

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

平成 29 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	1-1
2. 実験装置	2-1
2.1 実験装置	2-1
2.2 実験方法	2-4
2.3 画像処理方法（沸騰挙動解明試験）	2-5
2.4 計測方法	2-7
2.5 実験条件	2-8
2.6 主な実験機器	2-7
3. サブクール沸騰挙動解明試験	3-1
3.1 気泡径分布モデル	3-1
3.1.1 気泡径のばらつき	3-1
3.1.2 気泡径分布	3-2
3.1.3 壁面温度計測と評価	3-8
3.1.4 パラメータ依存性及び相関式の開発	3-12
3.1.5 平均値のばらつきと沸騰閥内の気泡径分布	3-16
3.1.6 気泡径分布に及ぼす接触角の影響	3-21
3.2 気泡生成頻度	3-23
3.2.1 パラメータ依存性	3-23
3.2.2 既存式との比較	3-25
3.3 沸騰核密度	3-26
3.4 蒸気生成量	3-26
3.5 ボイド率計測	3-28
第 3 章の参考文献	3-29
4. 気泡の伝熱面離脱挙動解明試験	4-1
4.1 気泡の軌跡	4-1
4.2 伝熱面離脱速度	4-2
4.3 気泡加速モデル	4-4
4.4 数値計算による軌跡予測	4-7
4.5 伝熱面裏側からの計測における最大気泡径のアスペクト比	4-13
第 4 章の参考文献	4-14

5. 強制対流サブクール沸騰のボイド率解析	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	5-11
5.4 解析結果	5-13
5.5 一次元モデルに基づくサブクール沸騰解析	5-14
第5章の参考文献	5-18
6. まとめと今後の課題	6-1
付録 A. 気泡径分布及び気泡生成頻度データ	付-1
付録 B. 流路内における液相温度分布の計測	付-16
付録 C. 伝熱面離脱後の気泡軌跡とサイズの計算結果	付-17
付録 D. 気泡生成データ	付-28

記号表

A_{bp}	bubble projected area (m ²)
$A_{\text{ellipsoid}}$	surface area of ellipsoid (m ²)
A_{win}	area of the measurement window (m ²)
A_{sphere}	surface area of sphere (m ²)
a	bubble radius for z direction (m)
Bo	boiling number
b	bubble radius for y direction (m)
C_A	change ratio of surface area
C_D	drag force coefficient
C_L	lift coefficient
C_T	empirical constant for oscillation cycle
C_u	empirical constant for additional velocity
C_{VM}	virtual mass coefficient
c_p	specific heat at constant pressure (J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)
D_h	hydraulic diameter (m)
d	bubble size (m)
d_{30}	volume average diameter (m)
d_{ave}	arithmetic mean of d_{max} (m)
$d_{\text{ave},i}$	d_{ave} at i-th nucleation site (m)
d_{ejc}	bubble ejection diameter (m)
d_{lift}	bubble lift-off diameter (m)
d_{max}	maximum bubble diameter (m)
d_1	maximum bubble size in subcooled flow boiling (m)
d_y	bubble diameter for y direction (m)
d_z	bubble diameter for z direction (m)
E_a	radiation emitted from the media a (W·m ⁻²)
E_c	total energy measured by the IR camera (W·m ⁻²)
Eo	Eötvös number
ER	mean relative error (%)
$F_{3.6-4.9\mu\text{m}}$	fraction of radiation energy within the wavelength interval 3.6-4.9μm
f	bubble release frequency (Hz) or pipe friction coefficient
f_D	drag force (N)
f_L	shear lift force (N)
f_{VM}	virtual mass force (N)
G	mass flux (kg·m ⁻² ·s ⁻¹)

G_s	dimensionless liquid velocity gradient
g	gravitational acceleration ($\text{kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$)
H_{lg}	latent heat of vaporization ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)
h	heat transfer coefficient ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$)
Ja	Jakob number
Ja_e	effective Jakob number
N_a	active nucleation site density ($\text{sites}\cdot\text{cm}^{-2}$)
N_{case}	the total number of experimental cases
N_s	the number of nucleation sites
n_b	the number of bubbles
P	pressure (Pa)
Pr	Prandtl number
p	constant for approximate surface area of ellipsoid
q_w	heat flux ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)
R	gas constant
R_A	aspect ratio
$R_{A,\text{lift}}$	aspect ratio at the instant of lift-off
$R_{A,z}$	aspect ratio at the instant of maximum bubble size observed from bottom view
R_c	cavity radius (m)
Re	Reynolds number
r	bubble radius (m)
r_0	mean radius of oscillation bubble (m)
S_n	surface-harmonic of order n
T	temperature (K) or oscillation cycle (s)
t	time (s)
t_g	growth time (s)
t_{meas}	measurement time (s)
t_w	waiting time (s)
u	velocity (m/s)
u_{add}	additional velocity (m/s)
x_{eq}	thermal-equilibrium quality
 <i>Greek symbols</i>	
α	shape parameter of gamma distribution
β	scale parameter of gamma distribution (m)

Γ	gamma function
Υ	incomplete gamma function
Υ_b	vaporization rate ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
ΔA	surface area difference (m^2)
ΔT_w	wall superheat (K)
ΔT_{sub}	liquid subcooling (K)
δ	superheated liquid layer thickness (m)
ε	emissivity
η	thermal diffusivity ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
Θ	dimensionless subcooling
θ	contact angle ($^\circ$)
λ	thermal conductivity ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
μ	viscosity (Pa·s)
ν	kinetic viscosity (m^2/s)
ρ	density ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
ρ_{a-b}	reflectivity at the interface between a and b
σ	surface tension (N/m)
σ_{SB}	Stefan-Boltzmann constant ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$)
σ_{all}	standard deviation of d_{max} (m)
σ_i	standard deviation of d_{max} at i-th nucleation site (m)
σ_v	standard deviation of the bubble volume (m^3)
$\bar{\sigma}_1^*$	average of σ_i scaled by $d_{\text{ave},i}$
$\bar{\sigma}_2^*$	standard deviation of d_{max} scaled by d_{ave}
τ_{a-b}	transmissivity between a and b
ω	oscillation frequency (Hz)

Subscripts

app	apparent
b	bubble
c	convection
exp	experiment
g	gas phase
gamma	gamma distribution
ITO	Indium-Tin-Oxide film
∞	background
l	liquid phase

lift	lift-off
NB	nucleate boiling
pre	prediction
sat	saturation
sap	sapphire
v	volume
w	wall
y	y direction
z	z direction

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[1-1, 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、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[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]。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[1-7]。

本研究では、気泡挙動に多大な影響を及ぼす物理量である伝熱面接触角をパラメーターに含めるなどして実験データを拡充し、サブクール沸騰の詳細解析で必要となる発泡核密度、気泡生成周期、気泡径分布等に関する相関式の高度化を行う。また、気泡が伝熱面を離脱するときの速度に関する実験情報を収集するとともに、相関式開発を行う。サブクール沸騰解析の検証データとなる時空間平均ボイド率及び時間平均局所ボイド率分布の計測も行う。また、可視化実験の結果に基づいて気泡追跡法に基づく解析モデルを高度化するとともに、サブクール沸騰中におけるボイド率の解析を行い、伝熱面を離脱するときの気泡のサイズや速度がボイド率の解析結果に及ぼす影響を数値実験的に検討する。さらに、近年明らかとなってきたサブクール沸騰中における気泡挙動等の詳細構造を、通常的安全解析で用いられる一次元モデルの高度化に反映するための方策について考察する。

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.
- [1-7] 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.

2. 実験装置及び実験条件

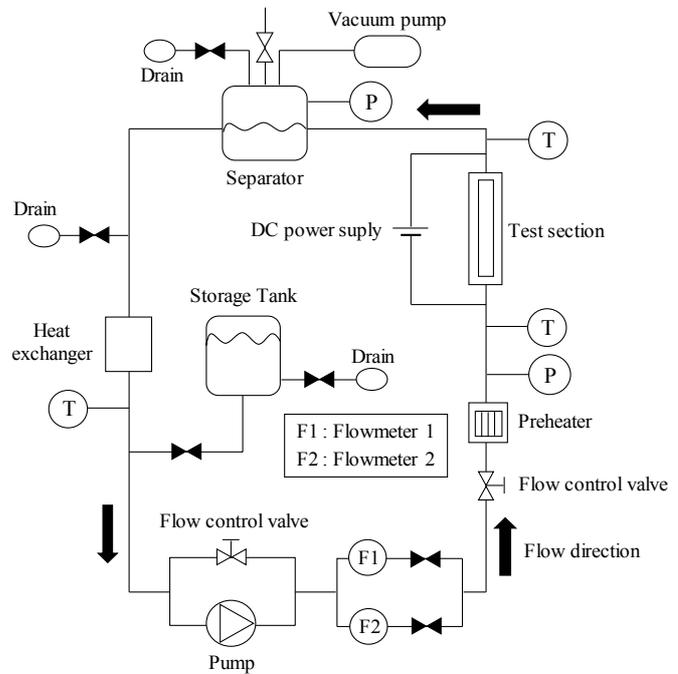
気泡径、気泡生成頻度、沸騰核密度、気泡の伝熱面離脱挙動等の解明を目的として、鉛直伝熱面を用いた強制対流サブクール沸騰の可視化試験を行う。ここでは、透明ガラス板を用いた伝熱面裏側からの観察および伝熱面水平方向からの観察の2つ実験方法について述べる。また、ボイドプローブ及びガンマ線密度計を用いたボイド率計測方法についても述べる。

2.1 実験装置

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、貯水タンクに内蔵され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。そして、ギアポンプによって流体を循環させながら、再び真空ポンプで流路内を負圧（約 15kPa）に保ち、24 時間の真空脱気を行う。その過程で2,3 回予熱器を用いて流体を加熱し、ここでも加熱脱気を行う。流量の調節にはポンプと並列につながれたバルブによって行い、流量計測は図中のタービン流量計 F1, F2 を用いた。各流量計の計測範囲および測定誤差は、F1 については 0.4-10 l/min 及び $\pm 0.1\%$ F.S.、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。液相はそのまま熱交換器へと流入し、冷水との熱交換の後にギアポンプに戻る。

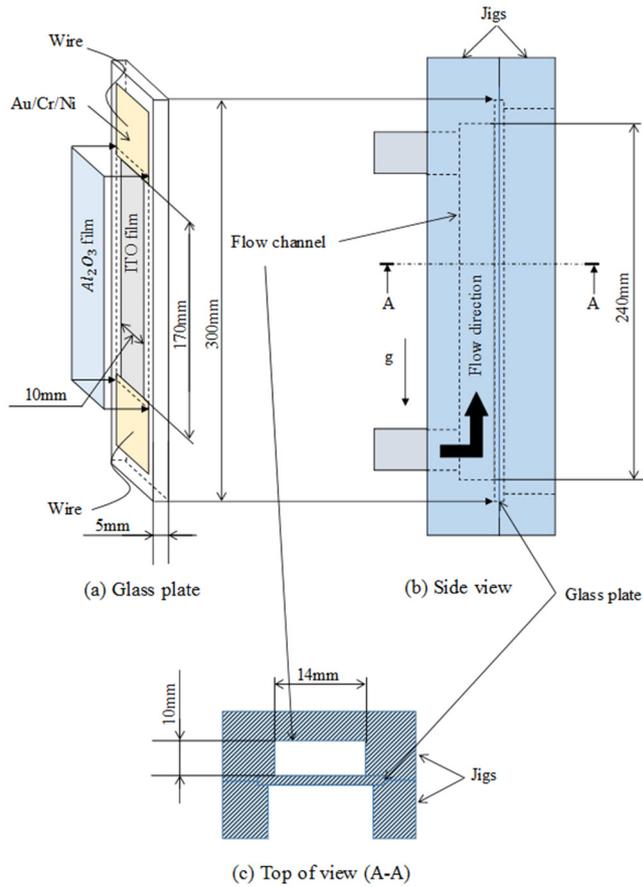


(a) 全景

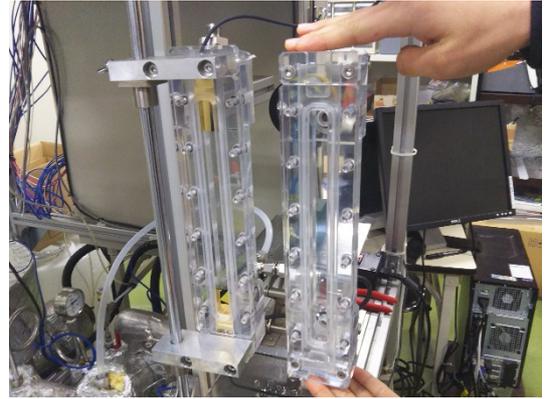


(b) 系統図

図 2-1 沸騰ループ



(a) 試験部の構成

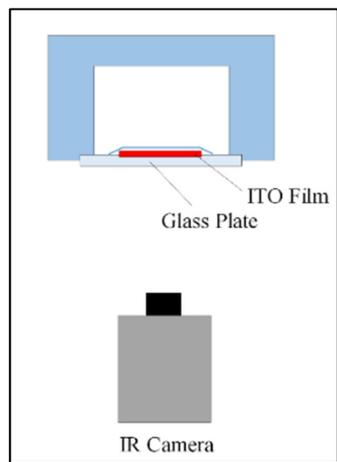


(b) 試験部の外観

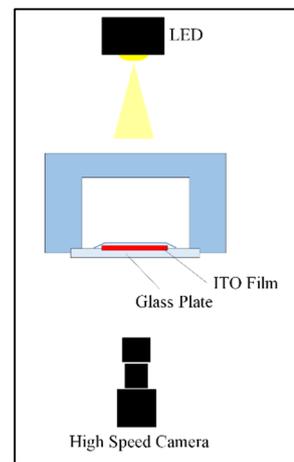


(c) 成膜を施したサファイアガラス板

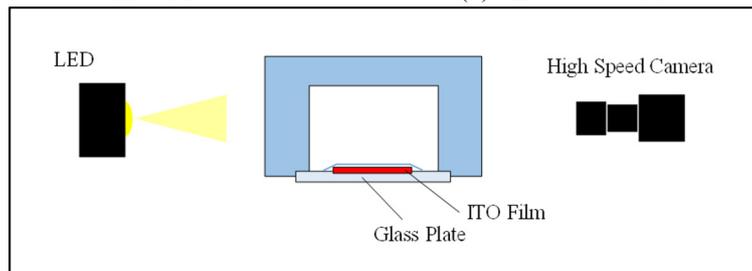
図 2-2 試験部の概略



(a) IR カメラによる壁温度計測



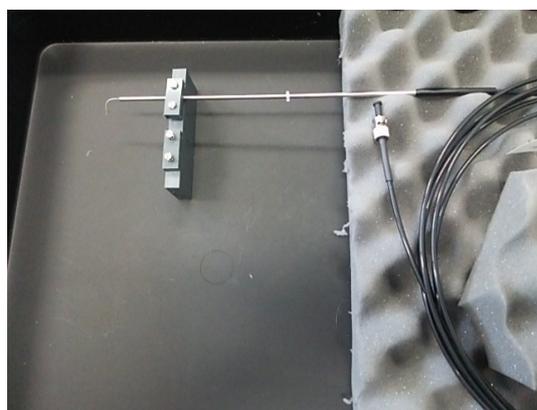
(b) 透明伝熱面裏側からの気泡挙動可視化



(c) 横方向からの気泡挙動の観察

図 2-3 壁面温度計測及び可視化実験における計測機材の配置

図 2-2 に、試験部の構成と、試験部及び成膜を施したサファイアガラス板の写真を示す。試験部は 2 つのポリカードネット製の治具と透明ガラス板で構成されており、図のように、ガラス板を挟み込むことで構成されている。このガラス板はサファイアガラス板であり、一面の幅 10mm、長さ 170mm の領域に ITO 膜 (膜厚 $0.26\mu\text{m}$) を成膜し、その両端に電極として Au/Cr/Ni 膜 (膜厚 $0.91\mu\text{m}$) を成膜した。ITO 膜は沸騰による浸食が激しく、長時間の実験に耐えられないため、保護膜として Al_2O_3 膜 (膜厚 $1.09\mu\text{m}$) を成膜した。このとき、 Al_2O_3 膜表面での試験流体との接触角 θ は $13.8\pm 1^\circ$ であり、ITO 膜の抵抗は約 $88\text{-}102\ \Omega$ である。この ITO 膜に直接通電加熱を行うことで沸騰を生じさせ、その様子を高速カメラで撮影した。なお、流路は幅 14mm 高さ 10mm の矩形流路となっており、試験部では垂直上昇流である。本実験では、気泡径などの基礎的な情報取得 (以降、サブクール沸騰挙動解明試験と呼ぶ) に加え、気泡の伝熱面離脱挙動解明試験、IR カメラを用いた伝熱面温度計測も実施する。そこで、各実験での高速カメラ、LED ライト、試験部、IR カメラの位置関係を図 2-3 に示す。図に示したように、それぞれの実験は同時計測ではなく個別に行った。この他、ボイド率解析の検証用データを取得するため、レーザー式ボイドプローブを用いた時間平均局所ボイド率とガンマ線密度計を用いた時空間平均ボイド率の計測も実施した。主な計測機材の写真を図 2-4 に示す。



(a) L 型ボイドプローブ



(b) ボイドプローブの信号処理系



(c) ガンマ線密度計



(d) IR カメラ

図 2-4 主な計測機材

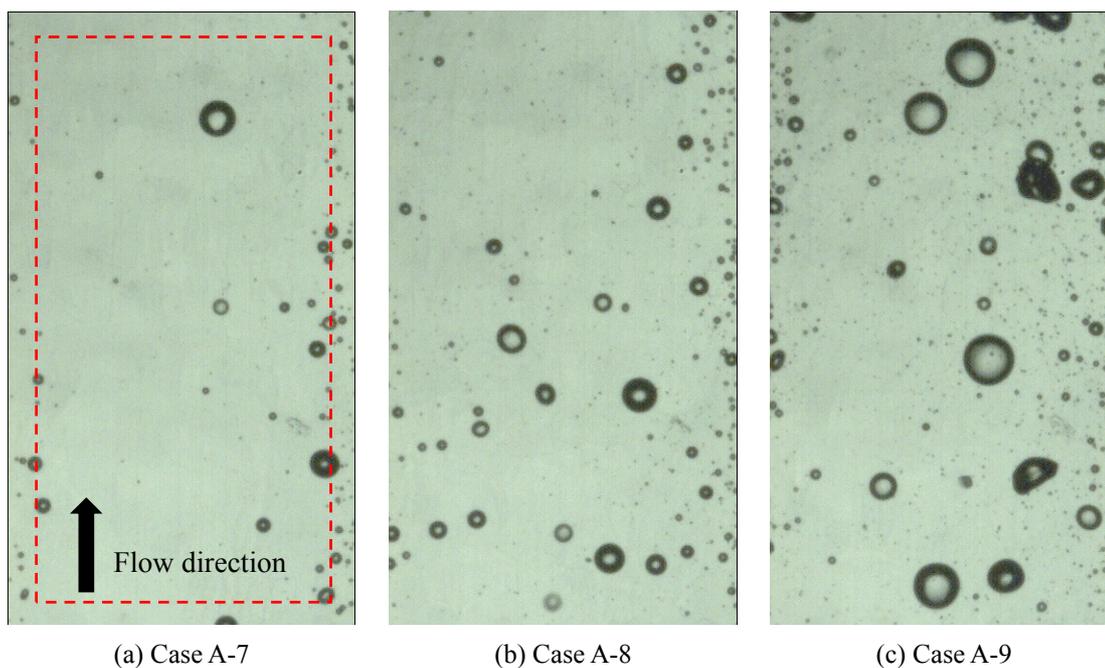


図 2-5 高速度カメラにより得られた画像例（実験条件は表 2-1 参照。赤の点線で囲んだ領域は、画像解析に使用した撮影領域を示す。）

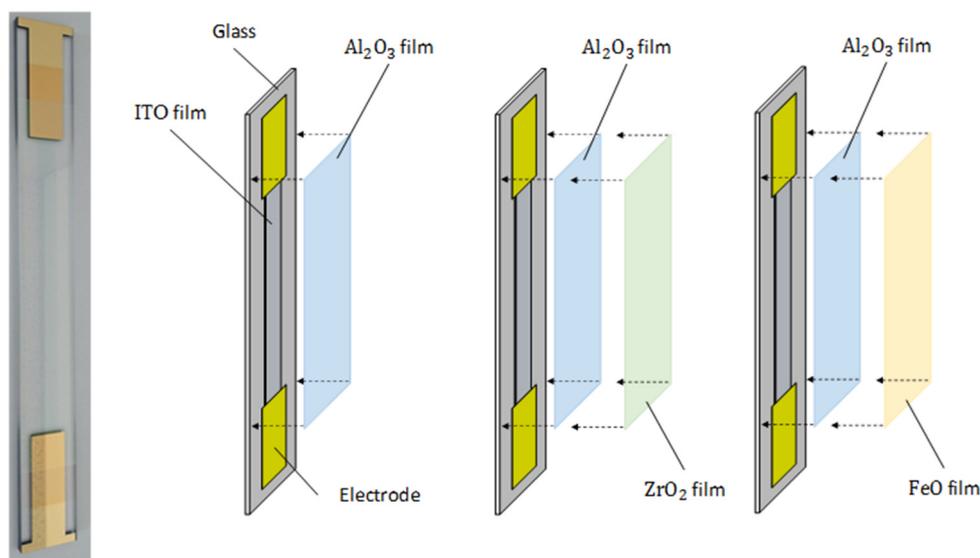


図 2-6 3 種類の伝熱面の作成状況

2.2 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} を任意の値に調節する。その際、流量はポンプと並列につながれたバルブで、流体温度は予熱ヒーターの出力を PID 制御することで調節した。流量および流体温度の定常を確認した後、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 2-3 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 11.8mm、高さ 22.1mm

で、撮影領域の中心は ITO 膜の下端から 140mm に位置している。フレームレートは 6400 frames/s、シャッタースピードは 0.16 ms、空間分解能は 33.7(Case A-1~3), 28.9(Case A-4~22), 25.7(Case A-23~28) $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした (実験条件の詳細は後に示す表 2-1 参照)。撮影時間は各条件で 200 ms とした。撮影結果の一例として、Case A-7~9 で得られた画像を図 2-5 に示す。なお、図 2-5(a)には、赤い破線で計測領域を示し、流動方向も矢印で示した。図からわかるように、十分に鮮明な画像が得られており、画像処理による瞬時の気泡径計測が可能であることがわかる。壁面温度計測は図 2-3(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。なお、伝熱面表面の状態を図 2-6 のように異なる材質を成膜することによって変化させ、3 種類のガラス板を取り換えて実験を行った。具体的には、先に説明した Al_2O_3 膜の他、さらに ZrO_2 と FeO を成膜したものをを用いた。

ボイド率計測では、 Al_2O_3 面を計測対象とした。ガンマ線密計による計測は、ナノグレイ社の PM-1000a を使用して、加熱部の入口近傍、中段、出口近傍の 3 ヶ所で、流路断面にわたる時空間平均ボイド率を計測した。ボイドプローブによる計測は、伝熱面下端より 110mm の位置で、図 2-4(a)に示す L 型プローブを伝熱面と垂直方向にトラバースして、局所時間平均ボイド率の分布を対象に行った。

2.3 画像処理手法 (沸騰挙動解明試験)

本実験では、沸騰核密度を目視観測で、気泡径、気泡生成頻度は画像処理による計測を行った。ここで、3 つのパラメータの計測手順について述べる。まず、取得した動画を目視で確認し、気泡生成を生じた位置の座標を計測する。こうした観察によって沸騰核の分布を得ることができ、その計測結果の一例を以下に図 2-6 として示す。次に、沸騰核の分布を計測した動画に対して画像処理を行う。まず、グレースケールに変換した画像を反転処理し、背景を差し引く (図 2-6(b))。背景画像の気泡径計測は気泡界面の情報を主として処理するため、あらかじめ背景画像を差し引いた動画に対して界面を明確にする処理を行い、ノイズ除去のために平滑化および曇り込み処理を行う (図 2-6(c))。こうして得られた動画に対して画像処理ソフト (Image J) を用いて輪郭内の面積、重心などの情報を取得する(図 2-6(d))。ここで計測される気泡の投影面積を以下の式に示すように気泡径に変換することで気泡径データを取得した。

$$d_b = 2\sqrt{\frac{A_{bp}}{\pi}} \quad (2-1)$$

この結果得られる無数の気泡径データを沸騰核ごとに分類するため、はじめに計測した沸騰核の座標を利用する。ある計測気泡の重心位置が、あらかじめ計測したある 1 つの沸騰核の座標近傍 (スライド距離も考慮) である場合、その気泡をその沸騰核で生成したものとしてデータ整理を行った。これらの手順によって、沸騰核ごとで生成された各々の気泡すべての気泡径データを取得することができる。なお、機構論的なサブクール沸騰モデル (例えば先に示した気泡追跡法) は沸騰核ごとで生成された気泡を個別に計算するため、境界条件として各気泡の成長過程における最大の大きさを計測することとした。ある 1 つの気泡の成長過程を計測した例を図 2-7 に示す。この図中における気泡径の時系列データの内、最大のものを MATLAB の関数 `findpeaks` を用いて判別した。これらの手順で計測された各沸騰核から生成される気泡 1 つ 1 つの最大径のデータに加え、各生成気泡の数も同時に計測可能となる。したがって、 i 番目の沸騰核での気泡生成頻度を次式で算出した。

$$f_{b,i} = \frac{n_{b,i} - 1}{t_{n_{b,i}} - t_1} \quad (2-2)$$

以上の手順で、沸騰核密度は目視計測、気泡径、気泡生成頻度は画像処理とプログラムによる自動計測を行った。また、気泡径分布の関数フィッティングは最小二乗法で行った。

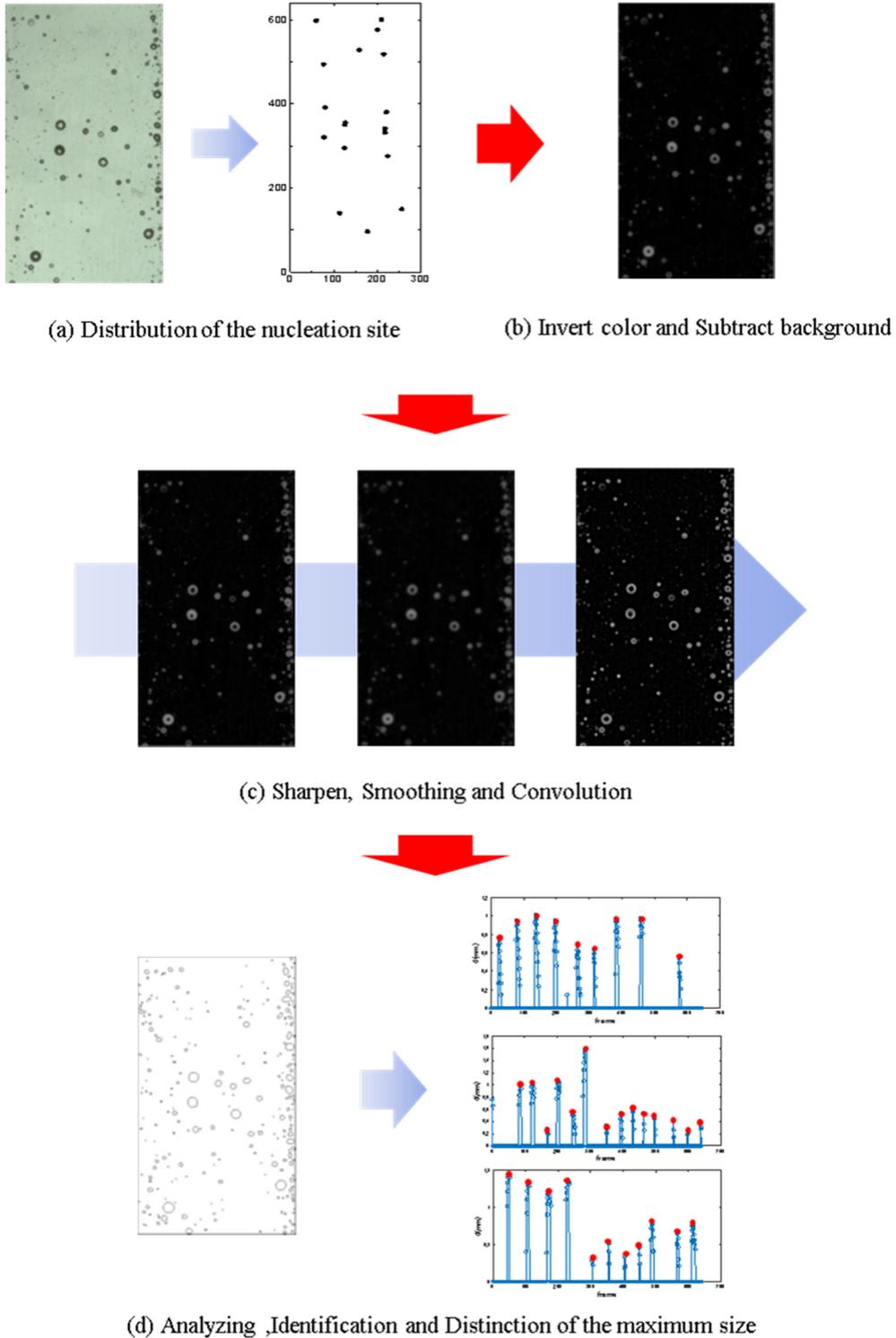


図 2-6 気泡サイズ分布計測における画像解析手法の概略

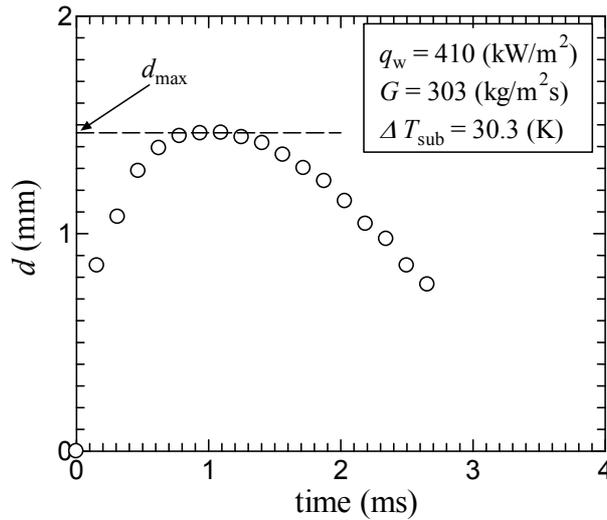


図 2-7 画像解析により得られた気泡径の時間変化の例 (Case A-13)

2.4 計測方法 (伝熱面離脱挙動解明試験)

気泡追跡法のように、各気泡の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上で初期条件となる。また、その速度によって気泡の軌跡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、本項では、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 2-8 として示す。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。

$$d = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{\pi}{6} d_z^2 d_y} \quad (2-3)$$

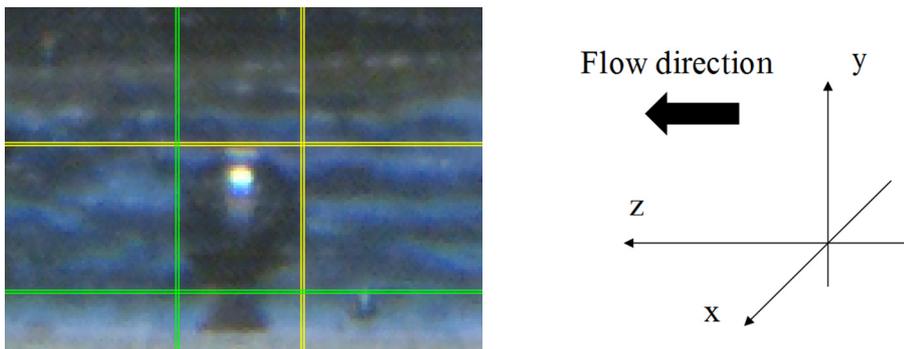


図 2-8 側面画像を用いた気泡サイズの計測

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。また、本実験で計測したアスペクト比は d_z が最大の瞬間で算出されたものである。これは伝熱面裏側からの計測した気泡の補正

係数として利用することを見据えている。以降では、気泡の伝熱面離脱速度、気泡径の時間変化及び軌跡について論じる。

2.5 実験条件

はじめに、サブクール沸騰挙動解明試験について述べる。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 2-1 にまとめた。同表には沸騰核密度 N_a 、最大気泡径の算術平均値 d_{ave} 、最大気泡径の体積平均値 d_{30} 、最大気泡径の標準偏差 σ_{all} 、最大気泡体積の標準偏差 σ_v 、気泡生成頻度の平均値 f_{ave} 、計測気泡数 n_b 、気泡径分布のフィッティング結果に関する各種パラメータについても示してある。実験は大きく分けて 9 セットで各セット内ではサブクール度 ΔT_{sub} 、質量流束 G 、接触角 θ を固定しており、全 28 ケースの実験を行った。なお、図 2-6 に示すように伝熱面に異なる材質の金属を成膜することで接触角を変化させた。その際、3 つのガラス板全てに一度 Al_2O_3 を成膜し、その上からさらに ZrO_2 と FeO をそれぞれ成膜した。圧力 P は質量流束の上昇とともに増加し、その範囲は 107-143 kPa であった。なお、フレームレートは 6400 frames/s、シャッタースピード 0.16 ms とした。

次に、伝熱面離脱挙動解明試験について述べる。こちらも同様に、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 2-2 にまとめた。同表には気泡の lift-off 径 d_{lif} 、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。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。撮影条件は、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。ボイド率計測は、ボイド率の変化を得やすい体系として、低質量流束かつ低サブクール度で、壁面熱流束をパラメータとして実施した。

ボイド率計測では、より高いボイド率を達成するため、低質量流束 ($G = 291 \text{ kg/m}^2$) かつ低入口サブクール度 ($\Delta T_{sub} = 10 \text{ K}$) とし、壁面熱流束をパラメータとしてデータを収集した。計測条件の詳細は 3.5 節で述べる。

表 2-1 主な実験条件と実験結果（伝熱面底部からの可視化実験）

Case	P (kPa)	q_w (kW/m ²)	ΔT_{sub} (K)	G (kg/m ² s)	$\Delta T_{w,cal}$ (K)	d_{ave} (mm)	f_{ave} (Hz)	d_{30} (mm)	N_a (1/cm ²)	n_b (-)	α (-)	β (mm)	σ_{all} (mm)	α_v (-)	β_v (mm ³)	σ_v (mm ³)	ER (%)				θ (°)
																	diameter		volume		
																	gamma	Gaussian	gamma	Gaussian	
A-1	108	175	31.5	162	11.9	1.05	64	1.21	2.5	63	5.62	0.18	0.42	0.88	2.03	2.33	13.7	14.6	15.3	49.8	
A-2	107	221	30.8	163	14.1	0.79	104	0.90	5.0	203	7.39	0.11	0.29	1.04	0.69	0.99	13.5	16.0	16.8	60.6	
A-3	108	268	31.1	159	16.0	0.85	123	1.02	8.0	389	4.74	0.18	0.39	0.71	1.50	1.61	12.1	8.0	6.5	40.2	
A-4	113	176	10.2	290	12	0.97	60.4	1.11	2.0	48	5.93	0.16	0.37	0.94	1.45	1.87	5.9	14.1	13.2	82.0	
A-5	113	219	10.6	282	13.8	1.04	55.3	1.23	3.5	72	4.84	0.21	0.46	0.74	2.49	2.71	9.7	7.3	5.5	70.0	
A-6	113	176	21.8	304	10.7	0.59	77.1	0.71	2.5	75	4.15	0.14	0.29	0.65	0.54	0.44	4.6	28.8	20.5	105	
A-7	113	219	21.6	303	12.8	0.82	75.8	0.95	3.5	97	5.78	0.14	0.33	0.87	1.00	1.63	15.2	9.6	11.1	52.2	
A-8	113	270	21.1	303	15	0.72	115	0.82	6.0	284	6.06	0.12	0.30	0.85	0.65	0.64	6.4	9.8	5.7	51.0	
A-9	114	348	21.3	301	17.7	0.87	141	1.18	10.5	592	2.58	0.34	0.53	0.44	3.75	3.85	2.6	12.2	9.8	45.8	
A-10	113	219	30.1	306	12.2	0.59	91.7	0.67	3.5	120	6.57	0.09	0.23	0.93	0.33	0.34	3.8	16.3	14.1	52.2	
A-11	113	267	30.3	300	14.4	0.55	110	0.66	6.5	276	4.36	0.13	0.26	0.65	0.44	0.37	4.3	14.1	9.2	74.4	
A-12	113	348	30.4	299	17.4	0.54	247	0.68	9.0	820	3.37	0.16	0.30	0.50	0.64	0.60	5.4	16.8	13.5	52.4	13.8
A-13	113	410	30.3	303	19.4	0.57	269	0.79	14.0	1493	2.33	0.24	0.37	0.41	1.19	1.26	3.9	12.7	13.1	41.7	
A-14	113	348	39.8	305	17.2	0.50	158	0.61	5.5	351	4.22	0.12	0.24	0.64	0.35	0.33	6.5	16.7	14.0	48.2	
A-15	114	407	39.6	302	19.2	0.47	306	0.62	9.5	1156	2.81	0.17	0.28	0.47	0.51	0.46	4.5	10.7	10.0	31.0	
A-16	114	477	39.1	303	21.3	0.50	322	0.75	14.0	1784	1.91	0.26	0.36	0.36	1.17	1.52	4.3	10.8	10.8	33.0	
A-17	126	349	30.1	507	15.6	0.37	129	0.47	5.5	278	3.5	0.11	0.20	0.57	0.18	0.17	4.3	12.2	10.3	44.1	
A-18	126	408	29.9	505	17.8	0.32	280	0.41	8.5	953	3.33	0.10	0.17	0.54	0.12	0.12	5.2	9.5	9.2	27.3	
A-19	126	474	29.6	504	19.9	0.37	356	0.50	12.5	1775	2.50	0.15	0.23	0.44	0.29	0.32	4.0	9.7	9.0	28.7	
A-20	143	408	29	701	16.3	0.33	112	0.38	4.5	169	4.98	0.06	0.145	0.76	0.07	0.07	19.1	19.1	20.8	55.1	
A-21	143	473	28.6	704	18.6	0.26	333	0.32	6.0	793	3.87	0.07	0.131	0.613	0.054	0.06	15.9	24.9	24.0	81.4	
A-22	143	617	28.2	700	22.8	0.36	415	0.48	13.5	2129	2.83	0.13	0.217	0.48	0.23	0.23	7.1	26.0	20.5	109	
A-23	116	298	29.1	325	15.5	0.35	205	0.47	15	1198	2.62	0.13	0.22	0.45	0.23	0.56	4.4	6.9	20.8	55.1	
A-24	115	354	29.4	326	17.5	0.40	319	0.53	23.5	2751	2.58	0.15	0.25	0.44	0.33	0.65	3.0	6.7	24.0	81.4	24.8
A-25	125	482	29.6	496	20.2	0.34	391	0.46	29	4501	2.47	0.14	0.21	0.44	0.22	0.60	3.2	6.4	20.5	109	
A-26	113	363	29.9	305	17.9	0.36	389	0.46	68.0	12759	3.39	0.11	0.20	0.54	0.18	0.57	0.8	5.6	10.3	44.1	
A-27	113	394	30	300	18.9	0.37	425	0.47	87.5	14676	3.22	0.11	0.21	0.52	0.21	0.59	0.8	5.6	10.8	33.0	53.1
A-28	113	427	30.3	301	19.9	0.35	448	0.46	95.5	16932	3.05	0.12	0.20	0.50	0.19	0.59	0.9	5.9	9.2	27.3	
Ave.						0.56	219	0.69					0.28			0.91	6.60	12.8	13.5	56.6	

表 2-2 主な実験条件と実験結果（伝熱面に沿う横方向からの可視化実験）

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)	$R_{A,z}$ (-)	$R_{A,lift}$ (-)
B-1	129	161	255	10.4	1.88	1.92	0.23	0.12	2.41	0.74	1.22
B-2	127	226	252	10.4	1.48	1.67	0.26	0.14	2.17	0.84	1.20
					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
B-3	158	248	392	10.0	1.15	1.23	0.41	0.15	1.63	0.73	1.21
					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
B-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
B-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
					0.65	0.71	0.14	0.24	0.96	0.90	1.09
B-6	133	202	262	29.7	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
					0.72	0.88	0.17	0.35	1.18	0.83	1.35
B-7	131	274	258	29.9	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
					0.67	0.76	0.20	0.47	1.18	0.83	1.34
B-8	158	390	260	29.1	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
					0.32	0.34	0.13	0.36	0.42	1.00	1.06
B-9	134	246	258	39.1	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
					0.67	0.80	0.12	0.32	1.06	0.86	1.22
B-10	133	487	257	38.8	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. サブクール沸騰挙動解明試験

本章では、サブクール沸騰域の蒸気生成量に直接的に影響を及ぼす量として、沸騰核で生成される気泡の径、気泡生成頻度、沸騰核密度の3つについて、伝熱面裏側からの撮影によって得られた実験結果の評価、考察を行う。また、その計測手法および各種パラメータの依存性などの検証結果についても述べる。

3.1 気泡径分布モデル

3.1.1 気泡径のばらつき

各実験における全ての気泡の平均気泡径 d_{ave} および標準偏差 σ_{all} は、表 2-1 に示した通りである。これらの平均値を比較すると標準偏差 σ_{all} は概ね平均気泡径 d_{ave} の 0.5 倍程度であり、平均値に対するばらつきは無視できない。よって、大小様々な大きさの気泡が生成されており、ボイド率評価の際に平均値によって気泡径を評価することは重大な誤差を引き起こしかねない。また、気泡径のばらつきは同一の沸騰核から生成された場合でも存在し、沸騰核ごとの平均気泡径は沸騰核間で差異を生じていた。以上より、気泡径のばらつきの程度を整理するため、全気泡の気泡径および沸騰核ごとの平均気泡径に対する変動係数（標準偏差を算術平均値で割ったもの）を以下のように算出し、比較した結果を図 3-1 に示す。

$$\bar{\sigma}_1^* = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{\sigma_i}{d_{ave,i}} \quad (3-1)$$

$$\bar{\sigma}_2^* = \frac{1}{d_{ave}} \sqrt{\frac{1}{n_b} \sum_{j=1}^{n_b} (d_{max,j} - d_{ave})^2} = \frac{\sigma_{ave}}{d_{ave}} \quad (3-2)$$

ここで、 N_s は各ケースでの沸騰核の数、 $d_{ave,i}$ と σ_i は i 番目の沸騰核で生成された気泡の最大径の平均値および標準偏差、 n_b は生成された気泡の総数、 $d_{max,j}$ は各ケースで生成された j 番目の気泡の最大径を表しており、 $\bar{\sigma}_1^*$ は各沸騰核の変動係数の平均値を、 $\bar{\sigma}_2^*$ は各ケースで生成された全気泡に対する変動係数を意味する。図 3-1 より、 $\bar{\sigma}_1^*$ の範囲は概ね 0.26-0.52 であり、同一の沸騰核から生成された気泡でもばらつきが存在することを示している。また、 $\bar{\sigma}_2^*$ の範囲は概ね 0.36-0.72 であり、 $\bar{\sigma}_1^*$ に比べて平均して大きい。これは、沸騰核内でのばらつきに加え、沸騰核間での平均値の違いが影響していると考えられる。すなわち、同一の沸騰核および沸騰核間のどちらも気泡径のばらつきが存在し、その値から考えて無視できない。したがって、双方のばらつきについて検討する必要がある。

気泡径のばらつきを確認したところで、次にサンプル数の信頼性について検討する。例えば、平均値および標準偏差を計算する際、その計算に用いたサンプルの数によってその値の信頼性は変化する。先に示した平均気泡径相関式に関する先行研究では、平均値の計算に 50-100 個程度の気泡を用いている。以降で再び触れるが、本実験で得られた気泡径分布はガンマ分布で良好な近似が可能である。そこで、平均値を得るに十分なサンプル数を調査するため、ガンマ分布によるフィッティング結果を用いた乱数を発生させ、平均の計算に用いたサンプル数を横軸、与えられた平均値と計算結果との誤差を縦軸として図 3-2 に示した。なお、ここでは、ガンマ乱数の発生に用いたパラメータは、代表して Case A-8, 12, 19 のフィッティング結果を用いた。また、乱数を用いているため結果の再現性のためにも同様の試行を二回行った結果を示した。図より、

ほとんど全ての条件で約 200 個以上のサンプル数の場合は誤差が 2%以下であることが確認できる。したがって、平均および標準偏差の算出の際、少なくとも 200 個以上のサンプル数を取ることでデータの信頼性を確保できると考えられる。同様の報告が Yoo ら[3-1]によって為され、彼らは同一の沸騰核から生成される気泡の平均値及び確率密度関数の計算には少なくとも 200 個のサンプルが必要であると述べている。

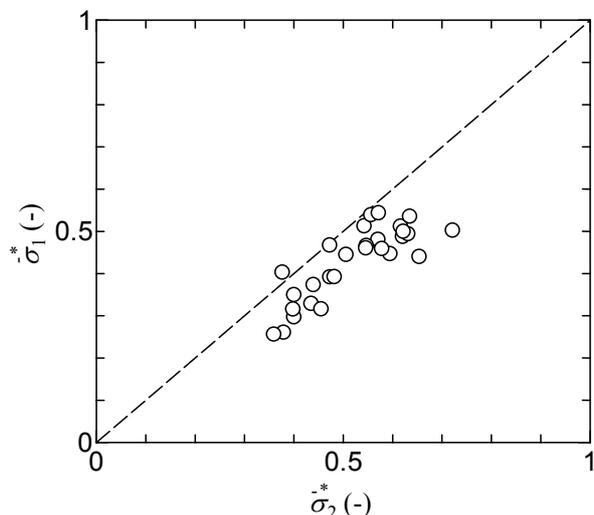


図 3-1 発泡核間及び各発泡核における気泡径のばらつきと比較

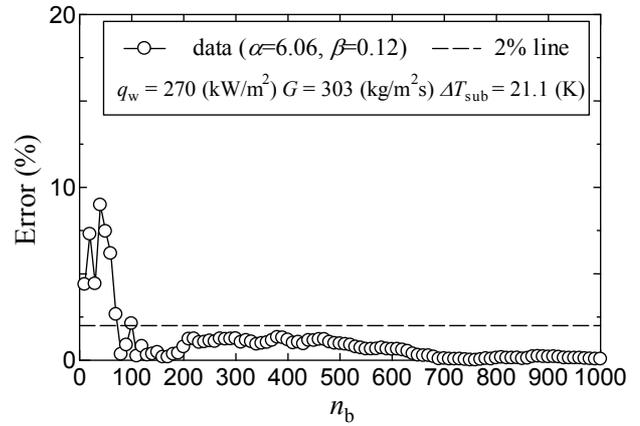
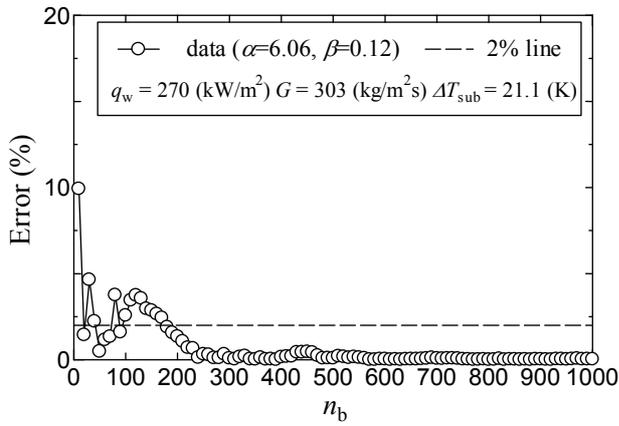
3.1.2 気泡径分布

一般的なサブクール沸騰解析では、先に述べたように、熱流束を蒸発分、対流熱伝達、非定常熱伝導に分割して考える。したがって、蒸気生成量の正確な予測はボイド率の評価にとって重要である。各気泡の最大径を用いて、蒸気生成量は以下のように与えられる。

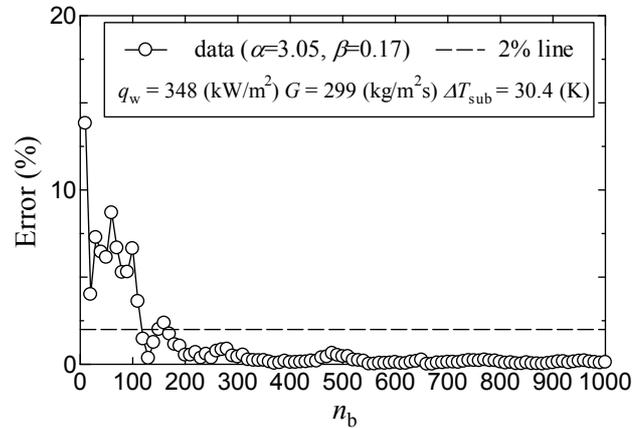
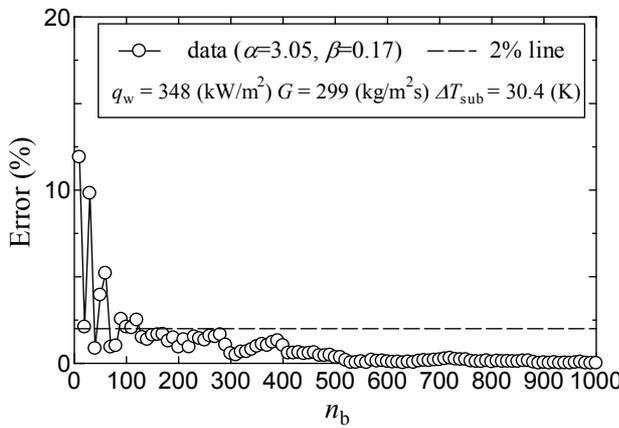
$$\gamma_b = \frac{1}{A_{\text{win}} t_{\text{meas}}} \sum_{j=1}^{n_b} \gamma_{b,j} = \frac{1}{A_{\text{win}} t_{\text{meas}}} \sum_{j=1}^{n_b} \frac{\pi}{6} \rho_b d_{\text{max},j}^3 \quad (3-3)$$

ここで、 A_{win} は計測領域、 t_{meas} は計測時間である。一般に、大気泡は成長時間と再加熱時間の長さから、全気泡数に占める割合は小気泡と比較して少なくなる傾向にある。ここで、気泡径の蒸気生成量への寄与率を調査するため、撮影時間内での蒸気生成量の総和で正規化した累積蒸気生成量と気泡径との関係を図 3-3 に示す（全条件におけるデータは付録 A 参照）。なお、ここでも典型的な例として Case A-8, 12, 19 の実験結果について示した。図 3-3(a)を例にとれば、1mm 以下の気泡の割合は、気泡数の観点では概ね 80%だが、蒸気生成量に占める割合は 50%である。これに対して、1mm 以上の気泡の割合は 20%だが、蒸気生成量に対しては同程度の寄与をしている。つまり、気泡径分布相関式の開発に際して、少数の大気泡を適切に取り扱う必要があり、大気泡の影響を無視することは高精度なボイド率評価の観点から避けなければならない。図 3-3 に示した気泡径の分布に対する正規分布及びガンマ分布のフィッティング結果を図 3-4 に実験データと共に pdf（実験データはヒストグラム）および cdf で示す。また、式(3-3)で示すように、蒸気生成量の算出によって気泡径より体積が直接的に影響する。したがって本研究では気泡の体積分布についても気泡径分布同様にフィッティングを行い、こちらも同様に図 3-5 に示した。なお、表 2-1 及び図中に示したフィッティング誤差は以

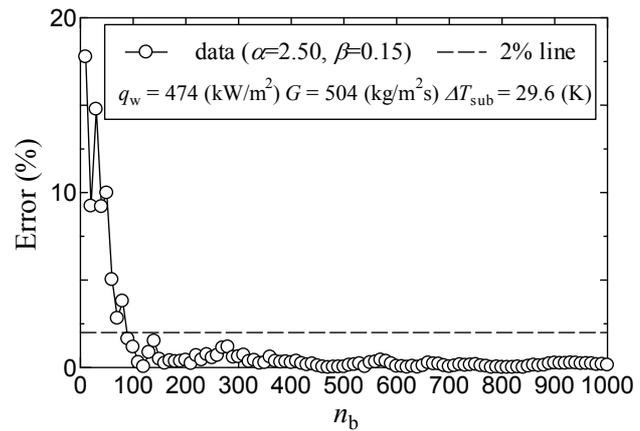
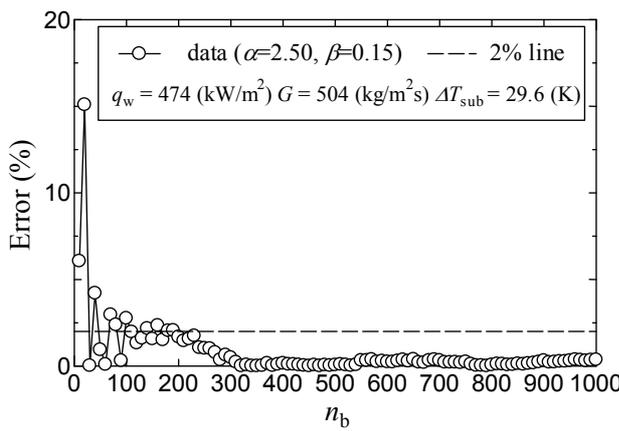
下の式で計算した平均相対誤差である。



(a) Case A-8 ($\alpha = 6.06, \beta = 0.12$)



(b) Case A-12 ($\alpha = 3.05, \beta = 0.17$)



(c) Case A-19 ($\alpha = 2.50, \beta = 0.15$)

図 3-2 平均気泡径の算出に必要な気泡数に関する検討結果 (左 : 1 回目、右 : 2 回目)

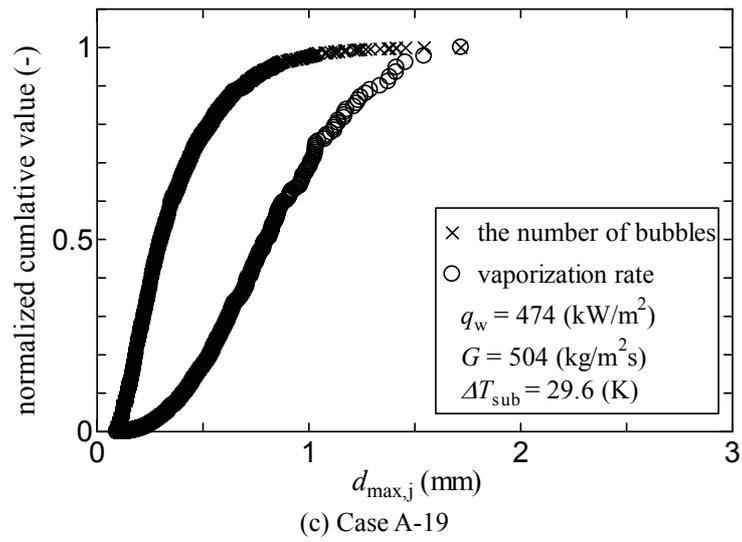
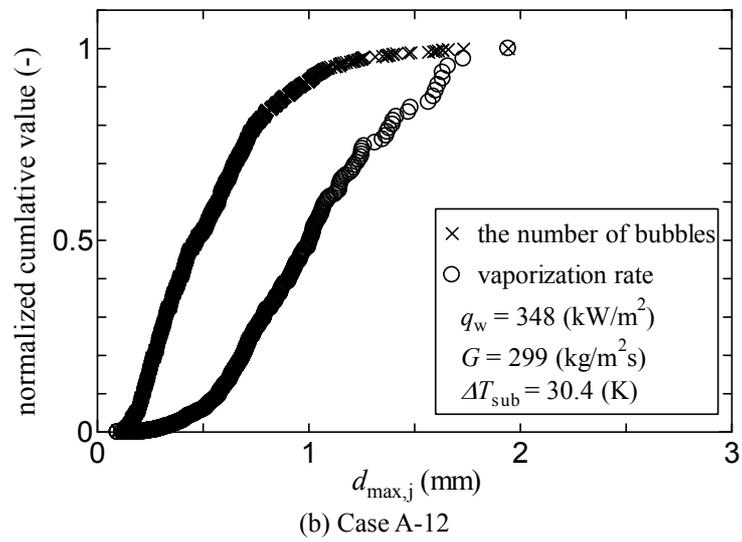
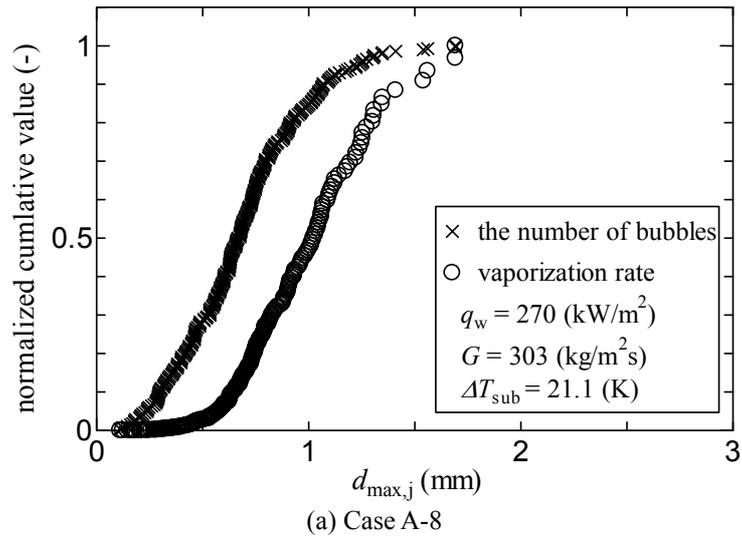


図 3-3 気泡数及び蒸発量における各気泡径領域の気泡の寄与度

$$ER = \sum_{j=2}^{n_b} \frac{|\text{cdf}_{\text{fit},j} - \text{cdf}_{\text{exp},j}|}{\text{cdf}_{\text{exp},j}} \quad (3-4)$$

フィッティング誤差を比較すると、気泡径分布、気泡体積分布の双方に対してガンマ分布が良好な一致を示していることが確認できる。なお、正規分布とガンマ分布のフィッティング誤差の平均は、表 2-1 より、気泡径分布に対してが Gaussian: 12.7%, gamma: 5.83%で、気泡体積分布に対してが Gaussian: 57.4%, gamma: 13.6%であった。以上のことから、気泡径分布相関式の開発に際して、ガンマ分布を用いることとした。

ガンマ分布の確率密度関数(probability density function)と累積分布関数(cumulative distribution function)は以下のように与えられる。

$$\text{pdf: } f(x) = x^{\alpha-1} \frac{\exp(-x/\beta)}{\Gamma(\alpha)\beta^\alpha} \quad (3-5)$$

$$\text{cdf: } F(x) = \frac{\gamma(\alpha, x/\beta)}{\Gamma(\alpha)} \quad (3-6)$$

ここで、 α は形状母数 (shape parameter)、 β は尺度母数 (scale parameter)、 Γ はガンマ関数、 γ は不完全ガンマ関数である。形状母数 α および尺度母数 β が与えられれば、ガンマ分布の形状を再現することが出来る。言い換えれば、ガンマ分布の平均値 $\alpha\beta$ と標準偏差 $\alpha^{1/2}\beta$ が与えられれば、同様にガンマ分布の形状を再現できることとなる。なお、フィッティングには最小二乗法を用い、気泡体積分布に対するフィッティング結果は形状母数 α_v 、尺度母数 β_v とした。また、ガンマ分布の標準偏差と述べたが、図を見てもわかるとおり、ガンマ分布は裾に広がった形状をしている。このため、フィッティングの結果は割合の少ない大気泡の標準偏差への重みが強くなったものになる。したがって、気泡径の計測結果より算出される標準偏差に比べてガンマ分布のフィッティング結果より算出される標準偏差は大きくなる。このように平均値の差はほとんどないに関わらず、標準偏差は異なる。本研究では、大気泡の蒸気生成量への寄与を調査し、その優位性について述べた。したがって、この大気泡の存在を適切に取り扱うため、以降、平均値ならびに標準偏差の値はガンマ分布によるフィッティング結果を用いることとした。

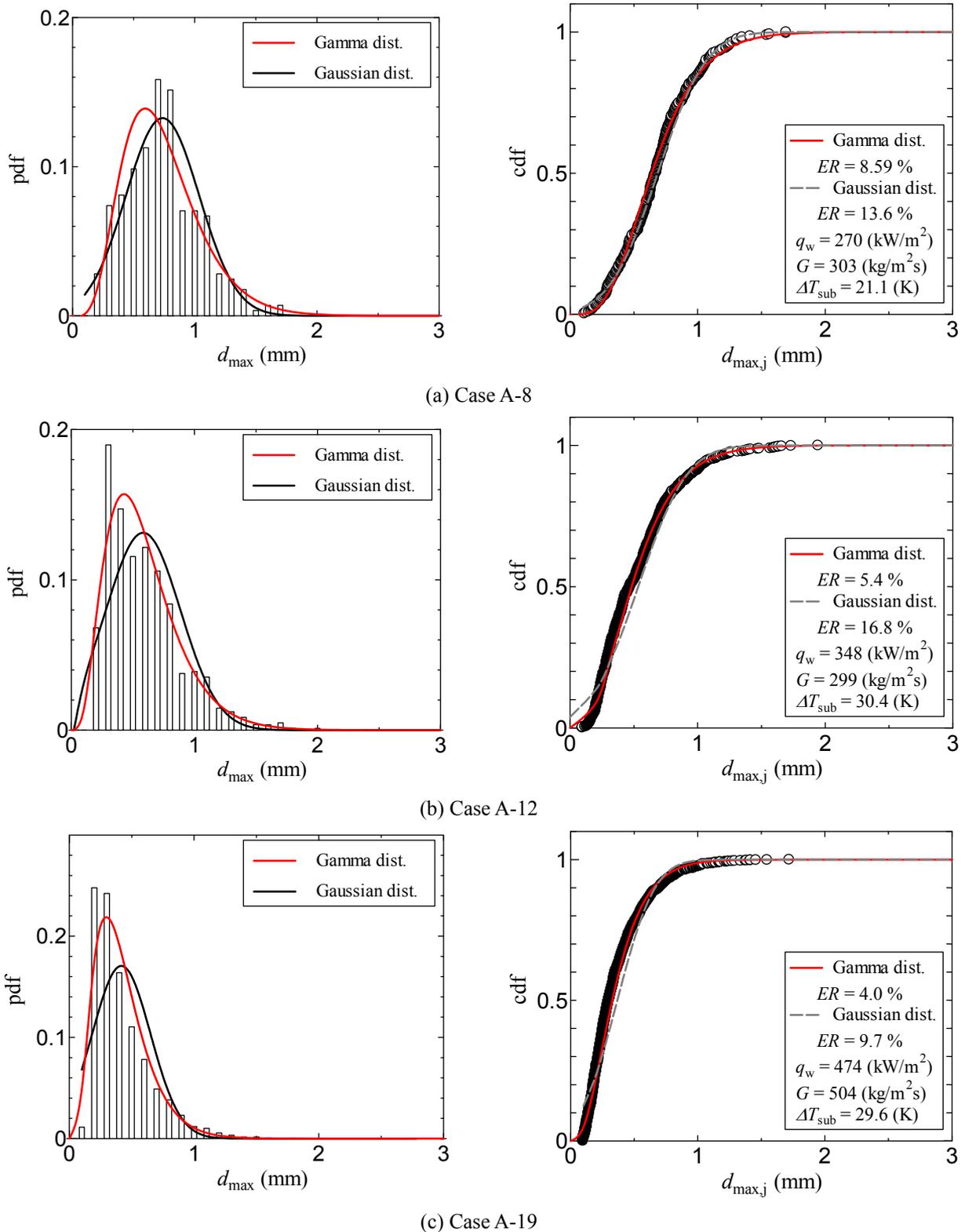
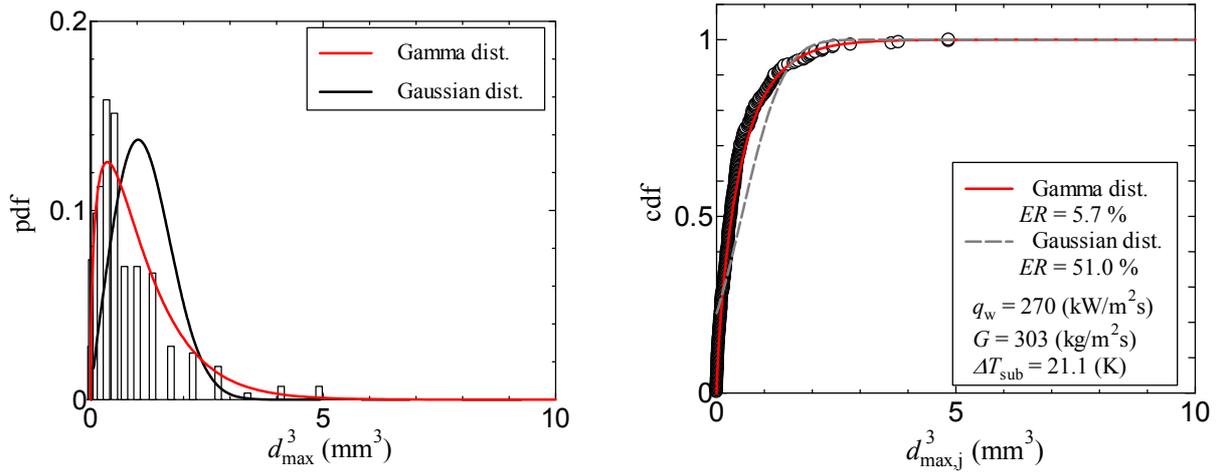
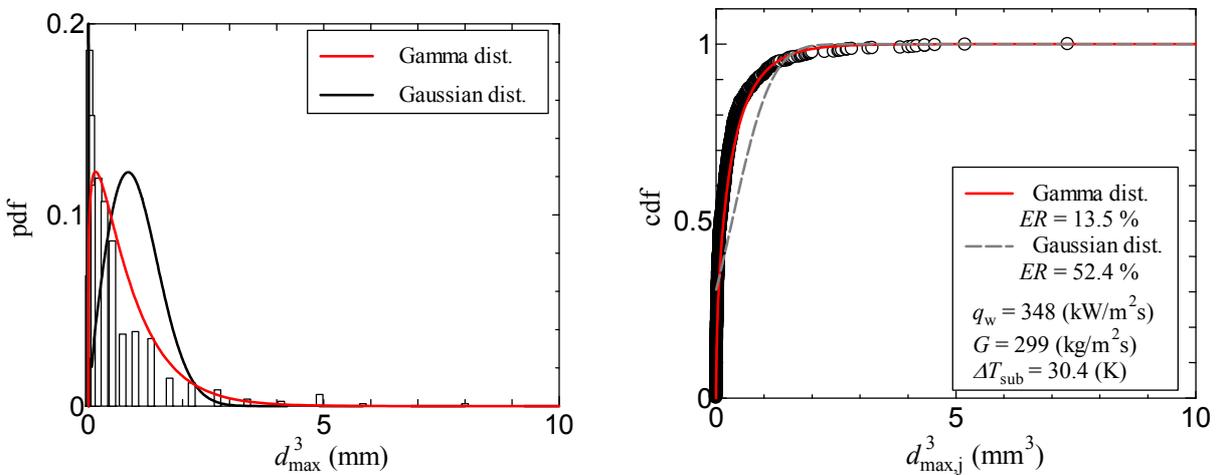


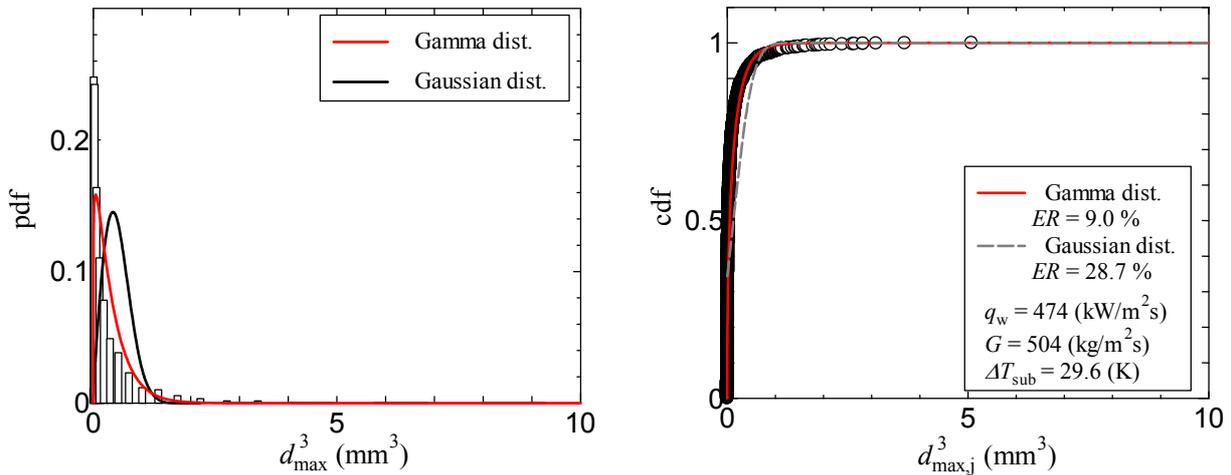
図 3-4 最大気泡径分布の計測結果の正規分布及びガンマ分布によるフィッティング (左: 確率密度関数 pdf、右: 累積分布関数 cdf)



(a) Case A-8



(b) Case A-12



(c) Case A-19

図 3-5 最大気泡径の 3 乗の分布の計測結果の正規分布及びガンマ分布によるフィッティング (左: 確率密度関数 pdf、右: 累積分布関数 cdf)

3.1.3 壁面温度計測と評価

気泡径分布および気泡体積分布相関式の開発に際して、壁面過熱度は不可欠な要素である。先に述べたように、本実験ではサーモグラフィを用いた壁面温度計測を実施した。また、伝熱面には中赤外線を透過する材質としてサファイアガラスを用いており、ガラス板を通したサーモグラフィ計測となるため、Yoo ら[3-1]と Kim ら[3-2]によって提案された方法を参考にした。彼らの提案する方法は、赤外線を透過する物体越しの温度計測では、その物体内での反射、透過、吸収が無限に繰り返された状態でサーモグラフィに放射エネルギーが到達するとしている。その過程を簡略化した例が図 3-6 であり、ここでは周囲からの放射エネルギーに関して示してある。本研究では、伝熱面表面は Al_2O_3 膜で覆われているが、その薄さから ITO 膜の温度とほとんど変わらないと仮定している。図のように、ガラス板に入射した放射エネルギーは *Interface 1* で反射するものと透過するものとに分かれる。そして、物体内を透過していくが ITO 膜に到達するまでに一部は吸収される。そのまま ITO 膜上 (*Interface 0*) で反射し、再び物体内を透過、*Interface 1* で反射分と透過分に再び分かれる。この反射分は再び物体内を透過する。このように、赤外線に対して半透明の物体越しの計測には見かけ上の反射率、透過率の計算が必要であり、これは ITO 膜から放射されたエネルギーについても同様のことが言える。

ここで、導出の過程を示す。まず、サーモグラフィが計測する全エネルギーと周囲物体、サファイアガラス、ITO 膜の放射エネルギーとの関係は以下のように与えられる。

$$E_c = \rho_{\infty-c} E_\infty + \varepsilon_{\text{sap-c}} E_{\text{sap}} + \tau_{\text{ITO-c}} E_{\text{ITO}} \quad (3-7)$$

ここで、 $\rho_{\infty-c}$ は E_∞ に対する反射率、 $\varepsilon_{\text{sap-c}}$ はサファイア基板に対する放射率、 $\tau_{\text{ITO-c}}$ は ITO 膜からサーモグラフィに到達するまでの透過率を表す。これらの値を以下の図に習って評価していく。

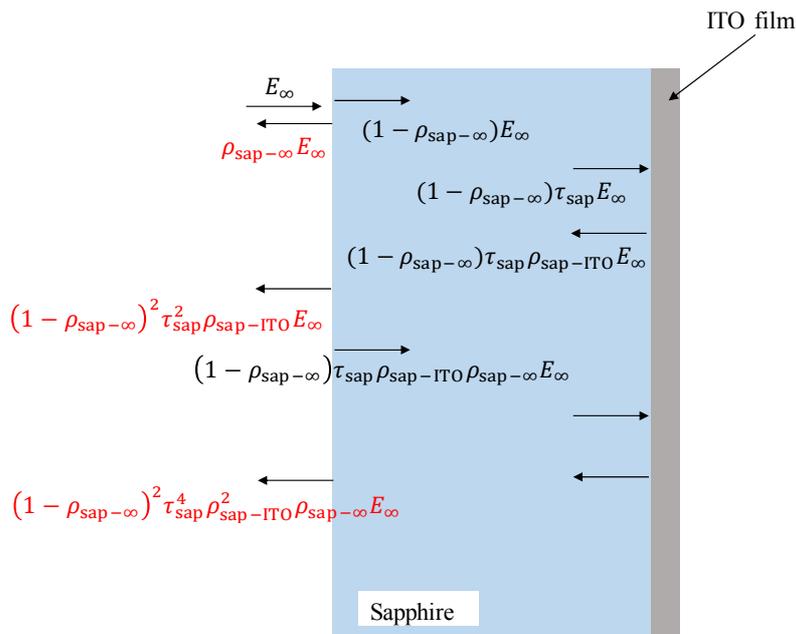


図 3-6 サファイアガラス内における熱放射の反射と透過の模式図

図 3-6 を参考に、見かけの反射率を算出する。無限に透過及び反射を繰り返した後の反射率は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned}\rho_{\infty-c} &= \rho_{\text{sap-}\infty} + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2 + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \rho_{\text{sap-ITO}}^2 \rho_{\text{sap-}\infty} \tau_{\text{sap}}^4 + \dots \\ \Leftrightarrow \rho_{\infty-c} &= \rho_{\text{sap-}\infty} + \frac{(1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2}{1 - \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2}\end{aligned}\quad (3-8)$$

なお、Yoo ら[3-1]は 2 枚のガラス板を通してあるため評価式が異なる点に注意しておく。同様に、

$$\begin{aligned}\tau_{\text{ITO-c}} &= \tau_{\text{sap}} (1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^3 + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \rho_{\text{sap-}\infty}^2 \rho_{\text{sap-ITO}}^2 \tau_{\text{sap}}^5 + \dots \\ \Leftrightarrow \tau_{\text{ITO-c}} &= \frac{(1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \tau_{\text{sap}}}{1 - \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2}\end{aligned}\quad (3-9)$$

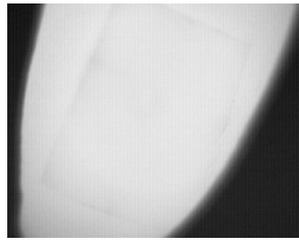
以上の値を用いて、サファイアの見かけの放射率は

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{sap-c}} &= \left\{ (1 - \rho_{\text{sap-}\infty}) + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty}) \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2 + \dots \right\} \\ &+ \left\{ (1 - \rho_{\text{sap-}\infty}) \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}} + (1 - \rho_{\text{sap-}\infty}) \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}}^2 \tau_{\text{sap}}^3 + \dots \right\} \\ \Leftrightarrow \varepsilon_{\text{sap-c}} &= \frac{(1 - \rho_{\text{sap-}\infty}) (1 + \rho_{\text{sap-}\infty} \tau_{\text{sap}})}{1 - \rho_{\text{sap-}\infty} \rho_{\text{sap-ITO}} \tau_{\text{sap}}^2}\end{aligned}\quad (3-10)$$

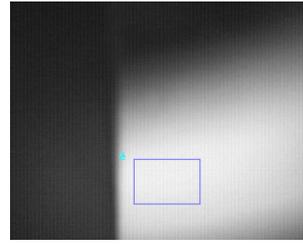
ここで、 $\rho_{\text{sap-}\infty}$ は *Interface 1* での反射率、 $\rho_{\text{app,sap-}\infty}$ は *Interface 0* での見かけの反射率、 τ_{sap} はサファイア基板の透過率を表している。なお、 $\rho_{\text{sap-}\infty}$ はフレネルの法則より、以下のように与えられる。

$$\rho_{\text{sap-}\infty} = \left(\frac{n_{\text{sap}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{sap}} + n_{\text{air}}} \right)^2 \quad (3-11)$$

ここで、 n は屈折率を意味し、それぞれの値は Yoo ら[3-1]と同様の数値を用いた。さらに、ITO の反射率及び放射率の決定に際して、別に反射率計測実験を行った。まず、黒体テープ（放射率 0.92）を指に貼り、その温度計測を行う（図 3-7(a)参照）。次に、ITO 膜に黒体テープを貼った指を反射させサーモグラフィで計測を行う（図 3-7(b)）。こうして得られた指の本来の温度と ITO 膜での反射によって減衰したエネルギーから算出した見かけの温度の比を取れば、反射率が算出できる。そこで用いたエネルギーバランス式を示す。



(a) 黒体テープを貼った指の画像



(b) ITO 膜で反射した指の画像

図 3-7 ITO 膜の反射率の算出を目的とした温度計測の様子

$$E_c = \rho_{\text{ITO}}(\varepsilon_{\text{B.B}}E_{\text{fin}} + (1 - \varepsilon_{\text{B.B}})E_{\infty}) \quad (3-12)$$

ここで、放射エネルギーの算出は以下の式にしたがった。

$$E_m = \varepsilon_m \sigma_{\text{SB}} F_{3.6-4.9\mu\text{m}} T_m^4 \quad (3-13)$$

式中の σ_{SB} はシュテファン-ボルツマン定数であり、 $F_{3.6-4.9\mu\text{m}}$ は計測可能な波長帯（本研究で用いたサーモグラフィの仕様が 3.6-4.9 μm ）におけるエネルギーの割合を意味し、次式で与えられる。

$$F_{3.6-4.9\mu\text{m}} = \frac{\int_{\nu_2}^{\nu_1} I(\nu, T) d\nu}{\int_0^{\infty} I(\nu, T) d\nu} \quad (3-14)$$

式中の I はプランクの法則によって与えられる分光放射輝度であり、波長と温度の関数である。次に、 $\rho_{\text{sap-ITO}}$ の評価だが、図 3-8 に示すように、厚さ 5mm のサファイアガラス板に ITO 膜と反対の面に黒体テープを貼り、反射した黒体テープの温度計測を行うことで評価した。ただし、ITO 膜の赤外線に対してほとんど不透明であるため、この反射率の値は 1 に近く、計測結果は約 $\rho_{\text{sap-ITO}} = 0.989$ となった。次に、サファイアの透過率、放射率の評価について示す。こちらも同様に、別に評価試験を行った。ここで算出された見かけの透過率を用いて、以下の式を透過率 τ_{sap} について解くことで得ることが出来る。

$$\tau_{\text{app, sap-}\infty} = \frac{(1 - \rho_{\text{sap-}\infty})^2 \tau_{\text{sap}}}{1 - \rho_{\text{sap-}\infty} \tau_{\text{sap}}^2} \quad (3-15)$$

こうして得られた透過率より、サファイアの反射率が透過率に比べて小さいことから、放射率は

$$\varepsilon_{\text{sap}} = 1 - \tau_{\text{sap}} \quad (3-16)$$

より算出した。以上より、式(3-7)を ITO のエネルギーについて解き、温度を算出する。また、温度計測に加え、既存式による壁面温度計算を実施した。次のような Collier ら[3-3]によって改良された Chen[3-4]の式を用いて壁面温度を評価した。

$$q_w = h_{NB}\Delta T_w + h_c(\Delta T_w + \Delta T_{sub}) \quad (3-17)$$

$$h_{NB} = 0.00122 \left(\frac{\lambda_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} H_{lg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) \Delta T_w^{0.24} \Delta p^{0.75} S \quad (3-18)$$

$$h_c = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{\lambda_l}{D_h} F \quad (3-19)$$

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re^{1.17}} \quad (3-20)$$

なお式(3-19)の F は 1 とした。この方法で計算される壁面温度とサーモグラフィによる計測データとの比較結果を図 3-9 に示す。図のように、おおむね良好な一致を示している。本実験では壁面温度計測と沸騰挙動の可視化観察を同時に行っていない。ここで、計測結果と計算結果との比較より、壁面温度の評価は改良された Chen の式による評価を行うこととした。

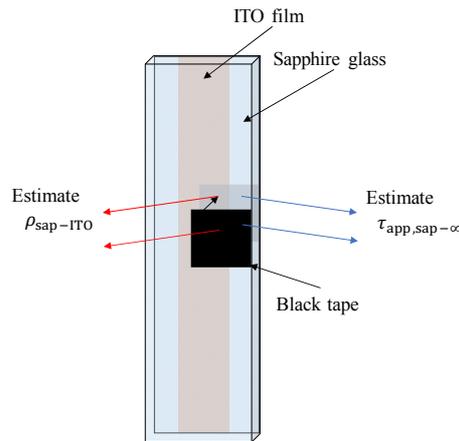


図 3-8 黒体テープを用いた熱放射特性の計測

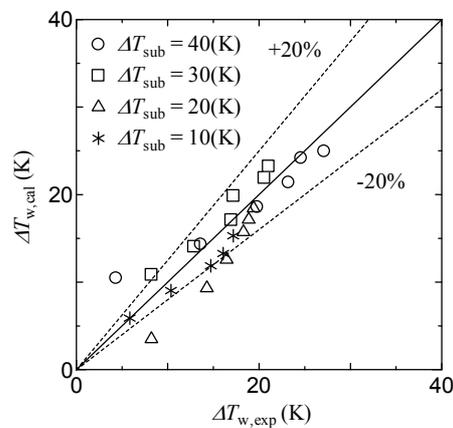


図 3-9 壁面過熱度の修正 Chen の式による計算結果と実験結果の比較

3.1.4 パラメータ依存性および相関式の開発

気泡径分布の再現には平均値及び標準偏差が必要である。相関式の開発に際して、これらの値を評価するモデルが必要である。そこでまず、気泡径の平均値に関して、各種実験パラメータに対する傾向を調査した結果を図 3-10 に示す。なお、ここでは実験条件が十分な Al_2O_3 面の実験結果について示す。また、平均値はガンマ分布によるフィッティング結果を用いて $\alpha\beta$ と表記している。図より、壁面過熱度、熱流束に対して気泡径の平均値は大きく変化しないことが確認できる。過熱度の上昇に伴ってもともと活性化していた沸騰核では気泡生成頻度が増加し、同時に生成気泡が小さくなる傾向であった。また、新たに活性化した沸騰核のうちのいくつかでは、より大きい気泡が生成された。以上のように、熱流束の増加に伴って大気泡の数は増加するが小気泡数も増加するため、平均値に対する影響は少ないものになったと解釈できる。一方で、サブクール度、質量流束の増加に伴って気泡の凝縮に強く影響するため、全体的に気泡径は小さくなる傾向にあるため平均値は減少している。同様の調査を体積平均径について行った結果を図 3-11 に示す。体積平均も算術平均と同様の傾向を示していることがわかる。気泡径は大小様々な大きさで生成されるが、Okawa ら[3-5]は、平均気泡径は過熱液層厚さに比例する傾向にあると報告している。なお、この過熱液層厚さは Sato と Matsumura [3-6]らによって次のように簡単に与えられる。

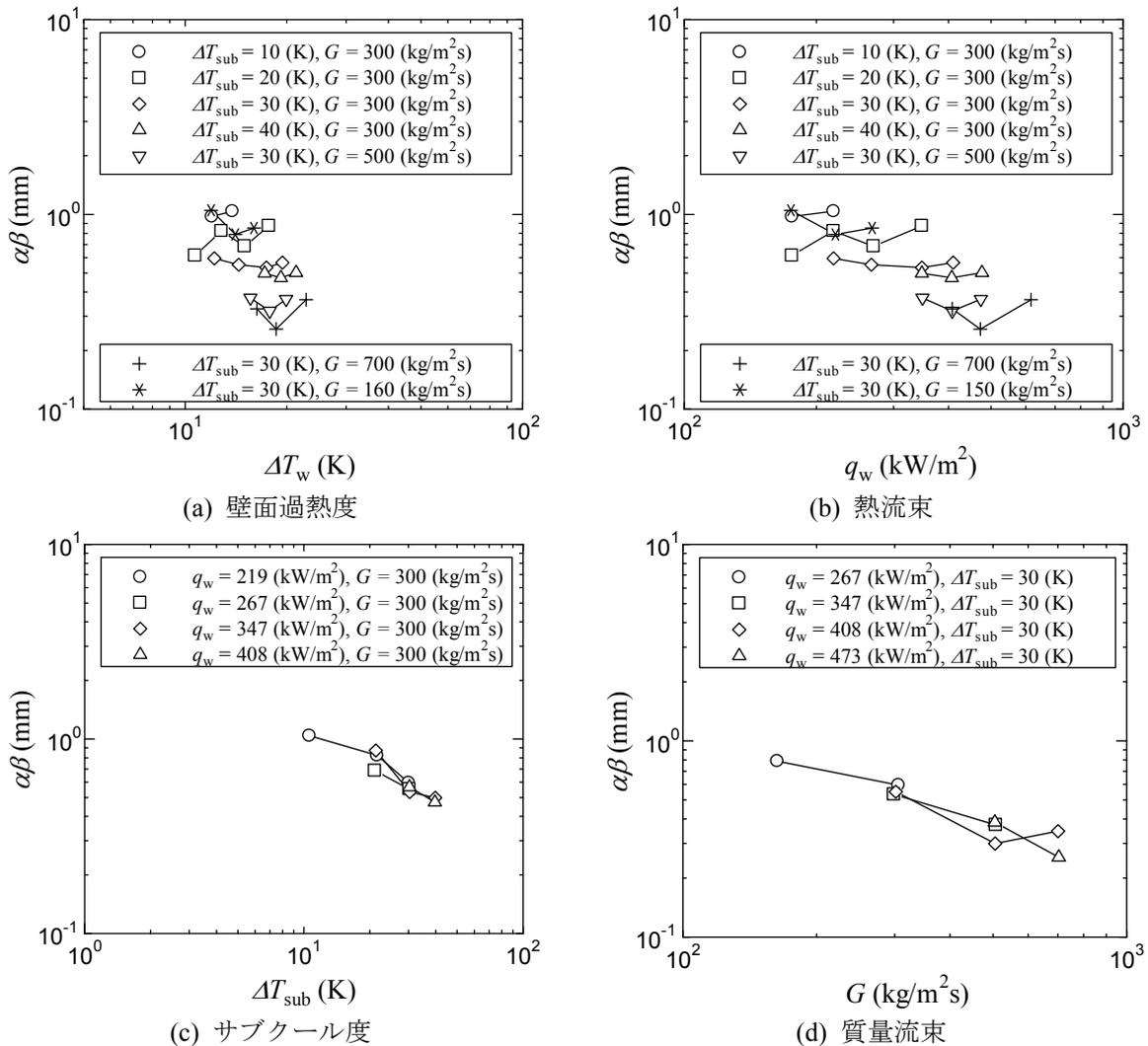


図 3-10 最大気泡径の算術平均値 $\alpha\beta$ の主要実験パラメータに対する依存性

$$\delta = \frac{\lambda_l \Delta T_w}{q_w} \quad (3-21)$$

ここで、平均気泡径ならびに体積平均径と過熱液層厚さとの関係を図 3-12 に示す。図のように、条件によらず概ね比例の関係にあることが確認できる。したがって、平均気泡径ならびに体積平均径を次のように無次元化することとした。

$$d_{ave}^+ = \frac{\alpha\beta}{\delta} \quad (3-22)$$

$$d_{30}^+ = \frac{(\alpha\beta)^{1/3}}{\delta} \quad (3-23)$$

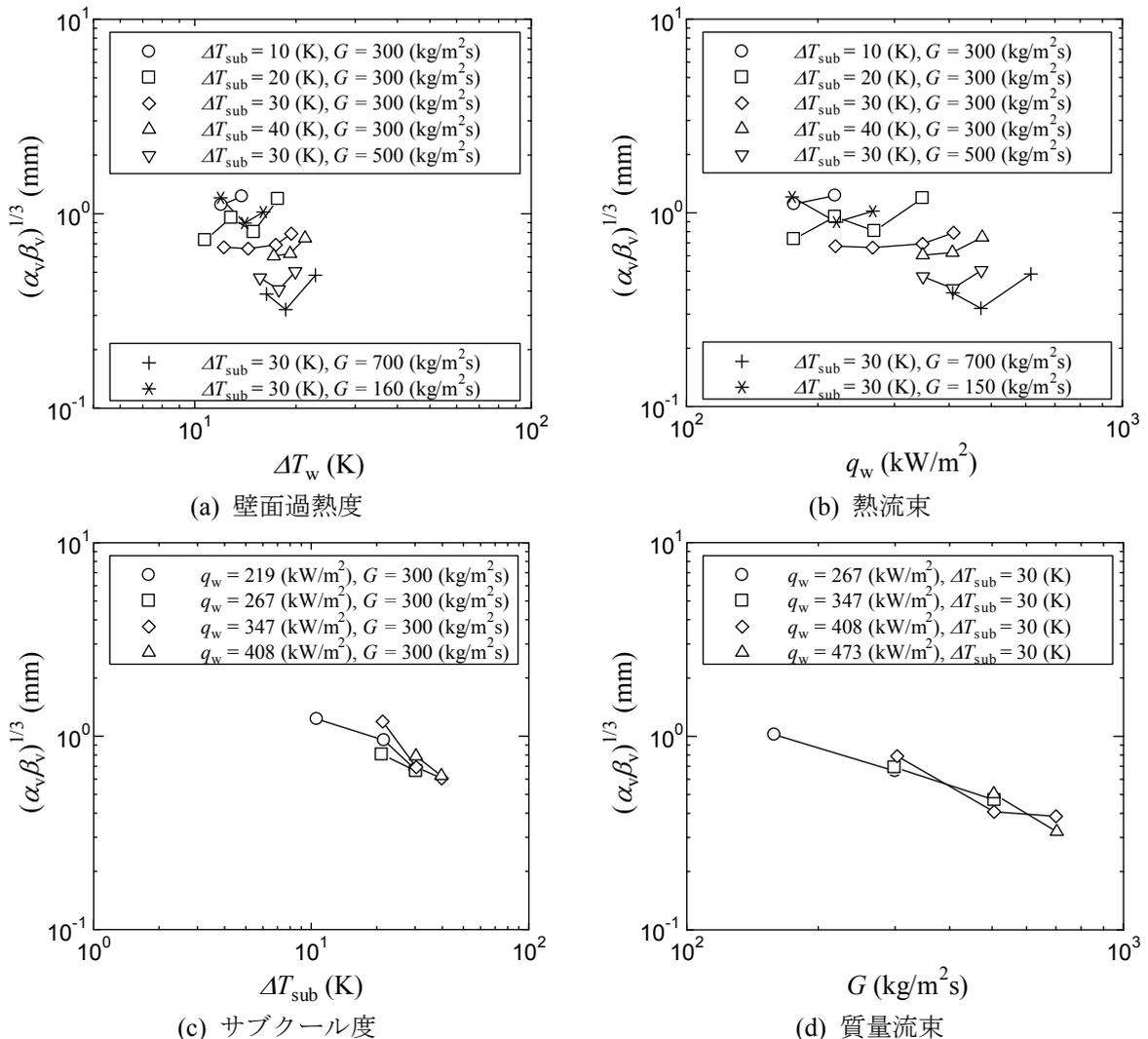


図 3-11 最大気泡径の体積算術平均値 $(\alpha_v\beta_v)^{1/3}$ の主要実験パラメータに対する依存性

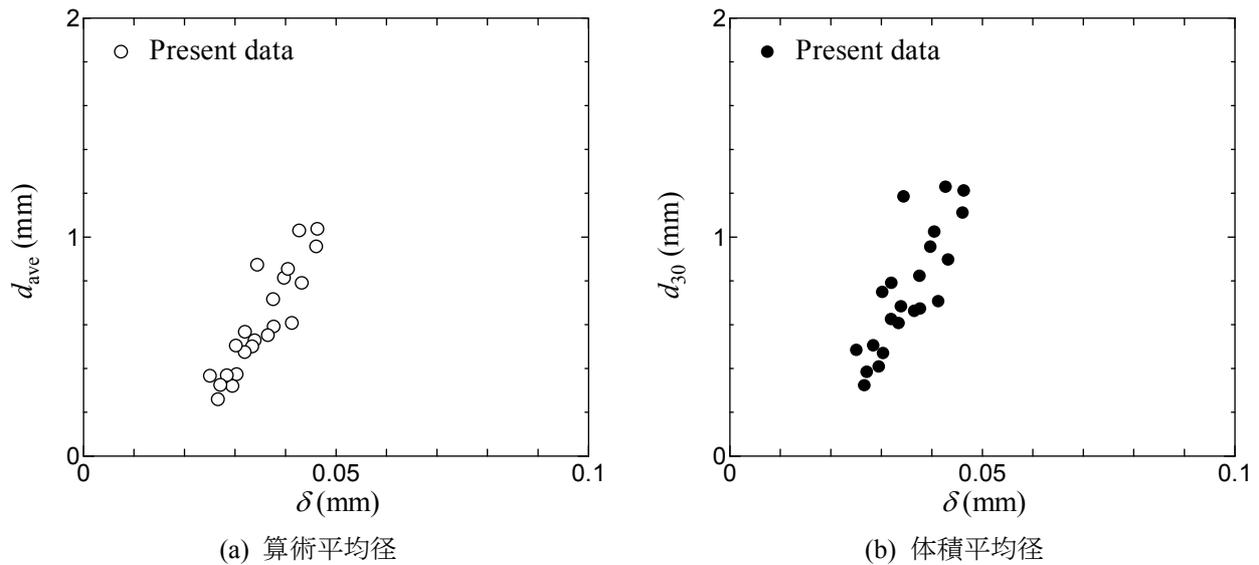


図 3-12 最大気泡径の平均値と過熱液相厚さの関係

ここで、無次元気泡径は Jakob 数 $Ja(=\rho_l c_{pl} \Delta T_w / \rho_g H_{lg})$, Reynolds 数 $Re(=GD_h / \mu_l)$, 無次元サブクール度 $\Theta(=(\Delta T_w + \Delta T_{sub}) / \Delta T_w)$ の 3 つの無次元数によって表されるとし、繰り返し計算によって得られる以下の式と実験データとの比較結果を図 3-13 に示す。

$$d_{ave}^+ = \frac{\alpha\beta}{\delta} = 5.07 \times 10^3 Ja^{0.040} Re^{-0.540} \Theta^{-0.751} \quad (3-24)$$

$$d_{30}^+ = \frac{(\alpha_v \beta_v)^{1/3}}{\delta} = 1.31 \times 10^3 Ja^{0.467} Re^{-0.556} \Theta^{-0.677} \quad (3-25)$$

図のように、どちらも実験データに対して良好な一致を示しており、相対誤差はそれぞれ 9.21%、10.5%となっている。

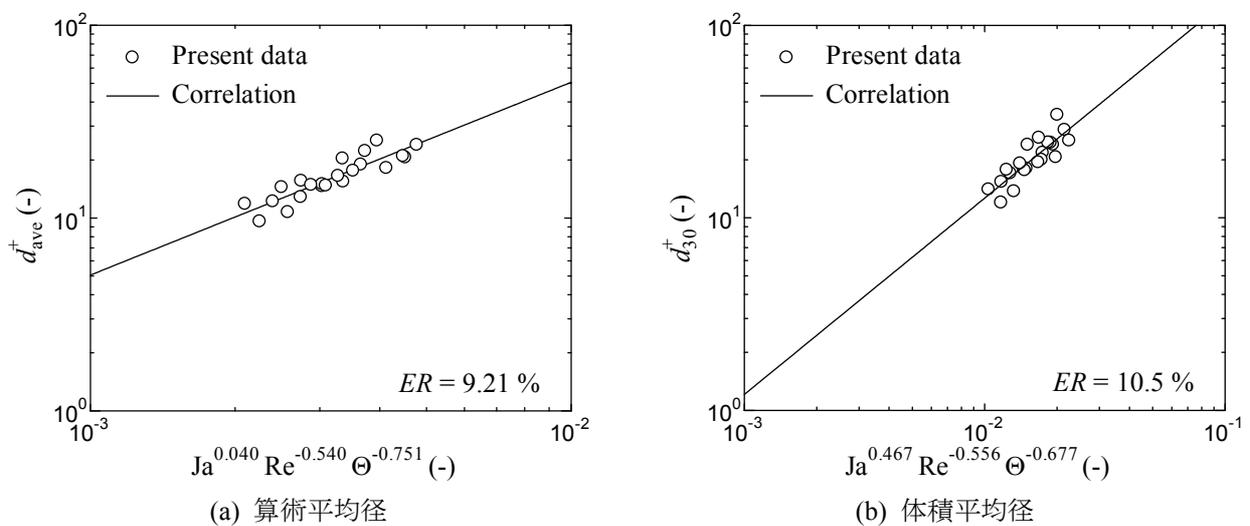


図 3-13 最大気泡径の平均値に関する無次元相関式

ここで、相関式中における Jakob 数の乗数について考察する。式(3-24)、式(3-25)では過熱度の寄与の度合い(乗数 0.040 と 0.467)が大きく異なる。これは、先にも述べたように、算術平均を取る場合、過熱度の増加によって新たに活性化した沸騰核のうちいくつかから大気泡が生成される一方で、小気泡の数が気泡生成頻度の増加と共に増加するため、分布の幅は広がる傾向にある。しかし、小さい気泡の占める割合は変わらず大きいので、算術平均の過熱度への寄与は小さくなる。その一方で、体積平均を取る場合、体積による重み付けを行うため大きい気泡の重みが大きくなり、過熱度の増加に伴って新たに生成される大気泡の影響を強く受ける。したがって、体積平均径は過熱度への寄与が大きい。以上のことから、それぞれの式で Jakob 数の影響の度合いが異なる結果となったと考えられる。

続いて、気泡径の標準偏差に対して調査を行った。まず、異なる集団でのバラツキを比較するため、変動係数のパラメータ依存性を調査した。変動係数は標準偏差を平均値で除した値を指す。この変動係数を用いることで、各集団の相対的なバラツキを比較することが出来る。変動係数に対して最も影響の強かった無次元数は Jakob 数であり、その関係を図 3-14 に示す。図のように、変動係数、すなわち各条件での相対的なばらつきは過熱度に比例している。なお、図中には傾向から得られた相関式も示した。この相関式は、変動係数を Jakob 数の関数として以下のように与えられる。

$$\frac{\sigma_{\text{gamma}}}{d_{\text{ave}}} = 0.0104\text{Ja} \quad (3-26)$$

$$\frac{\sigma_{v,\text{gamma}}}{d_{30}^3} = 0.0259\text{Ja} \quad (3-27)$$

先にも述べたように過熱度の増加に伴って分布は広がる傾向にあるため、変動係数は Jakob 数に強く影響を受け、比例関係にあることがわかる。なお、それぞれの相対誤差は 8.65%、9.05%と良好な一致を示していることがわかる。以上より再現される気泡径分布と実験データとの比較を図 3-15 に示す。図 3-15(a)のように、多少の誤差を生じる条件もあるが、大気泡の存在を考慮した気泡径分布を再現しており、ほとんどの条件で良好な一致を示すことが確認された。

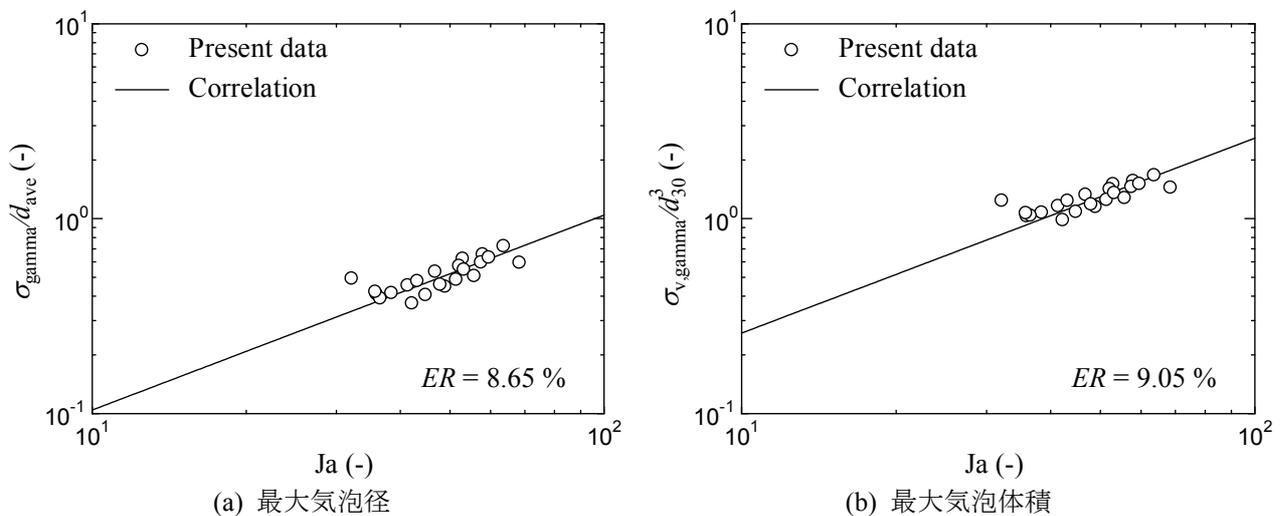


図 3-14 最大気泡径のばらつき(標準偏差)の相関

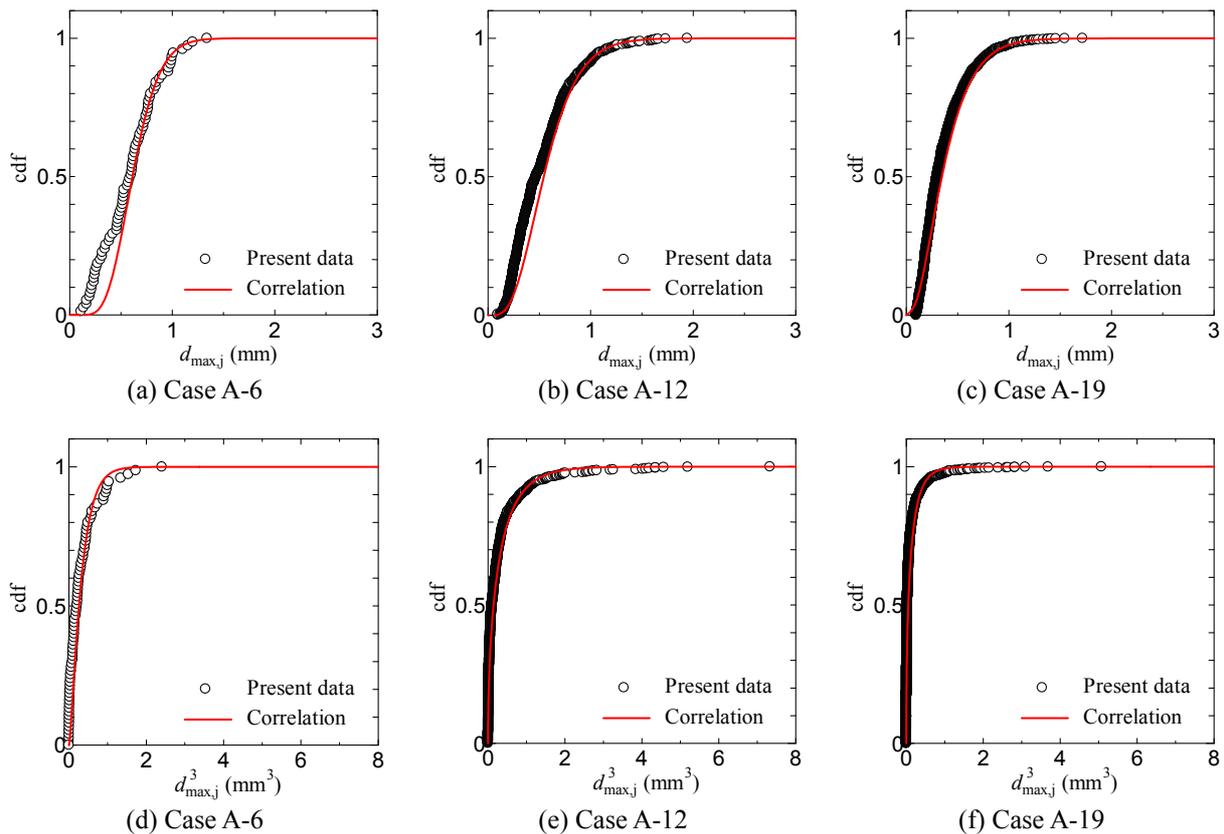


図 3-15 相関式により計算した累積分布関数 cdf と実験値の比較 ; (a)-(c) : 最大気泡径、(d)-(f) : 最大気泡体積 (気泡径の 3 乗)

平均気泡径相関式の予測精度を検証するため、Prodanovic ら[3-7]、Situ ら[3-8]、Chu ら[3-9]によって報告された平均気泡径の計測結果との比較を行った。その結果を図 3-16 に示す。各データが取得された実験条件の範囲を表 3-1 にまとめた。図より、本実験で得られたデータだけでなく、既存研究で得られたデータに対しても良好な一致を示していることから、本相関式は異なる流路形状や圧力条件下においても有効であることがわかる。また、式(3-24)の予測精度とデータのばらつきを式(3-25)と比べると後者が優位であることがわかる。つまり、算術平均で与えられたデータであるにもかかわらず、体積平均径の相関式がより良い傾向にある。これは、全気泡を計測するのではなく、先にも述べたように計測気泡を 100 個程度に限定しているため平均値を取るのに十分でないこと、手動計測の場合に大気泡が計測される傾向にあることが原因ではないかと考えられる。したがって、図 3-2 に示すように、少なくとも 200-300 個の気泡を計測することが必要であると考えられる。

3.1.5 平均値のばらつきと沸騰核内の気泡径分布

気泡径分布を考慮した気泡追跡法の計算フローは、(i)沸騰核密度と沸騰核の分布を決定、(ii)各沸騰核で生成される気泡の平均値およびばらつきを決定、(iii)沸騰核ごとに気泡生成頻度を決定、となる。この(ii)の過程で、生成気泡全ての平均をとっているため、前項で提案した相関式をそのまま沸騰核ごとで生成される気泡の平均値として与えることが出来ない。したがって、気泡追跡法への応用を見据え、沸騰核の平均気泡径の分布、沸騰核内での気泡径分布それぞれのモデル開発を行う。まず、沸騰核ごとの平均値の分布を単にここでは平均値の分布と呼ぶこととする平均値の気泡径分布を図 3-17 に示す(パラメータの計測結果は付録 A に示した)。なお、ここでは沸騰核の数が最も多い条件と少ない条件を示した。

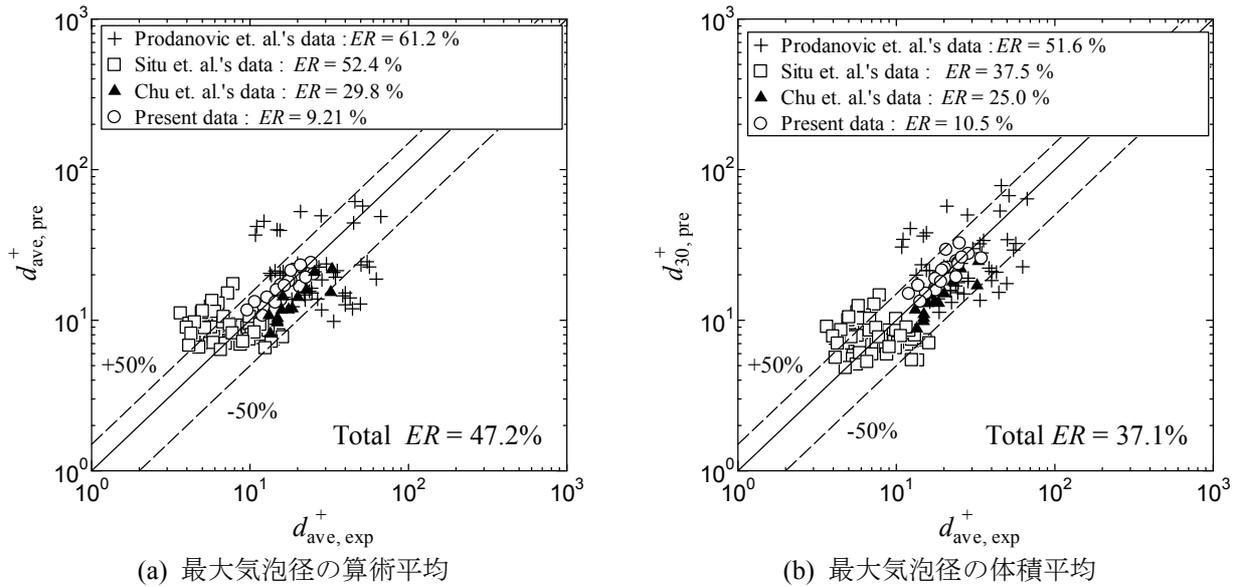


図 3-16 最大気泡径の算術平均値及び体積平均値の計算結果と平均気泡径の文献値との比較

表 3-1 各実験データベースにおける実験条件の範囲

	Chu et al.[11]	Prodanovic et al.[9]	Situ et al.[10]	Present work
conditions	14	54	91	22
Pressure [kPa]	139-152	106, 202, 303	~130	107-143
Heat flux [kW/m ²]	133.4-355.6	100-1200	60.7-206	176-617
Mass flux [kg/m ² s]	215-702	76.7-796	470-913	159-704
Subcooling [K]	1.1-24.0	10-60	6.1-24.0	10.2-39.6

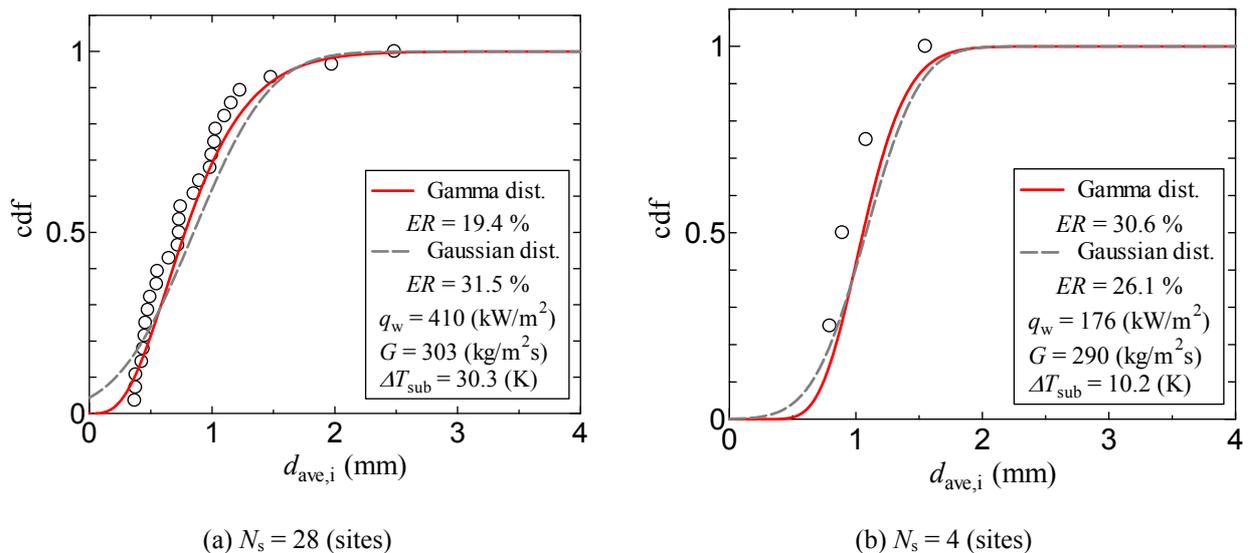


図 3-17 各沸騰核における平均気泡径の分布

図 3-17 に示すように、沸騰核が多い条件では良好なフィッティング結果が得られているが、沸騰核が極端に少ない条件ではその誤差も大きい。ただし、図 3-17(a)のように、比較的フィッティングが良好な条件では分布形状はガンマ分布に近い。したがって、ここでもガンマ分布によるフィッティングを行うこととした。以上から得られるフィッティング結果から、同様に、Jakob 数、Reynolds 数、無次元サブクール度による整理、過熱液層厚さによる無次元化を行った。なお、体積平均径についても示してある。

$$\bar{d}_{ave,i}^+ = \frac{\alpha_k \beta_k}{\delta} = 4.89 \times 10^3 \text{ Ja}^{0.475} \text{ Re}^{-0.676} \Theta^{-0.925} \quad (3-28)$$

$$\bar{d}_{30}^+ = \frac{(\alpha_{v,k} \beta_{v,k})^{1/3}}{\delta} = 1.58 \times 10^3 \text{ Ja}^{0.697} \text{ Re}^{-0.637} \Theta^{-0.833} \quad (3-29)$$

この相関式と実験結果との比較結果を図 3-18 に示す。図のように、良好な一致を示していることがわかる。どちらも相対誤差は、算術平均が 11.3%、体積平均が 14.1%となった。ここで、Jakob 数の乗数に着目すると、こちらも全気泡の算術平均に対する相関式と比べてかなり大きい。これは先に述べた新たに活性化した沸騰核のうちいくつかが大気泡を生成するという根拠を示すことにもなる。この実験データは沸騰核ごとで生成される気泡の平均値をさらに平均したものであり、この値が大きくなることはさらに大きい気泡を生成しうる沸騰核が新たに活性化したか、もともと発泡していた沸騰核からさらに大きい気泡が生成されたかのどちらかである。仮に気泡径とキャビティ径との間に比例関係に似た何らかの相関があるとすれば、前者の説明がより有効であることがわかる。また、次節で触れるが、ある 1 つの沸騰核に着目すると、熱流束の増加に伴い気泡生成頻度が増加し、気泡生成頻度と気泡径との関係に従い、気泡径は減少傾向にある結果が得られている。したがって、過熱度の増加に伴って新たに発泡を開始した沸騰核のうち、大気泡を生成する沸騰核の影響を強く受けるため、Jakob 数の乗数は式(3-24)に比べて大きくなると考えられる。以上より、沸騰核ごとの平均気泡径のばらつきは加熱量の増加に伴って増加することが予想されるため、先ほどと同様に変動係数を Jakob 数で相関した結果を図 3-19 に示す。

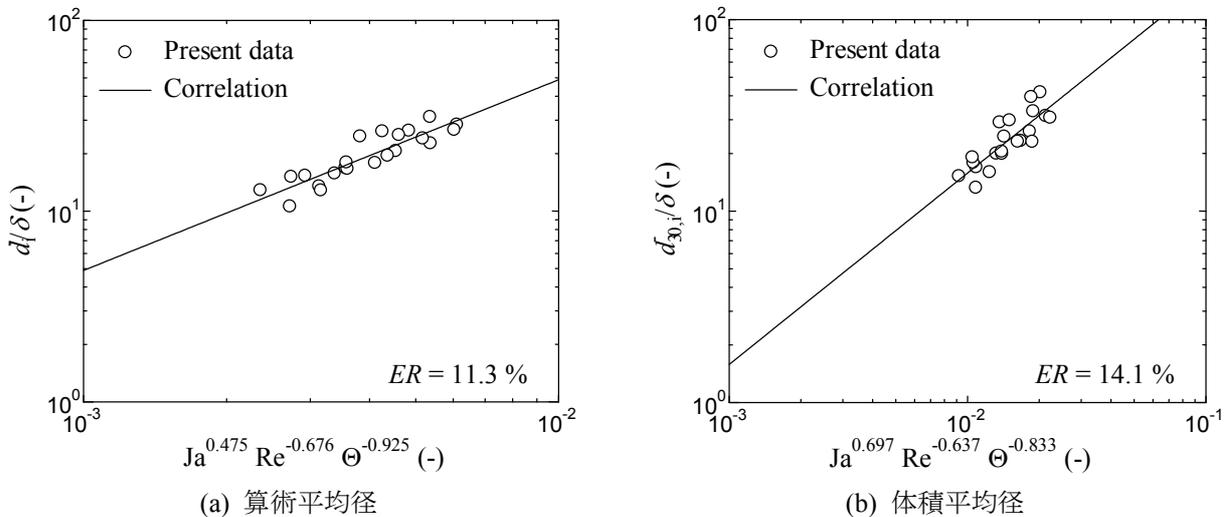
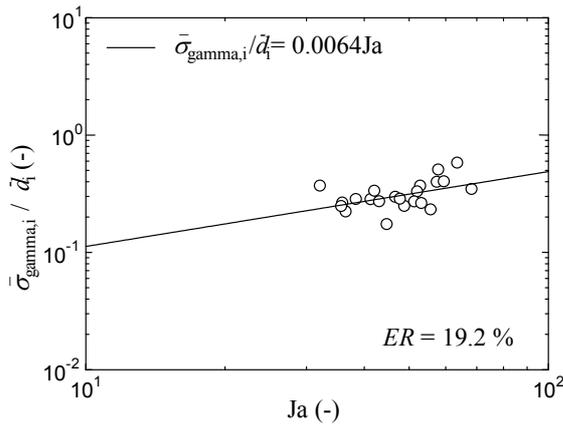
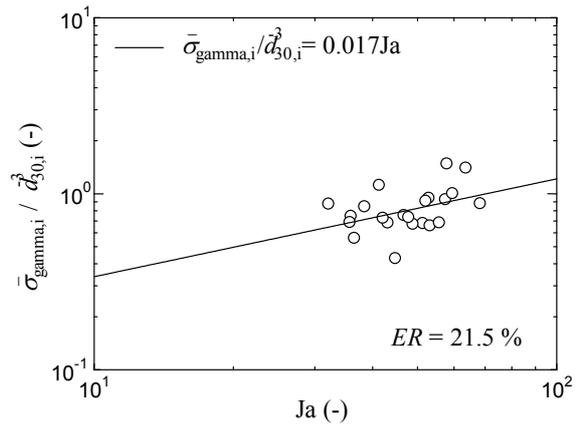


図 3-18 各沸騰核における平均気泡径の全沸騰核に対する平均値の相関



(a) 最大気泡径



(b) 最大気泡体積

図 3-19 各沸騰核における最大気泡径の標準偏差の全沸騰核に対する平均値の相関

図 3-19 に示すように、Jakob 数と標準偏差の相関は必ずしも明確でない。しかし、先にも述べたように、新たに発泡を開始した大気泡を生成する沸騰核の影響を考慮し、Jakob 数に比例すると仮定して、以下のような相関を得た。

$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{gamma},i}}{\bar{d}_{\text{ave},i}} = 0.0065Ja \quad (3-30)$$

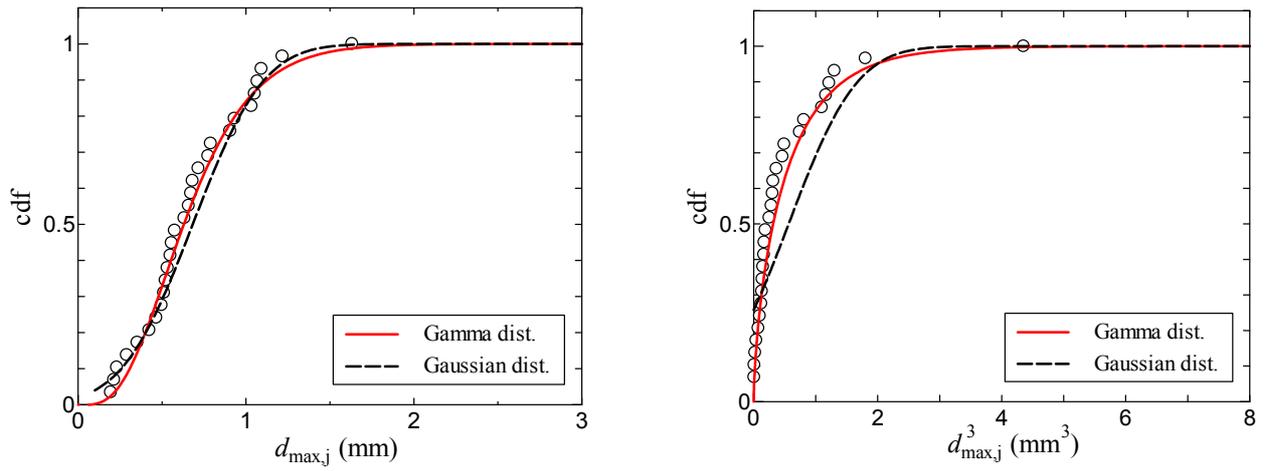
$$\frac{\bar{\sigma}_{\text{v, gamma},i}}{\bar{d}_{30,i}^3} = 0.017Ja \quad (3-31)$$

相対誤差はそれぞれ算術平均が 19.2%、体積平均が 21.5%であり、良好な一致を示している。こうして、平均値の分布に関する相関式を得た。なお、より精度の高い相関を得るためには、撮影範囲の拡大や加熱量を増加させ沸騰核の多い条件での実験が望まれる。

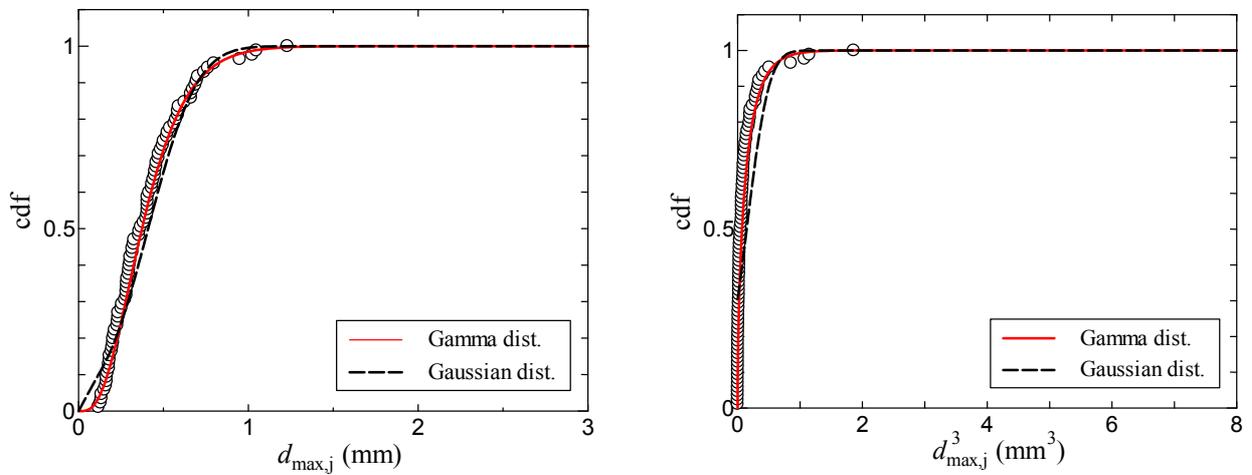
次に、沸騰核内での気泡径分布について検討する。まず、図 3-20 に Case A-12 の中で適当に選出した 3 つの沸騰核で得られる気泡径分布および体積分布を示す。図より、ここでもガンマ分布が正規分布に比べて良好な一致を示している。そこで、沸騰核内での気泡径分布及び体積分布はガンマ分布で表すこととした。平均気泡径は先ほど示した式(3-30)と式(3-31)で予測可能である。したがって、沸騰核内の気泡径のばらつきに関する相関式を開発する。そこで、図 3-21 に気泡を少なくとも 5 個より多く生成した沸騰核のみにおける標準偏差を示す。なお、ここでは平均値と標準偏差との関係を調査した。図より、平均値と標準偏差は比例関係にあることが確認でき、以下のような相関関係を得た。

$$\sigma_{\text{gamma},i} = 0.454d_{\text{ave},i} \quad (3-32)$$

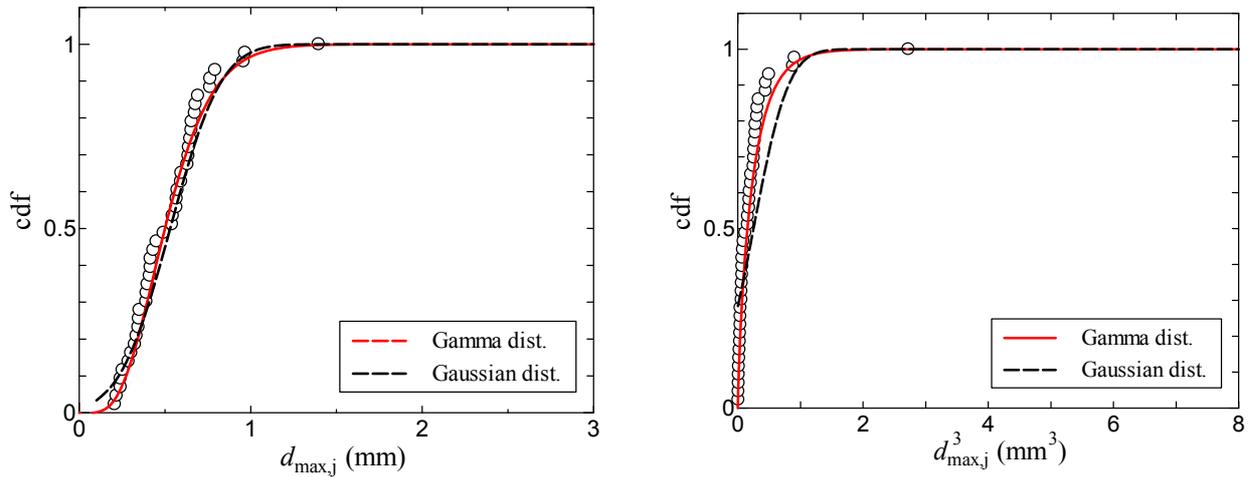
$$\sigma_{\text{v, gamma},i} = 0.974d_{30,i}^3 \quad (3-33)$$



(a) Nucleation site No. 1

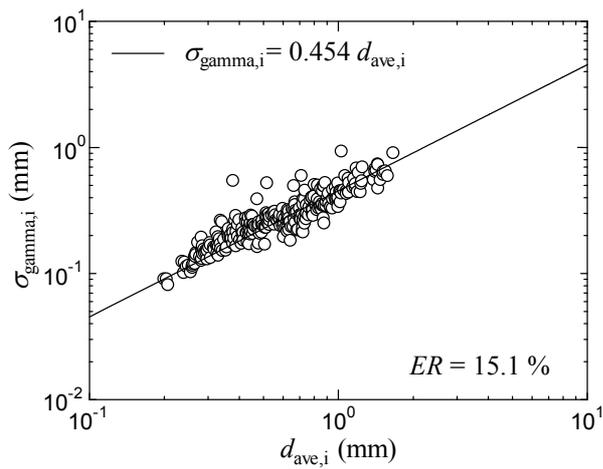


(b) Nucleation site No. 2

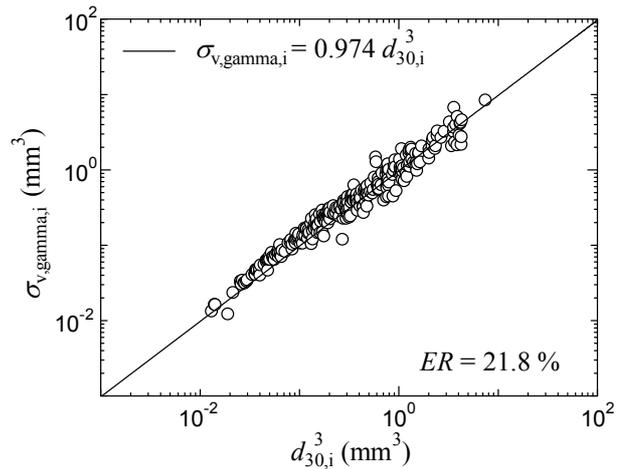


(c) Nucleation site No. 3

図 3-20 Case A-12 ($q_w=348 \text{ kW/m}^2$, $G=299 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub}}=30.4 \text{ K}$) で気泡生成した 3 つの沸騰核における最大気泡径 (左) と最大気泡体積 (右) の分布

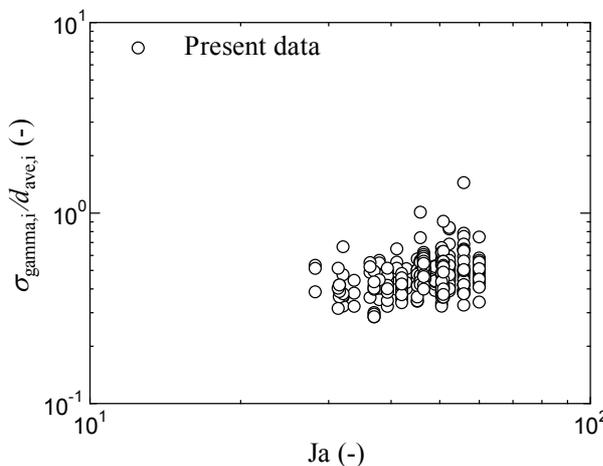


(a) 最大気泡径

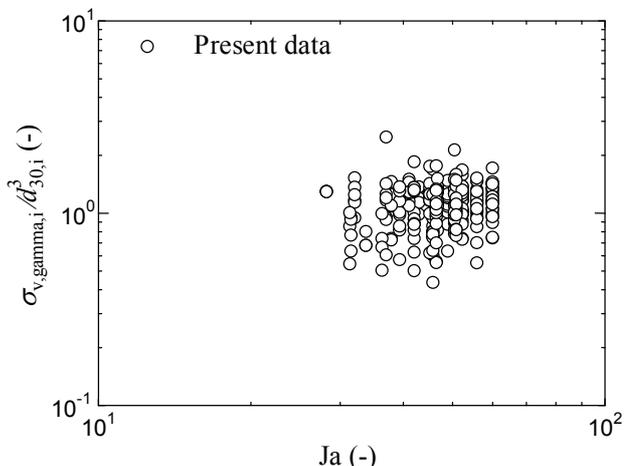


(b) 最大気泡体積

図 3-21 各沸騰核における気泡サイズの平均値と標準偏差の関係



(a) 最大気泡径



(b) 最大気泡体積

図 3-22 各沸騰核における気泡サイズの標準偏差の Jakob 数依存性

図 3-21 に示すように、それぞれの実験データとの相対誤差は 15.1%、21.8%と良好な一致を示している。同一の沸騰核内における標準偏差は、その沸騰核より生成される気泡の平均気泡径で相関でき、全気泡に対する平均値と標準偏差のような Jakob 数への依存性はない。それを示した図が図 3-22 である。同一の沸騰核であるため、先に述べたような、新たに発泡を開始した大気泡を生成する沸騰核の影響はないはずである。実際、図 3-22 にあるように、Jakob 数への明確な依存性は見受けられない。したがって、同一の沸騰核内では、生成気泡の標準偏差またはばらつきは平均値によって規定されガンマ分布に従うものと考えられる。

3.1.6 気泡径分布に及ぼす接触角の影響

伝熱面表面に異なる材質の薄膜を成膜することで、水に対する接触角の影響を調べた。平均気泡径、気泡径分布の影響を調査し、図 3-23 に示す。ここでは、比較がしやすいようフィッティング結果による比較を行い、平均気泡径を直線で示した。まず、気泡径分布に着目すると、分布の広がり、接触角の増加とともに徐々に狭くなっていることがわかる。つまり、気泡径のばらつきが減少し、特に小気泡の占める割合が大きくなったことがわかる。一般に、接触角の増加に伴って沸騰核密度が増加し沸騰核間の距離が近くなる。これにより、気泡間、沸騰核間での相互作用が促進されると考えられる。この相互作用に関する研究はいくつ

か報告されているが、明確な傾向はわかっていない[3-10~12]。次に、平均気泡径を比較すると、接触角の増加に伴って減少傾向にある。ここで、式(3-24)と表面の異なる条件で取得した実験データとの比較を図 3-24(a)に示す。図のように、接触角の影響は顕著に現れており、接触角の影響を考慮した相関式が必要となる。また、接触角の影響を考慮した気泡径相関式も多く提案されている。ここに、代表して 3 式を示す。

$$\text{[Fritz]} \quad d_{\text{dep}} = 0.0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3-34)$$

$$\text{[Basu et al.]} \quad \frac{d_{\text{lift}}}{l} = 1.3 \sin^{0.4} \theta \left\{ 0.20 \exp(-1.28 \times 10^{-4} \text{Re}_l) + 0.005 \right\} \text{Ja}^{0.45} \exp\left(-0.0065 \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{\text{sub}}}{\rho_g H_{lg}}\right) \quad (3-35)$$

$$\text{[Phan et al.]} \quad d_{\text{lift}} = 0.626977 \times \frac{2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta}{4} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3-36)$$

これらの式は、Fritz[3-13]、Basu ら[3-14]は本実験の結果に対しては逆傾向を示しており、接触角と共に気泡径が増加している。一方で、Phan ら[3-15]の提案する相関式は接触角の増加と共に気泡径が減少する傾向を示しており、本実験結果の傾向と一致する。しかし、図 3-24(b)に示すように、傾向の一致こそ確認できるが、定量的には一致しない。先に示したように、気泡径は熱流束、質量流束、サブクール度の影響を強く受けるのに加え、気泡径には沸騰核内外でのばらつきが存在し、そのばらつきも条件によって大きく異なる。また、気泡径分布も接触角の影響を強く受けることが確認されたため、気泡径ならびに気泡径分布相関式の開発に際して、接触角の影響を考慮する必要がある。本実験では、沸騰試験前後で伝熱面表面の水に対する接触角が変化する。ほとんどの場合で濡れがよくなる傾向にあり、高接触角面での実験を繰り返すことは望ましくないため、ZrO₂と FeO 面での実験データ数が少ない結果となっている。したがって、ここでの接触角の影響を含めた相関式の開発はせず、パラメータ依存性に対する検討にとどめておく。再実験によるデータの拡充および相関関係の明確化は今後の検討課題である。

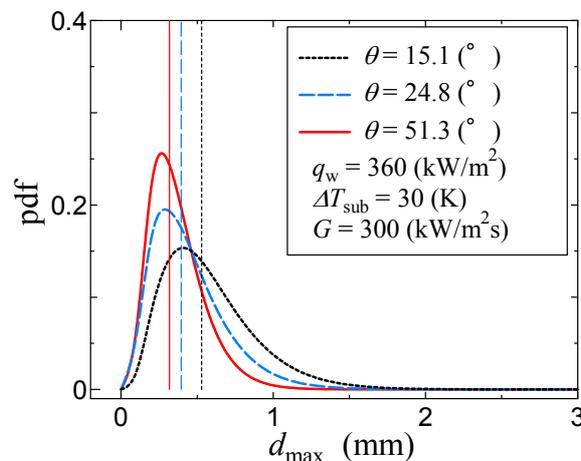
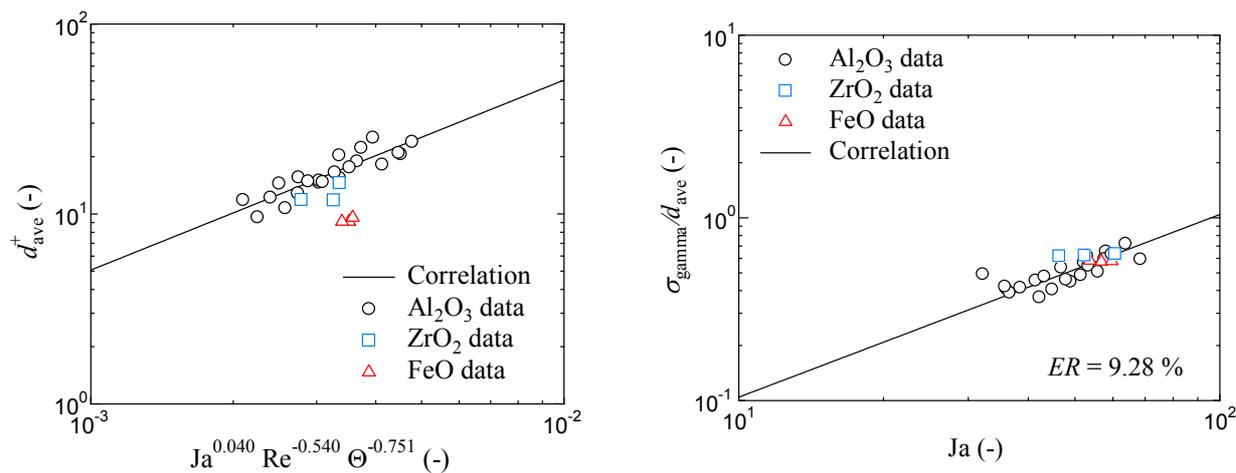
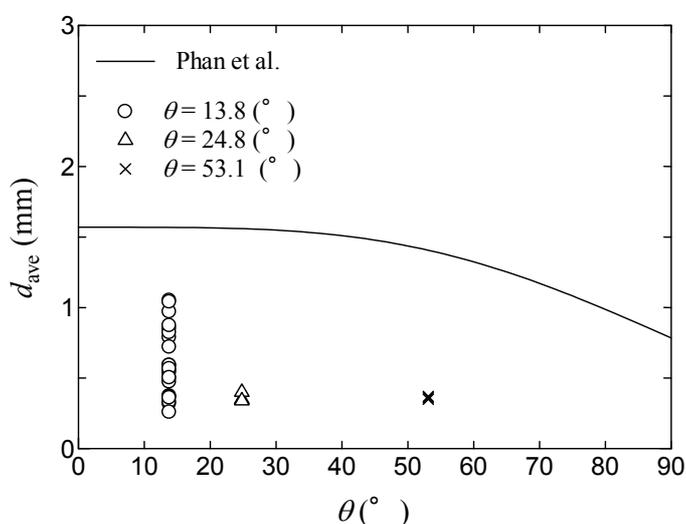


図 3-23 気泡径分布に及ぼす伝熱面接触角の影響 (Case A-12, 24, 26)



(a) 本研究で開発した相関式との比較



(b) Phan らの相関式との比較

図 3-24 異なる接触角の伝熱面で計測された気泡径分布の相関式との比較

3.2 気泡生成頻度

3.2.1 パラメータ依存性

気泡生成頻度は気泡径に対して、おおよそ $fd = \text{const}$ もしくは $fd^n = \text{const}$ という統計的關係が認められる。また、気泡生成頻度は、次の気泡生成に要する時間 t_w (waiting time) と気泡の成長時間 t_g (growth time) とに分割でき、一般に、 t_w は同一沸騰核内においてもかなりのばらつきが存在する。これは、同一沸騰核内の気泡径のばらつきによって生じている可能性がある。また、伝熱面における局所的な非定常熱伝導や加熱量などによっても大きく変化する。したがって、生成気泡の平均値がほぼ同一な沸騰核で、熱流束、質量流束、サブクール度、接触角の影響を調査し、図 3-25 にその結果を示す。まず、熱流束に対する傾向を見ると、単調増加の傾向が伺える。これは加熱量の増加によって waiting time が減少したことによると考えられる。また、成長速度は過熱度の増加に伴って増加する傾向にあるため、growth time の減少が影響した可能性も考えられる。次に、質量流束およびサブクール度の影響について、どちらも気泡生成頻度は単調減少の傾向にある。どちらも同熱流束条件において過熱度を低下させるため、waiting time および growth time のどちらも増加する。したがって、気泡径生成頻度は減少を示したと考えられる。一方、接触角に関しては、明確な傾向は見受けら

れなかった。Phan ら[3-15]は接触角の気泡径への影響のほか、気泡生成頻度への影響も調査しており、接触角に対する明確な影響を報告している。しかし、気泡径を含めた評価をしていないため、気泡径との関係から生じた変化なのかが判断できない。また、Zheng ら[3-12]は、キャビティ間の距離による評価を行っており、その距離によって気泡生成頻度が大きく変化すると報告している。しかし、2つの人工キャビティによる評価であり、実際に存在する無数の沸騰核間での相互作用とは大きく異なることが予想される。また、複数の沸騰核間での相互作用を調査した報告もあり、Chekanov ら[3-10]、Calka と Judd[3-11]はあるキャビティから気泡が生成された瞬間と、あるもう一つのキャビティから気泡が生成される瞬間の間の時間間隔とそのキャビティ間の距離との関係を詳細に調査した。その結果、時間間隔はガンマ分布による整理が有効であり、キャビティ間の距離によって決定されると報告している。しかし、具体的な応用方法や原因については触れられていない。以上のように、接触角が気泡生成頻度に及ぼす影響については未解明な点が多いため、ここでは目立った傾向が確認されなかったことから、詳細な議論については気泡径と同様に今後の検討課題とする。以上のように、気泡径と気泡生成頻度との間には統計的關係が存在すると述べたが、実験パラメータの影響を強く受けていることから、詳細な解析モデルの構築には様々な熱流動条件を考慮する必要がある。

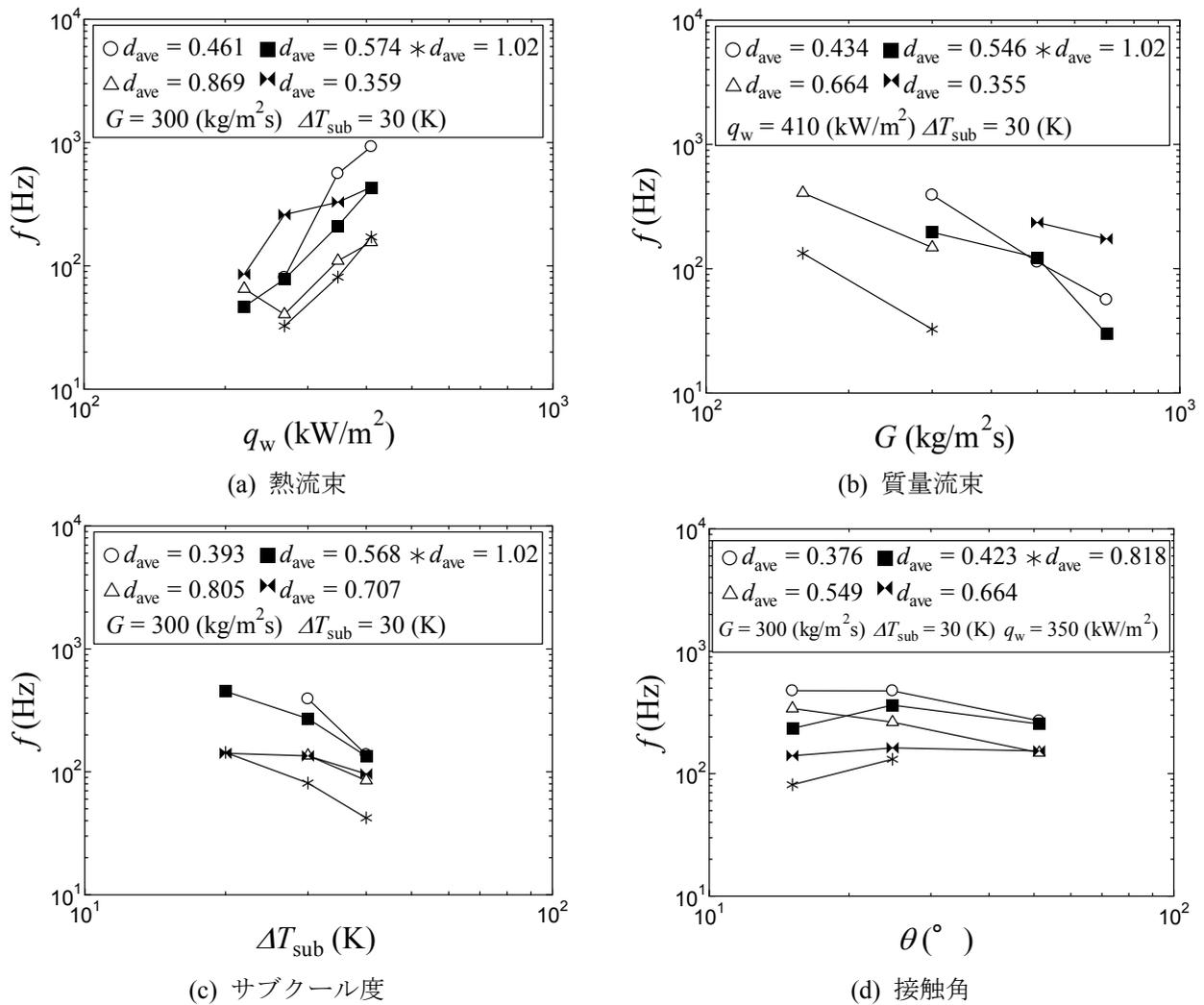


図 3-25 気泡生成頻度の主要パラメータ依存性

3.2.2 既存式との比較

気泡生成頻度の相関式は、多く存在する。その相関式は大きく分けて二種類存在し、気泡の上昇速度による相関、waiting time と growth time とに分割しそれぞれを解析的もしくは実験的に与える場合とがある。また、前項のように気泡径が同程度であっても実験条件によって大きく異なることを考慮すると、後者のモデルを用いることが望ましい。既存相関式と本実験で得られたデータとの比較結果を図 3-26 に示す。特に、Zuber [3-16]や Malenkov [3-17]の相関式はプール沸騰体系を想定しており、流れの影響を考慮していない。また図に示すように、相対誤差の平均値が最も小さいのが Yeoh らのモデルである。Yeoh ら[3-18]のモデルは一次元熱伝導方程式による waiting time の導出と Zuber [3-19]の気泡成長モデルによる growth time の導出に基づいている。なお、Basu ら[3-14]のモデルも傾向の一致が見られるが、水を用いた実験を基に経験的に得られた相関式であるため、流体や圧力の変化、適応範囲の限界などが考えられる。このため、Yeoh ら[3-18]のモデルが気泡生成頻度相関式として推奨できる。

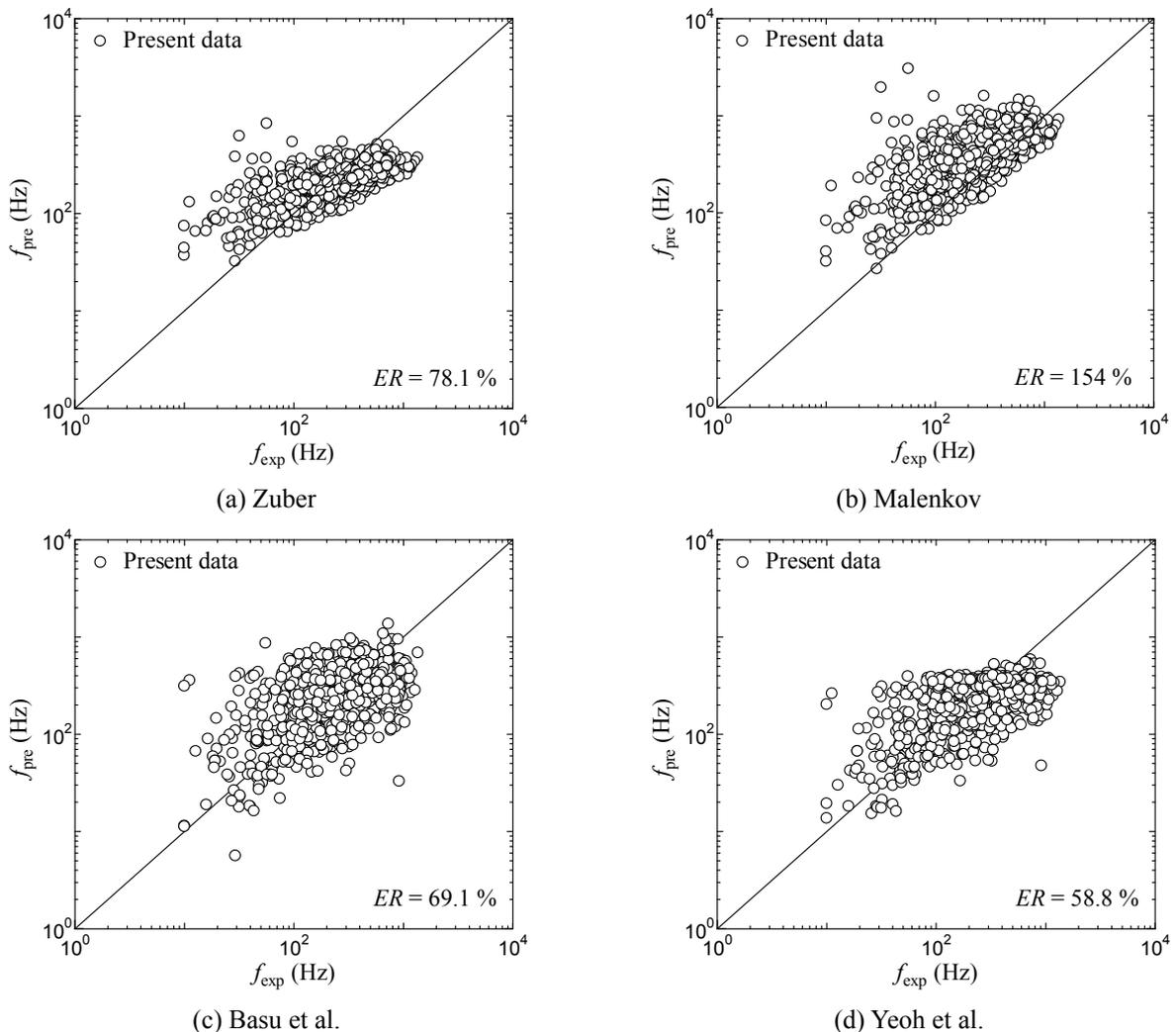


図 3-26 気泡生成頻度の計測結果と既存相関式との比較

3.3 沸騰核密度

沸騰核密度は、伝熱面濡れ性および壁面過熱度の影響を考慮した整理が一般的にされている。特に濡れ性は伝熱面上のキャビティが完全に浸水するか否かの指標となり、実際、濡れの良い面では沸騰核の数は少ない。キャビティの数を正確に予測することは困難であり、無数に存在するキャビティのうち、沸騰核となりうるキャビティの数を接触角によって整理している。ここで、Basu らの式[3-14]と Hibiki と Ishii の式[3-20]を用いて、実験データとの比較を行った結果を図 3-27 に示す。図に示すように、どちらも定性的に一致しているが、定量的に見ると若干の誤差を生じている。この理由としては、過熱度算出の際の誤差や接触角計測の際に生じる誤差が挙げられる。ただし、Hibiki と Ishii のモデルは、キャビティ数の分布、深さと円錐角などの計測を行った Yang と Kim のデータ[3-21]を元にしており、沸騰核密度を統計的に整理している。また、高圧の条件に対しても予測可能という広域な適応範囲を持つことから、Hibiki と Ishii のモデルが推奨できると考えられる。

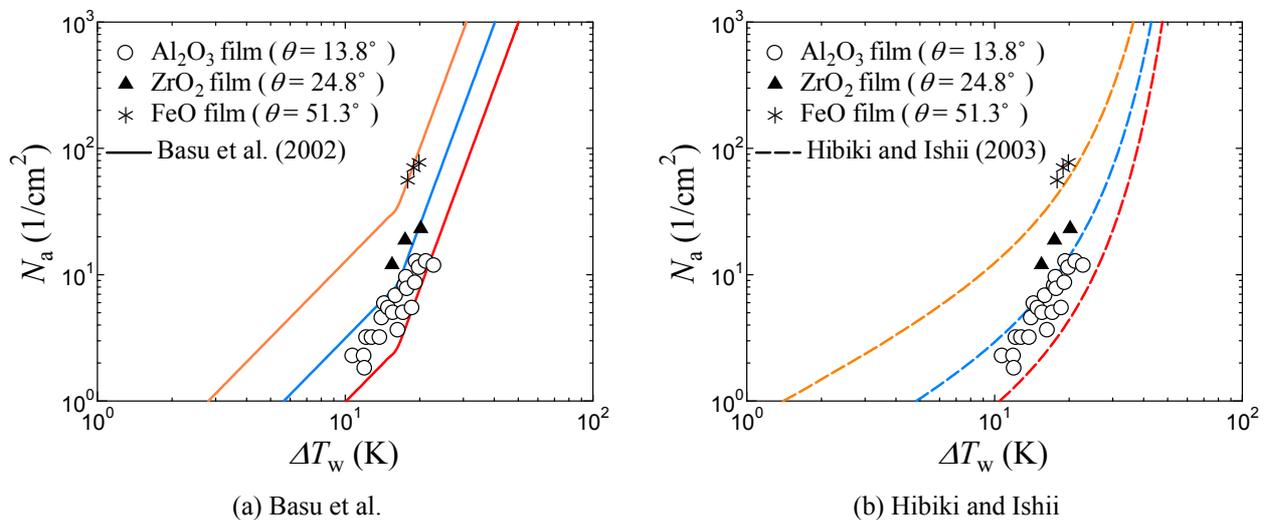


図 3-27 沸騰核密度の計測結果の既存相関式との比較

3.4 蒸気生成量

ボイド率予測のための解析において、蒸気生成量および凝縮量の評価が重要であり、以上のような気泡径、気泡生成頻度、沸騰核密度によって蒸気生成量を評価できる。実際のボイド率評価には凝縮量の評価も不可欠であるが、ここでは以前の項で評価した 3 つの相関式を用いた蒸気生成量の算出結果と実験データとの比較を行う。ただし、沸騰核密度の項でも触れたが、過熱度や接触角の誤差などによって予測精度に多少の誤差を生じており、どの場合でも明らかに過小評価であることから、ここでは最も精度が向上する接触角の値を仮定して用いることとした。なお、気泡径分布相関式はアルミナ面に対してのみ定義したため、蒸気生成量評価においてもアルミナ面のデータとの比較を行うこととする。

蒸気生成量算出の主な流れを以下に示す。

- ① 実験条件の決定 (熱流束、質量流束、サブクール度、圧力、接触角、過熱度)
- ② 沸騰核密度の算出 (Hibiki と Ishii の式、面積は 20mm²、接触角は 20 度に設定)
- ③ 沸騰核ごとに平均気泡径を割り当てる (式 (3-28) および式 (3-29))

- ④ 沸騰核毎にガンマパラメータを決定 (式 (3-32) および式 (3-33))
- ⑤ 1つの沸騰核で気泡をガンマ乱数で1つ生成させる
- ⑥ その気泡径をもとに算出される生成頻度から次の気泡ができるまでの時間を計算
- ⑦ この時間の和が1よりも大きくなった時点で気泡の生成を終了
- ⑧ ⑤~⑦の操作を沸騰核すべてで行う
- ⑨ 生成した気泡すべての体積の和を算出し、蒸気生成量とする

以上のような流れで比較を行う。また、気泡径分布、体積分布のみならず、平均気泡径のみを用いる場合、体積平均のみを用いる場合との4つのパターンでそれぞれ比較を行った。その結果を図 3-28 に示す。なお、平均気泡径のみを用いる場合、体積平均を用いる場合、気泡径分布を用いる場合、体積分布を用いる場合の蒸気生成量をそれぞれ $\gamma_{pre,1}$, $\gamma_{pre,2}$, $\gamma_{pre,3}$, $\gamma_{pre,4}$ とする。図のように、誤差の値はほとんど変わらない結果となったが、平均気泡径を用いた場合ではほとんどの条件で過小評価となり、気泡径分布や体積分布を考慮することで予測精度が向上していることがわかる。また、体積平均径を用いる場合も予測精度は良いが、後に示すように気泡径の大小によって凝縮や気泡の生存時間も異なるため、詳細なボイド率予測において気泡径のばらつきは重要であるが、仮に平均値を用いる場合は体積平均を用いるのが良いことがわかる。

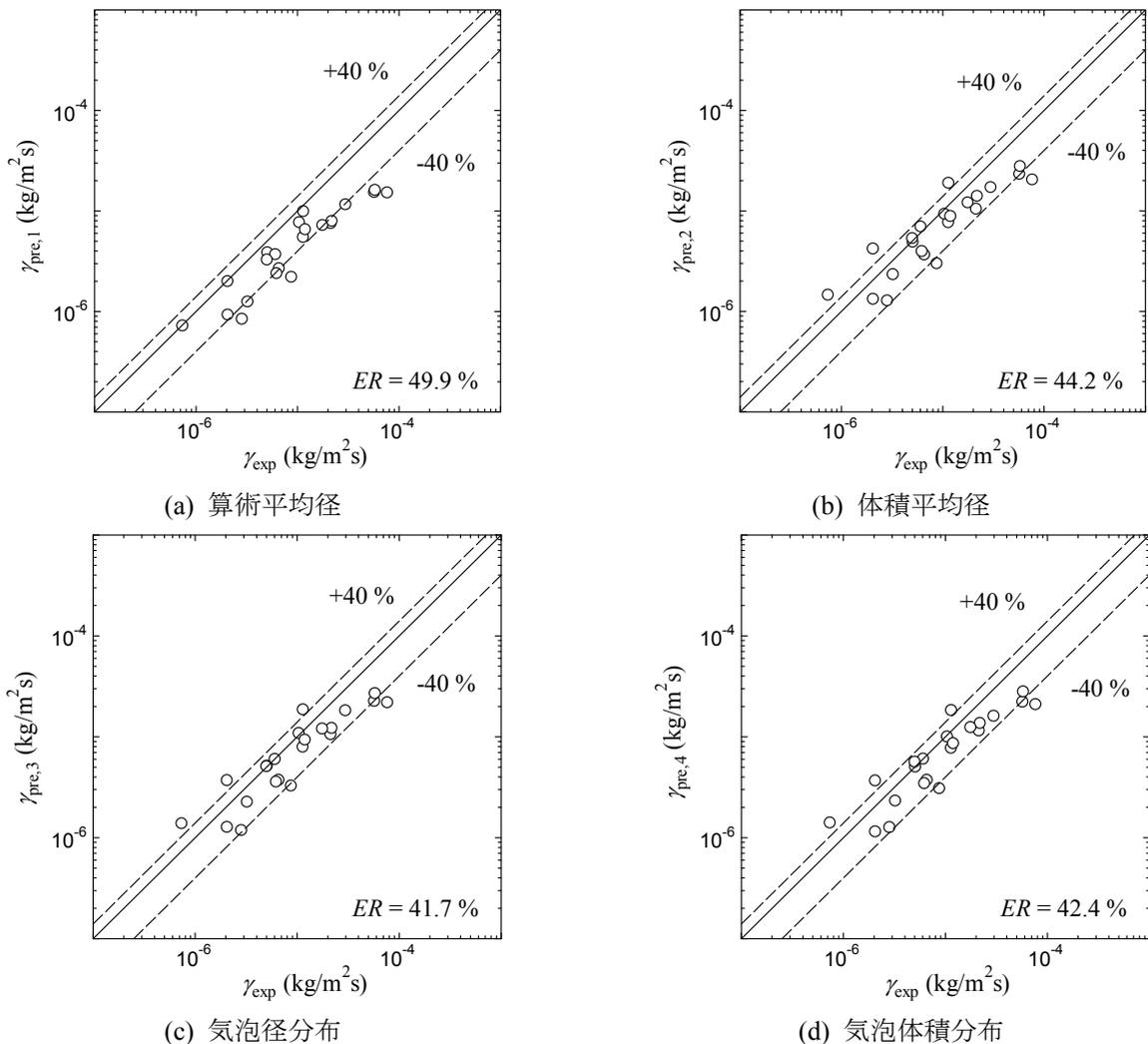


図 3-28 蒸気生成量の計測結果と相関式による予測結果との比較

3.5 ボイド率計測

ガンマ線密度計及びボイドプローブを用いてボイド率計測を実施した。これらのデータをボイド率解析の検証データとして用いる場合、ガンマ線密度計による計測では比較的広い領域での時空間平均ボイド率が得られるため、全体的な傾向の一致が確認でき、ボイドプローブ計測では時間平均局所ボイド率の分布が得られるため、気泡層厚さなどのより微視的な気液二相流の構造についての比較が可能となる。したがって、両者を用いることで、ボイド率解析結果の妥当性を多角的に検討できる。なお、実験条件は、幅広いボイド率条件で計測を実施するため、低質量流束 ($G = 291 \text{ kg/m}^2\text{s}$) かつ低入口サブクール度 ($\Delta T_{sub} = 10 \text{ K}$) とし、壁面熱流束をパラメータとしてデータの収集を行った。壁面熱流束の設定範囲は、ガンマ線密度計計測では $0 \sim 529 \text{ kW/m}^2$ 、ボイドプローブ計測では $0 \sim 721 \text{ kW/m}^2$ とした。

ガンマ線密度計を使用したボイド率計測では、コリメータを使用して、高さ方向 50 mm の流路全体における時空間平均ボイド率を計測した。計測位置は、入口近く ($z = 0 \sim 50 \text{ mm}$)、加熱部中央 ($z = 60 \sim 110 \text{ mm}$)、出口近く ($z = 120 \sim 170 \text{ mm}$) の3通りとした。計測結果を図 3-29 に示す。熱流束の増加とともにボイド率は徐々に増加し、また、流路下流でより高いボイド率が計測されており、合理的な計測結果が得られている。また、熱流束の増加とともにボイド率の増加が顕著となっている。これより、熱流束の増加に伴い、液温の上昇や気泡の合体による気液界面積の減少などの影響が生じ、この結果、凝縮が抑制されたものと考えられる。

ボイドプローブによるボイド率分布の計測は、図 2-4(a)に示す L 型プローブを使用し、マイクロメーターを用いて伝熱面と垂直方向にプローブをトラバースすることにより行った。計測結果を図 3-30 に示す。伝熱面のごく近傍で計測されるピークボイド率、局所ボイド率が正の値をとる領域を表す気泡層厚さとも、熱流束の増加とともに増大している。なお、 $y = 0 \sim 2 \text{ mm}$ 程度の領域のボイド率と $y > 2 \text{ mm}$ におけるボイド率の差は、高熱流束条件ではより顕著となる傾向であり、 $q_w = 721 \text{ kW/m}^2$ ではピークボイド率が 80% 近くにも及ん

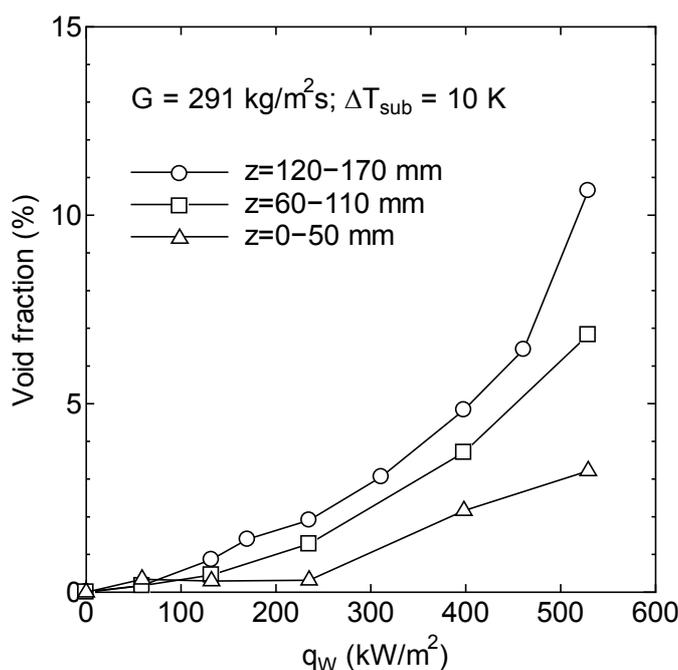


図 3-29 ガンマ線密度計による時空間平均ボイド率の計測結果

でいる。一方、気泡層厚さは7 mm程度であり、 $y = 7 \sim 10$ mmの領域では、依然としてほとんど気相が存在していない。これより、特に高ボイド率条件では、流路断面内で非平衡性の強い状況となっており、数値解析を行う際に、留意すべき結果となっている。

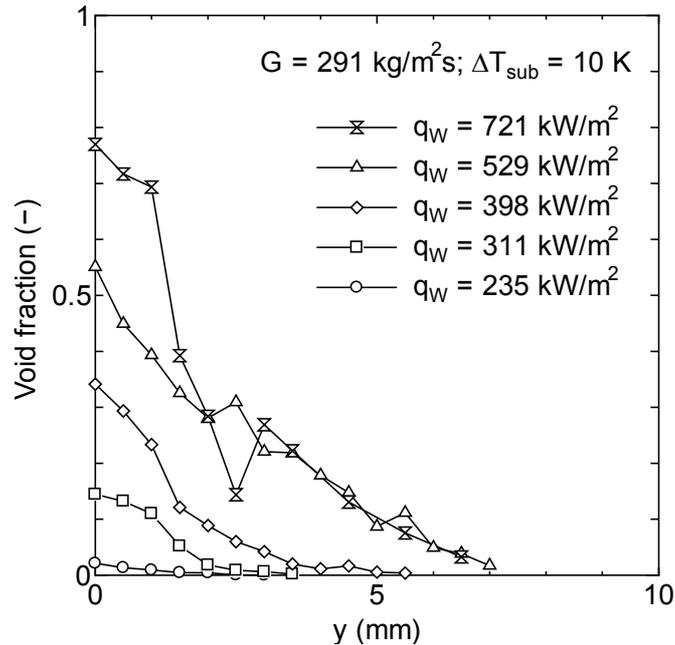


図 3-30 ボイドプローブによる時間平均局所ボイド率の計測結果

第 3 章の参考文献

- [3-1] J. Yoo, C. E. Estrada-Perez, Y. A. Hassan, An accurate wall temperature measurement using infrared thermometry with enhanced two-phase flow visualization in a convective boiling system, *Int. J. Thermal Science* 90 (2015) 248-266.
- [3-2] T. H. Kim, E. Kommer, S. Dessiatoun, J. Kim, Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry, *Int. J. Multiphase Flow* 40 (2012) 56-67.
- [3-3] 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.
- [3-4] J. C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 5 (1966) 322-329.
- [3-5] 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.
- [3-6] T. Sato, H. Matsumura, On the conditions of incipient subcooled boiling with forced convection, *Bull. JSME* 7 (1964) 392-398.
- [3-7] V. Prodanovic, D. Fraser, M. Salcudean, Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates, *Int. J. Multiphase flow* 28 (2002) 1-19.
- [3-8] R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori, Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, *Int. J. Heat*

Mass Transfer 48 (2005) 5536-5548.

- [3-9] I. Chu, H. C. No, C. Song, Bubble lift-off diameter and frequency in vertical subcooled boiling flow, *J. Nuclear Science and Technology* 48 (2011) 936-949.
- [3-10] V. V. Chekanov, Interaction of centers in nucleate boiling, *Teplofizika Vysokikh Temperatur* 15 (1977) 121-128.
- [3-11] A. Calka, R. L. Judd, Some aspects of the interaction among nucleation sites during saturated nucleate boiling, *Int. J. Heat Mass Transf.* 28 (1985) 2331-2342.
- [3-12] L. Zhang, M. Shoji, Nucleation site interaction in pool boiling on the artificial surface, *Int. J. Heat Mass Transf.* 46 (2003) 513-522.
- [3-13] W. Fritz, Maximum volume of vapor bubbles, *Phys. Z.* 36 (11) (1935) 379-384.
- [3-14] N. Basu, G. R. Warrier, V. K. Dhir, Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part 1-Model development, *J. Heat Transfer* 127 (2005) 131-140.
- [3-15] H. T. Phan, N. Caney, P. Marty, S. Colasson, J. Gavillet, Surface wettability control by nanocoating: The effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism, *Int. J. Heat Mass Transf.* 52 (2009) 5459-5471.
- [3-16] N. Zuber, Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 6 (1963) 53-78.
- [3-17] L. G. Malenkov, The frequency of vapor bubbles separation as a function of bubble size, *Fluid Mechanics Soviet Research* 1 (1972) 36-41.
- [3-18] G. H. Yeoh, S. Vahaji, S. C. P. Cheung, J. Y. Tu, Modeling subcooled flow boiling in vertical channels at low pressures - Part 2: Evaluation of mechanistic approach, *Int. J. Heat Mass Transfer* 75 (2014) 754-768.
- [3-19] N. Zuber, The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields, *Int. J. Heat Mass Transfer* 2 (1961) 83-98.
- [3-20] T. Hibiki, M. Ishii, Active nucleation site density in boiling systems, *Int. J. Heat Mass Transf.* 46 (2003) 2587-2601.
- [3-21] S. R. Yang, R. H. Kim, A mathematical model of the pool boiling nucleation site density in terms of the surface characteristics, *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988) 1127-1135.

4. 気泡の伝熱面離脱挙動解明試験

4.1 気泡の軌跡

典型的な例として Case B-2（実験条件の詳細は表 2-1 参照）における気泡径の時間変化および y, z 方向の軌跡を図 4-1 に示す。図 4-1(c) のように、気泡は生成初期には急速に成長し、その後、徐々に成長が緩慢になる。やがて最大径に達し、凝縮を伴いながら伝熱面を離脱する。離脱後の気泡はサブクール水との熱交換によって凝縮し、消滅する。次に図 4-1(b) より、気泡の重心は伝熱面離脱後に緩やかに壁から遠ざかるが、あるところで加速を生じていることがわかる。この加速の開始と呼応して図 4-1(c) での凝縮スピードに変化が見られる。つまり、この加速現象によって接する流体温度が低下するとともに凝縮熱伝達率が増大し、凝縮が促進されたと考えられる。また、図 4-1(a) より、流動方向へは概ね一定速度で移動することがわかる。

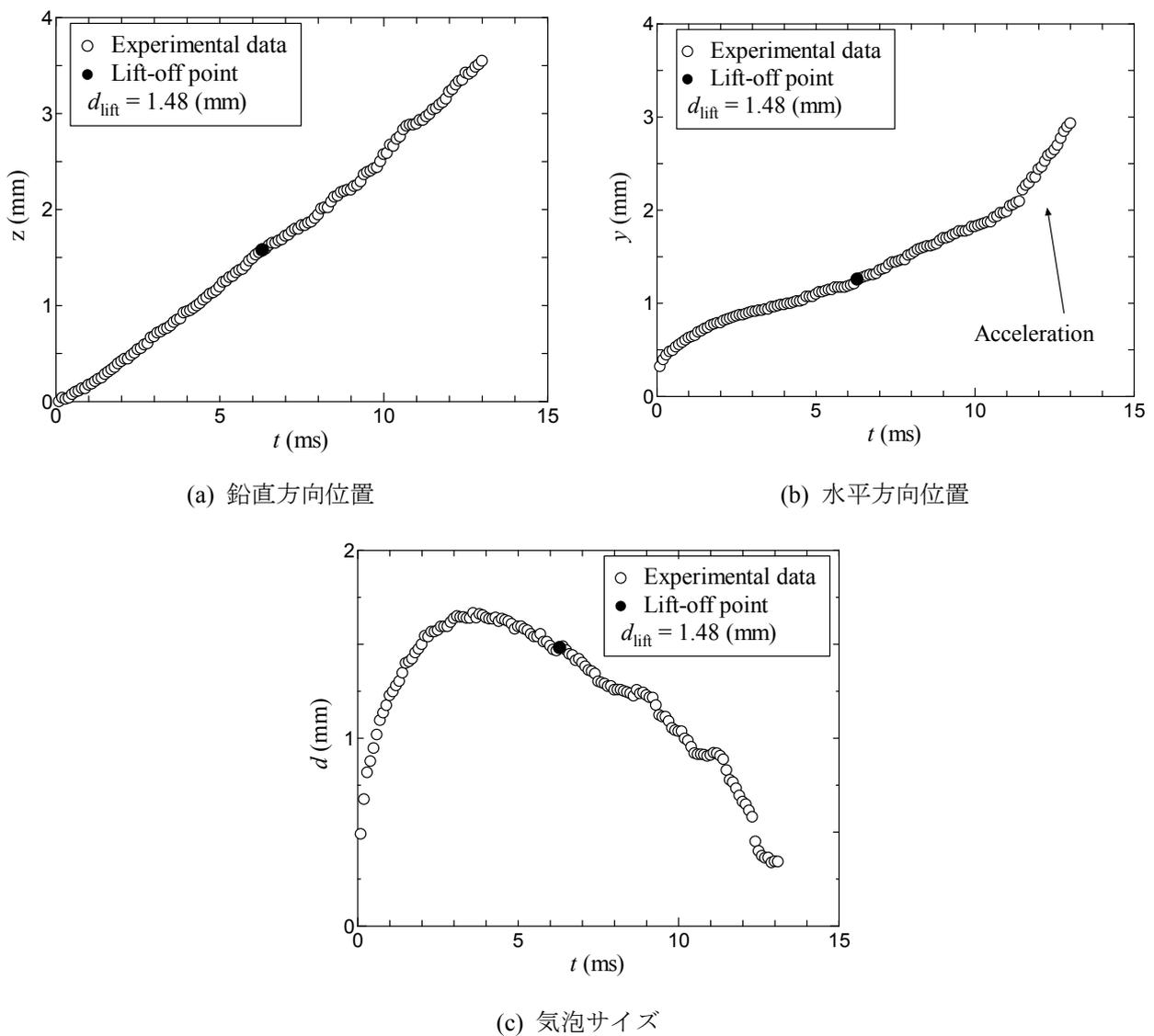


図 4-1 沸騰核における生成後の気泡の重心位置及びサイズの時間変化の計測例 (Case B-2, $q_w=226 \text{ kW/m}^2$, $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, and $\Delta T_{\text{sub}}=10.4 \text{ K}$)

4.2 伝熱面離脱速度

気泡に関する運動方程式を解く場合、初期条件として気泡の伝熱面離脱速度の情報が必要となる。したがって、先に示した図 4-1(a),(b)より流動方向、離脱方向の速度を計測した。計測方法は、重心座標の時間変化から、離脱前後での変化量をその時間経過で除した値を用いている。ただし、気泡の大きさによって離脱前後のデータ数が異なり、時間間隔も異なる。また、計測手法がカーソルによる手動計測であるため計測データは滑らかでない。以上の理由から、各方向の速度計測の際、適当な領域で曲線近似し、lift-off 点での微分値を速度とした。その計測結果を表 2-2 にまとめた。気泡追跡法において、各沸騰核に気泡径の情報が割り当てられる。また、宮野ら[4-1, 4-2]の報告によれば気泡の伝熱面離脱の主要因は成長力にあり、その成長力は気泡の成長速度によって決まる。離脱の主要因が気泡の成長力にあるとすれば、離脱速度も自ずと成長速度と相関関係にあることが予想される。また、成長速度は気泡が大きければ緩慢になり、小さいほど速いため、気泡径の影響を強く受ける。以上のことから、伝熱面離脱速度と lift-off 径との関係を調査するため、図 4-2 に各方向の離脱速度と lift-off 径との関係を示す。

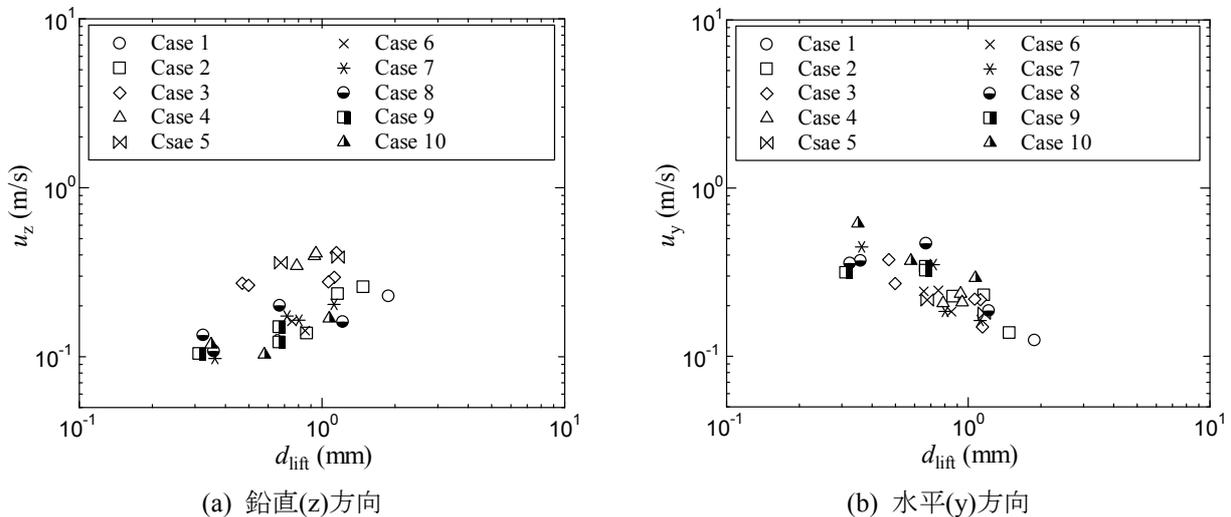


図 4-2 気泡離脱速度の離脱時気泡径依存性

図に示すように、鉛直方向では気泡径の増加に伴い離脱速度が増加している。気泡に働く力を考えたとき、気泡が大きければ気泡重心は管中央に近いことを意味し、管中央部では壁面近傍に比べ流速が大きいため、流体から受ける準定常抗力が大きくなる。さらに、気泡が大きければその分浮力も大きくなる。以上の理由から気泡径の増加に伴って流動方向の離脱速度が大きくなったと考えられる。一方、水平方向では気泡の増加に伴って離脱速度が減少する傾向にある。先にも述べたが、気泡の離脱の主要因が成長力であるとする、離脱速度は概ね成長速度と相関関係にあると予想できる。成長速度は気泡径の増加とともに徐々に減少するため、lift-off 方向の速度との関係を見ても、成長速度との相関が予想できる。したがって、流動方向速度は気泡中心位置での流速と、lift-off 方向は気泡の成長速度との関係を図 4-3 に示す。なお、気泡中心位置での液流速 $u_{1,b}$ は、

$$u_{1,b} = u_1 \left(\frac{d/2}{a/2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (4-1)$$

で計算した。ここで、 a は矩形管の y 方向の幅、 n は以下に示す Nunner [4-3]のモデルを用いて評価した。

$$\frac{1}{n} = 2\sqrt{f} \quad (4-2)$$

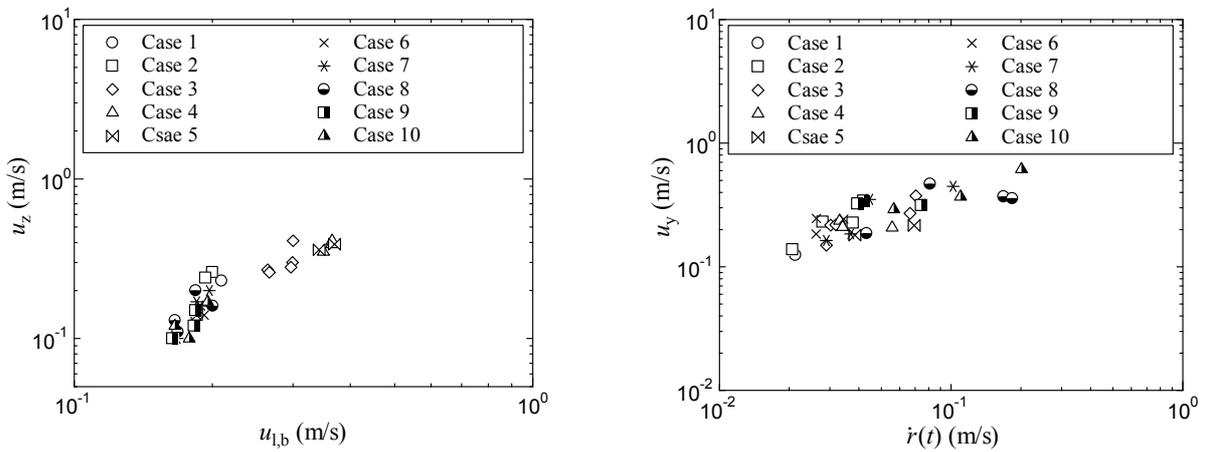
上式中の管摩擦係数 f は次のように評価した。

$$f = \max(0.079 \text{Re}_1^{-0.25}, 0.046 \text{Re}_1^{-0.20}) \quad (4-3)$$

また、気泡成長速度は Zuber の気泡成長モデル[4-4]を用いて

$$\frac{d}{dt}r(t) = \frac{d}{dt} \frac{2b}{\sqrt{\pi}} \text{Ja} \sqrt{\alpha_1 t} \quad (4-4)$$

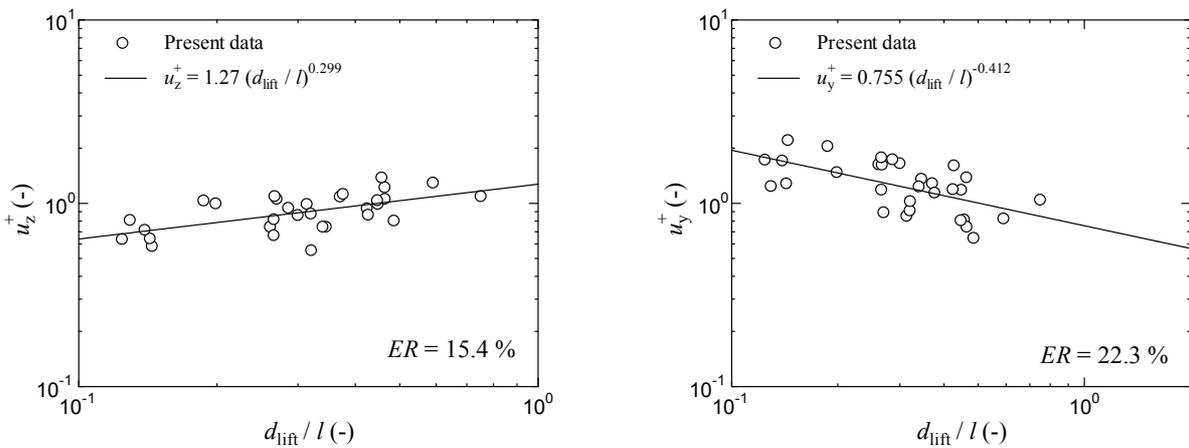
とし、経験定数 b の値は0.21とした。ここで、成長速度は発泡後の経過時間に依存する。図4-3(b)では、まず気泡径が最大値 d_{\max} となる時刻 t_{\max} を式(4-4)より算出し、時刻 $t_{\max}/2$ における成長速度を代表的な成長速度として横軸に用いた。



(a) 鉛直方向速度と局所液速度の関係

(b) 水平方向速度と成長速度の関係

図4-3 気泡離脱速度の支配パラメータ



(a) 鉛直方向速度

(b) 水平方向速度

図4-4 気泡離脱速度の無次元相関

図 4-3 より、z 方向の離脱速度は気泡重心位置における液流速と、y 方向の離脱速度は気泡成長速度と強い相関を有することが確認できる。そこで、気泡中心位置での流量および成長速度で無次元化した各方向の離脱速度を、ラプラス長さ($l=(\sigma/g(\rho_l-\rho_g))^{0.5}$)で無次元化した lift-off 径によって相関する。ただし、傾向は見えているものの成長速度の厳密な評価は難しいため、ここでは蒸発速度を簡易的に成長速度に見立て、換算蒸気速度($u_{\text{vapor}}=q_w/\rho_g h_{fg}$)による無次元化を行った。これらの関係を図 4-4 に、得られた相関式を以下に示す。

$$u_z^+ = \frac{u_z}{u_{l,b}} = 1.27 \left(\frac{d_{\text{lift}}}{l} \right)^{0.299} \quad (4-5)$$

$$u_y^+ = \frac{u_y}{u_{\text{vapor}}} = 0.755 \left(\frac{d_{\text{lift}}}{l} \right)^{-0.412} \quad (4-6)$$

それぞれ、実験データに対して平均誤差 16.7%、26.0%と良好な一致を示している。

4.3 気泡加速モデル

既に述べたように、気泡は伝熱面離脱後、y 方向に加速を生じる瞬間がある。その様子を時間経過で表した模式図を図 4-5 に示す。図のように、気泡は伝熱面上で生成し、生成初期の段階では伝熱面に沿って扁平形状である。これは液体の慣性によって壁面に押えつけられるように力が働くためである。やがて気泡は成長と共に伝熱面垂直方向へ伸張していく。先に示したように、これは気泡の成長力によって離脱が促進されるためであると考えられる。その際、伝熱面との接触面積は徐々に減少し、図 4-5(c)のように気泡の下半分が円錐のような形状となる。この時点で、完全な楕円体の場合と比べて、気泡の表面積及び表面エネルギーは増加していると考えられる。そして、気泡の離脱と同時に気泡下端部は表面張力の影響によって球になろうとするが、図 4-5(e)のように下端部の勢いに押され、再び扁平化する。次の瞬間気泡は加速を生じ、急速に凝縮する。なお、この形状変化の間もサブクール水との熱交換によって凝縮を伴っていることを注意しておく。以上の観察結果より、伸張した際に蓄積された表面エネルギーが、離脱の瞬間から運動エネルギーに変換され、気泡の加速を生じていると仮定する。この現象をモデル化し、気泡の凝縮過程を高精度に予測することはボイド率予測にとって重要である。したがって、以降では気泡の加速現象のモデル化を試みる。

まず、気泡に蓄積される表面エネルギー SE は、表面積の変化の割合 C_A から以下のように与えられる。

$$SE = C_A \sigma \pi d_b^2 \quad (4-7)$$

また、運動エネルギー KE は気泡の形状変化によって流体が運動するため、

$$KE = \frac{1}{2} C_{VM} \frac{\pi d_b^3}{6} \rho_l u_b'^2 \quad (4-8)$$

となる。ここで、 C_{VM} は仮想質量係数であり、0.5 とする。この表面エネルギー SE が運動エネルギー KE に変換されるとして、気泡に与えられる速度は以下のように計算される。

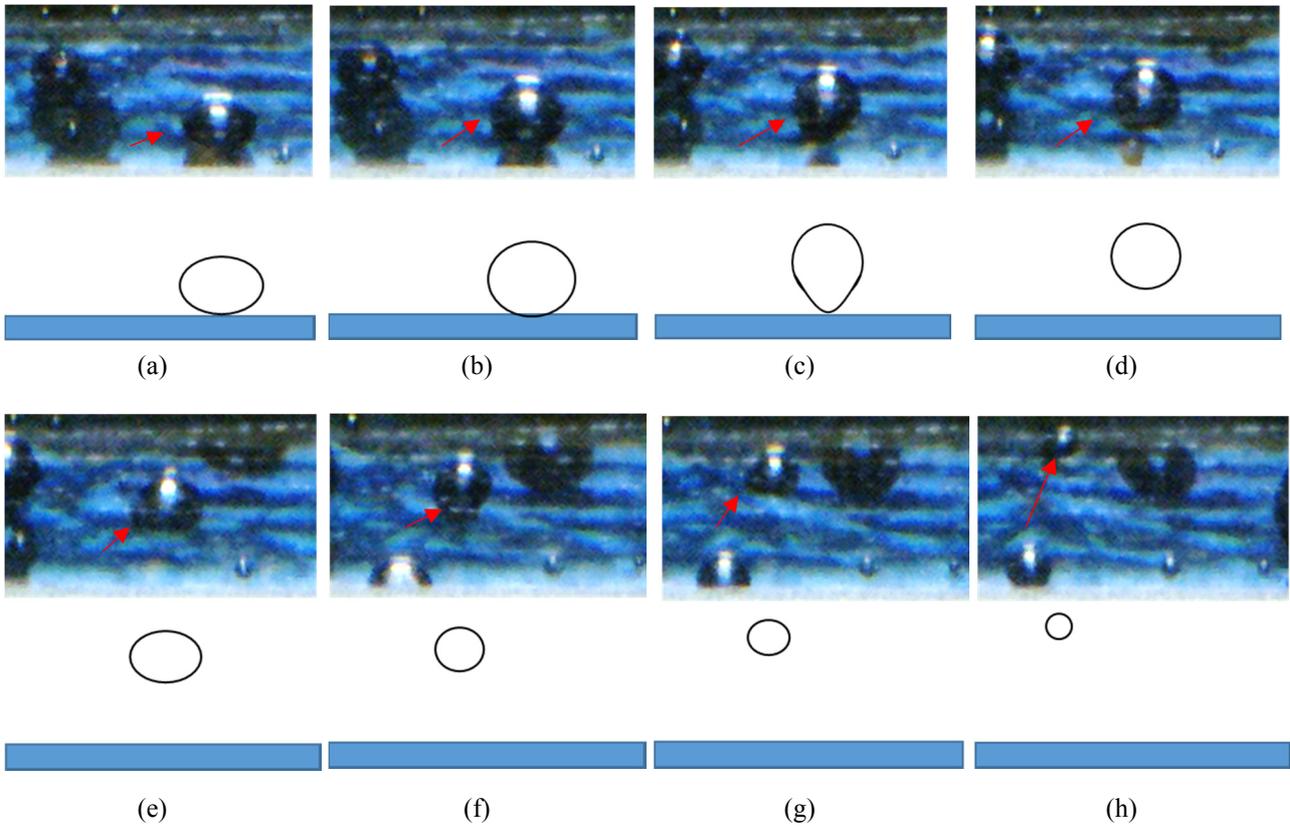
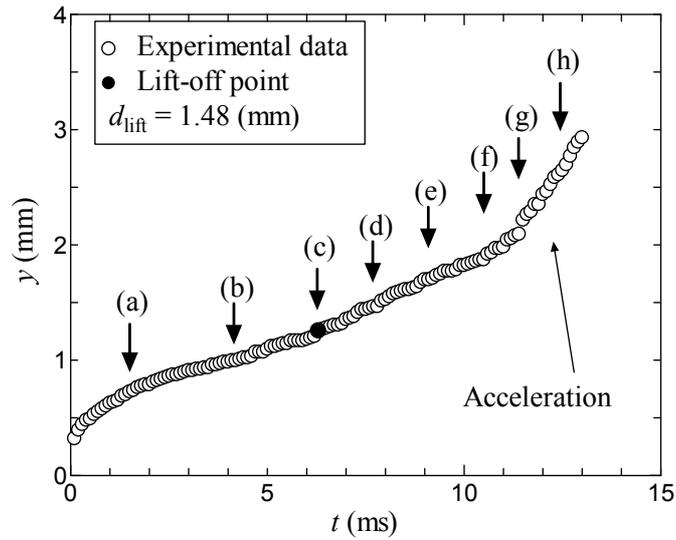


図 4-5 気泡加速現象の観察例 (Case B-2: $q_w=226 \text{ kW/m}^2$, $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, and $\Delta T_{\text{sub}}=10.4 \text{ K}$)

$$u'_b = \sqrt{\frac{12\sigma C_A}{\rho_l C_{VM} d_b}} \quad (4-9)$$

したがって、気泡下端部の急速な上昇により、形状変化の後に式(4-9)の速度を加算するような計算によって気泡の加速を表現できる。しかし、気泡離脱時の表面積の変化の割合、気泡の形状変化に要する時間の評価が必要となるため、以降ではこれらの量を評価する。

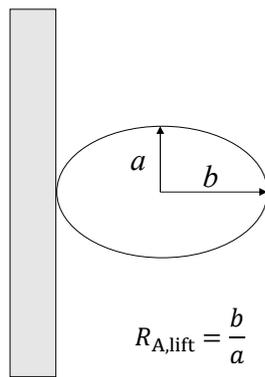
離脱時のアスペクト比は図 4-6(a)のように算出し、その計測結果は表 2-2 に示した。また、アスペクト比を lift-off 径に対してプロットした結果を図 4-6(b)に示す。図のように、データのばらつきはあるが、概ね一定値を取っていることがわかる。よって、離脱時の気泡の扁平率は気泡径によらず一定であり、アスペクト比は $R_{A,\text{lift}}=1.24$ である。この関係から算出される表面積の変化の割合は、

$$C_A = \frac{\Delta A}{A_{\text{sphere}}} = \frac{\pi d_b^2 - A_{\text{ellipsoid}}}{\pi d_b^2} \quad (4-10)$$

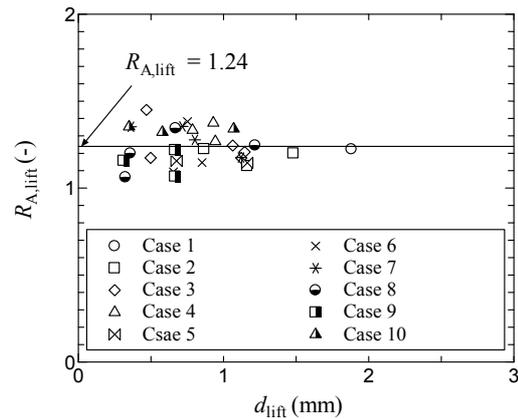
によって計算され、ここで楕円体の表面積 $A_{\text{ellipsoid}}$ は、次の近似式 ($p=1.6075, a=c$) を用いて、

$$A_{\text{ellipsoid}} = 4\pi \left(\frac{2a^p b^p + a^{2p}}{3} \right)^{\frac{1}{p}} = 4\pi \left(\frac{d_{\text{lift}}}{1 + R_{A,\text{lift}}} \right)^2 \left(\frac{2R_{A,\text{lift}}^p + 1}{3} \right)^{\frac{1}{p}} \quad (4-11)$$

以上より、気泡の加速時に加算すべき速度が算出される。ただし、実際には完全な楕円体ではないため、モデル適応の際は経験的な補正係数を乗じるなどの対策を取る。



(a) アスペクト比の定義



(b) 離脱時における気泡径とアスペクト比の関係

図 4-6 伝熱面離脱時における気泡のアスペクト比

次に、加速を生じるまでの時間を評価する。この評価には気泡の微小振動モデルを応用する[4-5]。このモデルは、気泡が球形から微小の変位を生じた際に、表面張力の影響によって誘起される振動を一般化したものである。ここでも同様に完全な楕円体ではないが、表面張力による界面の運動を表すモデルであるため、類似の現象として評価する。以下では、導出過程の詳細には触れないが、簡単に本体系への適応方法について述べる。まず、無限に広がった液体中に存在する単一気泡を考える (図 4-7)。ここで、気泡内部の点で、球からの変位を以下のように与える。

$$r = r_0 + AS_n \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (4-12)$$

ここで、 A は最大変位、 S_n は n 次の球面調和関数であり、 ω は振動数、 ε は初期位相である。なお、この最大

変位 A は生成初期の扁平形状のアスペクト比に影響されるとして求めている。この微小振動の速度は式(4-12)を微分して

$$u_r = \frac{dr}{dt} = A\omega S_2 \cos(\omega t + \varepsilon) \quad (4-13)$$

ここで、 S_2 は 2 次の球面調和関数である。また、微小振動の振動数は

$$\omega = \sqrt{\frac{24\sigma}{r_0^3(3\rho_g + 2\rho_l)}} \quad (4-14)$$

で与えられ、周期は

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{r_0^3(3\rho_g + 2\rho_l)}{24\sigma}} \quad (4-15)$$

で求められる。ここで、図 4-5 を見ると、伝熱面と垂直方向に伸張した状態 (図 4-5(c)) で伝熱面から離脱した気泡が、伝熱面と平行に伸張 (図 4-5(e)) した後に加速を生じている。これより、加速を開始する時刻は、気泡の振動周期のオーダーと考えられる。

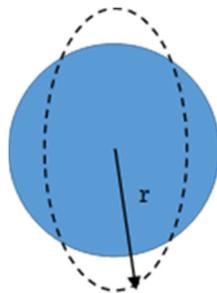


図 4-7 気泡の微小振動の模式図

4.4 数値計算による軌跡予測

気泡追跡法では、気泡の伝熱面離脱後の挙動が計算対象である。したがって、気泡の軌跡を計算する必要がある。ここでは、以下のように実験体系を模した領域での計算を行う。まず、座標系は図 4-8 に示すように与え、流速分布は次式で計算した。

$$u_1 = \begin{cases} u_{1,\max} \left(1 - \frac{|x|}{7}\right)^{\frac{1}{n}} & |y| \leq \frac{5}{7}|x| \\ u_{1,\max} \left(1 - \frac{|y|}{5}\right)^{\frac{1}{n}} & |y| \geq \frac{5}{7}|x| \end{cases} \quad u_1 = \begin{cases} u_{1,\max} \left(1 - \frac{|x|}{7}\right)^{\frac{1}{n}} & |y| \leq \frac{5}{7}|x| \\ u_{1,\max} \left(1 - \frac{|y|}{5}\right)^{\frac{1}{n}} & |y| \geq \frac{5}{7}|x| \end{cases} \quad (4-16)$$

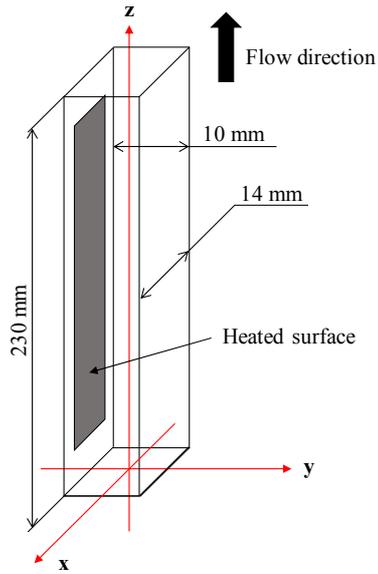


図 4-8 気泡追跡計算で用いた座標系

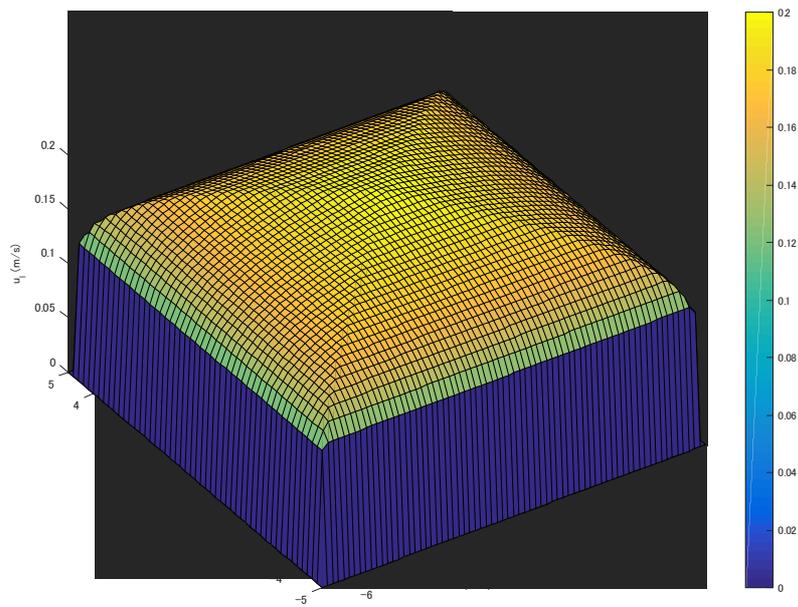


図 4-9 矩形管内における速度分布の計算結果

流路中央での速度が 0.2m/s の場合の速度分布の計算結果を図 4-9 に示す。なお、この式中の n は以下に示す Nunner [4-4]のモデルを用いて評価した。

$$\frac{1}{n} = 2\sqrt{f} \quad (4-17)$$

ここで、管摩擦係数は次のように評価した。

$$f = \max(0.079 \text{Re}_1^{-0.25}, 0.046 \text{Re}_1^{-0.20}) \quad (4-18)$$

次に、液相温度分布は Sekoguchi らのモデル[4-6]を参考に以下のように与えた。

$$\begin{cases} \frac{T_w - T_{l,b}(y)}{T_w - T_{l,\min}} = \left(\frac{y+5}{5}\right) \frac{1}{m} & -5 \leq y \leq 0 \\ T_{l,b}(y) = T_{l,\min} & 0 \leq y \leq 5 \end{cases} \quad (4-19)$$

計算結果を図 4-10 に示す。

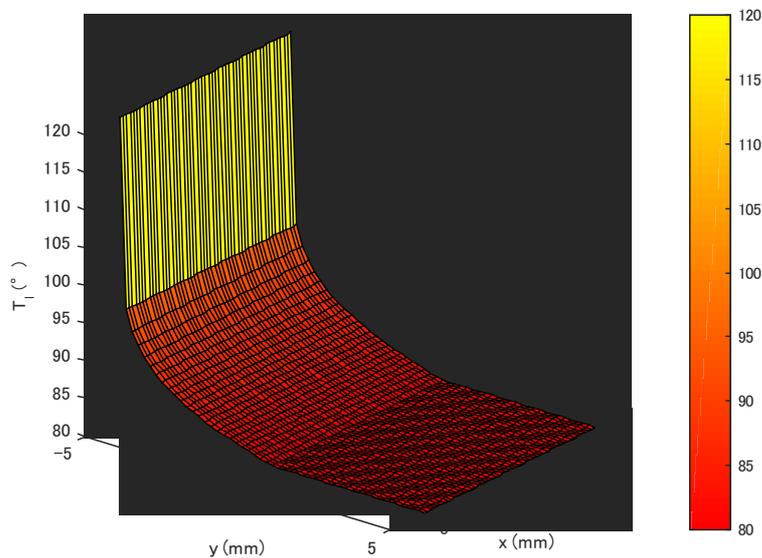


図 4-10 矩形流路内における液温分布の計算結果

このような液相の速度分布および温度分布内での気泡挙動を以下の運動方程式で解く。ただし、ここでは離脱後の挙動のみを扱うため、壁面との接触はないものとする。

$$\rho_g \frac{d\mathbf{u}_b}{dt} = -\nabla P - \mathbf{f}_D - \mathbf{f}_L - \mathbf{f}_{VM} + \rho_g \mathbf{g} \quad (4-20)$$

ここで、各力の成分は、 P は圧力、 \mathbf{f}_D は抗力、 \mathbf{f}_L は揚力、 \mathbf{f}_{VM} は仮想質量力である。それぞれ以下のように評価する。まず、矩形管摩擦損失は次式で評価する。

$$-\frac{dP}{dz} = \rho_l g_z + 2 \frac{f}{D_h} \rho_l u_l^2 \quad (4-21)$$

この f は管摩擦係数であり、以下のように評価する。

$$f = \max(0.079 \text{Re}_1^{-0.25}, 0.046 \text{Re}_1^{-0.20}) \quad (4-22)$$

次に、 f_D 、 f_L 、 f_{VM} はそれぞれ、

$$f_D = \frac{3}{4d_b} C_D \rho_1 |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \quad (4-23)$$

$$f_L = C_L \rho_1 (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}) \times (\nabla \times \mathbf{u}_{l,b}) \quad (4-24)$$

$$f_{VM} = C_{VM} \rho_1 \left(\frac{d\mathbf{u}_b}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_{l,b}}{dt} \right) \quad (4-25)$$

式中の係数について、 C_D は Tomiyama ら[4-7]のモデルを用いて評価する。

$$C_D = \max \left[\min \left\{ \frac{16}{\text{Re}_b} (1 + 0.15 \text{Re}_b^{0.687}), \frac{48}{\text{Re}_b} \right\}, \frac{8\text{Eo}}{3(\text{Eo} + 4)} \right] \quad (4-26)$$

$$\text{Re}_b = \frac{\rho_1 |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_{l,b}| d_b}{\mu_1} \quad (4-27)$$

$$\text{Eo} = \frac{g(\rho_1 - \rho_b) d_b^2}{\sigma} \quad (4-28)$$

同様に Tomiyama ら[4-7]のモデルより、 C_L は 0.3、 C_{VM} は 0.5 とする。これらを用いて気泡の離脱後の軌跡を計算する。加速現象を考慮するため、4.3 項で示した加速モデルを反映する。形状変化、すなわち表面エネルギーを運動エネルギーに変換し加速を生じるまでの時間を t_{fin} とし、補正係数 C_T と振動周期 T を用いて、

$$t_{\text{fin}} = C_T T \quad (4-29)$$

加算される速度を u_{add} とし、補正係数を C_u として、

$$u_{\text{add}} = C_u u'_b \quad (4-30)$$

とした。ここで、係数決定のため、いくつかの気泡について、実験データと計算結果との比較を行い、y 方向気泡位置の計算結果を図 4-11 に、気泡径の時間変化を図 4-12 に示す。なお、気泡の加速現象は、サブクール

度が低い条件で確認でき、高サブクール域では加速に至るまでに凝縮しきってしまうため観察されない。それを示すため、低サブクール条件の気泡3つと、高サブクール条件の気泡1つを示した。

初期速度の誤差によって加速前の軌跡に誤差を生じている場合もあるが、いずれのケースでも概ね良好な一致を示している。また、y方向位置の予測精度と気泡径の時間変化の予測精度との間には相関があり、y方向の軌跡が比較的良好な一致を示している場合、気泡径の時間変化も良好である。すなわち、加速を生じる条件では加速のタイミングを適切に予測することができれば、気泡の凝縮過程も正確に見積もることができる。また図に示すように、条件によって加速までに要する時間が異なることが確認できる。微小振動の周期は気泡径によって変化するため、主に加速のタイミングは気泡径によって規定されていることがわかる。図のように、概ね1周期で良好な一致を得られることから、ここでは補正係数 $C_T=1.0$ とした。取得した動画の観察結果より、気泡の離脱時の形状は概ね y 方向に伸びた楕円のような形状をとっており、離脱とともに形状が変化していく。やがて気泡の底部が完全に引き込まれると、気泡は離脱時とは異なり伝熱面と平行な方向に扁平する。そして再び形状変化を開始し、加速する。以上の過程を気泡の微小振動に置き換えると、1周期分の形状変化に相当する。この過程を図 4-13 に示す。離脱とともに気泡の底部が上昇を始める。その際、気泡の頂部はあまり移動しないため、気泡の底部が戻り切った時点 ($1/2T$) で y 方向に運動している流体は

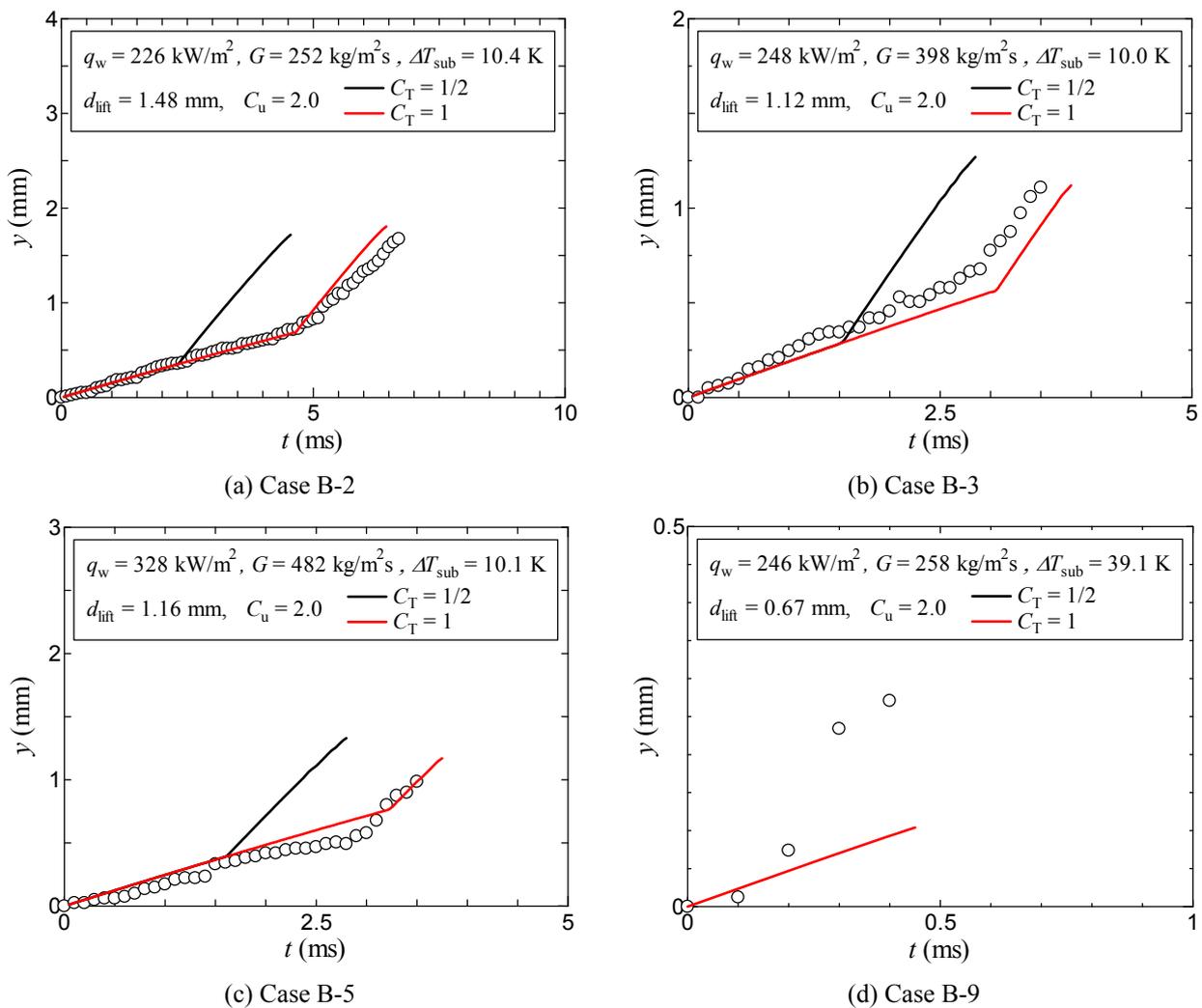


図 4-11 伝熱面離脱後の気泡の y 方向位置 (伝熱面からの距離) の計算結果と実験結果の比較

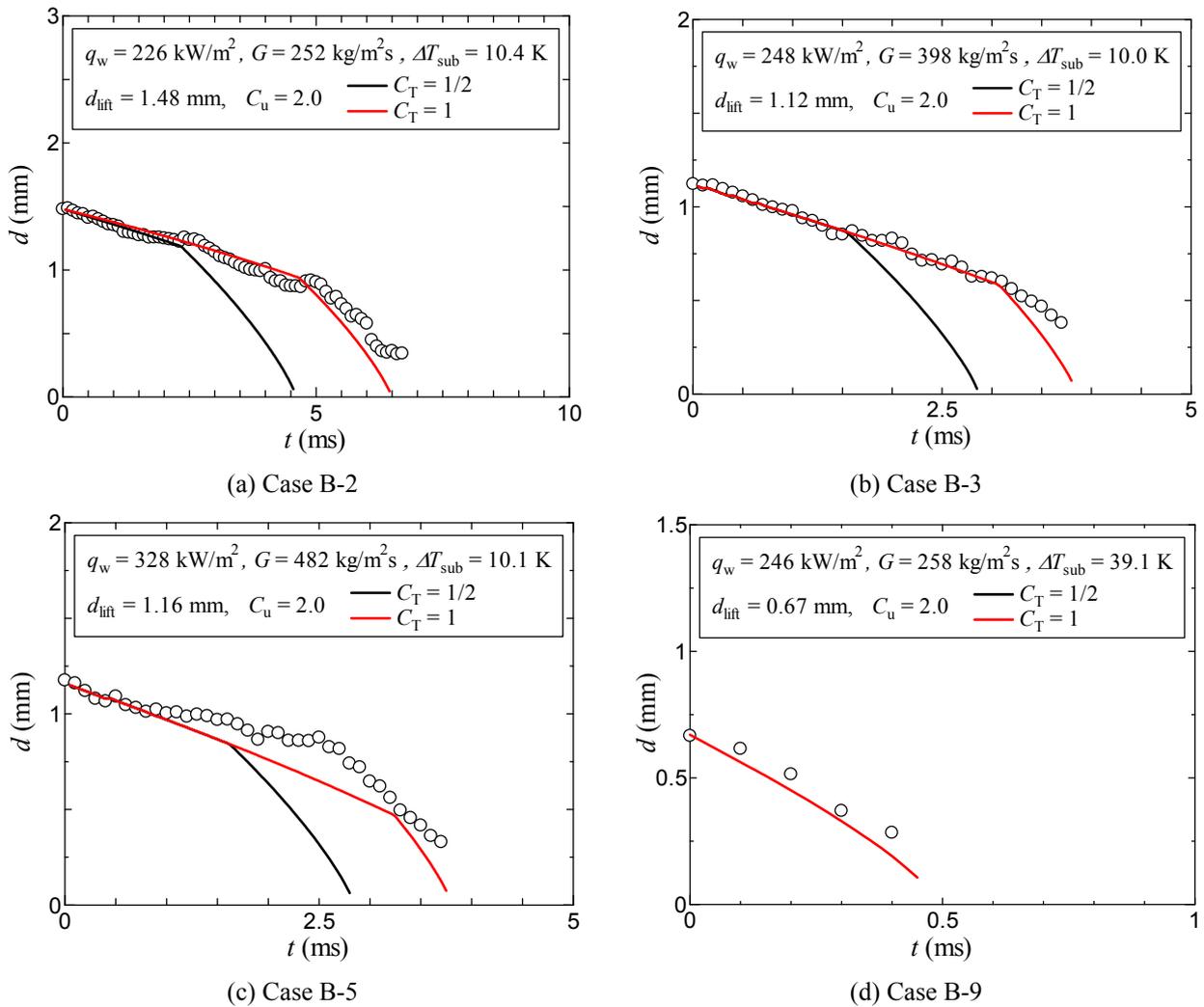


図 4-12 伝熱面離脱後の気泡径の計算結果と実験結果の比較

気泡を押し上げる向きに力を及ぼすと考えられる。気泡は再び形状変化を始め、気泡の底部では流体が押し上げる力と形状変化による力が作用し、反作用で急激に上昇方向に押し上げられて加速する。以上のような過程を考えれば、加速開始までに要する時間が微小振動の約 1 周期分に相当すると考えることができる。次に、 C_u だが、ここでは 2.0 のみの計算結果を示したが、どの条件に対しても加速の度合いを適切に表現できていることがわかる。気泡の離脱時の形状は楕円に比べて底部のみが伸長した形状であるため、楕円の場合に比べて表面エネルギーが大きいことが予想される。したがって、2 倍程度の速度となったと考えられる。そして、気泡が加速以前に凝縮して消えてしまう条件の例として **Case B-9** の気泡の計測結果および計算結果を示したが、図のように、加速を生じる前に消滅している。また、高サブクール条件での y 方向の時間変化予測が、加速の影響がないにも関わらず傾向がずれている。この理由として、高サブクール条件での凝縮速度の速さや気泡底部から凝縮しており、頂部の位置は変化していないにもかかわらず重心位置が急激に上昇することが反映されたためであると考えられる。さらに、温度分布をモデルで与えており、実験値との比較も必要である。したがって、温度分布計測によってモデルの検証を行う必要があり、今後の課題である（付録 B 参照）。以上より、気泡の生存時間は気泡の再付着率やスライドなどに影響を及ぼす可能性があり、ボイド率への影響も大きいため、加速現象を考慮した軌跡予測が不可欠である。これより、運動方程式を用いた軌跡予測が与えるボイド率予測への影響について検証し、その重要性について示した。なお、全条件にて生

成された大きさや条件の異なる気泡の軌跡を比較した結果は付録 C に示した。

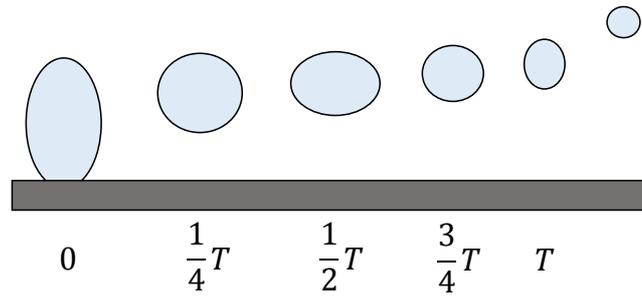


図 4-13 気泡加速を生じるプロセス

4.5 伝熱面裏側からの計測における最大気泡径のアスペクト比

伝熱面裏側からの計測で、最大気泡径を計測した際にはまだ気泡は扁平している。したがって、伝熱面裏側からの計測では正確に気泡径を計測することが出来ない。そこで、横側からの撮影によって気泡の z 方向径を計測し、 z 方向に最大となった時点でのアスペクト比を算出することで、正確な気泡径計測が可能となる。よって、ここでは、 z 方向径最大時のアスペクト比を計測し、相関式を作成する。まず、計測方法および計測結果を図 4-14 と表 2-2 に示す。図より、 z 方向への拡がりがない小気泡のアスペクト比は概ね 1 であり、そこから気泡径の増加と共に減少していく。さらに気泡径が大きくなると減少の傾向は緩やかになり、一定値に近づくように変化していく。これは、気泡径が大きければ、それだけ流体の慣性によって壁に押し付ける方向に力が働くために、扁平が激しくなることが原因と考えられる。したがって、始めの扁平形状の程度は z 方向径と強い相関がある。以上のことから、気泡径の代表長さ $l(=(\sigma/g\Delta\rho)^{1/2})$ で無次元化し、アスペクト比との関係を求めた。その結果を以下の式で表し、図 4-15 にデータとの比較結果を示す。

$$R_{A,z} = \min \left\{ 1, \max \left[0.761, 0.618 \left(\frac{d_z}{l} \right)^{-0.305} \right] \right\} \quad (4-31)$$

図のように、気泡径のみによる相関で概ね良好な一致を示している。平均相対誤差は約 5.4%であった。この関係を用いることで伝熱面裏側からの計測データの修正が可能となる。

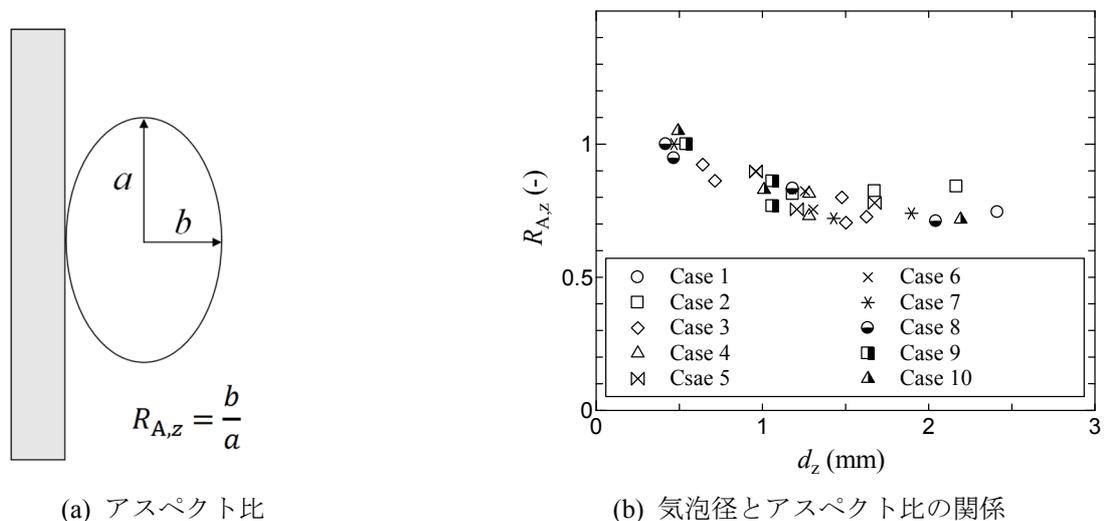


図 4-14 気泡径とアスペクト比の関係

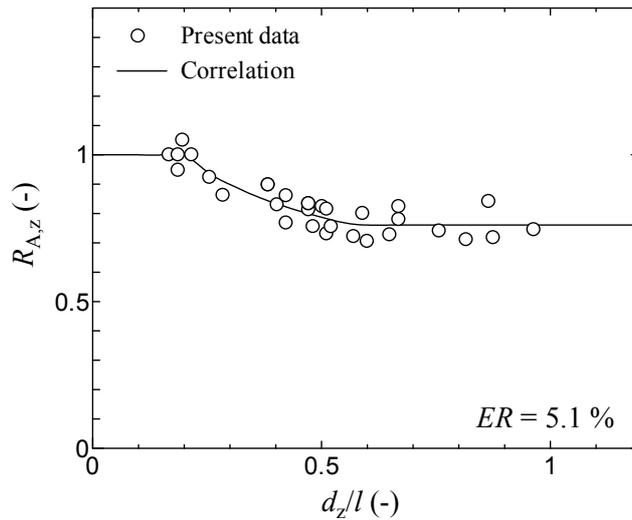


図 4-15 気泡径が最大となったときのアスペクト比の相関式

第 4 章の参考文献

- [4-1] 宮野直樹, 大川富雄, サブクールプール沸騰における鉛直伝熱面からの気泡離脱, 日本混相流学会, Vol.30 (2016) No. 1 75-86
- [4-2] N. Miyano, T. Okawa, T. Suginaka, Study of bubble lift-off from a vertical heated surface in pool boiling, Proc. 23rd Int. Conf. Nucl. Eng., Makuhari, Japan, paper ID ICONE23-1123, 2015.
- [4-3] J. O. Hinze, Turbulance, McGraw-Hill, (1975).
- [4-4] N. Zuber, The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields, Int. J. Heat Mass Transfer 2 (1961) 83-98.
- [4-5] S. H. Lamb, Hydrodynamics: Sixth edition, Cambridge University Press, (1932)
- [4-6] K. Sekoguchi, O. Tanaka, S. Esaki, K. Noriaki, M. Nakasatomi, Prediction method of flow patterns in subcooled and low quality boiling regions, Bull. JSME 24 (1981) 834-841.
- [4-7] A. Tomiyama, K. Miyoshi, H. Tamai, I. Zun, T. Sakaguchi, A bubble tracking method for the prediction of spatial-evolution of bubble flow in a vertical pipe, 3rd Int. Conf. Multiph. Flow, ICMF'98, Lyon, (1998) 1-8.

5. 強制対流サブクール沸騰のボイド率解析

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。これらのパラメータがボイド率に与える影響を調査する。

5.1 解析体系

図 5-1 に示す矩形管内のサブクール沸騰流を対象に解析を行った。幅 14mm、奥行き 10mm、高さ 230mm の矩形管である。図中で灰色に塗りつぶされた領域が伝熱面であり、幅 10mm 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。

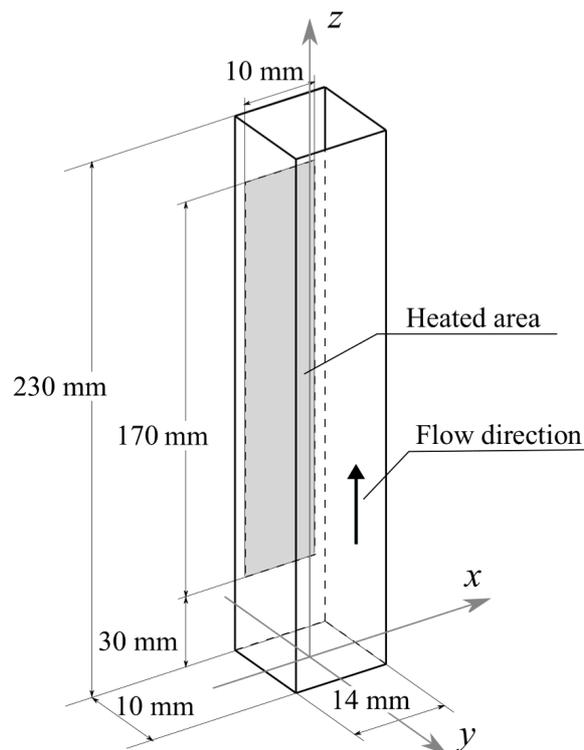


図 5-1 サブクール沸騰解析の計算体系

5.2 基礎方程式

(1) 気泡の運動方程式

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を行う。

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

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、位置損失と摩擦損失を考慮して、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、 $d_h (= 4 \times ab / 2(a + b))$ は水力等価直径、 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。

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

ここで、 $Re_l (= G_l \times d_h / \mu_l)$ は液相のレイノルズ数を表す。また、流路断面内では圧力一定とする。 f_D, f_L, f_{VM} はそれぞれ次式で計算する。

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

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

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

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、 $\mathbf{u}_{l,b}$ 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[5-1]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

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、液相の流路断面内の速度分布を考慮する。Mellingらの行った実験[5-2]によると、矩形管内の速度分布は図 5-2(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。

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

上式によって得られる液相速度分布が図 5-2(b)である。ここで、 $u_{l,max}$ は管中心の液相速度である。また、図 5-3 のように 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。液相の平均流速 u_l は次式で表現できる。

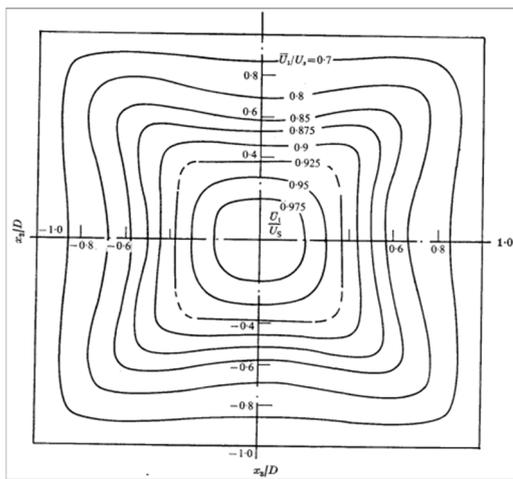
$$u_l = \frac{1}{ab} \iint u_l(x,y) dx dy \quad (5-12)$$

上式より、平均流速 u_l と管中心液相速度 $u_{l,max}$ の比は次の関係を満たす。

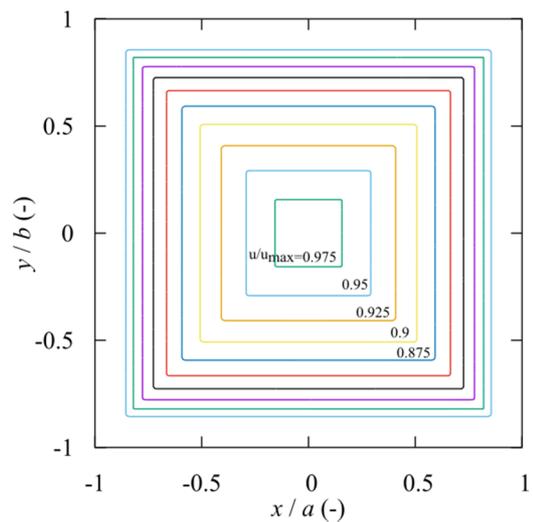
$$\frac{u_l}{u_{l,max}} = \frac{2n^2}{(2n+1)(n+1)} \quad (5-13)$$

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。

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



(a) Melling らによる計測結果



(b) 式(5-11)による計算結果

図 5-2 矩形流路内における液速度の分布

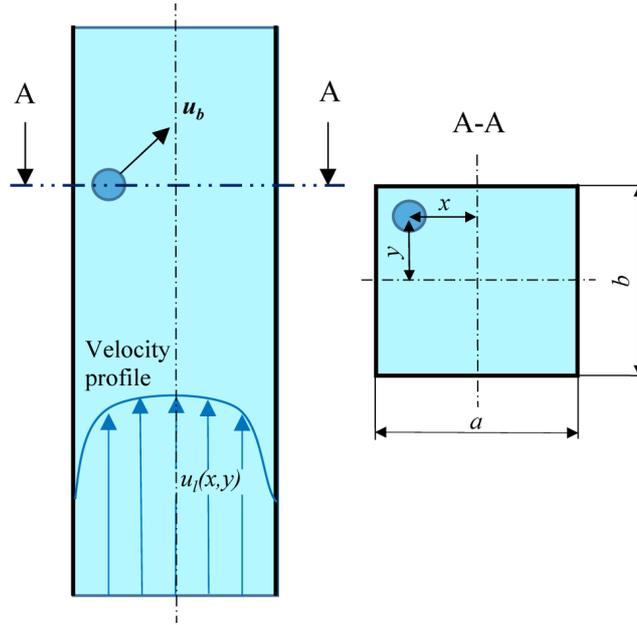


図 5-3 気泡追跡計算に用いた座標系

(3) 壁面熱伝達

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、次に示す Chen の熱伝達モデル[5-3]を用いて算出する。

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

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

$$F = \begin{cases} 1.0 & \text{for } X_{tt}^{-1} \leq 0.10 \\ 2.35(X_{tt}^{-1} + 0.123)^{0.736} & \text{for } X_{tt}^{-1} > 0.10 \end{cases} \quad (5-17)$$

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

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

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

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

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、次式で計算する。

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

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 依存性を図5-4に示す。本図より、 ΔT_w の α に対する依存性が小さいことがわかる。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10%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。

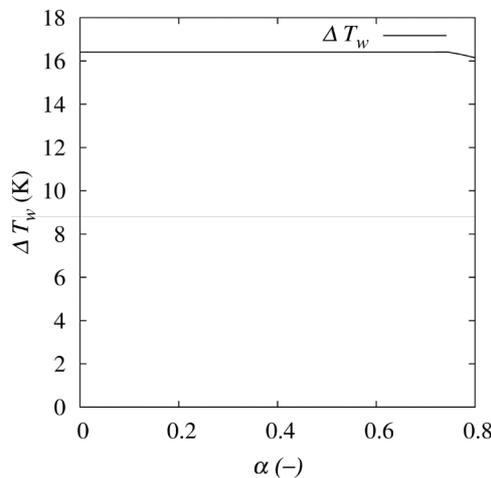


図 5-4 壁面過熱度 ΔT_w のボイド率 α 依存性 ($T_{l,in} = 70 \text{ }^\circ\text{C}$, $q_w = 350 \text{ kW/m}^2$, $G_l = 300 \text{ kg/m}^2$)

(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

を構成式として与える必要がある。本研究では、数値解析と実験を同一条件で実施する。このため実験により、気泡生成のデータを入手することができる。したがって、研究目的である気泡の伝熱面離脱速度及び気泡径のボイド率に対する影響調査のため、気泡の生成に関しては実験で得るデータを用いる。

(5) 気泡の伝熱面離脱速度

気泡に関する運動方程式を解く際、初期条件として気泡の伝熱面離脱速度を与えることが必須である。本解析では伝熱面離脱速度を評価するため、第4章に示した実験結果に基づいて、次式で評価する。

$$u_y^+ = \frac{u_y}{u_{vapor}} = 0.815 \left(\frac{d_{lift}}{l_L} \right)^{-0.472} \quad (5-24)$$

$$u_z^- = \frac{u_z}{u_{l,b}} = 1.26 \left(\frac{d_{lift}}{l_L} \right)^{0.369} \quad (5-25)$$

図5-5に示すように、上式は式(4-5)、(4-6)とほぼ同等である。ここで $l_L (= (\sigma/g(\rho_l - \rho_g))^{0.5})$ はラプラス長さであり、気泡の離脱時直径 d_{lift} を無次元化している。また、 $u_{vapor} (= q_w/\rho_g h_{fg})$ は換算蒸気速度を表す。y方向の離脱速度は気泡の成長速度（及び成長力）に相関があることが知られているが、この速度を厳密に評価することが困難なため、蒸気速度を成長速度と見立て換算蒸気速度で無次元化をしている。

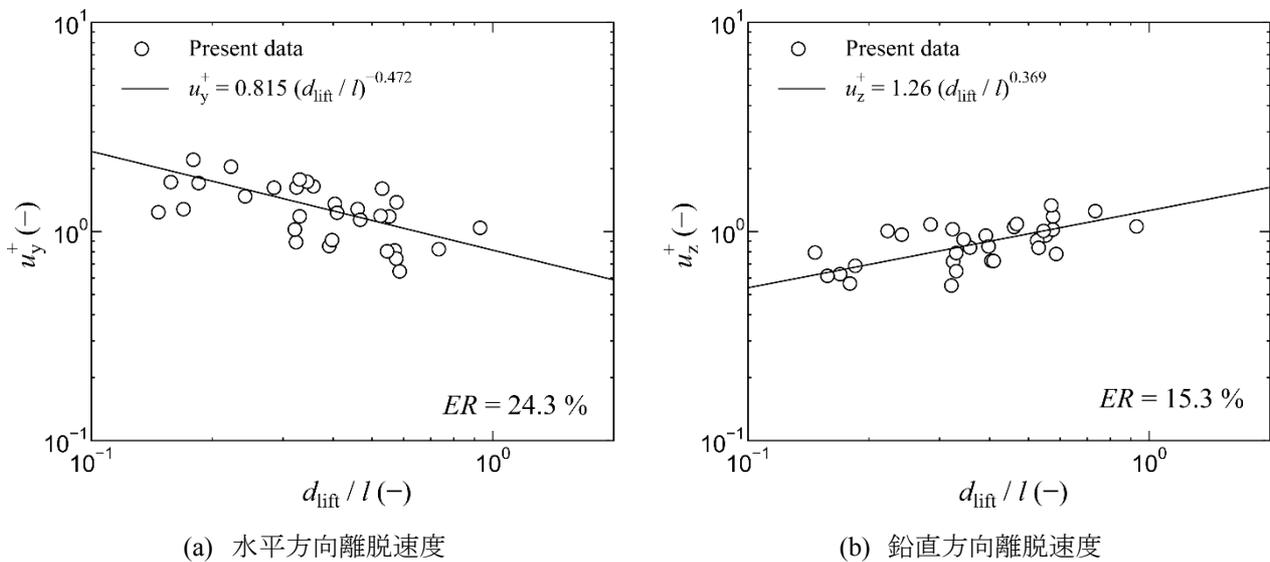


図 5-5 気泡伝熱面離脱速度に関する実験相関式

(6) 気泡加速モデル

気泡は伝熱面離脱後、y 方向(伝熱面法線方向)に加速を生じる。これは気泡形状が伝熱面離脱後に変化するためである。まず、この速度増加量 u_{ac} は、4章で述べたのと同様に次式で計算する。

$$u_{ac} = \frac{\sqrt{12\sigma C_A}}{\sqrt{\rho_l C_{VM} d_b}} \quad (5-26)$$

ここで、 C_A は気泡が球形状から楕円形状に変形するときの表面積の変化割合であり、次の式で評価する。

$$C_A = \frac{\Delta A}{A_{sphere}} = \frac{\pi d_b^2 - A_{ellipsoid}}{\pi d_b^2} \quad (5-27)$$

ここで、楕円体の表面積に関する近似式を用いて次の式で計算する。

$$A_{ellipsoid} = 4\pi \left(\frac{2a^p b^p + a^{2p}}{3} \right)^{\frac{1}{p}} = 4\pi \left(\frac{d_{lift}}{1 + R_{A,lift}} \right)^2 \left(\frac{2R_{A,lift}^p + 1}{3} \right)^{\frac{1}{p}} \quad (5-28)$$

ここで、 $R_{A,lift}$ は気泡のアスペクト比であり、1.24 とする。速度が増加する時刻は次式で評価する。

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{d_b^3 (3\rho_g + 2\rho_l)}{192\sigma}} \quad (5-29)$$

(7) 成長モデル

気泡は発泡核で発生するが、瞬時に最大径に達し伝熱面から離脱するわけではない。成長過程を経て、最大径に達する。この現象をモデル化するために Yeoh らが用いたモデル[5-4]を本数値解析にも導入し、成長過程を評価する。

$$r(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta_l t} \quad (5-30)$$

$$Ja = \frac{\rho_l C_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg}} \quad (5-31)$$

$$\eta = \frac{k_l}{\rho_l C_{pl}} \quad (5-32)$$

ここで、 $r(t)$ は気泡の半径、 Ja は Jakob 数、 η_l は液体の熱拡散率を表している。また、 b は気泡の非球面性を考慮した定数であり、0.21 で与えている。このモデルの有効性については 3.2 節にて考察している。

(8) 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 $x_{b,coal}$, 気泡の速度 $u_{b,coal}$ は玉井らのモデル[5-5]と同様に, 体積加重平均で与える.

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

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

ここで, $x_{b,i}, u_{b,i}$ はそれぞれ合体を生じる気泡の位置と速度を表す. また, 合体後の気泡径 $d_{b,coal}$ は次式で計算する.

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

(9) 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.

$$x_b(t + \Delta t) = x_b(t) + (u_b + u_{l,turb})\Delta t \quad (5-37)$$

ここで, $u_{l,turb}$ は剪断誘起乱れによる速度変動を表す. $u_{l,turb}$ の評価には Okawa らのモデル[5-6]を用いる. 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.

$$u_{l,turb} = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right\} u_f \times \min\left[1, \frac{l_e}{d_b}\right] \quad (5-38)$$

$$u_f = \sqrt{\frac{f}{2}} u_l \quad (5-39)$$

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 $A^+ = 16$ とする. l_e は渦のサイズであり, Nikuradse の実験相関式[5-7]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[5-6]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.

$$t_e = \min \left(\frac{l_e}{u_{l,turb}}, \frac{l_e}{|u_b - u_{l,b}|} \right) \quad (5-41)$$

(10) 気泡の凝縮

サブクール沸騰域では, 液相のバルク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[5-8]より計算する.

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

しき(5-42)中の $T_{l,b}$ の評価法は次項に示す.

(11) 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. 液相の温度分布はべき乗則に則った Sekoguchi らが用いたモデル[5-9]を基に次式で与える.

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

上式に基づく液相温度分布の計算結果の一例を図 5-6 に示す. ここで, $T_{l,min}$ は伝熱面对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.

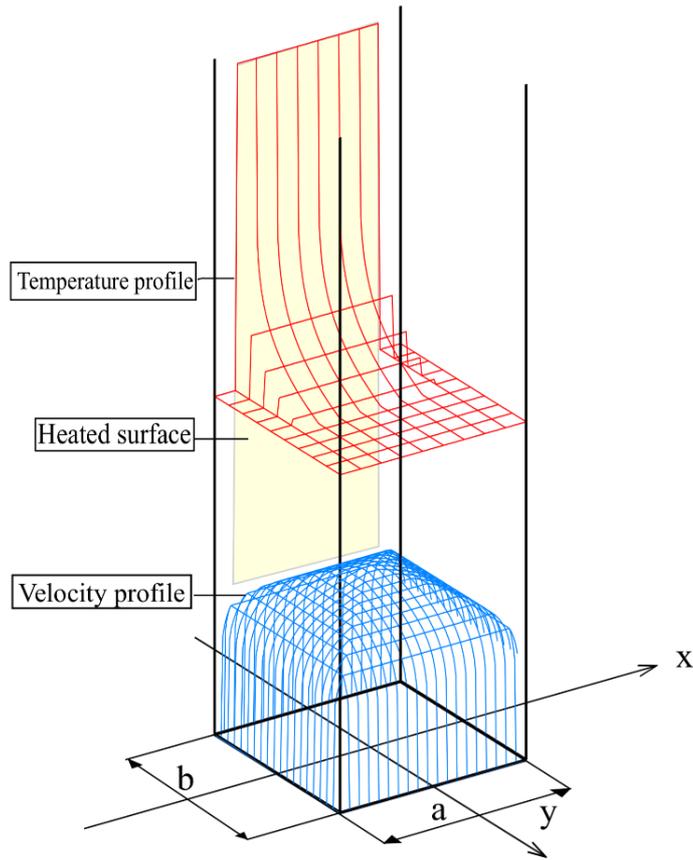


図 5-6 流路断面内における液相速度及び液相温度の分布

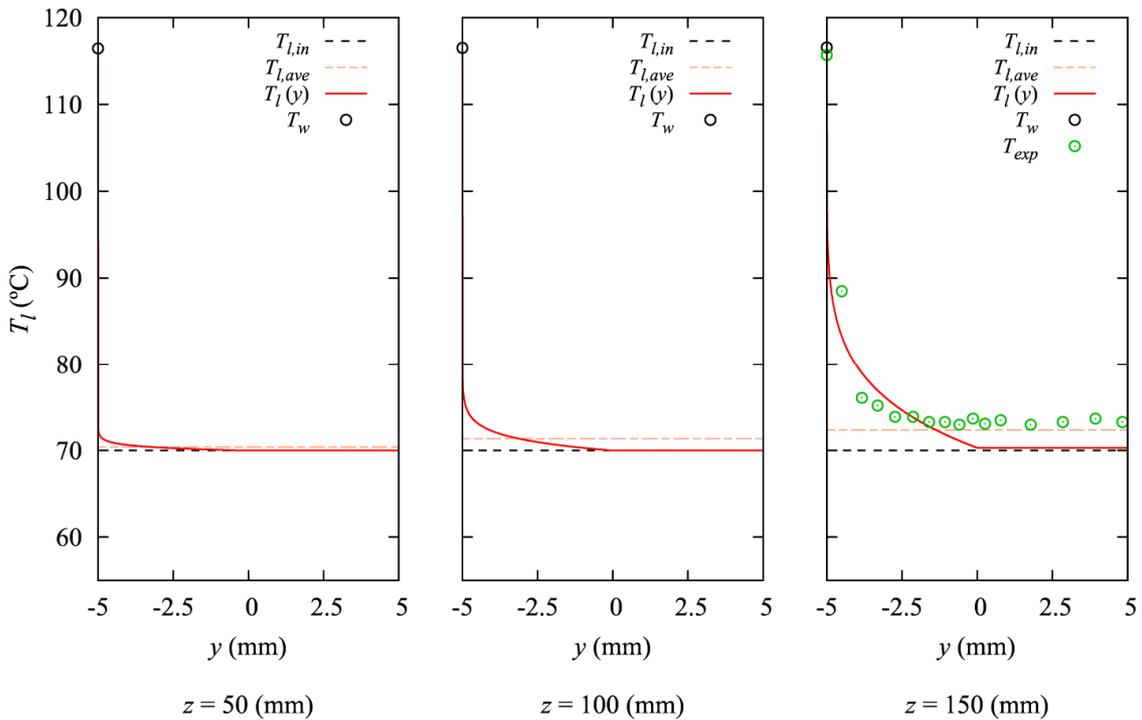


図 5-7 3つの高さにおける液相温度の分布 ($T_{l,in} = 70$ °C, $q_w = 350$ kW/m², $G_l = 300$ kg/m²)

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

式(5-44)の指数は $m = 7$ とした。図 5-7 には、3つの高さ($x=0$ かつ $z = 50, 100, 150$ mm)における温度分布を示す。特に、 $z = 150$ mmでは、熱電対を y 方向にトラバースして計測した液相温度の実験値もプロットした。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)で概ねよく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。

5.3 解析条件

本研究では Case A-12 に近い条件で解析を実施した。計算条件をあらためて表 5-1 に示す。

表 5-1 解析条件

ΔT_{sub} [K]	G [kg/m ² s]	q_w [kW/m ²]
30	300	350

実験の観察結果から、気泡生成の時刻・位置・気泡サイズを得ている。また、本実験ではボイド率が比較的低いため、図 5-8 に模式的に示すように、伝熱面を法線方向から観察した結果より画像解析を実施し、面積ボイド率を（気泡の面積割合）を算出して、これを計算結果の妥当性検討に用いることとする。

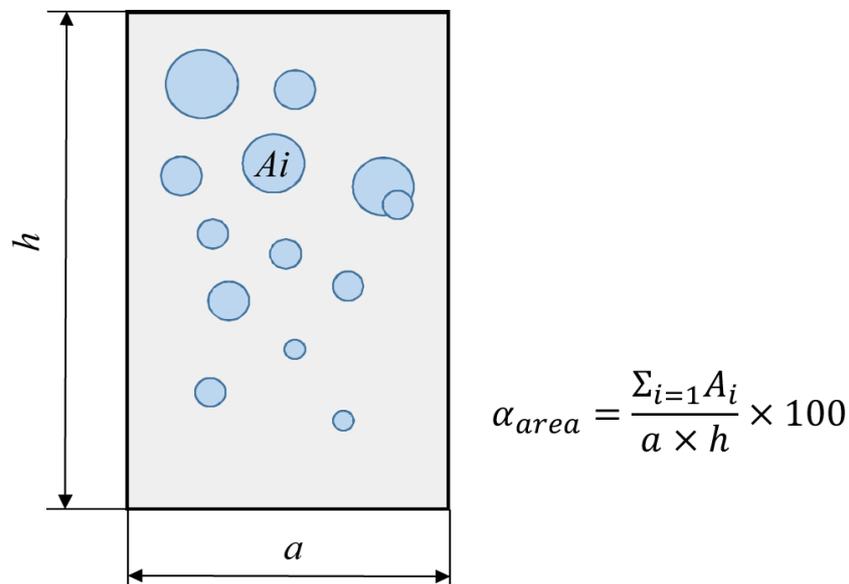


図 5-8 面積ボイド率の算出方法

実際の気泡生成のデータは付録 D に示す。この気泡生成データを基に表 5-2 に示す 6 種類の計算条件を設定し、気泡の伝熱面離脱速度、及び気泡径がボイド率に与える影響を数値実験的に検討する。ここで、Experimental Data とは実験で得た気泡生成のデータであり、数値解析上でもデータと同時刻に同位置で同サイズの気泡を

生成させることを意味している。また、式(5-24)及び(5-25)から、気泡のサイズに応じて伝熱面離脱速度は分布を持つ。表 5-3 に代表的な統計量を示す。

表 5-2 6 種類の計算条件

Case	Bubble Size	Lift-off Velocity
a	Experimental Data (Appendix D)	Empirical Correlations (Eqs. (5-24) & (5-25))
b	Experimental Data (Appendix D)	Volume Weighted Mean v_{wm}
c	Experimental Data (Appendix D)	Arithmetic Mean v_{am}
d	Volume Mean d_{vm}	Empirical Correlations (Eqs. (5-24) & (5-25))
e	Arithmetic Mean d_{am}	Empirical Correlations (Eqs. (5-24) & (5-25))
f	Partial Mean d_{pm}	Empirical Correlations (Eqs. (5-24) & (5-25))

表 5-3 気泡離脱速度に関する主な統計量

	Min	Median	Max	Arithmetic mean v_{am}	Volume weighted mean v_{wm}
$u_{lift,y}$ (m/s)	0.212	0.519	1.09	0.556	0.337
$u_{lift,z}$ (m/s)	0.060	0.141	0.394	0.148	0.246

生成される気泡を時系列に並べたときの i 番目の気泡の離脱時気泡径を d_i 、伝熱面離脱速度を v_i とする。表 5-2 中の平均量 v_{wm} , v_{am} , d_{vm} , d_{am} , d_{pm} は、それぞれ以下のように算出した。

$$v_{wm} = \frac{\sum_i^n v_i d_i^3}{\sum_i^n d_i^3} \quad (5-46)$$

$$v_{am} = \frac{\sum_i v_i}{n} \quad (5-47)$$

$$d_{wm} = \sqrt[3]{\frac{\sum_i^n d_i^3}{n}} \quad (5-48)$$

$$d_{am} = \frac{\sum_i^n d_i}{n} \quad (5-49)$$

また、 d_{pm} は、式(5-48)を伝熱面高さ 30mm 毎に適用し、区間ごとの平均気泡径を算出して与えたものである。図 5-9 に、気泡を生成した沸騰核の位置と、各沸騰核で生成された気泡径を示す。表 5-4 に示すように、体積平均径は 0.641mm、算術平均径は 0.452mm であった。

気泡径を算術平均径で一定としたケース e では、気泡生成頻度を実験データと同一とすると、他のケースと比較して総蒸気生成量が過小評価となる。このため、各発泡核の気泡生成頻度を定数倍（具体的には 2.85

倍) することで, 総蒸気生成量を他のケースと一致させた.

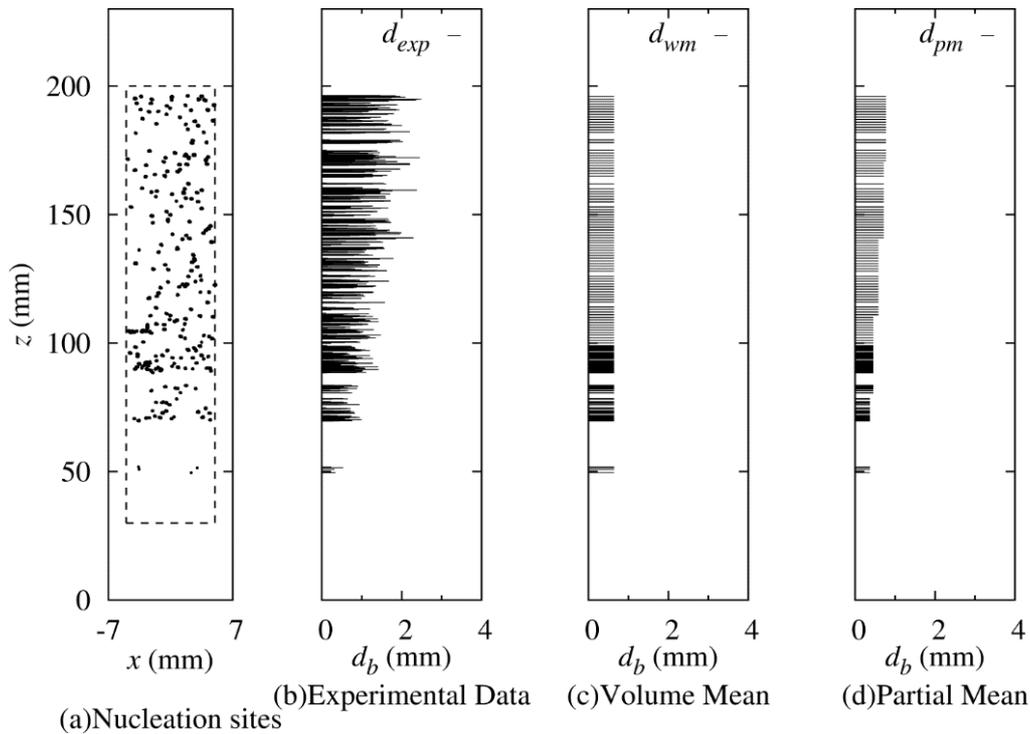


図 5-9 沸騰核の位置及び各沸騰核で生成された気泡のサイズ

表 5-4 生成された全気泡の体積平均径と算術平均径

d_{vm} [mm]	d_{am} [mm]
0.641	0.452

5.4 解析結果

(1) ベースケースにおける解析結果

図 5-10 に, ベースケースであるケース a で計算された面積ボイド率の軸方向分布を画像解析により得られた実験データとともに示す. 両者とも, 流路高さが大きくなるにつれ, ボイド率分布が発達しており, 定性的な傾向は一致する. しかし, 実験結果に対してケース a はどの流路高さでもボイド率が低く, 定量的に見ると過小評価となっている. 本解析では, 最大径の気泡が沸騰核上に瞬時に現れ, これが相関式で計算される離脱速度で伝熱面から離脱するとしている. したがって, 気泡が最大径に達する前の成長過程におけるボイド率が考慮されていない. また, 気泡は最大径に達した後, そのサイズは減少に転じるものの, 変形を生じながら, しばらくは伝熱面に接していた. そして, 伝熱面との接触が維持されている期間は気泡体積の減少は緩やかであり, 伝熱面からの離脱の後, 気泡体積はより急速に減少した. これより, 気泡が伝熱面に接触している期間は, 相応の熱供給がなされていると考えられる. しかし, この点についても解析では考慮していない. したがって, 気泡の成長過程及び最大径の気泡が離脱に至るまでの過程をモデル化することにより, 実験データとよりよく一致する解析結果が得られると考えられる.

(2) 伝熱面離脱速度の影響

ケース a~c で得られたボイド率分布を図 5-11 に示す。これらの 3 ケースでは、気泡が生成される時刻、位置及びサイズが共通であるため、気泡の伝熱面離脱速度がボイド率に及ぼす影響を検討できる。面積ボイド率はいずれの条件でも、下流に行くにつれて発達する傾向が得られている。しかし、平均ボイド率はケース a, b では同程度であるが、ケース c では 30%程度小さく算出されている。これは、表 5-3 に示したように、ケース c では特に大気泡の y 方向伝熱面離脱速度を過大評価するためである。気泡の凝縮速度は、気泡周囲の液温と気液間の相対速度に依存する。伝熱面近傍と管中央では液温が大きく異なるため、伝熱面法線方向離脱速度が大きければ気泡の凝縮は急速となる。また、体積あたりの気液界面積が小さい大気泡は、小気泡よりも体積あたりの熱移動が小さいため、より長期間存在でき、ボイド率に与える影響が大きい。上記の二つの観点から、ボイド率の高精度予測では、特に大気泡の離脱速度を正確に評価することが重要であることがわかった。また、今回の解析条件では、伝熱面離脱速度を、気泡の体積加重平均で代表しても、大きな誤差を招くことはない結果となった。

(3) 気泡径の影響

ケース a, d, e で得られた解析結果を図 5-12 に示す。ケース a では実験データに基づいて気泡径分布を考慮しているのに対して、ケース d, e では発生する気泡の径をそれぞれ d_{vm} , d_{am} で代表させている。このため、気泡サイズがボイド率に与える影響について検討できる。

面積ボイド率分布を比較すると、ケース d, e では、下流に行くにしたがってボイド率が増加する傾向が明確でなく、実験結果と傾向が異なっている。また、流路全体での平均ボイド率も、ケース a と比較して、ケース d では 30%、ケース e では 87%も低く算出されている。この結果より、気泡サイズを一定値とした場合、体積平均径を用いてもボイド率を過小評価し、算術平均径を用いた場合にはこの傾向がより顕著になるといえる。したがって、ボイド率の高精度予測を行うためには、気泡径分布、特に少数の大気泡の存在を無視すべきではないといえる。最後に、30mm 区間ごとに気泡径を体積平均径で代表させたケース f における計算結果を図 5-13 に示す。図 5-12 に示したケース d, e よりは改善されるが、ケース a と比較したときのボイド率の過小評価は 15%程度であり、少数の大気泡がボイド率分布に及ぼす影響は無視できないことが確認できる。

5.5 一次元モデルに基づくサブクール沸騰解析

前節までに示した気泡追跡法は、各気泡の挙動を正確に記述する上で有利であるが、すべての気泡について質量、運動量、エネルギーの保存式を解く必要があるため、計算量が膨大となる。このため、気泡追跡法を用いて原子炉安全解析を行うことは必ずしも不可能ではないが、少なくとも空間一次元の二流体モデルが広く用いられている現時点では実際的ではない。このため、気泡挙動等の強制対流サブクール沸騰に関する詳細な情報を用いて一次元二流体モデルに基づく数値解析手法を高度化する方策について考察する。

一次元二流体モデルにおいて、蒸気相の質量保存式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_g \rho_g v_g) = \Gamma_{vap} - \Gamma_{cond} \quad (5-50)$$

上式を用いてボイド率 α_g の時間変化を正確に予測する上で、蒸気相の速度 v_g を正確に評価することはもちろん

ん重要であるが、サブクール沸騰域では、蒸気相が概ね気泡として存在するため、液相と蒸気相間の相対速度は大きくはない。このため、 v_g の予測精度が大幅に低下することは少ないので、単位体積当たりの蒸気生成量 Γ_{vap} と凝縮量 Γ_{cond} を正確に評価することが重要と考えられる。一般に、平滑な面や濡れの良い面では、沸騰核密度が小さいため、気泡が生成され難いことなどが知られている。したがって、伝熱面の表面性状を考慮して Γ_{vap} を正確に評価するためには、沸騰核密度 n_s 、気泡径 d_b 、気泡生成周期 f_b の関数として、次のように評価することが適当と考えられる。

$$\Gamma_{vap} = \rho_g n_s f_b \frac{\pi d_b^3}{6} \quad (5-51)$$

ここで、気泡径 d_b としては、検査体積中に存在するすべての気泡に対する平均ではなく、沸騰核で生成される気泡に関する体積平均気泡径とすべきであることを注意しておく。したがって、 Γ_{vap} を正確に評価するためには、 n_s 、 d_b 、 f_b について信頼性の高い相関式を開発することが必要であり、本研究で取得した実験データはこの目的にかなうものと考えられる。

次に、 Γ_{cond} の評価に用いられる表式は次の通りである。

$$\Gamma_{cond} = \frac{1}{h_v} h_{cond} \Delta T_{sub} \frac{6\alpha}{d_b} \quad (5-52)$$

上式中の d_b は、式(5-51)とは異なり、検査体積中に存在する全気泡に対する平均気泡径である。本研究で実施した可視化実験の結果によれば、一次元解析の検査体積に流入する気泡は、大まかに2種類に分類できる。一方は、上流のセルから流入する気泡であり、他方は、検査体積内の伝熱面で生成される気泡である。上流セルより流入する気泡は、伝熱面近くの過熱液相内を概ね鉛直方向に移動するため、凝縮速度は遅い場合が多い。一方、沸騰核で生成された直後の気泡は、離脱速度により凝縮速度は大きく異なる。図4-5で見たように、気泡が伝熱面を速やかに離脱する場合には、凝縮によって急速に体積が減少し、10ms程度で消滅する。一方、伝熱面離脱速度が遅く、気泡が伝熱面近くにとどまる場合には、凝縮は緩慢となり、長期間存在し続ける場合もあると考えられる。さらに、気泡離脱速度が速い場合であっても、上流から多数の気泡が流入する条件では、流入気泡との合体によって離脱速度が減じられ、短時間での消滅を回避できる場合もあると考えられる。以上の考察結果によれば、上流セルからの流入気泡と沸騰核における生成直後の気泡では、凝縮の速さが大きく異なり得る。したがって、式(5-52)のように凝縮量を単純にボイド率に比例すると仮定する手法では、凝縮量を正確に予測することは困難と考えられる。

一次元二流体モデルによりサブクール沸騰域のボイド率を機構論的かつ正確に予測するためには、式(5-51)の形式で伝熱面表面性状の影響も考慮して蒸気生成量を正確に見積もるとともに、上流より流入する気泡と沸騰核における生成直後の気泡の各々に対して、凝縮速度を正確に評価することが重要と考えられる。

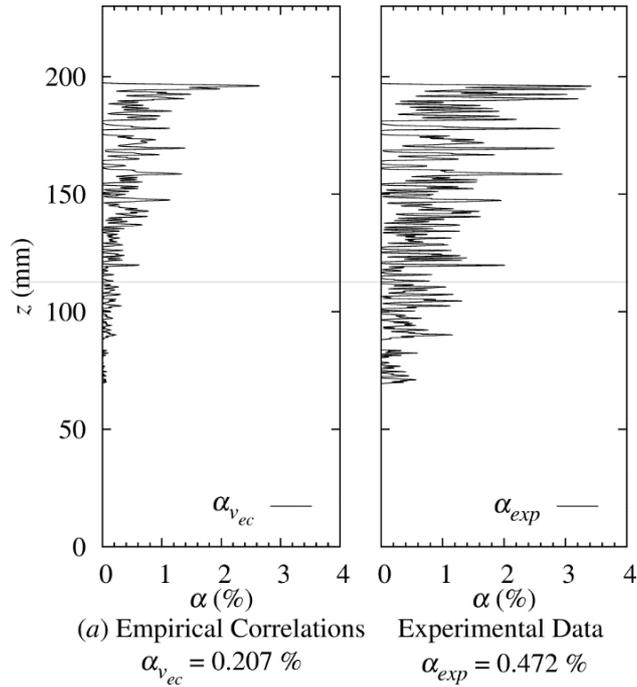


図 5-10 ベースケース（ケース a）におけるボイド率分布の解析結果と実験データの比較

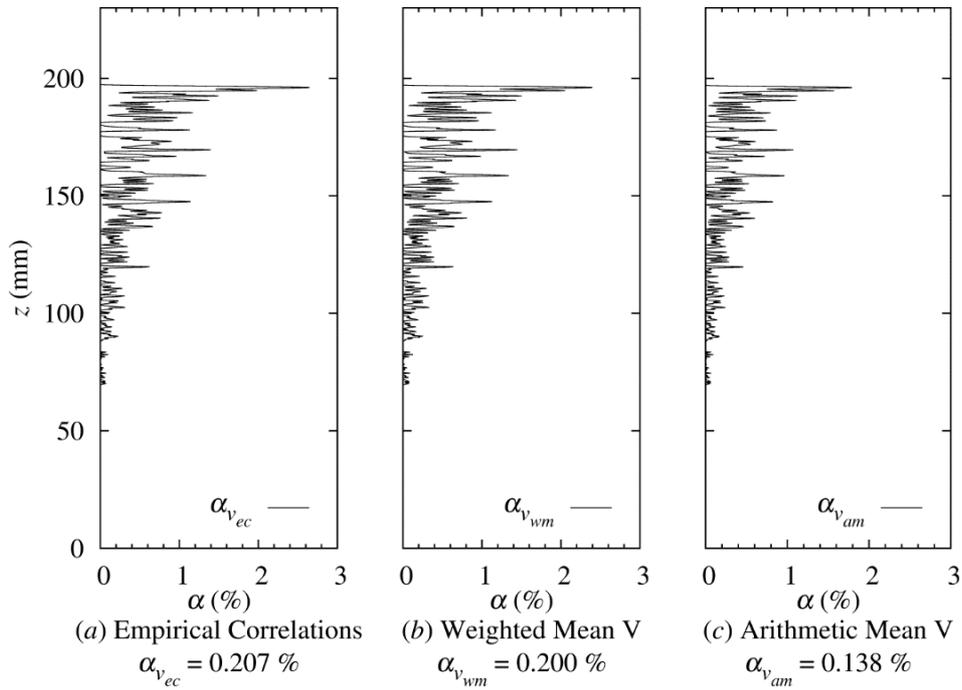


図 5-11 気泡の伝熱面離脱速度がボイド率分布の解析結果に及ぼす影響

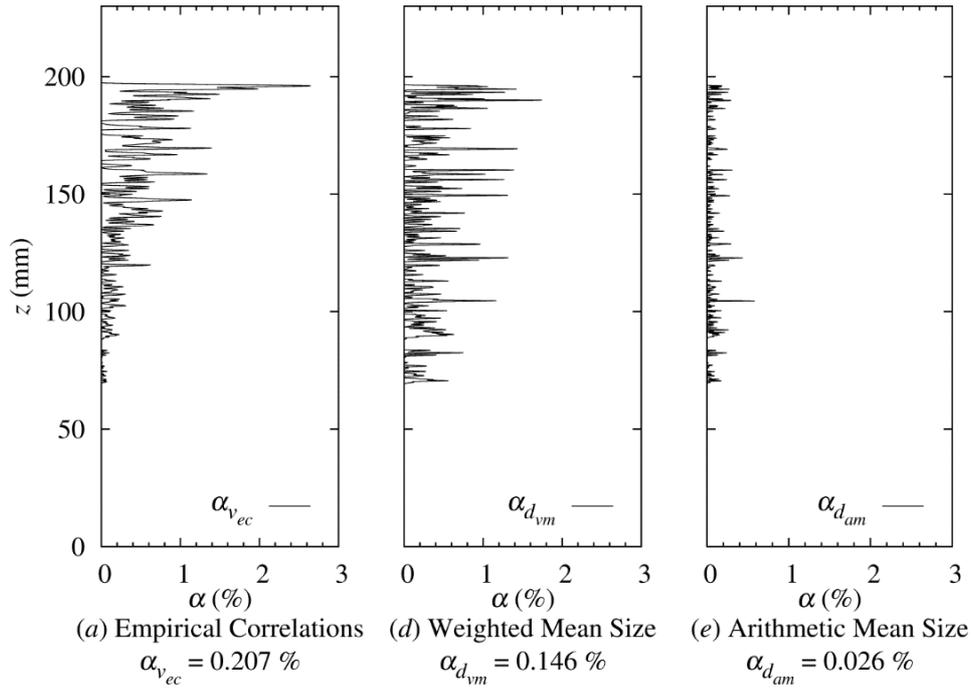


図 5-12 伝熱面離脱時気泡径がボイド率分布の解析結果に及ぼす影響

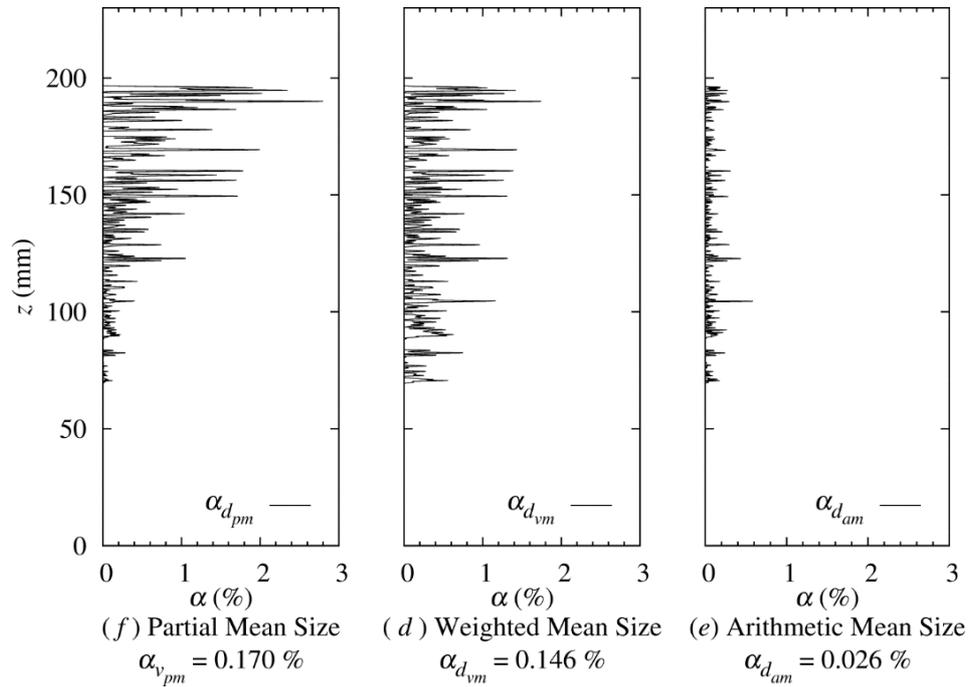


図 5-13 伝熱面離脱時気泡径を区間内で一定とした場合のボイド率分布の解析結果

参考文献

- [5-1] 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.
- [5-2] Melling, A. and Whitelaw, J.H., Turbulent Flow in a Rectangular Duct, *J. Fluid Mech.*, Vol. 78 289–315 (1976) (doi:10.1017/S0022112076002450)
- [5-3] 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).
- [5-4] Yeoh, G.H., Sherman, C.P.C., Tu, J.Y., Ho, M. K.M., Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, *Int. J. Heat and Mass trans.* 51, 3840-3853 (2008)
- [5-5] 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, *日本機械学会論文集. B 編*, Vol. 70 (692), 888–895 (2004).
- [5-6] 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).
- [5-7] Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., New York, (1979).
- [5-8] 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).
- [5-9] 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) (doi:10.1299/jsme1958.24.834).

6. まとめと今後の課題

本研究では、特に低圧条件における強制対流サブクール沸騰解析技術の高度化に資するため、気泡挙動の可視化、ボイド率計測、気泡追跡法に基づく数値解析等を実施した。得られた主な成果を以下に要約する。

- サブクール沸騰解析では、相変化量、すなわち、蒸気生成量と凝縮量を正確に予測することが重要となる。このため、蒸気生成量を決定する要素過程として、沸騰核密度、沸騰核で生成される気泡径の分布、気泡生成周期に関する実験データを、可視化実験で得られた動画データを画像解析することにより収集した。この結果、沸騰核密度及び気泡生成周期を評価する上で、推奨される相関式を示した。気泡径の分布については、既存の実験情報が少ないことから、壁面熱流束の増加とともに、大気泡と小気泡の両方がより高頻度で生成されるため、気泡径がより広範囲に分布するなどの基本特性を明らかにするとともに、ガンマ分布に基づく無次元相関式を提案した。
- 沸騰核で生成された気泡が伝熱面近くにとどまれば気泡の凝縮は緩慢であり、サブクール状態にあるバルク液中に速やかに移動すれば気泡の凝縮は急速になる。したがって、サブクール沸騰中における凝縮量を正確に評価するためには、沸騰核で生成された気泡が伝熱面を離脱するときの挙動を理解する必要がある。このため、気泡の伝熱面離脱挙動を観察し、伝熱面と垂直及び水平方向の離脱速度について、実験データベースを構築するとともに、機構論的な無次元相関式を開発した。また、伝熱面を離脱した後に気泡が伝熱面から離れる方向に加速する現象が観察された。この結果、気泡のバルク液中への移動がより速やかになるとともに、気液間の相対速度が増加するため、加速の後、気泡径の減少はより急速となった。したがって、気泡の加速現象は凝縮を促進する効果があることから、加速現象を再現するモデルを構築した。本モデルを使用することにより、気泡加速を生じる条件でも伝熱面離脱後の気泡径の時間変化を正確に予測することを可能とした。
- 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計測により、強制対流サブクール沸騰中における時空間平均ボイド率の軸方向変化と時間平均局所ボイド率の流路断面内分布に関する実験データを得た。時空間平均ボイド率の計測では、熱流束の増加とともにボイド率が急速に増加する結果となり、液温上昇及び気泡合体による気液界面積の減少などの効果により、凝縮が抑制されていることが示唆された。また、時間平均局所ボイド率の計測では、伝熱面近くにおけるボイド率が50%を超える条件でも、伝熱面から7mm程度以上離れた領域のボイド率はほぼ0であり、流路断面内で熱流力的な非平衡性が強い状態が形成されていることが示された。
- 気泡追跡法に基づくサブクール沸騰の数値解析を実施した。この結果、沸騰核で生成された蒸気泡が伝熱面を離脱するときの気泡径を一定とすると、ボイド率分布を正確に予測することが困難となるため、気泡径分布を考慮して解析を実施すべきであることが示された。特に、気泡径を体積平均径で代表させる場合にはボイド率をやや過小評価する傾向であるが、算術平均径を用いた場合には大幅な過小評価となった。可視化実験に基づく気泡径の計測では、平均値の算出方法について詳述されていない場合も多いため、数値解析における気泡径の評価では十分な注意が必要である。
- 本研究で実施した実験及び数値解析結果を基に、一次元二流体モデルに基づくサブクール沸騰解析

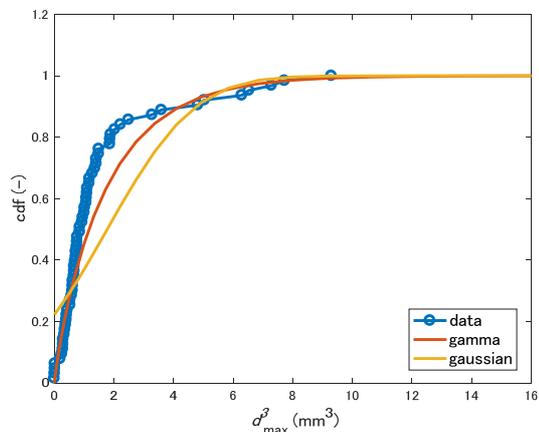
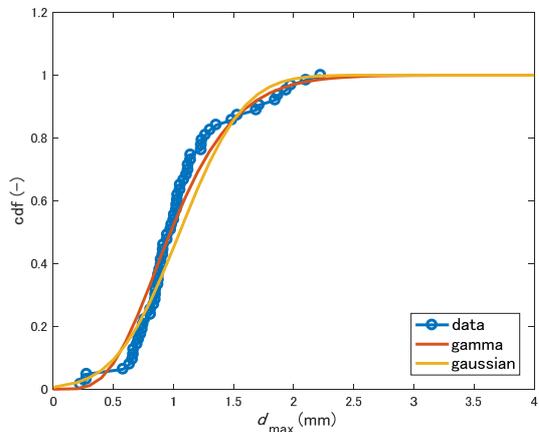
の高度化手法について考察を行った。サブクール沸騰域のボイド率を正確に予測するためには、蒸気生成量と凝縮量の各々を高精度で評価することが重要であるため、蒸気生成量の評価では伝熱面表面性状の影響を取り込み可能であること、凝縮量の評価では沸騰核における生成直後の気泡とそれ以外の気泡で凝縮挙動が大きく異なるため、この影響を考慮可能とする必要があることなどを指摘した。

上記の成果を踏まえ、今後の課題として以下があげられる。

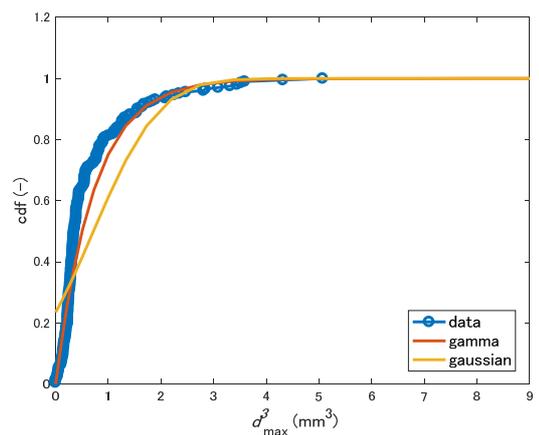
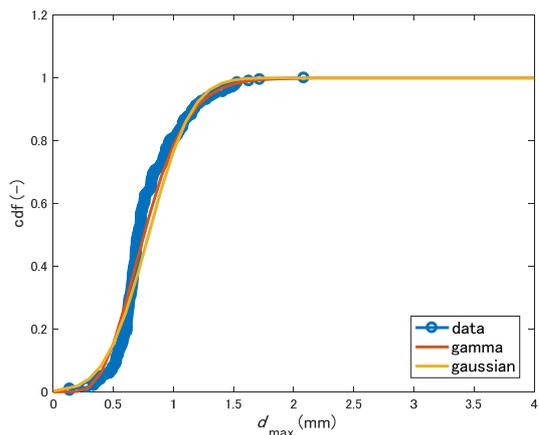
- サブクール沸騰域の蒸気生成量を支配する沸騰核密度、気泡径、気泡生成周期等の物理量は、伝熱面表面性状の影響を強く受ける。したがって、伝熱面表面性状がこれらの物理量に影響を及ぼすメカニズムについて理解を得る必要がある。
- 本研究では、主に単一気泡の振る舞いについて理解を得たが、高ボイド率条件では、気泡合体等の気泡間相互作用がより激しくなる。したがって、単一気泡挙動に加えて、特にボイド率に強い影響を及ぼす気泡間相互作用に関して、実験的知見を蓄積する必要がある。
- 本研究では、大気圧近くで実験を実施したが、蒸気密度は圧力とほぼ反比例するため、わずかな圧力の上昇により、気泡挙動は大きく変化する可能性がある。したがって、系圧力をパラメータとした実験の実施が望まれる。
- 可視化実験及び詳細数値解析を通して得られた情報に基づき、特に、蒸気生成量と凝縮量に関して、一次元二流体モデルで利用可能な形に整備し、原子炉安全解析の信頼性向上を実証する必要がある。

付録 A. 気泡径分布及び気泡生成頻度データ

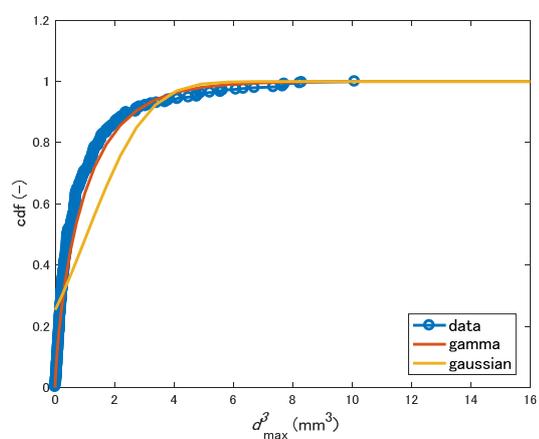
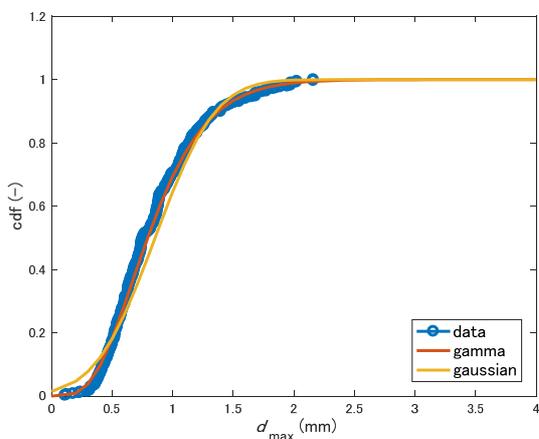
各実験条件で計測された気泡径と気泡体積の分布を図 A-1 に、気泡径と気泡生成頻度の関係を図 A-2 に示す。各ケースにおける主な実験条件と実験結果を表 A-1 に示す。



(i) Case A-1

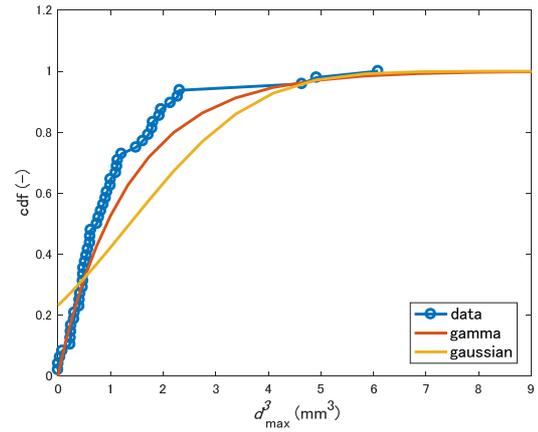
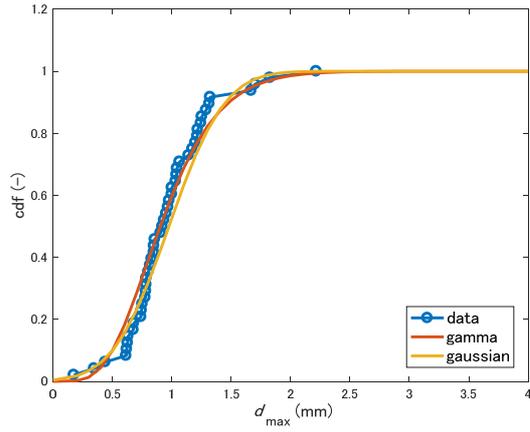


(ii) Case A-2

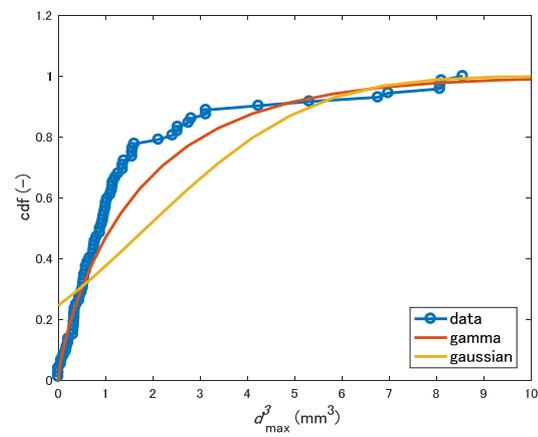
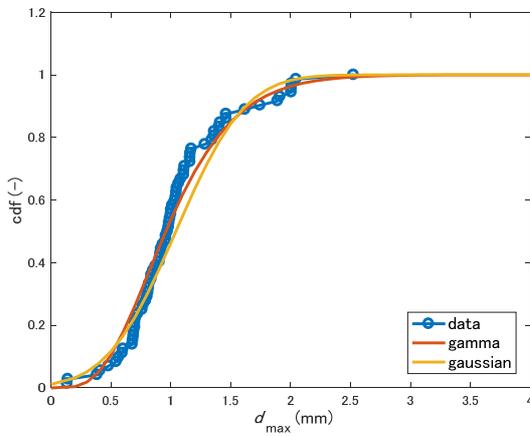


(iii) Case A-3

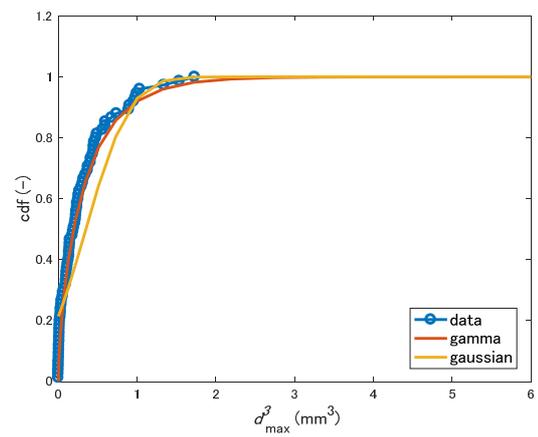
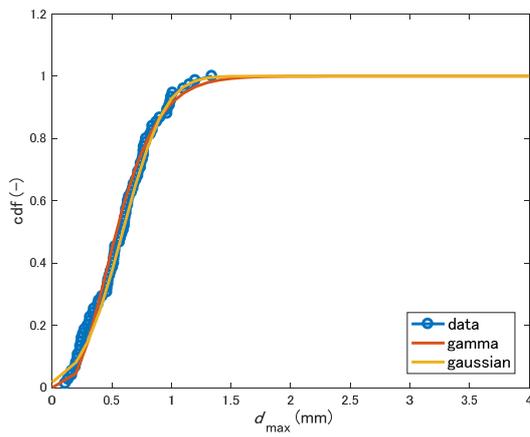
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布



(iv) Case A-4

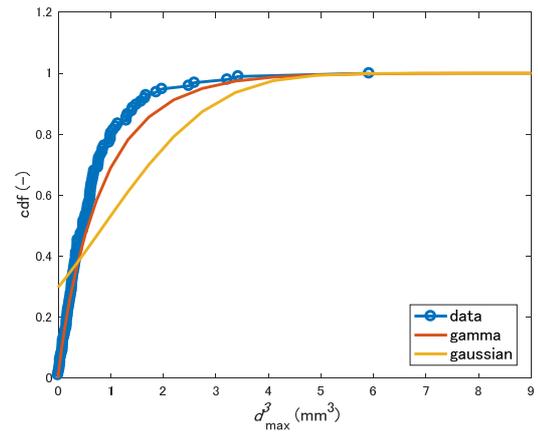
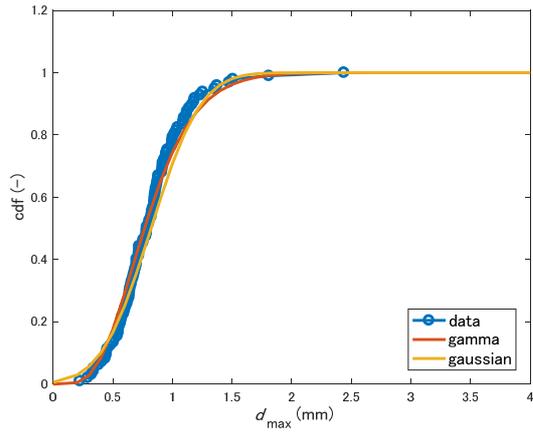


(v) Case A-5

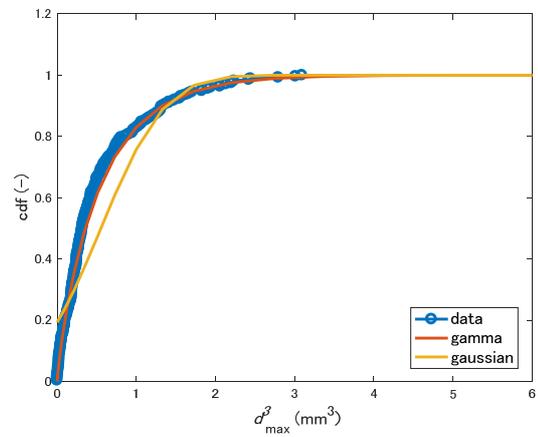
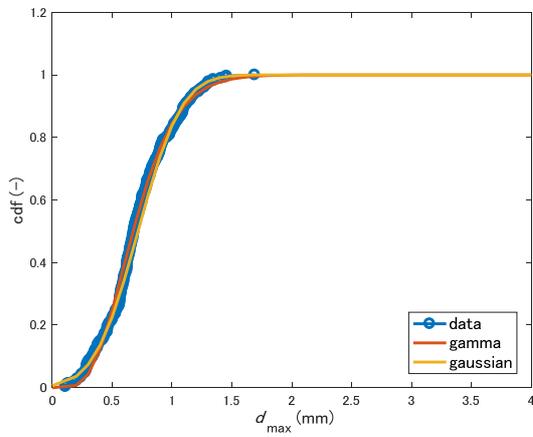


(vi) Case A-6

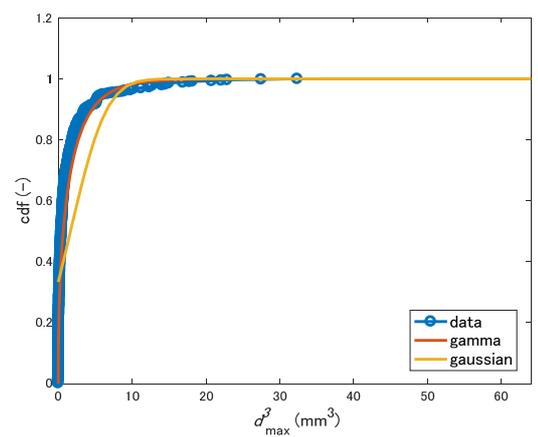
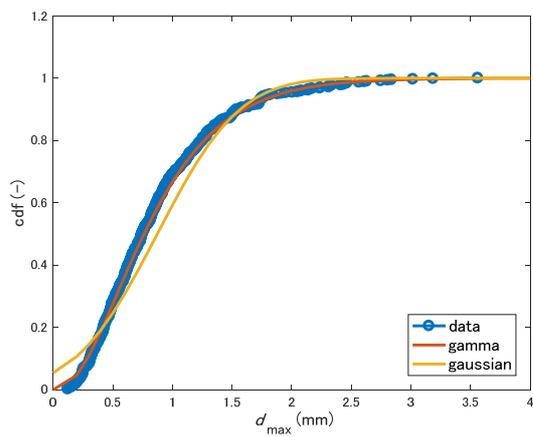
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(vii) Case A-7

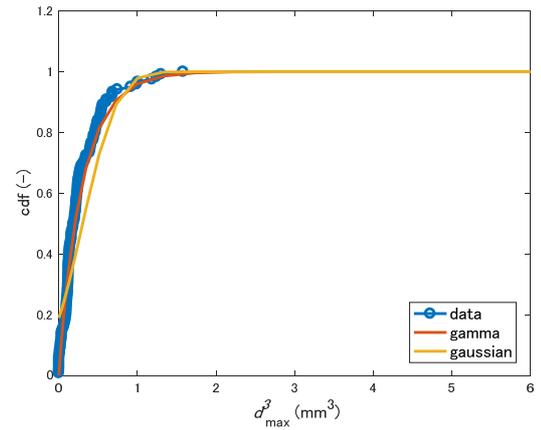
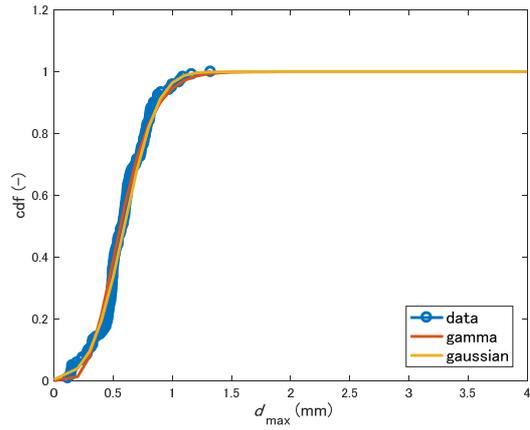


(viii) Case A-8

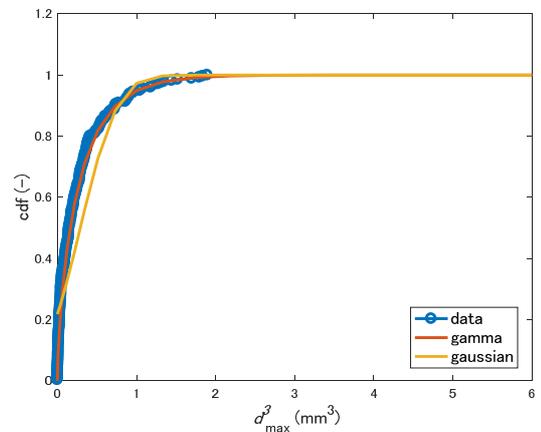
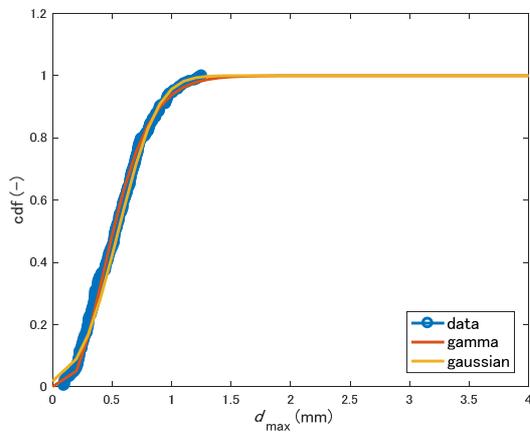


(ix) Case A-9

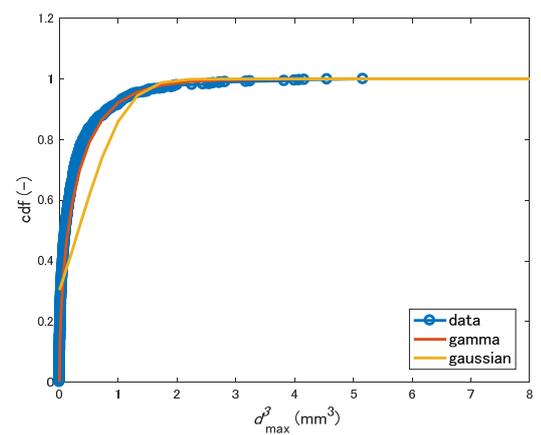
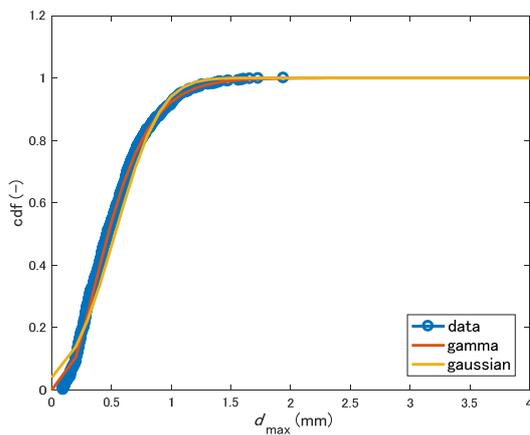
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(x) Case A-10

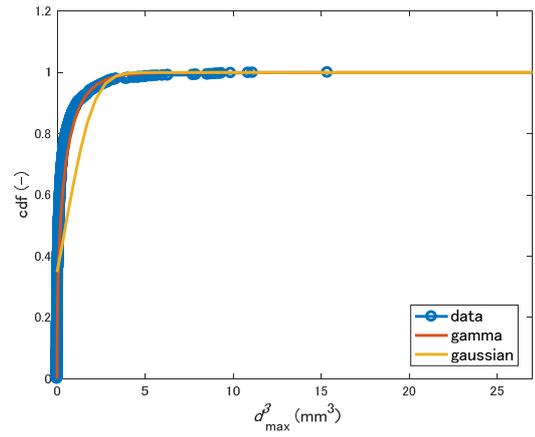
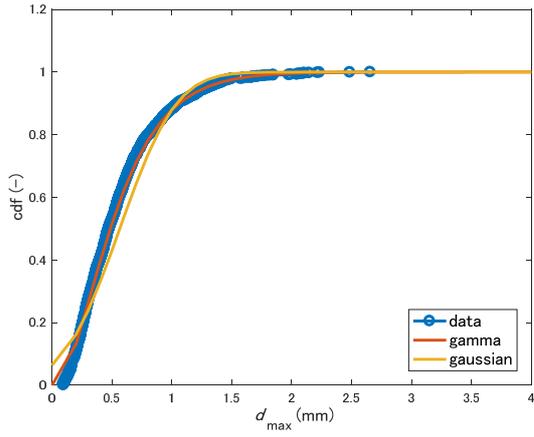


(xi) Case A-11

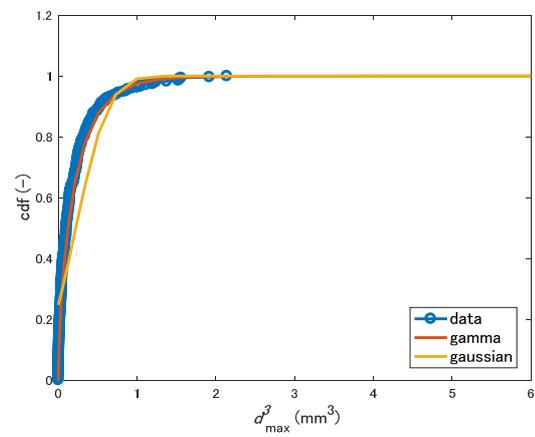
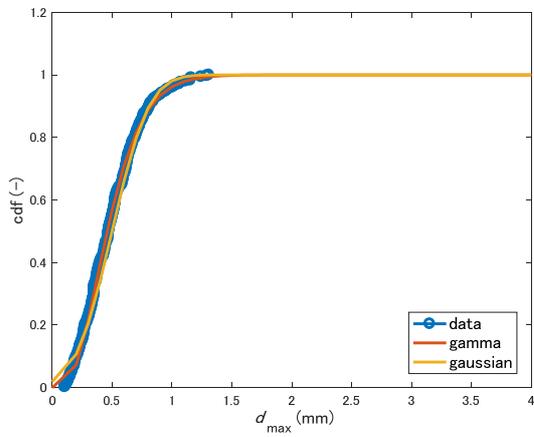


(xii) Case A-12

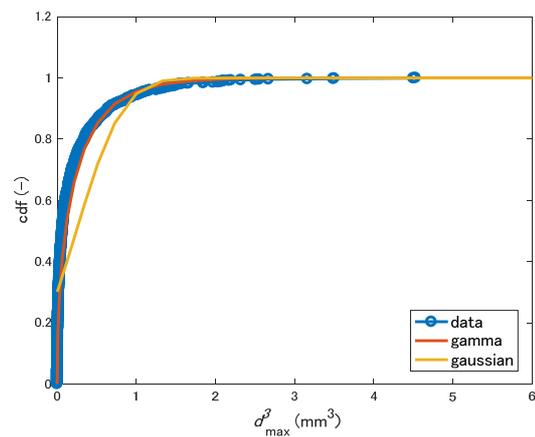
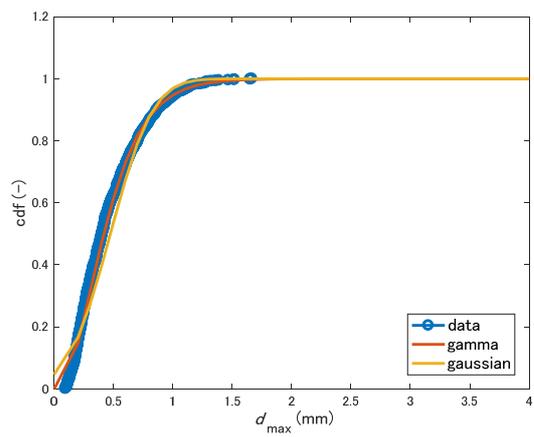
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(xiii) Case A-13

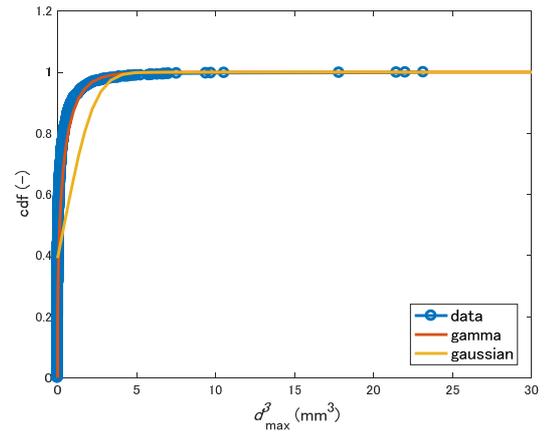
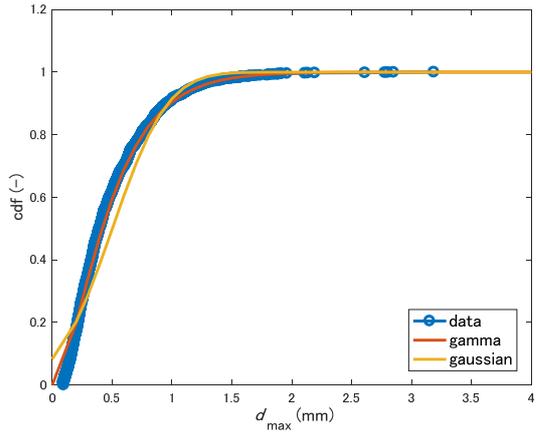


(xiv) Case A-14

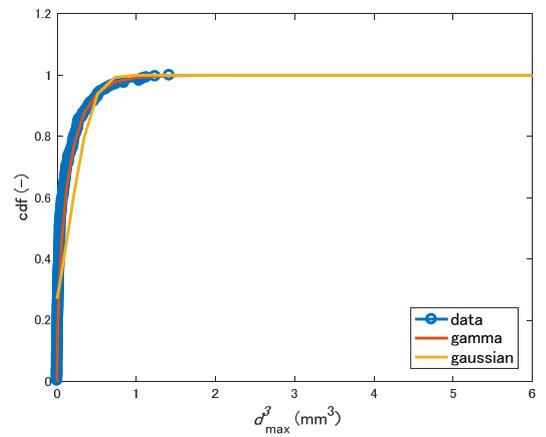
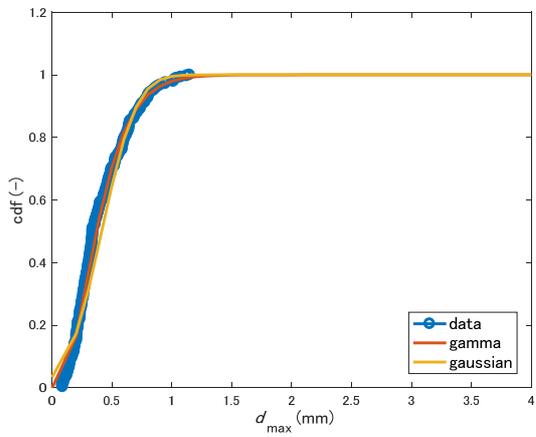


(xv) Case A-15

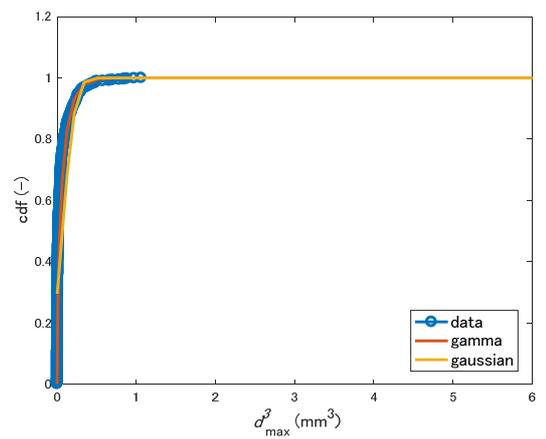
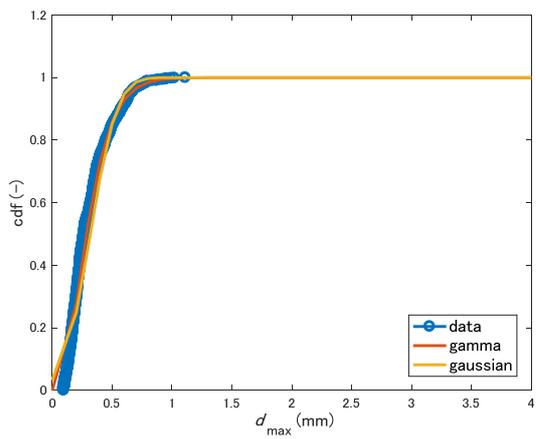
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(xvi) Case A-16

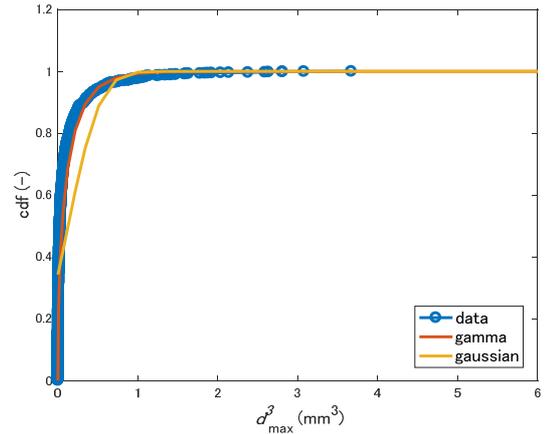
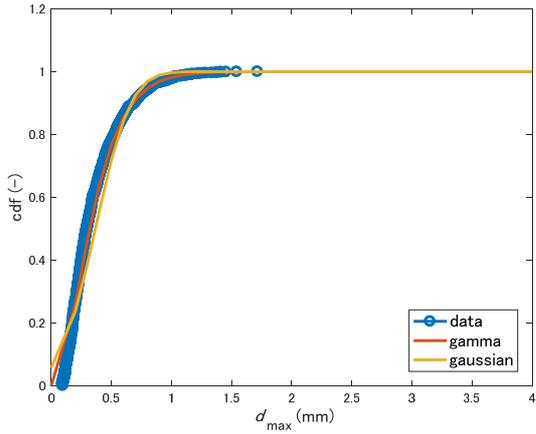


(xvii) Case A-17

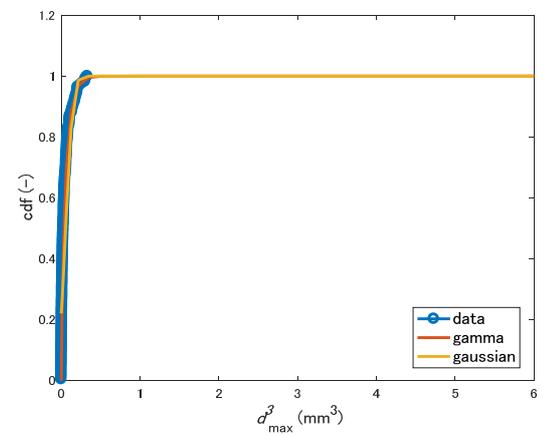
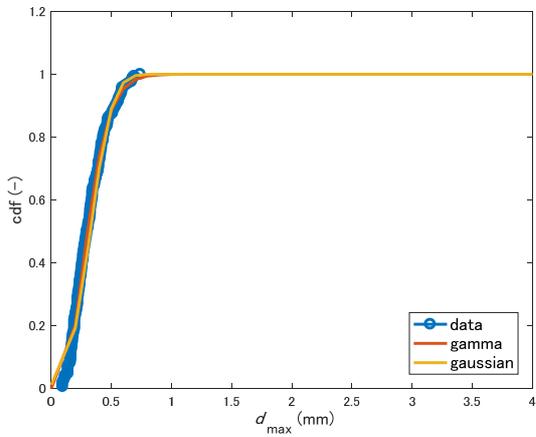


(xviii) Case A-18

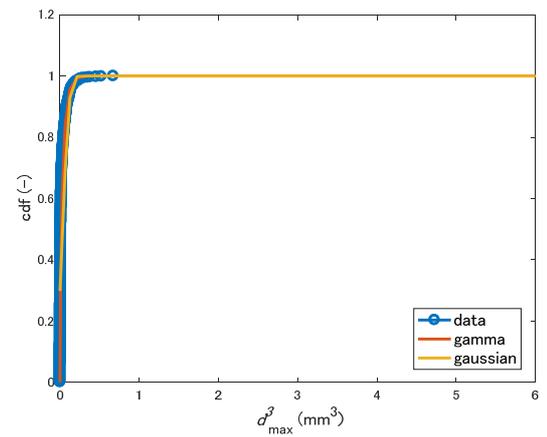
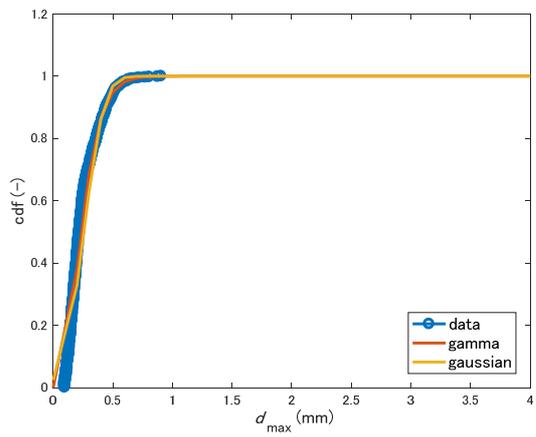
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(xix) Case A-19

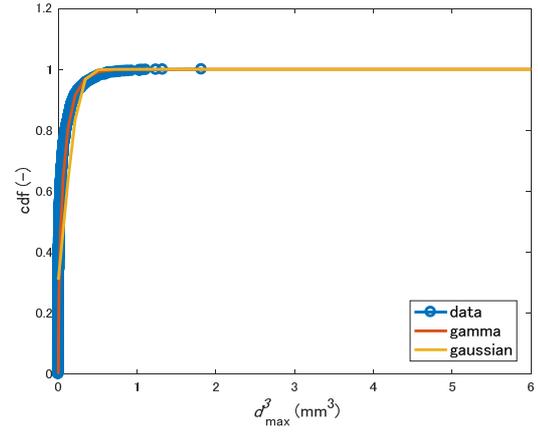
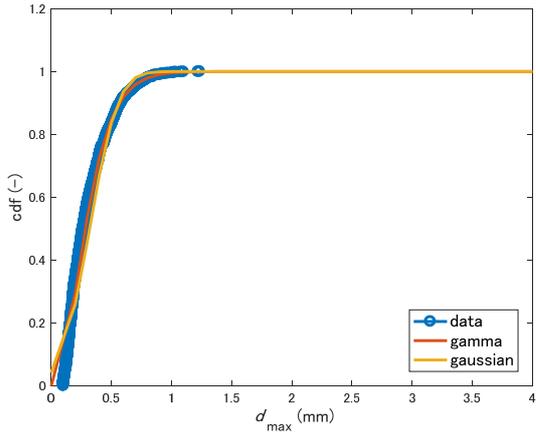


(xx) Case A-20

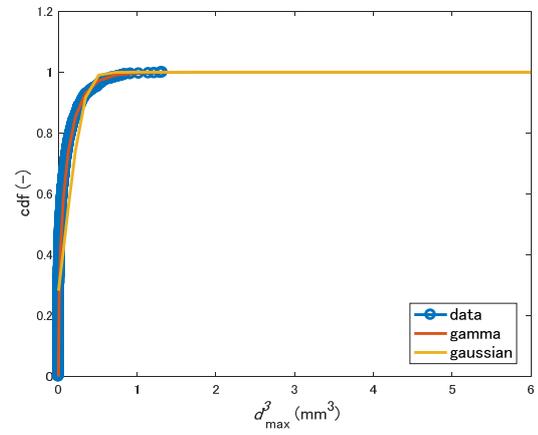
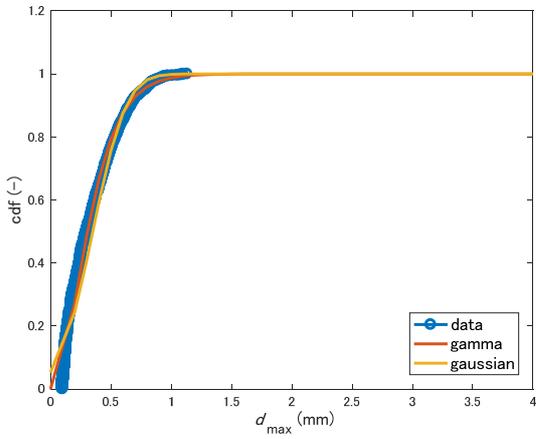


(xxi) Case A-21

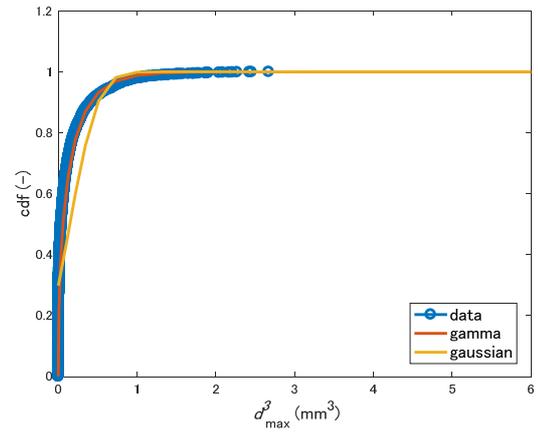
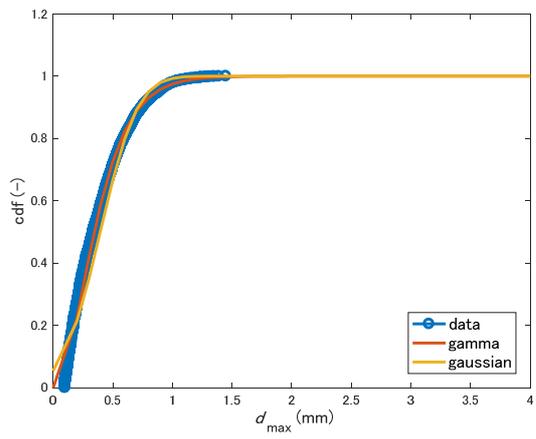
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(xxii) Case A-22

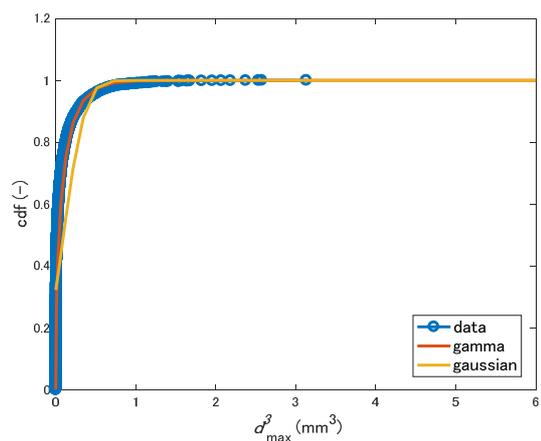
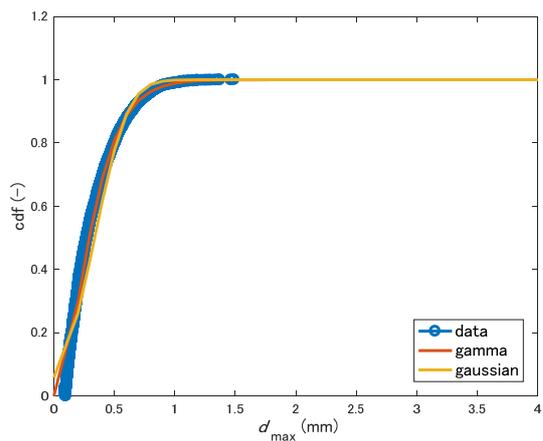


(xxiii) Case A-23

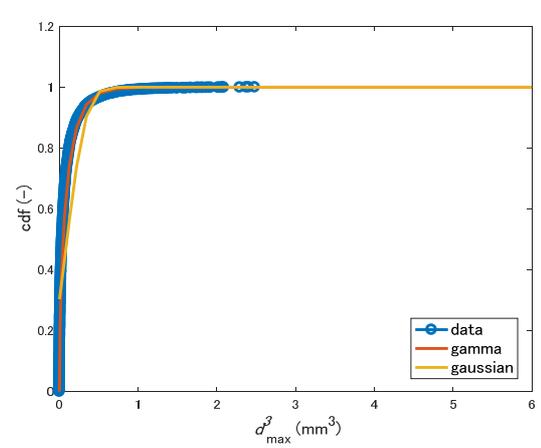
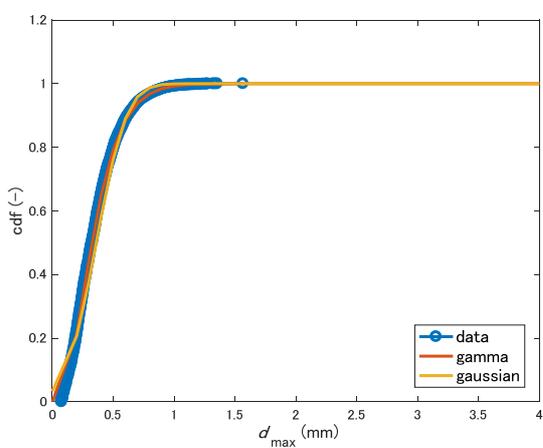


(xxiv) Case A-24

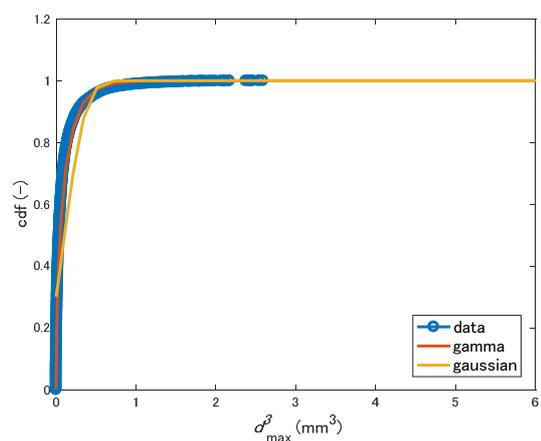
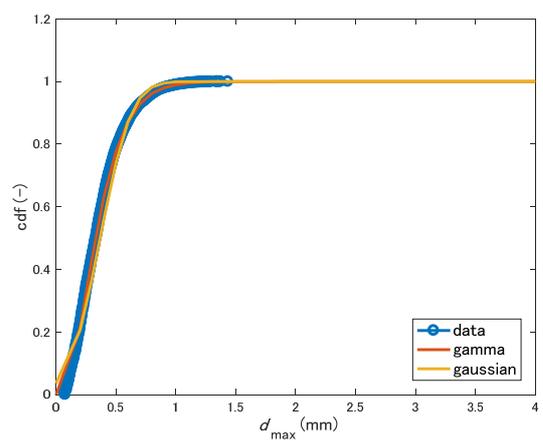
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)



(xxv) Case A-25

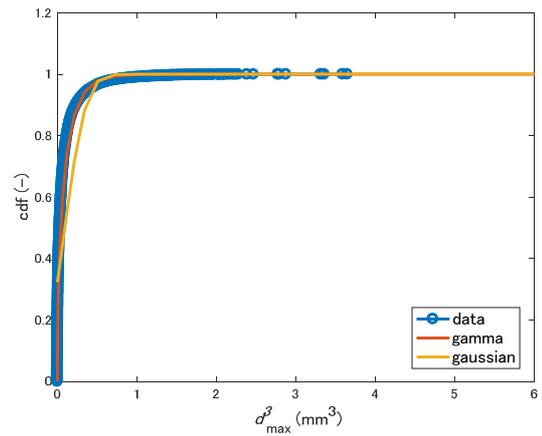
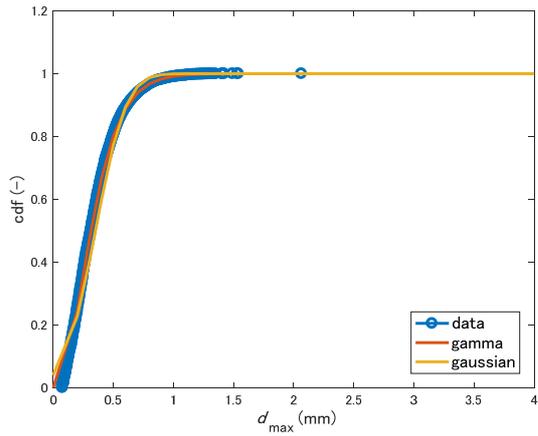


(xxvi) Case A-26



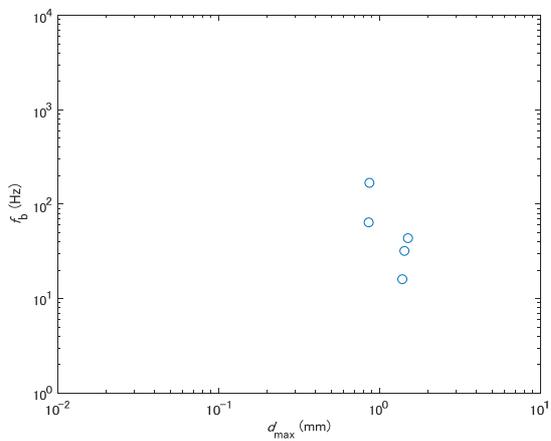
(xxvii) Case A-27

図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布 (続き)

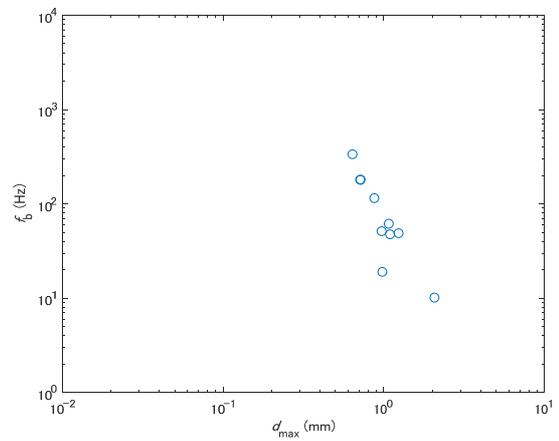


(xxviii) Case A-28

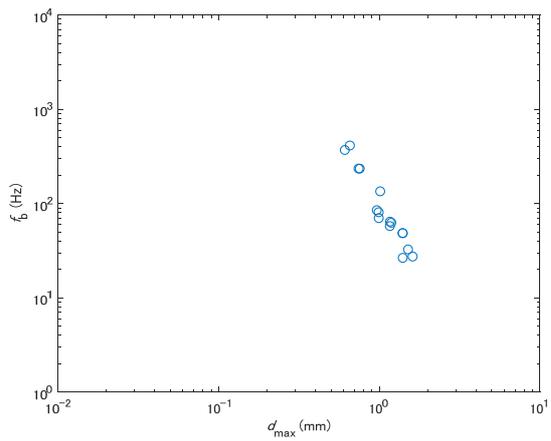
図 A-1 各実験条件における最大気泡径と最大気泡体積の分布（続き）



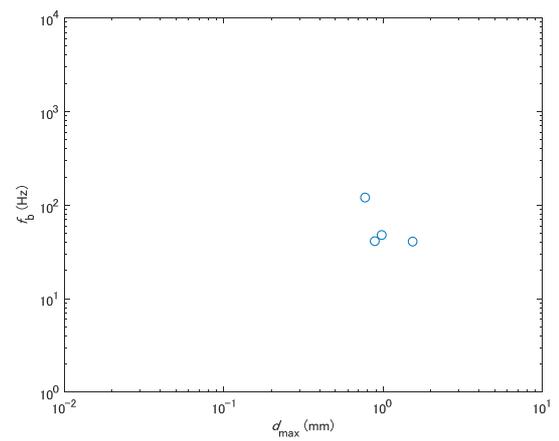
(i) Case A-1



(ii) Case A-2

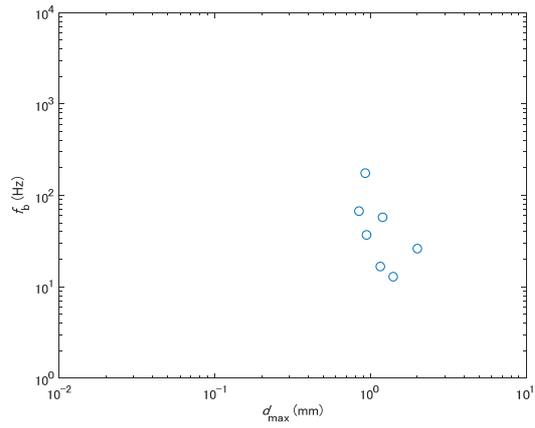


(iii) Case A-3

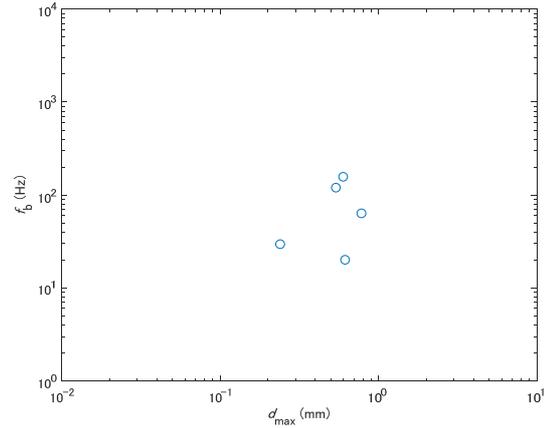


(iv) Case A-4

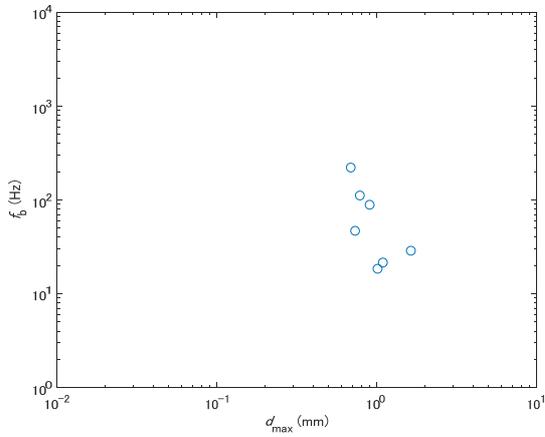
図 A-2 実験条件における気泡径と気泡生成頻度の関係



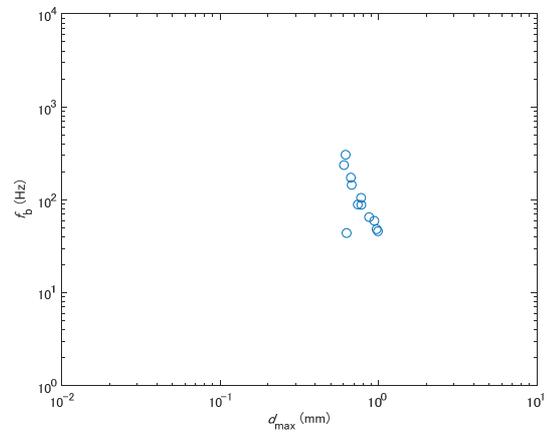
(v) Case A-5



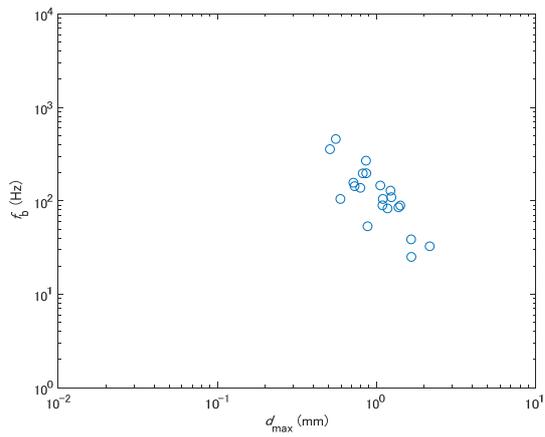
(vi) Case A-6



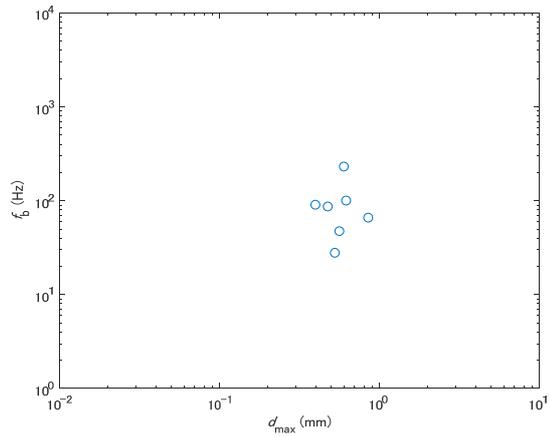
(vii) Case A-7



(viii) Case A-8

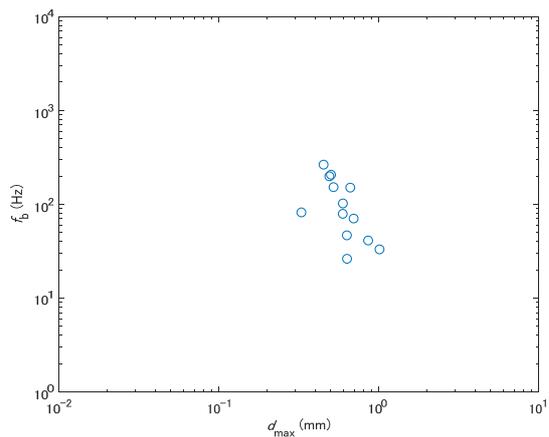


(ix) Case A-9

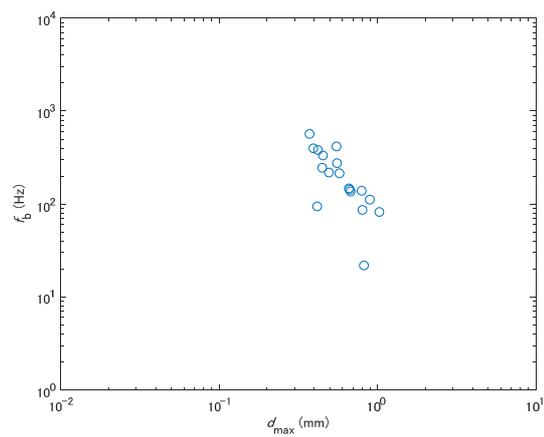


(x) Case A-10

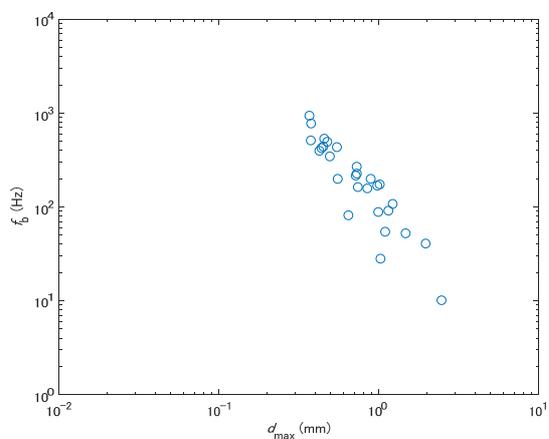
図 A-2 実験条件における気泡径と気泡生成頻度の関係 (続き)



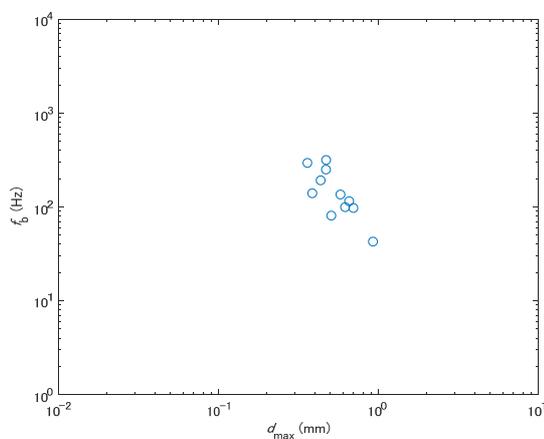
(xi) Case A-11



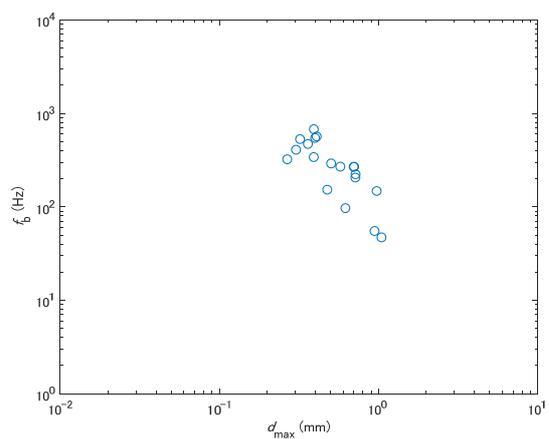
(xii) Case A-12



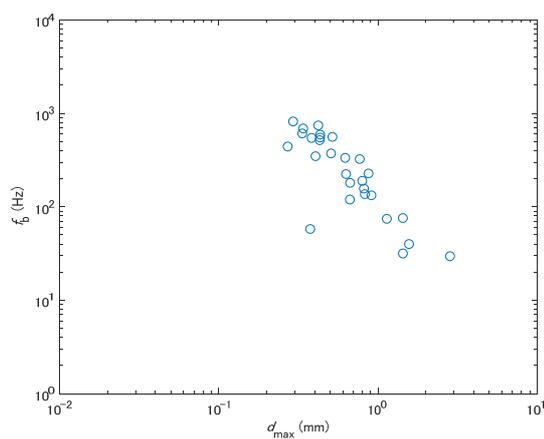
(xiii) Case A-13



(xiv) Case A-14

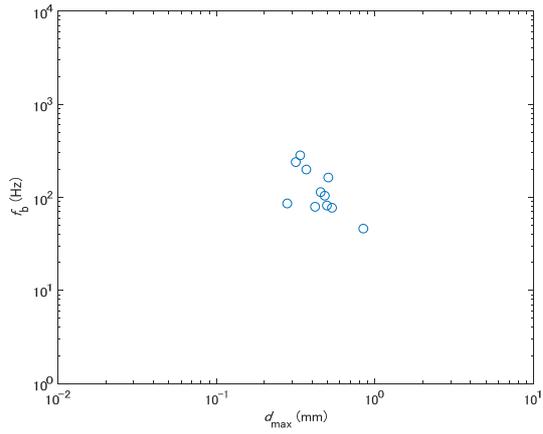


(xv) Case A-15

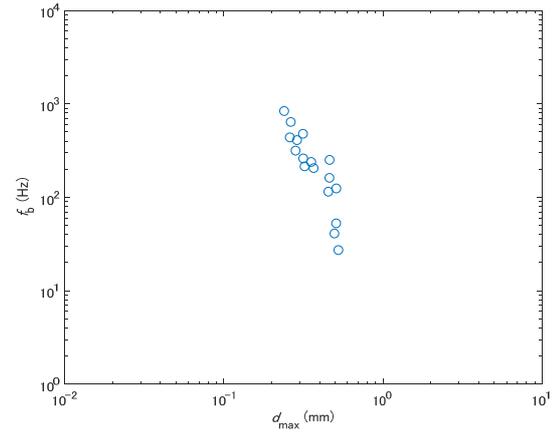


(xvi) Case A-16

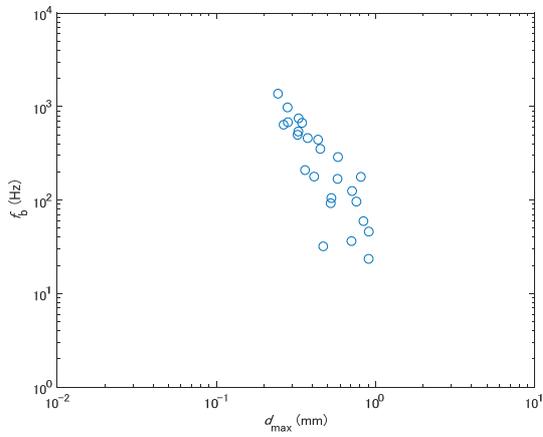
図 A-2 実験条件における気泡径と気泡生成頻度の関係 (続き)



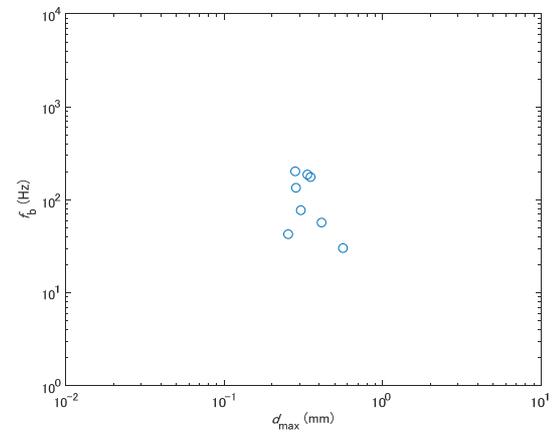
(xvii) Case A-17



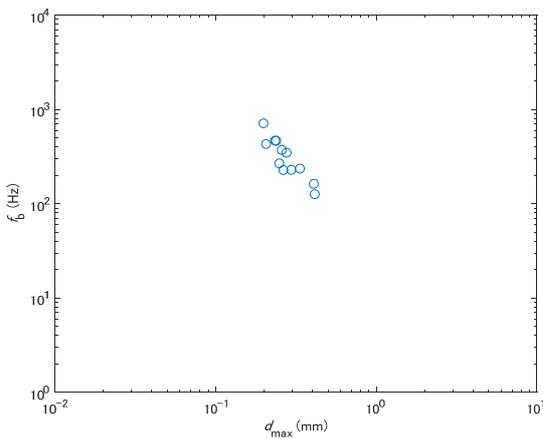
(xviii) Case A-18



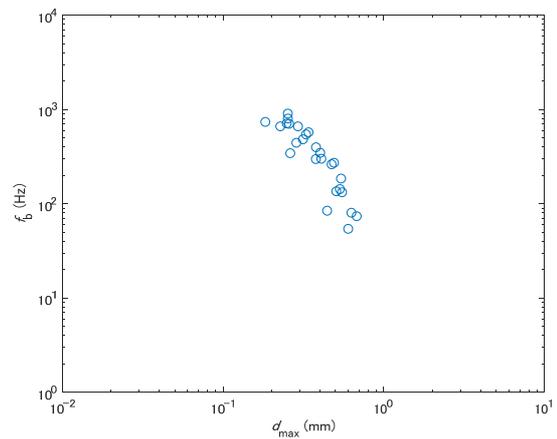
(xix) Case A-19



(xx) Case A-20

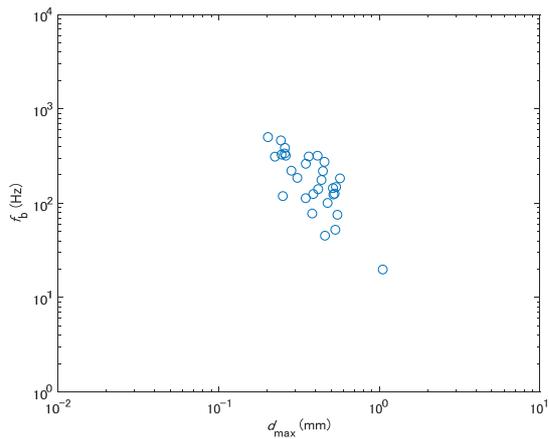


(xxi) Case A-21

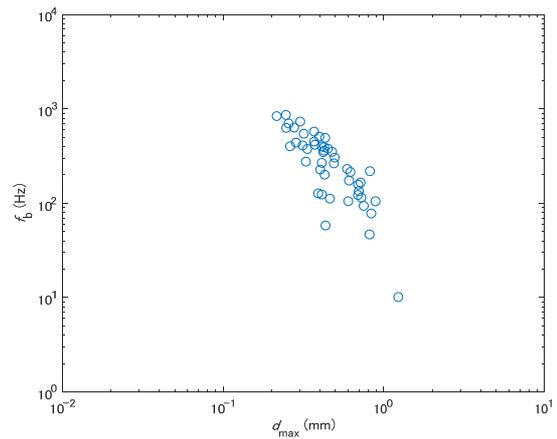


(xxii) Case A-22

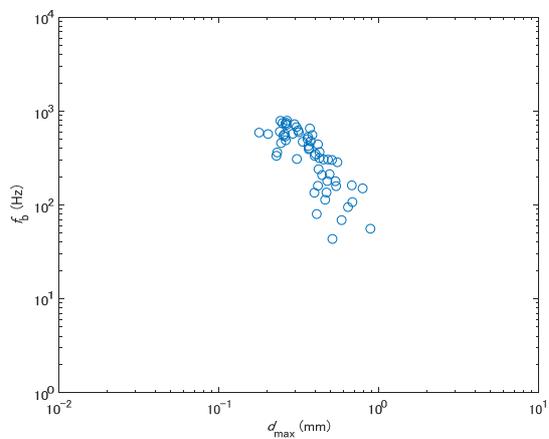
図 A-2 実験条件における気泡径と気泡生成頻度の関係 (続き)



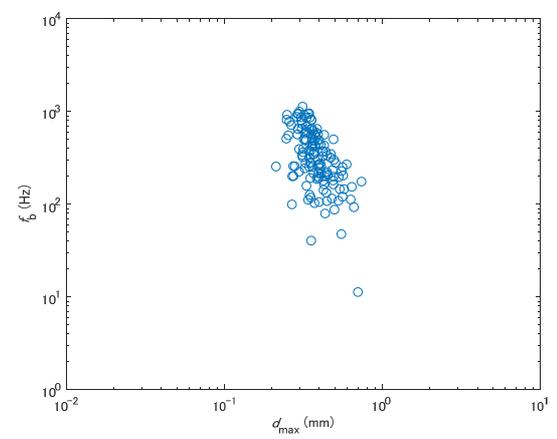
(xxiii) Case A-23



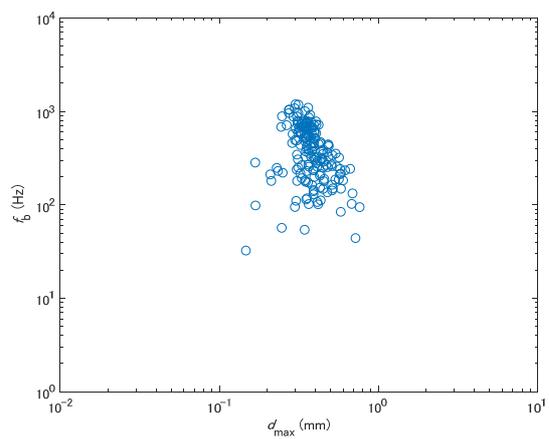
(xxiv) Case A-24



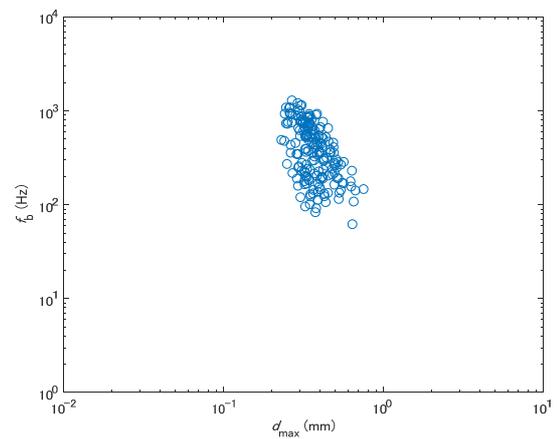
(xxv) Case A-25



(xxvi) Case A-26



(xxvii) Case A-27



(xxviii) Case A-28

図 A-2 実験条件における気泡径と気泡生成頻度の関係 (続き)

表 A-1 主な実験条件と実験結果

Case	P (kPa)	q_w (kW/m ²)	ΔT_{sub} (K)	G (kg/m ² s)	$\Delta T_{w,\text{cal}}$ (K)	d_{ave} (mm)	d_{30} (mm)	α (-)	β (mm)	σ_{all} (mm)	α_v (-)	β_v (mm ³)	σ_v (mm ³)
A-1	108	175	31.5	162	11.9	1.22	1.39	16.50	0.074	0.320	2.12	1.26	1.73
A-2	107	221	30.8	163	14.1	1.04	1.00	9.03	0.120	0.413	1.89	0.53	0.73
A-3	108	268	31.1	159	16.0	1.09	1.25	12.40	0.088	0.313	1.86	1.05	1.43
A-4	113	176	10.2	290	12	1.05	1.21	14.4	0.073	0.340	1.80	0.98	1.69
A-5	113	219	10.6	282	13.8	1.22	1.35	12.6	0.097	0.401	0.80	3.06	2.74
A-6	113	176	21.8	304	10.7	0.56	0.70	7.38	0.076	0.199	1.31	0.27	0.26
A-7	113	219	21.6	303	12.8	0.98	1.16	12.5	0.079	0.327	1.40	1.11	1.84
A-8	113	270	21.1	303	15	0.78	0.88	33.5	0.023	0.142	5.44	0.13	0.30
A-9	114	348	21.3	301	17.7	1.08	1.45	7.41	0.150	0.420	1.12	2.69	3.41
A-10	113	219	30.1	306	12.2	0.58	0.68	20.4	0.029	0.144	3.21	0.10	0.21
A-11	113	267	30.3	300	14.4	0.62	0.73	13.6	0.045	0.177	2.15	0.18	0.30
A-12	113	348	30.4	299	17.4	0.67	0.79	9.3	0.072	0.229	1.21	0.41	0.45
A-13	113	410	30.3	303	19.4	0.85	1.07	3.94	0.216	0.495	0.46	2.66	1.80
A-14	113	348	39.8	305	17.2	0.56	0.67	13.80	0.041	0.166	2.17	0.14	0.24
A-15	114	407	39.6	302	19.2	0.57	0.74	6.38	0.090	0.239	1.17	0.35	0.43
A-16	114	477	39.1	303	21.3	0.76	1.20	3.01	0.250	0.546	0.51	3.36	4.49
A-17	126	349	30.1	507	15.6	0.46	0.58	11.4	0.040	0.154	1.76	0.11	0.19
A-18	126	408	29.9	505	17.8	0.38	0.47	14.6	0.026	0.102	2.32	0.05	0.07
A-19	126	474	29.6	504	19.9	0.51	0.70	6.24	0.082	0.215	1.00	0.34	0.35
A-20	143	408	29	701	16.3	0.351	0.415	16.4	0.021	0.101	2.22	0.0322	0.059
A-21	143	473	28.6	704	18.6	0.28	0.355	18.9	0.015	0.071	2.14	0.0209	0.036
A-22	143	617	28.2	700	22.8	0.398	0.516	8.42	0.047	0.140	1.29	0.106	0.126
A-23	116	298	29.1	325	15.5	0.393	0.519	18.2	0.022	0.097	1.98	0.071	0.123
A-24	115	354	29.4	326	17.5	0.39	0.523	15.5	0.025	0.102	1.88	0.076	0.123
A-25	125	482	29.6	496	20.2	0.38	0.509	18.8	0.020	0.093	2	0.066	0.117
A-26	113	363	29.9	305	17.9	0.50	0.63	6.37	0.078	0.212	1.09	0.22	0.23
A-27	113	394	30	300	18.9	0.41	0.55	7.63	0.054	0.167	1.37	0.12	0.21
A-28	113	427	30.3	301	19.9	0.40	0.55	8.25	0.048	0.148	1.26	0.13	0.18
Ave.						0.61	0.76			0.22			0.80

付録 B. 流路内における液相温度分布の計測

第4章における伝熱面離脱後の気泡軌跡の計算及び第5章におけるボイド率解析では、液相の温度分布を相関式により評価したため、実際の矩形管内温度分布の計測結果との比較を示す。実験装置の配置は図 B-1(a)のようであり、赤外線サーモグラフィによる壁面温度計測と熱電対を伝熱面と垂直方向にトラバースすることによる流体温度分布計測を実施した。計測結果を図 B-1(b)に示す。なお、質量流束、入口サブクール度、壁面熱流束は、Case A-12 と同様とした。図のように、温度分布の計測結果と、計算で用いた相関式による評価結果は概ね一致している。ただし、 $y = 1 \sim 4\text{mm}$ 程度の領域で液温をやや過大評価しており、液温分布の評価精度の向上は今後解決すべき課題の一つといえる。

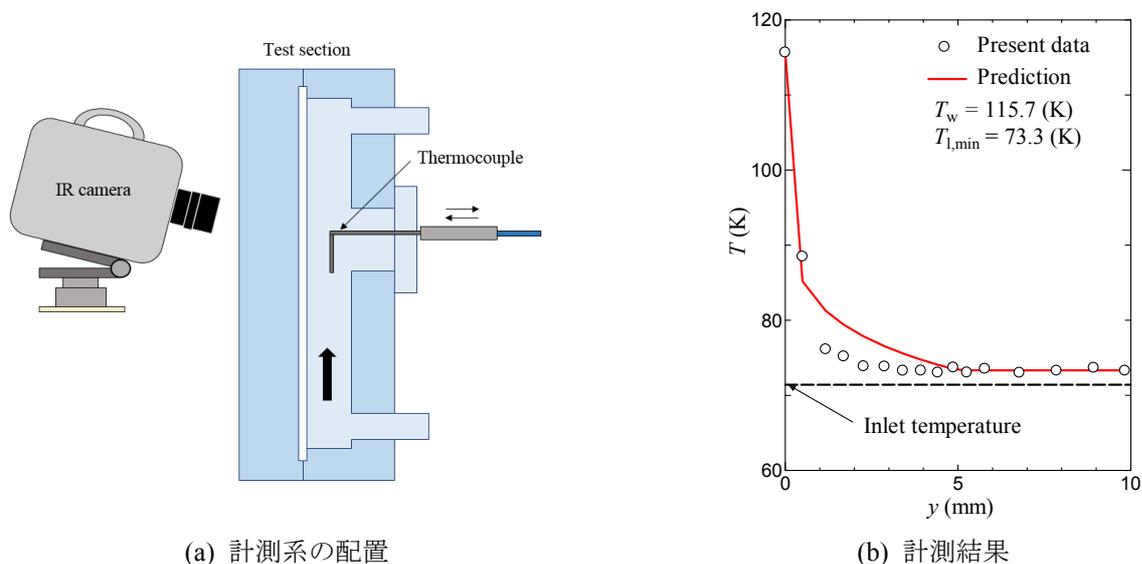
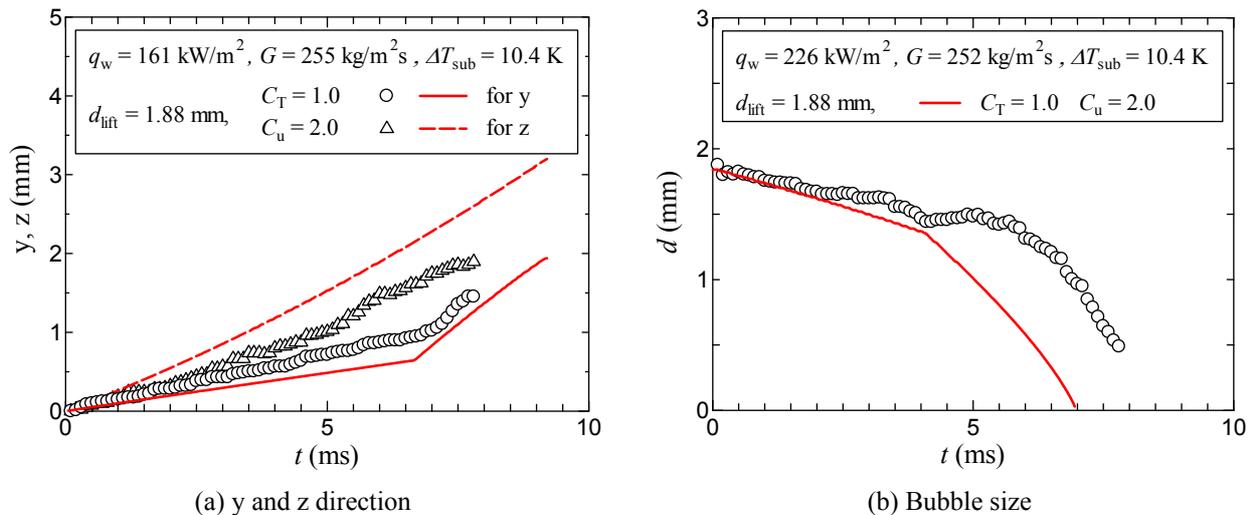


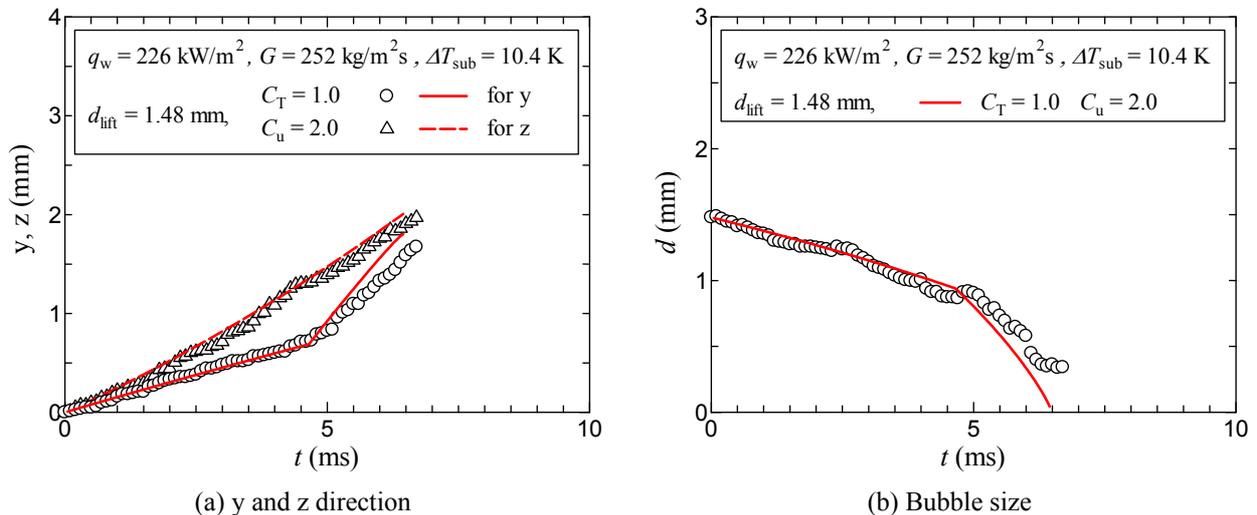
図 B-1 液相温度分布の計測

付録 C. 伝熱面離脱後の気泡軌跡とサイズの計算結果

第4章において、気泡の加速現象のモデル化を行った。そこで示した実験データは各ケースで代表的な気泡1つとしたため、同じ条件下で生成されるが大きさの異なる気泡について、解析結果を示していなかった。そこで、表2-2に示す各実験条件で、サイズの異なる数個の気泡をピックアップし、水平方向及び鉛直方向の気泡位置と気泡サイズについて、実験データと解析結果を図C-1に示す。サブクール度10K程度では概ね良好な一致が得られているが、より高サブクール度の条件では、気泡の凝縮速度を過大評価する傾向であり、凝縮熱伝達率の評価法について検討の必要がある。

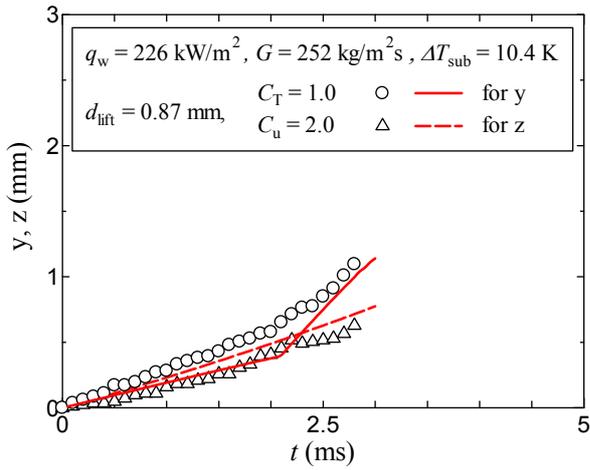


(i) Case B-1-1

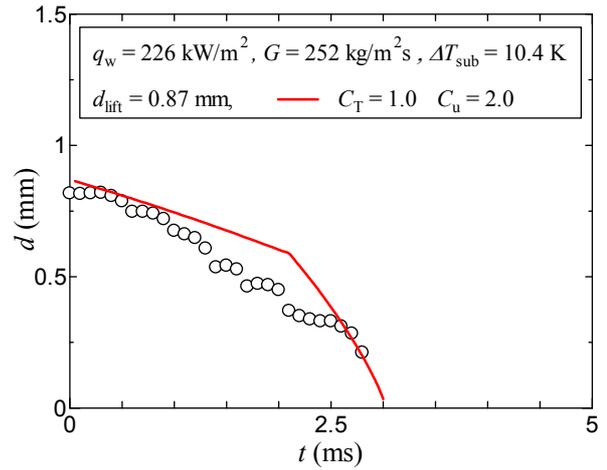


(ii) Case B-2-1

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較

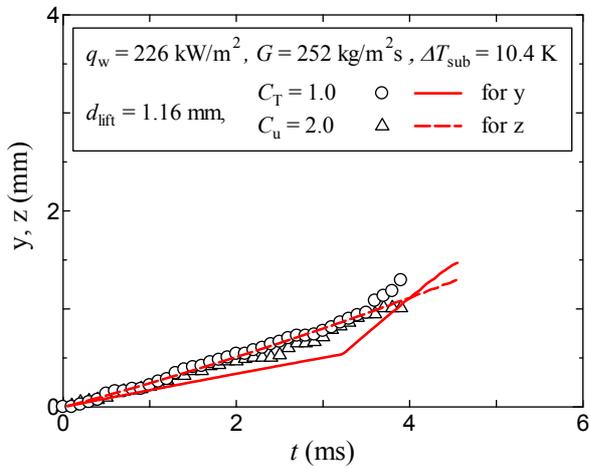


(a) y and z direction

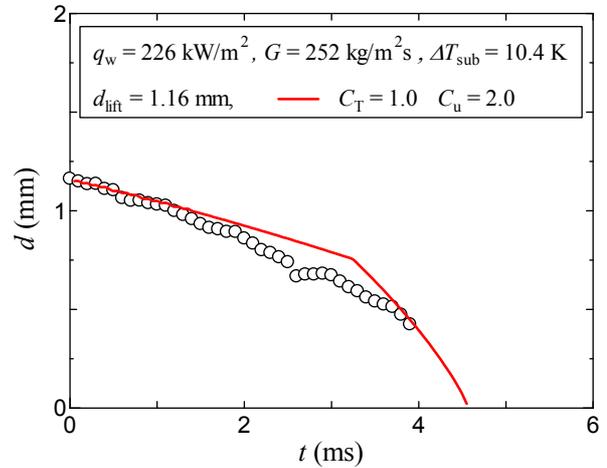


(b) Bubble size

(iii) Case B-2-2

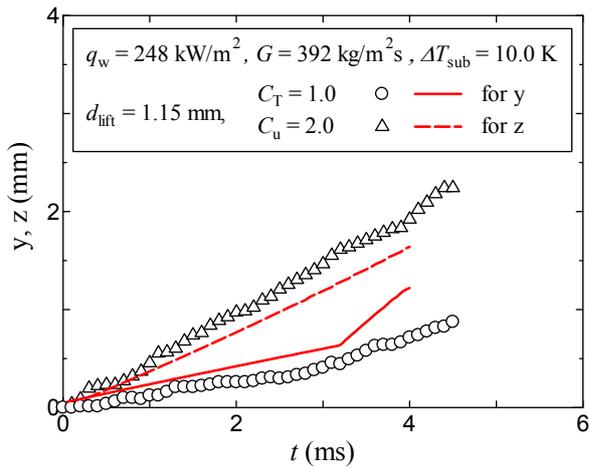


(a) y and z direction

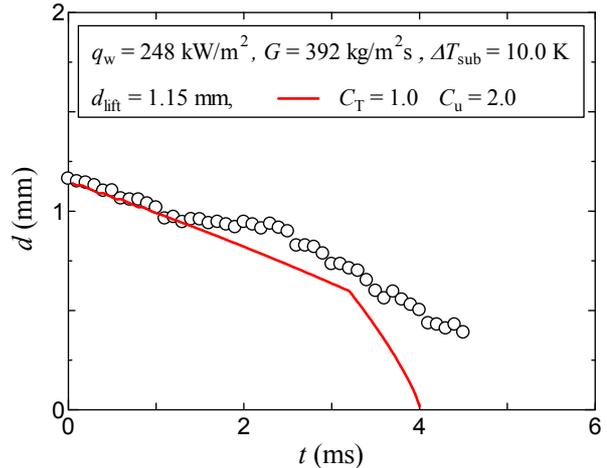


(b) Bubble size

(iv) Case B-2-3



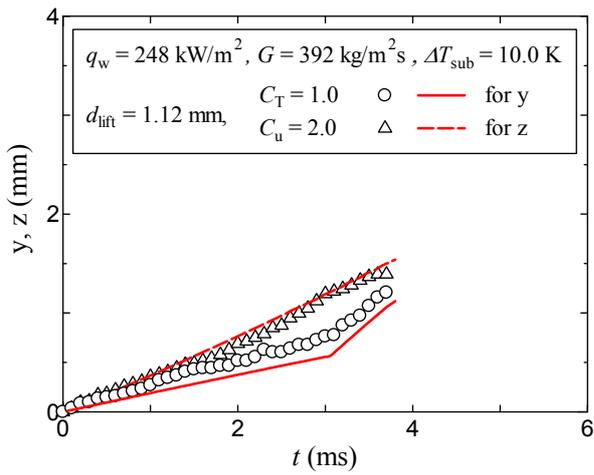
(a) y and z direction



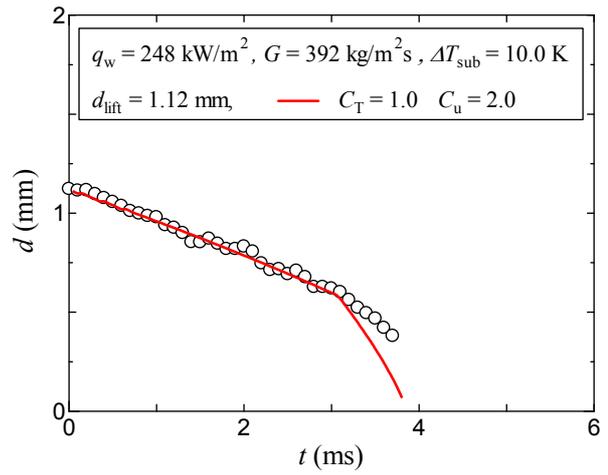
(b) Bubble size

(v) Case B-3-1

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

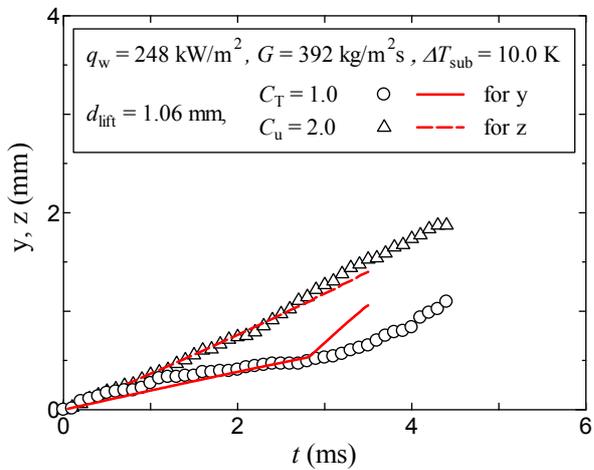


(a) y and z direction

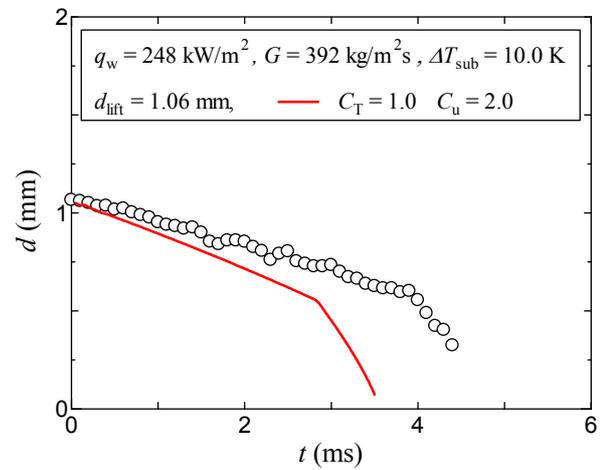


(b) Bubble size

(vi) Case B-3-2

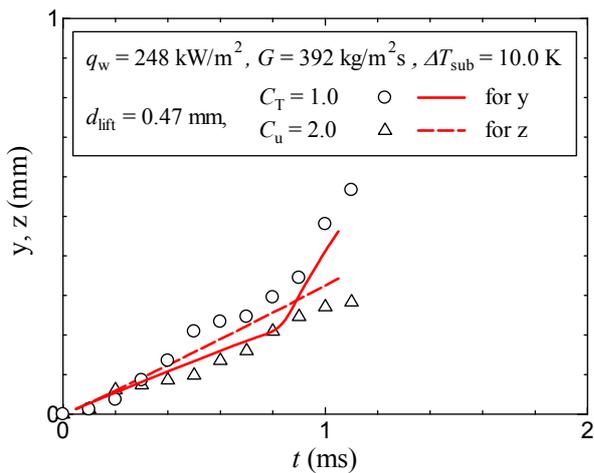


(a) y and z direction

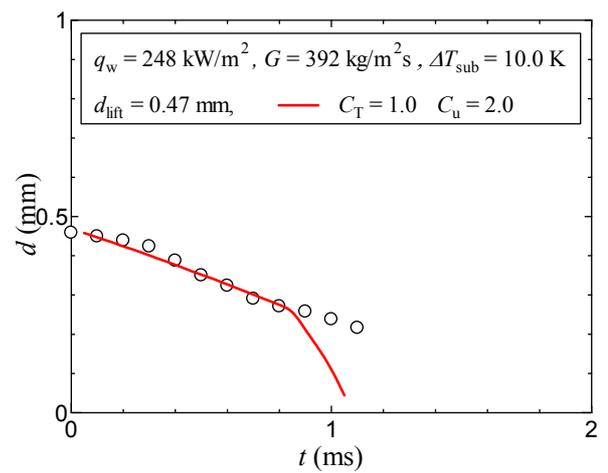


(b) Bubble size

(vii) Case B-3-3



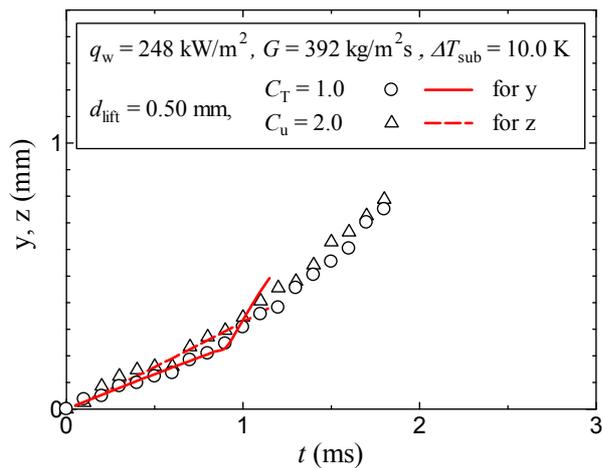
(a) y and z direction



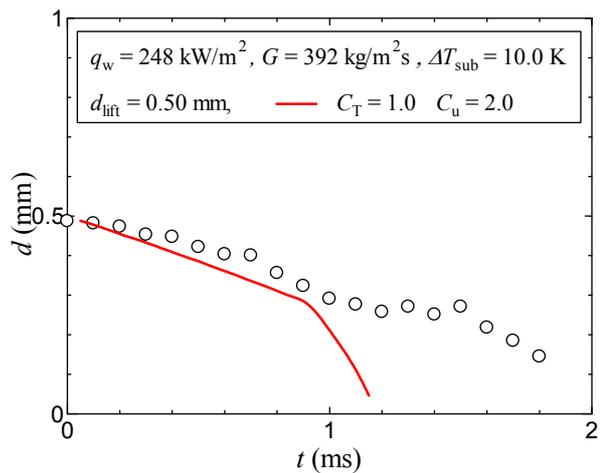
(b) Bubble size

(viii) Case B-3-4

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

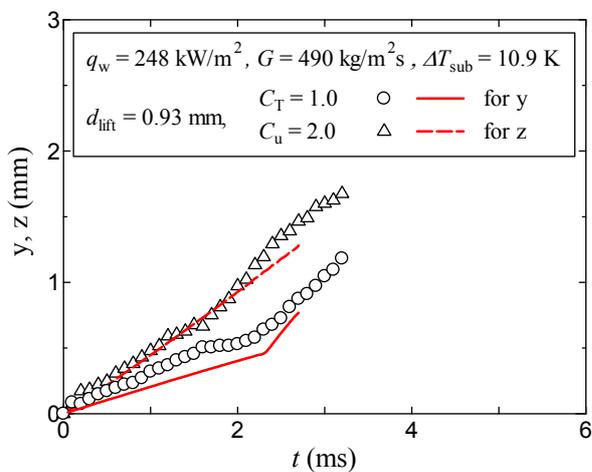


(a) y and z direction

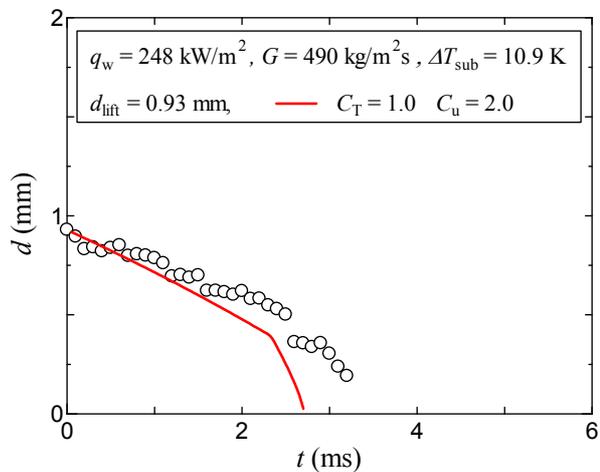


(b) Bubble size

(ix) Case B-3-5

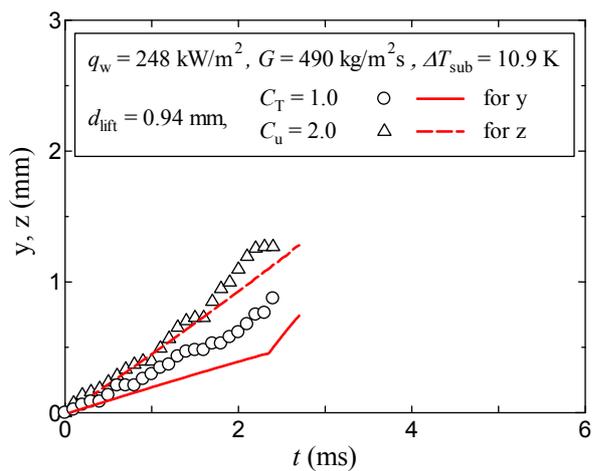


(a) y and z direction

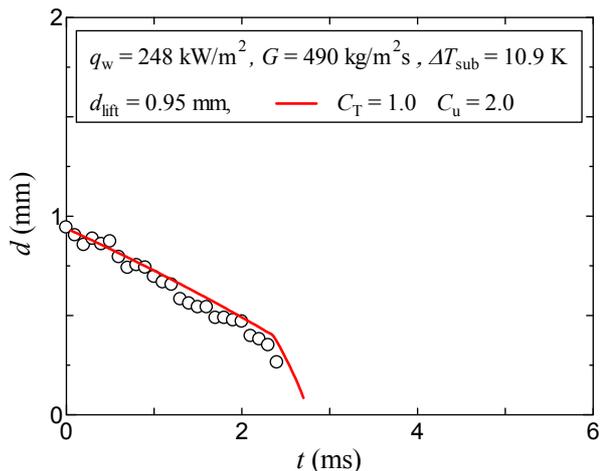


(b) Bubble size

(x) Case B-4-1



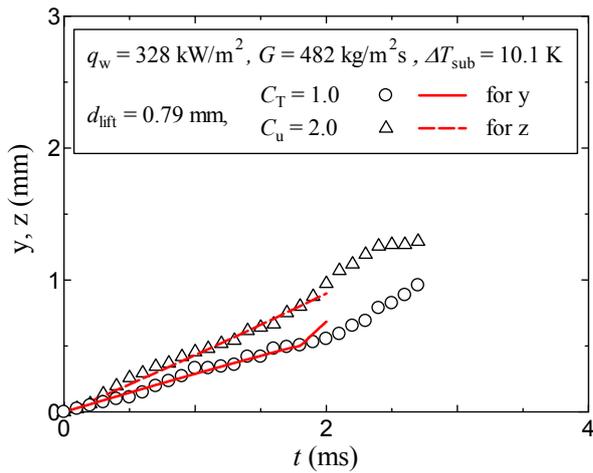
(a) y and z direction



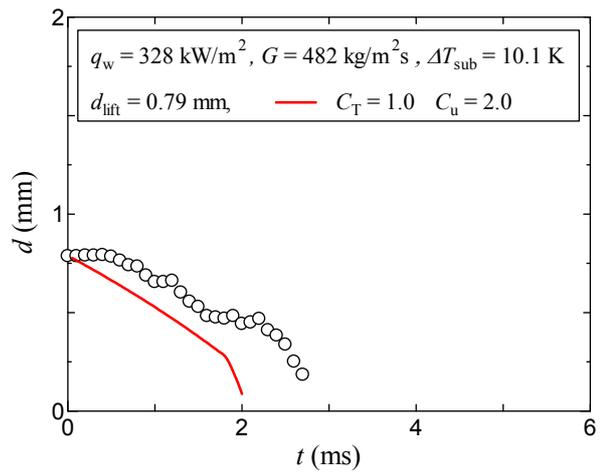
(b) Bubble size

(xi) Case B-4-2

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

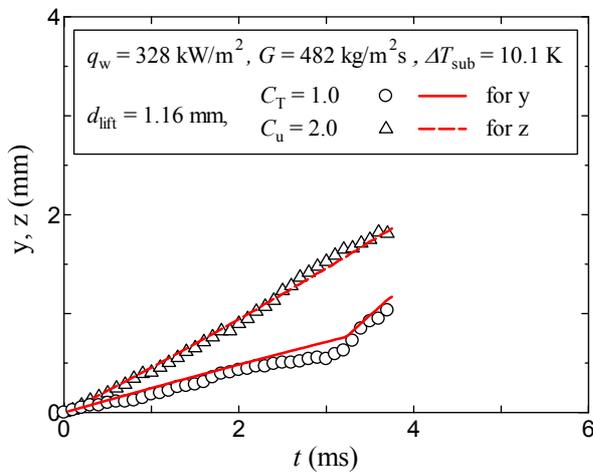


(a) y and z direction

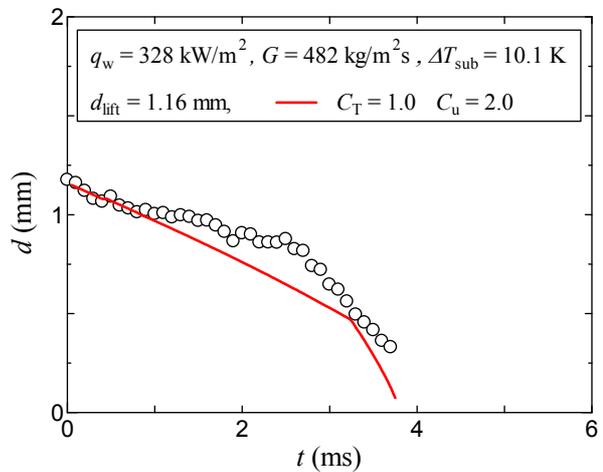


(b) Bubble size

(xii) Case B-5-1

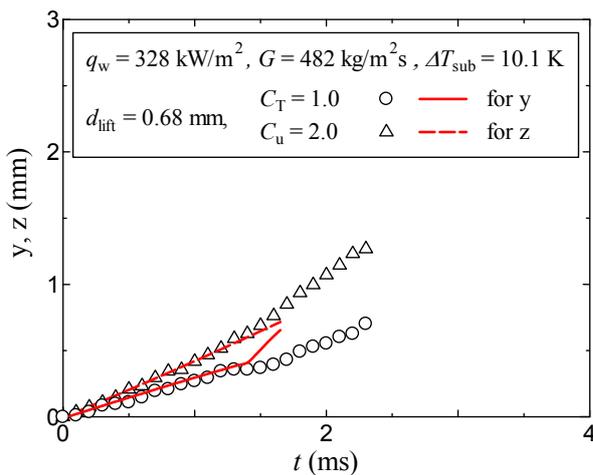


(a) y and z direction

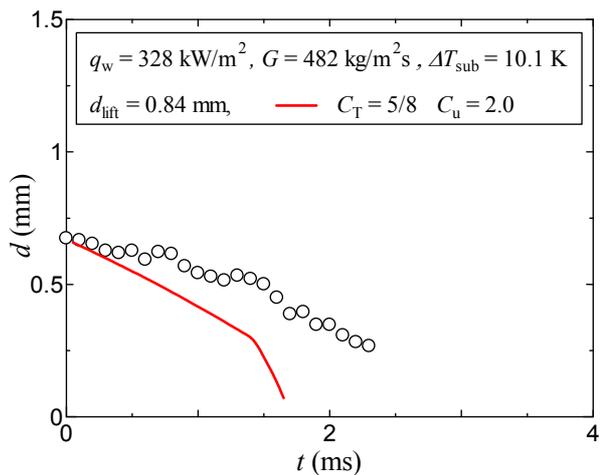


(b) Bubble size

(xiii) Case B-5-2



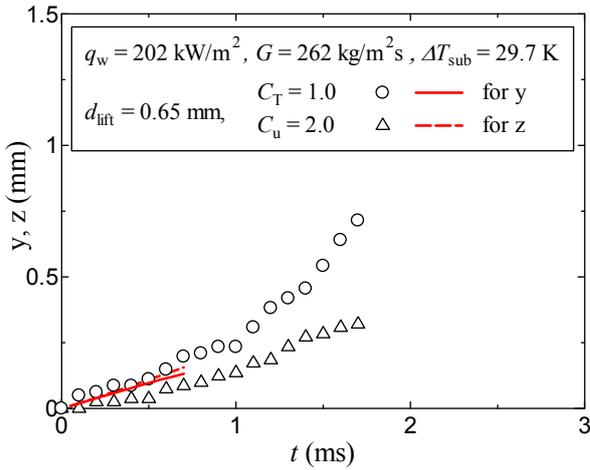
(a) y and z direction



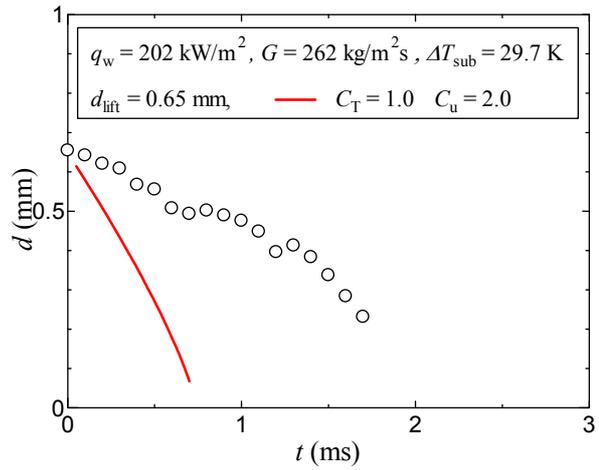
(b) Bubble size

(xiv) Case B-5-3

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

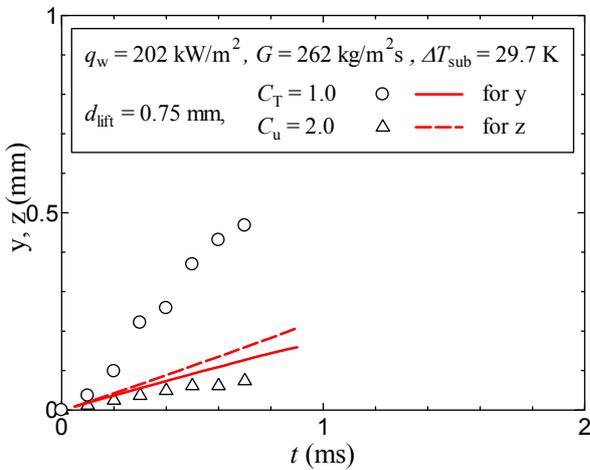


(a) y and z direction

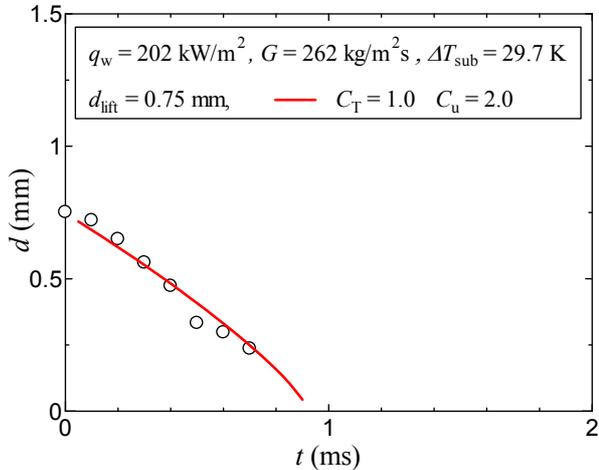


(b) Bubble size

(xv) Case B-6-1

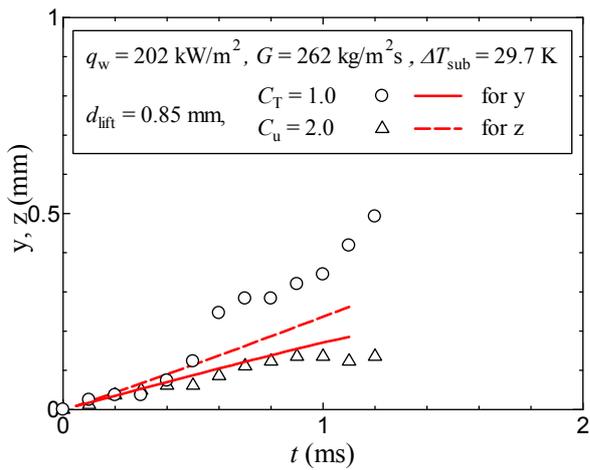


(a) y and z direction

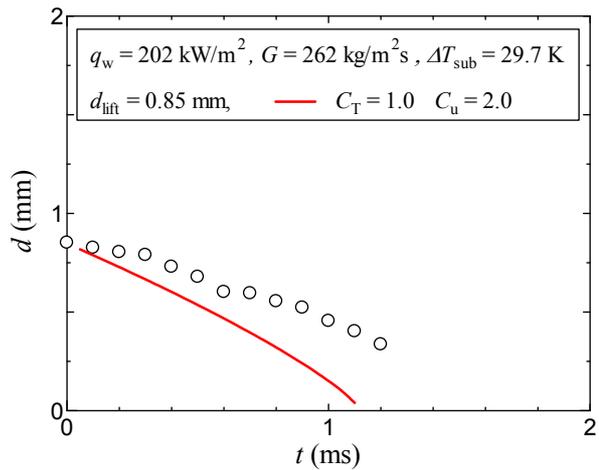


(b) Bubble size

(xvi) Case B-6-2



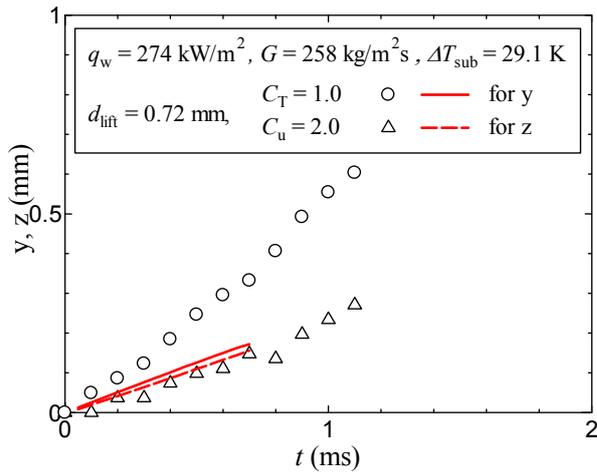
(a) y and z direction



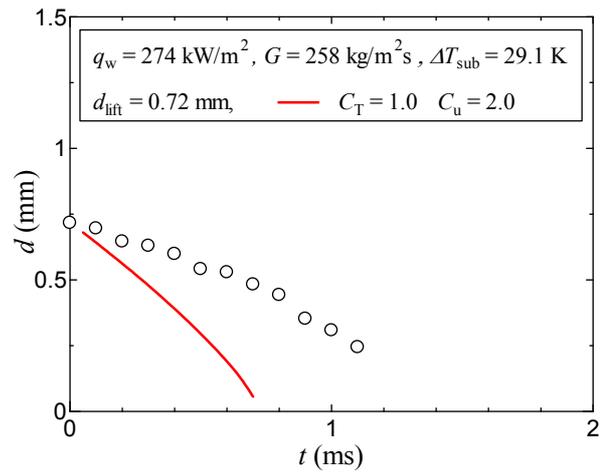
(b) Bubble size

(xvii) Case B-6-3

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

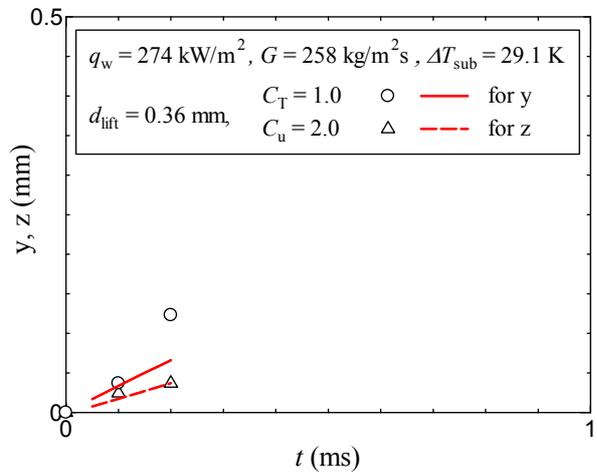


(a) y and z direction

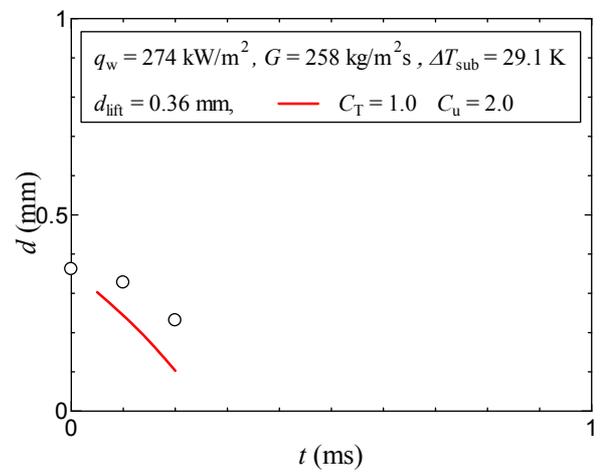


(b) Bubble size

(xviii) Case B-7-1

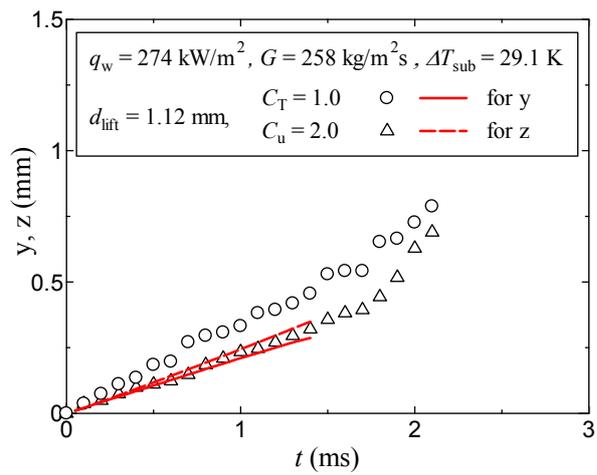


(a) y and z direction

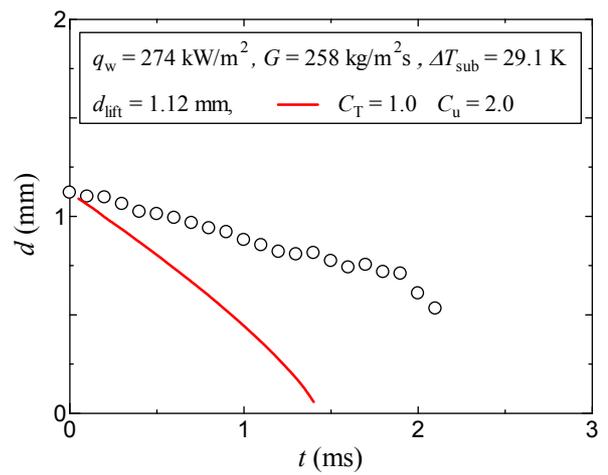


(b) Bubble size

(xix) Case B-7-2



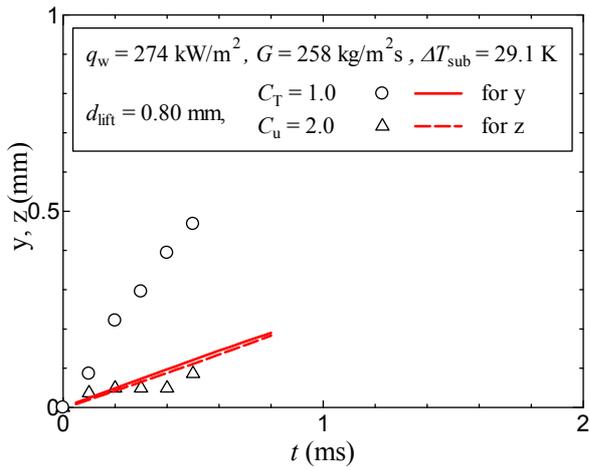
(a) y and z direction



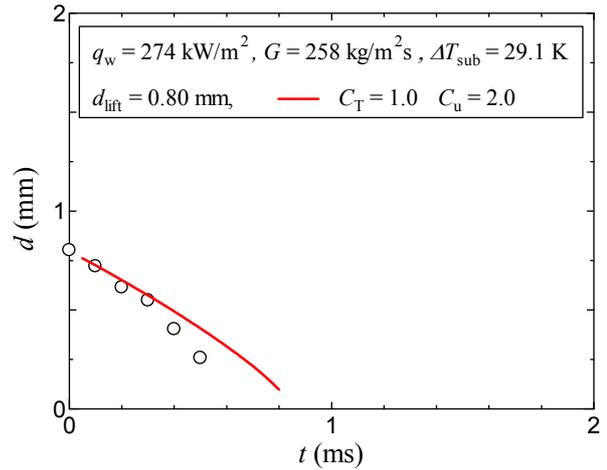
(b) Bubble size

(xx) Case B-7-3

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

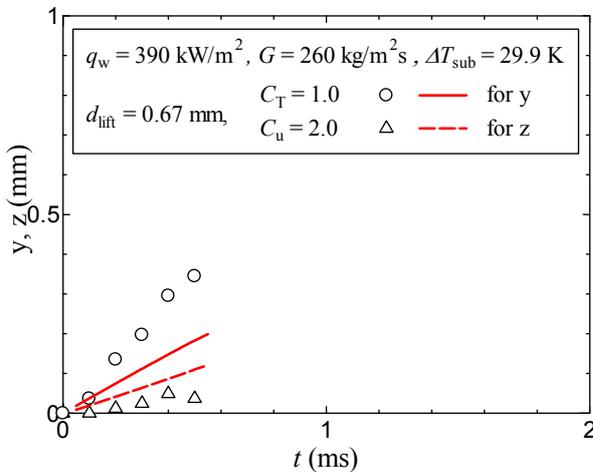


(a) y and z direction

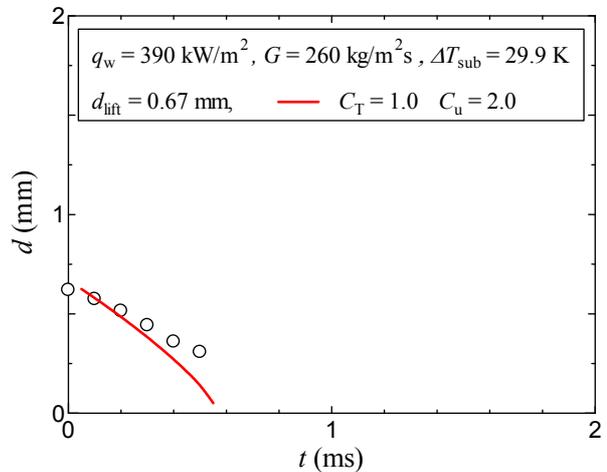


(b) Bubble size

(xxi) Case B-7-4

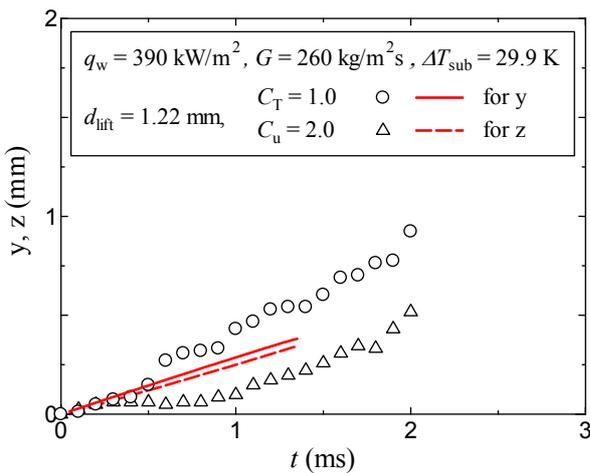


(a) y and z direction

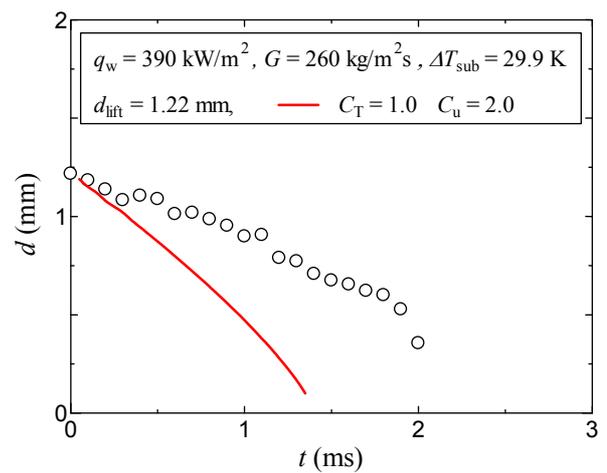


(b) Bubble size

(xxii) Case B-8-1



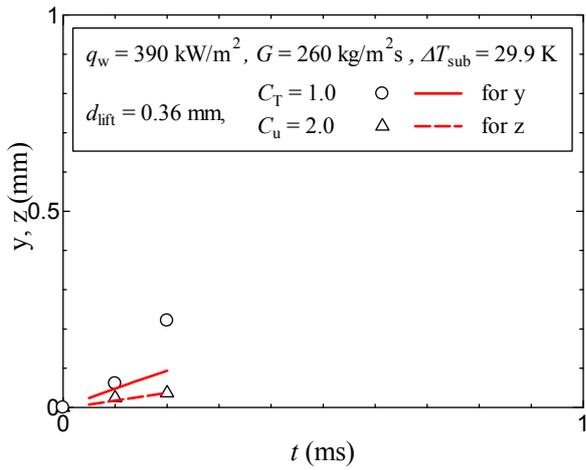
(a) y and z direction



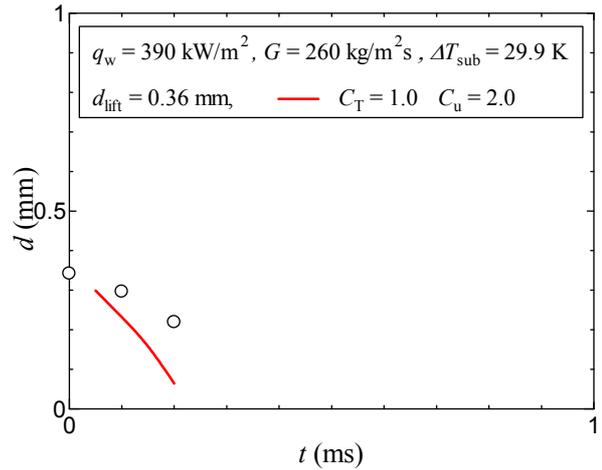
(b) Bubble size

(xxiii) Case B-8-2

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

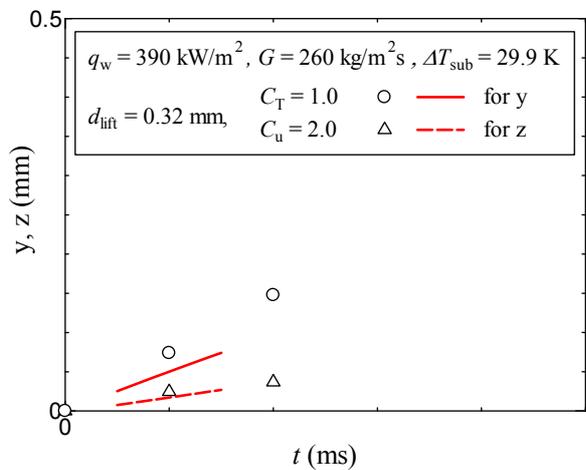


(a) y and z direction

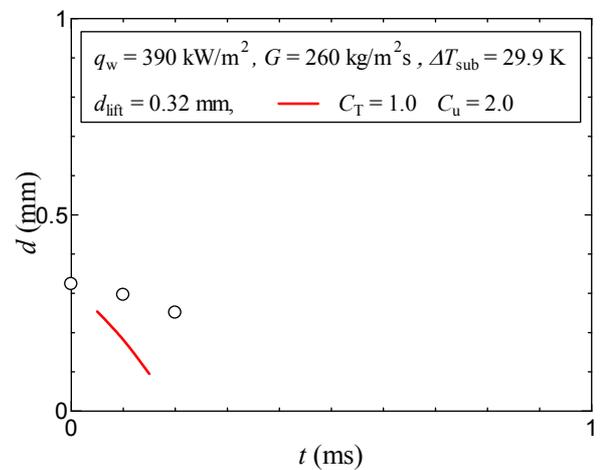


(b) bubble size

(xxiv) Case B-8-3

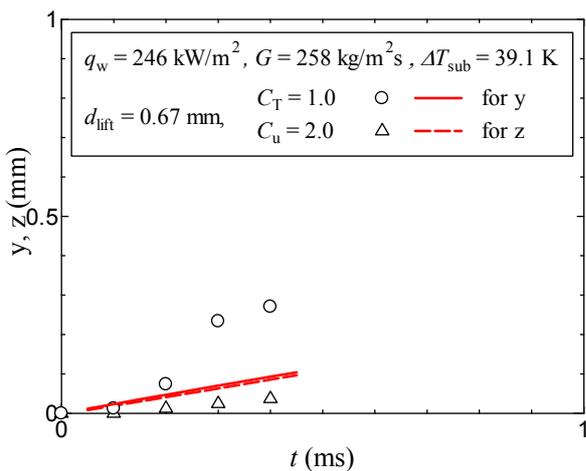


(a) y and z direction

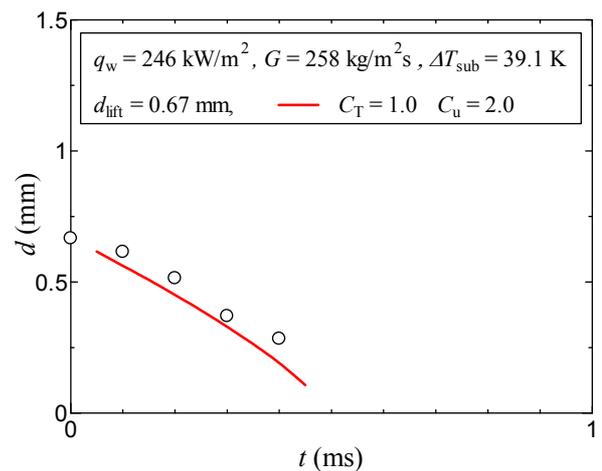


(b) bubble size

(xxv) Case B-8-4



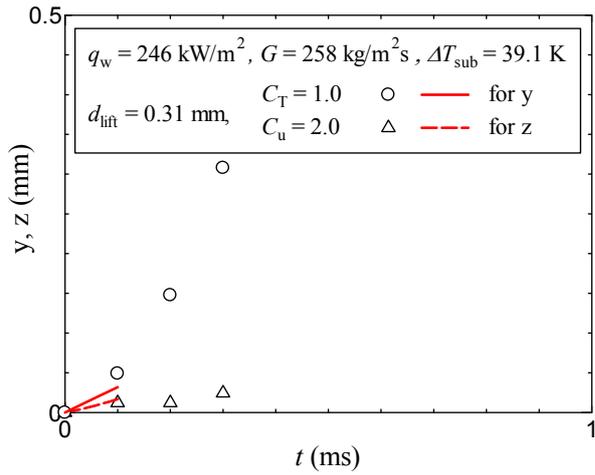
(a) y and z direction



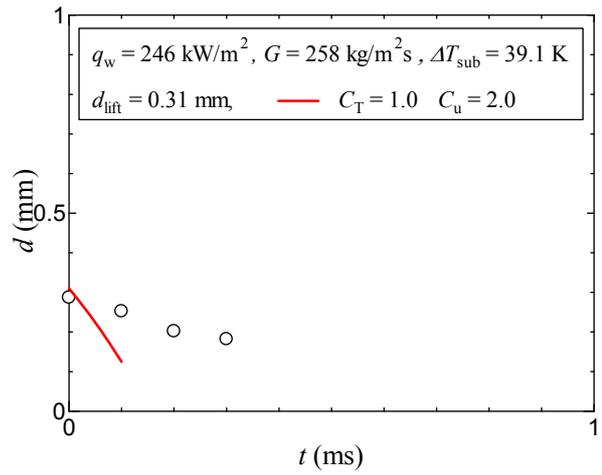
(b) bubble size

(xxvi) Case B-9-1

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

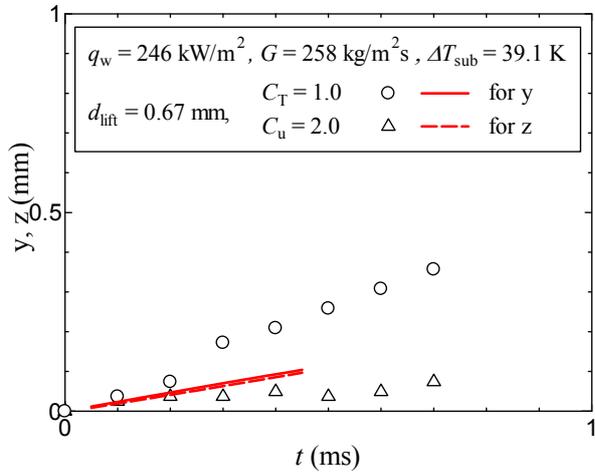


(a) y and z direction

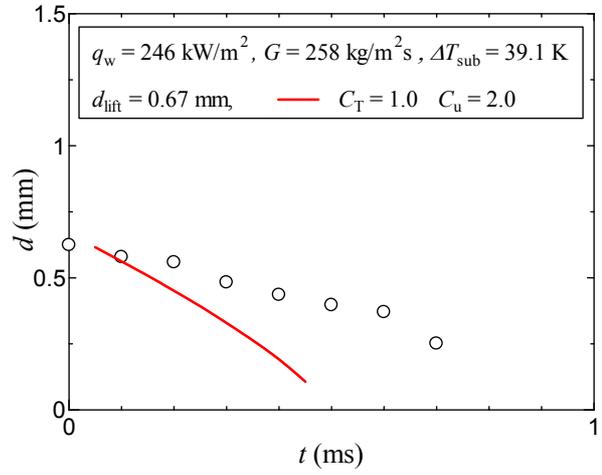


(b) Bubble size

(xxvii) Case B-9-2

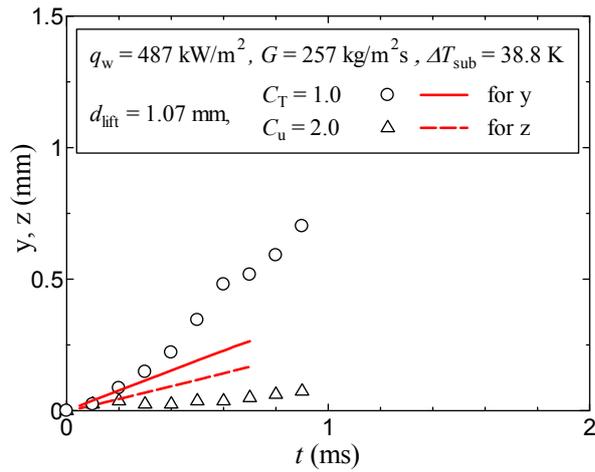


(a) y and z direction

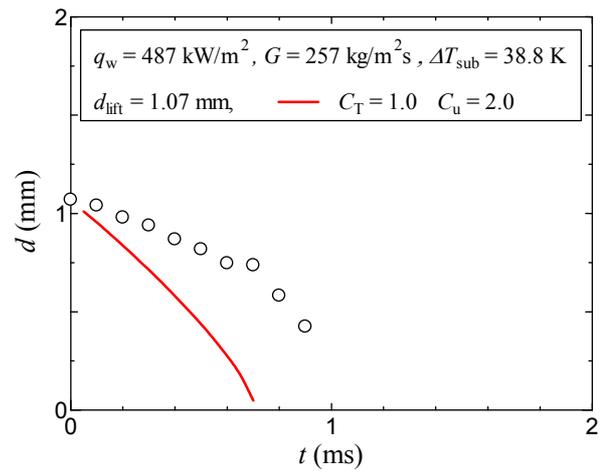


(b) Bubble size

(xxviii) Case B-9-3



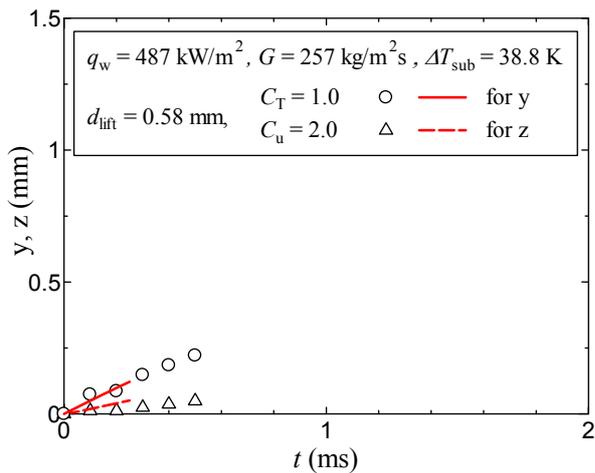
(a) y and z direction



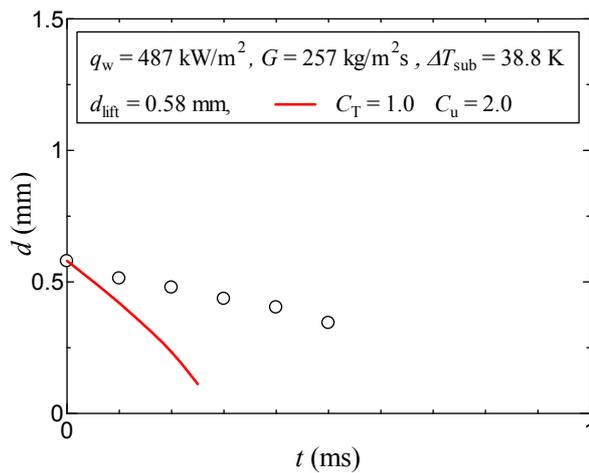
(b) Bubble size

(xxix) Case B-10-1

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

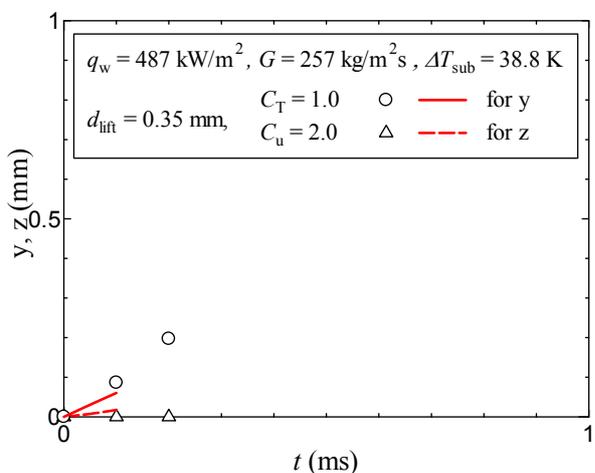


(a) y and z direction

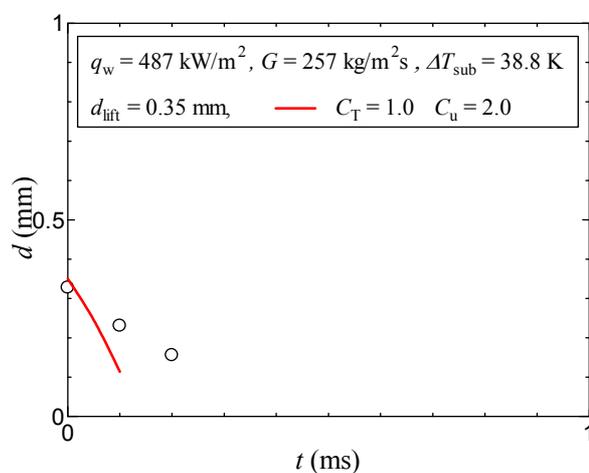


(b) Bubble size

(xxx) Case B-10-2



(a) y and z direction



(b) Bubble size

(xxxi) Case B-10-3

図 C-1 各実験条件における気泡の位置とサイズの計測結果と解析結果の比較 (続き)

付録 D. 気泡生成データ

表 D-1 に、第 5 章の気泡追跡解析で用いた気泡生成データの一部を示す。実際の解析では 350ms 間に発生した 19,082 個の気泡に関するデータを用いたが、紙面の都合で最初の 64 個のデータのみを示す。

Table D-1 Experimental data of generated bubbles

t [ms]	x [mm]	z [mm]	$d_{b,max}$ [mm]	t [ms]	x [mm]	z [mm]	$d_{b,max}$ [mm]
3.12500E-01	-2.40	189.80	0.099	6.25000E-01	3.50	196.00	0.911
3.12500E-01	0.50	82.42	0.108	6.25000E-01	0.67	137.00	0.927
3.12500E-01	4.10	190.60	0.133	7.81250E-01	-3.18	160.20	0.133
3.12500E-01	-3.93	98.33	0.140	7.81250E-01	0.70	166.80	0.212
3.12500E-01	-2.82	92.20	0.140	7.81250E-01	-1.94	128.80	0.212
3.12500E-01	-3.92	90.12	0.171	7.81250E-01	2.79	123.90	0.276
3.12500E-01	2.71	132.00	0.221	7.81250E-01	-0.47	76.81	0.360
3.12500E-01	-0.82	77.18	0.226	7.81250E-01	-2.55	107.10	0.526
3.12500E-01	-2.05	149.30	0.273	7.81250E-01	-4.43	152.90	0.610
3.12500E-01	-2.42	91.07	0.277	7.81250E-01	1.53	158.30	0.810
3.12500E-01	-0.55	73.62	0.286	9.37500E-01	-2.41	189.80	0.099
3.12500E-01	-1.37	135.20	0.378	9.37500E-01	-2.04	149.40	0.117
3.12500E-01	1.85	141.90	0.431	9.37500E-01	0.12	195.60	0.125
3.12500E-01	4.40	119.90	0.456	9.37500E-01	1.66	173.30	0.160
3.12500E-01	2.68	132.80	0.466	9.37500E-01	-0.52	73.69	0.286
3.12500E-01	2.58	134.20	0.516	9.37500E-01	-1.28	71.17	0.307
3.12500E-01	4.30	144.70	0.584	9.37500E-01	-0.37	166.80	0.322
3.12500E-01	-0.61	107.20	0.602	9.37500E-01	2.36	156.20	0.491
3.12500E-01	2.35	156.10	0.795	9.37500E-01	3.50	152.30	0.912
3.12500E-01	0.20	142.30	1.240	1.09380E+00	-3.19	160.20	0.140
4.68750E-01	4.00	74.44	0.117	1.09380E+00	-3.99	195.10	0.147
4.68750E-01	-3.19	160.20	0.153	1.09380E+00	0.17	70.54	0.283
4.68750E-01	-1.16	89.46	0.177	1.09380E+00	2.47	131.40	0.354
4.68750E-01	-2.16	88.80	0.203	1.09380E+00	1.60	159.90	0.357
6.25000E-01	1.34	122.80	0.217	1.09380E+00	0.98	121.80	0.422
6.25000E-01	-1.56	93.15	0.294	1.25000E+00	-1.43	190.00	0.203
6.25000E-01	-3.06	100.40	0.328	1.25000E+00	-2.77	169.10	0.316
6.25000E-01	-2.19	103.90	0.360	1.25000E+00	0.49	173.80	0.322
6.25000E-01	0.01	149.70	0.396	1.25000E+00	2.30	128.00	0.408
6.25000E-01	3.50	124.40	0.485	1.25000E+00	4.80	110.20	0.449
6.25000E-01	-0.06	110.60	0.716	1.25000E+00	-2.11	194.70	0.658
6.25000E-01	1.36	140.30	0.813	1.25000E+00	-0.64	164.90	0.658