

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

平成 28 年 3 月

国立大学法人 電気通信大学

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
2.1. 沸騰ループ	2-1
2.2. 試験部	2-3
2.3. 気泡挙動の撮影条件	2-5
2.4. ボイド率計測	2-5
2.5. 実験手順及び計測項目	2-5
2.6. 主な実験機器	2-7
第 2 章の参考文献	2-9
3. 気泡生成状況（気泡径分布、気泡生成周期、発泡核密度）	3-1
3.1. 実験条件	3-1
3.2. 気泡径分布	3-3
3.3. 気泡径分布相関式	3-5
3.4. 気泡生成周期	3-6
3.5. 発泡核密度	3-7
3.6. 蒸気生成率	3-8
第 3 章の参考文献	3-9
4. 気泡の伝熱面離脱速度	4-1
4.1. 実験条件	4-1
4.2. 画像解析方法	4-2
4.3. 気泡の伝熱面離脱速度	4-3
4.4. 気泡の水平方向離脱速度の相関	4-7
第 4 章の参考文献	4-8
5. ボイド率分布計測	5-1
5.1. 実験条件	5-1
5.2. 実験結果	5-1
6. ボイド率分布解析	6-1
6.1. 解析体系	6-1

6.2. 基礎方程式.....	6-1
6.2.1. 気泡の運動.....	6-1
6.2.2. 液相速度分布.....	6-3
6.2.3. 伝熱面熱伝達.....	6-3
6.2.4. 気泡の生成.....	6-4
6.2.5. 気泡の衝突時の挙動.....	6-7
6.2.6. 乱流速度変動.....	6-8
6.2.7. 気泡の凝縮.....	6-8
6.2.8. 液相温度分布.....	6-9
6.3. 解析条件.....	6-10
6.4. 解析結果.....	6-10
6.4.1. 気泡核および気泡径分布	6-11
6.4.2. 気泡の生成.....	6-14
6.4.3. 時間平均ボイド率の分布	6-21
6.4.4. 平均ボイド率.....	6-25
第 6 章の参考文献.....	6-29
7. まとめと今後の課題	7-1

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[1-1, 1-2, 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[1-4]。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不十分である。

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、二圧力化し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[1-5]。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[1-6]。

本研究では、気泡径分布データを拡充するとともに分布関数（具体低にはガンマ分布関数）を用いてフィッティングを行い、気泡径分布に関する相関式を開発する。拡充したデータを用いて、沸騰核密度と気泡生成周期相関式の高度化作業も行う。また、気泡の伝熱面離脱を引き起こすメカニズムを引き続いて検討するとともに、離脱速度相関式を開発する。以上の作業は、主にサブクール沸騰に関する素過程の解明を目的としているが、サブクール沸騰モデルの高度化では、解析結果の精度を検証するための巨視的な物理量に関するデータも必要である。そこで、ボイドプローブを用いたボイド率計測を実施し、ボイド率分布に関する実験情報を得る。ここで、サブクール沸騰中のボイド率分布に関して、多くの実験データが報告されているが、本研究では、気泡挙動に関する詳細情報とボイド率分布を同一実験条件で取得するため、両者をあわせ用いることで、機構論的なサブクール沸騰モデルの開発とそれを用いて得られた解析結果の精度検証を並行して実施可能であることが特徴である。この手続きにより、現象素過程を正しく表現しているという意味で信頼性が高く、ボイド率を正しく予測できるという意味で高精度のサブクール沸騰モデルがはじめて開発可能になると考えられる。さらに、粒子・流体モデルと呼ばれる気泡個別の

統計情報を容易に考慮可能な二相流モデルを用いて、強制対流サブクール沸騰の数値解析を実施する。昨年度の研究[1-6]で、サブクール沸騰中で生成される気泡のサイズがきわめて広範囲に分布したことから、気泡径分布がボイド率分布の解析結果に及ぼす影響を明らかにすることを主な目的とする。

第 1 章の参考文献

- [1-1] 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.
- [1-2] 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.
- [1-3] R. T. Lahey, 1978. A mechanistic subcooled boiling model, Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, pp. 293-297.
- [1-4] 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.
- [1-5] 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。
- [1-6] 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。

2. 実験装置

2.1. 沸騰ループ

実験に用いた沸騰ループは、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[2-1]および平成 26 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験[2-2]で製作および整備したものであり、その全景、鳥瞰図およびフロー図を、各々図 2-1～図 2-3 に示す。試験流体は水道水であり、2 段のフィルターとイオン交換樹脂を通った後、給水タンク(water supply tank)に送られる。給水タンクは試験流体の脱気用に、5 kW のヒーターを内蔵している。圧力差を利用して給水タンクから沸騰ループへの給水するため、沸騰ループは真空ポンプと連結されている。流体の循環は、最大流量 12.5 LPM、揚程 0.4 MPa のギアポンプにより行う。流体は、ポンプを出た後、タービン流量計における流量計測と 5 kW のヒーターを内蔵した予熱器による温度調整を経て、試験部に流入する構造である。流量制御は、ポンプ部に設けたバイパスラインと流量計出口に設けた各々ボール弁とニードル弁の開度を調節することにより行う。また、流量計測ラインは、小流量用（最大流量 0～1.5 LPM、精度 0.1% RD）と大流量用（流量 0.4～10 LPM、精度 0.8% RD）として 2 系統を設けた。予熱器におけるヒーター出力は、温調器を介して試験部入口温度計測用の熱電対と接続されており、入口温度を自動制御する構成とした。試験部を出た後、流体は上部タンクに流入し、ここで気液分離した後、気相である蒸気は系外に排出、液相は循環のため、熱交換器に送った。熱交換器は、プレート型熱交換器であり、水道水との熱交換により冷却した後、ポンプに再流入させることとした。



図 2-1 沸騰ループの全景

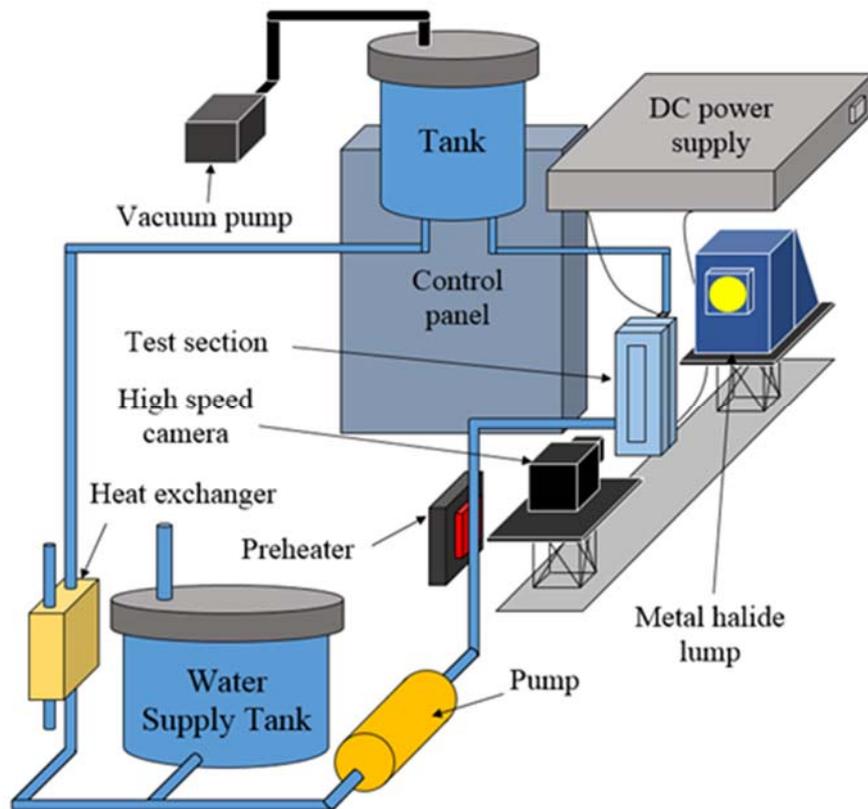


図 2-2 沸騰ループの鳥瞰図

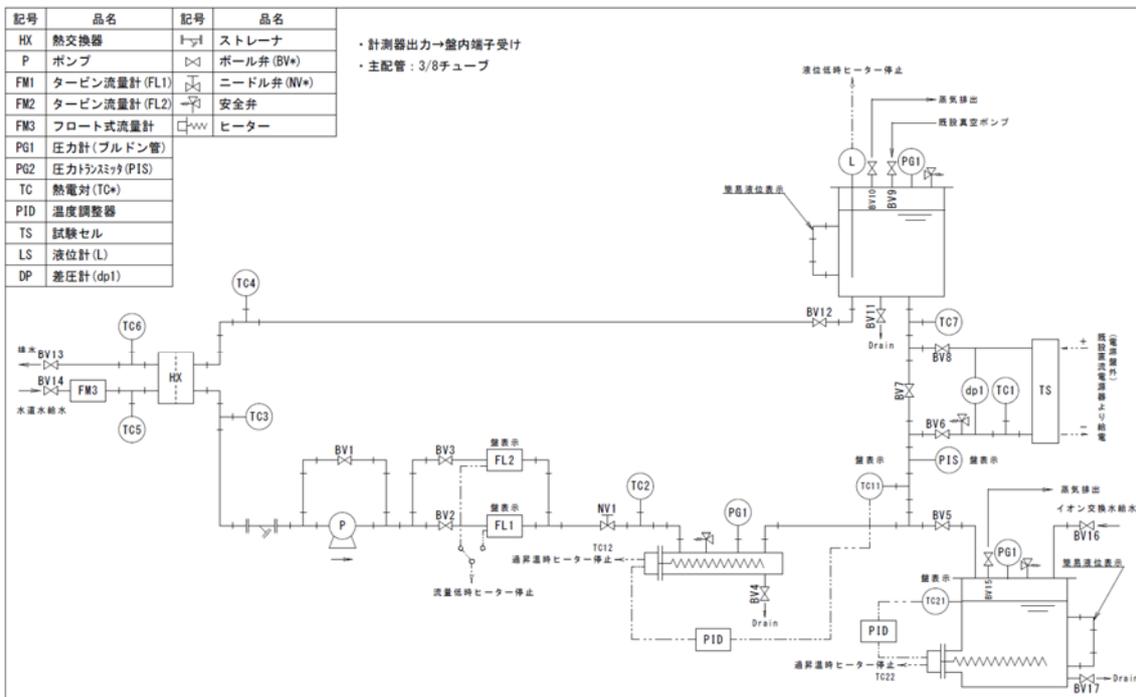
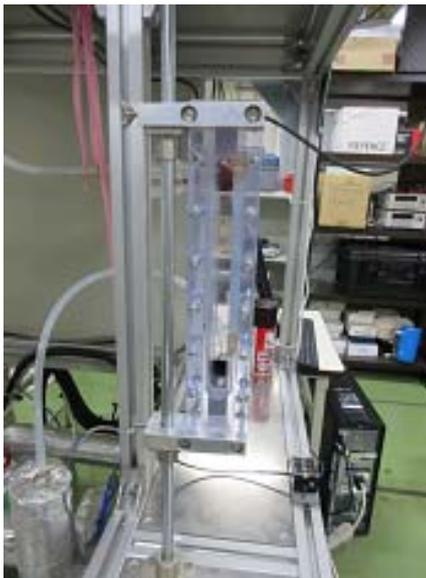


図 2-3 沸騰ループのフロー図

2.2. 試験部

試験部の全景、構成および透明ヒーターの詳細を、各々図 2-4～図 2-6 に示す。図 2-5 に示すように、試験部は、主に、透明ガラス板にジュール加熱用の ITO 膜を成膜した透明ヒーターと、これを挟み込んで流路を構成するポリカーボネート製の 2 つのジグによって構成される。透明ヒーターの構成を、図 2-6 に示す。透明ヒーターの基板は、幅 34 mm、長さ 300 mm、厚さ 5 mm の透明ガラス板である。ガラス板中央の 290×10mm の領域にジュール加熱用の ITO 透明薄膜を成膜し、中央部 170mm の領域を残して、両端に電極として Au/Ni/Cr 膜を成膜した。また、ITO 膜が水に直接接触する条件では、高電圧を印加すると電気分解とともに電極が損傷する場合があった。このため、ITO 膜上にさらに透明の Al₂O₃ 膜をコーティングして、ITO 膜が水に直接接触しない構造とした。なお、図 2-6 で点線により囲った部分は、リード線をハンダ付けするための領域である。ITO 膜への通電は、最大電圧 650V、最大電流 7.7A、最大電力 5kW の直流電源を用いて行った (図 2-2 参照)。図 2-5 に示すように、透明ヒーターをポリカーボネート製ジグで挟み込み、幅 14 mm、高さ 10 mm の矩形流路を構成した。図 2-4(a) に示す可視化実験用の試験部では、流路側よりメタルハライドランプ (協和) または LED ライト (IDT ジャパン、LED 120) で照明するとともに、高速度カメラ (Photron、Fastcam Max または Fastcam Mini) により、ガラス板を通して伝熱面の裏側から気泡挙動の観察を行った。このため、発泡核密度や気泡生成周期の計測において、気泡の重なりによる計測精度の低下を大幅に抑えることができる。また、気泡の壁面離脱挙動を調べる実験では、観察方向を 90 度回転して、試験部側面より観察を行った。図 2-4(b) は、ボイド率計測用の試験部である。試験流路の流路側より L 型のレーザー式ボイドプローブを挿入できる構造とし、マイクロメーターでプローブをトラバースすることで、時間平均ボイド率の計測を行う。



(a) 可視化実験用



(b) ボイド率計測用

図 2-4 試験部の全景

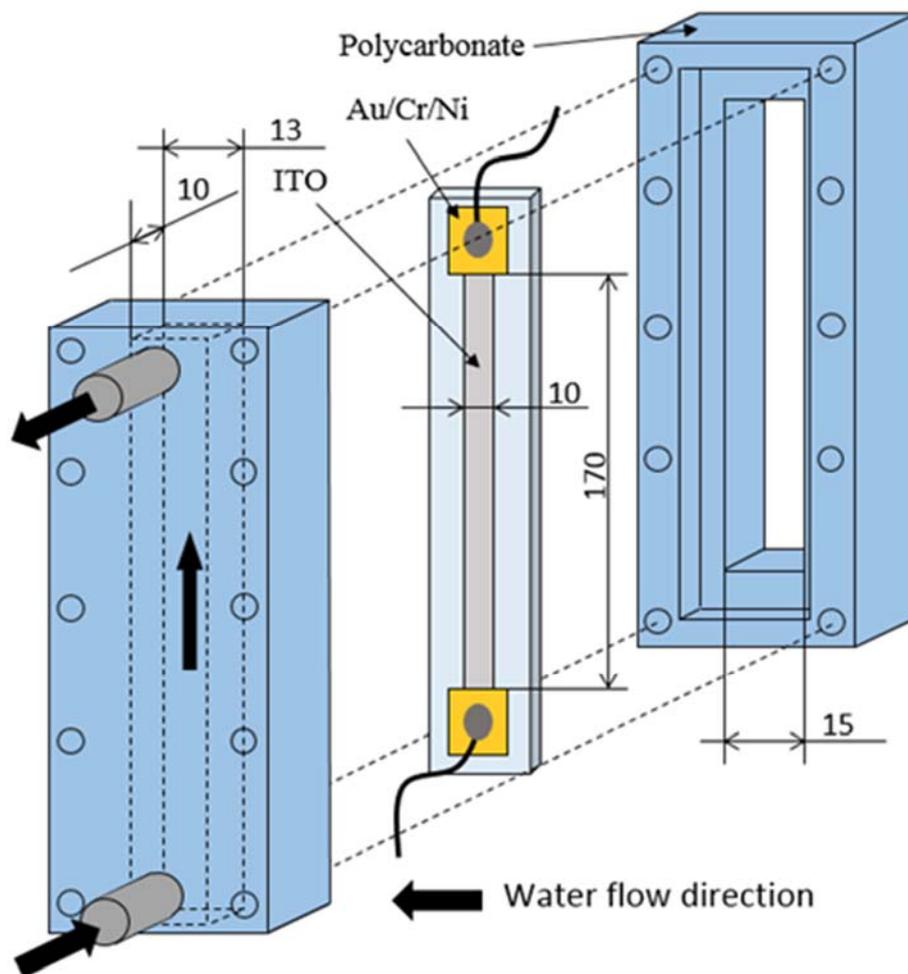


図 2-5 試験部の構成

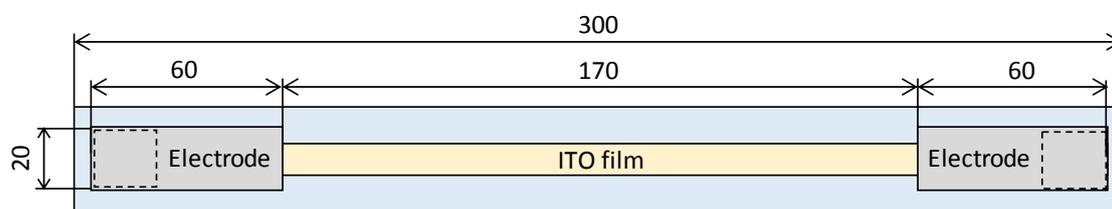


図 2-6 透明ヒーターの構成と写真

2.3. 気泡挙動の撮影条件

高速度カメラを用いた気泡挙動の撮影方法は、バックライト方式とした。気泡径分布、発泡核密度、気泡生成周期を計測する事件では、矩形流路の流路側より照明を行い、透明伝熱面を通して気泡の生成状況を観察する。気泡の伝熱面離脱状況を調べる実験では、伝熱面と垂直方向の気泡移動速度が重要となるため、撮影方向を90度回転させて、流路の側面から照明及び高速度カメラによる撮影を行う。なお、拡散光を得るため、光源と試験部の間にトレーシングペーパーを設置した。撮影条件は、フレームレート 3000 fps、シャッター速度 0.25 ms、空間分解能 30 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 程度を基準として、実験条件に応じて適宜調整した。

2.4. ボイド率計測

ボイド率計測に用いたレーザー式ボイドプローブを図 2-7(a)に、信号処理系を図 2-7(b)に示す。ボイドプローブの試験部配置状況は、図 2-4(b)を参照されたい。図 2-7(a)に示すように、プローブはL型で、プローブ先端が流路入口を向く方向（下向き）に配置した。プローブ先端が水または蒸気にさらされているとき、両流体の屈折率の違いによって、プローブ先端で反射するレーザー強度が変化し、蒸気にさらされているときの方がより強い信号を返される。この信号を、図 2-7(b)の右下に見えるアンプによって増幅するとともに、その左側に見える高速データロガーでデジタル信号に変換し、アンプの上に置かれているパソコンのハードディスク上に時系列データとして記録した。



(a) ボイドプローブ



(b) 信号処理系

図 2-7 ボイド率計測機器

2.5. 実験手順及び計測項目

実験手順の概要を以下に整理しておく。

- (1) 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給水タンクに供給する。

- (2) タンク内蔵のヒーターによって 20 分ほど加熱し脱気する。
- (3) 接触角計を用いて透明ヒーター上の伝熱面の接触角を測定する。
- (4) 透明ヒーターをポリカーボネート製治具で挟み込む。
- (5) 試験部を実験ループ内に取り付ける。
- (6) 高速度カメラ、照明、サーモグラフィカメラ等の配置やピントを調整する。(撮影方向は実験目的により異なる。また、ボイド計測実験ではこのステップはスキップする。)
- (7) 循環ポンプを作動させ、流体を循環させる。
- (8) 温度、流量等の計測を開始する。
- (9) 予熱ヒーターに電力供給し、試験部入口温度を所定値に調節する。
- (10) メインライン及びバイパスラインに設置したバルブの開度を調整し、流量設定を行う。
- (11) 沸騰の様子、データロガーの値に注意しつつ、直流電源装置を操作し、伝熱面 (ITO 膜) への供給電力を徐々に増加させる。電流値を約 0.2 A 増加させる毎に撮影を行う。
(ボイド率計測実験では、撮影は行わず、マイクロメーターを用いてプローブをトランスバースしながらボイドデータの収集を行う。)
- (12) 撮影終了後、電源装置の電流を徐々に下げる。
- (13) 流量及び入口温度の条件を変更して、(9)～(12)を繰り返す。
- (14) 予熱器、循環ポンプ等を停止し、実験を終了する。

なお、流量、温度等の記録には、データロガーを使用し、2 秒毎に PC 上に記録した。計測した物理量は下記に示す 18 個である。

- 流体温度 (給水タンク)
- 流体温度 (予熱器入口)
- 流体温度 (予熱器出口)
- 流体温度 (試験部入口)
- 流体温度 (試験部出口)
- 流体温度 (熱交換器入口)
- 流体温度 (熱交換器出口)
- ヒーター温度 (給水タンク)
- ヒーター温度 (予熱器)
- 冷却水温度 (熱交換器入口)
- 冷却水温度 (熱交換器出口)
- 圧力 (試験部入口)
- 差圧 (試験部出入口間)
- 上部タンク内液位
- 流量 (小流量用流量計)

- 流量（大流量用流量計）
- 直流電源出力電流
- 直流電源出力電圧

ここで、流体温度、ヒーター温度、冷却水温度の計測は、K型熱電対により行った。圧力トランスミッタの計測レンジと誤差は各々0～0.6 MPa 及び 0.25% F.S.、差圧トランスミッタの計測レンジと誤差は各々0～2 kPa 及び 1% F.S.である。上部タンク内液位の計測は、ガイドパルス式レベルセンサーによった。流量計測は、タービン流量計により行い、計測レンジと測定精度は、0～1.5 LPM および 0.1% R.D.（小流量用）、0.4～10 LPM、0.8% R.D.（大流量用）である。

2.6. 主な実験機器

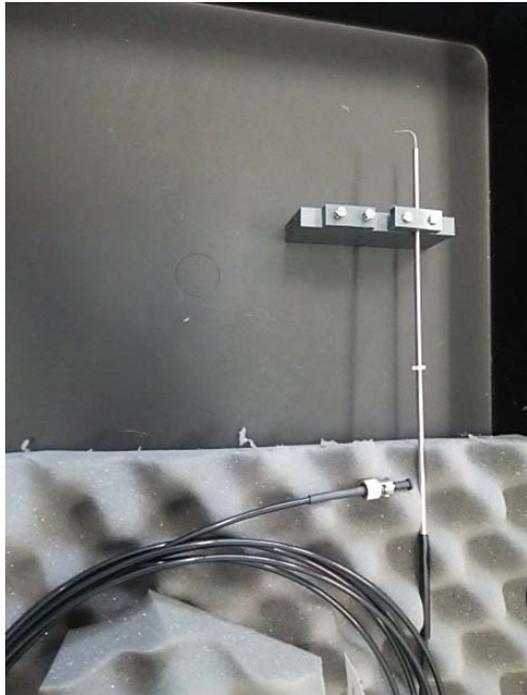
本年度に導入した主な実験機器の外観を図 2-8 に示す。電導ガラス板は、サファイヤガラスに ITO 等を成膜したものであり、実験で使用する伝熱面として用いた。ボイド信号処理系は、ボイドアンプ、高速データロガー、PC で構成され、ボイドプローブから送られるボイド信号を時系列データとして記録するために用いる。ボイドプローブは、その先端部が蒸気と水のいずれに接しているかによって異なる強度の信号を返すもので、本研究では時間平均局所ボイド率の計測に使用した。なお、信号処理法を工夫すれば、気泡サイズや気泡速度に関する実験情報を収集することも可能である。LED 照明は、本実験では、特に、気泡の伝熱面離脱速度を算出するのに必要な動画データの収集で、試験部の照明用に用いた。なお、昨年までの実験では、伝熱面における蒸気泡の生成状況が振動的になる場合があった。このため、試験部入口における流体温度が十分に均一になっていない可能性を考慮して、試験部の前段に図 2-8(f)に示す流体混合器を設けた。これは、試験部の手前にやや大きい空間を設けるとともに、混合を促進する機構を組み込んだものである。流体混合器を設置することにより、前記の振動的な状況が問題ない程度まで緩和されることを確認した。



(a) 電導ガラス板



(b) ボイド信号処理系



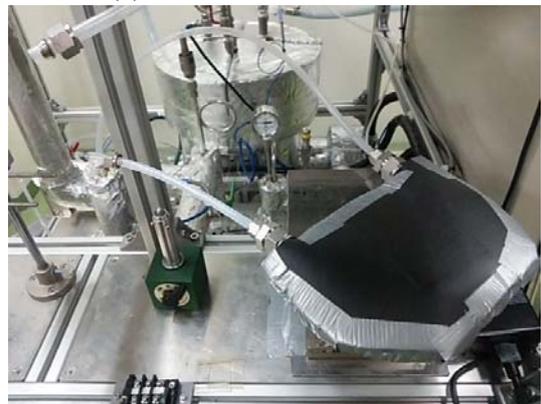
(c) ボイドプローブ



(d) ボイド率計測用試験部



(e) LED 照明



(f) 流体混合器

図 2-8 2015 年度に導入した主な実験機器

第2章の参考文献

- [2-1] 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.
- [2-2] 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.

3. 気泡生成状況（気泡径分布、気泡生成周期、発泡核密度）

3.1. 実験条件

試験部の概略を図 3-1 に、気泡生成状況の観察例を図 3-2 に、実験条件の一覧を表 3-1 に示す。2 章で述べたように、試験流路は $14 \times 10 \text{ mm}$ の矩形で、流動方向は鉛直上向き、流路一側面内の $10 \times 170 \text{ mm}$ の直接通電により加熱している。矩形流路の流路側より照明するとともに、透明伝熱面を通して観察することにより、図 3-2 に示すようなクリアーな気泡画像を取得できる。

実験条件は、表 3-1 に示す 42 通りである。圧力はほぼ大気圧（ $112 \sim 133 \text{ kPa}$ ）、質量流束は $276 \sim 613 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束は $204 \sim 1021 \text{ W/m}^2$ 、サブクール度は $9.5 \sim 40.3 \text{ K}$ の範囲で実験を実施した。後で述べるように、数多くの発泡核で生成される気泡サイズの分布を計測したところ、ガウス分布よりもガンマ分布によってよりよく相関できた。このため、表 3-1 には、各分布関数を用いてフィッティングを行ったときの誤差と、ガンマ分布でフィッティングした際の形状母数 k と尺度母数 θ の値を示している。

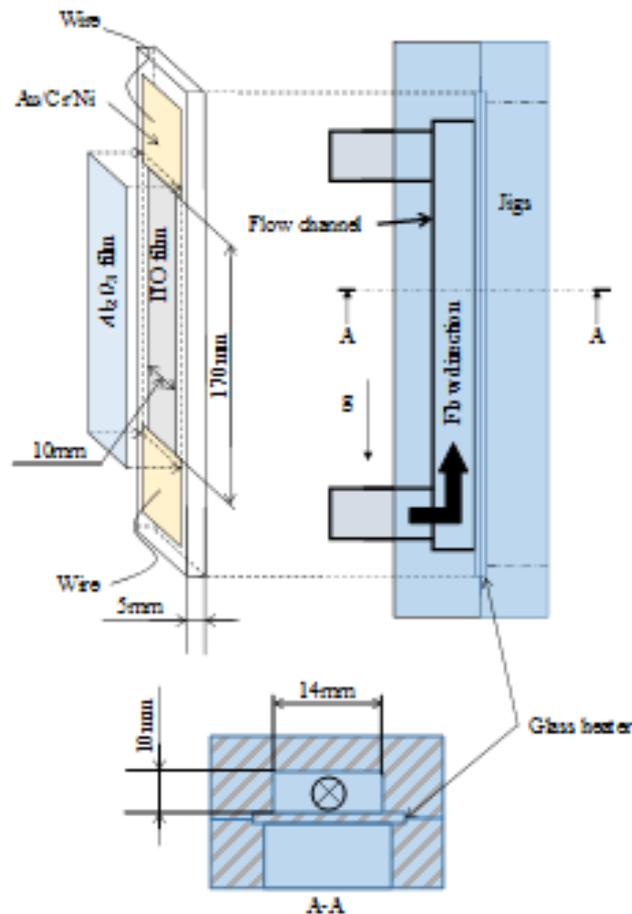


図 3-1 試験部の概略

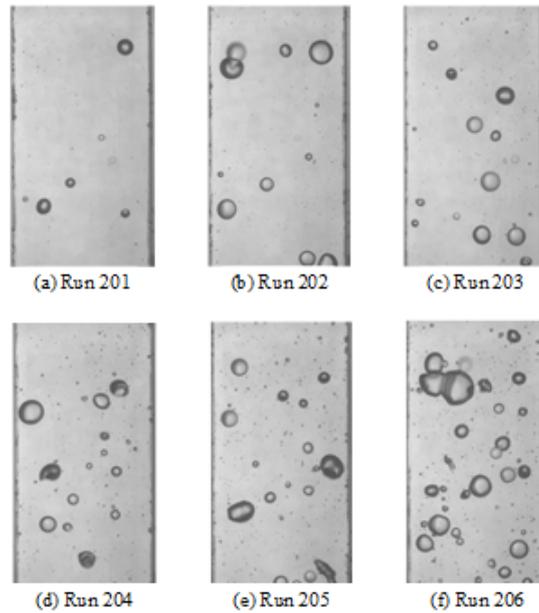


図 3-2 気泡生成状況の観察例（実験条件は表 3-1 参照）

表 3-1 気泡生成状況計測の主な実験条件

run	P [kPa]	G [kg/m ² s]	q _w [kW/m ²]	ΔT _{sub} [K]	C. D. F. fitting err.		Fitting result	
					Gaussian [%]	Gamma [%]	k [-]	θ [mm]
101	112	276	204	9.7	126	2.68	3.66	0.301
102	112	276	326	9.7	14.7	18.2	7.28	0.257
103	112	280	386	9.7	10.6	11.9	6.04	0.346
104	112	280	447	9.5	8.78	15.0	4.35	0.433
105	113	288	510	9.6	10.27	11.2	4.44	0.421
106	113	286	555	9.7	14.0	10.5	3.38	0.555
201	115	282	314	20.1	22.2	12.5	1.28	1.205
202	115	282	368	20.3	13.2	10.5	4.73	0.352
203	116	283	426	20.2	14.2	9.34	3.90	0.311
204	116	282	488	20.2	14.7	7.40	3.89	0.364
205	114	284	554	20.2	25.3	11.8	3.31	0.366
206	114	284	626	20.2	27.8	9.65	2.47	0.566
301	115	287	279	29.3	9.14	11.9	7.52	0.586
302	115	287	334	29.3	9.03	14.8	2.55	0.283
303	114	283	451	29.3	22.1	15.0	2.43	0.581
304	115	285	515	29.5	14.3	7.64	3.60	0.332
305	115	286	587	29.2	38.5	8.64	1.66	0.713
306	115	287	663	29.1	18.4	6.22	3.83	0.302
307	115	285	740	29.4	23.4	6.90	2.64	0.394
308	115	285	832	29.4	35.0	12.5	2.21	0.485
401	113	285	324	39.5	15.0	8.65	1.88	0.283
402	113	285	383	39.5	13.2	10.69	2.59	0.299
403	113	286	444	39.5	28.6	14.2	2.01	0.404
404	113	287	507	39	17.5	7.43	2.76	0.340
405	112	287	577	39.2	25.0	8.88	2.54	0.437
406	113	287	637	39.6	33.0	15.8	1.95	0.501
407	114	287	744	39.2	21.9	13.16	2.48	0.411
408	114	287	839	38.7	30.0	11.9	2.37	0.375
409	112	289	1010	37	24.6	10.5	3.39	0.256
501	132	599	432	10.4	14.9	7.86	6.98	0.158
502	132	601	510	9.9	10.8	6.95	6.65	0.204
503	132	608	572	10.1	25.8	16.3	5.58	0.206
504	132	604	646	9.9	19.9	7.27	5.71	0.221
505	131	600	746	10.1	22.8	9.7	5.20	0.255
601	133	613	573	29.5	19.3	10.1	3.90	0.210
602	133	612	748	28.5	13.0	6.76	6.19	0.137
603	134	610	843	27.6	28.9	17.5	4.53	0.187
604	134	606	918	26.6	26.1	8.50	2.91	0.385
701	133	586	573	40.3	25.3	17.9	6.23	0.605
702	132	587	648	40.2	10.11	8.29	9.9	0.040
703	133	587	845	39.3	29.9	15.2	4.57	0.125
704	133	589	1021	38.3	41.8	25.6	4.22	0.155
Ave.					20.1	11.3		

3.2. 気泡径分布

本研究では、サブクール沸騰で特徴的な気泡径として、発泡核離脱時の気泡径 (bubble departure diameter) d_{dep} を計測する。まず、計測時間内に生成したすべての気泡に関する d_{dep} の算術平均に対して、各発泡核で生成された気泡の径の標準偏差の算術平均値 σ_{site} と全気泡の径の標準偏差 σ_{all} をプロットした結果を、各々図 3-3(a), (b) に示す。これらの図より、本実験で生成された気泡の算術平均径は、およそ 0.3~2.1 mm 程度の範囲内であったこと、全気泡に対する標準偏差は平均値の 50%程度であり、気泡径のばらつきはきわめて大きいことがわかる。次に、図 3-3(a)と(b)を比較すると、発泡核ごとの標準偏差が算術平均値の 30%程度であるのに対して、全気泡については前述のように 50%程度に及んでいる。これより、各々の発泡核で生成される気泡の径分布も無視できるものではないが、気泡径分布を生じる上で、発泡核間における気泡径の差異がより支配的であることを示している。

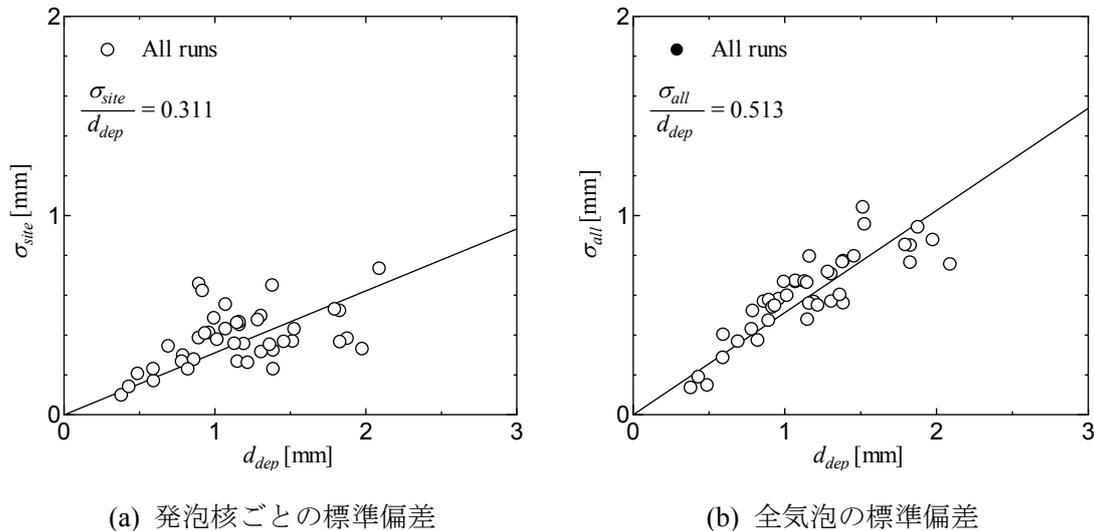


図 3-3 発泡核離脱時気泡径 d_{dep} の平均値と標準偏差

様々なサイズの気泡が生成されたことから、蒸気生成量に及ぼす気泡径の影響を調べるため、次式を用いて蒸気生成量 γ_b を算出した。

$$\gamma_b = \frac{1}{A_{win} t_{meas}} \sum_{i=1}^{n_b} \frac{\pi}{6} \rho_b d_{dep,i}^3 \quad (3.1)$$

ここで、 A_{win} は計測領域の面積、 t_{meas} は計測時間、 n_b は計測対象とする気泡数である。図 3-4(a)に、 γ_b を発泡核離脱時気泡径 d_{dep} の累積分布関数として表した結果を示す。なお、典型的な結果として、Run 204~206 の結果を示している。これらの条件では、発泡核離脱時における気泡径の算術平均値は 1.2~1.4 mm であったが、生成数としては少ない 2 mm 以上の気泡が全蒸気生成率の 50%程度を占めており、蒸気生成率を正確に評価する上での少数の大気泡の重要性を示されている。

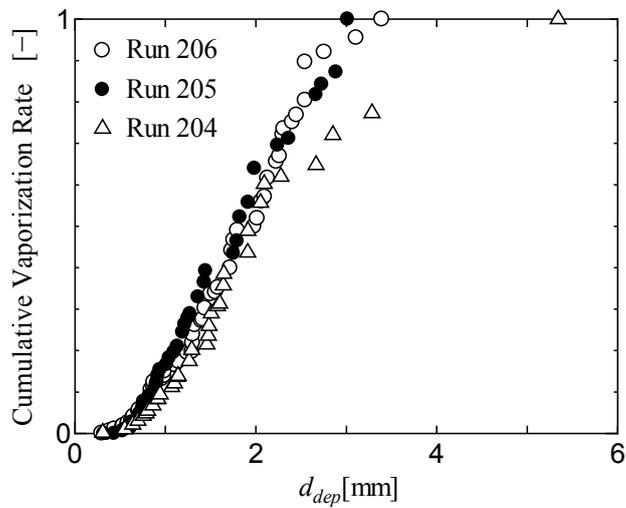


図 3-4(a) 発泡核離脱時気泡径に対する蒸気生成率の累積分布関数

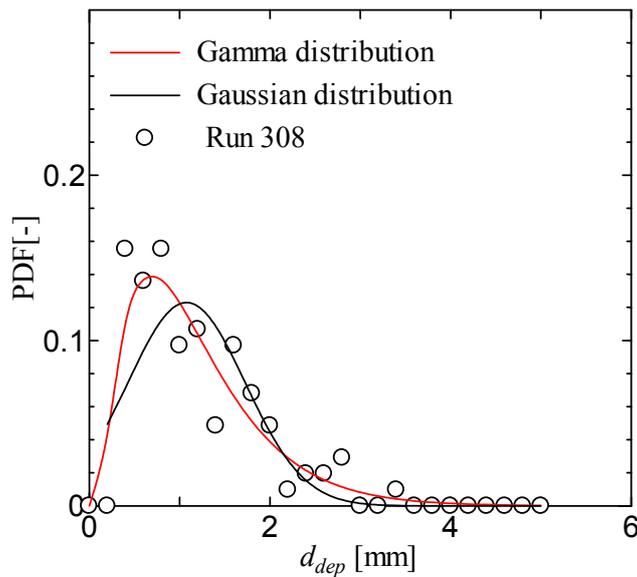


図 3-4(b) 発泡核離脱時気泡径の分布と分布関数によるフィッティング

強制対流サブクール沸騰中の気泡径分布に関する既存の計測例[3-1, 3-2]では、ガウス分布を用いて気泡径分布をフィッティングしている。一例として、本研究の Run 308 で得られた気泡径分布をガウス分布でフィッティングした結果を図 3-4(b)に示す。この実験条件では、算術平均気泡径は 1.1 mm であったが、平均値程度の多数の気泡とともに、2 mm を超過する大気泡の形成が認められる。このため、気泡径分布は、ガウス分布で想定されるような対称分布とはなっておらず、ガウス分布よりも、むしろ、ガンマ分布でその特性をよりよくフィッティングできている。表 3-1 に、ガウス分布とガンマ分布の各々で気泡径

分布をフィッティングした場合の、フィッティング誤差を示している。ガウス分布の方で誤算が小さい場合もあるが、全実験条件の平均値では、ガウス分布の誤差が 20.1%であるのに対してガンマ分布では 11.3%である。このため、本研究では、気泡径分布のフィッティングに用いる分布関数として、既に使用実績のあるガウス分布ではなく、ガンマ分布を採用することとした。ガンマ分布の確率密度関数 PDF と累積分布関数 CDF は、形状母数 k と尺度母数 θ を用いて次式で与えられる。

$$\text{PDF: } f(d) = d^{k-1} \frac{\exp(-x/\theta)}{\Gamma(k)\theta^k} \quad (3.2)$$

$$\text{CDF: } F(d) = \frac{\gamma(k, x/\theta)}{\Gamma(k)} \quad (3.3)$$

ここで、 Γ はガンマ関数、 γ は不完全ガンマ関数を表す。各実験条件で、最小二乗法を用いて定めた k と θ の値を表 3-1 に示した。

3.3. 気泡径分布相関式

気泡径分布を与える無次元相関式開発を開発する。まず、ガンマ分布では、形状母数と尺度母数の積 $k\theta$ が平均量を与える。このため、Okawa ら[3-3]にしたがって、過熱液相厚さ δ を用いて、無次元平均気泡径 D^+ を次式で定義する。

$$D^+ = \frac{k\theta}{\delta} \quad (3.4)$$

ここで、 δ の評価には、過熱液相内の温度分布が線形的に変化すると仮定する Sato ら[3-4]による次式を用いる。

$$\delta = \frac{\lambda_l \Delta T_w}{q_w} \quad (3.5)$$

本研究で実験パラメーターとした熱流束 q_w 、質量流束 G 、サブクール度 ΔT_{sub} および Collier による修正 Chen の式[3-5, 3-6]で計算される壁面加熱度 ΔT_w に対する依存性を系統的に調べた。この結果、本実験で計測した無次元平均気泡径 D^+ と形状母数 k は、次に示す 4 つの無次元量、すなわち、ヤコブ数 Ja 、ヌッセルト数 Nu 、レイノルズ数 Re 、無次元サブクール度を用いてよく相関できることがわかった。

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_w}{\rho_g H_{lg}} \quad (3.6)$$

$$Nu = \frac{q_w l_l}{\lambda_l \Delta T_w} \quad (3.7)$$

$$Re = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (3.8)$$

$$\Theta = \frac{T_w - T_l}{T_w - T_s} \quad (3.9)$$

ここで、式(3.7)中の l_1 はラプラス長さを表す。図 3-5 に関連の結果を示す。本図より、 D^+ と k が次式によってよく相関できることがわかる。

$$D^+ = \frac{k\theta}{\delta} = 304 Ja^{0.956} Nu^{-0.186} Re^{-0.478} \Theta^{-1.23} \quad (3.10)$$

$$k = 0.070 Ja^{-0.855} Nu^{0.245} Re^{0.751} \Theta^{-0.627} \quad (3.11)$$

圧力依存性や水以外の流体に対する適用性など、今後の検討課題は多いが、定式は、系統的な実験データに基づくはじめての気泡径分布相関式と考えられる。

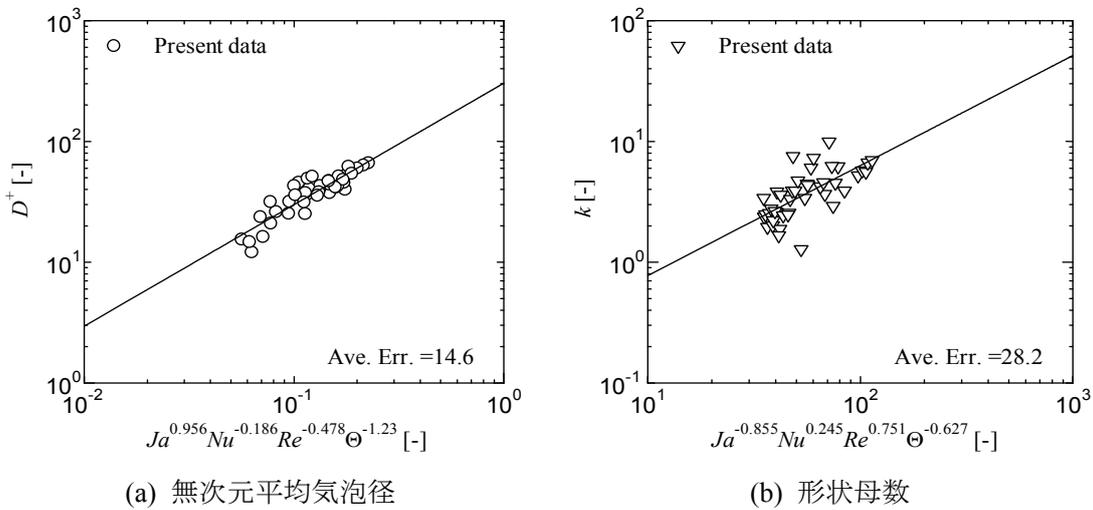


図 3-5 気泡径分布の無次元相関式

3.4. 気泡生成周期

Zuber [3-7]と Malenov [3-8]は、気泡生成周期 f_b を気泡径 D_l の関数として、次式で与えている。

$$f_b = \frac{1.18}{2D_l} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (3.12)$$

$$f_b = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{g}{2D_l}} \left[1 + \frac{4\sigma}{D_l^2 \rho g} \right]^{0.5} \quad (3.13)$$

本実験における計測結果を上記 2 式と比較した結果を図 3-6 に示す。ここで、各発泡核における f_b をその発泡核における発泡核離脱時気泡径の算術平均値に対してプロットした。各実験条件で多くの発泡核より気泡が生成されたため、図 3-6 でも、一つの実験条件について数多くのプロットがされている。また、10 Hz のプロットは、計測時間内に一つの気泡しか生成されなかったことを表す。本図より、上記 2 式は、元来プール沸騰を対象に開

発された式であるが、本実験で得られた傾向をよく捉えている。なお、最小二乗法を適用した結果は次式である。

$$f_b = 79.8 d_{dep}^{-1.11} \quad (3.14)$$

なお、多くのデータは上式に従うが、気泡生成が不安定で、 f_b がきわめて小さい値を示す発泡核も存在している。発泡核密度を相関する上で、注意すべき点といえる。

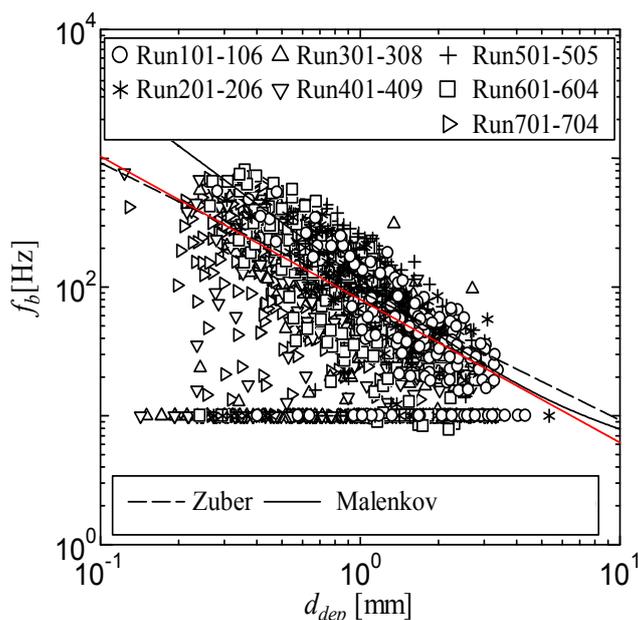


図 3-6 発泡核ごとの気泡生成周期の計測結果と相関式との比較

3.5. 発泡核密度

発泡核密度 N_a の計測結果を、次に示す Basu らの式[3-9]と Wang らの式[3-10]と比較した結果を図 3-7 に示す。

$$N_a = 0.34(1 - \cos \theta) \Delta T_w^2 \quad (\Delta T_{ONB} < \Delta T_w < 15\text{K}) \quad (3.14)$$

$$N_a = 3.4 \times 10^{-5} (1 - \cos \theta) \Delta T_w^{5.3} \quad (\Delta T_w > 15\text{K}) \quad (3.15)$$

$$N_a = 5.0 \times 10^5 (1 - \cos \theta) D_c^{-6.0} \quad (3.16)$$

本研究で計測された発泡核密度は、定式と概ねよく一致する傾向であるが、 ΔT_w の増加に伴う N_a の増加はやや緩やかである。また、Basu らの式にあるように、 $\Delta T_w = 15\text{K}$ で ΔT_w に対

する依存性が変化するという傾向は、本実験では明確には認められなかった。なお、よく行われるように、 N_a が ΔT_w のべき乗で表されるとすると、本実験結果は次式で相関できる。

$$N_a = 1.51 \times 10^{-4} \Delta T_w^{3.75} \quad (3.17)$$

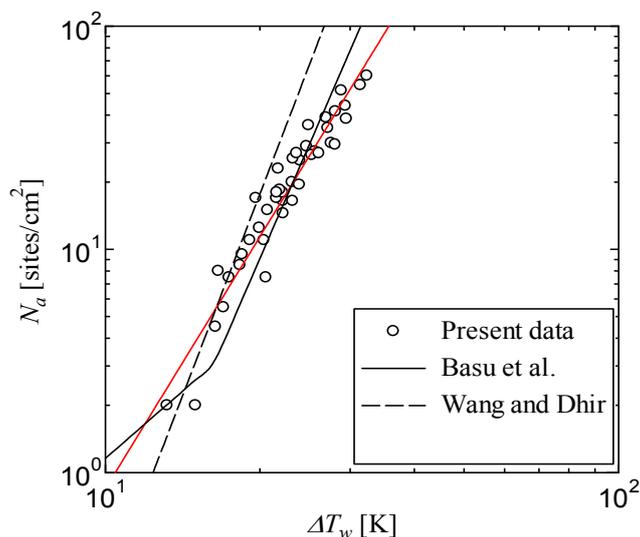
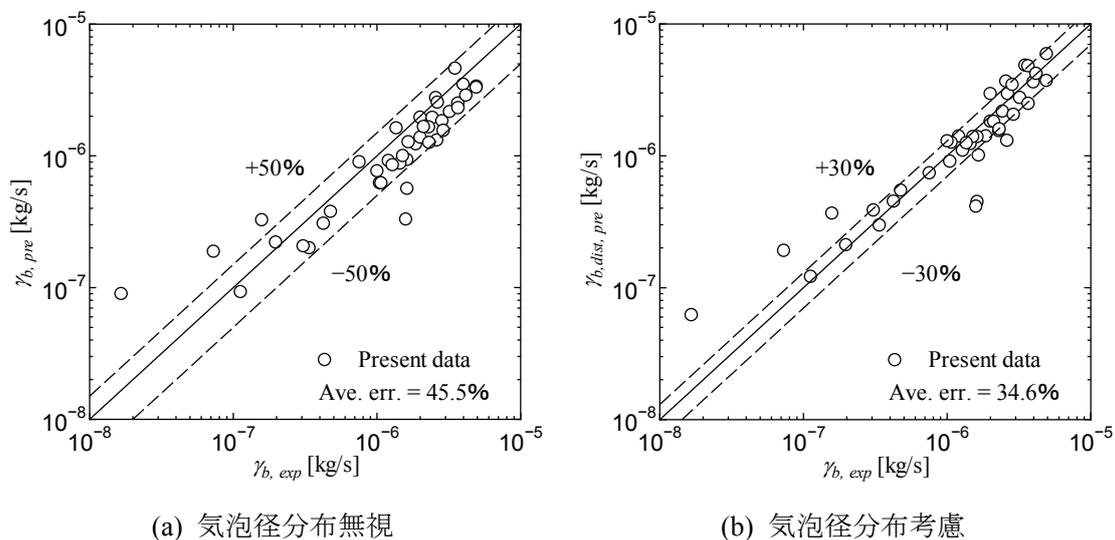


図 3-7 発泡核密度の計測結果と相関式との比較



(a) 気泡径分布無視

(b) 気泡径分布考慮

図 3-8 蒸気生成率の計算結果

3.6. 蒸気生成率

サブクール沸騰では、壁面熱流束は蒸気生成とサブクール液の温度上昇に消費される。したがって、ボイド率を予測する上で、蒸気生成率を正確に予測することはきわめて重要である。また、近年の機構論的サブクール沸騰モデルでは、発泡核密度 N_a 、気泡径 d_b 、気泡生

成周期 f_b の相関式より、蒸気生成率 γ_b を評価する機会が多い[3-11]。そこで、本研究で提示した相関式を用いた場合に、 γ_b をどの程度正確に予測できるかを調べた。気泡径分布を無視した場合の結果と考慮した場合の結果を、各々図 3-8(a), (b)に示す。本図より、気泡径分布を考慮することで、 γ_b の予測精度を 45.5%から 34.6%に低減できており、気泡径分布を考慮することは、ボイド率の予測以前に、蒸気生成率を正確に予測する上でも重要となり得ることがわかる。

なお、気泡径を平均径で一定とした図 3-8(a)では、蒸気生成率を過小評価する傾向となっている。気泡体積は気泡径の 3 乗に比例するのに対して、式(3.14)に示すように、気泡生成周期は気泡径の 1 乗程度に反比例するから、これは当然の結果といえる。これより、サブクール沸騰解析における気泡径の設定では、蒸気生成率の評価に及ぼす影響にも十分な注意を払うべきでることが確認できる。

第 3 章の参考文献

- [3-1] J. F. Klausner, R. Mei, D. M. Bernhard, L. Z. Zeng, Vapor bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 651-662.
- [3-2] L. Z. Zeng, J. F. Klausner, D. M. Barnherd, R. Mei, A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems-II. Flow boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 2271-2279.
- [3-3] T. Okawa, H. Kubota, T. Ishida, Simultaneous measurement of void fraction and fundamental bubble parameters in subcooled flow boiling, *Nucl. Eng. Des.* 237 (2007) 1016-1024.
- [3-4] T. Sato, H. Matsumura, On the conditions of incipient subcooled boiling with forced convection, *Bull. JSME* 7 (1964) 392-398
- [3-5] J. C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 5 (1966) 322-329.
- [3-6] J. G. Collier, Heat transfer in the post dryout region and during quenching and reflooding, in: G. Hetsroni (ed.), *Handbook of multiphase systems*, 1982, pp. 6-142.
- [3-7] N. Zuber, Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 6 (1963) 53-78.
- [3-8] L. G. Malenkov, The frequency of vapor bubbles separation as a function of bubble size, *Fluid Mechanics Soviet Research* 1 (1972) 36-41.
- [3-9] N. Basu, G.R. Warriar, V.K. Dhir, Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling, *J. Heat Transfer*, 124 (2002) 717-728.
- [3-10] Wang, C. H., and Dhir, V. K., Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, *ASME J. Heat Transfer* 115 (1993) 659-669.

[3-11] N. Kurul, M. Z. Podowski, Multidimensional effects in forced subcooled boiling, Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf., Jerusalem, Israel, 1990, pp. 21-26.

4. 気泡の伝熱面離脱速度

4.1. 実験条件

3章で述べた可視化実験では、気泡は鉛直伝熱面を離脱して、バルクのサブクール液中で凝縮、消滅した。ここで、伝熱面を離脱するときの気泡の速度が大きい場合、気泡は、より速やかにバルク液中に移動するとともに、凝縮熱伝達率も大きくなるから、より短時間で凝縮により消滅すると考えられる。また、離脱速度が小さくなれば、消滅までに要する時間が長くなり、ついには伝熱面離脱自体が生じなくなると考えられる。これより、気泡伝熱面離脱速度は、サブクール沸騰域のボイド率を予測する上で、重要なパラメーターといえる。このため、図4-1に示すように、試験流路の側面から照明および高速度カメラによる撮影を行い、気泡の離脱状況について検討した。撮影速度は8000 fps、解像度は約0.02 mm/pixelとした。

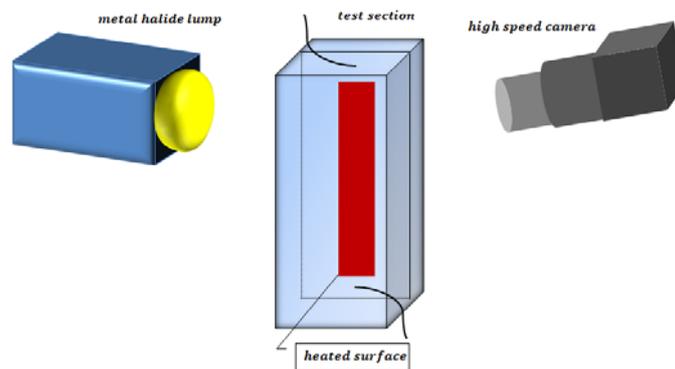


図 4-1 気泡離脱の観察状況

実験条件は、表4-1に示す6ケースで撮影を行った。気泡の離脱状況が明瞭に観察できることを優先して、比較的低質量流量かつ低熱流束条件とした。Run 1~3では主に熱流束、Run 4~6では主にサブクール度が、気泡の離脱状況に及ぼす影響を調べることを意図している。

表 4-1 主な実験条件

	$\Delta T_{sub}[K]$	$G[kg/m^2s]$	$q_w[kW/m^2]$
RUN1	30	346	387
RUN2	30	349	248
RUN3	30	347	639
RUN4	30	259	330
RUN5	20	266	359
RUN6	40	266	422

4.2. 画像解析方法

本研究では、気泡の生成からサブクール水中における凝縮・消滅までの気泡の重心座標と径を計測対象とする。気泡の瞬時画像の一例を図4-2に示す。図に示すように、気泡の上下および左右端の座標を手動で取得し、瞬時の気泡位置座標 (x_m, y_m) と気泡径 d を各々時湿気より算出する。

$$(x_m, y_m) = \left(\frac{x_1 + x_2}{2}, \frac{y_1 + y_2}{2} \right) \quad (4.1)$$

$$d = \sqrt[3]{\Delta x \times \Delta y \times \left(\frac{\Delta x + \Delta y}{2} \right)} \quad (4.2)$$

気泡の重心座標 (x_m, y_m) は、式(3.1)を用いて求めた。また、気泡径 d については式(3.2)が示すような球等価直径の式を用いて算出した。

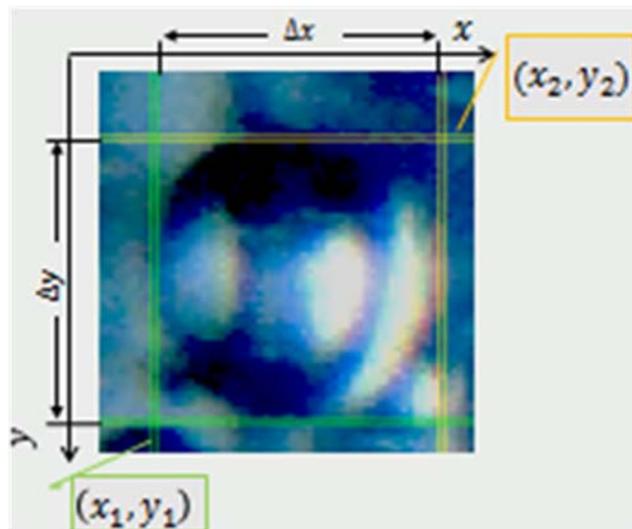


図 4-2 気泡の瞬時画像の一例

図4-3は気泡の伝熱面離脱の状況である。気泡は、発泡核を離脱した後に鉛直伝熱面をスライド上昇し、3枚目の画像で気泡の伝熱面離脱が生じている。4枚目の画像で、この後、気泡の横方向移動が継続していることがわかる。そこで、離脱が生じた3枚目の時刻を添え字の2、その1つ前の時刻を添え字の1で表すことにして、伝熱面離脱時における横方向および縦方向の気泡速度を各々次式で算出する。

$$v_x = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \quad (4.3)$$

$$v_y = \frac{y_2 - y_1}{t_2 - t_1} \quad (4.4)$$

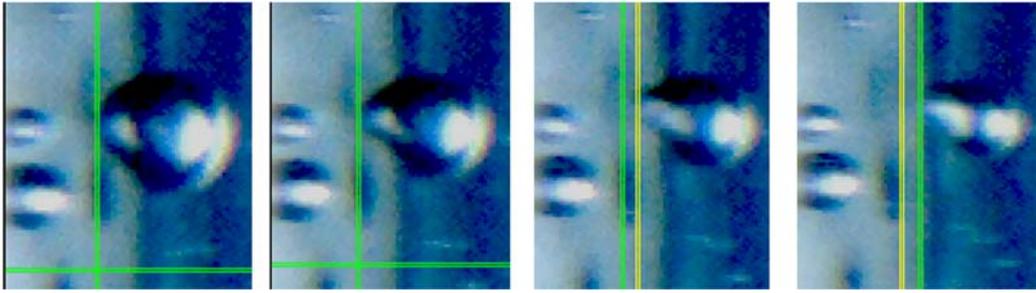


図 4-3 気泡の伝熱面離脱の状況

4.3. 気泡の伝熱面離脱速度

気泡重心位置の時間変化の計測結果を、図 4-4（鉛直方向）と図 4-5（水平方向）に示す。これらの図において、青色のシンボルは気泡サイズが最大となったとき、緑色のシンボルは気泡の伝熱面離脱が生じたときのデータを表す。なお、 y 方向の座標は、鉛直下向きを正としているため、気泡の上昇に伴って y の値は小さくなっている。

まず鉛直方向の結果を見ると、離脱の前後で気泡の上昇速度が変化するように見える場合もあるが、これは離脱時の気泡形状の変化などが原因であり、基本的には離脱の前後で気泡上昇速度は大きくは変化しない結果となった。

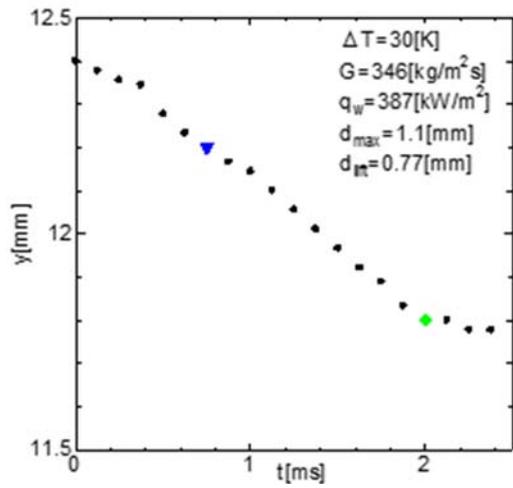
一方、水平方向の気泡重心位置の時間変化を示す図 4-5 では、離脱が生じた後に、気泡の横方向移動速度が急激に加速する傾向のあることが見てとれる。図 4-3 に示すように、伝熱面を離脱する際、気泡の伝熱面との接触部が引き伸ばされた形状をとるため、伝熱面離脱によって壁面の拘束が消失すると、気泡形状が大きく変化し、これが気泡の横方向移動速度の急速な加速を引き起こしたことなどが考えられるが、この原因については今後引きついて検討する必要がある。

伝熱面離脱時における気泡の鉛直方向速度は、気泡位置における局所的な液速度と強い相関関係にあると考えられる。1/7 乗則を用いれば、気泡重心位置における液速度は次式で見積もることができる。

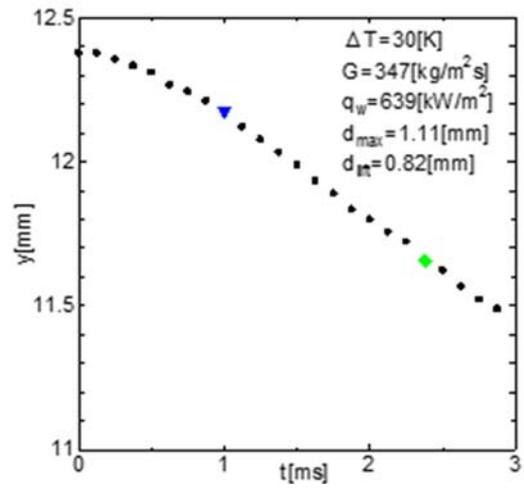
$$u_l = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{1/7} \left(\frac{G}{\rho_l}\right) \quad (4.5)$$

u_l と気泡の鉛直方向速度 v_y の比を伝熱面離脱時における気泡径 d_{lift} に対してプロットした結果を図 4-6 に示す。本図より、 d_{lift} について明確な影響は見られないものの、 u_l/v_y の値はおよそ 0.5~2 の間にあり、 v_y が u_l と同オーダーであることがわかる。

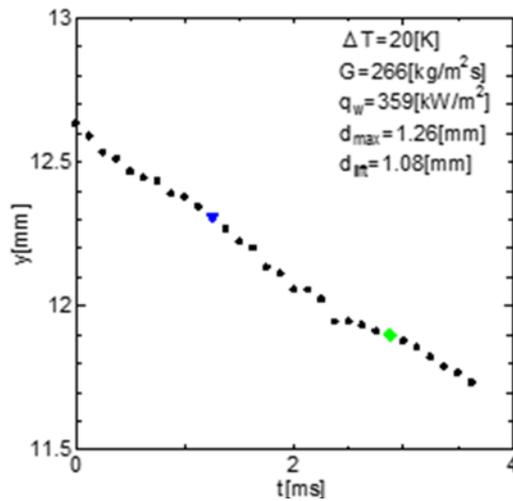
次に、気泡の横方向移動速度 v_x のパラメーター依存性を図 4-7(a)~(c) に示す。図 4-7(b) でサブクール度の増加とともに v_x も増加する傾向が認められるが、より重要なパラメーターは気泡径であり、離脱時気泡径 d_{lift} の増加とともに v_x が急速に減少する傾向が認められる。 v_x に関するすべての計測結果を d_{lift} に対してプロットした図 4-7(d) を見ると、熱流束、質量流束、サブクール度を様々に変化させて実験を行ったにもかかわらず、 v_x は d_{lift} のみでおおむねよく相関できることがわかる。



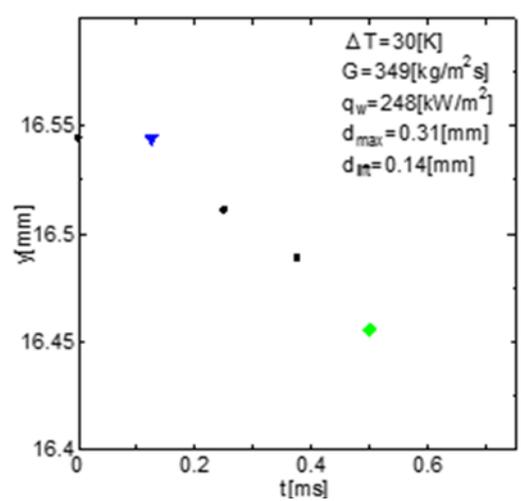
(a)



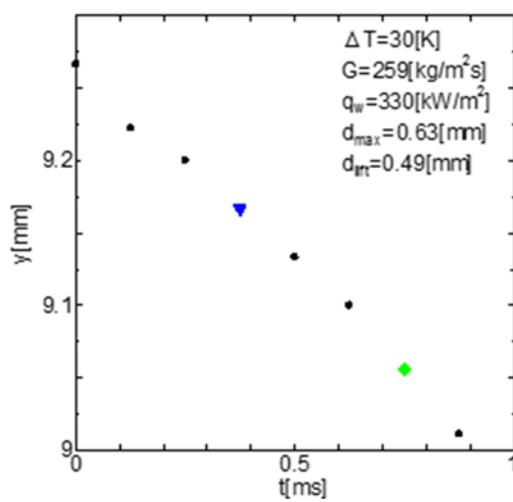
(b)



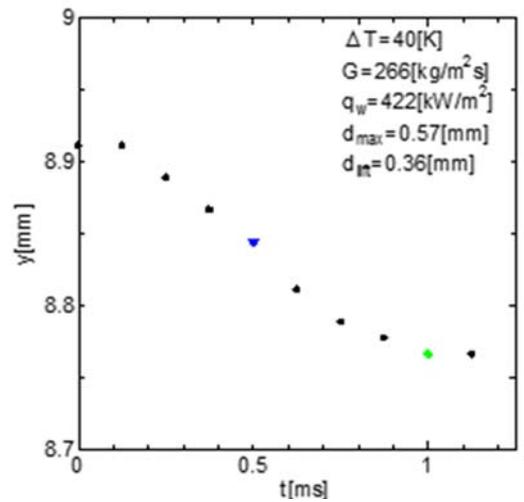
(c)



(d)

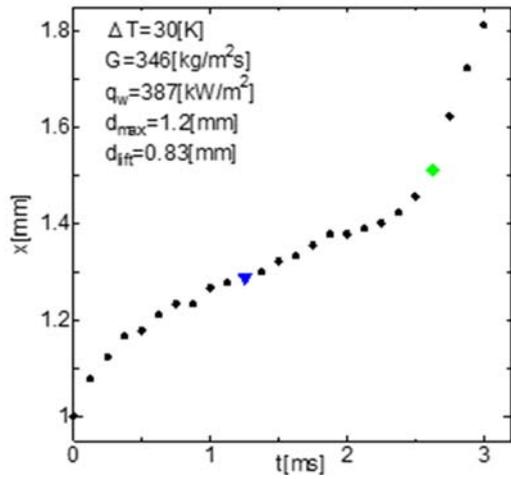


(e)

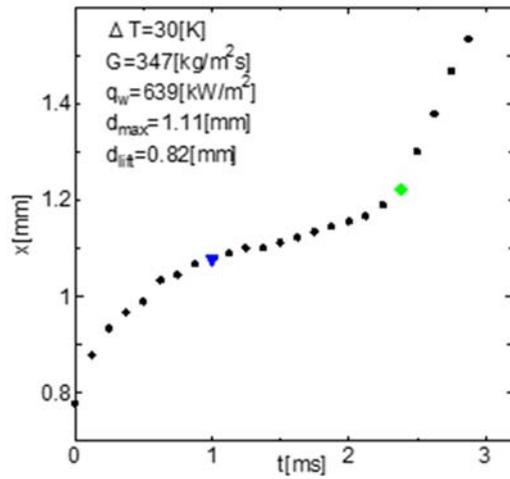


(f)

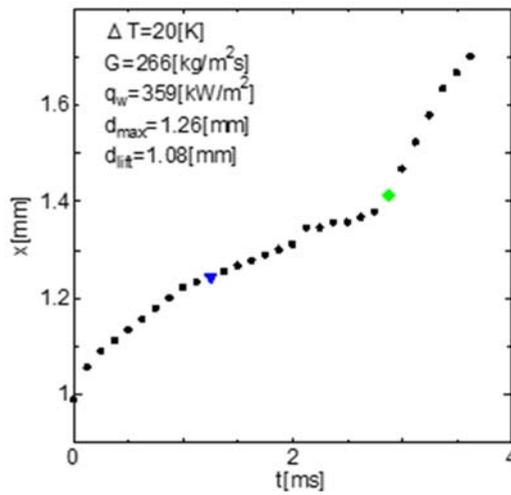
図 4-4 気泡重心位置の時間変化（鉛直方向）



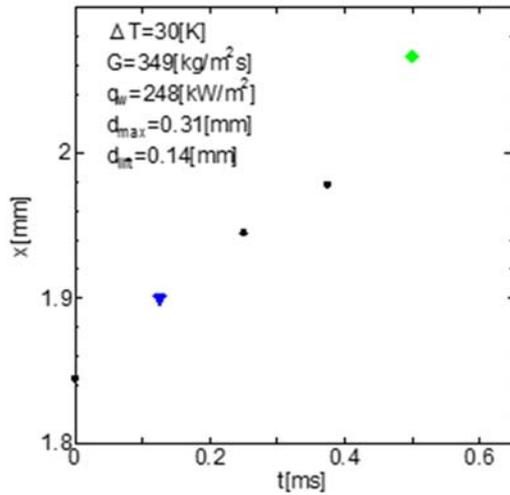
(a)



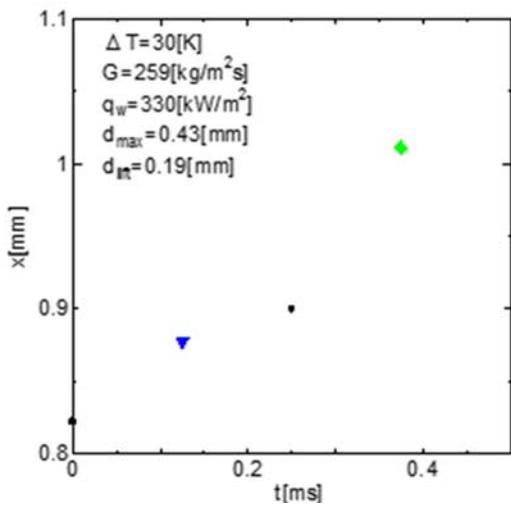
(b)



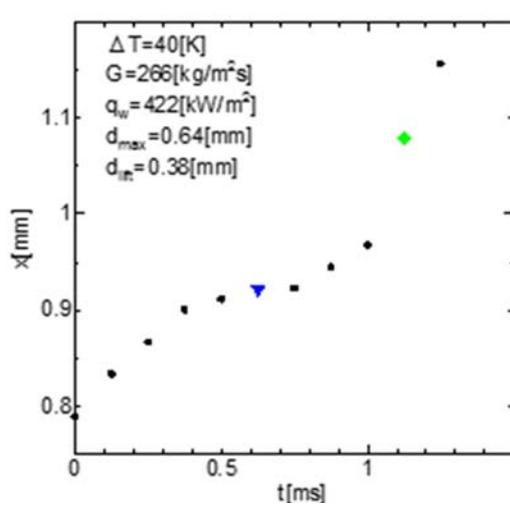
(c)



(d)



(e)



(f)

図 4-5 気泡重心位置の時間変化（水平方向）

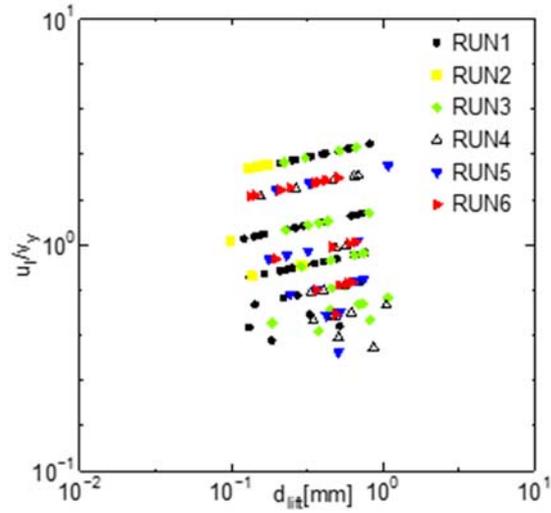


図 4-6 気泡の鉛直方向速度と気泡中心位置における局所液速度の比の気泡径依存性

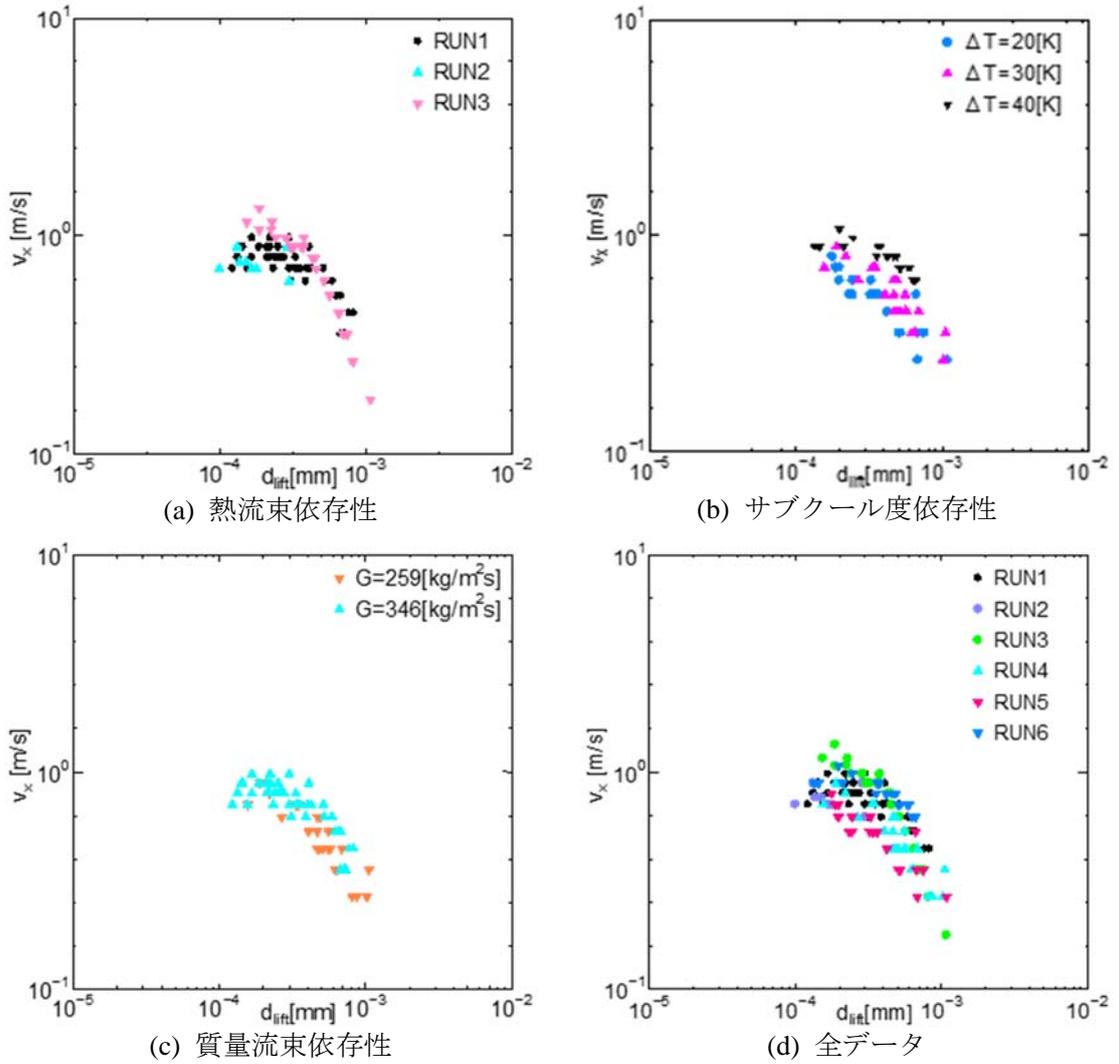


図 4-7 伝熱面離脱時における気泡の水平方向移動速度

4.4. 気泡の水平方向離脱速度の相関

伝熱面上で気泡が成長するとき、気泡サイズの増加とともに気泡周囲の液相も伝熱面から遠ざかる方向に移動する。したがって、気泡成長が停止すれば、周囲の液相の運動によって気泡の伝熱面離脱が促進されると考えられる。Mikic ら[4-1]によれば、気泡径の時間変化は次式で近似できる。

$$d = 2A\sqrt{t} \quad (4.6)$$

$$A = \left(\frac{12}{\pi}\alpha_l\right)^{1/2} Ja \quad (4.7)$$

ここで、式(4.7)中のヤコブ数 Ja は以下で定義される。

$$Ja = \frac{C_p \rho_l}{\rho_g H_{fg}} \Delta T_w \quad (4.8)$$

式(4.6)を時間 t で微分すれば、気泡の成長速度 \dot{d} は次式で与えられる。

$$\dot{d} = \frac{A}{\sqrt{t}} \quad (4.9)$$

壁面過熱度 ΔT_w は Chen の式[4-2]で評価するとともに、時刻 t に気泡離脱時刻の実験値を用いて、伝熱面離脱時における気泡の成長速度 \dot{d} を式(4.9)で算出した。 \dot{d} と v_x の関係を図 4-8 に示す。 v_x は \dot{d} と概ね比例関係にあり、気泡の伝熱面離脱を引き起こす上で、気泡成長速度が多大な影響を及ぼしていることが示唆される。

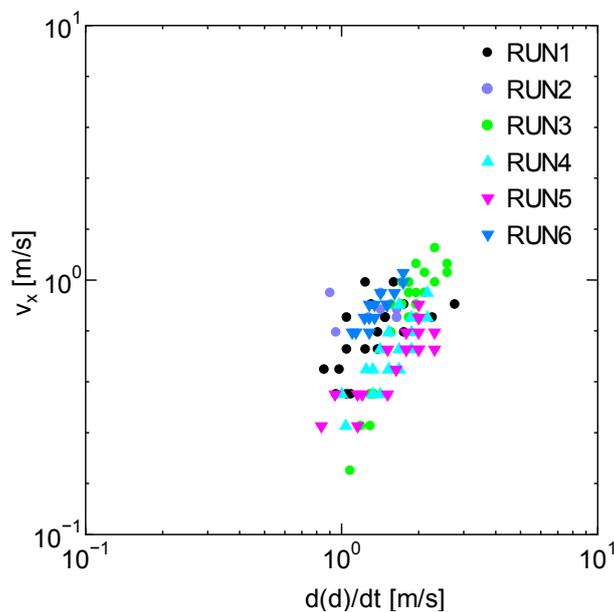


図 4-8 気泡成長速度 \dot{d} と水平方向離脱速度 v_x の関係

気泡の水平方向離脱速度は、気泡の成長速度と強い相関があることがわかったが、伝熱面離脱時における気泡成長速度を評価するためには、気泡離脱時刻を与える必要があり、これ

は容易ではない。そこで、気泡離脱を生じるメカニズムを引き継ぎつつ、より簡便に v_x を評価可能な手法の開発を試みる。伝熱面が気泡に埋め尽くされており、かつ壁面熱流束がすべて相変化に消費されると仮定すると、伝熱面から遠ざかる方向の蒸気速度（換算蒸気速度）は次式で計算できる。

$$U = \frac{q_w}{H_{fg}\rho_g} \quad (5.10)$$

気泡の水平方向離脱速度 v_x を上式で計算される換算蒸気速度 U で無次元化するとともに、離脱時気泡径をラプラス長さで除して得られる無次元気泡径に対してプロットした。結果を図 4-9 に示す。これまでに示した結果と同様に、無次元離脱速度 v は無次元気泡径 d の増加とともに減少する傾向であり、次式で概ねよく相関できることがわかる。

$$v_x^+ = 0.58(d^+)^{-0.65} \quad (5.11)$$

相関式開発に用いた実験条件が限られているため、より広い熱流動条件での適用性検討が必要であるが、上式は、気泡の伝熱面離脱速度を与える初めての相関式であり、今後、より高精度の相関式開発を行う上でのベースとして利用可能と期待できる。

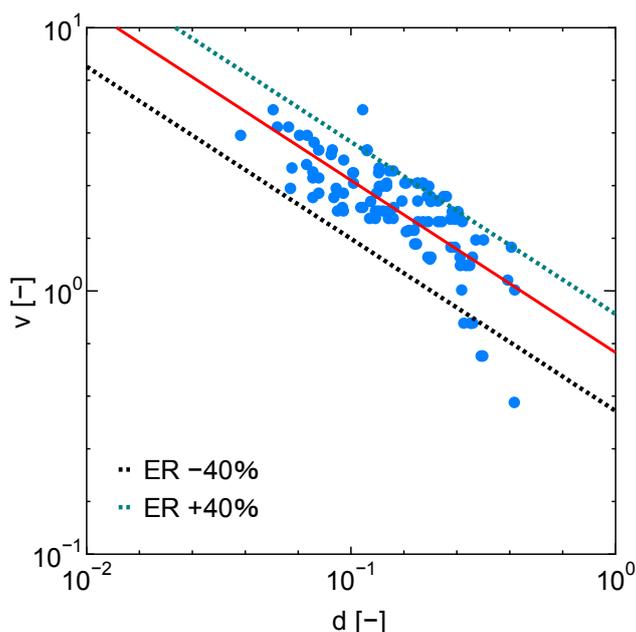


図 4-9 無次元気泡径と水平方向無次元離脱速度の関係

第 4 章の参考文献

- [4-1] B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, P. Griffith, 1970. On bubble growth rates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, 657-666.
- [4-2] J. C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 5 (1966) 322-329.

5. ボイド率分布計測

5.1. 実験条件

ボイド率分布の計測は、伝熱面の下端から 110 mm の高さ、伝熱面の幅方向については中央で、伝熱面近くから対面の流路壁近くまでボイドプローブをトラバースさせて、ボイド率分布を計測した。

実験条件は、表 5-1 に示す 11 通りとした。質量流束は $G = 290 \text{ kg/m}^2\text{s}$ を基準として、サブクール度 ΔT_{sub} を 10, 20, 30 K に設定し、各サブクール度条件で熱流束 q_w を 3 種類の値に設定した。以上が表 5-1 のケース 1~9 に対応する。ケース 10, 11 では、サブクール度と熱流束の値をケース 3 と同程度とした上で質量流束を 363 および 475 $\text{kg/m}^2\text{s}$ に設定して、質量流束がボイド率分布に与える影響を検討した。

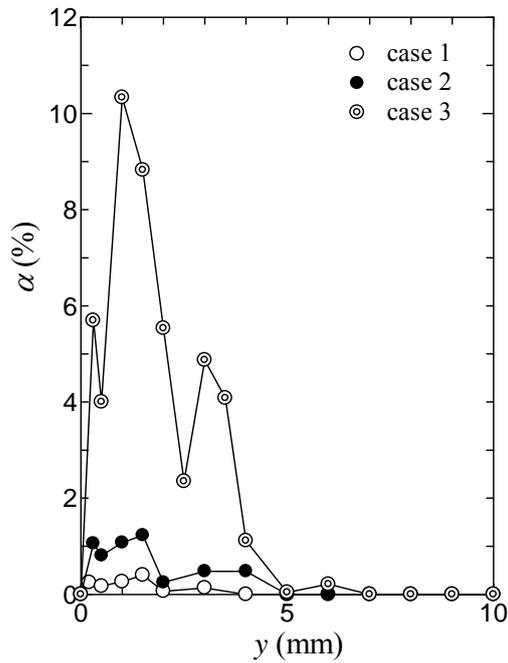
表 5-1 ボイド分布計測の実験条件

case	T_{IN} (K)	G ($\text{kg/m}^2\text{s}$)	q_w (kW/m^2)
1	91.1	289	161
2	90.9	293	295
3	91.2	290	466
4	81.4	287	468
5	81.4	288	680
6	81.6	289	806
7	71.5	275	684
8	71.5	284	813
9	70.6	293	945
10	90.8	363	472
11	90.8	475	473

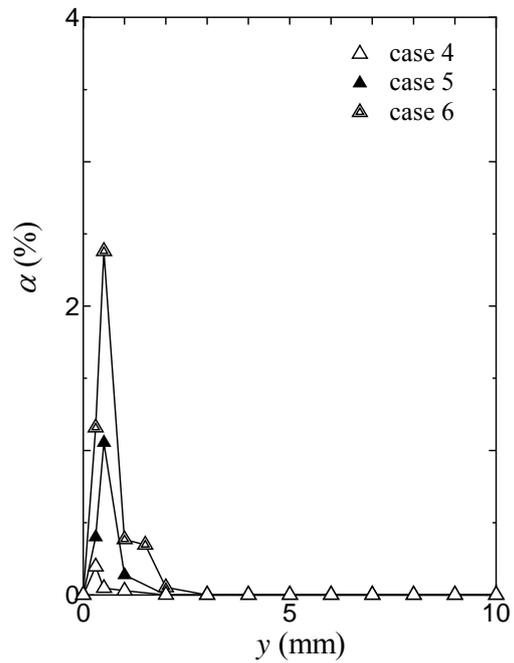
5.2. 実験結果

ボイド率分布の計測結果を、図 5-1(a)~(d)に示す。まず、図 5-1(a)~(c)では熱流束の増加とともにボイド率が増加、図 5-1(d)では質量流束の増加とともにボイド率が低下する傾向であり、自然な結果となっている。

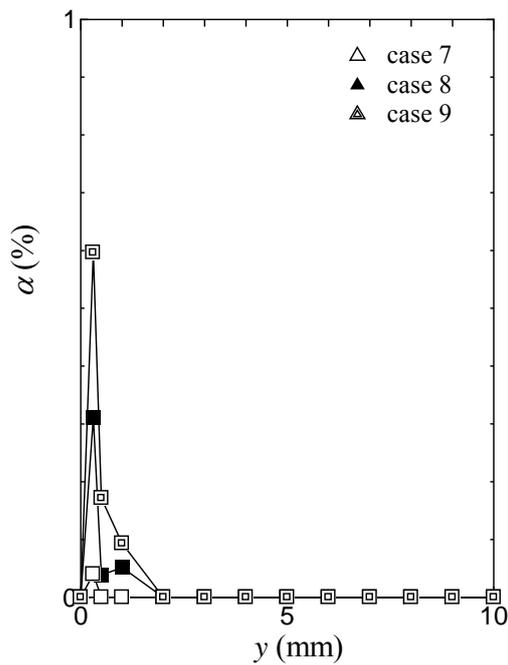
サブクール度が比較的低い図 5-1(a)では、低熱流束条件も含めて、ボイドが伝熱面からの距離 $y = 4 \sim 7 \text{ mm}$ 程度にまで存在している。低サブクール度条件のため、特に大気泡が凝縮によって消滅するまでに長時間を要するため、伝熱面から離れた位置においてもボイドが観測されたものと解釈できる。また、熱流束の増加割合は、ケース 1 から 2 で 1.8 倍、ケース 2 から 3 で 1.6 倍程度だが、特にケース 2 から 3 ではピークボイド率が 10 倍程度も増加しており、ここで正味の蒸気生成 (NVG) が生じた可能性がある。



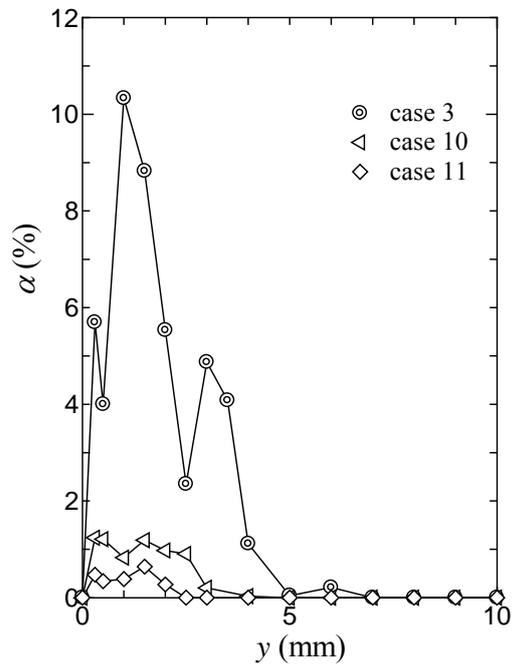
(a) $\Delta T_{\text{sub}}=10(\text{K}), G=290(\text{kg}/\text{m}^2\text{s})$



(b) $\Delta T_{\text{sub}}=20(\text{K}), G=288(\text{kg}/\text{m}^2\text{s})$



(c) $\Delta T_{\text{sub}}=30(\text{K}), G=284(\text{kg}/\text{m}^2\text{s})$



(d) $\Delta T_{\text{sub}}=10(\text{K}), q_w=470(\text{kW}/\text{m}^2)$

図 5-1 ボイド率分布の計測結果

次に、サブクール度が大きい図 5-1(b), (c)では、ボイドの存在する領域が伝熱面より 2 mm 程度以内で、図 5-1(a)と比較すると、気泡層の厚さが大きく減少している。図 3-5 の結果より

考察すると、サブクール度の増加に伴って発泡核で生成される気泡のサイズが小さくなるとともに、伝熱面を離脱した後の凝縮速度も速くなるため、気泡は伝熱面から近い領域にしか存在できず、気泡層厚さが減少したものと考えられる。特に、ケース 5 の結果をケース 2 と比較すると、ボイド率のピーク値は、何れの条件でも 1%程度であるのに対して、気泡層の厚さは全く異なっており、気泡層厚さを決定する上で、サブクール度がきわめて大きい影響を有することがわかる。

質量流束の影響を調べた図 5-1(d)を見ると、質量流束を増加させたケース 10, 11 では、ケース 3 と比較してボイド率のピーク値が 1%程度以下にまで減少するものの、 $y = 0 \sim 3$ mm 程度の領域にボイド率が比較的平坦な領域があり、ある程度の気泡層厚さが確保されている。これは、サブクール度が比較的低い値であることが主な原因と考えられる。また、ケース 3 とケース 10 を比較すると、質量流束の増加は 25%程度であるのに対して、ボイド率のピーク値は約 10%から約 1%に大きく低下している。この事実からも、ケース 3 が NVG あるいは OSV を迎えた直後の状態であることが示唆される。

以上より、本実験装置では、発泡核密度や気泡挙動などの素過程に関する情報を可視化実験により収集できるとともに、安全解析コード等での解析対象である巨視量としてのボイド率を計測できることが確認できた。したがって、素過程に関する実験情報を用いて解析モデルの高度化を行うとともに、巨視量を用いて新たに開発したモデルの妥当性を精度検証を行うことが可能であり、サブクール沸騰解析モデルの高度化に有効な実験情報を提供すると考えられる。

6. ボイド率分布解析

6.1. 解析体系

サブクール沸騰領域のボイド率の高精度予測に向けて、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。図 3-4 に示したように、サブクール沸騰では、様々なサイズの気泡が生成する。このため、気泡径分布がボイド率に与える影響を明らかにすることを解析の主目的とする。

解析体系を図 6-1 に示す。第 3 章で説明した実験と同様に、幅 14 mm、奥行き 10 mm、高さ 230 mm の矩形管内におけるサブクール沸騰流を対象に解析を行う。図 6-1 の塗りつぶされた領域は、幅 10 mm の伝熱面を表し、矩形管下端より 30 ~ 200 mm の間にある。また伝熱面は、矩形管の 1 面のみにある。この領域に、沸騰核を N_s 個ランダムに配置し、沸騰核上で、気泡を周期的に生成・離脱させる。流体は大気圧の水、流動方向は鉛直上向きである。

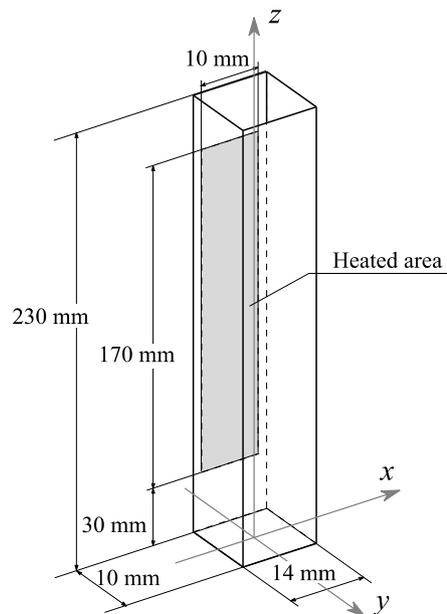


図 6-1 解析体系

6.2. 基礎方程式

6.2.1. 気泡の運動

図 6-2 に示すように、強制対流サブクール沸騰中の気泡について、次の運動方程式を用いて、その挙動を解析する。

$$\rho_g \frac{d\mathbf{u}_b}{dt} = -\nabla P - \mathbf{f}_D - \mathbf{f}_L - \mathbf{f}_{VM} + \rho_g \mathbf{g} \quad (6.1)$$

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。

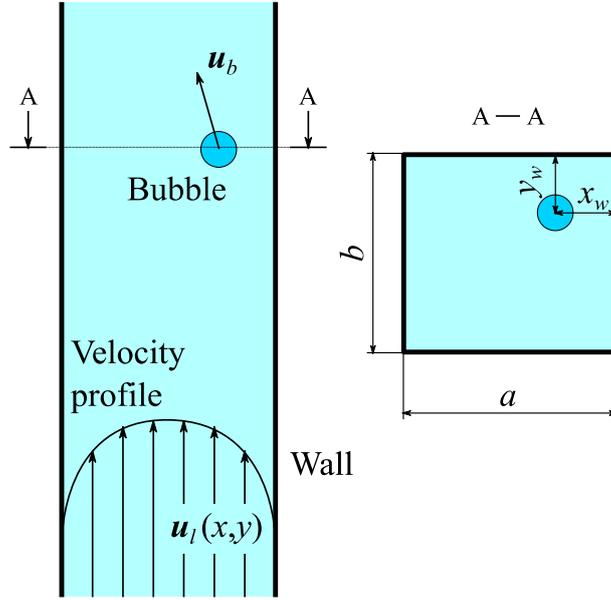


図 6-2 気泡追跡法における座標系の設定

矩形管軸方向の圧力損失は次の式で算出する。

$$-\frac{dP}{dz} = \rho_l g_z + 2 \frac{f}{d_h} \rho_l u_l^2 \quad (6.2)$$

ここで、 ρ_l は液相の密度、 f は管摩擦係数、 d_h は水力直径、 u_l は液相の平均流速である。管摩擦係数 f は次のように評価する。

$$f = \max(0.079 Re_l^{-0.25}, 0.046 Re_l^{-0.20}) \quad (6.3)$$

ここで、 Re_l は液相のレイノルズ数を表す。また、 f_D 、 f_L 、 f_{VM} は、それぞれ次式で計算する。

$$\mathbf{f}_D = \frac{3}{4d_b} C_D \rho_l |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \quad (6.4)$$

$$\mathbf{f}_L = C_L \rho_l (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \times (\nabla \times \mathbf{u}_{l,b}) \quad (6.5)$$

$$\mathbf{f}_{VM} = C_{VM} \rho_l \left(\frac{d\mathbf{u}_b}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_{l,b}}{dt} \right) \quad (6.6)$$

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参照速度である。 C_D は次式の Tomiyama ら[6-1]のモデルを用いて評価する。

$$C_D = \max \left[\min \left\{ \frac{16}{Re_b} (1 + 0.15 Re_b^{0.687}), \frac{48}{Re_b} \right\}, \frac{8Eo}{3(Eo + 4)} \right] \quad (6.7)$$

$$Re_b = \frac{\rho_l |u_b - u_{l,b}| d_b}{\mu_l} \quad (6.8)$$

$$Eo = \frac{g(\rho_l - \rho_b) d_b^2}{\sigma} \quad (6.9)$$

ここで、 Re_b は気泡レイノルズ数、 EO はエトベス数であり、 μ_l は液相の粘性係数、 σ は表面張力を表す。 C_L はTomiyamaら[6-1]のモデルに基づき0.3、 C_{VM} は0.5とする。

6.2.2. 液相速度分布

気泡の中心位置における液相の参照速度 $u_{l,b}$ を求めるため、液相の矩形管断面の速度分布を、円管内乱流の速度分布におけるべき乗則を参考に、次のように与える。

$$u_{l,b}(x,y) = u_{l,max} \left(\frac{x_w}{a/2} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{y_w}{b/2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (6.10)$$

ここで、 $u_{l,max}$ は管中心の液相速度、 x_w 、 y_w は壁面からの距離、 a は矩形管の幅、 b は矩形管の奥行きを表す(図6-2参照)。質量保存則から、液相の平均流速 u_l と管中心の液相速度 $u_{l,max}$ の比は、次のように表すことができる。

$$\frac{u_l}{u_{l,max}} = \frac{1}{ab} \iint \left(\frac{x_w}{a/2} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{y_w}{b/2} \right)^{\frac{1}{n}} dx dy \quad (6.11)$$

$$= \frac{n^2}{(n+1)^2}$$

また、指数 n については、Nunner [6-2]のモデルを用いて評価する。

$$\frac{1}{n} = 2\sqrt{f} \quad (6.12)$$

管摩擦係数 f は式(6.5)を用いて算出する。

6.2.3. 伝熱面熱伝達

気泡核密度 N_a と液相温度分布 $T_{l,b}(y)$ の算出において、伝熱面温度 T_w が必要となる。 T_w は、次に示すChenの熱伝達モデル[6-3]を用いて算出する。

$$q_w = h_c(T_w - T_{l,ave}) + h_{nb}(T_w - T_{sat}) \quad (6.13)$$

$$h_c = F \times 0.023 \frac{k_l}{d_h} \left[\frac{G_l(1-x)d_h}{\mu_l} \right]^{0.8} Pr^{0.4} \quad (6.14)$$

$$F = \begin{cases} 1.0 & X_{TT}^{-1} \leq 0.10 \\ 2.35(X_{TT}^{-1} + 0.213)^{0.736} & X_{TT}^{-1} > 0.10 \end{cases} \quad (6.15)$$

$$\frac{1}{X_{TT}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.1} \quad (6.16)$$

$$h_{nb} = S \times 0.00122 \left[\frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right] (T_w - T_{sat})^{0.24} (P_{sat,w} - P_{sat})^{0.75} \quad (6.17)$$

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_{Tp}^{1.17}} \quad (6.18)$$

$$Re_{Tp} = \left[\frac{G_l(1-x)d_h}{\mu_l} \right] F^{1.25} \quad (6.19)$$

ここで、 F は二相レイノルズ数と液相レイノルズ数の比であり、 X_{TT} は L-M パラメーター、 x はクオリティ、 S は抑制係数、 Re_{TP} は二相レイノルズ数を表す。また、 $T_{l,ave}$ は混合平均温度を表し、単位軸長あたりのエンタルピー増加から次のように計算される。

$$T_{l,ave}(z) = T_{l,in} + \frac{q_w a_h (z - z_0)}{\rho_l c_{pl} u_l a b} \quad (6.20)$$

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

なお、式(6.13)による壁面温度 T_w の算出には蒸気の質量割合であるクオリティ x が必要であるが、簡単のため、本解析では $x=0$ として T_w を算出する。

6.2.4. 気泡の生成

伝熱面上で気泡を生成させるため、

- (i) 気泡核密度 N_a
- (ii) 気泡生成周期 f_b
- (iii) 気泡サイズ d_b
- (iv) 気泡が伝熱面から離脱するときの射出速度 $u_{b,0}$

を構成式として与える。このとき、気泡は球形であり、形状変化を生じないとする。気泡核密度 N_a は Basu らのモデル[6-4]を用いて計算する。

$$N_a = \begin{cases} 3.4 \times 10^3 (1 - \cos \theta) \Delta T_w^{2.0} & \Delta T_{w,ONB} < \Delta T_w < 15 \text{ K} \\ 0.34 (1 - \cos \theta) \Delta T_w^{5.3} & 15 \text{ K} \leq \Delta T_w \end{cases} \quad (6.21)$$

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[6-5]を用いて計算する。

$$\Delta T_{w,ONB} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q_w}{\rho_g h_{fg} k_l}} \quad (6.22)$$

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

$$f_b = \frac{1}{\pi d_b} \sqrt{\frac{d_b g (\rho_l - \rho_b)}{2(\rho_l + \rho_b)} + \frac{2\sigma}{d_b (\rho_l + \rho_b)}} \quad (6.23)$$

式(6.23)で計算される気泡生成周期に沿って、気泡核上に気泡を生成し、射出することで気泡を生成・離脱させる。

次に、伝熱面上で生成する気泡サイズについて、本解析では、以下の3つの気泡径の与え方で、解析を行い気泡径分布の影響を調査する。

- (a) 算術平均気泡径 d_{ave}
- (b) ガンマ分布のパラメーター k 、 θ を用いて、気泡径分布を考慮した気泡径 d_{Gamma}
- (c) 気泡径分布を考慮したときの平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ から算出される平均気泡径 $d_{vap,ave}$

ここで、ガンマ分布の確率密度関数(PDF) $f(d)$ と累積密度関数(CDF) $F(d)$ は各々次の式で表される。

$$f(d) = \frac{d^{k-1} e^{-\frac{d}{\theta}}}{\Gamma(k)\theta^k} \quad (6.24)$$

$$F(d) = \frac{\gamma\left(k, \frac{d}{\theta}\right)}{\Gamma(k)} \quad (6.25)$$

ここで、 k 、 θ はガンマ分布の形状母数と尺度母数を表し、 $\Gamma(k)$ はガンマ関数、 $\gamma(k, d/\theta)$ は不完全ガンマ関数を表す。また、ガンマ分布の期待値、分散は k 、 θ を用いてそれぞれ $k\theta$ 、 $k\theta^2$ と表される。(b)の気泡径分布を考慮するとき、式(6.24)に従う乱数を発生させ、気泡径 d_{Gamma} を与える。図6-3は、ガンマ分布の確率密度関数とガンマ乱数を発生させたときのある区間内の発生頻度の関係を示している。ガンマ乱数は10000個生成させ、発生頻度は区間を $\Delta d_b = 0.2 \text{ mm}$ としてカウントした。本図より、ガンマ分布に従う乱数が生成されていることが確認できる。また、尺度母数 θ が大きい場合、分布形状が広がり、 $d_b = 2 \text{ mm}$ 以上の値を生成する頻度が多くなることがわかる。この方法で生成したガンマ乱数を、ケース(b)の気泡径分布を考慮した気泡径 d_{Gamma} として解析を行う。

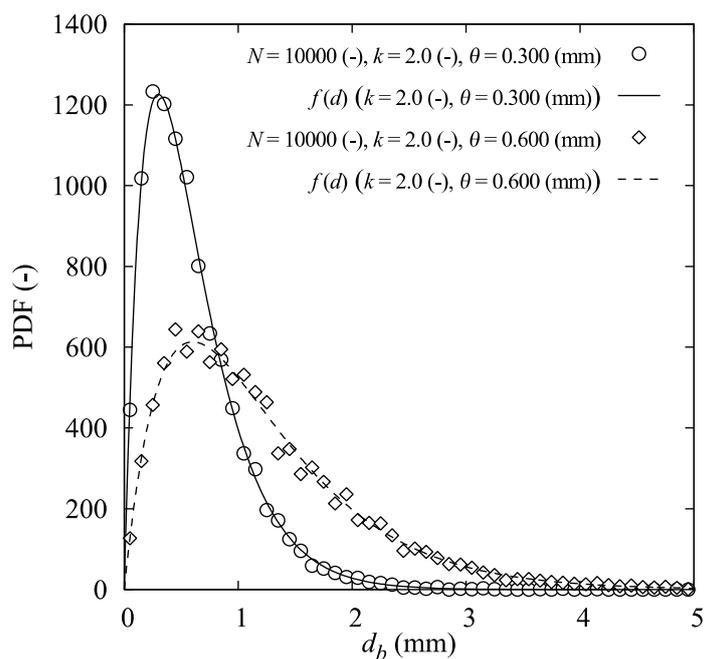


図 6-3 ガンマ分布に従う気泡径分布の生成状況

ここで、多くの場合、ケース(a)とケース(b)を比較すると、ケース(a)で蒸気生成率 Γ_{vap} が小さく見積られる傾向にあることには、注意が必要である。各気泡核ではサイズの等しい気泡が生成されるとすると、1つ気泡核で生成される気泡の蒸気生成率 $\Gamma_{vap,db}$ および平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ は次の式で算出できる。

$$\Gamma_{vap,d_b} = \frac{\pi\rho_g}{6} d_b^3 f_b \quad (6.26)$$

$$\Gamma_{vap,ave} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \Gamma_{vap,d_b,i} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{\pi\rho_g}{6} d_{b,i}^3 f_{b,i} \quad (6.27)$$

式(6.26)で算出される蒸気生成率 Γ_{vap,d_b} について、気泡直径 d_b の依存性を図 6-4 に示す。本図より、 Γ_{vap,d_b} は d_b の増加とともに増加する傾向であることがわかる。例えば、1 mm の気泡が生成する気泡核では、蒸気生成率 Γ_{vap,d_b} は 3.56×10^{-8} kg/s であるが、2 mm の気泡が生成する気泡核では、 Γ_{vap,d_b} は 1.06×10^{-7} kg/s と、およそ 3 倍となる。換言すれば、小気泡を高頻度で生成する発泡核よりも、大気泡を低頻度で生成する発泡核の方が、蒸気生成量は格段に大きいということを意味している。すなわち、 Γ_{vap,d_b} は気泡直径に大きく依存するため、様々なサイズの気泡が生成する強制対流サブクール沸騰において、正確に蒸気生成率を見積もるためには、気泡径分布を適切に考慮する必要がある。

このため、単純な算術平均径 d_{ave} を用いて、解析を行う場合、蒸気生成率に大きな誤差を生じかねない。また、蒸気生成率の違いが、平均ボイド率 α に大きく影響することが考えられるため、ケース(a)と(b)の解析結果を比較しただけでは、平均ボイド率 α に対する気泡径分布の影響が明確でなくなる。このためケース(c)では、蒸気生成率をケース(b)の値と等しくするために、 $\Gamma_{vap,ave}$ から算出される平均径 $d_{vap,ave}$ を用いて解析を行い、ケース(b)とケース(c)の解析結果を比べることで、気泡径分布が与える平均ボイド率への影響を考察する。

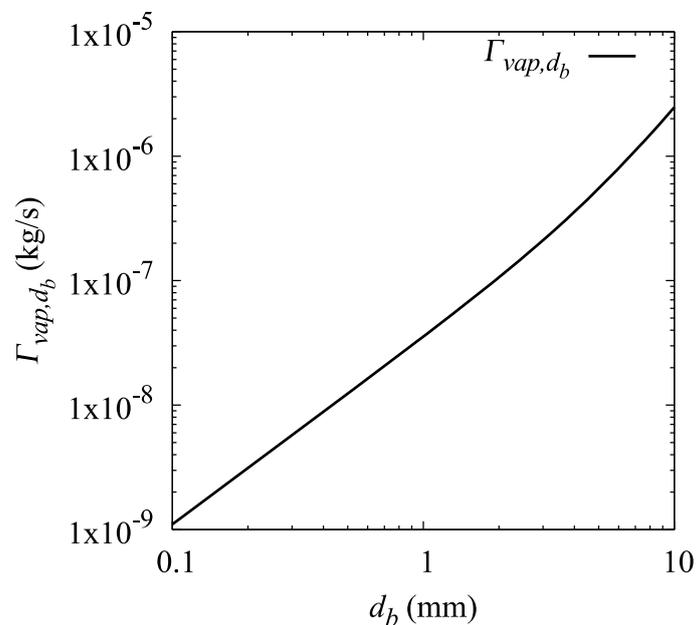


図 6-4 気泡径と蒸気生成率の関係

気泡径がガンマ分布に従う場合、平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ は、ガンマ分布の確率密度関数 $f(d)$ を用いて次のように表される。

$$\Gamma_{vap,ave} = \int_0^{\infty} \frac{\pi \rho_g}{6} d_b^3 f_b f(d) dd \quad (6.28)$$

気泡生成周期 f_b の評価に式(6.23)を用いると、解析的に $\Gamma_{vap,ave}$ を求めることができないため、式(6.28)を $d = 0 \sim 20$ mm の区間で数値積分して $\Gamma_{vap,ave}$ を得ることとする。数値積分の実行例を図 6-5 に示す。グラフは横軸に気泡径 d_b 、左縦軸に式(6.28)の被積分関数、右縦軸に積分の結果である $\Gamma_{vap,ave}$ を取っている。本図より、数値積分結果が $d_b = 7$ mm 程度で収束して、 $\Gamma_{vap,ave}$ が得られていることがわかる。ケース(c)は、この方法で得られた平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ から平均径 $d_{vap,ave}$ を計算し、気泡径一定として解析を行うものである。

なお、気泡の射出速度 $u_{b,0}$ については、ボイド率分布の解析結果に及ぼす気泡径分布の影響を調べることを主眼であることを考慮し、気泡の離脱方向、上昇方向ともに 0.20 m/s とし計算する。

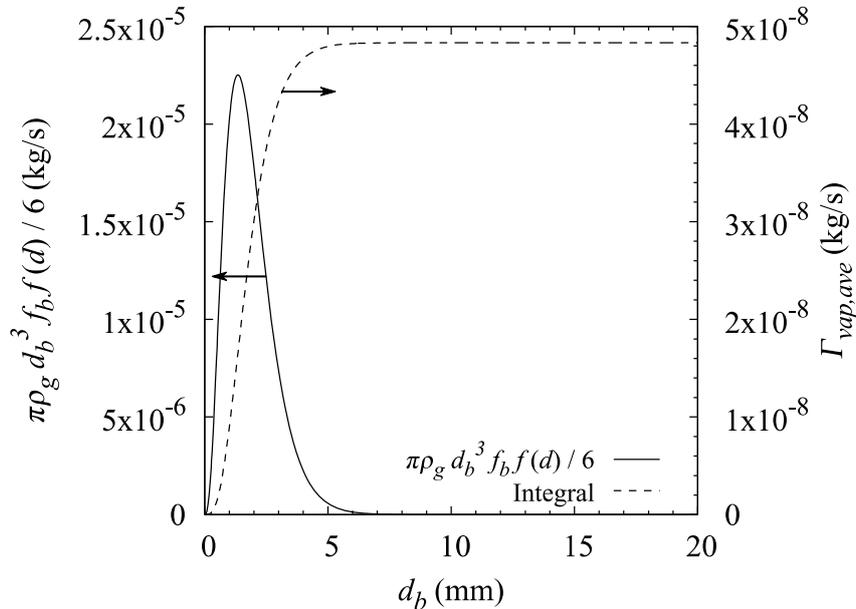


図 6-5 数値積分による蒸気生成率の計算例

6.2.5. 気泡の衝突時の挙動

気泡は、流体中を運動するが、壁面や別の気泡に衝突する場合は考えられる。このため、気泡が壁面や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。まず、気泡が、矩形管の壁面に衝突した場合、弾性衝突するとして、速度を計算する。

$$\mathbf{u}_b = -e\mathbf{u}_b \quad (6.29)$$

ここで、 e は反発係数であり、完全弾性衝突を仮定して $e = 1.0$ とする。

次に、気泡同士が衝突した場合、気泡同士の合体を生じさせた。このとき、合体時間は考慮せず、衝突した際、瞬時に 1 つの気泡に合体させる。このとき、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[6-7]のモデルのように、体積加重平均で与える。

$$\mathbf{X}_{b,coal} = \frac{\sum d_{b,i}^3 \mathbf{X}_{b,i}}{\sum d_{b,i}^3} \quad (6.30)$$

ここで、 \mathbf{X}_b は気泡の位置 \mathbf{x}_b 、または気泡の速度 \mathbf{u}_b を表す。また、合体後の気泡径 $d_{b,coal}$ は次の式で計算する。

$$d_{b,coal} = \sqrt[3]{\sum d_{b,i}^3} \quad (6.31)$$

6.2.6. 乱流速度変動

解析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ため、乱流速度変動を考慮する。この乱流速度変動を考慮したとき、気泡の位置を求める際、速度変動を加味する。

$$\mathbf{x}_b(t + \Delta t) = \mathbf{x}_b(t) + (\mathbf{u}_b + \mathbf{u}_{l,turb})\Delta t \quad (6.32)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{l,turb}$ はせん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[6-8]を用いて、速度スケールが摩擦速度 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。

$$u_{l,turb} = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right\} u_f \times \min\left(1, \frac{l_e}{d_b}\right) \quad (6.33)$$

$$u_f = \sqrt{\frac{f}{2}} u_l \quad (6.34)$$

ここで、 y^+ は壁面からの無次元距離であり、 $y^+ = \min(y_w u_f / \nu, x_w u_f / \nu)$ で計算される。 A^+ は定数であり、 $A^+ = 16$ で与えられる。 l_e は渦のサイズであり、Nikuradse の実験相関式[6-9]を参考に次の式で算出する。

$$l_e = \min \left[\frac{a}{2} \left\{ 0.14 - 0.08 \left(\frac{2x_b}{a} \right)^2 - 0.06 \left(\frac{2x_b}{a} \right)^4 \right\}, \frac{b}{2} \left\{ 0.14 - 0.08 \left(\frac{2y_b}{b} \right)^2 - 0.06 \left(\frac{2y_b}{b} \right)^4 \right\} \right] \quad (6.35)$$

渦の時間スケールは Okawa らのモデル[6-8]のように、渦の持続時間と気泡に作用する時間を考えて、次式で与える。

$$t_e = \min \left(\frac{l_e}{u_{l,turb}}, \frac{l_e}{|u_b - u_{l,b}|} \right) \quad (6.36)$$

6.2.7. 気泡の凝縮

サブクール沸騰領域では、液相が飽和温度に満たないため、気泡は凝縮を生じる。このとき、気泡の質量保存側は次のように表される。

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_g \frac{\pi d_b^3}{6} \right) = - \frac{h_c (T_{sat} - T_{l,b}) \pi d_b^2}{h_{fg}} \quad (6.37)$$

ここで、 h_c は凝縮熱伝達率、 $T_{l,b}$ は気泡中心位置における液相の参照温度である。ここで h_c は Chen and Mayinger のモデル[6-10]を用いて計算した。

$$Nu = 0.185 Re_b^{0.7} Pr^{0.5} \quad (6.38)$$

また、 $T_{l,b}$ は次項で説明する。

6.2.8 液相温度分布

矩形管内の液相には温度分布があるためモデルとして与える必要がある。液相の温度分布は Sekoguchi らのモデル[6-11]を参考に次のように与える。

$$\frac{T_w - T_{l,b}(y)}{T_w - T_{l,min}} = \left(\frac{y_{w,h}}{b} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (6.39)$$

ここで、解析対象が矩形管の1面が伝熱面であるため、 $T_{l,b}$ は y 方向の分布を持ち、 $T_{l,min}$ は、伝熱面の対面の壁面の位置における液相温度、 $y_{w,h}$ は伝熱面からの距離である。ここで、液相温度分布 $T_{l,b}(y_{w,h})$ の y 方向の平均値が、混合平均温度 $T_{l,ave}$ と等しいとすると、式(6.39)の $T_{l,min}$ は次のように表される。

$$T_{l,min} = T_w - \frac{m+1}{m} (T_w - T_{l,ave}) \quad (6.40)$$

また、温度境界層の発展を式(6.39)のパラメーター m を用いて表した。図 6-6 に液相温度分布の計算結果を示す。本図において、左から、矩形管下端から 50、100、150 mm における液相温度分布を示しており、 $y = -5$ mm の位置が伝熱面である。図中の赤い実線が液相温度分布を示しており、下流に進むにつれ、混合平均温度 $T_{l,ave}$ が大きくなるとともに、温度境界層が発達することがわかる。

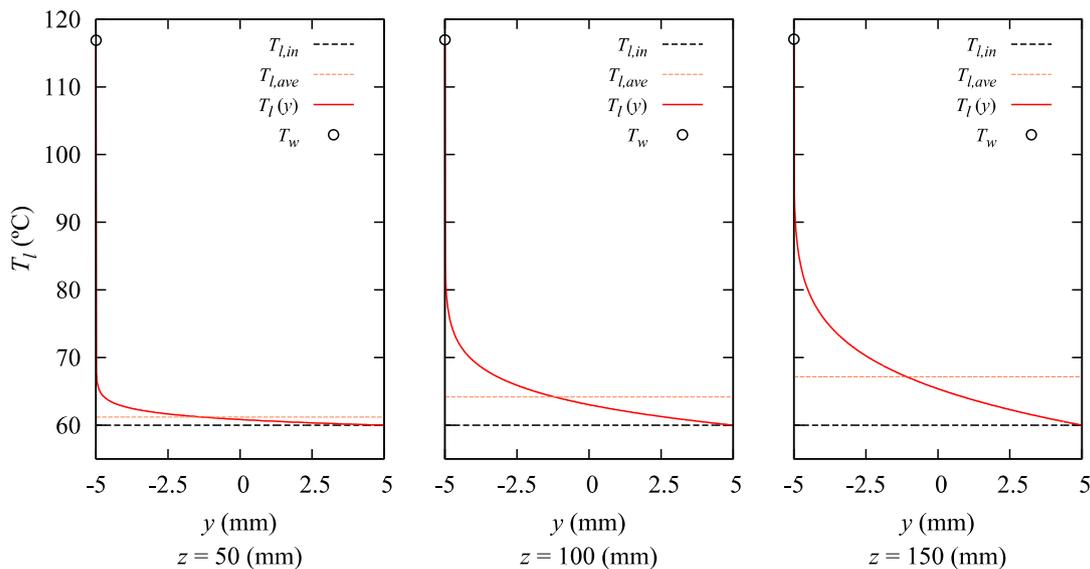


図 6-6 液相温度分布の計算例 ($T_{l,in} = 60$ °C, $q_w = 1000$ kW/m², $G_l = 285$ kg/m²)

6.3. 解析条件

解析条件は、第3章に示す可視化実験で用いた条件を参考に決定した。主な解析条件を表6-1に示す。

表 6-1 主な解析条件

Run	P_{in} [kPa]	T_{in} [°C]	G_I [kg/m ² s]	q_w [kW/m ²]	d_{ave} [mm]	k [-]	θ [mm]
101	115	90	285	450	1.88	4.35	0.433
102				550	1.83	3.38	0.555
201	115	80	285	450	1.53	3.89	0.364
202				550	1.29	3.31	0.366
203				630	1.38	2.47	0.566
301	115	70	285	450	1.46	2.43	0.581
302				550	1.19	3.60	0.332
303				630	1.16	3.83	0.302
304				740	1.07	2.64	0.394
305				830	1.07	2.21	0.485
401	115	60	285	450	0.86	2.01	0.404
402				550	1.13	2.54	0.437
403				630	1.00	1.95	0.501
404				740	1.02	2.48	0.411
405				830	0.90	2.37	0.375
406				1000	0.92	3.39	0.256
501	130	90	600	550	0.82	5.58	0.206
502				630	0.89	5.71	0.221
503				740	0.94	5.20	0.255
601	130	70	600	550	1.22	3.89	0.364
602				740	1.31	3.31	0.366
603				830	1.36	2.47	0.566

6.4. 解析結果

以下では、代表的な解析結果として、表6-1中のRun 102とRun 402の結果について詳述した後、すべての解析結果を用いて、ボイド率解析結果の全体的な傾向を述べることにする。また、以降の説明で記述される(a)~(c)は、6.2.4項で説明した3つの気泡径の与え方を指し、各々の気泡径の与え方で解析した結果を表す。

6.4.1. 気泡核および気泡径分布

Run 102, 402 における発泡核の配置状況と各発泡核で生成される気泡サイズを図 6-7 に示す。本図では、縦軸に流路高さを取り、左図は横軸に流路幅を、右図(a) ~ (c)は横軸に気泡直径を取っている。左図の点線で囲まれた領域は伝熱面を表し、プロット点は伝熱面上の気泡核の位置を示している。右図(a) ~ (c)は気泡核上から生成する気泡の直径を棒グラフにして表している。図 6-7 より、右図(a)、(c)は平均気泡径で一定とした気泡が生成されることがわかる。また、右図(b)から、気泡径分布が考慮され様々なサイズの気泡径がランダムな場所で生成していることがわかる。(b)において Run102 では最大 6.9 mm の気泡直径の気泡が $z = 57$ mm の気泡核で生成、Run 402 では最大 5.1 mm の気泡が $z = 59$ mm の気泡核で生成することがわかる。右図(b)の $d_{Gamma,ave}$ は次式で計算され、(a)の平均気泡径 d_{ave} との差は小さいことがわかる。

$$d_{Gamma,ave} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} d_{Gamma,i} \quad (6.41)$$

また、右図(a) ~ (c)で示される気泡径の分布について、累積密度関数としてプロットしたグラフを図 6-8 に示す。グラフ中には、ガンマ分布の累積密度関数 $F(x)$ も示した。また、プロット点の数は気泡核数と一致するが、グラフの見易さから、(a) ~ (c)それぞれ 100 個程度となっている。図 6-7 と同様に図 6-8 から (a)、(c)の気泡径は一定値で与えられていることがわかる。また、(b)より、プロットが $F(x)$ のライン上にあることから、(b)の気泡径がガンマ分布に従っていることも示されている。

さらに、1つの気泡核で生成する気泡の蒸気生成率 $\Gamma_{vap,db}$ を累積したグラフを図 6-8 に示す。本図では、横軸に気泡直径、縦軸に蒸気生成率 $\Gamma_{vap,db}$ を累積した値をとっている。図 6-7, 6-8 の(b)より、Run 102 では、3 mm より小さい気泡が存在割合として約 87% で存在するが、蒸気生成率 Γ_{vap} の割合としては全体の 60% 程度の寄与であり、存在割合に比べ小さい。逆に、約 13% の 3 mm より大きい気泡が、全蒸気生成率 Γ_{vap} の約 40% を占めており、大気泡が蒸気生成率に大きな影響を与えることがわかる。Run 402 でも同様に、2 mm より大きい 10% の気泡が、全蒸気生成率 Γ_{vap} の 35% 程度と存在割合に比べ大きな割合を占めている。単純な平均径 d_{ave} を用いた解析(a)では、蒸気生成率 Γ_{vap} が(b)、(c)に比べ、小さく見積もられており、Run 102 では(b)に比べおよそ 20%、Run 402 では 13% 過小評価している。これは、気泡径分布を考慮せず、大きな気泡の存在を無視したために生じる誤差だと考えられ、蒸気生成率 Γ_{vap} を正確に見積もるためには、気泡径分布を適切に考慮しなければならないと考えられる。

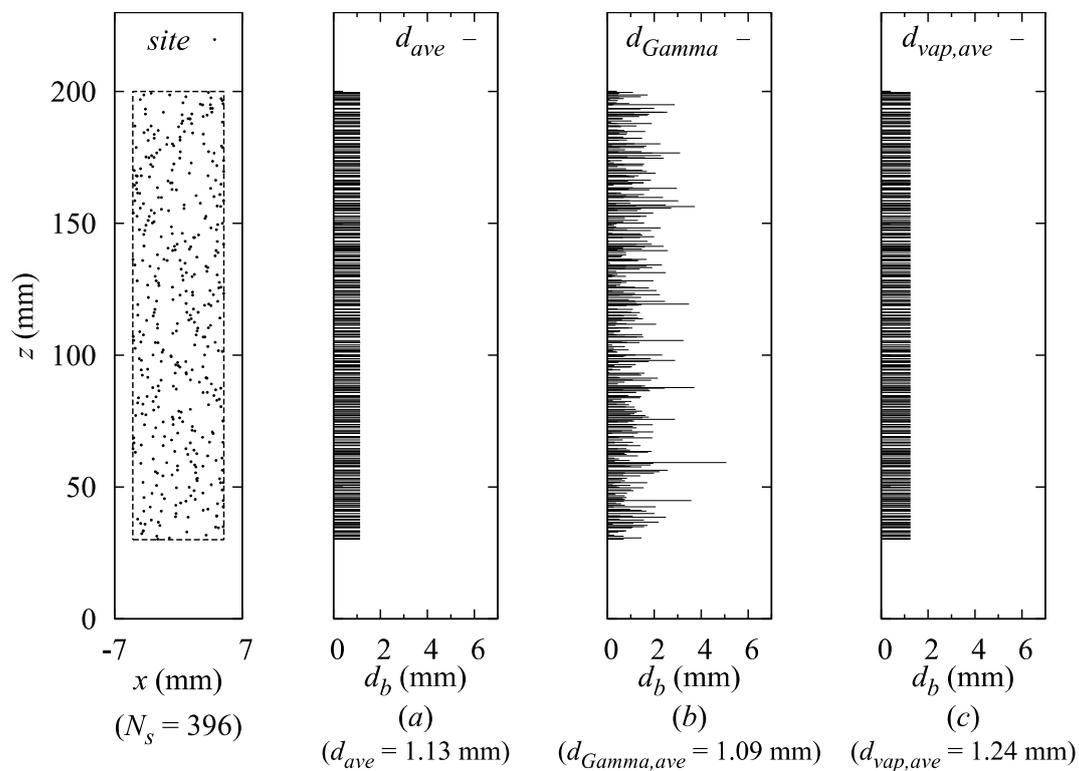
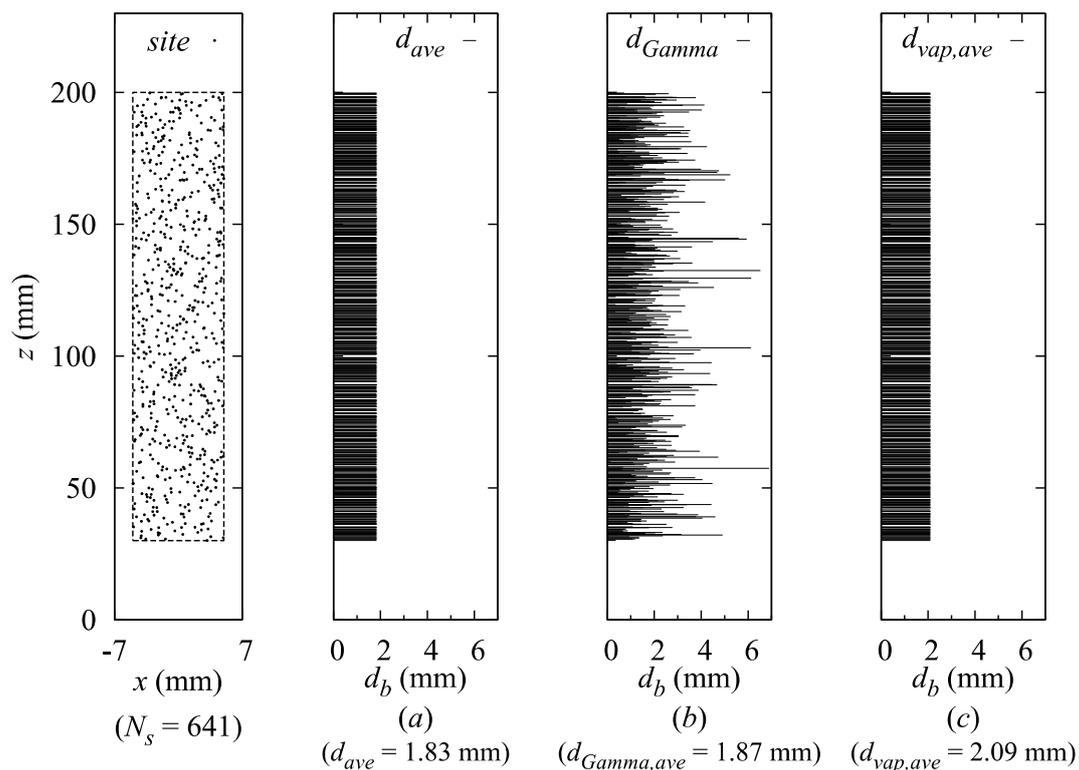


図 6-7 発泡核の配置状況と各発泡核における生成気泡サイズ
(上段 : Run 102、下段 : Run 402)

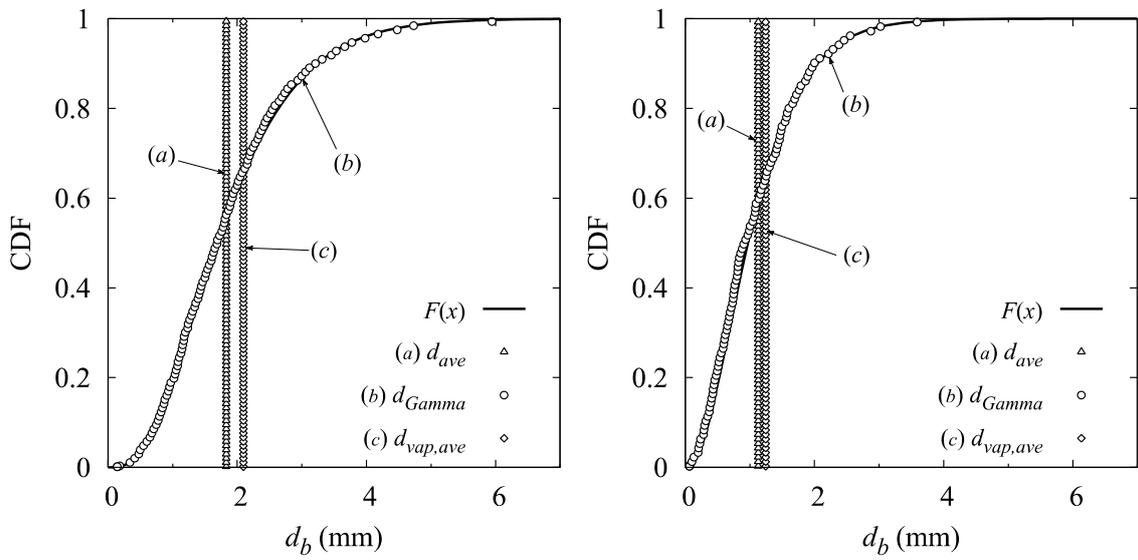


図 6-8 各ケースにおける気泡径の累積密度分布 (左 : Run 102、右 : Run 402)

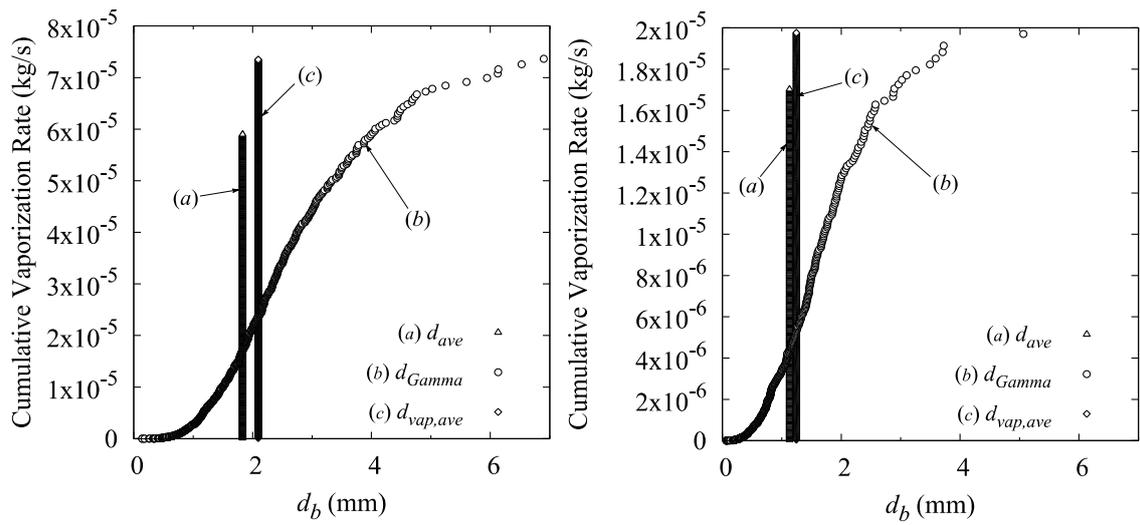


図 6-9 各ケースにおける蒸気生成量の累積密度分布 (左 : Run 102、右 : Run 402)

6.4.2. 気泡の生成

解析によって得られた気泡分布状況を図 6-10~15 に示す。それぞれ上図が伝熱面正面方向から流路を見た図、下図が伝熱面横方向から流路を見た図となっている。また、下図の $y = -5 \text{ mm}$ の位置が伝熱面であり、左から $\Delta t = 10.0 \text{ ms}$ で時間発展している。

まず Run 102 の解析について考察する。図 6-10 と 6-12 では、一定の気泡径を気泡核上から生成しているため、流路上流側では、比較的小さく同サイズの気泡が多いことが確認できる。また、下流側に進むと、気泡同士の合体によって、大気泡の存在が確認できる。図 6-12 は図 6-10 に比べ、合体気泡を多く観察することができる。これは、生成する気泡のサイズが図 6-12 の方が大きいため、気泡の存在時間が長くなり、かつ気泡同士が接触しやすくなることで、合体が生じやすくなるためだと考えられる。また、これらに比べ図 6-11 では、気泡径分布を考慮したことで、至るところで大小様々な気泡が生成していることがわかり、図 6-10 と図 6-12 と同様に、下流側で気泡合体によってできる大気泡が観察される。

次に Run 402 の解析について Run 102 と比較しながら考察する。図 6-13 と図 6-15 では同程度のサイズの気泡が存在することが確認でき、図 6-14 は $t = 20 \text{ ms}$ などで 1.5 mm よりも大きな気泡が生成していることが確認できる。Run 402 の解析結果は Run 102 に比べ、気泡がまばらに存在している。さらに、生成した気泡の多くは 10 ms 後には消滅している。これは、Run 402 の入口の液相温度 $T_{i,m}$ が Run 102 に比べ低く、凝縮の効果が強いためであることと、壁面温度 T_w が低くなり、気泡核数 N_s も少なくなるためと考えられる。この結果、Run 102 の解析結果のような下流側見られる合体による大気泡は確認されない。また、図 6-13~図 6-15 の下図の yz 平面上の気泡の位置を確認すると、伝熱面近傍でのみ、気泡が存在していることがわかる。これは、定性的にはあるが、第 5 章で述べたボイド率分布の計測結果に及ぼすサブクール度の影響と同様の傾向である。

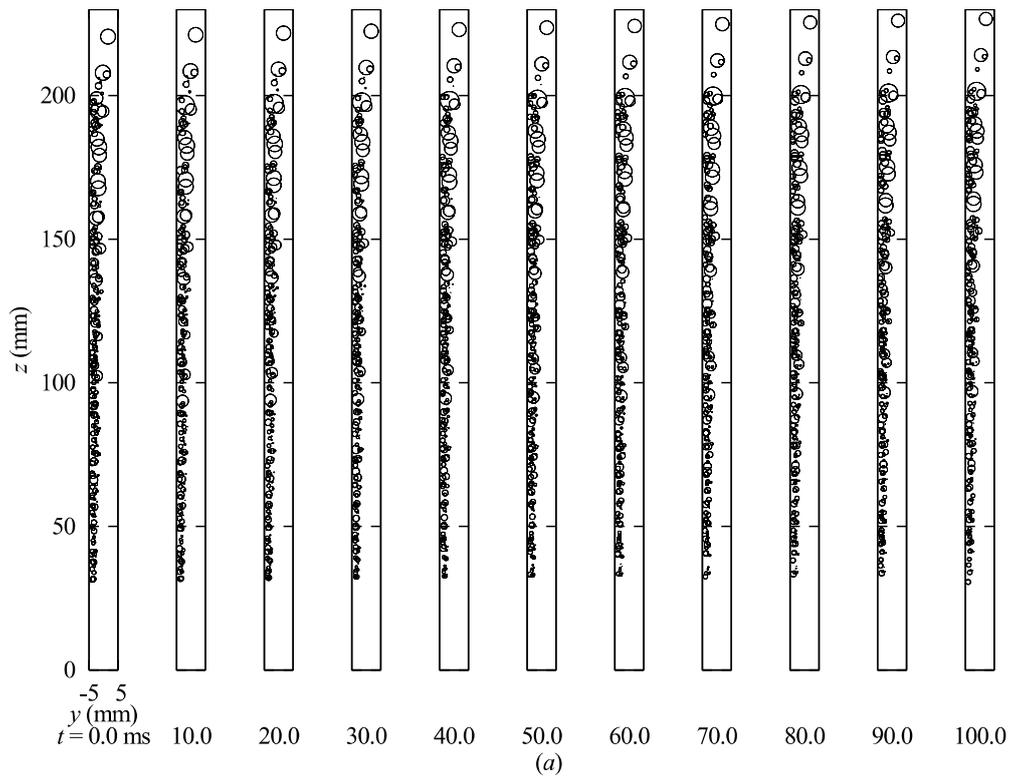
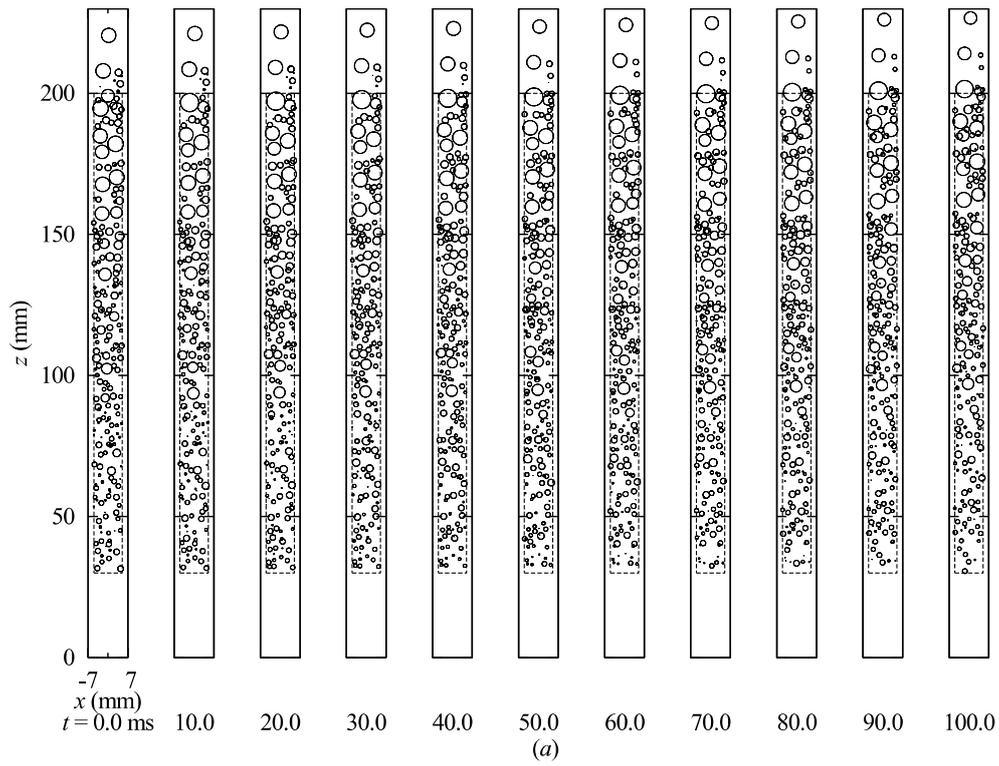


図 6-10 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
(Run 102, Case (a), 上 : 上面図、下 : 側面図)

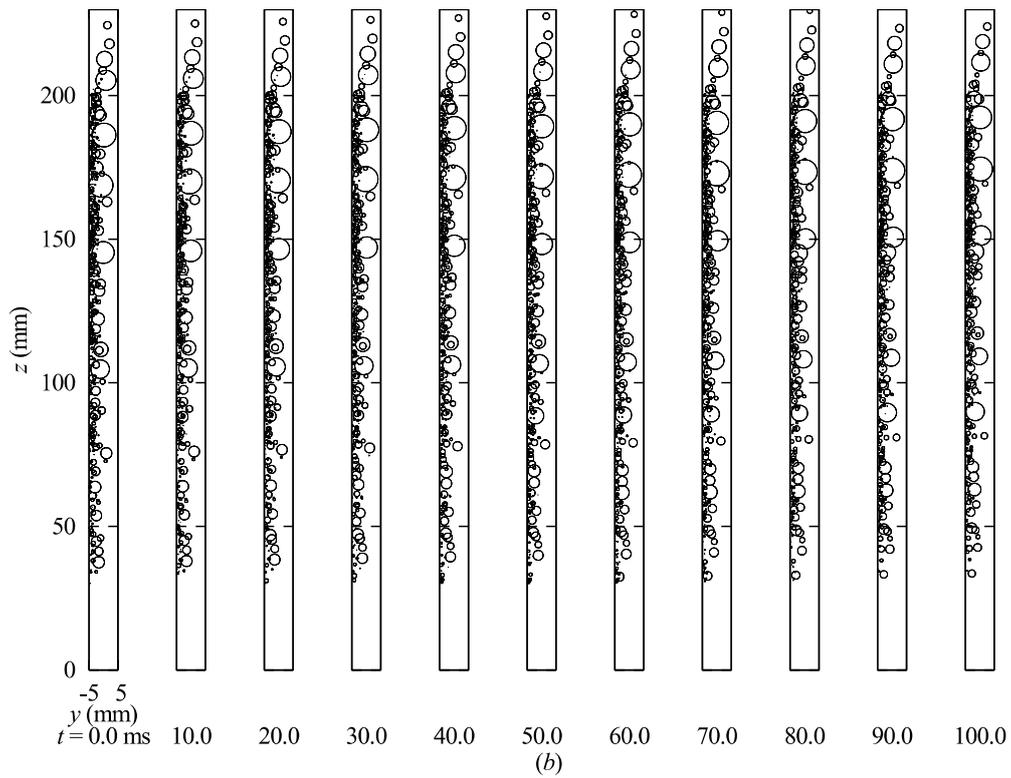
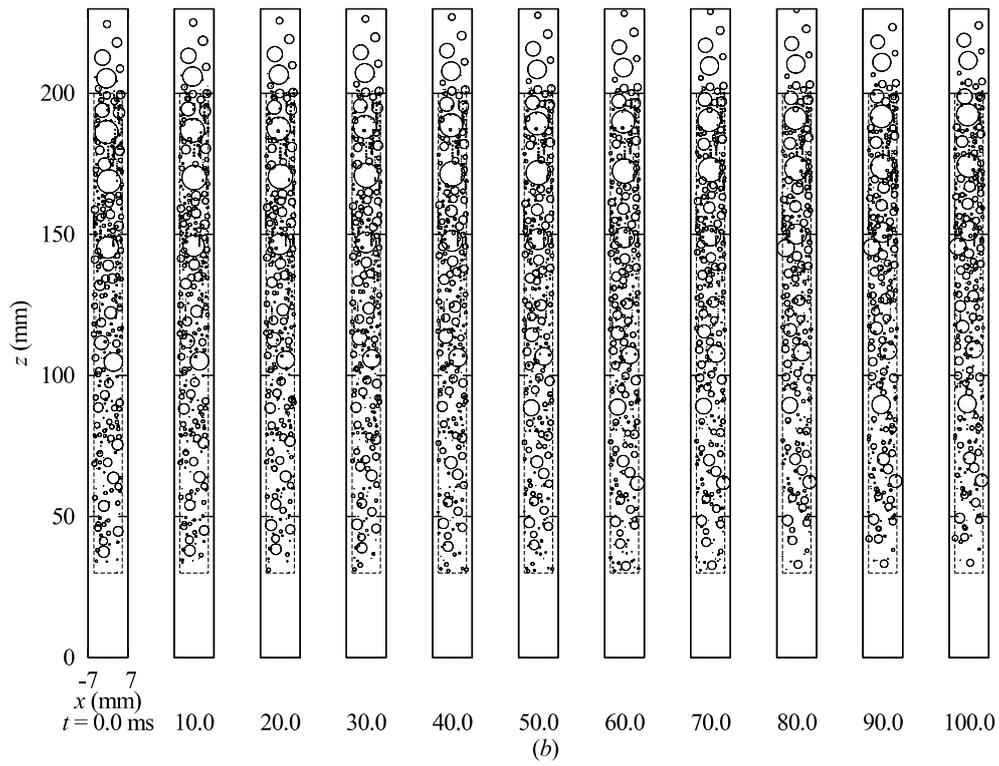


図 6-11 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
(Run 102, Case (b), 上 : 上面図、下 : 側面図)

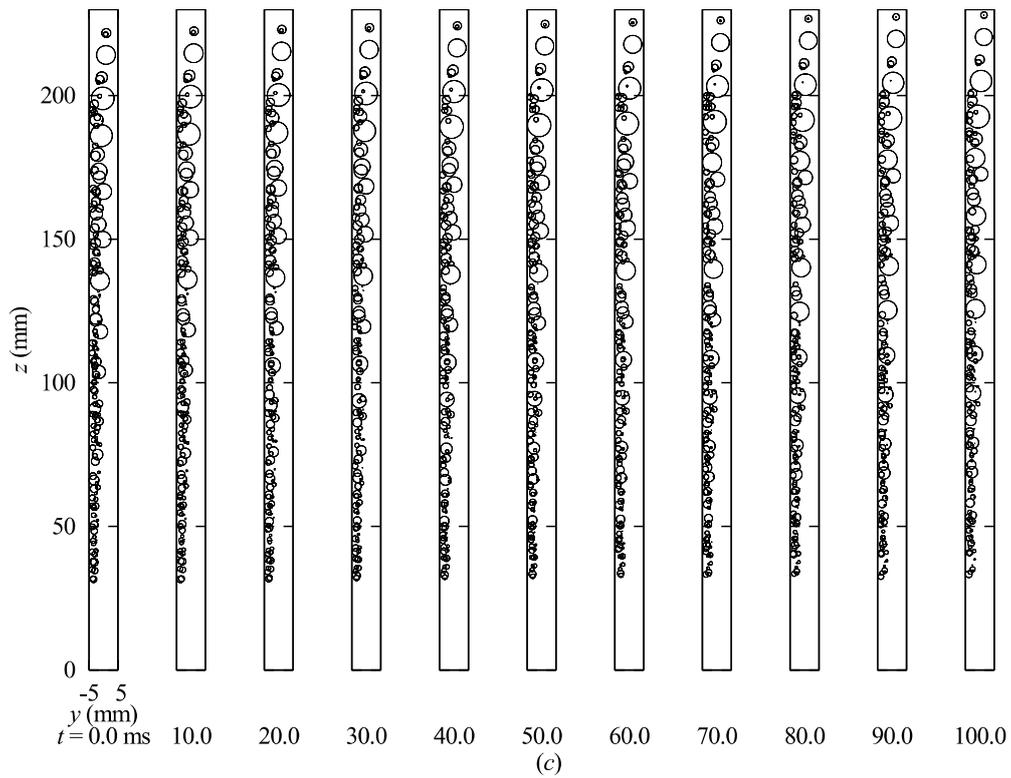
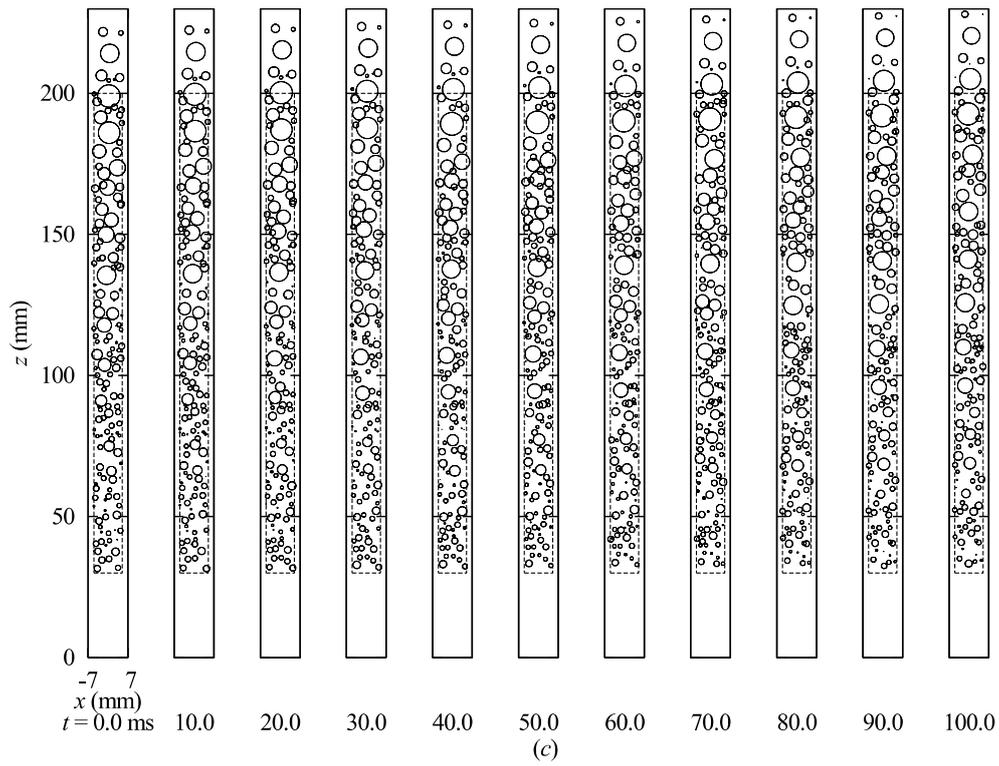


図 6-12 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
(Run 102, Case (c), 上 : 上面図、下 : 側面図)

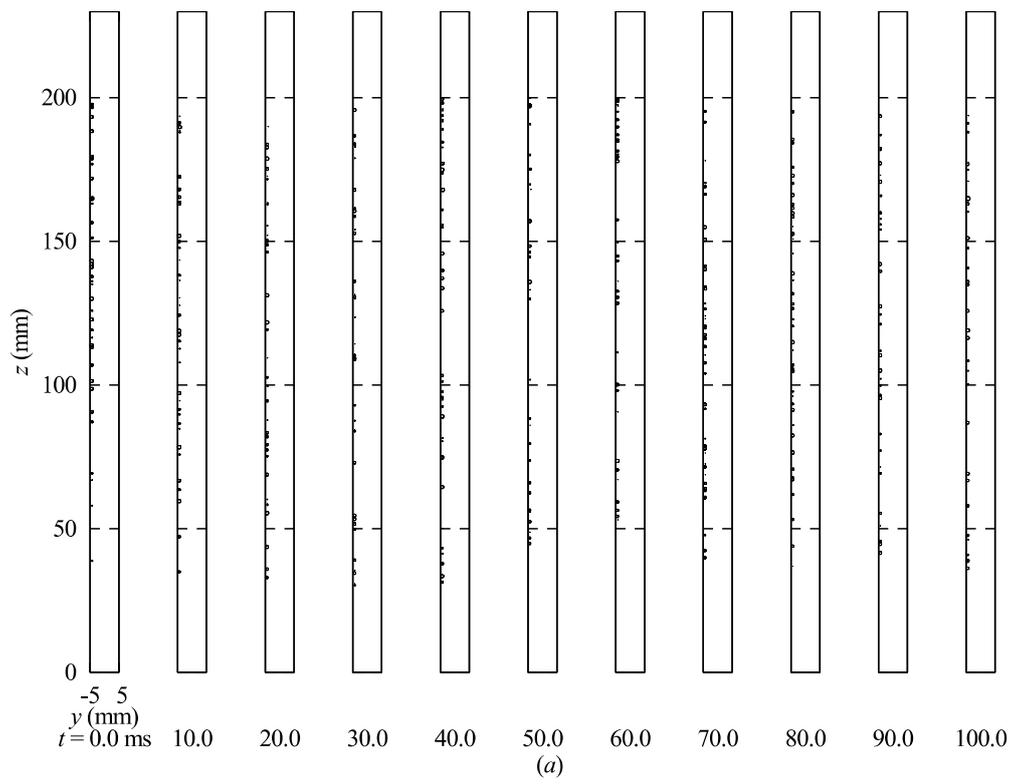
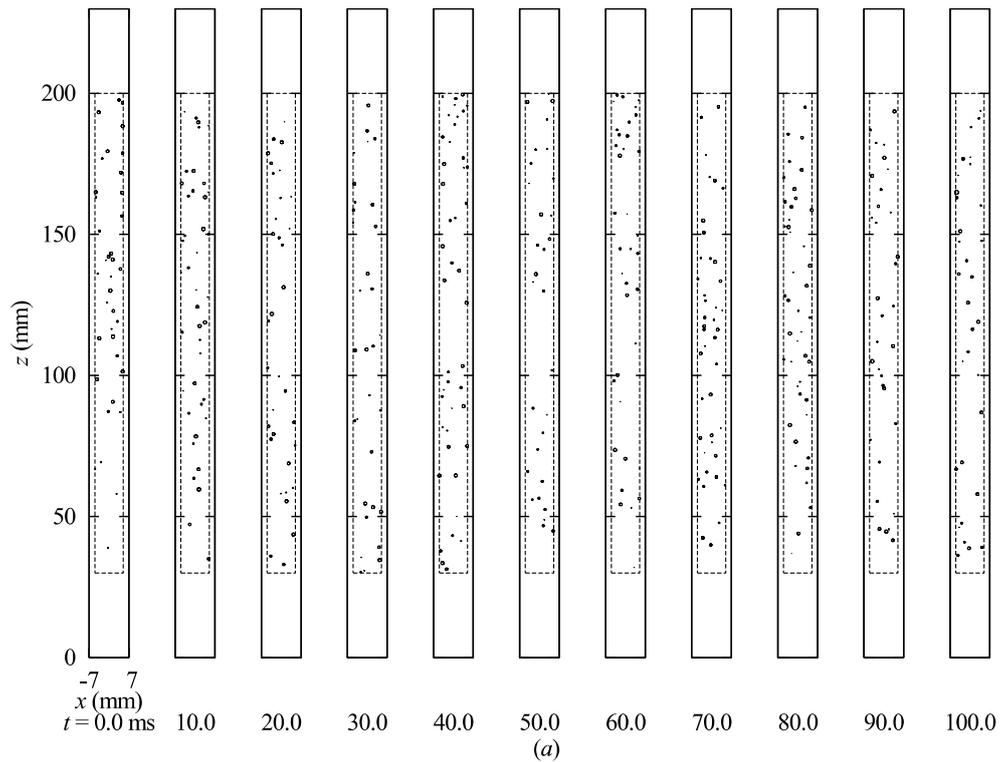


図 6-13 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
 (Run 402, Case (a), 上 : 上面図、下 : 側面図)

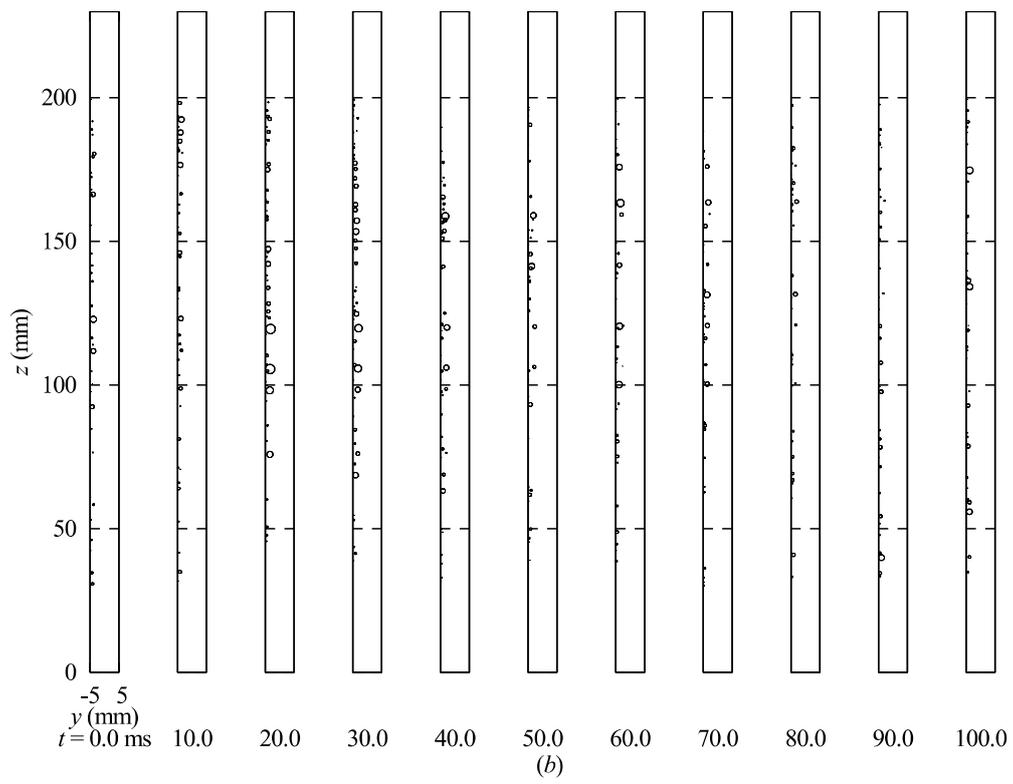
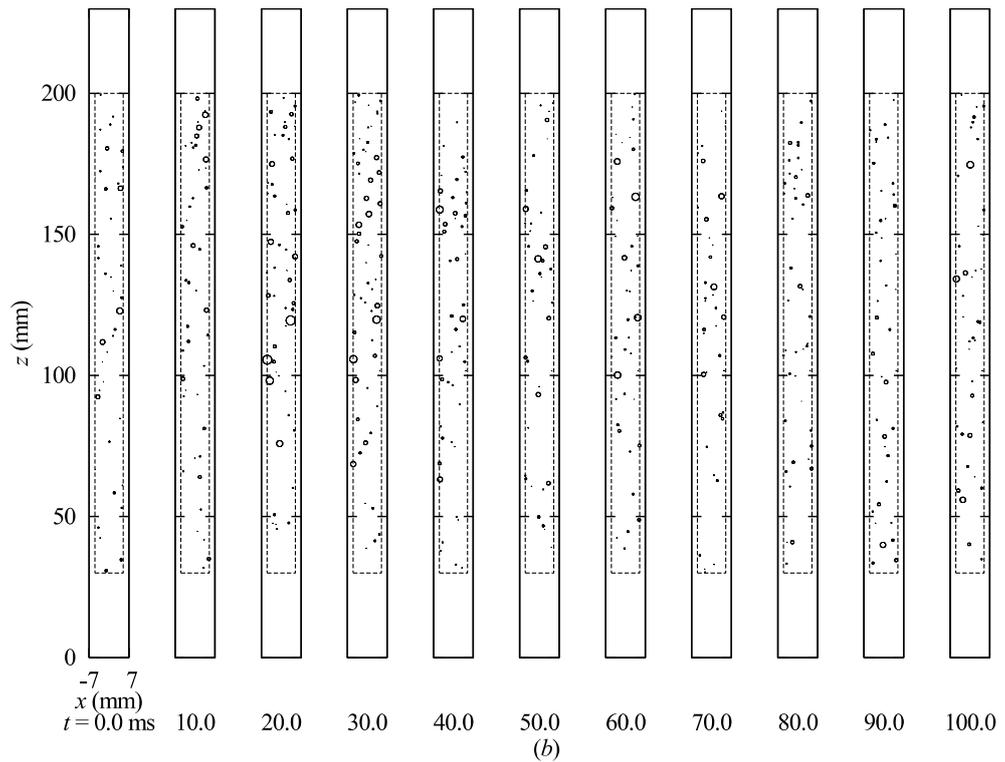


図 6-14 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
 (Run 402, Case (b), 上 : 上面図、下 : 側面図)

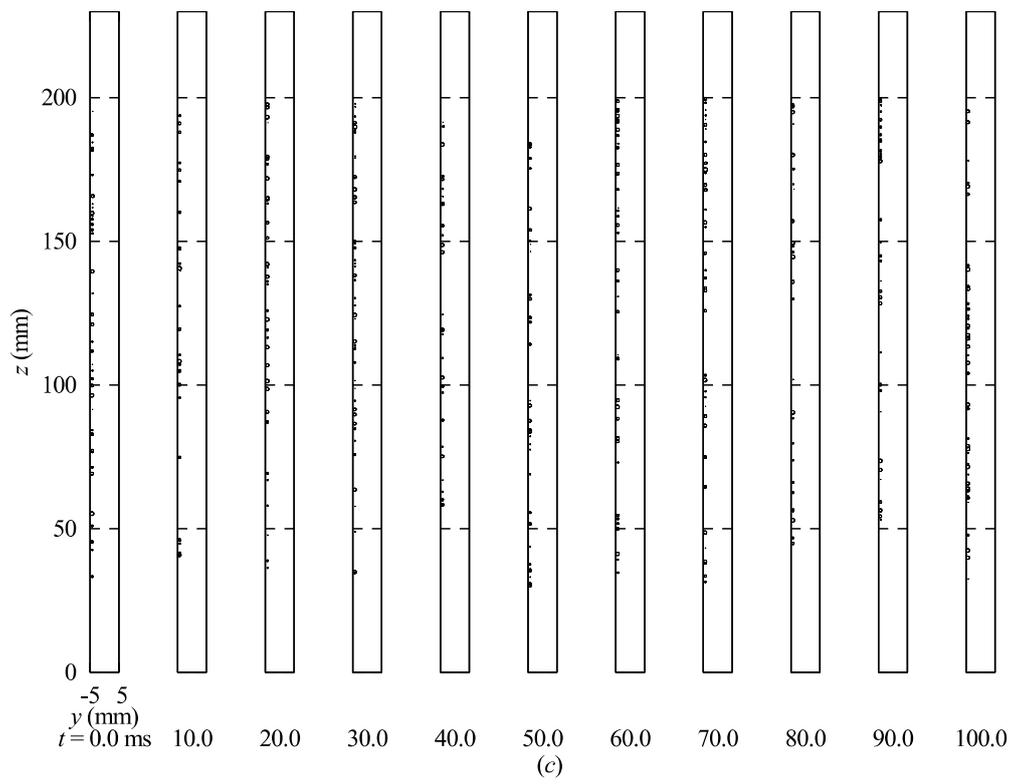
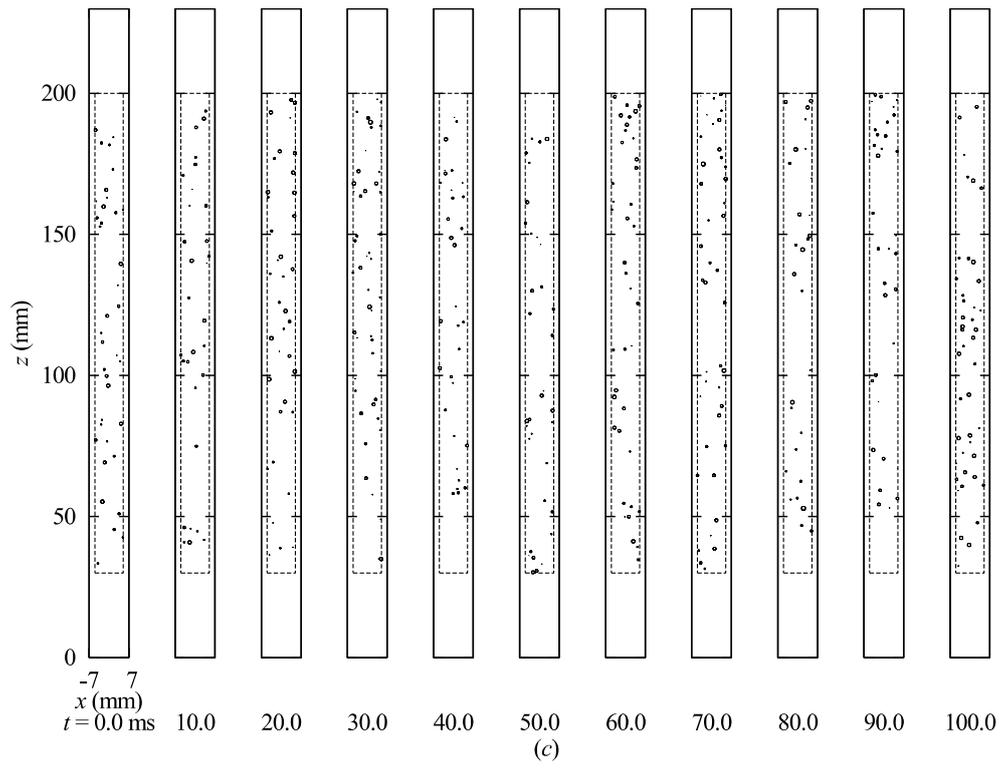


図 6-15 サブクール沸騰解析結果の時系列データ
 (Run 402, Case (c), 上 : 上面図、下 : 側面図)

6.4.3. 時間平均ボイド率の分布

解析によって得られた時間平均ボイド率について、 z 方向（軸方向）と y 方向（水平方向）のボイド率分布を示す。まず、図 6-16 に時間平均ボイド率の z 方向分布を示す。図 6-16 は縦軸に流路高さ z を、横軸に z の位置における時間平均断面平均ボイド率 α を取っており、上図は Run 102、下図は Run 402 の結果をそれぞれ示している。また、各々のグラフの下には平均ボイド率 α_{ave} を記述している。

先に Run 102 の結果を考察する。(a) ~ (c) の全ての条件において、流路の下流側に進むにつれ、 α が増加していることがわかる。これは、入口液相温度 $T_{l,in}$ が解析範囲内で最も高く、凝縮の影響が小さいことから、気泡の存在時間が長くなり、図 6-10 ~ 図 6-12 で示されている通り、下流側で気泡同士の合体による大気泡が多く存在するためだと考えられる。また、平均ボイド率 α_{ave} を比較すると、気泡径分布を考慮した (b) の α_{ave} が、(a) に比べ 1.69 倍、(c) に比べ 1.07 倍増加した。(a) と (b) の条件では蒸気生成率 Γ_{vap} が異なり、(b) の方が (a) に比べ大きいいため、 α_{ave} が増加することは予想される結果であるが、(c) と (b) の条件では Γ_{vap} はほぼ等しいため、気泡径分布が平均ボイド率にわずかに影響することが確認された。

次に、Run 402 の結果について、(a) ~ (c) の全ての条件において、 α は z 方向に激しく振動していることが確認できる。これは、 $T_{l,in}$ が解析範囲内で最も低く、凝縮の影響が大きいいため、図 6-13 ~ 図 6-15 に示されている通り、生成した気泡が直ちに消滅したためと考えられる。しかし、全ての条件において、 α は z 方向に激しく振動しているが、(a) と (c) は α が高い値をとる高さ z は類似しており、(b) とは α が高い値をとる z が異なっている。図 6-7 の下図と z 方向ボイド率分布を比較すると、(a)、(c) は気泡核が密集している付近で高ボイド率を示すのに対し、(b) は大気泡が生成する付近で高ボイド率を示すことがわかった。また、Run 102 と同様に平均ボイド率 α_{ave} を比較すると、気泡径分布を考慮した (b) の α_{ave} が、(a) に比べ 2.30 倍、(c) に比べ 1.77 倍増加した。Run 102 と Run 402 の α_{ave} の増加比を比較すると、Run 402 の α_{ave} 増加比が大きいことがわかる。図 6-16 の (b)、(c) を比較しても、ボイド率分布の形状が大きく異なるのは Run 402 の結果であり、これは、凝縮の影響が強いことで、大気泡の存在がボイド率に大きく影響したのではと考えられる。より詳細な考察は後で行う。

次に、図 6-17 に時間平均ボイド率の y 方向分布を示す。図 6-17 は横軸に流路奥行き y を、縦軸に y の位置における時間平均 x 方向平均ボイド率 α を取っており、上図は Run 102、下図は Run 402 の結果をそれぞれ示している。また、図には流路高さ $z = 50, 100, 150, 200$ mm における y 方向ボイド率分布を示している。

まず、Run 102 の結果を考察する。(a) ~ (c) の全ての条件において、流路の下流側に進むにつれ、 α の分布のピークが増加していることがわかる。これは、図 6-10 ~ 図 6-12 の下図からも確認できる通り、下流に進むにつれ、大気泡が生成されるためである。また、(a) ~ (c) で α の分布のピークの位置が下流に進むにつれ、流路の中心に遷移していることが確認できる。これについても図 6-10 ~ 図 6-12 の下図より、下流側で大気泡が生成され、流路中心側に気泡が多く存在するためである。(b)、(c) を比較すると、(c) の方が α のピークの値が大きく、

形状も鋭いのに対し、(b)の方が α の分布が広がる形状をしていることが確認できる。特に、この違いは $z=50\text{ mm}$ で顕著に示され、これは(b)の条件で大きな気泡が生成されることで、気泡存在時間が長くなることにより流路中心にまで気泡が移動できたためだと考えられる。

次に、Run 402の結果について、Run 102とは異なり、(a)~(c)の全ての条件において、流路高さ $z=100\text{ mm}$ における α の分布のピークが最大値を示した。これは、図 6-16 の下図から、時間平均断面平均ボイドが z 方向に激しく振動しているため、気泡核が密集して配置された $z=100\text{ mm}$ でピークが最大値を示し、気泡核が配置されていない $z=200\text{ mm}$ でピークが最小値を示したのだと考えられる。(b)、(c)を比較すると、Run 102と同様に(c)の方が α のピークの値が大きく、形状も鋭いのに対し、(b)の方が α の分布が広がる形状をしていることが確認できる。また Run 102と比較すると、凝縮の影響が強いことから、伝熱面近傍で α の分布が確認でき、流路中心部に移動する前に消滅しているのだと考えられる。

最後に、上図の(b)の $z=200\text{ mm}$ の α の分布について、 $y=5\text{ mm}$ で0.8%の値を示していることから、流路奥行き10 mmより大きな直径の気泡が生成されたことを示しており、気泡が流路外に出ていることがわかった。直径10 mm以上の気泡が球形形状を維持した状態では、流路を飛び出すため、気泡の形状変化を取り入れる必要性があり、今後の課題の一つである。

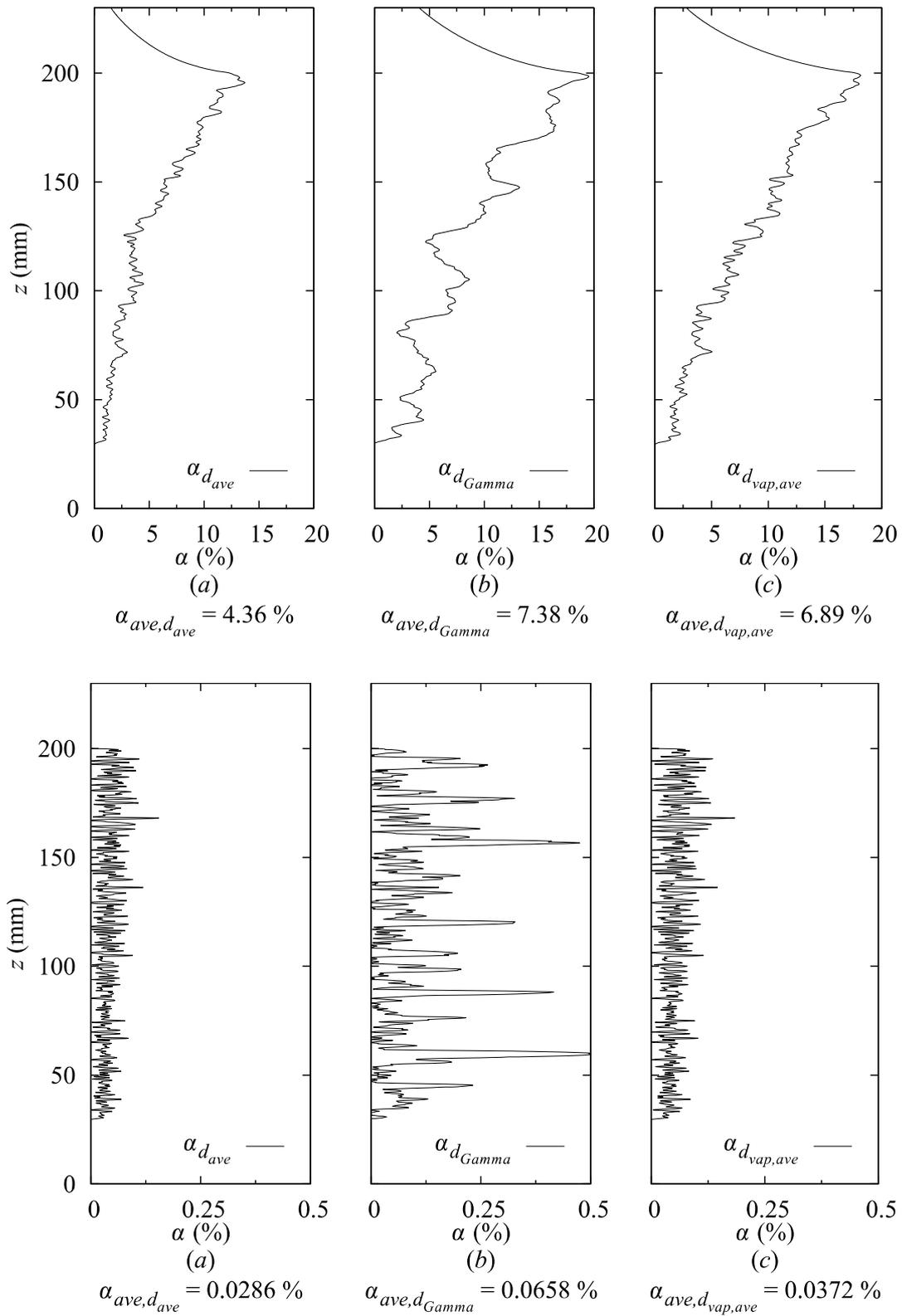


図 6-16 時間平均ボイド率の軸方向変化
(上 : Run 102、下 : Run 402)

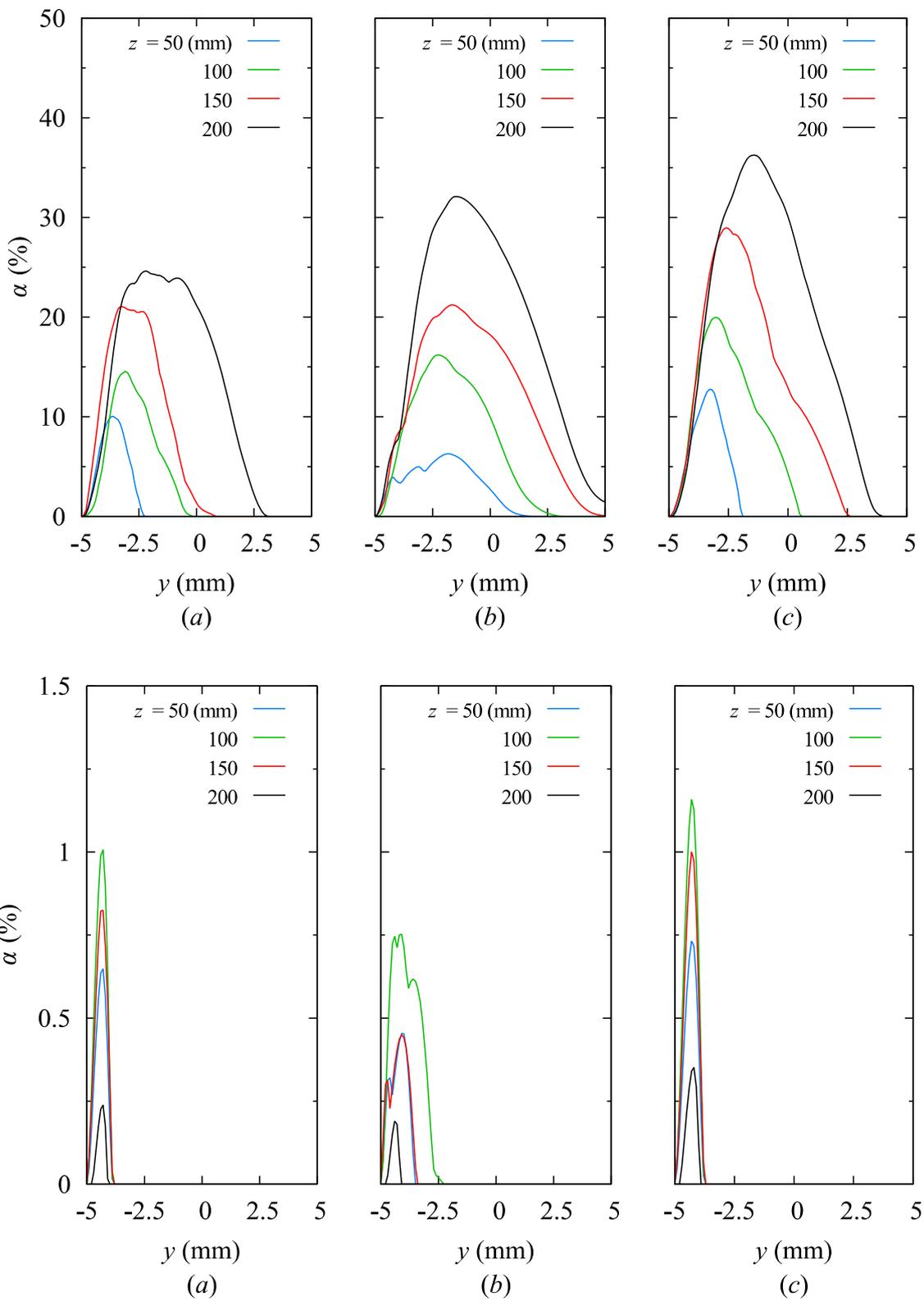


図 6-17 時間平均ボイド率の水平方向変化
(上 : Run 102、下 : Run 402)

6.4.4. 平均ボイド率

表 6-1 に示すすべての解析結果について、平均ボイド率の熱流束依存性を図 6-18 に示す。本図では、横軸に壁面熱流束 q_w 、縦軸に平均ボイド率 α_{ave} を取り、(a) ~ (c) の解析結果はそれぞれ、△プロット、○プロット、◇プロットで表している。図 6-18 より、壁面熱流束 q_w の増加に伴い、平均ボイド率も概ね増加傾向にある。これは、壁面熱流束の増加に伴い、壁面過熱度 ΔT_w が増加し気泡核数 N_s が増加したことに起因する蒸気生成率 Γ_{vap} が増加と、混合平均温度 $T_{l,ave}$ が増加し、凝縮の効果が小さくなるためだと考えられる。また、質量流束が大きい場合、平均ボイド率は減少する傾向にある。ここで、全ての条件で、(a)、(c) の平均ボイド率と比較して、(b) の平均ボイド率が大きな値となった。この結果、気泡径分布は平均ボイド率に影響を及ぼすことがわかり、平均気泡径一定とした沸騰解析では、平均ボイド率を過小評価する可能性があることがわかった。しかし、条件によって、平均ボイド率の増加比 $\alpha_{ave,dGamma} / \alpha_{ave}$ が異なるため、これについて考察する。

図 6-19 に平均ボイド率の増加比の熱平衡クオリティ x_{eq} 依存性を示す。本図では、横軸に流路高さ $z = 135 \text{ mm}$ における熱平衡クオリティ x_{eq} 、縦軸に平均ボイド率の増加比をとり、△プロットは(b)の平均ボイド率 $\alpha_{ave,dGamma}$ と(a)の平均ボイド率 $\alpha_{ave,dave}$ の比、◇プロットは(b)の平均ボイド率 $\alpha_{ave,dGamma}$ と(c)の平均ボイド率 $\alpha_{ave,dvap,ave}$ の比を表す。図 6-19 より、全ての条件で、気泡径分布を考慮した解析(b)の $\alpha_{ave,dGamma}$ が(a)、(c)に比べ増加していることが再確認できる。さらに、熱平衡クオリティ x_{eq} の増加に伴い、平均ボイド率の増加比は概ね減少傾向にあることがわかる。このため、高サブクール領域では特に、気泡径分布が及ぼす平均ボイド率への影響が大きいと考えられる。

また、多くの条件で△プロットが◇プロットよりも大きな値を示している。これは多くの条件で、(a)の蒸気生成率 Γ_{vap} が(c)の蒸気生成率 $\Gamma_{vap,dvap}$ に比べ小さいためであると考えられる。このため、蒸気生成率の影響を取り除いた平均ボイド率の増加比 $(\alpha_{ave,dGamma} / \alpha_{ave}) / (\Gamma_{vap,dGamma} / \Gamma_{vap})$ について考える。図 6-20 は、蒸気生成率の影響を取り除いた平均ボイド率の増加比 $(\alpha_{ave,dGamma} / \alpha_{ave}) / (\Gamma_{vap,dGamma} / \Gamma_{vap})$ の熱平衡クオリティ x_{eq} 依存性を示している。本図より、蒸気生成率の影響を取り除いているにもかかわらず、多くの条件で△プロットが◇プロットよりも大きな値を示している。(a)と(c)の違いは、生成する気泡サイズと、これに伴う蒸気生成率である。図 6-20 は、蒸気生成率の影響を取り除いているため、生成する気泡のサイズの影響によって△プロットが◇プロットよりも大きな値を示していると考えられる。すなわち、強制対流サブクール沸騰中では、気泡の大きさがボイド率に影響すると考えられる。凝縮を伴うサブクール沸騰において、気泡が大きい場合、気泡が消滅するまでの気泡存在時間は長くなると考えられる。この気泡の存在時間が長いことで、平均ボイド率が増加している可能性がある。特に高サブクール沸騰では凝縮の影響が顕著であり、気泡の存在時間が気泡のサイズによって大きく異なると考えられるため、平均ボイド率の増加比が熱平衡クオリティに依存しているのだと考えられる。

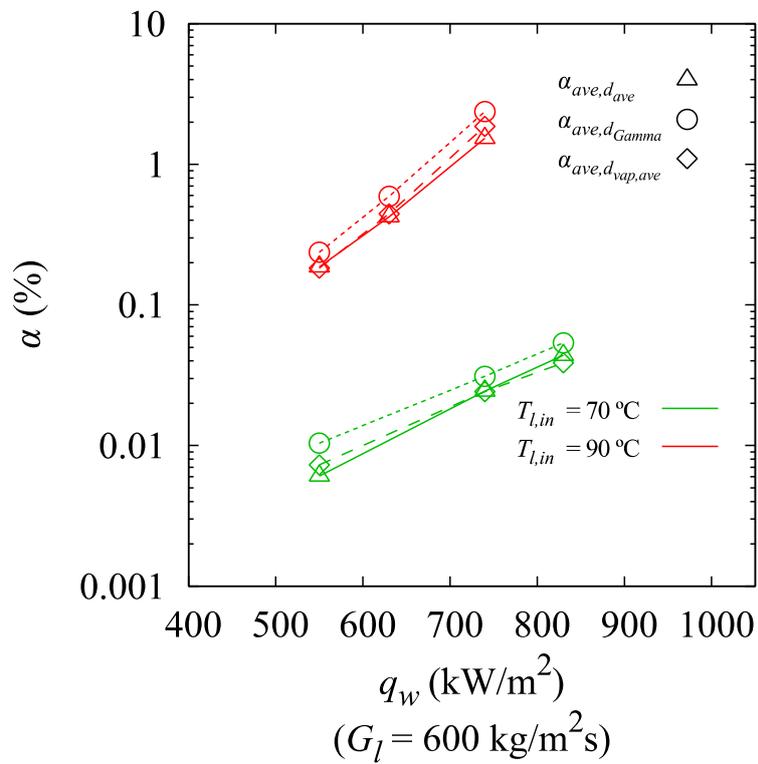
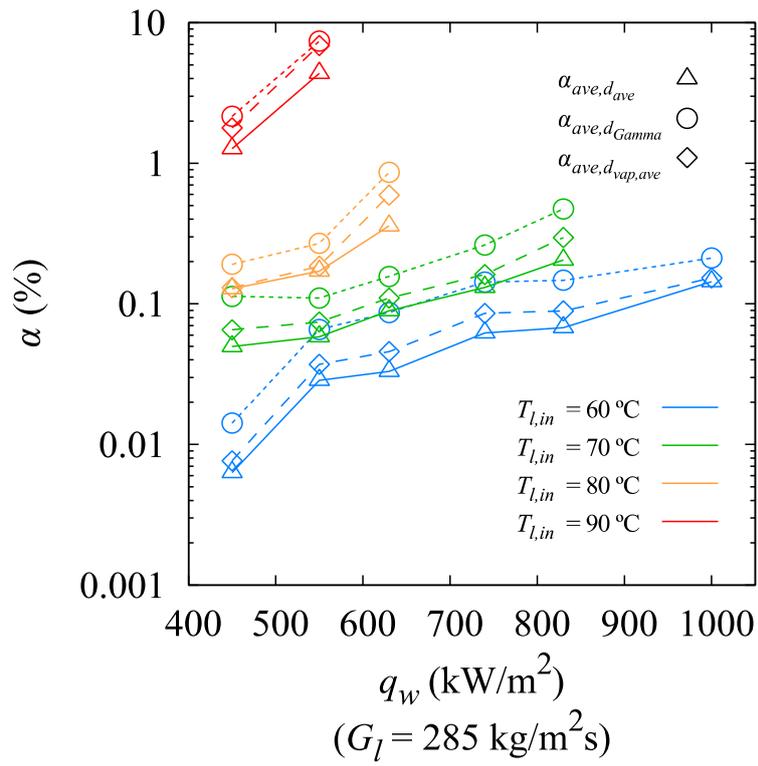


図 6-18 流路内平均ボイド率の熱流束依存性 (上 : $G_l = 285$ kg/m²s、下 : $G_l = 600$ kg/m²s)

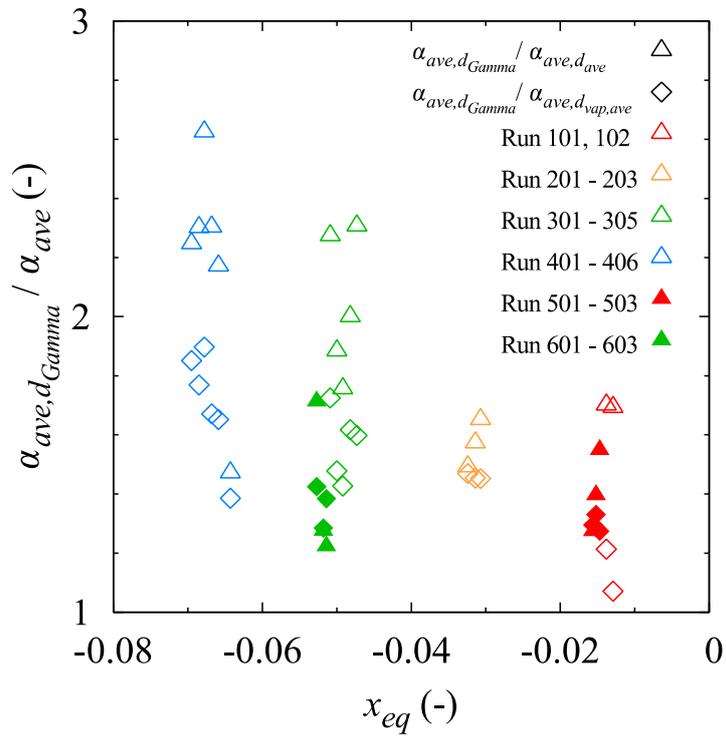


図 6-19 気泡径分布の考慮によるボイド率増加割合 (蒸気生成率の補正なし)

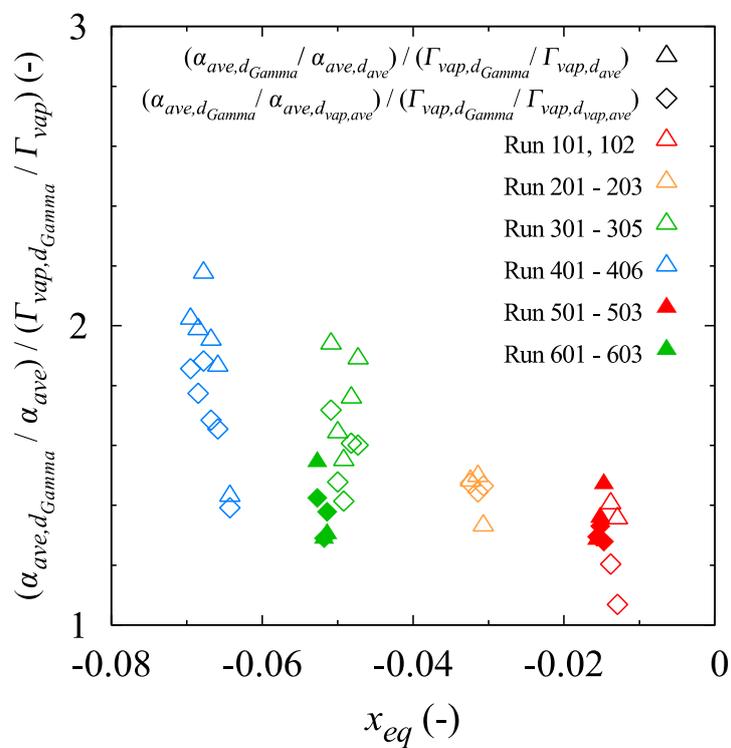


図 6-20 気泡径分布の考慮によるボイド率増加割合 (蒸気生成率の補正あり)

平均ボイド率 α_{ave} が気泡サイズに大きく影響されることから、気泡径分布のパラメーターにも大きく影響されると予想される。ガンマ分布では、尺度母数 θ が大きくなると、大きなサイズの気泡の生成確率も大きくなるため、平均ボイド率 α_{ave} も増加すると予想される。このため、Run 403 の解析条件で、平均ボイド率 α_{ave} の尺度母数 θ 依存性を調査した。解析条件を表 6-2 に示す。ガンマ分布のパラメーター k 、 θ によって、平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ が決まるため、先に θ を与え、蒸気生成率 Γ_{vap} が $\pm 1\%$ の範囲で等しくなるように k を与えた。このとき、気泡径分布を考慮した解析(b)と平均蒸気生成率 $\Gamma_{vap,ave}$ から算出される平均気泡径を $d_{vap,ave}$ 用いた解析(c)の 2 つを行った。

表 6-2 尺度母数の影響評価における解析条件

Run	P_{in} [kPa]	T_{in} [°C]	G_I [kg/m ² s]	q_w [kW/m ²]	k [-]	θ [mm]
403-1					1.95	0.501
403-2	115	60	285	630	3.45	0.300
403-3					2.52	0.400
403-4					1.58	0.601

まず、各解析条件(b)における累積蒸気生成率を図 6-21 に示す。本図より、いずれの条件においても、蒸気生成率は一致しているが、気泡径分布は異なり、 θ の増加に伴い、気泡径分布の最大気泡径が大きくなっていることが確認できる。

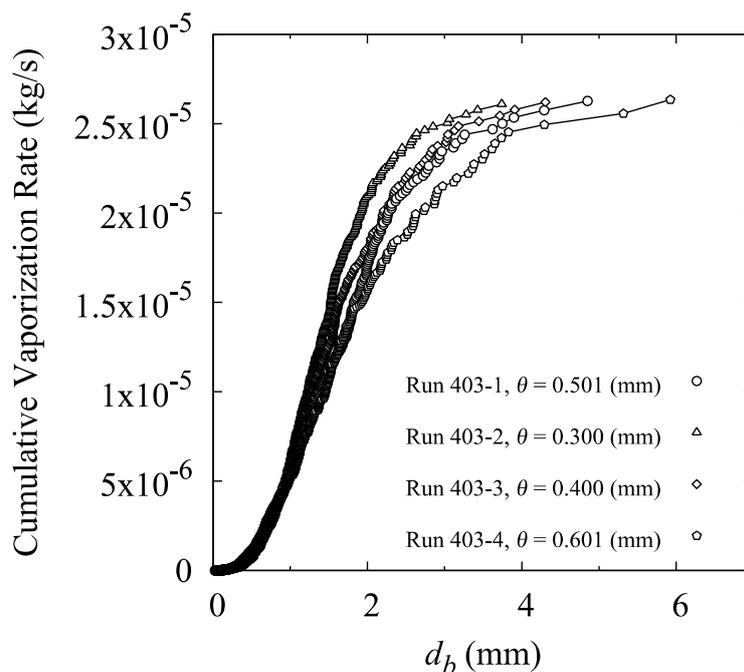


図 6-21 蒸気生成率の気泡径に対する累積分布

ボイド率解析結果の尺度母数 θ 依存性を図 6-22 に示す。まず、(b)と(c)を比較すると、気泡径分布を考慮するケース(b)で常にボイド率が高い値となっており、これまでと同様の傾向である。しかし、気泡径分布を考慮しないケース(c)では、 θ によってボイド率の値がほとんど変化していない。これより、より系統的な調査が必要であるが、気泡径をなんらかの平均値で代表させる限り、気泡径がボイド率の解析値に及ぼす影響は比較的小さいと思われる。一方、気泡径分布を考慮するケース(b)では、 θ の増加とともにボイド率も大きく増加しており、Run 403-2 と Run 403-4 では、平均ボイド率の差異が 1.5 倍程度にも及んでいる。これより、数少ない大気泡が平均ボイド率に多大な影響を及ぼす場合があるため、大気泡の存在に注意して気泡径分布を与える必要があること、気泡径を何らかの平均値で代表させる方法では、ボイド率の高精度予測を行う上で困難を伴う可能性のあることが示唆される。

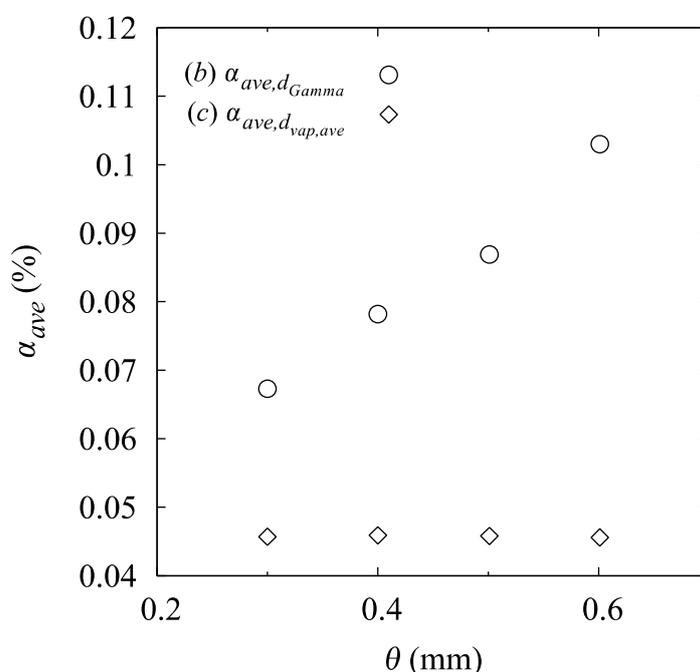


図 6-22 ボイド率の尺度母数 θ 依存性

第 6 章の参考文献

- [6-1] 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.
- [6-2] Hinze, J.O., Turbulence, McGraw-Hill, (1975).
- [6-3] 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).
- [6-4] 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).
- [6-5] 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).
- [6-6] Malenkov, I.G., Detachment Frequency as a Function of Size for Vapor Bubbles, *J. Eng. Phys.*, Vol. 20 (6), 704–708 (1971).
- [6-7] 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1報, モデル及び計算例(流体力学, 流体機械), *日本機械学会論文集. B 編*, Vol. 70 (692), 880–887 (2004).
- [6-8] 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).
- [6-9] Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., New York, (1979).
- [6-10] 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).
- [6-11] 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).

7. まとめと今後の課題

本研究では、サブクール沸騰解析モデルの高度化に資するため、気泡挙動およびボイド率分布の計測と気泡追跡法（粒子・流体モデル）に基づく数値解析を実施した。得られた主な成果を以下に要約する。

- サブクール沸騰中における気泡生成過程を詳細に観察し、様々なサイズの気泡が生成されること、また、気泡径の差異は、同一の気泡核に比して、異なる気泡核間でより顕著であることを示した。
- 気泡径分布は、ガンマ分布を用いることにより、少数の大気泡も含めてよくフィッティングできることを示した。また、ガンマ分布を規定する形状母数と尺度母数について、無次元相関式を開発した。
- 気泡生成周期と発泡核密度の計測および相関を行うとともに、気泡径分布関数をあわせ用いることで、蒸気生成率をより正確に評価できることを示した。
- 気泡の伝熱面離脱過程を観察し、離脱時における気泡の鉛直方向速度は気泡重心位置における局所液速度と、水平方向速度は気泡の成長速度と強い相関があることを示した。また、換算蒸気速度を用いて、気泡の水平方向離脱速度を簡便に評価可能な相関式を提示した。
- サブクール沸騰解析の検証用データとして、ボイド率分布の計測を実施した。本データは、気泡挙動の観察結果とリンクしているため、機構論的サブクール沸騰モデルの信頼性および精度検証を行う上で、有用と考えられる。
- 気泡追跡法（粒子・流体モデル）を用いてサブクール沸騰の数値解析を実施した。気泡生成過程の可視化実験で様々なサイズの気泡が生成されたことから、本解析では、気泡径分布がボイド率の解析結果に及ぼす影響に特に着目した。この結果、気泡径分布の影響は顕著であり、特に、大気泡の存在を考慮することで、気泡径一定とした場合よりもボイド率の解析結果はより高い値となった。これより、気泡径一定として解析する場合、ボイド率を過小評価する可能性がある。また、気泡径、気泡生成周期、発泡核密度の相関式より蒸気生成率を評価する場合、気泡径を一定とすると蒸気生成率を過小評価する可能性のあることを指摘した。

上記に示すように、本研究では、(1) サブクール沸騰の機構論的モデリングを可能とするための気泡生成過程をはじめとする現象素過程の観察と相関式開発、(2) ボイド率解析結果検証用データの収集、(3) 現象素過程を機構論的に考慮可能なモデルに基づくボイド率解析を実施した。ここで得られた成果は、思考実験ではなく、実現象の観察結果に基づいた機構論的サブクール沸騰モデルを開発するとともに、その精度検証を行う上で有用と考えら

れる。今後の課題を以下に列挙する。

- サブクール沸騰解析は、例えば気泡の伝熱面離脱速度を一定値とするなど、試計算の段階にある。実験における観察結果をより忠実に取り込むとともに、ボイド率の計算結果を実験データと比較し、精度検証を進める必要がある。
- 実験では、サブクール度、質量流束、熱流束をパラメーターとして様々に変更しているが、圧力条件は大気圧近くとしている。圧力もパラメーターに含めて気泡挙動観察を行うことが望まれる。
- システム解析を行う場合、粒子・流体モデルのような計算負荷の高いモデルを使用することは現実的ではない。本実験で得られた気泡径分布等の統計情報を、二流体モデルに代表される平均化モデルにどのように反映すべきか、検討が必要である。