

矩 形 微 細 流 路 沸 騰 熱 伝 達 の  
高 時 空 間 分 解 測 定 と 動 的 伝 熱 特 性

防衛大学校理工学研究科後期課程

装備・基盤工学系専攻 装備システム工学教育研究分野

吉田 雅輝

令和6年3月

# 目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 流動沸騰熱伝達に関する従来の研究	4
1.2.1 流動沸騰熱伝達の相関式	4
1.2.2 熱伝達の局所変動測定	10
1.2.3 熱伝達の高時空間分解測定	12
1.2.4 沸騰熱伝達の数値シミュレーション	18
1.3 本研究の目的	20
1.4 本論文の構成	22
第2章 赤外線カメラによる熱伝達の時空間変動測定	24
2.1 赤外線カメラによる温度測定	24
2.1.1 赤外線カメラの測定原理	24
2.1.2 温度校正	27
2.2 沸騰熱伝達測定の概要	30
2.2.1 赤外線カメラと高速度カメラの同時計測	31
2.2.2 測定面の構造	33
2.3 測定面の光学特性評価	36
2.4 温度測定誤差	42
第3章 壁面熱流束の算出方法	43
3.1 熱伝導解析の事前処理	43
3.2 薄膜の熱伝導解析	47
3.3 窓材の熱伝導解析	49
3.4 壁面熱流束の不確かさ評価	54
第4章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証	57
4.1 実験装置	57

4.2 熱流束の妥当性検証	64
4.2.1 滴下直後の測定例	64
4.2.2 液滴の接触面積と伝熱量の変化	66
4.2.3 液滴に供給される正味の熱量	69
4.3 沸騰挙動と熱流束変動	72
4.4 熱流束測定の時空間分解能	75
4.4.1 時空間分解能の予測式	75
4.4.2 沸騰熱伝達測定の時空間分解能	78
4.5 第4章のまとめ	80
 第5章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性	 81
5.1 緒言	81
5.2 実験装置	83
5.3 測定方法	90
5.3.1 質量流束の設定および測定	90
5.3.2 クオリティの評価	91
5.3.3 赤外線カメラの諸元と校正	92
5.3.4 壁面温度の補正	92
5.4 測定結果（低熱流束の場合）	97
5.4.1 スラッグ流の動的伝熱特性	97
5.4.2 環状流の動的伝熱特性	100
5.4.3 質量流束の影響	103
5.5 測定結果（高熱流束の場合）	105
5.5.1 スラッグ流に相当する条件	105
5.5.2 環状流に相当する条件	109
5.5.3 質量流束の影響	113
5.6 流動沸騰熱伝達に及ぼす素過程の寄与	116
5.6.1 素過程の区分方法	116
5.6.2 各流動様式における素過程の寄与	120
5.7 従来の相関式との比較	132

5.8 熱伝達と圧力損失の関係	140
5.9 第5章のまとめ	145
第6章 結論	148
謝辞	153
参考文献	154
研究業績	164



## 記号

本論文で使用する主な記号・添え字・表記法は次のとおりである．ここに記載されていない記号を使用する場合，その都度説明する．

$A$	表面積	$\text{m}^2$
$A_{\text{eff}}$	液滴の実効的な接触面積	$\text{m}^2$
$B$	偏り誤差	%
$C_p$	液体の比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$c$	薄膜の比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$c_o$	窓材の比熱	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
$D$	液滴が球形になった瞬間の直径	$\text{m}$
$D_h$	流路の水力直径	$\text{m}$
$G$	質量流束	$\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$
$g$	重力加速度	$\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$
$h$	熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$h_{\text{emp}}$	従来の相関式で予測される熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$h_m$	時空間平均熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$h_t$	瞬時・局所の熱伝達率	$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
$i_{\text{fg}}$	液体の蒸発潜熱	$\text{J}/\text{kg}$
$\dot{m}$	質量流量	$\text{kg}/\text{s}$
$m_l$	液滴の質量	$\text{kg}$
$P$	圧力	$\text{Pa}$
$\Delta P$	圧力損失	$\text{Pa}$
$\text{Pr}_l$	液体のプラントル数	
$Q$	熱量	$\text{J}$
$\dot{Q}$	熱流量	$\text{W}$
$\dot{q}$	熱流束	$\text{W}/\text{m}^2$
$\text{Re}$	レイノルズ数 ( $=\rho u D_h/\mu_l$ )	
$S$	ばらつき誤差	%
$T$	温度	$\text{K}$ or $^{\circ}\text{C}$
$T_{\text{amb}}$	周囲環境温度	$\text{K}$ or $^{\circ}\text{C}$

$T_L$	赤外線カメラの光学系の温度	K or °C
$T_{\text{sat}}$	液体の飽和温度	K or °C
$\Delta T_{\text{sat}}$	壁面過熱度	K or °C
$T_\infty$	主流温度	K or °C
$t$	時間	s
$U$	赤外線カメラの出力（熱画像の輝度値）	
$U_b$	赤外線カメラの校正関数	
$u$	主流速度	m/s
$v$	液滴の落下速度	m/s
$x, y, z$	水平，垂直および奥行き方向	
$ix, iz$	水平および奥行き方向の画素座標	
$x_m$	測定部（ITO 通電加熱部）における 熱力学的平衡クオリティ	

#### ギリシャ文字

$\alpha_o$	窓材の熱拡散率	m <sup>2</sup> /s
$\delta$	薄膜の厚さ	m
$\delta_o$	窓材の厚さ	m
$\varepsilon$	赤外線カメラの波長帯における放射率	
$\lambda$	薄膜の熱伝導率 または波長	W/(m·K) m
$\lambda_l$	液体の熱伝導率	W/(m·K)
$\lambda_o$	窓材の熱伝導率	W/(m·K)
$\lambda_v$	気体の熱伝導率	W/(m·K)
$\mu_l$	液体の粘性係数	Pa·s
$\mu_o$	窓材の熱拡散長 ( $=\sqrt{\alpha_o \Delta t / \pi}$ )	m
$\mu_v$	気体の粘性係数	Pa·s
$\rho$	薄膜の密度	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_l$	液体の密度	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_o$	窓材の密度	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_v$	気体の密度	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	ステファン・ボルツマン定数	W/(m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> )
$\sigma_l$	液体の表面張力	N/m

$\tau$  赤外線カメラの波長帯における透過率

## 添字

- 0 初期値
- b 黒体または黒体炉
- Cl 三相界線
- c 銅板
- cd 熱伝導
- cv 測定面から周囲空気への対流
- cvr 測定面の裏面から周囲空気への対流
- Dry ドライアウト
- drop 液滴
- Fc 強制対流
- in 入口または入力値
- m 測定部 (ITO 通電加熱部) における平均的な値
- Nb 核沸騰
- o 窓材
- out 出口
- Rew リウエット
- rd 測定面から周囲環境への熱放射
- rd<sub>r</sub> 測定面の裏面から周囲環境への熱放射
- w 壁面または薄膜

## 表記法

- $\overline{(\cdot)}$  時間平均値
- $\langle \cdot \rangle$  空間平均値
- $\langle \cdot \rangle_x$  時間および流れ(x)方向の平均値
- $\Delta(\cdot)$  時空間変動振幅または変位量

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究の背景

近年の地球温暖化や気候変動をはじめとした地球環境問題を背景とし、省エネルギー化が大きな課題となっている。わが国では、特に、石油や天然ガス、石炭といった化石燃料の消費量が約 90%を占めている [1]。化石燃料を使用することで、大気中に二酸化炭素 ( $\text{CO}_2$ ) が放出されるため、地球温暖化に悪影響を及ぼすとされている。大気中の  $\text{CO}_2$  濃度は上昇し続けており [2]、現に世界の平均気温は 2020 年時点で工業化以前 (1850~1900 年) と比べ、既に約 1.1  $^{\circ}\text{C}$  上昇している。そのため、温室効果ガス排出量の問題について世界中で対策が行われている。例えば 2015 年のパリ協定 [3]では 2020 年以降の温室効果ガス削減に関する世界的な取り決めが示され、産業革命前からの平均気温の上昇を 2  $^{\circ}\text{C}$  より十分下方に保持し、1.5  $^{\circ}\text{C}$  に抑える努力を追求することを世界共通の長期目標として掲げられた。これを受け、2020 年 10 月に日本政府は 2050 年までに温室効果ガスの排出を全体としてゼロにすることを目指し、カーボンニュートラルを宣言した [4]。そのため、近年では省エネルギー機器の開発が急務となっている。

省エネルギー化を目的とした開発がされている機器の代表例として、家電製品や工業製品があり、これらは伝熱 (熱移動) や熱交換の促進が重要な役割を果たす。例えば、エアコンをはじめとした冷凍空調機器や、スーパーコンピュータ [5]などの大規模なシステム (データセンター) をはじめとした電子機器などが挙げられる。こうした機器における伝熱や熱交換を促進することができれば、省エネルギー化につながる。

伝熱や熱交換を促進させるためには、固体と流体間の熱伝達を促進することが重要である。固体と流体間の熱伝達には、主に単相流を用いた形態と気液二相流を用いた形態がある [6]。ここで、単相流とは、単一の相 (気体もしくは流体) の物質からなる流れであり、自然対流と強制対流に分類される。気液二相流とは、気体と液体の二つの相が混在する流れであり、特に沸騰と凝縮を伴う熱伝達では高い熱輸送を実現することができる。Table 1-1 に、単相流と気液二相流の熱伝達率のおおよその大きさの比較 [6]を示す。

Table 1-1 Comparison of approximate magnitudes of heat transfer coefficient [6].

Fluid type and flow condition	Heat transfer coefficient $h$ [W/(m <sup>2</sup> ·K)]
Gas (natural convection)	2~25
Gas (forced convection)	25~250
Liquid (natural convection)	50~1000
Liquid (forced convection)	100~10000
Gas-liquid two-phase flow (phase change heat transfer)	2500~100000

データセンターをはじめとした電子機器においては、気液二相流による熱交換効率の向上が注目されている。1980 年代初頭には、コンピュータチップからの放熱量が上昇し、ファン冷却による空気の単相流冷却だけでなく、顕熱の高い水などの液体を用いた単相流冷却が現れ始めた。さらに、1980 年代半ばまでに、スーパーコンピュータチップからの放熱量が 1 MW/m<sup>2</sup> に近づき、単相流冷却の能力の限界を超えた [7]。そのため、単相流冷却（流れの乱れによる冷却）よりも高熱流束かつ低い温度を維持できる気液二相流冷却（沸騰と凝縮を伴う流れによる冷却）が注目され始めた。実際、電子機器の冷却などに用いられるヒートパイプにも気液二相流が活用されている [8]。

エアコンをはじめとした冷凍空調機器では、熱交換器内部にある冷媒を気液二相流状態にすることで熱交換を促進させている。ただし近年、熱交換器内の冷媒は、地球温暖化係数（GWP）が高いフロン系冷媒から、GWP が低い自然冷媒への移行も検討されている [9],[10]。また、フロン系冷媒は熱交換器などの流路や貯蔵区画から漏洩し、大気に放出されることでオゾン層の破壊と温室効果を与えるため、充填量の削減が求められている。

冷媒充填量を削減した場合であっても冷却性能を維持または向上させるため、熱交換器の高性能化が進められており、その一例として微細流路を用いた熱交換器がある。微細流路を用いて熱交換すると、冷媒流量に対する流路内の伝熱面積が大きくなるため伝熱量が上昇する。これは、流量が直径の二乗（配管の面積）に比例するのに対し、伝熱面積（円形管の場合、配管の円周）が直径に比例するためである。また、流路壁面近傍の温度境界

層が薄くなるため、温度勾配が大きくなる。その結果、熱伝達率は向上する。熱伝達率が向上すると熱交換器の伝熱は促進されるため、冷媒充填量を削減することが可能となり、環境負荷の軽減に貢献できる。

微細流路を実際の工業製品に用いた熱交換器の一例として、扁平多孔管熱交換器 [11]がある。扁平多孔管では、その内部流路形状を比較的自由に設計製造することが可能であり、一般的な扁平多孔管は内部面積を有効活用するために、高耐圧用途を除くと殆どが矩形流路になっている。そのため、従来数多く研究されてきた円管内の気液二相流だけでなく、矩形微細流路内の伝熱性能や圧力損失を予測できる実験相関式の開発が必要になっている [12]。

## 1.2 流動沸騰熱伝達に関する従来の研究

本節では、気液二相流、特に流動沸騰熱伝達を予測するための相関式の開発や、流動沸騰に伴う熱伝達変動を把握するための従来の研究について述べる。

### 1.2.1 流動沸騰熱伝達の相関式

これまで、円管内の流動沸騰熱伝達を予測するための実験が数多く行われており、実験データに基づいた相関式の開発が行われてきた。Chen [13]は、それまでの各研究者によるデータを検討し、ミクロメカニズム（核沸騰熱伝達機構）とマクロメカニズム（強制対流熱伝達機構）の両方の影響を鑑みて、気液二相流の流動沸騰熱伝達  $h_{TP}$  を次式で提案した。

$$h_{TP} = h_{mic} + h_{mac} \quad (1-1)$$

ここで、 $h_{mic}$  は核沸騰熱伝達、 $h_{mac}$  は強制対流熱伝達である。つまり、気液二相流の流動沸騰熱伝達を、核沸騰の寄与  $h_{mic}$  と強制対流の寄与  $h_{mac}$  の和で表している。強制対流の寄与  $h_{mac}$  は、二相流の液相部のみが管内を満たして流動した場合の Dittus-Boelter の熱伝達率の式  $h_{LS}$  に、二相流による熱伝達増倍係数  $F$  を掛けた式で表している。

$$h_{mac} = F h_{LS} \quad (1-2)$$

$$h_{LS} = 0.023 \left( \frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} \right)^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \left( \frac{\lambda_l}{D_h} \right) \quad (1-3)$$

$$F = \left( \frac{\text{Re}_{TP}}{\text{Re}_l} \right)^{0.8} \quad (1-4)$$

$$\text{Re}_l = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} \quad (1-5)$$

ここで、 $Re_{TP}$  は二相流のレイノルズ数であり、増倍係数  $F$  と液相のレイノルズ数  $Re_l$  によって決定される。増倍係数  $F$  は、Lockhart-Martinelli 係数 ( $1/\chi_w$ , Table 1-2 中の Eq. (20) も参照) と実験データとの相関関係が満たされるように定めることを提案している。

核沸騰の寄与  $h_{mic}$  は、Forster-Zuber のプール沸騰熱伝達率の式  $h_{pool}$  に、二相流による核沸騰抑制係数  $S$  を掛けた形で表している。

$$h_{mic} = Sh_{pool} \quad (1-6)$$

ここで、抑制係数  $S$  は実験的に求められる 0 から 1 の間の値であり、二相流のレイノルズ数  $Re_{TP}$  と実験データとの相関関係が満たされるように定めることを提案している。Chen が上記の相関式を提案した後も、流動沸騰熱伝達を核沸騰熱伝達と強制対流熱伝達の和の形で表す、いわゆる Chen タイプの相関式が数多く提案されてきた。

ただし、水力直径 3 mm 程度以下の微細流路 [14] では、流動沸騰は流体の慣性力に比べて気液界面に働く表面張力が相対的に大きくなり、水力直径 3 mm 程度以上の流路と比較して流動特性や伝熱特性が変化する。Saitoh ら [15],[16] は、冷媒 R-134a の水平円管内流動沸騰熱伝達率を測定することで [15]、低クオリティでの伝熱は熱流束の影響が大きい核沸騰支配であり、高クオリティでの伝熱は質量流束の影響が大きい強制対流支配であることを確認した。さらに、R-134a を用いた水平円管微細流路 ( $d = 0.5 \sim 3.1$  mm) の流動沸騰 (質量流束  $150 \sim 450$  kg/(m<sup>2</sup>·s), 加熱熱流束  $5 \sim 39$  kW/m<sup>2</sup>) に Chen [13] の相関式が適用できるように Eq. (1-4) を修正した [16]。

$$F = 1 + \frac{(1/\chi_w)^{1.05}}{1 + We_v^{-0.4}} \quad (1-7)$$

$$We_v = \frac{G^2 x^2 D_h}{\rho_v \sigma_l} \quad (1-8)$$

Eq. (1-7) のように、増倍係数  $F$  を気相のウェーバー数  $We_v$  と Lockhart-Martinelli 係数 ( $1/\chi_w$ ) の関数で整理した結果、他の実験結果ともよく一致することを確認した。また、Eq. (1-6) は、 $h_{pool}$  の式をフロン系冷媒のプール沸騰実験結果に基づいて作成した Stephan-Abdelsalam [17]



の式に修正し、抑制係数  $S$  は二相流のレイノルズ数  $Re_{TP}$  の関数に修正した。

宮田ら [18],[19]は、低クオリティでの微細円管内においては、気体プラグ周囲に環状流と比べて一様になめらかで薄い液膜が形成されることを可視化実験によって確認した。これは、流路内における沸騰気泡の成長が壁によって制限されることにより沸騰気泡が流れ方向に沿って成長し、沸騰気泡と壁面の間に薄液膜が形成されるためである [14]。そのため、宮田ら [20]および榎木ら [21]は、液膜熱伝導蒸発の寄与  $h_{Lf}$  を考慮すべきであるとし、流動沸騰熱伝達  $h_{TP}$  を、強制対流熱伝達  $h_{Fc}$  と核沸騰熱伝達  $h_{Nb}$  だけでなく、液膜熱伝導蒸発の熱伝達の寄与  $h_{Lf}$  を加えた和にすることで、ドライアウト以前の水平または垂直流による円形微細流路の沸騰熱伝達を予測する次式を提案した (Table 1-2 も参照)。

$$h_{TP} = h_{Lf} + h_{Fc} + h_{Nb} \quad (1-9)$$

Table 1-2 Summary of empirical correlation proposed by Enoki et al.  
(from Transactions of the JSRAE, 32–3 (2015), p. 280 [21], Table 2).

Correlation $h_{TP} = h_{Lf} + h_{Fc} + h_{Nb} = \frac{\lambda_L \beta}{\delta_e} + F h_{LS} + SC^{\frac{1}{1-n}} \Delta T_{sat}^{\frac{n}{1-n}}$ (13)	
<b>Thin liquid film evaporation heat transfer</b>	<b>Nucleate boiling heat transfer</b>
<b>for horizontal flow</b>	
$\frac{\delta_e}{D} = \max \begin{cases} 0.12 \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.18} Ca^{0.14} Fr^{0.2} \\ 36 Ca^{1.8} \end{cases} \quad (10)$	$S = \frac{1}{1 + \left[ \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \times F^{1.25} \times \left( \frac{q D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^{-1.4} \times 10^{-4.4} \right]} \quad (8)$
<b>for vertical upward flow</b>	where $q$ is the total heat flux
$\frac{\delta_e}{D} = 1.14 \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.25} Ca^{0.41} \quad (14)$	<b>for Freon</b>
<b>for vertical downward flow</b>	$C = 10 \frac{\lambda_L}{D_b} \left( \frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left( \frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{0.1} \left( 1 - \frac{T_{sat}}{T_{crit}} \right)^{-1.4} Pr_L^{-0.25} \quad (7)$
$\frac{\delta_e}{D} = 2.7 Ca^{0.82} \quad (15)$	$D_b = 0.51 \left[ \frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5} \quad (3)$
$Ca = \frac{\mu_L j_T}{\sigma} \quad (16)$	$n = 0.855 \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.309} \left( \frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{-0.437} \quad (4)$
$j_T = G \left( \frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) \quad (17)$	<b>for H<sub>2</sub>O</b>
$Fr = \frac{G^2}{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g D} \quad (11)$	$C = 0.246 \times 10^7 \frac{\lambda_L}{D_b} \left( \frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left( \frac{c_{pL} T_{sat} D_b^2}{a_L^2} \right)^{1.26} \times \left( \frac{D_b^2 \Delta h_v}{a_L^2} \right)^{-1.58} \left( \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right)^{5.22} \quad (22)$
$\beta = \frac{x}{x + \frac{\rho_V}{\rho_L} (1-x)} \quad (18)$	$D_b = 0.66 \left[ \frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5} \quad (23)$
<b>Forced convection heat transfer</b>	$n = 0.673 \quad (24)$
$F = 1 + \left( \frac{1}{\chi_{tt}} \right)^{1.1} \quad (19)$	<b>for CO<sub>2</sub></b>
$\chi_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.1} \quad (20)$	$C = 207 \frac{\lambda_L}{D_b} \left( \frac{D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right)^n \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.581} Pr_L^{0.533} \quad (25)$
$h_{LS} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \left[ \frac{G(1-x)D}{\mu_L} \right]^{0.8} Pr_L^{0.4} \quad (21)$	$D_b = 0.51 \left[ \frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0.5} \quad (3)$
	$n = 0.745 \quad (26)$

また、Chen タイプとは異なる考え方の相関式も提案されている。例えば、Shah [22]は、1976 年に提案した相関式を基に、それ以降に発表された計 10000 点以上の実験データを用いて修正した相関式を 2022 年に提案した [23]。実験データには、水力直径 0.38~41mm の単管及び多孔管、42 種類の流体、各種流路形状（円形、矩形、三角形）、部分加熱および全体加熱、水平および垂直流などの多岐にわたる条件を含んでいる。提案された気液二相流の流動沸騰熱伝達  $h_{TP}$  の相関式を次式に示す。

$$h_{TP} = F_{st}\psi h_{LS} \quad (1-10)$$

ここで、 $h_{LS}$  は二相流の液相部のみが管内を満たして流動した場合の Dittus-Boelter の熱伝達率の式である。 $\psi$  は気液二相流と液単相流の熱伝達率の比（液単相流に対する伝熱促進率）であり、 $F_{st}$  は微細流路に適用するための表面張力影響係数である。 $F_{st}$  は、次式のように、ウェーバー数  $We_{VT}$ （気相のみが管内を満たしている場合）とボイリング数  $Bo$  の関数として表される。

$$F_{st} = 2.1 - 0.008We_{VT} - 110Bo \geq 1 \quad (1-11)$$

$$We_{VT} = \frac{G^2 D_h}{\rho_v \sigma_l} \quad (1-12)$$

$$Bo = \frac{\dot{q}_w}{Gi_{fg}} \quad (1-13)$$

また  $\psi$  は、以下に示す  $\psi_0$ （クオリティ 0 の時の核沸騰による伝熱促進率）、 $\psi_{cb}$ （核沸騰が無視できる時の強制対流蒸発による伝熱促進率）、 $\psi_{bs}$ （核沸騰と強制対流蒸発の双方が影響する時の伝熱促進率）のうちの最大値である。

$$\psi_0 = 1 + 560Bo^{0.65} \quad (1-14)$$

$$\psi_{cb} = \frac{2}{J^{0.8}} \quad (1-15)$$

$$\psi_{bs} = \psi_0 \left( 1 + \frac{0.16}{J^{0.87}} \right) \quad (1-16)$$

$$J = (0.38 \text{Fr}_{LT}^{0.3})^n \text{Co} \quad (1-17)$$

( $J = \text{Co}$ , except for horizontal tubes with  $\text{Fr}_{LT} < 0.04$ )

$$\text{Co} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1-18)$$

$$\text{Fr}_{LT} = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D_h} \quad (1-19)$$

$J$ は基本的にはコンベクション数  $\text{Co}$  であるが、水平管で液相と気相が上下に分離する場合はそれによる熱伝達率低下が考慮される。 $\text{Fr}_{LT}$  は液相のみが管内を満たしている場合のフルード数である。このように、Shah の相関式は Chen タイプとは異なり、コンベクション数とボイリング数を用いて、流動沸騰熱伝達を「核沸騰支配」、「強制対流支配」、「核沸騰と強制対流双方が影響」の3通りに場合分けする考え方をとっている。

また、Kandlikar [24]は、1990年に他の研究者が行った内径 4.6~32 mm の円管内の水やフロンなどの流動沸騰熱伝達率の実験データ 5000 点以上を用いて、気液二相流の流動沸騰熱伝達  $h_{TP}$  を次式で提案した。

$$h_{TP} = h_{LS} C_1 \text{Co}^{C_2} (25 \text{Fr}_{LT})^{C_5} + h_{LS} C_3 \text{Bo}^{C_4} F_{fl} \quad (1-20)$$

ここで、 $h_{LS}$  は二相流の液相部のみが管内を満たして流動した場合の Dittus-Boelter の熱伝達率の式であり、 $\text{Co}$  はコンベクション数、 $\text{Fr}_{LT}$  は液相のみが管内を満たしている場合のフルード数、 $\text{Bo}$  はボイリング数である。Eq. (1-20)の右辺第 1 項は強制対流の寄与を表し、第 2 項は核沸騰の寄与を表している。なお、 $F_{fl}$  は液体の濡れ性に関する係数である。それぞれの和で気液二相流の流動沸騰熱伝達  $h_{TP}$  を表せる点は Chen タイプの相関式と類似している。ただし、Kandlikar [24]の相関式は、核沸騰熱伝達率をプール沸騰の相関式ではなくボイリング数を用いて表している点が Chen タイプの相関式とは大きく異なっている。なお、 $C_1 \sim C_4$  は強制対流領域か核沸騰領域かに依存する定数であり、 $C_5$  はフルード数に依存する

定数である。

Jige ら [25]は、扁平多孔管内の水平流における冷媒 R32 および冷媒 R1234ze(E)について、質量流束、クオリティ、熱流束を変化させ、流動沸騰熱伝達及び圧力損失を調査した。その結果、高質量流束、高クオリティ、低熱流束では、強制対流による熱伝達が支配的であることを確認した。低クオリティ、高熱流束では、核沸騰による熱伝達が支配的であることを確認した。低質量流束、低熱流束では、強制対流による熱伝達が支配的であることを確認した。さらに、強制対流、核沸騰及び液膜蒸発の影響を考慮した扁平多孔管内の水平流における冷媒 R32 および R1234ze(E)の流動沸騰熱伝達の相関式を提案した。

以上のように、流動沸騰熱伝達の実験相関式がこれまでに数多く提案されており、気液二相流の熱伝達率を予測する上で役立っている。ただし、従来の相関式は、強制対流熱伝達や核沸騰熱伝達の相関式を基に、増倍係数や抑制係数等の調整パラメータを導入して既存の数多くの実験データと整合が取れるように作成されたものである。

一方で、流動沸騰では、沸騰核生成、気泡の運動・変形・合体、液膜の形成やドライアウトなどに伴い、壁面との熱伝達は時間的・空間的に高速かつ複雑に変動する。流動沸騰熱伝達のメカニズムを明らかにするには、これらの動的現象を定量的に把握することが必要になる。

## 1.2.2 熱伝達の局所変動測定

流動沸騰熱伝達の動的現象に関する研究も、これまでいくつか行なわれてきた。例えば、Thome ら [26]は、微細流路内の流動パターンを可視化することにより、液相とプラグ気泡が交互に流れるスラグ流は Fig. 1-1 に示す3つの素過程（薄液膜領域、ドライアウト領域、および液体の単相流領域）から構成されるという熱伝達モデルを提案した。また、モデルにより求めた熱伝達率の時間平均値を従来の実測データと比較した結果、67%のデータが30%以内で一致することを示した [27]。ただし、本モデルの妥当性を検証するには、熱伝達率の局所分布および時間変動や液膜厚さについての信頼できるデータが必要である。

液膜厚さを計測した一例として、Han-Shikazono [28]による研究がある。彼らは、スラグ流中の薄液膜厚さをレーザーフォーカス変位計により測定し、キャピラリー数、レイノル

ズ数，ウェーバー数に基づいた初期液膜厚さの相関式を作成した．しかし，より妥当性のある検証を行うためには，ドライアウト時やリウェット時の液膜厚さや気泡の発生する周期など，熱伝達変動に及ぼす影響について，より多くの信頼性の高い実測データが必要である [27]．そのためには，時間・空間分解能の高い熱伝達測定とともに直接観察を実施することによって，熱伝達の動的特性を把握する必要がある．

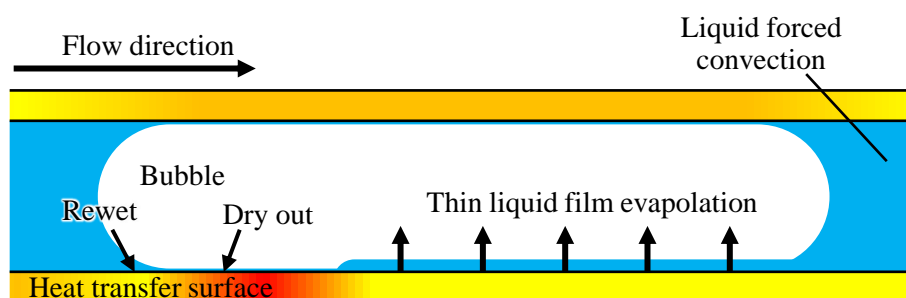


Fig. 1-1 Schematic of the elementary process of boiling slag flow in a minichannel.

近年，Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) 技術の発展により，MEMS 温度センサを用いて熱伝達的高速変動を測定することが可能になってきた．MEMS センサは，微小な電子回路と機械要素を一つの基板上に組み込んだデバイスシステムである．MEMS センサの大きさは，一般には全長がミリメートルオーダー以下であり，マイクロメートルオーダーのものも存在する．温度や熱流束計測用の MEMS 温度センサでは，計測箇所に膜厚数  $\mu\text{m}$  の薄膜測温抵抗体を形成することで熱容量を小さくし，数十 kHz までの時間分解能での計測を実現できるセンサが開発されている [29]．

例えば，Bigham-Moghaddam [30]は，流路壁面に多数の MEMS センサ（センサ辺長 0.04~0.065 mm）を配置し，幅 0.3 mm の矩形微細流路における FC-72 の流動沸騰熱伝達を測定した．そして，測定された温度変動を境界条件として，流路壁面の断面における二次元非定常熱伝導解析により壁面熱流束の変動を評価した．その結果，スラグ気泡の成長と流動により形成される薄液膜蒸発によって，熱伝達が大きく変動することを確認した．

Wang ら [31]は，幅 1.5 mm，高さ 0.2 mm の矩形微細流路における HFE-7000 の流動沸騰熱伝達を測定した．温度変動は，多数の MEMS センサ（センサ辺長~0.055 mm）を用いて測定した．この研究では，定量的な熱流束の変動は評価されなかった．ただし，気泡流やス

ラグ流といった流動様相に対応した壁面温度変動の特性が観察された。特に、スラグ流の場合には、薄液膜蒸発、局所的なドライアウト、リウエットに対応した周期的な温度変動が確認された。

Morisaki ら [32]は、幅 3 mm、高さ 0.5 mm の矩形微細流路における水の沸騰熱伝達を測定した。温度変動は流路壁面の MEMS センサ（センサ辺長 0.11 mm）で計測し、熱流束変動は壁面の一次元非定常熱伝導解析で評価した。その結果、薄液膜蒸発、液膜のドライアウト、リウエットによる過渡熱伝導、液単相強制対流などの基本的な伝熱の過程を確認した。特に、薄液膜蒸発によって局所熱流束が急上昇し、熱伝達への寄与を支配することが確認された。なお、Morisaki ら [32]の実験結果から、MEMS センサ（センサ辺長 0.11 mm）の計測によって、熱流束変動振幅  $\Delta q = 100 \text{ kW/m}^2$  程度が 1 ms 程度の間に現れることを確認した。すなわち、矩形微細流路内の沸騰気泡挙動に対応した詳細な熱伝達変動を測定するためには、 $\sim 1 \text{ ms}$  かつ  $\sim 0.1 \text{ mm}$  の時空間分解能が必要であることがわかる。

以上のように、MEMS センサを用いることで矩形微細流路内の流動沸騰に伴う高速な熱伝達変動（ $\sim 10 \text{ kHz}$ ）を測定することは可能である。しかし、壁面熱流束変動を正確に評価するためには、壁面内部の三次元非定常熱伝導解析を用いて壁面への熱流束変動を正確に評価する必要がある。これを実現するためには、壁面温度分布とその変動を高時空間分解能で計測する必要がある。しかし、MEMS センサは点計測であるため、高い空間分解能で表面温度分布を計測することは困難である。

### 1.2.3 熱伝達の高時空間分解測定

熱伝達の変動特性を、点計測ではなく、面で測定する試みも行われている。測定面の熱容量を十分小さくすると、熱伝達変動に伴って壁面の温度が変動するため、この温度変動を測定することで面の熱伝達率変動を求めることができる。これまでに、感温塗料（TSP）を用いた測定や、赤外線（IR）カメラを用いた測定が行われてきた。

TSP は、発光強度が温度に応じて変化することを利用し、電荷結合素子（CCD）カメラで撮影した画像から温度分布を見積もる計測法である [33]。この方法は、可視光による表面撮影さえ可能であれば温度測定が可能であるのに加え、比較的安価に計測できるという

利点がある。ただし、TSP は限られた温度範囲でしか測定できないのに加え、発光強度が小さいため CCD カメラによる測定ノイズが相対的に大きい、塗料が励起光により時々刻々と劣化し発光強度が減衰するため長時間測定に向かないなどの懸念点がある [34],[35],[36]。そのため、従来は感温塗料による測定は時間平均的な温度分布測定に限られていたが、最近では温度応答性の高い塗料の開発やインクジェットプリンタによる塗布によって、従来よりも高い時間・空間分解能での非定常の測定が可能になっている [33]。

例えば、Lebon ら [37]は、内径 6 mm の垂直サファイア円管内の内側に TSP 層と不透明ニクロム層で覆われた PET テープを接着し、円管の外側から高速度カメラを用いて冷媒 HFE-7000 のサブクール流動沸騰熱伝達を測定した。その結果、質量流束と熱流束が増加すると、熱伝達率が重力の影響を受けにくくなることを確認した。

Matsuda ら [38]は、ガラス板に TSP 層を成膜し、幅 3 mm、高さ 0.5 mm の矩形微細流路における冷媒 FC-72 の気液二相流による加熱面の温度分布と気液界面の挙動を同時に測定した。液単相流の測定結果を従来の熱伝達率の整理式と比較したところ、十分に定量的な測定ができたと述べている。また、沸騰気泡を伴う流れでは、気泡の通過による熱流束の変化を明瞭に捉えており、非定常測定が可能であることを示した。このように、TSP は流動沸騰熱伝達測定の時空間変動測定に用いられているが、MEMS センサや高速度 IR カメラと比較すると現状では応答性が低いといった問題がある。

IR カメラは、物体から放射される赤外線放射エネルギーを検出し、それを温度に変換して温度分布を得る計測手法である。IR カメラは、1 kHz 程度以上の高速撮像ができる機種は高価であるのに加え、温度測定では測定面の正確な放射率を知る必要がある。放射率が低いほど外部からの放射の影響を受けやすくなるため、例えば測定面の放射率を高くする、外部からの放射を抑制するか均一にするなどの対策が必要である。しかし、温度測定範囲が $-40\sim 2000$  °C 程度と広いことや、測定面からの放射エネルギーを光子として検知する量子型（光電型）の IR カメラの場合、雑音等価温度差（NETD）が低く（現状では 0.02 K 程度）、高速測定が可能といった利点がある。また、面の温度変動を容易に測定できるため、測定した温度分布を境界条件とした測定面の非定常熱伝導解析により流体への熱流束変動や熱伝達率変動を定量的に評価することが可能である。以上を踏まえると、複雑かつ高速な熱伝達率変動を定量的に測定するためには、IR カメラによる計測が有利である。最近開発された機種では、10 kHz 程度の高速度撮影や、5  $\mu\text{m}$  程度の画素分解能での撮



影も可能となっている [39].

IR カメラを用いた熱伝達の高時空間分解測定は、近年の量子型赤外線センサの性能向上により実現可能になった。Hetsroni-Rozenblit [40]は、水路壁の一部を熱容量の小さい加熱薄膜で構成し、薄膜裏面の温度変動を高速度 IR カメラで測定した。その結果、壁乱流の渦運動に対応した温度変動を測定可能であることを示した。中村 [41]は、極薄の加熱薄膜（厚さ  $2\text{ }\mu\text{m}$  のチタン (Ti) 薄膜）を用いることで、空気の乱流による温度変動を測定可能であることを示した。また、測定面の三次元非定常熱伝導解析を行い、壁面熱流束変動および熱伝達率変動を定量的に算出可能であることを示した。

薄膜上の熱伝達変動を高時空間分解で測定する試みは、プール沸騰でも行われてきた。Golobic ら [42]は、水槽の底面の一部を厚さ  $6\text{ }\mu\text{m}$  の白金 (Pt) 薄膜で構成し、Pt 薄膜を通電加熱してプール沸騰させた時の温度変動を高速度 IR カメラで測定すると同時に、気泡の挙動を高速度カメラで撮影した。また、Pt 薄膜の熱伝導解析を行って壁面熱流束変動および熱伝達率変動を算出した。その結果、沸騰気泡の生成、成長、離脱に伴う高速な熱流束変動を測定できることを示した。ただし、 $1\text{ kHz}$  のフレーム速度では、沸騰気泡生成初期の高速な現象を捉え切れないことも指摘している。

Wagner-Stephan [43]は、厚さ  $20\text{ }\mu\text{m}$  のステンレス薄膜を用いて、FC-84 と FC-3284 の純冷媒及び混合冷媒のプール沸騰熱伝達を高速度 IR カメラで測定した。同時に気泡の挙動を高速度カメラで撮影した。その結果、混合冷媒の方が純冷媒よりも熱伝達率が低下すること、また液膜とドライアウトの境界である三相界線を介した潜熱輸送が混合冷媒では明らかに低下することを示した。

以上のように、加熱薄膜の温度変動を IR カメラで測定することにより熱伝達の高時空間分解測定が可能であるが、薄膜のみで構成された測定面では、流動沸騰のように大きな圧力差や圧力変動を伴う場合は剛性を保つことができず、変形や破損の恐れがある。また、大きな熱流束変動により測定面の温度が大きく変動すると、伝熱現象自体が変化する可能性がある。特に、過熱度の小さな流動沸騰では、過熱度の変動により沸騰形態自体が変化する可能性が高い。従って、工学的な観点からは、実際の壁面に近い熱物性値（熱容量及び熱伝導率）を持つ測定面を使用することが望ましい。また、流路内の熱伝達を測定する場合は、流路壁を金属薄膜で構成すると、測定面を介して流路内部を可視化することができないため、流れ場との同時測定が困難である。

大きな圧力差や圧力変動を伴う流れ場において熱伝達変動を測定するために、窓材に薄膜を成膜した測定面を用いた計測例がいくつか存在する。窓材には可視光および赤外線を透過するサファイアやフッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) が用いられる。また、薄膜の温度を測定するために、薄膜は赤外線に対して不透明である必要がある。

例えば、Theofanous ら [44]は、水のプール沸騰限界熱流束 (CHF) を測定するため、サファイアに Ti 薄膜を成膜した測定面を用いた。その結果、Ti 薄膜におけるドライアウトからバーンアウトに至るまでの一連の挙動を初めて捉えることに成功した。

Fischer ら [45]は、 $\text{CaF}_2$ に薄い高放射率膜とクロム (Cr) 薄膜の2層を形成し、IR カメラで冷媒 FC-72 のプール沸騰熱伝達を測定した。さらに、IR カメラで測定した温度分布を境界条件とした、窓材内の三次元非定常熱伝導解析により、瞬時・局所の熱流束を算出した。その結果、液膜とドライアウトの境界である三相界線で局所的な温度低下と熱流束の上昇を確認した。

Jung ら [46]は、サファイアに白金 (Pt) 薄膜を成膜した測定面を用いた。測定面の温度を  $370\text{ }^{\circ}\text{C}$  まで上昇させ、水の落下液滴によるライデンフロスト現象に伴う熱流束変動を測定した。測定面の温度に応じて液滴の挙動は変化し、測定面の温度がライデンフロスト温度よりも十分に小さい場合、液滴と測定面との間で直接接触が起こり、 $\text{MW/m}^2$  オーダーの高熱流束変動が現れた。ライデンフロスト温度付近になると、液滴の底面に蒸気膜が形成される。その結果、液滴と測定面との間の直接接触の時間が短くなり、熱流束変動が小さくなった。ライデンフロスト温度よりも十分に高くなると、直接接触が起こらず、熱流束の変動がわずかになることを示した。さらに、液滴の接触に伴う局所的な熱流束、実効的な伝熱面積、衝突中の液滴滞留時間から総伝熱量を評価できる可能性を示した。

ここで、例えば酸化インジウムスズ (ITO) 膜のように可視光を透過する薄膜を用いた場合は、測定面越しに流れ場を可視化することも可能になる。Bang ら [47]、Gerardi ら [48]、Bucci ら [49]は、サファイアに可視光を透過する ITO 膜を成膜した測定面を用い、ITO 膜を通電加熱して、水のプール沸騰による温度変動を IR カメラで測定した。さらに、沸騰気泡の挙動を高速度カメラで撮影した。その結果、沸騰気泡の核生成や気泡の成長、離脱に伴う温度分布の時間変動と空間分布を計測可能であることを示した。特に、Bucci ら [49]は、サファイアは IR カメラの検知波長帯である  $3\sim 5\text{ }\mu\text{m}$  の赤外線をある程度吸収することを示し、熱流束変動を定量的に評価するには、サファイア窓内の放射解析も必要であるこ

とを指摘した．そこで，IR カメラで計測した温度分布を境界条件とし，窓材内の熱伝導と熱放射を統合した非定常解析を行うことによって，正確な熱流束変動を算出する方法を提案した．

Jung-Kim [50]は， $\text{CaF}_2$ に可視光を透過するITO 膜を成膜した測定面を使用し，IR カメラとレーザー干渉計を同時に用いて水の沸騰気泡の伝熱変動と液膜厚を測定した．この研究では，測定した温度分布を境界条件とした窓材内の非定常熱伝導解析を行い，プール沸騰による熱流束変動を定量的に評価した．また，全反射法およびレーザー干渉法によって沸騰面上の気泡のマイクロレイヤーの厚さを測定し，同時にマイクロレイヤーにおける熱流束を評価した．なお， $\text{CaF}_2$ は赤外線に対する透過率が非常に高い（94%以上 [50]）．そのため， $\text{CaF}_2$  はプレート式熱交換器内の熱伝達測定 [51]や液滴の衝突による熱伝達測定 [52],[53]にも用いられている．

ITO 膜は，可視光を透過するという利点があるため，流動沸騰熱伝達測定にも用いられている．例えば，Kossolapov ら [39]は，Bucci ら [49]の手法を用いて，幅 30 mm，高さ 10 mm の矩形流路における大気圧下での水のサブクール流動沸騰の熱伝達を測定した．サファイアに可視光を透過するITO 膜を成膜した測定面を使用し，測定には高時空間解像度のIR カメラ（12000 fps，65  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ ）を用いた．その結果，ITO 膜の熱入力を指数関数的に増加させた際，水のサブクール流動沸騰から CHF に至るまでの一連の動的伝熱挙動を詳細に捉えることに成功した．

微細流路の流動沸騰熱伝達をIR カメラで測定した例もある．例えばLiu-Pan [54]は，幅 1 mm，高さ 0.25 mm の矩形微細流路におけるエタノールの流動沸騰による壁面温度変動を測定した．測定には，画素分解能 50  $\mu\text{m}$  のIR カメラが使用された．しかし，赤外線センサとしてマイクロボロメータ（時定数約 10 ms）を使用したため，沸騰気泡の挙動に対応する高速の伝熱変動を捉えるには時間分解能が不十分であった．また，測定には赤外線透過窓材のみを用いているため，壁面温度ではなく流体温度を測定している．流路壁面の温度を測定し，壁面の熱流束変動を測定するには，赤外線を透過しない薄膜を流路壁面に形成する必要がある．

Jo ら [55]は，直径 1.5 mm のヒートパイプにおけるエタノールの気液二相流による壁面温度変動を測定した．シリコンにITO 膜とポリイミドを成膜した測定面を使用し，測定には高空間解像度のIR カメラ（40  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  程度）を用いた．また，IR カメラと同期させた高速

度カメラにより、流動パターンを撮影した。流路内の壁面熱伝達を顕熱輸送と潜熱輸送の 2 つに分け、全伝熱量に対する顕熱輸送と潜熱輸送の寄与を調査した。その結果、本実験条件では、潜熱輸送の寄与率が 66% から 74% と評価された。ただし、120 fps の IR カメラを用いた測定であるため、沸騰気泡の核生成に対応した高速な熱伝達変動を捉えるには時間分解能が不十分である。また、高速度カメラの撮影は IR カメラと反対方向から行っているため、気液界面の挙動に対応した測定面の熱流束変動を捉えるのは難しい。

以上のように、窓材上に薄膜を成膜した測定面は、沸騰伝熱などの測定に適用されているが、窓材の熱容量及び熱伝導の影響により薄膜温度の時間変動・空間分布が減衰し、十分な時間・空間分解能が得られない恐れがある。そのため、窓材の熱物性値に起因した測定の時空間分解能を事前に検討しておくことも重要である [56]。

## 1.2.4 沸騰熱伝達の数値シミュレーション

前述のように、近年、時空間分解能の高い計測技術が発展してきているが、スーパーコンピュータの発展に伴い、数値流体力学 (CFD) 解析によって熱伝達現象の時間・空間的な変動が調査されるようになった。CFD 解析とは、一般に、流体の支配方程式 (ナビエ・ストークス方程式) を離散化して、コンピュータで解析することによって流れ場や温度場を調べる手法である [57]。CFD 解析はその詳細度によって、直接数値計算 (DNS)、ラージ・エディ・シミュレーション (LES)、レイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式 (RANS) を用いた解析の 3 種類に大別される。DNS とは、乱流に含まれるすべての大きさの渦構造の運動に対してナビエ・ストークス方程式を解く手法である。この手法は、必要な計算格子の数がレイノルズ数とともに急速に増大するため、幾何形状が単純な低レイノルズ数流れにのみ適用可能である。LES とは、乱流の比較的大きな構造を直接数値計算の対象とし、それより細かい乱れに対してモデル化を行う計算手法である。RANS とは、ナビエ・ストークス方程式に対してレイノルズ平均を施し、乱流渦構造は解析せず、変動速度の統計量を用いる解析手法である。

流れの乱れに起因した熱伝達の変動を調べるためには、DNS または LES で解析する必要があるが、乱れのエネルギーやその散逸など各種統計量も正確に解析するには DNS を用いるのが望ましい [58]。DNS による解析は 1980 年代後半から行われており、流動沸騰を対象とした解析も試みられている。

例えば、Lee ら [59] は、フィン付き微細流路内の流動沸騰における気泡の成長やそれに伴う熱伝達を DNS で解析した。気液界面はレベルセット法 [60] により求めた。その結果、フィンを設置すると気泡と流路角部の間に形成される液膜の面積が拡大することで沸騰熱伝達が向上することを示した。

Métrailler ら [61] は、流路内の乱流境界層に直径 0.25 mm の微細気泡を多数導入した DNS を実施した。気液界面はレベルセット法で解析し、気泡と液体流れの相互作用について調査した。その結果、壁面近傍の気泡は表面粗さと同様に作用し、単相流よりも壁面せん断応力が上昇することを示した。

また、Sato-Niceno [62],[63] は、水のプール沸騰熱伝達を壁面との熱連成も含めて核沸騰から膜沸騰領域に至るまで数値解析した。液体と蒸気の界面には界面追跡法が、気泡直下の

薄液膜には独自のモデルが用いられている．その結果，計算で得られた熱伝達率が Gaertner による実測値 [64] とよく一致することを示した．

以上のように，DNS をはじめとした高時空間分解の数値計算は詳細な解析結果を与える一方で，気液界面の挙動を解像するために高い時間・空間分解能を必要とし，微細な計算格子を設定する必要があるため，計算負荷が非常に高い．また，現状では，沸騰熱伝達の数値計算をモデル化なしで実現することができない．そのため，正確な物理モデルの構築や数値計算の妥当性の検証のためにも，時空間分解能が高くかつ信頼性の高い実験データを取得することが不可欠である [65],[66]．

### 1.3 本研究の目的

矩形微細流路内の沸騰熱伝達は、扁平多孔管熱交換器などをはじめとした熱交換器に多く見られる流動形態である。ただし、その動的伝熱特性は十分に明らかとなっていないため、時間・空間分解能の高い熱伝達測定とともに直接観察を実施する必要がある。定量的に信頼性のある実験データを取得できれば、熱伝達を予測するための物理モデルの開発につながるなど工学的な意義が大きい。また、矩形微細流路に限らず、流動沸騰の動的伝熱特性には未解明の点が多く、現象のメカニズムを明らかにすることは学術的にも意義が大きい。

本研究では、流体として取り扱いが容易な水を用い、辺長  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  のミニチャネルに相当する矩形流路内の流動沸騰を研究対象とした。なお、一般的な扁平多孔管の水力直径は  $1\text{ mm}$  程度以下である [25]。水力直径  $2\text{ mm}$  の水の流動沸騰は、浮力と表面張力の比であるボンド数 [67]  $\text{Bond} (= \sqrt{\Delta\rho g D_h^2 / \sigma_l})$  またはコンファインメント数 [67]  $\text{Conf} (= \sqrt{\sigma_l / \Delta\rho g D_h^2})$  に基づくと、R-32 や R-134a 等の冷媒の場合の水力直径  $1\text{ mm}$  程度以下に相当する（ここで、 $\Delta\rho$  は液体と気体の密度の差 [ $\text{kg/m}^3$ ],  $g$  は重力加速度 [ $\text{kg}\cdot\text{m/s}^2$ ],  $D_h$  は流路の水力直径 [ $\text{m}$ ],  $\sigma_l$  は液体の表面張力 [ $\text{N/m}$ ])。そのため、辺長  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$  の水の流動沸騰では、一般的な扁平多孔管内の流動沸騰に対応した伝熱特性を得ることができると考えられる。なお、 $2\text{ mm}$  としたのは、IR カメラ（画素解像度  $0.025\text{ mm/pix}$ ）の測定で十分な空間分解能（ $\sim 0.1\text{ mm}$  の構造を解像し、流路幅  $2\text{ mm}$  を  $80$  画素で解像可能）を得るためでもある。

前節で述べたように、MEMS センサなどの点計測による熱伝達測定では、熱伝達率分布が非一様であると熱伝達の時空間変動を取得することは困難である。一方、感温塗料および IR カメラなどを用いた時空間変動測定では、熱伝達率分布が非一様であっても測定できる利点がある。そのため、本研究では、時空間変動測定のうち、沸騰熱伝達の高速な変動に追従できる IR カメラの優位性に着目した。

一方、IR カメラによる高時空間分解測定を実現するには、IR カメラ自身のフレーム速度や画素分解能を高めるだけでなく、被測定面である薄膜温度の時空間変動が IR カメラの温度分解能より十分に大きくなければならない。特に、沸騰現象のように熱伝達変動の時空間変動のスケールが非常に小さい場合は、薄膜の熱慣性、熱拡散に伴う温度変動の減衰が大きくなるため、測定の実現可能性について十分に検討しておく必要がある。ここで、薄

膜を十分に薄くすると、熱慣性、熱拡散に伴う薄膜の温度変動の減衰は小さくなる。ただし、流動沸騰のような大きな圧力差や圧力変動が起こると、強度が不十分になる恐れがあるため、窓材などで補強した測定面にする必要がある。さらに、流動沸騰に伴う気液界面の挙動を外部から可視化するには、可視光を透過する測定面を用いる必要がある。

沸騰現象において、成長気泡直下の薄液膜や液体と蒸気の界面を捕捉しつつ、熱伝達の時空間変動を定量的に測定することができれば、数値計算技術の発展にも大きく寄与できると考えられる。そのため、本研究では可視光および赤外線を透過する赤外線透過窓材に、赤外線に対して不透明かつ可視光を透過する酸化インジウムスズ (ITO) 膜を成膜した測定面を用いる。また、著者の知る限り、壁面の熱伝達変動特性を研究した例、特に流動沸騰を対象とした研究例は数少ない。特に、気液二相流の質量流束、クオリティ、熱流束といった条件を系統的に変化させ、各流動パターンに対応した熱伝達変動の測定を行った研究は存在しない。また、流動沸騰を沸騰の各素過程（核沸騰、強制対流、薄液膜蒸発など）に区分し、従来の相関式との対応を検証した研究も存在しない。

そこで、本研究では以下の目的を設定した。

- (1) IR カメラにより、定量的に正しい熱伝達変動の測定が可能であるか検証し、沸騰熱伝達をどこまで高い時空間分解能で測定できるかを検証する。そのために、まずは沸騰熱伝達を簡易に測定するため、液滴を高温面に滴下する実験を行う。
- (2) (1)で確立した計測手法を用いて、水平設置されたミニチャネルに相当する辺長 2 mm の矩形微細流路における水の流動沸騰熱伝達を高時空間分解で測定する。この際、質量流束、クオリティ、熱流束を変化させ、スラグ流から環状流における気液界面の挙動に対応した動的伝熱特性の変化を明らかにする。
- (3) (2)で測定した流動沸騰熱伝達の実測データから、核沸騰、強制対流、ドライアウト、リウェットなどの素過程が伝熱に及ぼす寄与度を調査する。さらに、これらの寄与度を従来提案された相関式と比較し、本実験データとの整合性や相違点について検証する。



## 1.4 本論文の構成

本論文の構成を Fig. 1-2 に示す．本論文は 6 章構成である．

「第 1 章 序論」では，研究の背景，流動沸騰熱伝達に関する従来の研究について述べた後，本研究の目的を示した．

「第 2 章 赤外線カメラによる熱伝達の時空間変動測定」では，本研究で用いた IR カメラによる測定の概要について述べる．また，本研究で使用する赤外線透過窓材（ $\text{CaF}_2$  およびサファイア）に ITO 膜を成膜した測定面の構造や光学特性の評価について説明するとともに，IR カメラによる測定で得られた熱画像から温度分布を算出する方法について示す．

「第 3 章 壁面熱流束の算出方法」では，IR カメラによって測定された温度分布の時系列データから，熱流束の瞬時分布およびその時間変動を算出する方法について示す．その際，熱流束変動を定量的に求めるための薄膜の熱伝導解析および窓材内部の三次元非定常熱伝導解析について説明する．また，本手法で得られた熱流束の不確かさを評価する．

「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」では，液滴を高温面に滴下させる簡易な実験を行い，液滴の沸騰に伴う高速かつ複雑な熱流束変動を IR カメラにより測定可能であるか確認する．また，測定した熱流束の妥当性の検証を行う．同時に高速度カメラによる撮影も行い，沸騰挙動に対応した動的伝熱特性の調査が可能であるか確認する．さらに，IR カメラを用いた測定によって，微細流路の沸騰熱伝達を十分な時空間分解能（ $\sim 1 \text{ ms}$  かつ  $\sim 0.1 \text{ mm}$ ，「1.2.2 熱伝達の局所変動測定」参照）で測定可能か検証する．

「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」では，水平設置された辺長  $2 \text{ mm}$  の単一の矩形微細流路内で水を流動沸騰させ，流路内の質量流束，クオリティ，熱流束を変化させた時の熱伝達変動を IR カメラで高時空間分解測定する．また，各流動様相に対応した動的伝熱特性に関する情報を取得する．さらに，本研究で得られた熱伝達変動を沸騰の各素過程の寄与に区分し，従来の相関式と比較する．また，圧力損失との対応も調査する．

「第 6 章 結論」では，第 4 章および第 5 章で得られた結果を総括し，本研究の結論と今後の課題について述べる．

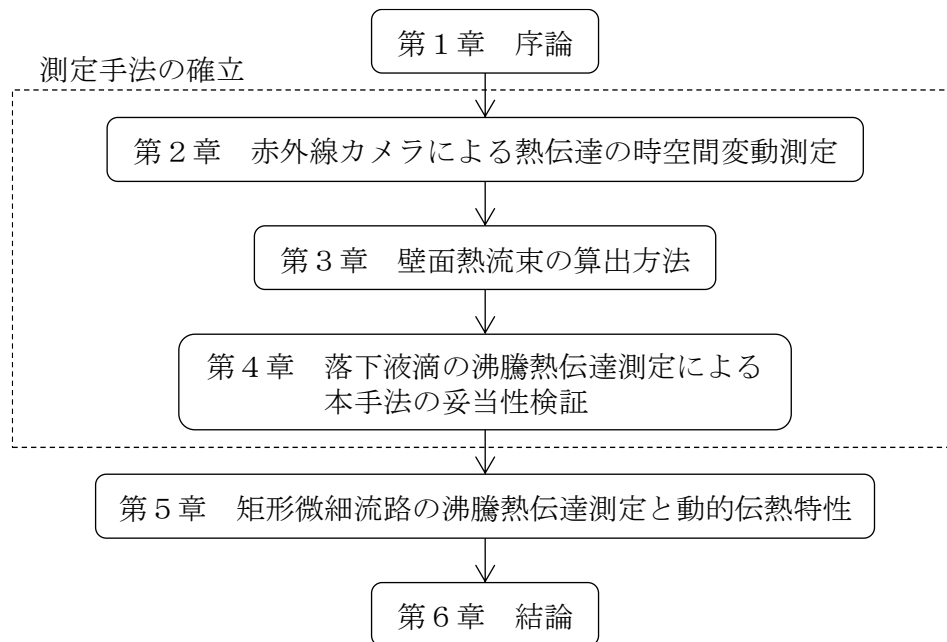


Fig. 1-2 Framework of the thesis.

## 第2章 赤外線カメラによる熱伝達の時空間変動測定

近年、量子型赤外線（IR）センサを搭載した高速度 IR カメラの性能が著しく向上してきたため、薄膜で構成された測定面の温度変動を IR カメラで測定することにより、高速かつ複雑な壁面熱伝達変動を定量的に把握することが可能になってきた。本章では、IR カメラを用いた温度測定方法、測定の概要および測定面の光学特性評価方法について述べる。

### 2.1 赤外線カメラによる温度測定

本節では、IR カメラを用いた温度測定に関する基礎的事項を述べるとともに、温度を精度よく測定するための校正方法について述べる。

#### 2.1.1 赤外線カメラの測定原理

黒体の単色放射能  $E_{b\lambda}$  [ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ] は、各単位波長  $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ] 当たりの放射熱流束であり、次式で表される [68]。

$$E_{b\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} \quad [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})] \quad (2-1)$$

これをプランクの法則という。ここで、 $C_1$ 、 $C_2$  はそれぞれ、第 1 ふく射定数、第 2 ふく射定数であり、 $C_1 = 3.742 \times 10^8$  [ $\text{W} \cdot \mu\text{m}^4/\text{m}^2$ ]、 $C_2 = 1.439 \times 10^4$  [ $\mu\text{m} \cdot \text{K}$ ] である。この時の単色放射能  $E_{b\lambda}$  [ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ] と波長  $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ] の関係を Fig. 2-1 に示す。黒体の単色放射能  $E_{b\lambda}$  [ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ] と絶対温度  $T$  [K] は 1 対 1 の関係になっているのが分かる。すなわち、IR カメラの出力（放射強度）から測定面温度  $T_w$  を求めることができる。

一方、実際の物体は黒体ではないので、プランクの法則には従わない。この場合、同じ絶対温度  $T$  [K] における黒体面の単色放射能  $E_{b\lambda}(\lambda, T)$  [ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ] と実在面の単色放射能  $E_{\lambda}(\lambda, T)$  [ $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$ ] の比  $\epsilon_{\lambda}$  が波長  $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ] における放射率である [68]。

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda(\lambda, T)}{E_{b\lambda}(\lambda, T)} \quad (2-2)$$

放射率は 0-1 までの値をとる．黒体の場合は放射率が 1 となり，入射した全ての放射を吸収する．すなわち反射・透過しない．一方，一般には測定面の放射率が 1 より小さい場合，測定面における反射を考慮する必要がある．

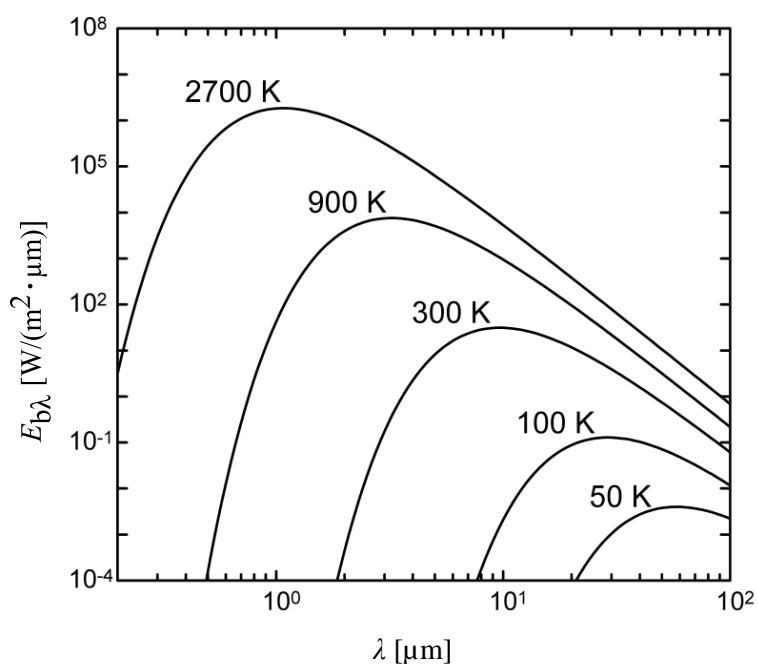


Fig. 2-1 Spectral emissive power of black body with respect to wavelength (Planck distribution).

Fig. 2-2 に，IR カメラによる温度測定概念図を示す．測定面の温度を  $T_w$ ，IR カメラの波長帯における放射率を  $\varepsilon_\lambda$  とする．この時，IR カメラに入射する放射束  $\Phi_{\lambda I}$  [W] は次式で表される [69]．

$$\Phi_{\lambda I} = \varepsilon_\lambda \Phi_{b\lambda}(T_w) \quad (2-3)$$

ここで， $\Phi_{b\lambda}(T)$  [W] は温度  $T$  の黒体からの放射束である．また，測定面が本測定のように赤外線透過しない物体の場合，反射率が  $1 - \varepsilon_\lambda$  になる．この時，測定面の周囲壁面温度  $T_{amb}$

が一樣であり，周囲壁面が黒体とみなせる場合（放射率が 1 とみなせる場合），周囲壁面からの放射のうち，測定面で反射し，IR カメラに入射する放射束  $\Phi_{\lambda 2} [\text{W}]$  は次式で表される．

$$\Phi_{\lambda 2} = (1 - \varepsilon_{\lambda}) \Phi_{b\lambda}(T_{\text{amb}}) \quad (2-4)$$

この時，IR カメラに入射する放射束  $\Phi_{\lambda} [\text{W}]$  は  $\Phi_{\lambda 1}$  と  $\Phi_{\lambda 2}$  の和であり，次式で表される．

$$\Phi_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} \Phi_{b\lambda}(T_w) + (1 - \varepsilon_{\lambda}) \Phi_{b\lambda}(T_{\text{amb}}) \quad (2-5)$$

また，IR カメラに入射した赤外線放射束  $\Phi_{\lambda}$  は，光学系を通過した後に赤外線検出素子で検出され，読み出し回路でゲインとオフセットを調整し出力する．本論文では，この出力（熱画像の輝度値に相当）を  $U$  と表記する．この時，外部から入射した放射束  $\Phi_{\lambda}$  と素子の出力  $U$  の関係が線形であれば（つまり， $\Phi_{\lambda}$  と  $U$  の間に， $c_1$ ， $c_2$  を定数として  $U = c_1 \Phi_{\lambda} + c_2$  の関係が成り立てば），出力  $U$  は，Eq. (2-5) を基に次式で表される．

$$U = \varepsilon_{\lambda} \cdot U_b(T_w) + (1 - \varepsilon_{\lambda}) \cdot U_b(T_{\text{amb}}) \quad (2-6)$$

$U_b(T)$  は，「2.1.2 温度校正」で述べる黒体測定時の出力（＝校正関数 [70]）である．つまり，測定面の放射率  $\varepsilon_{\lambda}$  と周囲環境温度  $T_{\text{amb}}$  が既知であれば，Eq. (2-6) の未知数は測定面の温度  $T_w$  のみとなるため，Eq. (2-6) から  $T_w$  を算出することができる．

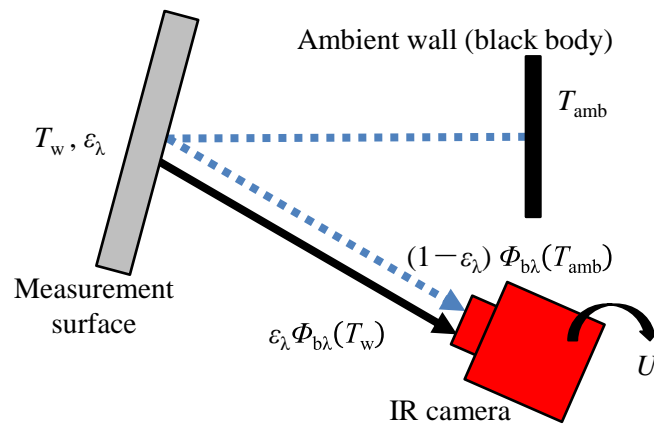


Fig. 2-2 Conceptual view of temperature measurement using infrared camera.

## 2.1.2 温度校正

Fig. 2-3 に、本研究で用いた IR カメラの内部構造の概略を示す [71]。IR カメラの素子は冷却器（スターリングサイクルクーラ）によって 80 K 程度まで冷却されており、素子周囲にはコールドシールドが設けられている。低温のコールドシールドからは素子への赤外線放射がほとんどなく、素子自身および素子周囲からの放射は無視できる。つまり、外部からの放射のみが光学系を通過して検出されるとみなせる。この場合、光学系（レンズおよび窓）の温度変化が測定の誤差要因になる。

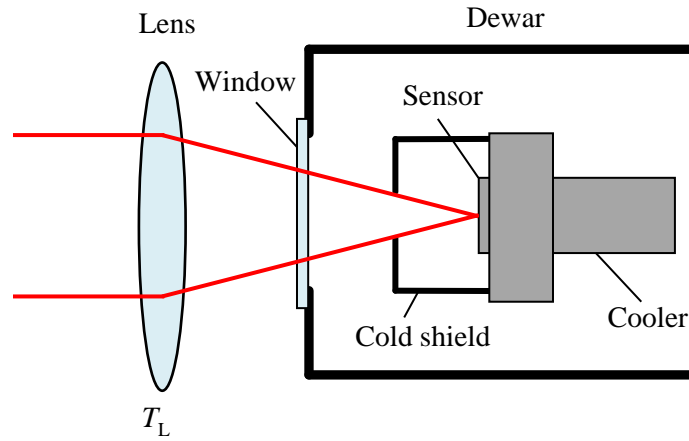


Fig. 2-3 Internal configuration of infrared camera

(cooled type, referred to Nakamura, from Optical Alliance, 27–8 (2016), p. 2 [71], Fig. 3 (a)).

本研究では、IR カメラの出力  $U_b(T)$  に、光学系の温度変化を考慮した IR カメラの校正関数  $U_b(T, T_L)$  を次式で定義した [70]。

$$U_b(T, T_L) = \tau_L(a_3T^3 + a_2T^2 + a_1T) + \varepsilon_L(a_3T_L^3 + a_2T_L^2 + a_1T_L) + a_0 \quad (2-7)$$

$T$ ,  $T_L$  は測定面、光学系の温度であり、 $\tau_L$  および  $\varepsilon_L$  はそれぞれ光学系の透過率および放射率（＝吸収率）である。本研究では、黒体炉（CES100-04MG, Electro Optical Industries, 諸元は Table 2-1 参照）を用いて IR カメラの校正（校正結果は第 4 章、第 5 章で述べる）を行った。なお、カメラレンズのフレームの側面に高熱伝導性のゲルで熱電対を接着して、測定した温度を光学系の温度  $T_L$  とみなした。黒体炉の放射率を  $\alpha_b$  とすると、IR カメラの出力  $U$

は, Eq. (2-7)の校正関数  $U_b(T, T_L)$ を用いると次式で表される.

$$U = \varepsilon_b U_b(T_b, T_L) + (1 - \varepsilon_b) U_b(T_{\text{amb}}, T_L) \quad (2-8)$$

ここで,  $T_b$ ,  $T_{\text{amb}}$  はそれぞれ黒体炉の温度, 周囲環境の温度である. ここでは, 黒体炉の放射率は1に近い (Table 2-1 参照) ため,  $\varepsilon_b = 1$  とすると Eq. (2-8)の右辺の第2項は0となる. Eq. (2-7)の未知数  $\tau_L$ ,  $\varepsilon_L$ ,  $a_3$ ,  $a_2$ ,  $a_1$ ,  $a_0$ は, IR カメラの出力  $U$ を用いて Eq. (2-8)の右辺と左辺の差の二乗を最小にすることを条件とし, Microsoft Excel のソルバー機能である GRG 非線形 (一般化簡約勾配 [72]) を用いて求めた.

IR カメラの素子には感度のばらつきが存在するため, 良質な熱画像を得るには, 感度のばらつき補正 (NUC) が必要になる [71]. 本研究では, 黒体炉を IR カメラで撮像し, 2 点温度補正によって素子の感度のばらつきを均一化した. なお, 本研究では, 測定面からの距離が 0.2 m 程度であるため, 大気による赤外線の吸収は無視した [73].

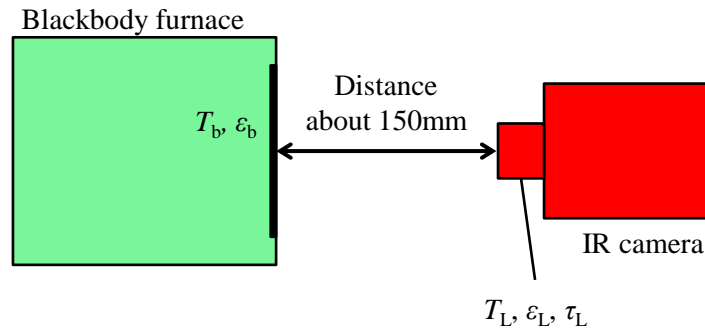


Fig. 2-4 Experimental setup for calibration of infrared camera.

Table 2-1 Specifications of blackbody furnace (CES100-04MG, Electro Optical Industries).

Temperature range	0 °C to 100 °C
Temperature accuracy	$\pm 0.03$ °C from 0 °C to 100 °C ; $\pm 0.05$ for $< 0$ °C
Stability	$\pm 0.003$ °C
Uniformity	$\pm 0.01$ °C within $\pm 5$ °C of ambient temperature $\pm 0.3\%$ thereafter within central 80%
Slew rate including settling time to 0.01 °C	0.1 °C : 20 sec, 1.0 °C : 40 sec, 10 °C : 80 sec
Emissivity	$0.992 \pm 0.004$ (wavelength band 2~20 $\mu\text{m}$ )
Set point resolution	0.01 °C
Display resolution	0.01 °C or 0.001 °C or 0.0001 °C



## 2.2 沸騰熱伝達測定の概要

沸騰熱伝達測定の詳細を Fig. 2-5 に示す。流動沸騰では、相変化に伴う流動の不安定性により大きな圧力変動が生じるため、ここでは導電性薄膜を剛性のある赤外線透過窓材に成膜した測定面を使用した。薄膜の温度を IR カメラで測定するには、薄膜は赤外線に対して不透明である必要がある。また、薄膜を通して流路内の流動沸騰様相を可視カメラで測定するには、薄膜は可視光を透過する必要がある。この条件を満たすように、薄膜には酸化インジウムスズ (ITO) を用いた。また、赤外線透過窓材にはフッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) またはサファイア (Sapphire, 第 4 章のみ) を用いた。

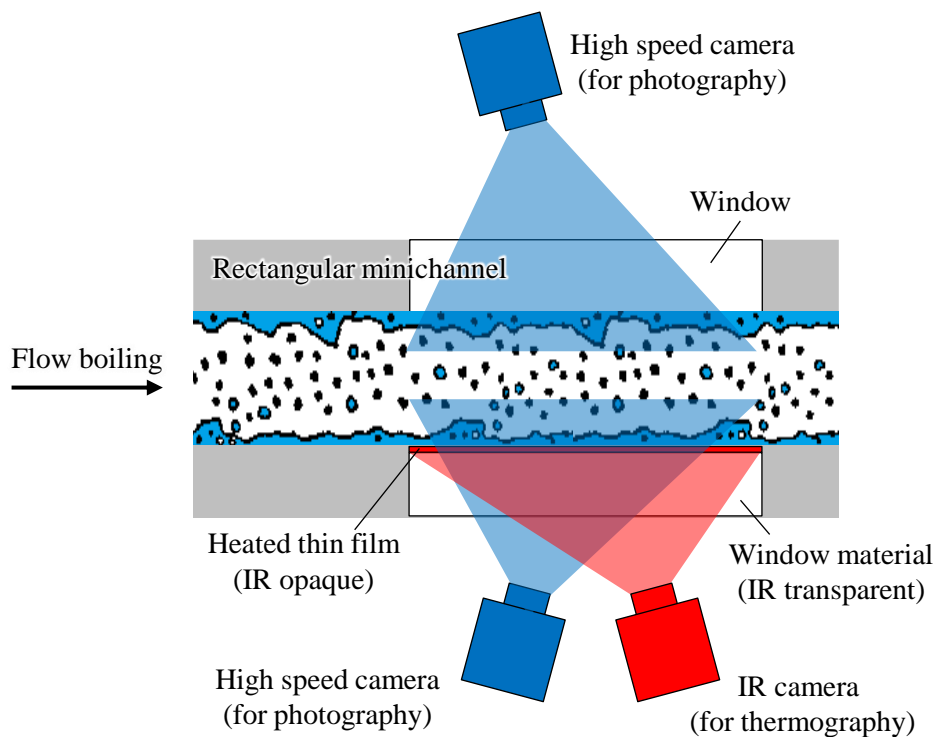


Fig. 2-5 Photography and thermography setup overview for the measurement of flow pattern and heat transfer fluctuations in rectangular minichannel.

## 2.2.1 赤外線カメラと高速度カメラの同時計測

Fig. 2-5 に示したように、本測定では IR カメラを用いて ITO 膜の温度変動を測定すると同時に、高速度カメラを用いて流路内の沸騰様相（「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」では落下液滴の沸騰様相）を撮影した。Fig. 2-6 に、IR カメラと 2 台の高速度カメラによる同時計測システムの概略を示す。沸騰様相の撮影は、2 台の高速度カメラ（MotionScope M3, IDT, 諸元は Table 2-2 参照）で行った。1 台は下方から窓材および ITO 膜を介して、もう 1 台は上方から（流動沸騰の場合は流路上壁のポリカーボネート窓を介して）撮影した。高速度カメラの撮影において十分な光量を得るため、メタルハライドランプ（HVC-SL, Photron, 照度 800 kLx）を用いて照明した。その際、気液界面が明瞭に識別できるように、Fig. 2-6 のように 2 枚の白色の間接照明板を設置した。また、測定面の温度測定は、金ミラー（反射率 0.986）を介して IR カメラ（SC4000, FLIR, 諸元は Table 4-1 参照, または X6981, FLIR, 諸元は Table 5-4 参照）を用いて行った。IR カメラおよび 2 台の高速度カメラのシャッターは、ファンクションジェネレータ（WF1974, NF Corporation）を用いて同期した（Fig. 2-7 参照）。ファンクションジェネレータの発信周波数は IR カメラのフレームレートに設定し、平均値 2.5 V, 出力電圧振幅 5 V の方形波（デューティ比 50%）を連続出力した。また、ファンクションジェネレータの出力電圧が 0 V となった瞬間に IR カメラ及び高速度カメラのシャッターが起動するように設定した。なお、「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」では、Fig. 2-7 (a)に示すように、IR カメラ SC4000 (3000 fps) と高速度カメラ (3000 fps) のフレーム枚数比が等しくなるように同期撮影した。また、「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」では、Fig. 2-7 (b)に示すように、IR カメラ X6981 (4000 fps) と高速度カメラ (2000 fps) のフレーム枚数比が 2 対 1 になるように同期撮影した。

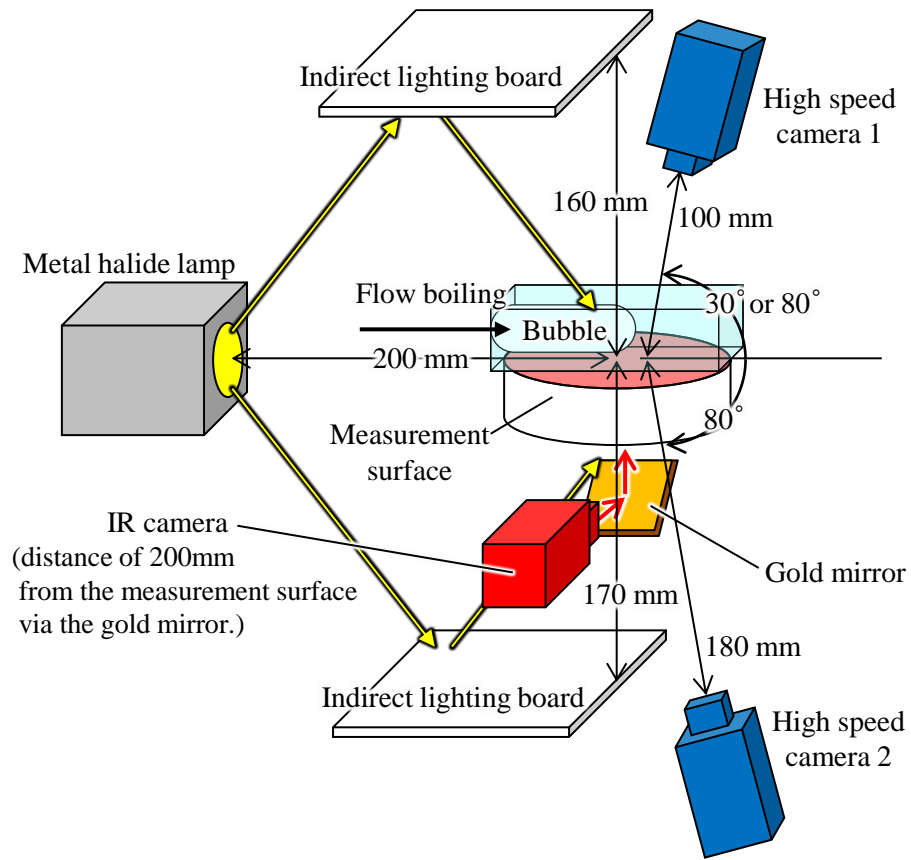


Fig. 2-6 Schematic of high speed cameras and an IR camera setup.

Table 2-2 High speed camera specifications and settings in this study (MotionScope M3, IDT).

Specifications	Resolution	1280 × 1024 pixels
	Maximum electronic shutter speed	1 μs
	Minimum pixel size	0.012 mm × 0.012 mm
	Full frame rate	520 fps (at 1280 × 1024 pixels)
Settings in this study	Resolution	328 × 328 pixels or 520 × 108 pixels
	Frame rate	3000 fps (at 328 × 328 pixels) or 2000 fps (at 520 × 108 pixels)
	Exposure time	0.17 ms

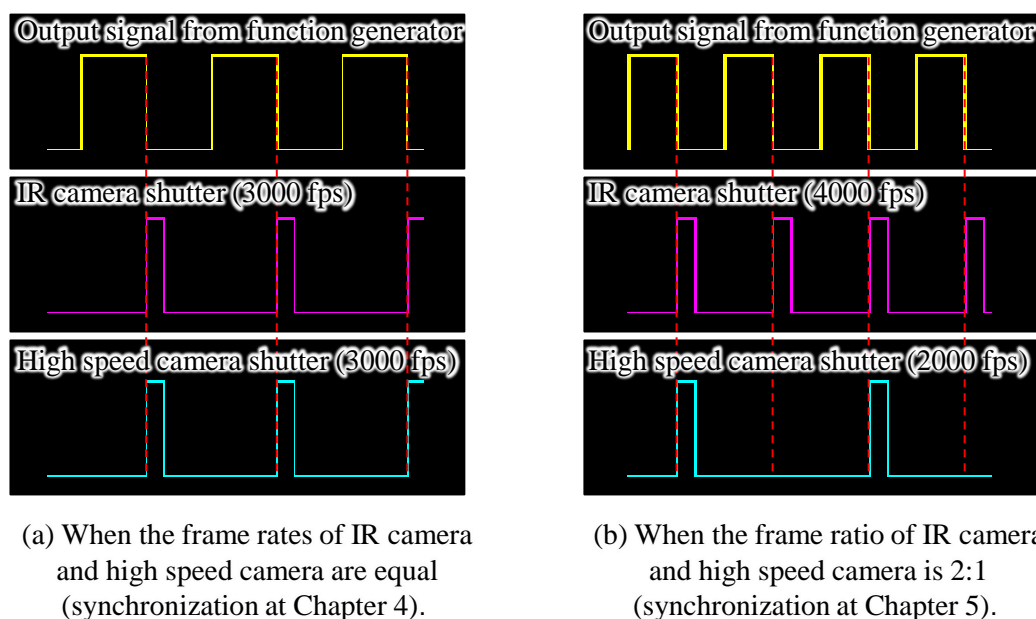


Fig. 2-7 Synchronization of IR camera and high speed camera using function generator.

## 2.2.2 測定面の構造

Fig. 2-8 に、「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」に使用した測定面を示す。赤外線透過窓材には、直径 30 mm、厚さ 2 mm ( $\phi 30 \text{ mm} \times t 2 \text{ mm}$ ) の円板状の  $\text{CaF}_2$  を用いた。赤外線透過窓材の片面には、ITO 膜 (厚さ 700 nm) を成膜した (Fig. 2-8 (a),(b)参照)。ITO 膜の厚さは、Haustein ら [74]による ITO 膜の分光透過特性を参考に、IR カメラの検知波長帯 (3~5  $\mu\text{m}$ ) の赤外線をほぼ透過しない厚さである 700 nm とした。本研究で用いた厚さ 700 nm の ITO 膜の表面抵抗率は 8  $\Omega/\text{sq}$  程度であり、先行研究 [50],[74]で用いられた厚さ 700 nm の ITO 膜の 10  $\Omega/\text{sq}$  と同程度の値であった。また、Fig. 2-8 (c)に示すように、ITO 膜は可視光を十分に透過することがわかる。

ITO 膜の成膜はスパッタ装置 (i-miller, Shibaura Mechatronics) にて、Ar 13.6 sccm,  $\text{O}_2$  0.4 sccm, 圧力 0.25 Pa, DC パワー 200 W の条件で行った。なお、赤外線透過窓材への成膜前に、アセトンとイソプロピルアルコールのそれぞれに浸して音波洗浄を行い、ホットプレート上で加熱することで表面の液体を完全に蒸発させた。ITO 膜を赤外線透過窓材の片面の全面に成膜したのち、ITO 膜の成膜領域が幅 10 mm になるようにウェットエッチングを

行った。その際、Fig. 2-8 (d)に示すように ITO 成膜領域に  $\phi 40\ \mu\text{m}$  のキャビティを計 11 個設け、IR カメラで測定した時の位置マーカーとして使用した。その後、ITO 膜の長さ 20 mm の領域において窓材の表面と裏面をそれぞれ養生し、表面および裏面に金電極（厚さ 200 nm、この厚さにおける表面抵抗率  $0.12\ \Omega/\text{sq}$  程度）をスパッタ成膜した。その際、窓材の側面にも金電極が成膜される。そののち、ITO 成膜面の全面に絶縁膜として  $\text{SiO}_2$ （厚さ 200 nm）をスパッタ成膜した。

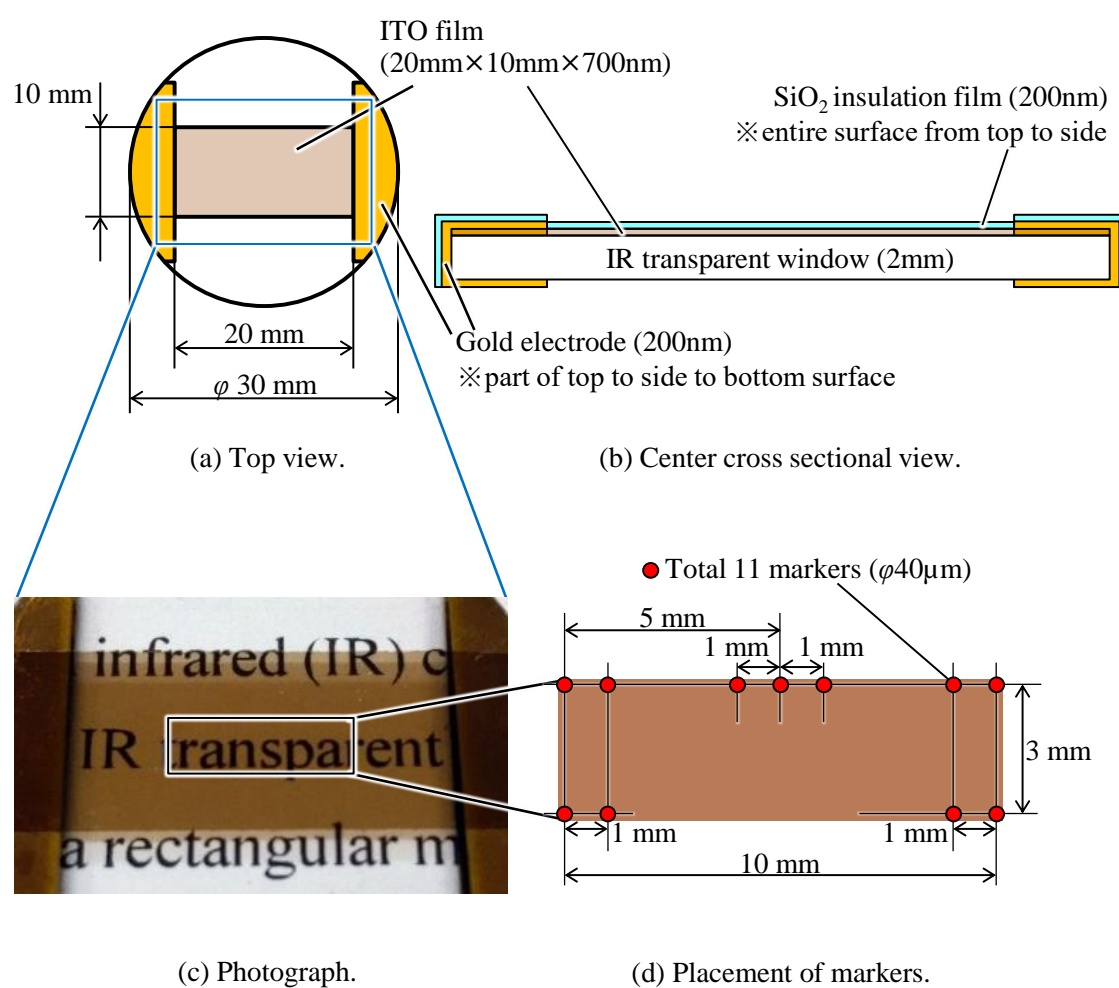


Fig. 2-8 Schematic of the measurement surface installed in the rectangular minichannel.

Fig. 2-9 に、測定面の静的接触角を確認するため、水の液滴（直径  $D \approx 2.2$  mm）を(a) よく研磨した銅と(b) 本研究で使⽤した測定面（ITO 膜の上）に滴下したときの画像を撮影した結果を示す。銅は、従来の熱交換器によく⽤いられてきた素材であるため、ここでの比較対象とした。定性的な比較ではあるが、(a) よく研磨した銅と比較して、(b) 本研究で使⽤した測定面の濡れ性は大きくは異なる（接触角  $135^\circ$  程度）。なお、ITO 膜の表面の凹凸を光学式表面性状測定機（NewView7300, Zygo）で測定したところ、表面粗さは Ra 値で 5 nm 程度であった。

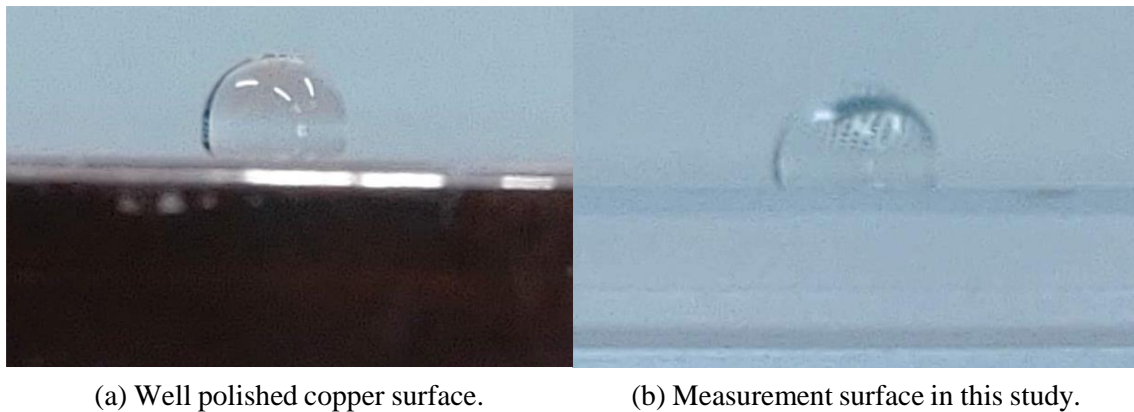


Fig. 2-9 Comparison of static contact angles for water droplet ( $D \approx 2.2$  mm).

## 2.3 測定面の光学特性評価

Fig. 2-5 のように、IR カメラを用いて窓材越しに ITO 膜の温度を測定するためには、ITO 膜の放射率（窓材を介した実効的な放射率）が必要になる。同時に、窓材が赤外線を十分透過すること、および ITO 膜が赤外線をほぼ透過しないことを確認する必要がある。そこで、ITO 膜の実効的な放射率  $\epsilon_w$ 、ITO 膜の透過率  $\tau_w$ 、および窓材の透過率  $\tau_0$  を以下の要領で評価した。

Fig. 2-10 に、本実験で用いた評価システムを示す。ヒータで加熱された銅板（70 mm × 60 mm × t 5 mm）の上に高熱伝導シート（株式会社新和産業、公称熱伝導率 50 W/(m·K)、厚さ 0.2 mm）を介して測定面（ITO を成膜した窓材、Fig. 2-8 参照）を設置した。測定面は、ITO 膜の成膜面が下向きになるように設置した。ヒータの電力を調整することにより、銅板の温度を 80~120 °C の範囲で変化させた。また、窓材の両サイドには高熱伝導シートを介して銅ブロック（30 mm × 10 mm × t 5 mm）を設置しており、高熱伝導シートの熱抵抗による温度低下を評価した（温度低下は 0.5~1.2 °C であった）。ここでは、窓材の温度  $T_0$  は銅ブロックの温度と等しいとみなして評価した。なお、窓材の厚さ方向の温度を極力一様にするため、Fig. 2-10 (c) に示すように、測定系全体をビニール袋で覆うことにより自然対流の影響を低減した。

Fig. 2-10 (a) に示す①~④の領域（それぞれ寸法 2.5 mm × 0.8 mm 程度の領域）において測定面の光学特性を評価した。この領域には銅板と窓材の間に高熱伝導シートが存在しておらず、銅板と窓材の間は厚さ 0.2 mm の空気層となっている。①と②の領域では窓材に ITO 膜が成膜されておらず、③と④の領域では ITO 膜が成膜されている。また、①と③の領域では銅板上に黒色塗料（厚さ 0.02 mm 程度）が塗布されており、②と④の領域では窓材の下方が銅板面となっている。なお、⑤の領域（寸法 5 mm × 7 mm 程度の領域）は、ITO 膜の幅方向の放射率分布を評価するために用いた領域であり、ITO 膜と高熱伝導シート（厚さ 0.2 mm）が接触している。ここでは、①~④の領域において IR カメラの熱画像を取得し、以下の要領で光学特性を評価した。

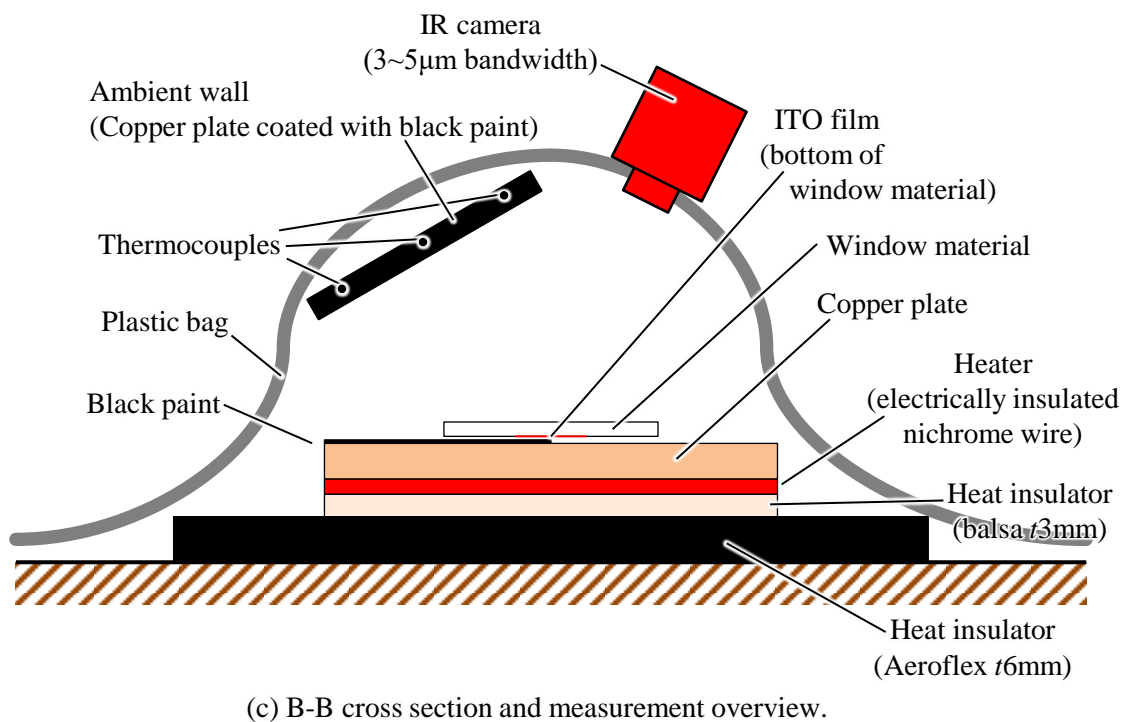
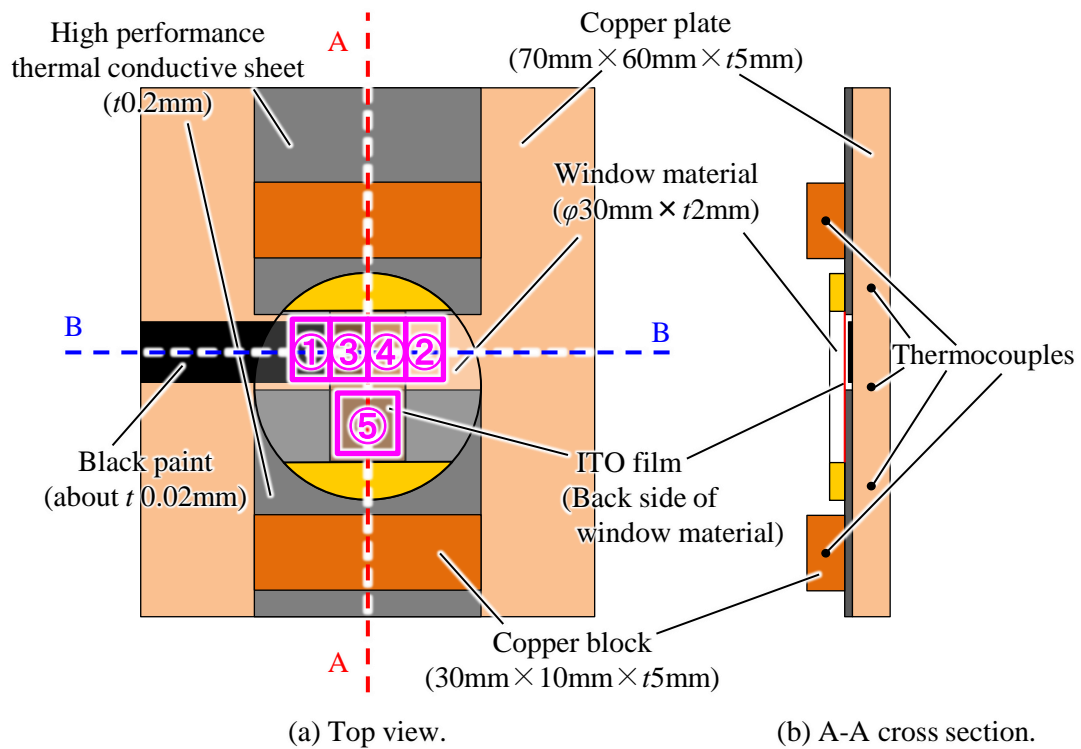


Fig. 2-10 Evaluation system for optical properties of ITO film and window material.



Fig. 2-11 に、窓材の ITO 非成膜域 (Fig. 2-10 (a)の領域①および②) を IR カメラで測定した時の赤外線経路を示す。領域①には銅板上に黒色塗料が塗布されており、領域②には銅板上に黒色塗料が塗布されておらず、銅板面のままである。この場合、IR カメラの出力 (輝度値  $U_{o1}$ ,  $U_{o2}$ ) は、次式で表すことができる。

$$U_{o1} = \varepsilon_o U_b(T_o, T_L) + \tau_o \varepsilon_b U_b(T_b, T_L) + (1 - \varepsilon_o - \tau_o) U_b(T_{amb}, T_L) \quad (2-9)$$

$$U_{o2} = \varepsilon_o U_b(T_o, T_L) + \tau_o \varepsilon_c U_b(T_c, T_L) + (1 - \varepsilon_o - \tau_o) U_b(T_{amb}, T_L) \quad (2-10)$$

いずれも、右辺第 1 項が窓材からの放射 (赤色実線の経路)、第 2 項が窓材を介した黒色塗料または銅板からの放射の窓材での透過 (黒色点線の経路)、第 3 項が周囲環境放射の窓材での反射 (青色破線の経路) である。 $\varepsilon_o$ ,  $\tau_o$  はそれぞれ窓材の放射率、透過率であり、この場合、窓材の反射率は  $1 - \varepsilon_o - \tau_o$  で表される。また、 $\varepsilon_b$ ,  $\varepsilon_c$  はそれぞれ黒色塗料、銅板面の放射率である。また、 $U_b(T, T_L)$  は温度  $T$  の黒体測定時の IR カメラの出力 (輝度値) であり、 $T_L$  は IR カメラの光学系温度である (「2.1.2 温度校正」参照)。 $T_o$  は窓材の温度であり、 $T_b$ ,  $T_c$  は黒色塗料面および銅板の温度である。黒色塗料は薄く (厚さ 0.02 mm 程度)、熱抵抗が非常に小さいため、ここでは  $T_b = T_c$  とみなした。また、 $T_{amb}$  は周囲環境温度 (Fig. 2-11 の対向板 (ambient wall) の温度) である。なお、前述のように、測定面と銅板の温度は同じにならない ( $T_w \neq T_c$ ) ため、測定面に隣接するように設置した銅ブロックの温度を測定面の温度  $T_w$  とみなした。

窓材の透過率は、Eq. (2-9), Eq. (2-10) より次式で表すことができる。

$$\tau_o = \frac{U_{o1} - U_{o2}}{(\varepsilon_b - \varepsilon_c) U_b(T_b, T_L)} \quad (2-11)$$

黒色塗料面と銅板面の放射率  $\varepsilon_b$ ,  $\varepsilon_c$  は、窓材を設置しない測定を事前に行い、次式から評価した。

$$U_1 = \varepsilon_b U_b(T_b, T_L) + (1 - \varepsilon_b) U_b(T_{amb}, T_L) \quad (2-12)$$

$$U_2 = \varepsilon_c U_b(T_c, T_L) + (1 - \varepsilon_c) U_b(T_{\text{amb}}, T_L) \quad (2-13)$$

また, Eq. (2-11)から求めた窓材の透過率を Eq. (2-9)または Eq. (2-10)に代入することで, 窓材の放射率 (= 吸収率)  $\varepsilon_o$  と反射率  $1 - \varepsilon_o - \tau_o$  を評価することができる. 窓材をフッ化カルシウムまたはサファイアとした時の結果 (赤外線検知波長帯 3~5  $\mu\text{m}$  の場合) を Table 2-3 (左側) に示す. フッ化カルシウムでは計 4 枚, サファイアでは計 4 枚の評価を行っており, Table 2-3 にはその最小値と最大値の範囲を示している. 赤外線放射率 (= 吸収率)  $\varepsilon_o$  はサファイアの場合は 0.1 程度であった. また, フッ化カルシウムの場合は 0.005 程度以下であり, 赤外線をほとんど吸収しないことを確認した.

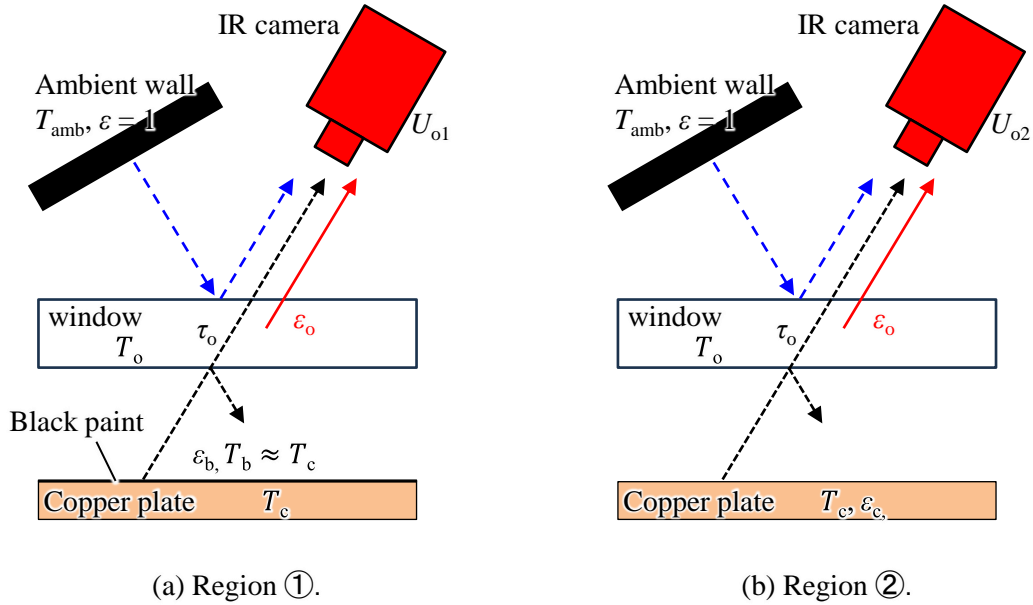


Fig. 2-11 Infrared radiation paths in the regions without ITO film.

次に, 窓材の ITO 成膜域 (Fig. 2-10 (a)の領域③および④) を IR カメラで測定した時の赤外線の経路を Fig. 2-12 に示す. この場合, IR カメラの出力 (輝度値  $U_{w1}$ ,  $U_{w2}$ ) は, 次式で表すことができる.

$$U_{w1} = \varepsilon_w U_b(T_w, T_L) + \tau_w \varepsilon_b U_b(T_b, T_L) + (1 - \varepsilon_w - \tau_w) U_b(T_{\text{amb}}, T_L) \quad (2-14)$$

$$U_{w2} = \varepsilon_w U_b(T_w, T_L) + \tau_w \varepsilon_c U_b(T_c, T_L) + (1 - \varepsilon_w - \tau_w) U_b(T_{amb}, T_L) \quad (2-15)$$

ここで、Eq. (2-14)、Eq. (2-15)のそれぞれの右辺の第 1 項は測定面からの放射による出力（赤色実線の経路）、第 2 項は測定面を介した黒色塗料または銅板からの放射による出力（黒色点線の経路）、第 3 項は測定面での反射による出力（青色破線の経路）である。  $\varepsilon_w$ ,  $\tau_w$ ,  $1 - \varepsilon_w - \tau_w$ ,  $T_w$  は、それぞれ測定面（窓材の影響を含めた実効的な値）の放射率、透過率、反射率、温度である。測定面の透過率は、Eq. (2-14)、Eq. (2-15)より次式で表すことができる。

$$\tau_w = \frac{U_{w1} - U_{w2}}{(\varepsilon_b - \varepsilon_c) U_b(T_b, T_L)} \quad (2-16)$$

窓材をフッ化カルシウムまたはサファイアとした時の結果（赤外線検知波長帯 3~5  $\mu\text{m}$  の場合）を Table 2-3（右側）に示す。フッ化カルシウムでは計 4 枚、サファイアでは計 4 枚の評価を行っており、Table 2-3 にはその最小値と最大値の範囲を示している。ITO 成膜面の透過率  $\tau_w$  は、サファイアの場合もフッ化カルシウムの場合も 0.006 程度以下であった。すなわち、ITO 膜（厚さ 700 nm）は 3~5  $\mu\text{m}$  帯の赤外線をほとんど透過しない。このとき、Eq. (2-8)の  $\varepsilon_b$ を  $\varepsilon_w$ ,  $T_b$ を  $T_w$ とすると、IR カメラの出力  $U$ を用いて ITO 膜の温度  $T_w$ を評価することが可能である。

なお、放射率  $\varepsilon_w$ はばらつきが比較的大きくなっているが、これは主に ITO 膜の成膜条件に起因して生じる。ITO 膜の成膜条件を変化させて検証した結果、スパッタ成膜時における Ar に対する O<sub>2</sub> の雰囲気濃度が低いほど放射率  $\varepsilon_w$ が高くなること、その一方で可視光の透過率が低下することを確認した。

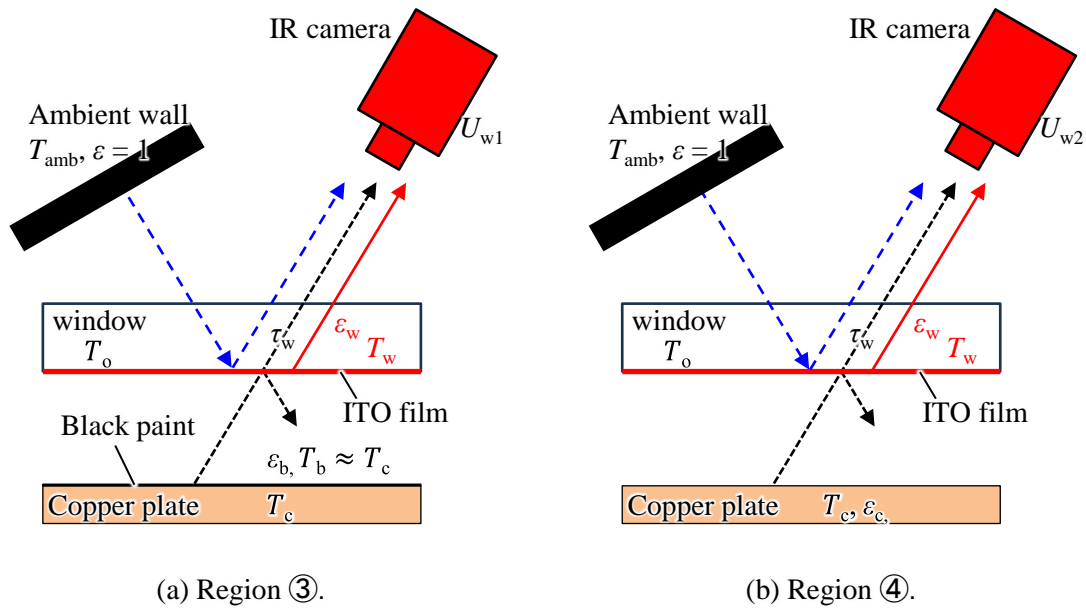


Fig. 2-12 Infrared radiation paths in the regions coated with ITO film.

Table 2-3 Optical property evaluation results of measurement surfaces

(the value range indicates the minimum to maximum values of multiple measurement surfaces).

	IR transparent window material ( $t$ 2 mm) (evaluated from the regions ① and ②)			IR transparent window material ( $t$ 2 mm) coated with ITO film (700 nm) (evaluated from the regions ③ and ④)		
	Transmissivity	Emissivity	Reflectivity	Transmissivity	Emissivity	Reflectivity
	$\tau_o$	$\epsilon_o$	$1 - \epsilon_o - \tau_o$	$\tau_w$	$\epsilon_w$	$1 - \epsilon_w - \tau_w$
Calcium fluoride (CaF <sub>2</sub> )	0.9367 ~0.9825	0.0000 ~0.0053	0.0174 ~0.0580	0.0000 ~0.0067	0.2877 ~0.4600	0.5400 ~0.7077
Sapphire	0.7998 ~0.8232	0.0831 ~0.1400	0.0591 ~0.0937	0.0046 ~0.0056	0.4237 ~0.6192	0.3752 ~0.5717

## 2.4 温度測定誤差

IR カメラによる温度測定誤差を、ANSI/ASME PTC 19.1-1985 [75]に基づいて評価した。なお、IR カメラレンズの変調伝達関数 (MTF) などによる画像ブレが局所値や瞬時値に与える影響を考慮することが現状では困難であるため、ここでは時空間平均値について誤差を評価した。また、本研究では、主に赤外線に対する透過率が非常に高く (94%以上 [50]) 赤外線をほとんど吸収しない (「2.3 測定面の光学特性評価」参照) フッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) を用いた測定を行った。そのため、ここでは窓材に  $\text{CaF}_2$  を用いた場合の評価を行った。また、温度測定誤差の最も支配的な要因は ITO の放射率  $\epsilon_w$  であり、その他の要因 (IR カメラの校正式の不確かさ、IR カメラのノイズ、周囲放射の不確かさなど) の影響ははるかに小さいため (文献 [70] の場合、 $0.1\text{ }^\circ\text{C}$  以下) ここでは放射率  $\epsilon_w$  の不確かさを基に温度測定誤差を評価した。

ITO 膜の放射率を評価したところ、ITO の放射率は測定を経る毎に徐々に低下した ( $\epsilon_w = 0.455\sim 0.465$  の偏り)。この影響を偏り誤差として評価した。また、測定面との角度の変化により、放射率はばらつきが生じた ( $\epsilon_w = 0.46 \pm 0.01$  のばらつき)。この影響をばらつき誤差として評価した。その結果、ITO 膜の温度  $T_w = 100\text{ }^\circ\text{C}$ 、周囲環境温度  $T_{\text{amb}} = 30\text{ }^\circ\text{C}$  における温度の偏り誤差は  $B_{Tw} = 0.79\text{ }^\circ\text{C}$  (温度差  $T_w - T_{\text{amb}}$  に対して 1.12%)、ばらつき誤差は  $S_{Tw} = 0.79\text{ }^\circ\text{C}$  (温度差  $T_w - T_{\text{amb}}$  に対して 1.12%) であった。95%信頼水準での誤差は、 $U_{Tw} = \sqrt{(B_{Tw})^2 + (2S_{Tw})^2} = 1.76\text{ }^\circ\text{C}$  ( $T_w - T_{\text{amb}}$  に対して 2.51%) と評価された。

## 第3章 壁面熱流束の算出方法

前章の Fig. 2-5 に示すように，薄膜と窓材で構成された測定面（薄膜）の温度を赤外線（IR）カメラで計測する場合，薄膜および窓材の熱慣性により温度の応答が遅れる．また，薄膜および窓材内部の熱拡散により温度分布が鈍る．すなわち，IR カメラで計測した温度変動は時間的・空間的に減衰することになる．そのため，本研究では IR カメラで計測した温度変動を基に測定面の熱伝導解析を行い，時間的・空間的減衰の無い壁面熱流束変動を算出した．本章では，熱伝導解析を行う上で必要となる事前処理について述べた上で，壁面熱流束変動を算出するための熱伝導解析方法について述べる．また，算出した壁面熱流束の不確かさ評価を行う．

### 3.1 熱伝導解析の事前処理

IR カメラを用いて薄膜の輝度値分布  $U_w(ix, iz)$  ( $ix$ ,  $iz$  は IR カメラの画素に対応した  $x$  方向および  $z$  方向の座標) を測定すれば，薄膜の放射率  $\varepsilon_w$  および周囲環境温度  $T_{amb}$  を用いて，前章の Eq. (2-8)（以後，Eq. (2-8) の  $\varepsilon_b$  を  $\varepsilon_w$ ， $T_b$  を  $T_w$  とした場合を示す）から薄膜の温度分布  $T_w(ix, iz)$  を求めることができる．また，薄膜（ITO 膜）上にはマーカが付与されているため（Fig. 2-8 参照），これを基に，画素座標  $(ix, iz)$  から実座標  $(x, z)$  への変換が可能である．ただし，実際には薄膜（ITO）の放射率は一様ではなく，ITO 膜の厚さのムラや表面の欠陥に対応した分布が存在する．また，測定面の熱伝導解析では温度の時間微分項および空間微分項の計算が必要になるが，安定した解析を行うには，測定ノイズや放射率分布に起因した温度の不連続を抑制する処理が必要になる．そこで，本節では，熱伝導解析の事前処理として実施した薄膜の放射率分布の評価（温度分布の平滑化を含む）について述べる．

Fig. 3-1 に，薄膜と窓材で構成された測定面の沸騰熱伝達を IR カメラで測定する模式図を示す．Fig. 3-2 には，測定面と解析領域（IR カメラで測定した領域と対応）を示す．また，Fig. 3-3 (a) に，IR カメラで測定した熱画像の一例（ITO 非加熱の状態で矩形微細流路に  $T_o = 94.5^\circ\text{C}$  の水を流した時の熱画像）を示す．矩形流路の幅は  $D_h = 2.0\text{ mm}$  であり，流路壁は  $z = -1.0 \sim 1.0\text{ mm}$  の範囲である．Fig. 3-3 (a) の四角形で囲まれた位置に Fig. 2-8 に示した位置マーカがある．流路壁には ITO 膜表面の欠陥に起因した輝度値の不均一が現れていること

がわかる．

この熱画像（輝度値分布  $U_w(x,z)$ ）を次式に代入して暫定的な温度分布  $T_{w1}(x,z)$ を算出した．

$$U_w(x,z) = \varepsilon_w(z) U_b(T_{w1}(x,z), T_L) + (1 - \varepsilon_w(z)) U_b(T_{w1}(x,z), T_L) \quad (3-1)$$

$U_b(T, T_L)$ は、「2.1.2 温度校正」で示した IR カメラの校正関数 [70]である．また、 $\varepsilon_w(z)$ は測定面（ITO 膜）の放射率である．なお、放射率は幅方向に分布を有していたため、「2.3 測定面の光学特性評価」の際に、Fig. 2-10 (a)の領域⑤を用いて放射率の幅方向の分布  $\varepsilon_w(z)$ を評価した．

算出した暫定的な温度分布  $T_{w1}(x,z)$ を Fig. 3-3 (b)に示す．流れが層流であるため、本来であれば流路壁はほぼ様な温度分布を呈するはずであるが、ITO 膜の厚さのムラや表面の欠陥に起因した不自然な温度分布が現れていることがわかる．そこで、この温度分布が妥当な分布となるように、ITO 膜の放射率分布を  $z$ 方向と  $x$ 方向にそれぞれ以下の要領で平滑化した．

$z$ 方向：移動平均フィルター（23 点の中心移動平均値）を用いて平滑化した．

$x$  方向：水流から流路壁への熱損失に伴い、上流から下流に向かって水温がほぼ直線的に低下する．壁温も水温と同様に直線的に低下すると仮定して  $x$  方向分布を平滑化した．熱損失は、壁面への熱流束を $\dot{q}$ とすると、流路断面の濡れ縁長さ  $4D_h$  [m]、流路長  $\Delta L$  [m]を用いて $\dot{q}4D_h\Delta L$  [W]と表せる．また、流路長  $\Delta L$  [m]での水温低下を  $\Delta T$ 、質量流量を $\dot{m}$  [kg/s]、水の定圧比熱を  $C_p$  [J/(kg·K)]とすると、水の熱量低下（単位時間当たり）は $\dot{m}C_p\Delta T$  [W]で表せる． $\dot{q}4D_h\Delta L$  [W]と $\dot{m}C_p\Delta T$  [W]は等しいとみなせるので、次式が成り立つ．

$$\frac{\Delta T}{\Delta L} = \frac{4\dot{q}D_h}{\dot{m}C_p} \quad (3-2)$$

壁温が上式の勾配となるように、温度分布  $T_{w1}(x,z)$ を平滑化した．その際、 $T_{w1}(x,z)$ の平均値は変化しないようにした．なお、壁面への熱損失 $\dot{q}$ には、後述の「3.2 薄膜の熱伝導解析」、  
「3.3 窓材の熱伝導解析」（温度分布に  $T_{w1}(x,z)$ を使用）により求めた壁面熱流束 $\dot{q}_w$ の平均

値を用いた.

平滑化した薄膜の温度分布  $T_w(x,z)$  を Fig. 3-4 (a) に示す. また, この温度分布および Fig. 3-3(a) の輝度値分布  $U_w(x,z)$  を用いて Eq. (2-8) から算出した放射率分布  $\varepsilon_w(x,z)$  を Fig. 3-4 (b) に示す. この放射率分布は ITO 膜の厚さのムラや表面の欠陥を反映したものであり, この放射率を用いることで, IR カメラで測定した輝度値から, Fig. 3-4 (a) のような妥当な温度分布を算出することができる.

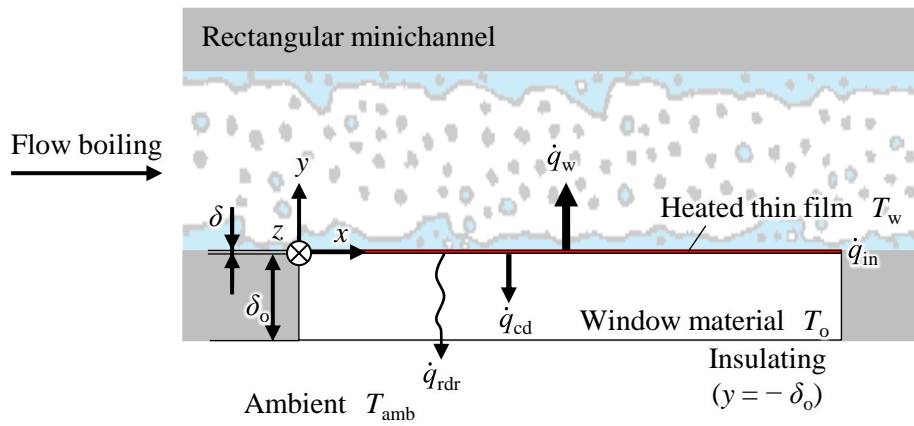


Fig. 3-1 Schematic of analysis model for heat transfer measurement.

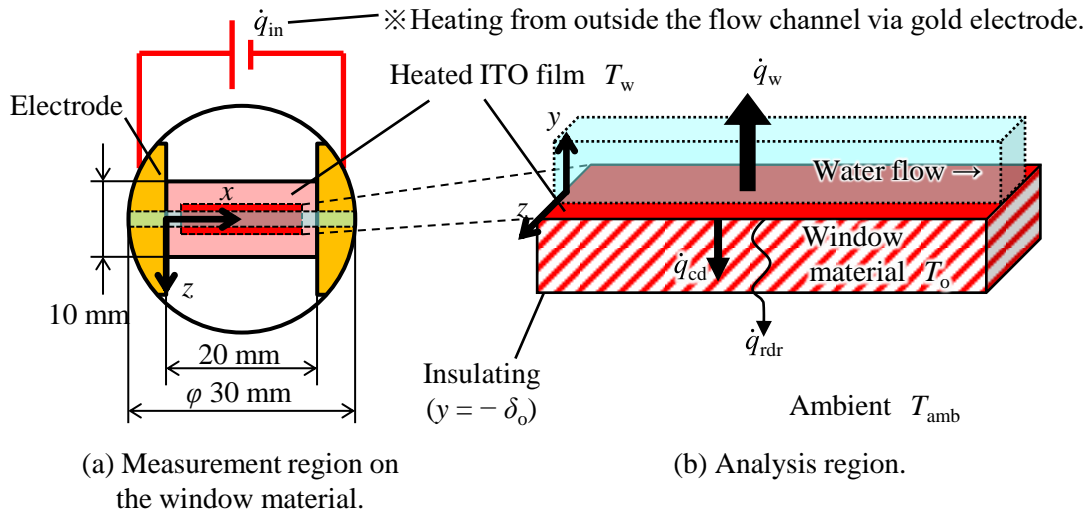


Fig. 3-2 Schematic of the measurement surface and the difference analysis region for flow boiling heat transfer measurement in a rectangular minichannel.



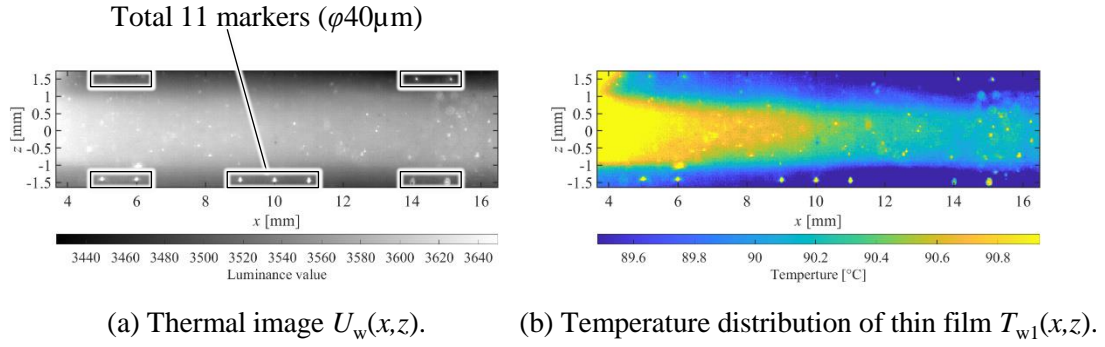


Fig. 3-3 Thermal image and temperature distribution on ITO film in steady flow ( $T_\infty = 94.5^\circ\text{C}$ , laminar flow) in a rectangular minichannel ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\text{Re} \approx 1400$ ).

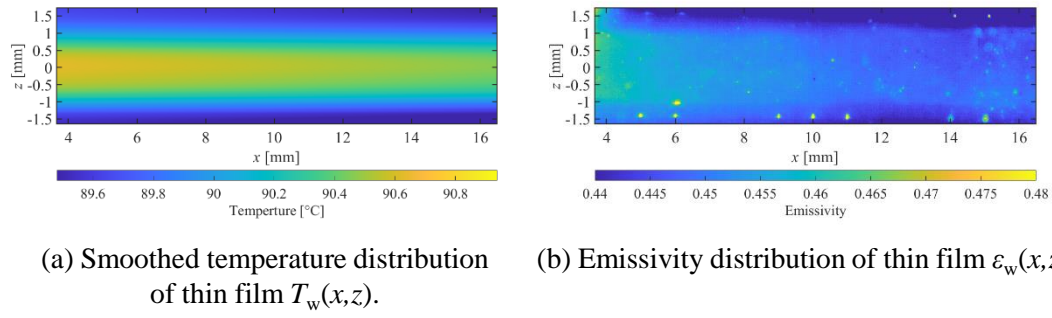


Fig. 3-4 Evaluation result of emissivity distribution of ITO film (corresponding to Fig. 3-3).

### 3.2 薄膜の熱伝導解析

Fig. 3-1 に示すように、赤外線透過窓材（比熱  $c_o$  [J/(kg·K)], 密度  $\rho_o$  [kg/m<sup>3</sup>], 厚さ  $\delta_o$  [m], 熱伝導率  $\lambda_o$  [W/(m·K)] の流体側に薄膜（比熱  $c$  [J/(kg·K)], 密度  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>], 厚さ  $\delta$  [m], 熱伝導率  $\lambda$  [W/(m·K)] が成膜されている．薄膜には導電性があり，熱流束一定の条件で通電加熱される（本研究では Fig. 3-2 に示すように，金電極を介して流路外部から通電加熱した）．水平方向に  $x$  座標，厚さ方向に  $y$  座標，奥行方向に  $z$  座標をとる．この時，薄膜（ $x$ - $z$  断面， $y=0$  mm）では，以下の熱伝導方程式が成り立つ．

$$c\rho\delta\frac{\partial T_w(x,z,t)}{\partial t} = \lambda\delta\left[\frac{\partial^2 T_w(x,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w(x,z,t)}{\partial z^2}\right] + \dot{q}(x,z,t) \quad (3-3)$$

$T_w(x,z,t)$  は IR カメラで測定した薄膜の温度変動であり，時刻  $t$  における  $(x,z)$  座標の薄膜の温度を表している．薄膜は十分薄いため（ビオ数  $Bi = h\delta/\lambda \ll 1$ ,  $h$  は壁面熱伝達率），厚さ方向に温度が一様であると見なせる．なお，「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」で使用した薄膜は，ITO 膜の上に SiO<sub>2</sub> 絶縁膜を成膜している．この場合は，薄膜の熱容量 [J/(m<sup>2</sup>·K)] は ITO 膜と SiO<sub>2</sub> 膜の和（ $c_{ITO}\rho_{ITO}\delta_{ITO} + c_{SiO_2}\rho_{SiO_2}\delta_{SiO_2}$ ）とし，薄膜の面方向の熱コンダクタンス [W/K] も双方の和（ $\lambda_{ITO}\delta_{ITO} + \lambda_{SiO_2}\delta_{SiO_2}$ ）とした．なお，ITO の物性値は文献 [76],[77],[78] を参考に，SiO<sub>2</sub> の物性値は文献 [79],[80],[81] を参考に与えた．

また， $\dot{q}(x,z,t)$  は薄膜に与えられる熱流束であり，次式で表される．

$$\dot{q}(x,z,t) = \dot{q}_{in} - \dot{q}_w(x,z,t) - \dot{q}_{cd}(x,z,t) - \dot{q}_{rd}(x,z,t) \quad (3-4)$$

$\dot{q}_{in}$  は通電加熱により薄膜に与えられる熱流束， $\dot{q}_w(x,z,t)$  は薄膜から流体への壁面熱流束， $\dot{q}_{cd}(x,z,t)$  は薄膜から窓材への伝導熱流束， $\dot{q}_{rd}(x,z,t)$  は薄膜から窓材を経て周囲環境へ至る放射熱流束である． $\dot{q}_{in}$ ， $\dot{q}_{cd}(x,z,t)$ ， $\dot{q}_{rd}(x,z,t)$  は次式で表される．

$$\dot{q}_{in} = \frac{IE}{A} \quad (3-5)$$

$$\dot{q}_{cd}(x,z,t) = -\lambda_o \left( \frac{dT_o(x,y,z,t)}{dy} \right)_{y=0} \quad (3-6)$$

$$\dot{q}_{rdr}(x,z,t) = \varepsilon_w \sigma (T_w(x,z,t)^4 - T_{amb}^4) \quad (3-7)$$

ここで、 $I$ と $E$ はそれぞれ薄膜に与える電流 [A]と電圧 [V]であり、 $A$ は薄膜の通電加熱面積、 $T_o(x,y,z,t)$ は瞬時・局所（座標 $(x,y,z)$ 、時刻  $t$ ）の窓材の温度、 $T_{amb}$ は周囲環境温度、 $\varepsilon_w$ は赤外線計測の波長帯域における測定面（窓材越しに見た薄膜）の放射率、 $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数 [ $W/(m^2 \cdot K^4)$ ]である。なお、Eq. (3-7)の放射熱流束 $\dot{q}_{rdr}$ は、窓材が赤外線を完全に透過するとして算出している。Eq. (3-6)の伝導熱流束 $\dot{q}_{cd}(x,z,t)$ を計算する方法は、「3.3 窓材の熱伝導解析」で詳しく述べる。

Eq. (3-3), Eq. (3-4)より、壁面熱流束 $\dot{q}_w(x,z,t)$ は次式で表される。

$$\begin{aligned} \dot{q}_w(x,z,t) = & \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cd}(x,z,t) - \dot{q}_{rdr}(x,z,t) \\ & - c\rho\delta \frac{\partial T_w(x,z,t)}{\partial t} + \lambda\delta \left[ \frac{\partial^2 T_w(x,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w(x,z,t)}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3-8)$$

$c\rho\delta\{\partial T_w(x,z,t)/\partial t\}$ は薄膜の熱慣性による温度の応答遅れ [ $W/m^2$ ]を意味しており、 $\lambda\delta\{\partial^2 T_w(x,z,t)/\partial x^2 + \partial^2 T_w(x,z,t)/\partial z^2\}$ は薄膜の面方向の熱拡散 [ $W/m^2$ ]を意味している。これらの微分項は、次式のように差分化し、有限差分法で解析した。

$$\begin{aligned} \dot{q}_w(x,z,t) = & \dot{q}_{in} - \dot{q}_{cd}(x,z,t) - \dot{q}_{rdr}(x,z,t) \\ & - c\rho\delta \frac{\Delta T_w(x,z,t)}{\Delta t} + \lambda\delta \left[ \frac{\Delta^2 T_w(x,z,t)}{\Delta x^2} + \frac{\Delta^2 T_w(x,z,t)}{\Delta z^2} \right] \end{aligned} \quad (3-9)$$

ここで、時間微分項  $\Delta T_w(x,z,t)/\Delta t$  [ $K/s$ ]の計算には 2 次精度の中心差分を適用した。時間間隔  $\Delta t$  [s]は IR カメラのフレーム間隔（例えば、4000 fps で測定した場合は  $\Delta t = 1/4000 \text{ s} = 0.25 \text{ ms}$ ）とした。また、空間微分項  $\Delta^2 T_w(x,z,t)/\Delta x^2$  [ $K/m^2$ ]と  $\Delta^2 T_w(x,z,t)/\Delta z^2$  [ $K/m^2$ ]の計算には 2 次精度の中心差分を適用した。水平方向の空間間隔  $\Delta x$  [m]および奥行方向の空間間隔  $\Delta z$  [m]は IR カメラのピクセル間隔（例えば、0.025 mm/pixel で測定した場合は  $\Delta x = \Delta z = 0.025 \text{ mm}$ ）とした。伝導熱流束 $\dot{q}_{cd}(x,z,t)$ については、「3.3 窓材の熱伝導解析」で算出した結果を用いた。その上で、Eq. (3-9)を有限差分法で解いて壁面熱流束 $\dot{q}_w(x,z,t)$ を求めた。

### 3.3 窓材の熱伝導解析

Eq. (3-6)に示すように，薄膜から窓材への伝導熱流束 $\dot{q}_{cd}(x,z,t)$ は，窓材の薄膜面 ( $y = 0$  mm) における瞬時・局所の温度勾配  $dT_o(x,y,z,t)/dy$  [K/m]から求めることができる．そこで，まず，次式に示す窓材内部の三次元非定常熱伝導方程式を解いて，窓材内の瞬時・局所の温度  $T_o(x,y,z,t)$ を算出した．

$$c_o\rho_o \frac{\partial T_o(x,y,z,t)}{\partial t} = \lambda_o \left[ \frac{\partial^2 T_o(x,y,z,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_o(x,y,z,t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_o(x,y,z,t)}{\partial z^2} \right] \quad (3-10)$$

上式の微分項は，次式のように差分化し，有限差分法で解析した．

$$c_o\rho_o \frac{\Delta T_o(x,y,z,t)}{\Delta t} = \lambda_o \left[ \frac{\Delta^2 T_o(x,y,z,t)}{\Delta x^2} + \frac{\Delta^2 T_o(x,y,z,t)}{\Delta y^2} + \frac{\Delta^2 T_o(x,y,z,t)}{\Delta z^2} \right] \quad (3-11)$$

ここで，窓材 (CaF<sub>2</sub>とサファイア) の熱伝導率  $\lambda_o$  [W/(m·K)]と比熱  $c_o$  [J/(kg·K)]は温度  $T_o$ によって変化するため， $\lambda_o$  [W/(m·K)]と  $c_o$  [J/(kg·K)]は温度  $T_o$ の変数として扱った．CaF<sub>2</sub>の熱伝導率は文献 [82],[83]を参考に，比熱は文献 [84]を参考に与えた (Fig. 3-5 参照)．また，サファイアの熱伝導率は，Hidde ら [85]の式から算出し，比熱は文献 [86]を参考に与えた (Fig. 3-6 参照)．なお，密度  $\rho_o$  [kg/m<sup>3</sup>] (CaF<sub>2</sub>は文献 [82]，サファイアは文献 [87]) は一定値とした．各物性値は「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」の Table 4-2 に記載している．

Eq. (3-11)の時間微分項  $\Delta T_o(x,y,z,t)/\Delta t$  [K/s]の計算には 2 次精度の中心差分を適用し，空間微分項  $\Delta^2 T_o(x,y,z,t)/\Delta x^2$  [K/m<sup>2</sup>]， $\Delta^2 T_o(x,y,z,t)/\Delta y^2$  [K/m<sup>2</sup>]， $\Delta^2 T_o(x,y,z,t)/\Delta z^2$  [K/m<sup>2</sup>]の計算には 2 次精度の中心差分を適用した．なお，境界部分の計算が必要な場合は 2 次精度の前進差分または後退差分を適用した．時間間隔  $\Delta t$  [s]は IR カメラのフレーム間隔とし，水平方向の空間間隔  $\Delta x$  [m]および奥行方向の空間間隔  $\Delta z$  [m]は IR カメラのピクセル間隔とした．なお， $x$ 方向と  $z$ 方向の解析には，両方向を交互に陰的に扱う ADI 法 [88]を用いた．

厚さ方向の空間間隔  $\Delta y$  [m]については，温度勾配  $dT_o(x,y,z,t)/dy$  [K/m]を正確に求めるためには十分小さい値にする必要がある．ここでは IR カメラ 4 フレームの周期 ( $= 4\Delta t$  [s]) に

おける熱拡散長  $\mu_0$  ( $=\sqrt{\alpha_0 4\Delta t/\pi}$  [m],  $\alpha_0$  は窓材の熱拡散率 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]) を求め、薄膜に隣接した第 1 層の厚さが  $\Delta y \approx \mu_0$  となるように  $\Delta y$  [m] の値を決定した (例えば, フッ化カルシウム窓材を用いて 4000 fps で測定した場合, 第 1 層では  $\Delta y = 0.029$  mm となる). こうすることで, 周期  $4\Delta t$  [s] (周波数  $1/(4\Delta t)$  [Hz]) までの伝導熱流束  $\dot{q}_{\text{cd}}(x, z, t)$  を時間的に減衰させずに求めることができる. なお, 熱拡散長  $\mu_0$  を IR カメラ 4 フレームの周期から評価したのは, それよりも周期を小さくすると, IR カメラレンズの変調伝達関数 (MTF) や測定ノイズの影響が大きくなるためである.

$\Delta y$  [m] は等間隔でも良いが, 不等間隔にして裏面に向かって徐々に大きくすることで計算時間を削減することができる. 例えば, 「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」では, Fig. 3-7 に示すように, 窓材厚さ方向の一次元定常熱伝導の解析解 [89] (図の赤色の曲線) を基に第 2 層以降の  $\Delta y$  [m] を決定した. Fig. 3-7 の横軸は窓材の厚さ方向  $y$  であり, 縦軸が無次元温度 (薄膜側の温度 1, 裏面温度 0) である. 薄膜側の第 1 層の厚さを  $\Delta y \approx \mu_0$  [m] とし, 第 2 層以降は, 各層の温度低下 (水平方向の細線で表示) が第 1 層と等しくなるように各層の厚さ (縦方向の細線で表示) を決定した. なお,  $\Delta y$  [m] を全て第 1 層と同じ間隔とした解析と比較したところ, 瞬時・局所の伝導熱流束  $\dot{q}_{\text{cd}}$  の差異は最大でも 1% 以下であった.

Eq. (3-11) の熱伝導解析を行う際, 窓材内部温度の初期条件  $T_0(x, y, z, 0)$  は, IR カメラで測定した 1 フレーム目の薄膜の温度分布  $T_w(x, z, 0)$  を境界条件とした定常解析により求めた. また, 1 フレーム目以降は, 窓材の薄膜側 ( $y = 0$  mm) に薄膜の温度分布  $T_w(x, z, t)$  を与えた. 裏面 ( $y = -\delta_0$  [m]) には断熱境界条件を与えた. 実際には自然対流の影響でわずかな熱移動が発生するが, 下面の熱伝達率  $h_r$  を  $0 \sim 5$   $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  の範囲で変化させても伝導熱流束  $\dot{q}_{\text{cd}}$  の変化が小さい (1% 以下) ことを確認している. 側面の境界条件については, 「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」では側面の温度勾配を線形に補間する境界条件とした. 「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」では, 流路の上流側と下流側の端には断熱境界条件を与えた. また, 流路側面側の端には, 窓材厚さ方向の一次元定常熱伝導の解析解 [89] を参考にした温度分布を与えた. なお, 「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」における流路側面側の境界条件については, 幅方向の領域を変化させた解析を行うことで妥当性を検証した. Fig. 3-8 に, 幅方向を 6.29 mm (221 画素) とした場合と 3.14 mm (111 画素) とした場合の解析結果 (窓材裏面の温度分

布) の比較を示す. その結果, 流路底面 ( $y = -\delta_0$  [m],  $z = -1 \sim 1$  mm) の領域において, 温度分布がほとんど変化しないことを確認した.

「3.1 熱伝導解析の事前処理」から「3.3 窓材の熱伝導解析」で示した熱流束 $\dot{q}_w(x,z,t)$ の算出手順を, Fig. 3-9 にフローチャートで示す. いずれの処理も, Matlab で作成したプログラムにより実行した.

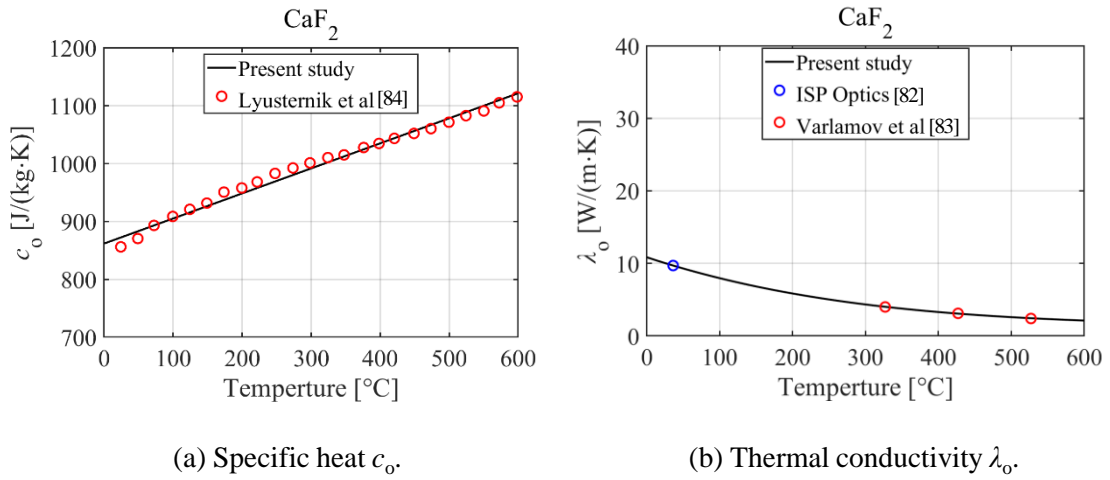


Fig. 3-5 Temperature dependent thermophysical properties of  $\text{CaF}_2$ .

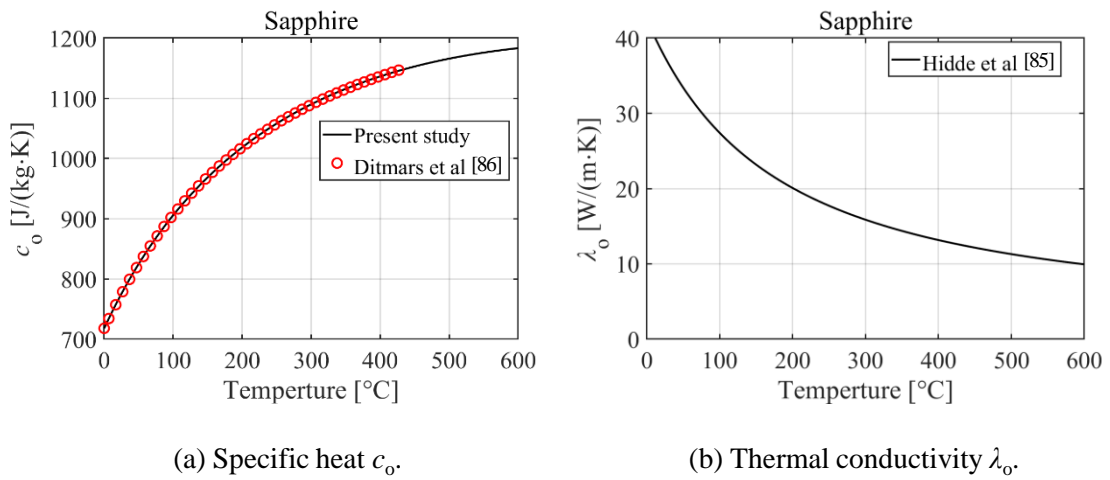


Fig. 3-6 Temperature-dependent thermophysical properties of sapphire.

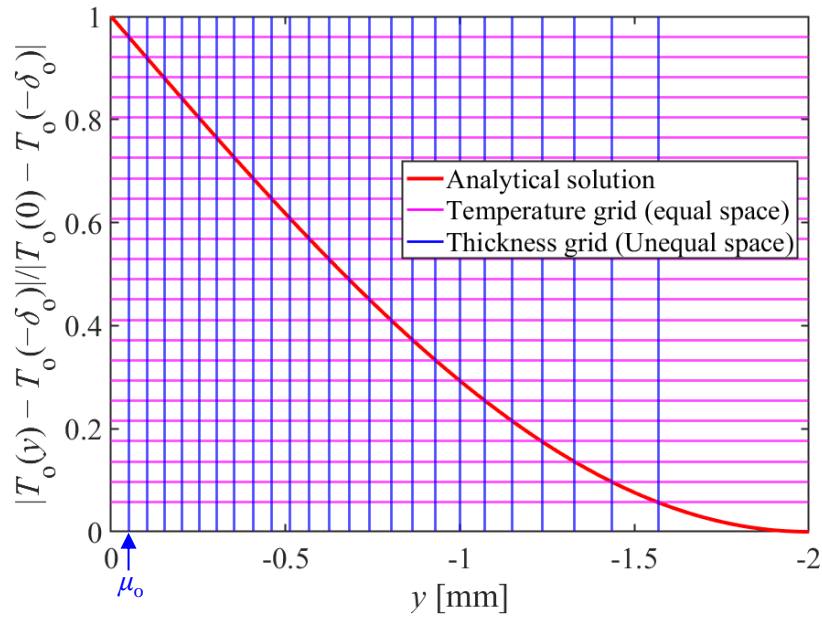


Fig. 3-7 Grid space in the thickness direction used in the heat conduction analysis in Chapter 5.

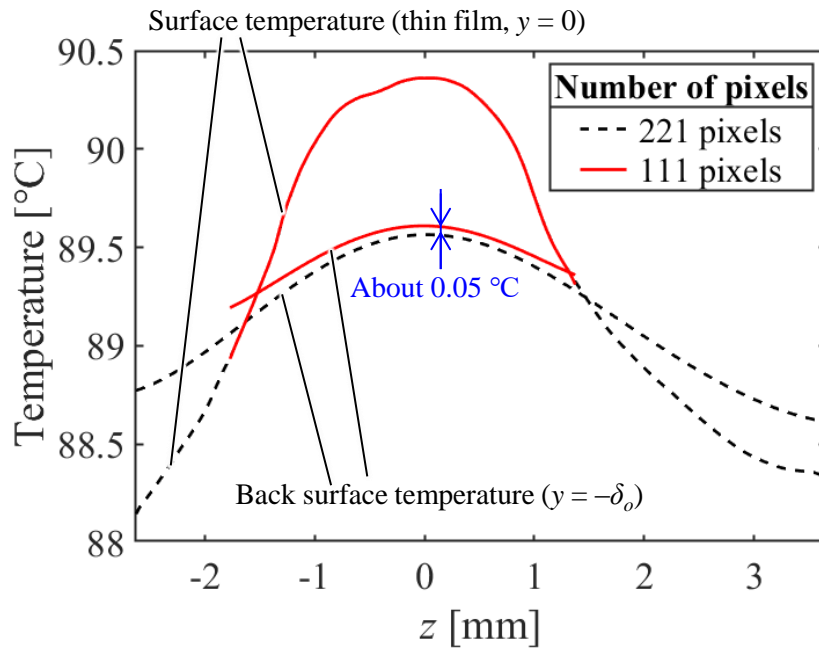


Fig. 3-8 Effect of width direction area in steady heat conduction analysis within window material:

Comparison of averaged temperature distribution in flow direction on the back surface

when the width direction area is 6.29 mm (221 pixels) and 3.14 mm (111 pixels)

( $T_{\infty} = 89.9^{\circ}\text{C}$ , laminar flow,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\text{Re} \approx 1400$ ).

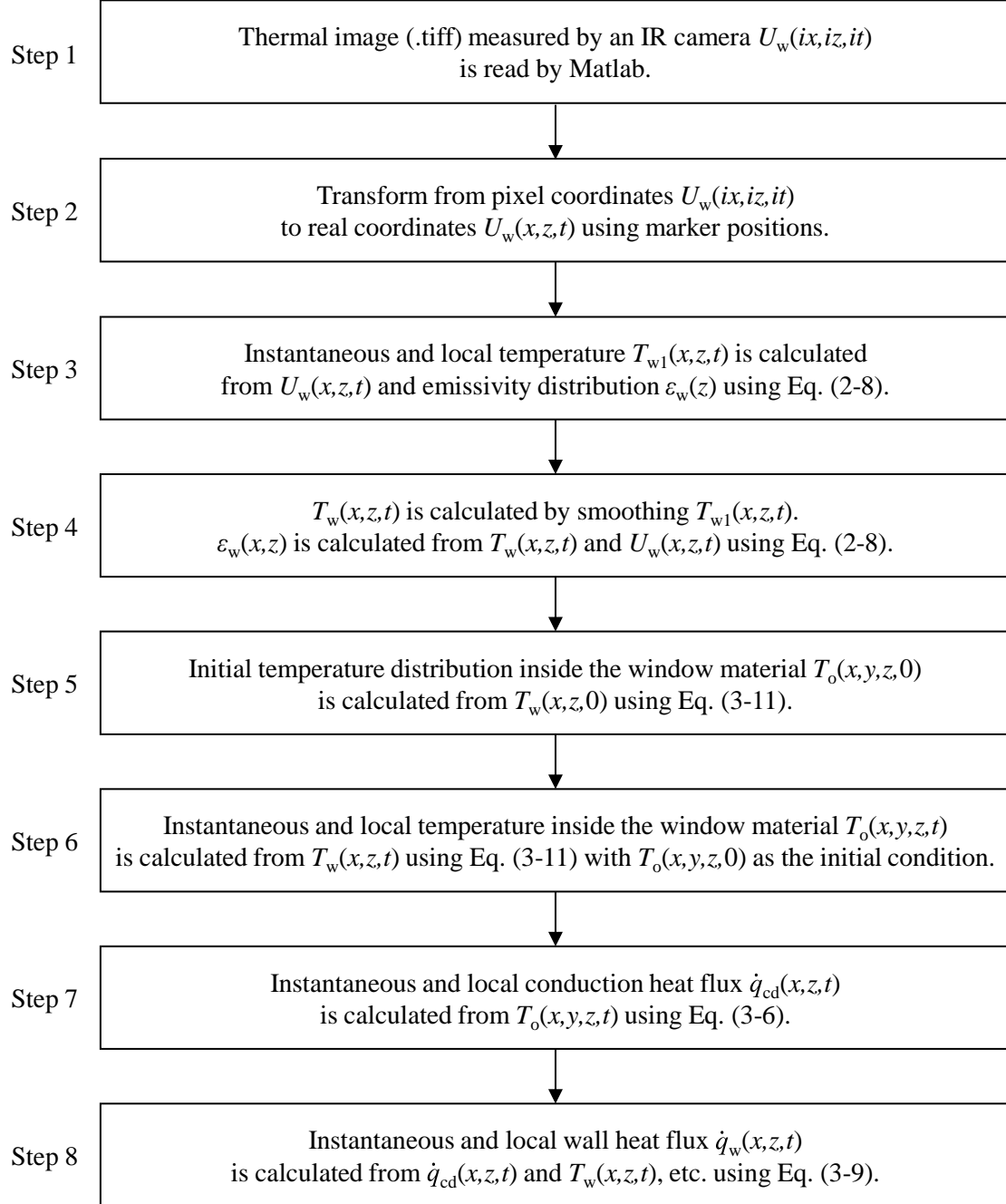


Fig. 3-9 Flowchart for calculating instantaneous and local wall heat flux  $\dot{q}_w(x, y, t)$  from measurement data by infrared camera.



### 3.4 壁面熱流束の不確かさ評価

Eq. (3-9)を用いて評価した熱流束 $\dot{q}_w$ の不確かさを、ANSI/ASME PTC 19.1-1985 [75]に基づいて評価した。不確かさの要因として、通電加熱熱流束 ( $\dot{q}_m$ )、窓材への伝導熱流束 ( $\dot{q}_{cd}$ )、測定表面から周囲環境への放射熱流束 ( $\dot{q}_{rd}$ ) を考慮した。ここでは時間および面で平均した熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の不確かさを評価した。なお、時空間平均するとゼロになる薄膜の熱拡散と熱慣性の影響は考慮していない。

不確かさ評価は、「第5章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」で実施した実験における (a) 液単相流 (ITO 非加熱) の条件 (水温  $T_\infty = 94.5^\circ\text{C}$ ,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\text{Re} \approx 1400$ ), (b) 低熱流束の条件 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.023$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ), (c) 高熱流束の条件 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.024$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) で行った。

伝導熱流束 ( $\dot{q}_{cd}$ ) の誤差の主な要因は、窓材の熱伝導率の不確かさ ( $\text{CaF}_2$ ,  $\lambda_0 \pm 10\%$ ) である。ここでは、IR カメラで測定した温度  $T_w$  の誤差、窓材の裏面の境界条件による誤差、窓材の側面の境界条件による誤差も考慮した。

- (a) 液単相流 (ITO 非加熱) の条件の評価結果を Table 3-1 に示す。時空間平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の偏り誤差とばらつき誤差はそれぞれ $B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 9.23\%$ ,  $S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 0.42\%$ と評価された。95%信頼水準での全誤差は、 $U_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = \sqrt{(B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2 + (S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2} = 9.27\%$ と評価された。
- (b) 低熱流束の条件の評価結果を Table 3-2 に示す。時空間平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の偏り誤差とばらつき誤差はそれぞれ $B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 5.85\%$ ,  $S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 0.16\%$ と評価された。95%信頼水準での全誤差は、 $U_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = \sqrt{(B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2 + (S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2} = 5.85\%$ と評価された。
- (c) 高熱流束の条件の評価結果を Table 3-3 に示す。時空間平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の偏り誤差とばらつき誤差はそれぞれ $B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 6.49\%$ ,  $S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = 0.13\%$ と評価された。95%信頼水準での全誤差は、 $U_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle = \sqrt{(B_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2 + (S_{\dot{q}_w}/\langle \dot{q}_w \rangle)^2} = 6.49\%$ と評価された。

(a)の ITO 非加熱の条件では、壁面熱流束 (熱損失) が $\langle \dot{q}_w \rangle = -5.54 \text{ kW}/\text{m}^2$ と小さいため、不確かさが大きくなっている。また、低熱流束の条件 ( $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) より高熱流束の条件 ( $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) の方が通電加熱熱流束 ( $\dot{q}_m$ ) に対して伝導熱流束 ( $\dot{q}_{cd}$ ) の占める割合が大きくなっているため、高熱流束の条件 ( $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) の方が誤差がやや

大きくなっている.

Table 3-1 Sources and results of uncertainty for the wall heat flux

at  $T_\infty = 94.5^\circ\text{C}$ ,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\text{Re} \approx 1400$ ,  $\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle = -5.54 \text{ kW}/\text{m}^2$  (ITO unheated).

Sources of uncertainty		Bias error $B/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$	Random error $S/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$
$\dot{q}_{\text{in}}$	Dimensional error in the etching process of ITO film (length $20 \pm 0.01 \text{ mm}$ , width $10 \pm 0.01 \text{ mm}$ )	—	—
$\dot{q}_{\text{cd}}$	Measured temperature $T_w$	0.33%	0.17%
	Thermal conductivity of window material ( $\lambda_o \pm 10\%$ )	9.05%	—
	Boundary condition at the bottom of window material (heat transfer coefficient of 0 or $5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	1.75%	—
	Boundary condition at the side of the analysis domain (difference between with and without pixel reduction in the width direction, see also Fig. 3-8)	0.08%	—
$\dot{q}_{\text{rdr}}$	Difference between measured temperature $T_w$ and ambient temperature	0.39%	0.39%
Total bias error $B_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$ and random error $S_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$		9.23%	0.42%
Total error at 95% confidence $U_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$		9.27%	

Table 3-2 Sources and results of uncertainty for the wall heat flux

at  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_{\text{in}} = 0.023$ ,  $\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ .

Sources of uncertainty		Bias error $B/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$	Random error $S/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$
$\dot{q}_{\text{in}}$	Dimensional error in the etching process of ITO film (length $20 \pm 0.01 \text{ mm}$ , width $10 \pm 0.01 \text{ mm}$ )	0.01%	—
$\dot{q}_{\text{cd}}$	Measured temperature $T_w$	0.24%	0.12%
	Thermal conductivity of window material ( $\lambda_o \pm 10\%$ )	5.78%	—
	Boundary condition at the bottom of window material (heat transfer coefficient of 0 or $5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	0.80%	—
	Boundary condition at the side of the analysis domain (difference between with and without pixel reduction in the width direction, see also Fig. 3-8)	0.05%	—
$\dot{q}_{\text{rdr}}$	Difference between measured temperature $T_w$ and ambient temperature	0.10%	0.10%
Total bias error $B_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$ and random error $S_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$		5.85%	0.16%
Total error at 95% confidence $U_{\dot{q}_w}/\langle \bar{\dot{q}}_w \rangle$		5.85%	

Table 3-3 Sources and results of uncertainty for the wall heat flux

at  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.024$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ .

Sources of uncertainty		Bias error $B/\langle \bar{q}_w \rangle$	Random error $S/\langle \bar{q}_w \rangle$
$\dot{q}_{in}$	Dimensional error in the etching process of ITO film (length $20 \pm 0.01 \text{ mm}$ , width $10 \pm 0.01 \text{ mm}$ )	0.01%	—
$\dot{q}_{cd}$	Measured temperature $T_w$	0.26%	0.13%
	Thermal conductivity of window material ( $\lambda_o \pm 10\%$ )	6.48%	—
	Boundary condition at the bottom of window material (heat transfer coefficient of 0 or $5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ )	0.08%	—
	Boundary condition at the side of the analysis domain (difference between with and without pixel reduction in the width direction, see also Fig. 3-8)	0.06%	—
$\dot{q}_{rd}$	Difference between measured temperature $T_w$ and ambient temperature	0.01%	0.01%
Total bias error $B_{\dot{q}_w}/\langle \bar{q}_w \rangle$ and random error $S_{\dot{q}_w}/\langle \bar{q}_w \rangle$		6.49%	0.13%
Total error at 95% confidence $U_{\dot{q}_w}/\langle \bar{q}_w \rangle$		6.49%	

## 第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の 妥当性検証

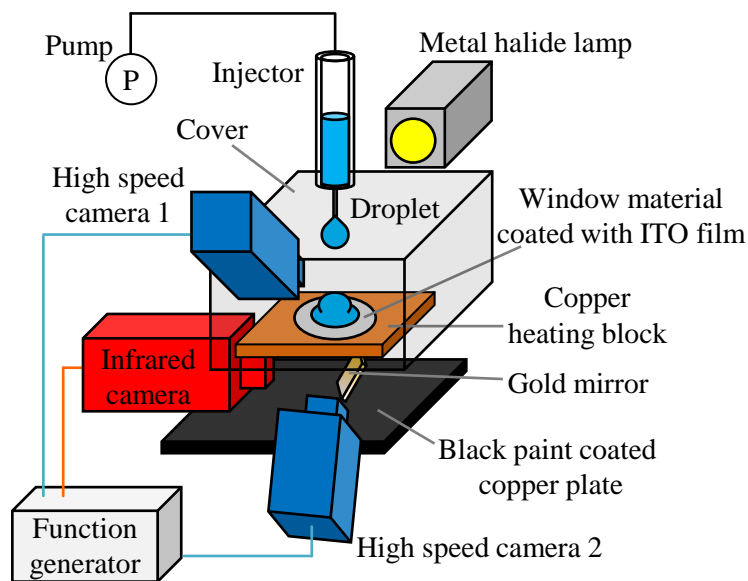
「1.2 流動沸騰熱伝達に関する従来の研究」で述べたように、窓材に薄膜を成膜した測定面は、沸騰熱伝達の時空間分解測定などに用いられている。ただし、窓材の熱慣性により温度応答に遅れが生じるとともに、窓材内では熱拡散が起るため、窓材に成膜された薄膜の温度は時間的・空間的に減衰する。その結果、熱伝達変動を十分な時空間分解能で測定できない恐れがある [56]。本研究では、「第 3 章 壁面熱流束の算出方法」で述べたように、薄膜および窓材内の熱伝導解析を行うことにより、時間的・空間的減衰の無い壁面熱流束変動を算出している。ただし、温度変動の減衰が大きくなって IR カメラで正確な温度変動を検知できなくなると、正確な熱流束変動を算出できなくなる。特に、高速かつ微細な変動ほど温度変動の減衰が著しくなるため、沸騰に伴う高速かつ複雑な温度変動を IR カメラにより検知可能か確かめておく必要がある。

ここで、液体の飽和温度以上に加熱した測定面に微量の液体を滴下する実験を行えば、測定面の破損といったリスクが少なく、簡単に液体を沸騰させることができる。また、使用した液体の量と液体が沸騰して蒸発し切るまでに必要な伝熱量との比較が容易である。そこで本章では、矩形微細流路内の沸騰熱伝達測定に先行して、液滴を高温面に滴下させる簡易な実験を行い、液滴の沸騰に伴う高速かつ複雑な熱流束変動を IR カメラにより測定可能であるか確認する。また、高速度カメラによる撮影も同時に行い、沸騰挙動に対応した動的伝熱特性の調査が可能であるか確認する。さらに、IR カメラを用いた測定により、微細流路の沸騰熱伝達を十分な時空間分解能（ $\sim 1$  ms かつ  $\sim 0.1$  mm, 「1.2.2 熱伝達の局所変動測定」参照）で測定可能か検討する。

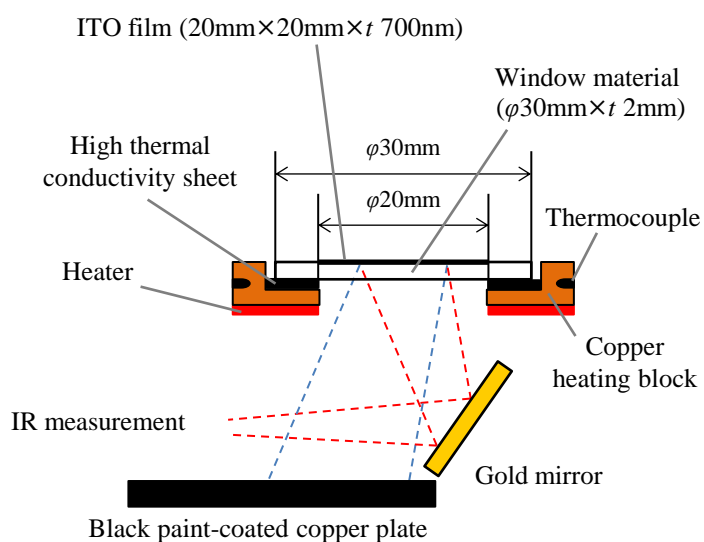
### 4.1 実験装置

実験装置の概略図を Fig. 4-1 に示す。液滴には、エタノール（大気圧での飽和温度  $T_{\text{sat}} = 78.6$  °C）を用いた。測定面の上方 4.9 mm に先端が平らな注射針（32G, 外径 0.25 mm, 内

径 0.1 mm) を設置し、液滴をゆっくり滴下した。注射針への送液は、スムーズフローポンプ (QI-100-VE-P-S, TACMINA) で行った。なお、本滴下装置において 500 滴の液滴を採取し、その質量を計測することで 1 滴あたりの質量を算出した。計 4 回測定したところ、液滴 1 滴あたりの質量は 1.63~1.66 mg (体積 2.07~2.11  $\mu\text{L}$ ) であった。



(a) Schematic of experimental setup.



(b) Schematic of heat transfer measurement system.

Fig. 4-1 Schematic of the experimental setup for measuring the heat transfer of a boiling droplet.

測定面を Fig. 4-2 に示す．本章の実験では赤外線透過窓材（ $\text{CaF}_2$  またはサファイア）の片面に ITO 膜（ $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times t\text{ 700 nm}$ ，表面抵抗率  $8\text{ }\Omega/\text{sq}$  程度）を成膜した測定面を用いた．ITO 膜の両端には金電極（ $t\text{ 200 nm}$ ，表面抵抗率  $0.12\text{ }\Omega/\text{sq}$  程度）を成膜した．この測定面を，ITO 膜が上面になるように銅製の加熱ブロックに設置した（Fig. 4-1 (b)）．測定面と加熱ブロックの接触熱抵抗を低減するため，測定面と加熱ブロックの接触面には高性能熱伝導シート（株式会社新和産業，公称熱伝導率  $50\text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，厚さ  $0.2\text{ mm}$ ）を設置した．加熱ブロック（Fig. 4-3）は，銅板（ $50\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times t\text{ 4 mm}$ ）の中心に観測孔（ $\phi\text{ 20 mm}$ ）と測定面を固定する溝（ $\phi\text{ 32 mm}$ ，深さ  $2\text{ mm}$ ）を設けた構造になっている．銅板の裏面にはニクロム線が接着されており，ニクロム線を通電加熱することにより銅板を加熱した．本実験では，測定面中心部が定常状態において  $T_{w0} \approx 108.6, 118.6, 138.6\text{ }^\circ\text{C}$ （ $\Delta T_{\text{sat}0} = T_{w0} - T_{\text{sat}} \approx 30, 40, 60\text{ }^\circ\text{C}$ ）となるように加熱した（本章では，ITO 膜の通電加熱を行っていない）．

液滴が測定面上に落下した際の沸騰挙動は，Fig. 4-1 (a) に示すように，2 台の高速度カメラ（MotionScope M3, IDT,  $328 \times 328\text{ pixels}$ （測定面の中央  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  の領域）， $3000\text{ fps}$ ， $0.03\text{ mm/pixel}$ ，露光時間  $0.17\text{ ms}$ ，諸元は Table 2-2 参照）を用いて撮影した（撮影方法の詳細は「2.2.1 赤外線カメラと高速度カメラの同時計測」参照）．高速度カメラ 1 では約  $30^\circ$  の俯角から，高速度カメラ 2 では加熱ブロックの観測孔を通して約  $80^\circ$  の仰角から撮影した．同時に，Fig. 4-1 (b) に示すように，ITO 膜の温度変動を，窓材越しに観測孔と金ミラーを介して IR カメラ（SC4000, FLIR,  $80 \times 76\text{ pixels}$ （測定面の中央  $16\text{ mm} \times 16\text{ mm}$  の領域）， $3000\text{ fps}$ ， $0.21\text{ mm/pixel}$ ，露光時間  $0.27\text{ ms}$ ，諸元は Table 4-1 参照）で測定した．周囲環境からの放射を可能な限り均一とするため，IR カメラから見た測定面の対向部には対向板（黒色塗料を塗布した銅板，周囲環境温度  $T_{\text{amb}} \approx 26\text{ }^\circ\text{C}$ ）を設置した．高速度カメラと IR カメラは，ファンクションジェネレータで同期した（Fig. 2-7 参照）．

測定の再現性を確保するため，実験の開始前に測定面をエタノールで洗浄し，エアダスターで乾燥させた．Fig. 4-4 に， $\Delta T_{\text{sat}0} = 30\text{ }^\circ\text{C}$  の条件で複数回の実験を行った際の液滴形状の比較を示す．ここでは，液滴が測定面に接触した瞬間を  $t = 0\text{ ms}$  としている．Fig. 4-4 から，複数回の測定で液滴の接触角はほぼ同じであり，核沸騰の直前（ $t = 80\text{ ms}$ ，Fig. 4-4 (1-a), (2-a) 参照）と直後（ $t = 2000\text{ ms}$ ，Fig. 4-4 (1-b), (2-b) 参照）の接触角もほぼ同じであったため，ITO 表面の濡れ性の経時変化は小さいと考えられる．

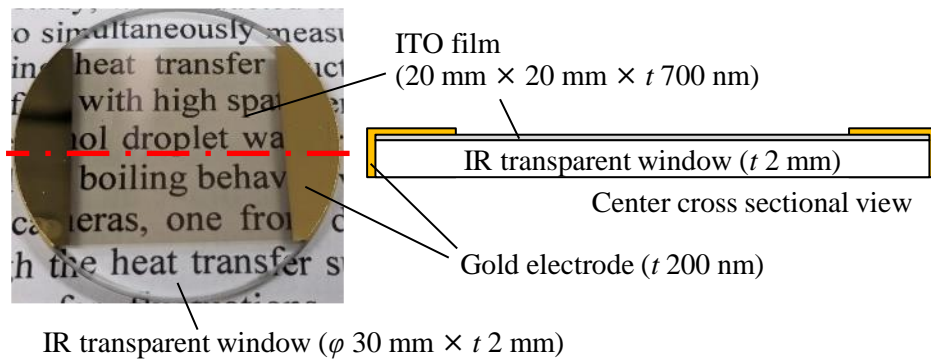


Fig. 4-2 Photograph and structure of the measurement surface for the falling droplet experiments.

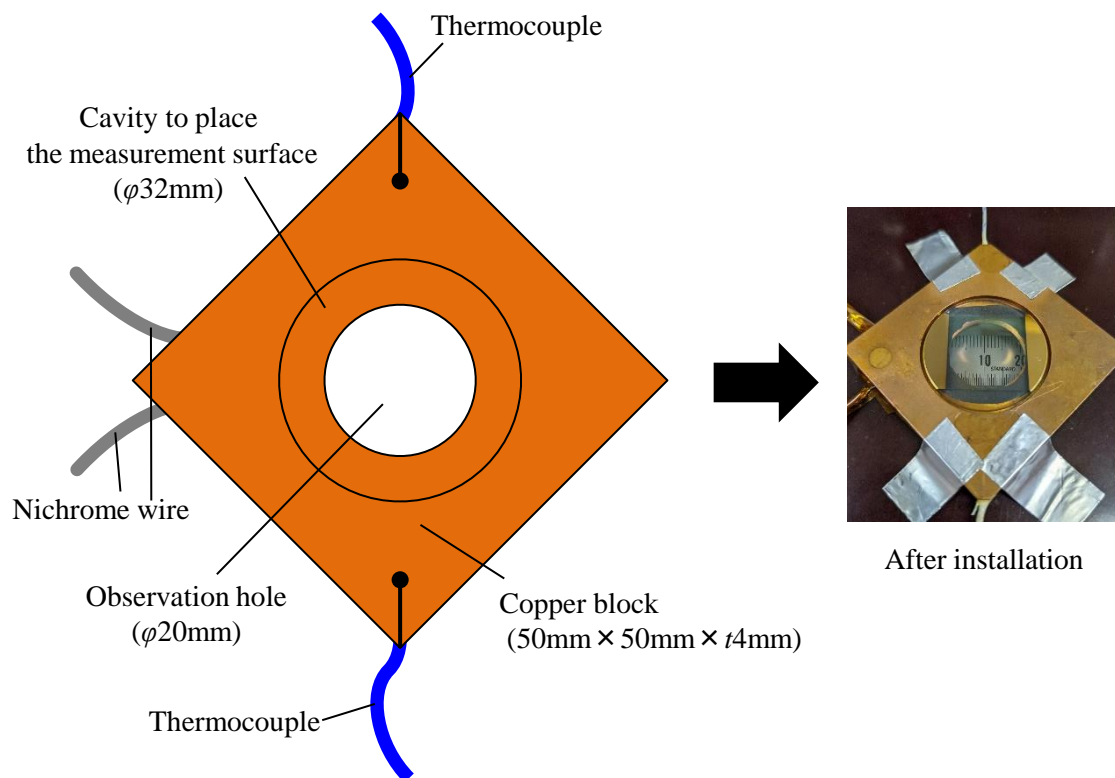


Fig. 4-3 Schematic of copper heating block.

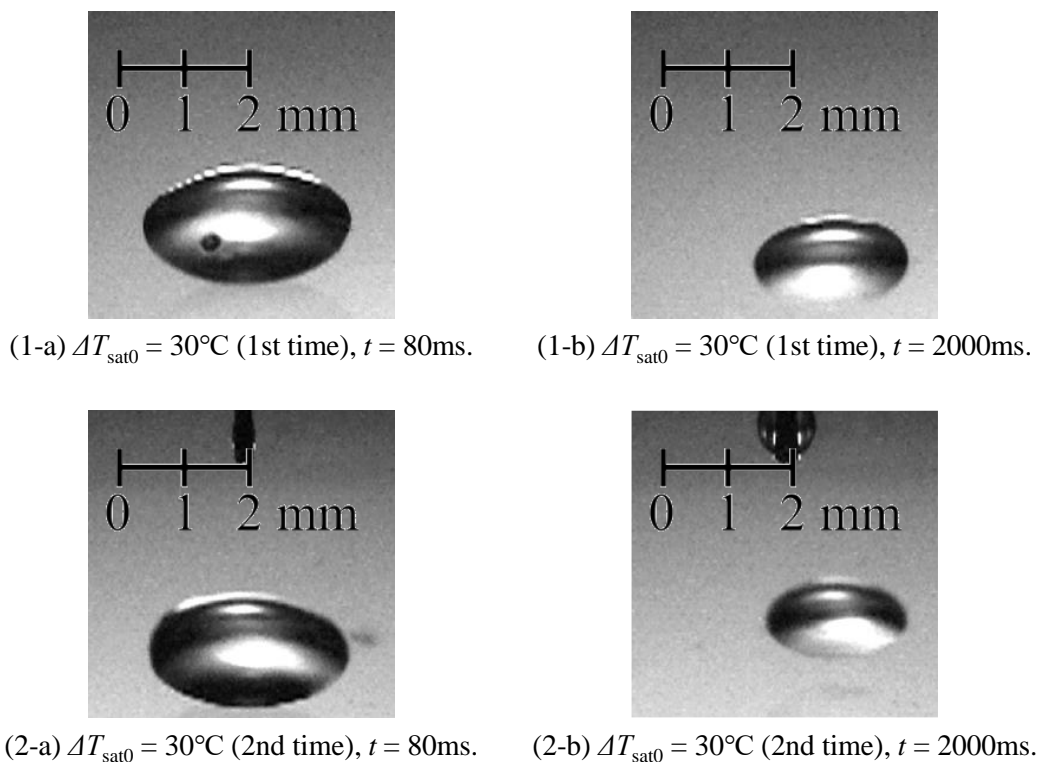


Fig. 4-4 Comparison of changes in droplet shape over time in multiple experiments.

本章の実験では、IR カメラとして FLIR 社の SC4000 を用いた。諸元を Table 4-1 に示す。赤外線検出素子は InSb であり、波長感度範囲は中赤外線波長領域 (3~5  $\mu\text{m}$ ) である。画素数はフルフレームで  $320 \times 256$  pixels であり、フルフレームの撮影速度は最大で 420 fps である。画素数を削減すると、それに応じてフレーム速度を上げることができる。本研究では撮影速度 3000 fps で計測するため、画素数を  $80 \times 76$  pixels (測定面の中央  $16 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$  の領域) に削減した。また、撮影の露光時間は 0.27 ms とし、この条件において IR カメラの校正を行った。撮影枚数は 8192 枚であり、計測時間は約 2.7 秒である。

IR カメラの校正結果を Fig. 4-5 に示す (校正方法については、「2.1.2 温度校正」参照)。黒体炉の温度  $T_b$  と IR カメラの出力  $U$  の関係 (Fig. 4-5 の赤色のプロット) から、Eq. (2-7) の未知数  $\tau_L$ ,  $\varepsilon_L$ ,  $a_3$ ,  $a_2$ ,  $a_1$ ,  $a_0$  を求めた。その結果、校正関数  $U_b(T, T_L)$  (黒体温度測定時の IR カメラの出力) は Fig. 4-5 の黒色の実線のように評価された。その際、IR カメラの光学系の透過率、放射率は、それぞれ  $\tau_L = 0.787$ ,  $\varepsilon_L = 0.053$  と評価された。



Table 4-1 Infrared camera specifications and settings in this study (SC4000, FLIR).

Specifications	Detector	Indium antimonide (InSb)
	Resolution	$320 \times 256$ pixels
	Maximum electronic shutter speed	9 $\mu$ s
	Spectral range	3~5 $\mu$ m (medium wavelength)
	Sensor cooling	Stirling cycle cooler
	Full frame rate	420 fps (at $320 \times 256$ pixels)
	NETD (sensitivity)	Less than 0.018 K
Settings in this study	Resolution	$80 \times 76$ pixels 0.2 mm/pix
	Frame rate	3000 fps
	Exposure time	0.27 ms
	Number of frames in this study	8192 images
	Focal length	160mm

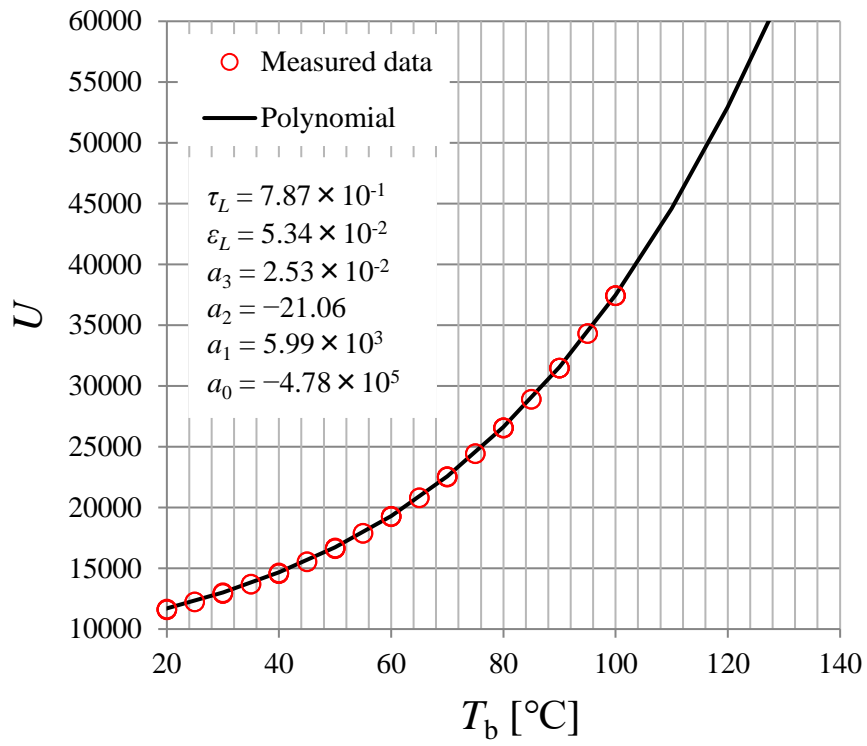


Fig. 4-5 Calibration function of infrared camera SC4000 (for exposure time of 0.27ms).

## 4.2 熱流束の妥当性検証

まず、窓材として赤外線をほとんど吸収しないフッ化カルシウム ( $\text{CaF}_2$ ) を用いて、液滴を高温の測定面に滴下した測定を行う。また、IR カメラの測定結果を用いて、「3.2 薄膜の熱伝導解析」および「3.3 窓材の熱伝導解析」により妥当な熱流束を算出可能か検証する。

### 4.2.1 滴下直後の測定例

Fig. 4-6 は、高速度カメラと IR カメラによる測定結果の一例である。上段の画像は約  $30^\circ$  の俯角から撮影した高速度カメラ 1 の映像、中段の画像は約  $80^\circ$  の仰角から撮影した高速度カメラ 2 の映像である。下段の画像は IR カメラの測定で得られた ITO 膜の温度分布である（座標系は Fig. 4-7 に対応。落下した液滴の中心を  $x = 0 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$  としている）。この場合、液滴落下前の測定面の温度は  $T_{w0} \approx 108.6^\circ\text{C}$ 、エタノールの飽和温度に対する過熱度は  $\Delta T_{\text{sat}0} = T_{w0} - T_{\text{sat}} \approx 30^\circ\text{C}$  であった。Fig. 4-6 (a) は液滴が注射針から滴下した瞬間を、Fig. 4-6 (b) は液滴が測定面に接触し始めた瞬間を示す。液滴落下前の測定面の温度はほぼ均一であるが、常温の液滴 ( $T_{\text{drop}0} \approx 26^\circ\text{C}$ ) が測定面に接触すると接触点でのみ温度が低下する。ここでは、Fig. 4-6 (b) の瞬間を  $t = 0$  とした。Fig. 4-6 (c) は液滴が円盤状に変形した瞬間 ( $t = 7 \text{ ms}$ ) である。Fig. 4-6 (c) の白いドット線は、液滴が測定面に接触した境界線を示しており、これについては後述する。落下中の液滴が球形になった瞬間の直径は、 $D = 1.58 \sim 1.59 \text{ mm}$ （液滴 1 滴あたりの体積  $2.07 \sim 2.11 \text{ }\mu\text{L}$  から算出）である。液滴が測定面に接触した瞬間の速度は  $v = 0.26 \text{ m/s}$  であった。ここで、速度  $v \text{ [m/s]}$  は高速度カメラ 1 の映像を用いて、1 フレーム当たりの移動距離から推定した。この条件下では、液滴の慣性エネルギー  $\rho_l v^2 D^3 \text{ [N}\cdot\text{m]}$  と表面エネルギー  $\sigma_l D^2 \text{ [N}\cdot\text{m]}$  の比であるウェーバー数 ( $\text{We} = \rho_l v^2 D^3 / \{\sigma_l D^2\} = \rho_l v^2 D / \sigma_l$ ,  $\rho_l$  と  $\sigma_l$  はそれぞれ液体の密度  $[\text{kg/m}^3]$  と表面張力  $[\text{N/m}]$ ) は 4 であった。なお、We 数が 80 程度以下では表面張力の影響が大きく、衝突時に液滴の分裂が起こらないことが知られている [90]。

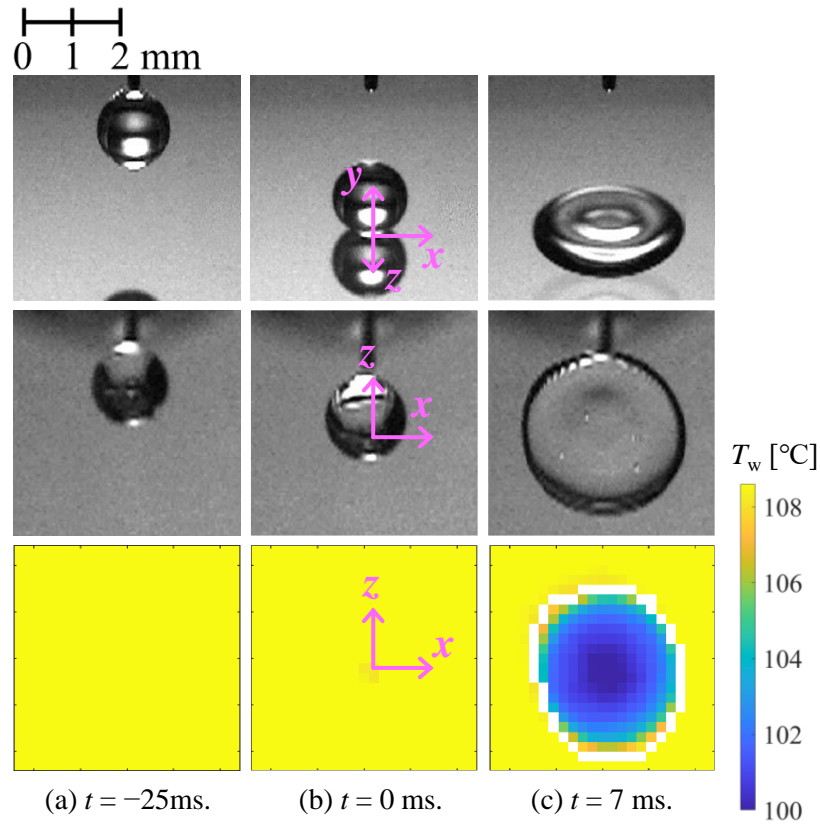


Fig. 4-6 Images of high speed camera 1 (top), high speed camera 2 (middle), and IR camera (bottom) at  $\Delta T_{\text{sat}(0)} = 30^\circ\text{C}$  using  $\text{CaF}_2$  window material.

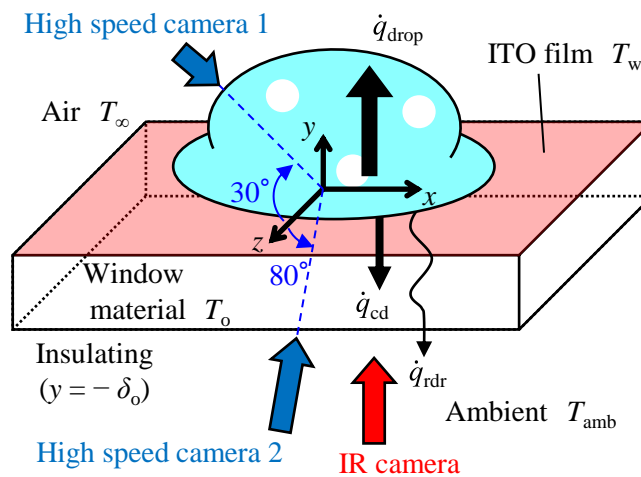


Fig. 4-7 Schematic of analysis model for boiling heat transfer measurement of a falling droplet.

## 4.2.2 液滴の接触面積と伝熱量の変化

Fig. 4-6 に示すように、液滴が落下して測定面に接触すると円盤状に変形し、接触面積が増加する。また、その後も液滴の挙動に対応して接触面積が変化する。この接触面積の変化を画像処置により評価した。Fig. 4-8 (a)に、Fig. 4-6 の測定 of  $t = 537 \text{ ms}$  における壁面熱流束分布  $\dot{q}_w(x,z,t)$  を示す。なお、この熱流束分布は、IR カメラで測定した温度分布  $T_w(x,z,t)$  を基に、「3.2 薄膜の熱伝導解析」により算出したものである。Eq. (3-9) の算出において、本章では ITO 膜の通電加熱を行っていないため  $\dot{q}_{in} = 0$  とした。測定面には  $\text{SiO}_2$  を成膜していないため、薄膜の物性値  $c [\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$ ,  $\rho [\text{kg}/\text{m}^3]$ ,  $\lambda [\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})]$  および厚さ  $\delta [\text{m}]$  には ITO の値を用いた。

液滴が接触すると熱流束が上昇するため、滴下前の熱流束の時間平均値を超えて、あるしきい値以上になった領域を液滴と接触している領域とみなした。ここでは、接触領域が高速度カメラの可視画像と比較して妥当な領域となるよう、しきい値を滴下前の熱流束の時間平均値に時間変動 RMS 値の 3 倍を加えた値に設定した。熱流束  $\dot{q}_w$  がしきい値を超えた画素を Fig. 4-8 (b) に黄色のドットで示す。この処理だけでは必ずしも連続した領域が得られなかったため、Matlab の Image Processing Toolbox の関数である「`imclose` (画像内の隙間の補間 [91],[92])」や「`imfill` (画像内の穴の塗りつぶし [93])」を用いて、Fig. 4-8 のように連続した領域を生成した。この領域を液滴の実効的な接触面積  $A_{\text{eff}}$  とした。なお、本章では領域  $A_{\text{eff}}$  における壁面熱流束 (壁面から液滴への熱流束) を今後は  $\dot{q}_{\text{drop}}$  と表記する。

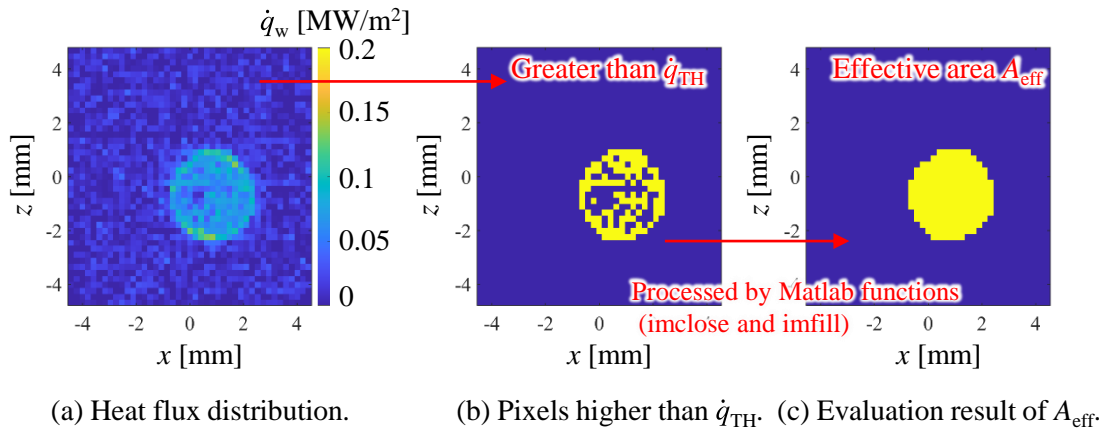


Fig. 4-8 Processing for detection of effective contact area  $A_{eff}$  at  $t = 537$  ms

( $\Delta T_{sat0} = 30$  °C using  $\text{CaF}_2$  window material).

Fig. 4-9 は、Fig. 4-8 の処理によって得られた液滴の実効的な接触面積  $A_{eff}$  [ $\text{mm}^2$ ] の時間変化を示している。Fig. 4-10 と Fig. 4-11 は、それぞれ  $A_{eff}$  の領域における面平均温度  $\langle T_w \rangle$  の時間変化と  $A_{eff}$  の領域における液滴への熱流量  $\dot{Q}_{drop}$  [W] の時間変化を示している。 $\dot{Q}_{drop}$  [W] は、液滴への熱流束  $\dot{q}_{drop}$  を  $A_{eff}$  の領域で積分して求めた。Fig. 4-11 (b) に示すように、液滴が落下した直後 ( $t \approx 0 \sim 2$  ms) は、測定面から液滴への熱移動に伴い  $\dot{Q}_{drop}$  [W] が急激に増加する。その際、慣性により液滴が円板状に変形するため、面積  $A_{eff}$  が増加する (Fig. 4-9 (b))。その後、 $A_{eff}$  は液滴の表面張力により  $t = 5 \sim 8$  ms で極大値を経て減少に転じる。また、 $t = 10 \sim 15$  ms で極小となった後に反動でわずかに増加し、それ以降振幅が減衰し、飽和温度に達するまで  $A_{eff}$  はほぼ一定となる。なお、過熱度の最も大きい  $\Delta T_{sat0} = 60$  °C の場合、面積  $A_{eff}$  の値はやや小さくなっている。これは、液体と蒸気の界面で局所的に強い蒸発が発生し、液滴の広がりや抑えられるためと考えられる [94]。Fig. 4-9 (b) の  $t \approx 8$  ms で面積  $A_{eff}$  が減少に転じると、Fig. 4-11 (b) の熱流量  $\dot{Q}_{drop}$  [W] も減少する。また、 $t \approx 17$  ms で面積  $A_{eff}$  が増加すると、熱流量  $\dot{Q}_{drop}$  [W] も増加する。これは、Herbert ら [95] による数値シミュレーションで観察された傾向と同様である。Fig. 4-9 (a) に示すように、 $\Delta T_{sat0} = 60$  °C では  $t \approx 180$  ms 以降、 $\Delta T_{sat0} = 40$  °C では  $t \approx 300$  ms 以降、 $\Delta T_{sat0} = 30$  °C では  $t \approx 450$  ms 以降で熱流量  $\dot{Q}_{drop}$  [W] の値が高く、変動が大きくなっている。高速度カメラの可視画像から、この時間以降で沸騰気泡の発生が活発になっていることが確認できた。すなわち、この時点で液滴が飽和温度に達し、核沸騰が開始したと言える。

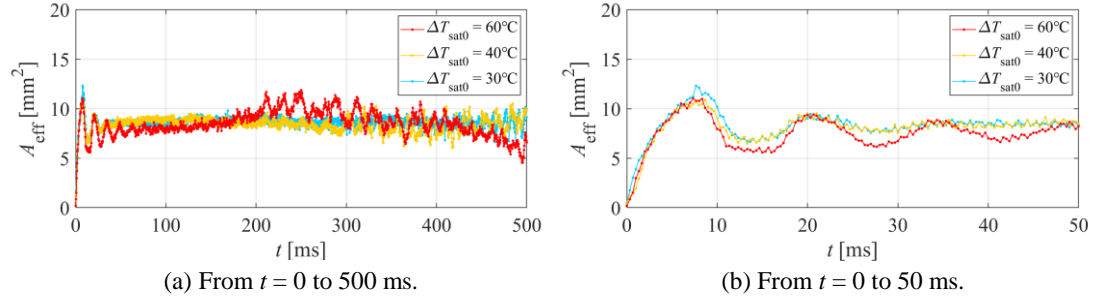


Fig. 4-9 Temporal fluctuation of  $A_{\text{eff}}$ .

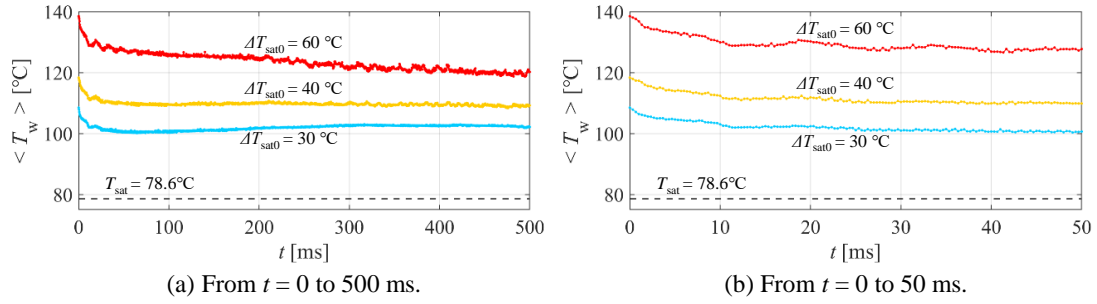


Fig. 4-10 Temporal fluctuation of  $\langle T_w \rangle$ .

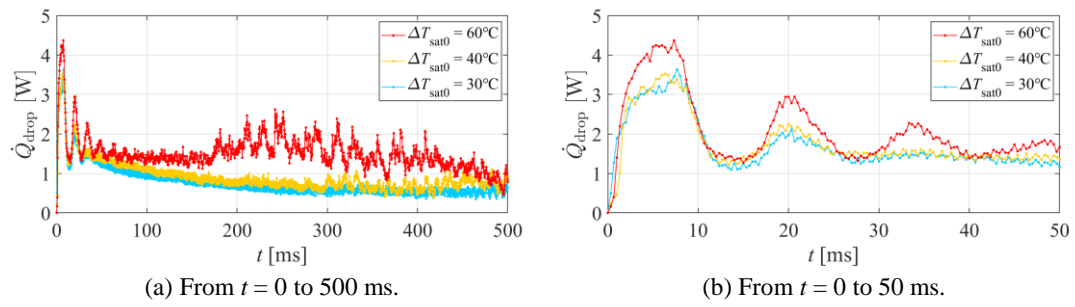


Fig. 4-11 Temporal fluctuation of  $\dot{Q}_{\text{drop}}$ .

### 4.2.3 液滴に供給される正味の熱量

本研究では、IR カメラで測定した温度分布  $T_w$  を基に「3.2 薄膜の熱伝導解析」により壁面熱流束を算出している。ここでは、算出した熱流束の妥当性を検証するため、熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  を面積  $A_{\text{eff}}$  および時間 [s] で積分した熱量（液滴に供給される正味の熱量） $Q_{\text{net}}$  [J] を求め、それを、液滴が蒸発し切るまでに必要な顕熱と潜熱の和と比較した。 $Q_{\text{net}}$  [J] は次式で算出した。

$$Q_{\text{net}}(t) = \int_0^t \int_{A_{\text{eff}}} \dot{q}_{\text{drop}}(x, z, t) dA dt - \int_0^t \int_{A_{\text{eff}}} \dot{q}_{\text{drop-cv}}(t) dA dt - \int_0^t \int_{A_{\text{eff}}} \dot{q}_{\text{drop-rd}}(t) dA dt \quad (4-1)$$

ここで、 $\dot{q}_{\text{drop-cv}}(t) (= h_n \{T_{\text{drop}}(t) - T_{\infty}\})$  は液滴から周囲空気への対流熱流束である。 $h_n$  ( $= 13 \sim 23$  W/(m<sup>2</sup>·K),  $\Delta T_{\text{sat}0}$  に依存) は自然対流熱伝達率であり、液滴落下前の平均熱流束から評価した。 $T_{\text{drop}}$  は液滴の温度である（飽和温度以下 ( $T_{\text{drop}} < T_{\text{sat}}$ ) では  $T_{\text{drop}} = T_{\text{drop}0} + Q_{\text{net}}/(m_l C_p)$ , 飽和温度に達した後は  $T_{\text{drop}} = T_{\text{sat}}$ ）。 $m_l$  と  $C_p$  はそれぞれ液滴の質量 [kg] と液体の比熱 [J/(kg·K)] である。 $\dot{q}_{\text{drop-rd}} (= \sigma \{T_{\text{drop}}^4 - T_{\infty}^4\})$  は液滴から周囲空気への放射熱流束である。ここで、液滴表面の放射率は 1 と仮定した。また、簡単のため、ここでは液滴と空気の接触面積を  $A_{\text{eff}}$  と仮定した。Eq. (4-1) の右辺第 2 項と第 3 項の和は第 1 項よりはるかに小さい（約 0.7~1.6%）ため、これらの仮定は結果にほとんど影響しない。

Fig. 4-12 は、Eq. (4-1) を用いて計算した  $Q_{\text{net}}$  [J] の経時変化を示している。液滴が飽和温度に達するまでの顕熱 ( $= m_l C_p \{T_{\text{sat}} - T_{\text{drop}0}\}$ ) は約 0.26 J であり、液滴の顕熱と潜熱の和 ( $= m_l C_p \{T_{\text{sat}} - T_{\text{drop}0}\} + m_l i_{\text{fg}}$ ) は  $1.655 \pm 0.015$  J である。ここで、 $i_{\text{fg}}$  は液体の蒸発潜熱 [J/kg] であり、 $\pm 0.015$  J は液滴の質量  $m_l$  [kg]（「4.2 熱流束の妥当性検証」で評価した液滴 1 滴当たりの質量）の評価に伴う誤差である。Fig. 4-12 から、 $t = 2000$  ms において  $Q_{\text{net}}$  [J] は  $1.655 \pm 0.015$  J に達していないことがわかる。これは、 $\Delta T_{\text{sat}0} = 60$  °C の場合を除き、 $t = 2000$  ms の時点では液滴が完全に蒸発しなかったためである。また、 $\Delta T_{\text{sat}0}$  が大きい場合（特に、 $\Delta T_{\text{sat}0} = 60$  °C の場合）、沸騰中に微細な液滴が測定範囲外に飛散する様子が確認できた。

Fig. 4-13 は、液滴の総熱量  $Q_{\text{tot}}$  [J] ( $= Q_{\text{net}} + Q_{\text{remain}} + Q_{\text{scat}}$ ) を示している。 $Q_{\text{tot}}$  [J] は、 $t = 2000$



ms での  $Q_{\text{net}}$  [J],  $t = 2000$  ms で残留した液滴の潜熱  $Q_{\text{remain}}$  [J],  $t = 2000$  ms までの飛散液滴の潜熱  $Q_{\text{scat}}$  [J]の合計から推定した.  $Q_{\text{remain}}$  [J]は, 残留した液滴の体積 [ $\text{m}^3$ ]から液滴の質量 [kg]を評価し, 概算した. 液滴の体積 [ $\text{m}^3$ ]は, 高速度カメラの画像における液滴の直径と高さ (一部が欠けた球と仮定) から推定した.  $Q_{\text{scat}}$  [J]は, 高速度カメラの画像における飛散液滴の平均直径 [m]と個数から液滴の質量 [kg]を評価し, 概算した. なお, 既報 [96]で示したように, ITO 膜を通電加熱しない場合 ( $\dot{q}_{\text{in}} = 0$  の場合) は  $Q_{\text{net}}$  [J]には約  $\pm 8.5\%$  の誤差が生じるため, これをエラーバーとして図示した. Fig. 4-13 に示すように,  $Q_{\text{tot}}$  [J]の計算値は液滴の顕熱と潜熱の和 ( $= 1.655 \pm 0.015$  J) に近い値になっている. すなわち, 測定された熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  は, 少なくとも時空間平均値については妥当であることが確認できた.

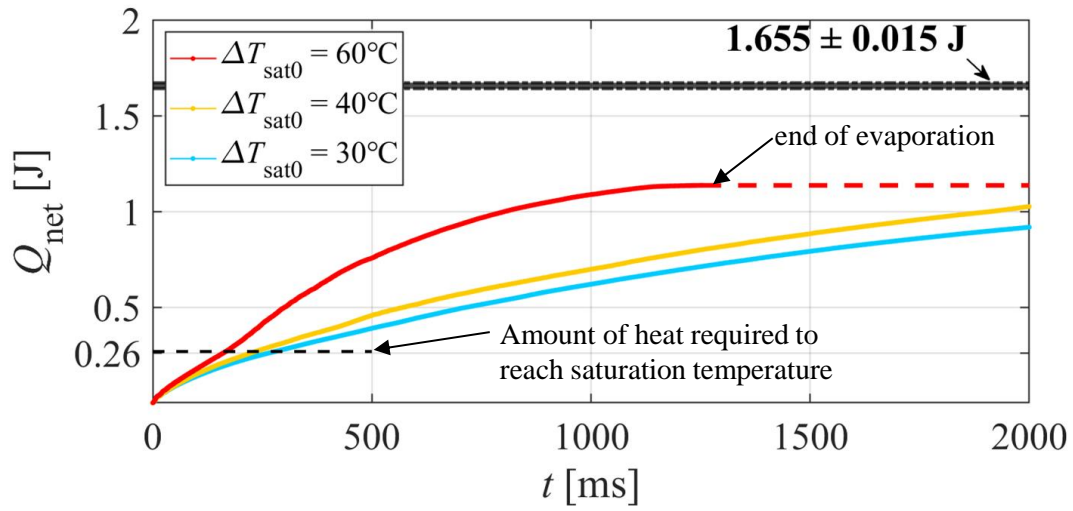


Fig. 4-12 Net amount of heat supplied to the droplet.

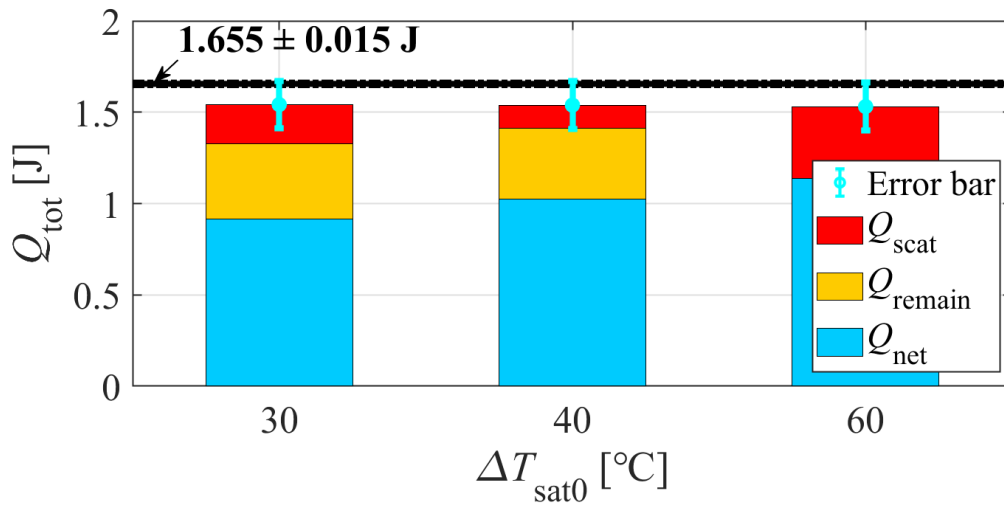


Fig. 4-13 Total amount of heat until the droplet evaporates completely.

### 4.3 沸騰挙動と熱流束変動

次に、液滴が高温面で沸騰する時のコマ送り画像を Fig. 4-14 に示す。  $\Delta T_{\text{sat}0} = 30^\circ\text{C}$  より大きくなると、液滴中に複数の気泡が同時に発生し、沸騰挙動が複雑になることで、沸騰挙動と熱伝達変動の関係がわかりにくくなるため、この条件を示した。 Fig. 4-15 に、核沸騰気泡の中心 (Fig. 4-14 (b) の  $x = z = 0 \text{ mm}$ ) における  $T_w$  と  $\dot{q}_{\text{drop}}$  の時間変動を示す。 Fig. 4-16 には、気泡中心線 (Fig. 4-14 (b) の  $z = 0 \text{ mm}$ ) における  $x$  方向の  $\dot{q}_{\text{drop}}$  の瞬時分布を示す。 Fig. 4-15 の黒の点線は、Fig. 4-14 (h) の時間に対応している。  $t = 760 \sim 763.7 \text{ ms}$  の時間帯では、  $T_w = 99.3 \sim 100.8^\circ\text{C}$  の範囲で変動しており、この時間帯の過熱度は  $\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}} \approx 21^\circ\text{C}$  である。

Fig. 4-14 (a) ( $t = 760 \text{ ms}$ ) では、気泡が存在せず、  $x = z = 0 \text{ mm}$  において熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  は低い値である (Fig. 4-15, Fig. 4-16 も参照)。 Fig. 4-14 (b) ( $t = 760.3 \text{ ms}$ ) では、液滴内の  $x = z = 0 \text{ mm}$  で気泡が形成されている。この瞬間、局所熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  は急上昇し、局所温度  $T_w$  は急速に低下している (Fig. 4-15 参照)。これは、気泡の直下に薄液膜が形成され、薄液膜から気泡内へ強い蒸発が起こるためである [46]。 Fig. 4-14 (d) ( $t = 761 \text{ ms}$ ) では、気泡の中心部で熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  が急激に低下し、温度  $T_w$  は上昇している。これは、薄液膜が気泡中心部で完全に蒸発し、ドライアウトが起こっていると考えられる。 Fig. 4-14 (e) ( $t = 762 \text{ ms}$ ) では、熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  はさらに減少し、温度  $T_w$  は上昇している。 Fig. 4-14 (f), (g) ( $t = 762.3, 762.7 \text{ ms}$ ) では、気泡が崩壊し、熱流束が急上昇している。 Fig. 4-14 (g) の中、下段の画像からは、気泡が存在した位置に液体が流入していく様子と、これに対応した位置で熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  が増加していることが確認できる。すなわち、この熱流束上昇は、ドライアウトによって温度上昇した領域がリウェットしたことによるものである。さらに、この一連の過程の時間変動 (Fig. 4-15) を確認すると、同様な熱流束の変動パターンが約  $8 \text{ ms}$  の周期で繰り返し起こっていることがわかる。以上のように、沸騰気泡の生成、成長、崩壊に伴い、高速でかつ非常に大きな熱流束変動 (本実験条件では  $\dot{q}_{\text{drop}} = 0.05 \sim 0.3 \text{ MW/m}^2$  の変動) が起こることを本測定により確認することができた。

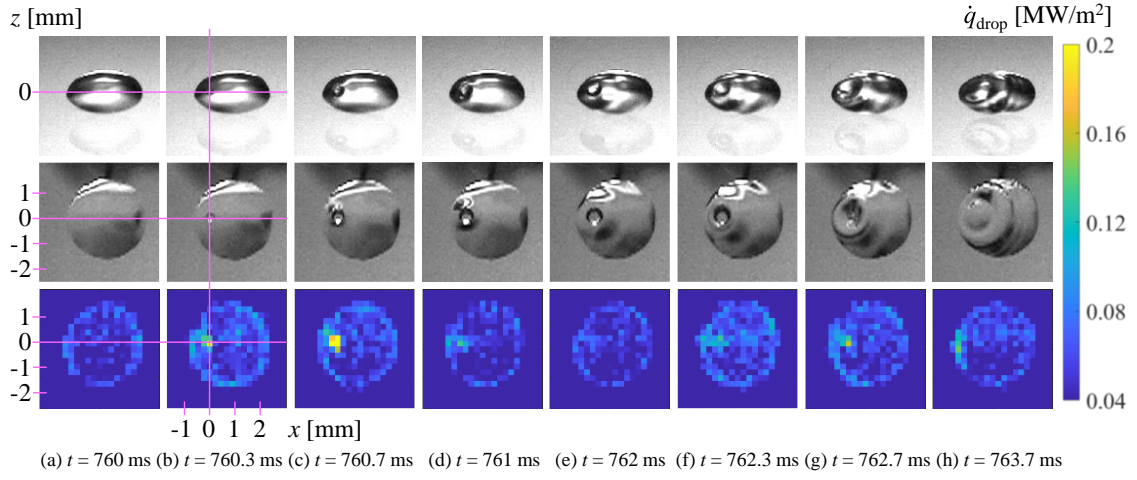


Fig. 4-14 Boiling behavior of a droplet at  $\Delta T_{\text{sat}0} = 30$  °C, from  $t = 760$  to  $763.7$  ms:

visible image of high speed camera 1 (top) and 2 (middle), and heat flux to the droplet  $\dot{q}_{\text{drop}}$  (bottom).

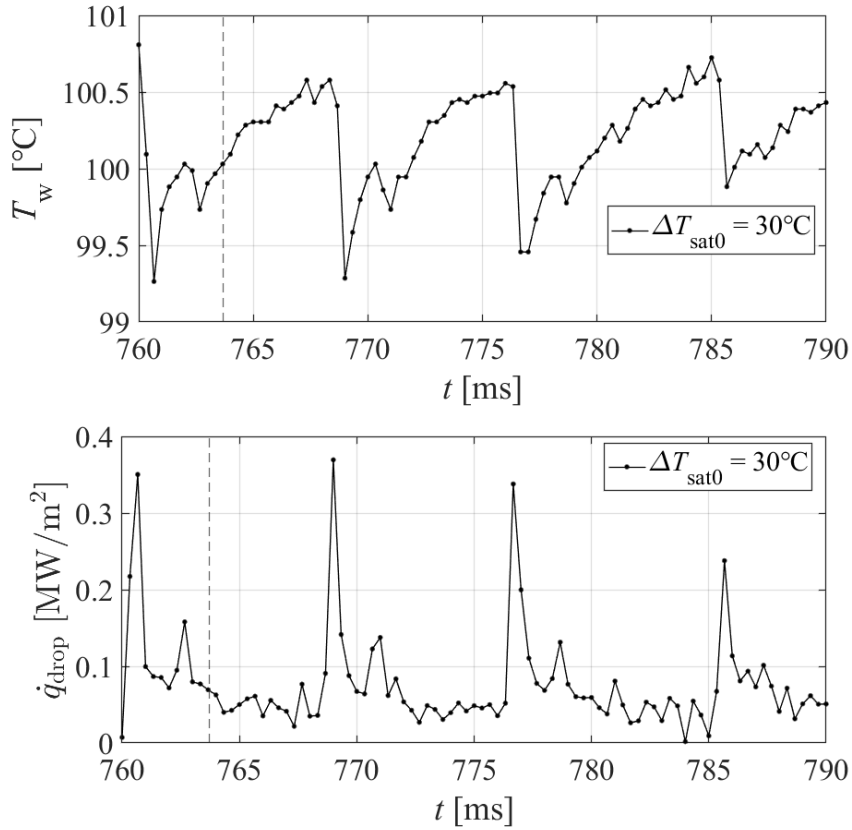


Fig. 4-15 Temporal fluctuations of local temperature  $T_w$  and local heat flux  $\dot{q}_{\text{drop}}$  at  $\Delta T_{\text{sat}0} = 30$  °C, from  $t = 760$  to  $790$  ms, at the center of the bubble ( $x = z = 0$  mm in Fig. 4-14).

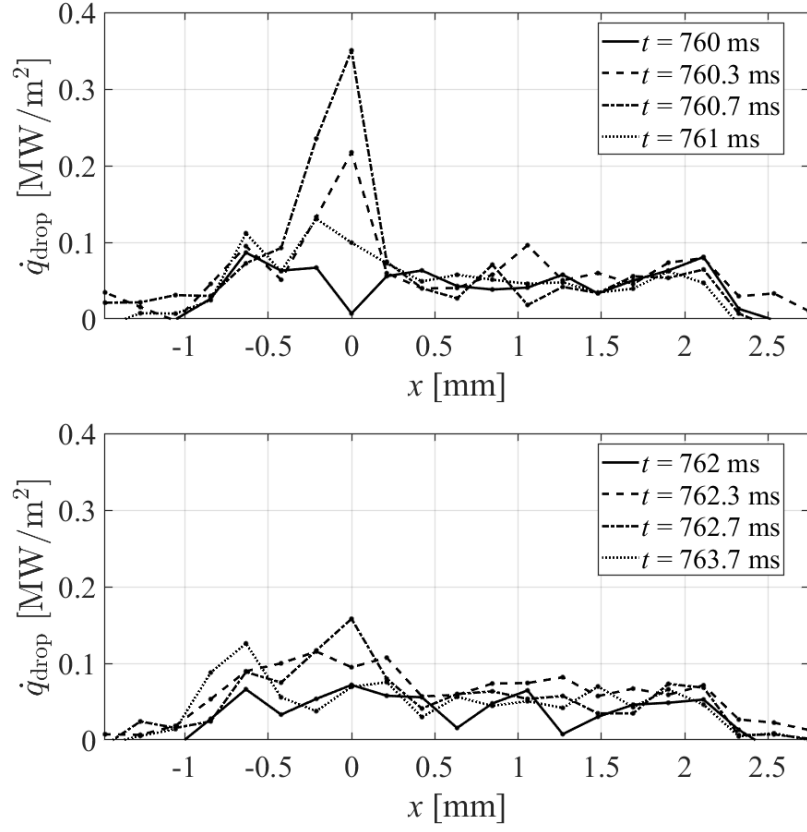


Fig. 4-16 Spatial distribution of local heat flux  $\dot{q}_{\text{drop}}$  at  $\Delta T_{\text{sat}0} = 30$  °C, from  $t = 760$  to 763.7 ms ( $z = 0$  mm in Fig. 4-14).

## 4.4 熱流束測定の時空間分解能

IR カメラによる測定で十分な時空間分解能を得るには、IR カメラ自体のフレーム速度と画素分解能を上げるだけではなく、測定面の熱慣性、熱拡散にも注意を払う必要がある。これは、測定面の熱慣性が大きくなると温度変動振幅が減衰し、さらに熱拡散が大きくなると温度分布の振幅が小さくなるため、温度変動を IR カメラの温度分解能では検知できなくなる恐れがあるからである [56]。そこで本節では、微細流路の沸騰熱伝達測定に必要と考えられる $\sim 1 \text{ ms}$  かつ $\sim 0.1 \text{ mm}$  の時空間分解能を実現するには、どのような測定面（窓材）の選択が必要であるかを検討する。

### 4.4.1 時空間分解能の予測式

測定面（窓材に成膜された薄膜）上で熱流束変動 $\Delta \dot{q}$ が発生した時、窓材の裏面を断熱と仮定すると、測定面の厚さ方向（y 方向）の 1 次元非定常熱伝導解析により、熱流束変動の周期  $p$  [s] が十分小さい時は、薄膜温度の時間変動の振幅 $(\Delta T_w)_f$  が次式で表されることを示した [56]。

$$(\Delta T_w)_f \approx \frac{\Delta \dot{q}}{2\pi c_p \rho \delta p^{-1} + \sqrt{2\pi c_o \rho_o \lambda_o} p^{-0.5}} \quad (4-2)$$

また、測定面 x-y 断面の 2 次元定常熱伝導解析により、熱流束分布の空間波長  $b$  [m] が十分小さい時は、水平方向（x 方向）の温度分布の振幅 $(\Delta T_w)_s$  が次式で表されることを示した [56]。

$$(\Delta T_w)_s \approx \frac{\Delta \dot{q}}{4\pi^2 \lambda \delta b^{-2} + 2\pi \lambda_o b^{-1}} \quad (4-3)$$

Eq. (4-2) 右辺分母の $c_p \rho \delta$ は薄膜の熱容量 [J/(m<sup>2</sup>·K)],  $\sqrt{c_o \rho_o \lambda_o}$ は窓材の熱浸透率 [J/(m<sup>2</sup>·s<sup>1/2</sup>·K)]であり、Eq. (4-3) 右辺分母の $\lambda \delta$ は薄膜の面方向の熱コンダクタンス [W/K],  $\lambda_o$ は窓材の熱伝導率 [W/(m·K)]である。すなわち、 $(\Delta T_w)_f$ と $(\Delta T_w)_s$ は、熱流束の変動振幅 $\Delta \dot{q}$ 、変動周期  $p$  [s]、

変動波長  $b$  [m]に加えて、薄膜と窓材の物性および厚さによって決まる値である。本研究で用いた薄膜と窓材の物性および厚さを Table 4-2 に示す。

赤外線計測の温度分解能  $\Delta T_R$  は、黒体測定時の IR カメラの雑音等価温度差  $\Delta T_{R0}$  と測定面の放射率  $\varepsilon_w$  を用いて、次式で表すことができる。

$$\Delta T_R = \Delta T_{R0} / \varepsilon_w \quad (4-4)$$

測定面に現れる温度振幅  $(\Delta T_w)_f$  が温度分解能  $\Delta T_R$  よりも十分に大きければ、温度変動を測定することができる。同様に、温度振幅  $(\Delta T_w)_s$  が温度分解能  $\Delta T_R$  より十分に大きければ、温度分布を測定することができる。逆に  $\Delta T_R$  が  $(\Delta T_w)_f$  と  $(\Delta T_w)_s$  よりも大きいと、温度変動や温度分布はノイズに埋もれてしまい、計測系の時空間分解能がいくら高くても検出することができない（詳細は「4.4.2 沸騰熱伝達測定の時空間分解能」で後述する）。

Fig. 4-17 に、高温の測定面にエタノール液滴を落下させた直後の局所温度  $T_w$  と局所熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  の変動を示す（座標は、Fig. 4-6 中の  $x = z = 0$  mm）。窓材の物性の影響を調べるため、Fig. 4-17 (a)には窓材に  $\text{CaF}_2$  を用いた場合、Fig. 4-17 (b)にはサファイアを用いた場合の結果を示す。温度  $T_w$  と熱流束  $\dot{q}_{\text{drop}}$  はいずれも 13 ms 程度の周期で変動しているが、これは、「4.2.2 液滴の接触面積と伝熱量の変化」で示したように、液滴が落下した直後に表面張力の影響で液滴が周期的に変形するためである。Fig. 4-17 の黒の点線（基準線）は、測定データの間中値を通るように引いてある。 $t = 17 \sim 30$  ms ( $p = 13$  ms) の 1 周期に着目すると、 $\text{CaF}_2$  の場合 (Fig. 4-17 (a)) は、温度変動振幅  $\Delta T_w$  が約 1 °C、熱流束変動振幅  $\Delta \dot{q}_{\text{drop}}$  が約 0.1 MW/m<sup>2</sup> である。サファイアの場合 (Fig. 4-17 (b)) は、 $\Delta T_w$  が約 0.5 °C、 $\Delta \dot{q}_{\text{drop}}$  が約 0.1 MW/m<sup>2</sup> である。同じ現象を測定しても、測定面の熱物性の違い (Eq. (4-2) の右辺の分母) によって  $\Delta T_w$  の値が大きく異なることがわかる。この場合、熱伝導率  $\lambda_o$  の高いサファイアでは  $\Delta T_w$  が小さくなるため、IR カメラの温度分解能（ノイズ）に対する温度変動振幅（SN 比、 $= \Delta T_w / \Delta T_R$ ）が低下する。

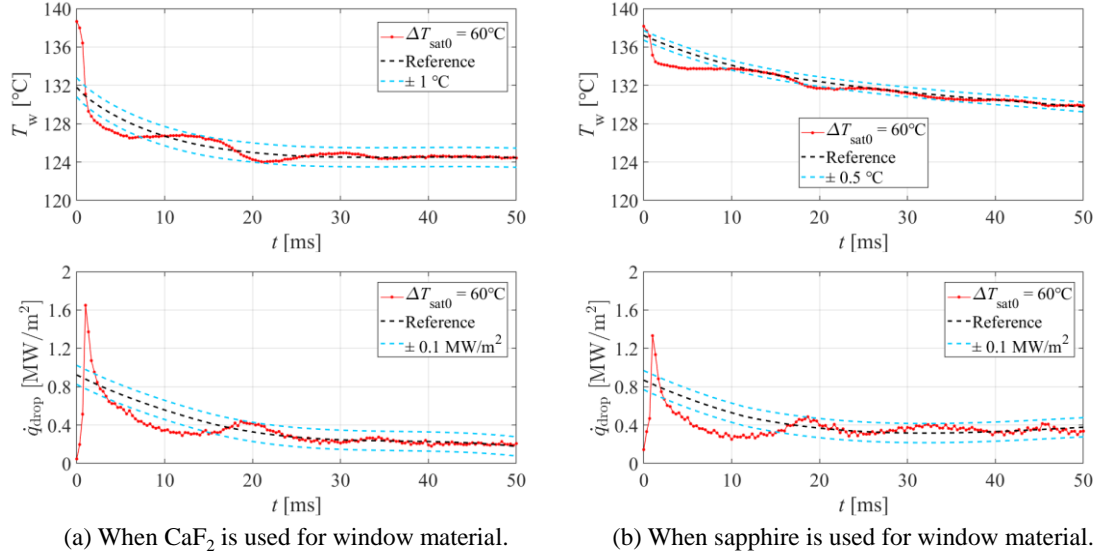


Fig. 4-17 Temporal fluctuations of local temperature  $T_w$  and local heat flux  $\dot{q}_{\text{drop}}$  at  $\Delta T_{\text{sat}0} = 60^\circ\text{C}$  from  $t = 0$  to 50 ms immediately after the droplet collides ( $x = z = 0$  mm in Fig. 4-6).

Table 4-2 Thermophysical properties of the thin film and window material.

Material		$c$ [J/(kg·K)]	$\rho$ [kg/m³]	$\lambda$ [W/(m·K)]
Thin film ( $\delta = 700$ nm)	ITO [76],[77],[78]	239	7160	4
Material		$c_o$ [J/(kg·K)]	$\rho_o$ [kg/m³]	$\lambda_o$ [W/(m·K)]
Window (at 120 °C)	Sapphire [85],[86],[87]	932.8	3970	25.5
	$\text{CaF}_2$ [82],[83],[84]	913.6	3180	7.5
	Glass [97]	707	3750	0.867 (at 25 °C)



#### 4.4.2 沸騰熱伝達測定の時空間分解能

Fig. 4-18 は, Eq. (4-2) から求めた  $\Delta\dot{q}_{\text{drop}} = 0.1 \text{ MW/m}^2$  の場合の温度振幅  $(\Delta T_w)_f$  である. 前項の測定 (Fig. 4-17) によると, 変動周期  $p = 13 \text{ ms}$  の時の温度変動振幅  $\Delta T_w$  は  $\text{CaF}_2$  の場合約  $1^\circ\text{C}$ , サファイアの場合約  $0.5^\circ\text{C}$  であったが, これらの値は Eq. (4-2) で予測される Fig. 4-18 の温度変動振幅  $(\Delta T_w)_f$  とよく一致することが確認できる. 本計測の温度分解能は, IR カメラの雑音等価温度差  $\Delta T_{R0}$  と放射率  $\varepsilon_w$  から  $\Delta T_R \approx 0.1^\circ\text{C}$  と推定できる. この時, SN 比  $(\Delta T_w/\Delta T_R)$  は  $\text{CaF}_2$  の場合は 10 程度, サファイアの場合 5 程度となる. つまり, SN 比が 5 程度であれば, Fig. 4-17 (b) と同程度のノイズを含んだ温度変動が検出される.

Fig. 4-19 は, Eq. (4-2) から算出した変動周期  $p$  [s] と熱流束変動振幅  $\Delta\dot{q}$  の関係を示している. 点線は  $\Delta T_w = \Delta T_R = 0.1^\circ\text{C}$  を満たす条件 (SN 比が 1 の場合), 実線は  $\Delta T_w = 5\Delta T_R = 0.5^\circ\text{C}$  を満たす条件 (SN 比が 5 の場合) である.  $\text{CaF}_2$ , サファイアに加えて熱伝導率の低い赤外透過ガラス [97] もプロットした (物性値は Table 4-2 参照). Fig. 4-20 は, Eq. (4-3) から算出した空間波長  $b$  [m] と熱流束変動振幅  $\Delta\dot{q}$  の関係を示している. Fig. 4-19 と Fig. 4-20 からわかるように, それぞれの窓材を用いた場合に検出できる時空間分解能の限界を予測できる. Fig. 4-19 と Fig. 4-20 によると, 窓材に  $\text{CaF}_2$  を用いた測定では  $\Delta\dot{q} = 100 \text{ kW/m}^2$  の変動を  $p = 1 \text{ ms}$ ,  $b = 0.1 \text{ mm}$  のスケールで検出可能であるが, サファイアでは困難である. また, さらに時空間分解能を向上したい場合は, 赤外線透過ガラスのような熱伝導率の低い窓材を選択するのも有効である.

なお, 壁面の熱物性値が異なると, 壁面の温度変動振幅が変化し, これが沸騰形態を変化させる恐れがあることにも注意が必要である. 実際に, 窓材としてサファイア, フッ化カルシウム, 赤外透過ガラスを使用して流動沸騰の熱流束変動を測定したところ, 窓材の熱伝導率 (熱拡散率) が低いと沸騰気泡や三相界線の形成に伴う熱流束の上昇により壁温が大きく低下し, これが熱流束の極大を抑えることが示唆された [98]. この影響も考慮し, 「第 5 章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性」では, 熱伝導率の極端に低い赤外線透過ガラスではなく, ステンレス鋼に近い熱伝導率 (熱拡散率) を有するフッ化カルシウムを窓材とした測定を行うこととする.

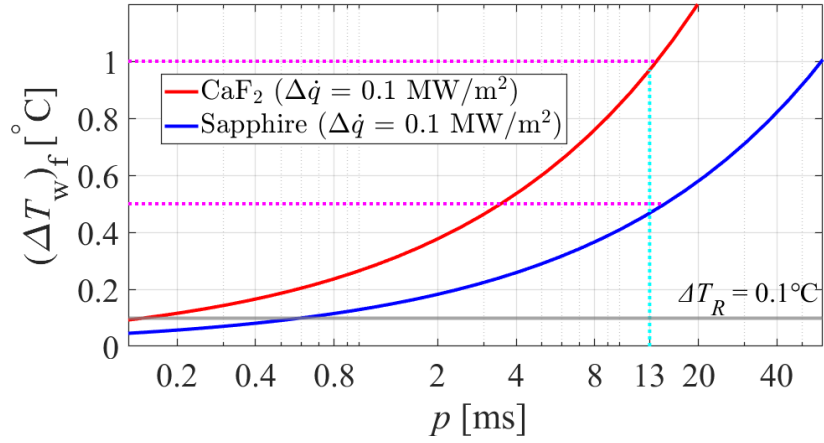


Fig. 4-18 Temperature fluctuation amplitude  $(\Delta T_w)_f$  against period  $p$  predicted by Eq. (4-2).

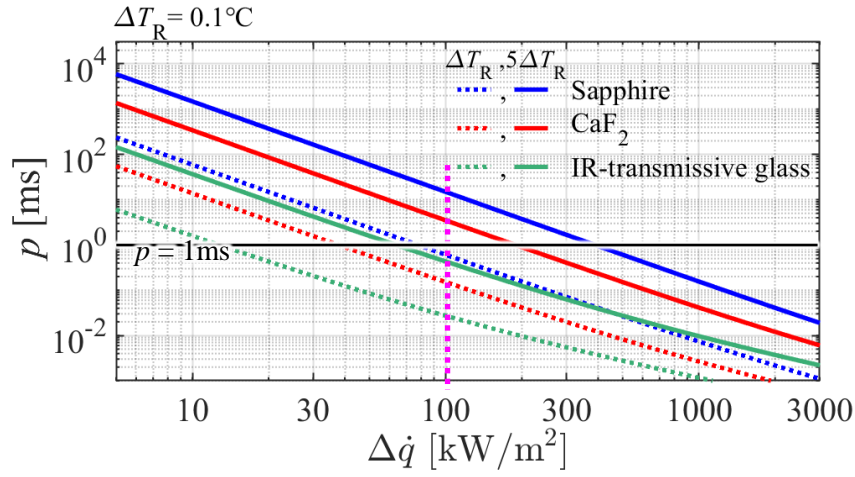


Fig. 4-19 Limit of the temporal resolution  $p$  when using each window material at  $\Delta T_R = 0.1^\circ\text{C}$ .

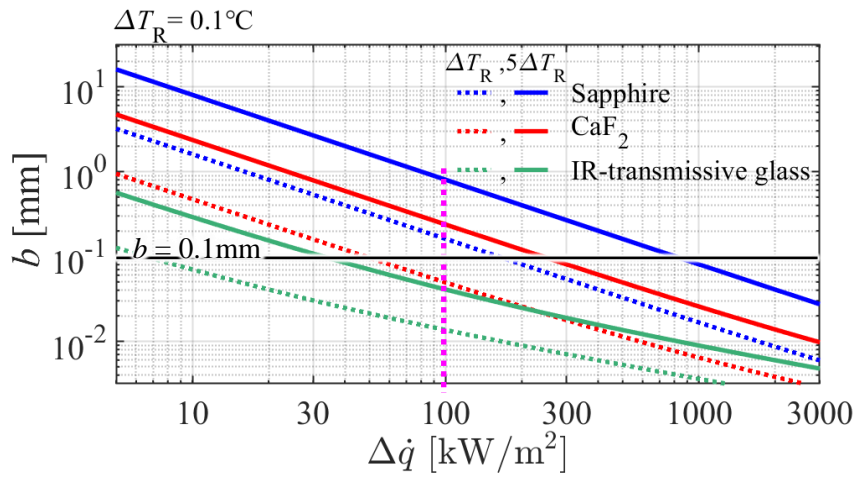


Fig. 4-20 Limit of the spatial resolution  $b$  when using each window material at  $\Delta T_R = 0.1^\circ\text{C}$ .

## 4.5 第4章のまとめ

本章では、液滴を高温面に滴下させる簡易な実験を行い、液滴の沸騰に伴う高速かつ複雑な熱流束変動を IR カメラにより測定した。同時に、高速度カメラによる撮影を行い、沸騰挙動に対応した動的伝熱特性の調査が可能であるか確認した。さらに、IR カメラを用いた測定により、微細流路の沸騰熱伝達を十分な時空間分解能（ $\sim 1\text{ ms}$  かつ  $\sim 0.1\text{ mm}$ ）で測定可能であるかを検討した。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 本測定により、落下液滴の変形挙動に応じた熱流束変動や、核沸騰気泡の生成、成長、崩壊に伴う高速（ $\sim 1\text{ kHz}$ ）かつ微細（ $0.5\text{ mm}$ ）な熱流束変動の測定が可能であることを確認した。また、核沸騰気泡の生成時に熱流束が急上昇すること、その  $1\text{ ms}$  程度後には気泡の成長とともに熱流束が急低下すること、また、気泡が崩壊した時に再び熱流束が上昇する現象を、高速度カメラの映像と対応して捉えることができた。
- (2) 液滴への熱流束を面積および時間で積分して得られた液滴に供給される正味の熱量は、液滴が蒸発し切るまでに必要な顕熱と潜熱の和とほぼ等しかった。すなわち、IR カメラで測定した温度分布を基に算出した熱流束は、少なくとも時空間平均値については妥当であることを確認した。
- (3) 測定面の熱慣性、熱拡散を考慮した測定の時空間分解能について、実測結果および熱伝導の解析解を基に検討した。その結果、窓材に成膜された薄膜上の温度変動振幅は、既報 [56] の解析解で予測可能であることを確かめた。また、窓材にフッ化カルシウムを用いると、微細流路の沸騰熱伝達（熱流束変動振幅  $100\text{ kW/m}^2$  程度）を十分な時空間分解能（ $\sim 1\text{ ms}$  かつ  $\sim 0.1\text{ mm}$ ）で測定可能であることが示された。そのため、第 5 章では、ステンレス鋼に近い熱伝導率（熱拡散率）を有し、赤外線をほとんど吸収しないフッ化カルシウムを用いた測定を行う。

## 第5章 矩形微細流路の沸騰熱伝達測定と動的伝熱特性

### 5.1 緒言

矩形微細流路は扁平多孔管熱交換器として実用化されており、伝熱特性を明らかにするための研究がされてきた [99],[100],[101]. 扁平多孔管熱交換器内の流路径は 1 mm 程度 [25] であり、Kandlikar-Grande [102]の定義ではミニチャネル（流路径 200  $\mu\text{m}$  から 3mm 程度）に該当する. 流路径 3mm 以上の流路では慣性力や重力が支配的な流動様式となり、マイクロチャネル（流路径 200  $\mu\text{m}$  以下）では表面張力が支配的な流動様式となる. 一方で、ミニチャネルでは質量流束、クオリティ、熱流束などの流動条件によって、慣性力、重力、表面張力のそれぞれが影響を及ぼし合うため、流動様式が複雑になり、それに応じて動的伝熱特性も複雑になる. そのため、特にミニチャネルに該当する矩形微細流路においては、各流動様式に応じた動的伝熱特性を明らかにすることが流動沸騰熱伝達の現象の理解につながるるとともに、汎用的な伝熱相関式を作成する上でも有用であると言える. 本章では、水平設置された辺長 2 mm の単一の矩形微細流路を用い、流体に水を用いた実験を行う. 水力直径 2 mm の水の流動沸騰は、浮力と表面張力の比であるボンド数 [67] Bond ( $=\sqrt{4\rho g D_h^2/\sigma}$ ) またはコンファインメント数 [67] Conf ( $=\sqrt{\sigma/4\rho g D_h^2}$ ) に基づくと、R-32 や R-134a 等の冷媒の場合の水力直径 1 mm 程度以下に相当する. よって、一般的な扁平多孔管の水力直径と同等である [25].

本章で取り扱う実験条件の範囲を Fig. 5-1 に示す. 本実験と類似の条件（0.86 mm  $\times$  2 mm 矩形流路、水、垂直上昇流）で行われた Sobierska ら [103]の実験における流動様式の境界を黒色の実線で示している. 本実験ではスラグ流から環状流にかけての流動様相を得るため、質量流束  $G$  を 100, 200 kg/(m<sup>2</sup>·s)の 2 パターンとし、Fig. 5-1 中の横軸のクオリティ  $x_m$  を変化させた. また、各条件において壁面熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  を 10~220 kW/m<sup>2</sup> の範囲で変化させ、熱流束の変化による流動様相の変化や気液界面の挙動に対応した動的伝熱特性の変化も調査した.

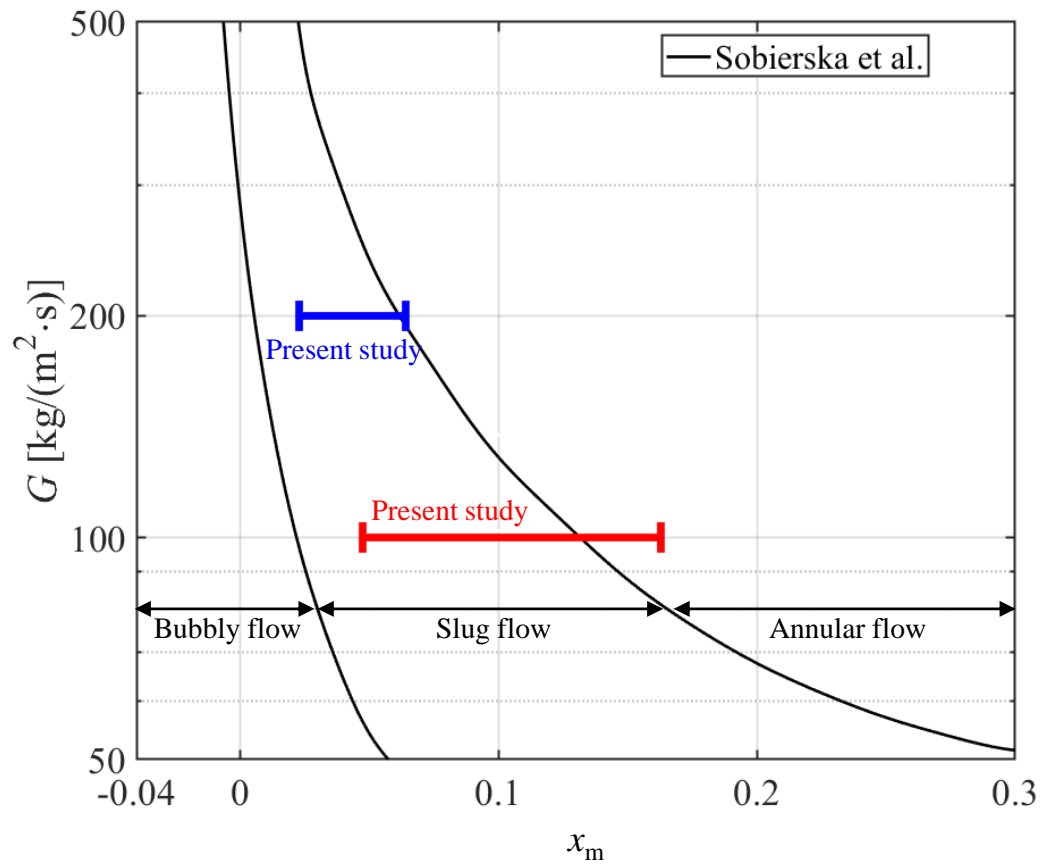


Fig. 5-1 The range of experimental conditions compared to the flow pattern map of Sobierska et al. [103].

## 5.2 実験装置

Fig. 5-2 に実験装置の概要を示す。装置は、タンク (water bath)、マグネットギアポンプ、流量調整バルブ、純水装置 (deionizer)、脱気装置 (deaerator)、コリオリ式質量流量計、加熱用熱交換器、ミキシングチャンバ、プレヒータ、テストセクション、冷却用熱交換器で構成されている。タンクからマグネットギアポンプ (DDS-EJDL-19, TUTHILL) で送液された水道水を純水装置 (CPDF-22-TDS, SANEI CHEMICAL) で純水にし、脱気装置 (SEPAREL EF-AG3, DIC Corporation) で脱気した。その後、恒温水槽 (VIVO RT4, JULABO) と二重管式熱交換器 (NH-S2, AS ONE) で構成された加熱用熱交換器を用いて水流を 80 °C 程度まで加熱した。その後、ミキシングチャンバにおいて水流を熱力学的平衡状態にした後にプレヒータで所定のクオリティになるように加熱し、水の気液二相流をテストセクションに導入した。テストセクションにおいて IR カメラおよび高速度カメラを用いた測定を行った後、タンク内に設置された冷却用熱交換器 (RDC-L, AS ONE) で常温近くまで冷却し、タンクへ排出した。なお、冷却用熱交換器からタンクへの排水口は大気開放されているが、テストセクションと排水口のヘッド差が大きすぎると、テストセクション内で流動が不安定になる傾向があった。そのため、テストセクションと排水口のヘッド差は 0.2 m 程度に設定した。

質量流量計 (CoriMate II, OVAL) の出力、絶対圧力計 (PAA-33X, KELLER) の出力、差圧計 (EJX110J, YOKOGAWA) の出力は、データロガー (DL750P, YOKOGAWA) を用いてサンプリングレート 10 kHz で記録した。データロガーの読み取り開始は、高速度カメラと IR カメラによる 1 フレーム目の計測と同時になるようにトリガー設定した。また、全ての熱電対と白金測温抵抗体の温度は、サーモダック (CADAC3, ETODENKI) を用いてサンプリングレート 1 Hz で記録した。サーモダックで記録した温度はノイズの影響が大きかったため、60 秒間の平均値を測定温度として使用した。

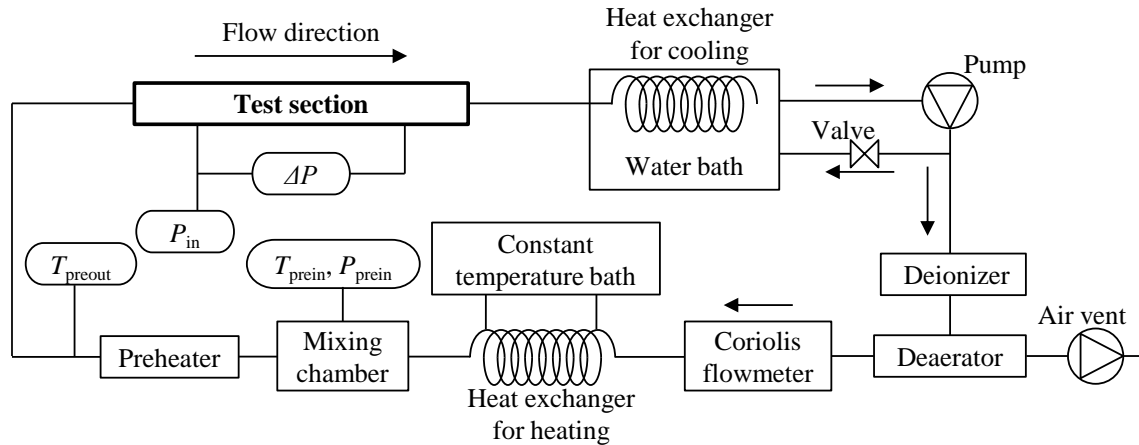


Fig. 5-2 Schematic of the experimental setup.

Fig. 5-3 にミキシングチャンバ（長さ 106 mm × 幅 25 mm × 奥行き 25 mm）の構造を示す。ミキシングチャンバは、ポリカーボネートの平板（厚さ  $t$  5 mm と  $t$  8 mm）をアクリル接着剤で溶着させて作成した。ミキシングチャンバには流路出口と入口以外に、(a) 多孔板（辺長 15 mm × 辺長 15 mm × 厚さ  $t$  5 mm）、(b) 圧力孔、(c) 温度計挿入孔が設けられている。入口側に設置した多孔板には  $\phi$  1 mm の穴を円状配置で計 8 個、出口側に設置した多孔板には  $\phi$  1 mm の穴を千鳥状配置で計 13 個設けた。圧力孔には、絶対圧力計（PAA-33X, KELLER）を接続し、圧力  $P_{\text{prein}}$  [Pa] を測定した。Table 5-1 に絶対圧力計の諸元を示す。温度計挿入孔には、シールパイプ型白金測温抵抗体（NR-143, NETSUSHIN, クラス A, 保護管外径 1.6 mm, 保護管長さ 45 mm）を挿入し、ミキシングチャンバ内の温度  $T_{\text{prein}}$ （プレヒータの入口温度とみなした）を測定した。なお、測定時にはミキシングチャンバ周囲を断熱材で断熱した。

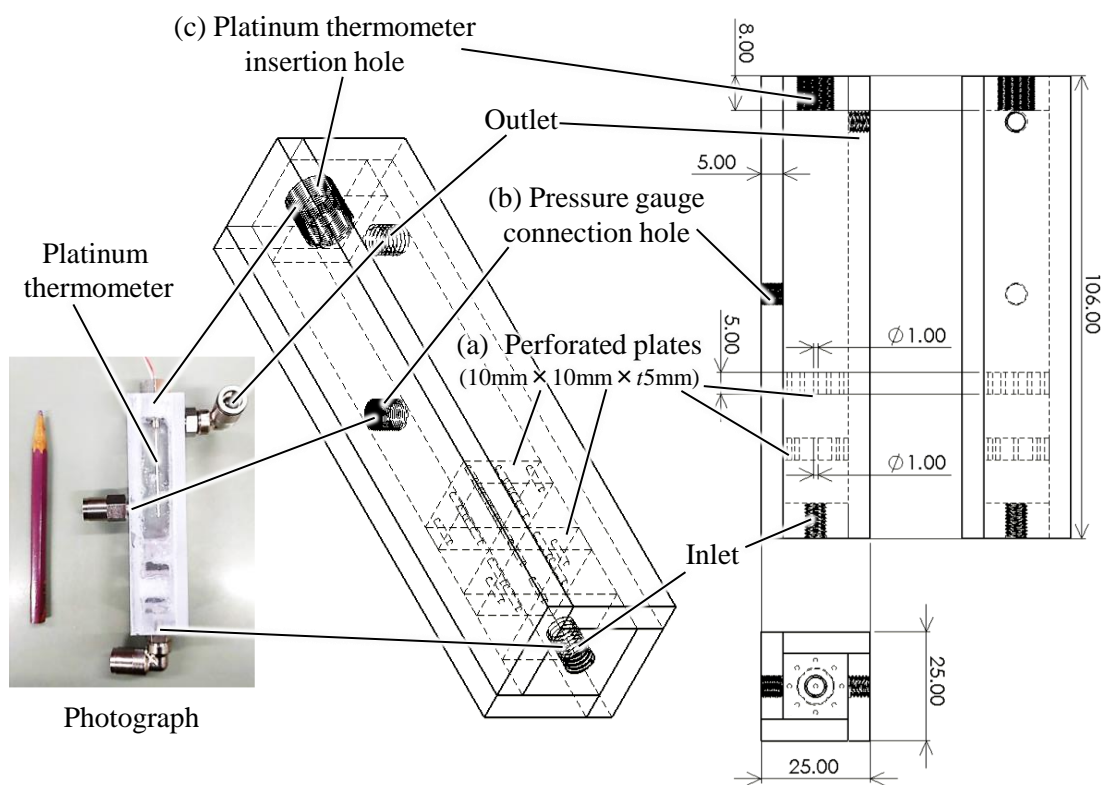


Fig. 5-3 Schematic of mixing chamber.

Table 5-1 Specifications of absolute pressure gauge (PAA-33X, KELLER).

Measurable absolute pressure range	0~300 kPa
Available temperature range	-40~120 °C
Measurement accuracy	0.10% (full scale) at -10~80 °C
Frequency response	400 Hz



Fig. 5-4 にプレヒータの構造を示す。ミキシングチャンバとの間はステンレス製継手で接続されている。プレヒータは、ステンレス製のパイプ（内径  $\phi 4 \text{ mm}$   $\times$  外径  $\phi 6 \text{ mm}$   $\times$  長さ  $580 \text{ mm}$ ）の外面にカプトンテープを接着し、その周囲に絶縁スリーブで絶縁したニクロム線（長さ  $1140 \text{ mm}$   $\times$  直径  $\phi 1 \text{ mm}$ ，抵抗率  $1.38 \Omega \cdot \text{m}$ ）を巻き付けて作成した。ニクロム線の外側は、アルミ箔，耐熱布，断熱材（内径  $\phi 25 \text{ mm}$   $\times$  外径  $\phi 45 \text{ mm}$ ）で断熱されている。プレヒータの出口には，断熱材（ $\phi 25 \text{ mm} \times \phi 45 \text{ mm}$ ）で断熱した温度プローブを設置し，プレヒータ出口の温度  $T_{\text{preout}}$  を測定した。温度プローブの写真を Fig. 5-5 に示す。 $\phi 0.1 \text{ mm}$  の K 熱電対を PEEK 樹脂製のパイプ（ $\phi 1 \text{ mm} \times \phi 1.5 \text{ mm}$ ）に挿入し，測温接点のみ外部に露出した構造になっている。これをステンレス製ソケット（ $\phi 11 \text{ mm} \times \phi 17 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ ）の中心に挿入した。プレヒータと温度プローブはステンレス製継手で接続されており，温度プローブとテストセクションはフッ素樹脂製のチューブ（ $\phi 4 \text{ mm} \times \phi 6 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ，断熱材（ $\phi 6 \text{ mm} \times \phi 26 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ ）で断熱）を介してステンレス製継手でテストセクションに接続されている。

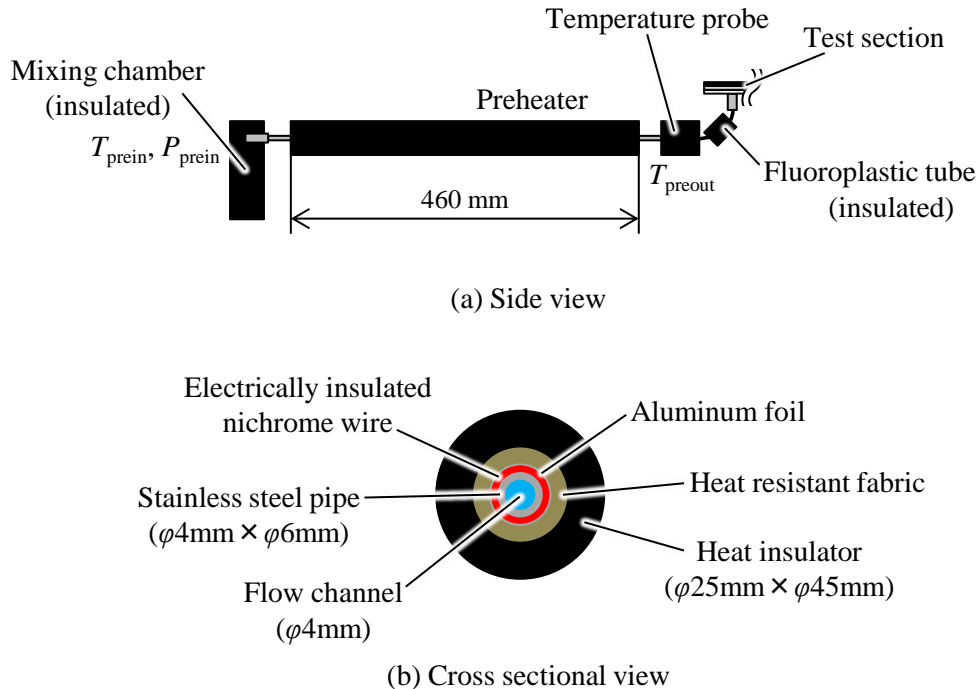


Fig. 5-4 Schematic of preheater.

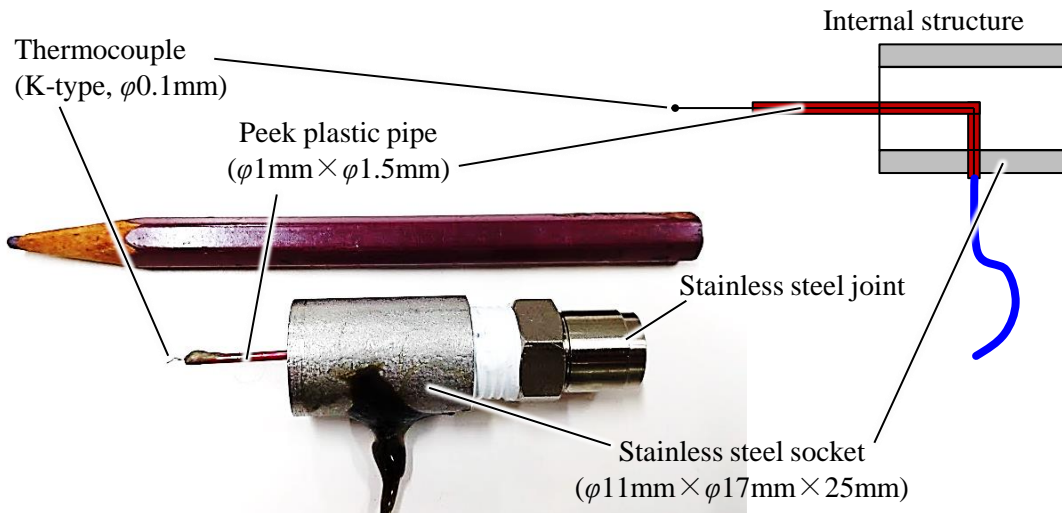


Fig. 5-5 Photograph of temperature probe installed at the preheater outlet.

Fig. 5-6 にテストセクションの構造を示す．テストセクションは，アルミニウム製の平板（上側，長さ 110 mm×幅 60 mm×厚さ  $t$  5 mm，Fig. 5-6 (a)参照）とポリカーボネート製の平板（下側，110 mm×60 mm× $t$  5 mm，Fig. 5-6 (b)参照）を上下に重ね合わせて作成した（Fig. 5-6 (c)参照）．アルミ平板下面の中心に矩形の溝（長さ 110 mm×幅 2 mm×深さ 1.9 mm）を作成した（Fig. 5-6 (b)参照）．アルミ平板とポリカーボネート平板の間には厚さ  $t$  0.1 mm のポリジメチルシロキサン（PDMS）を充填し，断面 2 mm×2 mm の矩形微細流路（顕微鏡を用いて評価した流路幅は厳密には  $D_h = 2.01$  mm）を作成した（Fig. 5-6 (d)参照）．アルミ平板とポリカーボネート平板は，ねじ止めで密着させた．沸騰様相の観察のため，アルミ平板の一部にはポリカーボネート製の可視化窓を設けた（Fig. 5-6 (a)参照）．ポリカーボネート平板には，フッ化カルシウム（ $\text{CaF}_2$ ， $\phi$  30 mm× $t$  2 mm）に ITO 膜（20 mm×10 mm× $t$  700 nm）を成膜した測定面（Fig. 2-8 参照）を設置した（Fig. 5-6 (d)参照）．なお，ITO 膜を水流に対して電氣的に絶縁するため，ITO 膜の上に絶縁膜（ $\text{SiO}_2$ ， $t$  200 nm）を成膜している．

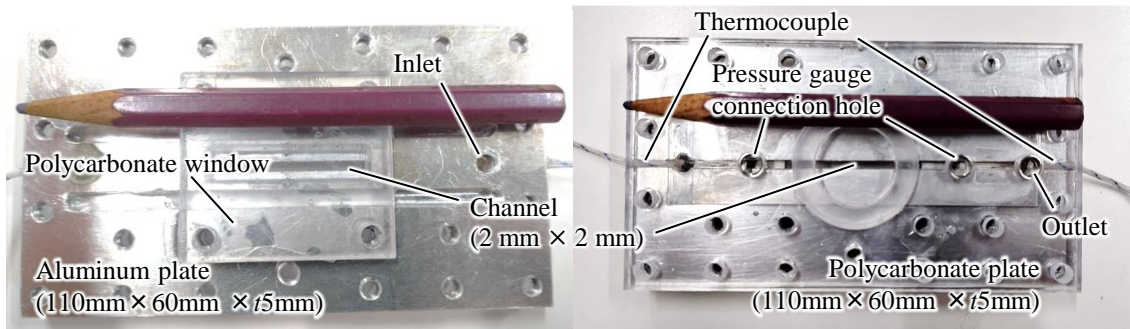
測定面の ITO 膜は，直流電源（ABC60-2DM，KEPCO）により金電極，ステンレス箔，及び導線を介して通電加熱した．金電極とステンレス箔は物理的に面接触させ，ステンレス箔と導線は半田付けした．電極間の電気抵抗は 29.5  $\Omega$  程度であり，通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in}$  は 5, 10, 20, 40, 80 kW/m<sup>2</sup> の 5 通りに変化させた．ポリカーボネート平板と  $\text{CaF}_2$  の隙間は， $\text{CaF}_2$  の形状に合わせて形成した PDMS により密閉した（Fig. 5-6 (d)参照）．流路測定面の上流側（ITO 加熱開始位置の 15 mm 上流）と下流側（ITO 加熱終了位置の 15 mm 下流）には

$\phi$  1.8 mm の圧力孔を設置した．測定部（ITO 加熱部）上流側の圧力孔には絶対圧力計（PAA-33X, KELLER）を接続し，圧力  $P_m$  [Pa] を測定した．また，ITO 加熱部上流側と下流側の圧力孔には差圧計（EJX110J, YOKOGAWA）を接続し，圧力損失  $\Delta P_m$  [Pa] を測定した．Table 5-2 に，差圧計の諸元を示す．テストセクションの入口と出口には  $\phi$  0.1 mm の K 熱電対を矩形流路中心に挿入し，矩形流路入口温度  $T_m$  と出口温度  $T_{out}$  を測定した．

矩形流路の ITO 加熱部において，気液二相流の様相を 2 台の高速度カメラ（MotionScope M3, IDT,  $520 \times 108$  pixels（測定面の中央  $16 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$  の領域），2000 fps, 0.03 mm/pixel, 露光時間 0.17 ms, 諸元は Table 2-2 参照）を用いて高速度カメラ 1 では斜め上方（約  $80^\circ$  の俯角）から，高速度カメラ 2 では斜め下方（約  $80^\circ$  の仰角）から撮影した（Fig. 5-6 (c) 参照，撮影方法の詳細は「2.2.1 赤外線カメラと高速度カメラの同時計測」参照）．同時に，金電極を介して通電加熱した ITO 膜の温度変動を，窓材の下方から金ミラーを介して高速度 IR カメラ（X6981, FLIR,  $640 \times 116$  pixels（測定面の中央  $16 \text{ mm} \times 3.3 \text{ mm}$  の領域），4000 fps, 0.025 mm/pixel, 露光時間 0.236 ms, 諸元は Table 5-4 参照）で測定した（Fig. 5-6 (d) 参照）．ファンクションジェネレータ（WF1974, NF Corporation）を用い，IR カメラと高速度カメラとフレーム枚数比が 2 対 1 になるように同期撮影した．

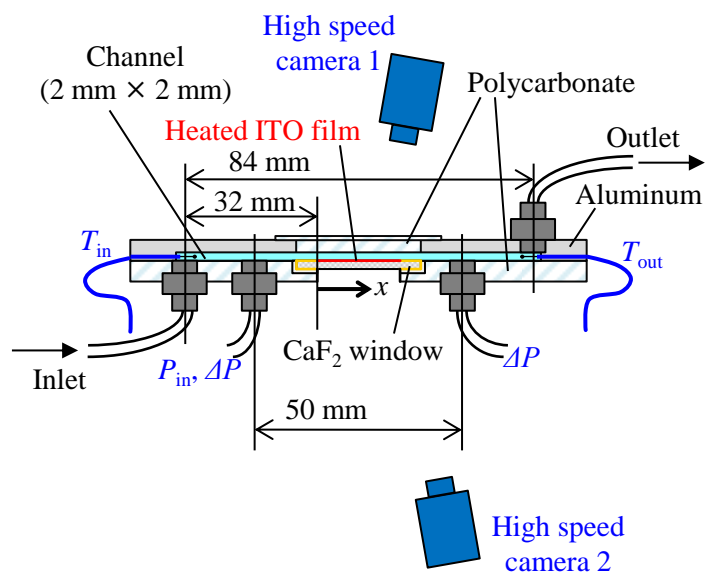
Table 5-2 Specifications of differential manometer (EJX110J, YOKOGAWA).

Measurable pressure range	-5~5 kPa
Maximum working pressure	16 MPa
Available temperature range	-40~120 °C
Measurement accuracy	0.075%
Response time (63% response)	About 150 ms

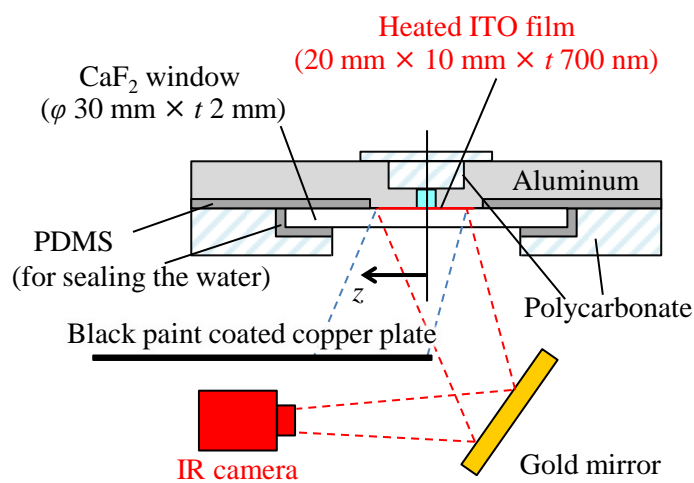


(a) Top view of the test section.

(b) Bottom view of the test section.



(c) Streamwise cross section.



(d) Spanwise cross section at the heated surface.

Fig. 5-6 Schematic of test section.

## 5.3 測定方法

### 5.3.1 質量流束の設定および測定

本実験では、マグネットギアポンプ（DDS-EJDL-19, TUTHILL）を使用して水流を駆動した。質量流量 $\dot{m}$  [kg/s]の調整は、ポンプ下流側のバルブおよびタンクへ戻るバイパスバルブの調整により行った。質量流束  $G$  [kg/(m<sup>2</sup>·s)] (= 質量流量 [kg/s]/流路断面積 [m<sup>2</sup>]) の測定は、コリオリ式質量流量計（CoriMate II, OVAL）を用いて行った。流量計の諸元を Table 5-3 に示す。アナログ出力を使用しており、5~75 g/min の質量流量を $\pm 0.1\%$  F.S.の精度で測定可能である。なお、ITO 加熱部において流動沸騰が不安定になる条件でも測定流量の変動は小さく、本実験条件では流量の変動は最大でも $\pm 2\%$ 程度以下であった。

Table 5-3 Specifications of Coriolis mass flowmeter (CoriMate II, OVAL).

Model	CR002
Nominal diameter	0.7 mm
Applicable fluid	Liquid Density range: 300~2000 kg/m <sup>3</sup>
Available temperature range	-10~100 °C Transducer separated type
Maximum available pressure	2 MPa
Damping (standard)	1 s
Analog accuracy	$\pm 0.1\%$ F.S.
Measurable mass flow rate range	5~75 g/min
Cutoff flow rate	1.5 g/min

### 5.3.2 クオリティの評価

水蒸気の熱力学的平衡クオリティは、プレヒータに設置したニクロム線ヒータの通電加熱量を調整して変化させた。ITO 加熱部中央の熱力学的平衡クオリティ  $x_m$  は、次式を用いて算出した。

$$x_m = \frac{i_{\text{prein}} + (\dot{Q}_{\text{pre}} + \frac{\dot{Q}_{\text{ITO}}}{2} - \dot{Q}_{\text{loss}})/\dot{m} - i_{\text{sat}}}{i_{\text{fg}}} \quad (5-1)$$

ここで、 $i_{\text{prein}}$  はプレヒータ入口における水の比エンタルピー [J/kg]、 $\dot{Q}_{\text{pre}}$  はプレヒータでの加熱量 [W]、 $\frac{\dot{Q}_{\text{ITO}}}{2}$  は ITO 加熱部中央までの ITO 膜の通電加熱量 [W]、 $\dot{Q}_{\text{loss}}$  はプレヒータ入口から ITO 加熱部中央に流入するまでの放熱量 [W]、 $i_{\text{sat}}$  は飽和液の比エンタルピー [J/kg]、 $i_{\text{fg}}$  は水の蒸発潜熱 [J/kg] である。水の物性値は、REFPROP Ver.10 [104]により算出した。 $i_{\text{prein}}$  [J/kg]、 $\dot{Q}_{\text{pre}}$  [W]、 $\dot{Q}_{\text{loss}}$  [W]、 $i_{\text{sat}}$  [J/kg]の算出方法は以下の通りである。

- (1)  $i_{\text{prein}}$  [J/kg]の算出：プレヒータの上流に設置したミキシングチャンバ（ポリカーボネート製）で測定した圧力  $P_{\text{prein}}$  [Pa]と温度  $T_{\text{prein}}$  から REFPROP で算出した。
- (2)  $\dot{Q}_{\text{pre}}$  [W]の算出：プレヒータを直流電源（PWR-401L, KIKUSUI）で通電加熱した際の電流値 [A]とニクロム線の電気抵抗 [ $\Omega$ ]（ステンレス流路に接触している実効値）から加熱量 $\dot{Q}_{\text{pre}}$  [W]を算出した。
- (3)  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  [W]の算出：プレヒータ入口からテストセクションの矩形流路入口までの放熱 $\dot{Q}_{\text{loss1}}$  [W]（円管流路区間）と矩形流路入口から ITO 加熱部中央までの放熱 $\dot{Q}_{\text{loss2}}$  [W]（矩形流路区間）に分けて算出した。円管流路区間では、円管流路の外側に円筒状の断熱材が設置されているため、断熱材内面から外面への熱抵抗  $R_1$  [K/W]および断熱材外面から外部空気への熱抵抗  $R_2$  [K/W]を求め、 $(T_1 - T_{\text{amb}})/(R_1 + R_2)$ から放熱量 $\dot{Q}_{\text{loss1}}$  [W]を算出した。 $T_1$  は断熱材内面の温度であり、ここでは円管内の水温と等しいと仮定した。 $T_{\text{amb}}$  は外部空気温度である。なお、円管流路区間は、ミキシングチャンバ出口からプレヒータ入口、プレヒータ、プレヒータ出口からテストセクション入口から構成されているが、各部において放熱量を算出し、その和を $\dot{Q}_{\text{loss1}}$  [W]として評価した。 $\dot{Q}_{\text{loss2}}$  [W]は、矩形流

路入口から出口までの放熱量を実測により評価した上で、矩形流路入口から ITO 加熱部中央までの放熱量を流路単位長さあたりの放熱量が等しいと仮定して求めた。矩形流路入口から出口までの放熱量は、ITO 加熱部が非加熱の状態において飽和温度に近い水を流し、矩形流路入口と出口で測定した水温  $T_{in}$  と  $T_{out}$  を用いて  $\dot{m}C_p\{T_{out}-T_{in}\}$  [J] から算出した。  $C_p$  は水の比熱 [J/(kg·K)] である。  $\dot{Q}_{loss}$  [W] は、  $\dot{Q}_{loss1}$  [W] と  $\dot{Q}_{loss2}$  [W] の和から算出した。なお、  $\dot{Q}_{loss1}/\dot{Q}_{pre}$  は、  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の場合で 1.7~3.7%、  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の場合で 1.7~2.9% の値であった。  $\dot{Q}_{loss2}/\dot{Q}_{pre}$  は、  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の場合で 3.9~9.5%、  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の場合で 3.8~7.0% の値であった。

- (4)  $i_{sat}$  [J/kg] の算出：ITO 加熱部における圧力  $P_m$  [Pa] から REFPROP で算出した。ここで、  $P_m$  は、ITO 加熱部上流の圧力孔で測定した絶対圧  $P_m$  [Pa] と、ITO 加熱部上流と下流の圧力孔で測定した差圧  $\Delta P_m$  [Pa] を用い、  $P_m = P_{in} - \Delta P_m / 2$  により評価した。

### 5.3.3 赤外線カメラの諸元と校正

本章の実験では、微細流路の動的伝熱特性を十分な時空間解像度で測定するため、IR カメラには、「第 4 章 落下液滴の沸騰熱伝達測定による本手法の妥当性検証」で用いたものより時空間解像度の高い FLIR 社の X6981 を用いた。諸元を Table 5-4 に示す。赤外線検出素子は InSb であり、波長感度範囲は中赤外線波長領域 (3~5  $\mu\text{m}$ ) である。画素数はフルフレームで  $640 \times 512 \text{ pixels}$  であり、フルフレームの撮影速度は最大で 1000 fps である。画素数を削減すると、それに応じてフレーム速度を上げることができる。本研究では撮影速度 4000 fps で計測するため、画素数を  $640 \times 116 \text{ pixels}$  (測定面の中央  $16 \text{ mm} \times 3.3 \text{ mm}$  の領域) に削減した。また、撮影の露光時間は 0.236 ms とし、この条件において IR カメラの校正を行った。撮影枚数は 16384 枚であり、計測時間は約 4 秒である。なお、焦点距離 200 mm の 1 倍対物レンズを装着しており、測定面から 200 mm 離れた位置から 0.025 mm/pixel の画素分解能で測定することが可能である。

校正結果を Fig. 5-7 に示す (校正方法については、「2.1.2 温度校正」参照)。黒体炉の温度  $T_b$  と IR カメラの出力  $U$  の関係 (Fig. 5-7 の赤色のプロット) から、Eq. (2-7) の未知数  $\tau_L$ ,  $\varepsilon_L$ ,  $a_3$ ,  $a_2$ ,  $a_1$ ,  $a_0$  を求めた。その結果、校正関数  $U_b(T, T_L)$  (黒体温度測定時の IR カメラの

出力) は Fig. 5-7 の黒色の実線のように評価された。その際、IR カメラの光学系の透過率, 放射率は, それぞれ  $\tau_L=0.848$ ,  $\varepsilon_L=0.067$  と評価された。

Table 5-4 Infrared camera specifications and settings in this study (X6981, FLIR).

Specifications	Detector	Indium antimonide (InSb)
	Resolution	$640 \times 512$ pixels
	Maximum electronic shutter speed	$0.27 \mu\text{s}$
	Spectral range	$3\sim 5 \mu\text{m}$ (medium wavelength)
	Sensor cooling	Stirling cycle cooler
	Full frame rate	1000 fps (at $640 \times 512$ pixels)
	NETD (sensitivity)	Less than 0.020 K
Settings in this study	Resolution	$640 \times 116$ pixels $0.025 \text{ mm/pix}$
	Frame rate	4000 fps
	Exposure time	0.236 ms
	Number of frames in this study	16384 images
	Focal length	200 mm



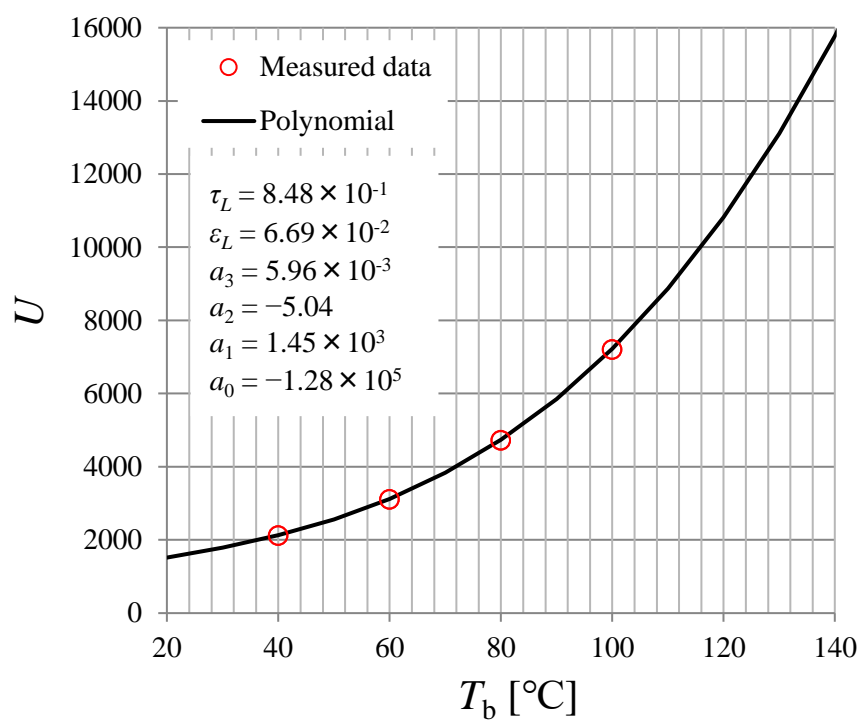


Fig. 5-7 Calibration function of infrared camera X6981 (for exposure time of 0.236 ms).

### 5.3.4 壁面温度の補正

「2.4 温度測定誤差」で述べたように、本章で用いる測定面（赤外線透過窓材に成膜された ITO）は放射率の不確かさが大きく、測定された温度には $\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$  程度の不確かさが存在する。そのため、本章の実験のように壁面過熱度が $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  程度以下となる条件では過熱度の誤差が大きくなり、熱伝達率の評価が困難になる。そこで、ここでは矩形流路内の液単相流が層流であることに着目し、液単相流の熱伝達率が層流の理論解と一致するように、IR カメラで測定した壁面温度  $T_w(x,z,t)$  を以下の手順で補正した。なお、IR カメラで測定した温度分布には流れの乱れによる温度変動は現れず、液単相流の場合は流れが層流であることを確認している。また、テストセクションは可能な限り断熱しているため、矩形流路上下の温度差は十分小さく、矩形流路内の浮力による自然対流の影響は無視できると考えられる。

流路内の流れが層流（ITO 非加熱）であり、流路各面への熱流束（熱損失）が一定である場合、矩形流路（正方形断面）のヌッセルト数は理論的に  $Nu = h_l D_h / \lambda_l = 3.6$  となる [105]（ $h_l$  は層流の熱伝達率、 $D_h$  は流路の水力直径 [m]、 $\lambda_l$  は水の熱伝導率 [W/(m·K)]）。すなわち、矩形流路内の流れが層流であれば、壁面温度  $\langle \overline{T_w} \rangle$  と壁面熱流束  $\langle \overline{q_w} \rangle$  の間には、 $\langle \overline{q_w} \rangle = h_l (\langle \overline{T_w} \rangle - T_m)$  の関係が成り立つ（ $\langle \overline{\cdot} \rangle$  は時空間平均値）。 $T_m$  は水流の混合平均温度であり、矩形流路入口と出口で測定した水温  $T_{in}$  と  $T_{out}$  の平均値を用いた。なお、矩形流路入り口から測定部（ITO 加熱部）までの距離は流路直径の 20 倍程度であり、十分発達した温度場における熱伝達率とは多少の差異が生じる可能性があるが、ここでは、上記の熱伝達率  $h_l$  を用いて壁面温度  $\langle \overline{T_w} \rangle$  の補正を行った。

IR カメラで測定した暫定的な温度分布  $T_{w1}(x,z,t)$  (Fig. 3-3 (b)参照) を基に「3.2 薄膜の熱伝導解析」から求めた暫定的な壁面熱流束を  $\dot{q}_{w1}(x,z,t)$  とした時、 $\langle \overline{\dot{q}_{w1}} \rangle = h_l (\langle \overline{T_w} \rangle - T_m)$  の関係を用いて、妥当な壁面温度  $\langle \overline{T_w} \rangle$  を評価することができる。この時、暫定的な壁面温度  $\langle \overline{T_{w1}} \rangle$  が  $\langle \overline{T_w} \rangle$  と一致するように温度分布  $T_{w1}(x,z,t)$  を補正した（ $T_{w1}(x,z,t)$  に  $\langle \overline{T_w} \rangle - \langle \overline{T_{w1}} \rangle$  を加算した。 $\langle \overline{T_w} \rangle - \langle \overline{T_{w1}} \rangle$  は  $+ 1.47\text{ }^{\circ}\text{C}$  であった）。その後、「3.1 熱伝導解析の事前処理」で述べたように、補正した温度分布  $T_{w1}(x,z,t)$  に平滑化処理を施して温度分布  $T_w(x,z,t)$  (Fig. 3-4 (a) 参照) を求めた。なお、補正・平滑化後の温度分布  $T_w(x,z,t)$  から「3.2 薄膜の熱伝導解析」により算出した壁面熱流束  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle$  は、上述の暫定的な壁面熱流束  $\langle \overline{\dot{q}_{w1}} \rangle$  と大差ない（差は 2%

程度) ことを確認した. すなわち, 暫定的な $\langle \overline{q_{w1}} \rangle$ を用いて妥当な温度補正ができていると考えられる.

なお, 矩形流路入口と出口において熱電対で測定した温度  $T_{in}$  と  $T_{out}$  は, 水の飽和温度を基に補正している. 矩形流路内の流れが気液二相流となる場合は, ITO 加熱部の水温が飽和温度であると見なせるため, 水流の混合平均温度  $T_m$  (ここでは  $T_{in}$  と  $T_{out}$  の平均値) が流路内の圧力における飽和温度  $T_{sat}$  と一致するように補正した. ITO 加熱部の圧力  $P_m$  [Pa] は, ITO 加熱部上流の絶対圧  $P_{in}$  [Pa] と ITO 加熱部上流一下流間の差圧  $\Delta P_m$  [Pa] から,  $P_m = P_{in} - \Delta P_m/2$  と評価した. また, この時の飽和温度  $T_{sat}$  は REFPROP で算出した. その結果, 熱電対の測定温度 ( $T_{in}$ ,  $T_{out}$ ) の値は補正前の+0.61 °C となった.

## 5.4 測定結果（低熱流束の場合）

相変化を伴う気液二相流では、壁面熱流束が高くなると沸騰核生成が活発になり、流動様相が大きく変化する。そこで、本節ではまず沸騰核生成がほとんど起こらない低熱流束の条件において、流動様相と伝熱特性の関係を調査した。なお、本実験ではプレヒータで水の気液二相流を生成しているものの、プレヒータ出口から ITO 加熱部入口の間が非加熱であるため、ITO 加熱部入口における壁面温度  $T_w$  が飽和温度  $T_{sat}$  を下回り、ITO 加熱部においても低熱流束の条件では壁温  $T_w$  が飽和温度  $T_{sat}$  を下回っていた（気液二相流は流路中央部では飽和温度を保っているものの、壁面近傍のみ飽和温度を少し下回っている状態と考えられる）。そのため、ここでは局所熱伝達率  $h_t = \dot{q}_w / (T_w - T_{sat})$  の評価は行わず、局所熱流束  $\dot{q}_w$  から伝熱特性を考察した。

### 5.4.1 スラグ流の動的伝熱特性

まず、質量流束  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  において、スラグ流に相当するクオリティ ( $x_m = 0.023$ , Fig. 5-1 参照) でかつ低熱流束（壁面熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ , 通電加熱熱流束  $\dot{q}_{in} = 10 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の条件で測定した結果を示す。Fig. 5-8 に、測定面の面平均温度  $\langle T_w \rangle$  と面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  の時間変動を示す（ $t = 0 \text{ ms}$  は計測開始時間、 $\langle \rangle$  は面平均値を表す）。いずれも ITO 加熱面の一部（ $x \approx 4 \sim 16 \text{ mm}$ ,  $z = -1 \sim 1 \text{ mm}$ ）の領域で面平均している。Fig. 5-9 には、Fig. 5-8 の A, B, C, D, E の瞬間に対応した流動沸騰様相、および測定面の温度分布と熱流束分布を示す（上から、高速度カメラで斜め上方（約  $80^\circ$  の俯角）から撮影した可視画像、斜め下方（約  $80^\circ$  の仰角）から撮影した可視画像、測定面の温度分布、および熱流束分布を示している。座標系は Fig. 3-2 参照）。

Fig. 5-8 を見ると、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  が高め（ $20 \sim 30 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の時間帯と低め（ $10 \sim 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の時間帯が混在していることがわかる。例えば、時刻 A では熱流束が  $30 \text{ kW}/\text{m}^2$  程度と高くなっている。Fig. 5-9 (a) に示すように、この瞬間は流路内の大半が液相であり、熱流束の瞬時分布には流れの乱れを反映した非一様が存在している [106]。  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  の条件は、液単相流の場合は速度は  $u = G/\rho_l \approx 0.2 \text{ m/s}$  であり、レイノルズ数が 1400 程度の層流域であるが、時刻 A の瞬間は、液相内に存在する微小気泡の動きから評価した流速は 0.7

m/s 程度であり、レイノルズ数が 5000 程度の乱流域となっていた。すなわち、高速の気相によって液相が加速されて乱流化し、熱流束が高くなっていると理解できる。

時刻 B は、Fig. 5-9 (b)に示すようにプラグ気泡の先端が測定部（ITO 加熱部）に流入した瞬間である。プラグ気泡が流入すると、面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ は上昇から下降に転じ、面平均温度 $\langle T_w \rangle$ は低下から上昇に転じる。その後、上面の液膜が破断し、気体と液体が上下に分離した層状流の様相を呈する（時刻 C）。時刻 B から C にかけては、Fig. 5-9 (c)に示すように液膜の擾乱による熱流束 $\dot{q}_w$  の上昇も時々確認できるが、液相の乱れは全体的に小さくなり、面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ は徐々に低くなる（Fig. 5-8）。

時刻 D は、Fig. 5-9 (d)に示すように、2つのプラグ気泡に挟まれた液相が通過する瞬間である。この場合、先に通過したプラグ気泡の後端で気液界面が乱れ、これが液相の乱れを促進して熱流束 $\dot{q}_w$ が上昇していることが確認できる。この時、Fig. 5-8 に示すように面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ が低下から上昇に転じ、面平均温度 $\langle T_w \rangle$ は上昇から低下に転じる。

なお、Fig. 5-9 (e)に示すように、プラグ気泡や層状流の通過中に壁面の中央部で熱流束が大きく上昇する現象も時々観測された。これは、平面の中央部で液膜が薄くなり、液膜厚さ方向の温度勾配が大きくなるためと考えられる。矩形流路では、表面張力の影響で流路角部に液相が引き寄せられるため、平面部の液膜が薄くなりやすい [99],[100]。そのため、平面中央部では熱流束 $\dot{q}_w$ が上昇しやすくなる。

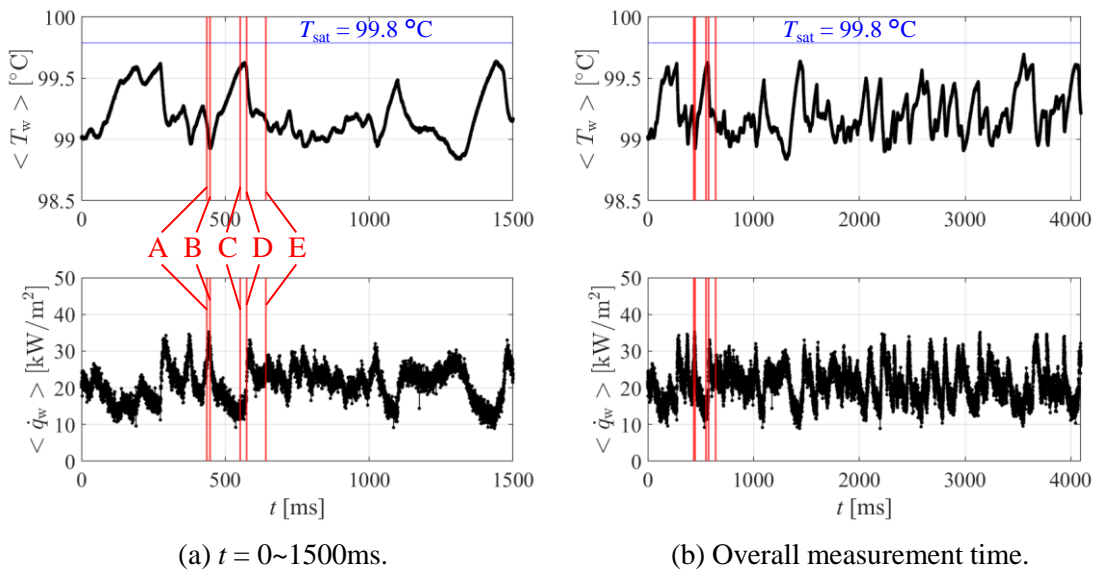


Fig. 5-8 Temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$  and  $\langle \dot{q}_w \rangle$  ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.023$ ,  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

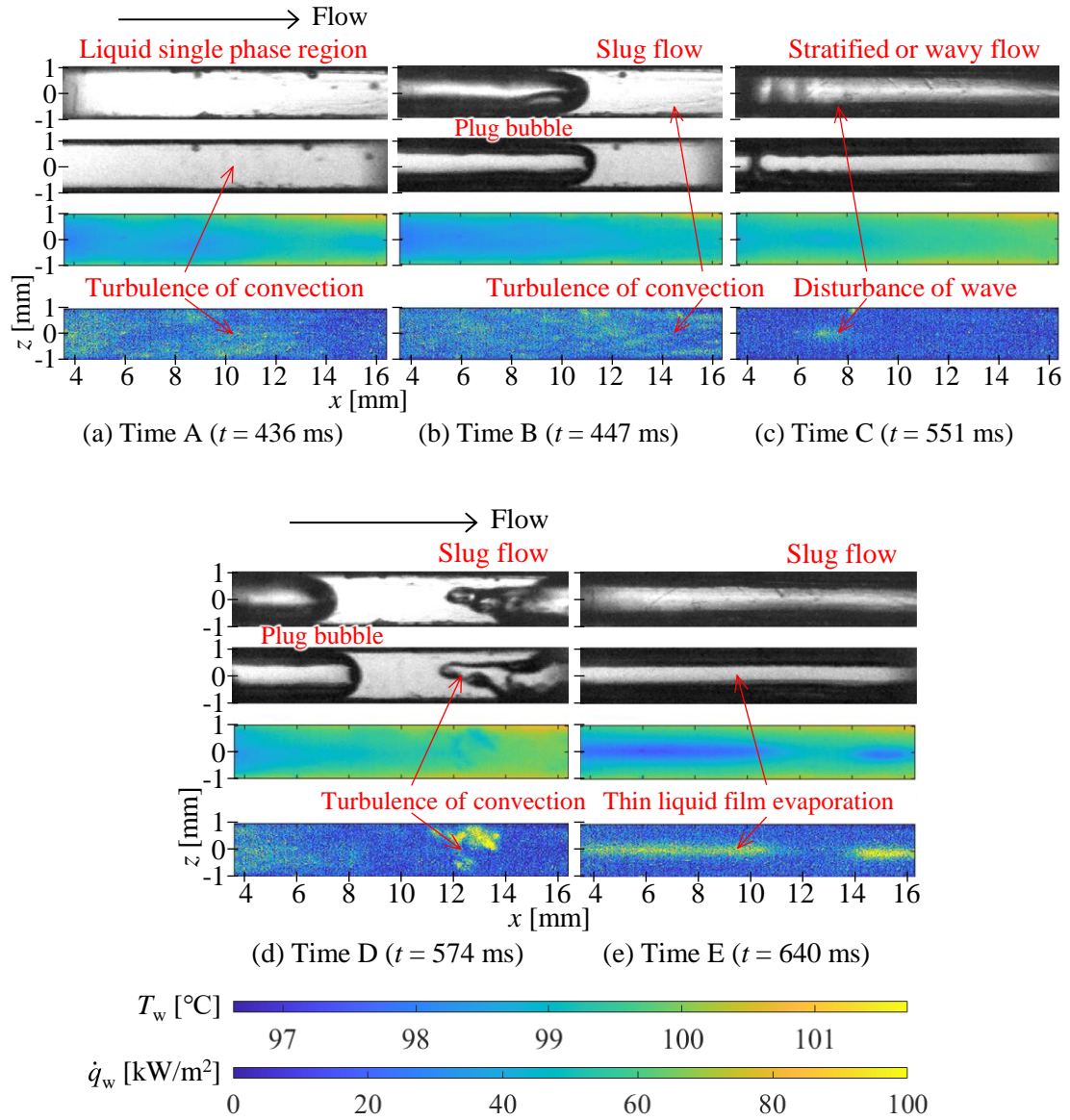


Fig. 5-9 Instantaneous boiling behaviors and corresponding temperature and heat flux distributions:  
top - visible image (high speed camera 1, from above); 2nd from top - visible image (high speed camera 2,  
from diagonally below); 2nd from bottom - wall temperature  $T_w$ ; bottom - wall heat flux  $\dot{q}_w$   
( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.023$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

## 5.4.2 環状流の動的伝熱特性

次に、質量流束  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ 、壁面熱流束  $\overline{q_w} \approx 20 \text{ kW/m}^2$  の条件でクオリティを  $x_m = 0.063$  に上昇させた時の結果を示す。本実験条件（大気圧、飽和温度）では、水と水蒸気の体積比は約 1700 倍と非常に大きいため、この程度のクオリティでも、Fig. 5-1 で示したように環状流に相当する流動様相となる。実際に、高速度カメラで撮影した可視画像（Fig. 5-11 参照）を見ると、大部分の時間帯において、壁面上に液膜が形成され、流路中央部で気相が流れる環状流か、あるいは流路上面の中央部のみ液膜が破断する疑似環状流 [107] の様相が現れていた。

Fig. 5-10 に、本実験条件における面平均温度  $\langle T_w \rangle$  と面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  の時間変動を示す。Fig. 5-11 には、Fig. 5-10 の A, B, C, D, E の瞬間に対応した流動沸騰様相、および測定面の温度分布と熱流束分布を示す。時刻 A では、Fig. 5-11 (a) に示すように、流路壁が上面の一部を除いて液膜に覆われている疑似環状流となっている。この時、底面（測定面）の中央部（およそ  $-0.5 \text{ mm} < z < 0.5 \text{ mm}$  の領域）で熱流束が高くなっている。これは、この領域で液膜が薄くなり、液膜厚さ方向の温度勾配が大きくなるためと考えられる。特に、矩形流路の場合は表面張力の影響で流路角部に液相が引き寄せられるため、平面部での液膜が薄くなりやすい [100]。その結果、この瞬間には面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  が  $40 \text{ kW/m}^2$  程度まで上昇している（Fig. 5-10 参照）。ただし、本実験条件ではこの熱流束上昇は長時間持続せず、気液界面の波打ちや、部分的なドライアウトとリウェットの発生を繰り返すことにより、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  は高速かつ大きく変動する。

時刻 B は、気液界面の波うちによって、上流側の液膜が厚くなった瞬間である（Fig. 5-11 (b) 参照）。この時、液膜が厚くなった領域では局所熱流束  $\dot{q}_w$  が低下する。また、時刻 C は、薄くなった液膜が部分的にドライアウトした瞬間である（Fig. 5-11 (c) 参照）。ドライアウトした部分では熱流束が著しく低下するが、液膜とドライアウトの境界である三相界線では局所熱流束  $\dot{q}_w$  が上昇するため [108]、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  はあまり低下しない。また、時刻 D は、ドライアウトした領域の上流側に液膜が流入してリウェットしている瞬間である（Fig. 5-11 (d) 参照）。ドライアウトが短時間であれば壁温の上昇は僅かであるため、リウェットによる熱流束の上昇はほとんど見られない。なお、本実験条件では全時間帯を通して環状流となるわけではなく、時々液相の流入量が増加し、乱れの大きなスラグ流が発生する瞬

間も見られた. Fig. 5-11 (e)に, その一例を示す (Fig. 5-10 の時刻 E も参照). 液相が高速でかつ気液界面の乱れが大きくなるため, 乱れの大きな領域で局所熱流束 $\dot{q}_w$ が上昇しており, 面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ も大きく上昇している.

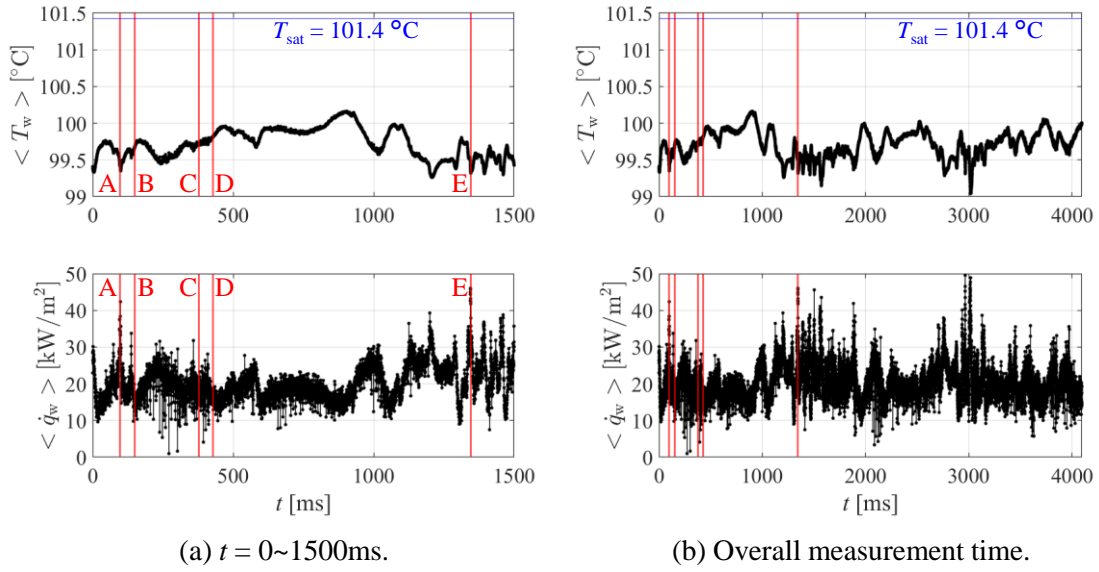


Fig. 5-10 Temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$  and  $\langle \dot{q}_w \rangle$  ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.063$ ,  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).



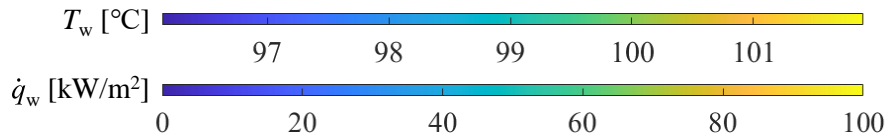
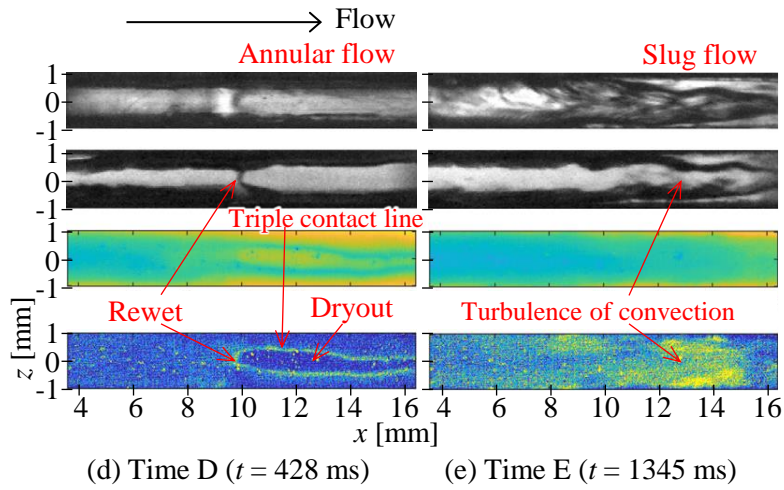
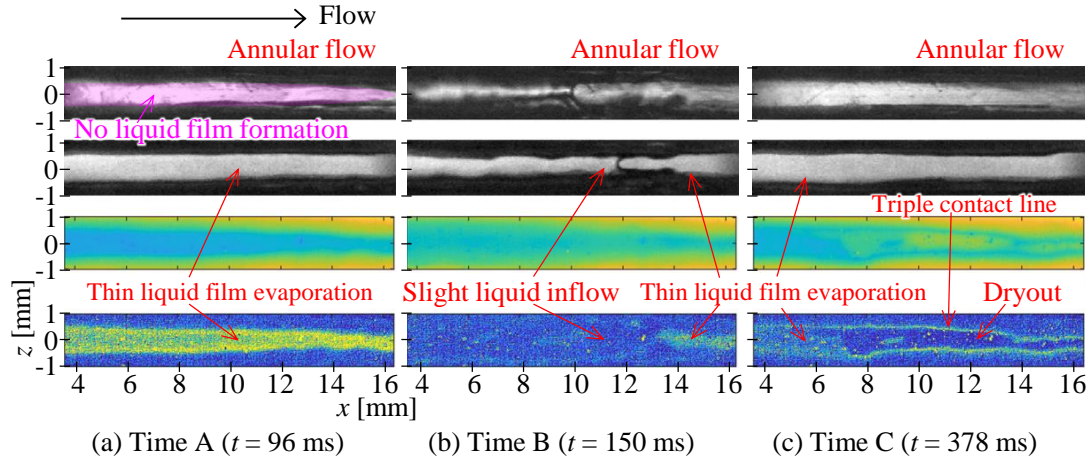


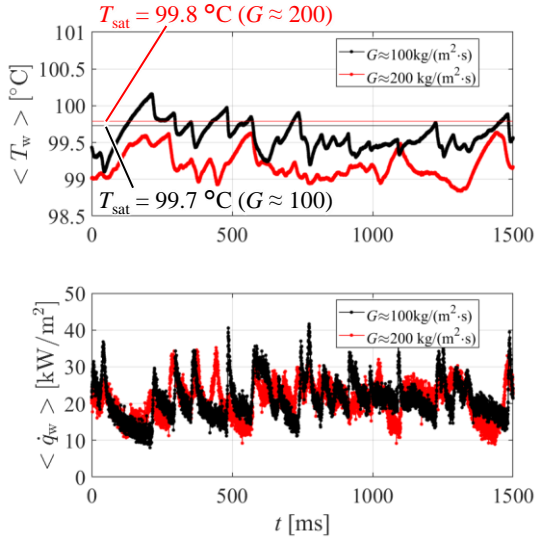
Fig. 5-11 Instantaneous boiling behaviors and corresponding temperature and heat flux distributions:  
top - visible image (high speed camera 1, from above); 2nd from top - visible image (high speed camera 2,  
from diagonally below); 2nd from bottom - wall temperature  $T_w$ ; bottom - wall heat flux  $\dot{q}_w$   
( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.063$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

### 5.4.3 質量流束の影響

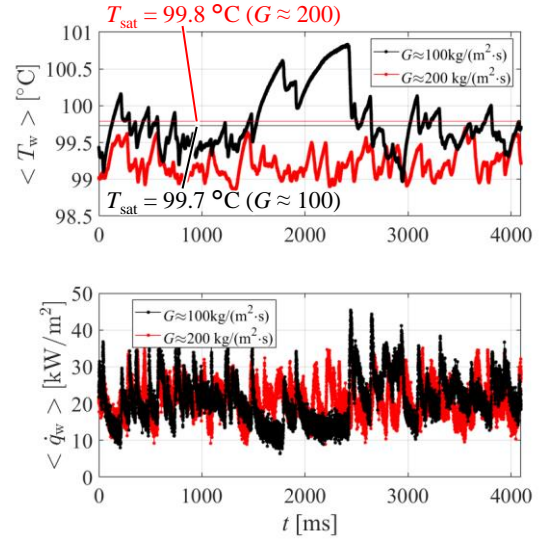
次に、スラグ流でかつ低熱流束（壁面熱流束 $\overline{q_w} \approx 20 \text{ kW/m}^2$ ）の条件において、質量流束を  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  に低下させた時の結果を  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の結果（「5.4.1 スラグ流の動的伝熱特性」で示した条件）と比較して示す．なお、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の場合は、 $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と同じクオリティ（ $x_m = 0.023$ ）ではプラグ気泡が形成されなかった．これは、Fig. 5-1 で示したように、質量流束が低下するとスラグ流となるクオリティの下限が上昇するためである．そのため、ここでは  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と同様なプラグ気泡が形成されるクオリティ（ $x_m = 0.048$ ）の条件で比較を行った．この条件では、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と  $200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  では質量流束  $G [\text{kg/(m}^2\cdot\text{s)}]$  が 1 : 2 であるのに対し、クオリティ  $x_m$  がほぼ 2 : 1 となるため、気相の速度  $Gx_m/\rho_v [\text{m/s}]$  および気相の慣性力が同程度となる．

Fig. 5-12 に、面平均温度 $\langle T_w \rangle$ と面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の時間変動を示す．熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の値が同程度であると、質量流束  $G [\text{kg/(m}^2\cdot\text{s)}]$  の低い方が質量流量あたりの熱流量が大きくなるため、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の方が壁面温度 $\langle T_w \rangle$ が上昇している．ただし、面平均温度 $\langle T_w \rangle$ と面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の変動パターンは  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と  $200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  とで類似しており、両者とも面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ には高め（20~30 kW/m<sup>2</sup>）の時間帯と低め（10~20 kW/m<sup>2</sup>）の時間帯が混在している．また、流動様相と瞬時熱流束分布のパターンも「5.4.1 スラグ流の動的伝熱特性」で示した  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の場合（Fig. 5-9）と同様であり、気体プラグ間の液相では流れが乱流化して面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ が高くなり、プラグ気泡通過時や分離流（層状流または波状流）となる時には液相の乱れが抑制されて面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ が低くなる傾向が見られた．すなわち、本実験のスラグ流の条件では、質量流束  $G [\text{kg/(m}^2\cdot\text{s)}]$  が変化しても気相の速度  $Gx_m/\rho_v [\text{m/s}]$  が同程度であれば流動様相が同様になり、動的伝熱特性も同様となった．

なお、本実験で見られたスラグ流では、プラグ気泡間の液相ではレイノルズ数が 5000~12000 程度（プラグ気泡の動きから評価した流速  $u = 0.7\sim 1.8 \text{ m/s}$ ）と高く、かつプラグ気泡後端において気液界面が乱れることも加わり、流れが乱流化して面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ が上昇した．ただし、流路径が小さくなると液相のレイノルズ数が低下して乱流化が抑制されるため、動的伝熱特性は大きく変化すると考えられる．



(a)  $t = 0 \sim 1500$  ms.



(b) Overall measurement time.

Fig. 5-12 Comparison of temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$  and  $\langle \dot{q}_w \rangle$  with  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  ( $x_m = 0.048$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) and  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  ( $x_m = 0.023$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

## 5.5 測定結果（高熱流束の場合）

本節では、沸騰核生成が活発になる高熱流束の条件において、流動様相と伝熱特性の関係を調査した。本節の条件ではいずれも壁面温度  $T_w$  が飽和温度  $T_{sat}$  を上回っており、気液二相流が飽和状態になっていると考えられることから、局所熱流束  $\dot{q}_w$  に加え、局所熱伝達率  $h_t = \dot{q}_w / (T_w - T_{sat})$  の評価も行った。

### 5.5.1 スラグ流に相当する条件

まず、質量流束  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  において、スラグ流に相当するクオリティ ( $x_m = 0.024$ ) でかつ高熱流束（壁面熱流束  $\overline{\dot{q}_w} \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ，通電加熱熱流束  $\dot{q}_m = 80 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の条件で測定した結果を示す。Fig. 5-13 に、測定面の面平均温度  $\langle T_w \rangle$ ，面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$ ，面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle (= \langle \dot{q}_w \rangle / \{\langle T_w \rangle - T_{sat}\})$  の時間変動を示す。Fig. 5-14 には、Fig. 5-13 の A, B, C, D の瞬間に対応した流動沸騰様相，および測定面の温度分布，熱流束分布，熱伝達率分布を示す。

Fig. 5-13 を見ると、熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が高め（ $30 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度）の時間帯と低め（ $20 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度）の時間帯が混在していることがわかる。例えば、時刻 A では熱伝達率が  $30 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度と高くなっている。この瞬間は、Fig. 5-14 (a) に示すように、流路内の大半が液相である気泡流となっており、流路の角部付近では数多くの沸騰核生成が起こっている。このとき、局所熱伝達率  $h_t$  は気泡の発泡点で高くなり、気泡周囲においてもやや高くなっている。これは、気泡直下での薄液膜蒸発による熱流束上昇、および気泡の動きに伴う対流の擾乱によるものである。Fig. 5-14 (b) では、気泡の成長に伴い気泡同士が合体し、気体プラグが形成されている。「5.4.1 スラグ流の動的伝熱特性」では、気体プラグが成長すると壁面との間の液膜が薄くなり、薄液膜蒸発による熱流束の上昇が見られたが [30], [32]，ここでは気泡の発泡による熱伝達率が高いこともあり、薄液膜蒸発による伝熱促進はほとんど確認できなかった。

時刻 A から時刻 C までは熱伝達率が  $30 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度と高くなっているが、時刻 C 以降では熱伝達率が  $20 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度まで低下している。時刻 C では、Fig. 5-14 (c) に示すように上流から気体プラグが流入しており、その後、Fig. 5-14 (d) に示すように徐々に気相と液

相が上下に分離した流れになっている．この場合，液相の乱れが抑制されて全体的に熱伝達率が低下している．ただし，矩形流路では表面張力の影響で流路角部に液相が引き寄せられるため，流路角部での気泡の発泡は維持される．そのため，低熱流束の場合（Fig. 5-8, スラグ流，熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 20 \text{ kW/m}^2$ ）ほど熱流束の低下が顕著にはならない．

Fig. 5-15 に，スラグ流の条件（ $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ ， $x_m \approx 0.024$ ）において，壁面熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle$ を変化させた時の流路幅方向の熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle_x$ の分布を示す． $\langle \bar{\cdot} \rangle_x$ は時間及び  $x$  方向（流れ方向）で平均した値である．熱流束が低い条件（ $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 10, 20, 50 \text{ kW/m}^2$ ）では，平面中央（ $z = 0 \text{ mm}$ ）付近で熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle_x$ が高くなっている．これは，平面中央部で液相が薄くなり，薄液膜蒸発による伝熱促進が大きくなるためである．一方で，熱流束が高い条件（ $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100, 220 \text{ kW/m}^2$ ）では，流路の角部付近で熱流束が極大になっている．これは，流路の角部付近を起点とした気泡の発泡による伝熱促進が大きくなるためである．本実験条件では，熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle$ が  $100 \text{ kW/m}^2$  以上の条件において，熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle_x$ の極大が平面中央部から角部付近へ移行する傾向が確認できた．

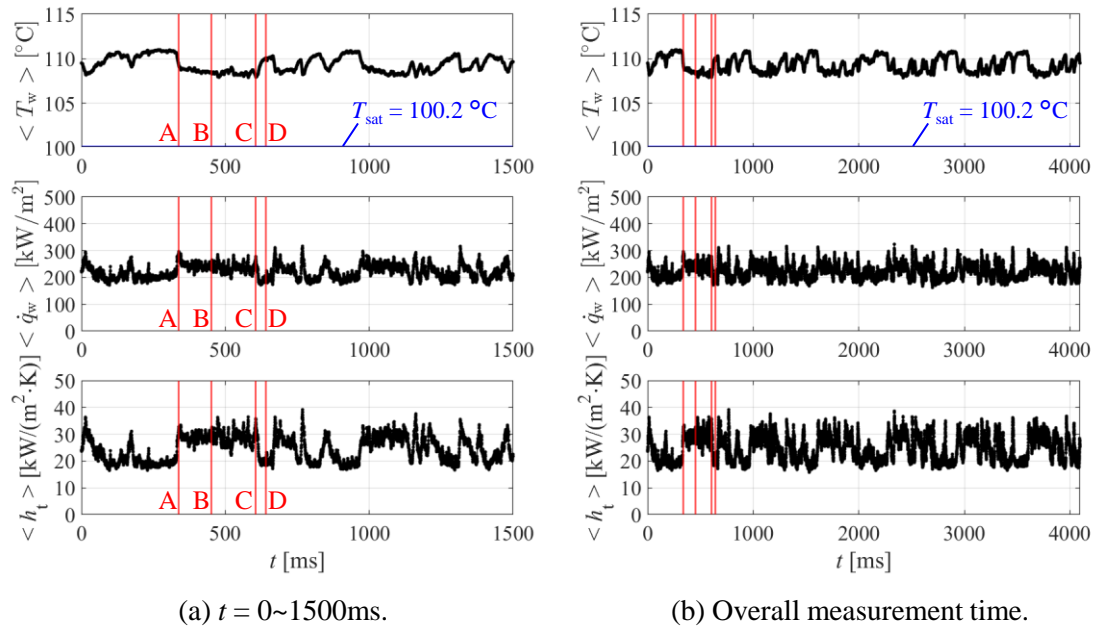


Fig. 5-13 Temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle$  ( $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ ,  $x_m = 0.024$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ).

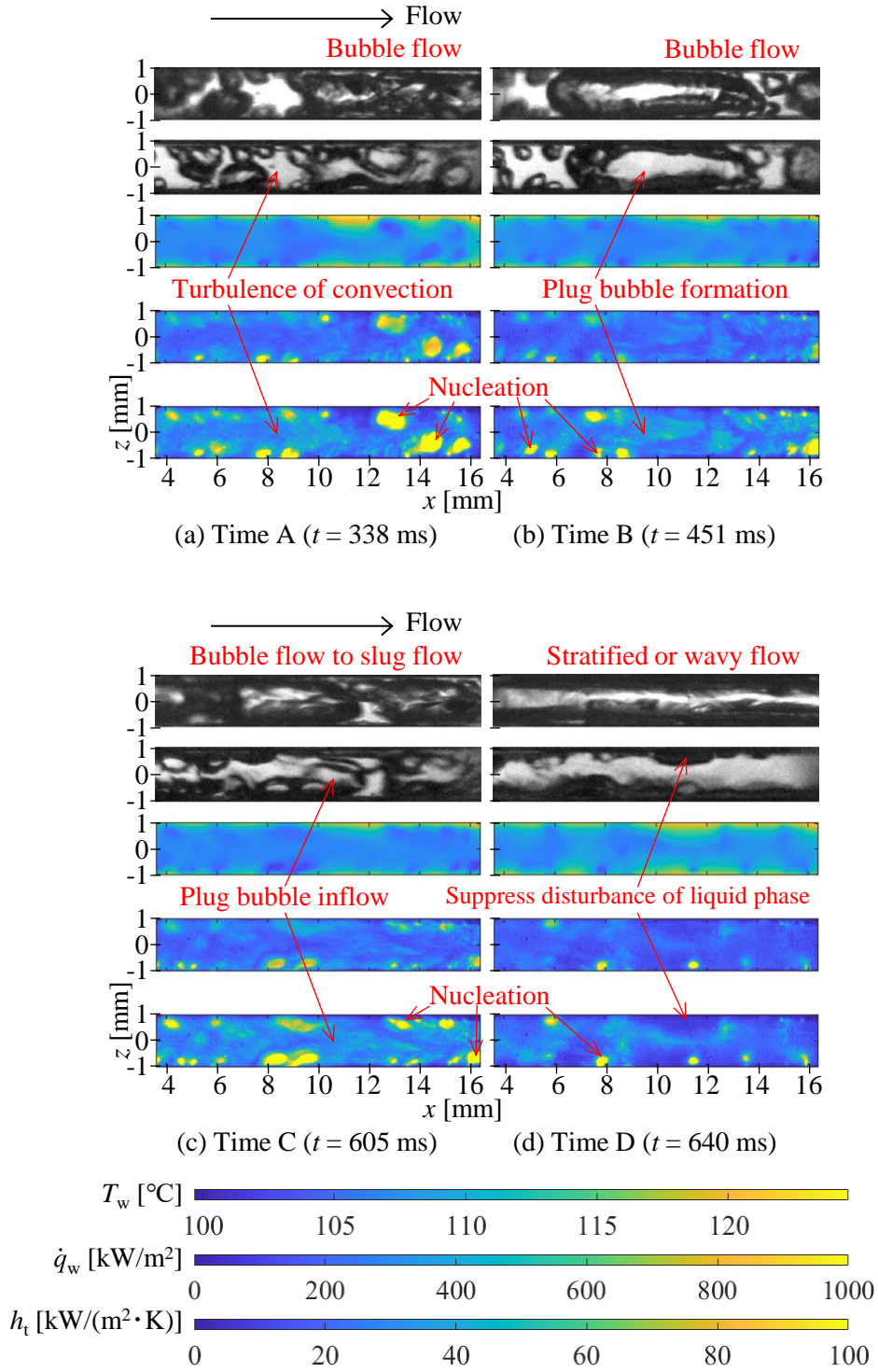


Fig. 5-14 Instantaneous boiling behaviors and corresponding  $T_w$ ,  $\dot{q}_w$ ,  $h_t$  distributions:

top - visible image (high speed camera 1, from above); 2nd from top - visible image (high speed camera 2, from diagonally below); 3rd from bottom -  $T_w$ ; 2nd from bottom -  $\dot{q}_w$ , bottom -  $h_t$

$$(G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), x_m = 0.024, \langle \bar{\dot{q}_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2).$$

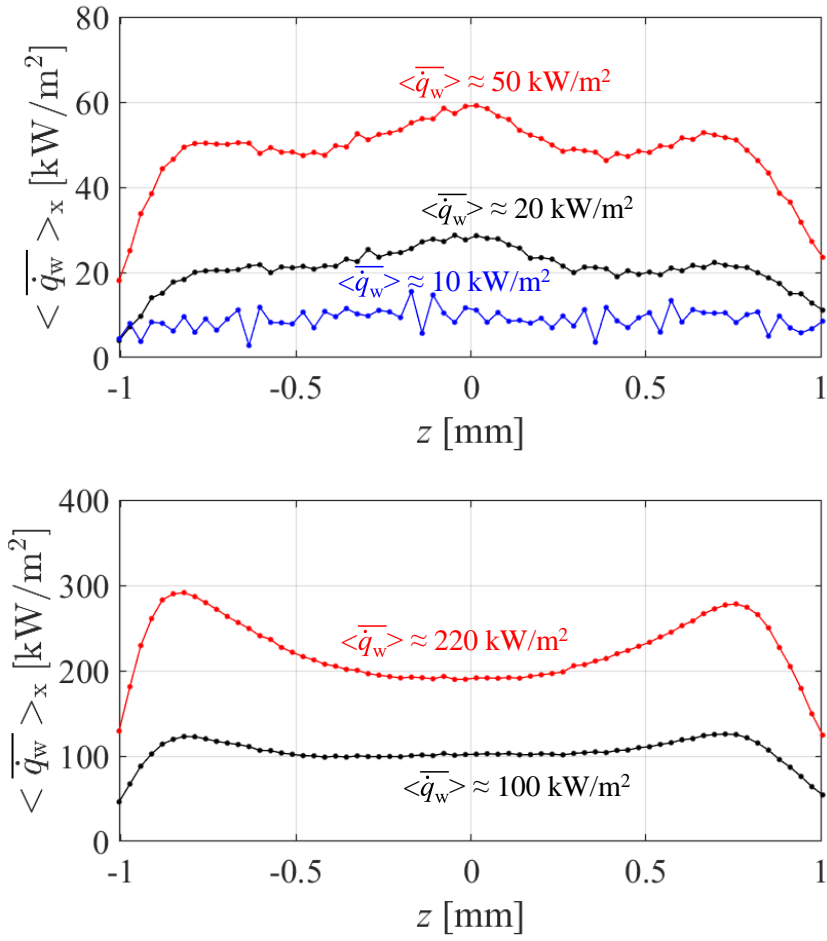


Fig. 5-15 Spanwise distributions of  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle_x$  averaged over time and streamwise direction  $x$  at  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m \approx 0.024$ ,  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 10, 20, 50, 100, 220 \text{ kW/m}^2$ .

### 5.5.2 環状流に相当する条件

次に、質量流束  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ 、壁面熱流束  $\overline{\dot{q}_w} \approx 220 \text{ kW/m}^2$  の条件でクオリティを  $x_m = 0.064$  に上昇させ、環状流に相当する条件にした時の結果を示す。Fig. 5-16 に、測定面の面平均温度  $\langle T_w \rangle$ 、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$ 、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle (= \langle \dot{q}_w \rangle / \{\langle T_w \rangle - T_{\text{sat}}\})$  の時間変動を示す。Fig. 5-17 には、Fig. 5-16 の A, B, C, D の瞬間に対応した流動沸騰様相、および測定面の温度分布、熱流束分布、熱伝達率分布を示す。

Fig. 5-16 を見ると、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  は、値や変動振幅がスラグ流の条件 (Fig. 5-13) と同程度である。ただし、過熱度  $\langle T_w \rangle - T_{\text{sat}}$  が低下しているため、スラグ流の場合より熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が上昇している。なお、面平均熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  には周期 1.4 s 程度の大きな変動が見られるが、これはプレヒータでの蒸気生成が常に一定にならず、蒸気の生成周期に対応して変動したことによると考えている。

時刻 A では、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が他の時間帯より低くなっている。この瞬間は、Fig. 5-17 (a) に示すように壁面に液膜が形成されており、流路中央に高速の気相が流れる典型的な環状流となっている。この時は液膜の乱れが比較的小さくなっており、熱伝達率は全体的に低めになっている。ただし、流路角部付近では活発な核生成が起こっており、角部付近では熱伝達率が高くなっている。

時刻 B では、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が瞬間的に上昇している。これは、Fig. 5-17 (b) に示すように、液相と気相が混合した高速な流れが流入するためである。この時、高速な対流によって沸騰核生成が抑制されるものの、液相の高速で激しい乱れに伴って熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が非常に高くなる。

時刻 C では、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が低下している。これは、Fig. 5-17 (c) に示すように、流路角部において部分的にドライアウトするためである。角部からドライアウトが進行するのは、熱流束  $\overline{\dot{q}_w}$  の高い条件では、角部付近において核沸騰による蒸発が促進されるためと考えられる。ドライアウトした領域では局所熱伝達率  $h_t$  が顕著に低下する一方で、液膜との境界である三相界線では局所熱伝達率  $h_t$  が高くなる。その結果、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  の低下はそれほど顕著にはならない。

時刻 D は、ドライアウトした領域の一部に液相が流入してリウエットした瞬間である。この条件では、ドライアウトしている間に壁温が上昇するため、リウエットによる局所熱



流束 $\dot{q}_w$ の上昇が顕著になる。

Fig. 5-18 に、環状流の条件 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m \approx 0.063$ ) において、壁面熱流束 $\overline{\dot{q}_w}$ を変化させた時の流路幅方向の熱流束 $\overline{\dot{q}_w}_x$ の分布を示す。 $\langle \cdot \rangle_x$  は時間及び  $x$  方向（流れ方向）で平均した値である。スラグ流（Fig. 5-15）の場合と同様に、熱流束が低い条件 ( $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 10, 20, 50 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) では平面中央付近で熱流束 $\overline{\dot{q}_w}_x$ が高くなり、熱流束が高い条件 ( $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 100, 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) では流路の角部付近で熱流束 $\overline{\dot{q}_w}_x$ が高くなる傾向がある。すなわち、本実験条件では、スラグ流であっても環状流であっても、熱流束 $\overline{\dot{q}_w}$ が  $100 \text{ kW}/\text{m}^2$  程度以下の場合は平面中央部での薄液膜蒸発による伝熱促進が相対的に大きくなり、熱流束 $\overline{\dot{q}_w}$ が  $100 \text{ kW}/\text{m}^2$  程度以上では流路角部付近での核生成による伝熱促進が相対的に大きくなった。

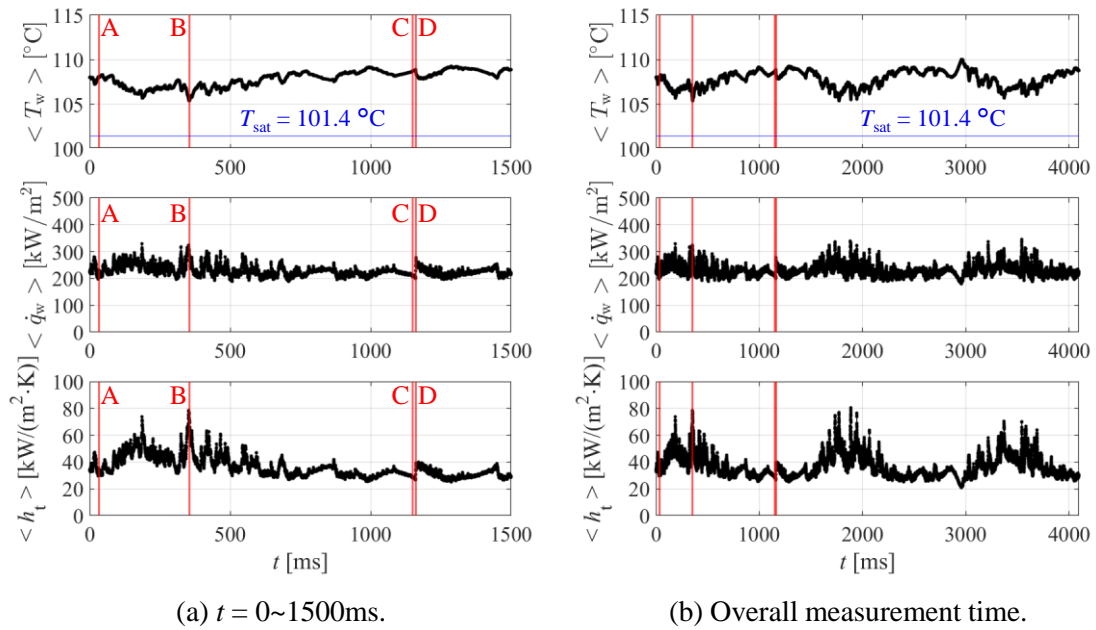


Fig. 5-16 Temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle$  ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.064$ ,  $\overline{\dot{q}_w} \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

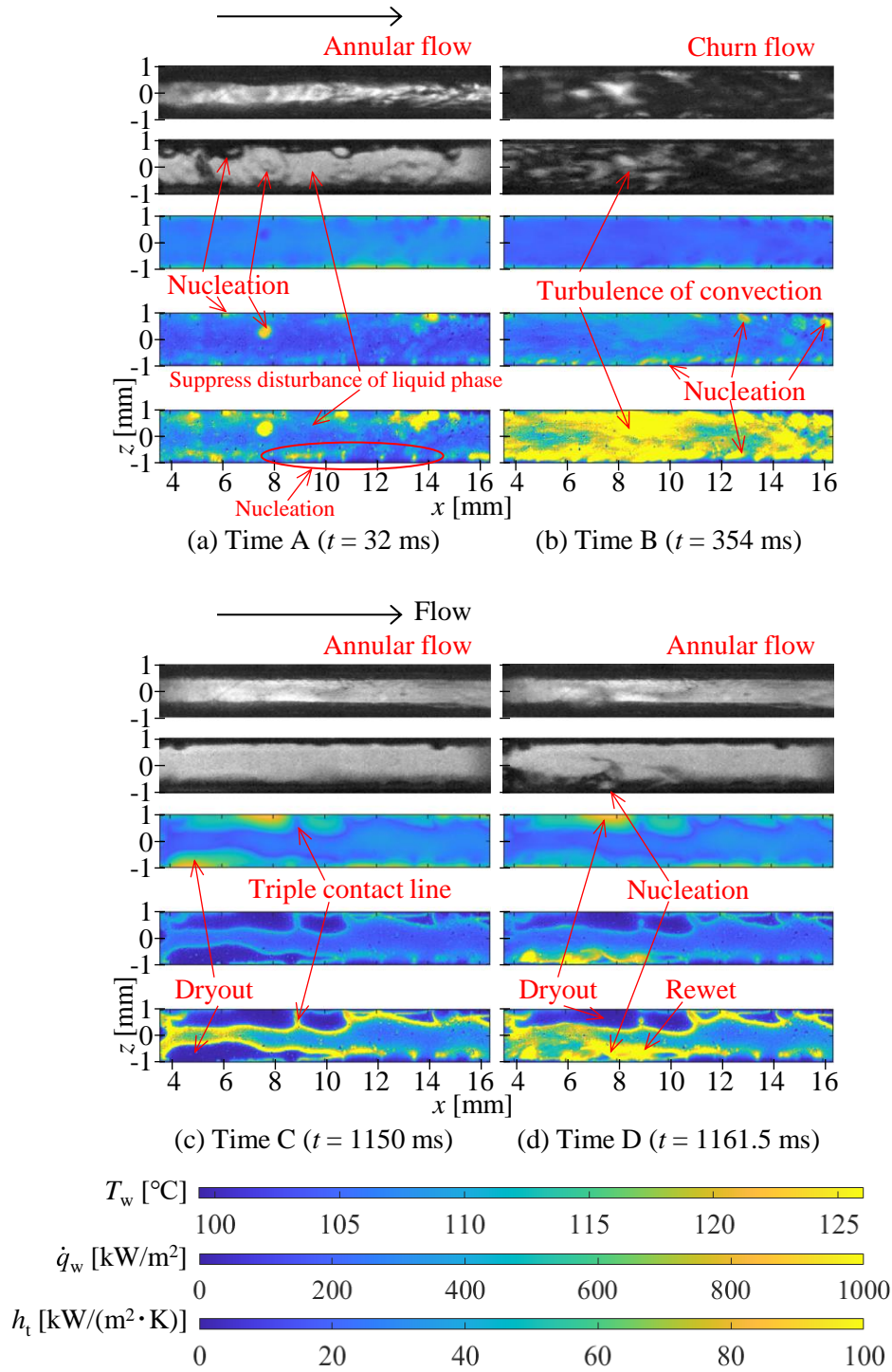


Fig. 5-17 Instantaneous boiling behaviors and corresponding  $T_w$ ,  $\dot{q}_w$ ,  $h_t$  distributions:

top - visible image (high speed camera 1, from above); 2nd from top - visible image (high speed camera 2,

from diagonally below); 3rd from bottom -  $T_w$ ; 2nd from bottom -  $\dot{q}_w$ , bottom -  $h_t$

$$(G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), x_m = 0.064, \langle \bar{\dot{q}}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2).$$

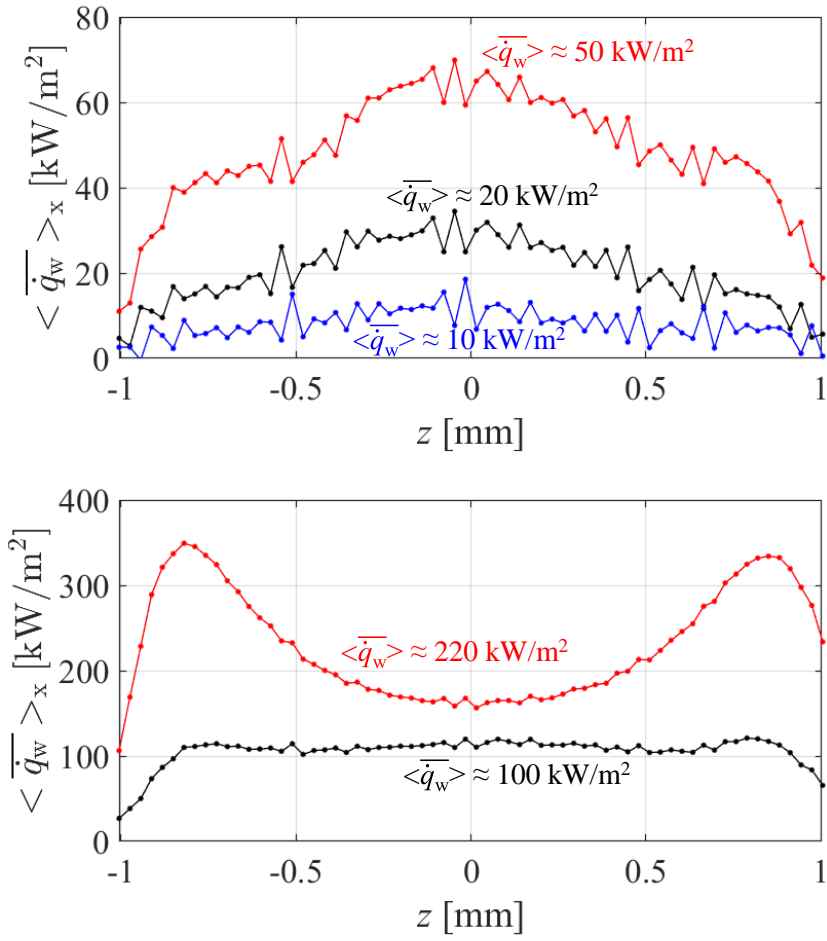


Fig. 5-18 Spanwise distributions of  $\langle \dot{q}_w \rangle_x$  averaged over time and streamwise direction  $x$

at  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m \approx 0.063$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 10, 20, 50, 100, 220 \text{ kW/m}^2$ .

### 5.5.3 質量流束の影響

次に、スラグ流でかつ高低熱流束（壁面熱流束 $\langle \overline{q_w} \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ）の条件において、質量流束を  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  に低下させた時の結果を  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の結果（「5.5.1 スラグ流に相当する条件」で示した条件）と比較する．この条件では、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と  $200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  では質量流束  $G \text{ [kg/(m}^2\cdot\text{s)]}$  が 1 : 2 であるのに対し、クオリティ  $x_m$  がほぼ 2 : 1 であるため、気相の速度  $Gx_m/\rho_v \text{ [m/s]}$  および気相の慣性力が同程度となる．

Fig. 5-19 に、測定面の面平均温度 $\langle T_w \rangle$ 、面平均熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ 、面平均熱伝達率 $\langle h_t \rangle (= \langle \dot{q}_w \rangle / \{\langle T_w \rangle - T_{\text{sat}}\})$ の時間変動を示す． $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  ( $x_m = 0.050$ ,  $\langle \overline{q_w} \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ )の結果を黒色の線で、 $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  ( $x_m = 0.024$ ,  $\langle \overline{q_w} \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ )の結果を赤色の線で示している．熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の値が同程度であるため、質量流束  $G \text{ [kg/(m}^2\cdot\text{s)]}$  の低い方が質量流量当たりの熱流量が大きくなり、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の方が壁温 $\langle T_w \rangle$ が高くなっている．その結果、 $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の方が熱伝達率 $\langle h_t \rangle$ が高めになっている．

熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ の変動パターンは、大部分の時間帯において  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と  $200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  とで類似しており、流動様相と瞬時熱流束分布のパターンも「5.5.1 スラグ流に相当する条件」で示した  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の場合（Fig. 5-14）と同様であった．すなわち、熱流束が低い場合（「5.4.3 質量流束の影響」）と同様に、質量流束  $G \text{ [kg/(m}^2\cdot\text{s)]}$  が変化しても気相の速度  $Gx_m/\rho_v \text{ [m/s]}$  が同程度であれば流動様相が同様になり、動的伝熱特性も同様となる傾向が見られた．ただし、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の場合は、熱流束 $\langle \dot{q}_w \rangle$ が大きく低下する時間帯（例えば時刻 A の前後）が時々現れるとともに、その直後には大きな極大（例えば時刻 B）が現れる．

Fig. 5-20 には、Fig. 5-19 ( $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  の場合) の時刻 A, B における流動沸騰様相、および測定面の温度分布、熱流束分布、熱伝達率分布を示す．時刻 A では、Fig. 5-20 (a)に示すように、ドライアウトの領域が大きく広がっている．この場合、三相界線の領域が相対的に減少するとともに、液相が対流する面積や核生成可能な面積も狭くなるため、面平均熱伝達率 $\langle h_t \rangle$ が大きく低下している（Fig. 5-19）．時刻 B は、ドライアウトした領域の上流側がリウエットした瞬間である．ドライアウトが大きく広がると壁温の上昇が大きくなるため、リウエットによる局所熱流束 $\dot{q}$ や局所熱伝達率 $h_t$ の上昇が顕著になる．

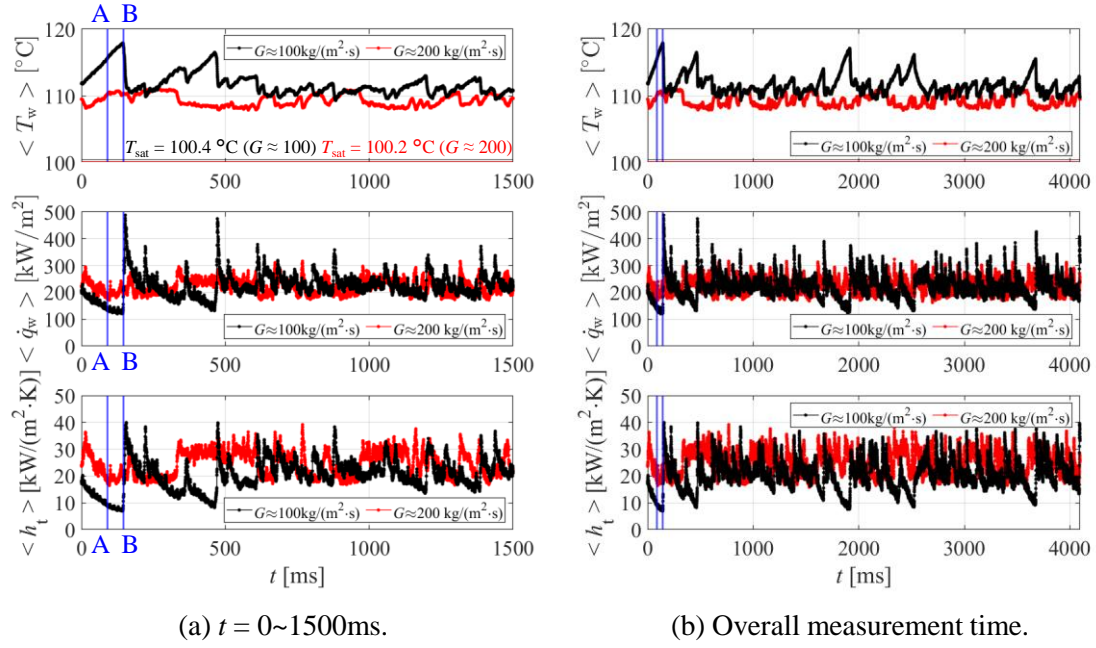


Fig. 5-19 Comparison of temporal fluctuations of  $\langle T_w \rangle$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle$  with

$G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  ( $x_m = 0.050$ ,  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ) and

$G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  ( $x_m = 0.024$ ,  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

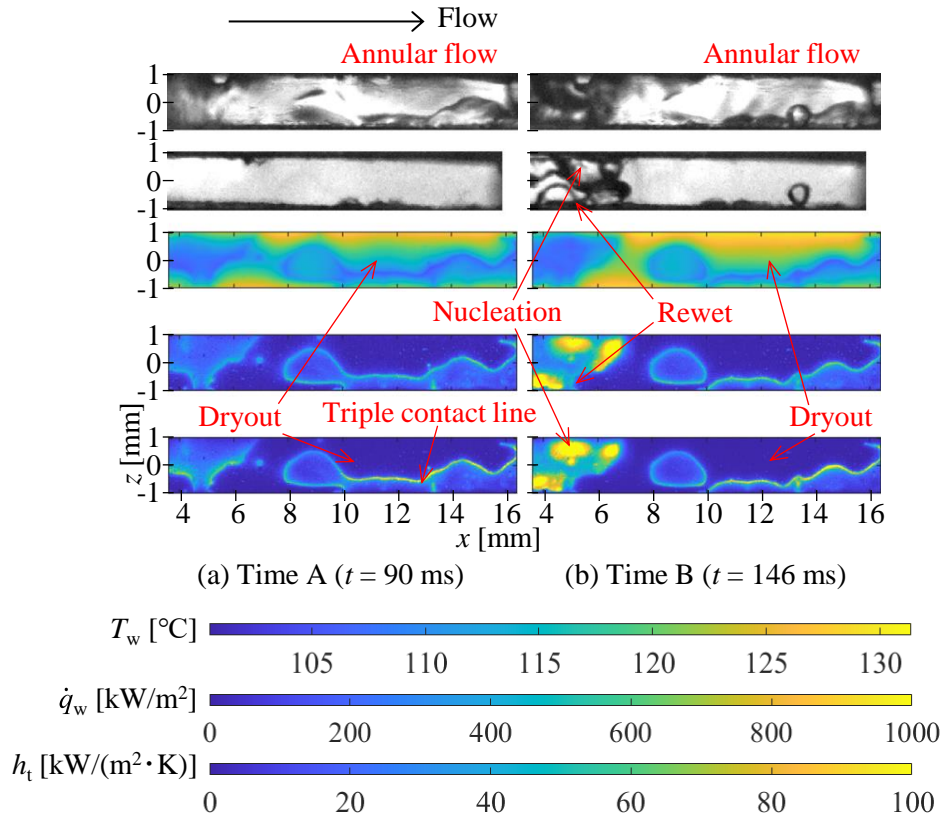


Fig. 5-20 Instantaneous boiling behaviors and corresponding  $T_w$ ,  $\dot{q}_w$ ,  $h_t$  distributions:

top - visible image (high speed camera 1, from above); 2nd from top - visible image (high speed camera 2, from diagonally below); 3rd from bottom -  $T_w$ ; 2nd from bottom -  $\dot{q}_w$ , bottom -  $h_t$

$$(G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), x_m = 0.050, \langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2).$$

## 5.6 流動沸騰熱伝達に及ぼす素過程の寄与

「5.4 測定結果（低熱流束の場合）」、「5.5 測定結果（高熱流束の場合）」で述べたように、IR カメラの測定と高速度カメラの撮影を通して、沸騰の素過程（核沸騰，三相界線，ドライアウト，リウエット）に対応した熱伝達変動を明瞭に識別できることが明らかになった。サブクール流動沸騰においては、高速度カメラ撮影に基づく可視画像解析[109]や、IR カメラを用いた測定と高速度カメラ撮影に基づく沸騰の素過程への区分[110]が行われてきた。水の飽和プール沸騰においては、熱伝達率のしきい値を設けることで沸騰の素過程への区分[111]が行われてきた。本節では、飽和流動沸騰における IR カメラで測定した瞬時・局所の熱伝達率分布を、独自に開発した解析手法で画像解析し、各素過程に区分する。その上で、各流動条件における素過程の寄与度について調査する。前述のように、低熱流束の条件では熱伝達率の評価が困難であったため、ここでは、Table 5-5 に示す高熱流束（ $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$  及び  $100 \text{ kW/m}^2$ ）の条件についてのみ調査した。

### 5.6.1 素過程の区分方法

瞬時・局所の熱伝達率  $h_t(x,z,t)$  を、以下の手順（Fig. 5-21 も参照）に従って、核沸騰（Nb）、三相界線（Cl）ドライアウト（Dry）、リウエット（Rew）、強制対流（Fc）の各素過程の領域に区分した。ここでは、Fig. 5-22 (a)の熱伝達率分布（「5.4.3 質量流束の影響」の Fig. 5-20 (b)と対応）を例にとって手順を説明する。なお、本手法では、しきい値の変更や画像解析手順の変更によって多少結果が変わる。ここでは、素過程の区分結果が高速度カメラの可視画像と比較して妥当になるよう事前調整した上で画像解析を行った。

- (1) まず、熱伝達率  $h_t(x,z,t)$  に 3 つのしきい値（Table 5-6 参照， $h_H = 70 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$ ， $h_M = 10 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$ ， $h_L = 1 \text{ kW/(m}^2\cdot\text{K)}$ ， $\dot{q}_{Nb} = 500 \text{ kW/m}^2$ ）と核沸騰を区分する熱流束のしきい値（Table 5-6 参照， $\dot{q}_{Nb} = 500 \text{ kW/m}^2$  または  $400 \text{ kW/m}^2$ ）を設けた。超高熱伝達率域 A（ $(h_t \geq h_H) \cap (\dot{q}_w \geq \dot{q}_{Nb})$ ），高熱伝達率域 B（ $(h_M \leq h_t < h_H) \cup \{(h_t \geq h_H) \cap A^c\}$ ），中熱伝達率域 C（ $(h_L \leq h_t < h_M) \cup \{(h_t < h_L) \cap D^c\}$ ），低熱伝達率域 D（連続した 5 フレームにおいて  $h_t < h_L$ ）の 4 つの領域に区分した（ $\cap$  は共通部分， $\cup$  は和集合， $^c$  は補集合（否定）を表す）。この

時, Fig. 5-21 の表に示すように, 超高熱伝達率域 A に核沸騰 (Nb) の領域が, 高熱伝達率域 B に三相界線 (Cl) の領域が, 低熱伝達率域 D にドライアウト (Dry) の領域が区分されるように 3 つのしきい値を調整した. Fig. 5-22 (b)~(e)に, この手順で区分した A~D の領域を示す (ここでは, 該当領域を黄色, 非該当領域を青紫色で示した).

- (2) Fig. 5-21 の表の右側に記載した手順(1)~(5)に従って画像解析を行い, 核沸騰 (Nb), 三相界線 (Cl), ドライアウト (Dry), リウエット (Rew), 強制対流 (Fc) の 5 つの素過程に区分した. その際に, Matlab の Image Processing Toolbox の関数である「imdilate (画像の膨張処理 [112],[113])」などを使用した. Fig. 5-22 (f)~(j)に, この手順で区分した 5 つの素過程の領域を示す (ここでは, 該当領域を黄色, 非該当領域を青紫色で示した).

素過程の区分を行った実験条件を Table 5-5 に示す. 平均熱伝達率は  $h_m = \langle \overline{\dot{q}_w} \rangle / \{ \langle T_w \rangle - T_{sat} \}$  と定義しており, 熱流束と壁温の時空間平均値を用いて算出した. 再現性の確認のため, 各実験条件において 2 回の測定を行っており, Table 5-5 には 2 回の平均値を示している. 熱伝達率  $h_m$  については, ( ) 内に 2 回の測定値を記載している. Table 5-5 の実験条件に対応した 3 つの熱伝達率 ( $h_H$ ,  $h_M$ ,  $h_L$ ) のしきい値と, 核沸騰を区分するための熱流束のしきい値  $\dot{q}_{Nb}$  の一覧を Table 5-6 に示す. 上記の方法で区分された各素過程の領域は, 可視画像と熱伝達率分布から識別される沸騰の素過程とよく対応していることを確認した. なお,  $h_H$  (マイクロレイヤーにおける熱伝達率の下限值) は全実験条件を通して  $70 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  に統一した. これは, 核沸騰気泡直下の薄液膜 (マイクロレイヤー) 厚さ  $\delta_l$  が  $10 \mu\text{m}$  以下になると, 熱伝達率が  $h = \dot{q}_w / \Delta T_{sat} \approx \lambda_l / \delta_l > 70 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  程度になると考えられるからである. すなわち, ここで区分された核沸騰の領域は, 核沸騰気泡直下のマイクロレイヤーにおける高熱流束域に対応している. また,  $h_L$  (液相における熱伝達率の下限值) は, 液相と気相の熱伝達率を区分するために, ここでは全実験条件を通して  $1 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  に統一した.  $h_M$  (三相界線における熱伝達率の下限值) および  $\dot{q}_{Nb}$  (核沸騰を区分する熱流束のしきい値) は, 各素過程が適切に区分されるように決定したしきい値である. なお, 特に,  $\dot{q}_{Nb}$  は実験条件 (特に, 壁面熱流束  $\langle \overline{\dot{q}_w} \rangle$ ) によって変化するため汎用的な値ではない. また,  $h_L$  は, 同一ヌッセルト数の場合では流路徑に依存して変化すると考えられる. 従って, 流動条件や加熱条件が変化した場合は, これらのしきい値を見直す必要がある.



	Division by heat transfer coefficient			
	A	B	C	D
Classification by elementary process	Nb			
		Cl		
				Dry
	Rew			
		Fc		

※Light-colored areas have been reclassified by image processing.

A :  $(h_t \geq h_H) \cap (\dot{q}_w \geq \dot{q}_{Nb})$   
B :  $(h_M \leq h_t < h_H) \cup \{(h_t \geq h_H) \cap A^c\}$   
C :  $(h_L \leq h_t < h_M) \cup \{(h_t < h_L) \cap D^c\}$   
D :  $h_t < h_L$  for 5 consecutive frames

Rough classification procedures.

- (1) Dry (dryout) :  $\text{imdilate}(D)^R \cap (C \cup D)$
- (2) Cl (triple contact line) :  $\text{imdilate}(\text{Dry}) \cap (A \cup B)$
- (3) Rew (rewet) :  $(\text{Dry}^P \cap \text{Dry}^c) \cup (\text{Rew}^P \cap A)$
- (4) Nb (nucleate boiling) :  $A \cap (Cl \cup \text{Rew})^c$
- (5) Fc (forced convection) :  $(\text{Dry} \cup \text{Rew} \cup Cl \cup Nb)^c$

※ <sup>R</sup> : Repeat until overlap with area B, <sup>P</sup> : Previous frame,  $\cap$  : Intersection,  $\cup$  : Union, <sup>c</sup> : Complement (Negation)

Fig. 5-21 Classification method for each elementary process.

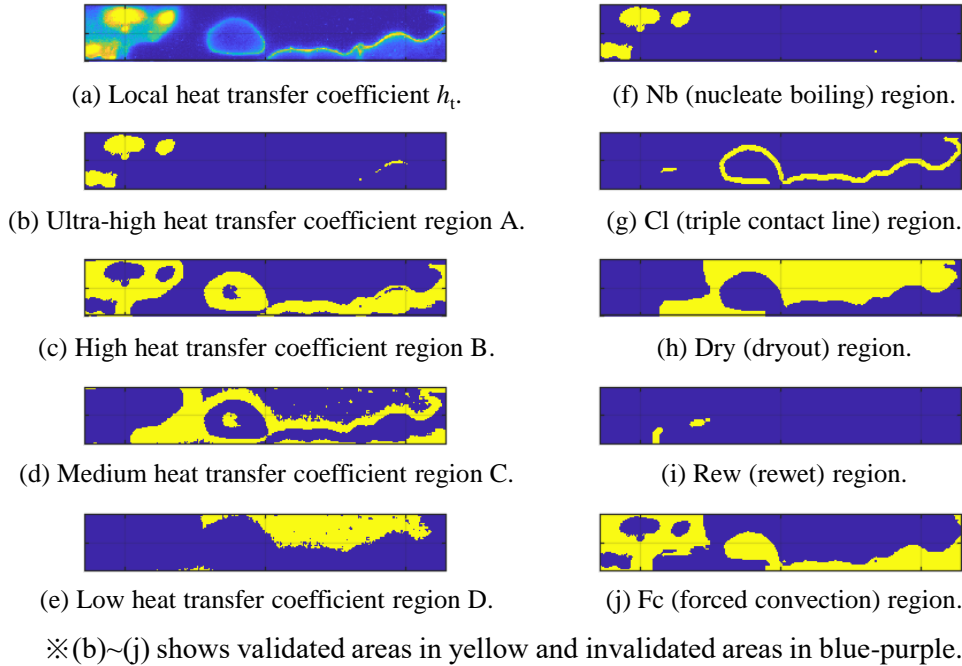


Fig. 5-22 An example of heat transfer coefficient classification results (in the case of  $h_t$  in Fig. 5-20 (b),

$$G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), x_m = 0.050, \langle \overline{\dot{q}_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2).$$

Table 5-5 Experimental conditions used to classify elementary processes.

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$\dot{q}_{in}$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$\langle \bar{T}_w \rangle$ [°C]	$T_{sat}$ [°C]	$h_m$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]
1	203	0.024	221	80	109.2	100.1	24.3 (24.2, 24.4)
2	203	0.031	220	80	109.2	100.6	25.5 (25.7, 25.3)
3	202	0.038	224	80	110.2	101.4	25.4 (25.8, 25.1)
4	202	0.046	221	80	110.1	101.7	26.3 (26.4, 26.2)
5	203	0.055	227	80	109.7	101.6	28.1 (27.4, 28.8)
6	204	0.064	228	80	107.9	101.4	35.0 (35.5, 34.5)
7	102	0.052	219	77	111.9	100.4	19.0 (19.5, 18.5)
8	103	0.062	206	73	110.6	100.9	21.3 (21.3, 21.3)
9	102	0.077	207	72	110.8	101.5	22.4 (22.1, 22.6)
10	102	0.093	215	77	111.1	101.6	22.6 (21.3, 24.0)
11	103	0.108	213	76	110.3	101.6	24.3 (24.6, 24.0)
12	102	0.126	208	76	112.1	101.6	20.0 (22.2, 17.8)
13	101	0.144	212	79	114.4	101.7	17.2 (14.2, 20.1)
14	102	0.160	217	79	111.3	101.8	23.1 (21.2, 24.9)
15	202	0.024	103	39	105.2	99.8	19.0 (19.2, 18.7)
16	203	0.031	101	40	104.9	100.2	21.3 (21.4, 21.2)
17	200	0.039	106	40	105.9	100.9	21.0 (20.9, 21.1)
18	203	0.045	104	39	105.6	101.5	25.1 (25.2, 25.0)
19	202	0.054	106	40	105.5	101.5	26.5 (26.4, 26.6)
20	203	0.063	105	39	105.0	101.4	29.5 (29.4, 29.6)
21	100	0.052	107	39	106.7	100.1	16.4 (16.3, 16.4)
22	102	0.062	98	37	105.1	100.5	21.5 (21.5, 21.5)
23	100	0.077	95	36	105.5	101.2	22.1 (22.1, 22.2)
24	102	0.090	101	38	106.8	101.5	19.1 (19.1, 19.1)
25	101	0.107	99	37	105.8	101.5	23.5 (23.8, 23.3)
26	104	0.121	98	37	105.4	101.6	26.0 (26.1, 25.9)
27	103	0.138	106	39	105.6	101.7	27.0 (28.4, 25.7)
28	100	0.162	104	39	105.1	101.8	31.0 (31.5, 30.5)

Table 5-6 Threshold values used to classify elementary processes (conditions correspond to Table 5-5).

Conditions	$h_H$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_M$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_L$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$\dot{q}_{Nb}$ [kW/m <sup>2</sup> ]
1~14	70	10	1	500
15~28	70	10	1	400

## 5.6.2 各流動様式における素過程の寄与

前項の手順によって熱伝達率分布  $h(x,z,t)$  を 5 つの素過程（核沸騰 Nb, 三相界線 Cl, ドライアウト Dry, リウエット Rew, 強制対流 Fc）に区分した後に、各素過程の占める面積（ $A_{Nb}$ ,  $A_{Cl}$ ,  $A_{Dry}$ ,  $A_{Rew}$ ,  $A_{Fc}$ ）および熱流量 [W]（ $\dot{Q}_{Nb}$ ,  $\dot{Q}_{Cl}$ ,  $\dot{Q}_{Dry}$ ,  $\dot{Q}_{Rew}$ ,  $\dot{Q}_{Fc}$ ）を算出した。熱流量  $\dot{Q}$  [W] は、各素過程の熱流束  $\dot{q}_w$  を各素過程の面積  $A$  で積分して求めた。総伝熱面積（ $= A_{Nb} + A_{Cl} + A_{Dry} + A_{Rew} + A_{Fc}$ ）は  $A_{Tot}$  と表記し、総熱流量（ $= \dot{Q}_{Nb} + \dot{Q}_{Cl} + \dot{Q}_{Dry} + \dot{Q}_{Rew} + \dot{Q}_{Fc}$ ）は  $\dot{Q}_{Tot}$  [W] と表記する。また、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle = (\dot{Q}_{Tot}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ （ $\langle \Delta T_{sat} \rangle = \langle T_w \rangle - T_{sat}$ ）より、各素過程の面平均熱伝達率への寄与（ $\langle h_t \rangle_{Nb} = (\dot{Q}_{Nb}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle_{Cl} = (\dot{Q}_{Cl}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle_{Dry} = (\dot{Q}_{Dry}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle_{Rew} = (\dot{Q}_{Rew}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle_{Fc} = (\dot{Q}_{Fc}/A_{Tot})/\langle \Delta T_{sat} \rangle$ ,  $\langle h_t \rangle = \langle h_t \rangle_{Nb} + \langle h_t \rangle_{Cl} + \langle h_t \rangle_{Dry} + \langle h_t \rangle_{Rew} + \langle h_t \rangle_{Fc}$  となるように定義）も評価した。

Fig. 5-23 に、Table 5-5 の Condition 1（ $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ , 「5.5.1 スラグ流に相当する条件」）に対応した各素過程の面積  $A$  と面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  の時間変動を示す。前項の手順で行った区分では、いずれも強制対流 Fc（核沸騰 Nb, 三相界線 Cl, ドライアウト Dry, リウエット Rew 以外）が支配的であることがわかる。核沸騰の面積  $A_{Nb}$  は 2.5% と小さいが、熱伝達率が高いため、核沸騰の寄与  $\langle h_t \rangle_{Nb}$  は 7.9% と比較的大きくなっている。なお、核沸騰の寄与  $\langle h_t \rangle_{Nb}$  が大きくなる時間帯で強制対流の寄与  $\langle h_t \rangle_{Fc}$  も大きくなる傾向が確認できるが、これは、沸騰気泡の動きに伴う液相の乱れによる熱伝達率の上昇が、ここでは強制対流としてカウントされているためである。また、核沸騰の寄与が大きくなる時間帯で面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  が増加する傾向も確認できる。

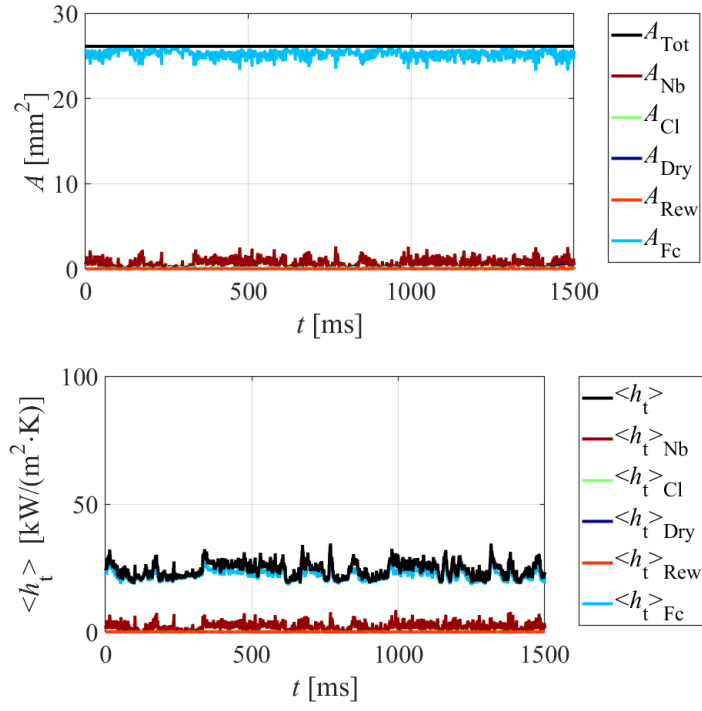


Fig. 5-23 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 1 in Table 5-5,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.024$ ,  $\overline{\dot{q}_w} \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 24.2 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

Fig. 5-24 に、Table 5-5 の Condition 6 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ , 「5.5.2 環状流に相当する条件」) に対応した各素過程の面積  $A$  と面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  の時間変動を示す。

Fig. 5-23 のスラグ流の場合と比較して各素過程の寄与度に大きな変化はないが、ドライアウトの時間変化に違いが見られる。すなわち、スラグ流 (Fig. 5-23) ではドライアウトがほとんど起こっていないのに対し、ドライアウトが進行する時間帯が存在する。例えば  $t \approx 1080 \sim 1160 \text{ ms}$  ではドライアウトの面積  $A_{\text{Dry}}$  が大きく増加している。環状流の場合にドライアウトが進行しやすくなるのは、壁面上の液膜が薄くなるためと考えられる。ドライアウトの進行に伴い、強制対流の寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Fc}}$  や核沸騰の寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Nb}}$  が低下している。ただし、ドライアウト外縁に三相界線が形成され、三相界線の寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Cl}}$  が大きくなるため、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  はあまり低下していない。なお、 $t \approx 1160 \text{ ms}$  でドライアウトしていた領域に液相が流入してリウェットが起こる。この瞬間はリウェットの寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Rew}}$  が一時的に増加するが、全時間でみると、この寄与は小さい。

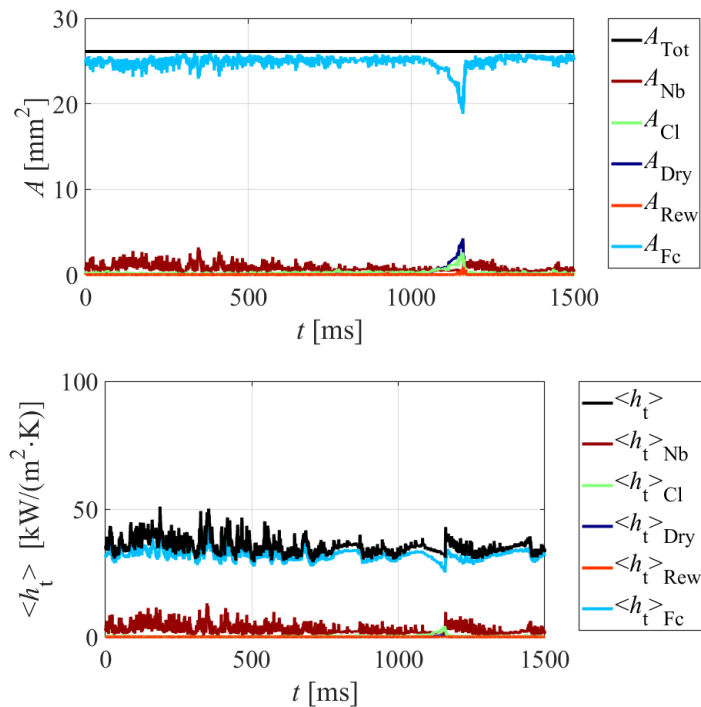


Fig. 5-24 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 6 in Table 5-5,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.064$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 35.5 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

Fig. 5-25 に、Table 5-5 の Condition 7 ( $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ , スラッグ流, 「5.5.3 質量流束の影響」で示した条件) に対応した面積  $A$  と面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  の時間変動を示す。Fig. 5-23 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ , スラッグ流) と比較すると、ドライアウトの面積  $A_{\text{Dry}}$  が大きくなっていることがわかる。これは、同じ熱流束  $\langle \dot{q}_w \rangle$  の条件で質量流束を低下させたためである。ドライアウトの面積  $A_{\text{Dry}}$  は時間とともに徐々に増加し、リウエットすると急激に低下するが、その後再び増加する傾向を示している。ドライアウトの熱伝達率への寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Dry}}$  は小さいが、ドライアウト外縁に形成される三相界線の寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Cl}}$  は比較的大きくなる。また、ドライアウトが大きく進行した場合は、リウエットの面積  $A_{\text{Rew}}$  が瞬間的に上昇しているが、リウエットの寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Rew}}$  は小さい。また、ドライアウトの面積  $A_{\text{Dry}}$  が大きくなると強制対流の面積  $A_{\text{Fc}}$  が減少するため、強制対流の寄与  $\langle h_t \rangle_{\text{Fc}}$  が小さくなる。以上の結果を反映して、面平均熱伝達率  $\langle h_t \rangle$  の変動が大きくなっていることがわかる。

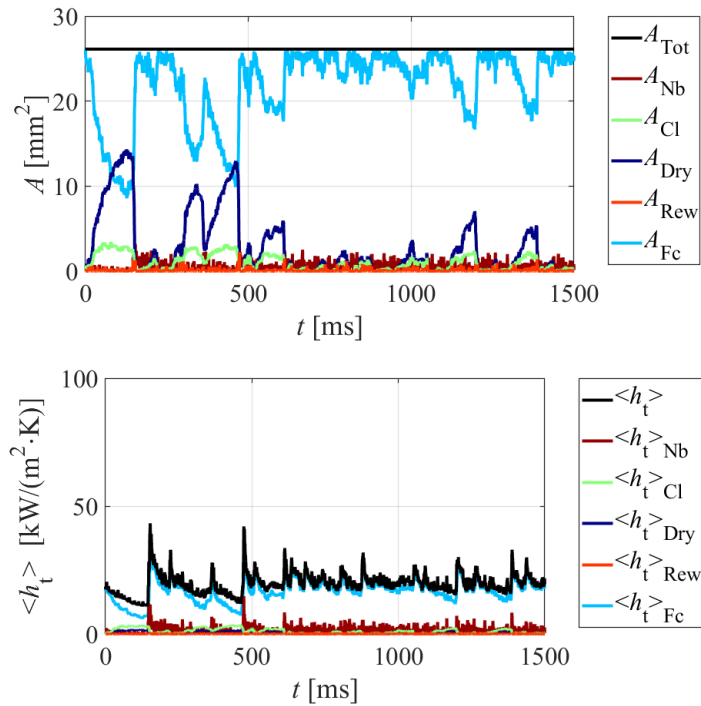


Fig. 5-25 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 7 in Table 5-5,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.050$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 19.5 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

次に、流動条件によって各素過程の寄与がどのように変化するか調査した。まず、各素過程の占める面積 ( $A_{Nb}$ ,  $A_{Cl}$ ,  $A_{Dry}$ ,  $A_{Rew}$ ,  $A_{Fc}$ ) を全計測時間 (約 4 秒) で時間平均し、総伝熱面積  $A_{Tot}$  で割ることで、面積の占有率 ( $A_{Nb}/A_{Tot}$ ,  $A_{Cl}/A_{Tot}$ ,  $A_{Dry}/A_{Tot}$ ,  $A_{Rew}/A_{Tot}$ ,  $A_{Fc}/A_{Tot}$ ) を算出した。また、熱流量 [W] ( $\dot{Q}_{Nb}$ ,  $\dot{Q}_{Cl}$ ,  $\dot{Q}_{Dry}$ ,  $\dot{Q}_{Rew}$ ,  $\dot{Q}_{Fc}$ ) を全計測時間 (約 4 秒) で時間積分し、伝熱量 [J] ( $Q_{Nb}$ ,  $Q_{Cl}$ ,  $Q_{Dry}$ ,  $Q_{Rew}$ ,  $Q_{Fc}$ ) を算出した。伝熱量 [J] ( $Q_{Nb}$ ,  $Q_{Cl}$ ,  $Q_{Dry}$ ,  $Q_{Rew}$ ,  $Q_{Fc}$ ) を総伝熱量  $Q_{Tot}$  [J] ( $= Q_{Nb} + Q_{Cl} + Q_{Dry} + Q_{Rew} + Q_{Fc}$ ) で割ることで、伝熱量の寄与 ( $Q_{Nb}/Q_{Tot}$ ,  $Q_{Cl}/Q_{Tot}$ ,  $Q_{Dry}/Q_{Tot}$ ,  $Q_{Rew}/Q_{Tot}$ ,  $Q_{Fc}/Q_{Tot}$ ) を算出した。さらに、各素過程の熱伝達率への寄与 ( $h_{Nb} = h_m \times Q_{Nb}/Q_{Tot}$ ,  $h_{Cl} = h_m \times Q_{Cl}/Q_{Tot}$ ,  $h_{Dry} = h_m \times Q_{Dry}/Q_{Tot}$ ,  $h_{Rew} = h_m \times Q_{Rew}/Q_{Tot}$ ,  $h_{Fc} = h_m \times Q_{Fc}/Q_{Tot}$ ,  $h_m = h_{Nb} + h_{Cl} + h_{Dry} + h_{Rew} + h_{Fc}$  となるように定義) も評価した。

Fig. 5-26~Fig. 5-29 に、Table 5-5 の各実験条件における 5 つの素過程の寄与度を棒グラフで示す。再現性の確認のために各実験条件で 2 回ずつ測定を行っており、その平均値を示している。それぞれ横軸をクオリティ  $x_m$  としており、縦軸を (a) 面積の占有率  $A/A_{Tot}$ , (b) 伝熱量の寄与  $Q$  [J], (c) 伝熱量の寄与率  $Q/Q_{Tot}$ , (d) 熱伝達率への寄与  $h$  としている。参考のため、Table 5-7 に面積の占有率  $A/A_{Tot}$ , Table 5-8 に伝熱量の寄与  $Q$  [J], Table 5-9 に伝熱量の寄与率  $Q/Q_{Tot}$ , Table 5-10 に熱伝達率への寄与  $h$  を数値で示した。

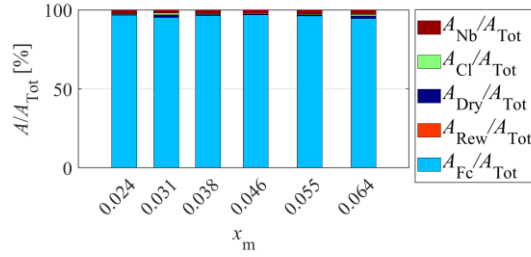
熱流束の変化に着目し、 $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$  (Fig. 5-26, Fig. 5-27) と  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100 \text{ kW/m}^2$  (Fig. 5-28, Fig. 5-29) を比較すると、熱流束の低い条件では核沸騰の伝熱への寄与 ( $Q_{Nb}/Q_{Tot}$  と  $h_{Nb}$ ) が著しく低下している。これは、熱流束が低くなると壁面の過熱度が低下し、沸騰気泡が形成されにくくなるためである。本実験条件では、熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以下になると、核沸騰が伝熱に及ぼす寄与は 2% 程度以下まで低下した。

質量流束の変化に着目し、 $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$  (Fig. 5-26, Fig. 5-28) と  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$  (Fig. 5-27, Fig. 5-29) を比較すると、質量流束が低くなるとドライアウトの面積  $A_{Dry}/A_{Tot}$  が増加し、同時に三相界線の伝熱への寄与 ( $Q_{Cl}/Q_{Tot}$ ,  $h_{Cl}$ ) が大きくなっている。これは、熱流束を同一に保ったまま質量流束が低下すると、液相の蒸発が促進されてドライアウトが起こりやすくなるためである。また、質量流束が低くなると、核沸騰の寄与が小さくなっている。これは、液相が薄くなることやドライアウトの領域が広がることで、沸騰気泡が形成されにくくなるためと考えられる。

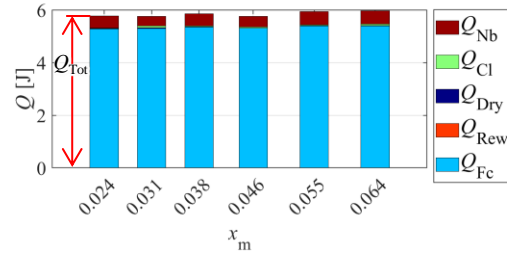
また、クオリティの変化に着目すると、Fig. 5-26~Fig. 5-29 のいずれの条件においても、各素過程の寄与率はあまり変化していない。つまり、本実験条件の範囲においては、質量

流束と熱流束が同じであれば、クオリティが変化して流動様相がスラグ流から環状流に変化しても、各素過程の寄与率の変化は小さいと言える。ただし、いずれの条件においても、クオリティが上昇すると熱伝達率  $h_m$  が上昇する傾向がある。一方で、Fig. 5-27 の条件 ( $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ ,  $\langle \dot{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ) では、特に  $x_m = 0.144$  (Table 5-5 中の Condition 13) の時にドライアウトの面積  $A_{\text{Dry}}/A_{\text{Tot}}$  が大きくなり、それと対応して熱伝達率  $h_m$  が低下している。この現象については「5.7 従来の相関式との比較」で考察する。

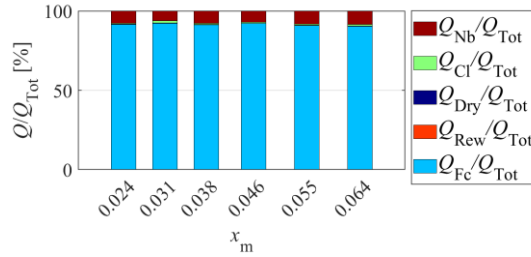




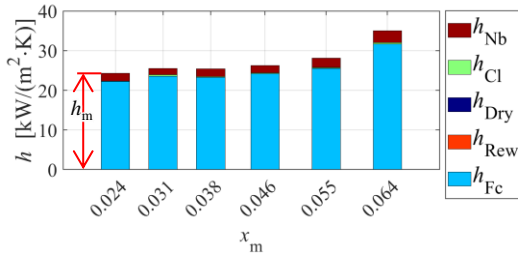
(a) Contribution of heat transfer area.



(b) Contribution of heat amount.



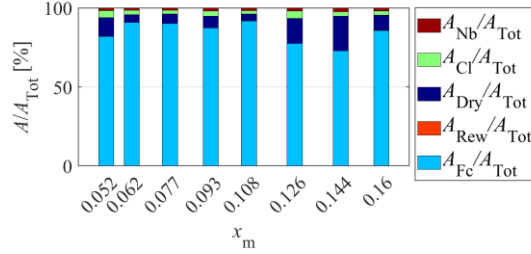
(c) Contribution of heat amount ratio.



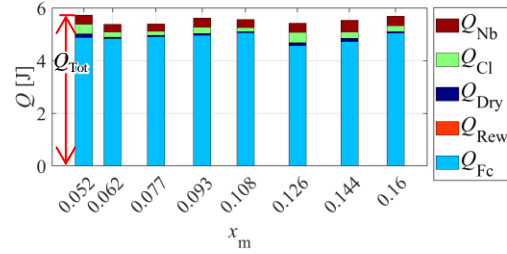
(d) Contribution of heat transfer coefficient.

Fig. 5-26 Contribution of each elementary process

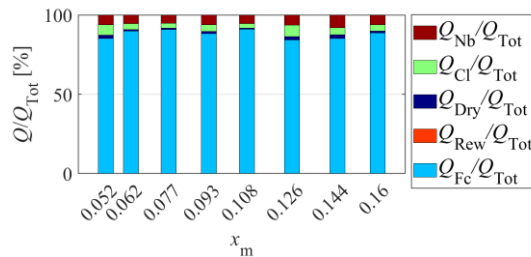
(condition 1~6 in Table 5-5,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).



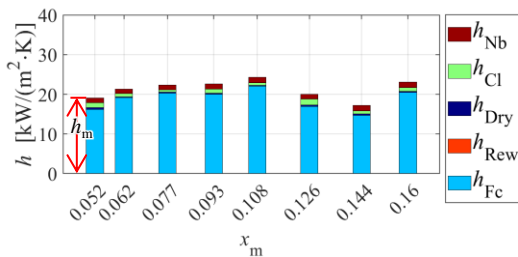
(a) Contribution of heat transfer area.



(b) Contribution of heat amount.



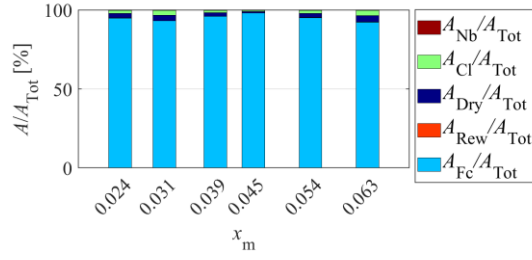
(c) Contribution of heat amount ratio.



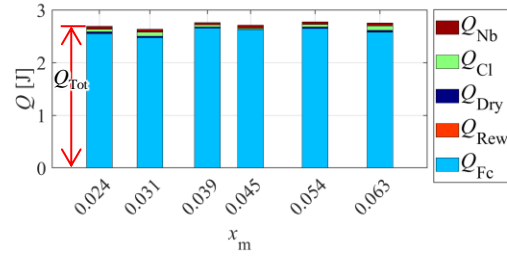
(d) Contribution of heat transfer coefficient.

Fig. 5-27 Contribution of each elementary process

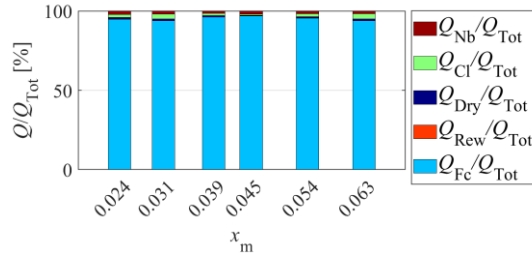
(condition 7~14 in Table 5-5,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).



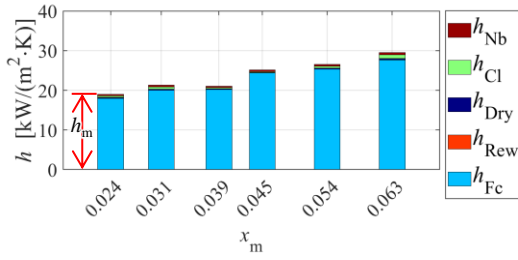
(a) Contribution of heat transfer area.



(b) Contribution of heat amount.



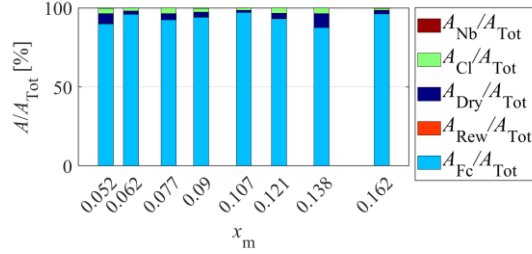
(c) Contribution of heat amount ratio.



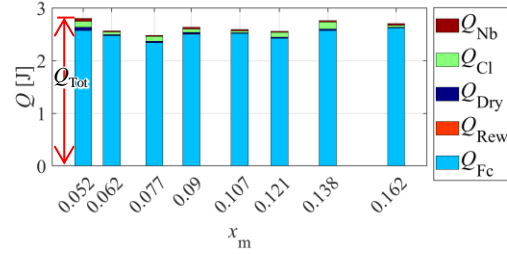
(d) Contribution of heat transfer coefficient.

Fig. 5-28 Contribution of each elementary process

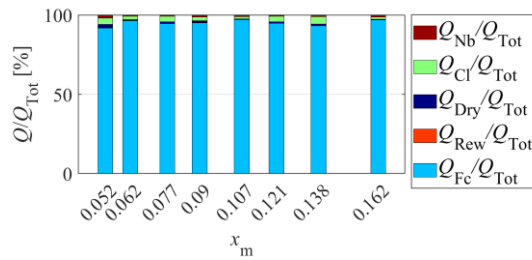
(condition 15~20 in Table 5-5,  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).



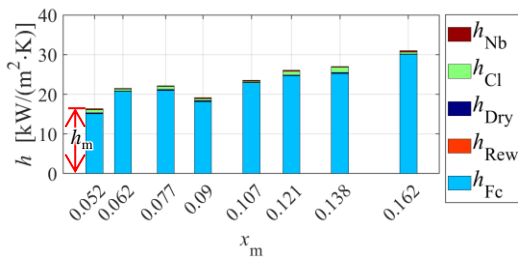
(a) Contribution of heat transfer area.



(b) Contribution of heat amount.



(c) Contribution of heat amount ratio.



(d) Contribution of heat transfer coefficient.

Fig. 5-29 Contribution of each elementary process

(condition 21~28 in Table 5-5,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100 \text{ kW}/\text{m}^2$ ).

Table 5-7 Contribution of each elementary process to heat transfer area  $A/A_{Tot}$ 

(conditions correspond to Table 5-5).

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$A_{Nb}/A_{Tot}$ [%]	$A_{Cl}/A_{Tot}$ [%]	$A_{Dry}/A_{Tot}$ [%]	$A_{Rew}/A_{Tot}$ [%]	$A_{Fo}/A_{Tot}$ [%]
1	203	0.024	221	2.45	0.43	0.50	0.02	96.60
2	203	0.031	220	1.95	1.22	1.45	0.07	95.31
3	202	0.038	224	2.48	0.55	0.58	0.01	96.38
4	202	0.046	221	2.28	0.47	0.45	0.02	96.79
5	203	0.055	227	2.66	0.60	0.64	0.05	96.05
6	204	0.064	228	2.96	0.86	1.65	0.03	94.50
7	102	0.052	219	1.79	4.44	11.71	0.13	81.93
8	103	0.062	206	1.60	2.62	4.96	0.10	90.71
9	102	0.077	207	1.59	2.15	6.08	0.06	90.12
10	102	0.093	215	1.90	3.24	7.52	0.09	87.25
11	103	0.108	213	1.75	2.21	4.15	0.08	91.81
12	102	0.126	208	1.92	4.68	15.80	0.11	77.49
13	101	0.144	212	2.37	2.76	21.91	0.07	72.88
14	102	0.160	217	2.03	2.63	9.54	0.05	85.75
15	202	0.024	103	0.43	1.79	2.82	0.19	94.76
16	203	0.031	101	0.41	2.98	3.40	0.16	93.05
17	200	0.039	106	0.30	1.43	2.29	0.17	95.81
18	203	0.045	104	0.41	0.71	0.85	0.06	97.97
19	202	0.054	106	0.36	1.87	2.58	0.21	94.99
20	203	0.063	105	0.37	3.25	4.03	0.21	92.14
21	100	0.052	107	0.39	3.10	6.51	0.20	89.80
22	102	0.062	98	0.17	1.79	2.09	0.14	95.81
23	100	0.077	95	0.15	3.45	3.88	0.12	92.40
24	102	0.090	101	0.25	2.53	3.03	0.19	93.99
25	101	0.107	99	0.21	1.38	1.26	0.10	97.05
26	104	0.121	98	0.17	3.21	3.20	0.18	93.24
27	103	0.138	106	0.21	3.51	8.64	0.12	87.52
28	100	0.162	104	0.26	1.28	2.36	0.04	96.06

Table 5-8 Contribution of each elementary process to heat amount  $Q$ 

(conditions correspond to Table 5-5).

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$Q_{Nb}$ [J]	$Q_{Cl}$ [J]	$Q_{Dry}$ [J]	$Q_{Rew}$ [J]	$Q_{Fc}$ [J]
1	203	0.024	221	0.46	0.03	0.01	0.00	5.28
2	203	0.031	220	0.36	0.07	0.02	0.00	5.30
3	202	0.038	224	0.46	0.04	0.01	0.00	5.35
4	202	0.046	221	0.41	0.04	0.01	0.00	5.30
5	203	0.055	227	0.49	0.04	0.01	0.00	5.39
6	204	0.064	228	0.50	0.06	0.01	0.00	5.39
7	102	0.052	219	0.36	0.36	0.13	0.00	4.88
8	103	0.062	206	0.30	0.19	0.05	0.00	4.84
9	102	0.077	207	0.29	0.15	0.05	0.00	4.90
10	102	0.093	215	0.34	0.24	0.07	0.00	4.96
11	103	0.108	213	0.31	0.15	0.04	0.00	5.06
12	102	0.126	208	0.35	0.39	0.11	0.00	4.57
13	101	0.144	212	0.45	0.24	0.12	0.00	4.72
14	102	0.160	217	0.36	0.22	0.06	0.00	5.04
15	202	0.024	103	0.06	0.05	0.03	0.00	2.55
16	203	0.031	101	0.05	0.08	0.03	0.00	2.47
17	200	0.039	106	0.04	0.04	0.02	0.00	2.65
18	203	0.045	104	0.05	0.02	0.01	0.00	2.63
19	202	0.054	106	0.05	0.05	0.02	0.00	2.65
20	203	0.063	105	0.05	0.08	0.03	0.00	2.58
21	100	0.052	107	0.05	0.12	0.06	0.00	2.57
22	102	0.062	98	0.02	0.05	0.02	0.00	2.47
23	100	0.077	95	0.02	0.09	0.03	0.00	2.34
24	102	0.090	101	0.03	0.07	0.03	0.00	2.50
25	101	0.107	99	0.03	0.04	0.01	0.00	2.52
26	104	0.121	98	0.02	0.09	0.02	0.00	2.42
27	103	0.138	106	0.03	0.13	0.03	0.00	2.57
28	100	0.162	104	0.03	0.04	0.01	0.00	2.62

Table 5-9 Contribution of each elementary process to heat amount ratio  $Q/Q_{\text{Tot}}$ 

(conditions correspond to Table 5-5).

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$Q_{\text{Nb}}/Q_{\text{Tot}}$ [%]	$Q_{\text{Cl}}/Q_{\text{Tot}}$ [%]	$Q_{\text{Dry}}/Q_{\text{Tot}}$ [%]	$Q_{\text{Rew}}/Q_{\text{Tot}}$ [%]	$Q_{\text{Fe}}/Q_{\text{Tot}}$ [%]
1	203	0.024	221	7.92	0.46	0.15	0.01	91.46
2	203	0.031	220	6.25	1.26	0.33	0.02	92.14
3	202	0.038	224	7.82	0.67	0.15	0.00	91.36
4	202	0.046	221	7.19	0.62	0.11	0.00	92.08
5	203	0.055	227	8.30	0.65	0.17	0.02	90.86
6	204	0.064	228	8.45	1.01	0.22	0.01	90.31
7	102	0.052	219	6.27	6.37	2.23	0.04	85.10
8	103	0.062	206	5.57	3.55	0.96	0.03	89.88
9	102	0.077	207	5.35	2.85	0.95	0.02	90.83
10	102	0.093	215	6.14	4.32	1.20	0.02	88.32
11	103	0.108	213	5.56	2.77	0.72	0.02	90.92
12	102	0.126	208	6.39	7.28	2.00	0.03	84.31
13	101	0.144	212	8.16	4.36	2.22	0.06	85.20
14	102	0.160	217	6.27	3.92	1.09	0.02	88.70
15	202	0.024	103	2.12	1.85	1.15	0.08	94.80
16	203	0.031	101	2.04	2.91	1.20	0.06	93.80
17	200	0.039	106	1.45	1.56	0.72	0.06	96.20
18	203	0.045	104	1.99	0.79	0.24	0.02	96.96
19	202	0.054	106	1.73	1.79	0.84	0.07	95.56
20	203	0.063	105	1.86	3.07	1.17	0.07	93.84
21	100	0.052	107	1.91	4.14	2.09	0.07	91.79
22	102	0.062	98	0.83	2.06	0.60	0.05	96.47
23	100	0.077	95	0.73	3.68	1.11	0.04	94.43
24	102	0.090	101	1.24	2.47	1.18	0.08	95.03
25	101	0.107	99	1.02	1.44	0.38	0.03	97.13
26	104	0.121	98	0.84	3.52	0.81	0.06	94.77
27	103	0.138	106	0.95	4.71	1.14	0.04	93.17
28	100	0.162	104	1.27	1.45	0.36	0.01	96.92

Table 5-10 Contribution of each elementary process to heat transfer coefficient  $h (= h_m \times Q/Q_{\text{Tot}})$

(conditions correspond to Table 5-5).

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$h_{\text{Nb}}$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_{\text{Cl}}$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_{\text{Dry}}$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_{\text{Rew}}$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$h_{\text{Fc}}$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]
1	203	0.024	221	1.92	0.11	0.04	0.00	22.20
2	203	0.031	220	1.59	0.32	0.08	0.00	23.50
3	202	0.038	224	1.99	0.17	0.04	0.00	23.25
4	202	0.046	221	1.89	0.16	0.03	0.00	24.21
5	203	0.055	227	2.33	0.18	0.05	0.00	25.51
6	204	0.064	228	2.96	0.35	0.08	0.00	31.61
7	102	0.052	219	1.19	1.20	0.42	0.01	16.19
8	103	0.062	206	1.19	0.76	0.21	0.01	19.18
9	102	0.077	207	1.20	0.64	0.21	0.00	20.31
10	102	0.093	215	1.39	0.95	0.26	0.01	20.04
11	103	0.108	213	1.35	0.67	0.18	0.01	22.08
12	102	0.126	208	1.27	1.43	0.39	0.01	16.92
13	101	0.144	212	1.37	0.77	0.37	0.01	14.65
14	102	0.160	217	1.44	0.91	0.25	0.00	20.49
15	202	0.024	103	0.40	0.35	0.22	0.02	17.98
16	203	0.031	101	0.43	0.62	0.25	0.01	19.99
17	200	0.039	106	0.30	0.33	0.15	0.01	20.18
18	203	0.045	104	0.50	0.20	0.06	0.01	24.37
19	202	0.054	106	0.46	0.47	0.22	0.02	25.31
20	203	0.063	105	0.55	0.91	0.34	0.02	27.69
21	100	0.052	107	0.31	0.68	0.34	0.01	15.03
22	102	0.062	98	0.18	0.44	0.13	0.01	20.72
23	100	0.077	95	0.16	0.82	0.25	0.01	20.92
24	102	0.090	101	0.24	0.47	0.23	0.02	18.17
25	101	0.107	99	0.24	0.34	0.09	0.01	22.87
26	104	0.121	98	0.22	0.92	0.21	0.02	24.66
27	103	0.138	106	0.26	1.25	0.30	0.01	25.21
28	100	0.162	104	0.39	0.45	0.11	0.00	30.03

## 5.7 従来の相関式との比較

「第 1 章 序論」で述べたように、流動沸騰熱伝達を予測するための相関式がこれまで数多く提案されてきた。従来の相関式の多くは、強制対流熱伝達の相関式とプール核沸騰熱伝達の相関式を組み合わせ、それらに二相強制対流増倍係数や核沸騰抑制係数等の調整パラメータを導入した上で、既存の数多くの実験データと整合が取れるように作成されたものである。そのため、必ずしも流動沸騰の伝熱メカニズムを正確に反映しているわけではない。本節では、まず、前節までに示した実験結果を従来提案された流動沸騰熱伝達の相関式のいくつかと比較し、本実験結果と相関式との整合性を確認する。その上で、核沸騰や強制対流が伝熱に及ぼす寄与について、従来の相関式と比較して考察する。

Fig. 5-30~Fig. 5-32 に、本実験で得られた熱伝達率  $h_m$  と従来の相関式で予測される熱伝達率  $h_{emp}$  を比較して示す。本実験結果は Table 5-5 に対応した 56 データ (28 条件  $\times$  2) であり、質量流束ごとに色を変えて、壁面熱流束毎に記号を変えてプロットしている。Fig. 5-30 は Kandlikar の相関式 [24] (直径  $D_h \geq 4.6$  mm の円管を対象とした式) との比較、Fig. 5-31 は榎木らの相関式 [21] (直径  $D_h = 0.51 \sim 3.69$  mm の円管を対象とした式) との比較、Fig. 5-32 は Shah の相関式 [23] (水力直径  $D_h \geq 0.47$  mm の円管や矩形管等を対象とした式) との比較である。なお、榎木らの相関式は流動方向 (水平流, 垂直上昇流, 垂直下降流) で場合分けされているが、ここでは水平流の式ではなく、垂直上昇流の式と比較した。本実験では矩形管を水平に設置して底面の熱伝達率を測定しているが、気相と液相が上下に分離する流れでは上面の熱伝達率が低下し、底面の熱伝達率は水平流の熱伝達率より高めに評価されたと考えたからである。

Fig. 5-30~Fig. 5-32 を見ると、本測定で得られた熱伝達率  $h_m$  は、従来の相関式とおおよそ  $\pm 30\%$  の範囲で一致していることが分かる。なお、熱流束が高い場合 ( $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220$  kW/m<sup>2</sup>) は比較的よく一致しているものの、 $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100$  kW/m<sup>2</sup> では相関式より 30% 程度高くなっている。この原因として、ITO 加熱部に流入する二相流が壁面近傍で完全には飽和状態になっておらず、熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  が低いほどこの影響を受けやすいことが考えられる。ただし、相関式との差は 30% 程度にとどまっているため、以降でも  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100$  kW/m<sup>2</sup> のデータを含めて比較を行う。

なお, Condition 13 の熱伝達率は, 相関式と比べて大きく低下している. この条件における各素過程の面積  $A$  と面平均熱伝達率 $\langle h \rangle$ の時間変動を Fig. 5-33 に示す. この場合,  $t = 2800 \sim 3300$  ms の間でドライアウトが ITO 加熱部全域に広がり ( $A_{\text{Dry}} \approx A_{\text{Tot}}$  となり), 面平均熱伝達率 $\langle h \rangle$ が 0 近くまで低下していることがわかる. これは, 全面でドライアウトが起これば三相界線による高熱流束域も消滅するためである. そのため, 熱伝達率  $h_m$  が大きく低下している.

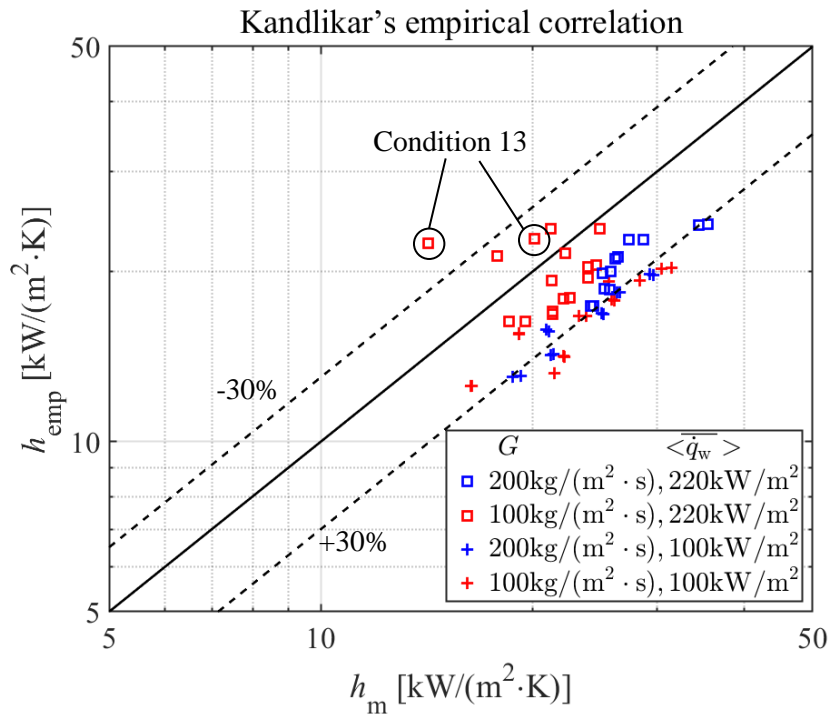


Fig. 5-30 Comparison of heat transfer coefficient  $h_m$  with Kandlikar's empirical correlation.



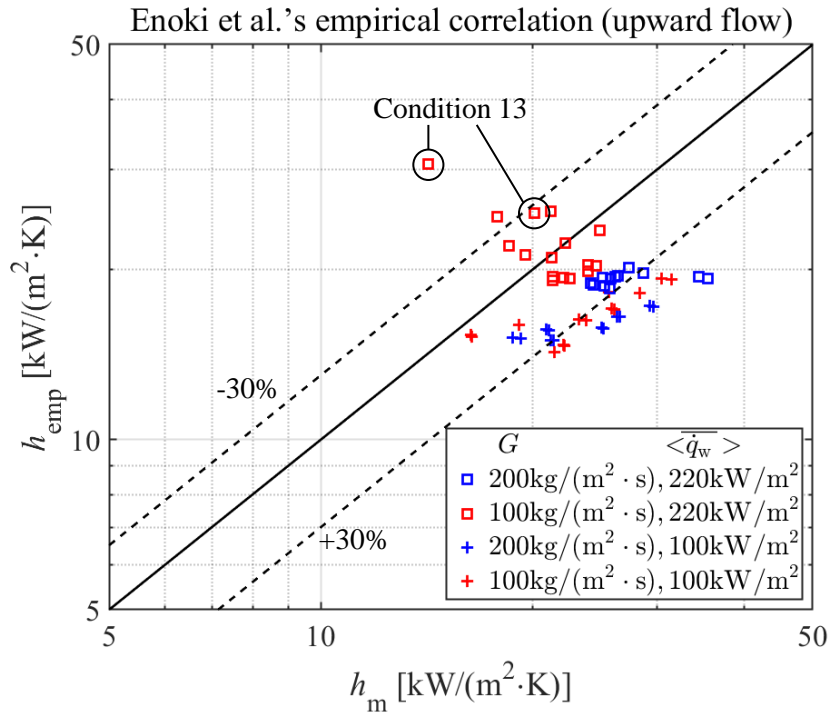


Fig. 5-31 Comparison of heat transfer coefficient  $h_m$  with Enoki et al.'s empirical correlation (upward flow).

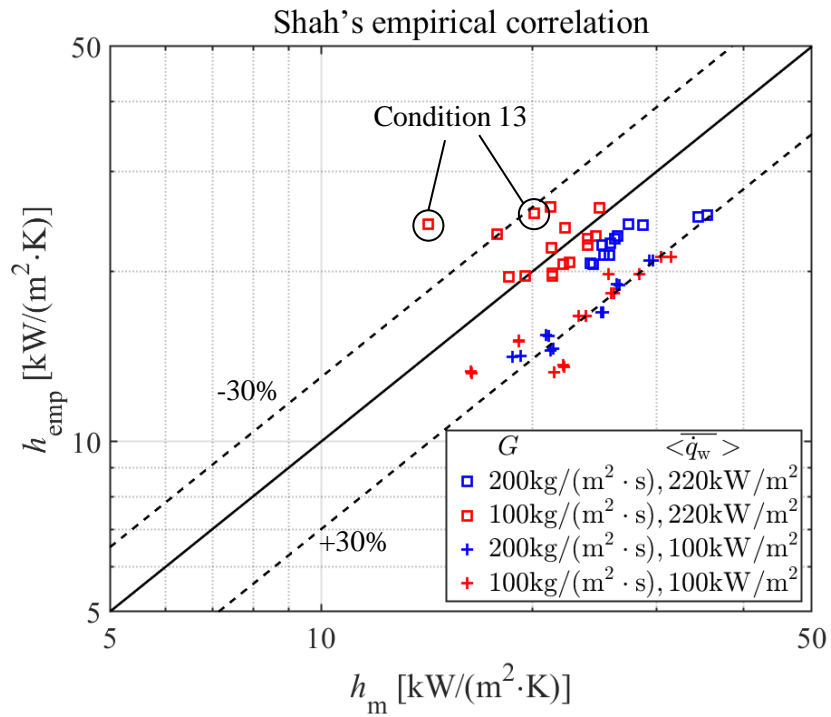


Fig. 5-32 Comparison of heat transfer coefficient  $h_m$  with Shah's empirical correlation.

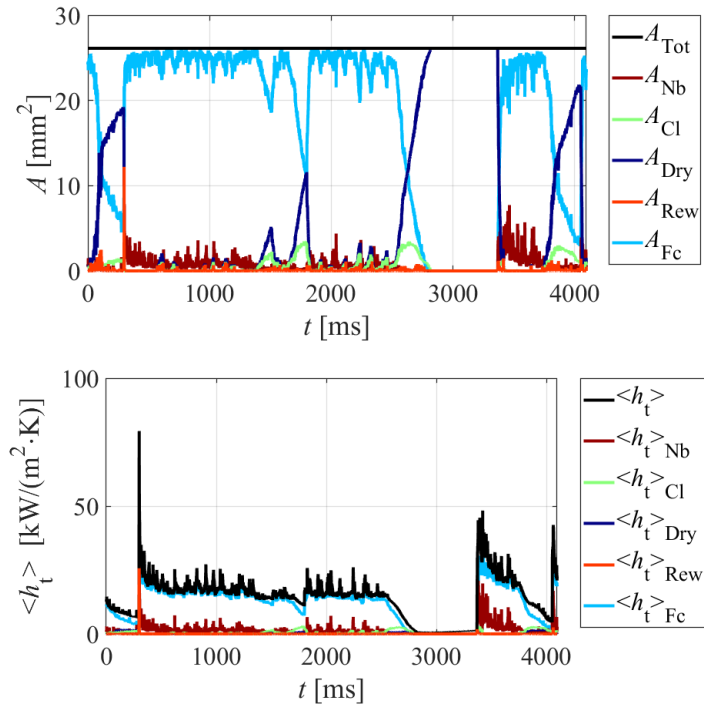


Fig. 5-33 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 13 in Table 5-5,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.144$ ,  $\overline{\dot{q}_w} \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 14.2 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

Fig. 5-34 に、質量流束、熱流束、クオリティを変化させた時の熱伝達率  $h_m$  の変化を従来の相関式と比較して示す。各グラフは質量流束 ( $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  と  $100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ) と熱流束 ( $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$  と  $100 \text{ kW/m}^2$ ) の組み合わせ毎に作成しており、横軸がクオリティ  $x_m$  である。Kandlikar の相関式を赤色の実線で、榎木らの相関式を青色の実線で、Shah の相関式を青緑色の実線で示している。各相関式の変数及び物性値は、各実験条件（質量流束  $G [\text{kg/(m}^2\cdot\text{s)}]$  と熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  の組み合わせ）における平均値を用いた。いずれの相関式もクオリティが上昇すると熱伝達率が徐々に上昇する傾向を示しており、本実験結果とも定性的によく一致している。なお、 $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ,  $x_m = 0.064$ （「5.5.2 環状流に相当する条件」で示した条件）では熱伝達率が大きく上昇しているが、これは、この条件においてプレヒータでの蒸気生成が周期的に変動したためと考えている。また、 $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ,  $x_m = 0.144$  (Condition 13) で熱伝達率が大きく低下するのは、ドライアウトの領域が一時的に ITO 加熱部全域に広がったためである (Fig. 5-33 参照)。

ここで、前節で評価した各素過程の寄与度を従来の相関式と比較する。Fig. 5-35 には核沸騰の寄与 (Table 5-10 の  $h_{nb}$ ) を、Fig. 5-36 には強制対流の寄与 (Table 5-10 の  $h_{fc}$ ) を、それぞれ Kandlikar の相関式 (赤色の実線) および榎木らの相関式 (青色の実線) と比較して示す。Kandlikar の相関式は、熱伝達率を「強制対流の寄与」と「核沸騰の寄与」の和として表す式であり、榎木らの相関式は、熱伝達率を「薄液膜蒸発の寄与」、「強制対流の寄与」および「核沸騰の寄与」の和として表す式である (詳細は、「第 1 章 序論」参照)。そのため、Fig. 5-35 には各相関式の核沸騰の寄与分を、Fig. 5-36 には強制対流の寄与分を示している。Shah の相関式は各素過程の和で表現された式ではないため、ここでは示していない。

Fig. 5-35 を見ると、本実験の核沸騰寄与分  $h_{nb}$  は、従来の相関式における核沸騰熱伝達率よりもかなり低い値になっている。これは、従来の相関式では核沸騰をプール沸騰熱伝達の実験データを基に定式化しているのに対し、本研究では沸騰気泡直下の高熱流束域のみをカウントしているからである。つまり、従来の相関式では沸騰気泡が周囲液相を攪乱することによる熱流束上昇も核沸騰として考慮されているのに対し、本研究では考慮していない (強制対流にカウントしている)。ただし、沸騰核生成が活発になると、沸騰気泡直下の高熱流束域の寄与が増大すると同時に、気泡の運動に伴い対流の擾乱効果も増大するため、本実験の  $h_{nb}$  を相関式の核沸騰熱伝達率と比較することは、定性的には問題ないと考えられる。Fig. 5-35 に示す通り、いずれの相関式の場合もクオリティの上昇とともに核

沸騰熱伝達率が徐々に低下している。これは、クオリティが上昇して二相流の速度が増加する（あるいは液膜が薄くなる）と核沸騰が抑制される効果が考慮されているためである。一方で、本実験の核沸騰寄与  $h_{Nb}$  は、クオリティが上昇しても低下しておらず、むしろ徐々に上昇する傾向がある。すなわち、相関式とは異なる傾向を示している。これは、「5.5 測定結果（高熱流束の場合）」で示したように、クオリティが上昇すると平面部では液膜が薄くなって核生成が起こりにくくなる傾向があるものの、表面張力の影響により流路角部に液相が引き寄せられ、クオリティが上昇しても角部付近では活発な核生成が行われるためである。クオリティが上昇すると角部付近で部分的にドライアウトが進行する瞬間もあるが、その際に角部付近の壁温が上昇し、リウエットした後に非常に活発な核生成が起こる現象も確認された。つまり、従来の相関式は主に円形流路を対象に定式化されているため角部の効果が反映されていないが、本実験で用いた矩形流路のように角部を持つ流路の場合は、クオリティが上昇しても角部付近での核生成が活発であるため、核沸騰が抑制されにくくなると考えられる。

また、Fig. 5-36 には本実験の強制対流寄与分  $h_{fc}$  を相関式と比較して示した。本実験の強制対流には、沸騰気泡が液相を攪乱することによる伝熱促進効果を含んでいることもあり、従来の相関式より値が高くなっている。ただし、クオリティが上昇すると強制対流熱伝達率が上昇する傾向については、相関式と定性的によく一致している。

なお、Fig. 5-26~Fig. 5-29 で示したように、熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以上の条件では、低クオリティであっても部分的なドライアウトが発生することが示された。特に、質量流束が低く ( $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ )、熱流束が高い ( $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$ ) 場合にはドライアウトが進行しやすくなる。ただし、ドライアウトの領域が部分的であれば、その周囲に形成される三相界線での熱流束上昇により、熱伝達率  $h_m$  の低下が抑えられる。一方で、Fig. 5-30~Fig. 5-32 の Condition 13 (Fig. 5-33 参照) のように、ドライアウトの領域が一時的にでも ITO 加熱部全域に広がる場合は、熱伝達率の低下が大きくなることも示された。このようなドライアウトや三相界線の寄与に伴う熱伝達率の変化は従来の研究では定量的に明らかにされておらず、本研究で実施した測定および各素過程の寄与の評価を通じて、初めて明らかにすることができた。

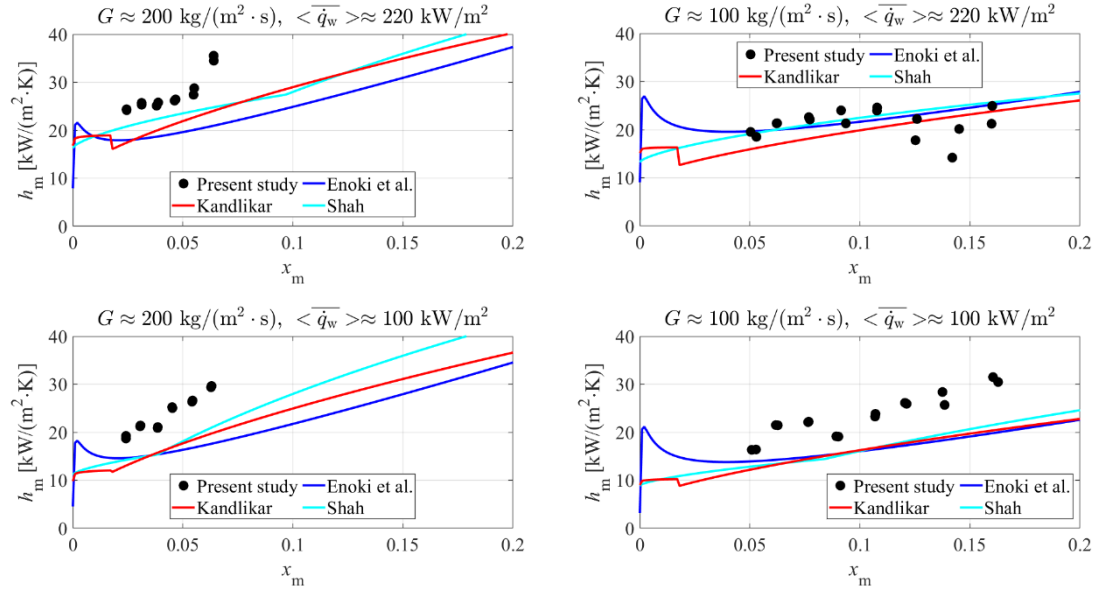


Fig. 5-34 Comparison of the relationship between quality  $x_m$  and heat transfer coefficient  $h_m$  with empirical correlation.

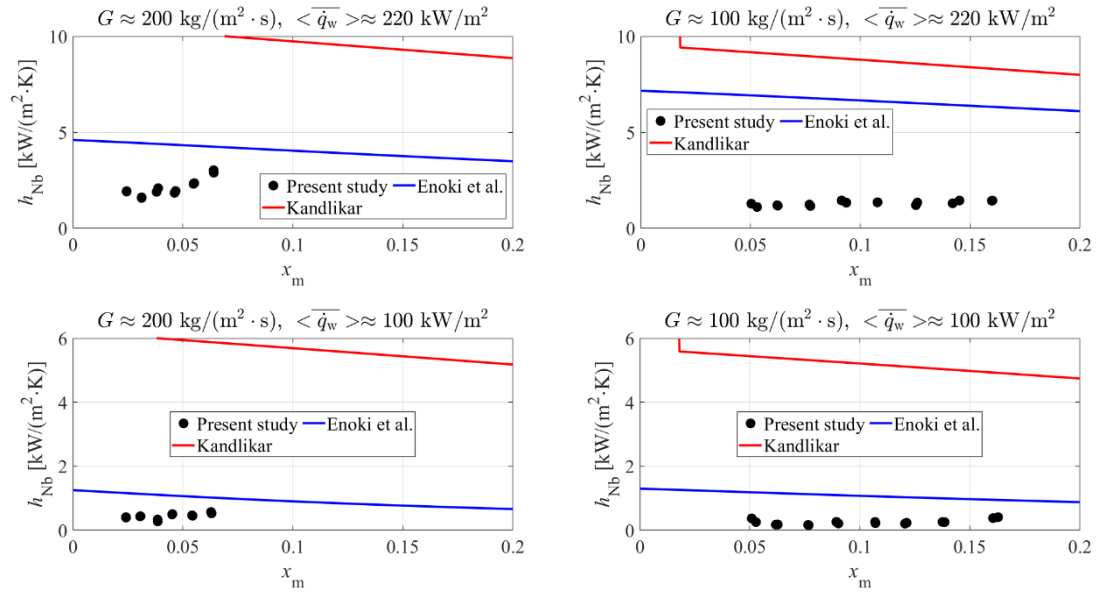


Fig. 5-35 Comparison of the relationship between quality  $x_m$  and nucleate boiling heat transfer coefficient  $h_{Nb}$  with empirical correlation.

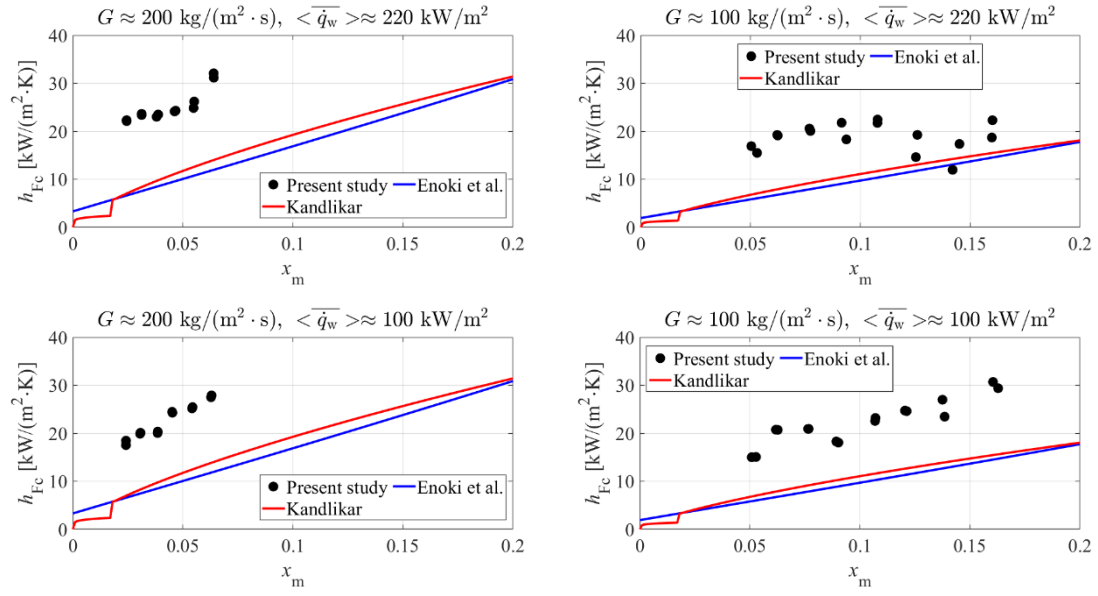


Fig. 5-36 Comparison of the relationship between quality  $x_m$  and forced convection heat transfer coefficient  $h_{Fc}$  with empirical correlation.

## 5.8 熱伝達と圧力損失の関係

「第 1 章 序論」で述べたように、流路の微細化によって熱伝達が向上する一方で、流動損失が増大するため、圧力損失と熱伝達率の関係を把握しておくことは工学的に非常に重要である。本研究では、「5.2 実験装置」で示したように、矩形流路の ITO 加熱部前後で差圧（圧力損失） $\Delta P_m$  [Pa]を測定している。この圧力損失  $\Delta P_m$  には、ITO 加熱部 20 mm の圧力低下（摩擦損失 + 加速損失）に加えて、加熱部の上流側・下流側それぞれ 15 mm の非加熱部の摩擦損失も含まれているため、厳密には IR カメラで測定した熱伝達率  $h_m$  とは対応していない。ただし、熱伝達率と圧力損失の関係についての定性的な考察は可能と考えられるため、本節でその結果について示す。なお、ここでは熱伝達率  $h_m$  を評価した高熱流束（ $\overline{q_w} \approx 220 \text{ kW/m}^2$  及び  $100 \text{ kW/m}^2$ ）の条件に付いてのみ調査した。

まず、ITO 加熱による加速損失を評価した。ITO 加熱部において蒸発が起これと、流体の体積が増加し加速する。いま、液相と気相が混合して同じ速度で移動する均質流モデルを仮定し、ITO 加熱部の入口と出口における二相流の平均密度 [ $\text{kg/m}^3$ ]をそれぞれ  $\rho_{\text{TP-in}}$  と  $\rho_{\text{TP-out}}$ 、平均流速 [ $\text{m/s}$ ]をそれぞれ  $u_{\text{in}}$  ( $= G/\rho_{\text{TP-in}}$ ) と  $u_{\text{out}}$  ( $= G/\rho_{\text{TP-out}}$ ) とすると、以下の関係が成り立つ [114]。

$$\frac{1}{\rho_{\text{TP-in}}} = \frac{x_{\text{in}}}{\rho_v} + \frac{1-x_{\text{in}}}{\rho_l} \quad (5-2)$$

$$\frac{1}{\rho_{\text{TP-out}}} = \frac{x_{\text{out}}}{\rho_v} + \frac{1-x_{\text{out}}}{\rho_l} \quad (5-3)$$

$x_{\text{in}}$  と  $x_{\text{out}}$  はそれぞれ ITO 加熱部の上流と下流におけるクオリティであり、次式で算出した。

$$x_{\text{in}} = \frac{i_{\text{prein}} + (\dot{Q}_{\text{pre}} - \dot{Q}_{\text{loss-in}})/\dot{m} - i_{\text{sat}}}{i_{\text{fg}}} \quad (5-4)$$

$$x_{\text{out}} = \frac{i_{\text{prein}} + (\dot{Q}_{\text{pre}} + \dot{Q}_{\text{ITO}} - \dot{Q}_{\text{loss-out}})/\dot{m} - i_{\text{sat}}}{i_{\text{fg}}} \quad (5-5)$$

ここで、 $\dot{Q}_{\text{ITO}}$ は ITO 膜の通電加熱量 [W]、 $\dot{Q}_{\text{loss-in}}$ はプレヒータ入口から ITO 加熱部入口までの放熱量 [W]、 $\dot{Q}_{\text{loss-out}}$ はプレヒータ入口から ITO 加熱部出口までの放熱量 [W]である（算出方法の詳細は「5.3.2 クオリティの評価」を参照）。このとき、ITO 加熱による加速損失は、次式で評価できる。

$$\Delta P_{\text{ac}} = \frac{1}{2}\rho_{\text{TP-out}}u_{\text{out}}^2 - \frac{1}{2}\rho_{\text{TP-in}}u_{\text{in}}^2 \quad (5-6)$$

ここでは、測定した差圧  $\Delta P_m$  から加速損失  $\Delta P_{\text{ac}}$  を差し引くことで、圧力損失  $\Delta P$  を評価した。なお、加速損失  $\Delta P_{\text{ac}}$  は、測定した差圧  $\Delta P_m$  の 2~23% の値であった。

Fig. 5-37 に、ITO 加熱部における圧力損失  $\Delta P$  と熱伝達率  $h_m$  の関係を示す。Table 5-11 には、各実験条件における熱伝達率  $h_m$ 、圧力損失  $\Delta P$  等の値を一覧で示した。再現性の確認のため同一条件で 2 回測定を行ったため、熱伝達率  $h_m$  と圧力損失  $\Delta P$  については 2 回の測定値を記載している。Fig. 5-37 から、熱伝達率  $h_m$  は圧力損失  $\Delta P$  に対して全体的には単調に上昇していることがわかる。つまり、全般的な傾向として、熱伝達率が上昇すると同時に圧力損失も上昇している。例えば、Table 5-11 の Condition 6 ( $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $x_m = 0.064$ ) では、熱伝達率が大きく上昇 (Fig. 5-34 も参照) しているが、圧力損失  $\Delta P$  も同時に高くなっている。

ただし、例えば Condition 21 と Condition 22 のように、似通った実験条件であっても熱伝達率が大きく異なる場合もあった。この 2 条件における各素過程の面積  $A$  と面平均熱伝達率  $\langle h \rangle$  の時間変動を Fig. 5-38, Fig. 5-39 に示す。双方を比較すると、Condition 21 の方がドライアウトの領域が広がりやすく ( $A_{\text{Dry}}$  が増加する時間帯が多く)、その結果、熱流量が低下する時間帯が多くなって熱伝達率  $h_m$  が低下している。一方で、流動条件はさほど変化していないため、圧力損失は同程度の値となっている。その結果、Condition 21 の方が圧力損失に対して熱伝達率が低下している。なぜドライアウトの広がりが両者で異なるかは明らかではないが、Condition 21 は Condition 22 より熱流束  $\langle \bar{q}_w \rangle$  が 10% 程度高くなっており、この違いが影響している可能性がある。

また、Condition 13 のように、圧力損失に対して熱伝達率が大きく低下している場合もある。この場合、前述 (Fig. 5-33 参照) のようにドライアウトが ITO 加熱部全域に広がることで、三相界線による高熱流束域が消滅することを確認した。そのため、熱伝達率  $h_m$  が大



大きく低下する．一方で、圧力損失はドライアウトが広がらない条件と同程度の値となっている．その結果、圧力損失に対して熱伝達率が大きく低下している．ドライアウトが局所的であれば、その周囲に存在する三相界線の寄与で熱伝達率の低下が抑えられるが、ドライアウトが広がって三相界線が消滅する時間帯が現れると、圧力損失に対する熱伝達率低下が大きくなることが示された．

以上より、圧力損失に対する伝熱性能を低下させないためには、ドライアウトが大きく広がらない条件で作動させる（例えば、質量流束、クオリティ、熱流束を調整する）ことが必要である．あるいは、ドライアウトが大きく広がらないように何らかの工夫（例えば、壁面に溝を設ける、微細な凹凸を設ける、濡れ性が高い膜を成膜するなど）を壁面に施すことが必要であると言える．

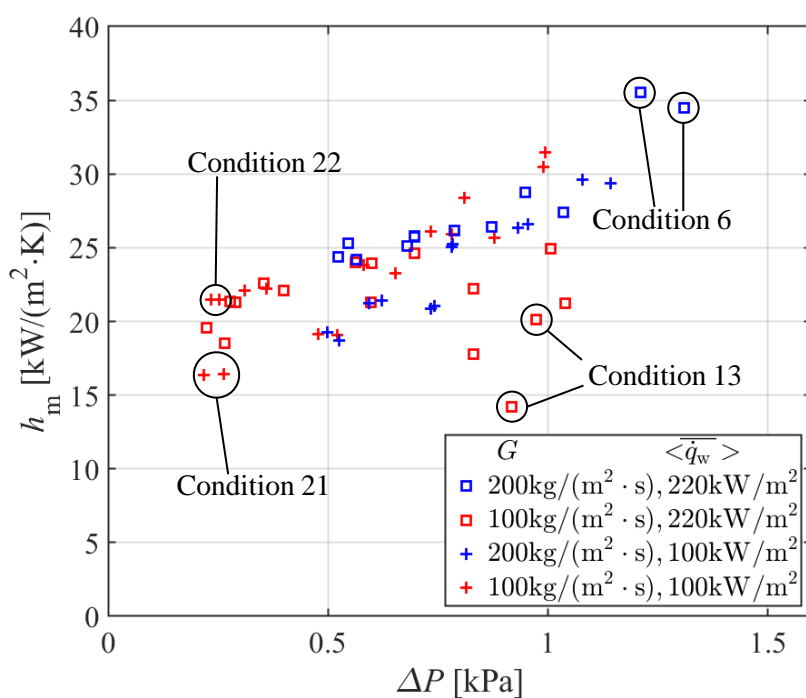


Fig. 5-37 Relationship between pressure drop  $\Delta P$  and heat transfer coefficient  $h_m$ .

Table 5-11 List of heat transfer coefficient  $h_m$  and differential pressure  $\Delta P$ 

under each experimental condition.

Conditions	$G$ [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	$x_m$	$\langle \bar{q}_w \rangle$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$h_m$ [kW/(m <sup>2</sup> ·K)]	$A_{Dry}/A_{Tot}$ [%]	$\Delta P$ [kPa]
1	203	0.024	221	24.2, 24.4	0.48, 0.51	0.56, 0.52
2	203	0.031	220	25.7, 25.3	1.55, 1.34	0.70, 0.55
3	202	0.038	224	25.8, 25.1	0.59, 0.57	0.70, 0.68
4	202	0.046	221	26.4, 26.2	0.45, 0.44	0.87, 0.79
5	203	0.055	227	27.4, 28.8	0.67, 0.62	1.04, 0.95
6	204	0.064	228	35.5, 34.5	1.04, 2.26	1.21, 1.31
7	102	0.052	219	19.5, 18.5	9.67, 13.76	0.23, 0.27
8	103	0.062	206	21.3, 21.3	5.14, 4.79	0.29, 0.28
9	102	0.077	207	22.1, 22.6	6.88, 5.29	0.40, 0.35
10	102	0.093	215	21.3, 24.0	11.25, 3.79	0.60, 0.56
11	103	0.108	213	24.6, 24.0	3.54, 4.75	0.70, 0.60
12	102	0.126	208	22.2, 17.8	10.64, 20.96	0.83, 0.83
13	101	0.144	212	14.2, 20.1	26.98, 16.84	0.92, 0.97
14	102	0.160	217	21.2, 24.9	12.71, 6.38	1.04, 1.01
15	202	0.024	103	19.2, 18.7	1.85, 3.79	0.50, 0.53
16	203	0.031	101	21.4, 21.2	3.19, 3.61	0.62, 0.59
17	200	0.039	106	20.9, 21.1	2.37, 2.22	0.73, 0.74
18	203	0.045	104	25.2, 25.0	0.91, 0.79	0.78, 0.78
19	202	0.054	106	26.4, 26.6	2.68, 2.47	0.93, 0.96
20	203	0.063	105	29.4, 29.6	4.07, 3.99	1.14, 1.08
21	100	0.052	107	16.3, 16.4	6.21, 6.80	0.22, 0.26
22	102	0.062	98	21.5, 21.5	2.23, 1.96	0.25, 0.23
23	100	0.077	95	22.1, 22.2	4.05, 3.71	0.31, 0.36
24	102	0.090	101	19.1, 19.1	3.58, 2.48	0.52, 0.48
25	101	0.107	99	23.8, 23.3	1.20, 1.33	0.58, 0.65
26	104	0.121	98	26.1, 25.9	3.34, 3.07	0.73, 0.78
27	103	0.138	106	28.4, 25.7	5.15, 12.14	0.81, 0.88
28	100	0.162	104	31.5, 30.5	1.28, 3.44	0.99, 0.99

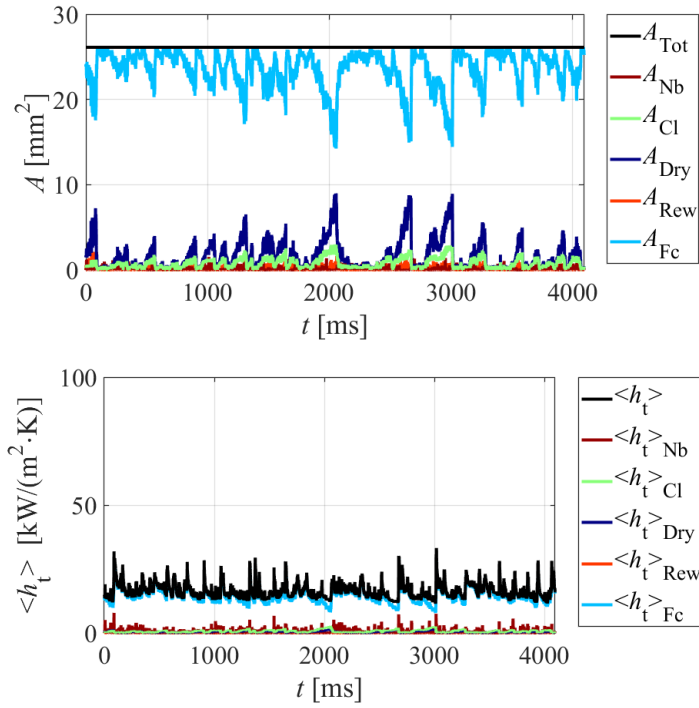


Fig. 5-38 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 21 in Table 5-11,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.052$ ,  $\overline{\dot{q}_w} \approx 100 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 16.3 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

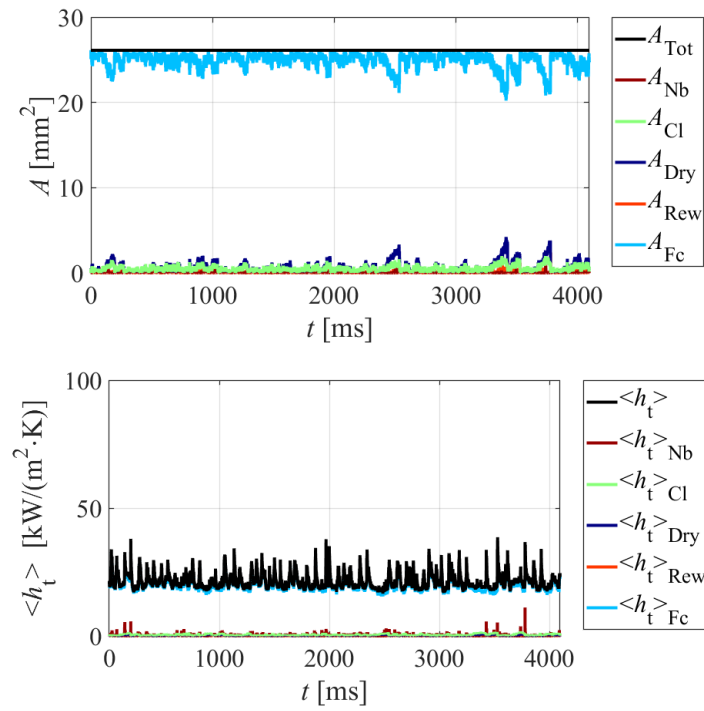


Fig. 5-39 Temporal fluctuations of  $A$  and  $\langle h_t \rangle$  (condition 22 in Table 5-11,  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.062$ ,  $\overline{\dot{q}_w} \approx 100 \text{ kW}/\text{m}^2$ ,  $h_m = 21.5 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ).

## 5.9 第5章のまとめ

水平設置された辺長 2 mm の矩形微細流路（流路壁面 4 面のうち底面 1 面を部分加熱）における水の流動沸騰様相を高速度カメラで撮影すると同時に、流動様相の変化や気液界面の挙動に対応した動的伝熱特性の変化を高速度 IR カメラで高速（4000 fps）かつ高空間分解（25  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ ）で測定した。スラグ流から環状流となる流動条件にするため、質量流束を  $G \approx 100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ （クオリティ  $x_m = 0.048 \sim 0.163$ ）および  $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ （ $x_m = 0.023 \sim 0.064$ ）とし、壁面熱流束  $\langle \overline{q_w} \rangle$  は 10~220  $\text{kW}/\text{m}^2$  の範囲で変化させた。この時の流動様相と動的伝熱特性を調査した結果、以下の知見が得られた。

1. 低熱流束（ $\langle \overline{q_w} \rangle \approx 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の条件において、流動様相と動的伝熱特性との対応を調査した結果、以下のことが明らかとなった。
  - (1) 液単相流とプラグ気泡（あるいは分離流）が交互に流れるスラグ流の条件（ $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.023$ ）では、液単相流において流れが乱流化し、熱流束が高くなった。一方で、プラグ気泡（あるいは分離流）では液相の乱れが抑制され、熱流束が低くなる場合が多かった。ただし、表面張力により流路角部に液相が引き寄せられて平面部での液膜が薄くなるという矩形流路の特徴によって、平面中央での熱流束が上昇する現象も確認された。
  - (2) 大部分の時間帯において壁面に液膜が形成され流路中央部で気相が流れる環状流（疑似環状流）の条件（ $G \approx 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x_m = 0.063$ ）では、平面中央での熱流束上昇が確認できた。ただし、この熱流束上昇は長時間持続せず、気液界面の波打ちや、部分的なドライアウトとリウェットを繰り返すことにより、熱流束は高速かつ大きく変動した。
  - (3) 質量流束が変化しても、気相の速度や慣性力が同程度の場合、流動様相及び伝熱特性はあまり変化しなかった。
2. 高熱流束（ $\langle \overline{q_w} \rangle \approx 220 \text{ kW}/\text{m}^2$ ）の条件において、流動様相と動的伝熱特性との対応を調査した結果、以下のことが明らかとなった。
  - (1) 気泡流とプラグ気泡（あるいは分離流）が交互に流れるスラグ流に相当する条件

( $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ,  $x_m = 0.024$ ) では、液相が支配的な気泡流において流路の角部付近での沸騰核生成が活発になり、熱流束が高くなった。一方で、プラグ気泡（あるいは分離流）では液相の乱れが抑制され、熱流束が低下する傾向が見られた。ただし、流路角部での核生成は維持されるため、低熱流束の条件ほど熱流束の低下が顕著にはならなかった。

- (2) 環状流に相当する条件 ( $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ ,  $x_m = 0.064$ ) では、低熱流束条件で見られた平面中央部での熱流束上昇が見られなかった。ただし、流路角部付近では活発な核生成が起こり、角部付近での熱流束は高くなった。なお、本実験条件では、時々液相と気相が混合した高速な流れが流入し、熱流束が非常に高くなる現象も見られた。
- (3) 質量流束が変化しても、気相の速度や慣性力が同程度の場合、流動様相及び伝熱特性は多くの時間帯で変化しなかった。ただし、高熱流束の条件では、質量流束が低下するとドライアウトの領域が広がりやすい傾向が見られた。
- (4) 高熱流束の条件では、低熱流束の条件よりも気泡の発泡が起こりやすく、特に流路角部付近において熱流束の上昇が顕著になった。これに伴って、熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle$ が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以下の条件では流路幅方向の熱流束分布は平面中央部で極大になるのに対し、熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle$ が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以上の条件では角部付近で極大になった。

- 3. 熱伝達率分布を画像解析して沸騰の素過程（強制対流、核沸騰、ドライアウト、三相界線、リウエット）に区分し、各素過程が伝熱に及ぼす寄与度を調査した。高熱流束（ $\langle \bar{q}_w \rangle$ が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以上）の条件において調査した結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) 本実験条件では強制対流が支配的であり、総伝熱量のほぼ 85~95% を占めていた。
- (2) 核沸騰（沸騰気泡直下の高熱流束域）の寄与は、熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 220 \text{ kW/m}^2$  では総伝熱量の 5~8% を占めていたが、熱流束 $\langle \bar{q}_w \rangle \approx 100 \text{ kW/m}^2$  では 2% 程度以下まで低下した。
- (3) 低クオリティの条件であっても部分的なドライアウトの発生が確認された。ドライアウトの領域が部分的であればその周囲に形成される三相界線の寄与により熱伝達率の低下が抑えられるが、ドライアウトが全域に広がる時間帯が現れると、熱伝達

率の低下が顕著になることを明らかにした。

- (4) 質量流束および熱流束が同じであれば、クオリティが変化しても各素過程の寄与度はあまり変化しなかった。

- 4. 本実験結果 ( $\langle \overline{q_w} \rangle$  が 100 kW/m<sup>2</sup> 程度以上の場合) を従来提案された熱伝達率の相関式と比較した結果、以下のことが明らかとなった。

- (1) 本測定で得られた熱伝達率  $h_m$  は、従来の相関式とおおよそ  $\pm 30\%$  の範囲で一致した。
- (2) いずれの相関式もクオリティが上昇すると熱伝達率が徐々に上昇する傾向を示しており、本実験結果と定性的によく一致した。
- (3) 核沸騰熱伝達率は、いずれの相関式もクオリティの上昇とともに徐々に低下するのに対し、本実験ではクオリティが上昇しても低下せず、むしろ徐々に上昇する傾向があった。これは、本実験のように角部を持つ矩形流路では、クオリティが上昇しても角部付近での核生成が活発に行われるためと考えられる。
- (4) 強制対流熱伝達は、いずれの相関式もクオリティの上昇とともに上昇しており、本実験結果と定性的によく一致した。

- 5. 圧力損失と熱伝達率の関係を調査した結果、全般的な傾向として、熱伝達率が上昇すると圧力損失も同時に上昇することを確認した。ただし、ドライアウトが広がると熱伝達率が低下する一方で、圧力損失はあまり変化しないため、圧力損失に対して熱伝達率が低下することが明らかになった。特に、ドライアウトが全域に広がる時間帯が現れると三相界線の寄与が消滅するため、圧力損失に対する熱伝達率の低下が顕著になった。

## 第6章 結論

本研究では、従来ほとんど明らかにされてこなかった流動沸騰熱伝達の素過程に起因した高速かつ複雑な伝熱特性を解明すべく、高速度 IR カメラを用いた熱伝達の高時空間分解測定を行った。同時に、2 台の高速度カメラを用いた沸騰様相の撮影を行った。特に、伝熱性能の向上が期待される矩形微細流路を対象に、流動様相の変化や気液界面の挙動に対応した動的伝熱特性の変化を調査した。得られた主要な結果を以下に示す。

1. 沸騰に伴う高速かつ複雑な熱伝達変動を IR カメラで測定可能か検証するため、まず、高温面に液滴を滴下した時の沸騰熱伝達を測定した。測定面には可視透明ヒータ（赤外線透過窓材に ITO を成膜したもの）を用いた。その結果、以下の知見を得た。
  - (1) 測定で得られた熱流束の妥当性を検証するため、液滴へ伝わる熱量を算出し、これを液滴が蒸発し切るまでの顕熱と潜熱の和と比較した。その結果、IR カメラで測定した温度分布を基に算出した熱流束は、少なくとも時空間平均値については妥当であることを確認した。
  - (2) 沸騰気泡の生成、成長に伴い形成される薄液膜による急激な熱流束上昇や、気泡が崩壊した際のリウェットによる熱流束上昇を、本測定手法により明瞭に捉えることができた。
  - (3) 窓材上に成膜した薄膜の熱伝導解析解を本実験データと比較して検討した結果、窓材にフッ化カルシウムを用いると、沸騰熱伝達で見られる  $100 \text{ kW/m}^2$  程度の熱流束変動を高時空間分解能（ $\sim 1 \text{ ms}$  かつ  $\sim 0.1 \text{ mm}$ ）で測定可能であることが示された。すなわち、微細流路内の沸騰熱伝達を十分な時空間分解能で測定可能であることが示された。
2. 水平設置された辺長  $2 \text{ mm}$  の矩形微細流路（流路壁面 4 面のうち底面 1 面を部分加熱）における水の流動沸騰様相を高速度カメラで撮影すると同時に、流動様相の変化や気液界面の挙動に対応した動的伝熱特性の変化を高速度 IR カメラで高時空間分解測定した。スラグ流から環状流における測定を行うため、質量流束を  $G \approx 100 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$ （ク

オリティ  $x_m = 0.048 \sim 0.163$ ) および  $G \approx 200 \text{ kg/(m}^2 \cdot \text{s)}$  ( $x_m = 0.023 \sim 0.064$ ) とし、壁面熱流束  $\overline{q_w}$  は  $10 \sim 220 \text{ kW/m}^2$  の範囲で変化させた。その結果、第 5 章で詳述したように、流動条件（クオリティ、質量流束、壁面熱流束）の変化に伴う高速かつ複雑な熱伝達変動特性を明瞭かつ定量的に測定することができた。

3. 「結論 2.」で得られた熱伝達率分布を画像解析して沸騰の素過程（強制対流、核沸騰、ドライアウト、三相界線、リウエット）に区分し、各素過程が伝熱に及ぼす寄与度を調査した。なお、核沸騰には沸騰気泡直下の高熱流束域のみ考慮し、気泡の動きに伴う対流の擾乱は強制対流として考慮した。さらに、熱伝達率の時空間平均値 ( $\overline{q_w}$ ) が  $100 \text{ kW/m}^2$  程度以上の場合) を従来提案された熱伝達率の相関式と比較し、以下のことを明らかにした。
  - (1) 本実験条件では強制対流が支配的であり、総伝熱量のほぼ 85~95% を占めていた。また、いずれの相関式も強制対流熱伝達はクオリティの上昇と共に上昇しており、本実験結果と定性的によく一致した。
  - (2) 本実験における核沸騰（沸騰気泡直下の高熱流束域）の寄与は、熱流束  $\overline{q_w} \approx 220 \text{ kW/m}^2$  では総伝熱量の 5~8% を占めていたが、熱流束  $\overline{q_w} \approx 100 \text{ kW/m}^2$  では 2% 程度以下まで低下した。また、核沸騰熱伝達率は、いずれの相関式もクオリティの上昇と共に徐々に低下するのに対し、本実験ではクオリティが上昇しても低下せず、むしろ徐々に上昇する傾向があった。これは、角部を持つ矩形流路では、クオリティが上昇しても角部付近での核生成が活発に行われるためと考えられる。
4. 低クオリティの条件であっても部分的なドライアウトの発生が確認された。ドライアウトの領域が部分的であればその周囲に形成される三相界線の寄与により熱伝達率の低下が抑えられるが、ドライアウトが全域に広がる時間帯が現れると、熱伝達率の低下が顕著になることを明らかにした。
5. 圧力損失と熱伝達率の関係を調査した結果、全般的な傾向として、熱伝達率が上昇すると圧力損失も同時に上昇することを確認した。ただし、ドライアウトが広がると熱伝達率が低下する一方で圧力損失はあまり変化しないため、特に、ドライアウトが大



きく広がって三相界線の寄与が低下すると、圧力損失に対する熱伝達率の低下が顕著になることを明らかにした。

最後に、本研究で調査を試みたものの、結果をまとめることができなかった今後の課題について以下に示す。

## 1. 低熱流束条件における流動沸騰熱伝達率及び圧力損失の評価

「5.4 測定結果（低熱流束の場合）」の冒頭で述べたように、本実験ではプレヒータで水の気液二相流を生成したものの、プレヒータ出口から測定部（ITO 加熱部）入口の間が非加熱であったため、低熱流束の条件では測定部において壁温  $T_w$  が飽和温度  $T_{sat}$  を下回っていた。そのため、飽和沸騰熱伝達率を評価できなかった。低熱流束条件では、特に低質量流束かつ低クオリティの条件で薄液膜蒸発による伝熱促進が大きくなることが知られており [99],[115]、かつ圧力損失も低く抑えられると考えられる [115]。すなわち、低熱流束条件における薄液膜蒸発の寄与や熱伝達と圧力損失との関係を明らかにすることは、工学的に意義が大きい。この測定を実現するには、テストセクション自体をわずかに加熱するなどして、飽和状態を保った状態で気液二相流を測定部に流入させる必要がある。

## 2. 壁面の熱物性値が流動沸騰熱伝達に及ぼす影響の評価

本論文では、主にフッ化カルシウム窓材に ITO 膜を成膜した測定面を用いた測定結果を示したが、測定面の熱物性値や表面性状が異なると、動的伝熱特性も変化する可能性がある。本研究の一環として、熱伝達率の変動に伴う壁温変動は、壁面の熱浸透率と反比例の関係にあることを熱伝導シミュレーションにより示した [116]。また、窓材としてサファイアや赤外線透過ガラスを用いた流動沸騰の測定を行った結果 [98]、壁面の熱伝導率（または熱拡散率）が低いと、薄液膜や三相界線の形成による熱流束上昇によって壁温が大きく低下すること、そして、これが動的伝熱特性を変化させる可能性があることを示した。ただし、本論文で示した動的伝熱特性が金属を伝熱面とした場合と比べて大きく変化するか否かは現状では明らかにできておらず、今後の課題である。

なお、本実験では ITO 成膜面における流動沸騰を測定したが、表面性状が異なる金属と比べて沸騰形態が変化する可能性がある。濡れ性については、よく研磨した銅と同程度で

あることを示したものの (Fig. 2-9 参照), ITO の表面粗さは Ra 値で 5 nm 程度と一般の金属よりかなり小さく, 沸騰核生成が起こりにくい条件であると言える. この影響については現状では明らかにできていないことを付記しておく.

## 謝辞

本博士論文をまとめるにあたって、多くの方々のご指導とご協力を賜りました。防衛大学学校教授 中村元先生には、私が本科学士の第 4 学年時に研究室に配属された 1 年間、自衛隊の部隊勤務後に研究科学生として配属された 5 年間、計 6 年間にわたり熱心なご指導を賜りました。中村先生には、本科学士と研究科学生時の講義で研究の基礎教育をご教授いただきました。さらに、研究に関する手法、研究の遂行法、研究に対する姿勢を手本としてお示しいたいただき、ご指導いただきました。さらに、本博士論文および研究業績に記載したすべての論文を執筆する上で、ご多忙中にもかかわらず、昼夜、平日、休日を問わず終始懇切丁寧なご指導をいただきました。数多くの賞をいただきましたのも先生のご指導あってのものと存じ上げます。ここに心より深く御礼申し上げます。

防衛大学校准教授 山田俊輔先生、防衛大学校准教授 船見祐揮先生におかれましては、本博士論文執筆にあたり論文作成等についてご助言、ご協力いただきました。また、卒業論文、最終試験の審査を引き受けてくださいました。先生からのご助言のおかげで、自身の研究を客観的に把握し、考察を深めることができました。心より御礼申し上げます。

防衛大学校教授 一柳隆義先生、神戸大学教授 浅野等先生には、ご多忙中にも関わらず、卒業論文、最終試験の審査を引き受けてくださいました。心より御礼申し上げます。

測定面の作成をはじめとした微細加工技術については、防衛大学校准教授 洞出光洋先生にご教授いただきました。また、実験装置の製作にあたっては、防衛大学校教務課実習工場の皆様に多大なるご支援をいただきました。厚く御礼申し上げます。

本研究の一部（測定面の作成）は、文部科学省「マテリアル先端リサーチインフラ」事業（課題番号 JPMXP1223NM0002）の支援を受けました。特に、国立研究開発法人物質・材料研究機構 吉田美沙様には多大なるご支援をいただきました。また、本研究の一部は、科学研究費補助金（No.21K03908, 研究代表者 中村元）の助成を受けました。深く感謝の意を申し上げます。

最後に、理工学研究科課程在籍中、研究のために帰宅が遅くなることや休日に家を空けることが多かった中、研究に対して理解し、研究に打ち込める環境を作ってくれた妻に対し、感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] 経済産業省資源エネルギー庁, “令和 4 年度エネルギーに関する年次報告（エネルギー白書 2023）”, <https://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2023/pdf/>, （最終閲覧日：2024 年 1 月 12 日）.
- [2] 気象庁, “気候変動監視レポート 2022”, <https://www.data.jma.go.jp/cpdinfo/monitor/index.html>, （最終閲覧日：2024 年 1 月 12 日）.
- [3] 環境省, “パリ協定の概要”, [https://www.env.go.jp/earth/Paris\\_agreement.pdf](https://www.env.go.jp/earth/Paris_agreement.pdf), （最終閲覧日：2024 年 1 月 12 日）.
- [4] 環境省 脱炭素ポータル, “カーボンニュートラルとは”, [https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon\\_neutral/about/](https://ondankataisaku.env.go.jp/carbon_neutral/about/), （最終閲覧日：2024 年 1 月 12 日）.
- [5] 魏杰, “スパコンの熱設計”, 伝熱, 59–249 (2020), 9–18.
- [6] JSME テキストシリーズ: 伝熱工学, 日本機械学会編 (2005), 9.
- [7] T.M. Anderson, I. Mudawar, “Microelectronic cooling by enhanced pool boiling of a dielectric fluorocarbon liquid”, *Journal of Heat Transfer. – Transactions of the ASME*, 111-3 (1989), 752–759.
- [8] A. Wei, X. Ren, S. Lin, X. Zhang, “CFD analysis on flow and heat transfer mechanism of a microchannel-shape heat pipe under zero gravity condition”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 163 (2020), 120448.
- [9] L. Lin, M.A. Kedzierski, “Review of low-GWP refrigerant pool boiling heat transfer on enhanced surfaces”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 131 (2019), 1279–1303.
- [10] Y. Ma, A. Shahsavar, P. Talebizadehsardari, “Two-phase mixture simulation of the effect of fin arrangement on first and second law performance of a bifurcation microchannels heatsink operated with biologically prepared water-Ag nanofluid”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 114 (2020), 104554.
- [11] 青山豊, 森川雄大, 小永吉輝明, 松田拓也, 大賀琢也, “扁平管熱交換器を搭載したビル用マルチエアコン室外機”, 冷凍, 91–1064 (2016), 17–18.
- [12] 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”, 日本冷凍空調学会論文集, 31–2 (2014), 11–19.

- [13] J.C. Chen, “A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow”, ASME Paper, 63-HT-34 (1963).
- [14] S.G. Kandlikar, “Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002), 389–407.
- [15] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, “Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), 4973–4984.
- [16] S. Saitoh, H. Daiguji, E. Hihara, “Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), 5215–5225.
- [17] K. Stephan, M. Abdelsalam, “Heat-transfer correlation for natural convection boiling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23 (1980), 73–87.
- [18] 宮田一司, 森英夫, 大石克巳, 濱本芳徳, “垂直細管内上昇流の沸騰熱伝達と圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, 24-4 (2007), 359–369.
- [19] 宮田一司, 森英夫, 大石克巳, 濱本芳徳, “垂直細管内下降流の沸騰熱伝達と圧力損失”, *日本冷凍空調学会論文集*, 24-4 (2007), 371–380.
- [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”, *日本冷凍空調学会論文集*, 24-4 (2011), 137–148.
- [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”, *日本冷凍空調学会論文集*, 32-3 (2015), 275–283.
- [22] M.M. Shah, “A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes”, *ASHRAE Transactions*, 82-2 (1976), 66–86.
- [23] M.M. Shah, “New general correlation for heat transfer during saturated boiling in mini and macro channels”, *International Journal of Refrigeration*, 137 (2022), 103–116.
- [24] S.G. Kandlikar, “A general correlation for two-phase flow boiling heat transfer coefficient inside horizontal and vertical tubes”, *Journal of Heat Transfer*, 102 (1990), 219–228.
- [25] D. Jige, S. Kikuchi, H. Eda, N. Inoue, “Flow boiling in horizontal multiport tube development of new heat transfer model for rectangular minichannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 144 (2019), 118668.

- [26] J.R. Thome, V. Dupont, A.M. Jacobi, “Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004), 3375–3385.
- [27] V. Dupont, J.R. Thome, A.M. Jacobi, “Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part II: comparison with the database”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (2004), 3387–3401.
- [28] Y. Han, N. Shikazono, “Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30 (2009), 842–853.
- [29] 矢吹智英, “沸騰熱伝達を支配する伝熱素過程”, *日本伝熱学会誌*, 57–239 (2018), 20–25.
- [30] S. Bigam, S. Moghaddam, “Microscale study of mechanisms of heat transfer during flow boiling in a microchannel”, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 88 (2015) 111–121.
- [31] Y. Wang, J. Shin, C. Woodcock, X. Yu, Y. Peles, “Local, transient heat transfer measurements for flow boiling in a microchannel with a pin fin”, *International Journal of Heat Mass Transfer*, 134 (2019), 377–387.
- [32] M. Morisaki, S. Minami, K. Miyazaki, T. Yabuki, “Direct local heat flux measurement during water flow boiling in a rectangular minichannel using a MEMS heat flux sensor”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 121 (2021), 110285.
- [33] 松田佑, “感圧・感温塗料 (PSP・TSP) を用いた熱流体計測”, *日本エネルギー学会機関誌「えねるみくす」*, 97 (2018), 382–388.
- [34] 江上泰広, 染矢聡, 松田佑, 満尾和徳, 沼田大樹, “多様な感圧・感温物質とその諸特性”, *可視化情報学会誌*, 37-147 (2017), 11–16.
- [35] 亀谷和宏, 松田佑, 江上泰広, 山口浩樹, 新美智秀, “インクジェット技術を応用した PSP・TSP 複合センサ”, *可視化情報学会誌*, 34–132 (2014), 28–34.
- [36] 染矢聡, 沼田大樹, 松田佑, 坂村芳孝, “感圧塗料計測における最近の進捗”, *可視化情報学会誌*, 37–147 (2017), 4–10.
- [37] M.T. Lebon, C.F. Hammer, J. Kim, “Gravity effects on subcooled flow boiling heat transfer”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 128 (2019), 700–714.
- [38] Y. Matsuda, O. Kawanami, R. Orimo, K. Uete, A. Watanabe, Y. Egami, H. Yamaguchi, T. Niimi, “Simultaneous measurement of gas-liquid interface motion and temperature distribution on heated surface using temperature-sensitive paint”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 153 (2020),

119567.

- [39] A. Kossolapov, F. Chavagnat, R. Nop, N. Dorville, B. Phillips, J. Buongiorno, M. Bucci, “The boiling crisis of water under exponentially escalating heat inputs in subcooled flow boiling at atmospheric pressure”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 160 (2020), 120137.
- [40] G. Hetsroni, R. Rozenblit, “Heat transfer to a liquid-solid mixture in a flume”, *International Journal of Multiphase Flow*, 20 (1994) 671–689.
- [41] H. Nakamura, “Measurements of time-space distribution of convective heat transfer to air using a thin conductive-film”, *5th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, München*, (2007), 773–778.
- [42] I. Golobic, J. Petkovsek, M. Besalj, A. Papez, D.B.R. Kenning, “Experimental determination of transient wall temperature distributions close to growing vapor bubbles”, *Heat and Mass Transfer*, 45–7 (2009), 857–866.
- [43] E. Wagner, P. Stephan, “High-resolution measurements at nucleate boiling of pure fc-84 and fc-3284 and its binary mixtures”, *Journal of Heat Transfer*, 131–12 (2009) 121008.
- [44] T.G. Theofanous, T.N. Dinh, J.P. Tu, A.T. Dinh, “The boiling crisis phenomenon Part II: dryout dynamics and burnout”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002) 793–810.
- [45] S. Fischer, S. Herbert, A. Sielaff, E.M. Slomski, P. Stephan, M. Oechsner, “Experimental investigation of nucleate boiling on a thermal capacitive heater under variable gravity conditions”, *Microgravity Science and Technology*, 24 (2012) 139–146.
- [46] J. Jung, S. Jeong, H. Kim, “Investigation of single-droplet/wall collision heat transfer characteristics using infrared thermometry”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 92 (2016), 774–783.
- [47] I.C. Bang, J. Buongiorno, L.W. Hu, H. Wang, “Measurement of key pool boiling parameters in nanofluids for nuclear applications”, *Journal of Power and Energy System*, 2–1 (2008), 340–351.
- [48] C. Gerardi, J. Buongiorno, L.W. Hu, T. McKrell, “Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010), 4185–4192.
- [49] M. Bucci, A. Richenderfer, G.Y. Su, T. McKrell, J. Buongiorno, “A mechanistic IR calibration technique for boiling heat transfer investigations”, *International Journal of Multiphase Flow*, 83 (2016), 115–127.



- [50] S. Jung, H. Kim, “An experimental study on heat transfer mechanisms in the microlayer using integrated total reflection, laser interferometry and infrared thermometry technique”, *Heat Transfer Engineering*, 36–12 (2015), 1002–1012.
- [51] V. Solotych, D. Lee, J. Kim, R.L. Amalfi, J.R. Thome, “Boiling heat transfer and two-phase pressure drops within compact plate heat exchangers: Experiments and flow visualizations”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 94 (2016), 239–253.
- [52] D. Chatzikyriakou, S.P. Walker, C.P. Hale, G.F. Hewitt, “The measurement of heat transfer from hot surfaces to non-wetting droplets”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011), 1432–1440.
- [53] A. Gholijani, C. Schlawitschek, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan, “Heat transfer during drop impingement onto a hot wall: the influence of wall superheat, impact velocity, and drop diameter”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 153 (2020), 119661.
- [54] T.L. Liu, C. Pan, “Infrared thermography measurement of two-phase boiling flow heat transfer in a microchannel”, *Applied Thermal Engineering* 94 (2016) 568–578.
- [55] J. Jo, J. Kimb, S.J. Kim, “Experimental investigations of heat transfer mechanisms of a pulsating heat pipe”, *Energy Conversion and Management* 181 (2019), 331–341.
- [56] M. Yoshida, H. Nakamura, “Spatio-temporal resolutions in the measurement of heat transfer fluctuations on a thin film formed on a window material via an optical method”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 189 (2022), 122723.
- [57] 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹, 乱流の数値流体力学 (1998), 第 2 章, 第 5-7 章, 東京大学出版会.
- [58] 大宮司久明, “数値流体力学大全 (2009)”, 第 10 章, <http://www.caero.mech.tohoku.ac.jp/publicData/Daiguji/index.html>, (最終閲覧日 : 2024 年 1 月 12 日) .
- [59] W. Lee, G. Son, H.Y. Yoon, “Direct numerical simulation of flow boiling in a finned microchannel”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39 (2012), 1460–1466.
- [60] A. Mukherjee, S.G. Kandlikar, “Numerical simulation of growth of a vapor bubble during flow boiling of water in a microchannel”, *Microfluidics and Nanofluidics*, 1 (2005), 137–145.
- [61] D. Métrailler, S. Reboux, D. Lakehal, “Near-wall turbulence-bubbles interactions in a channel flow at  $Re_\tau = 400$ : A DNS investigation”, *Nuclear Engineering and Design*, 321 (2017), 180–189.

- [62] Y. Sato, B. Niceno, “Nucleate pool boiling simulations using the interface tracking method: Boiling regime from discrete bubble to vapor mushroom region”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 105 (2017), 505–524.
- [63] Y. Sato, B. Niceno, “Pool boiling simulation using an interface tracking method: From nucleate boiling to film boiling regime through critical heat flux”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125 (2018), 876–890.
- [64] R.F. Gaertner, “Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface”, *Journal of Heat Transfer*, 87 (1965), 17–27.
- [65] 功刀資彰, “沸騰現象シミュレーションの来し方行く末”, *日本原子力学会誌*, 61–4 (2019), 68–69.
- [66] 米本幸弘, 功刀資彰, “マルチスケール混相流体方程式に基づく微細気泡の合一・反発挙動に関する基礎的研究”, *日本機械学会論文集 (B 編)*, 75–757 (2009), 66–73.
- [67] L. Chen, Y.S. Tian, T.G. Karayiannis, “The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (2006) 4220–4230.
- [68] JSME テキストシリーズ: 伝熱工学, 日本機械学会編 (2005), 102–110.
- [69] 中村元, “赤外線カメラを用いた熱伝達計測”, *熱設計技術解析ハンドブック* (2008), 198–237.
- [70] 椎原尚輝, “赤外線カメラを用いた円管内乱流熱伝達変動の新測定手法開発と複雑な流れ場への応用”, *大学改革支援・学位授与機構, 博士論文, 乙第 558 号* (2018).
- [71] 中村元, “サーモグラフィによる温度計測—正確な温度を測定するには—”, *光アライアンス*, 27–8 (2016), 1–6.
- [72] J. Abadie, J. Carpentier, “Generalization of the wolfe reduced gradient method to the case of nonlinear constraints in optimization”, *Academic Press, New York*, (1969) 37–47.
- [73] 防衛大学校 システム工学群 機械工学科 熱工学研究室ホームページ, “赤外線カメラによる金属表面の温度測定 (2012-10)”, [http://www.nda.ac.jp/~nhajime/pdf/lecture\\_IRT-measurement\\_121003.pdf](http://www.nda.ac.jp/~nhajime/pdf/lecture_IRT-measurement_121003.pdf), (最終閲覧日: 2024 年 1 月 12 日) .
- [74] H.D. Haustein, G. Tebrügge, W. Rohlf, R. Kneer, “Local heat transfer coefficient measurement through a visibly-transparent heater under jet-impingement cooling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 (2012), 6410–6424.

- [75] アメリカ機械学会性能試験規約 PTC 19.1; 計測の不確かさ.
- [76] 藤原進治, 黒飛義樹, 沢辺佳成, 三枝邦夫, “超高密度スパッタリングターゲット用 ITO 粉末の開発”, 住友化学 2002-II (2002), 4–8.
- [77] T. Ashida, A. Miyamura, N. Oka, Y. Sato, T. Yagi, N. Taketoshi, T. Baba, Y. Shigesato, “Thermal transport properties of polycrystalline tin-doped indium oxide films”, *Journal of Applied Physics* 105 (2009), 073709.
- [78] N. Farid, A. Sharif, R. K. Vijayaraghavan, M. Wang, H. Chan, A. Brunton, P. J. McNally, K. L. Choy, G. M. O’Connor, “Improvement of electrical properties of ITO thin films by melt-free ultra-short laser crystallization”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 54 (2021), 185103.
- [79] K. Nishioka, T. Maeda, M. Shimizu, “Application of square-wave pulse heat method to thermal properties measurement of CaO–SiO<sub>2</sub>–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> system fluxes”, *ISIJ International*, 46 (2006), 3.
- [80] 栗津浩一, “非晶質シリカの中距離構造”, *応用物理*, 74–7 (2005), 917–923.
- [81] W. Zhu, G. Zheng, S. Cao, H. He, “Thermal conductivity of amorphous SiO<sub>2</sub> thin film: A molecular dynamics study”, *Scientific Reports* 8 (2018), 10537.
- [82] ISP Optics Corporation : Home, “Introduction to optical materials and optical design data”, [https://isptoptics.com/wp-content/uploads/2018/05/isptoptics\\_ecatalog\\_2015.pdf](https://isptoptics.com/wp-content/uploads/2018/05/isptoptics_ecatalog_2015.pdf), (最終閲覧日 : 2024 年 1 月 12 日) .
- [83] G.B. Varlamov, G.N. Vasil’chenko, A.Y. Karvatskii, O.E. Khlebnikov, “Thermophysical and optical properties of fluoride crystals and melts”, *High Temperatures-High Pressures*, 21 (1989), 647–656.
- [84] V.E. Lyusternik, V.Y. Chekhovskoi, V.E. Peletskii, “Experimental investigation of the heat capacity of calcium fluoride in the temperature range of 300-1023K”, *High Temperature*, 37 (1999), 204–208.
- [85] J. Hidde, C. Gugushev, S. Ganschow, D. Klimm, “Thermal conductivity of rare-earth scandates in comparison to other oxidic substrate crystals”, *Jornal of Alloys and Compounds*, 738 (2018), 415–421.
- [86] D.A. Ditmars, S. Ishihara, S.S. Chang, G. Bernstein, “Enthalpy and heat-capacity standard reference material: synthetic sapphire (alpha-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) from 10 to 2250 K”, *Jornal of Research of the National Bureau of Standards*, 87 (1982), 159–163.
- [87] 京セラ株式会社ホームページ, “単結晶サファイア Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>”, <https://www.kyocera.co.jp/prdct/fc/material-property/material/sapphire/index.html>, (最終閲覧日 : 2024 年 1 月 12 日) .
- [88] 河村哲也, *応用数値計算ライブラリ 流体解析I*, 朝倉書店 (1996), 28-38.

- [89] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, second ed., Oxford University Press (1959), 105–106, 163–167.
- [90] 大久保英俊, “高温面噴霧冷却熱伝達特性とその評価法”, 生産研究, 東京大学生産技術研究所, 1994, 46 (12), 635–642.
- [91] J. Serra “Introduction to mathematical morphology”, *Computer Vision, Graphics, and Image Processing*, 35-3 (1986), 283–305.
- [92] R. van den Boomgard, R. van Balen, “Methods for fast morphological image transforms using bitmapped images”, *Computer Vision, Graphics, and Image Processing: Graphical Models and Image Processing*, 54-3 (1992), 252–254.
- [93] P. Soille, “Morphological image analysis: principles and applications”, Springer-Verlag, (1999), 173–174.
- [94] S.G. Kandlikar, M.E. Steinke, “Contact angles and interface behavior during rapid evaporation of liquid on a heated surface”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45–18 (2002), 3771–3780.
- [95] S. Herbert, S. Fischer, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan, “Local heat transfer and phase change phenomena during single drop impingement on a hot surface”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61 (2013), 605–614.
- [96] M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami, H. Nakamura, “High spatio-temporal resolution measurement of boiling heat transfer of a falling droplet”, *Applied Thermal Engineering*, 228 (2023), 120464.
- [97] 株式会社住田光学ガラスホームページ, “K-FIR98UV”, [https://www.sumita-opt.co.jp/download\\_files/ja/product/Q3SEICJ-035-11\\_00-K-FIR98UV.pdf](https://www.sumita-opt.co.jp/download_files/ja/product/Q3SEICJ-035-11_00-K-FIR98UV.pdf), (最終閲覧日 : 2024 年 1 月 12 日) .
- [98] 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, “壁面の熱物性値が流動沸騰熱伝達計測に及ぼす影響”, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2023, (2023–10), I135.
- [99] 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”, 日本冷凍空調学会論文集, 30–2 (2013), 155–167.
- [100] C. Tanaka, C. Dang, E. Hihara, “Characteristics of flow boiling heat transfer in rectangular minichannels”, *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference, IHTC–15*, (2014–8), IHTC15–9589.
- [101] T.H. Yen, M. Shoji, F. Takemura, Y. Suzuki, N. Kasagi, “Visualization of convective boiling heat

- transfer in single microchannels with different shaped cross-sections”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (2016), 3884–3894.
- [102] S.G. Kandlikar, W.J. Grande, “Evolution of microchannel flow passages—thermohydraulic performance and fabrication technology”, *Heat transfer engineering*, 24 (2003), 3–17.
- [103] E. Sobierska, R. Kulenovic, R. Mertz, M. Groll, “Experimental results of flow boiling of water in a vertical microchannel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31 (2006), 111–119.
- [104] E.W. Lemmon, I.H. Bell, M.L. Huber, M.O. McLinden, “Reference fluid thermodynamic and transport properties-REFPROP”, Version 10.0, NIST Standard Reference Database 23 (2018).
- [105] 伝熱工学資料 改訂第 5 版, 日本機械学会編 (2009), 41–42.
- [106] 椎原尚輝, 中村元, 山田俊輔, “高速度赤外線カメラを用いた円管内水流熱伝達の非定常測定”, *Thermal Science & Engineering*, 21–4 (2013), 105–113.
- [107] D. Mangini, M. Pozzoni, M. Mameli, L. Pietrasanta, M. Bernagozzi, D. Fioriti, N. Miché, L. Araneo, S. Filippeschi, M. Marengo, “Infrared analysis and pressure measurements on a single loop pulsating heat pipe at different gravity levels”, 19th International Heat Pipe Conference and the 13th heat pipe symposium, Joint 19th IHPC and 13th IHPS, (2018–6), 1–10.
- [108] P. Stephan, A. Sielaff, S. Fischer, J. Dietl, S. Herbert, “A contribution to the basic understanding of nucleate boiling phenomena: generic experiments and numerical simulations”, *Thermal Science & Engineering*, 21-2 (2013), 39–57.
- [109] 電気通信大学, “低圧時サブクール沸騰挙動解明試験”, 原子力規制庁令和 4 年度原子力施設等防災対策委託費事業成果報告書 (2023).
- [110] A. Richenderfer, A. Kossolapov, J.H. Seong, G. Saccone, E. Demarly, R. Kommajosyula, E. Baglietto, J. Buongiorno, M. Bucci, “Investigation of subcooled flow boiling and CHF using high-resolution diagnostics”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 99 (2018), 35–58.
- [111] T. Tanaka, K. Miyazaki, T. Yabuki, “Observation of heat transfer mechanisms in saturated pool boiling of water by high-speed infrared thermometry”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 170 (2021), 121006.
- [112] R. Adams, “Radial decomposition of discs and spheres”, *Computer Vision, Graphics, and Image Processing: Graphical Models and Image Processing*, 55–5 (1993), 325–332.
- [113] R. Jones, P. Soille, “Periodic lines: Definition, cascades, and application to granulometrie”, *Pattern*

Recognition Letters, 17 (1996), 1057–1063.

- [114] 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”, 九州大学, 博士論文, 甲第 11422 号 (2013).
- [115] 田中千歳, “扁平多孔管内流動沸騰の伝熱特性”, 東京大学, 博士論文, 甲第 30888 号 (2014).
- [116] 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, “沸騰による壁温変動の予測に関する基礎的検討“, 日本機械学会 2022 年度年次大会, (2022-9), J011-01.

## 研究業績

### 学術論文

- (1) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, “赤外線による可視透明ヒータ越しの沸騰熱伝達変動測定を試み”, 日本冷凍空調学会論文集, 38-2 (2021), 145-153, [https://doi.org/10.11322/tjsrae.21-08NK\\_EM\\_OA](https://doi.org/10.11322/tjsrae.21-08NK_EM_OA).
- (2) M. Yoshida, H. Nakamura, Spatio-temporal resolutions in the measurement of heat transfer fluctuations on a thin film formed on a window material via an optical method, International Journal of Heat and Mass Transfer, 189 (2022), 122723, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122723>.
- (3) M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami and H. Nakamura, High spatio-temporal resolution measurement of boiling heat transfer of a falling droplet, Applied Thermal Engineering, 228 (2023), 120464, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2023.120464>.

国際会議（査読あり）

- (1) M. Yoshida, H. Nakamura, Frequency response and spatial resolution in measuring a heat transfer fluctuation on a thin-film formed on a window material using an optical method, The 2nd Asian Conference on Thermal Sciences, (2021-10), ACTS-1121.
- (2) M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami and H. Nakamura, High spatio-temporal resolution measurement of boiling heat transfer of a falling droplet, The 32nd International Symposium on Transport Phenomena, (2022-3), 57.
- (3) M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami and H. Nakamura, Visualization of transient heat transfer by a droplet bouncing on a heated surface via thermography, The 13th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, (2022-6), 50.
- (4) M. Yoshida, S. Yamada, Y. Funami and H. Nakamura, High Spatio-temporal resolution measurement of flow boiling heat transfer in a rectangular minichannel via a visible-light transparent heater wall, The 17th International Heat Transfer Conference, (2023-8), IHTC-17 | ID:0465.



## 国内学会

- (1) 斎藤陸, 吉田雅輝, 中村元, 山田俊輔, 管内流が急加速・急減速する時の熱伝達と圧力損失の変動, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2019, (2019-10), E112.
- (2) 吉田雅輝, 中村元, 赤外線カメラを用いた熱伝達測定における可視透明ヒータの周波数応答と空間分解能, 第 57 回日本伝熱シンポジウム, (2020-6), K1406.
- (3) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 赤外線による可視透明ヒータ越しの熱伝達変動測定の試み, 2020 年度日本冷凍空調学会年次大会, (2020-9), B311.
- (4) 吉田雅輝, 船見祐揮, 山田俊輔, 中村元, 薄膜ヒータを成膜した窓材上の熱伝達変動を赤外線カメラで測定する際の時間・空間分解能の一般式, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2020, (2020-10), E112.
- (5) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 可視透明ヒータを伝熱面とした落下液滴沸騰熱伝達の赤外線計測, 第 58 回日本伝熱シンポジウム, (2021-5), BPA1402.
- (6) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 窓材を介した沸騰挙動と熱伝達変動の同時計測の試み, 2021 年度日本冷凍空調学会年次大会, (2021-9), B323.
- (7) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 落下液滴の沸騰挙動と局所熱伝達変動との対応, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2021, (2021-10), C124.
- (8) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 伝熱面の熱物性値が沸騰熱伝達計測に及ぼす影響, 第 59 回日本伝熱シンポジウム, (2022-5), B231.
- (9) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 矩形微細流路における沸騰挙動と熱伝達変動の同時計測の試み, 2022 年度日本冷凍空調学会年次大会, (2022-9), B224.
- (10) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 沸騰による壁温変動の予測に関する基礎的検討, 日本機械学会 2022 年度年次大会, (2022-9), J011-01.
- (11) 吉田雅輝, 赤外線カメラを用いた微細流路内の沸騰熱伝達の非定常測定, 文部科学省マテリアル先端リサーチインフラ令和 4 年度利用成果発表会, (2022-9), P-22.

- (12) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 矩形ミニチャネルにおける流動沸騰挙動と熱伝達変動との対応, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2022, (2022-10), C125.
- (13) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 可視透明ヒータを壁面とした矩形ミニチャネル内流動沸騰熱伝達の高空間分解能測定, 第 60 回日本伝熱シンポジウム, (2023-5), H1414.
- (14) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 矩形微細流路内の流動沸騰様相と熱伝達変動の高時空間分解測定, 2023 年度日本冷凍空調学会年次大会, (2023-9), A233.
- (15) 吉田雅輝, 山田俊輔, 船見祐揮, 中村元, 壁面の熱物性値が流動沸騰熱伝達計測に及ぼす影響, 日本機械学会熱工学コンファレンス 2023, (2023-10), I135.

## 受賞歴

- (1) 三浦賞, 日本機械学会 (2021-3).
- (2) 日本冷凍空調学会賞 学術賞, 日本冷凍空調学会 (2022-5).
- (3) 日本冷凍空調学会賞 優秀講演賞, 日本冷凍空調学会 (2022-9).
- (4) 第 60 回 日本伝熱シンポジウム 優秀プレゼンテーション賞, 日本伝熱学会 (2023-5).