質量流量偏向量 $\Delta G_L A_c$ の再現式を、質量流量偏向割合 $\Delta GA_c / G_{ave} A_c$ 、分岐前クオリティ x_{in} および気液密度比 ρ_G / ρ_L を用いて、次式のように作成した。

$$\left(\frac{\Delta G_L A_c}{G_{L,ave} A_c} \right) = 0.3 x_{in}^{0.05} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.3} \left(\frac{\Delta GA_c}{G_{ave} A_c} \right) = -0.021 x_{in}^{-0.25} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.5} \left(\frac{\Delta q}{q_{ave}} \right) \quad (2.12)$$

ここで、

$$\Delta G_L \quad : \quad \text{液相質量速度偏向量} \quad [\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})]$$

$$G_{L,ave} \quad : \quad \text{冷媒の2流路液相平均質量速度} \quad [\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})]$$

液相の平均質量流量 $G_{L,ave} A_c$ および質量流量偏向量 $\Delta G_L A_c$ は、それぞれ Eq. (2.13), (2.14) で表される。

$$G_{L,ave} A_c = G_{ave} (1 - x_{in}) A_c \quad (2.13)$$

$$\Delta G_L A_c = (G_{L,n} - G_{L,ave}) A_c = [G_n (1 - x_{in,n}) - G_{ave} (1 - x_{in})] A_c \quad (2.14)$$

Eq. (2.9)および Eq. (2.12)を用いて各流路の気液二相全質量速度 G_n および液相質量速度 $G_{L,n}$ を求め、次式より各流路の入口クオリティ $x_{in,n}$ を算出した。

$$x_{in,n} = \frac{G_n - G_{L,n}}{G_n} \quad (2.15)$$

得られた各流路の入口クオリティ計算値を Fig. 2-12 に実線および破線で示す。入口クオリティの計算値は、実験の推定誤差範囲内で実験値とよく一致した。

以上のように、本節では、冷媒の沸騰二相流を対象に、並列ミニチャンネル間の熱流束差、すなわち蒸発量差により流量分配が生じること明らかにした。蒸発量の大きい流路で流動抵抗が増大して流量が減少し、また流量が減少した流路では入口クオリティも分岐前から低下した。クオリティ分配の定性的傾向は、バルブを用いて流動抵抗を制御する従来の T 字分岐対象の研究と同じである。本研究では、流量・クオリティ分配量と流路間熱流束差の定量的関係を明らかにした。

2.4 沸騰熱伝達特性

2.4.1 不均一熱負荷条件下の局所熱伝達率

不均一熱負荷条件について、流量分配の推定が難しかった条件を含めて Eq. (2.9), Eq. (2.12) から各流路の流量 G_1 , G_2 と入口クオリティ x_{in1} , x_{in2} を予測し、熱伝達率測定点の局所クオリティを算出した。実験で得た局所熱伝達率 α と算出した局所クオリティ x の関係を Fig. 2-14 と Fig. 2-15 に示す。HFC32 の結果を Fig. 2-14 に、HFC134a を結果 Fig. 2-15 に示している。それぞれの図中、平均質量速度 G_{ave} と分岐前クオリティ x_{in} の組み合わせごとに、各流路の熱流束 q_1 , q_2 をパラメータとして、左に Channel 1, 右に Channel 2 の結果を示している。いずれの平均流量・分岐前クオリティの条件でも、Fig. 2-13 に示したように、Channel 2 の熱流束 q_2 の低下に伴って、Channel 1 の加熱区間出口クオリティは増大し、一方で、Channel 2 ではかなり減少する。

まず、Channel 1 の変化について、平均質量速度 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の条件では、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べて、不均一な熱負荷が熱伝達特性に与える影響が顕著に見られる。 q_2 の低下に伴って、Channel 1 の熱伝達率 α_1 は、特に加熱区間出口側で大きく減少しており、これは、流量の減少に伴ってドライアウトが発生したためと考えられる。また、HFC32 の $x_{in} = 0.1$ の条件では、 q_2 の低下に伴って、加熱区間の全域で熱伝達率が低下しているものの、 $x_{in} = 0.2$ の条件ではこの傾向は見られない。これは、入口クオリティが小さいとスラグ流のような間欠的な流れが下流まで維持されやすく、気泡周りの薄い液膜が乾きやすくなったことにより、時間平均の熱伝達率が低下したためと考えられる。HFC134a では、熱伝達率 α_1 が HFC32 と比べて小さいものの、 q_2 の低下に伴う変化の傾向は HFC32 と同様であり、下流でドライアウトが発生していることが確認できる。また、HFC32 の $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べて、 q_2 の低下に伴う熱伝達率の変化が小さい。これは、低流量では、ドライアウト発生域でクオリティの増加に伴う熱伝達率の低下が比較的穏やか [17] なことによるものと考えられる。

Channel 2 では、前述したように、熱流束 q_2 の減少とともに流量が増大して出口クオリティが低下するため、流路下流でドライアウトは生じず、流路全体で良好な熱伝達を示した。しかしながら、熱流束が小さいため、この良好な熱伝達が与える並列流路全体の平均熱伝達率への寄与は小さい（後述する Eq. (2.19) に示すように、熱流束の小さい流路の熱伝達率は、並列流路の平均熱伝達率への影響が小さい）。

以上のように、例えば HFC32 の $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.1$ の条件では、 $q_1 = q_2 = q_{ave} = 7.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の均一熱負荷時にはドライアウトは発生しないものの、 $q_1 = 7.0 \text{ kW}/\text{m}^2$, $q_2 = 2.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の不均一熱負荷時には、平均熱流束 q_{ave} が $4.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ と小さいにも関わらず、ドライアウトが発生した。すなわち、同じ平均熱流束であっても、流路間の熱負荷が異なることにより不均一な流量分配が生じて、特に、高熱負荷側の流路で加熱区間下流の熱伝達率が低下した。次節では、不均一熱負荷による各流路の熱伝達特性の変化が、2 流路全体の熱伝達性能に与える影響について検討する。

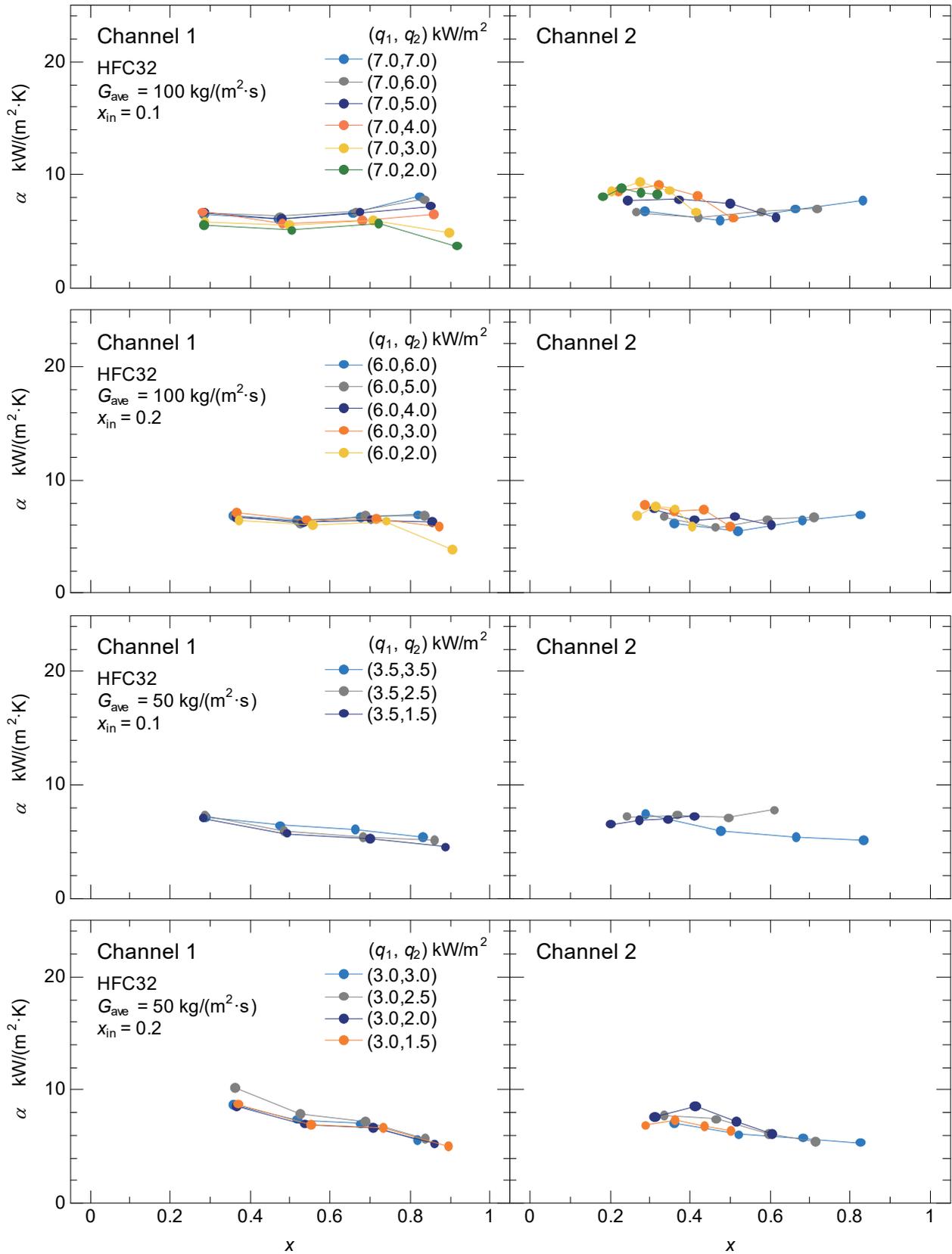


Fig. 2-14 The relation between measured local heat transfer coefficient and quality of HFC32 under equally and unequally heated condition

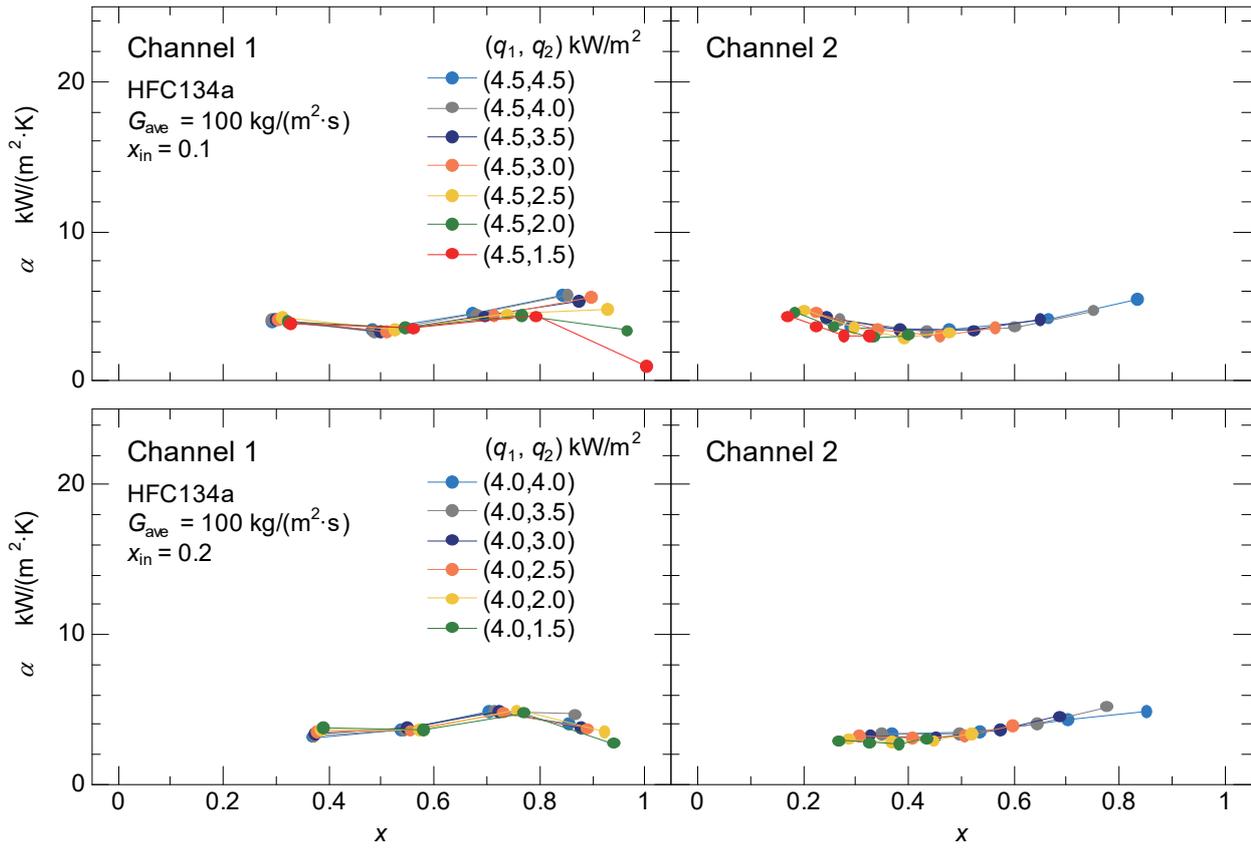


Fig. 2-15 The relation between measured local heat transfer coefficient and quality of HFC134a under equally and unequally heated condition

2.4.2 不均一熱負荷条件下の2流路の全平均熱伝達率

本節では、前節のように熱流束 q_1 を固定して q_2 を低下させるのではなく、2流路の算術平均熱流束 q_{ave} ($= (q_1 + q_2)/2$) を一定に保ちながら、 q_1 を増加、 q_2 を減少させることによって、2流路全体の平均熱伝達率がどのように変化するか検討を行った。また、本節では、流路全体の平均熱伝達特性を検討するため、Fig. 2-2 中に示す熱電対 T_{1-1} 、 T_{2-1} の位置から 180 mm 上流に熱電対 T_{1-0} 、 T_{2-0} を追加して実験を行った。熱電対 T_{1-0} 、 T_{2-0} を追加したテストセクションの概略を Fig. 2-16 に示す。

初めに、2流路の全平均熱伝達率 α_{ave} を、2流路の平均熱流束 q_{ave} と全平均壁面過熱度 ΔT_{ave} を用いて、次式で表すこととする。

$$\alpha_{ave} = \frac{q_{ave}}{\Delta T_{ave}} \quad (2.16)$$

ここで、

α_{ave}	: 2流路の全平均熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
q_{ave}	: 2流路の平均熱流束	[W/m ²]
ΔT_{ave}	: 2流路の全平均壁面過熱度	[K]

2流路は同じ伝熱面積を有するので、平均熱流束 q_{ave} および全平均壁面過熱度 ΔT_{ave} は、それぞれ熱流束 q_1 と q_2 の算術平均値および平均壁面過熱度 ΔT_1 と ΔT_2 の算術平均値として、次式で定義した。

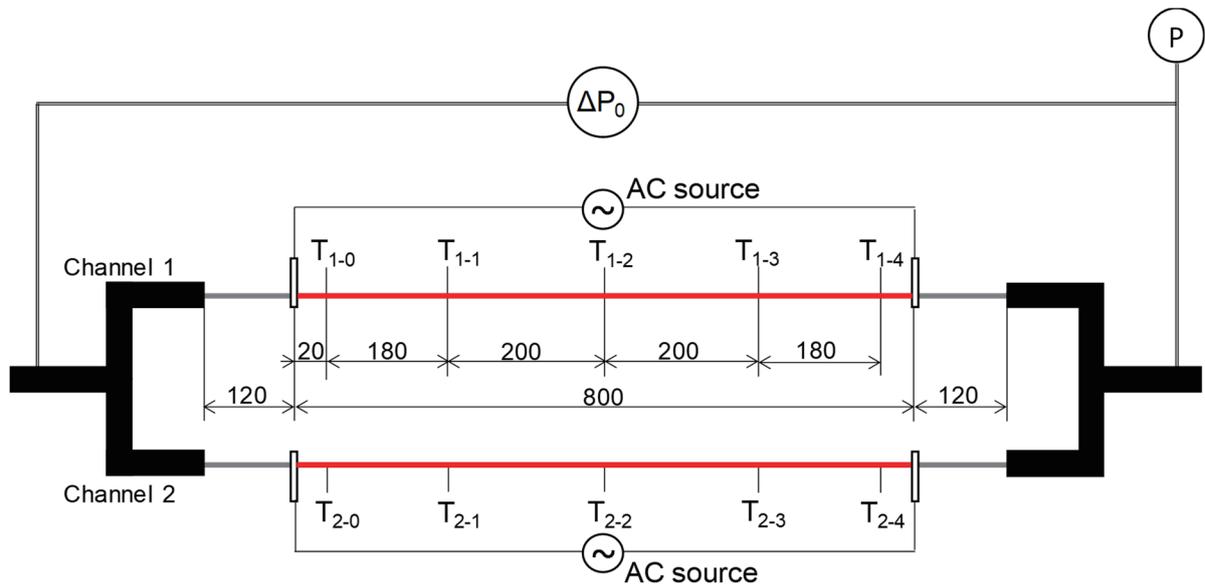


Fig. 2-16 Test section added T_{1-0} and T_{2-0} for experiment shown in section 2.4.2

$$q_{\text{ave}} = \frac{q_1 + q_2}{2} \quad (2.17)$$

$$\Delta T_{\text{ave}} = \frac{\Delta T_1 + \Delta T_2}{2} \quad (2.18)$$

ここで、

q_1	: Channel 1 の熱流束	[W/m ²]
q_2	: Channel 2 の熱流束	[W/m ²]
ΔT_1	: Channel 1 の平均壁面過熱度	[K]
ΔT_2	: Channel 2 の平均壁面過熱度	[K]

ここで、Eq. (2.17)と Eq. (2.18)を Eq. (2.16)に代入し、さらに各流路における平均壁面過熱度、熱流束および加熱区間平均熱伝達率 α_1 , α_2 の関係式 $\Delta T_1 = q_1/\alpha_1$, $\Delta T_2 = q_2/\alpha_2$ を用いて整理すれば、全平均熱伝達率 α_{ave} は、次式のように、熱流束の重みを付けた各流路平均熱伝達率の調和平均となる。

$$\frac{1}{\alpha_{\text{ave}}} = \frac{1}{\alpha_1} \frac{q_1}{q_1 + q_2} + \frac{1}{\alpha_2} \frac{q_2}{q_1 + q_2} \quad (2.19)$$

ここで、

α_1	: Channel 1 の加熱区間平均熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
α_2	: Channel 2 の加熱区間平均熱伝達率	[W/(m ² ·K)]

すなわち、2流路の全平均熱伝達熱抵抗 $1/\alpha_{\text{ave}}$ は、Channel 1 と 2 の平均熱伝達熱抵抗 $1/\alpha_1$ と $1/\alpha_2$ を熱流束の重み付きで平均した値である

Channel 1 と 2 の平均壁面過熱度 ΔT_1 と ΔT_2 は、次式に示すように、各流路流れ方向 5 点の局所壁面過熱度 ($\Delta T = T_w - T_{\text{sat}}$) の測定値を、測定点の占める代表範囲で平均して求めた。

$$\Delta T_1 = \frac{1}{800} (110\Delta T_{1-0} + 190\Delta T_{1-1} + 200\Delta T_{1-2} + 190\Delta T_{1-3} + 110\Delta T_{1-4}) \quad (2.20)$$

$$\Delta T_2 = \frac{1}{800} (110\Delta T_{2-0} + 190\Delta T_{2-1} + 200\Delta T_{2-2} + 190\Delta T_{2-3} + 110\Delta T_{2-4}) \quad (2.21)$$

上式中、右辺の壁面過熱度 ΔT に付した添字は Fig. 2-16 に示す温度測定点の位置に対応している。

分岐前クオリティ $x_{\text{in}} = 0.1$ で得た全流路平均熱伝達率 α_{ave} と平均熱流束 q_{ave} の関係を、Fig. 2-17 に示す。左図は $G_{\text{ave}} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の結果を、右図は $G_{\text{ave}} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の結果を示している。図中、熱流束比 q_2/q_1 をパラメータとして、均一時 $q_1 = q_2 = q_{\text{ave}}$

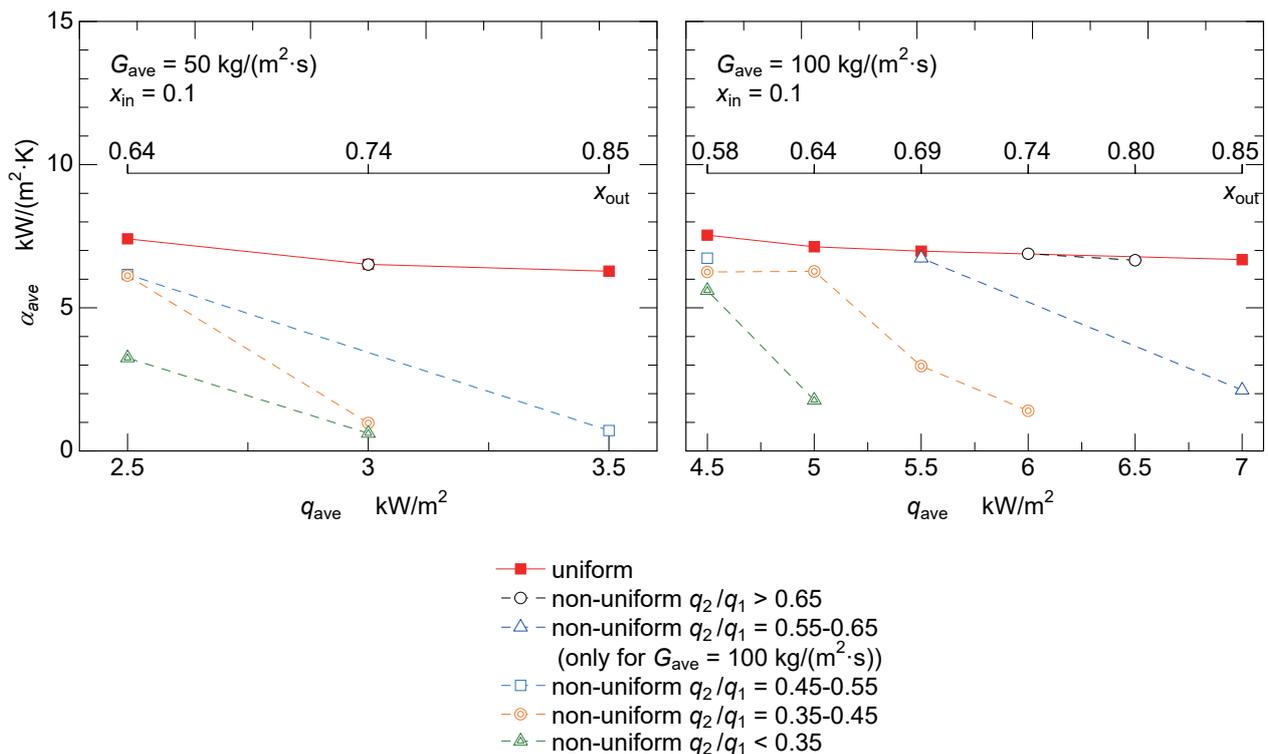


Fig. 2-17 Averaged heat transfer coefficients against averaged heat flux at x_{in} of 0.1

すなわち $q_2/q_1 = 1$ (uniform)の結果を四角の塗りつぶしの記号で示して実線で繋いでおり、不均一時 $q_2/q_1 < 1$ の結果を、 q_2/q_1 の範囲ごとにプロットの種類を変えて点線で繋いで示している。また、図中には、各平均熱流束に対応する合流後のテストセクション出口クオリティ x_{out} を併記している。図より、流量によらず、同じ平均熱流束 q_{ave} でも、不均一熱負荷時 $q_2/q_1 < 1$ の全流路平均熱伝達 α_{ave} は、均一熱負荷時 $q_2/q_1 = 1$ と比較して、同等もしくは小さくなることがわかる。その低下の程度は、熱流束比 q_2/q_1 が小さいほど、すなわち不均一の度合いが大きいほど大きい。これは、図には示していないが、前節までの実験で生じた現象と同様に、熱流束比の低下とともに、熱流束の大きい Channel 1 の下流でドライアウトが生じて、熱伝達率 α_1 が顕著に低下したためである。さらに、平均熱流束 q_{ave} が大きい条件ほど、熱負荷の不均一度が小さい (q_2/q_1 が 1.0 に近い) 領域から、全流路平均熱伝達率 α_{ave} が大きく低下する。これは、平均熱流束の増加による流路出口クオリティの増加によって、小さな流量不均一分配が生じただけでも Channel 1 の下流でドライアウトが生じて熱伝達率が低下したためである。

Fig. 2-18 には、分岐前クオリティ x_{in} が 0.2 の場合の結果を Fig. 2-17 と同様に示している。一部の条件で不均一熱負荷時の熱伝達率が均一時より僅かに大きい値を示しているものの、全体的には、分岐前クオリティ 0.1 の場合と同様の傾向が確認できる。すなわち、分岐前クオリティによらず、熱流束比の低下に伴って、不均一熱負荷時の全流路平均熱伝達率は均一熱負荷時と比べて低下し、その低下割合は平均熱流束の増加とともに大きくなっている。

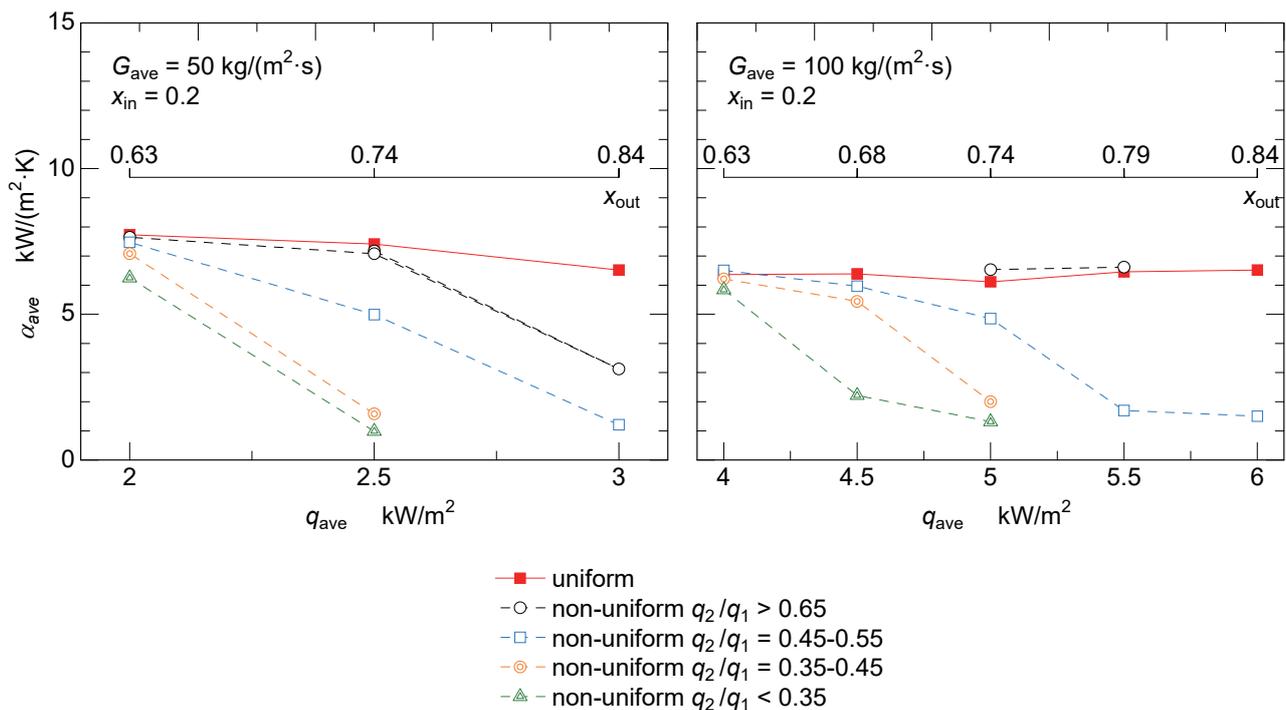


Fig. 2-18 Averaged heat transfer coefficients against averaged heat flux at x_{in} of 0.2

以上のように、全流路平均の熱伝達率は、2流路の平均熱流束が同じであっても、流路間の熱負荷が不均一な場合の方が、均一熱負荷の場合に比べて同等もしくは低下する傾向がみられた。実機蒸発熱交換器の出口では、冷媒が過熱蒸気で流出するように設計されているため、熱交換温度差が大きい風上側の流路では、ドライアウトの発生域が風下側よりも拡大し、熱伝達率の低下が生じる。このため、均一熱負荷時に比べれば、同じ交換熱量を得るために、高い熱交換温度差が必要となる、すなわち、熱交換性能が低下する。したがって、並列流路の熱交換性能を正確に予測するためには、流路間平均の熱負荷だけではなく、流路間の熱負荷差についても考慮する必要がある。

2.5 不均一熱負荷並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達率予測

本節では、前節 2.4.2 節で示した 2 流路の全平均熱伝達率 α_{ave} について、Eq. (2.9) および Eq. (2.12) に示す流量・クオリティ分配の予測式および従来の沸騰熱伝達整理式を用いて、任意の平均質量速度 G_{ave} 、分岐前クオリティ x_{in} 、熱流束 q_1, q_2 および冷媒物性に対して、並列ミニチャンネル各流路および全平均熱伝達率が予測できるか検討を行った。

局所熱伝達率の予測には、ドライアウト発生前の二相域では、第 1 章 1.2.4 節に示した単管を対象とした榎木らの沸騰熱伝達整理式[21]を用い、過熱蒸気域については、単相乱流の Dittus-Boelter の式を用いた。ここで、局所クオリティの予測に必要な各流路の流量・入口クオリティは、Eq. (2.9) および Eq. (2.12) を用いて算出した。また、ドライアウト開始クオリティ x_{di} は、吉田らのドライアウト開始クオリティの予測式[41]を参考に、本研究と同じ内径 1.0 mm および同じ冷媒 HFC32 を用いた Matsuse ら[17]の沸騰熱伝達の実験結果の特性を再現するように、吉田らの式の係数および乗数を修正した式（付録 B 参照）から求めた。ドライアウト開始クオリティ x_{di} は、Fig. 2-19 に例を示すように、ドライアウト発生近傍における熱伝達率の変化を 2 本の直線で近似し、それらの交点で定義した。ドライアウト発生後の二相域では、Fig. 2-19 中に示すような実験の特性を踏まえて、 $x = x_{di}$ と $x = 1$ における局所熱伝達率の予測値を赤破線で示すように線形補間して見積もった。

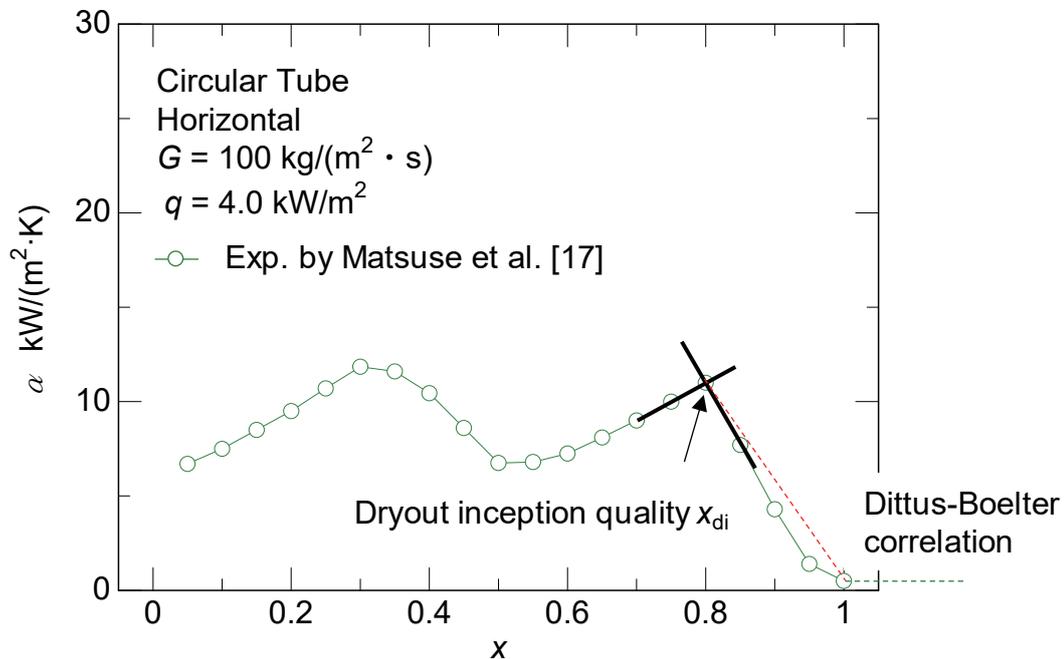


Fig. 2-19 Definition of dryout inception quality

Fig. 2-20 に、Fig. 2-14 に示す均一・不均一熱負荷時の局所熱伝達率 α とクオリティ x の関係の実験値を再掲し、上記の予測方法より得られた計算値を中抜き記号で併記して比較している。平均質量速度は $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、分岐前クオリティは 0.1 で、左図に Channel 1、右図に Channel 2 の結果を示している。熱流束の大きい Channel 1 では、加熱区間の全域で、計算値は実験値の傾向を比較的よく予測している。一方で、Channel 2 では、 $q_2 = 2.0, 4.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の低中クオリティ域において、予測値は実験値よりもかなり小さい値を示した。これは、榎木ら[21]が式の作成に用いたデータベースに、熱伝達率がかかなり高い冷媒である HFC32 のデータが含まれておらず、特に、低熱流束・低クオリティ条件で生じる液膜熱伝導蒸発の良好な熱伝達を十分に再現できていないためである。ただし、前出の Eq. (2.19) に示されるように、低熱流束側流路の熱伝達率は、全平均熱伝達率に及ぼす寄与が小さいので、低熱流束側の熱伝達率の予測精度が全平均熱伝達率の見積もりに与える影響は小さい。

Fig. 2-21 に、2 流路の全平均熱伝達率 α_{ave} について、実験と計算結果を比較して示す。実験値は、Fig. 2-17 に示す $G_{\text{ave}} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $x_{\text{in}} = 0.1$ のデータを再掲したものである。均一熱負荷時 $q_2/q_1 = 1.0$ (uniform) には、計算値は実験値をよく予測できている。ただし、平均熱流束 q_{ave} が低下するほど、計算値は実験値より低めの値を見積もっており、これは、前述したように、榎木らの式は、低熱流束、低クオリティ域で HFC32 の高い熱伝達率を予測できていないためである。また、熱負荷の不均一度が比較的大きい条件 $q_2/q_1 < 0.65$ の範囲では、計算値は実験値をよく再現していることがわかる。

ここで、流量・クオリティ分配を考慮する重要性を確認するため、流量・入口クオリティ分配を考慮しない場合、すなわち、 $G_1 = G_2 = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、 $x_{\text{in1}} = x_{\text{in2}} = 0.1$ として算出した全平均熱伝達率を、実験値と比較して Fig. 2-22 に示す。図に見られるように、特に、 $q_{\text{ave}} = 5.5$ と $6.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の $q_2/q_1 = 0.35 \sim 0.45$ (橙色の記号)、および $q_{\text{ave}} = 5.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の $q_2/q_1 < 0.35$ (緑色の記号) の条件において、予測値は実験値よりもかなり高い熱伝達率を示していることがわかる。これは、熱負荷の大きい Channel 1 での流量減少を考慮していないため、Channel 1 で生じるドライアウトの範囲を過小に

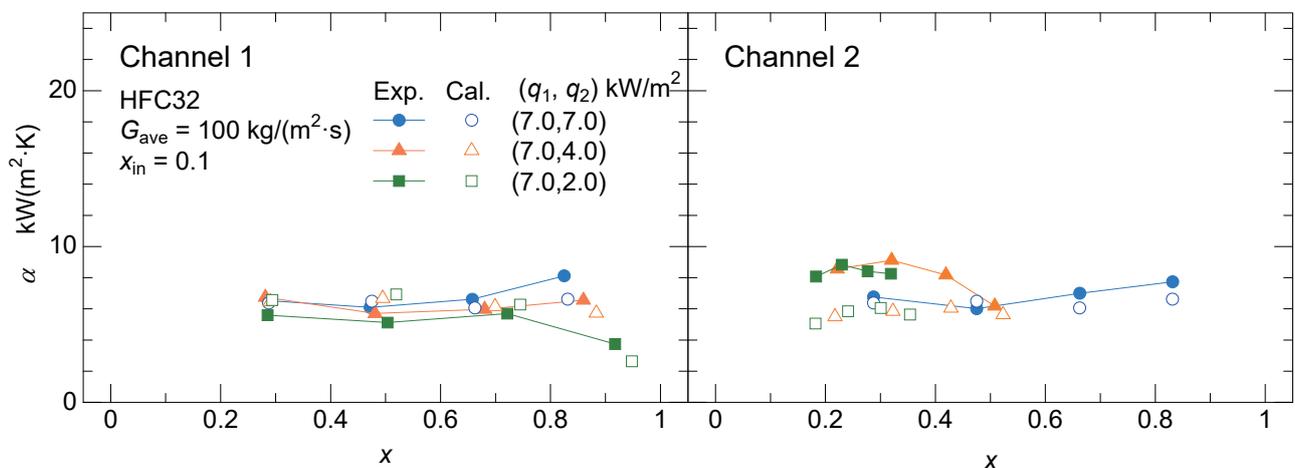


Fig. 2-20 Comparison of calculated heat transfer coefficient with experiments

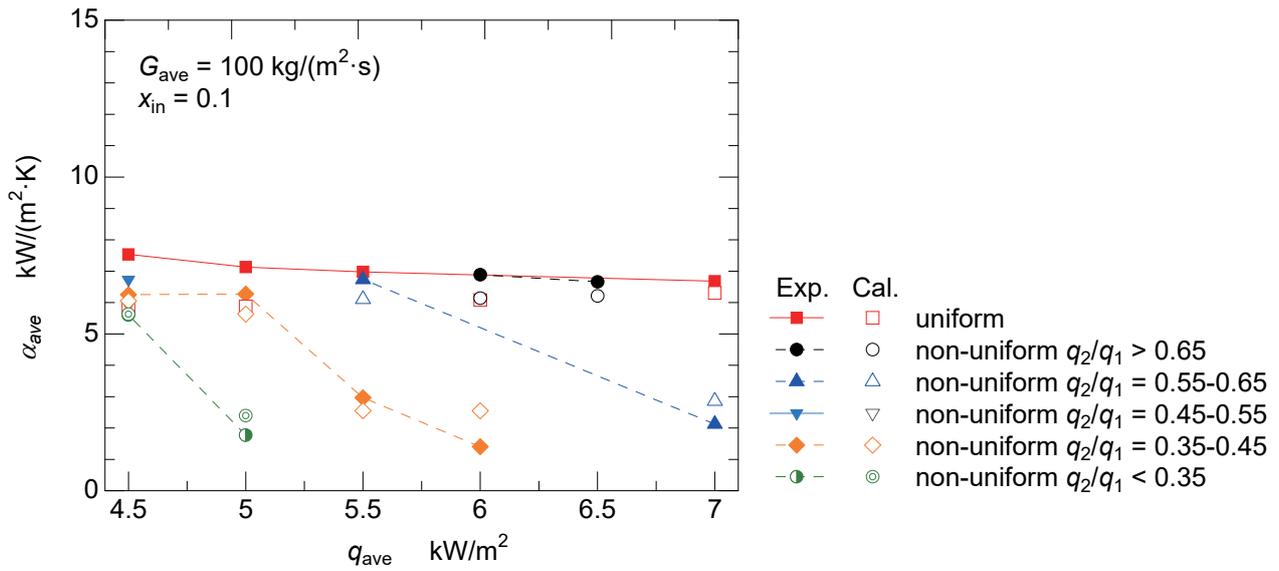


Fig. 2-21 Comparison of calculated averaged heat transfer coefficients with experiments
 $(G_1 \neq G_2, x_{in1} \neq x_{in2})$

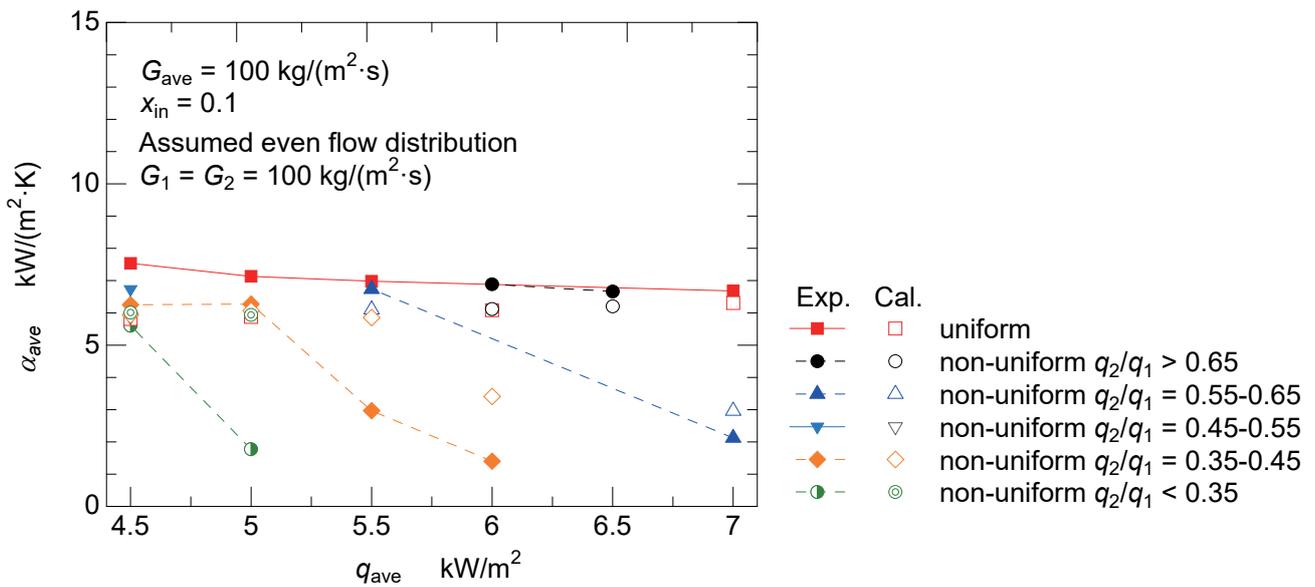


Fig. 2-22 Comparison of calculated averaged heat transfer coefficients with experiments
 $(G_1 = G_2, x_{in1} = x_{in2})$

見積もっていることが原因であり，並列ミニチャンネルの熱伝達率を予測するためには，流量・クオリティ分配を予測できなければならないことがわかる．

以上のように，不均一熱負荷 2 並列ミニチャンネルの全平均熱伝達率は，流量・クオリティ分配を考慮して予測することによって，従来の単一ミニチャンネルを対象に作成された沸騰熱伝達整理式から予測できることが明らかとなった．

2.6 結論

本章では、各流路の熱負荷を通電加熱で与えた不均一熱負荷 2 並列ミニチャンネルを対象に実験を行い、流量分配および沸騰熱伝達特性に与える熱負荷不均一度、平均流量、分岐前クオリティおよび冷媒物性値の影響について検討を行った。その結果、流量分配および熱伝達特性に関して、それぞれ以下の結論を得た。

1. 均一熱負荷でドライアウトが発生していない状態から、一方の流路の熱流束のみ低下させると、他方の熱流束を固定している流路の下流でドライアウトが発生し、管外壁温度が上昇した。これは、流路間の熱負荷が不均一になることによって不均一な流量分配が生じ、熱流束の大きい流路の流量が、熱負荷の小さい流路と比べて減少したためである。
2. 不均一熱負荷条件下の流量・クオリティの不均一分配量を精度よく推定する方法を検討し、均一熱負荷時の局所熱伝達率とクオリティの関係および単一ミニチャンネルの断熱気液二相流摩擦圧力損失の再現式を用いて推定可能であることを示した。質量速度は最大 $\pm 3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以内、入口クオリティは最大 ± 0.015 以内の精度である。
3. 流路間の熱流束差と流量・クオリティ分配の定量的関係について、2 流路の平均流量、分岐前クオリティおよび冷媒物性値の影響を含めて明らかにした。不均一熱負荷条件下では、流路間の熱負荷差が拡大するほど流量偏向量は増大した。このとき、各流路の流量は、熱負荷の大きい流路で減少、熱負荷の小さい流路で増大した。平均流量に対する流量偏差の割合は、流量によらずほぼ一定であり、熱流束比 $q_2/q_1 = 0.5$ のとき約 8%、 $q_2/q_1 < 0.4$ では 10~17%程度であった。また、分岐前クオリティが小さいほど流量分配量は幾分大きく、HFC134a の分配量は HFC32 と比べて若干大きかった。また、流量の不均一分配とともに、クオリティの不均一分配が生じ、各流路へ分配されるクオリティは、流量が増大する流路で増加、流量が減少する流路で低下した。クオリティの不均一分配は、分岐前クオリティが小さいほど、また気相密度が大きい冷媒で大きかったが、平均流量の影響はほとんど見られなかった。このような流量分配に対するクオリティ分配の傾向は、バルブで流動抵抗を制御する従来の T 字分岐対象の研究と定性的に一致した。
4. 不均一熱負荷並列ミニチャンネルの流量・クオリティ分配を予測する実験再現式を作成した。式中には、流路間の熱流束差がパラメータとして含まれる。作成した式による予測値は、流量分配の実験値を $\pm 5\%$ 以内、クオリティ分配の実験値を ± 0.015 以内で精度よく再現した。

5. 流路間の熱負荷が不均一な場合，2流路の全平均熱伝達率は，同じ流路間平均熱流束の均一熱負荷時と比べて同等もしくは低下することを明らかにした．このとき，熱負荷の不均一度が大きいほど，また，平均熱流束が大きいほど，熱負荷の大きい流路でドライアウトが生じやすくなるため，平均熱伝達率の低下割合が大きかった．したがって，並列流路の熱交換性能を正確に予測するためには，流路間平均の熱負荷だけではなく，流路間の熱負荷差についても考慮する必要がある．
6. 従来 of 単管対象の沸騰熱伝達整理式，ドライアウト開始クオリティ予測式および本研究で作成した流量・クオリティ分配の実験再現式を用い，2流路平均の熱伝達率を予測した結果，計算値は実験値をよく再現した．また，流量・クオリティ分配を考慮しない場合には，計算値と実験値の一致は良くないことを確認した．すなわち，並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達の予測には，流量・クオリティ分配を考慮することが重要であることが明らかとなった．

第 3 章

沸騰熱伝達および熱交換性能に関する高温流体加熱実験

3.1 概説

前章の通電加熱実験では、各流路の管内面熱流束が流れ方向に一定の条件において、流路間の熱流束が不均一になることにより流路全体の冷媒平均熱伝達率が低下することを示した。一方、実際の蒸発器のように、冷媒が管外部を流れる空気によって過熱蒸気まで加熱される場合、ドライアウト開始点より後流では冷媒の熱伝達率が低下して熱流束が低下する。そのため、空気温度が高い風上側冷媒流路では、ドライアウト発生域が拡大するため冷媒への伝熱量はさほど増加せず、一方空気温度が低い風下側冷媒流路では伝熱量の顕著な低下が予想される。このような伝熱量の変化は、熱交換器の性能変化そのものであるため、高温流体加熱実験を行って基礎特性を明らかにしておくことは重要である。

本章では、2 並列流路がそれぞれ二重管で構成されたテストセクションを製作し、内管と外管の隙間を流れる温水により内管を流れる冷媒を加熱する実験を行った。実機蒸発器を想定した平均流量・平均壁温条件において、流路間の管内面温度が不均一になった場合、均一熱負荷時と比べて、各流路および 2 流路平均の冷媒への伝熱量および熱伝達率がどのように変化するか検討した。

3.2 実験装置および実験方法

3.2.1 実験装置

(a) 実験装置概略

本実験で用いた試験装置の概略を Fig. 3-1 に示す。試験装置は、冷媒強制循環ループと、2 つの温水強制循環ループから構成される。

冷媒強制循環テストループは、2 章 Fig. 2-1 に示すものと同様であり、冷媒は、循環ポンプを出て、流量が測定された後に、プレヒータで所定のクオリティまで加熱される。その後、同一水平面上対称形状の 2 並列流路のテストセクションに分かれて流入する。テストセクションの各流路の加熱区間は二重管になっており、内管を流れる冷媒は、対向して流れる温水によって加熱される。冷媒は、テストセクションを出て、凝縮器で液単相状態となり、循環ポンプに戻る。

2 つの温水ループは、テストセクションの 2 並列冷媒流路と個別に熱交換するために設置されている。温水は、循環ポンプを出て、流路ごとに温度調節器で所定のテストセクション入口温度に調整される。その後、テストセクションにおいて冷媒と熱交換し、流量が測定された後に、循環ポンプに戻る。

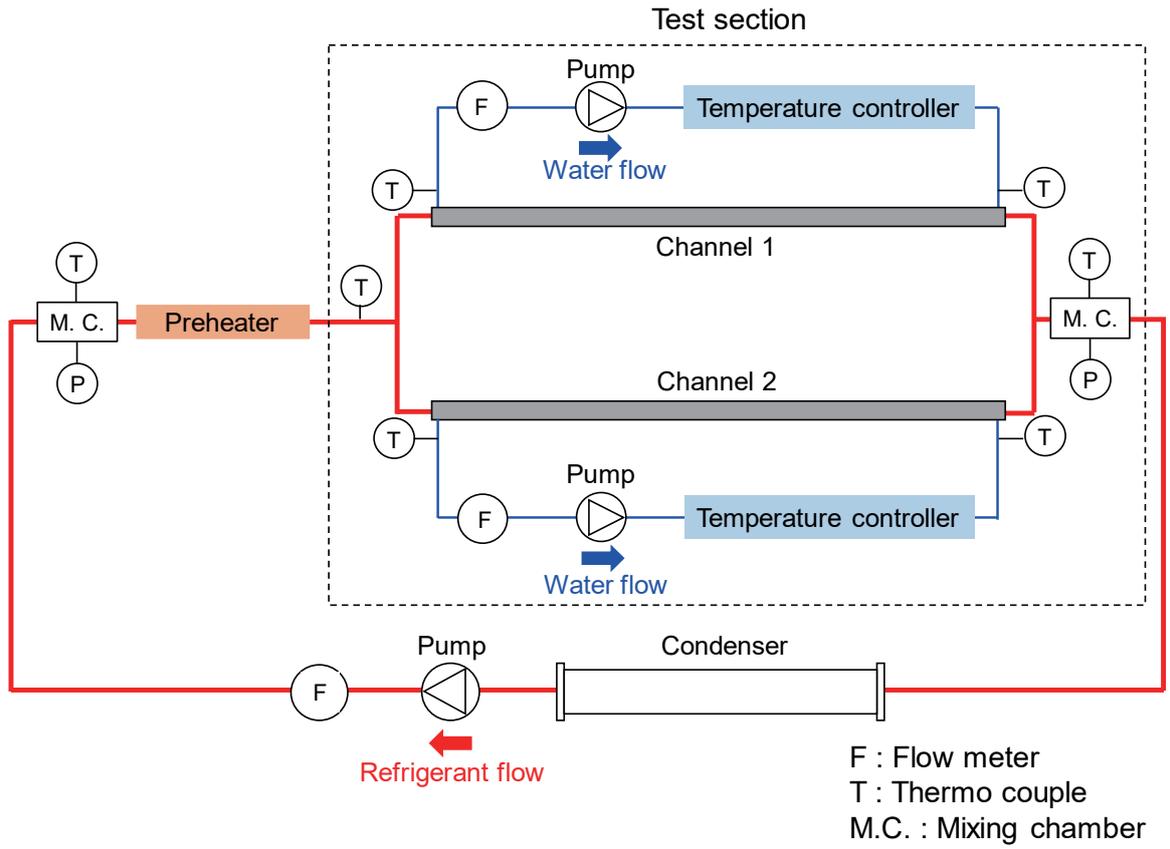


Fig. 3-1 Schematic diagram of the test loop

(b)テストセクション

本実験で用いたテストセクションの概略を Fig. 3-2 に示す. テストセクションは, 同一水平面上に設置された左右対称の 2 並列流路である. 冷媒流路は, 前章と同じ形状の銅製円管を用いており, 共に内径 1.0 mm, 外径 1.4 mm で, 内径 1.0 mm の流路長は, フランジ部と合わせて 1066 mm である. また, 図中赤太線で示す T 字分岐部は内径 2.0 mm である. 冷媒流路中央 800 mm は二重管で構成されており, 外管は, 内径 2.0 mm, 外径 3.0 mm の銅製円管である. 冷媒については, 分岐前後の流体温度と差圧ならびに合流後の圧力を測定した. また, 温水については, テストセクション入口出口の温度をそれぞれ測定した.

なお, テストセクションは, 前章と同様に, 断熱材で覆うことに加えて, 冷媒の蒸発温度に近い温度に保たれた恒温室内に設置することで, 周囲空気との熱交換を抑制した.

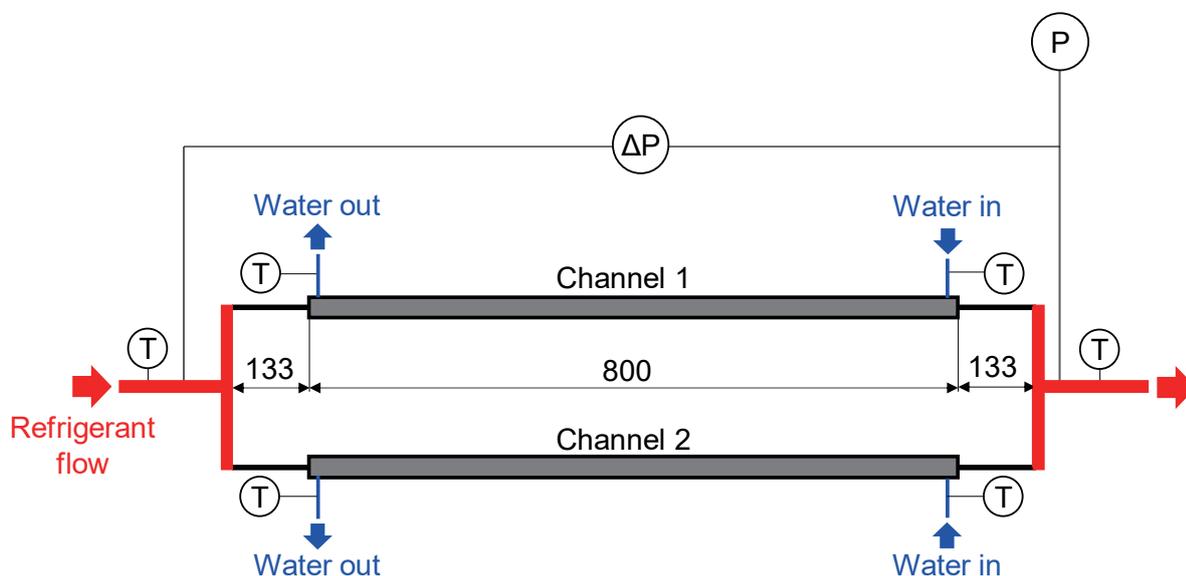


Fig. 3-2 Schematic diagram of the test section

3.2.2 実験方法

実験では、テストセクションに冷媒を気液二相状態で流入させ、2 流路間の熱負荷を均一あるいは不均一とした状態で、各測定項目の測定を行った。ここで、熱負荷の差は、冷媒流路の管内面温度に流路間で差をつけることで与えた。すなわち、管内面温度が高い流路が高熱負荷流路、管内面温度が低い流路が低熱負荷流路である。後に示すように、高熱負荷流路の管内面温度を高くしても、ドライアウト域の拡大や流量減少により、伝熱量が低下する場合もあり、このような複雑な変化を明らかにすることが本実験の目的である。熱源である温水の流量は、2 流路ともに等しく一定とし、各流路の温水入口温度を変化させることで熱負荷を個別に変化させた。

測定は、全測定項目が定常状態になってから 30 秒以上行い、その時間平均を代表値とした。サンプリング数は 10 Hz 程度である。

以下に、各測定項目に関して、データ取得方法およびデータ整理について示す。

(a) 冷媒の圧力の測定

プレヒータ入口圧力、テストセクション出口圧力の測定は圧力伝送器、テストセクション差圧の測定は差圧伝送器を用いて行った。

(b) 冷媒および温水の流量の測定

2 章と同様に、冷媒および温水の流量測定には、コリオリ式質量流量計を用いた。また、2 流路の冷媒平均質量速度 G_{ave} の算出方法は、前章と同様である。

(c) 冷媒および温水温度の測定

プレヒータ入口、テストセクション入口出口の流体温度の測定には、シース径が 1.6 mm の T 型シース熱電対を、テストセクション入口出口の温水温度の測定には、シース径 1.0 mm の E 型シース熱電対を使用した。実験で用いた全ての熱電対は、恒温槽と標準温度計（白金測温抵抗体）を用いて検定を行い、測定誤差 ± 0.13 K 以下の検定曲線を作成して使用した。ただし、本実験で最も重要な冷媒と温水の温度差および温水のテストセクション入口出口間の温度差は、後述 3.2.4 節 (b) に示す飽和状態の冷媒を用いた検定により、 ± 0.025 K 以内で評価される。

(d) プレヒータにおける加熱量の測定

2 章と同様に、プレヒータでの加熱は、交流電源を用いて直接通電加熱で行い、通電電力（加熱量）は、データロガーの電流・電圧入力モジュールで測定した電流と電圧の積から算出した。

(e) 測定機器の仕様と測定誤差

測定機器の仕様および測定誤差をまとめて Table 3-1 に示す。

Table 3-1 Measurement errors

Measurement item	Measuring instrument	Measurement error
Absolute pressure	Pressure transducer	±0.25%
Differential pressure	Differential pressure transducer	±0.1 kPa
Mass flow rate for refrigerant and water	Mass flow meter	±0.075 g/min [The averaged refrigerant mass velocity G_{ave} : ±0.8 kg/(m ² ·s)]
Refrigerant temperature	T-type thermocouple	±0.13 K
Water temperature	E-type thermocouple	±0.13 K
Voltage at preheater	Volt meter	±0.2%
Current at preheater	Ampere meter	±0.2%

3.2.3 テストセクション分岐前クオリティの算出

テストセクションで2流路に分岐する前のクオリティの算出方法は、前章 2.2.3 節と同様である。なお、プレヒータにおけるヒートゲイン/ロスの検定試験は、テストセクションの入れ替えに伴って再び行い、以下に示す有次元の検定式を得た。

$$Q_{\text{gain/loss,PH}} = 0.0894 \left(T_{\text{air}} - \frac{T_{\text{TS,in}} + T_{\text{PH,in}}}{2} \right) - 0.0814 \quad (3.1)$$

ここで、

$Q_{\text{gain/loss,PH}}$: プレヒータでのヒートゲイン/ロス	[W]
T_{air}	: 周囲空気温度	[K]
$T_{\text{TS,in}}$: テストセクション入口流体冷媒温度	[K]
$T_{\text{PH,in}}$: プレヒータ入口冷媒温度	[K]

テストセクション分岐前クオリティの算出誤差は、ヒートゲイン/ロスの見積もり誤差を考慮しても、0.002 以下と小さい。

3.2.4 冷媒への伝熱量の算出

(a) テストセクションにおけるヒートゲイン/ロス検定

各流路の冷媒への伝熱量は、冷媒と熱交換する温水の流量、比熱および入口出口間の温度変化の積から、ヒートゲイン/ロスも考慮して、見積もった。ヒートゲイン/ロスは、テストセクション全長 1066 mm において、二重管部 800 mm で温水と周囲空気との温度差により生じるヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,water}}$ および二重管部前後の計 266 mm で冷媒と周囲空気との温度差により生じるヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,ref}}$ がある。以下に、それぞれのヒートゲイン/ロスの検定方法について述べる。

二重管部のヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,water}}$ は、冷媒ループを真空状態にした状態で温水を流動させ、温水のテストセクション入口出口間の温度変化から見積もり、温水平均温度と周囲空気温度の温度差に対して以下の有次元検定式を作成した。なお、2 流路ともにヒートゲイン/ロスの測定値がほぼ等しかったため、共に Eq. (3.2) で表すことができた。

$$Q_{\text{gain/loss, water}} = 0.0817 \left(T_{\text{air}} - \frac{T_{\text{water,in}} + T_{\text{water,out}}}{2} \right) + 0.1239 \quad (3.2)$$

ここで、

$Q_{\text{gain/loss,water}}$: テストセクション二重管部で生じるヒートゲイン/ロス	[W]
$T_{\text{water,in}}$: テストセクション入口温水温度	[K]
$T_{\text{water,out}}$: テストセクション出口温水温度	[K]

二重管部を除く冷媒流路のヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,ref}}$ の検定は、温水を流動させずに冷媒のみ流動させて、テストセクション分岐前後の冷媒温度および周囲空気温度の測定値から、まず二重管部を含めたテストセクション全体のヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss, ref, total}}$ を算出した。その算出値から、Eq. (3.2) を用いて見積もられる二重管部 800 mm におけるヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,water}}$ を差し引くことで、二重管部前後の冷媒流路のヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,ref}}$ の有次元検定式を以下のように作成した。

$$Q_{\text{gain/loss, ref}} = 0.3678 \left(T_{\text{air}} - \frac{T_{\text{TS,in}} + T_{\text{TS,out}}}{2} \right) + 0.23 \quad (3.3)$$

ここで、

$Q_{\text{gain/loss,ref}}$: テストセクション二重管部前後で生じるヒートゲイン/ロス	[W]
$T_{\text{TS,out}}$: テストセクション出口冷媒温度	[K]

なお、上式で算出されるヒートゲイン/ロスは 2 流路合計の値である。2 流路それぞれ同様に断熱材を設置しているため、1 流路あたりのヒートゲイン/ロスは、Eq. (3.3) より求まる値の半分とした。

(b) 飽和検定

温水のテストセクション入口出口間の温度変化を正確に見積もるために、飽和状態の冷媒を用いて、熱電対の飽和検定を行った。飽和検定実験では、圧力損失が小さくなるように冷媒を低流量 $80 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、低クオリティで流動させ、入口から出口まで飽和温度 $T_{\text{sat}} = 10^\circ\text{C}$ を保つようにした。温水は、入口温度を冷媒飽和温度と同

じ 10°C に設定して低流量 20 g/min で流動させた。このとき、温水出口温度は冷媒飽和温度とほぼ一致するため、圧力から求めた飽和温度の算出値を基準に、温水出口温度を測定する熱電対を校正した。この校正を、温水の流動方向を冷媒流動方向に対して並流と向流の 2 通りで行うことにより、温水の入口出口間の温度差およびテストセクション加熱区間入口出口部における温水と冷媒の温度差を、差圧計・圧力計の測定誤差を含めて、最大でも±0.025 K 以内で評価できるようにした。

(c) 冷媒への伝熱量の算出

各流路二重管部の冷媒への伝熱量 Q_n は、上述した周囲空気とのヒートゲイン/ロスを考慮して、次式により算出した。

$$Q_n = W_{\text{water}} c_{p,\text{water}} (T_{\text{water,out},n} - T_{\text{water,in},n}) + Q_{\text{gain/loss,water}} \quad (3.4)$$

ここで、

添字 n	: 流路番号, 1 or 2	
Q	: 冷媒への伝熱量	[W]
W_{water}	: 温水質量流量	[kg/s]
$c_{p,\text{water}}$: 温水定圧比熱	[J/(kg·K)]

冷媒への伝熱量の測定誤差は、流量計の誤差、温度差評価およびヒートゲイン/ロスの見積もりの誤差から、平均質量速度 $G_{\text{ave}} = 50, 100, 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の条件で、それぞれ最大±4.9%, ±2.5%, ±2.0% と見積もられた。冷媒への伝熱量が小さい、すなわち、温水の入口出口間の温度差が小さくなるほど誤差は大きくなる。

また、実験装置の健全性を確認するために、冷媒液単相状態での加熱実験を行い、Eq. (3.4) から算出した冷媒への伝熱量 Q_n に二重管前後のヒートゲイン/ロス $Q_{\text{gain/loss,ref}}$ を加えた $Q_n + Q_{\text{gain/loss,ref}}$ と、冷媒のエンタルピー上昇量を比較した。その結果、両者は、2% 以内の差異でよく一致し、ヒートバランスが良好であることを確認した。

3.2.5 平均熱通過率の算出

(a) 対数平均温度差の算出

各流路二重管部において対向して流れる冷媒と温水の平均温度差について、本実験では、対数平均温度差を用いて次式で定義した。

$$\Delta T_{\ln,n} = \frac{\Delta T_b - \Delta T_a}{\ln(\Delta T_b / \Delta T_a)} \quad \left(\begin{array}{l} \Delta T_a = T_{\text{water,in}} - T_{r,\text{out}} \\ \Delta T_b = T_{\text{water,out}} - T_{r,\text{in}} \end{array} \right) \quad (3.5)$$

ここで、

ΔT_{ln}	: 冷媒と温水の平均温度差	[K]
ΔT_a	: 冷媒出口と温水入口の温度差	[K]
ΔT_b	: 冷媒入口と温水出口の温度差	[K]

ここで、冷媒温度は飽和温度とし、テストセクションの差圧と出口圧力からテストセクション全体の圧力分布を直線近似したうえで、加熱区間二重管部入口出口の局所飽和温度をそれぞれ算出した。すなわち、冷媒の飽和温度は、2 流路でそれぞれ等しいとした。

なお、本実験では、全ての条件でテストセクション出口合流後のクオリティは 1.0 以下の二相状態だが、一部の条件では、熱負荷の大きい片側の流路出口で僅かに過熱蒸気と見積もられる場合がある。その過熱蒸気温度は、Eq. (2.9)および Eq. (2.12) を用いて流量と入口クオリティを見積もれば算出できるものの、誤差がかなり大きくなる。そのため、出口が過熱蒸気となる流路に対しても、出口圧力から見積もられる飽和温度を用いて対数平均温度差を算出した。これにより、出口近傍の過熱蒸気部について、温水と冷媒の温度差を実際よりも幾分大きく見積もるため、流路全体の平均熱通過率を若干低く見積もる。この影響が、後述の冷媒側の壁面過熱度の算出に与える誤差はおおよそ ± 0.05 K 以下と小さい。

(b) 平均熱通過率の算出

冷媒への伝熱量 Q_n 、対数平均温度差 $\Delta T_{ln,n}$ から、冷媒側の伝熱面積を基準とした各流路の温水-冷媒間の平均熱通過率 K_n は次式で見積もられる。

$$K_n = \frac{Q_n}{\Delta T_{ln,n} A_{h,r}} \quad (3.6)$$

ここで、

K	: 平均熱通過率	[W/(m ² ·K)]
$A_{h,r}$: 冷媒側 1 流路の伝熱面積	[m ²]

3.2.6 温水の熱伝達率の算出

二重管の外管と内管の隙間を流れる温水の内管外表面上の熱伝達率 α_{water} は、事前に予備実験を行って測定した。予備実験では、冷媒 R410A を二相状態でテストセクションに流入させ、温水は 2 流路ともに等しい入口温度で沸騰熱伝達実験と同じ流量 74 g/min に設定し、各流路の平均熱通過率を Eq. (3.6) を用いて算出した。ここで、冷媒の熱伝達率 α_r を、榎木ら[15]によって報告されている内径 1 mm の水平円管内を流れる R410A の実験値を参考に決定することで、Eq. (3.7) に示す熱抵抗の関係から、温水熱伝達率 α_{water} を算出した。

$$\frac{1}{\alpha_{\text{water}}} = \frac{A_{\text{h,water}}}{A_{\text{h,r}}} \left[\frac{1}{K_{\text{n}}} - \left(\frac{1}{\alpha_{\text{r,n}}} + \frac{t}{\lambda} \right) \right] \quad (3.7)$$

ここで、

α_{water}	: 温水熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
α_{r}	: 冷媒加熱区間平均熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
t	: 内管管壁の厚さ	[m]
λ	: 内管管材の熱伝導率	[W/(m·K)]
$A_{\text{h,water}}$: 温水側 1 流路の伝熱面積	[m ²]

Fig. 3-3 に、榎木ら[15]によって得られた質量速度 $G = 400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、熱流束 $q = 4 \text{ kW}/\text{m}^2$ における熱伝達率 α とクオリティ x の関係を示す。図に示すように、クオリティ $x = 0.1 \sim 0.25$ の範囲では、クオリティの増加に対して熱伝達率が約 $3.8 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ でほぼ一定となっている。予備実験では、平均質量速度を $400 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ とし、テストセクション内でクオリティがこの範囲内になるように、冷媒の分岐前クオリティおよび温水の入口温度を調整した。このとき、入口クオリティを 0.1 と設定すると、 $q = 4 \text{ kW}/\text{m}^2$ のとき出口クオリティは 0.25 と見積もられるため、榎木らの実験値のクオリティ 0.1 から 0.25 の範囲を積分平均した値を冷媒の熱伝達率 α_{r} とした。実験は複数回行い、それらの平均から温水の熱伝達率を $4.29 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ と決定した。榎木らの実験値の測定誤差 $\pm 10\%$ を考慮して、温水の熱伝達率の算出誤差は $\pm 0.17 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 以下と見積もられた。この値が、後述する冷媒側の壁面過熱度に与える影響は $\pm 0.03 \text{ K}$ 以下と小さい。

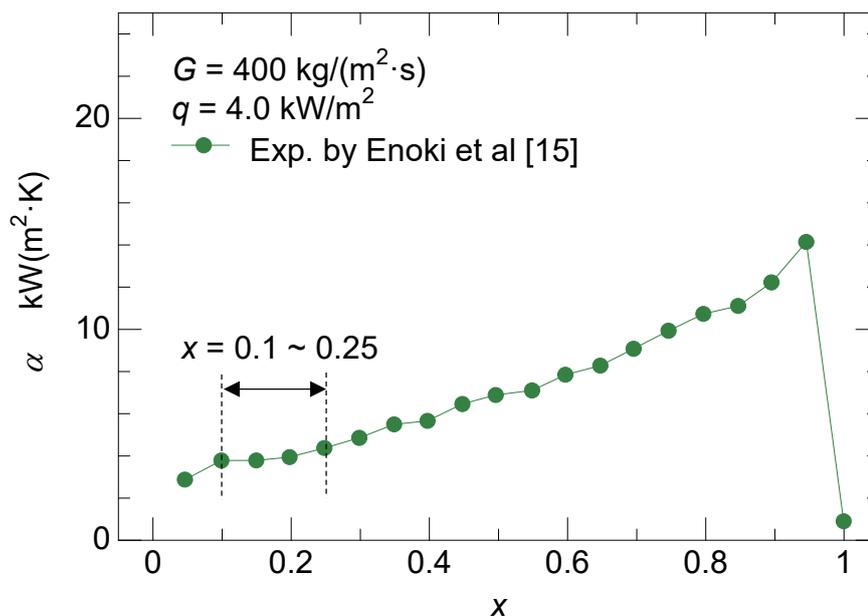


Fig. 3-3 The relation between measured heat transfer coefficient and quality of R410A for a single channel [15]

3.2.7 冷媒側の加熱区間平均壁面過熱度の算出

冷媒側の加熱区間平均壁面過熱度 ΔT は、次式に示すように、冷媒と温水の平均温度差 $\Delta T_{\text{ln},n}$ から温水側の平均壁面過熱度 $\Delta T_{\text{water},n}$ と二重管内管の平均内外面温度差 $\Delta T_{\text{tube},n}$ を差し引くことにより算出した。

$$\Delta T_n = \Delta T_{\text{ln},n} - \Delta T_{\text{water},n} - \Delta T_{\text{tube},n} = Q_n \left(\frac{1}{K_n A_{h,r}} - \frac{1}{\alpha_{\text{water}} A_{h,\text{water}}} - \frac{t}{\lambda A_{h,r}} \right) \quad (3.8)$$

ここで、

ΔT	: 冷媒側平均壁面過熱度	[K]
ΔT_{water}	: 温水の平均壁面過熱度	[K]
ΔT_{tube}	: 銅管の平均内外面温度差	[K]

3.2.8 冷媒の加熱区間平均熱伝達率の算出

各流路の冷媒加熱区間平均熱伝達率 $\alpha_{r,n}$ は、以下の熱抵抗の関係から求めた。

$$\frac{1}{\alpha_{r,n}} = \frac{1}{K_n} - \left(\frac{t}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{\text{water},n}} \frac{A_{h,r}}{A_{h,\text{water}}} \right) \quad (3.9)$$

なお、以下では、後述する“2 流路平均”熱伝達率 α_{ave} と区別するため、各流路の“加熱区間平均”熱伝達率 $\alpha_{r,1}$, $\alpha_{r,2}$ を、単に「熱伝達率」と称する。

3.2.9 並列流路の対称性確認実験

2 流路の熱負荷が等しい場合、冷媒が 2 流路に均等に分配されるか確認を行った。実験はテストセクション入口から出口まで液単相状態および入口二相の条件で行い、2 流路の温水の流量と入口温度がそれぞれ互いに等しい場合、温水の出口温度、すなわち伝熱量が流路間で一致するか検証した。

Fig. 3-4 に、各流路の温水入口温度に対する温水出口温度を示しており、入口二相の条件を丸印で、入口から出口まで液単相の条件を三角印でプロットしている。2 流路の冷媒平均質量速度は $200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ であり、入口二相条件では、冷媒の飽和温度を 10°C 、分岐前クオリティを 0.2 として、テストセクション出口合流後のクオリティが $0.94 \sim 1.09$ の範囲で見積もられる 4 条件の加熱量で測定した。温水の流量は、後述の沸騰熱伝達実験と同様に $74 \text{ g}/\text{min}$ とした。Fig. 3-4 に示すように、いずれの条件でも、温水の入口温度を揃えた場合、2 流路の温水出口温度はほぼ等しい。すなわち、2 流路の熱交換量はほぼ等しく、冷媒は 2 流路にほぼ均等に分配していることが確認された。

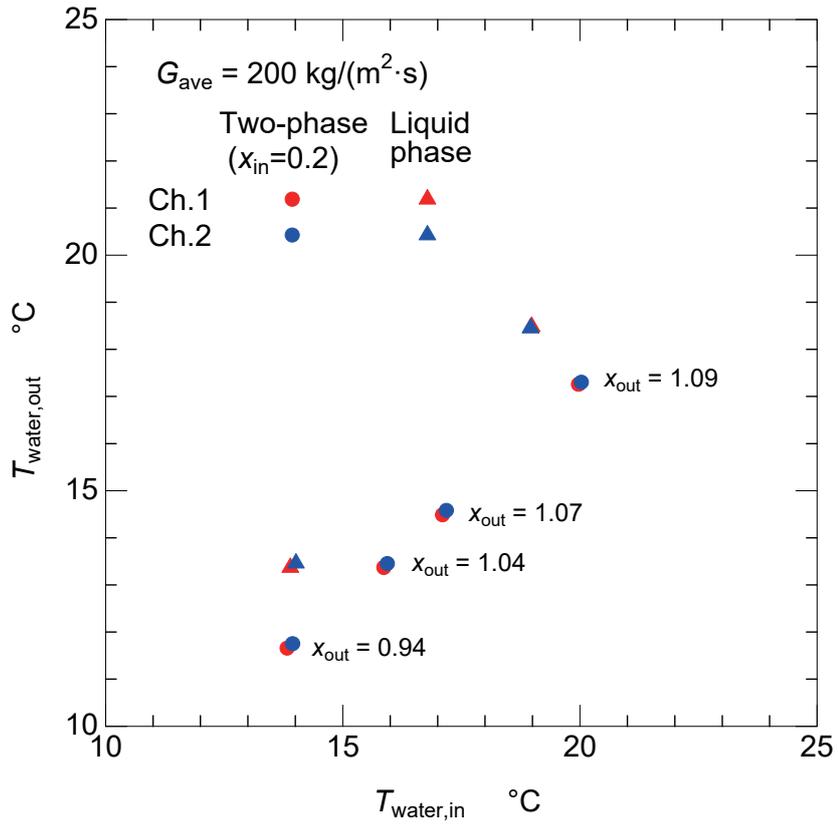


Fig. 3-4 Measured water outlet temperatures of the respective channels with water inlet temperatures under equal water inlet temperatures conditions

3.2.10 実験条件

本実験条件を Table 3-2 に示す．実験条件は，実際の冷凍空調機器で用いられる蒸発器の運転条件をもとに決定した．冷媒は R410A を用い，飽和温度は 10°C とした．2 流路の平均質量速度 G_{ave} は 50, 100, 200 kg/(m²·s) の 3 条件とし，分岐前クオリティは $G_{ave} = 100$ kg/(m²·s) のときに 0.1 と 0.2，その他の平均流量条件では 0.2 とした．実験は，2 流路の算術平均壁面過熱度 ΔT_{ave} を一定に保ったまま，Channel 1 の温水入口温度を増加，Channel 2 の温水入口温度を低下（すなわち，Channel 1 の壁面過熱度 ΔT_1 を増大，Channel 2 の壁面過熱度 ΔT_2 を低下）させることで，2 流路の壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ を 0.15 ~ 1.0 の範囲で変化させて，不均一な熱負荷条件を与えた．

算術平均壁面過熱度 ΔT_{ave} は，分岐前クオリティ，平均流量の条件ごとに，均一熱負荷時，すなわち 2 流路の壁面過熱度がともに等しいとき，出口クオリティが 1.0 となるように決定した．この平均壁面過熱度を表中に示している．平均質量速度が大きく，分岐前クオリティが小さいほど ΔT_{ave} は大きい．

また，温水の流量は 2 流路ともに 74 g/min で一定とし，温水の入口温度は，10.5~18.4°C の範囲で変化させた．

Table 3-2 Experimental conditions

Fluid	R410A			
Saturation Temperature T_{sat} , °C	10			
Channel averaged mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	50	100		200
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	0.2	0.1	0.2	0.2
Outlet quality x_{out} for equally heated condition	1.0			
Channel averaged temperature difference between T_w and T_{sat} ΔT_{ave} , K	0.67	1.5	1.3	2.3
The ratio of ΔT_2 to ΔT_1 $\Delta T_2/\Delta T_1$	0.15 ~ 1.0			
Water mass flow rate, g/min	74			
Water inlet temperature, $T_{water, in}$ °C	10.5 ~ 18.4			

3.3 実験結果

3.3.1 不均一熱負荷条件下の冷媒への伝熱量

各流路の冷媒への伝熱量 Q_1, Q_2 と壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の関係を、分岐前クオリティ $x_{in} = 0.2$ について平均質量速度 G_{ave} ごとに Fig. 3-5(a)~(c) に、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ について x_{in} ごとに Fig. 3-6(a), (b) に示す。図中には、2 流路の算術平均伝熱量 $Q_{ave} (= (Q_1 + Q_2)/2)$ を合わせてプロットしている。流路間の熱負荷が均一、すなわち $\Delta T_2/\Delta T_1 = 1.0$ のときには、伝熱量は Channel 1 と 2 でほぼ等しい。また、前述のように、 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 1.0$ のとき出口クオリティが 1.0 となるので、 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 1.0$ での伝熱量は平均流量が大きく分岐前クオリティが小さいほど大きい。図より、いずれの条件でも、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ が減少して熱負荷が不均一になった場合、壁面過熱度が増加する Channel 1 の伝熱量はあまり変化せず、一方で、壁面過熱度が低下する Channel 2 の伝熱量は著しく低下した。Channel 1 では、壁面過熱度が増加するものの、前章で示したように、不均一な流量分配が生じて流量が減少することもあり、熱伝達の悪いドライアウト発生区間が拡大する。そのため、Channel 1 では伝熱量の変化が小さく、一方で、Channel 2 では、壁面過熱度の低下により伝熱量が低下したと考えられる。これらの各流路の変化により、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の減少に伴って 2 流路平均の伝熱量 Q_{ave} は低下した。

平均流量および分岐前クオリティが平均伝熱量 Q_{ave} の変化に与える影響を検討するため、2 流路平均の熱伝達率を算出した。平均熱伝達率は次式で定義される。

$$\alpha_{ave} = \frac{Q_{ave}}{A_{h,r} \Delta T_{ave}} \quad (3.10)$$

ここで、

α_{ave}	: 2 流路平均の熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
Q_{ave}	: 2 流路平均の冷媒への伝熱量	[W]
$A_{h,r}$: 冷媒側 1 流路の伝熱面積	[m ²]
ΔT_{ave}	: 2 流路平均の壁面過熱度	[K]

本実験では、 ΔT_{ave} 一定のもと $\Delta T_2/\Delta T_1$ を変化させているので、上式に示すように、平均伝熱量 Q_{ave} は、平均熱伝達率 α_{ave} に比例して変化する。Eq. (3.10) で示される平均熱伝達率は、各流路の熱伝達率 $\alpha_{r,1}, \alpha_{r,2}$ から次式のように書き直せる。

$$\frac{1}{\alpha_{ave}} = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \frac{1}{\alpha_{r,1}} + \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \frac{1}{\alpha_{r,2}} \quad (3.11)$$

ここで、Eq. (3.9) から求まる各流路の熱伝達率 $\alpha_{r,1}, \alpha_{r,2}$ は、加熱区間の面積平均の熱伝達率であるので、2 流路の平均熱伝達熱抵抗 $1/\alpha_{ave}$ は、それぞれの流路の平均熱伝達熱抵抗 $1/\alpha_{r,n}$ を、各流路の伝熱量で重み付き平均した値を意味する。

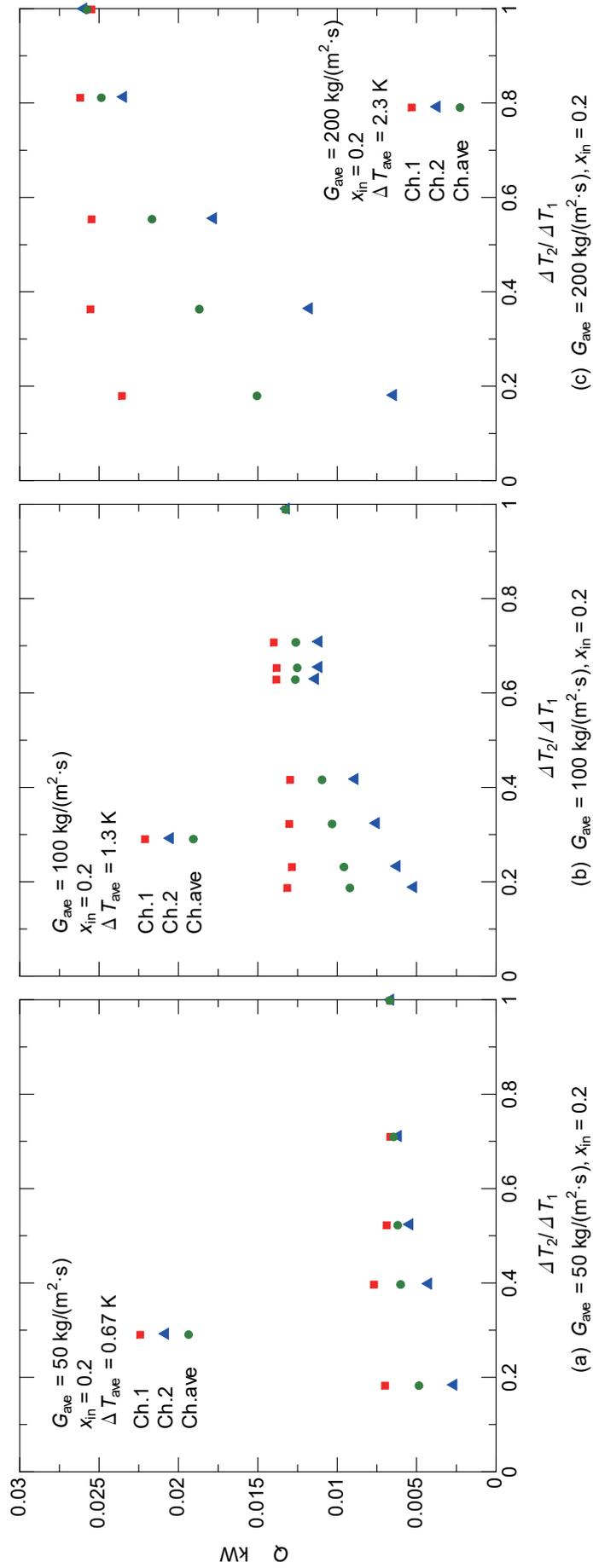


Fig. 3-5 Change of measured heat transfer rate to refrigerant Q_1 , Q_2 with $\Delta T_2/\Delta T_1$ for different averaged mass velocities at x_{in} of 0.2

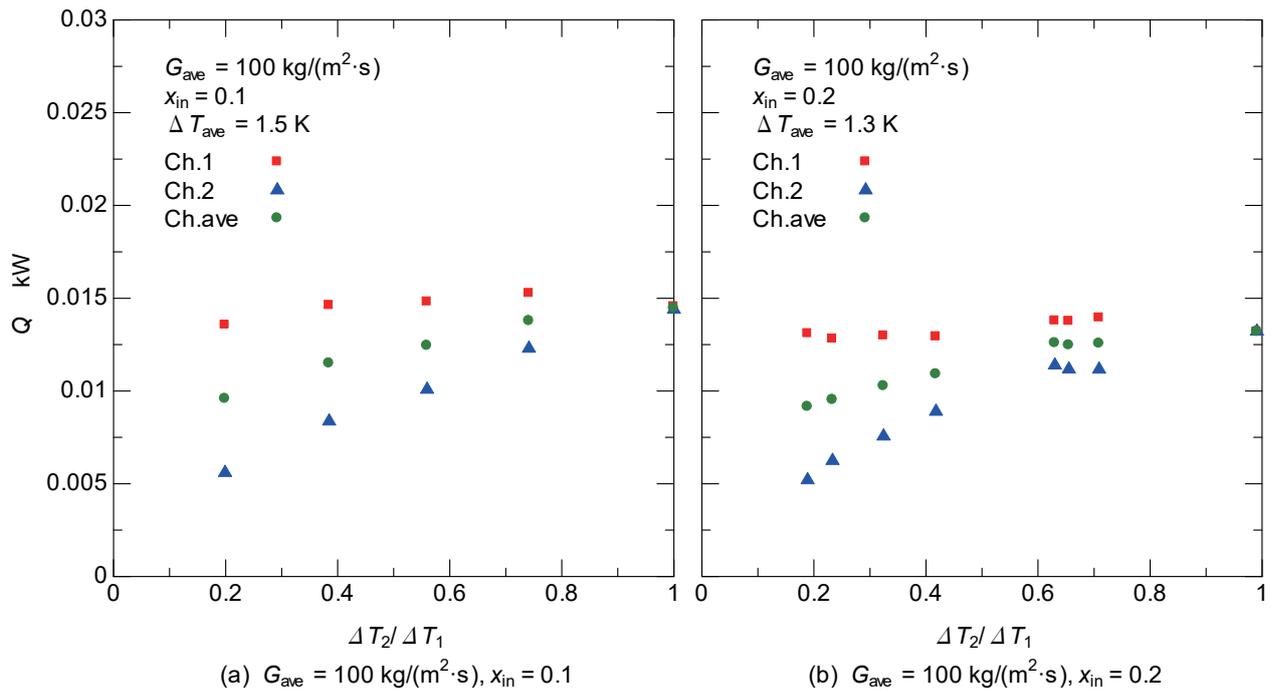


Fig. 3-6 Change of measured heat transfer rate to refrigerant Q_1 , Q_2 with $\Delta T_2 / \Delta T_1$ for different the qualities before branching at G_{ave} of $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

Fig. 3-7(a), (b)に、2流路の平均熱伝達率 α_{ave} を壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットしており、Fig. 3-7(a)は平均質量速度 G_{ave} 、Fig. 3-7(b)は分岐前クオリティ x_{in} をパラメータとしている。Fig. 3-7(a)に示すように、熱負荷の不均一度が小さい $\Delta T_2/\Delta T_1 \geq 0.8$ の範囲では、高流量 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の平均熱伝達率が低流量と比べてやや大きい。一方、 $\Delta T_2/\Delta T_1 < 0.8$ の範囲では、平均流量の影響は小さくなる。また、Fig. 3-7(b)に示すように、分岐前クオリティの違いを比較すると、分岐前クオリティ 0.2の方が、全般に平均熱伝達率が高い。

ここで、特に重要な均一熱負荷時に対する不均一熱負荷時の平均熱伝達率の低下割合 $\alpha_{ave}/\alpha_{ave, equ}$ を、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットして、Fig. 3-8(a), (b)にそれぞれ示す。Fig. 3-7と同様に、(a)は平均質量速度、(b)は分岐前クオリティをパラメータとして比較している。Fig. 3-8(a)に示すように、 $\Delta T_2/\Delta T_1 > 0.6$ では平均流量の影響は見られず、均一熱負荷時と比べた低下割合は5%以下と小さい。一方で、 $\Delta T_2/\Delta T_1 \leq 0.6$ の範囲では、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下とともに低下割合が顕著に増大し、その低下割合は、平均流量が大きいほど大きかった。このとき、 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.2$ の平均熱伝達率は、均一熱負荷時 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 1.0$ と比較して、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき28%、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき31%、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき42%低下した。また、Fig. 3-8(b)に示すように、分岐前クオリティの違いが、平均熱伝達率の低下割合に与える影響は小さかった。

以上のように、冷媒への伝熱量は、流路間の壁面過熱度が不均一になるにつれて、壁面過熱度が増加する流路ではあまり変化せず、壁面過熱度が低下する流路では著しく低下した。その結果、2流路平均の伝熱量は大きく低下した。すなわち、実際の蒸発器においても、不均一熱負荷時の平均伝熱量は、同じ平均壁面過熱度の均一熱負荷時と比べて確実に低下すると考えられる。また、均一熱負荷時に対する不均一熱負荷時の平均伝熱量の低下割合、すなわち平均熱伝達率の低下割合は、特に平均流量が大きいほど大きかった。このような背景から、流路間熱負荷不均一の影響を含めて熱伝達率を予測できるモデルは非常に有効であるといえる。次の第4章では、本研究で開発した熱伝達予測シミュレーションモデルについて説明する。

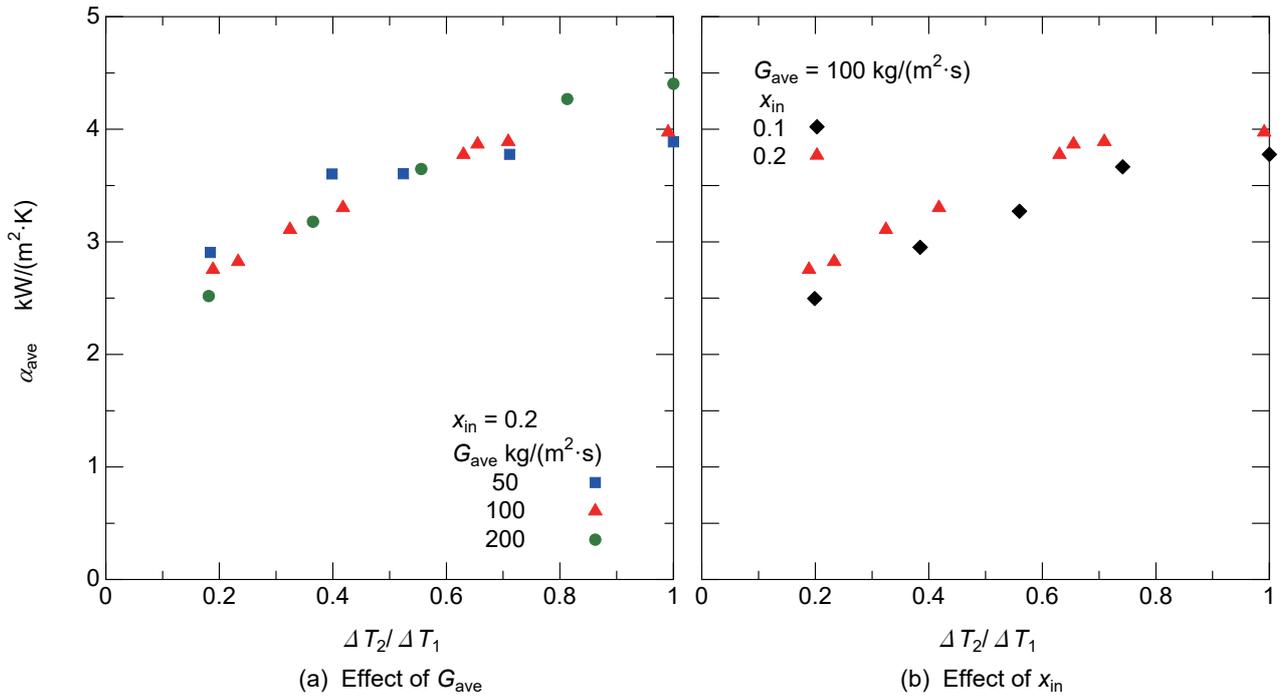


Fig. 3-7 Change of the averaged heat transfer coefficient α_{ave} with $\Delta T_2/\Delta T_1$ for different G_{ave} (a) and x_{in} (b)

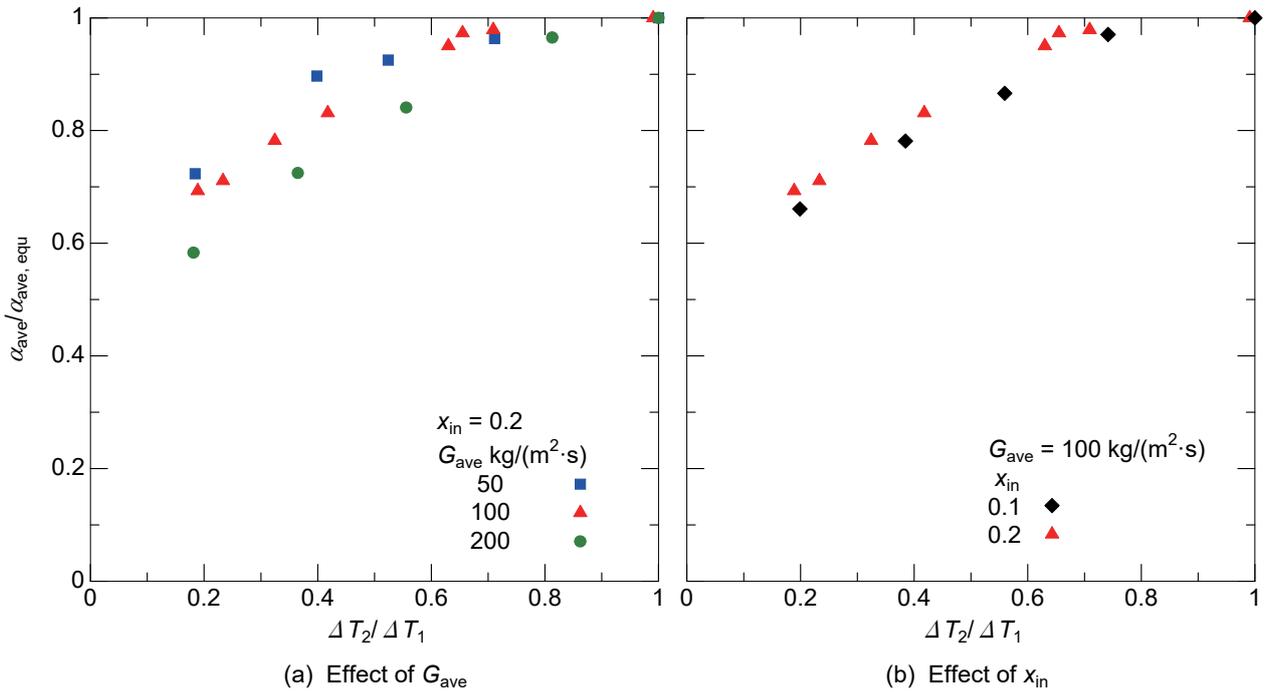


Fig. 3-8 Change of the averaged heat transfer coefficient ratio $\alpha_{ave}/\alpha_{ave,equ}$ with $\Delta T_2/\Delta T_1$ for different G_{ave} (a) and x_{in} (b)

3.3.2 平均流量が冷媒熱伝達特性に与える影響

本項では、平均流量が大きいほど不均一熱負荷時に平均熱伝達率が大きく低下した原因について詳細に検討する。本章の最も重要な結論は、前項に示した内容であり、本項は、前項の補足的な内容である。

Fig. 3-9(a)~(c)に、分岐前クオリティ $x_{in} = 0.2$ の条件について各流路の熱伝達率 $\alpha_{r,1}$, $\alpha_{r,2}$ および 2 流路の平均熱伝達率 α_{ave} を、平均質量速度 G_{ave} ごとに、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットして示す。また、Fig. 3-10 には、均一熱負荷時と比較した不均一熱負荷時の各流路の熱伝達率の変化割合 $\alpha_n/\alpha_{n,eq}$ について、左図に Channel 1, 右図に Channel 2 の結果を示している。

Fig. 3-9 より、平均流量によらず、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下に伴って、Channel 1 では、ドライアウト発生域が拡大するため、熱伝達率 α_1 が減少していることがわかる。このとき、均一熱負荷時と比べた熱伝達率の低下割合 $\alpha_1/\alpha_{1,eq}$ は、Fig. 3-10 左図に示すように、平均流量が大きい方が、低下割合が幾分大きいように見える。また、Channel 2 では、 $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率 α_2 が増大し、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のみ熱伝達率 α_2 が減少した。したがって、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下に伴う Channel 1 の熱伝達率 α_1 の低下割合が幾分大きいことに加えて、Channel 2 の熱伝達率 α_2 も低下することにより、平均熱伝達率 α_{ave} の低下割合が最も大きくなった。一方で、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、Fig. 3-10 に見られるように、両流路の熱伝達率比 $\alpha_1/\alpha_{1,eq}$, $\alpha_2/\alpha_{2,eq}$ が、どちらも $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べて幾分大きいことにより、平均熱伝達率の低下割合が最も小さかった。以下では、このような熱伝達率の変化、すなわち、Channel 1 では、流量が大きいほど平均熱伝達率の低下割合が幾分大きく、Channel 2 では、低流量 $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率が増加するのに対して、高流量 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では低下する要因について、さらに詳しく検討する。

前述したように、Channel 1 では、壁面過熱度の増大に加えて流量が減少するため、より一層ドライアウト区間が拡大し、加熱区間平均の熱伝達率が低下していく。そこで、前章で作成した流量分配の予測式 Eq.(2.9)を用いて、平均流量条件ごとにどの程度流量の不均一分配が生じるか計算し、結果を比較した。Fig. 3-11 に、各流路の質量速度 G_1, G_2 の予測値を壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットして示す。なお、予測に必要な各流路の平均熱流束 q_1, q_2 は、次式に示すように、各流路の冷媒への伝熱量 Q_n を伝熱面積 $A_{h,r}$ で除して求めた。

$$q_n = \frac{Q_n}{A_{h,r}} \quad (3.12)$$

ここで、

添字 n	: 流路番号, 1 or 2	
q	: 管内面平均熱流束	[W/m ²]
$A_{h,r}$: 冷媒側 1 流路の伝熱面積	[m ²]

Fig. 3-11 に示すように、平均質量速度が大きいほど、不均一熱負荷時の流量分配量は大きいと予測される。また、Fig. 3-12 に、平均質量速度 G_{ave} に対する流量分配の割合 $\Delta G/G_{ave}$ を、平均質量速度をパラメータとして示す。低流量 $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、平均流量に対する流量分配割合は同程度であり、高流量 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、低流量条件と比べて流量分配割合が幾分大きい。したがって、Channel 1 では、高流量 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき、低流量と比べて流量低下割合が大きく、ドライアウトがより拡大した結果、Fig. 3-10 に示すように熱伝達率 α_1 が幾分大きく低下したと考えられる。

続いて、Channel 2 について検討する。Fig. 3-13 に、榎木ら[15]によって得られた内径 1 mm の円管内を流動する R410A の沸騰熱伝達率 α とクオリティ x の関係を示すとともに、Fig. 3-14 に、各流路の平均熱流束 q_1, q_2 を壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットして示す。Fig. 3-13 に示すように、榎木らは、熱流束が $8 \text{ kW}/\text{m}^2$ より大きい場合、熱流束 $8 \text{ kW}/\text{m}^2$ 以下と比べて熱伝達率が良好で、熱流束の増加に伴って熱伝達率が増大する核沸騰熱伝達が支配的な伝熱様式となり、また、熱流束が $8 \text{ kW}/\text{m}^2$ 以下のときには、低クオリティ域で液膜熱伝導、中高クオリティ域で二相強制対流蒸発が支配的な伝熱様式となり、熱流束の影響は比較的小さいことを報告している[15]。本実験の均一熱負荷条件では、Fig. 3-14 に示すように、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のみ平均熱流束が $10 \text{ kW}/\text{m}^2$ を超えており、核沸騰熱伝達が支配的であると考えられる。均一熱負荷時から $\Delta T_2/\Delta T_1$ が低下して 0.6 以下になると、Channel 2 の熱流束が $8 \text{ kW}/\text{m}^2$ を下回って、核沸騰熱伝達から強制対流蒸発あるいは液膜熱伝導蒸発に伝熱様式が変化する。したがって、Fig. 3-10 右図に示したように、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下に伴って、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のみ Channel 2 の熱伝達率が均一熱負荷時から低下していくのは、伝熱様式が、比較的熱伝達率の大きい核沸騰から、強制対流または熱伝導による蒸発に変化したためと考えられる。このことに加えて、Fig. 3-13 の $G = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のグラフに示すように、 $G = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の低熱流束 $2 \sim 8 \text{ kW}/\text{m}^2$ では、高クオリティ域から低中クオリティ域への熱伝達率の低下割合が他の流量条件と比べて大きいこともあって、平均熱伝達率がさらに低下したと考えられる。また、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の方が、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ よりも均一熱負荷時と比べた熱伝達率の増加割合が大きい理由は、Fig. 3-13 に見られるように、 $G = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、熱流束の低下に対して熱伝達率は同じか若干増大しているのに対して、 $G = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ではやや低下する傾向があるためと考えられる。

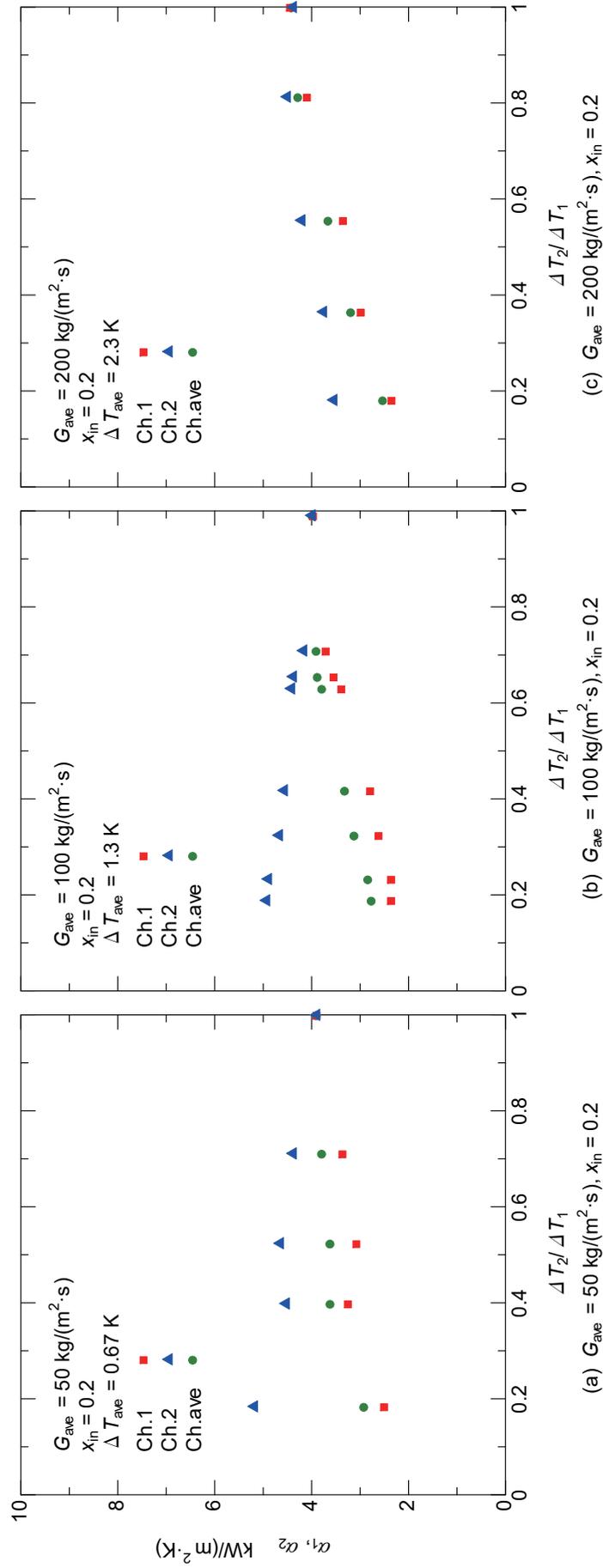


Fig. 3-9 Change of heat transfer coefficient in each channel α_1, α_2 with $\Delta T_2 / \Delta T_1$ for different averaged mass velocities

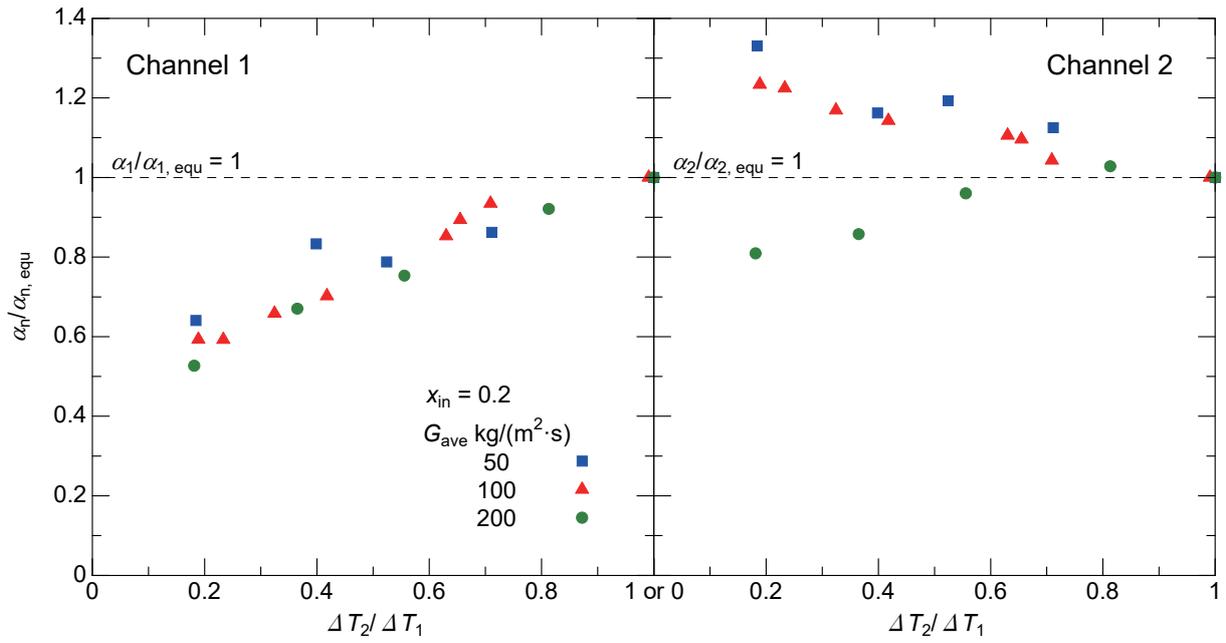


Fig. 3-10 Change of heat transfer ratio in each channel $\alpha_1/\alpha_{1, \text{equ}}$, $\alpha_2/\alpha_{2, \text{equ}}$ with $\Delta T_2/\Delta T_1$

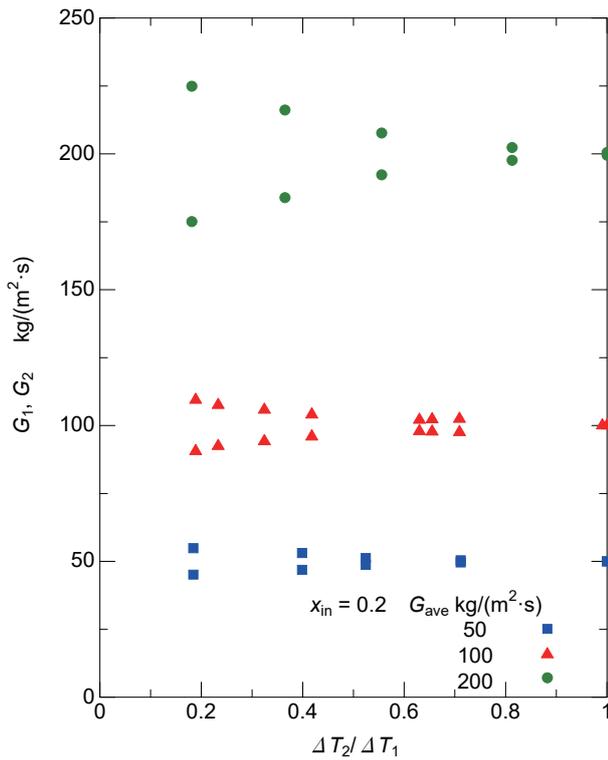


Fig. 3-11 Flow maldistribution estimated by Eq.(2.9)

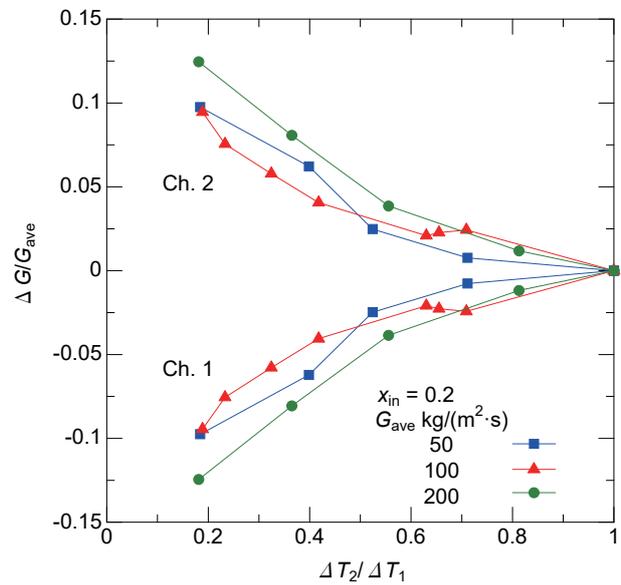


Fig. 3-12 Flow maldistribution ratio $\Delta G/G_{\text{ave}}$

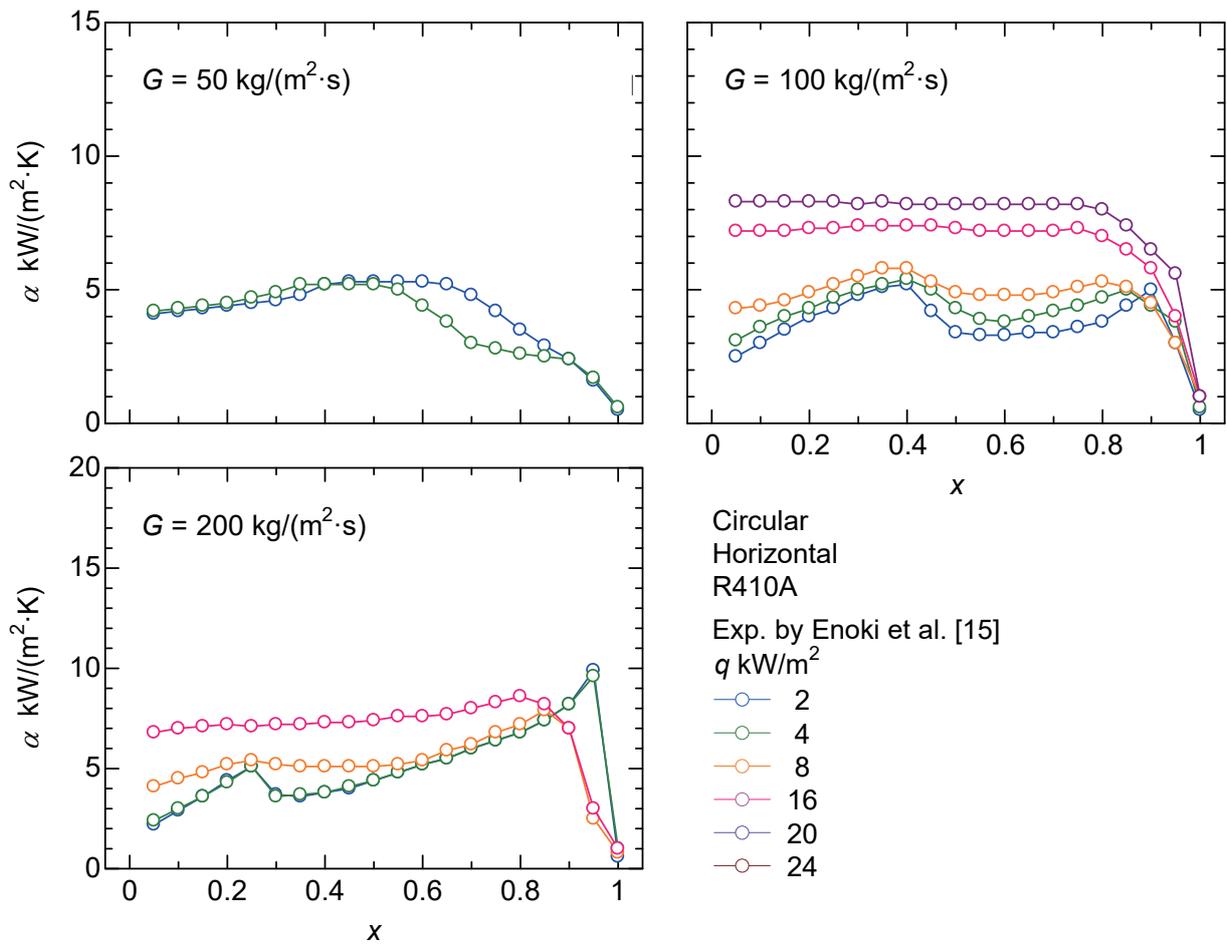


Fig. 3-13 The relation between measured heat transfer coefficient and quality of R410A for a single channel [15]

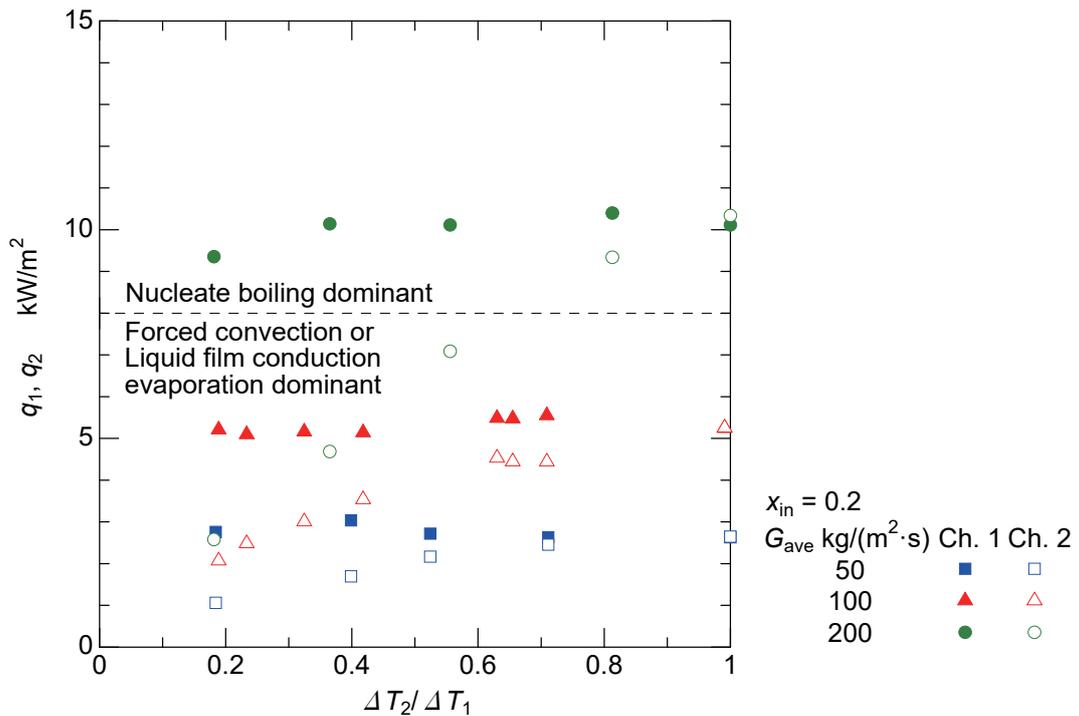


Fig. 3-14 Change of the averaged heat fluxes in the heating section q_1, q_2 with $\Delta T_2/\Delta T_1$

3.4 結論

本章では、二重管の内管と外管の隙間を流れる温水によって内管を流れる冷媒が加熱される2並列ミニチャンネルを対象に実験を行い、実機蒸発機を想定した平均流量・平均壁温条件において、流路間の壁面過熱度が不均一になった場合、均一熱負荷時と比べて、各流路および2流路平均の冷媒への伝熱量がどのように変化するか検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 流路間の壁面過熱度差が拡大するにつれて、壁面過熱度が増加する流路では伝熱量はあまり変化せず、壁面過熱度が低下する流路では著しく低下した。これは、高過熱度流路では、壁面過熱度が増加するものの、流量が減少してドライアウト発生区間がより一層拡大するためであり、一方で、低過熱度流路では、過熱度の低下とともに熱流束が低下するためである。結果として、流路間の壁面過熱度差が拡大するとともに、2流路平均の冷媒への伝熱量は低下した。すなわち、実際の蒸発器においても、同じ平均壁面過熱度で比較した場合、不均一熱負荷時の平均伝熱量は、均一熱負荷時と比べて確実に低下することを明らかにした。
2. 均一熱負荷時に対する不均一熱負荷時の平均伝熱量の低下割合、すなわち平均熱伝達率の低下割合は、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ が 0.6 より大きい範囲では 5%以下と小さく、一方で、 $\Delta T_2/\Delta T_1 \leq 0.6$ の範囲では、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下とともに顕著に増大した。その低下割合は、平均流量が大きいほど大きく、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.2$ のとき均一熱負荷時と比較して、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 28%、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 31%、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 42%低下した。この原因について、各流路の加熱区間平均熱伝達率の変化から検討した。以下に、各流路の検討結果を示す。
 - ・ 高過熱度流路では、壁面過熱度が増加するにつれて熱伝達率が低下し、平均流量が大きいほど、均一熱負荷時と比べた不均一熱負荷時の熱伝達率の低下割合が大きかった。これは、流量が大きいほど高過熱度流路の流量減少割合が増大するため、ドライアウト発生区間がより拡大したためと考えられる。
 - ・ 低過熱度流路では、壁面過熱度が低下するにつれて、 $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率が増大し、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率が低下した。 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、過熱度の低下に伴って、熱伝達率が比較的高い核沸騰熱伝達から強制対流蒸発あるいは液膜熱伝導蒸発に伝熱様式が変化したことが主な原因である。また、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、熱流束の低下とともに、熱伝達率が同じもしくは増大する傾向があり、一方で、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、熱伝達率が低下する傾向があるため、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の方が、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べて熱伝達率の増加割合が大きかった。

第 4 章

並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達および

流量分配予測シミュレーション

4.1 概説

本章では、本論文で最も重要な、並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達率および流量分配を予測するシミュレーションモデルについて、モデルの説明と、シミュレーション結果の考察を行う。本モデルは、各流路の計算には単一流路対象の圧力損失予測式と沸騰熱伝達整理式を用い、別に並列流路間の相互作用を計算することで流量分配を含む沸騰熱伝達性能を予測するモデルであり、ヒートポンプ蒸発器の開発・設計に非常に有用である。本章では、本モデルによる加熱区間流れ方向のクオリティ・熱伝達率の変化、流量分配の予測結果を示し、得られた各流路の冷媒への伝熱量を 3 章の実験結果と比較することでモデルの妥当性を検証する。また、実機蒸発器に近い 10 並列ミニチャンネルを対象とした計算を行い、並列流路間の熱負荷の分布が流路平均の伝熱量に与える影響を明らかにする。

4.2 シミュレーションモデル

4.2.1 モデル概要

Fig. 4-1 に、2 並列の場合を例に、シミュレーションモデルの物理的構造を示す。並列流路がそれぞれ高圧ヘッドと低圧ヘッドに接続されており、ヘッド間の圧力差を駆動力として、冷媒が高圧側から低圧側に流動する。低圧ヘッドの圧力は一定とし、高圧ヘッドの圧力を各流路の入口流量の和が目標値でほぼ一定に保たれるように制御する。各流路は、同じ内径の一様円形断面とし、流れ方向に加熱部と非加熱部を設けている。

本モデルでは、以下の仮定のもと計算を行う。

1. 二相流は気相と液相の相対速度を考慮しない均質流として取り扱う。
2. 管内主流方向 1 次元の変化のみを対象として計算を行う。すなわち、流路断面方向の温度、圧力および流速の分布は考慮しない。
3. 物性値に与える圧力損失の影響は無視する。
4. サブクール沸騰は生じないとする。
5. エネルギー保存式において、粘性散逸、運動エネルギー、位置エネルギーおよび摩擦損失は無視する。

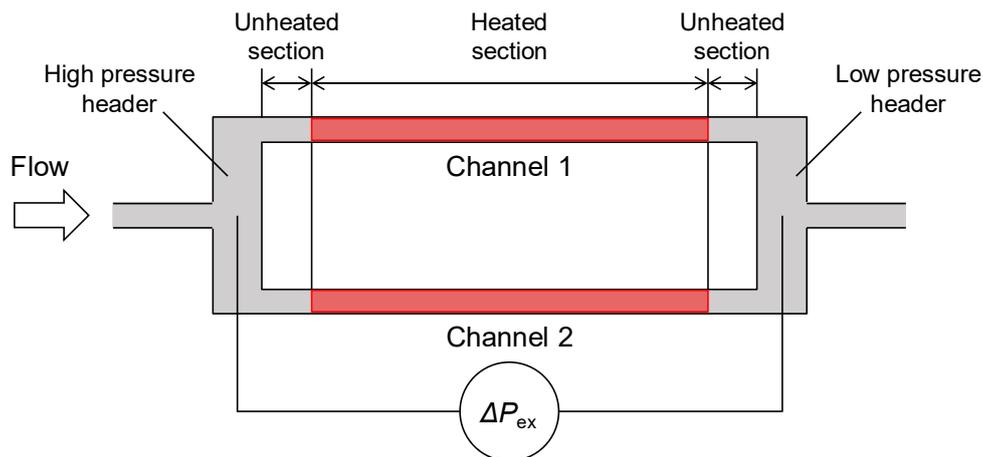


Fig. 4-1 Schematic diagram of the simulation model

また，本シミュレーションモデルでは，質量保存式およびエネルギー保存式について，対象流体を追跡するラグランジュの方法を用いる．上述の仮定より，対象流体とともに移動する微小検査体積から見た主流方向 1次元の質量保存式，エネルギー保存式はそれぞれ以下の Eq. (4.1)，Eq. (4.2)で表される．

$$\frac{d}{dt}(\rho V) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{dh}{dt} = \frac{4q}{\rho D} \quad (4.2)$$

ここで，

t	: 時刻	[s]
ρ	: 流体平均密度	[kg/m ³]
V	: 検査体積	[m ³]
h	: 比エンタルピー	[J/kg]
q	: 管内面熱流束	[W/m ²]
D	: 流路径	[m]

Eq. (4.1)および Eq. (4.2)について，陽解法を用いることを前提に差分化を行うと，ある対象計算格子について時刻 t と $t + 1$ の関係式は，それぞれ Eq. (4.3)，Eq. (4.4)で表される．

$$\rho^{t+1} \Delta z^{t+1} - \rho^t \Delta z^t = 0 \quad (4.3)$$

$$h^{t+1} - h^t = \frac{4q\Delta t}{\rho^t D} \quad (4.4)$$

ここで,

- 添字 t : 時間ステップ
- Δz : 対象計算格子の流路流れ方向に占める長さ [m]
- Δt : 時間ステップの間隔 [t]

Fig. 4-2 に、計算格子の移動の概略を示す。Eq. (4.3) で表される質量保存式は、ある計算格子の質量が不変であることを表す。非加熱区間では、流体のエンタルピー変化がないため、流れ方向に計算格子の密度および長さは一定である。計算格子が加熱区間に流入すると、Eq. (4.4) に示されるエネルギー保存式を満足するように、流体の比エンタルピーが増加する。流体の比エンタルピーの増加により、流体のクオリティが増加して平均密度が減少するため、計算格子の体積（計算格子長さ）が増加する。対象の計算格子のクオリティ変化および平均密度は次式で表される。

$$x^{t+1} - x^t = \frac{h^{t+1} - h^t}{\Delta h} - \frac{h^t - h'}{\Delta h} = \frac{4q\Delta t}{\rho^t D \Delta h} \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{\rho^t} = \frac{x^t}{\rho_G} + \frac{1-x^t}{\rho_L} \quad (4.6)$$

ここで,

- x : クオリティ [-]
- h' : 飽和液の比エンタルピー [J/kg]
- Δh : 蒸発潜熱 [J/kg]
- ρ_G : 気相密度 [kg/m³]
- ρ_L : 液相密度 [kg/m³]

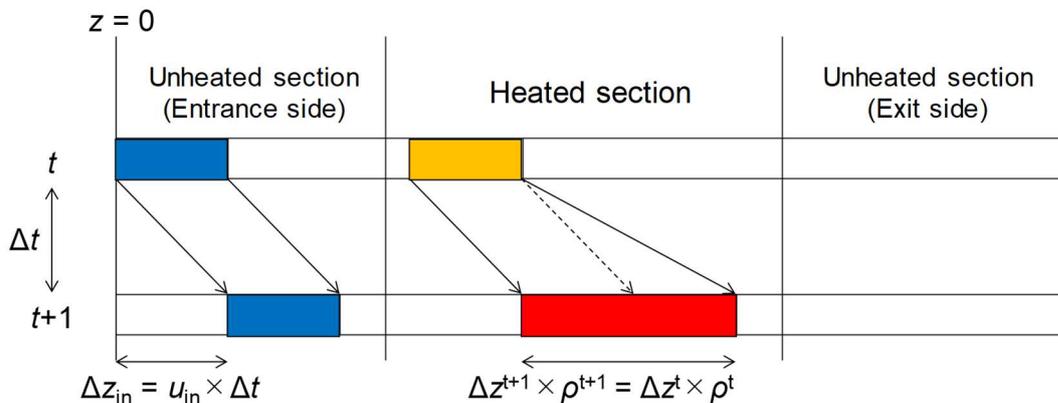


Fig. 4-2 Simple overview of the movement of the control volume

ある時刻 t の計算では、Eq. (4.3)と Eq. (4.4)から計算格子間の相対速度と各計算格子の平均密度が求まる。ここで、前時刻 $t-1$ の計算で求まる時刻 t の流体入口速度を用いると、各計算格子の絶対速度（平均流速 u ）が決定できる。

また、流れ方向 1 次元について、空間に固定された微小検査体積から見た運動量保存式は以下の式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u^2) = -\frac{\partial P_f}{\partial z} - \rho g \sin \theta - \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4.7)$$

ここで、

u	: 平均流速	[m/s]
$\partial P_f / \partial z$: 摩擦圧力損失勾配	[Pa/m]
g	: 重力加速度	[m/s ²]
θ	: 水平面と主流正方向のなす角	[rad]
P	: 圧力	[Pa]

ここで、摩擦圧力損失勾配 $\partial P_f / \partial z$ は、二相域では内径 1 mm における R410 と HFC32 の断熱二相流摩擦圧力損失勾配の実験値[14], [17]の再現式を作成して用いた。単相域では単相層流および乱流を対象とした管摩擦係数予測式から算出した。摩擦圧力損失勾配の計算の詳細は、付録 A に示す。

Eq. (4.7)を流路の入口から出口まで、すなわち流れ方向距離 z で積分し、いわゆる摩擦損失 ΔP_f 、位置損失 ΔP_s 、加速損失 ΔP_a を用いて、速度の時間変化 $\partial u / \partial t$ を陽解法を適用して表すと、速度の時間変化は次式のように表される。

$$u^{t+1} - u^t = (\Delta P_{ex}^t - \Delta P_f^t - \Delta P_s^t - \Delta P_a^t) \frac{\pi D^2}{4} \frac{\Delta t}{M^t} \quad (4.8)$$

ここで、

ΔP_{ex}	: ヘッダ間の圧力差	[Pa]
ΔP_f	: 摩擦圧力損失	[Pa]
ΔP_s	: 位置損失	[Pa]
ΔP_a	: 加速損失	[Pa]
M	: 流路全体の冷媒質量	[kg]

Eq. (4.8)は、冷媒の流動の駆動力がヘッダ間の圧力差、抗力が流路出入口間で生じる摩擦損失、加速損失および位置損失に相当する力の和であることを表す。駆動力と抗力が等しい場合、速度の時間変化は 0 であり、等しくない場合に速度変化が生じる。

4.2.2 境界条件

計算では、境界条件として、流路の仕様（流路径、流路数および加熱・非加熱区間長さ）に加えて、入口ヘッダ部のクオリティ（実験の分岐前クオリティに相当）を与えた。これらはいずれも時間変化しない一定値である。また、加熱区間伝熱面における境界条件は、管内面熱流束一定（ $q = \text{const}$ ）もしくは管内面温度一定（ $T_w = \text{const}$ ）を選択でき、ここでは、管内面温度一定で計算を行った。

管内面温度一定条件では、計算格子ごとに流れ方向局所における周方向平均の熱伝達率と熱流束を計算する。熱流束 q は、次式で求められる。

$$q = \alpha(T_w - T_b) \quad (4.9)$$

ここで、

q	: 熱流束	[W/m ²]
α	: 熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
T_w	: 管内面温度	[K]
T_b	: 流体混合平均温度	[K]

ここで、熱伝達率 α は、ドライアウト発生前の二相域については、第 1 章 1.2.4 節に示す榎木らの沸騰熱伝達整理式[21]から算出し、過熱蒸気域については、Dittus-Boelter の単相乱流熱伝達整理式から算出した。ドライアウト開始クオリティ x_{di} は、第 2 章 Fig. 2-17 に示す方法と同様に定義し、本研究と同じ内径 1.0 mm、同じ冷媒 R410A を用いた榎木らの沸騰熱伝達実験結果[15]の特性を再現するように、従来径管に対する吉田らの式[41]の係数および乗数を修正した式を作成して用いた（付録 B 参照）。ドライアウト発生後の二相域では、実験の特性[15]を踏まえて、 $x = x_{di}$ と $x = 1$ におけるそれぞれの熱伝達率を線形補間して見積もった。

4.2.3 計算方法

計算フローを Fig. 4-3 に示す。境界条件と冷媒物性を設定すると、まず非加熱の初期定常状態が算出される。その後は非定常計算を行い、管内面一様の熱流束または壁温を一定あるいは時間変化させながら与えることができる。計算では、4.2.1 項で述べたように、各流路について、ある時刻の流れ方向の速度分布と密度分布が、Eq. (4.3), Eq. (4.4) および流体入口速度から計算される。その後、Eq. (4.8) より、同時刻の各流路の速度変化勾配が計算され、次時刻の各流路の入口質量速度が求められる。また、次時刻の各流路入口クオリティは、ここで定まった入口質量速度から第 2 章 Eq. (2.12) を用いて求められる。このとき、並列流路の平均入口質量速度は目標値から僅かにずれ、次々時刻の平均入口速度を目標値になるべく近づけるように次時刻の高圧ヘッダの圧力が制御される。

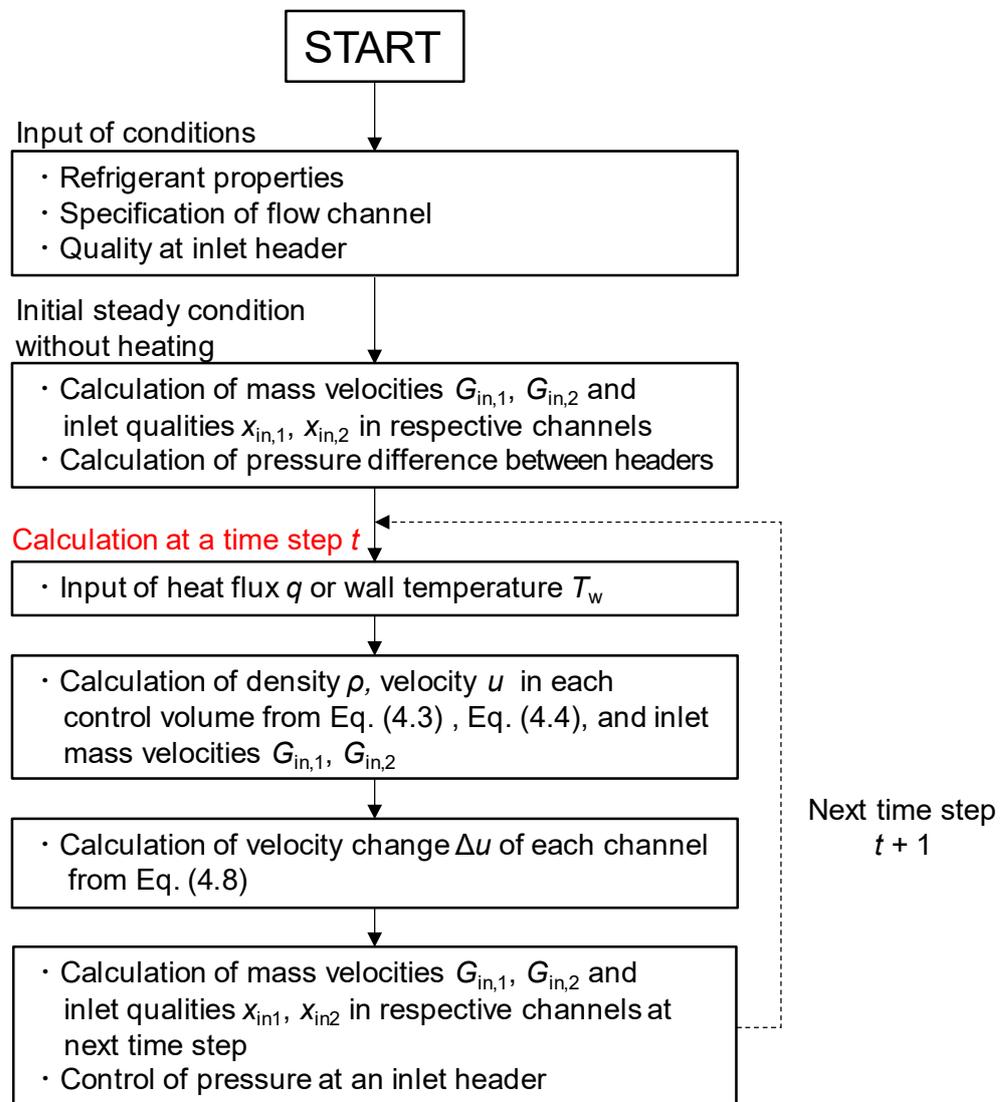


Fig. 4-3 Calculation flow chart

4.2.4 計算条件

計算条件を Table 4-1 に示す．計算条件は 3 章の実験条件に合わせている．冷媒には，飽和温度 10 °C の R410A を使用した．流路は水平の円形流路とし，加熱区間を 0.8 m，加熱区間前後の非加熱区間をそれぞれ 0.133 m とした．分岐前クオリティ（入口ヘッダのクオリティ）は 0.1 と 0.2 とし，平均質量速度は 50, 100, 200 kg/(m²·s) の 3 条件とした．

加熱については，各流路の管内面温度すなわち壁面過熱度 $\Delta T_n = (T_{w,n} - T_{sat})$ を主流方向に一定とし，2 流路の算術平均壁面過熱度 ΔT_{ave} 一定のもと，Channel 1 の壁面過熱度 ΔT_1 を増加，Channel 2 の壁面過熱度 ΔT_2 を低下させることで不均一な熱負荷条件とした．平均壁面過熱度 ΔT_{ave} は，条件ごとに，第 3 章の実験で得られた値と同じ値を用いた．すなわち，実験において，均一熱負荷時に出口クオリティがほぼ 1.0 となる値である．

また，時間ステップは 0.001 s とし，実験と同様に，定常となった状態でデータを取得した．なお，時間ステップを 0.0001 s としても結果は変わらないことを確認している．

Table 4-1 Simulation conditions

Fluid	R410A			
Saturation Temperature T_{sat} , °C	10			
Flow direction	Horizontal			
Channel cross-sectional shape	Circular			
Channel inner diameter, mm	1.0			
Heated length, m	0.8			
Entrance- and exit-side unheated length, m	0.133, 0.133			
Channel averaged inlet mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	50	100	200	
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	0.2	0.1	0.2	0.2
Channel averaged temperature difference between T_w and T_{sat} , ΔT_{ave} , K	0.67	1.5	1.3	2.3
The ratio of ΔT_n to ΔT_1 , $\Delta T_n/\Delta T_1$ (where n is total channels number, 2 or 9)	0.15 ~ 1.0			
Time step Δt , s	0.001			

4.3 2 並列流路を対象としたシミュレーション

4.3.1 加熱区間流れ方向のクオリティ，熱伝達率および熱流束分布ならびに流量分配の予測

シミュレーションから得られるクオリティ x ，熱伝達率 α および熱流束 q の加熱区間流れ方向 z に対する変化について，平均質量速度 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ，分岐前クオリティ $x_{in} = 0.2$ の条件を例に，均一熱負荷時 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 1.0$ ($\Delta T_1 = \Delta T_2 = 1.3 \text{ K}$) の結果を Fig. 4-4(a)に，不均一熱負荷時 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.4$ ($\Delta T_1 = 1.86 \text{ K}$, $\Delta T_2 = 0.74 \text{ K}$)の結果を Fig. 4-4(b)に，それぞれ示す．図中には，ドライアウト開始点を黒丸印で示すとともに，計算で得られた各流路の入口質量速度 G_{in1} , G_{in2} および冷媒への伝熱量 Q_1 , Q_2 を数値で記している．冷媒への伝熱量 Q_n は，次式で算出した．

$$Q_n = G_{in,n} A_{c,r} (x_{out,n} - x_{in,n}) \Delta h \quad (4.10)$$

ここで，

添字 n	: 流路番号	
Q	: 冷媒への伝熱量	[W]
G_{in}	: 入口質量速度	[kg/(m ² ·s)]
$A_{c,r}$: 冷媒側 1 流路の流路断面積	[m ²]
x_{out}	: 出口クオリティ	[-]
x_{in}	: 入口クオリティ	[-]
Δh	: 蒸発潜熱	[J/kg]

Fig. 4-4 (a)に示すように，流路間で壁面過熱度が等しい場合，クオリティや熱伝達率などの計算値は 2 流路ともに同じ値を示す．このとき，クオリティは流れ方向に沿って増加し， $z = 0.48 \text{ m}$ でドライアウト開始クオリティ $x_{di} = 0.77$ に達する．ドライアウト発生後，クオリティの増加勾配は，ドライアウト発生前と比べて緩やかになっている．これは，熱伝達率と熱流束の変化からわかるように，ドライアウトにより熱伝達率が急減し，熱流束が著しく低下したためである．また，加熱区間出口では，クオリティは 1 に達し，熱伝達率は蒸気単相流の値となった．このとき，各流路の伝熱量は 0.0127 kW であり，実験値 0.0132 kW とほぼ一致した．

一方で，Fig. 4-4 (b)に見られるように，2 流路の壁面過熱度が異なる $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.4$ の場合，Channel 1 では，壁面過熱度の上昇によりドライアウト発生前の熱流束が均一熱負荷時よりもかなり増大した．そのため，クオリティは，流れ方向に急増し，均一熱負荷時よりも上流の $z = 0.24 \text{ m}$ でドライアウト開始クオリティに達し，ドライアウト発生域が拡大した．しかしながら，予測された Channel 1 の質量速度は $95.7 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と流量の不均一分配は小さく，また，出口クオリティは均一熱負荷時と比べてほとんど変わらないため，伝熱量 Q_1 は 0.0128 kW と均一熱負荷時とほぼ等しい

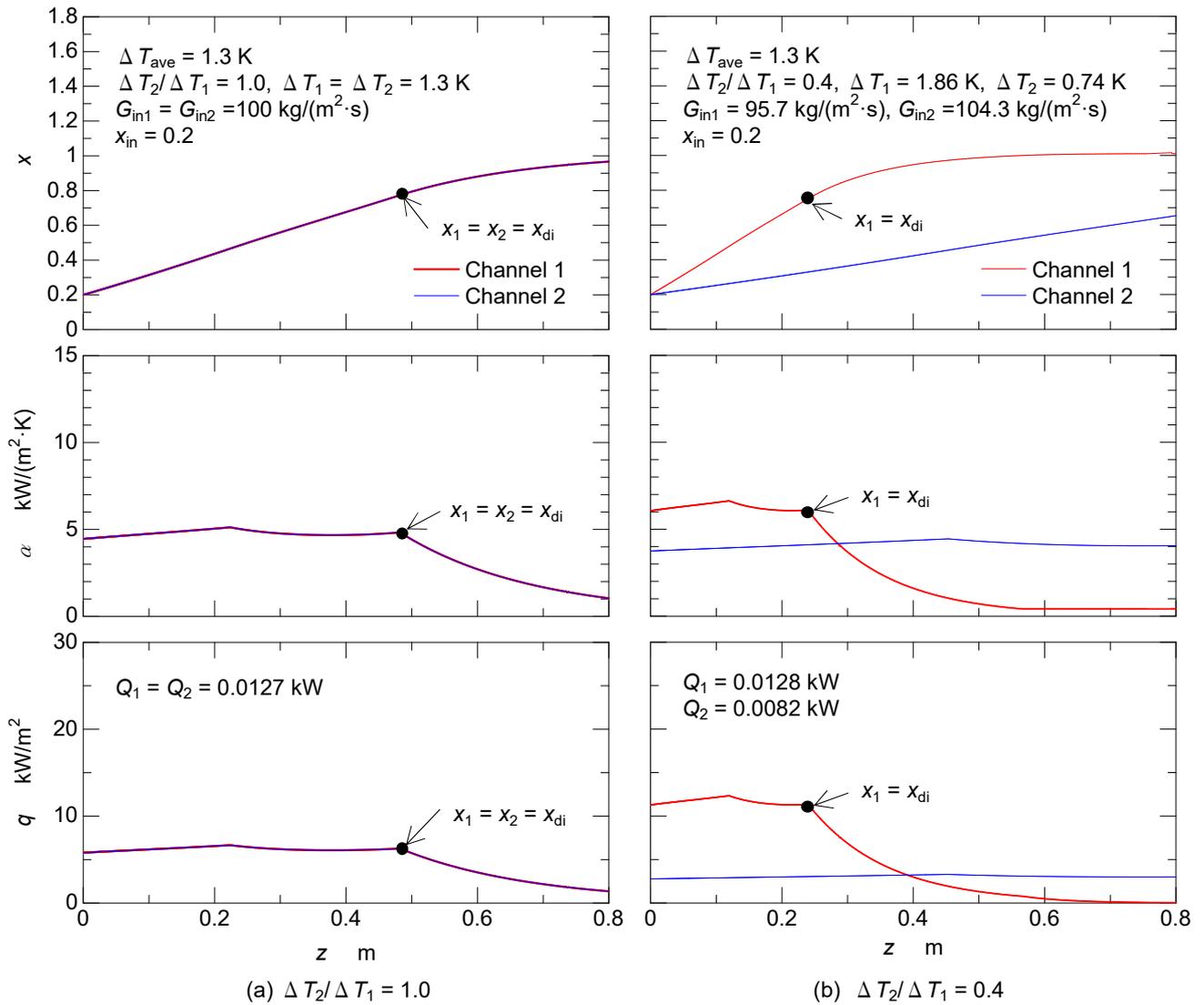


Fig. 4-4 Changes of calculated quality, heat transfer coefficient, and heat flux in each channel with flow direction length from the heating inception under equally and unequally heated conditions

値となった。一方で、壁面過熱度の小さい Channel 2 では、加熱区間出口クオリティが 0.65 程度となり、ドライアウトは生じなかった。そのため、Channel 1 と比べて下流域でも高い熱伝達率を示すものの、壁面過熱度が小さく熱流束が低下するため、伝熱量は 0.0082 kW と、均一熱負荷時よりもかなり低下した。したがって、壁面過熱度が不均一の場合、Channel 1 では伝熱量の変化は小さく、Channel 2 では伝熱量が低下するため、2 流路合計の冷媒への伝熱量 Q_1+Q_2 は、 $\Delta T_2/\Delta T_1=1.0$ の均一熱負荷時と比較して約 17% 減少した。すなわち、3 章に示す実験と同様の傾向を示した。

シミュレーションモデルにより得られた各流路の入口質量速度 G_{in1} , G_{in2} を, 壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ に対してプロットして, Fig. 4-5 に示す. それぞれ, 平均質量速度 G_{ave} , 分岐前クオリティ x_{in} の条件ごとに示している. 2 章に示す実験結果と同様に, 全般に $\Delta T_2/\Delta T_1$ が低下するにつれて, Channel 1 の流量が減少, Channel 2 の流量が増大して, 2 流路間の流量差が拡大した. このとき, 平均流量に対する流量の分配量は, 同じ平均流量で比較すると入口クオリティが小さいほど大きく, 同じ分岐前クオリティで比較すると平均質量速度が大きいほど大きい. これらは, いずれも実験結果の示す傾向と同じである.

また, 各流路の出口クオリティ x_{out1} , x_{out2} と壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の関係を Fig. 4-6 に示す. いずれの条件でも, $\Delta T_2/\Delta T_1$ が低下するにつれて, Channel 1 の出口クオリティは僅かに上昇し, Channel 2 の出口クオリティは著しく低下した. これは, Fig. 4-4 に例を示したとおり, Channel 1 では, 壁面過熱度が増加して流量が減少するものの, 壁面温度は飽和温度に比較的近く, 高い過熱蒸気温度まで加熱できないためである. 一方で, Channel 2 では, 壁面過熱度の低下とともに熱流束が低下するうえ幾分流量が増大するため, 出口クオリティは顕著に低下した. このとき, 出口クオリティ x_{out2} は, いずれの平均流量・分岐前クオリティ条件でも, $\Delta T_2/\Delta T_1 \geq 0.6$ のときには 0.8 より大きく比較的高い値を示すが, $\Delta T_2/\Delta T_1$ が 0.6 を下回ると顕著に低下し, $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.2$ のときには 0.6 以下と大きく低下した.

Fig. 4-7 には, $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.2$ の条件を例に, 壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ ごとに, 加熱区間に占めるドライアウト発生前の湿り域区間 (Pre-dryout) を青色, ドライアウト発生後の区間 (Post-dryout) を黄色で色分けして示す. それぞれ左図に Channel 1, 右図に Channel 2 の結果を示している. Channel 1 では, 壁面過熱度が増加するにつれて, ドライアウト発生区間が単調に拡大し, $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.2$ のときには, 加熱区間の 81% でドライアウトが生じた. 一方で, Channel 2 では, 壁面過熱度比の低下とともに, ドライアウト発生区間が縮小するものの, $\Delta T_2/\Delta T_1 \leq 0.4$ 以下では, ドライアウトは発生しないため, 加熱区間の平均熱伝達率の変化 (増大) は小さくなる.

以上のように, 各流路の伝熱量や流量分配量の予測を目的に作成した本シミュレーションモデルは, 各流路への流量分配量に加え, 加熱区間流れ方向のクオリティ, 熱伝達率および熱流束変化を定量的に予測した. 次節では, 冷媒への伝熱量について, 計算値と実験値を比較して, 本モデルの予測精度を確認する.

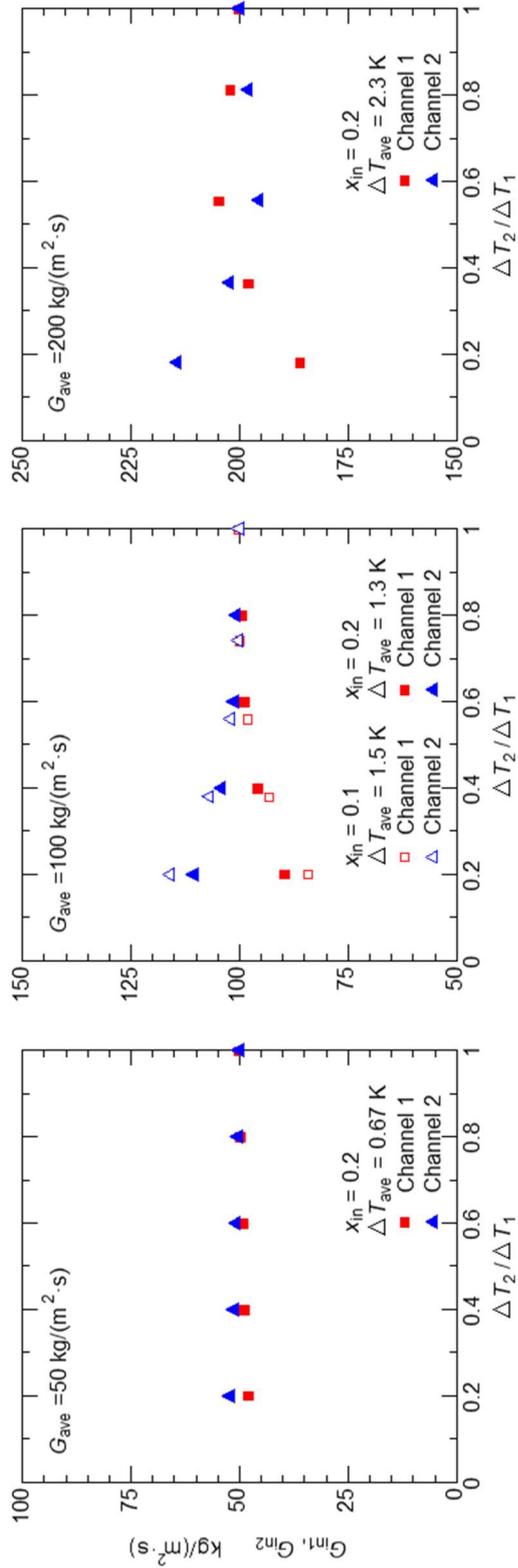


Fig. 4-5 Change of inlet mass velocity in each channel G_{in1} , G_{in2} with $\Delta T_2/\Delta T_1$ for different x_{in} and G_{ave}

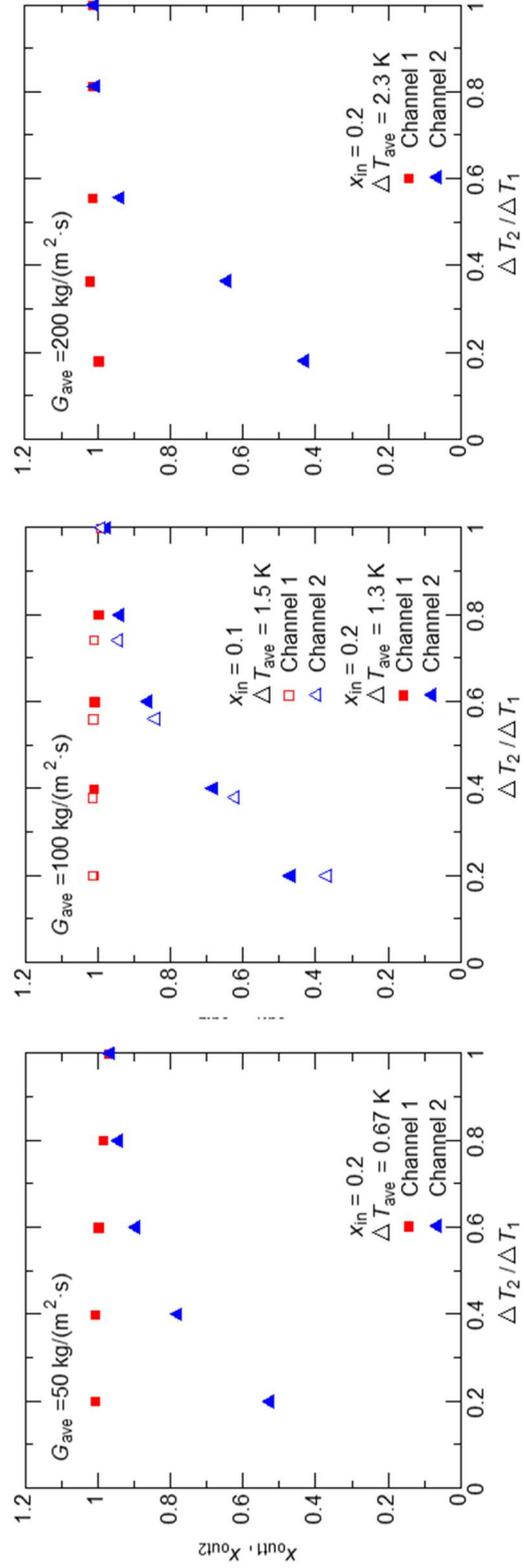


Fig. 4-6 Change of outlet quality in each channel x_{out1} , x_{out2} with $\Delta T_2/\Delta T_1$ for different x_{in} and G_{ave}

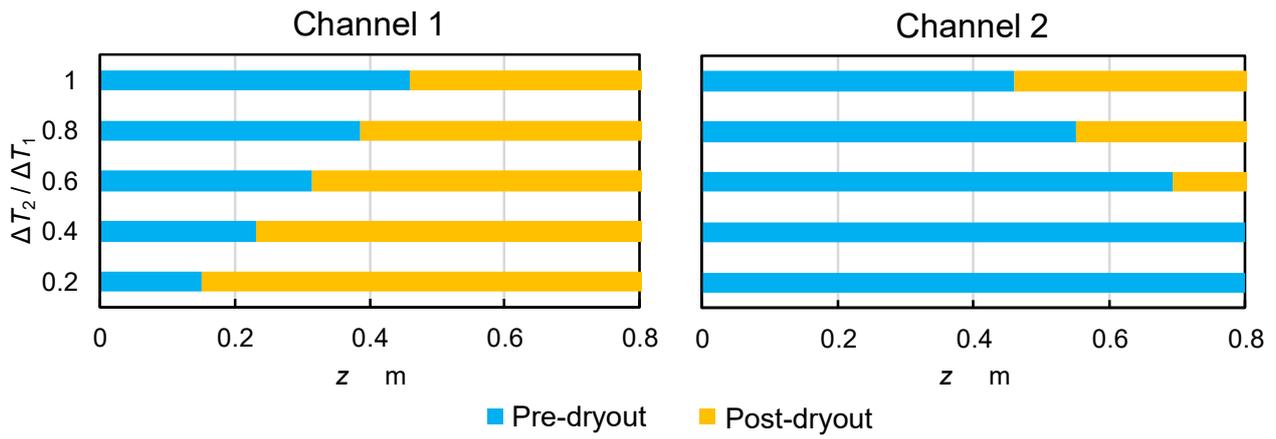


Fig. 4-7 Change of the length of pre-dryout and post-dryout regions in the heating section at $x_{in} = 0.2$ and $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

4.3.2 モデルの妥当性

本項では，シミュレーションモデルの計算結果を，第3章に示した実験結果と比較することにより，モデルの妥当性を検証する．ただし，本モデルは，実機蒸発器の伝熱形式を再現するために，管内面温度を流れ方向に一定（以下，壁温一定モデルと呼ぶ）として与えており，対向して流れる温水で冷媒を加熱した第3章の実験とは，伝熱形態が幾分異なる．そこで，その影響について確認するため，簡易な冷媒-温水対向流熱交換モデル（以下，壁温変化モデルと呼ぶ）も作成して，実験値と壁温一定モデル，壁温変化モデルを比較した．

4.3.2.1 壁温変化モデル概要

Fig. 4-8 に，壁温変化モデルの概略を示す．第3章に示す実験装置の1流路をモデル化し，定常流れを仮定している．加熱区間 800 mm を距離で 80 等分し，冷媒と温水は，互いに熱交換しながら流れ方向にエンタルピーが変化する．管壁内の熱抵抗は非常に小さいので無視し，温水側と冷水側の管壁温度 T_w は同じ値と仮定した．冷媒側の熱伝達率は，4.2.2 節に示す方法と同様に，榎木らの式[21]，ドライアウト開始クオリティ予測式(付録 B 参照)および Dittus-Boelter の式から見積もり，温水の熱伝達率は実験と同じ値 $4.29 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ を用いた．また，流体の圧力は流れ方向に一定とした．

計算は，壁温一定モデルと同じ各流路の冷媒流量 $G_{in,n}$ ，冷媒入口クオリティ $x_{in,n}$ および実験値と同じ温水出口温度 $T_{water,out,n}$ を境界条件として与えて，流路ごとに計算を行った．計算結果として得られる冷媒出口温度 $T_{ref,out,n}$ および温水入口温度 $T_{water,in,n}$ から，第3章に示すデータ整理方法と同様の手順で，冷媒への伝熱量 Q_n と壁面過熱度 ΔT_n を算出した．

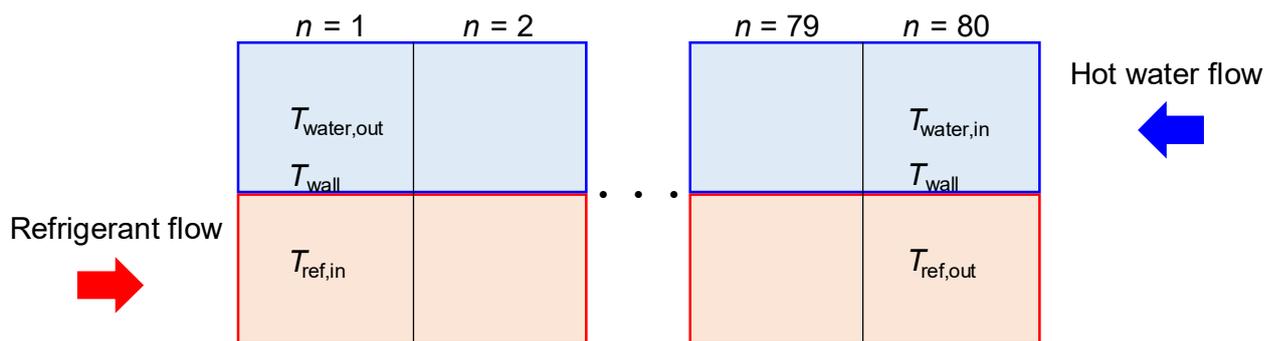


Fig. 4-8 Schematic diagram of the refrigerant-water heat exchanged model

4.3.2.2 実験結果との比較

Fig. 4-9 に、3 章 3.3.1 節に示した各流路の冷媒への伝熱量 Q_1 , Q_2 の実験値と壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の関係を再掲し、図中に、実験と同じ平均壁面過熱度 ΔT_{ave} で計算した壁温一定モデル ($T_{wall,const}$) および壁温変化モデル ($T_{wall,variable}$) の計算結果を併記して、比較している。実験値に付すバーは測定誤差であり、計算値に付すバーは、榎木らの式[21]の予測精度 $\pm 15\%$ を考慮して計算した誤差である。図に示すように、実験値の誤差は非常に小さい。

まず、いずれの条件においても、壁温一定および壁温変化モデルによる計算値は、実験による壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の変化に対する Channel 1 と 2 の伝熱量 Q_1 , Q_2 の変化の傾向を再現している。そして、Channel 1 では全ての条件で、壁温一定と壁温変化モデルの計算値はほぼ等しく、両モデルと実験値との差異は $\pm 7\%$ 以内とよく再現している。ただし、実験値と計算値の間にエラーバーより幾分大きい差異がみられるのは、計算値のエラーバーには、各流路流量およびドライアウト開始クオリティの予測誤差を含まないためと考えられる。

Channel 2 についても、 $x_{in} = 0.2$ の $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の条件では、壁温一定と壁温変化モデルによる計算値はほぼ同じ値を示し、実験値をよく予測していることが確認できる。一方で、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.1$ の $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.5 \sim 0.8$ および $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0.2$ の $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.3 \sim 0.8$ の条件では、壁温変化モデルは実験値をよく予測しているのに対して、壁温一定モデルはかなり高い値を予測し、実験値と差異が生じている。これらの 2 条件は、冷媒への伝熱量すなわち温水温度ならびに壁温の流れ方向変化が比較的大きい条件であり、壁温一定モデルの計算値が、実験値や壁温変化モデルと乖離したと考えられる。

以上のように、実験において、壁面過熱度が小さく温水温度変化が比較的小さい条件、すなわち、管内面温度が流れ方向に一定に近い条件については、本研究で開発したシミュレーションモデル（壁温一定モデル）は、実験結果をよく再現した。したがって、シミュレーションに用いている熱伝達と圧力損失の予測方法ならびにシミュレーションから予測される流量分配は正確であるといえ、実機蒸発器のように冷媒と空気が直交して流れて熱交換を行う系の性能予測が可能であると考えられる。

次節では、2 並列流路における予測精度が確認された本モデルを、実機を想定した 10 並列流路に拡張して計算を行い、並列流路間の熱負荷分布が、流路全体の冷媒への伝熱量に与える影響について検討する。

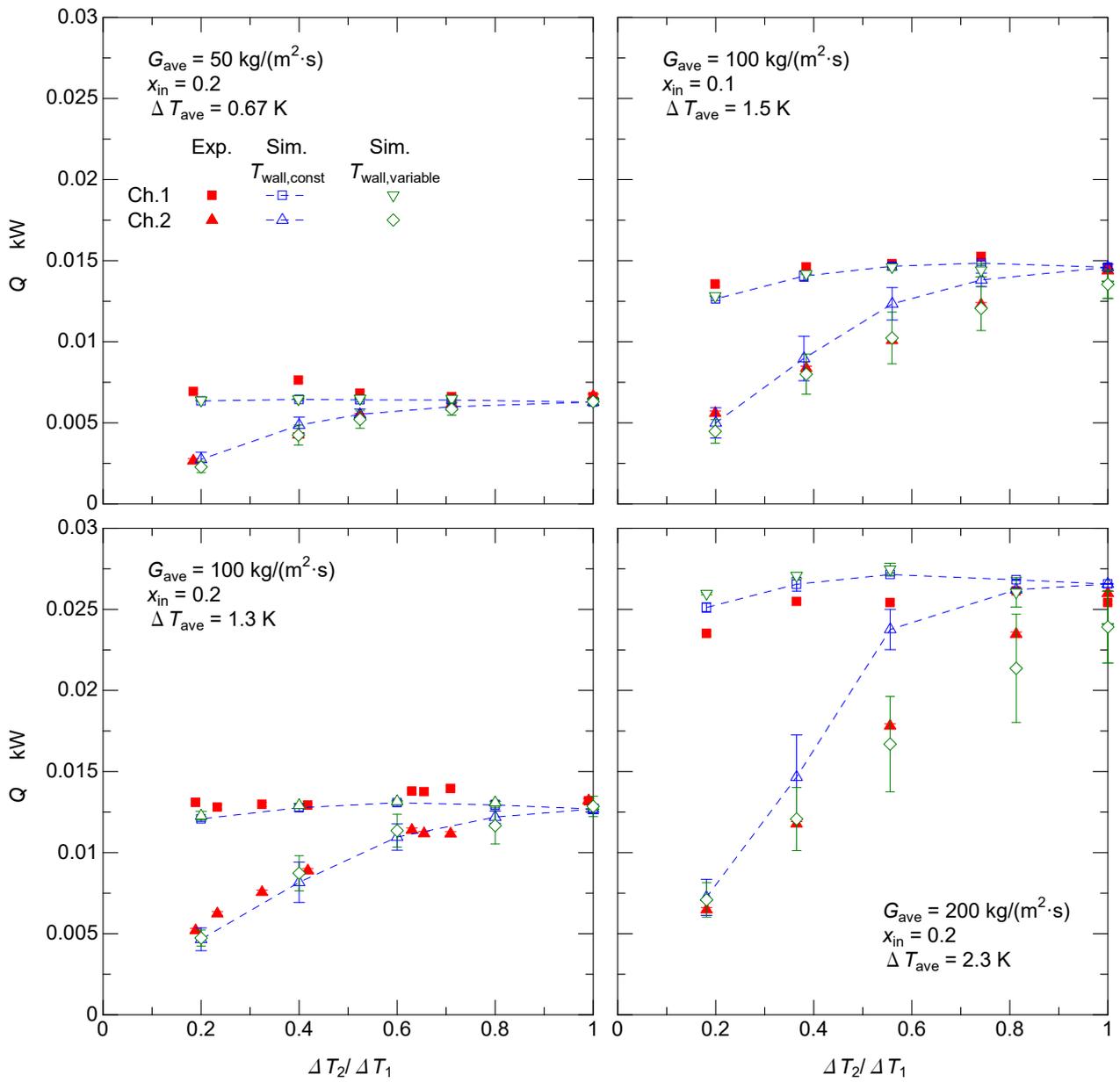


Fig. 4-9 Comparison of calculated heat transfer rates to the refrigerant Q with experiments

4.4 10 並列流路を対象としたシミュレーション

本節では、実機を想定した 10 並列流路を対象に計算を行った。前節までの 2 並列流路とは異なり、3 並列以上では、熱負荷の分布特性を考慮する必要がある。ここでは、各流路の壁面温度が、空気の流れ方向に向かって線形もしくは指数関数的に減少する 2 通りの方法で検討した。線形減少は、実機において熱源空気の流速が大きい場合、指数関数的減少は、流速が小さい場合を想定している。

10 並列流路の仕様は、並列数を除いて、前述の 2 並列と同じである。平均質量速度は $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、分岐前クオリティは 0.2 とし、均一熱負荷条件下では、平均壁面過熱度 ΔT_{ave} が 1.3 K のとき、出口クオリティがほぼ 1.0 となる。ここでは、並列流路両端の Channel 1 と 10 の壁面過熱度 ΔT_1 と ΔT_{10} の平均値を 1.3 K で一定に保ちながら、比率 $\Delta T_{10}/\Delta T_1$ を 0.2~1.0 の範囲で変化させることで不均一な熱負荷条件を与えた。中間流路 Channel 2~9 の壁面温度分布は、Fig. 4-10 に $\Delta T_{10}/\Delta T_1 = 0.6$ の例を示すように、線形および指数関数的に減少させる 2 通りの分布を与えて検討した。

Fig. 4-11 に、冷媒への平均伝熱量 Q_{ave} と Channel 1 と 10 の壁面過熱度比 $\Delta T_{10}/\Delta T_1$ の関係を示す。平均伝熱量 Q_{ave} は、Channel 1~10 の算術平均で求めた。壁温分布が線形減少 (linear) および指数関数的減少 (exponential) のいずれでも、平均伝熱量は低下した。このとき、 $\Delta T_{10}/\Delta T_1$ の低下に伴い、線形減少の平均伝熱量が指数関数的減少と比べて大きくなり、 $\Delta T_{10}/\Delta T_1 = 0.2$ のときには 20%程度大きかった。

Fig. 4-12 に、 $\Delta T_{10}/\Delta T_1 = 0.2$ の条件について、上図に各流路の壁面過熱度 ΔT_n の分布、下図に冷媒への伝熱量 Q_n の分布を示す。下図中には、均一熱負荷時 $\Delta T_{10}/\Delta T_1 = 1.0$ の伝熱量を点線で併記している。線形減少の場合、空気上流側に位置して壁面過熱度が平均 1.3 K より大きい Channel 1~4 では伝熱量は比較的高い値を保ち、壁面加熱度が平均値以下の Channel 5 以降で伝熱量が急激に低下している。これは、2 並列と同様に、壁面過熱度が均一熱負荷時の値から増大しても、ドライアウト発生域が拡大するため伝熱量の変化は小さく、また、壁面過熱度が低下すると伝熱量は顕著に低下するためである。一方で、指数関数的減少の場合、空気上流側の Channel 2 から壁面過熱度が急減するため、伝熱量も Channel 2 から減少した。このような変化により、空気の最上流・最下流側に相当する Channel 1 と 10 の壁面過熱度が等しい条件でも、内部の熱負荷分布の違いにより、流路平均の伝熱量は大きく異なった。特に、壁面過熱度が平均値以下となる流路の伝熱量減少の影響が大きかった。

以上のように、10 並列流路でも、2 並列流路と同様に、流路間の熱負荷が不均一になることにより、均一熱負荷時と比較して流路平均の伝熱量が低下した。また、熱負荷の分布特性の違いにより、流路平均の伝熱量が大きく変化した。したがって、並列流路の熱伝達性能を正確に見積もるためには、並列流路両端の流路間最大熱負荷差だけでなく、中間流路の熱負荷分布を考慮する必要がある。

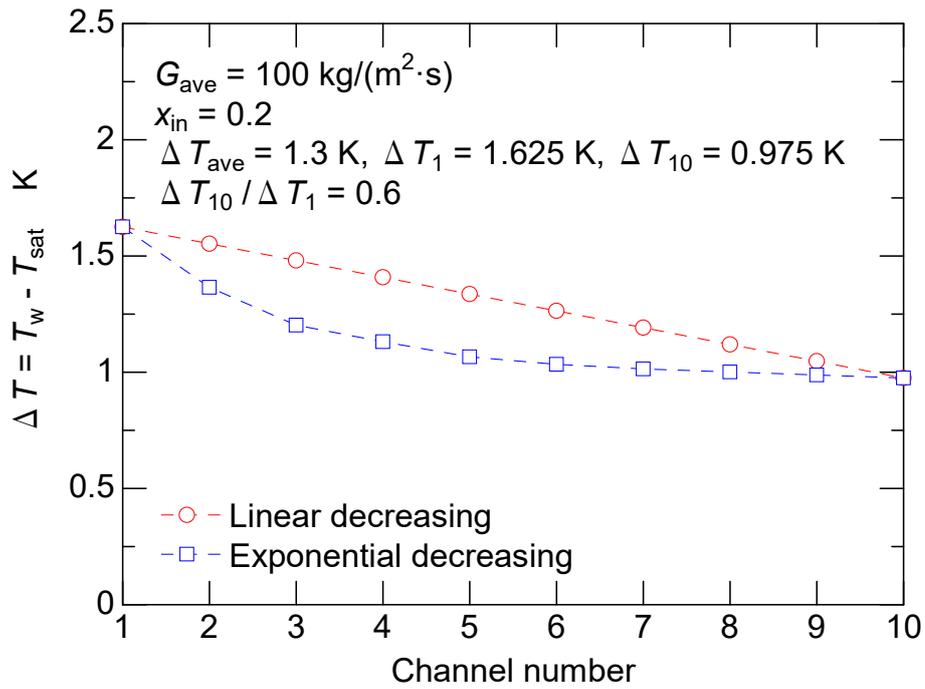


Fig. 4-10 Wall temperature distribution patterns

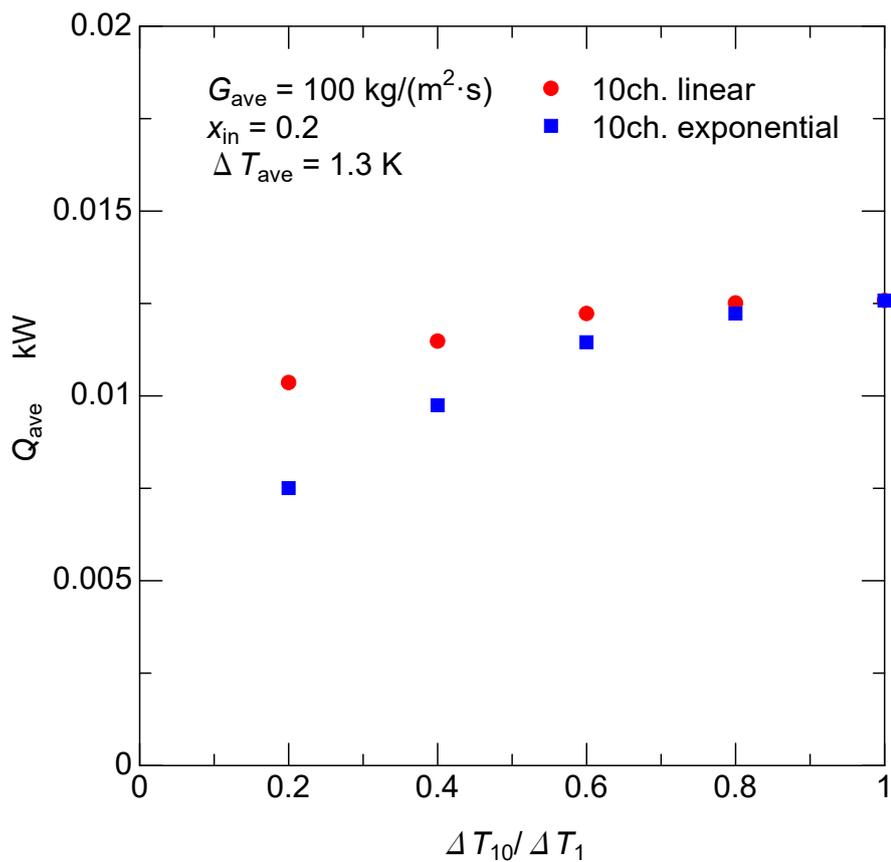


Fig. 4-11 Changes of averaged heat transfer rates to the refrigerant Q_{ave} for and nine parallel mini channels with $\Delta T_{10} / \Delta T_1$

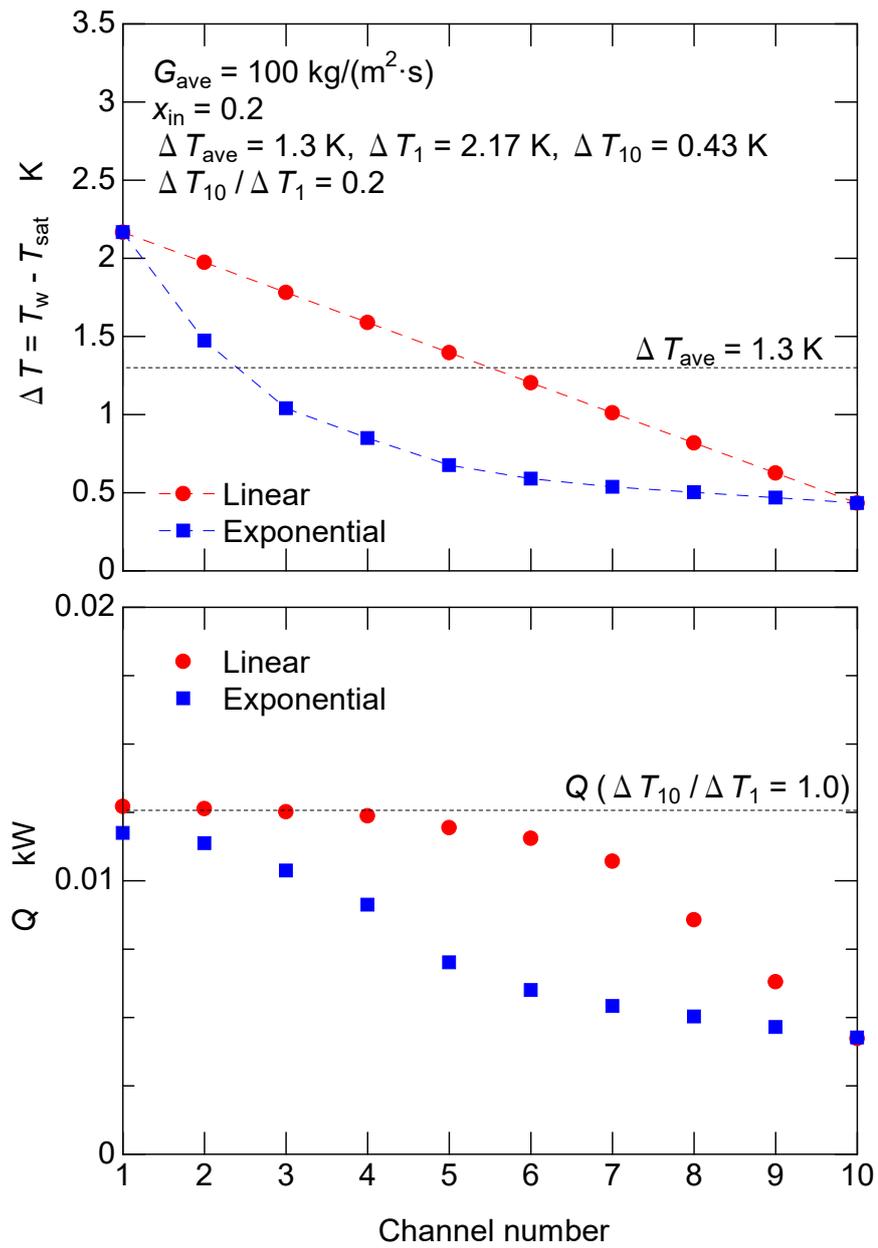


Fig. 4-12 Distribution of ΔT_n and Q_n in the nine parallel channels at $\Delta T_{10}/\Delta T_1 = 0.2$

4.5 結論

本章では、流路間の熱負荷が不均一な並列ミニチャンネルについて、沸騰熱伝達率および流量分配を予測するシミュレーションモデルを開発し、計算結果について検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 開発したシミュレーションモデルが、流路間の熱負荷が不均一な条件を含め、2並列流路各流路の加熱区間流れ方向局所のクオリティ、熱伝達率、熱流束を予測できるとともに、各流路の冷媒への伝熱量および流量分配も予測でき、実験結果と同じ傾向を示すことを確認した。均一熱負荷条件から、片側流路の壁面過熱度を増加、もう一方を低下させて不均一な熱負荷条件とした場合、高過熱度流路では、上流側の熱流束の増加に伴い、均一熱負荷時と比べて上流側でドライアウトが発生し、熱伝達の悪い区間が拡大した。その結果、冷媒への伝熱量は、均一熱負荷時とほぼ等しかった。一方で、低過熱度流路では、ドライアウトは生じず、下流域でも良い熱伝達を示すものの、壁面過熱度の低下とともに熱流束が低下するため、冷媒への伝熱量は均一熱負荷時と比べて低下した。結果として、不均一熱負荷時の冷媒への平均伝熱量は、同じ平均壁面過熱度の均一熱負荷時と比べて低下した。
2. 計算で得られた流量の不均一分配は、実験と同様に、流路間の壁面過熱度差が拡大するにつれて大きくなり、平均流量に対して高過熱度流路で減少し、一方、低過熱度流路で増大した。各流路の出口クオリティは、高過熱度流路で僅かに上昇し、低過熱度流路で著しく低下した。これは、高過熱度流路では、壁面過熱度が増加して流量が減少するものの、壁面温度は飽和温度に比較的近く、高い過熱蒸気温度まで加熱できないためである。一方で、低過熱度流路では、壁面過熱度の減少と共に熱流束が低下するためである。
3. 各流路の冷媒への伝熱量について、計算結果を実験結果と比較することでモデルの妥当性を検証した。その結果、実験で管内面温度が流れ方向に一定に近い条件については、本研究で開発したシミュレーションモデルは、実験結果を定量的によく再現した。すなわち、シミュレーションに用いている熱伝達と圧力損失の予測方法ならびにシミュレーションから予測される流量分配は正確であることが確認された。したがって、本モデルは、実機のように冷媒と空気が直交して流れて熱交換を行う系の性能予測が可能であると考えられる。
4. 10並列ミニチャンネルを対象に、冷媒と熱交換する空気の速度が大きい場合と小さい場合を想定した壁面過熱度条件のシミュレーションを行った。2並列流路と同様に、各流路の壁面過熱度が不均一になるにつれて、冷媒への平均伝熱量は低下した。このとき、並列流路両端の流路間壁面温度差が等しい条件であっても、

中間流路の壁面温度分布の違いにより、流路平均の伝熱量は大きく異なった。すなわち、並列流路の熱伝達性能を正確に見積もるためには、並列流路両端の流路間最大熱負荷差だけでなく、中間流路の熱負荷分布を考慮する必要があることが明らかになった。

第 5 章

並列ミニチャンネル内で生じる密度波振動

予測シミュレーション

5.1 概説

本章では、前章と同様のシミュレーションモデルを用いて、並列ミニチャンネル内で生じる不安定流動現象（流量振動）に着目して検討を行う。第 2~4 章での実機蒸発器を想定した流入条件（平均質量速度 $G_{ave} = 50 \sim 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ，入口ヘッダのクオリティ 0.1~0.2）では、特に、入口クオリティが 0.1~0.2 程度と高いことにより、流量振動は生じなかった。しかしながら、強制循環ループを用いて行う蒸発器の基礎研究や、実機で凝縮器後流にサブクーラーをおいて蒸発器入口クオリティを下げる場合など、蒸発管入口クオリティが低下すると流量振動が生じる可能性がある。流量振動が生じると、沸騰熱伝達性能の低下を引き起こす恐れがあるため、このことに関する検討は非常に重要であるものの、これまで、気液二相状態で並列蒸発管に冷媒が流入するケースについて、流量振動の発生限界を明らかにした研究はない。

本章では、初めに、本研究で開発したモデルによる 2 並列流路の流量振動の計算結果を、実験で得られた流量振動特性および従来研究で報告されている流量振動発生限界と比較することによって、本モデルの妥当性を検証した。さらに、平均流量、入口クオリティおよび熱負荷の不均一度を変えながら、一般性のある流量振動発生限界について検討した。最後に、計算結果を用いて、流量振動によりドライアウト域が周期的に拡大することについて検討した。

5.2 シミュレーションモデル

5.2.1 モデル概要

本章で用いたシミュレーションモデルは、4 章で用いたシミュレーションモデルと同じ理論・仮定のため、ここでは説明を省略し、モデルの概略のみ Fig. 5-1 に示す。本章では、非定常現象の流量振動を対象とする点が 4 章とは異なり、以下に示す 2 つの境界条件①熱負荷の与え方、②各流路の入口クオリティが、4 章とは異なる。

はじめに、①熱負荷の与え方は、前章の各流路管内面温度一様とは異なり、各流路で管内面熱流束を一様として、時間の関数として与えた。熱流束は、計算開始時には 2 流路ともに 0 とし、目標値まで約 5 s かけて直線的に増加させ、その後目標値で一定とした。熱流束が 2 流路で等しい条件では、計算上は完全対称形状の 2 流

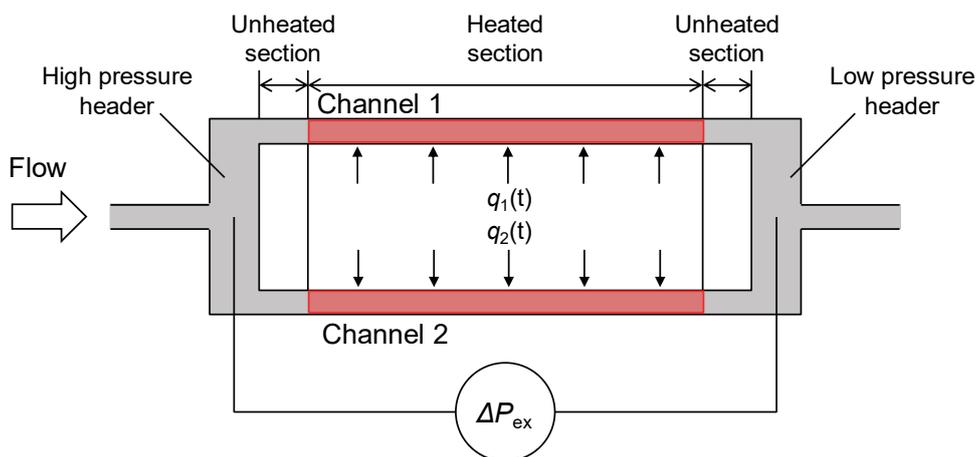


Fig. 5-1 Schematic diagram of the simulation model

路に流動状態の僅かな差異を与えるため，熱流束が目標値に達するまでに要する時間に，2流路間でわずかな差異を与えた．なお，後に示す結果は，熱流束が一定となつてから十分に時間が経過し，流量振動が生じない条件では定常状態，振動が生じる条件では振幅が時間的にほぼ変化しない準定常状態となった結果について検討している．

次に，②各流路の入口クオリティは，入口ヘッダと同じ値で常に一定とした．本章では，入口ヘッダ部に流入する流体は，液単相と気液二相の2通りの条件で計算を行った．入口二相条件で流量振動が生じる場合，2流路の入口流量の変化に伴い，各流路の入口クオリティが入口ヘッダの値から変化する．ここでは，クオリティの分配は比較的小さいため，流量振動の特性には大きな影響を与えないと仮定し，各流路の入口クオリティは常に互いに等しく一定として計算した．

また，流量振動が大きくなり逆流が生じて，一度加熱区間に到達した流体が，入口非加熱区間を超えて入口ヘッダまで戻る場合には，入口ヘッダ内のクオリティ変化を考慮する必要があるため，計算を停止した．したがって，以下で示す計算結果は，加熱の影響が入口ヘッダのクオリティに影響しない程度の大きさの振動である．

5.2.2 計算条件

本章では，主に，Table 5-1 に示す冷媒および流路の仕様で計算を行った．冷媒はHFC32であり，飽和温度は10℃とした．2並列流路を対象とし，流路は内径1mmの水平円形流路とした．加熱区間は0.8mとし，加熱区間の前後にそれぞれ非加熱区間0.12mを設けた．

平均流量，入口クオリティおよび熱流束の条件は，Table 5-1 に示す範囲内で計算を行った．各節の検討ごとに，計算に使用した条件の範囲が異なるため，その都度説明する．

Table 5-1 Simulation conditions

Fluid	HFC32
Saturation temperature T_{sat} , °C	10
Flow direction	Horizontal
Channel cross-sectional shape	Circular
Number of channels	2
Channel inner diameter, mm	1.0
Heated length, m	0.8
Entrance- and Exit-side unheated section lengths, m	0.12, 0.12
Channel averaged mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	50~150
Inlet (before branching) vapor quality, x_{in}	-0.11~0.2
Heat flux q_1, q_2 , kW/m ²	1.0~9.5

5.3 流量振動特性およびモデルの妥当性検証

本節では、まず 5.3.1 項で、本シミュレーションモデルが、流量振動のメカニズムを定性的に再現することを確認し、得られた振動特性について検討する。続いて、5.3.2 項で、入口サブクール条件について、計算値を実験値と比較することで、モデルの定量評価を行う。5.3.3 項では、本モデルが入口二相条件および逆流条件についても計算可能か確認する。

5.3.1 入口サブクール条件下の流量振動特性

平均質量速度 G_{ave} が $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、入口クオリティ x_{in} が -0.01 のサブクール条件、また、熱流束は各流路ともに等しい条件で得られた流量振動の計算例を Fig. 5-2 に示す。Fig. 5-2 の (a-1) には熱流束 $q = 1.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ 、(b-1) には $q = 1.9 \text{ kW}/\text{m}^2$ の場合の各流路の入口質量速度 G_{in1} , G_{in2} およびその算術平均値を示し、同様に (a-2), (b-2) にはそれぞれ、ヘッダ間の圧力差 ΔP_{ex} および各流路の圧力損失(摩擦損失と加速損失の和) ΔP_1 , ΔP_2 の時間変化を示す。 $q = 1.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ では流量振動が生じず、一方 $q = 1.9 \text{ kW}/\text{m}^2$ では、流量振動が生じた。このように、熱流束が大きくなると、安定流動から振動流に遷移する傾向が予測できた。これは、従来の大径流路を対象とした研究と同様である。

Fig. 5-2 (a-1),(a-2)に示すように、 $q = 1.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ の安定流動時には、2 流路の入口質量速度および圧力損失は、それぞれ流路間で互いに等しく、時間的に変化しない。一方で、(b-1),(b-2)に示すように、流量振動が生じると、2 流路の入口流量 G_{in1} , G_{in2}

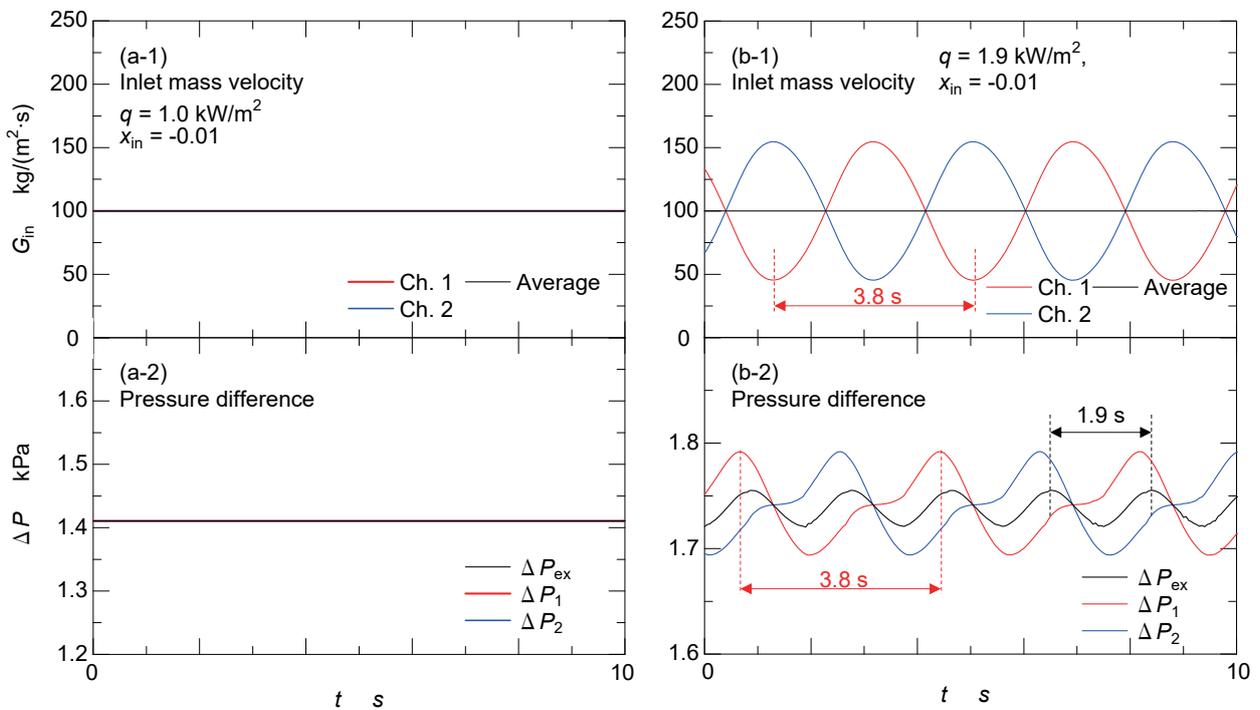


Fig. 5-2 Time changes of inlet mass velocity and pressure drop in each channel, and pressure difference between headers

は互いに半周期ずれた位相(入口流量については逆位相で変化しているともいえる)で変動する. 圧力損失 $\Delta P_1, \Delta P_2$ も互いに半周期ずれた位相で変化しており, 各流路の流量と圧力損失の振動周期は, とともに 3.8 s であった. 2 流路の平均質量速度は, 常に平均値の $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ であるが, ヘッダ間圧力差 ΔP_{ex} は, 流路間の流量差に対応して変化する. そのため, その周期は, 1 流路の流量振動周期 3.8 s の半分の周期 1.9 s であった. また, 片側の流路, 例えば Channel 1 の入口流量 $G_{\text{in}1}$ と圧力損失 ΔP_1 の変化の關係に着目すると, 圧力損失のピークは入口流量のピークより約 $1/4$ 周期遅れている. これは, 入口流量の変化に対して, 流体の流路通過時間に相当する時間遅れ, すなわち沸騰・蒸発に伴う圧力損失の変化に時間遅れが生じるためであると考えられる.

振動の発生機構を以下に説明する. Fig. 5-3 左図に, Fig. 5-2 に示す Channel 1 の流量振動 1 周期分について, ヘッダ間の圧力差と圧力損失の差 $\Delta P_{\text{ex}} - \Delta P_1$ と入口質量速度 $G_{\text{in}1}$ の關係を示す. また, Fig. 5-2 (b-1), (b-2) に示した Channel 1 の結果を Fig. 5-3 右図に再掲している. 4.2.1 節に示したように, 本モデルでは, ヘッダ間の圧力差が, 2 流路の合計入口流量を常に一定とするように制御されている. 運動量保存の式 Eq. (4.8) に表されるように, ヘッダ間の圧力差が流路の圧力損失よりも大きい場合 ($\Delta P_{\text{ex}} - \Delta P_1 > 0$), 流量は増加し, 反対に小さい場合 ($\Delta P_{\text{ex}} - \Delta P_1 < 0$), 流量は減少する. このことをふまえて, 振動が生じているときの流量と圧力損失の關係は以下のように説明できる. まず, 図中 A 点では, 入口質量速度は平均 $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ よりも小さく, ヘッダ間の圧力差は流路の圧力損失よりも大きいため, この後流量が増大する. B 点で質量速度は平均値 $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ に達するが, このとき, 入口流量の増加に伴う圧力損失の増大に時間遅れが生じているため, 依然として $\Delta P_{\text{ex}} - \Delta P_1 > 0$ となる. その

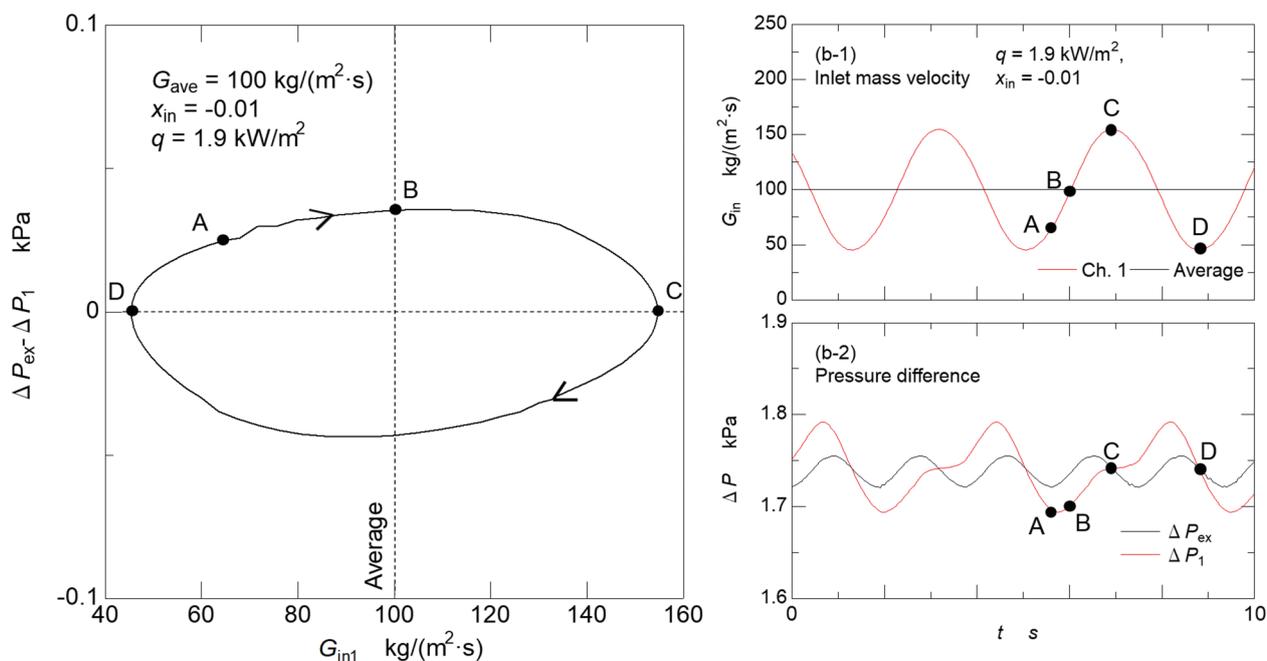


Fig. 5-3 The mechanism of density wave oscillation for the simulation model

ため、入口質量速度は、平均値を超え、平均よりもかなり大きい C 点まで増大する。そして、C 点に到達したところで、ヘッド間の圧力差と流路の圧力損失が釣り合い、流量の増大が停止する。しかしながら、圧力損失の変化は時間遅れが生じるため、圧力損失は C 点からさらに増大し、 $\Delta P_{ex} - \Delta P_1$ は負の値をとる。そのため、流量が低下し始めて、A 点から C 点までの変化とは逆に、C 点から D 点へと平均流量を下回るまで流量が減少することとなる。その後、再び流量が増加し始めて、A 点に戻る。このように、入口流量の変化に対して圧力損失の時間遅れが生じることにより流量振動が発生している。このことに加えて、得られた振動周期 3.8 s は、流体が加熱区間を通過するのに要する時間と同オーダーであることから、発生した振動は、1 章に示したように、一般によく知られた密度波振動[10]であると考えられる。

以上より、本シミュレーションモデルが、密度波振動の発生機構を再現できることが確認された。次節では、振動周期および振動発生限界について実験結果と比較することにより、モデルの定量的検証を行う。

5.3.2 モデルの妥当性

本項では、シミュレーションモデルの定量的評価を行う。5.3.2.1 目では、第 2 章で示した 2 並列流路の実験装置を用いて流量振動実験を行い、流量振動の発生限界と周期を、シミュレーションと比較する。5.3.2.2 目では、大径の並列流路を対象とした従来研究で得られた密度波振動の発生限界と、シミュレーションと比較する。

5.3.2.1 通電加熱実験で得られた振動発生限界および振動特性とシミュレーションの比較

以下に示す 2 並列流路の直接通電加熱実験により、流路間で熱流束が等しい場合の流量振動特性を得た。実験装置、実験方法は第 2 章と同じである。実験のテストセクションを Fig. 5-4 に示す。本実験では、各流路の加熱区間中央部の管壁温度 T_1 、 T_2 と分岐前後の差圧 ΔP_{ex} の時間変化を測定することにより流量振動を観測し、シミュレーションから得られる各流路入口流量、ヘッダ間差圧の時間変化と比較した。実験における各データのサンプリング周期は 0.1 s である。

実験条件とシミュレーション条件を Table 5-2 に示す。実験では、飽和温度 $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ の HFC32 を用いた。2 流路の平均入口質量速度 G_{ave} は $100\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ とし、入口クオリティ x_{in} は、サブクール条件である $-0.005\sim 0$ の間で一定となるように調整した。熱流束は 2 流路ともに同じ値を与えて、 $2.0\sim 4.0\text{ kW}/\text{m}^2$ の範囲でいくつか設定した。シミュレーションは、全般に実験と同じ条件で行い、入口クオリティのみ 0 とした。

実験とシミュレーションの両者ともに、熱流束 $2.5\text{ kW}/\text{m}^2$ 以下では安定流動となり、熱流束 $3.0\text{ kW}/\text{m}^2$ 以上では流量振動が生じた。すなわち、本モデルは、流量振動の発生限界を正しく予測した。次に、熱流束 $2.5\text{ kW}/\text{m}^2$ の安定条件と、 $3.0\text{ kW}/\text{m}^2$ の不安定振動が生じた条件を例として、振動特性について比較を行う。

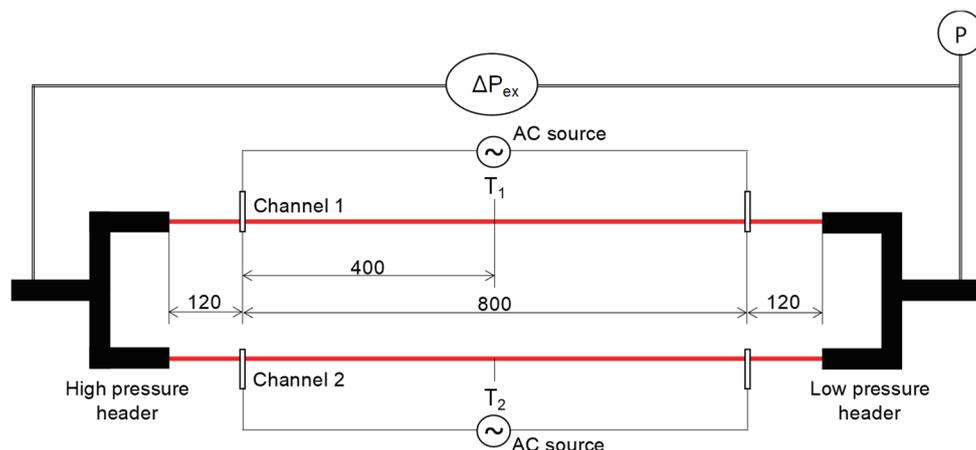


Fig. 5-4 Schematic diagram of the test section for experiments shown in section 5.3.2.1

Table 5-2 Experimental and simulation conditions for section 5.3.2.1

	Exp.	Sim.
Fluid	HFC32	
Saturation temperature T_{sat} , °C	10	
Flow direction	Horizontal	
Channel cross-sectional shape	Circular	
Channel inner diameter, mm	1.0	
Channel averaged mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	100	
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	-0.005~0	0
Heat flux q_1, q_2 ($q_1=q_2$), kW/m ²	2.0, 2.5, 3.0, 4.0	
Heated length, m	0.8	
Entrance- and Exit-side unheated section lengths, m	0.12, 0.12	

Fig. 5-5 に実験結果を示す。左図は振動が生じなかった $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ の結果、右図は振動が生じた $q = 3.0 \text{ kW/m}^2$ の結果で、それぞれ上図に各流路中央部の壁面過熱度 ΔT ($= T_{\text{wall}} - T_{\text{sat}}$)、下図にテストセクション全体の差圧 ΔP_{ex} の時間変化を示す。また、同様に Fig. 5-6 にシミュレーション結果を示しており、上図は各流路の入口質量速度 $G_{\text{in1}}, G_{\text{in2}}$ 、下図はヘッド間の差圧 ΔP_{ex} の時間変化を示す。図中には、振動周期を併記している。

実験では、Fig. 5-5 左図に示すように、 $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ のとき、壁面過熱度は 2 流路ともにほとんど同じ値を示しており、また、壁面過熱度 ΔT や差圧 ΔP_{ex} の時間変化が見られないことから、流量振動は生じていないことが分かる。一方で、Fig. 5-5 右図に示す $q = 3.0 \text{ kW/m}^2$ では、流路間で逆位相の壁面過熱度の周期的変化が確認できる。この壁温の周期的変化は、入口クオリティと熱流束が一定であり、圧力変化に対する飽和温度の変化は 0.01 K 以下と小さいことから、流路間で逆位相の流量振動が生じたことによる局所熱伝達率の変化によるものと考えられる。また、差圧の時間変化は、 $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ の安定流動時よりも大きくなっている。さらに、差圧の極大値は壁温変動の半分の周期 1.25 s で現れているように見え、前節の Fig. 5-2 と同様の傾向が見られた。なお、差圧の変化幅はおよそ 0.2 kPa である。

シミュレーションでも、Fig. 5-6 に示すように、 $q = 2.5 \text{ kW/m}^2$ では、安定流動を予測し、 $q = 3.0 \text{ kW/m}^2$ では、流量振動が発生することを予測した。流量の振動周期 2.55 s は、実験における壁面過熱度の振動周期 2.5 s にかなり近い値を示し、さらに、差圧の周期 1.28 s および変化幅 0.2 kPa についても、実験における周期 1.25 s と変化幅 0.2 kPa にかなり近い値を示した。したがって、本シミュレーションモデルは、2 並列ミニチャンネルで生じる流量振動の定量的な特性も良く再現し、発生限界についても実験に近い値を予測することが確認された。

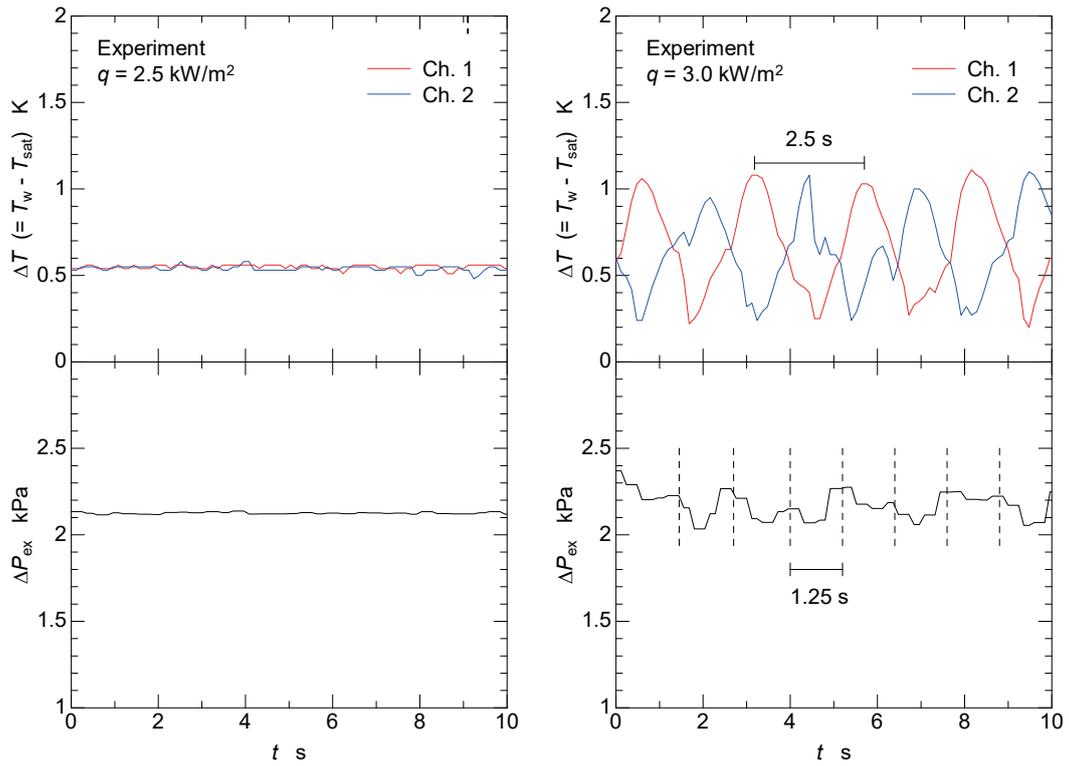


Fig. 5-5 Experimental results of the time changes of heat transfer surface temperatures and pressure difference between headers for $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = -0.005 \sim 0$

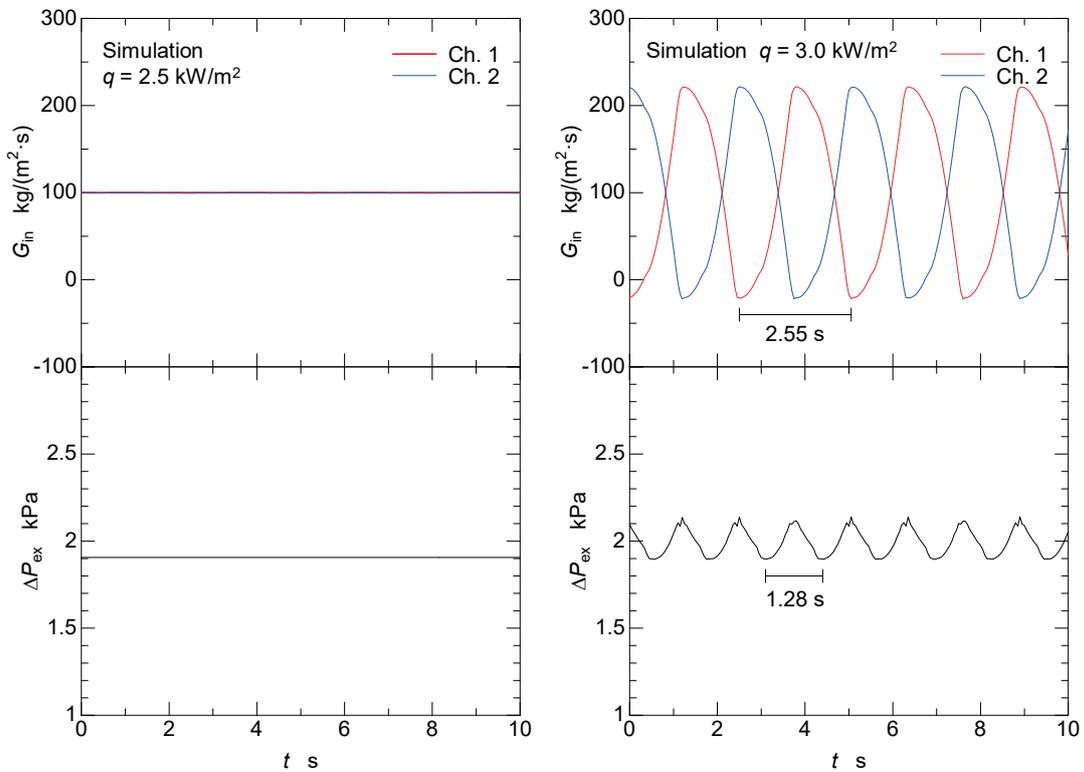


Fig. 5-6 Calculation results of the time changes of inlet mass velocities and pressure difference between headers for $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x_{in} = 0$

5.3.2.2 従来の密度波振動に関する研究との比較

本シミュレーションモデルが，従来の密度波振動に関する研究で得られている振動の発生限界を再現するかどうか，確認を行った．比較したのは，Guo ら [34, 40] による実験およびシミュレーションである．1 章に示したように，Guo らは，垂直設置された内径 10 mm の 2 並列チャンネルにおける加圧水上昇流を対象に，実験により振動発生限界を得て，また二相域を集中定数系とするシミュレーションモデルを作成している．比較条件を Table 5-3 に示す．本シミュレーションでも，Guo らの研究と同様に 1 MPa の加圧水の物性値を用い，3 つの入口サブクール度条件で計算を行った．熱流束は，10 kW/m² ずつ増大させ，振動が生じる最小の熱流束を調べた．また，Guo らの実験では，入口の非加熱区間に，絞り弁と流量計が設置されている．Guo らは論文中に絞り弁と流量計の抵抗係数を示しており，本モデルでもこれらの流動抵抗を考慮した．

Fig. 5-7 に，流量振動の発生限界について，本モデルによる計算結果を，Guo らの結果と比較して示す．比較は，次式で示すサブクーリング数およびフェーズチェンジ数を用いて行った．それぞれ，入口サブクール度の大きさおよび加熱区間でのエンタルピー上昇量（蒸発量の大きさ）を表す無次元数である．

$$N_{\text{sub}} = \frac{(\rho_L - \rho_G)(h' - h_{\text{in}})}{\rho_G \Delta h} \quad (5.1)$$

$$N_{\text{pch}} = \frac{(\rho_L - \rho_G)Q}{\rho_G \Delta h W} \quad (5.2)$$

Table 5-3 Simulation conditions for section 5.3.2.2

Fluid	Pressurized water
Pressure, MPa	1
Flow direction	Upward
Channel cross-sectional shape	Circular
Channel inner diameter, mm	10
Channel averaged mass velocity G_{ave} , kg/(m ² ·s)	362
Inlet temperature (inlet quality), °C	129.6 (-0.108), 139.6 (-0.087), 154.0 (-0.056)
Heat flux q_1, q_2 ($q_1=q_2$), kW/m ²	220 ~ 300
Heated length, m	1.5
Entrance-side unheated section length, m	0.59
Exit-side unheated section length, m	0.28
Inlet resistance coefficient	38

ここで,

N_{sub}	: サブクーリング数	[-]
N_{pch}	: フェーズチェンジ数	[-]
ρ_L	: 液相密度	[kg/m ³]
ρ_G	: 気相密度	[kg/m ³]
h'	: 飽和液の比エンタルピー	[J/kg]
h_{in}	: 流路入口比エンタルピー	[J/kg]
Δh	: 蒸発潜熱	[J/kg]
Q	: 流体加熱量	[W]
W	: 流体質量流量	[kg/s]

本モデルによる計算結果として、振動が生じた最小熱流束条件(**Unstable**)と、その熱流束より 10 kW/m² 小さい条件で安定流動を示した条件(**Stable**)をプロットしている。また、Guo らの実験により得られた振動限界を青実線で、Guo らの計算により得られた振動限界を緑実線で示しており、それぞれの直線よりも右側の領域で振動が生じることを表す。1章 Fig. 1-6 に示したように、平均出口クオリティ x_{out} (流量振動が生じないと仮定して見積もられる出口ヘッダのクオリティ)が一定の条件は、クオリティごとに右肩上がりの直線で表され、振動限界の近似線は x_{out} 一定の直線で近似的に表される。Guo らは、シミュレーションが $x_{\text{out}} = 0.11$ 、実験が $x_{\text{out}} = 0.2$ と、振動限界の平均出口クオリティが比較的近いことから、シミュレーションが妥当であるとしている。

Fig. 5-7 に示すように、本モデルによる結果は、Guo らの実験および計算結果と同様に、振動発生限界を平均出口クオリティ一定の直線で予測し、また、Guo らのシミュレーションに比べてより実験に近い振動限界を予測した。このことから、本モデルが、従来の比較的内径の大きい並列流路の流量振動発生限界も再現できることが確認できた。

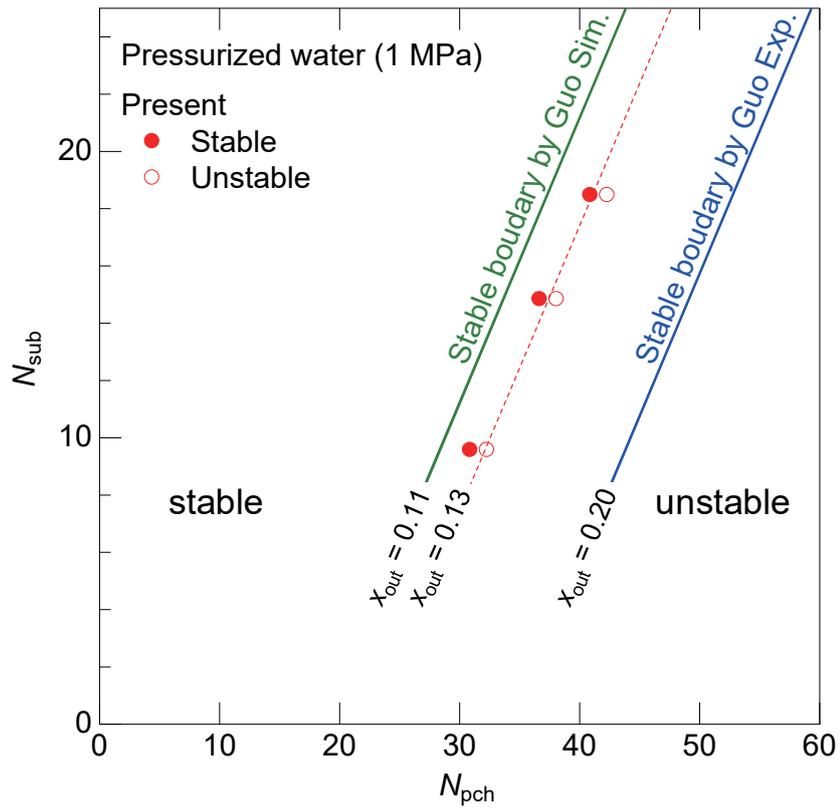


Fig. 5-7 Comparison of results by the present model with the results by Guo et al [34, 40]

5.3.3 入口二相条件および逆流条件への適用

本シミュレーションモデルが，Clausse and Lahey [33]らのモデルをベースにした二相域を集中定数系としたモデル[34-37]では計算ができない入口二相条件および逆流が生じる大きな流量振動条件に対して計算が可能か，確認を行った．

例として，Fig. 5-8 に， $G_{ave}=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ， $x_{in}=0.05$ ， $q=6.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ の条件について，2 流路それぞれの入口質量速度 G_{in1} ， G_{in2} ，圧力損失 ΔP_1 ， ΔP_2 ，およびヘッダ間差圧 ΔP_{ex} の時間変化を示す．図から分かるように，入口二相状態の場合でも，本モデルは問題なく計算できており，流量振動を予測できている．また，図より，入口質量速度が周期的に負の値となること，すなわち，入口部における流体の逆流を予測しているが，流速 0 を跨いでなめらかに流速変化しており，問題なく計算ができている．

以上，本 5.3 節に示した結果より，本モデルは，実験で生じた流動振動の発生限界および振動特性をよく再現した．したがって，モデルの妥当性が確認された．さらに，本シミュレーションモデルは入口二相および逆流条件を含めて流量振動を計算できることが確認された．

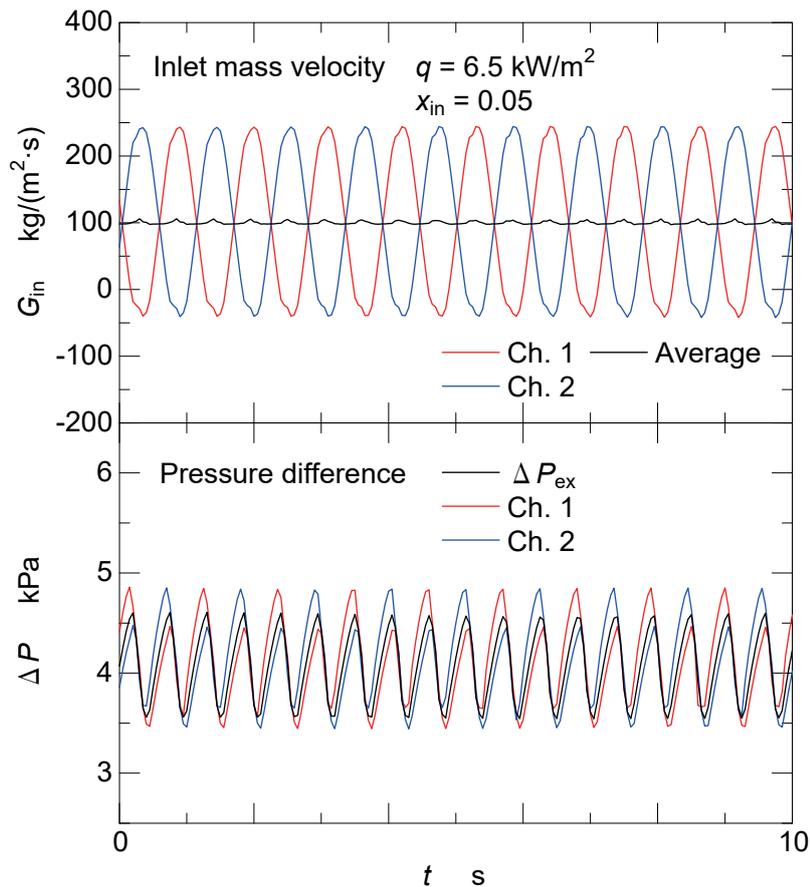


Fig. 5-8 Time changes of inlet mass velocity and pressure drop in each channel, and pressure difference between headers under inlet two-phase and occurring reverse flow condition

5.4 振動発生限界および振動周期

5.4.1 均一熱負荷条件下の振動発生限界および振動周期

2 流路の熱流束が等しい条件で、流量振動の発生に与える熱流束、平均流量および入口クオリティの影響を検討した。本節における計算条件を Table 5-4 に示す。平均質量速度 G_{ave} は $50\sim 150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、入口クオリティ x_{in} は $0\sim 0.2$ 、また熱流束 q は $1.0\sim 9.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ の範囲で変化させた。

まず、平均流量条件ごとに、熱流束を $0.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ ずつ段階的に増加させ、最初に流量振動が生じた熱流束とその直前の安定流動を維持した熱流束を求めた。ここでは、2 流路の平均流量に対する流量振動振幅が 1%以下を安定流動、1%以上を不安定流動とした。その結果を、入口クオリティ x_{in} をパラメータとして、熱流束 q と平均入口質量速度 G_{ave} の関係で、Fig. 5-9 に示す。入口クオリティによらず、質量速度が大きいほど、振動開始の熱流束は増大する。これは、流量振動は、入口から出口までのクオリティ変化量がある程度大きくないと生じないためと考えられるが、詳しくは後で検討する。また、入口クオリティが小さいほど、流量振動は低熱流束から発生している。これは、1.2.2 節 Fig. 1-4 に示す摩擦圧力損失勾配とクオリティの関係 [17] に見られるように、クオリティが 0 から 0.2 に増加する区間では、摩擦損失勾配の変化が非常に大きいことが原因であると考えられる。すなわち、クオリティが 0 に近い条件で流入する場合には、僅かなクオリティ変化で流路の圧力損失が大きく変動するため、流れが不安定になりやすいと考えられる。

Fig. 5-10 には、振動が発生する直前と直後の平均出口クオリティ x_{out} を、横軸に入口クオリティ x_{in} をとって示している。結果は、平均流量や熱流束によらずよくまとまっており、出口クオリティが重要な因子であることが確認できる。また、流量振動が発生する平均出口クオリティは、入口クオリティが大きくなるほど大きくなり、特に、入口クオリティ x_{in} が 0.15 以上になると振動が生じる平均出口クオリティは 1 以上の高い値となった。

次に、流量振動周期と流体の平均流路通過時間の関係を調べた。ここで、平均流路通過時間は、同じ流量と加熱条件で流量振動が生じないと仮定した場合の流路通過時間と同一であると定義し、Eq. (5.3) から求めた。

$$t_{tra} = \int_Z \frac{1}{u} dz = \frac{1}{G_{ave}} \int_Z \rho dz \quad (5.3)$$

Table 5-4 Simulation conditions for section 5.4.1

Channel averaged mass velocity G_{ave} , $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$	50~150
Inlet (before branching) vapor quality, x_{in}	0~0.2
Heat flux q_1, q_2 ($q_1=q_2$), kW/m^2	1.0 ~ 9.5

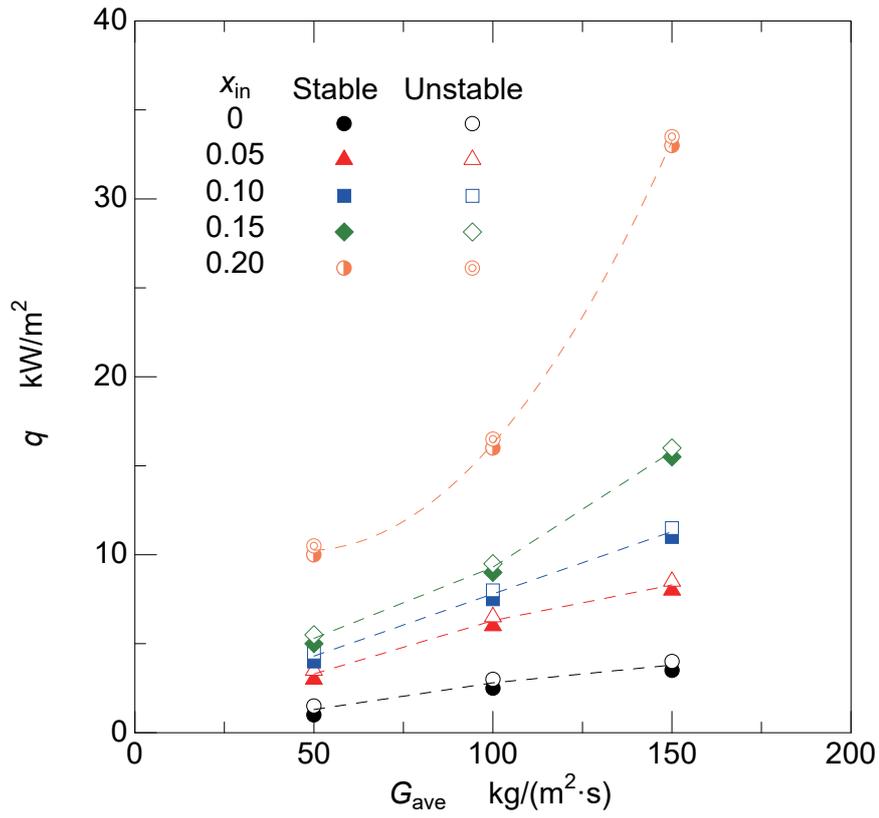


Fig. 5-9 Stability boundary in the relation between heat flux and averaged mass velocity

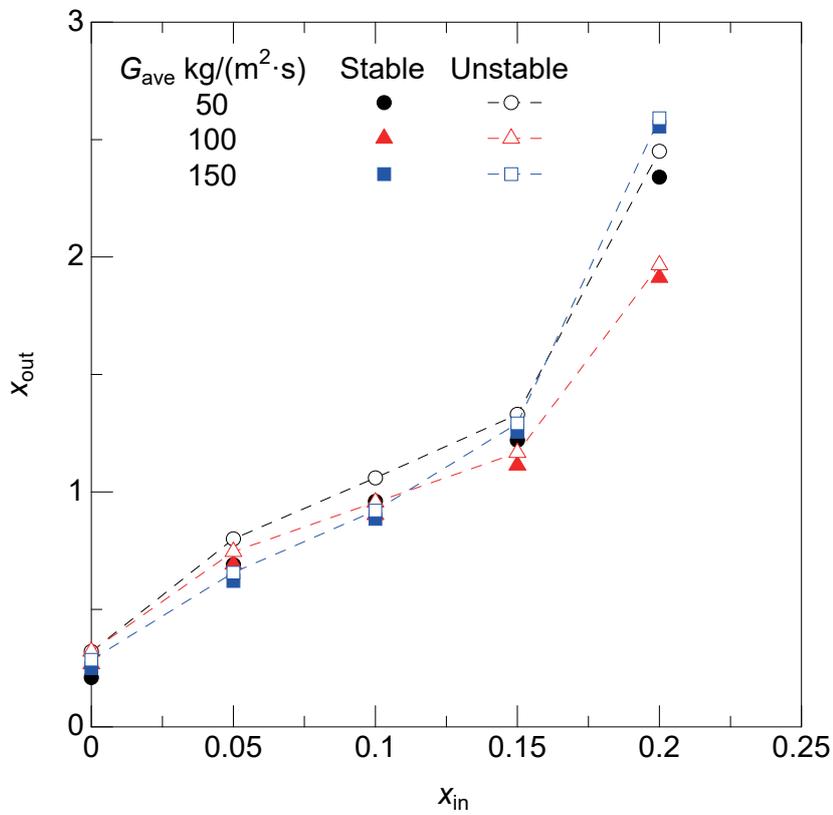


Fig. 5-10 Stability boundary in the relation between averaged outlet quality and inlet quality

ここで,

t_{tra}	: 平均流路通過時間	[s]
u	: 流れ方向局所流速	[m/s]
z	: 流れ方向距離	[m]
G_{ave}	: 平均質量速度	[kg/(m ² ·s)]
P	: 流れ方向局所密度	[kg/m ³]
Z	: 積分区間 HL or (HL+OL) or (IL+HL+OL)	[m]

通過時間を求める対象区間は，加熱区間のみ(HL)，加熱区間と出口非加熱区間 (HL + OL) および加熱区間と入口出口非加熱区間 (IL+HL+OL) の3通りとした。

Fig. 5-11 に，入口平均速度の振動周期(Period)と平均流路通過時間 t_{tra} の関係を示す。平均質量速度 G_{ave} は 100 kg/(m²·s) で，入口クオリティと対象区間ごとに記号と色を変えている。図に示すように，振動周期は，入口クオリティおよび熱流束によらず，流路の通過時間に対しておおよそ比例して増大する。すなわち，従来述べられているように，入口速度の変動に対する圧力損失の変動の遅れが，振動周期と直接関与していることが確認できる。また，振動周期は，加熱区間と出口側非加熱区間を通過するのに要する時間よりは長く，入口側非加熱区間を含めた全区間を通過するのに要する時間よりは短かった。

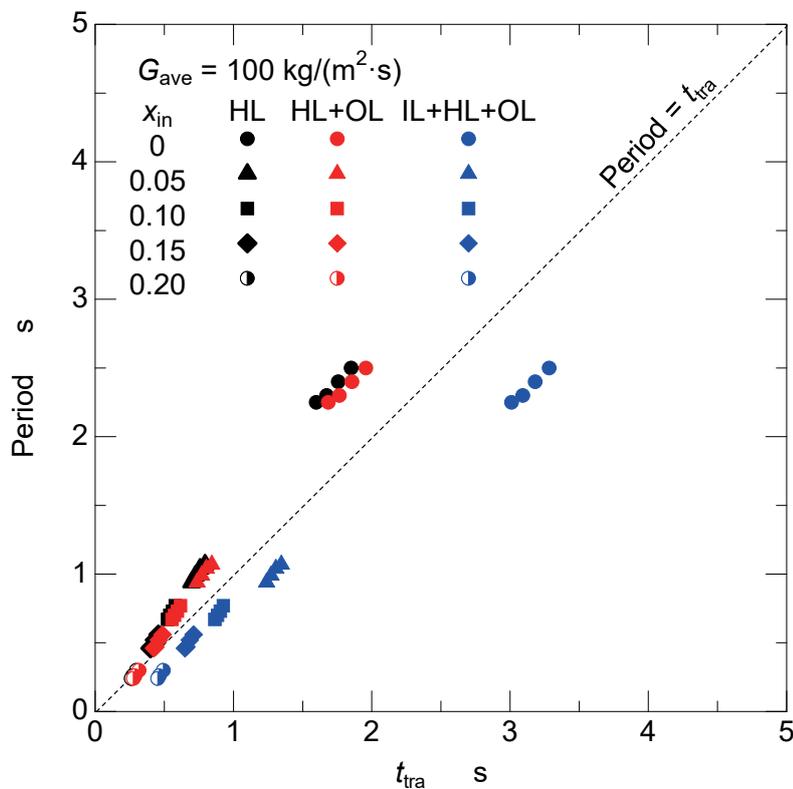


Fig. 5-11 The relation between inlet velocity oscillation period with transit time in the flow channel

5.4.2 不均一熱負荷条件下の振動発生限界

流路間に不均一な熱流束を与えて計算を行い、熱負荷の不均一度が流量振動発生に与える影響について検討した。計算条件を Table 5-5 に示す。2 流路平均の入口質量速度 G_{ave} は $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ とし、入口クオリティ x_{in} は 0 と 0.05 の 2 条件とした。熱流束は、Channel 1 と 2 の熱流束 q_1, q_2 が、 $q_1 \geq q_2$ となるように、流路ごとに個別に与えた。

流量振動の振幅の程度を、Channel 1 と 2 のそれぞれの熱流束 q_1 と q_2 の関係で、Fig. 5-12 に示す。流路間平均流量に対する流量振動の振幅が 1% 以下、1~10% および 10% 以上の 3 つに分類し、ここでは、1% 以下の場合を安定流動、1% より大きい場合を不安定流動とした。図中、実線上のプロットは均一熱負荷 $q_1 = q_2$ の条件を表し、右肩下がりの黒破線は、平均熱流束 q_{ave} が一定である等量線を表す。図中、左下の黒い記号で示される範囲が $x_{in} = 0$ 、右上の赤い記号で示される結果が $x_{in} = 0.05$ の結果である。

まず、 $x_{in} = 0$ の均一熱負荷条件について、前節 Fig. 5-9 で示したように、 $q_1 = q_2 = 3.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ 以上で流量振動を予測した。また、例えば $q_{ave} = 2.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ のように均一熱負荷条件で流量振動が生じていない条件では、2 流路の熱流束差が拡大して、 $q_1 = 3.25 \text{ kW}/\text{m}^2, q_2 = 1.75 \text{ kW}/\text{m}^2$ ($q_2 / q_1 = 0.54$) になると小さい振動が生じ始め、さらに、熱流束差が拡大して、 $q_1 = 3.75 \text{ kW}/\text{m}^2, q_2 = 1.25 \text{ kW}/\text{m}^2$ ($q_2 / q_1 = 0.33$) になると、平均流量に対して振幅が 10% 以上の大きな振動が生じた。このとき、図中青点線で振動発生限界の目安を示すように、いずれの平均熱流束条件でも、Channel 1 の熱流束が、均一熱負荷時に流量振動が生じる $3.0 \text{ kW}/\text{m}^2$ を超えたあたりで、流量振動が生じていることがわかる。 $x_{in} = 0.05$ についても、均一熱負荷時に流量振動が生じていない熱流束条件であっても、Channel 1 の熱流束が均一熱流束時に振動が生じる $6.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ よりも大きくなると、流量振動が生じた。すなわち、熱流束が大きい流路側の熱流束が、振動発生 of 支配的な要因になると考えられる。

以上のように、熱負荷が均一のときには流量振動が生じないような平均熱負荷条件であっても、流路間の熱負荷が不均一になることによって流量振動が生じた。そのため、不均一な熱負荷条件では流量振動が発生しやすいといえ、その熱交換性能は、同じ平均熱負荷の均一熱負荷の場合と比べて大きく変化する可能性がある。

Table 5-5 Simulation conditions for section 5.4.2

Channel averaged mass velocity $G_{ave}, \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$	100
Inlet (before branching) vapor quality x_{in}	0, 0.05
Heat flux $q_1, q_2, \text{ kW}/\text{m}^2$	1.0 ~ 9.5
Heat flux ratio q_2/q_1 ($q_1 \geq q_2$)	0.14 ~ 1.0

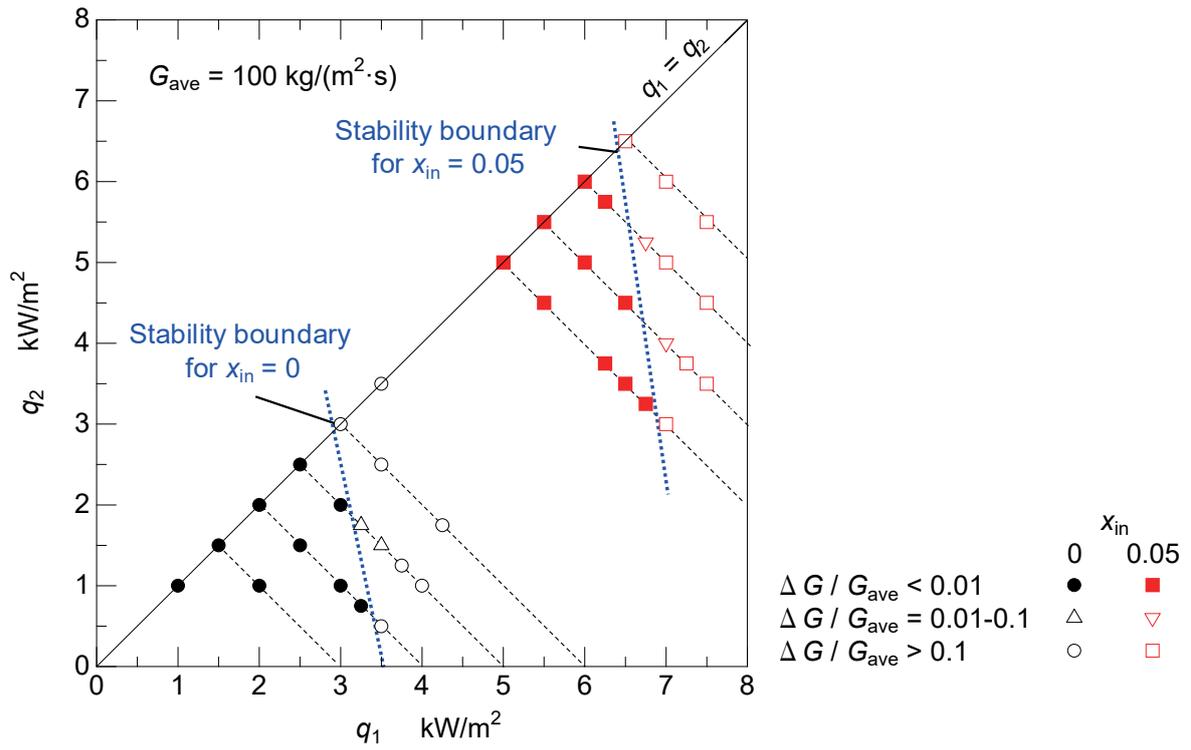


Fig. 5-12 Stability boundary in the relation between heat fluxes of Channels 1 and 2

5.4.3 密度波振動発生限界線図の入口二相条件への拡張

本項では、従来報告されている入口サブクール条件のみを対象とした密度波振動の発生限界（安定判別）線図を、入口二相条件に拡張して、より一般性の高い安定判別線図について検討する。

第1章 Fig. 1-6 を Fig. 5-13 に再掲する。第1章の1.4節に示したように、入口サブクールを対象とした安定判別線図は、Eq. (5.1), Eq. (5.2)にそれぞれ示す無次元数のサブクーリング数 N_{sub} およびフェーズチェンジ数 N_{pch} の関係で表される。図中のプロットを繋いだ曲線は、曲線より左側が安定流動、右側が不安定流動となることを表しており、流動振動が生じるフェーズチェンジ数は、サブクーリング数に対して、極小値を持つ。

Fig. 5-9, 5-10 に示す入口二相 $x_{\text{in}}=0\sim 0.2$ の条件に加えて、入口二相 $x_{\text{in}}=0.025$ および入口サブクール $x_{\text{in}}=-0.12\sim 0$ の範囲で本シミュレーションモデルを用いて振動の発生限界を調べ、サブクーリング数が負の領域、すなわち入口二相条件を含めた安定判別線図を作成した。その結果を、Fig. 5-14 に示す。平均質量速度は $100\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ である。図に示すように、サブクーリング数が正の範囲では、本計算条件でも従来研究と同様に、流量振動が生じるフェーズチェンジ数は、サブクーリング数に対して極小値を持ち、サブクーリング数が大きい領域の発生限界は、平均出口クオリティ $x_{\text{out}}=0.1$ の直線で近似できる。サブクーリング数が負の範囲では、サブクーリング数が小さくなるほど振動が生じるフェーズチェンジ数は大きくなり、安定領域が入口サブクール条件と比べて顕著に拡大した。また、サブクーリング数 0 をまたいで、振動の限界線がなめらかに繋がることを確認できた。

以上のように、これまで不明であった入口二相の場合の密度波振動発生限界が、入口サブクールの場合の特性となめらかに繋がることを明らかにした。

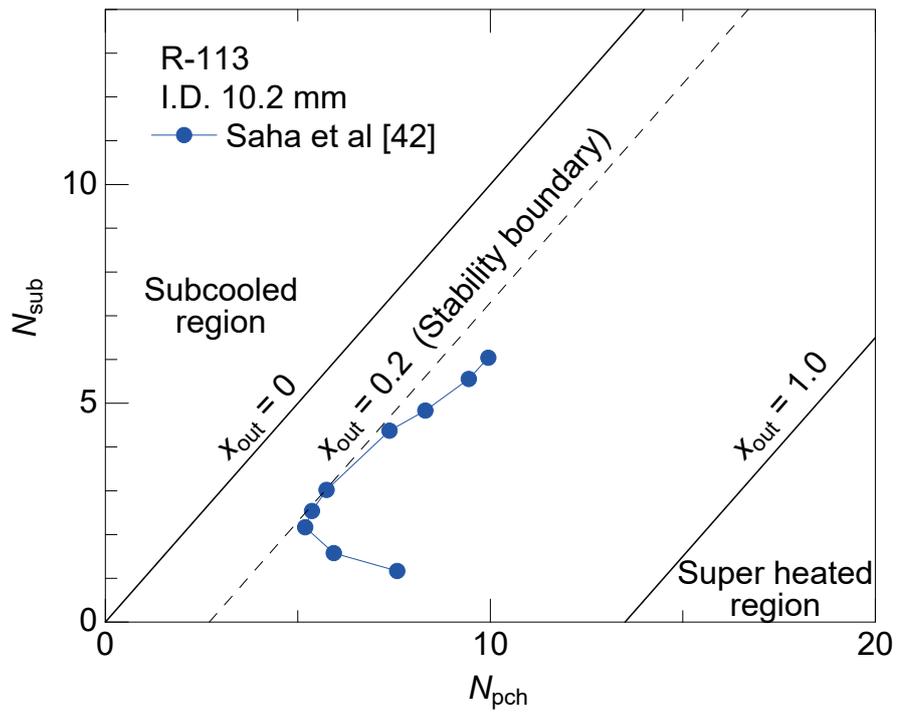


Fig. 5-13 Stability boundary for inlet subcooled condition [10]

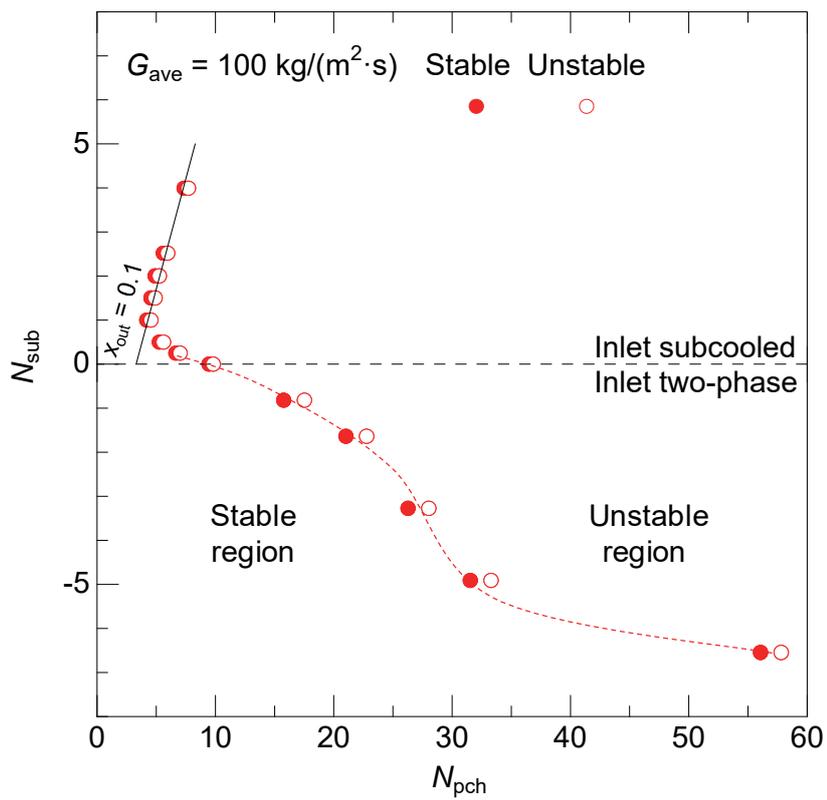


Fig. 5-14 Generalized stability boundary in the relation between subcooling number and phase change number

5.5 流量振動が熱伝達特性に与える影響

流量振動が熱伝達性能に与える影響に関して、流量振動中の各流路出口クオリティの時間変化および加熱区間流れ方向のクオリティ分布から検討を行った。

Fig. 5-15 に、Fig. 5-8 に示した平均質量速度 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、入口クオリティ $x_{in} = 0.05$ 、熱流束 $q_1 = q_2 = 6.5 \text{ kW}/\text{m}^2$ の条件を例に、準定常状態となつてから 5 秒間の入口質量速度 G_{in1} , G_{in2} と加熱区間出口のクオリティ x_{out1} , x_{out2} の時間変化を示している。下図中には、振動が生じないと仮定した場合の出口クオリティ 0.75 を黒線で示している。図より、各流路の出口クオリティは、流量の周期的な増減に伴って変化しており、出口クオリティの最大値は 1.6 程度、最小値は 0.4 程度と大きく変動した。すなわち、振動が生じない場合は、ドライアウトが生じないような熱流束条件であっても、流量振動が生じることによって周期的なドライアウトが発生する..

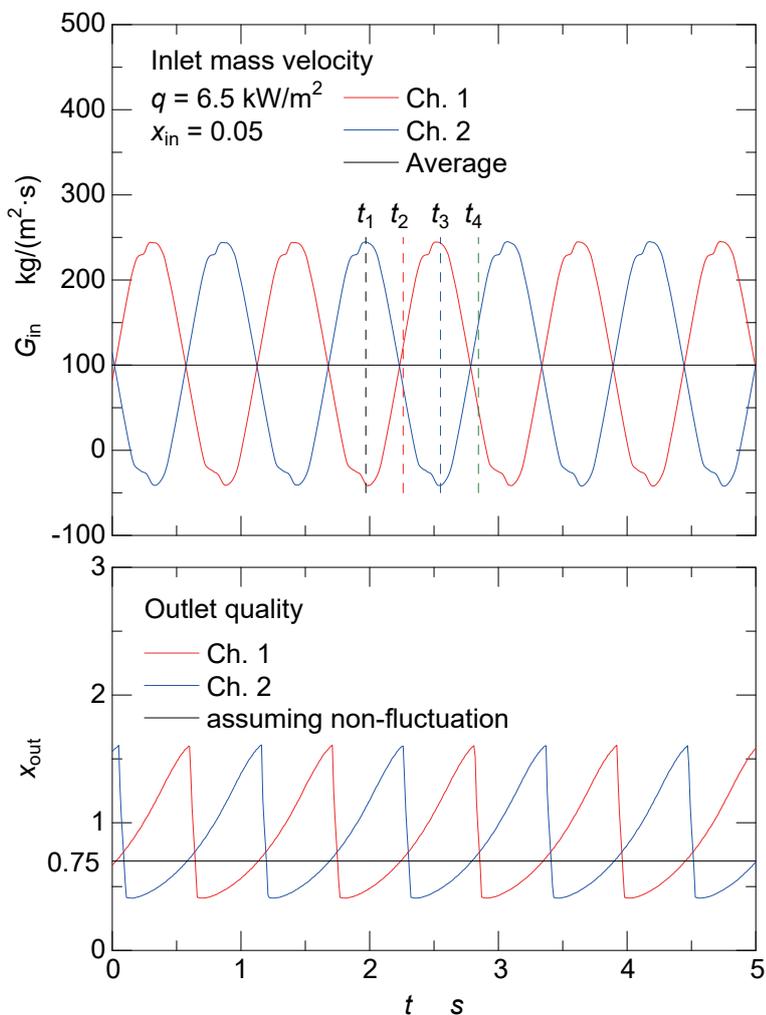


Fig. 5-15 Time changes of inlet mass velocity and outlet quality in each channel

Fig. 5-15 中に点線で示す時刻 $t_1 \sim t_4$ における Channel 1 の加熱区間流れ方向 z に対する流速 u , クオリティ x の変化を Fig. 5-16(a)と(b)に示す. 二相域を均質流と仮定すると, 管内面熱流束一様条件下では, Fig. 5-16(a)に示すように, 二相域の流速は流れ方向に線形に増加する. $x > 1$ の過熱蒸気域では, 密度一定と仮定しているため, 速度は一定となる.

初めに, 黒実線で示す時刻 t_1 では, 加熱区間入口部で流速 u が負であり逆流が生じている. このとき, Fig. 5-16(b)に示すように, 流路全体でクオリティ x の増加量は小さく, 加熱区間出口で 0.45 程度である. 続いて, 赤破線で示す時刻 t_2 で, 入口速度は正に転じる. このとき, 前時刻まで逆流が生じるほど入口速度が低下していたことから, 加熱区間上流側でクオリティが急増し, クオリティの大きな増加勾配が生じている. この急激な増加勾配は, 時間経過とともに, 拡大しながら下流へと伝播しており, 時刻 t_3 では, 加熱区間中央付近の $z = 0.46$ m で, ドライアウトが生じるようなクオリティ 0.9 まで増加した.

以上のように, 本モデルにより, 流量振動による加熱区間内クオリティ分布の時間変化が明らかとなり, 例えば, 安定流動時には, 出口クオリティが 0.75 の条件であっても, 流量振動時には, ドライアウトが生じると考えられるクオリティ 0.9 以上の領域が広い区間に渡ることが確認された.

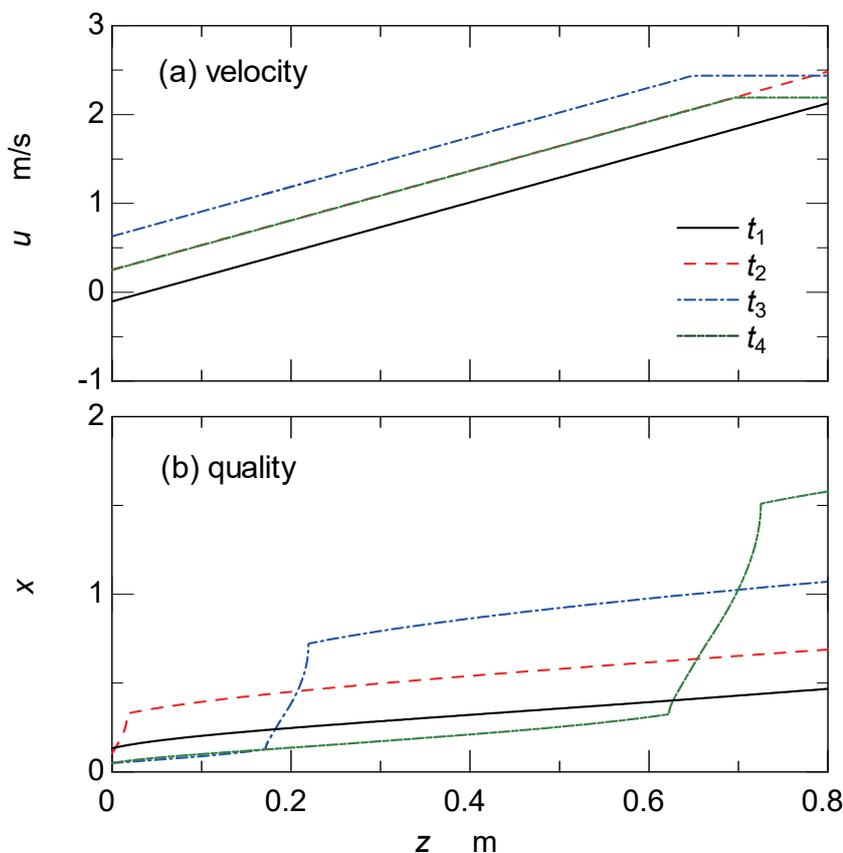


Fig. 5-16 Changes of mean velocity and quality with length from heating inception for different time

5.6 結論

本章では、流路間の熱負荷が不均一な条件を含めて、並列ミニチャンネル内で生じる不安定流動について、主にシミュレーションモデルを用いて検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 開発したシミュレーションモデルが、入口二相条件および逆流が生じる条件を含めて、2並列ミニチャンネルで生じる流量および圧力損失の時間変動を予測し、密度波振動の発生機構を再現できることが確認された。さらに、計算により得られた振動発生限界および振動特性は、実験結果を定量的によく再現し、本モデルの妥当性が確認された。
2. 均一熱負荷条件について、流量振動の発生に与える熱流束、質量速度および入口クオリティの影響について検討を行い、質量速度および入口クオリティが大きいほど、振動が生じる最小熱流束は増大した。このとき、入口二相条件の振動発生限界は、平均流量によらず、平均出口クオリティと入口クオリティの関係でよく整理できることが明らかになった。
3. 入口速度の振動周期は、入口クオリティおよび熱流束によらず、流路の平均通過時刻に対しておおそ比例して増大することが確認された。また、振動周期は、加熱区間と出口側非加熱区間を通過するのに要する時間よりは長く、入口側非加熱区間を含めた全区間を通過するのに要する時間よりは短いことが分かった。
4. 均一熱負荷時には流量振動が生じない熱流束条件であっても、同じ平均熱流束の不均一熱負荷条件下では流量振動が生じ得ることを明らかにした。このとき、高熱負荷側の熱流束が、均一熱負荷条件下でも振動が生じる熱流束域に達すると振動が生じた。すなわち、高熱負荷側流路の熱負荷が、振動発生の主な要因となることを明らかにした。
5. 入口サブクール条件を対象とした、サブクーリング数およびフェーズチェンジ数の関係で整理された従来の安定判別線図を、入口二相条件に拡張して、より一般性の高い安定判別線図を示した。その結果、これまで不明であった入口二相の場合の密度波振動発生限界が、入口サブクールの場合の特性となめらかに繋がることを明らかにした。
6. 本モデルが、流量振動発生時の加熱区間内クオリティ分布の時間変化を予測できることを確認した。安定流動時にはドライアウトが生じない出口クオリティとなる熱流束条件であっても、流量振動の発生により、ドライアウトが生じる高クオリティの領域が、周期的に広い区間に渡ることが確認された。

第 6 章

総括

本研究は、並列ミニチャンネルを有する高性能蒸発器の設計指針を得るために、実験により均一・不均一熱負荷場における並列ミニチャンネル内冷媒流の沸騰熱伝達および流量分配・不安定流動現象の基礎特性を明らかにするとともに、これらを予測するシミュレーションモデルを開発したものである。本研究で得られた成果を以下に要約する。

第 1 章では、不均一熱負荷並列ミニチャンネル内の沸騰熱伝達および流量分配・不安定流動現象の特性解明の重要性について説明し、本研究に関連する従来の研究を概説して、本論文の目的を明らかにした。

第 2 章では、各流路の熱負荷を通電加熱で与えた不均一熱負荷 2 並列ミニチャンネルを対象に実験を行い、流量分配および沸騰熱伝達特性に与える熱負荷不均一度、平均流量、分岐前クオリティおよび冷媒物性値の影響について検討を行った。その結果、流量分配および熱伝達特性に関して、それぞれ以下の結論を得た。

1. 均一熱負荷でドライアウトが発生していない状態から、一方の流路の熱流束のみ低下させると、他方の熱流束を固定している流路の下流でドライアウトが発生し、管外壁温度が上昇した。これは、流路間の熱負荷が不均一になることによって不均一な流量分配が生じ、熱流束の大きい流路の流量が、熱負荷の小さい流路と比べて減少したためである。
2. 不均一熱負荷条件下の流量・クオリティの不均一分配量を精度よく推定する方法を検討し、均一熱負荷時の局所熱伝達率とクオリティの関係および単一ミニチャンネルの断熱気液二相流圧力損失の再現式を用いて推定可能であることを示した。質量速度は最大 $\pm 3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以内、入口クオリティは最大 ± 0.015 以内の精度である。
3. 流路間の熱流束差と流量・クオリティ分配の定量的関係について、2 流路の平均流量、分岐前クオリティおよび冷媒物性の影響を含めて明らかにした。不均一熱負荷条件下では、流路間の熱負荷差が拡大するほど流量偏向量は増大した。このとき、各流路の流量は、熱負荷の大きい流路で減少、熱負荷の小さい流路で増大した。平均流量に対する流量偏差の割合は、流量によらずほぼ一定であり、熱流束比 $q_2/q_1 = 0.5$ のとき約 8%、 $q_2/q_1 < 0.4$ では 10~17%程度であった。また、分岐

前クオリティが小さいほど流量分配量は幾分大きく、HFC134a の分配量は HFC32 と比べて若干大きかった。また、流量の不均一分配とともに、クオリティの不均一分配が生じ、各流路へ分配されるクオリティは、流量が増大する流路で増加、流量が減少する流路で低下した。クオリティの不均一分配は、分岐前クオリティが小さいほど、また気相密度が大きい冷媒で大きかったが、平均流量の影響はほとんど見られなかった。このような流量分配に対するクオリティ分配の傾向は、バルブで流動抵抗を制御する従来の T 字分岐対象の研究と定性的に一致した。

4. 不均一熱負荷並列ミニチャンネルの流量・クオリティ分配を予測する実験再現式を作成した。式中には、流路間の熱流束差がパラメータとして含まれる。作成した式による予測値は、流量分配の実験値を $\pm 5\%$ 以内、クオリティ分配の実験値を ± 0.015 以内で精度よく再現した。
5. 流路間の熱負荷が不均一な場合、2 流路の全平均熱伝達率は、同じ流路間平均熱流束の均一熱負荷時と比べて同等もしくは低下することを明らかにした。このとき、熱負荷の不均一度が大きいほど、また、平均熱流束が大きいほど、熱負荷の大きい流路でドライアウトが生じやすくなるため、平均熱伝達率の低下割合が大きかった。したがって、並列流路の熱交換性能を正確に予測するためには、流路間平均の熱負荷だけではなく、流路間の熱負荷差についても考慮する必要がある。
6. 従来の単管対象の沸騰熱伝達整理式、ドライアウト開始クオリティ予測式および本研究で作成した流量・クオリティ分配の実験再現式を用い、各流路および 2 流路平均の熱伝達率を予測した結果、計算値は実験値をよく再現した。また、流量・クオリティ分配を考慮しない場合には、計算値と実験値の一致は良くないことを確認した。すなわち、並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達の予測には、流量・クオリティ分配を考慮することが重要であることが明らかとなった。

第 3 章では、二重管の内管と外管の隙間を流れる温水によって内管を流れる冷媒が加熱される 2 並列ミニチャンネル対象に実験を行い、実機蒸発機を想定した平均流量・平均壁温条件において、流路間の壁面過熱度が不均一になった場合、均一熱負荷時と比べて、各流路および 2 流路平均の冷媒への伝熱量がどのように変化するか検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 流路間の壁面過熱度差が拡大するにつれて、壁面過熱度が増加する流路では伝熱量はあまり変化せず、壁面過熱度が低下する流路では著しく低下した。これは、高過熱度流路では、壁面過熱度が増加するものの、流量が減少してドライアウト発生区間がより一層拡大するためであり、一方で、低過熱度流路では、過熱度の

低下とともに熱流束が低下するためである。結果として、流路間の壁面過熱度差が拡大するとともに、2流路平均の冷媒への伝熱量は低下した。すなわち、実際の蒸発器においても、同じ平均壁面過熱度で比較した場合、不均一熱負荷時の平均伝熱量は、均一熱負荷時と比べて確実に低下することを明らかにした。

2. 均一熱負荷時に対する不均一熱負荷時の平均伝熱量の低下割合、すなわち平均熱伝達率の低下割合は、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1$ が 0.6 より大きい範囲では 5%以下と小さく、一方で、 $\Delta T_2/\Delta T_1 \leq 0.6$ の範囲では、 $\Delta T_2/\Delta T_1$ の低下とともに顕著に増大した。その低下割合は、平均流量が大きいほど大きく、壁面過熱度比 $\Delta T_2/\Delta T_1 = 0.2$ のとき均一熱負荷時と比較して、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 28%、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 31%、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ のとき 42%低下した。この原因について、各流路の加熱区間平均熱伝達率の変化から検討した。以下に、各流路の検討結果を示す。

- ・ 高過熱度流路では、壁面過熱度が増加するにつれて熱伝達率が低下し、平均流量が大きいほど、均一熱負荷時と比べた不均一熱負荷時の熱伝達率の低下割合が大きかった。これは、流量が大きいほど高過熱度流路の流量減少割合が増大するため、ドライアウト発生区間がより拡大したためと考えられる。
- ・ 低過熱度流路では、壁面過熱度が低下するにつれて、 $G_{ave} = 50, 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率が增大し、 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では熱伝達率が低下した。 $G_{ave} = 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、過熱度の低下に伴って、熱伝達率が比較的高い核沸騰熱伝達から強制対流蒸発あるいは液膜熱伝導蒸発に伝熱様式が変化したことが主な原因である。また、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、熱流束の低下とともに、熱伝達率が同じもしくは増大する傾向があり、一方で、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、熱伝達率が低下する傾向があるため、 $G_{ave} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の方が、 $G_{ave} = 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ と比べて熱伝達率の増加割合が大きかった。

第4章では、流路間の熱負荷が不均一な並列ミニチャンネルについて、沸騰熱伝率および流量分配を予測するシミュレーションモデルを開発し、計算結果について検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 開発したシミュレーションモデルが、流路間の熱負荷が不均一な条件を含め、2並列流路各流路の加熱区間流れ方向局所のクオリティ、熱伝達率、熱流束を予測できるとともに、各流路の冷媒への伝熱量および流量分配も予測でき、実験結果と同じ傾向を示すことを確認した。均一熱負荷条件から、片側流路の壁面過熱度を増加、もう一方を低下させて不均一な熱負荷条件とした場合、高過熱度流路では、上流側の熱流束の増加に伴い、均一熱負荷時と比べて上流側でドライアウトが発生し、熱伝達の悪い区間が拡大した。その結果、冷媒への伝熱量は、均一熱負荷時とほぼ等しかった。一方で、低過熱度流路では、ドライアウトは生じず、

下流域でも良い熱伝達を示すものの、壁面過熱度の低下とともに熱流束が低下するため、冷媒への伝熱量は均一熱負荷時と比べて低下した。結果として、不均一熱負荷時の冷媒への平均伝熱量は、同じ平均壁面過熱度の均一熱負荷時と比べて低下した。

2. 計算で得られた流量の不均一分配は、実験と同様に、流路間の壁面過熱度差が拡大するにつれて大きくなり、平均流量に対して高過熱度流路で減少し、一方、低過熱度流路で増大した。各流路の出口クオリティは、高過熱度流路で僅かに上昇し、低過熱度流路で著しく低下した。これは、高過熱度流路では、壁面過熱度が増加して流量が減少するものの、壁面温度は飽和温度に比較的近く、高い過熱蒸気温度まで加熱できないためである。一方で、低過熱度流路では、壁面過熱度の減少と共に熱流束が低下するためである。
3. 各流路の冷媒への伝熱量について、計算結果を実験結果と比較することでモデルの妥当性を検証した。その結果、実験で管内面温度が流れ方向に一定に近い条件については、本研究で開発したシミュレーションモデルは、実験結果をよく再現した。すなわち、シミュレーションに用いている熱伝達と圧力損失の予測方法ならびにシミュレーションから予測される流量分配は正確であることが確認された。したがって、本モデルは、実機のように冷媒と空気が直交して流れて熱交換を行う系の性能予測が可能であると考えられる。
4. 10 並列ミニチャンネルを対象に、冷媒と熱交換する空気の速度が大きい場合と小さい場合を想定した壁面過熱度条件のシミュレーションを行った。2 並列流路と同様に、各流路の壁面過熱度が不均一になるにつれて、冷媒への平均伝熱量は低下した。このとき、並列流路両端の流路間壁面温度差が等しい条件であっても、中間流路の壁面温度分布の違いにより、流路平均の伝熱量は大きく異なった。すなわち、並列流路の熱伝達性能を正確に見積もるためには、並列流路両端の流路間最大熱負荷差だけではなく、中間流路の熱負荷分布を考慮する必要があることが明らかになった。

第 5 章では、流路間の熱負荷が不均一な条件を含めて、並列ミニチャンネル内で生じる不安定流動について、主にシミュレーションモデルを用いて検討を行った。その結果、以下の結論を得た。

1. 開発したシミュレーションモデルが、入口二相条件および逆流が生じる条件を含めて、2 並列ミニチャンネルで生じる流量および圧力損失の時間変動を予測し、密度波振動の発生機構を再現できることが確認された。さらに、計算により得られた振動発生限界および振動特性は、実験結果を定量的によく再現し、本モデルの妥当性が確認された。

2. 均一熱負荷条件について、振動の発生に与える熱流束、質量速度および入口クオリティの影響について検討を行い、質量速度および入口クオリティが大きいほど、振動が生じる最小熱流束は増大した。このとき、入口二相条件の振動発生限界は、平均流量によらず、平均出口クオリティと入口クオリティの関係でよく整理できることが明らかになった。
3. 入口速度の振動周期は、入口クオリティおよび熱流束によらず、流路の平均通過時刻に対しておおよそ比例して増大することが確認された。また、振動周期は、加熱区間と出口側非加熱区間を通過するのに要する時間よりは長く、入口側非加熱区間を含めた全区間を通過するのに要する時間よりは短いことが分かった。
4. 均一熱負荷時には流量振動が生じない熱流束条件であっても、同じ平均熱流束の不均一熱負荷条件下では流量振動が生じることを明らかにした。このとき、高熱負荷側の熱流束が、均一熱負荷条件下でも振動が生じる熱流束域に達すると振動が生じた。すなわち、高熱負荷側流路の熱負荷が、振動発生の主な要因となることを明らかにした。
5. 入口サブクール条件を対象とした、サブクーリング数およびフェーズチェンジ数の関係で整理された従来の安定判別線図を、入口二相条件に拡張して、より一般性の高い安定判別線図を示した。その結果、これまで不明であった入口二相の場合の密度波振動発生限界が、入口サブクールの場合の特性となめらかに繋がることを明らかにした。
6. 本モデルが、流量振動発生時の加熱区間内クオリティ分布の時間変化を予測できることを確認した。安定流動時にはドライアウトが生じない出口クオリティとなる熱流束条件であっても、流量振動の発生により、ドライアウトが生じる高クオリティの領域が、周期的に広い区間に渡ることが確認された。

以上のように、本論文は、並列ミニチャンネルを用いた高性能蒸発器の設計に重要な、並列ミニチャンネルの沸騰熱伝達特性、流量分配特性および不安定流動特性に関する詳細な実験データと検討結果を提示するとともに、その特性を精度よく予測できるシミュレーションモデルを示したものであり、本研究成果は、並列ミニチャンネル蒸発器のさらなる高性能化に大いに貢献するものとなる。

謝辞

九州大学大学院工学研究院 濱本芳徳准教授には、研究手法や研究データの整理法に関して多大なご指導ご鞭撻を賜りました。また、博士課程から編入学した私に対して研究環境を整えていただくとともに、研究者としての姿勢や心構えについて多大なご指導ご助言をいただきました。ここに深く感謝の意を表し、心より御礼申し上げます。九州大学大学院工学研究院 高田保之教授ならびに高松洋教授には、本論文を取りまとめるにあたり、貴重なご助言を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。九州大学大学院工学研究院 宮田一司助教には、東北大学在学時から現在に至るまで、長きにわたり多大なご指導ご鞭撻を賜りました。特に、博士課程の期間では、研究手法や研究データの解釈、学術論文の作成など研究の基礎を全てご指導いただくとともに、生活面に関して多大なご助言をいただきました。さらに、本論文の取りまとめに際しましては、多大なご尽力をいただきました。ここに深く感謝の意を表し、心より御礼申し上げます。九州大学大学院工学研究院 森英夫名誉教授には、1年間と短い間でしたが、研究データの整理法や学術論文の作成に関して、多大なご指導ご鞭撻を賜りました。ご退職された後も、学術論文に関して多くのご指導をいただきました。ここに深く感謝の意を表し、心より御礼申し上げます。技術職員の江藤淳朗氏には、実験装置や実験結果のみならず生活面に関して、貴重なご助言をいただきました。ここに厚く御礼申し上げます。

著者ととともに研究活動を行った、荒田洋平氏、川裾拓也氏、渡辺直人氏、登立航氏、杳谷魁氏、大田一貴氏、坂井祥平氏とは、研究から大学生活に至るまで、ともに楽しく過ごすことができました。特に、登立氏、坂井氏、川裾氏には、実験装置の製作から実施まで、多大なご協力をいただきました。誠に有難うございました。

本研究の一部は、九州大学 QR プログラムおよび九州大学エネルギー研究教育機構の助成を受けたものです。深く御礼申し上げます。

最後に、学生生活を支えて頂いた友人と家族に心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1]. 経済産業省
「平成 26 年度エネルギー関係技術開発ロードマップ」
- [2]. E.R. Dario, L. Tadrist, J.C. Passos
“Review on two-phase flow distribution in parallel channels with macro and micro hydraulic diameters: Main results, analyses, trends”
Applied Thermal Eng., 59, pp.316-335 (2013)
- [3]. J. Kaew-On, K. Sakamatapan and S. Wongwises
“Flow boiling heat transfer of R134a in the multiport minichannel heat exchangers”
Exp. Thermal and Fluid Science, 35, pp. 364-374 (2011)
- [4]. S. Mortada, A. Zoughaib, C. Arzano-Daurelle, D. Clodic
“Boiling heat transfer and pressure drop of R-134a and R-1234yf in minichannels for low mass fluxes”
Int. J. Refrig., 35, pp.962-973 (2012)
- [5]. F. Vakili-Farahani, B. Agostini, J.R. Thome
“Experimental study on flow boiling heat transfer of multiport tubes with R245fa and R1234ze(E)”
Int. J. Refrig., 36, pp.335-352 (2013)
- [6]. C. Tanaka, C. Dang, E. Hihara
“Characteristics of Flow Boiling Heat Transfer in Rectangular Minichannels”
Proc. of the 15th Int. Heat Transfer Conference, Kyoto, Japan, IHTC15-9589 (2014)
- [7]. J. Li, C. Dang, E. Hihara
“Up-flow boiling of R1234yf in aluminum multi-port extruded tubes”
Int. J. Heat and Mass Transfer, 114, pp.826-836 (2017)
- [8]. N. B. Chien, K. Choi, J. T. Oh, H. Cho
“An experimental investigation of flow boiling heat transfer coefficient and pressure drop of R410A in various minichannel multiport tubes”
Int. J. Heat and Mass Transfer, 127, pp.675-686. (2018)
- [9]. 地下 大輔, 小宮 佑太, 近藤 智恵子, 小山 繁

「冷媒 R1234ze(E)および R32 の水平扁平多孔管内 沸騰・蒸発熱伝達および圧力損失」

冷空論, 31(2), pp.57-65 (2014)

- [10]. 日本機械学会
「改定・気液二相流ハンドブック」
コロナ社 (2006)
- [11]. S-M. Kim., I, Mudawar,
“Review of databases and predictive methods for heat transfer in condensing and boiling mini/macro-channel flows”
International Journal of Heat and Mass Transfer, 77, pp.627-652 (2014)
- [12]. S-M. Kim., I, Mudawar,
“Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/micro-channel flows”
International Journal of Heat and Mass Transfer, 77, pp.74-97 (2014)
- [13]. 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 濱本 芳徳
「微細流路内気液二相流の流動様相」
冷空論, 30(2), pp.155-167 (2013)
- [14]. 榎木 光治, 森 英夫, 宮田 一司, 仮屋 圭史, 濱本 芳徳
「微細流路内気液二相流の圧力損失」
冷空論, 30(4), pp.425-437 (2013)
- [15]. K. Enoki, H. Mori, K. Miyata, K. Kariya, Y. Hamamoto
“Boiling Heat Transfer and Pressure Drop of a Refrigerant Flowing in Small Horizontal Tubes”
Proc. of the 3rd Int. Forum on Heat Transfer, Nagasaki, Japan, IFHT2012-193 (2012)
- [16]. 榎木 光治,
「微細管における沸騰熱伝達と気液二相流動様相および圧力損失に関する研究」
学位論文 (博士), 九州大学, (2013)
- [17]. Y. Matsuse, K. Enoki, H. Mori, K. Kariya, Y. Hamamoto

“Boiling Heat Transfer and Pressure Drop of a Refrigerant R32 Flowing in a Small Horizontal Tube”

Heat Transfer Eng., 37(7-8), pp.668-678 (2016)

- [18]. W. Zhang, T. Hibiki, K. Mishima,
“Correlation for flow boiling heat transfer in mini-channels”
Int. J. of Heat and Mass Transfer, 47, pp.5749-5763(2004)
- [19]. S. Saitoh, H. Daiguji, E.Hihara,
“Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter”
Int. J. of Heat and Mass Transfer, 50, pp.5215-5225(2007)
- [20]. 宮田 一司, 森 英夫, 濱本 芳徳
「微細管内流沸騰熱伝達の整理式」
冷空論, 28(2), pp.137-148 (2011)
- [21]. 榎木 光治, 宮田 一司, 森 英夫
「微細流路内沸騰熱伝達の整理式の修正」
冷空論, 32(3), pp.275-283 (2015)
- [22]. 藤田 勇, 大宮司 啓文, 酒井 均, 飛原 英治
「T字管における気液二相流の分配に関する研究」
冷空論, 17(1), pp.37-45 (2000)
- [23]. B. J. Azzopardi, A. Purvis, H. Govan
“Annular two-phase flow split at an impacting T”
Int. J. Multiphase Flow 13 pp.605-614 (1987)
- [24]. S. T. Hwang, H. M. Soliman, R. T. Lahey
“Phase separation in impacting wyes and tees”
Int. J. Multiphase Flow, 15, pp.965-975 (1989)
- [25]. M. A. Mohamed, H. M. Soliman, G. E. Sims
“Experimental investigation of two-phase flow splitting in an equal-sided impacting tee junction with inclined outlets”
Exp. Thermal Fluid Science, 35, pp.1193-1201 (2011)
- [26]. A.M.F. El-Shaboury, H.M. Soliman and G.E. Sims

- “Two-phase flow in a horizontal equal-sided impacting tee junction”
Int. J. Multiphase Flow, 33, pp.411-431 (2007)
- [27]. K. C. Hong, S. Griston
 “Two-phase flow splitting at an impacting tee”,
SPE Prod. Facil., 10, pp.184-190 (1995)
- [28]. W. Sun, Y. Liu, K. He, S. Wang
 “The phase distribution of gas-liquid two-phase flow in microimpacting T-junctions with different branch channel diameters”
Chemical Engineering Journal, 333, pp.34-42 (2018)
- [29]. J. Chen, S. Wang, X. Zhang, H. Ke and X. Li
 “Experimental investigation of two-phase slug flow splitting at a micro impacting T-junction”
Int. J. Heat Mass Transfer, 81, pp.939-948 (2015)
- [30]. 大西 元, 徳本 大地, 春木 将司, 多田 幸生
 「翼型チューブ内並列微細流路における内径の違いが冷媒の分配と蒸発特性に与える影響」
 第 54 回日本伝熱シンポジウム, 大宮, F244 (2017)
- [31]. J.A. Boure, A. Bergles, L.S. Tong
 “Review of two-phase instability”
Nuclear Engineering and Design, 25, 165-192.
- [32]. 有富 正憲
 「パラレル沸騰チャンネルにおける不安定流動に関する研究」
 学位論文 (博士), 東京工業大学 (1977)
- [33]. A. Clause, R.T. Lahey
 “The analysis of periodic and strange attractors during density-wave oscillations in boiling flows”
Chaos solitons Fractals 1, pp.167-178 (1991)
- [34]. G. Yun, S.Z. Qiu, G.H. Su, D.N. Jia
 “Theoretical investigations on two-phase flow instability in parallel multichannel system”
Annals of Nuclear Energy, 35, pp.665-676 (2008)

- [35]. Y. J. Zhang, G.H. Su, X.B. Yang, S.Z. Qiu
 “Theoretical research on two-phase flow instability in parallel channels”
 Nuclear Engineering and Design, 239, pp.1294-1303 (2009)
- [36]. L. Qian, S. Ding, S. Qiu
 “Research on two-phase flow instability in parallel rectangular channels”
 Annals of Nuclear Energy, 65, pp.47-59 (2014)
- [37]. D. Liu, W. Tian, M. Xi, R. Chen, S. Qiu, G.H. Su
 “Study on safety boundary of flow instability and CHF for parallel channels in motion”
 Nuclear Engineering and Design, 335, pp.219-230 (2018)
- [38]. E. W. Lemon, M. L. Huber, M. O. McLinden
 “NIST Standard Reference Database 23 Version 9.1” (2013)
- [39]. S. W. Churchill, H. Ozoe
 “Correlations for Laminar Force Convection with Uniform Heating in Flow over a Plate and in Developing and Fully Developed Flow in a Tube”
 Journal of Heat Transfer Transactions of the ASME, 95(1), pp.78-84(1973)
- [40]. G. Yun, H. Jun, X. Genglei, Z. Heyi
 “Experiment investigation on two-phase flow instability in a parallel twin-channel system”
 Annals of Nuclear Energy, 37, pp.1281-1289 (2010)
- [41]. 吉田 駿, 森 英夫, 柿本 益志, 大石 克己
 「冷媒の水平蒸発管内におけるドライアウトクオリティ」
 冷空論, 17(4), pp.511-520 (2000)
- [42]. P. Saha
 “Thermally Induced Two-Phase Flow Instabilities, Including the Effect of Thermal Non-Equilibrium between the Phases”
 Ph. D Diss., Georgia Institute of Technology, Atlanta (1974)

付録

A. 摩擦圧力損失の算出

(a) 気液二相流の摩擦圧力損失の再現式

本研究と同じ内径 1.0 mm の水平単一円管を対象とした断熱気液二相摩擦圧力損失の実験結果[14], [17]をもとに再現式を作成した. 以下に, 作成した再現式を示す.

Eq. (A.1)に示すように, 一般に, 気液二相流の摩擦損失勾配 $(\Delta P/\Delta L)_F$ は, 液相のみが単独で流路を流れる場合の摩擦圧力損失 $(\Delta P/\Delta L)_L$ と二相流摩擦増倍係数 Φ_L の二乗の積で表される. ここで, 液相の摩擦圧力損失は Eq. (A.2)で表され, 有次元の二相流摩擦増倍係数を Eq. (A.3)に示すように作成した.

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_F = \Phi_L^2 \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L \quad (\text{A.1})$$

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L = \lambda \frac{1}{D} \frac{G^2(1-x)^2}{2\rho_L} \quad (\text{A.2})$$

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{3000}{D} \frac{1}{X^{0.35}} + \frac{0.08}{\sqrt{D/1000}} Re_L^{0.18} Re_G^{0.32} \frac{1}{X^{1.4}} + \frac{1}{X^2} \quad (\text{A.3})$$

ここで,

Φ_L	: 二相流摩擦増倍係数	
λ	: 管摩擦係数	
G	: 質量速度	[kg/(m ² ·s)]
x	: クオリティ	[-]
ρ_L	: 液相密度	[kg/m ³]
D	: 流路径	[m]
X	: Lockhart-Martinelli パラメータ	[-]
Re_L	: 液相レイノルズ数	[-]
Re_G	: 気相レイノルズ数	[-]

管摩擦係数 λ は, レイノルズ数の範囲ごとに, Eq.(A.4), Eq.(A.5)で算出した.

$$\lambda = \frac{64}{Re_L} \quad (Re_L < 2300) \quad (\text{A.4})$$

$$\lambda = \frac{0.316}{Re_L^{0.25}} \quad (Re_L > 2300) \quad (\text{A.5})$$

液相と気相のレイノルズ数は Eq. (A.6) で表される.

$$\begin{aligned} Re_L &= \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \\ Re_G &= \frac{GxD}{\mu_G} \end{aligned} \tag{A.6}$$

Lockhart-Martinelli パラメータ X は, レイノルズ数の範囲ごとに Eq. (A.7), Eq.(A.8) で定義した.

$$X = \begin{cases} X_{vw} & (Re_L + Re_G \leq 2300) \\ X_{tt} & (Re_L + Re_G > 2300) \end{cases} \tag{A.7}$$

$$\begin{cases} X_{vw} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.5} \\ X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1} \end{cases} \tag{A.8}$$

ここで,

ρ_G	: 気相密度	[kg/m ³]
μ_L	: 液相粘性係数	[Pa·s]
μ_G	: 気相粘性係数	[Pa·s]

Fig. A-1 に, 作成した再現式から求めた摩擦圧力損失勾配 $\Delta P_f/\Delta L$ とクオリティ x の関係を, 榎木ら[14]および Matsuse ら[17]の実験結果と比較した結果を示す. 左図に R410A, 右図に HFC32 の結果を示している. 図に示すように, 質量速度 50~400 kg/(m²·s)の範囲で, 再現式による計算結果は, 実験値をよく再現している.

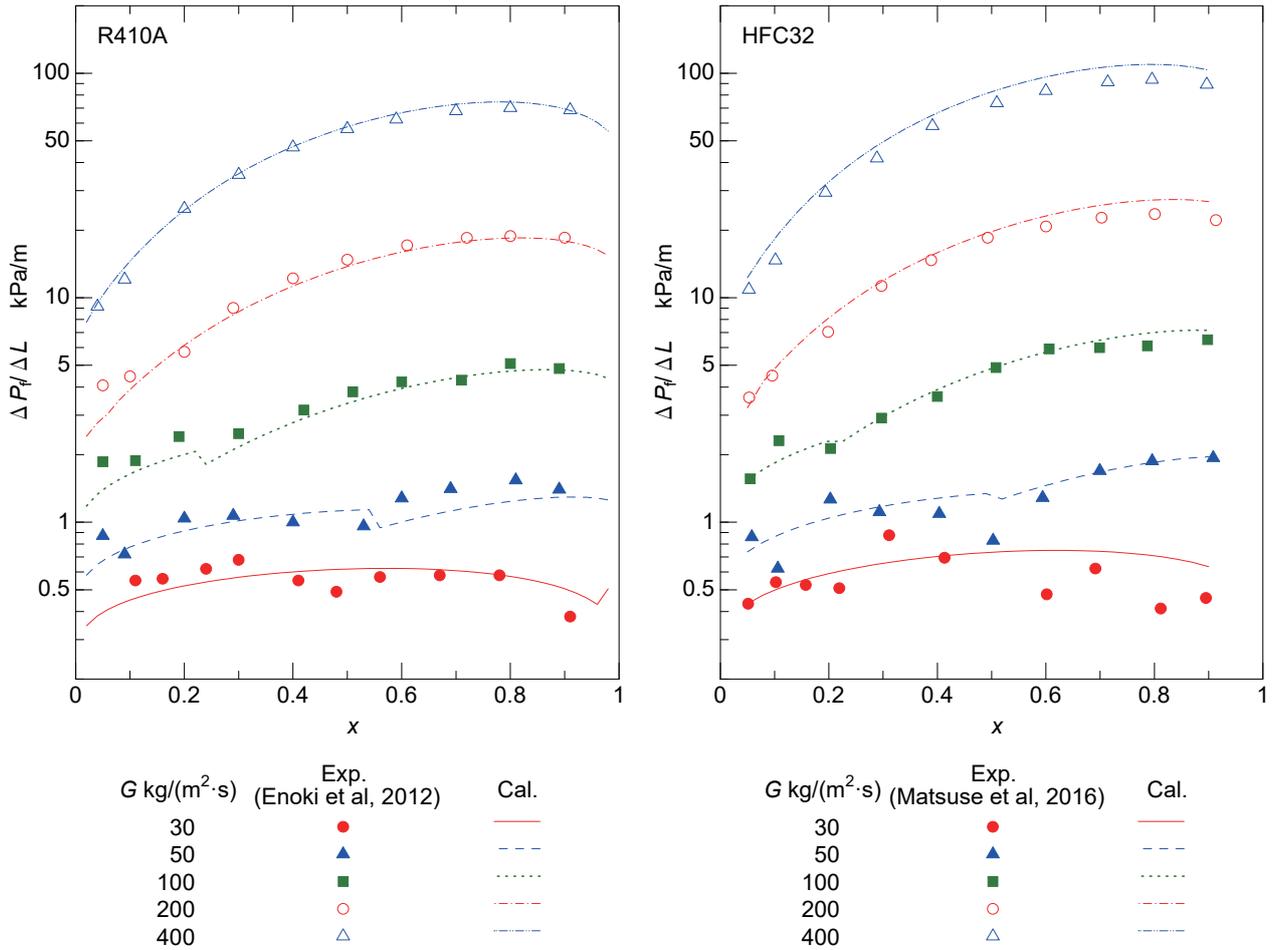


Fig. A-1 Comparison of the calculated pressure drop gradient by the present correlation with the measurements for R410A [14] and HFC32 [17].

(b) 単相流の摩擦圧力損失

気液各単相流の圧力損失は、それぞれ Eq. (A.9), Eq.(A.10)から算出した。

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L = \lambda \frac{G^2}{2\rho_L D} \quad (\text{A.9})$$

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_G = \lambda \frac{G^2}{2\rho_G D} \quad (\text{A.10})$$

ここで、管摩擦係数はレイノルズ数の範囲ごとに Eq. (A.11), Eq. (A.12)から求め、気液各相のレイノルズ数はそれぞれ Eq. (A.13), Eq. (A.14)から求めた。

$$\lambda = \frac{64}{Re_{\text{LorG}}} \quad (Re_{\text{LorG}} < 1000) \quad (\text{A.11})$$

$$\lambda = \frac{0.316}{Re_{\text{LorG}}^{0.25}} \quad (Re_{\text{LorG}} > 3000) \quad (\text{A.12})$$

$$Re_L = \frac{GD}{\mu_L} \quad (\text{A.13})$$

$$Re_G = \frac{GD}{\mu_G} \quad (\text{A.14})$$

また、 $1000 \leq Re \leq 3000$ の区間の管摩擦係数は、それぞれ Eq. (A.11) と Eq.(A.12) から求まる $Re = 1000$ と $Re = 3000$ の値を線形補間して見積もった。

B. ドライアウト開始クオリティの算出

吉田ら[41]は、比較的管径の大きい内径 6~10 mm の水平円管を対象としたドライアウト開始クオリティの予測式を提案している。本研究では、本研究と同じ内径 1.0 mm の水平単一円管を対象とした榎木ら[15]および Matsuse ら[17]の沸騰熱伝達実験で得られたドライアウト開始クオリティに一致するように、吉田らの式の係数または指数を一部修正して用いた。Table B-1 に修正したドライアウト開始クオリティの予測式をまとめて示す。

例として、榎木ら[15]によって得られた R410A のドライアウト開始クオリティの実験値と予測式による計算結果を、熱流束ごとに質量速度に対してプロットして比較して Fig. B-1 に示す。図より、熱流束および流量によらず、計算値は実験結果をよく再現している。

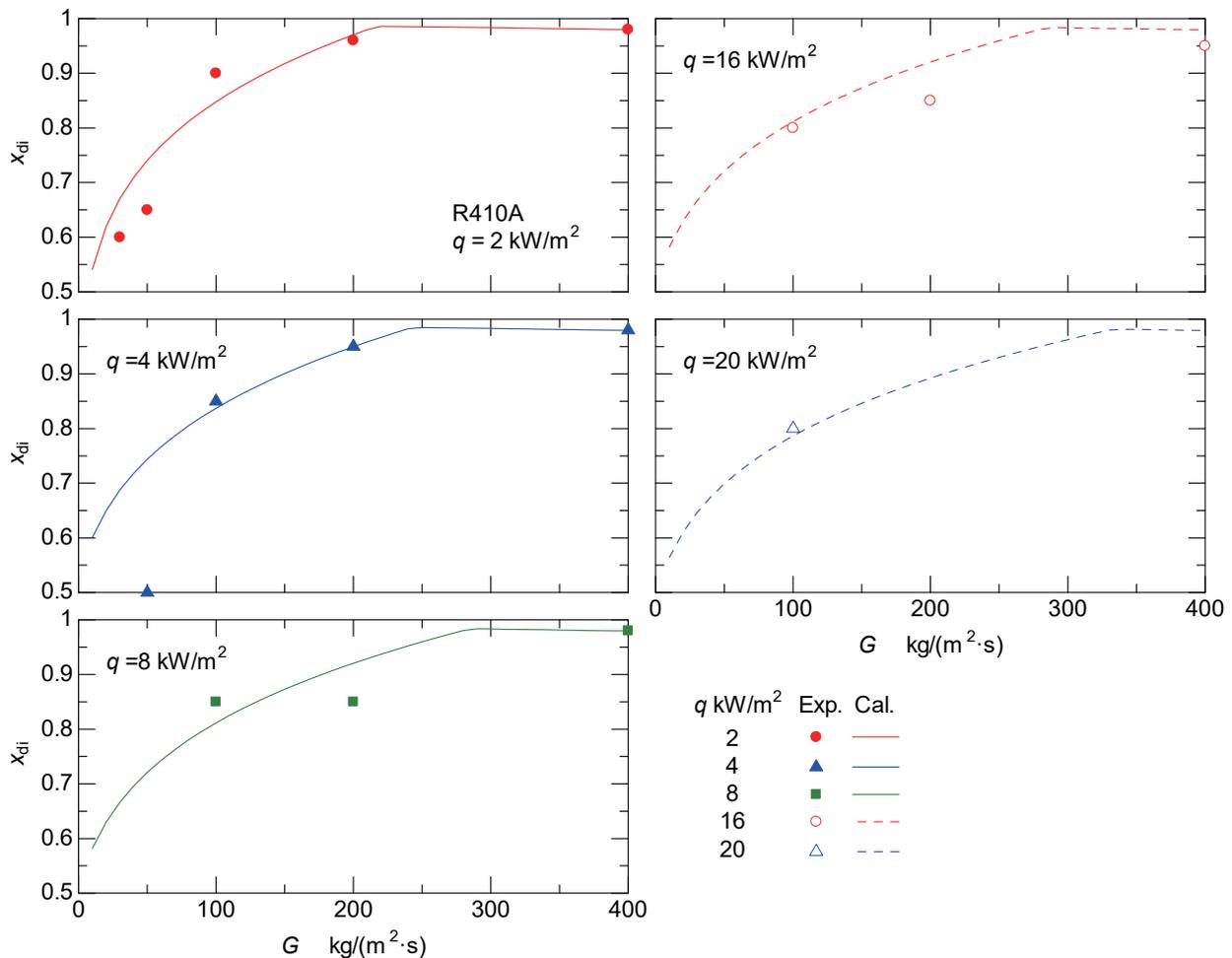


Fig. B-1 Comparison of the calculated dryout inception quality by the present correlation with measurements for R410A [15]

Table B-1 Dryout inception quality correlation for the present study.

For R410A		$Bo = \frac{q}{G\Delta h_V}$	(B.10)
$x_{di1} = 0.98 - 1.75 \times 10^{-6} (Re_G Bo)^{1.75} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.86}$	(B.1)	$Fr_G = \frac{G^2}{gD\rho_G(\rho_L - \rho_G)}$	(B.11)
$x_{di2} = 0.588 \exp \left[0.52 - 2.1 \times 10^{-5} We_G^{0.96} Fr_G^{-0.02} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.08} \right]$	(B.2)	$Re_G = \frac{GD}{\mu_G}$	(B.12)
$x_{di3a} = 0.75 Fr_G^{0.075} Bo^{-0.04} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.16}$	(B.3)	$We_V = \frac{G^2 D}{\rho_G \sigma}$	(B.13)
		<u>x_{di} の決定</u>	
		$x_{di3} = \min(x_{di3a}, x_{di3b})$	(B.14)
$x_{di3b} = 0.172 Fr_G^{0.04} Bo^{-0.4} We_G^{-0.09} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.21}$	(B.4)	$x_{di2} \geq x_{di3}$ の場合, $x_{di} = x_{di3}$	(B.15)
For HFC32		$x_{di2} \leq x_{di3}$ の場合,	
		$x_{di2} \geq x_{di1}$ では, $x_{di} = x_{di2}$	(B.16)
		$x_{di2} \leq x_{di1}$ では, $x_{di} = x_{di1}$	(B.17)
$x_{di1} = 0.94 - 1.75 \times 10^{-6} (Re_G Bo)^{1.75} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.86}$	(B.5)		
$x_{di2} = 0.58 \exp \left[0.52 - 2.1 \times 10^{-5} We_G^{0.96} Fr_G^{-0.02} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.08} \right]$	(B.6)		
$x_{di3a} = C Fr_G^{0.01} Bo^{-0.05} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.16}$	(B.7)		
$C = \begin{cases} 0.905 & [G = 50 \text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})] \\ 0.967 & [G = 100, 200 \text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})] \end{cases}$	(B.8)		
$x_{di3b} = 0.172 Fr_G^{0.04} Bo^{-0.4} We_G^{-0.09} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.21}$	(B.9)		