

平成 30 年度原子力規制庁委託成果報告書

低圧時サブクール沸騰挙動解明試験

電気通信大学
平成 31 年 3 月

本報告書は、原子力規制委員会原子力規制庁からの委託により実施した業務の成果をとりまとめたものです。

本報告書に関する問い合わせは、原子力規制庁までお願いします。

目 次

1. はじめに	1-1
第 1 章の参考文献	1-2
2. 実験装置	2-1
3. 気泡挙動可視化実験	3-1
3.1 実験方法	3-1
3.2 単一気泡挙動の計測方法	3-2
3.3 実験条件	3-2
3.4 気泡離脱速度	3-3
3.5 高ボイド率条件における気泡挙動	3-7
第 3 章の参考文献	3-16
4. ボイド率計測実験	4-1
4.1 実験方法	4-1
4.2 実験条件	4-4
4.3 実験結果	4-6
第 4 章の参考文献	4-15
5. 気泡追跡法による数値解析	5-1
5.1 解析体系	5-1
5.2 基礎方程式	5-1
5.3 解析条件	5-16
5.4 解析結果	5-16
第 5 章の参考文献	5-27
6. TRACE コードによる強制対流サブクール沸騰のボイド率解析	6-1
6.1 サブクール沸騰域における相変化モデルの概要	6-1
6.2 試計算	6-2
6.3 機構論的モデリング	6-2
第 6 章の参考文献	6-5
7. 発泡核の形状と生成気泡サイズ	7-1
7.1 観察準備	7-1

7.2 可視化実験及び顕微鏡観察.....	7-1
7.3 観察結果.....	7-3
8. 国際会議等における研究発表及び情報収集.....	8-1
9. まとめと今後の課題.....	4-1

1. はじめに

低圧時の強制対流サブクール沸騰熱伝達機構については、近年、実験データ及び数値計算用モデルの検討が進み、高圧時のモデルがそのまま適用できないことが明らかになってきている。一方で、規制上必要となる実験データのない状態量の領域に数値計算による予測を外挿するには、実現象の素過程の解明に基づく機構論的又は現象論的なモデルを構築する必要がある。このため、従来の経験則に基づくモデル[1-3]に代わって、サブクール沸騰現象を構成する素過程の理解に基づくより機構論的なモデルの開発が試みられている[4]。しかし、既往の実験及び技術的知見では、素過程にかかわる一部のメカニズムの解明が不十分であり、有効なモデルの開発には、さらに実験的知見を拡充する必要がある。

以上の状況を鑑み、平成 25 年度には、大気圧下の水のサブクール沸騰における気泡の生成状況を詳細に観察可能な実験装置を構築するとともに、沸騰核密度、気泡径、気泡生成周期、凝縮熱伝達率などの基本パラメーターを、画像解析によって、きわめて高精度に計測可能であることを示した。また、既存のサブクール沸騰モデルについて調査し、気泡径分布がまったく考慮されていない等の課題を抽出した。さらに、二圧力化することによって支配方程式の数学適切性を回復することで、二流体モデルの数値的安定性を向上できることも示した[5]。引き続き平成 26 年度には、様々な条件下で可視化実験を実施して、特に発泡核ごとに生成される気泡のサイズが大きく異なることを示すとともに、生成気泡の平均径を経験的に予測する相関式を作成した。また、発泡核における生成の後、ほとんどの気泡は伝熱面を離脱 (lift-off) したが、この挙動は既存の force balance model では説明できないことを指摘した。このため、気泡の離脱挙動に関する詳細な観察結果に基づいて、気泡成長力が気泡の伝熱面離脱を引き起こす主要因の一つと考えられることを示した[6]。さらに 27 年度には、発泡核で生成される気泡径の分布など、サブクール沸騰の詳細解析を行う上で必要となる相関式を開発するとともに、時間平均局所ボイド率の計測と気泡追跡法に基づくサブクール沸騰中のボイド率解析を実施した[7]。引き続き平成 28 年度には、サブクール沸騰中における離脱時気泡径分布のばらつきを現象論的に把握するため、各発泡核における平均気泡径の分布と、同一発泡核で生成される気泡径の分布を調べ、各々を評価可能な相関式を作成した。また、ガンマ線密度計及びレーザープローブを用いたボイド率計測により、ボイド率の発展状況について調査した。さらに、伝熱面を離脱するときの気泡挙動を観察結果に基づいてモデル化するとともに、気泡追跡計算を実施し、開発したモデルによって、伝熱面を離脱してからサブクール水中で凝縮によって消滅するまでの気泡挙動を再現できることを確認した。また、同じく気泡追跡型の数値計算を実施し、気泡径分布や離脱時気泡挙動が、ボイド率の解析結果に多大な影響を及ぼし得ることを定量的に示した[8]。平成 29 年度には、NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) を超過する高ボイド率条件も含めて、ガンマ線密度計及びレーザー式ボイドプローブを用いたボイド率計測、高速度カメラによる気泡挙動観察、IR カメラを用いた伝熱面温度計測、熱電対による流体温度分布計測を実施し、NVG の発生機構について実験的に検討した。この結果、NVG を生じる上で、発泡核における生成又は発泡核から離脱の直後で生じる気泡合体が重要な役割を担っていることを示すとともに、気泡合体を考慮した気泡追跡計算とこの効果を原子炉安全解析で使用される一次元モデルに取り込むための手法に関する考察を実施した。また、発泡核によって気泡サイズが大きく異なる原因を突き止めるため、レーザー顕微鏡を用いた発泡核形状の観察も行った[9]。

Saha ら[1]は、低流量条件と高流量条件で、NVG の発生機構が異なる可能性を示唆している。平成 29

年度の NVG 発生機構に関する実験的考察は、低流量条件で実施したため、平成 30 年度は、流量を増加させた上で同様の実験を行い、高流量条件での NVG 発生における気泡合体の重要性について考察する。気泡追跡計算では、特に伝熱面を離脱するときの気泡挙動に関する相関式を高度化するとともに、気泡合体を考慮した数値解析を行い、実験で計測されたボイド率との比較・検討を通して、解析モデルの妥当性を調べる。本研究で得られた知見を原子炉安全解析に反映するための方策を示すため、TRACE コード[10]を用いたサブクール沸騰解析も実施する。加えて、各発泡核で、その形状と生成される気泡のサイズを突き合わせることで、気泡サイズに及ぼす気泡核形状の影響について検討する。

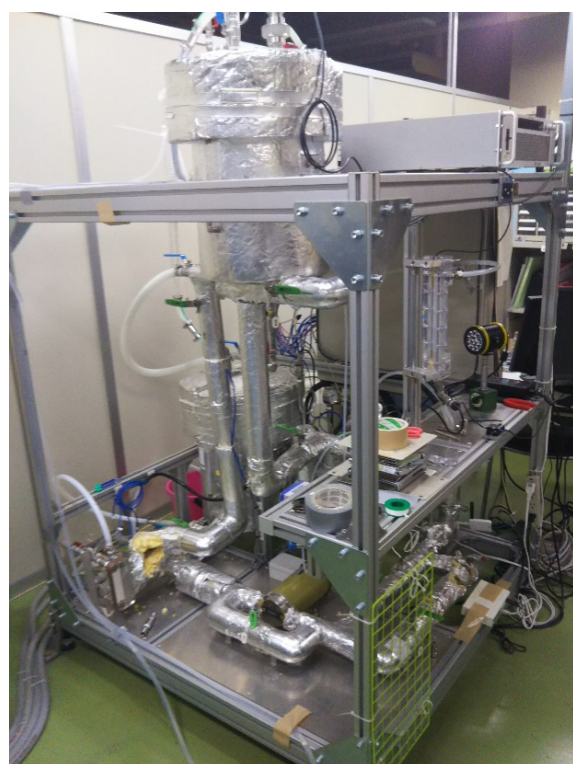
本報告書の構成は、以下の通りである。第 2 章では、本研究で実施した気泡挙動可視化実験及びボイド率計測実験で使用した実験装置について説明する。第 3 章では気泡挙動可視化実験、第 4 章ではボイド率計測実験の実験手順と実験結果を説明する。第 5 章では、詳細モデルである気泡追跡法に基づくサブクール沸騰解析の解析手法と解析結果を述べる。第 6 章では、原子炉安全解析コード TRACE を用いたサブクール沸騰解析について述べる。第 7 章では、気泡核の形状と生成気泡サイズの関係性を説明する。第 8 章では、外部発表の状況を述べる。第 9 章はまとめである。

第 1 章の参考文献

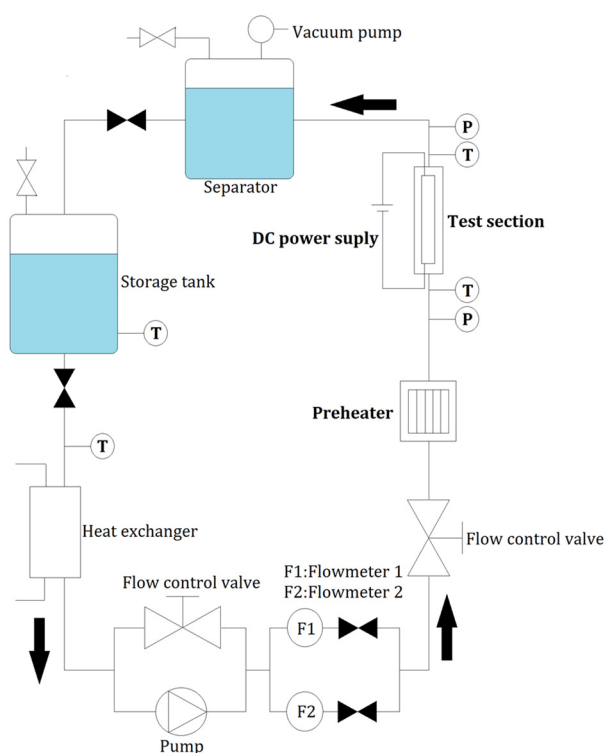
- [1] P. Saha, N. Zuber, 1974. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of International Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 175-179.
- [2] S. Levy, 1967. Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965.
- [3] R. T. Lahey, 1978. A mechanistic subcooled boiling model, Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, pp. 293-297.
- [4] G. H. Yeoh, S. C. P. Cheung, J. Y. Tu, M. K. M. Ho, 2008. Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 51, pp. 3840-3853.
- [5] 平成 25 年度システムコードの 2 圧力化及びサブクール沸騰モデルの開発、業務報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 26 年 3 月。
- [6] 平成 26 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 27 年 3 月。
- [7] 平成 27 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 28 年 3 月。
- [8] 平成 28 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 29 年 3 月。
- [9] 平成 29 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 30 年 3 月。
- [10] TRACE V5.0 PATCH 5 Theory manual.

2. 実験装置

気泡挙動可視化実験及びボイド率計測実験に用いた沸騰ループの全景と系統図を図 2-1 に示す。試験流体は二段のフィルター及びイオン交換樹脂を通した水道水を用いており、貯水タンクに供給した後にタンク内に内蔵したヒーターで加熱脱気を行う。その後、流路内を真空ポンプで真空引きし、大気圧解放した貯水タンクとの圧力差によって流路内に試験流体を満たす。ギアポンプを用いて流体を循環させるとともに、流量調節弁とタービン流量計を用いて、流量を所定値に制御する。流量計測は、流量範囲に応じて、ポンプの下流に並行に設置したタービン流量計 F1, F2 の何れかを用いた。各流量計の計測範囲と測定誤差は、大流量用の F1 については 0.4-10 l/min 及び $\pm 0.1\%$ F.S.、小流量用の F2 については 0-1.5 l/min 及び $\pm 0.8\%$ F.S. である。入口流体温度の調節は、予熱器の PID フィードバック制御により行う。温度計測は試験部出入り口で K 型熱電対を用いて計測しており、計測誤差は ± 2.5 K である。また、圧力も同様に試験部出入り口付近で計測しており、計測誤差は ± 5 kPa である。試験流体は試験部を出た後、上部タンクに流入し、蒸気相は系外へ、液相は流路に戻り循環する。液相はそのまま貯水タンク及び熱交換器へと流入し、ギアポンプに戻る。貯水タンクでは、実験中も加熱脱気を継続して、空気の溶解を防止した。熱交換器では、流体をポンプに戻す前に水道水との熱交換により冷却した。



(a) 全景



(b) 系統図

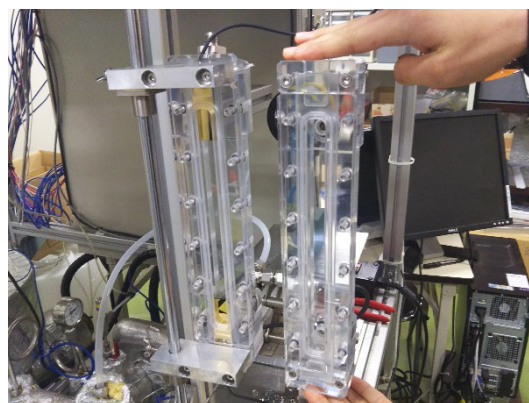
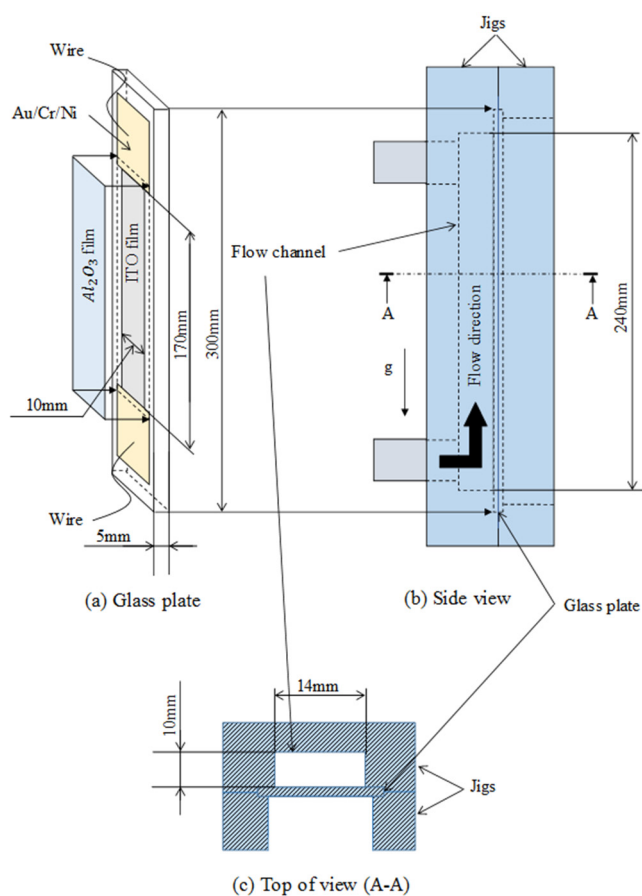
図 2-1 沸騰ループ

図 2-2 に、試験部の概略を示す。図 2-2(a), (c)に示すように、基板であるサファイアガラス上に、膜厚 260 nm の ITO 膜を成膜し、ここに通電することにより流体の加熱を行った。このため、ITO 膜の両端に、電極として厚さ 910 nm の Au/Cr/Ni 膜を成膜するとともに、保護膜として、膜厚 1090 nm の Al_2O_3 膜を、

ITO 膜全体を覆うように成膜した。したがって、発熱体は ITO 膜であるが、試験流体である水と直接接触するのは Al_2O_3 膜となる。なお、ITO 膜は幅 10 mm、長さ 170 mm で、電気抵抗は 88-102 Ω 、 Al_2O_3 膜表面での試験流体との接触角 θ は $13.8 \pm 1^\circ$ であった。図 2-2(a), (b) に示すように、上記の成膜を施したサファイアガラス板を 2 つのポリカーボネート製ジグで挟み、ITO 膜状に幅 14 mm、長さ 240 mm の矩形流路を構成した。

このジグは計測項目によって二種類使用しているが、構造の都合上それぞれのジグに同じサファイアガラス板を使うことができない。さらに、流入部の形状も異なっており、一方は斜め下から、もう一方は図 2-2(a) のように伝熱面に向かって垂直に流入する形状である。また、図 2-3(a) に示すようなジグとサファイアガラス板の隙間から気泡が発生し流路内に流れ込む問題も発生していた。これらは流路内のボイド率に影響を及ぼす可能性があるためこの問題の解決が必要と判明し、新しい流路を作成した。図 2-4 に新しい流路を示す。上記の問題を解決するため形状を変更し、使用できるサファイアガラス板の共通化、流入角度の統一および隙間から発生する気泡の抑制を達成した。また、断面形状を $10 \times 14 \text{ mm}$ の他に質量流束の高い条件用に $5 \times 14 \text{ mm}$ のものを作成した。

また、昨年度までは ITO 膜に通電するために直流電源を用いていたが、本年度は高周波数の交流電源を導入した。これは直流電源を用いたときに比べ交流電源を用いたときのほうが ITO 膜の断線が発生しにくく、より高い熱流束での試験が可能になるためである。導入した交流電源の外観を図 2-5 に示す。



(b) 試験部の外観



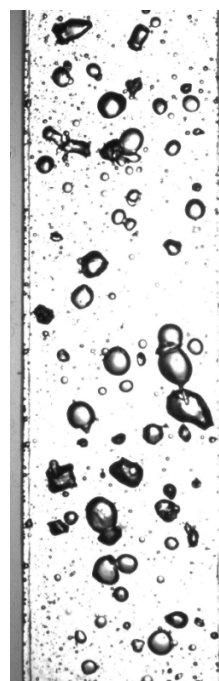
(c) 成膜を施したサファイアガラス板

(a) 試験部の構成

図 2-2 試験部の概略 (サファイアガラス基板)

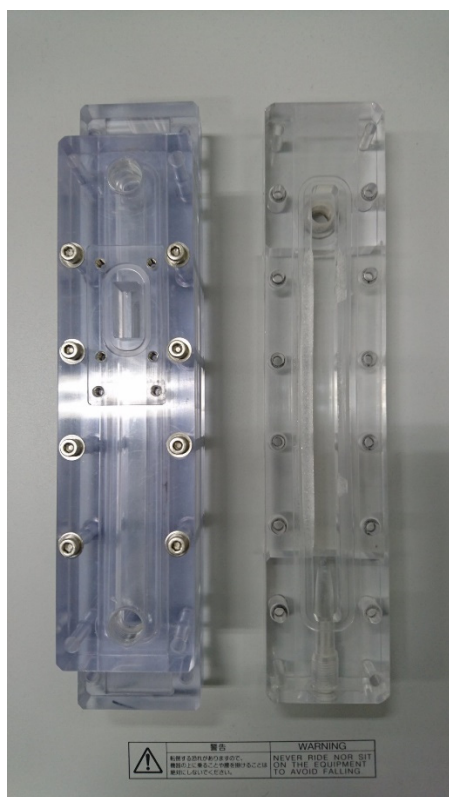


(a) 従来の流路（端部からの発生気泡が流入）

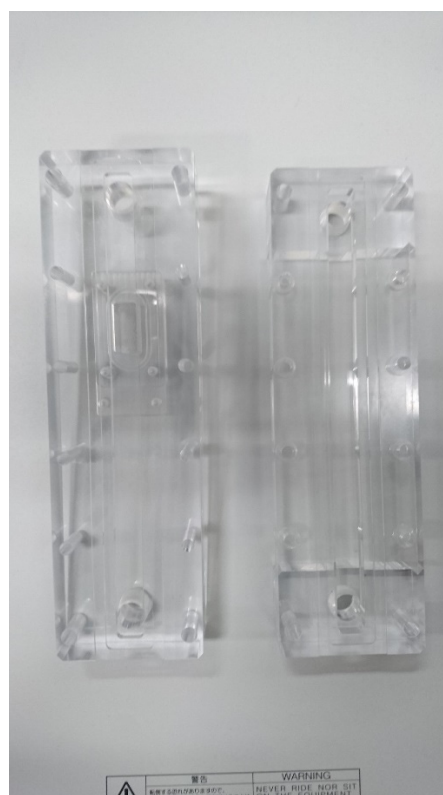


(b) 新流路（端部から気泡流入なし）

図 2-3 新旧流路の気泡発生様相



(a) 従来の流路



(b) 新流路

図 2-4 新旧流路の比較

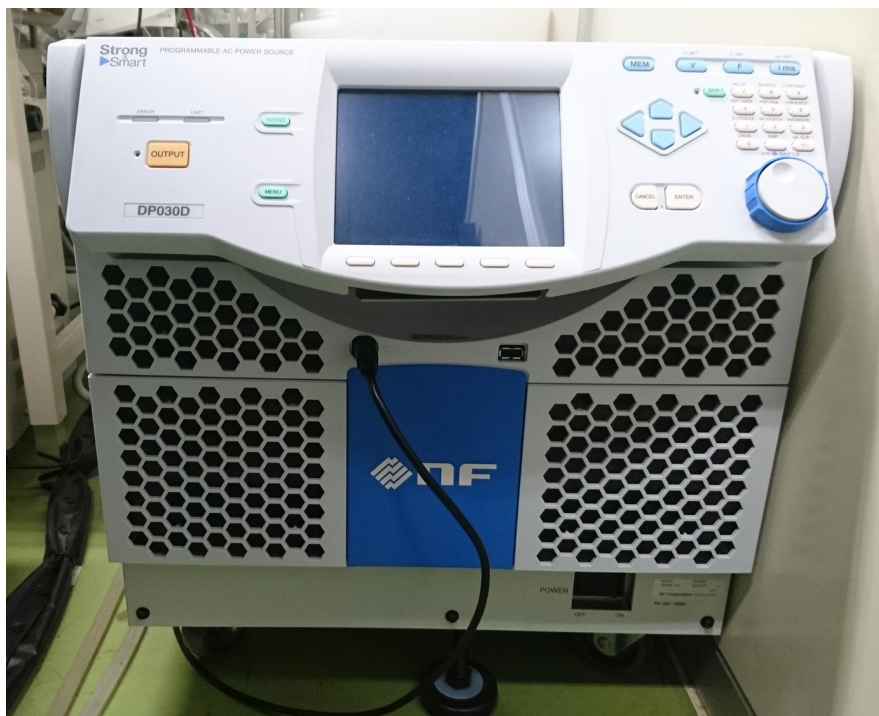
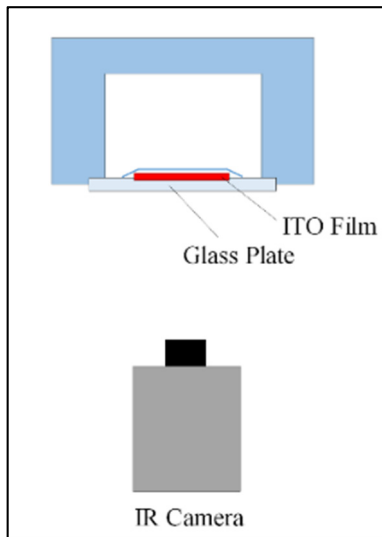


図 2-5 交流電源装置の外観

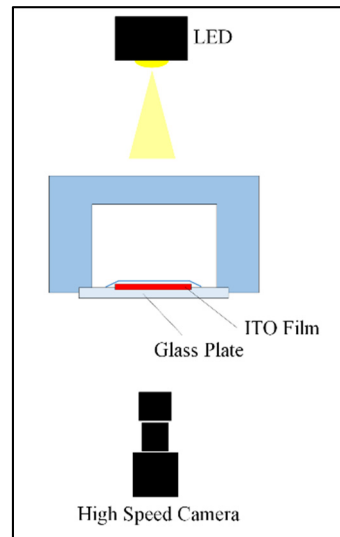
3. 気泡挙動可視化実験

3.1 実験方法

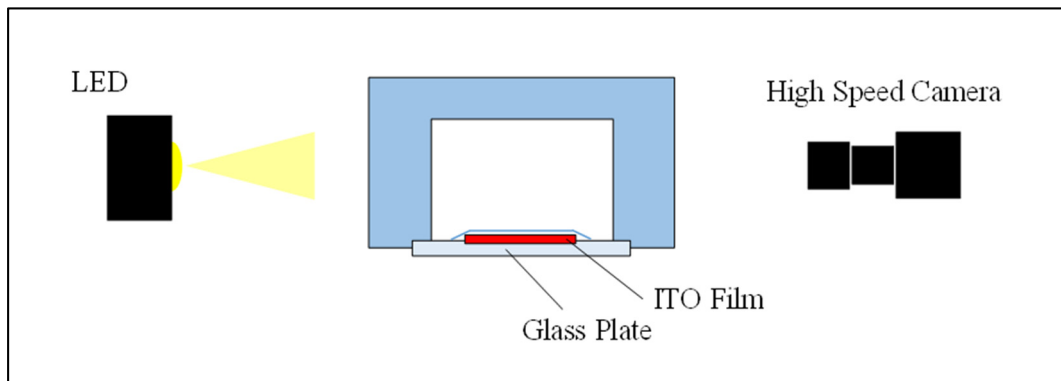
真空脱気終了後、質量流束 G とサブクール度 ΔT_{sub} を所定の値に調節した。その際、流量はポンプと並列につながれたバルブで、流体温度は制御盤での温度管理によって調節した。流量および流体温度が定常になったことを確認したのち、本実験は比較的低熱流束で実施するため、直流電源より ITO 膜へ通電加熱し核沸騰が開始するまで徐々に出力を上昇させた。撮影は図 3-1 (b), (c) に示すような配置で高速度カメラ (Fastcam Mini UX50, Photron, Ltd.) を用いて行った。なお、撮影は LED ライトを用いたバックライト法により行った。高速度カメラによる撮影領域は幅 14 mm 長さ 30 mm で、ITO 膜の下端から 115-145mm に位置である。空間分解能は正面観察では $49.3 \mu\text{m} / \text{pixel}$ 、側面観察では $31.3 \mu\text{m} / \text{pixel}$ とした。壁面温度計測は図 3-1(a) に示すように、サーモグラフィ (Onca-MWIR-InSb, Xenics, Inc.) を用いて伝熱面裏側からサファイアガラスを通した計測を行った。質量流束、流体温度、圧力、電源電圧および電流値はデータロガー (CADAC 3, Eto Denki, Ltd.) を用いて毎秒記録した。



(a) 赤外線サーモグラフィ



(b) 高速度カメラ (伝熱面裏側からの撮影)



(c) 高速度カメラ (伝熱面側面からの撮影)

図 3-1 赤外線サーモグラフィ及び高速度カメラの配置

3.2 単一気泡挙動の計測方法

気泡追跡法のように、気泡1つ1つに関する運動方程式を個別に解く場合、気泡の伝熱面離脱時の速度は運動方程式を解くための初期条件となる。つまり、その速度によって気泡の運動が変化し、気泡が接する液体の温度条件が変化するため、気泡の凝縮に直接的に影響する。以上のような背景から、鉛直伝熱面の水平方向からの撮影により気泡の伝熱面離脱挙動を観察した。計測項目は気泡径、伝熱面水平方向の重心座標、伝熱面垂直方向の重心座標の時間変化である。気泡径計測の一例を以下に図3-2に示す。図のように、気泡を2つのカーソルで囲み y, z 方向の長さから楕円近似して以下の式のように気泡径を算出した。

$$d = \sqrt[3]{d_z^2 d_y} \quad (3-1)$$

なお、座標軸は流動方向が z 方向、伝熱面に対して垂直方向が y 方向、伝熱面に対して水平方向が x 方向である。こうして得られる気泡の大きさ、軌跡を各実験で気泡を1~6個選んで計測した。伝熱面離脱速度の算出方法に関しては実験結果の項にて詳述する。

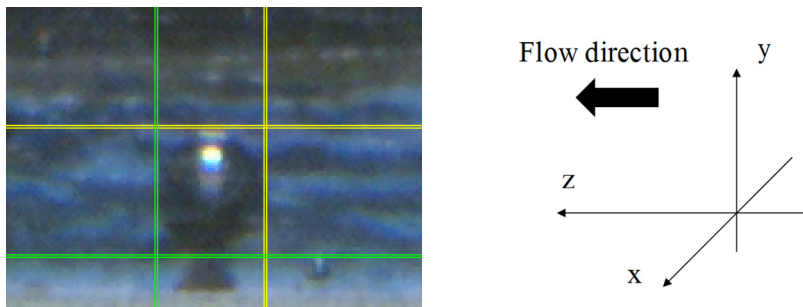


図 3-2 気泡径の計測方法

3.3 実験条件

圧力 P 、質量流束 G 、熱流束 q_w 、サブクール度 ΔT_{sub} の各値について表3-1にまとめた。同表には気泡の lift-off 径 d_{lift} 、最大径 d_{max} 、伝熱面離脱速度（鉛直方向および水平方向） u_y, u_x 、アスペクト比 A （水平方向に最も伸びた時点での値）についても示してある。ここでも、実験は大きく分けて5セットであり、全10ケースで実験を行い、各ケースで1~5個の気泡を無作為に選出し計測した。主要な実験条件の範囲はそれぞれ圧力 P が 127-186 kPa、質量流束 G が 252-490 kg/m²s、サブクール度 ΔT_{sub} が、10, 30, 40 K、熱流束 q_w が 202-487 kW/m² とした。フレームレートは 10000 frames/s、シャッタースピードは 0.1 ms とした。これらの実験を便宜的に Case A と呼ぶ。

気泡成長過程のデータは上記では入手していなかったため以下の条件で追加実験を行った。大気圧下の条件で、質量流束 $G = 300, 500$ kg/m²s、熱流束 $q_w = 500$ kW/m²、サブクール度 $\Delta T_{sub} = 0.2, 6.2, 12.0, 16.3, 21.5, 26.0, 31.0$ であり、可視化実験でのハイスピードカメラの設定はフレームレートは 8000 frames/s、シャッタースピードは 0.125 ms で、撮影時間は各条件で 0.75 s とした。これらの実験を Case B と呼ぶ。

表 3-1 気泡挙動可視化実験の主な条件と結果

Case	P (kPa)	q_w (kW/m ²)	G (kg/m ² s)	ΔT_{sub} (K)	d_{lift} (mm)	d_{max} (mm)	u_z (m/s)	u_y (m/s)	d_z (mm)	R_{Az} (-)	$R_{A\text{lift}}$ (-)
A-1	129	161	255	10.4	1.88	1.92	0.23	0.12	2.41	0.74	1.22
					1.48	1.67	0.26	0.14	2.17	0.84	1.20
A-2	127	226	252	10.4	0.87	0.91	0.14	0.23	1.18	0.81	1.23
					1.16	1.23	0.24	0.23	1.67	0.82	1.13
					1.15	1.23	0.41	0.15	1.63	0.73	1.21
A-3	158	248	392	10.0	1.12	1.18	0.30	0.22	1.50	0.70	1.17
					1.06	1.12	0.28	0.22	1.48	0.80	1.24
					0.47	0.51	0.27	0.38	0.64	0.92	1.45
					0.50	0.54	0.26	0.27	0.71	0.86	1.17
A-4	186	248	490	10.9	0.93	1.00	0.39	0.24	1.31	0.72	1.38
					0.94	0.97	0.41	0.21	1.33	0.81	1.27
					0.79	0.88	0.35	0.21	1.21	0.76	1.33
A-5	186	328	482	10.1	1.16	1.27	0.39	0.18	1.67	0.78	1.15
					0.68	0.70	0.36	0.22	0.96	0.90	1.16
A-6	133	202	262	29.7	0.65	0.71	0.14	0.24	0.96	0.90	1.09
					0.75	0.93	0.16	0.25	1.26	0.82	1.38
					0.85	0.93	0.14	0.18	1.31	0.75	1.15
A-7	131	274	258	29.9	0.72	0.88	0.17	0.35	1.18	0.83	1.35
					0.36	0.38	0.10	0.45	0.52	1.00	1.35
					1.12	1.35	0.20	0.16	1.90	0.74	1.18
					0.80	1.06	0.16	0.18	1.50	0.72	1.28
A-8	158	390	260	29.1	0.67	0.76	0.20	0.47	1.18	0.83	1.34
					1.22	1.44	0.16	0.19	2.04	0.71	1.25
					0.36	0.37	0.11	0.37	0.47	0.95	1.20
A-9	134	246	258	39.1	0.32	0.34	0.13	0.36	0.42	1.00	1.06
					0.67	0.76	0.15	0.34	1.06	0.77	1.07
					0.31	0.43	0.10	0.31	0.52	1.05	1.16
A-10	133	487	257	38.8	0.67	0.80	0.12	0.32	1.06	0.86	1.22
					1.07	1.45	0.17	0.29	2.19	0.75	1.34
					0.58	0.75	0.10	0.37	1.01	0.83	1.32
					0.35	0.41	0.12	0.62	0.49	1.05	1.35

3.4 気泡離脱速度

図 3-3 は、ある気泡に注目して、その離脱前後を側面から観察した映像とそれを模式的に示したものである。また、グラフは鉛直伝熱面と気泡中心(重心)の距離の時間変化を表している。気泡の伝熱面離脱速度の測定は、図 3-4 に示すように、伝熱面法線方向(y)と鉛直上向き方向(z)の 2 方向について行う。ここでは、離脱速度の算出方法について、y 方向を例にして記述する。気泡中心は図 3-2 のようにカーソルを合わせて作成した矩形の中心と定義する。y 軸方向から見た気泡は、単一気泡領域であれば、ほぼ真円と見なせることは正面からの可視化実験で確認済みである。気泡の中心位置の測定はハイスピードカメラの映像において肉眼で認識できる最小のサイズから、気泡が消失する瞬間まで実施した。それらをプロットすると図 3-3 のようなグラフがそれぞれの気泡について得られる。これらのグラフは時間 t について三次の多項式でよい近似式が作成できる。この近似式における気泡離脱の瞬間の微分係数を離脱速度と定義した。

$$y(t) = at^3 + bt^2 + ct + d \quad (3-2)$$

$$u_y = \frac{d}{dt} y(t_{\text{lift}}) \quad (3-3)$$

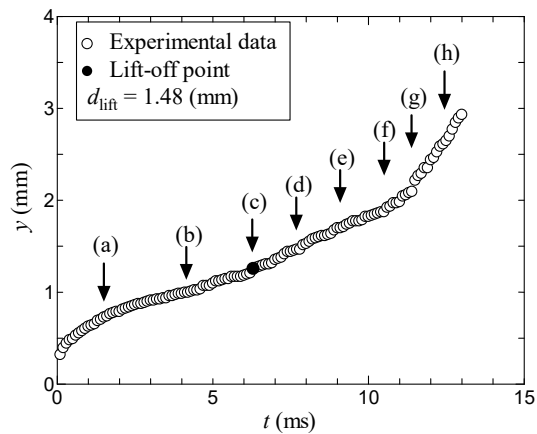
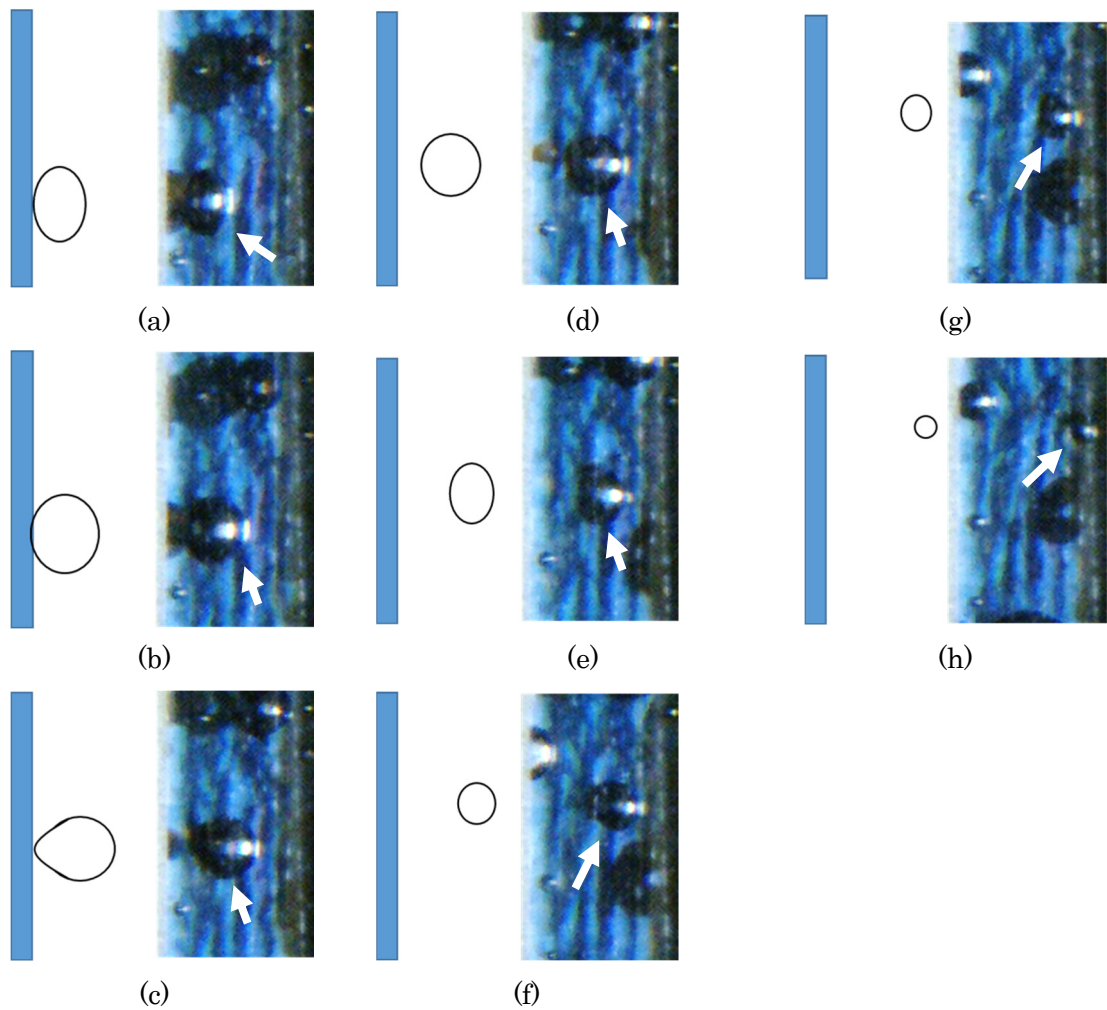


図 3-3 観察された気泡挙動とその解析結果 (Case A-2)

鉛直方向 (z 方向) の離脱速度は、液相速度と壁面と気泡中心の距離に影響を受ける。相関式開発のため、液相速度分布の概形として、図 3-5 に示すべき乗則分布を仮定する。実験結果の離脱速度 $u_{b,z}$ と気泡中心位置での液相速度 $u_{l,b}$ の関係を図 3-6 に示す。離脱速度 $u_{b,z}$ は気泡中心位置での液相速度 $u_{l,b}$ と概ね比例関係にあることがわかる。そこで、離脱速度 $u_{b,z}$ を気泡中心位置での液相速度 $u_{l,b}$ で除すことで、無次元鉛直方向離脱速度 $u_{b,z}^+ (= u_{b,z}/u_{l,b})$ を定義した。図 3-7 に、 $u_{b,z}^+$ と無次元摩擦距離 $y^+ (= U_\tau r/\nu)$ の関係を示す。こ

ここで $U_\tau (= \sqrt{\tau/\rho})$ は摩擦速度を表す。本図より、 $u_{b,z}^+$ は、 y^+ の増加とともに単調に増加する傾向であることがわかる。これは、壁面からの距離が近い場合には、壁面における滑り無しの条件により強く拘束されるため、離脱速度が低下するものと解釈できる。図 3-7 の結果より、鉛直方向離脱速度は、次式で相関できる。

$$u_{b,z}^+ = \frac{u_{b,z}}{u_{l,b}} = 3.31 \times 10^{-1} (y^+)^{0.322} \tag{3-4}$$

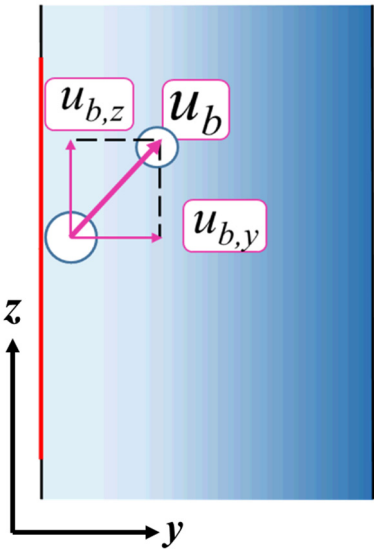


図 3-4 座標系の定義

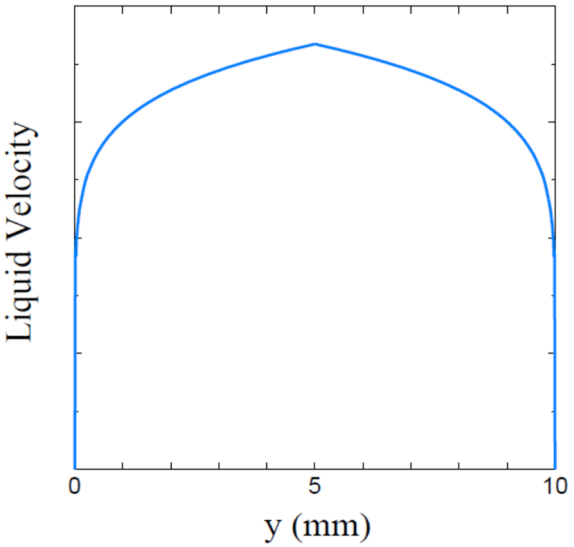


図 3-5 液相速度分布

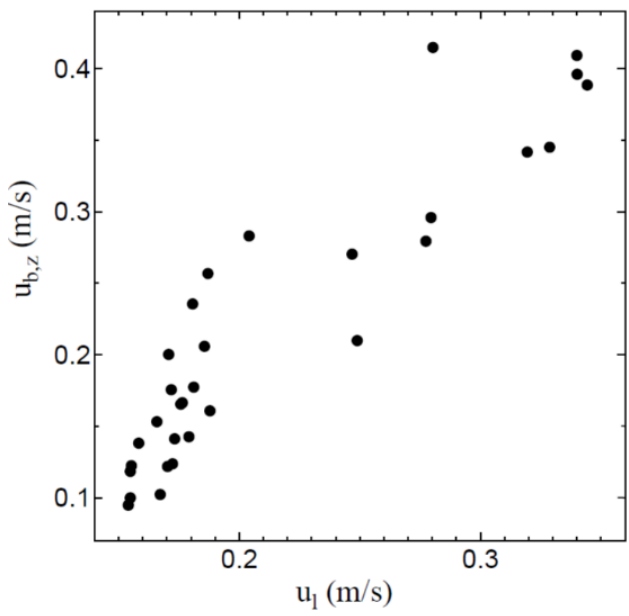


図 3-6 局所液速度と鉛直方向の気泡離脱速度の関係

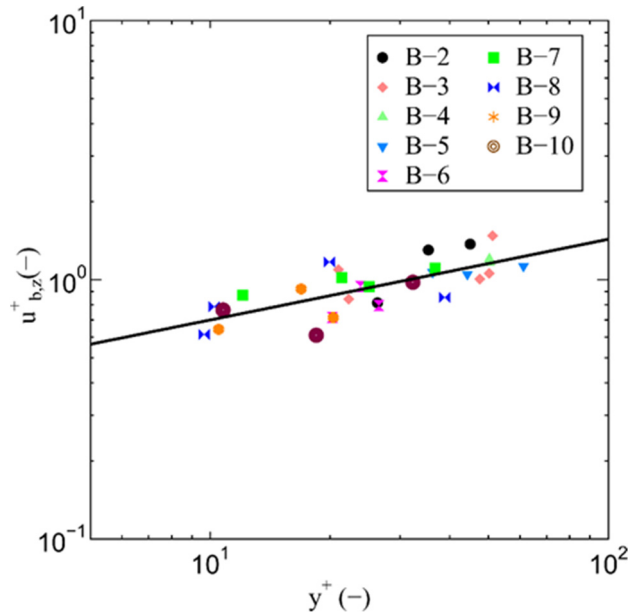


図 3-7 鉛直方向気泡離脱速度の相関式

次に、伝熱面法線方向（ y 方向）の気泡離脱速度は、気泡の成長率と Jakob 数に強く影響を受けることがわかった。図 3-8 に、気泡径の時間変化の計測例と Zuber の気泡成長モデル[1]を参考に、気泡径が時間 t の $1/2$ 乗に比例することを仮定した場合のフィット式を示す。本フィット式より、気泡径が最大となるときの気泡成長率を求め、 y 方向離脱速度との関係を調べた。結果を図 3-9 に示す。成長率の増加とともに、横方向の気泡離脱速度は増加する傾向が認められる。

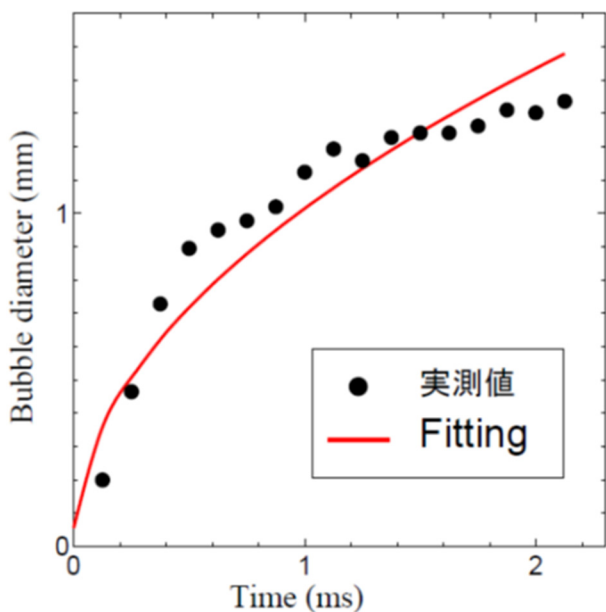


図 3-8 気泡径時間変化の計測例

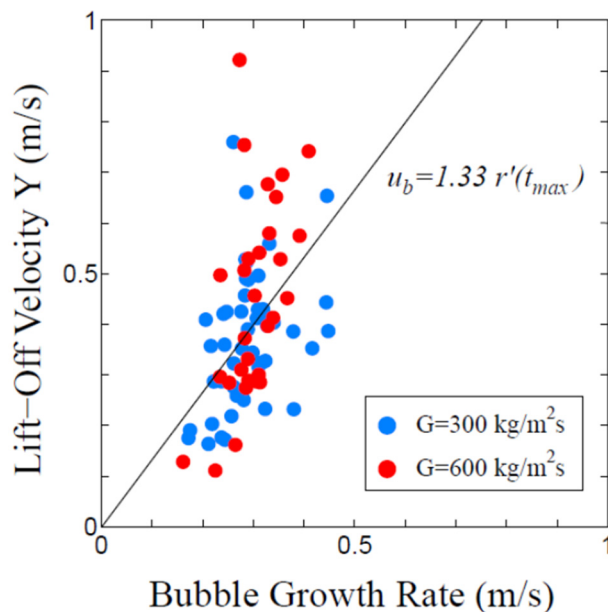


図 3-9 気泡成長率と横方向気泡離脱速度の関係

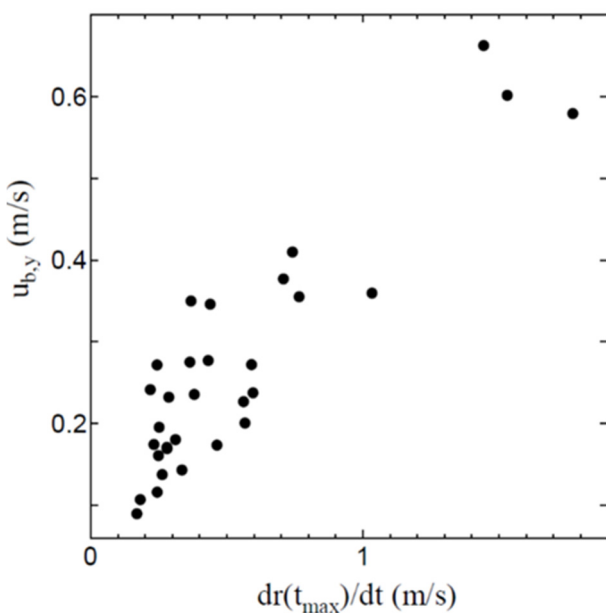


図 3-10 Zuber モデルによる気泡成長速度と横方向気泡離脱速度の関係

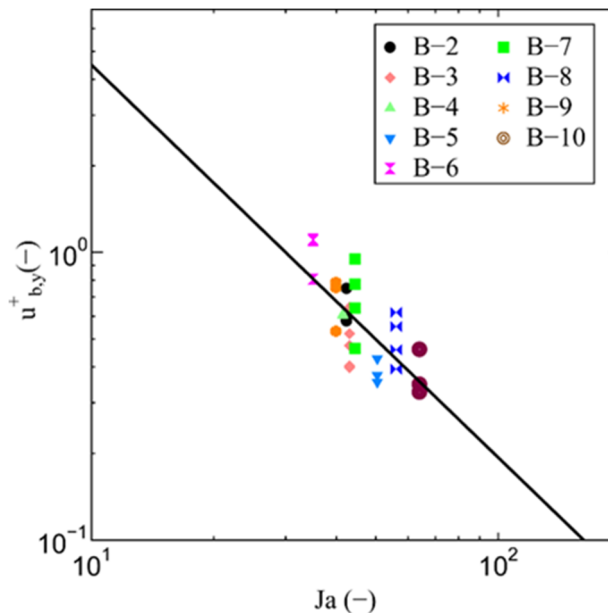


図 3-11 横方向気泡離脱速度の相関式

数値解析への実装のため、次の Zuber の気泡成長モデル[1]により、離脱時における気泡成長速度を評価する。

$$d_b(t) = \frac{4b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta_1 t} \quad (3-5)$$

ここで、 $\eta_1 = k_1/\rho_1 c_{p1}$ は熱拡散率、 $Ja = \rho_1 c_{p1} \Delta T_{sat} / \rho_g h_{fg}$ は Jakob 数、 b は非球面性定数を表す。 b の値として Zuber は $1 \leq b \leq \sqrt{3}$ を推奨しているが、水を作動流体として強制対流サブクール沸騰実験を行った Steiner ら[2]は $b=0.21$ を与え、Yeoh ら[3]もそれを用いた。このため、 b の値は必ずしも明確ではないが、 $b = \sqrt{3}$ として計算される気泡成長速度と横方向の気泡離脱速度の関係を図 3-10 に示す。図 3-9 と同様に、両者の間に比例関係が認められる。そこで、無次元離脱速度を $u_{b,y}^+ = u_{b,y}/r'(t_{max})$ で定義し、これを Jakob 数に対してプロットした結果を図 3-11 に示す。本図より、Jakob 数の増加とともに $u_{b,y}^+$ は減少する傾向であり、次式によりよく相関できることがわかる。

$$u_{b,y}^+ = \frac{u_{b,y}}{r'(t_{max})} = 2.68 \times 10^2 Ja^{-1.37} \quad b = \sqrt{3} \quad (3-6)$$

なお、 $b = 1, 0.21$ とした場合にも同様の手続きで相関式を導くことができる。参考のため、得られた相関式を以下に示す。

$$u_{b,y}^+ = 1.55 \times 10^2 Ja^{-1.37} \quad b = 1.0 \quad (3-7)$$

$$u_{b,y}^+ = 3.23 \times 10^1 Ja^{-1.37} \quad b = 0.21 \quad (3-8)$$

Jakob 数の増加とともに離脱速度が減少する原因は明らかでないが、Jakob 数の増加とともに発泡核密度が増加する。このため、他気泡の影響によって気泡離脱が緩慢となった可能性がある。

3.5 高ボイド率条件における気泡挙動

気泡追跡法によって OSV を再現するための方策について調べるため、高ボイド率条件も含めて気泡挙動の観察を実施した。Case B で $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ としたときの正面及び側面からの可視化結果を 2.5 ms 毎に並べた図を、サブクール度をパラメーターとして図 3-12～17 に掲載する。

OSV が生じるサブクール度 15 K のとき、流路内に合体によって生じた大気泡が存在する。合体で生じた大気泡（以下、合体大気泡と称する）の特徴は、界面に合体によって生じた細かな変形を持つことである。15 K よりもサブクール度が大きい条件下でも、単一気泡径の大きさや発泡核の近さによって合体は観察された。しかし、単一気泡同様、直ちに凝縮し消失した。一方で、サブクール度が 15 K 未満になると、合体大気泡の中には連続的に新たな気泡が衝突することにより、蒸気が供給され、通常よりもはるか

に生存時間が長い気泡が存在した。ここで、観察区間内で消失せずに生存し続けた気泡を超大気泡と定義する。特に、超大気泡には図 3-17 内の赤く囲んだ気泡のように流路断面を覆うほど成長する場合もあった。これらの観察結果より、超大気泡の生成が OSV 発生の十分条件であるという仮説を立てた。

気泡合体時の挙動を詳細に観察し、以下の特徴を見出した。

- (1) サブクール度に拠らず、合体大気泡には消滅する気泡が多く存在する。
- (2) 伝熱面離脱後に合体した気泡は単一気泡と同程度の短時間で凝縮する。
- (3) 気泡成長中に合体が発生すると、その後周囲の成長中気泡との更なる合体を誘発する。
- (4) 成長中に合体した気泡は、超大気泡になる可能性が高い。

上記の特徴を以下に詳述する。まず、気泡の合体は気泡の周囲環境に依存して生じる現象である。つまり他の気泡の距離と気泡径が接触条件を満たすとき合体が生じる。このため、低サブクール領域であっても、合体しうる気泡が近くに存在しなければ、合体大気泡にならない。よってすべてが超大気泡になるわけではない。気泡合体は大きく分けて 3 パターンある。単純化のため二つの気泡の合体を考える。

- (1) 成長中の気泡同士の合体
- (2) 成長中の気泡と、離脱した気泡との合体
- (3) 離脱した気泡同士の合体

まず、パターン(3)の場合、合体を生じない場合と同様に、きわめて短時間で気泡が消滅した。次に、パターン(1)では、気泡の生存期間が大きく延長され、この結果、他の発泡核で生成され、成長過程にある気泡とパターン(2)の合体を繰り返し、超大気泡に成長する場合があった。逆に、超大気泡の元を辿ると、注目して観察した気泡はすべて成長中に合体を生じていた。これより、成長中にある気泡同士の合体は、OSV を引き起こす超大気泡の生成にあたってきわめて重要な必要条件と考えられる。

そこで、成長中の気泡合体が気泡挙動に及ぼす影響を定量的に検討するために、気泡成長中に合体が生じた合体大気泡の挙動を計測した。気泡径や重心位置、離脱速度の算出は気泡離脱挙動解明試験と同様の手法を用いた。G=300 kg/m²s、サブクール度 6.2K より 1 気泡、12.0K から 2 気泡、計測しやすいものを選び取り気泡径、重心位置の時間変化を測定した。その結果を図 3-18 に示す。気泡離脱の瞬間は映像を参考に、重心位置の二倍=気泡サイズの関係が崩れる点とした(図中の矢印)。その離脱点までの気泡重心位置を時間に関する 2 次多項式で近似し、離脱点での 1 次微分係数を合体気泡の離脱速度として評価した。それらの式を図の右に示す。この定量的評価より、成長中気泡の合体で生じた合体大気泡の離脱速度は、元となった気泡が取りうる離脱気泡の平均及び、いずれかの最小値よりも小さい値となった。すなわち、合体により離脱速度が緩慢になり、伝熱面近傍に留まりやすくなるということである。単一気泡の場合、気泡成長時に形成される液相流れの慣性力により、伝熱面を離脱しようとする速度成分が誘起される。しかし、成長中に気泡合体が生じると、きわめて不規則な速度成分が混入するため、伝熱面を遠ざかる方向の流れ場が緩和され、この結果凝縮効果も弱まるものと解釈できる。今後、成長中の気泡合体による伝熱面離脱速度の相関式開発が、OSV を機構論的に予測する上で重要と考えられる。

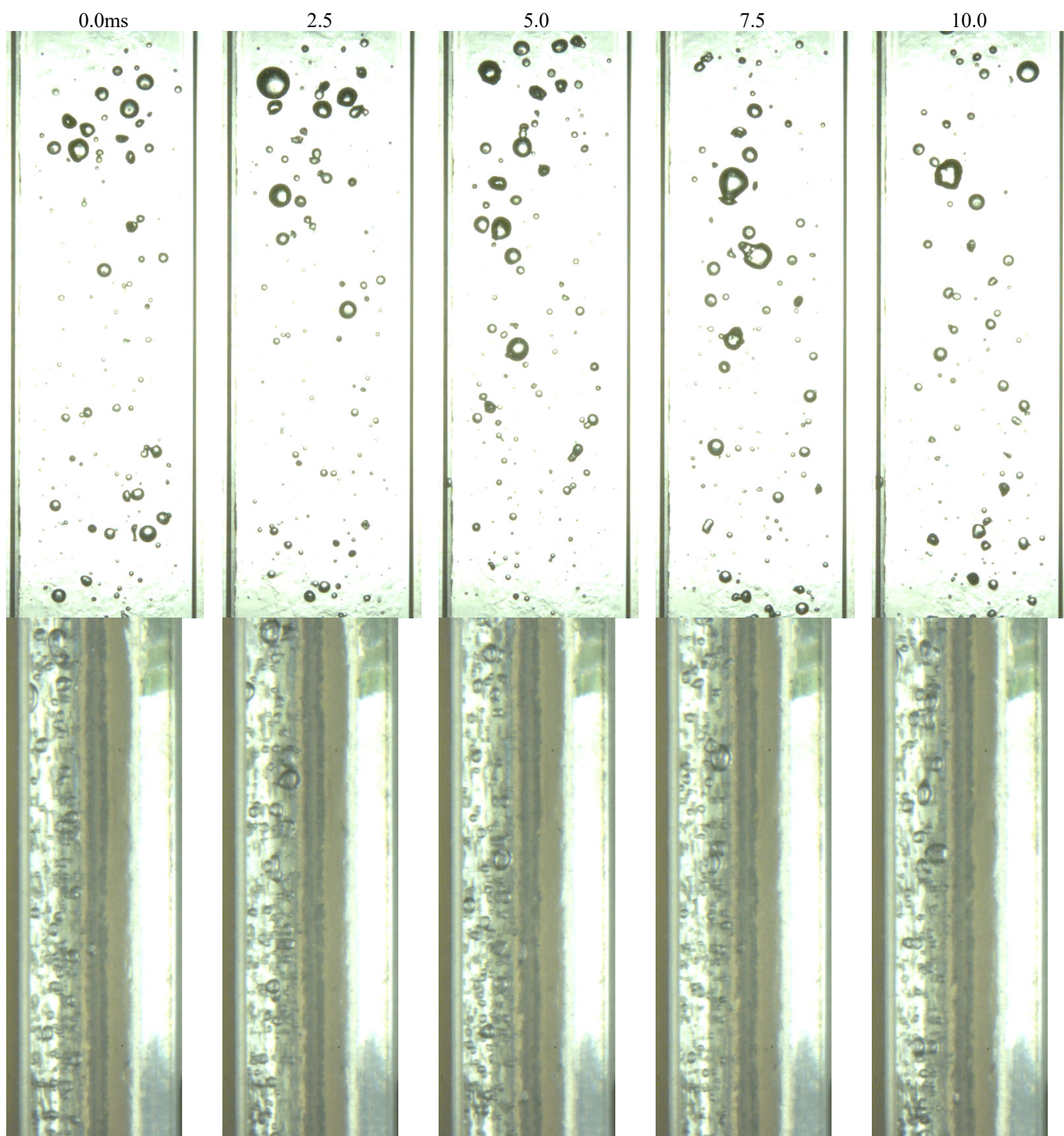


図 3-12 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 26.0 \text{ K}$)

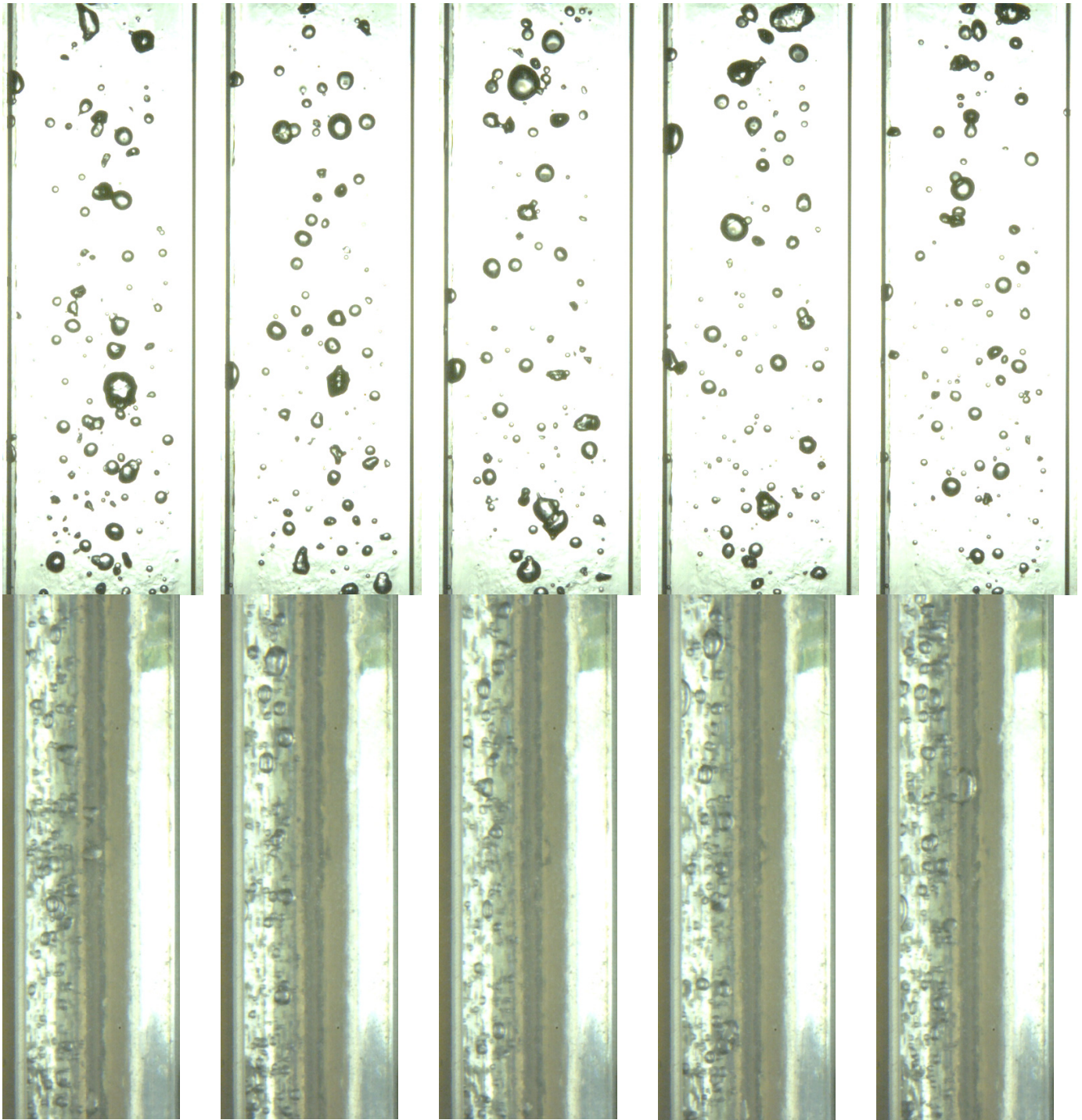


図 3-13 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 21.5 \text{ K}$)

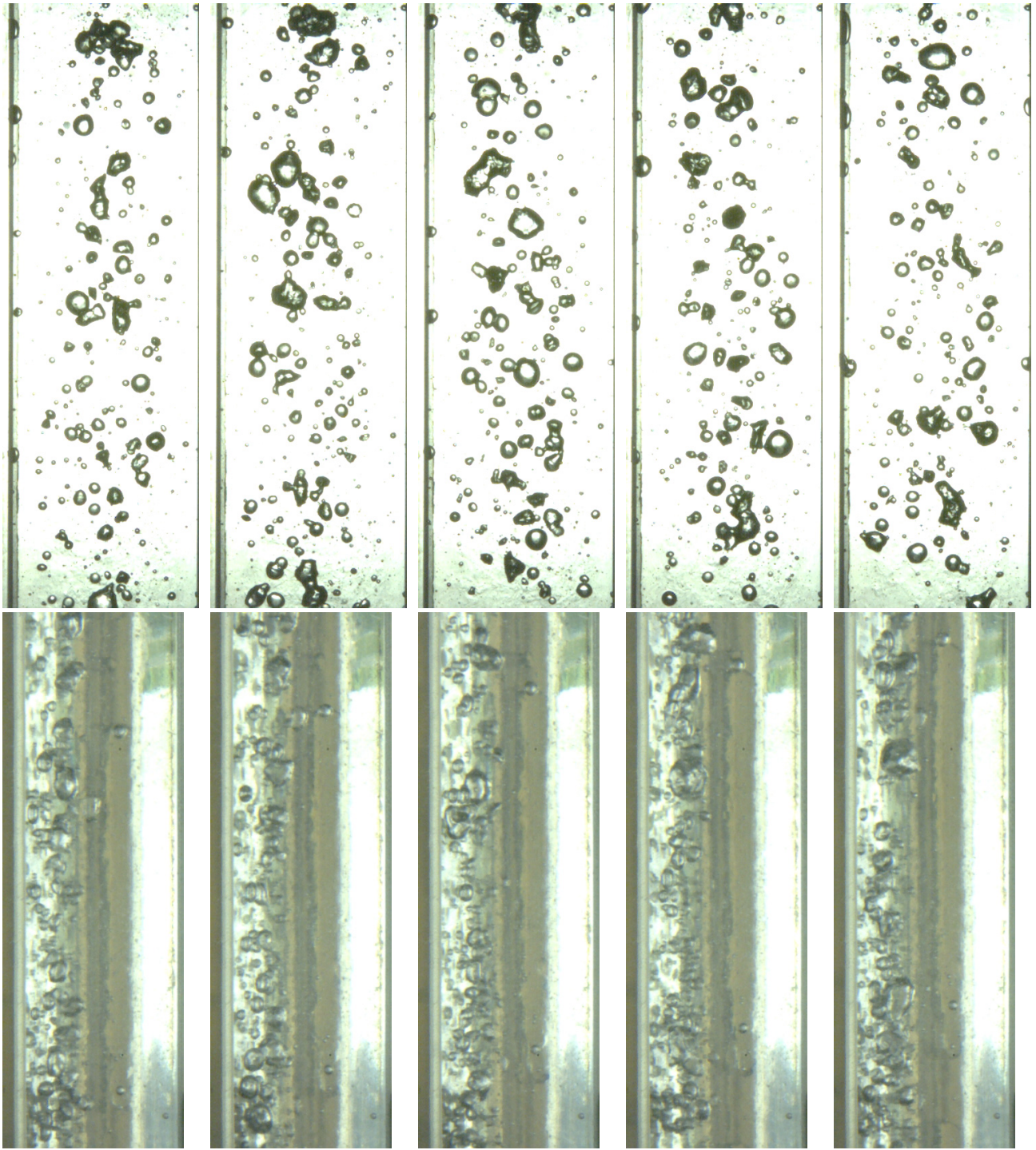


図 3-14 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 16.3 \text{ K}$)

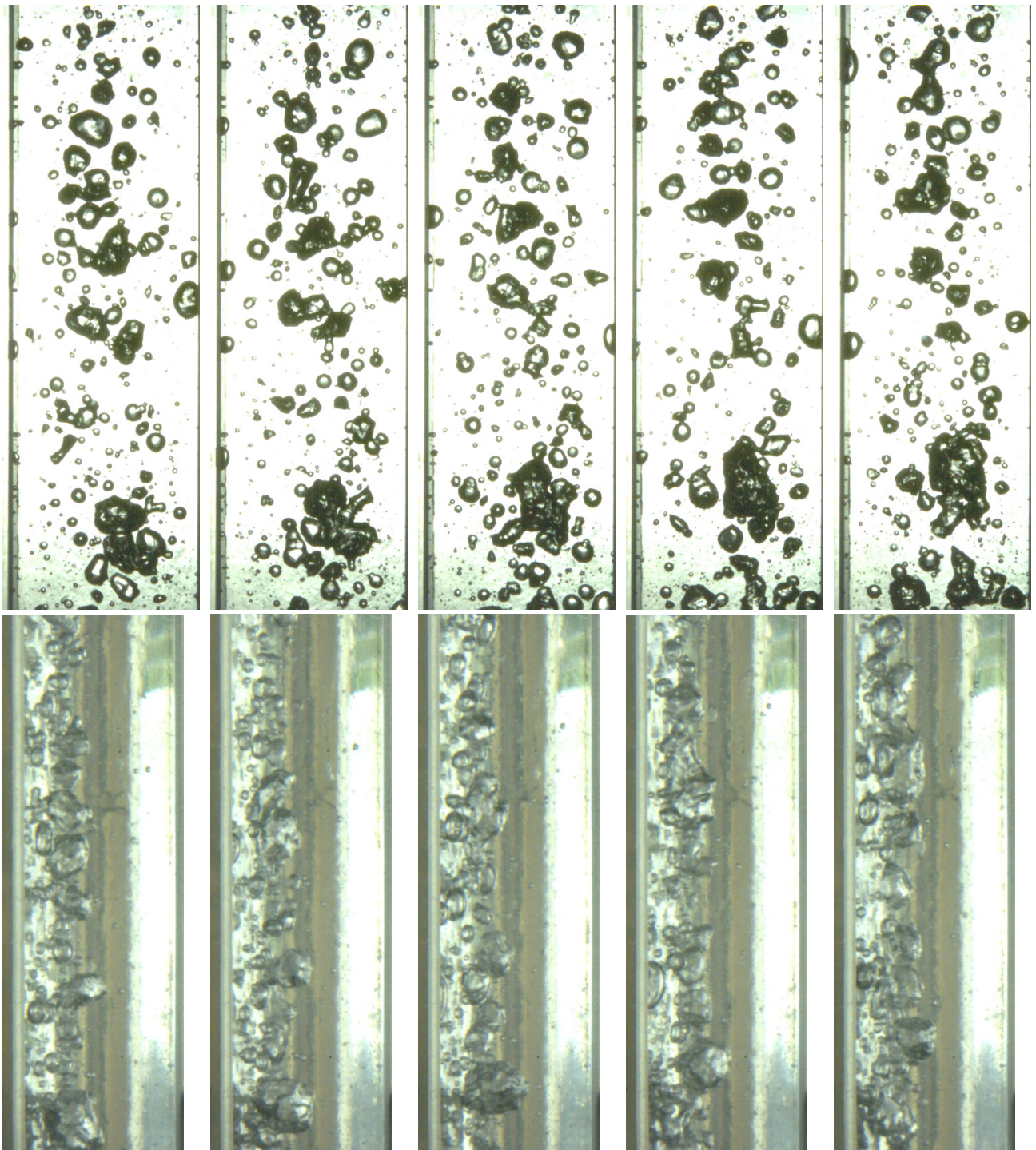


図 3-15 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 12.0 \text{ K}$)

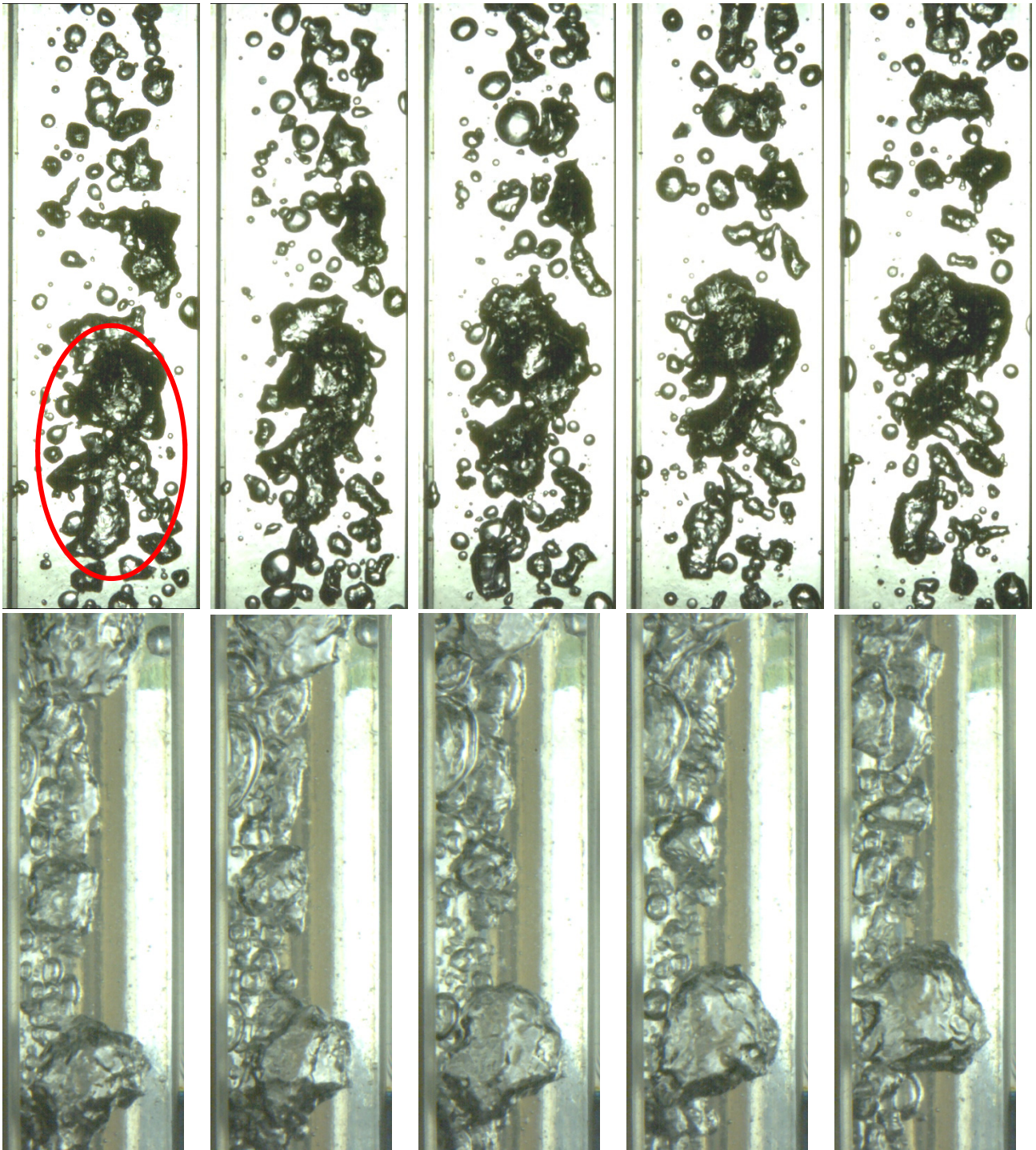


図 3-16 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 6.2 \text{ K}$)

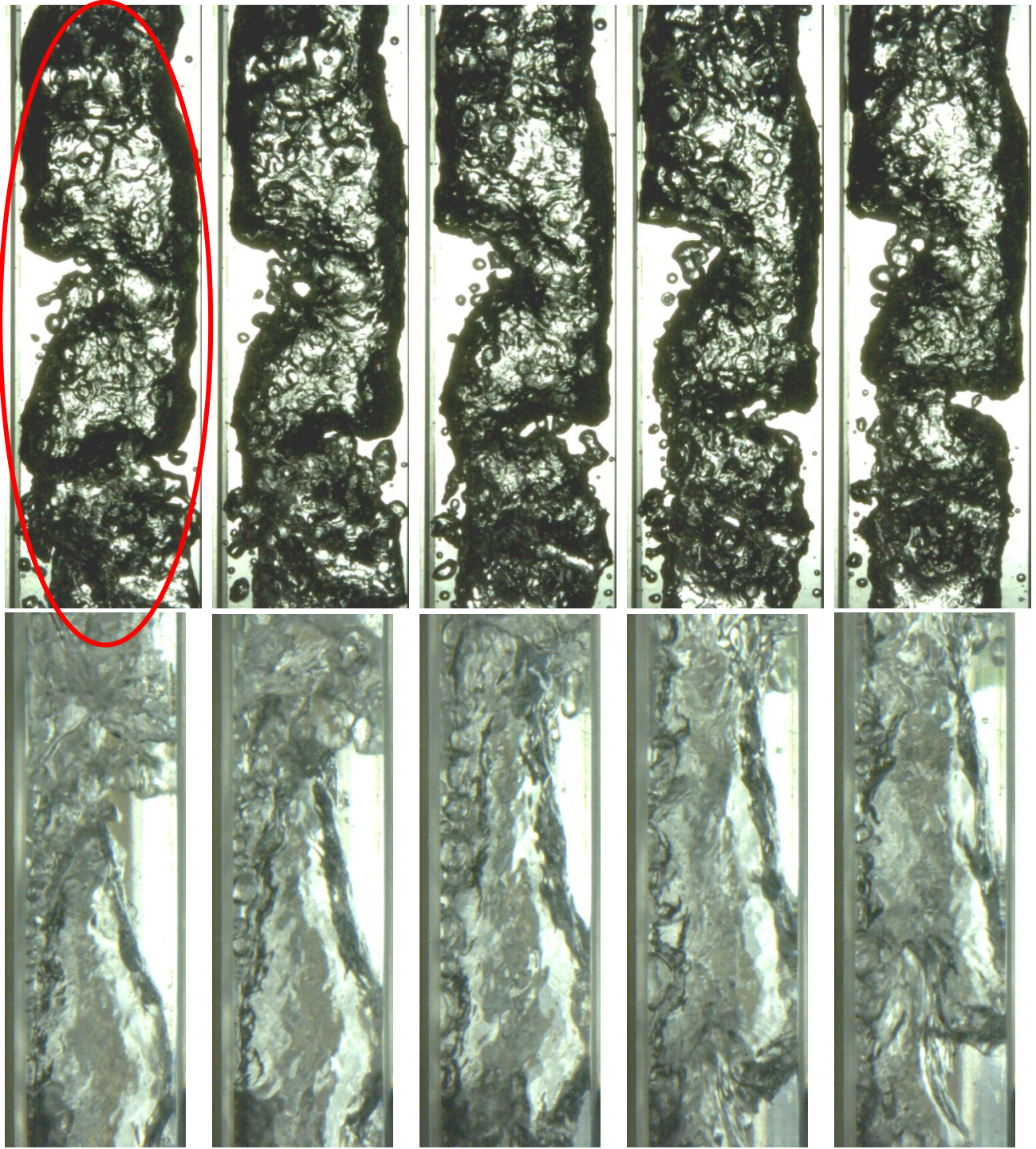
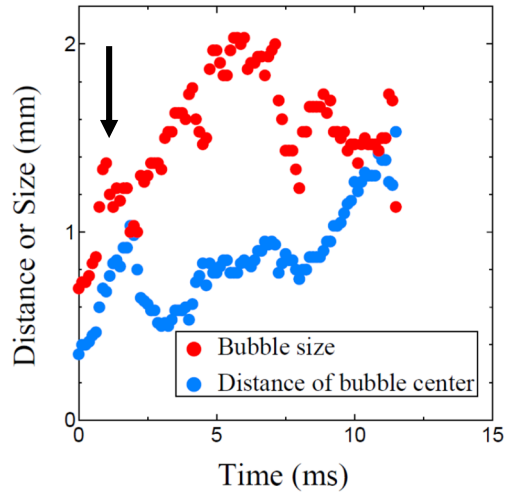
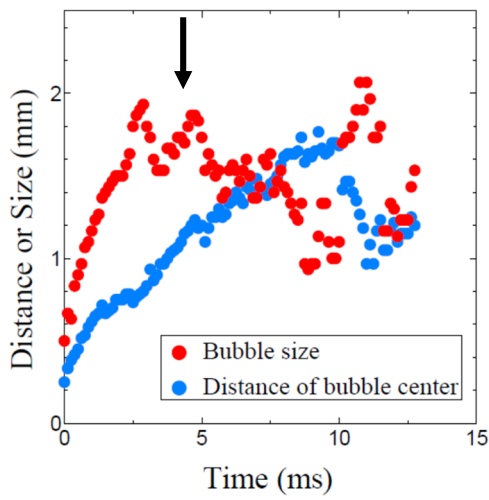


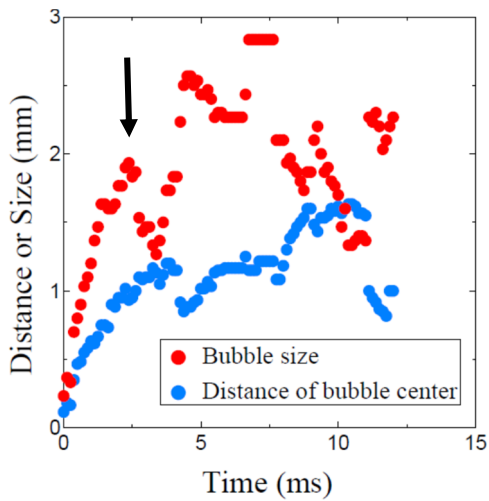
図 3-17 気泡挙動の観察結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{\text{sub}} = 0.2 \text{ K}$)



$$y = -0.16t^2 + 0.76t + 0.099$$



$$y = -0.079t^2 + 0.40t + 0.28$$



$$y = -0.066t^3 + 0.52t + 0.15$$

図 3-18 気泡合体が気泡の横方向離脱速度に及ぼす影響 (上： $\Delta T_{\text{sub}} = 6.2\text{K}$ 、中・下： 12.0K)

第3章の参考文献

- [1] N. Zuber, Dynamics of vapor bubble in nonuniform temperature fields, *Int. J. Heat and Mass trans.* Vol. 2, pp. 83-98 (1961).
- [2] H. Steiner, A. Kobor, L. Gebhard, A wall heat transfer model for subcooled boiling flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 48, pp. 4161-4173 (2005).
- [3] G. H. Yeoh, S. C. P. Cheung, J. Y. Tu, M. K. M. Ho, Fundamental Consideration of Wall Heat Partition of Vertical Subcooled Boiling Flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 3840–3853 (2008).

4. ボイド率計測実験

4.1 実験方法

本実験における計測項目は多岐にわたる。以下、各計測項目の計測手法について説明する。

(1) 可視化

サブクール沸騰域におけるボイド率の発展挙動を機構論的又は現象論的に予測するためには、伝熱面上における気泡の生成状況とサブクール水中における気泡の凝縮挙動を詳細に把握する必要がある。このため、サファイア基板を用いた透明伝熱面を用いて、強制対流サブクール沸騰中における気泡挙動を詳細に観察した。このため、図 4-1 に示す LED 照明及び高速度カメラを用いて、気泡挙動の可視化観察を行った。計測位置は、伝熱面の下端より 115~145 mm の 30 mm の区間である。撮影条件は、フレームレート 8000 FPS、シャッタースピード 0.125 ms、撮影時間 0.75 s とした。解像度と空間分解能は、伝熱面底面からの撮影では各々 303 × 895 ピクセル、49.3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、伝熱面側面からの撮影では各々 303 × 895 ピクセル、31.25 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。気泡挙動の観察例を図 4-2 に示す。本図に示すように、気泡挙動の観察は、伝熱面の底面側及び側面側から行った。

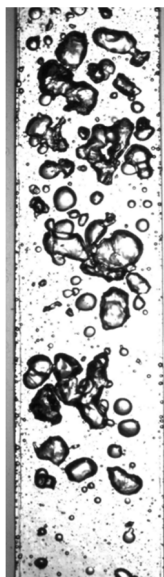


(a) LED 照明 (IDT, LED120E)

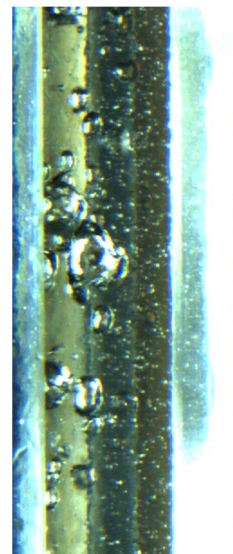


(b) 高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini)

図 4-1 気泡挙動観察用測定器具



(a) 伝熱面底面からの観察



(b) 伝熱面側面からの観察

図 4-2 気泡挙動の観察例

(2) ボイド率計測及び液温計測

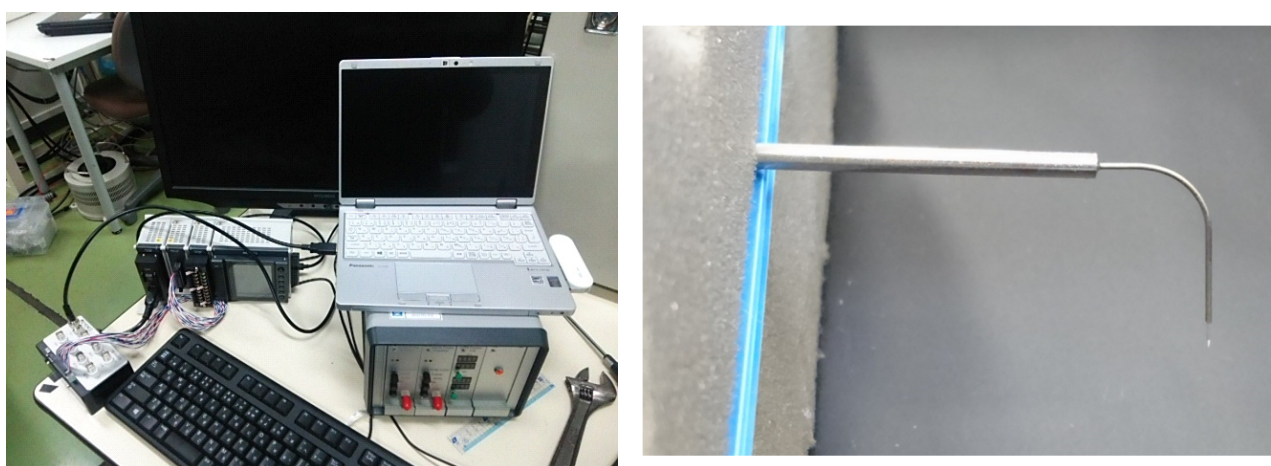
ボイド率の計測には、図 4-3 に示すガンマ線密度計と、図 4-4 に示すレーザー式ボイドプローブを使用した。ガンマ線密度計では、試験部を透過したときのガンマ線の強度低下より、流路断面内平均ボイド率を計測するのに対し、プローブ計測では、プローブを伝熱面と垂直方向にトラバースすることで、流路断面内における局所時間平均ボイド率の空間分布が計測される。レーザー式ボイドプローブにおいては、計測間隔を昨年度の 1/100 の 100 μ s にすることで精度の向上を図った。ガンマ線密度計によるボイド率計測結果は、正味の蒸気生成開始条件である NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) 点を特定するのに有利であり、プローブによるボイド率計測結果は、ボイド率発展の詳細構造を検討する上で有利となる。また、レーザーボイドプローブを K 型熱電対に置き換えることにより、流路断面内における液温分布の計測も実施した。



(a) センサー及び信号処理装置

(b) 試験部取り付け時の様子

図 4-3 ガンマ線密度計 (Nano Gray, PH-1000AE)



(a) センサー及び信号処理装置

(b) L型プローブ

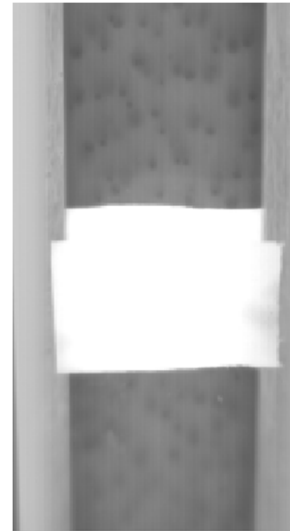
図 4-4 レーザー式ボイドプローブ

(3) 壁面温度計測

伝熱面温度は、ボイド率と並んで、サブクール沸騰現象を特徴付ける重要な物理量であると同時に、発泡核密度等を通して、ボイド率にも影響を及ぼす。本研究では、サファイア伝熱面では、高速度の赤外線（IR）カメラを用いたサーモグラフィ計測により壁面温度を算出した。IRカメラの外観を図4-5(a)に、沸騰中の伝熱面を撮影した映像例を図4-5(b)に示す。発泡核では、気泡生成により局所的な温度低下が生じていることが明確に捉えられている。



(a) IR カメラ（Xenics, Onca-MWIR-InSb-320-460Hz）



(b) IR カメラによる画像例

図 4-5 サーモグラフィ用 IR カメラ

実験手順は以下の通りである。

- (a) 試験流体である水を、2 段のフィルターとイオン交換樹脂に通した後、沸騰ループの貯水タンクに供給する。
- (b) 貯水タンクに配置したヒーターを用いて数時間加熱脱気を行う。脱気は、貯水タンクを大気開放した状態で行うが、Dimroth 型凝縮器取り付けられているため、この間における試験流体の減少は低く抑えられる。
- (c) 真空ポンプを用いて沸騰ループを真空引きするとともに、給水タンクと沸騰ループをつなぐ配管に取り付けられた弁を開放し、給水タンクより沸騰ループへ給水を行う。
- (d) ギアポンプと予熱器を作動させる。流量調節弁の開度と温度調節器の設定を行い、試験流体の流量と試験部入口温度を所定値に設定する。
- (e) 定常状態が達成されたことを確認した後、試験部に投入する電力を所定の値に設定する。実際の設定量は交流電源からの投入電力である。

温度調節器を用いて、試験部入口温度を段階的に上昇させ、いくつかのサブクール度条件で、実験データの収集を行った。計測量は、(1) 伝熱面下部からの可視化、(2) 伝熱面側面からの可視化、(3) ガンマ線密度計によるボイド率計測、(4) レーザープローブによるボイド率分布計測、(5) K 型熱電対による流体温度分布計測、(6) IR カメラによる壁面温度計測の 6 種類である。

4.2 実験条件

主な実験条件を表 4-1 に示す。新規流路を作成したため、昨年度実験を行った条件で再実験を行った。また、高熱流束高流束での実験を行った。 $G=1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の試験は、流路の断面形状を $10 \times 14 \text{ mm}$ から $5 \times 14 \text{ mm}$ のもに変更することで質量流束 $1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ を達成した。しかし、ポンプへの負荷が高くなったため、最小サブクール度は 8 K までとなった。

表 4-1 主な実験条件

Mass flux, G	300, 600 $\text{kg/m}^2\text{s}$	1600 $\text{kg/m}^2\text{s}$
Heat flux, q_w	500 kW/m^2	750 kW/m^2
Inlet subcooling, $\Delta T_{\text{sub,in}}$	5-30 K	8-30K
Peclet number, Pe	22000, 44000	74106
$\Delta T_{\text{sub,SZ}}$	19 K	17K

均一加熱流路にサブクール水が流入するときの、強制対流サブクール沸騰の模式図を図 4-6 に示す。本図に示すように、ボイド率 $\alpha=0$ の液単相区間では、流路壁からの入熱によって、バルクの液温 T_l は線形的に上昇する。核沸騰が開始する A 点を、ONB (Onset of Nucleate Boiling) 点と呼ぶ。A 点の下流では、液体はサブクール状態にあるものの、加熱壁の近くでは、局所的に液温が飽和温度以上となり、沸騰が生じる。このため、壁面熱流束の一部が蒸気生成に消費されるため、 T_l の上昇はやや緩慢となる。ただし、NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) 点と呼ばれる B 点の上流、すなわち、区間 A~B では、ボイド率は無視できるほど小さい。このため、 T_l の上昇は概ね線形に近い。ただし、気泡生成に起因する液体の混合促進により、熱伝達率が向上し、伝熱面温度の上昇は緩和される。B 点の下流では、実質的なボイド率の上昇が生じる。このため、ボイド率の空間勾配は、B 点で不連続的となる。以上の理由により、サブクール沸騰域のボイド率及び熱伝達率を正確に評価する上では、ONB 点と OSV 点を正確に予測することがきわめて重要なステップとなる。

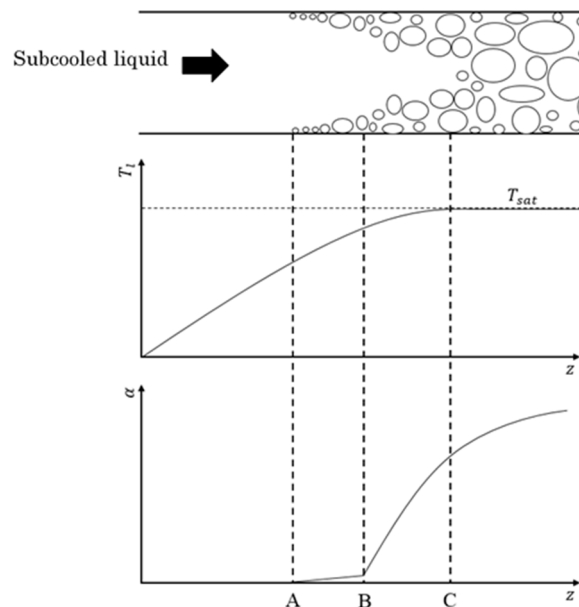


図 4-6 強制対流サブクール沸騰の模式図

Saha らのモデル[1]は、経験則に基づく無次元整理式であり、物理的な解釈が行われてはいるが、OSVを生じる原因について明確なコンセプトに基づいて開発されたものではない。Saha らのモデルは次式で与えられる。

$$\begin{cases} Nu = \frac{q_w D}{k_f \Delta T_{sub}} = 455 & \text{if } Pe \leq 70000 \\ St = \frac{q_w}{G c_{pf} \Delta T_{sub}} = 0.0065 & \text{if } Pe > 70000 \end{cases} \quad (4-1)$$

ここで、 Pe は Peclet 数であり、次式で定義される。

$$Pe = \frac{G D c_{pf}}{k_f} \quad (4-2)$$

図 4-7 に示すように、上式は、様々な条件で取得された OSV に関する実験データを概ね±25%の精度で予測可能である。式(2-3)からわかるように、 $Pe < 70000$ の低流量域では、OSV 条件は質量流束 G に依存せず、 $Pe > 70000$ の高流量域では、 G の増加とともに OSV が生じにくくなることになっている。このため、Saha らは、 $Pe < 70000$ を熱的な要因、具体的には凝縮が十分に緩和されることで OSV を生じる Thermally-controlled region、 $Pe > 70000$ を、流体力学的な要因、具体的には Levy と同様に気泡の離脱により OSV が開始する Hydrodynamically-controlled region と称している。

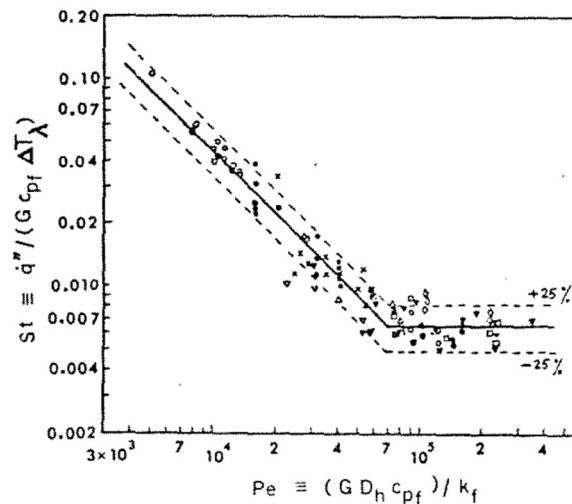


図 4-7 Saha らのモデルによる予測結果

表 4-1 に示すように、本実験における Pe は 22000, 44000, 74106 であり、Saha らの分類に基づけば 22000, 44000 は Thermally-controlled region に、74106 は Hydrodynamically-controlled region 分類される。また、同じく表 2-1 に示したように、OSV を生じるときのサブクール度 $\Delta T_{sub, SZ}$ は、19~16 K 程度と予想され、本実験条件の範囲内で、OSV を生じる要因を十分に検討可能と考えられる。

4.3 実験結果

ガンマ線密度計によるボイド率の計測結果を図 4-8、ボイド率計測位置における局所サブクール度に対してプロットした結果を、図 4-9～11 に示す。質量流束 $G=300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の試験は OSV の発生を詳細に観測できるよう、計測点を多くした。 $G=300, 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の実験結果は昨年度の結果と同様であり、OSV の発生が若干遅れている。 $G=1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ では 7K 程度で OSV が発生しており、Saha らの相関式による予測値の 16K に比べ、発生が非常に遅れている。

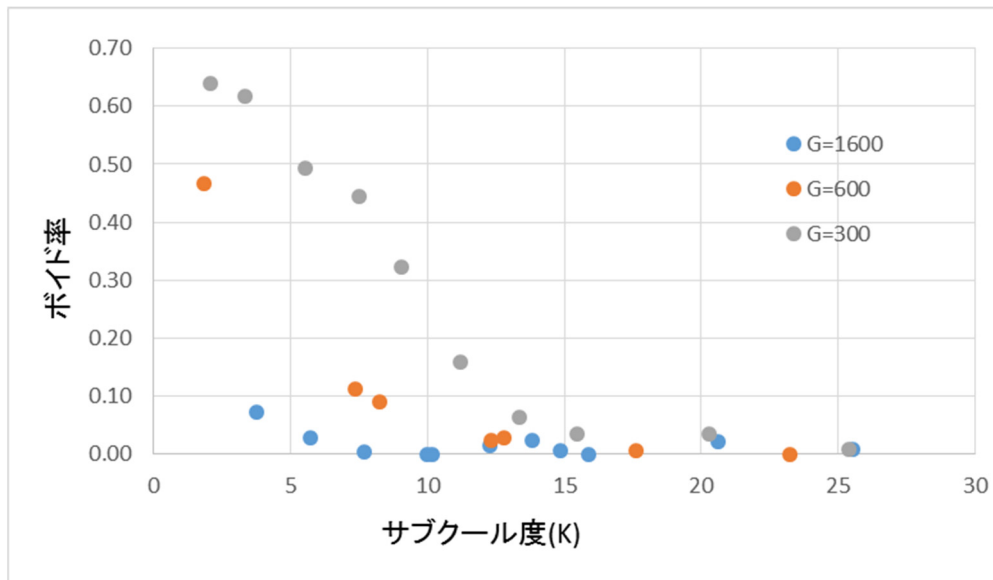


図 4-8 ガンマ線密度計によるボイド率の計測結果

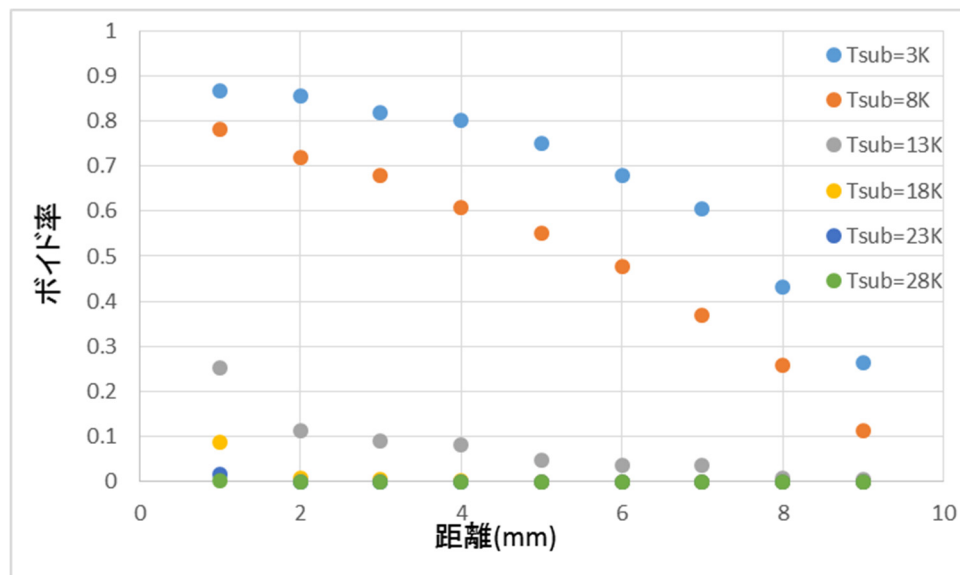


図 4-9 レーザープローブによるボイド率分布の計測結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

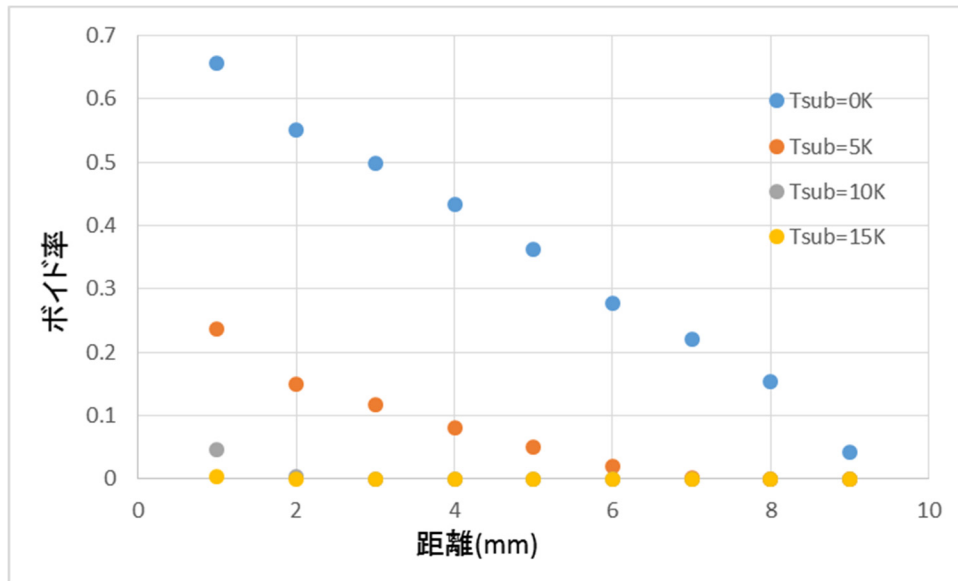


図 4-10 レーザープローブによるボイド率分布の計測結果 ($G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

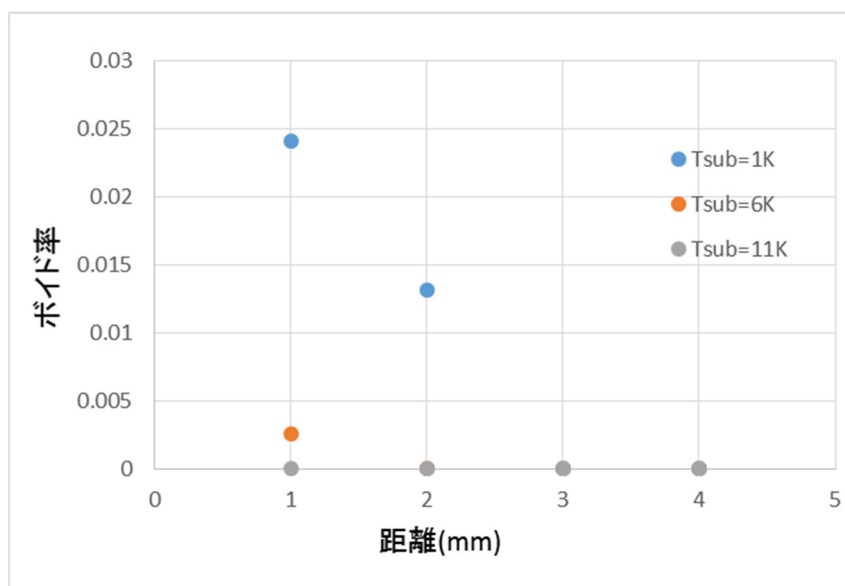


図 4-11 レーザープローブによるボイド率分布の計測結果 ($G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

$G = 300, 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ でのレーザープローブによるボイド率分布の計測結果は、昨年と同様の値が得られた。 $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ については、ほとんどボイドは計測されなかった。最もボイド率が高い条件においても最大のボイド率は 0.025 ほどで、ガンマ線密度計による計測結果である 0.8 に遠く及ばない。 $G = 300, 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ でのレーザープローブによるボイド率分布の計測結果では、OSV 後の壁面付近のボイド率がガンマ線密度計で計測されたボイド率に比べ高い値になっているのに対し、 $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ではレーザープローブによるボイド率分布の計測結果がガンマ線密度計で計測されたボイド率に比べすべて低い値になっている。原因として、流速が高くなり計測精度が低下したことが考えられるが、ここまで影響が大きいとは考えにくいいため、流動様相が低流速域とは違ったものになっている可能性がある。

$G = 300, 600$ 及び $1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ における壁面温度及び液温分布の計測結果を図 4-12~14 に各々示す。ここで、壁面からの距離が 0 におけるデータは IR カメラによって計測した壁面温度、その他は熱電対をトラバースして計測した液温分布の計測結果である。 $G = 300, 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ については昨年と同様の値が得られた。 $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ については流路内がほぼ一定の温度になっており、温度境界層が非常に薄くなっていることがわかる。

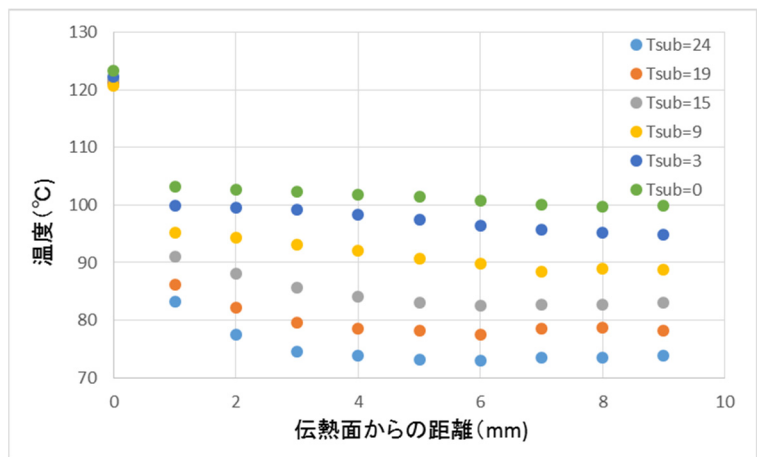


図 4-12 壁面温度及び液温分布の計測結果 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

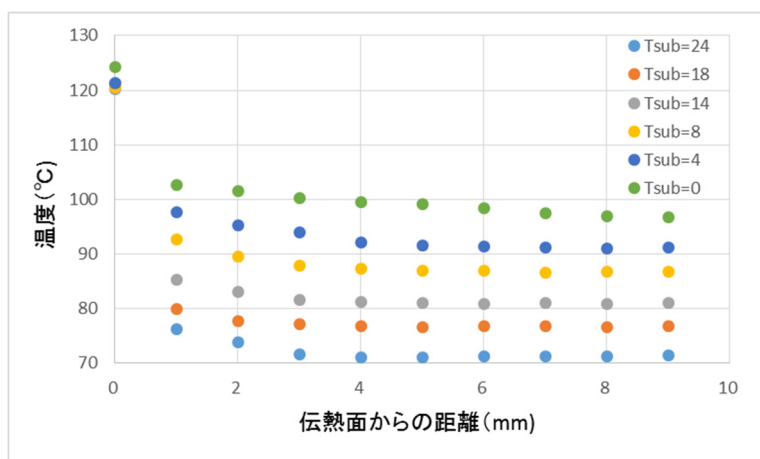


図 4-13 壁面温度及び液温分布の計測結果 ($G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

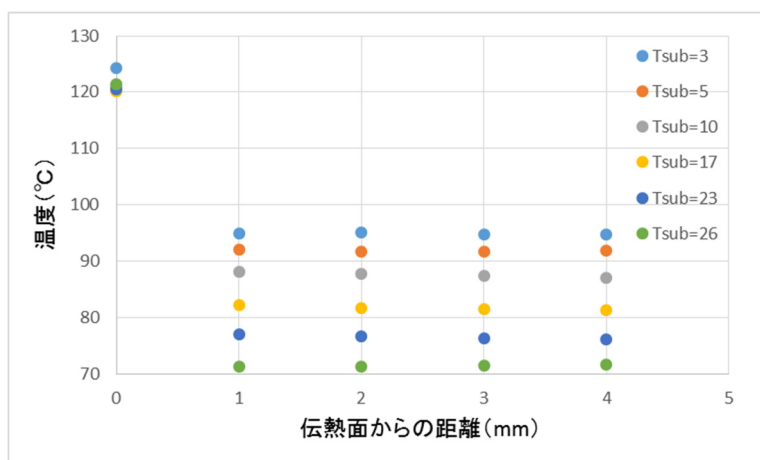


図 4-14 壁面温度及び液温分布の計測結果 ($G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

$G = 300, 600$ 及び $1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ における可視化映像のスナップショットを以下に示す。これらの図では、同一サブクール度において、任意の3時刻における瞬時画像を並列して示している。

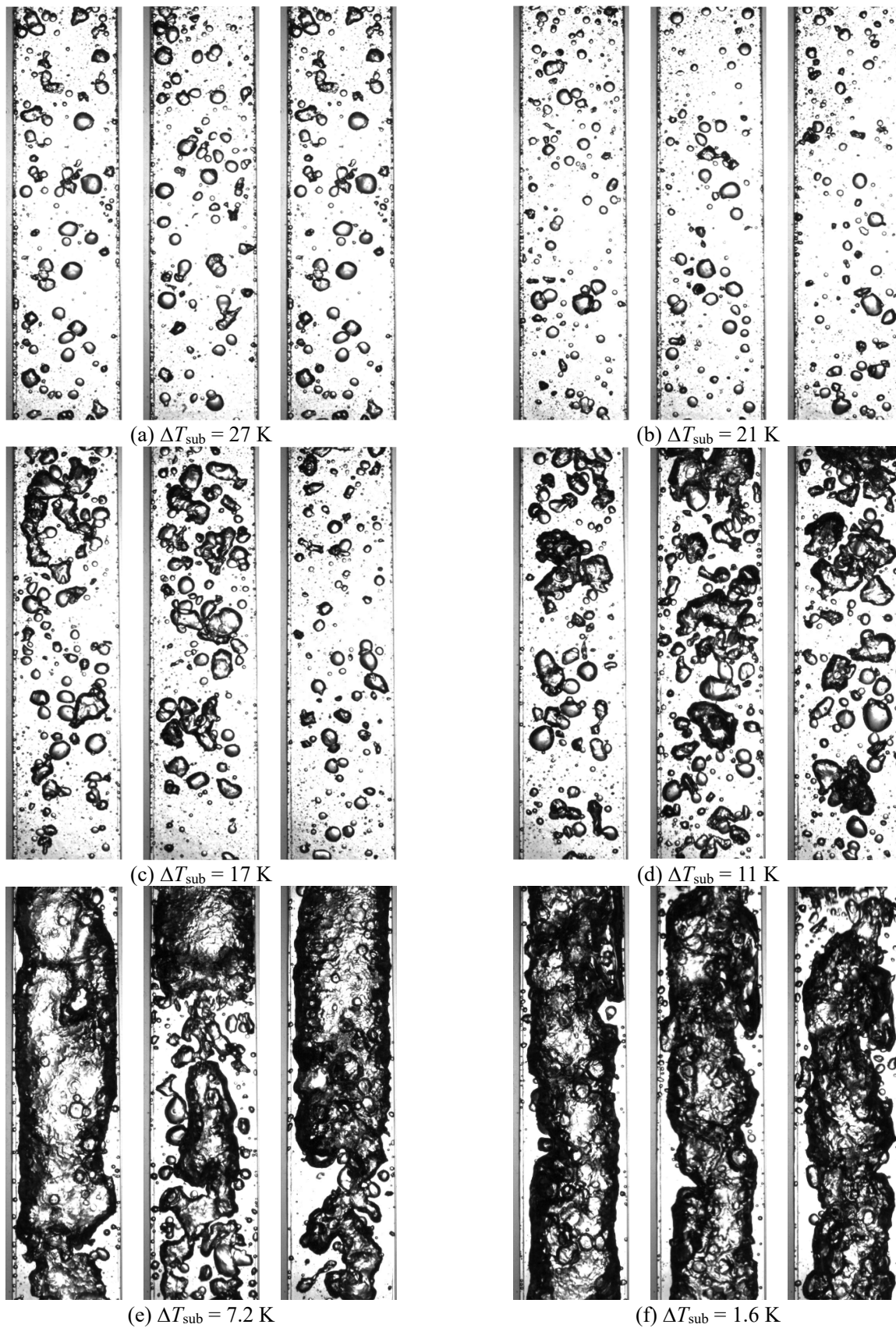


図 4-15 正面からの可視化画像 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

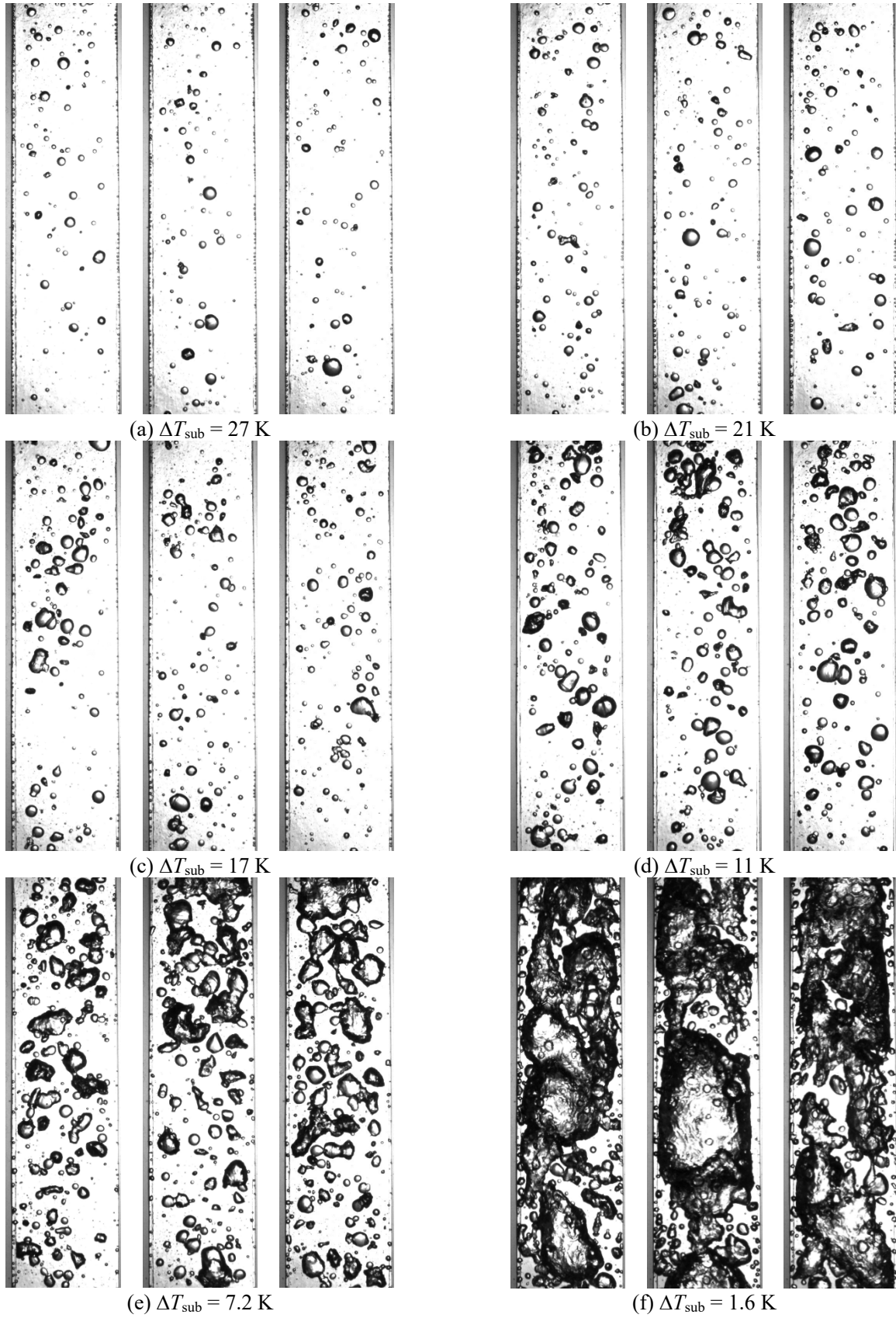


図 4-16 正面からの可視化画像 ($G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

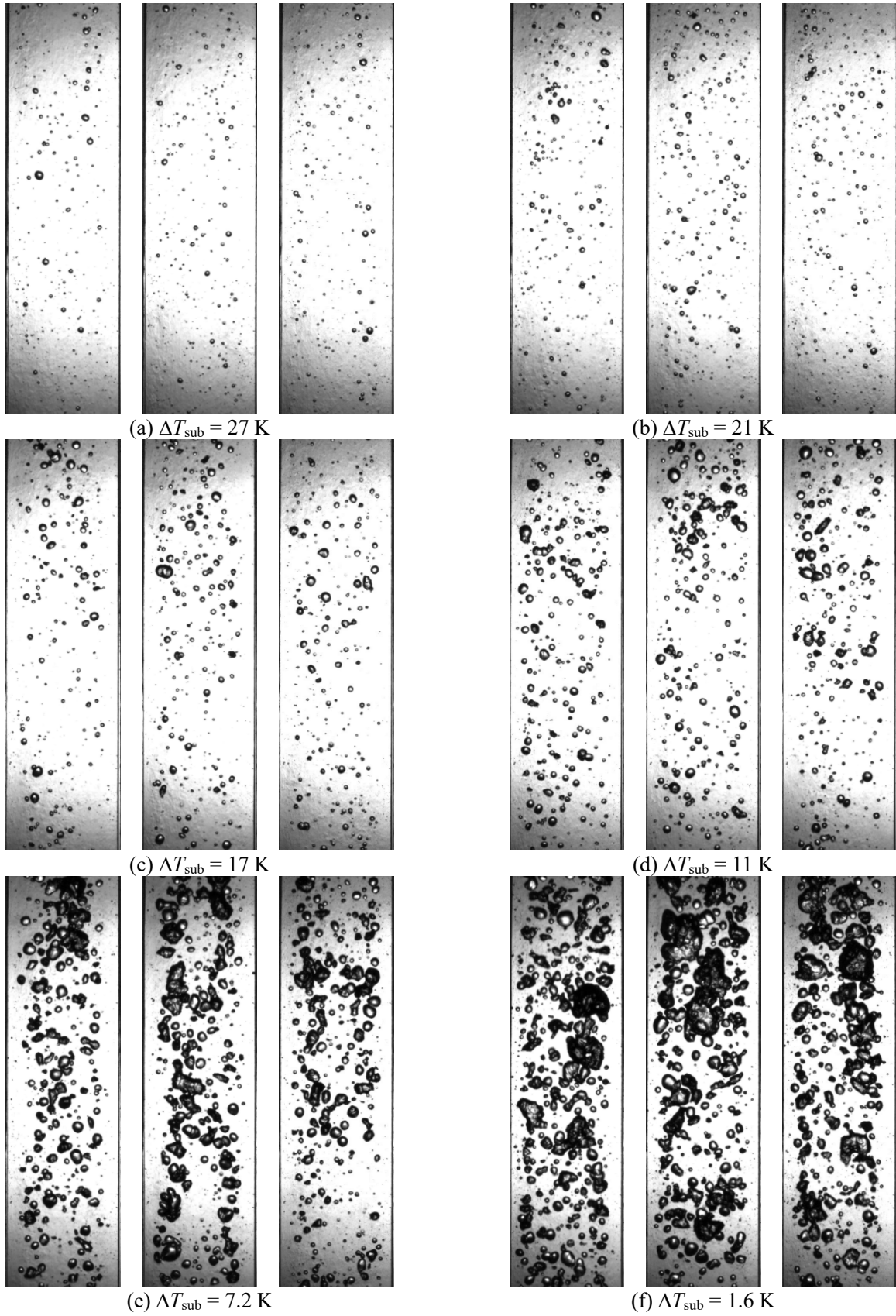


図 4-17 正面からの可視化画像 ($G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

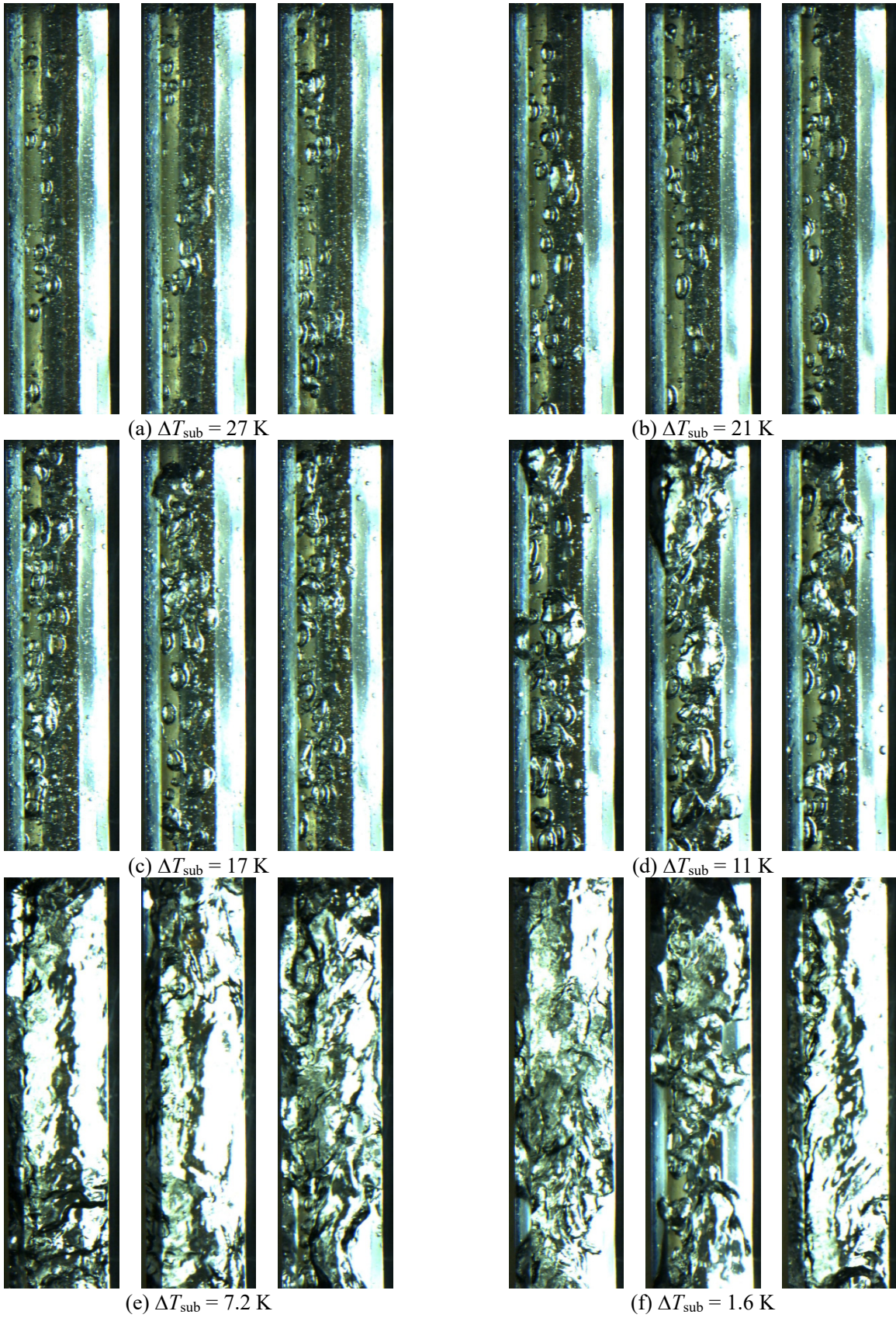


図 4-18 側面からの可視化画像 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

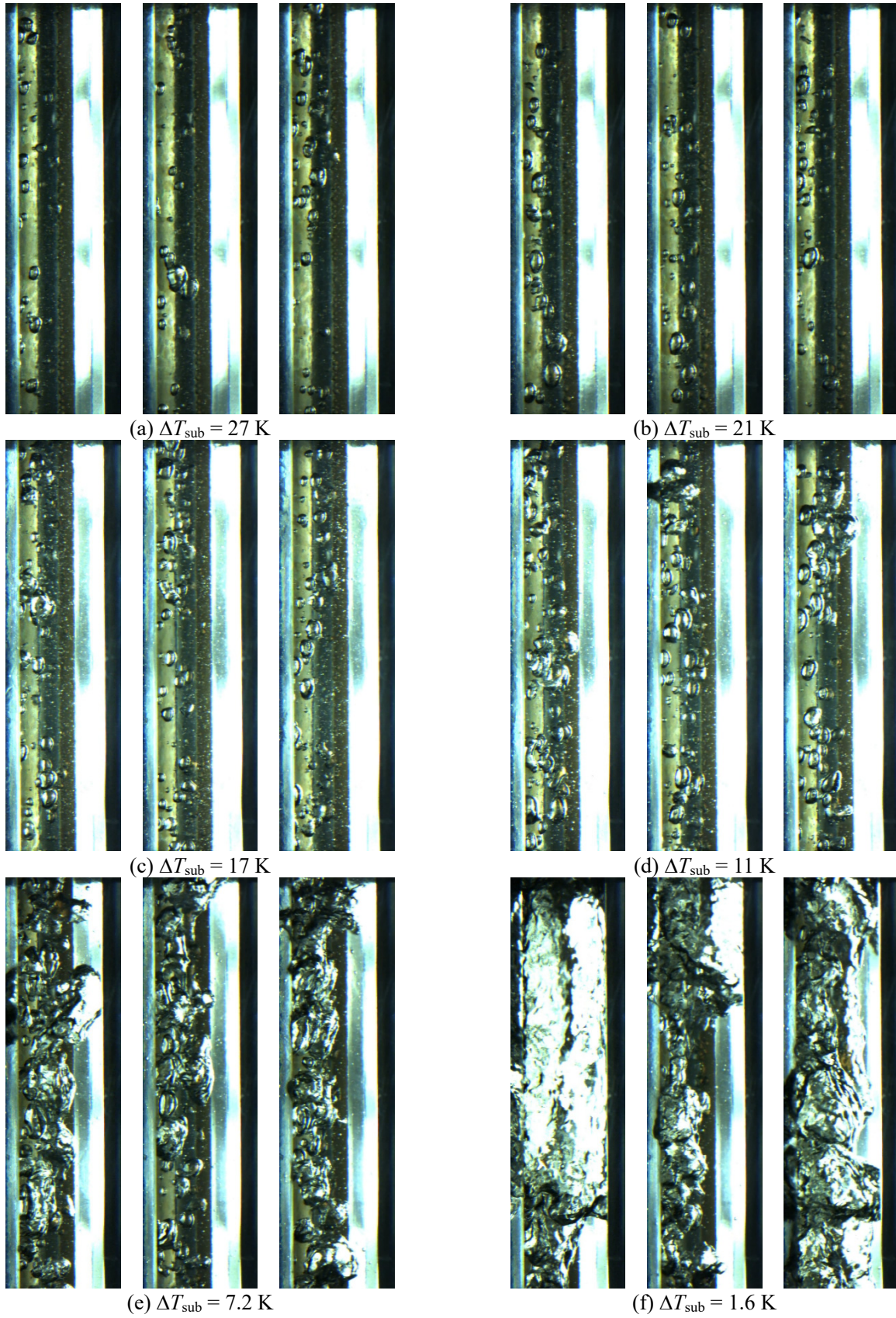


図 4-19 側面からの可視化画像 ($G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

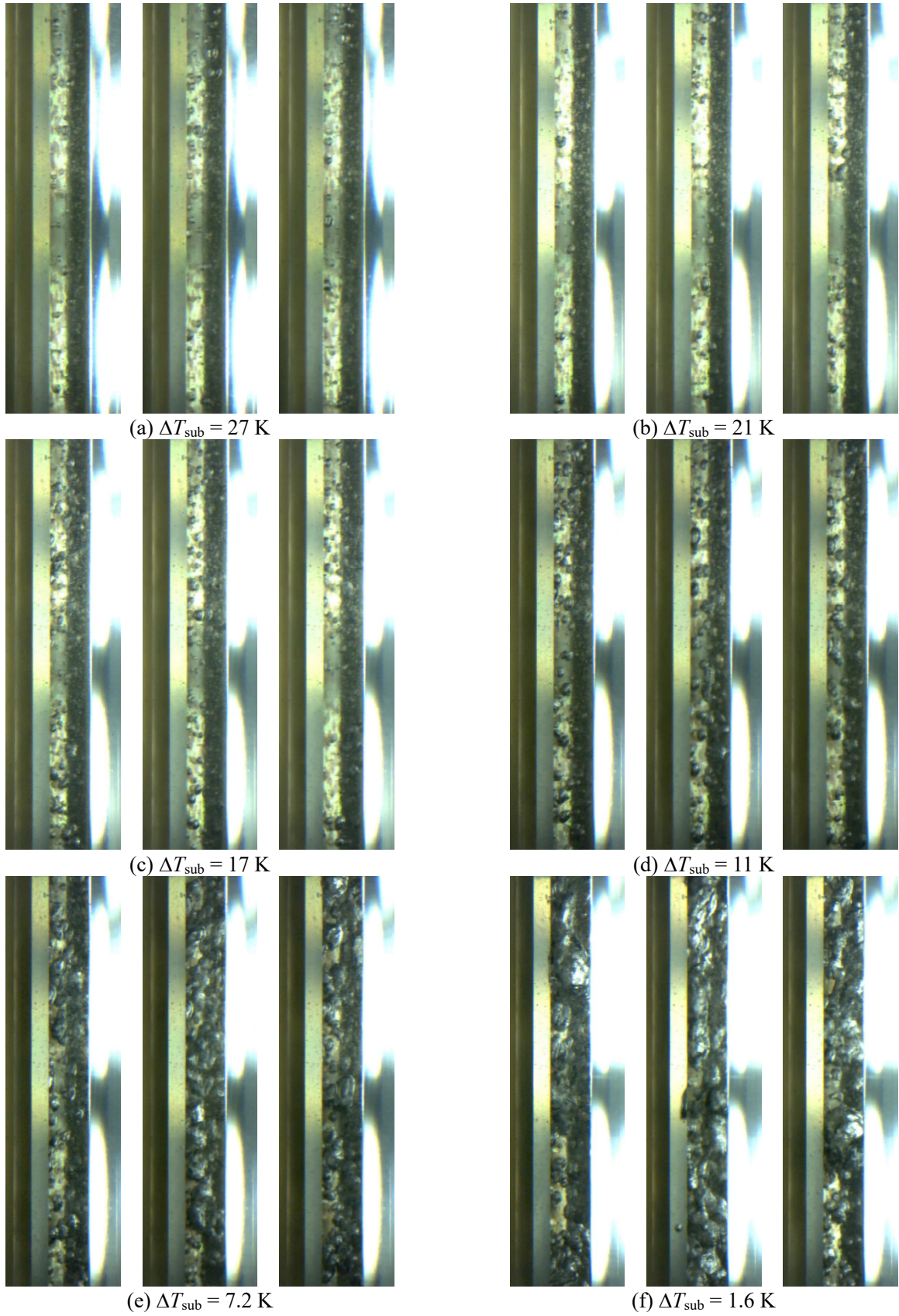


図 4-20 側面からの可視化画像 ($G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

$G = 300,600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の底面および側面からの映像では、昨年度と同様に OSV を迎える以前ではサイズの小さい気泡のみが存在し、OSV 条件超過後には他気泡との合体によって生じた非常に大きな気泡が流路内に多く存在し、ボイド率の大幅な上昇の原因となっていることが確認できた。 $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ での可視化試験の結果についても、同様の合体による大気泡の存在を確認できた。図 4-17 の $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ における底面画像からもわかるように、Saha ら[1]が予測する OSV 発生条件前後である図 4-17(c)と図 4-17(d)では、(c)に比べて(d)のほうが合体により生じたと見られるいびつな形状の大きめの気泡が多く存在している。しかし、ガンマ線密度計によるボイド率計測ではほとんどボイド率の変化が見られなかった。これは、質量流束が非常に高いことにより温度境界層が非常に薄くなっていることで、合体により生じた大きな気泡が触れる水の温度が低くなり、次の合体が生じる前に早期に凝縮がおこることで、大気泡が長時間存在しにくくなっているためであると考えられる。最もサブクール度が低い図 4-17(f)においても $G = 300,600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ のときのような流路全体を覆うほどの大気泡が見られないのもこのためと考えられる。気泡合体がサブクール度の低下と共に増加し、合体により生じた大気泡に連続して気泡合体による蒸気の供給が凝縮と同等か上回るようになることで OSV が発生していると考えられる。これらの現象は $G = 300,600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ などの低質量流束域でも生じており、 $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の OSV 発生メカニズムも低質量流束域と同様のものである。図 4-7 の Saha らのモデルによる予測では、 $G = 300,600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ などの低質量流束域と $G = 1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の高質量流束域ではメカニズムが異なっているが、根本的な OSV の原因は合体による大気泡の発生であると考えられる。Levy モデル[2]では高質量流束域での OSV の発生は気泡の離脱が原因としているが、これを否定する結果となった。しかし、今回実験を行った条件は、低質量流束域に近い高質量流束域であり、流路の断面積も低質量流束実験とときと異なっていることから、高質量流束を行った流路での低質量流束実験や、より高い質量流束での実験を行う必要がある。

第 4 章の参考文献

- [1] T. Sato, H. Matsumura, 1964. On the conditions of incipient subcooled-boiling with forced convection, Bulletin of JSME, Vol. 7, No. 26, pp. 392-398.
- [2] S. Levy, 1967. Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965.

5. 気泡追跡法による数値解析

サブクール沸騰域でのボイド率の高精度予測のため、3次元 One-way 気泡追跡法を用いて鉛直矩形管内の強制対流サブクール沸騰の数値解析を行う。サブクール沸騰では、様々なサイズの気泡が生成する。また、生成した気泡の伝熱面離脱速度も様々である。第3章で作成した相関式や OSV の発生機構に関する考察結果を実装し、ボイド率高精度予測に重要なパラメータを調査する。

5.1 解析体系

図 5-1 に示す矩形管内の強制サブクール沸騰を対象に解析を実施した。幅 14 mm，奥行き 10 mm，高さ 230 mm の矩形管である。灰色に塗りつぶされた領域が伝熱面であり，幅 10 mm で矩形管下端より 30～200 mm に位置する。流体は大気圧の水で，流動方向は鉛直上向きである。

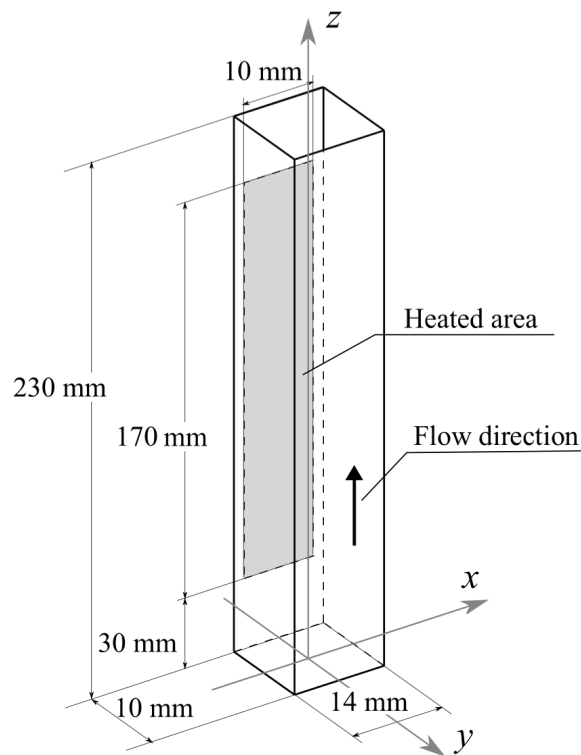


図 5-1 気泡追跡法による強制対流サブクール沸騰の解析体系

5.2 基礎方程式

(1) 気泡の運動

強制対流サブクール沸騰内の気泡挙動は，次の運動方程式を用いて解析する。

$$\rho_g \frac{d\mathbf{u}_b}{dt} = -\nabla P - \mathbf{f}_D - \mathbf{f}_L - \mathbf{f}_{VM} + \rho_g \mathbf{g} \quad (5-1)$$

ここで、 ρ_g は気相の密度、 \mathbf{u}_b は気泡の速度、 P は圧力、 \mathbf{f}_D は抗力、 \mathbf{f}_L は揚力、 \mathbf{f}_{VM} は仮想質量力、 \mathbf{g} は重力加速度を表す。矩形管軸方向の圧力損失は次式で算出する。

$$-\frac{dP}{dz} = \rho_l g_z + 2 \frac{f}{d_h} \rho_l u_l^2 \quad (5-2)$$

ここで、 ρ_l は液相の密度、 f は管摩擦係数、 $d_h (= 4 \times ab / 2(a + b))$ は水力直径、 u_l は液相の平均流速である。管摩擦係数 f は次式で評価する。

$$f = \text{Max}(0.079 Re_1^{-1/4}, 0.046 Re_1^{-1/5}) \quad (5-3)$$

ここで、 $Re_1 (= G_1 \times d_h / \mu_1)$ は液相のレイノルズ数を表す。また、管軸の法線方向は圧力損失がないとする。式(5-1)中の $\mathbf{f}_D, \mathbf{f}_L, \mathbf{f}_{VM}$ はそれぞれ次式で計算する。

$$\mathbf{f}_D = \frac{3}{4} \frac{C_D \rho_l}{d_b} |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \quad (5-4)$$

$$\mathbf{f}_L = C_L \rho_l (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \times \text{rot}(\mathbf{u}_{l,b}) \quad (5-5)$$

$$\mathbf{f}_{VM} = C_{VM} \rho_l \left(\frac{d\mathbf{u}_b}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_{l,b}}{dt} \right) \quad (5-6)$$

ここで、 d_b は気泡直径、 C_D は抗力係数、 C_L は揚力係数、 C_{VM} は仮想質量係数、 $u_{l,b}$ は気泡の中心位置における液相の速度である。 C_D, C_L, C_{VM} は以下の Tomiyama ら[1]の用いたモデルを参考に評価する。

$$C_D = \text{Max} \left[\min \left\{ \frac{16}{Re_b} (1 + 0.15 Re_b^{0.687}), \frac{48}{Re_b} \right\}, \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \quad (5-7)$$

$$C_L = 0.288 \tanh(0.121 Re_b) \quad (5-8)$$

$$Re_b = \frac{\rho_l |u_b - u_{l,b}| d_b}{\mu_l} \quad (5-9)$$

$$Eo = \frac{g(\rho_l - \rho_b) d_b^2}{\sigma} \quad (5-10)$$

ここで、 Re_b は気泡レイノルズ数、 Eo はエトベス数、 μ_l は液相の粘性係数、 σ は表面張力を表す。 C_{VM} は0.5とする。

(2) 液相速度分布

解析に用いる空間座標系を図 5-2 に示す。 x, y は管中心を原点とした座標、 a は矩形管の幅、 b は矩形管の奥行きを表す。気泡の中心位置における液相の速度 $u_{l,b}$ を求めるため、液相の矩形管断面の速度分布を考慮する。Melling ら[2]の行った実験によると、矩形管内の速度分布は図 5-3(a) のようになる。これを参考に液相の速度分布を次式で与える。

$$u_1(x, y) = \begin{cases} u_{1,\max} \left(1 - \frac{|x|}{a/2}\right)^{\frac{1}{n}} & \text{for } \left(y \geq \frac{b}{a}x \cap y \leq -\frac{b}{a}x\right) \cup \left(y \leq \frac{b}{a}x \cap y \geq -\frac{b}{a}x\right) \\ u_{1,\max} \left(1 - \frac{|y|}{b/2}\right)^{\frac{1}{n}} & \text{for } \left(y < \frac{b}{a}x \cap y < -\frac{b}{a}x\right) \cup \left(y > \frac{b}{a}x \cap y > -\frac{b}{a}x\right) \end{cases} \quad (5-11)$$

式 (5-11) によって得られる液相速度分布が図 5-3(b) である。ここで、 $u_{1,\max}$ は管中心の液相速度である。液相の平均流速 u_1 は次式で表現できる。

$$u_1 = \frac{1}{ab} \iint u_1(x, y) dx dy \quad (5-12)$$

式 (5-12) より平均流速 u_1 と管中心液相速度 $u_{1,\max}$ の比は次のような関係を満たす。

$$\frac{u_1}{u_{1,\max}} = \frac{2n^2}{(2n+1)(n+1)} \quad (5-13)$$

なお、指数 n については管摩擦係数 f を用いて次式で評価する。

$$\frac{1}{n} = 2\sqrt{f} \quad (5-14)$$

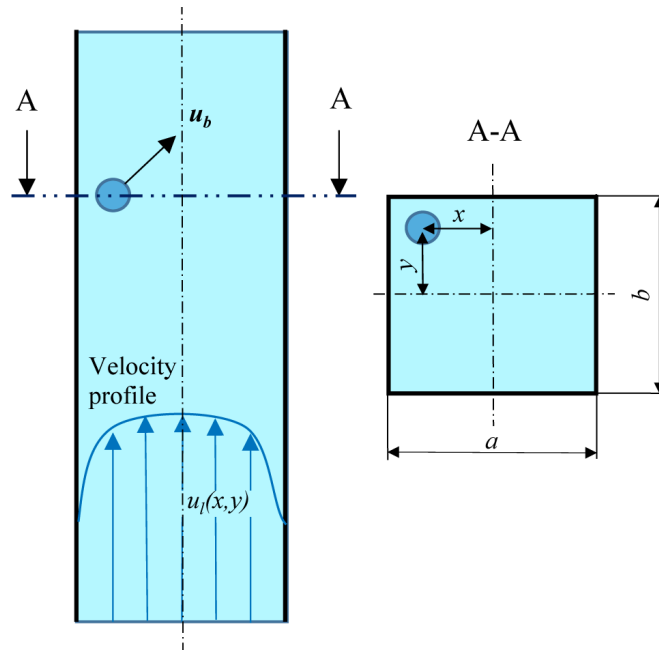
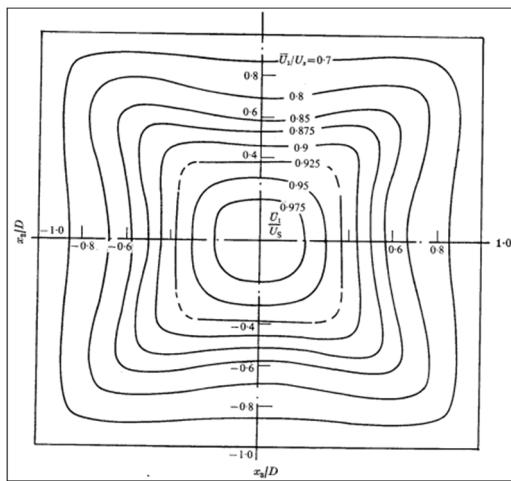
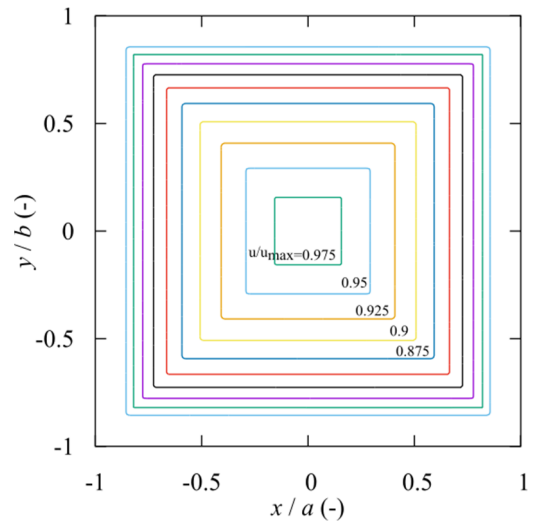


図 5-2 解析に用いる空間座標系



(a) Melling らの実験結果



(b) 式(5-11)による評価結果

図 5-3 矩形管内速度分布

図 5-3-1~7 にて、Fluent (ANSYS)による計算結果との比較を実施した。流路高さ $z=130\text{mm}$ で流路中心を通る断面が $x=0\text{mm}$ で、 $x=5\text{mm}$ は伝熱面の端の位置である。速度境界層に関しては $x=[-5, 5]$ の領域でよく一致している。気泡の初速度は液相の速度分布に強く影響を受けるが、その際参照しているのは気泡中心であるので、数値解析モデルでの参照速度は妥当といえる。一方、管中央付近では数値解析内の速度分布が過大である。このため、長く生存した気泡の z 方向速度は過大評価される可能性がある。図 5-3-8 に、FLUENT による液相速度分布の解析結果を示す。入口より、速度分布が徐々に発達していく様子が確認できる。

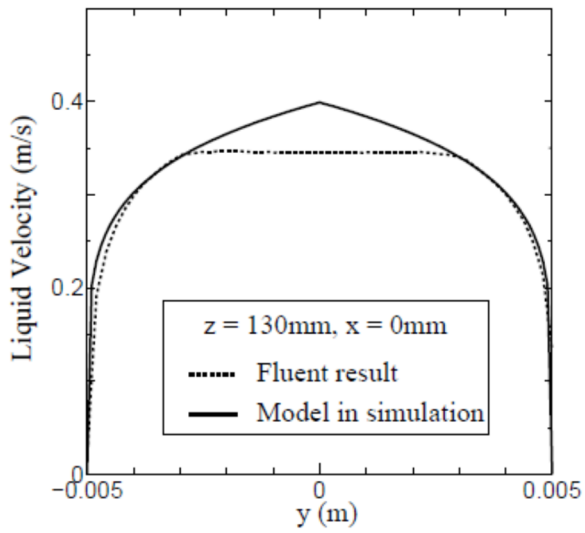


図 5-3-1 速度分布の比較 (x=0)

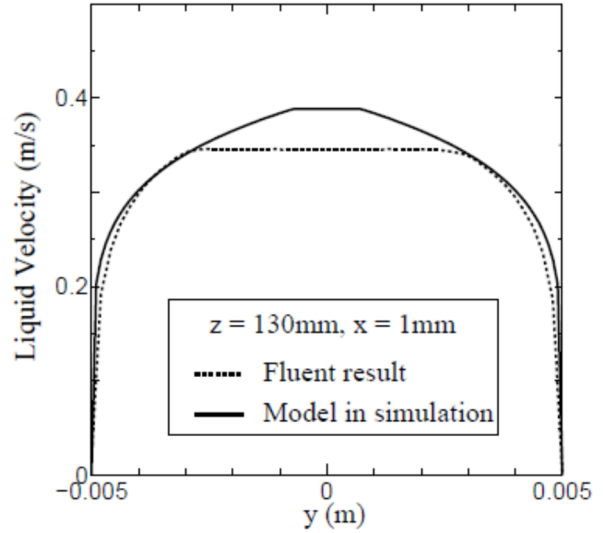


図 5-3-2 速度分布の比較 (x=1)

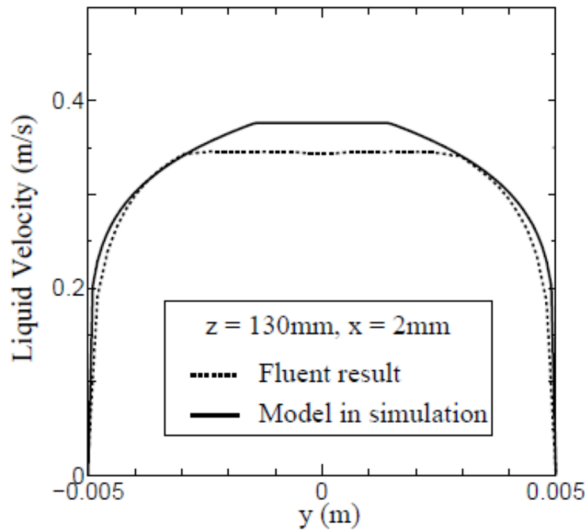


図 5-3-3 速度分布の比較 (x=2)

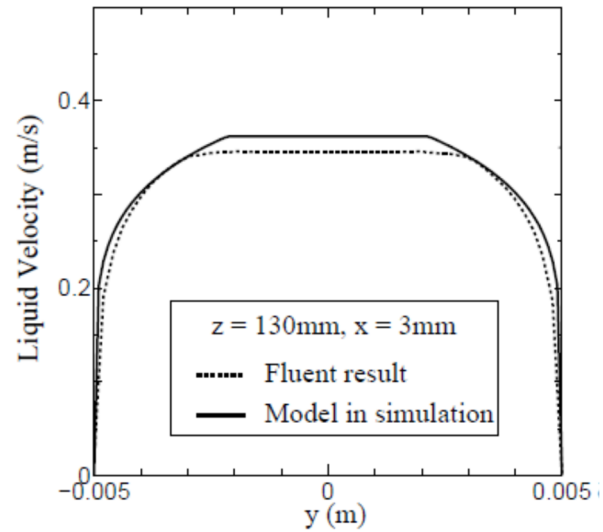


図 5-3-4 速度分布の比較 (x=3)

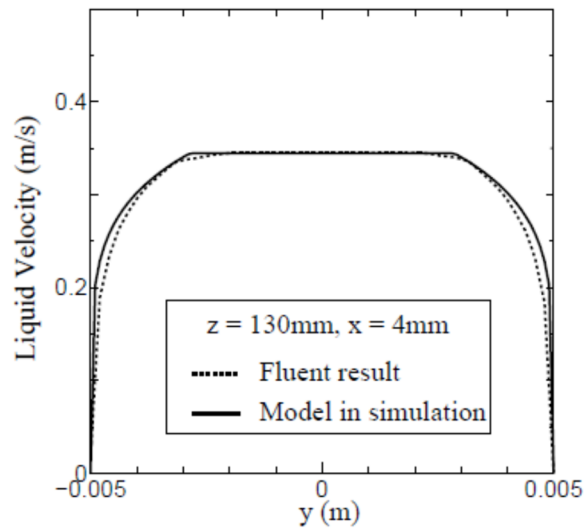


図 5-3-5 速度分布の比較 (x=4)

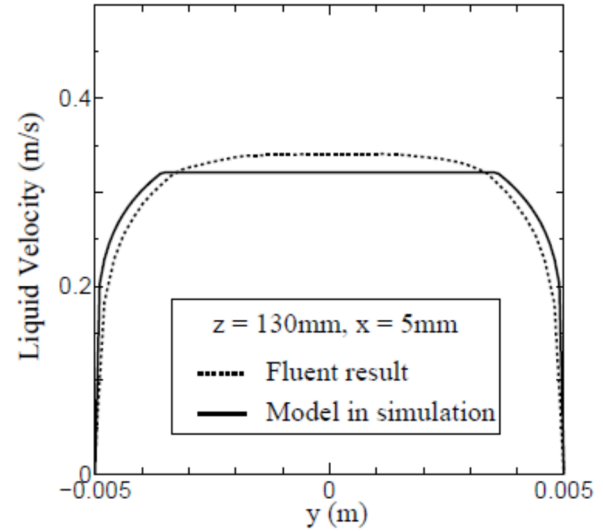


図 5-3-6 速度分布の比較 (x=5)

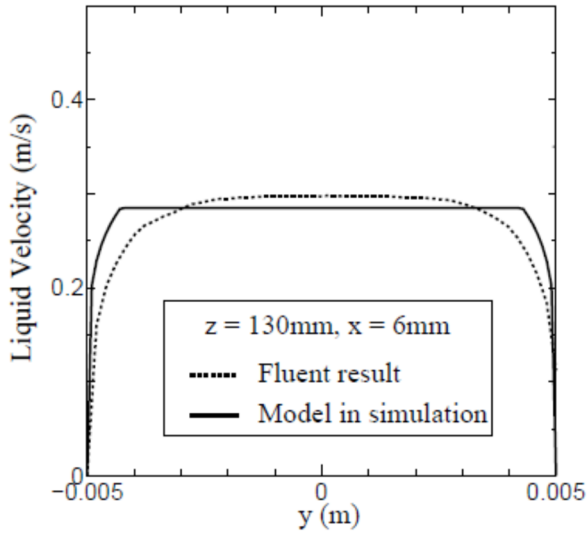


図 5-3-7 速度分布の比較 (x=6)

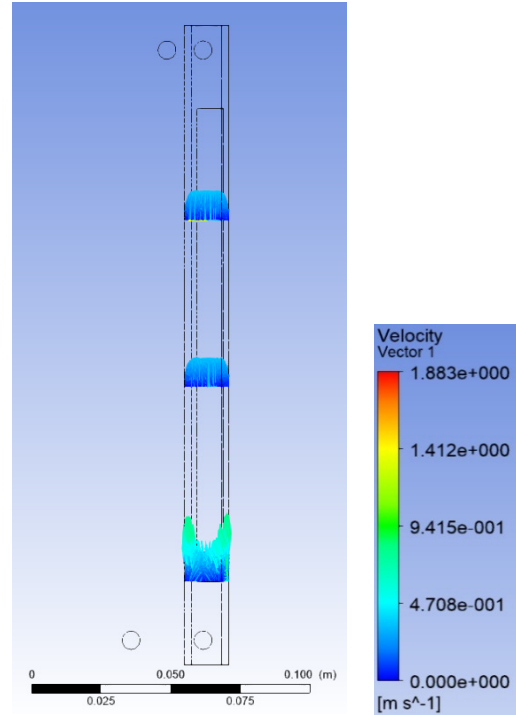


図 5-3-8 FLUENT の解析体系と
3 か所の速度分布のベクトル図

(3) 伝熱面熱伝達

液相温度分布 $T_{l,b}(y)$ の算出のために、伝熱面温度 T_w を与える。 T_w は Chen の熱伝達モデル[3]を用いて算出する。

$$q_w = h_c(T_w - T_{l,ave}) + h_{nb}(T_w - T_{sat}) \quad (5-15)$$

$$h_c = 0.023 \frac{k_l}{d_h} \left\{ \frac{G_l(1-x)d_h}{\mu_l} \right\}^{0.8} Pr^{0.4} \times F \quad (5-16)$$

$$F = \begin{cases} 1.0 & \text{for } X_{tt}^{-1} \leq 0.10 \\ 2.35(X_{tt}^{-1} + 0.213)^{0.736} & \text{for } X_{tt}^{-1} > 0.10 \end{cases} \quad (5-17)$$

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.1} \quad (5-18)$$

$$h_{nb} = 0.00122 \left(\frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) (T_w - T_{sat})^{0.24} (P_{sat,w} - P_{sat})^{0.75} \times S \quad (5-19)$$

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_{tp}^{1.17}} \quad (5-20)$$

$$Re_{tp} = \frac{G_1(1-x)d_h}{\mu_l} \times F^{1.25} \quad (5-21)$$

ここで、 $F(= (Re_{tp}/Re_l)^{0.8})$ は二相レイノルズ数と液相レイノルズ数の比、 X_{tt} はLockhart-Martinelliパラメータ、 x はクオリティー、 S は抑制係数を表す。また、 $T_{l,ave}$ は混合平均温度でありエンタルピーの増加から、次のように計算する。

$$T_{l,ave}(z) = \frac{q_w a_h}{\rho_l c_{pl} u_l a b} (z - z_0) + T_{l,in} \quad (5-22)$$

ここで、 a_h は伝熱面の幅、 z は高さ、 z_0 は伝熱面下端高さを表す。

式(5-15)による壁面温度 T_w の算出には気液の質量割合であるクオリティー x が必要である。本解析では気液間にスリップがない、つまりスリップ比(気液速度比)が1である均質流モデルを仮定することで、クオリティー x はボイド率 α を用いて次式で表される。

$$x = \frac{\alpha \rho_g}{\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l} \quad (5-23)$$

式(5-23)を用いてクオリティー x を算出したの時の壁面温度 T_w と、飽和温度 T_{sat} との差を取り壁面過熱度 ΔT_w を算出した。このときの ΔT_w の α 依存性が図5-4である。本図より、 ΔT_w の α に対する依存性が小さいことが示された。また、他の条件においても壁面過熱度 ΔT_w の α 依存性が小さいことも確認した。ここで、解析対象であるサブクール沸騰域のボイド率は60%より小さいと考えられ α 依存性が無視できるとし、本解析では $x = 0$ として T_w を算出する。

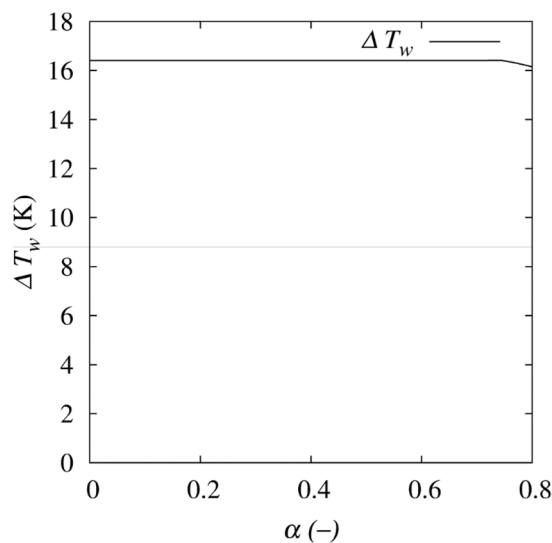


図 5-4 壁面過熱度に及ぼすボイド率の影響 ($T_{l,in} = 70$ °C, $q_w = 350$ kW/m², $G_1 = 300$ kg/m²)

(4) 気泡の生成

伝熱面上で気泡を生成させるためには

- (i) 発泡核密度 N_a
- (ii) 気泡生成頻度 f_b
- (iii) 気泡サイズ d_b
- (iv) 気泡の伝熱面離脱速度 u_b

を構成式として与える必要がある。以下、順に本数値解析で採用したモデルを説明する。まず、発泡核密度 N_a は Basu らのモデル[4]を用いて計算する。

$$N_a = \begin{cases} 3.4 \times 10^3 (1 - \cos\theta) \Delta T_w^{2.0} & \text{for } \Delta T_{w,ONB} < \Delta T_w < 15 \text{ K} \\ 0.34(1 - \cos\theta) \Delta T_w^{5.3} & \text{for } 15 \text{ K} \leq \Delta T_w \end{cases} \quad (5-23)$$

ここで、 θ は伝熱面の接触角、 $\Delta T_{w,ONB}$ は沸騰開始点 (ONB: Onset of Nucleate Boiling) における壁面過熱度を表す。 $\Delta T_{w,ONB}$ は Sato らの式[5]を用いて計算する。

$$\Delta T_{w,ONB} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q_w}{\rho_g h_{fg} k_l}} \quad (5-24)$$

発泡核密度から総発泡核数を算出し、伝熱面上にランダムに配置した。気泡生成頻度は f_b は Malenkov のモデル[6]を用いて計算する。

$$f_b = \frac{1}{\pi d_b} \sqrt{\frac{d_b g (\rho_l - \rho_v)}{2(\rho_l + \rho_v)} + \frac{2\sigma}{d_b (\rho_l + \rho_v)}} \quad (5-25)$$

式(5-25)で計算される気泡生成頻度に沿って、発泡核上に気泡を生成する。気泡生成頻度に関するモデルは他にも多数提案されている[7]。その中でも式(5-25)は気泡径と流体の密度と表面張力から生成頻度が決まるシンプルな式である。

伝熱面上で生成する気泡サイズ d_b は、気泡の凝縮、合体などの挙動に大きな影響を及ぼす。このため、気泡に代表的なサイズを一律に与えるのは、サブクール沸騰の実現象に即さない。また、気泡追跡法を持つ、気泡の一つ一つのサイズを考慮できる利点を生かすために、気泡サイズは以下の記すモデルで与えた。Okawa ら[8]は、気泡径は全気泡内での分布と発泡核ごとの分布があり、どちらもその分布をガンマ分布で再現できると報告している。ガンマ分布は形状母数 κ (shape parameter) と尺度母数 θ (scale parameter) の二つのパラメータによって一意に定まる分布である。そして、ガンマ分布の平均値 d_{ave} と標準偏差 σ_{gamma} は κ と θ を用いて、それぞれ $\kappa\theta$ 、 $\kappa^{1/2}\theta$ となる。この関係から、気泡径分布をガンマ分布で再現するためには気泡径の平均値と標準偏差を評価する必要がある。まず、全気泡径の平均値と標準偏差は以下の関連式で与える。

$$d_{ave}^+ = \frac{d_{ave}}{\delta} = 5.07 \times 10^3 Ja^{0.040} Re^{-0.540} \Theta^{-0.751} \quad (5-26)$$

$$\frac{\sigma_{gamma}}{d_{ave}} = 0.0104 Ja \quad (5-27)$$

ここで δ は過熱液層厚さであり, Sato と Matsumura ら[35]によって $\delta = \lambda_l \Delta T_w / q_w$ と与えられる. また, その他の記号は, Jakob 数 $Ja (= \rho_l c_{pl} \Delta T_w / \rho_g H_{fg})$, Reynolds 数 $Re (= G d_h / \mu_l)$, 無次元サブクール度 $\Theta (= (\Delta T_w + \Delta T_{sub}) / \Delta T_w)$ を表す無次元数である. 式(5-26), (5-27)から伝熱面上に存在する発泡核に核内での平均気泡径 $d_{ave,i}$ をランダムに割り振る.

ある一つの発泡核内での発生気泡径の分布についてもガンマ分布で再現できる. すでに一つの発泡核で生成される気泡径の平均は上述の通り, 数値解析の上流で与えられている. ガンマ分布を決定させるのに必要な標準偏差は, 同じく Okawa ら[8]の提案する相関式より

$$\sigma_{gamma,i} = 0.454 d_{ave,i} \quad (5-28)$$

で与える.

気泡の伝熱面離脱速度は式(3-4), (3-6)を使用する.

(5) 気泡成長モデル

気泡が最大径に達するまでに気泡径を増大させていく過程を気泡成長といい, 条件にもよるが単一気泡では気泡生存時間の 50 %ほどを占めるため, 正確に評価することがボイド率予測に重要となる. 第3章では, シンプルであることを優先して気泡成長過程を Zuber ら[9]の提案するモデルで評価したが, ここでは, より正確なモデルを採用する. 図 5-5 で, 気泡成長モデルと実験結果を比較した.

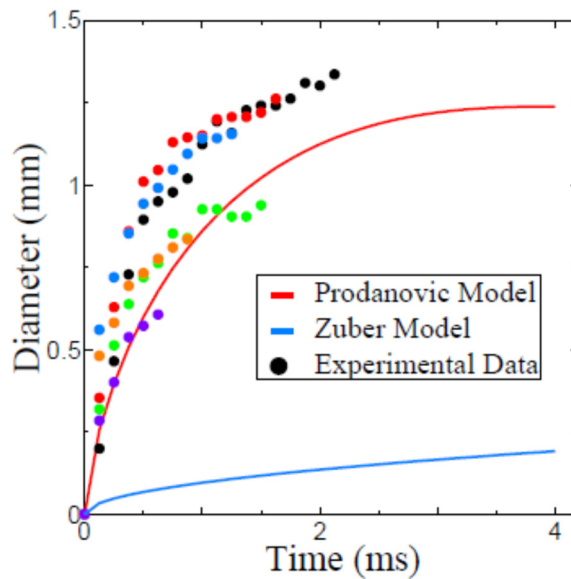


図 5-5 気泡成長速度と相関式との比較 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ W/m}^2$, $\Delta T_{sub} = 10 \text{ K}$)

本図より、本実験の条件下における正確性の観点では、Prodanovic ら[10]のモデルが有利であることがわかる。そこで、Prodanovic のモデルをベースに相関式を作成する。Prodanovic は、気泡成長は次式で与えた。

$$\frac{D}{D_{\text{rep}}} = 1 - 2^K \left| \frac{1}{2} - \left(\frac{0.37t}{t_{\text{rep}}} \right)^N \right|^K \quad (5-29)$$

ここで、 K , N は実験から得られるパラメータで、それぞれ 2.5 と 0.7 となっている。また、 $D_{\text{rep}}, t_{\text{rep}}$ は以下の式から与えられる、ある実験条件における代表的な最大径と、最大径を取る時刻である。

$$D_{\text{rep}}^+, t_{\text{rep}}^+ = A J a^b \theta^c \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^d B o^e \quad (5-30)$$

$$D_{\text{rep}}^+ = \frac{D_{\text{rep}} \sigma}{\rho_l \alpha_1^2}, t_{\text{rep}}^+ = \frac{t_{\text{rep}} \alpha_1}{\left(\frac{\rho_l \alpha_1^2}{\sigma} \right)^2} \quad (5-31)$$

表 5-1 係数一覧

Variable	A	B	c	d	e
D_{rep}^+	236.749	-0.581	-0.8843	1.772	0.138
t_{rep}^+	9.625e5	-1.362	-1.977	2.102	0.142

Prodanovic らが推奨する係数の一覧を表 5-1 に示す。ここで、 t_{rep}^+ の A は論文内の接頭辞の誤りがあると推察されるため、sec → msec と解釈した。本実験において、 t_{rep} は 0.5 を乗じると気泡成長過程がよく一致した。このため、 D_{rep} と $t'_{\text{rep}} (= 0.5 t_{\text{rep}})$ をそれぞれ、ある実験条件での基準となる最大気泡径と最大径到達時刻とし、成長モデルを次式で評価した。

$$d(t, d_{\text{max}}) = \sqrt{D_{\text{rep}} \cdot d_{\text{max}}} \times \sqrt{\frac{t}{t'_{\text{rep}}}} \quad (5-32)$$

式(5-32)は可視化観察から得られた気泡成長過程の特徴の 3 点を反映させている。一つ目は最大気泡径が大きい気泡ほど時刻に対する気泡成長のサイズが大きいこと。二つ目は大きい気泡ほど最大気泡径に到達するまで時間を要すること。三つ目は成長過程曲線が時間の平方根で近似できることである。

(6) 気泡成長中の合体

第 3 章で考察した気泡合体の効果を数値解析に実装する。まず、本節では成長過程の気泡を含む合体について説明する。成長中気泡合体時の挙動についての先行研究は見受けられない。また、本研究では少

ないサンプル数での考察だったため、詳細な実験相関式の作成には至っていない。そこで、伝熱面法線方向(y)の離脱速度が緩慢になるという観察結果より、単一気泡の伝熱面離脱速度の実験相関式（式(3-4)、(3-6)）を利用する。つまり、成長中合体気泡を、元の気泡それぞれが取りうる最大気泡径の体積和を持つ単一気泡と見なし、合体した瞬間に離脱速度の相関式に従う速度を持ち離脱するとした。このモデル化について、より詳細さを求めるのであれば、合体の瞬間は必ずしも合体した瞬間の体積和は各気泡が取る最大径時の体積和ではないので、合体気泡が成長する時間も計算すべきである。しかし、合体から離脱までの詳細な挙動は不明なため上記の方法を用いる。

(7) 気泡の衝突時挙動

気泡が液相内を運動する際、壁面や別の気泡に衝突する場合は考えられる。このため気泡が壁面及び別の気泡に衝突した場合の挙動を構成式として取り入れる。気泡が矩形管の壁面に衝突した場合は、完全弾性衝突として速度を計算する。

$$u_b = -eu_b \quad (5-33)$$

ここで、 e は反発係数であり、 $e = 1$ とした。

気泡同士が衝突した場合、気泡は合体を生じさせる。このとき合体時間は考慮せず、瞬時に1つの気泡に合体すると仮定する。合体後の気泡の位置 $\mathbf{x}_{b,coal}$ 、気泡の速度 $\mathbf{u}_{b,coal}$ は玉井ら[11]のモデルのように、体積加重平均で与える。

$$\mathbf{x}_{b,coal} = \frac{\sum d_{b,i}^3 \mathbf{x}_{b,i}}{\sum d_{b,i}^3} \quad (5-34)$$

$$\mathbf{u}_{b,coal} = \frac{\sum d_{b,i}^3 \mathbf{u}_{b,i}}{\sum d_{b,i}^3} \quad (5-35)$$

ここで、 $\mathbf{x}_{b,i}$ 、 $\mathbf{u}_{b,i}$ はそれぞれ合体を生じる気泡の位置ベクトルと速度ベクトルを表す。また、合体後の気泡径 $d_{b,coal}$ は次式で計算する。

$$d_{b,coal} = \sqrt[3]{\sum d_{b,i}^3} \quad (5-36)$$

流路の向かい合う両面に気泡が接触しているとき、気泡は球形とモデル化しているため、それ以上大きくなることできない。このため、本数値解析では、さらに合体が生じ大きくなる状況だとしても、流路内に収まるように気泡サイズを減少させる処理をしており、蒸気量が減少してしまう。この問題点を解決するためには、気泡が流路形状に適應できるようなモデルなどが必要となる。

(8) 乱流速度変動

解析を実施する強制対流サブクール沸騰の液相速度場は、乱流による変動成分を有する。乱流速度変動を考慮したとき、気泡の位置を求める際に速度変動を加味する。

$$\mathbf{x}_b(t + \Delta t) = \mathbf{x}_b(t) + (\mathbf{u}_b + \mathbf{u}_{l,turb})\Delta t \quad (5-37)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{l,turb}$ は剪断誘起乱れによる速度変動を表す。 $\mathbf{u}_{l,turb}$ は Okawa らのモデル[12]を用いる。速度スケールが摩擦速度 \mathbf{u}_f と同程度であるとし、管内壁の影響と、気泡サイズと渦のサイズの影響を考慮して次式で計算する。

$$\mathbf{u}_{l,turb} = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right\} \mathbf{u}_f \cdot \min\left[1, \frac{l_e}{d_b}\right] \quad (5-38)$$

$$\mathbf{u}_f = \sqrt{\frac{f}{2}} \mathbf{u}_l \quad (5-39)$$

ここで、 y^+ は壁面からの無次元距離であり、 $y^+ = \min(x_w u_f / \nu, y_w u_f / \nu)$ で計算する。 A^+ は実験から与えられる定数であり $A^+ = 16$ と与える。 l_e は渦のサイズであり、Nikuradse の実験相関式[13]を参考に次式で算出する。

$$l_e = \min\left[\frac{a}{2}\left\{0.14 - 0.08\left(\frac{2x_b}{a}\right)^2 - 0.06\left(\frac{2x_b}{a}\right)^4\right\}, \frac{b}{2}\left\{0.14 - 0.08\left(\frac{2y_b}{a}\right)^2 - 0.06\left(\frac{2y_b}{a}\right)^4\right\}\right] \quad (5-40)$$

渦の時間スケールは Okawa らのモデル[5-12]のように、渦の持続時間と気泡に作用する時間のうち小さいもので与える。

$$t_e = \min\left(\frac{l_e}{\mathbf{u}_{l,turb}}, \frac{l_e}{|\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}|}\right) \quad (5-41)$$

(9) 気泡の凝縮

サブクール沸騰域では、液相温度が飽和温度に達しないため、気泡は凝縮を生じる。このときの気泡質量の時間変化は質量保存則を基に次式で表される。

$$\frac{d}{dt}\left(\rho_g \frac{\pi d_b^3}{6}\right) = -\frac{h_c(T_{sat} - T_{l,b})\pi d_b^2}{h_{fg}} \quad (5-42)$$

ここで、 h_c は凝縮熱伝達率、 $T_{l,b}$ は気泡中心位置での液相の参照温度である。気泡の凝縮に関しての h_c は

Chen and Mayinger のモデル[14]より計算する.

$$Nu = 0.185Re_b^{0.7}Pr^{0.5} = \frac{h_c d_b}{k_l} \quad (5-43)$$

(10) 液相温度分布

矩形管内の液相には温度分布があるのでモデルとして与える必要がある. 液相の温度分布は冪乗則に則った Sekoguchi らが用いたモデル[15]を基に次式で与える.

$$\begin{cases} \frac{T_w - T_{l,b}(x,y)}{T_w - T_{l,\min}} = \left(\frac{y + b/2}{b/2}\right)^{\frac{1}{m}} & \text{for } y \leq 0 \text{ and } |x| \leq \frac{a_h}{2} \\ T_{l,b}(x,y) = T_{l,\min} & \text{for } y > 0 \text{ or } |x| > \frac{a_h}{2} \end{cases} \quad (5-44)$$

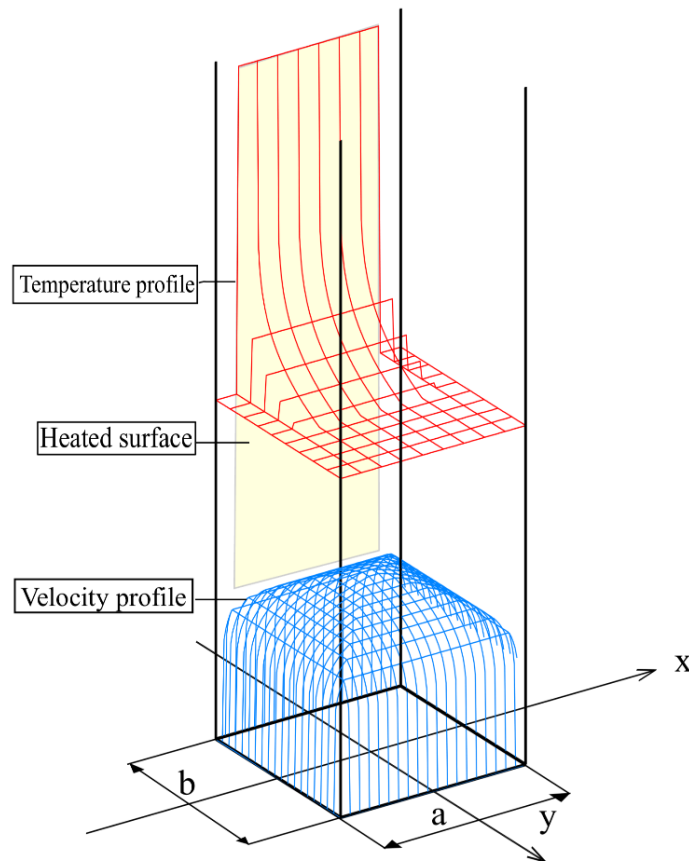


図 5-6 流路断面内における液温分布

図 5-6 は式 (5-44)の表す液相温度分布の一例である. ここで, 解析対象の矩形管は 1 面が伝熱面であるため y 方向に分布を持つ. また, x 方向では伝熱面の有無により分布を持つと仮定している. $T_{l,\min}$ は伝熱面対面の壁面での液相温度である. $T_{l,\min}$ は, 矩形管下端からの流路高さ z における $T_{l,b}(x,y)$ の平均値と,

混合平均温度 $T_{l,ave}$ が一致すると仮定し、次式で算出する.

$$T_{l,min} = \frac{2a(m+1)T_{l,ave} - a_h \cdot T_w}{2a(m+1) - a_h} \quad (5-45)$$

式 (5-44)及び、式 (5-45)では $m = 7$ として本解析を実施している. 図 5-7 は 3 地点の温度分布を表している ($x = 0$, 流路高さ $z = 50, 100, 150$ mm). 特に, $z = 150$ mmでは実験で観測した温度分布をプロットした. この比較から伝熱面近傍での温度境界層の発達は式 (5-44)で表現できていることが確認できる. 一方, 伝熱面の遠方では温度の収束値にずれが生じていることがわかる. 温度分布は今後も検討が必要であるが, 気泡は伝熱面近傍で凝縮し, 消滅することが観察されているので本解析ではこのモデルを用いる.

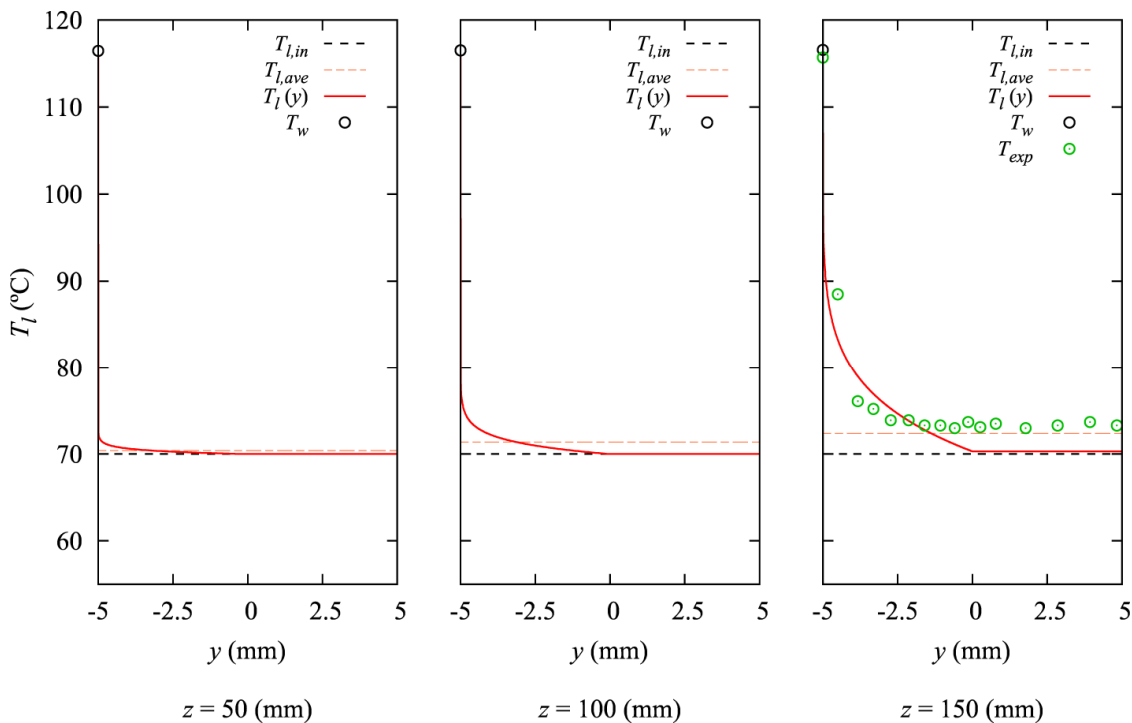


図 5-7 液温分布に関する実験値と評価値の比較

($T_{l,in} = 70$ °C, $q_w = 350$ kW/m², $G_l = 300$ kg/m²)

図 5-7-1~3 に FLUENT (ANSYS) の解析結果との比較を示す. 入口サブクール度は 10 K, 質量流束 300 kg/m²での結果である. $x = 0, 5, 6$ mm はそれぞれ伝熱面の中央, 伝熱面の端, 伝熱面のない位置である. $z = 130$ mm とは伝熱面下端からの高さを表す.

数値解析のモデルでは $x = [-5, 5]$ ほどの位置でも同形の温度分布を設定しており, FLUENT の結果も同領域ではほぼ同じ結果を示したため, 図 5-7-1 の結果を例に説明する. 同図を見ると壁面温度及び温度境界層に結果の乖離が生じている. この原因として FLUENT では, 沸騰が考慮できていないことが考えられる. FLUENT の算出結果を数値解析で利用することを想定し, 計算条件は OSV 以後を選定している. この条件では実現象では沸騰による伝熱が生じるが, FLUENT ではそれが考慮されないため, 伝熱が促

進されず、伝熱面及び近傍の温度が高い結果であると推測される。一方で、伝熱面がない領域は FLUENT でも液温が急激に低下しており、数値解析に適用しているモデルの妥当性は高いといえる。

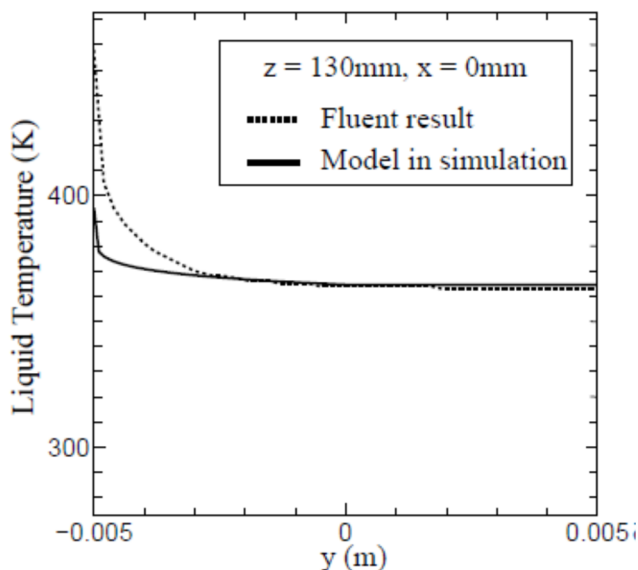


図 5-7-1 FLUENT による温度分布の解析結果
($x = 0 \text{ mm}$)

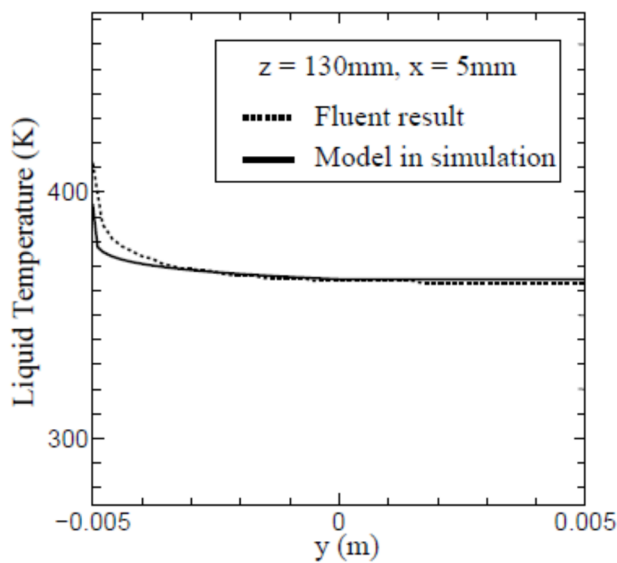


図 5-7-2 FLUENT による温度分布の解析結果
($x = 5 \text{ mm}$)

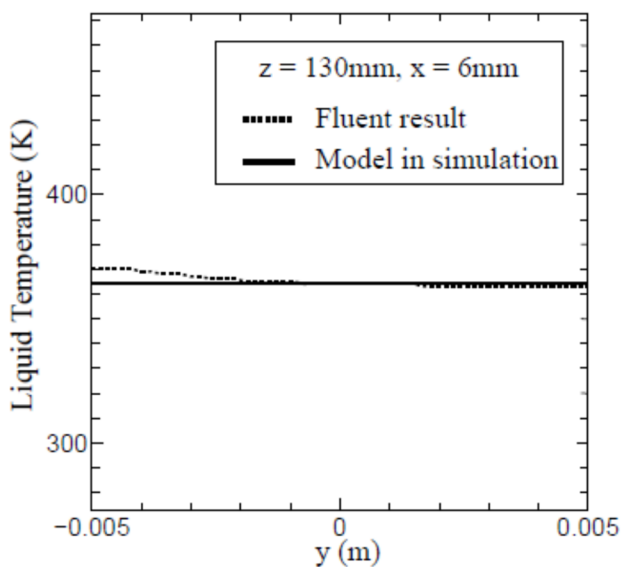


図 5-7-3 FLUENT による温度分布の解析結果
($x = 6 \text{ mm}$)

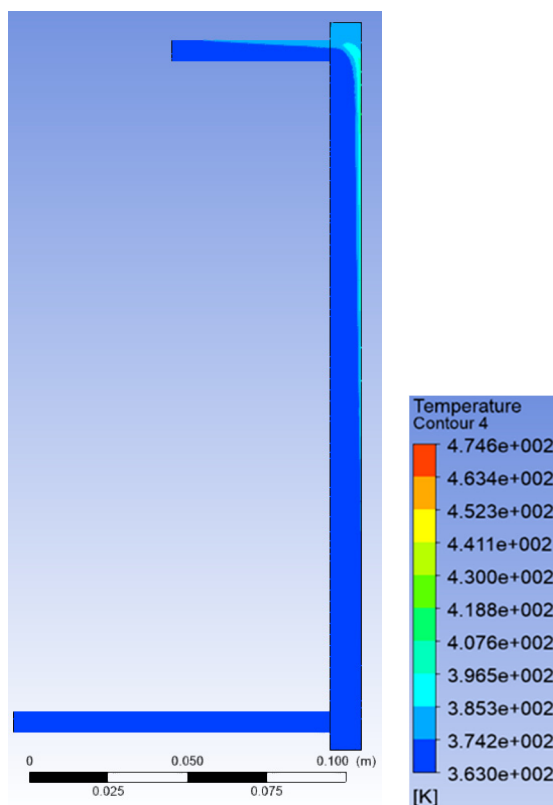


図 5-7-4 FLUENT の解析体系と流路中央での温度分布コンター図

5.3 解析条件

本研究では表 5-2 に示す条件にて、数値解析を実施した。入口サブクール度をパラメーターとしており、図 4-8 に示したように、15K が概ね OSV に相当する。

表 5-2 解析条件

ΔT_{sub} [K]	G [kg/m ² s]	q_w [kW/m ²]
2, 6, 12, 16	300	500

5.4 解析結果

図 5-8～11 に、 $\Delta T_{sub}=16\sim 2K$ で得られた、試験部における気泡の分布状況を、実験観察結果の比較で示す。各図において、(a)は伝熱面の裏側から、(b)は側面からの観察結果を示す。例えば、図 5-11 で、流路断面を覆うような超大気泡が再現されていないなどの課題はあるものの、定性的には、実験結果を良く再現しているように見える。しかし、実験と計算における試験部ボイド率の比較結果を示した図 5-12 より、解析では全体的にボイド率を過小評価していることがわかる。ボイド率を過小評価する原因としては、蒸発量の過小評価と凝縮量の過大評価の可能性が考えられる。そこで、凝縮を無視したときのボイド率の解析結果を図 5-12 に示す。本図より、凝縮を無視したことによって、高サブクール度条件ではボイド率を過大評価しているが、最もサブクール度が小さい $\Delta T_{sub}=2K$ では、ボイド率を過小評価している。図 5-11(a), (b)より、この条件ではきわめて巨大な気泡が多数存在しているのに対し、解析では、5.2.4 節で述べたように、蒸気生成は発泡核における気泡生成のみを考慮している。したがって、伝熱面に沿って上昇する大気泡の界面で蒸発が生じるなど、高ボイド率条件に特有な蒸気生成機構を考慮する必要があることを示唆する結果と言える。一方、 $\Delta T_{sub}=2K$ を除く高サブクール度条件では、ボイド率を過大評価していることから、凝縮量の過大評価がボイド率過小評価の原因である可能性がある。実験結果と解析結果を比較すると、両者で大きく相違する点として、気泡の形状があげられる。解析では、簡単のために気泡を球形と仮定しているのに対し、実験で見られる気泡は、図 5-13 に示すように、特に合体を生じた後で、変形が激しく、伝熱面に沿って扁平な形状をしている場合が多い。この結果、球形気泡を仮定した場合、気泡の重心位置が壁面から遠ざかるため、凝縮量を評価する際の液温をより低く見積もる可能性があるとともに、当該気泡がさらに他の気泡と接触する確率を低く見積もる可能性がある。

凝縮量の過大評価を改善するため、気泡合体から生じる変形の影響を考慮することを目的として、次に示す 2 点の改良を実装した。まず、凝縮量算出時参照液相温度の位置変更をおこなった。通常は気泡中心位置での液相温度と飽和温度との差で凝縮量が計算される。しかし、合体を経験した気泡は実際には球形になるわけではないため、数値解析内では合体気泡は実際よりも低い温度の液相温度を参照してしまう。この点を改善するため、合体歴のある気泡の参照液相の位置を伝熱面側に近くする補正を施す。次式のように、気泡中心と伝熱面側の界面との中央の液相温度を参照することとした。

$$y_{ref} = y_b - \frac{1}{2}r_b \quad (5-46)$$

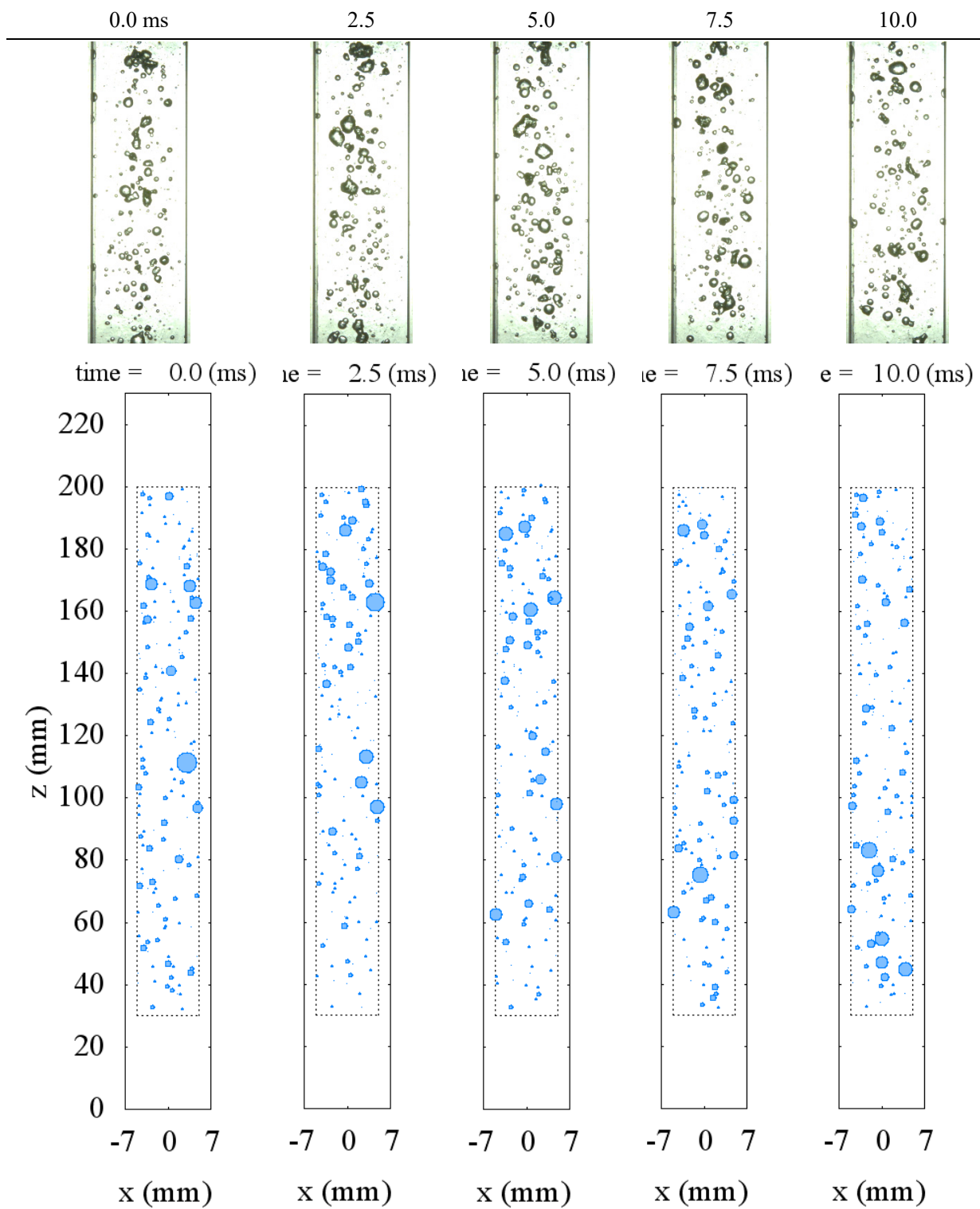


図 5-8(a) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・正面 ($\Delta T_{\text{sub}}=16 \text{ K}$)

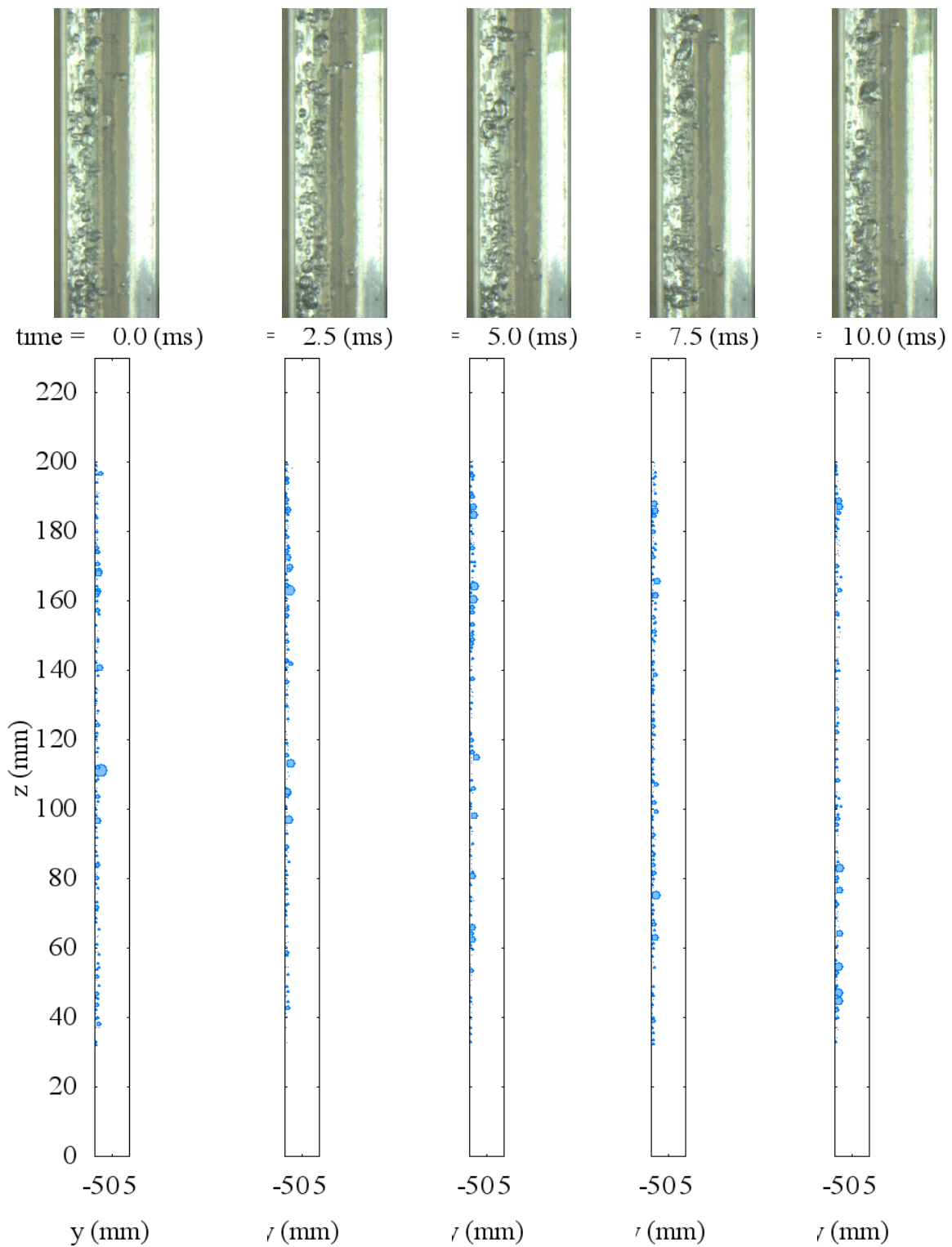


図 5-8(b) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・側面 ($\Delta T_{\text{sub}}=16$ K)

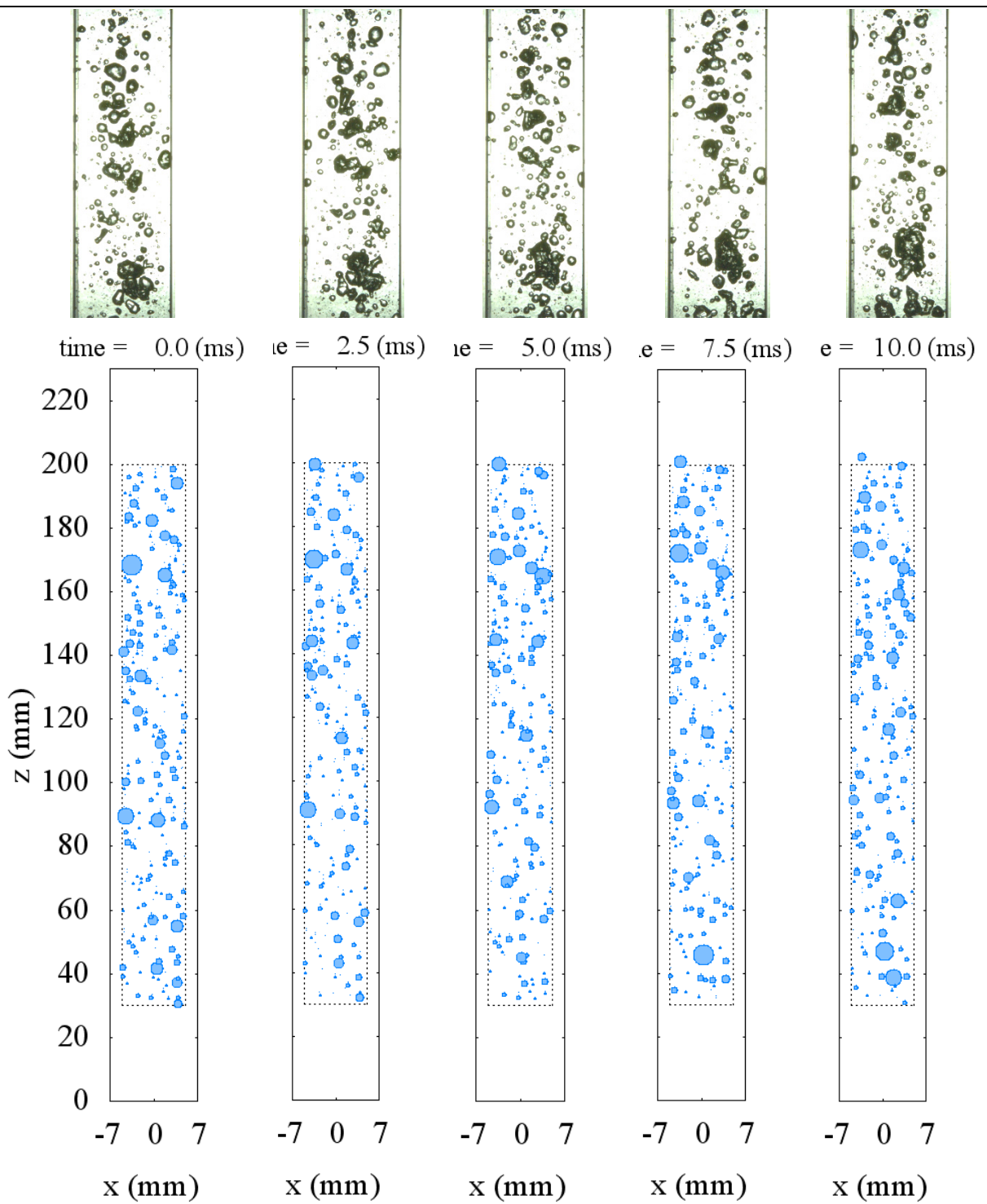


図 5-9(a) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・正面 ($\Delta T_{\text{sub}}=12$ K)

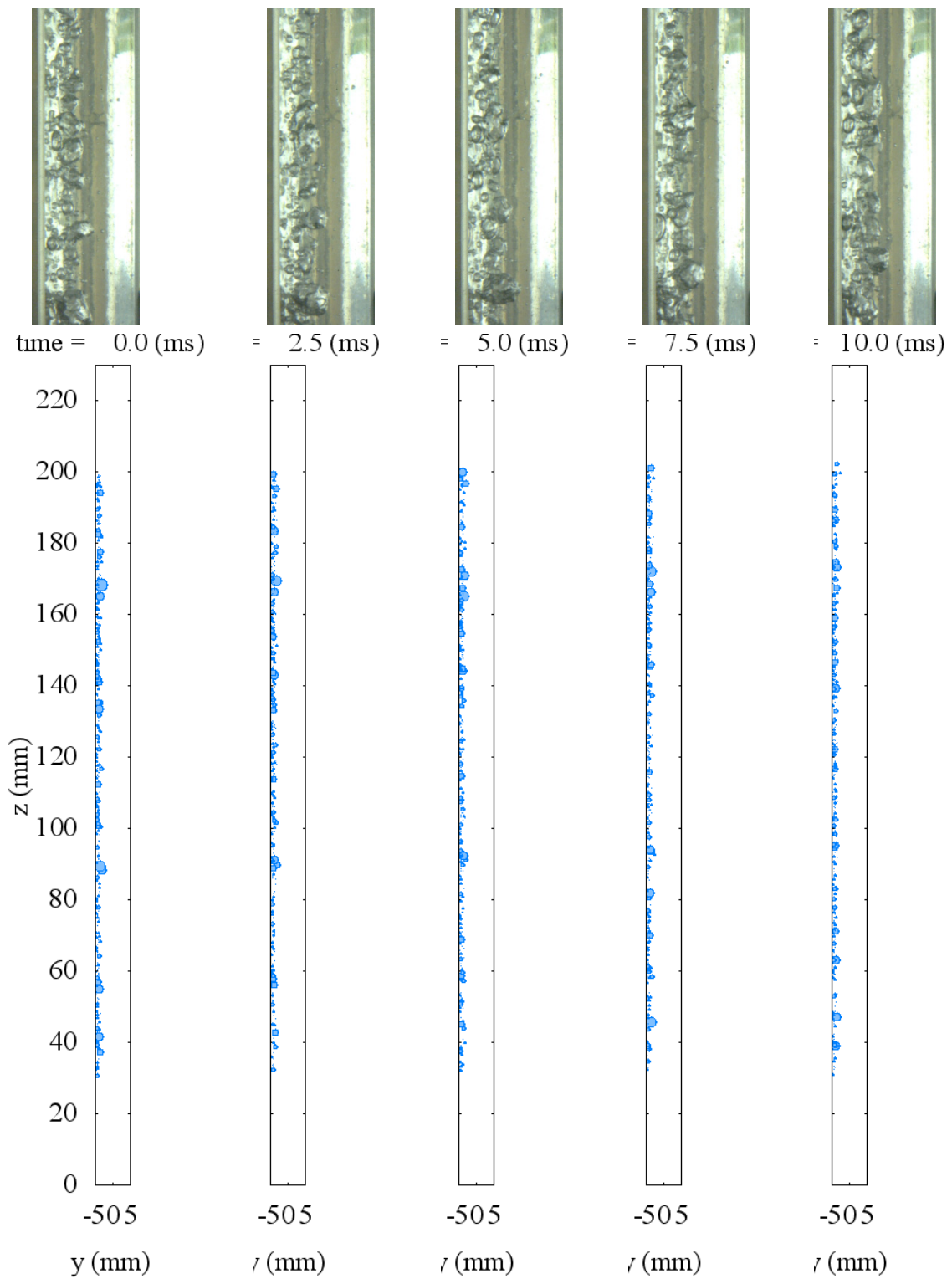


図 5-9(b) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・側面 ($\Delta T_{\text{sub}}=12 \text{ K}$)

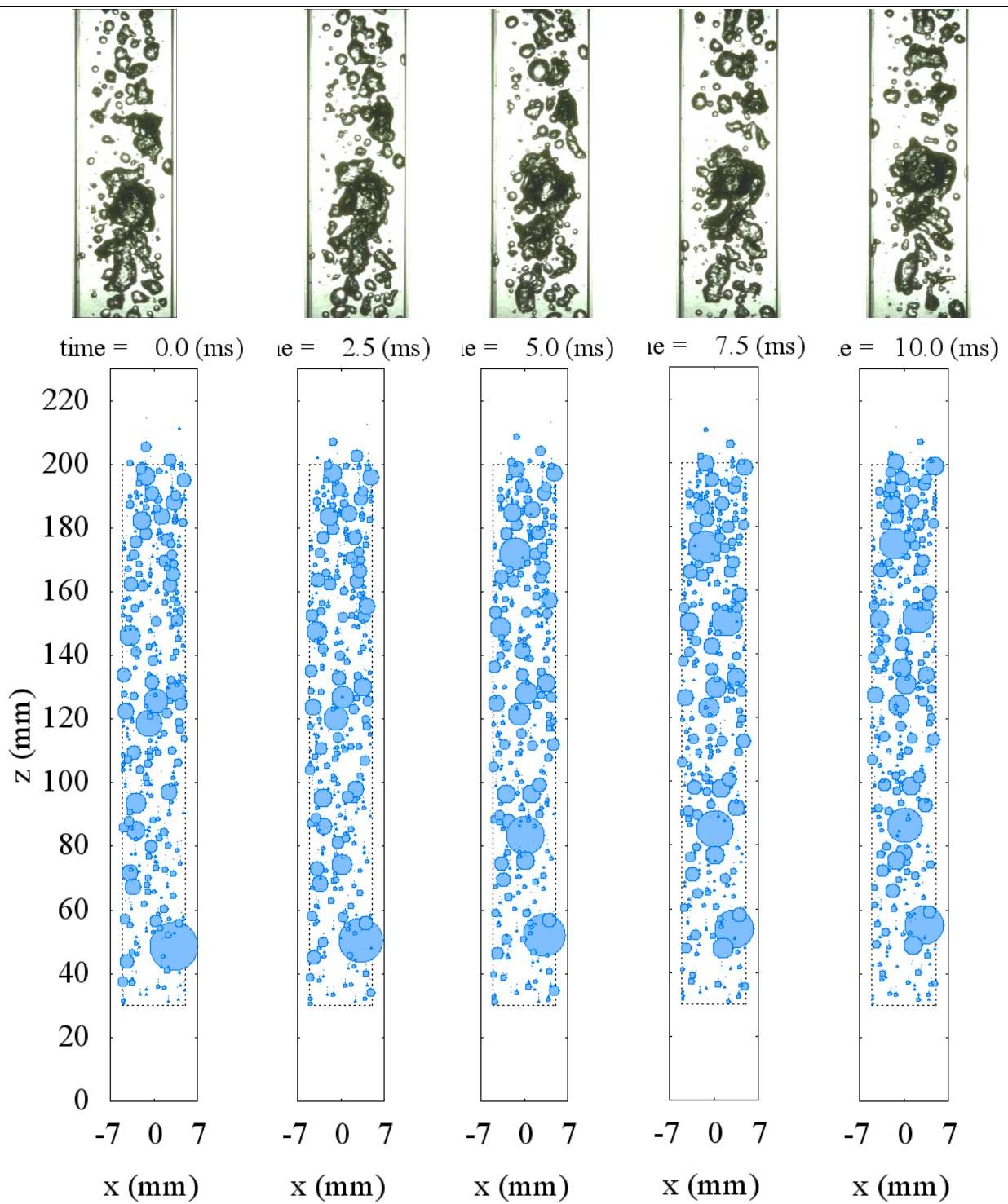


図 5-10(a) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・正面 ($\Delta T_{\text{sub}}=6 \text{ K}$)

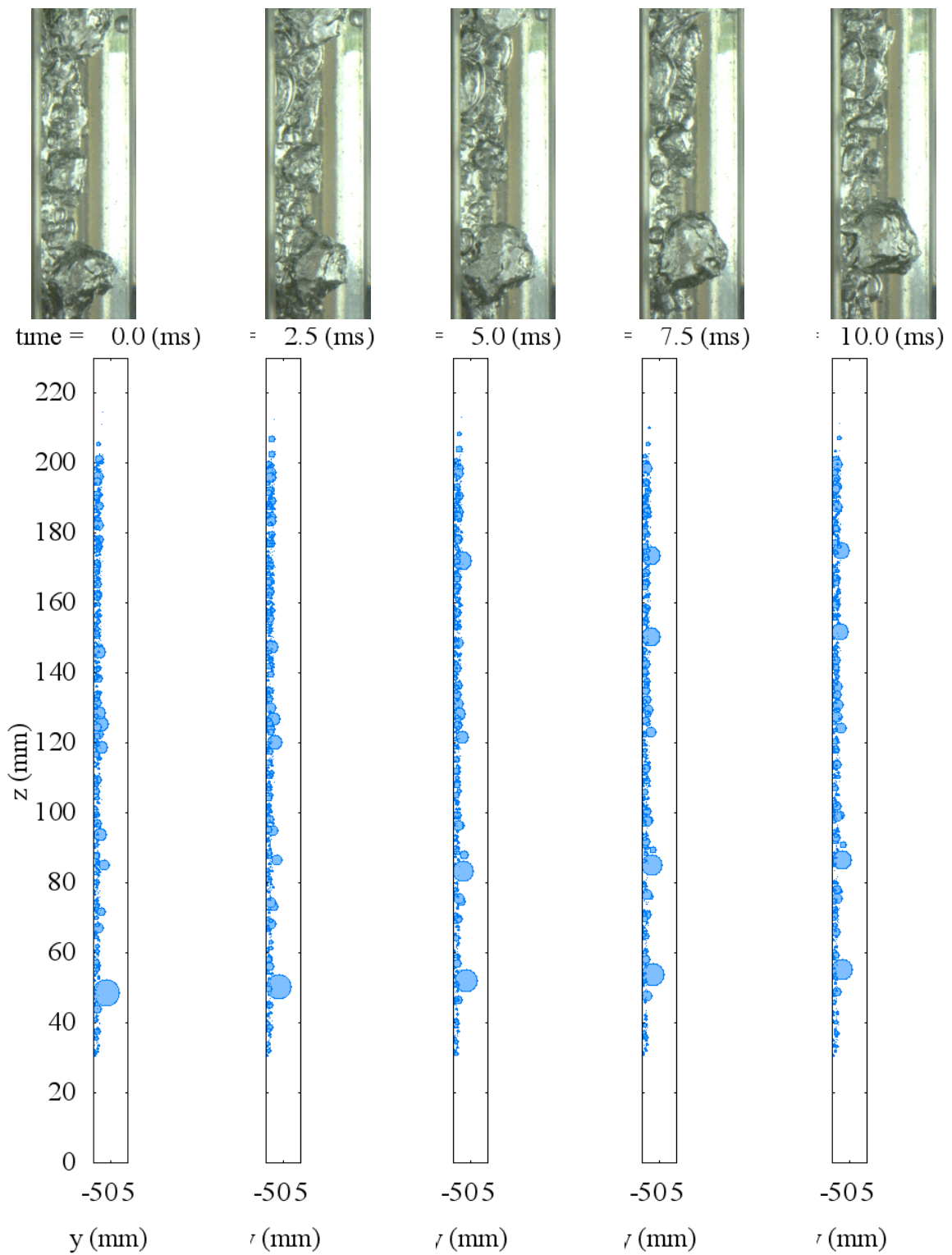


図 5-10(b) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・側面 ($\Delta T_{\text{sub}}=6 \text{ K}$)

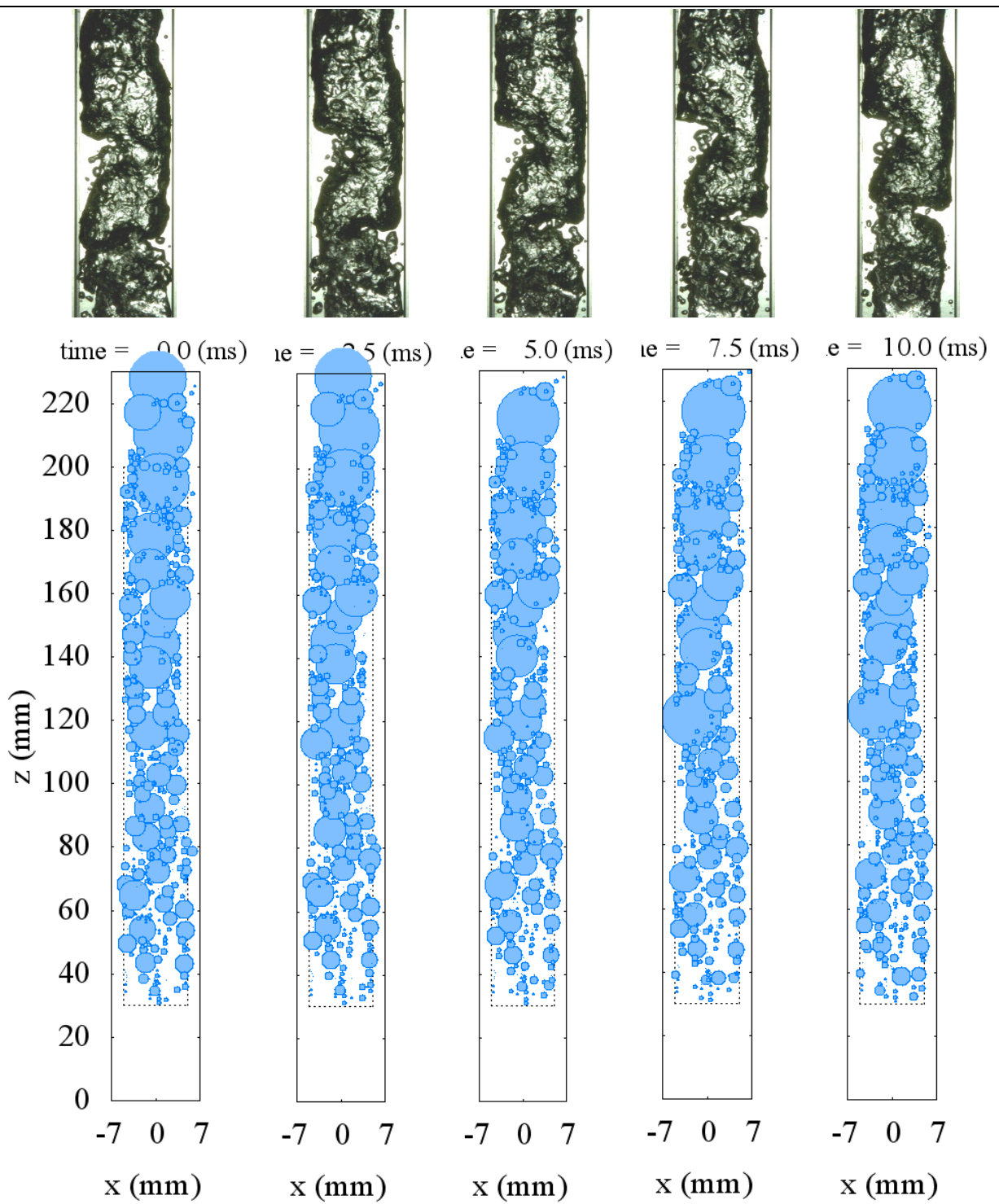


図 5-11(a) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・正面 ($\Delta T_{\text{sub}}=2 \text{ K}$)

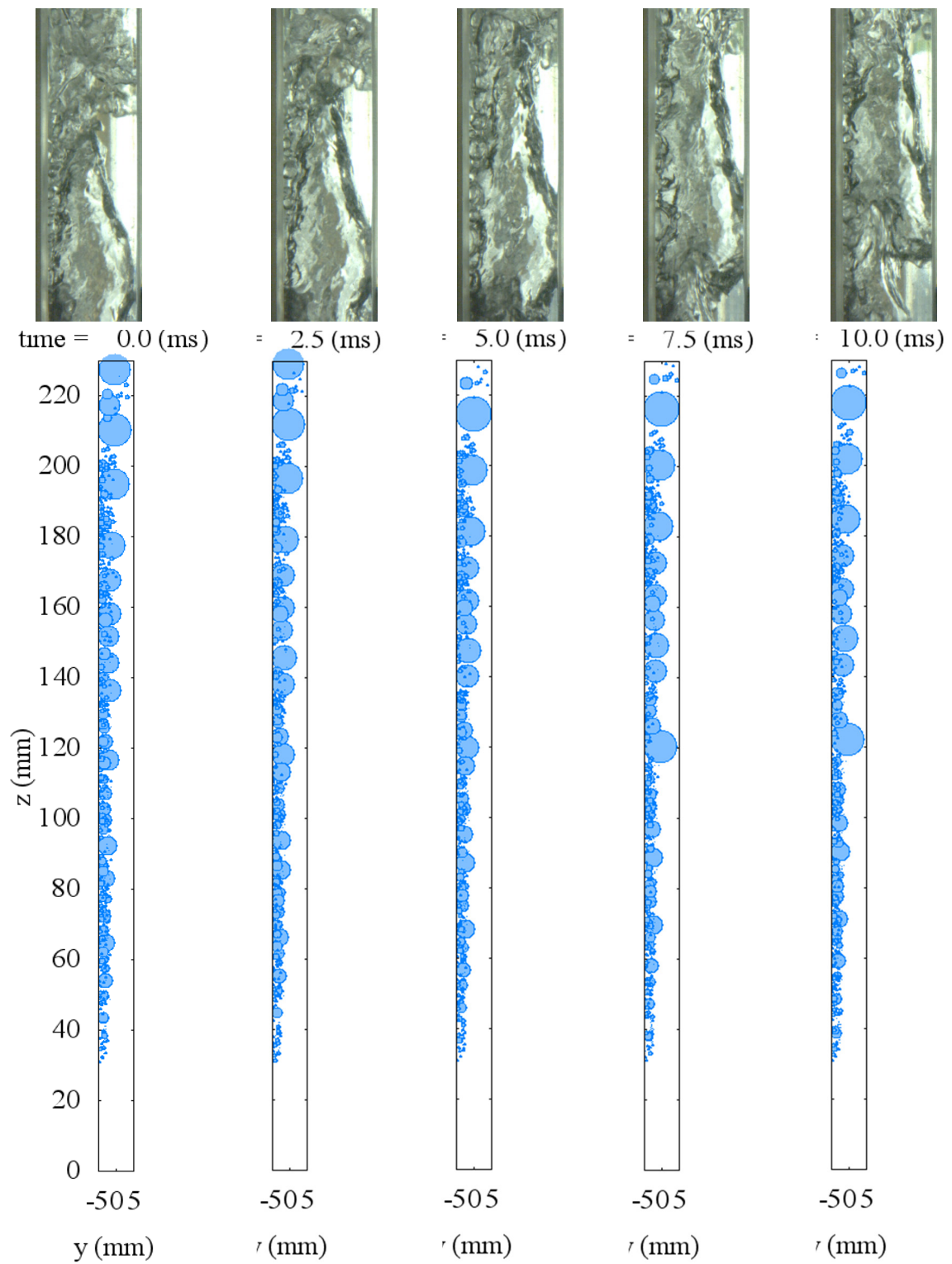


図 5-11(b) 試験部における気泡の分布状況に関する実験と解析の比較・側面 ($\Delta T_{\text{sub}}=2 \text{ K}$)

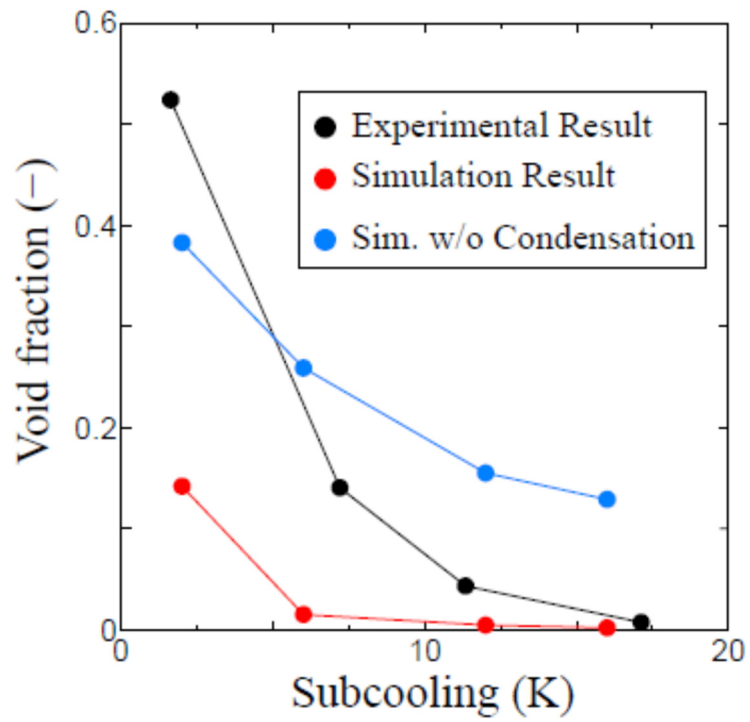


図 5-12 実験と計算でのボイド率の比較

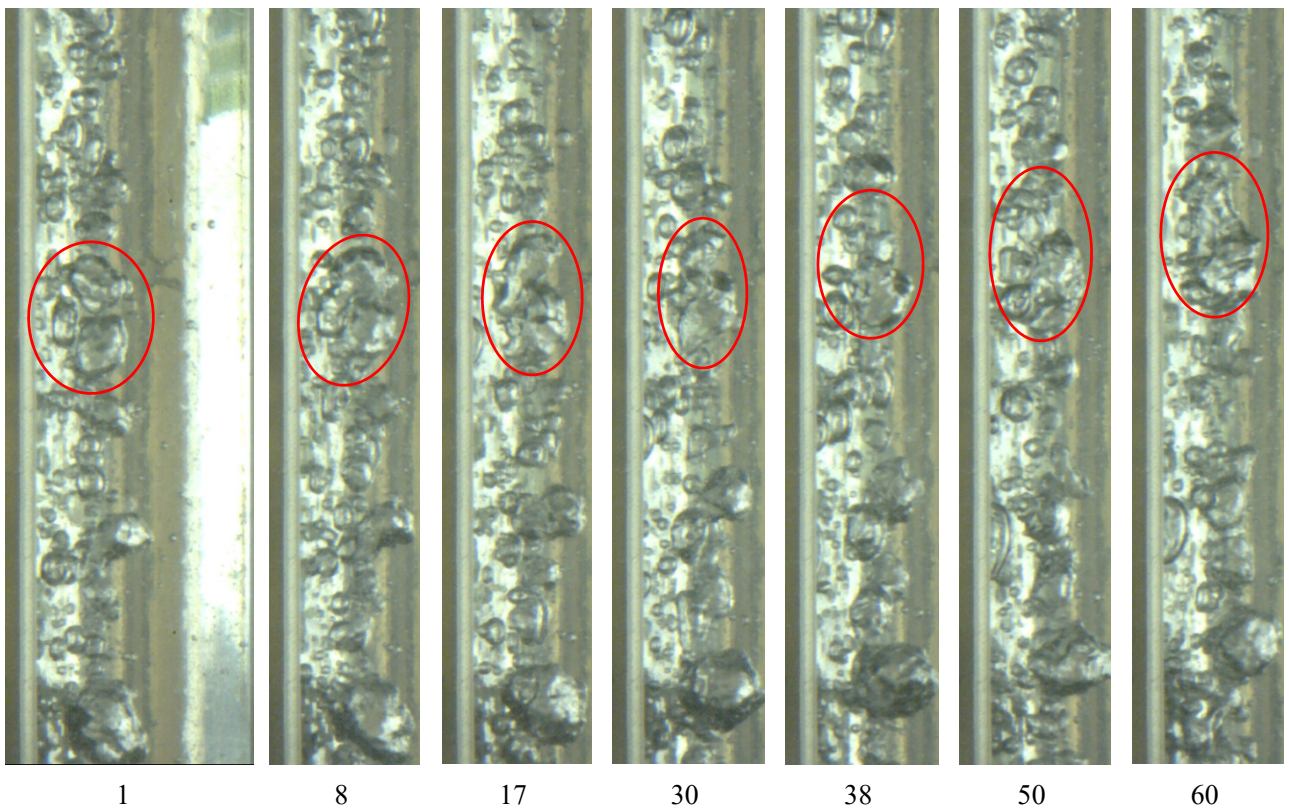


図 5-13 気泡合体による変形 (画像の下の数字はコマ数)

次に、合体判定条件の拡張を行った。観察から気泡合体後のそれぞれの気泡は元の位置に残るかのよう
に、合体気泡は伝熱面方向に広い面積を持つ。これにより、伝熱面上で新たに生成される気泡と更なる合
体を生じる可能性が上がる。気泡合体で気液界面積が減少するので気泡合体数は正しく見積もられなけ
ればならない。ただし、数値解析内で気泡の変形を直接考慮することはモデルを複雑化させてしまうの
で、今回は簡単のため、合体を判定する際の条件を一部拡張した。具体的には、合体歴のある気泡は多少
なりとも変形し歪になっているものと仮定し、合体を判定するプロセス内でのみ、 $1 < c < 2$ の係数 c を用
いて気泡径を c 倍して接触を判定することとした。

$C=1.25$ として得られたボイド率の解析結果を図 5-14 に示す。緑色のプロットがその結果であり、先述
の考察を考慮したことにより、ボイド率が増加したことがわかる。特筆すべきは、サブクール度 $12K$ か
らボイド率が立ち上がり、OSV が再現されたことである。図 5-15 には、合体率と相変化量（蒸発量と凝
縮量）の推移を示す。 $\Delta T_{sub} > 12K$ の高サブクール度条件では、気泡合体は少ない。このため、生成気泡
はサブクール水中に移動して、速やかに凝縮・消滅するため、蒸発量と凝縮量がほぼ釣り合っている。こ
の結果、蒸発量が増加しても、ボイド率はきわめて低い値を維持する。そして、 $\Delta T_{sub} < 12K$ となると、
合体率が顕著に増大する。この結果、蒸発量の増加傾向は維持されるものの、凝縮量が大きく減少に転じ
て、ボイド率の急増、すなわち OSV が起きる。なお、 $\Delta T_{sub} = 2K$ で合体率の増加傾向が落ちているが、
これは、流路を超えるほどの気泡になる場合は合体をさせないという数値的処理があるためで、この設
定がなければ、合体率はさらに急増する。

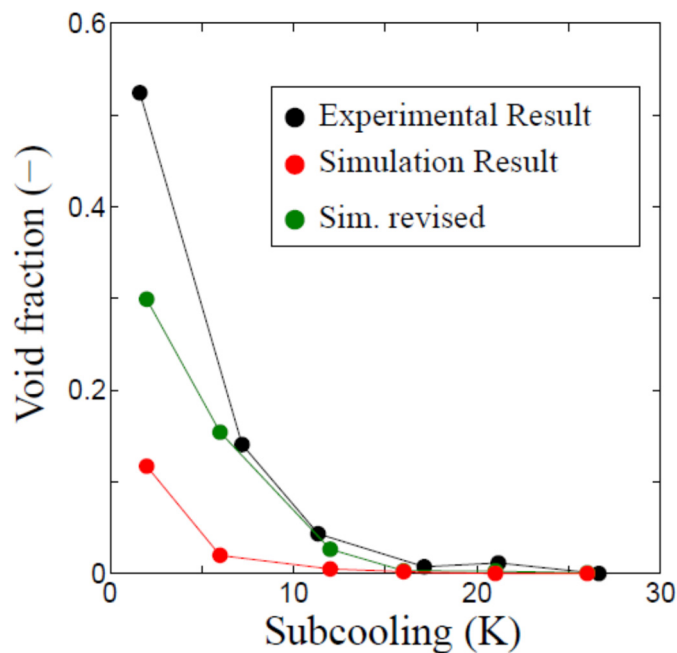
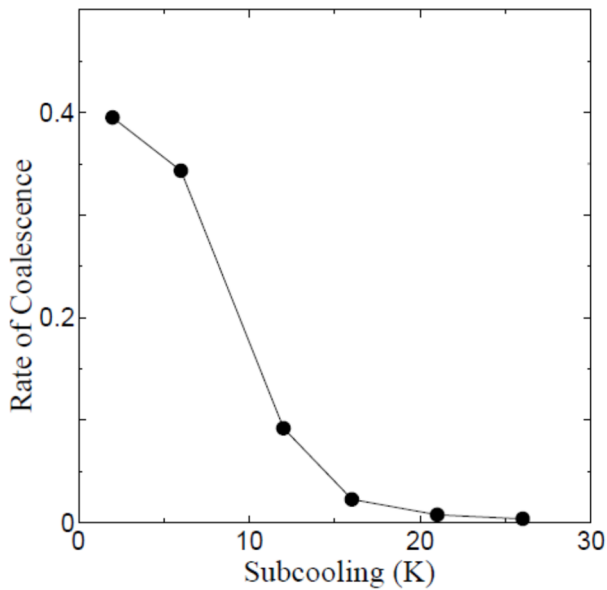
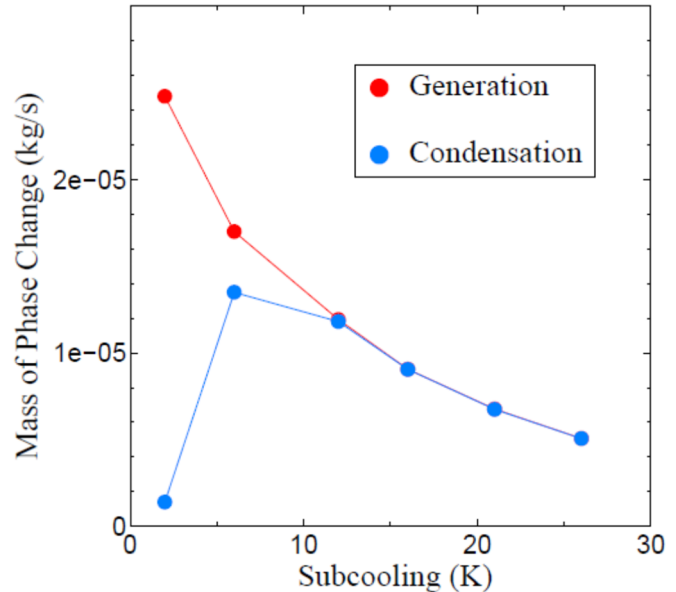


図 5-14 気泡変形効果を考慮した場合のボイド率の解析結果



(a) 合体率



(b) 相変化量 (蒸発量と凝縮量)

図 5-15 数値解析における OSV 発生機構

第 5 章の参考文献

- [1] Tomiyama, A., Miyoshi, K., Tamai, H., Žun, I. and Sakaguchi, T., A Bubble Tracking Method for the Prediction of Spatial-Evolution of Bubble Flow in a Vertical Pipe, in: 3rd Int. Conf. Multiph. Flow, ICMF'98, Lyon, (1998): pp. 1–8.
- [2] Melling, A. and Whitelaw, J.H., Turbulent Flow in a Rectangular Duct, J. Fluid Mech., Vol. 78 289–315 (1976) (doi:10.1017/S0022112076002450)
- [3] Chen, J.C., Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow, Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., Vol. 5 (3), 322–329 (1966) (doi:10.1021/i260019a023).
- [4] Basu, N., Warriar, G.R. and Dhir, V.K., Onset of Nucleate Boiling and Active Nucleation Site Density During Subcooled Flow Boiling, J. Heat Transfer, Vol. 124 (4), 717 (2002) (doi:10.1115/1.1471522).
- [5] Sato, T. and Matsumura, H., On the Conditions of Incipient Subcooled-Boiling with Forced Convection, Trans. Japan Soc. Mech. Eng., Vol. 29 (204), 1367–1373 (1963) (doi:10.1299/kikai1938.29.1367).
- [6] Malenkov, I.G., Detachment Frequency as a Function of Size for Vapor Bubbles, J. Eng. Phys., Vol. 20 (6), 704–708 (1971) (doi:10.1007/BF01122590).
- [7] Situ R., Ishii M., Hibiki T., Tu J.Y., Yeoh G.H., Mori M., Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow, Int. J. Heat Mass Transfer 51 (2008) 6268-6282
- [8] Okawa T., Kaiho K., Sakamoto S., Enoki K., Observation and modeling of bubble dynamics in isolated bubble regime in subcooled flow boiling, Nuclear Engineering and Design 335, 400-408(2018)
- [9] Zuber N., Dynamics of vapor bubble in nonuniform temperature fields, Int. J. Heat and Mass trans. Vol. 2 83-98 (1961)
- [10] Prodanovic, V., Fraser, D. and Salcudean, M., Bubble Behavior in Subcooled Flow Boiling of Water at Low

Pressures and Low Flow Rates, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 28 (1), 1–19 (2002).

- [11] 玉井秀定, 富山明男, 三次元 One-Way 気泡追跡法に基づく未発達気泡・スラグ流の予測 : 第2報, 実験結果と計算結果の比較(流体力学, 流体機械), 日本機械学会論文集. B 編, Vol. 70 (692), 888–895 (2004).
- [12] Okawa, T., Kataoka, I. and Mori, M., Numerical Simulation of Lateral Phase Distribution in Turbulent Upward Bubbly Two-Phase Flows, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 213 (2-3), 183–197 (2002) (doi:10.1016/S0029-5493(01)00512-X).
- [13] Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., New York, (1979).
- [14] Chen, Y.M. and Mayinger, F., Measurement of Heat Transfer at the Phase Interface of Condensing Bubbles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18 (6), 877–890 (1992) (doi:10.1016/0301-9322(92)90065-O).
- [15] Sekoguchi, K., Tanaka, O., Esaki, S., Noriaki, K. and Nakasatomi, M., Prediction Method of Flow Patterns in Subcooled and Low Quality Boiling Regions, *Bull. JSME*, Vol. 24 (191), 834–841 (1981)

6. TRACE コードによる強制対流サブクール沸騰のボイド率解析

6.1 サブクール沸騰域における相変化モデルの概要

本章では、一次元二流体モデルに基づく原子炉安全解析コードである TRACE[1]を用いたサブクール沸騰解析において、本研究で得られた成果を反映する方策について考察する。TRACE コードでは、サブクール沸騰域における蒸気生成量 Γ_{vap} を次式で評価する。

$$\Gamma_{vap} = \frac{f_{sub}(q_{NB} - q_{FC})A_w}{h_{v,sat} - h_l} \quad (6-1)$$

ここで、 f_{sub} は蒸気生成に消費される熱流束の割合、 q_{NB} は核沸騰熱流束、 q_{FC} は強制対流熱流束、 A_w は単位体積中に含まれる伝熱面の面積、 $h_{v,sat}$ は飽和蒸気のエンタルピー、 h_l はサブクール液のエンタルピーである。 f_{sub} の評価は、次式により行われる。

$$f_{sub} = \max \left[0, \frac{h_l - h_{ld}}{h_{l,sat} - h_{ld}} \right] \quad (6-2)$$

ここで、 h_l はサブクール状態にある液相のエンタルピー、 $h_{l,sat}$ は飽和液のエンタルピー、 h_{ld} は正味の蒸気生成を開始するときの液相のエンタルピーである。1970 年代より、気泡の発泡核あるいは壁面離脱が正味の蒸気生成 (NVG) を開始するための起因事象と信じられてきたため、正味の蒸気生成開始を表す添え字として、**detachment** の頭文字である d が使用されていることは興味深い。

式(6-1), (6-2)より、 $h_l < h_{ld}$ では $f_{sub} = 0$ であり、壁面熱流束がすべて液温の上昇に消費される。 $h_l = h_{ld}$ で f_{sub} の増加が開始し、 $h_l = h_{l,sat}$ で $f_{sub} = 1$ 、すなわち、壁面熱流束がすべて蒸気生成に消費される。 $h_{ld} < h_l < h_{l,sat}$ の範囲では、簡単のため、 h_l の増加とともに f_{sub} は線形的に増加すると仮定されている。正味の蒸気生成開始条件 h_{ld} は、Saha-Zuber による整理式[2]で評価を行っている。

次に、サブクール液中における凝縮熱流束 q_{cond} は、Lahey の機構論的モデル[3]を用いて、次式で評価している。

$$q_{cond} = H_0 \frac{D_h}{4} \Delta h_{vap} \frac{\rho_l \rho_g}{\rho_l - \rho_g} \alpha (T_l - T_{sv}) \quad (6-3)$$

ここで、 D_h は流路の水力等価直径、 Δh_{vap} は蒸発熱、 ρ_l は液相の密度、 ρ_g は蒸気相の密度、 α はボイド率、 T_l は液相の温度、 T_{sv} は飽和温度である。 H_0 は、蒸気泡のうち、サブクール水中に存在する気泡の割合を考慮するためのモデル定数であり、TRACE では、Lahey による推奨値 $H_0 = 0.075(\text{s}\cdot\text{K})^{-1}$ を採用している。

6.2 試計算

TRACE とともに提供されるサンプルインプット「TwoPhaseHeat.inp」を用いて、鉛直円管内を上昇する強制対流サブクール沸騰の解析を実施した。主な解析条件を表 6-1 に示す。

表 6-1 強制対流サブクール沸騰の解析条件 (TwoPhaseHeat.inp)

流路直径	11.8247 mm
流路長さ	2.4384 m
出口圧力	0.798585 MPa ($T_{sat} = 443.48$ K)
流量	0.1423 kg/s (1296 kg/m ² s)
入口温度	400.372 K
熱流束	447.81 kW/m ²
空間分割数	8

オリジナルの TRACE コードによる解析結果を図 6-1 に示す。第 4 セルで壁面温度が飽和温度を超過するが、まだ NVG 条件を満足しないため、ここでのボイド率は 0 である。次に、第 5 セルでは NVG 条件が満足されるため、ボイド率が 7%まで増大する。第 6 セル以降では、液温が飽和温度に達して、ボイド率は大きく上昇している。

次に、解析結果のパラメーター依存性を調べた。式(6-3)で $H_0 = 0$ として凝縮を緩和させたときの結果を図 3-2(a)に、 $H_0 = 1$ として凝縮を過多としたときの結果を図 3-2(b)に示す。サブクール沸騰域に対応する第 5 セルのボイド率は、図 3-2(a)では 8%、図 3-2(b)では 3%となっており、 H_0 の値に応じてサブクール沸騰域におけるボイド率が変化することがわかる。次に、正味の蒸気生成を開始するときの液相サブクール度 ΔT_{ld} の影響を調べた結果を図 3-2(c), (d)に示す。サブクール沸騰を認めない条件 ($\Delta T_{ld} = 0$) に設定すると、図 3-2(c)に示すように、第 5 セルのボイド率が 0 となり、液温が飽和温度に達する第 6 セルで初めてボイド率が正の値をとることがわかる。一方、 $\Delta T_{ld} = 200$ K として、サブクール沸騰による蒸気生成を最大限に考慮した図 3-2(d)では、壁面温度が飽和温度とほぼ同じ第 4 セルではボイド率の増加はまだ見られないものの、壁面熱流束のうち、蒸気生成に消費される割合が増加するため、第 5 セルのボイド率が 18%にまで増大している。これより、TRACE による強制対流サブクール沸騰の解析では、正味の蒸気生成開始条件と凝縮緩和係数の両方が、サブクール沸騰域のボイド率に多大な影響を及ぼすことが確認できた。

6.3 機構論的モデリング

現行の TRACE では、正味の蒸気生成開始点で初めて蒸気生成量が開始し、液温が飽和温度に至ると、壁面熱流束のすべてが蒸気生成に消費されると仮定している。一方、凝縮量については、式(6-3)に示すように、ボイド率と気液の温度差に比例する形で与えられている。すなわち、蒸気生成量と凝縮量のうち、蒸気生成量の調整によって正味の蒸気生成開始を表現し、凝縮量の評価でモデル定数を導入することで、サブクール沸騰域のボイド率を実験データと合うように調節していると解釈できる。

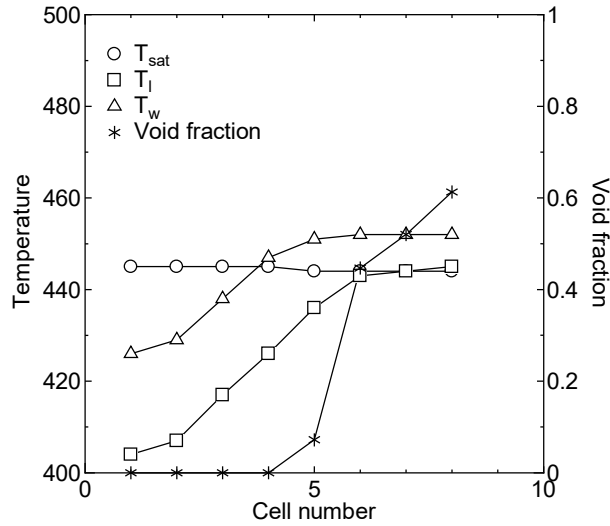
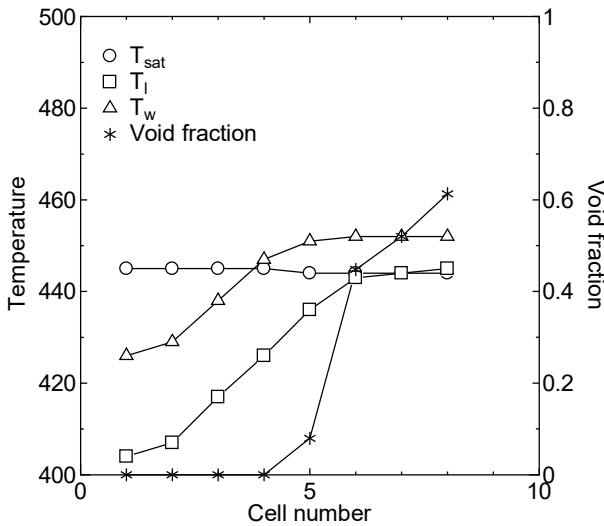
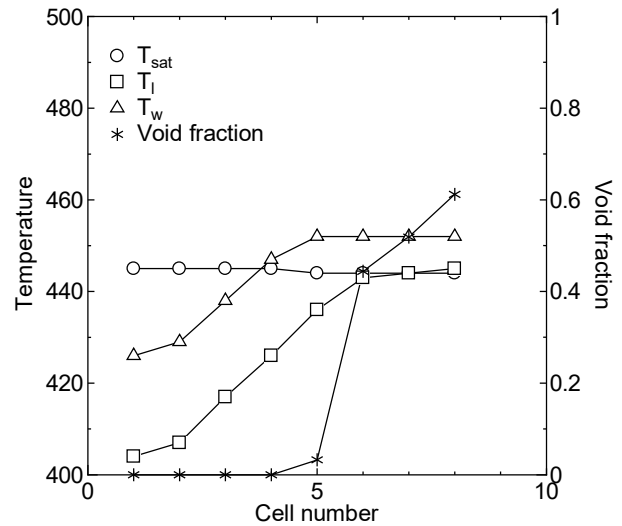


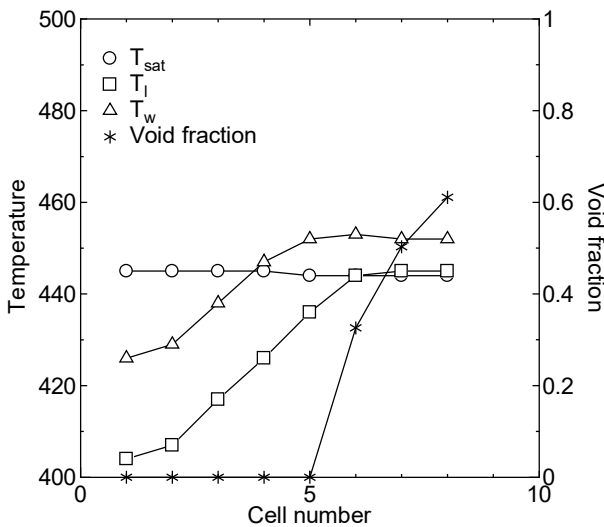
図 6-1 強制対流サブクール沸騰の解析体系 (ベースケース)



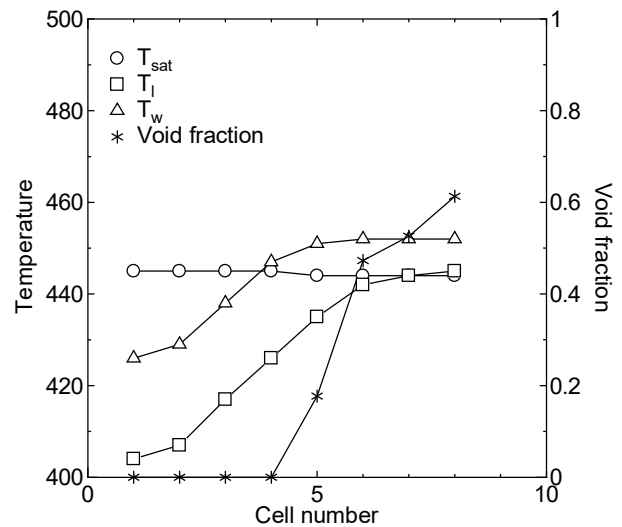
(a) 凝縮緩和 ($H_0 = 0$)



(b) 凝縮過多 ($H_0 = 1$)



(c) サブクール沸騰域最小 ($\Delta T_{id} = 0K$)



(d) サブクール沸騰域最大 ($\Delta T_{id} = 200K$)

図 6-2 強制対流サブクール沸騰の解析体系 (h_0 および ΔT_{id} の影響)

上記に示すサブクール沸騰の描像は、本研究における観察結果とは大きく異なっている。本研究では、正味の蒸気生成開始点の上流と下流で、蒸気生成量に大きな相違はなかった。相違が認められたのはむしろ凝縮量の方であり、NVG 点の上流では気泡が伝熱面を離脱して即座に凝縮・消滅したのに対し、下流では、相当量の気泡が凝縮を免れ、きわめて長時間流路内に存在することが可能になった。この観察結果に基づけば、NVG 点の上流で蒸気生成を無視することは適当ではなく、次式のように、核沸騰開始点（ONB 点）と飽和沸騰開始点の間で、蒸気生成量を徐々に増加させるべきと考えられる。

$$f_{sub} = \max \left[0, \frac{h_l - h_{l,ONB}}{h_{l,sat} - h_{l,ONB}} \right] \quad (6-4)$$

ここで、 $h_{l,ONB}$ は、ONB 点における液相のエンタルピーであり、例えば、Davis らのモデル[4]を使用して機構論的に評価することが可能である。一方、凝縮量については、NVG 点の上流では式(6-3)中の H_0 に大きい値を入れ、NVG 点の下流では Lahey が推奨する $H_0 = 0.075(\text{s}\cdot\text{K})^{-1}$ 程度の値を用いることが考えられる。さらに進んだ方法としては、第 5 章で示した気泡追跡計算によって、凝縮に直面している気泡量を評価し、計算結果より、 H_0 の相関式を開発することも考えられる。第 4 章に示した強制対流サブクール沸騰中の気泡挙動に関する観察結果では、気泡生成途中における気泡合体が、NVG を生じる上できわめて重要な現象素過程であることを示した。発泡核上で成長する間に、他の発泡核で生成された気泡と合体を生じるためには、気泡径が発泡核間の距離よりも短くなる必要がある。

図 3-1 に示した第 4～6 セルの条件で、気泡径 d_b 、発泡核間の距離 l_{NS} 、両者の比 d_b/l_{NS} を評価した。気泡径 d_b の評価には Kaiho らの相関式[5]、発泡核間の距離 l_{NS} は Hibiki らの相関式[6]を用いて発泡核密度 N_s を評価した後、正方配列を仮定して、次式により求めた。

$$l_{NS} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \quad (6-5)$$

結果を図 3-3 に示す。サブクール度の低下とともに、 d_b は増加、 l_{NS} は減少し、 d_b/l_{NS} は $T_{SUB} = 8 \text{ K}$ 程度で 1 を超過している。図 3-1 では、 $T_{SUB} = 8 \text{ K}$ 程度で NVG を生じているため、図 3-4 で $d_b/l_{NS} = 1$ となる条件とよく一致している。これより、 d_b が l_{NS} 程度以上となると、発泡核上における成長期間中の気泡合体が顕著となって、凝縮が緩和され、NVG に至ると考えることで、強制対流サブクール沸騰域におけるボイド率を、機構論的かつ高精度に予測することが可能になると考えられる。

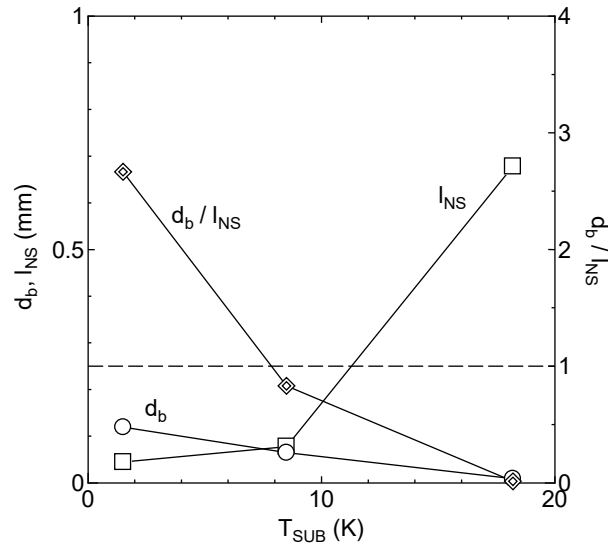


図 6-3 サブクール度の低下に伴う気泡径と発泡核間距離の評価結果

第 6 章の参考文献

- [1] TRACE V5.0 PATCH 5 Theory manual.
- [2] P. Saha, N. Zuber, 1974. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of International Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 175-179.
- [3] R. T. Lahey, 1978. A mechanistic subcooled boiling model, Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, pp. 293-297.
- [4] E. J. Davis, G. H. Anderson, 1966, The incipience of nucleate boiling in forced convection flow, AIChE Journal, Vol. 12, No. 4, pp. 774-780.
- [5] K. Kaiho, T. Okawa, K. Enoki, 2017. Measurement of the maximum bubble size distribution in water subcooled flow boiling at low pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 108, Part B, 2365-2380.
- [6] T. Hibiki, M. Ishii, 2003. Active nucleation site density in boiling systems, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, Issue 14, pp. 2587-2601.

7. 発泡核の形状と生成気泡サイズ

7.1 観察準備

第3章で述べたように、同一の実験条件でも、発泡核によって大きくサイズの異なる気泡が生成される。この原因を解明するため、発泡核の形状計測を実施した。まず、高速度カメラによる気泡生成状況の観察と表面形状レーザー顕微鏡による発泡核形状観察の結果を対応させるため、伝熱面裏側のガラス面に、辺長 1.8 mm 及び 0.8 mm の方眼紙シールを貼り付けた。以下では、1.8 mm 方眼紙シール部分の 7 mm×9 mm の領域を観察対象とした。

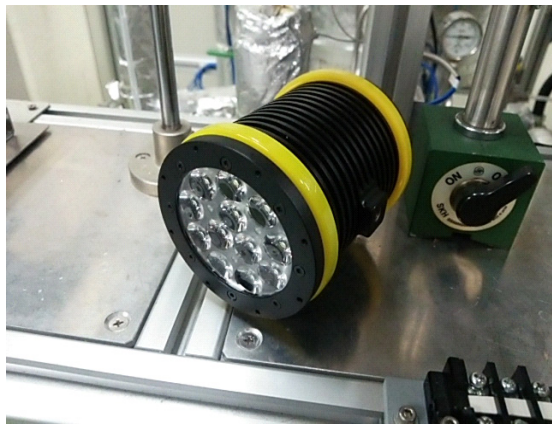


図 7-1 方眼紙シールを添付した伝熱面

7.2 可視化実験及び顕微鏡観察

可視化実験の方法は、方眼紙シールを添付したことを除けば第3章で述べた気泡挙動実験と同じであり、図7-2に示すLED照明及び高速度カメラを用いて、伝熱面の裏側から気泡の生成状況を観察した。撮影条件は、フレームレート 3200 FPS で撮影時間を 0.2 s とした。実験条件は、質量流束 $G=300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、壁面熱流束 $q_w=500 \text{ kW/m}^2\text{s}$ とした。多数の発泡核で気泡生成が生じると、観察が困難となるため、発泡核密度を低く維持する目的で、入口サブクール度 $\Delta T_{\text{sub,in}}$ は 45K に設定した。本条件における気泡挙動の観察例を図7-3に示す。

発泡核形状の計測は、レーザー顕微鏡を用いて実施した。顕微鏡の外観と表面形状の計測例を図7-4に示す。図7-4(b)より、発泡核は通常言われているようなキャビティ状ではなく、むしろ隆起した形状となっていることがわかる。



(a) LED 照明 (IDT, LED120E)



(b) 高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini)

図 7-2 可視化実験測定器具

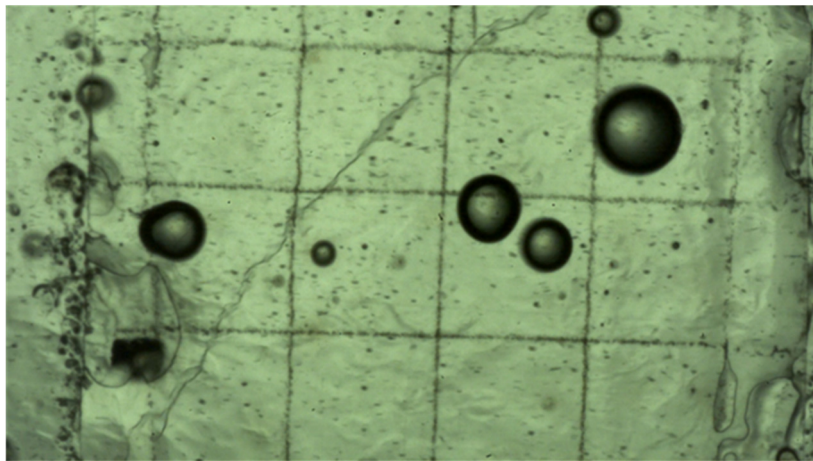
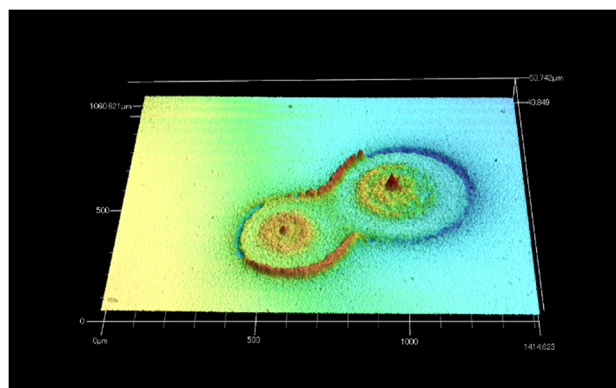


図 7-3 方眼紙シールを通した気泡挙動の観察例



(a) 装置外観



(b) 表面形状の計測例

図 7-4 レーザー顕微鏡 (Keyence, VK-X260)

7.3 観察結果

10個の発泡核について、気泡生成状況と形状観察を実施した。まず、約30分間の実験後の形状測定の結果を図7-5に示す。観察レンズ倍率を20Xとし、56枚を画像連結することで、これらのデータを得た。まず、実験前後の図7-5(c), (d)を比較すると、実験後には、特徴的なパターンが形成され、表面粗さSaの値も上昇することがわかる。高速度カメラによる観察結果と突き合せた結果を、図7-6に示す。気泡の発生個所をレーザー顕微鏡画像と見比べると、必ず対応する痕跡があり、これより、レーザー顕微鏡の観察結果にみられる特徴的な痕跡は、気泡の生成個所、すなわち発泡核に対応すると言える。

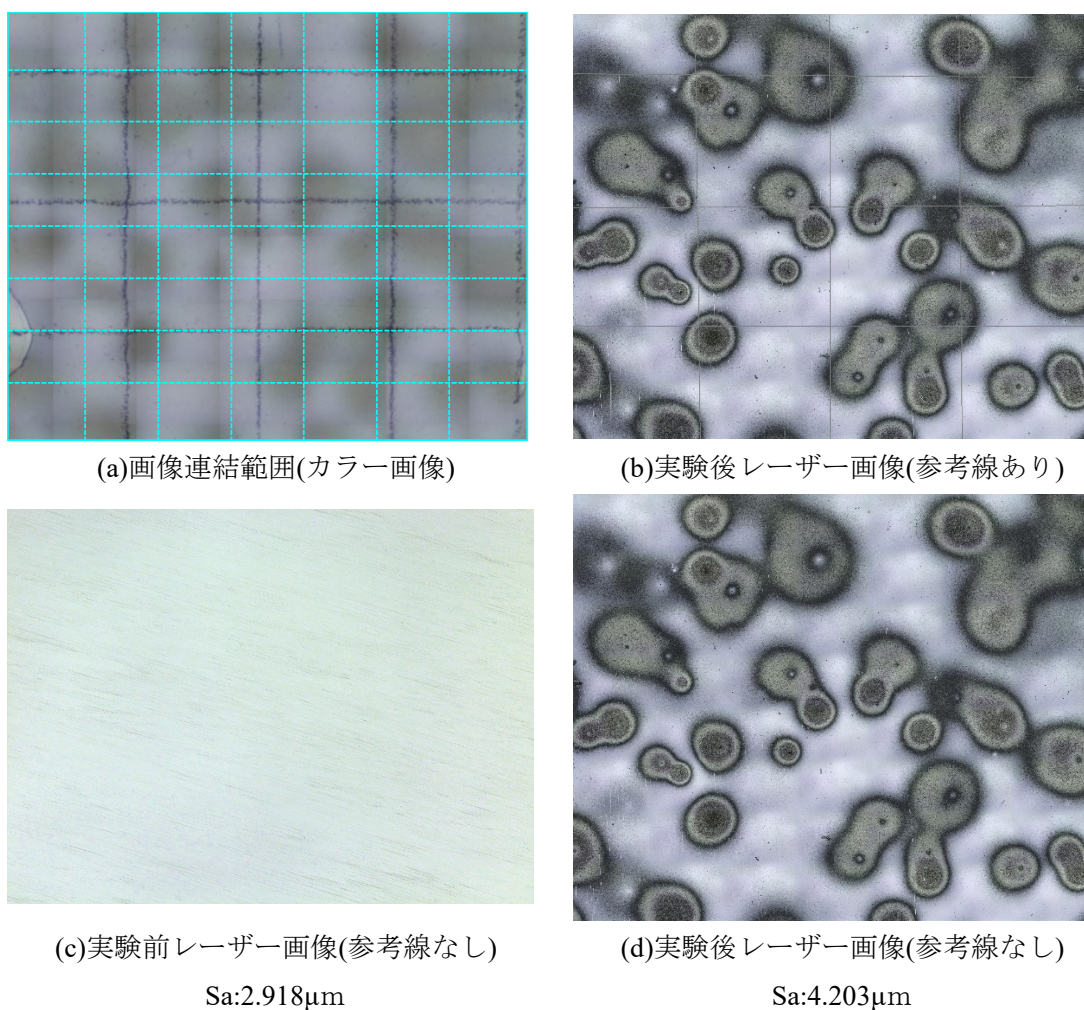


図 7-5 実験前後表面状態変化

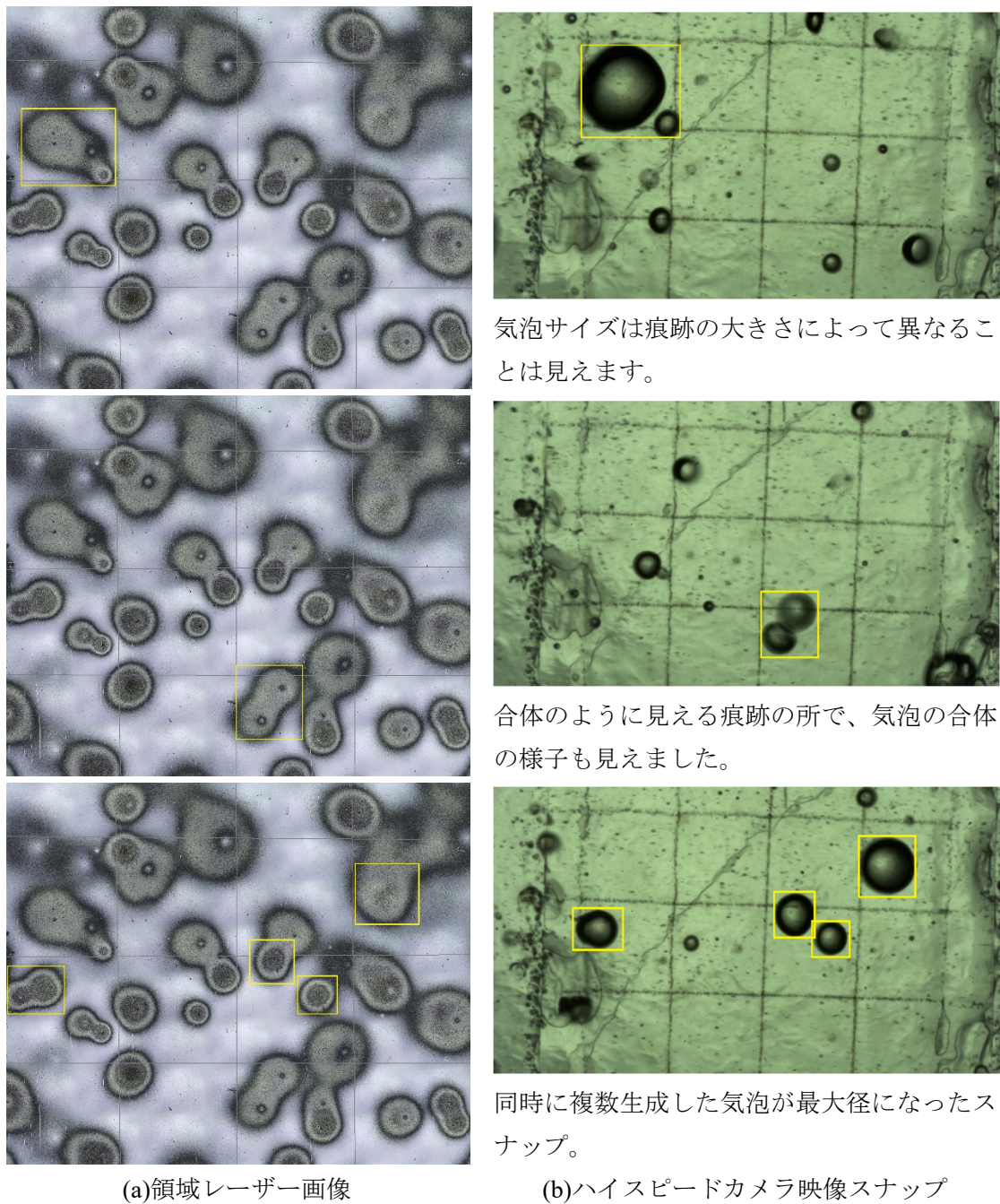
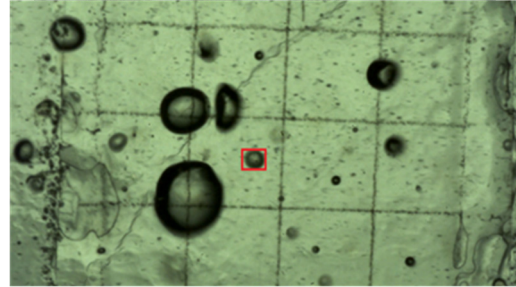
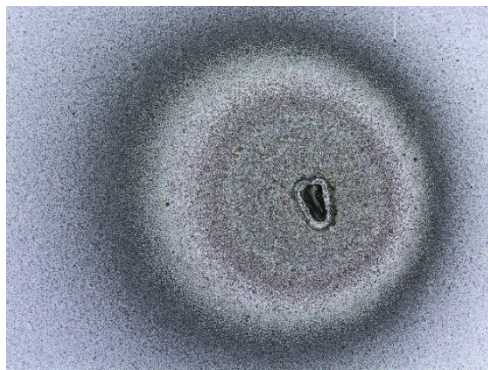
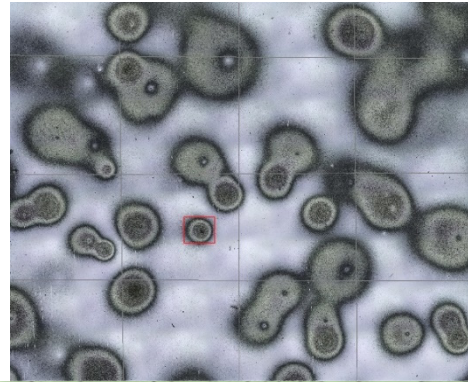
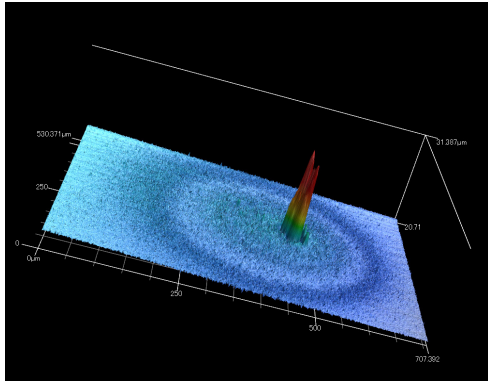


図 7-6 伝熱面表面痕跡挙証

本研究で計測した発泡点の形状は、大まかに、突出形、火口形、均一形の3種類に分類できた。突出形発泡核の観察結果を図7-7～10に示す。きわめて特徴的な構造で、中心に大きく突出した部分がある。その周囲にも多数の突出があるが、高さはずっと低い。また、中央の突出物を囲むように環状の隆起物がみられる。突出形発泡核で生成される気泡の径は0.35～0.7 mmであり、小気泡が安定した周期で生成された。なお、突出物の堆積の減少とともに、最大気泡径が増加する傾向となっていることは興味深い。

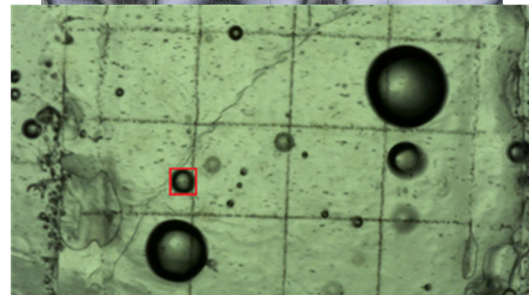
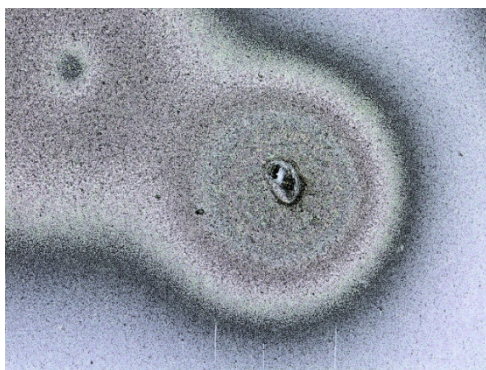
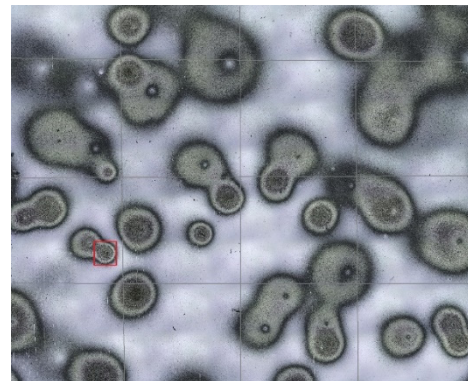
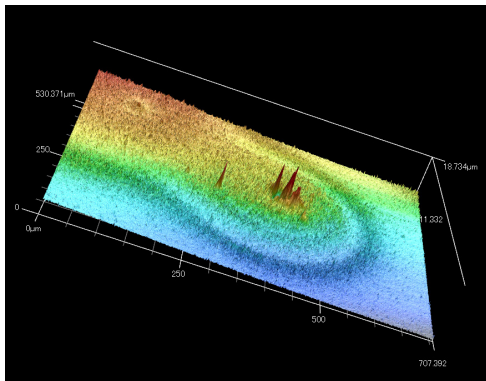
火口形発泡核の観察結果を図 7-11～13 に示す。突出形と同様に環状の隆起物があり、その中心に突出部も認められるが、突出物の高さは環状隆起と同程度である。生成気泡の径は 1.7mm 程度であり、大気泡が低周期で生成された。

均一形発泡核の観察結果を図 7-14, 15 に示す。発泡核の周囲に環状の隆起部があることは同様だが、中心部にはくぼみがあるのみで、特徴的な形状は見られない。均一形発泡核では、大気泡と小気泡の両方を生成した。



平均発泡周期：2 フレーム(0.6 ms)
 最大気泡径：0.35 mm
 突出物体積：6139 μ m³

図 7-7 発泡核の分析結果 (サイト 1：突出形)



平均発泡周期：2 フレーム(0.6 ms)
 最大気泡径：0.4 mm
 突出物体積：4135 μ m³

図 7-8 発泡核の分析結果 (サイト 2：突出形)

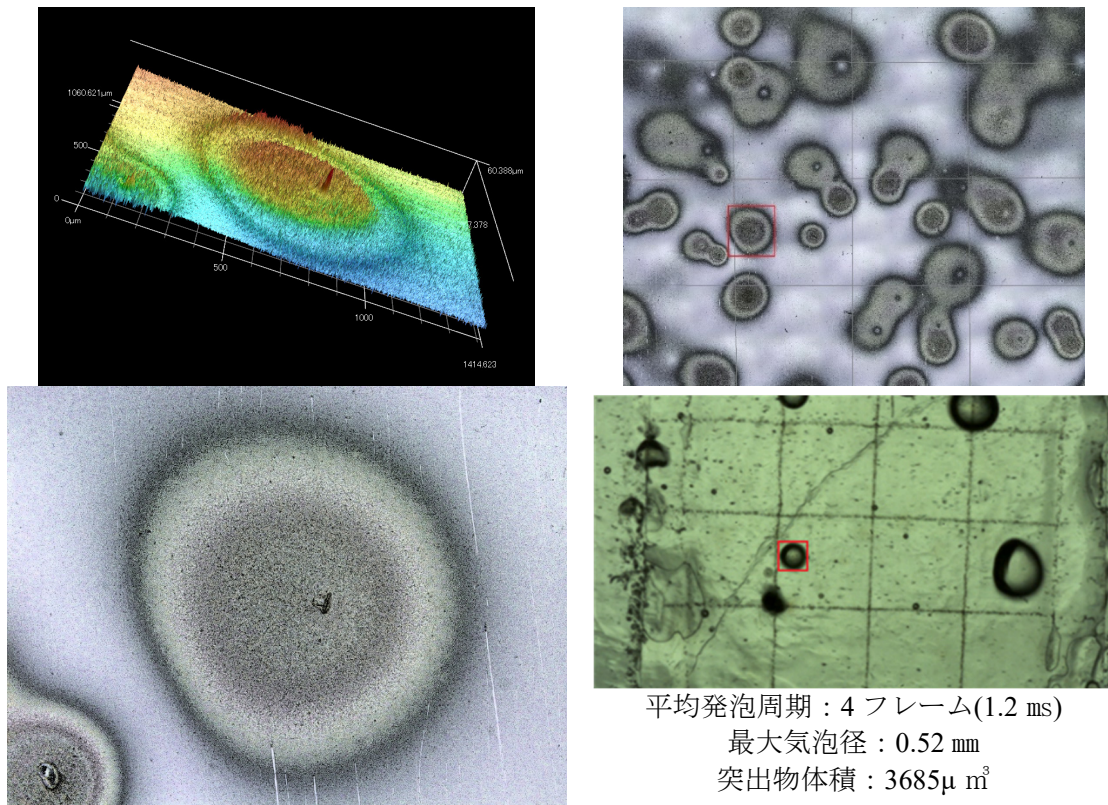


図 7-9 発泡核の分析結果 (サイト 3: 突出形)

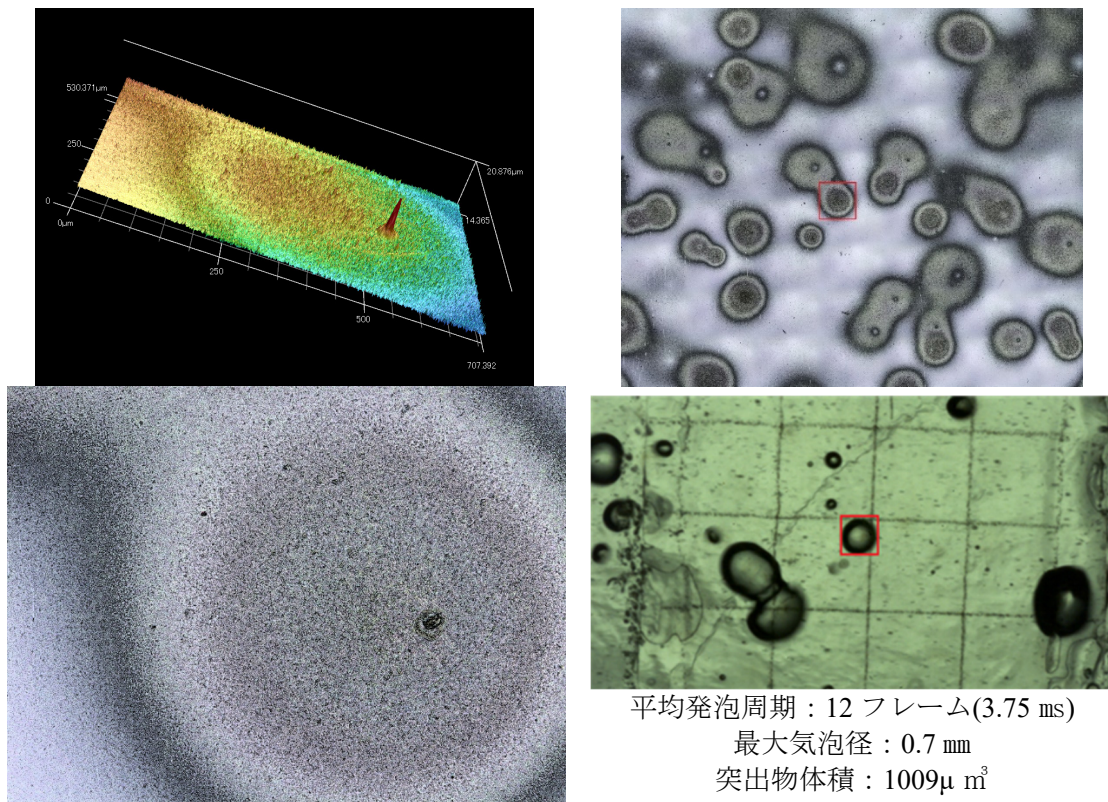
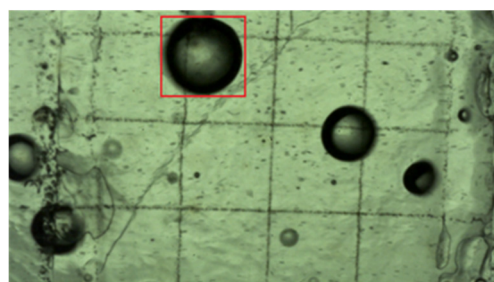
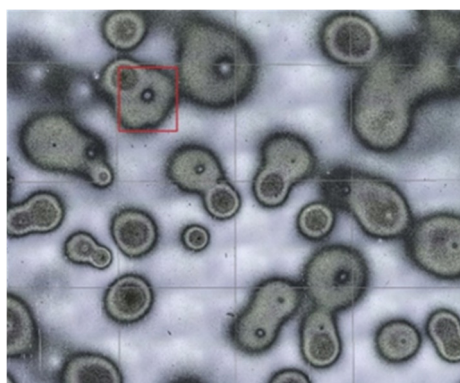
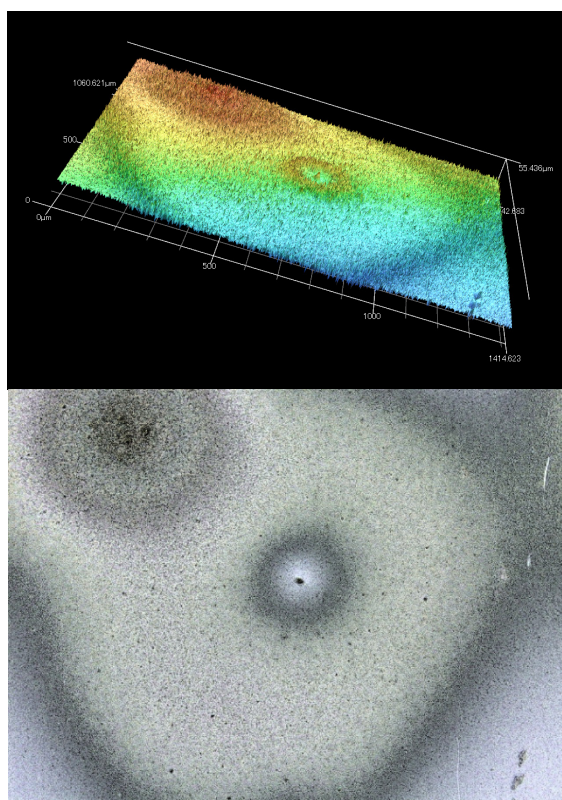
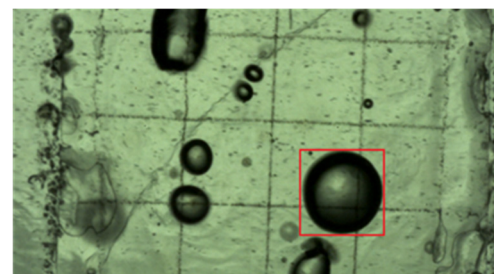
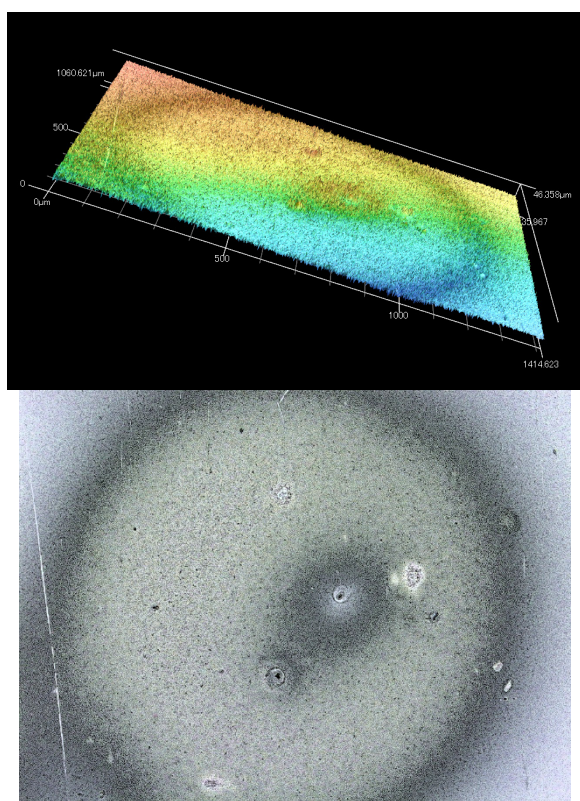


図 7-10 発泡核の分析結果 (サイト 4: 突出形)



最大発泡間隔：198 フレーム
最大気泡径：1.68 mm

図 7-11 発泡核の分析結果 (サイト 5 : 火口形)



最大発泡間隔：160 フレーム
最大気泡径：1.7 mm

図 7-12 発泡核の分析結果 (サイト 6 : 火口形)

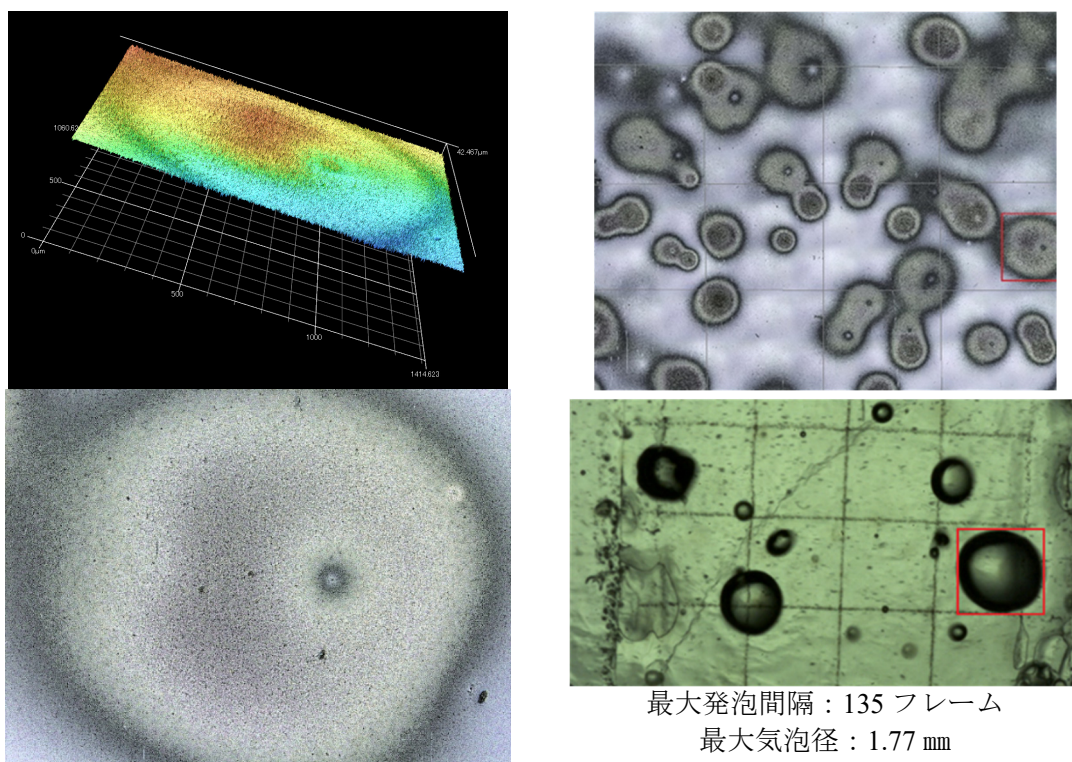


図 7-13 発泡核の分析結果 (サイト 7 : 火口形)

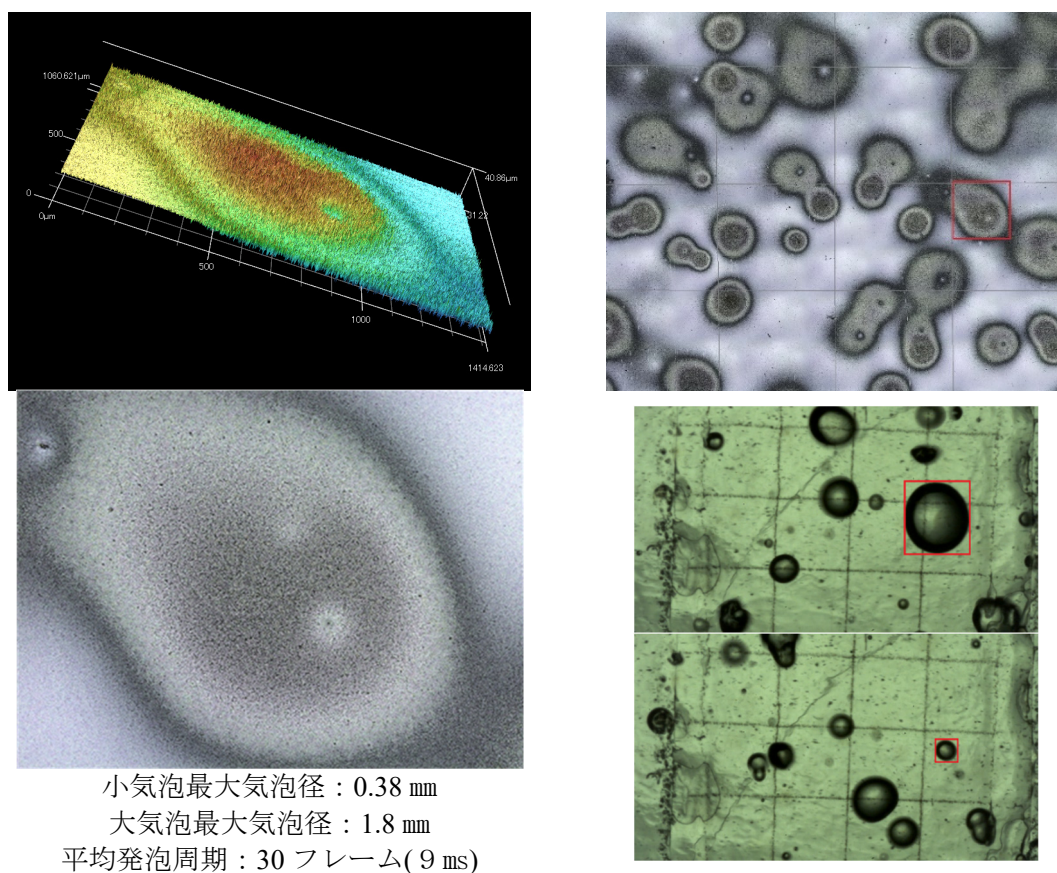
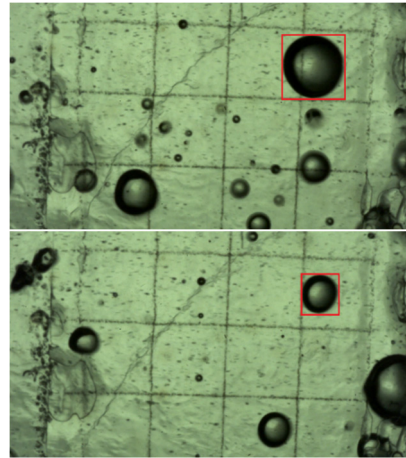
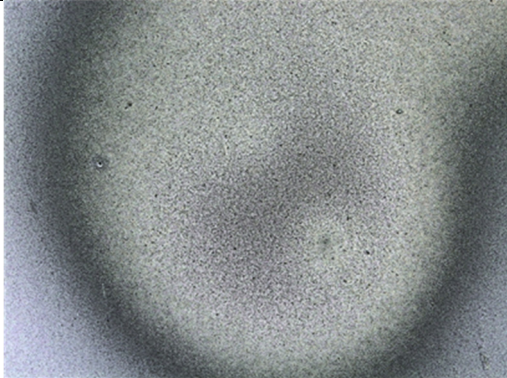
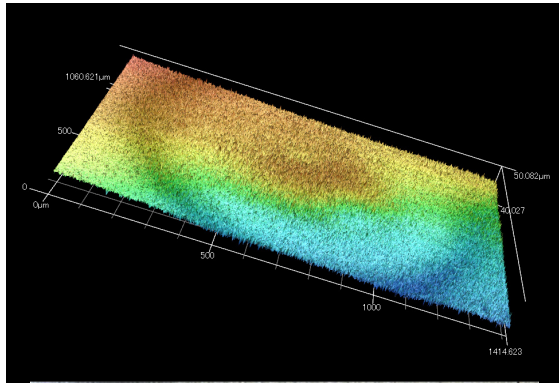


図 7-14 発泡核の分析結果 (サイト 8 : 均一形)



小気泡最大気泡径 : 0.9 mm
 大気泡最大気泡径 : 1.78 mm
 平均発泡周期 : 15 フレーム(4.6 ms)

図 7-15 発泡核の分析結果 (サイト 9 : 均一形)

8. 国際会議等における研究発表及び情報収集

学術的な観点で国際的に優秀な技術水準を確保するため、国内外の学術的会合において、下記に示す研究発表を実施した。

- (1) Shintaro Sakamoto, Hiroki Ohori, Koji Enoki, Tomio Okawa, Modeling of Bubble Behavior in Low Void Fraction Subcooled Flow Boiling, 26th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE26-81173, 2018/07/23
- (2) Tomio Okawa, Shintaro Sakamoto, Hiroki Ohori, Koji Enoki, Phenomenological modelling of void development in subcooled flow boiling, International Seminar on nuclear Reactor Core and Thermal Hydraulics Analysis, ReCTHA LS-3-1, 2018/08/30.
- (3) 坂本新太郎、大堀浩輝、榎木光治、大川富雄, 低圧時強制対流サブクール沸騰における気泡の伝熱面離脱速度, 日本原子力学会秋の大会, 2I10, 2018/09/06.
- (4) Hiroki Ohori, Shintaro Sakamoto, Koji Enoki, Tomio Okawa, Void fraction and heat transfer in subcooled flow boiling, 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety, No. 1058, 2018/10/15.

(1)と(3)は、本報告書における主に第3章と第5章の内容であり、気泡の伝熱面離脱速度に関するモデル化の方法と、これによって気泡追跡法に基づくボイド率の解析結果に及ぼす影響を論じた。これらの発表では、低ボイド率条件で解析を実施していたため、高ボイド率条件への解析手法の適用性について質疑があり、今後の課題である旨を回答した。このときの議論を参考に、高ボイド率条件への適用方法について考察を進めた。(4)は、本報告書における第4章の内容であり、気泡合体が強制対流サブクール沸騰における OSV の起因事象と考えられることを発表した。この時点では、低流量条件での結果を発表したため、 $Pe > 70000$ の高流量条件における適用性について質問があり、現在実験データを収集中である旨を回答した。この他、高圧条件での適用性についても質疑があった。現時点では、大気圧近くでデータ収集を行っているため、高圧条件におけるデータ収集が望まれる。(2)は、気泡挙動観察、ボイド率計測、気泡追跡計算を総合的に発表したもので、本報告書では2~5章の内容に対応する。計測結果の信頼性等について意見交換を行った。

9. まとめと今後の課題

本研究では、強制対流サブクール沸騰を対象に、気泡挙動の可視化とモデリング、ボイド率計測と OSV 発生機構の実験的検討、気泡追跡計算、TRACE 解析、発泡核形状と生成気泡サイズの関係の調査を実施した。得られた主な成果を以下に示す。

- OSV が発生する機構を、 $Pe > 70000$ の高流量条件も含めて実験的に検討した。高流量条件においても、昨年度に報告した低流量条件と同様に、気泡合体による凝縮緩和効果を起因事象として OSV に至ると考えられることを示した。
- 気泡挙動に関する観察結果をベースとして相関式を開発し、これを用いた気泡追跡計算を実施した。気泡変形に起因する合体促進の効果等を取り込むことで、実験で得られた OSV を含むボイド率発展を自然に再現できることを示した。
- 一次元二流体モデルに基づく原子炉安全解析コード TRACE を用いたサブクール沸騰の解析を実施した。本研究の成果を簡便に取り込む手法として、凝縮緩和係数 H_0 を発泡核間距離でスケーリングした無次元離脱時気泡径の関数とする手法を提案した。
- 発泡核によって生成される気泡の大きく径が異なる原因について調査した。この結果、小気泡を生成する発泡核には特徴的な突起物があるのに対し、大気泡を生成する発泡核にはこれが存在しないことがわかった。これは、伝熱面の微細形状より、生成される気泡のサイズを予測可能であることを示唆する結果と言える。

今後の課題として、以下の項目があげられる。

- 高圧条件における OSV 発生機構の実験的検討
- 高ボイド率時の蒸発促進効果など、より詳細な物理モデルを組み込んだ気泡追跡法の開発
- 気泡追跡法に基づく凝縮緩和係数の数値的導出
- 原子炉安全解析コードにおける Saha-Zuber モデルに代表される経験則への依存度の低減
- 発泡核形状によって気泡径が異なるメカニズムについての理解の促進