

令和2年度原子力規制庁委託成果報告書

原子力施設等防災対策等委託費
(スクラビング個別効果試験) 事業

国立大学法人筑波大学

令和3年3月

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

本報告書に関する問い合わせは,原子力規制庁までお願いします.

目次

1. 単一気泡によるエアロゾル挙動測定実験.....	1
1.1. 気泡界面における可溶性エアロゾルの計測.....	1
1.1.1. 実験装置の改良.....	1
1.1.2. 気泡周囲で生じる位相場の計測.....	2
1.1.3. 位相場をエアロゾル濃度に変換する技術の開発.....	4
1.2. 単一気泡における微粒子除染性能の評価.....	10
1.2.1. 実験装置の整備.....	10
1.2.2. 気泡列における各種物理量の計測.....	13
1.2.3. DF 計測技術の開発.....	20
1.3. CFD コードの開発準備.....	26
1.3.1. 単一気泡の物質輸送評価に関する既存知見.....	26
1.3.2. CFD コードを構成する基礎方程式.....	29
1.3.3. 微粒子モデルの検討.....	33
1.3.4. 気泡径ごとのエアロゾル挙動解析結果.....	39
2. 気泡の 2 相流挙動測定実験.....	43
2.1. 気液二相流の詳細計測.....	43
2.1.1. 実験装置の改良.....	43
2.1.2. 気液二相流における表面積計測技術の開発.....	45
2.1.3. ガス流量が気液二相流挙動に与える影響.....	49
2.1.4. 凝縮性ガスが気液二相流挙動に与える影響.....	62
2.2. 気液二相流におけるエアロゾル除去効果の評価.....	65
2.2.1. 除染係数計測技術の開発.....	65
2.2.2. ガス流量およびサブマージェンスによるエアロゾル除去効果への影響.....	66
2.3. エアロゾル濃度の計測.....	70
2.3.1. エアロゾル濃度の可視化手法.....	70
2.3.2. プール水上部でのエアロゾル濃度の可視化.....	70
2.3.3. ノズル部での気泡形成時におけるエアロゾル濃度の可視化.....	72
3. 実験解析	74
文献目録	78

図目次

図 1-1	干渉計の改良部分	1
図 1-2	本年度干渉計で改良した光学系の画像	2
図 1-3	干渉計を用いて撮影した明視野画像	2
図 1-4	干渉計を用いて撮影した干渉縞画像	3
図 1-5	干渉計の干渉縞画像を基に計測した位相場	3
図 1-6	気泡界面において計測された位相場	4
図 1-7	位相情報の再構成に用いた Abel 逆変換の概要	7
図 1-8	干渉縞画像の画像処理手順	8
図 1-9	分子屈折の概念を用いて計測した気泡周囲におけるグリセリンのモル比	9
図 1-10	気泡界面におけるグリセリンのモル比分布	10
図 1-11	CPC およびスペクトロメータによる粒子計測結果の比較	11
図 1-12	気泡列を用いて DF を計測するための実験装置	12
図 1-13	本年度設備した物品の画像	13
図 1-14	流量ごとの気泡列可視化結果	14
図 1-15	画像処理による気泡列における各単一気泡の追跡結果	15
図 1-16	気泡追跡による気泡列中で計測された各気泡の挙動	16
図 1-17	各流量条件における気泡列上昇速度と既存実験相関式の比較	17
図 1-18	各流量条件における気泡アスペクト比と既存実験相関式の比較	18
図 1-19	各流量条件における気泡径	19
図 1-20	各計測条件における微差圧系を用いた気泡発生周波数の計測結果	19
図 1-21	画像より得られた気相流量および微差圧計から計測した気相流量の比較	20
図 1-22	各計測条件の基準水位におけるエアロゾル粒径分布	22
図 1-23	各計測条件の基準水位におけるエアロゾル計測結果	22
図 1-24	各流量, 計測条件の基準水位における総粒子個数濃度	23
図 1-25	各流量, 計測条件の基準水位における流量で正規化した総粒子個数濃度	23
図 1-26	各流量, 計測条件におけるサブマージェンスごとの総エアロゾル濃度	24
図 1-27	各流量, 計測条件における DF	25
図 1-28	各計測条件, サブマージェンスにおける粒径ごとの DF 分布	25
図 1-29	代表的な Eulerian 混相流スキームの利点・欠点 ^[30]	30
図 1-30	本研究で実施した流体解析のフロー図	33
図 1-31	微粒子モデルの検討に用いた解析条件	34
図 1-32	$d_B = 5 \text{ mm}$ における解析結果	34
図 1-33	気泡挙動の解析結果および既存相関式の比較	35
図 1-34	ラグランジュ微粒子モデルを用いた粒子解析結果	38
図 1-35	オイラー微粒子モデルを用いた粒子解析結果	38

図 1-36	粒子解析結果および実験結果の比較	39
図 1-37	気泡径ごとのエアロゾル挙動解析の用いた解析条件	39
図 1-38	$d_B = 3 \text{ mm}$ における気泡挙動解析結果	40
図 1-39	$d_B = 5 \text{ mm}$ における気泡挙動解析結果	40
図 1-40	$d_B = 10 \text{ mm}$ における解析結果	41
図 1-41	気泡径ごとの DF 解析結果	41
図 1-42	気泡径ごとの気泡内微粒子運動計測結果	42
図 1-1	ボイド率計測装置の概要	43
図 1-2	エアロゾル中和器および静電測定用メーター	44
図 1-3	ワイヤメッシュセンサの概要	45
図 1-4	ボイド率データ解析手法	46
図 1-5	RANSAC 法の概要	47
図 1-6	アスペクト比の算出方法	48
図 1-7	気液界面の検出結果	49
図 1-8	平均ボイド率分布の計測結果 ($Q = 30, 60, 90 \text{ L/min}$, $z = 100, 300, 500, 700, 900 \text{ mm}$)	50
図 1-9	各流量およびサブマージェンスにおける平均ボイド率の計測結果	51
図 1-10	平均気相速度分布の計測結果 ($Q = 30, 60, 90 \text{ L/min}$, $z = 100, 300, 500, 700, 900 \text{ mm}$)	52
図 1-11	各流量およびサブマージェンスにおける平均気相速度の計測結果および MELCOR における気相速度との比較	53
図 1-12	各流量およびサブマージェンスにおける気泡径分布	54
図 1-13	各流量におけるサブマージェンスと気泡のザウター平均径の関係	54
図 1-14	各流量およびサブマージェンスにおける気泡径と気泡上昇速度の関係	55
図 1-15	各流量における気泡径と気泡上昇速度の関係 ($z = 500 \text{ mm}$)	56
図 1-16	各サブマージェンスにおける気泡径と気泡の水平方向速度分布 ($Q = 30 \text{ L/min}$)	57
図 1-17	各サブマージェンスにおける気泡径と気泡の水平方向速度の関係 ($Q = 30 \text{ L/min}$)	57
図 1-18	各流量およびサブマージェンスにおける気泡径と気泡表面積の関係	58
図 1-19	各流量における気泡径と気泡表面積の関係 ($z = 500 \text{ mm}$)	59
図 1-20	気泡径と気泡表面積の関係に対して最小二乗法により二次関数でフィッティングを行った結果 ($Q = 60 \text{ L/min}$)	60
図 1-21	気液界面総表面積の計測結果および MELCOR の気泡分裂モデルにおける気液界面総表面積との比較	60
図 1-22	気液界面比表面積の計測結果および MELCOR の気泡分裂モデルにおける気	

液界面比表面積との比較.....	61
図 1-23 気液界面積濃度の計測結果.....	62
図 1-24 蒸気混合条件における気泡径分布.....	63
図 1-25 蒸気混合条件における気泡径と気泡速度の関係.....	63
図 1-26 蒸気混合条件における気泡径と表面積の関係.....	64
図 1-27 除染係数計測装置の概要.....	65
図 1-28 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾルの粒径分布と 粒径ごとの除染係数.....	67
図 1-29 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾルの粒径の確率密度関数.....	68
図 1-30 各流量およびサブマージェンスにおける計測されたエアロゾルの総数と質量中央径.....	68
図 1-31 各流量におけるエアロゾル粒径ごとの DF とサブマージェンスの関係.....	69
図 1-32 各流量における全質量 DF とサブマージェンスの関係.....	69
図 1-33 エアロゾル濃度の可視化計測手法.....	70
図 1-34 プール水上部でのエアロゾル濃度の可視化結果.....	71
図 1-35 プール水表面での気泡の破裂とエアロゾルの放出挙動.....	72
図 1-36 ノズル端での気泡形成挙動とエアロゾル挙動.....	73
図 2-1 R2 年度に実施した解析の解析体系.....	75
図 2-2 各流量およびエアロゾル粒径におけるサブマージェンスと DF の関係を MELCOR により解析した結果.....	75
図 2-3 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾル粒径ごとの DF と MELCOR 解析結果との比較.....	76
図 2-4 各流量におけるサブマージェンスと全質量での DF との関係と MELCOR 解析結果との比較.....	77

表目次

表 1-1	DF 計測の計測条件	21
表 1-1	気泡追跡時の探索条件	46
表 1-2	RANSAC 条件	48
表 1-3	蒸気混合実験の試験条件と計測したザウター平均径および気液界面総表面積	64
表 2-1	R2 年度の解析条件.....	74

1. 単一気泡によるエアロゾル挙動測定実験

プールスクラビング時における気泡発生からその上昇、液面到達までにおける単一気泡又は少数気泡の挙動及び気泡内外の詳細なエアロゾルの挙動を高い時空間解像度で把握するための実験を実施する。実験では、水を溜めた実験部容器内にエアロゾルが混入したガスを流入させ、単一又は少数気泡を発生させる。その際の気泡と気泡内外のエアロゾル挙動を高速度カメラやPIV等を使用して詳細に計測する。

1.1. 気泡界面における可溶性エアロゾルの計測

1.1.1. 実験装置の改良

単一気泡において生じる微粒子の除染現象を詳細に観察するため、Mach-Zehnder (M/Z) 干渉計を用いた密度場計測を実施する。従来の光学系ではビームエキスパンダでレーザーを拡大した際に像面の輝度が一定でなく、ガウス分布を生じる問題が生じていた。このことにより、像面の中心部における高輝度な部分を使用すると、端部においてダイナミックレンジが確保できず、正確な計測ができない問題があった。そこで、本年度は図 1-1 に示す干渉計の改良部分のうち、レーザーおよび LED 照明のビーム径を拡大するビームエキスパンダおよびテレセントリックレンズの光学系の改良を行った。図 1-2 に実際に改良した光学系の画像を示す。ビームエキスパンダおよびテレセントリックレンズを改良し、アラインメントを実施することで像面全体において均質な画像を得られることを確認した。

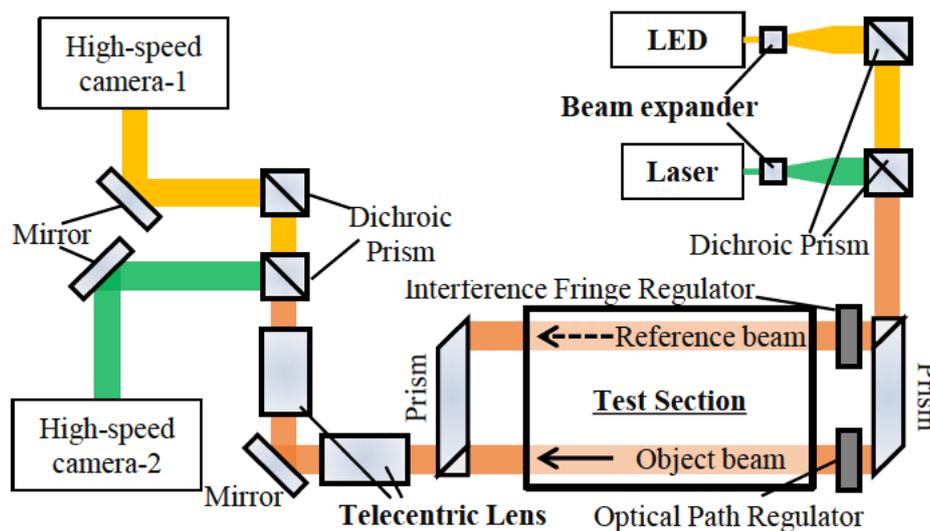


図 1-1 干渉計の改良部分

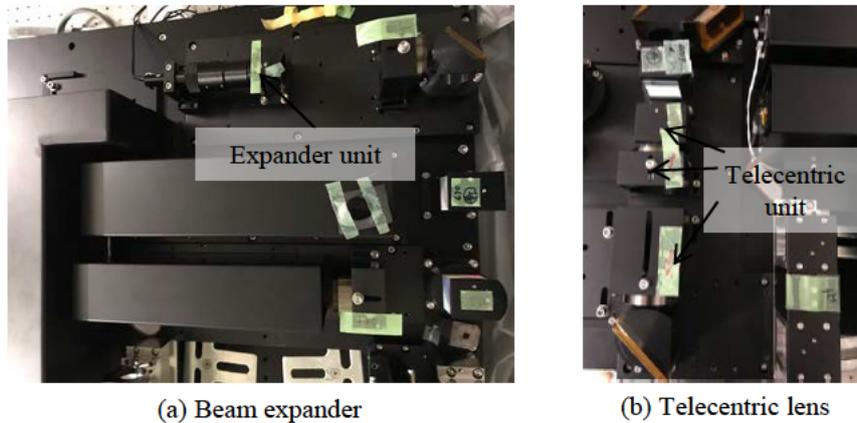


図 1-2 本年度干渉計で改良した光学系の画像

1.1.2. 気泡周囲で生じる位相場の計測

単一気泡において生じる微粒子の除染現象を詳細に観察するため、内部に微粒子を含む単一気泡から除染され、水中に溶解した微粒子を濃度情報として計測した。計測の際、気泡内部に投入する微粒子としてグリセリン水溶液を加熱し、生じた蒸気を急激に凝縮することで発生した微粒子を用いた。計測に用いた微粒子の密度は 1100 kg/m^3 であり、質量メジアン径 (MMD) は $0.75 \mu\text{m}$ であった。図 1-3 に干渉計を用いて撮影した明視野観察結果を示す。計測結果より、上昇する気泡の周囲において密度差に起因する黒い筋のようなものがみられた。また図 1-4 に干渉計を用いて撮影した気泡周囲における干渉縞の画像を示す。可視化は図 1-3 に示す明視野画像と同期して行われた。可視化結果より、気泡の周囲において明視野画像で黒い筋が生じていた場所で干渉縞が大きく乱れていることを確認した。この干渉縞の乱れは微粒子が除染された際に気泡の周囲で生じる濃度場に起因する光路差の変化により生じたものと考えられる。

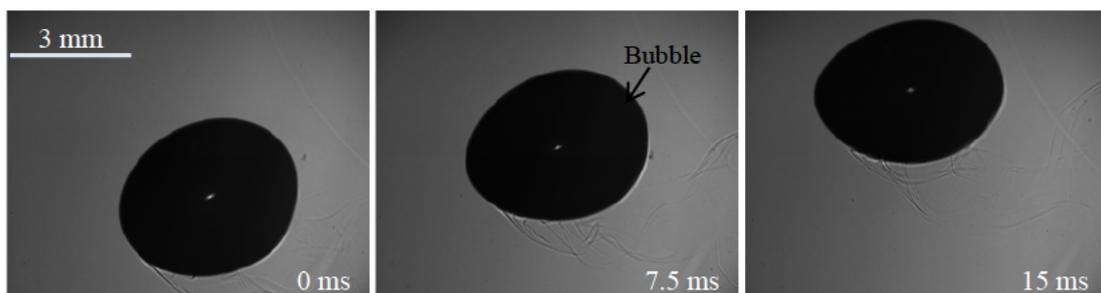


図 1-3 干渉計を用いて撮影した明視野画像

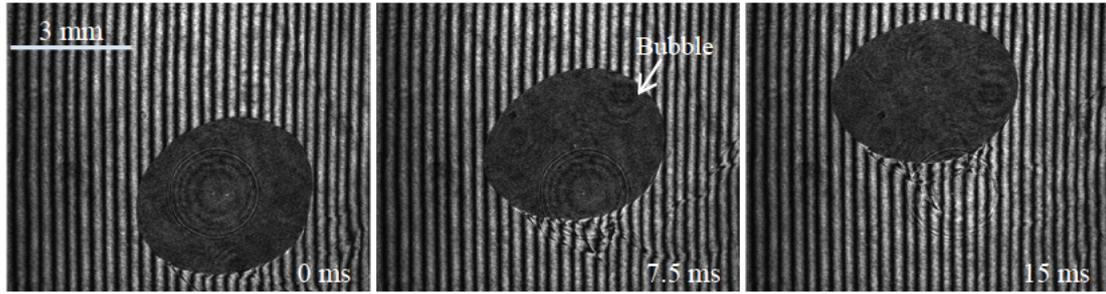


図 1-4 干渉計を用いて撮影した干渉縞画像

計測結果より，気泡周囲に生じる位相差 ϕ に対して干渉縞画像の FFT における輝度情報のフーリエ変換の結果 c_1 ，密度場が生じていない時のフーリエ変換の結果 c_2 をそれぞれ用いて実部と虚部の情報より気泡周囲に生じる位相場の情報を以下の式を用いて計算した：

$$\phi_o = \arctan \frac{\text{Re } c_2(x,y)}{\text{Im } c_2(x,y)} - \arctan \frac{\text{Re } c_1(x,y)}{\text{Im } c_1(x,y)} \quad (1-1)$$

得られた位相場の情報を用いに対して M. A. Herraez et al., (2002)^[1]の手法を用いて位相アンラッピングした結果を図 1-5 に示す．計算した位相の情報は，気泡周囲に生じる密度場の積算値に対応する．以上の情報のうち，気泡界面における位相の上昇を抽出して極座標系でプロットした結果を図 1-6 に示す．計測結果より，気泡の界面に位相分布が生じていることが明らかになったものの，本情報はあくまで気泡を透過する画像の積算値に対応する情報であり，各断面における位相の上昇を取得することで密度分布を物性情報として評価することが求められている．

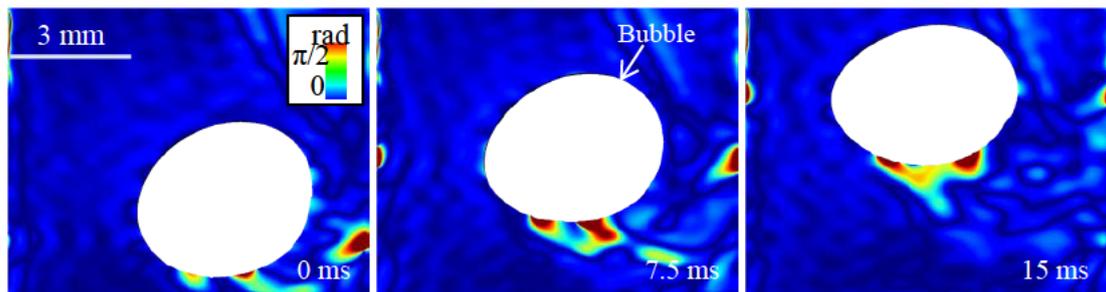


図 1-5 干渉計の干渉縞画像を基に計測した位相場

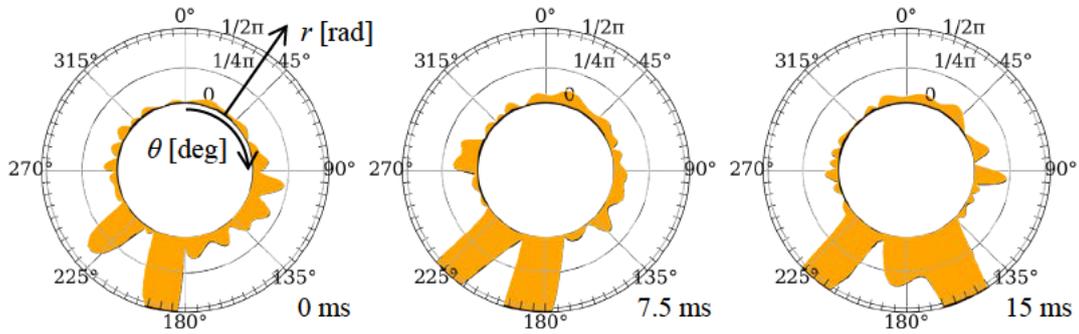


図 1-6 気泡界面において計測された位相場

1.1.3. 位相場をエアロゾル濃度に変換する技術の開発

気泡周囲に生じる位相の情報を物理量に変換するためには、計測値の投影である積算情報をもとに断面ごとの情報に再構成する必要がある。一般に、対象とする任意の三次元分布に対して、投影情報から三次元的な分布を再構成する手法をコンピュータ断層撮影 (CT) と呼ぶ。以下に、任意の投影に対する一般式から断面の情報を再構成する過程を説明する^[2]。任意の断面 (x, y) に対して任意の方向から投影した座標系 (r, s) を定義する。ここで、任意断面と投影座標系の傾きを θ とすると、分布の原関数 $f(x, y)$ に対して投影 $g(r, \theta)$ は以下の式で与えられる:

$$g(r, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) ds. \quad (1-2)$$

ここで、仮に分布を定常と仮定する場合、傾き θ を変更することで、任意の座標から複数の投影を計測することで原関数 $f(x, y)$ を求めることができる。これは、対象とする物体に対してレーザーの照射方向を回転した画像を複数撮影することで達成される。しかしながら、本計測が対象とする非定常な分布に対しては物体を回転させることで生じる時間経過により原関数 $f(x, y)$ が時間変化してしまうため、計測することができない。そこで、本研究では計測対象周囲における原関数の分布を中心軸に対して対象という仮定をおく、Abel 逆変換^[3]を用いて単一方向の投影の計測結果より断面情報の再構成を実施した。

Abel 逆変換の概要を図 1-7 に示す。図 1-7 (a) に示すように、 (x, y) 平面に対して円筒状に对称な原関数 $f(r)$ が存在しているとする。この時、任意の方向から計測される投影 $F(y)$ はアベル変換により以下のように表される:

$$\begin{aligned}
F(y) &= \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\sqrt{x_i^2 + y_j^2}\right) dx \\
&= 2 \int_r^{\infty} \frac{r_{i,j} f(r_{i,j})}{\sqrt{r_1^2 - r_{i,j}^2}} dr.
\end{aligned} \tag{1-3}$$

この時、投影の情報をもとに原関数を再構成することを Abel 逆変換とよび、以下の式で表される:

$$f(r_{i,j}) = \frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{F'(r_{i,j})}{\sqrt{r_1^2 - r_{i,j}^2}} dr. \tag{1-4}$$

上式を数値的に解くことを Abel 逆変換と呼ばれている。Abel 逆変換で式(1-4)を直接解くと特異点で不連続になることが知られており、再構成時に課題となっている。この課題を克服するため、Gaussian basis set expansion (Dribinski et al., 2002^[4]), three point method (Dasch et al., 1992^[5]), back projection method (Bordas et al. 1996^[6])などが知られている。本研究では左右非対称な分布に適用可能な three point method を実装した。

Three point method による Abel 逆変換の概要を図 1-7 (b)に示す。本手法では式(1-4)を以下のように変形する^[7]:

$$f(r_j) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i \geq j} \int_{y_{i0}}^{y_{if}} F'(y) \frac{\cosh\left(ka\sqrt{y^2 - r_j^2}\right)}{\sqrt{y^2 - r_j^2}} dy. \tag{1-5}$$

ここで、 $r_j = j\Delta r$, $y_{if} = \Delta r(i + 1/2)$, $y_{i0} = \Delta r(i + g_{ij})$ である。ここで、 g_{ij} は:

$$g_{ij} = \begin{cases} i & \text{when } i = j \\ -\frac{1}{2} & \text{otherwise} \end{cases} \tag{1-6}$$

と表される。更に、 $y = \Delta r(i + \delta)$ と仮定すると、(1-5)は以下のように変形できる:

$$f(r_j) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i \geq j} \int_{g_{ij}}^{1/2} F'(\Delta r(i + \delta)) \frac{\cosh(ka\Delta r\sqrt{(i + \delta)^2 - j^2})}{\Delta r\sqrt{(i + \delta)^2 - j^2}} d\delta. \tag{1-7}$$

上式を踏まえ、 $F'(\Delta r(i + \delta))$ および $\cosh(ka\Delta r \{(i + \delta)^2 - j^2\}^{1/2})$ を一次のテイラー級数として展開すると以下のように表される:

$$\begin{aligned} F'(\Delta r(i + \delta)) &\approx F'(i\Delta r) + F''(i\Delta r)\delta\Delta r \\ \cosh(ka\Delta r\sqrt{(i + \delta)^2 - j^2}) &\approx \cosh(ka\Delta r\sqrt{i^2 - j^2}) + \sinh(ka\Delta r\sqrt{i^2 - j^2})kai\Delta r/\sqrt{i^2 - j^2}. \end{aligned} \quad (1-8)$$

式(1-8)下式の右辺第一項を C_{ij} , 第二項を S_{ij} として, (1-5)を再び整理すると以下のようになる:

$$f(r_j) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i \geq j} \left\{ F'_i C_{ij} B_{ij}^{(0)} + [F''_i \Delta r C_{ij} + F'_i S_{ij}] B_{ij}^{(1)} \right\}. \quad (1-9)$$

ここで, $B_{ij}^{(0)}, B_{ij}^{(1)}$ はそれぞれ以下の関係式を満たす:

$$\begin{aligned} B_{ij}^{(0)} &= \begin{cases} 0 & ; i = j = 0 \text{ or } j < j \\ \ln \left[\frac{2i + 1 + \sqrt{(2i + 1)^2 - (2j)^2}}{2i} \right] & ; i = j \neq 0 \\ \ln \left[\frac{2i + 1 + \sqrt{(2i + 1)^2 - (2j)^2}}{2i + 1 + \sqrt{(2i - 1)^2 - (2j)^2}} \right] & ; i > j \end{cases} \\ B_{ij}^{(1)} &= \begin{cases} 0 & ; i = j = 0 \text{ or } j < j \\ D_{ij}^+ - iB_{ij}^{(0)} & ; i = j \neq 0 \\ D_{ij}^+ - D_{ij}^- - iB_{ij}^{(0)} & ; i > j \end{cases} \end{aligned} \quad (1-10)$$

F および F'' を離散化するため, 二次補間を適用すると, 原関数 $f(r_j)$ は以下のように表される:

$$\begin{aligned} f(r_j) &= -\frac{1}{\pi} \sum_{i \geq j} \left\{ F_i [-2C_{ij} B_{ij}^{(1)}] + F_{i-1} \left[-\frac{1}{2} C_{ij} B_{ij}^{(0)} + C_{ij} B_{ij}^{(1)} - \frac{1}{2} S_{ij} B_{ij}^{(1)} \right] \right. \\ &\quad \left. + F_{i+1} \left[\frac{1}{2} C_{ij} B_{ij}^{(0)} + C_{ij} B_{ij}^{(1)} + \frac{1}{2} S_{ij} B_{ij}^{(1)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1-11)$$

本手法においては conh の項が高周波ノイズを誘起する場合がある. これを解消するため, $k \geq k_c$ の条件で $k=0$ と打ち切ることが有効である.

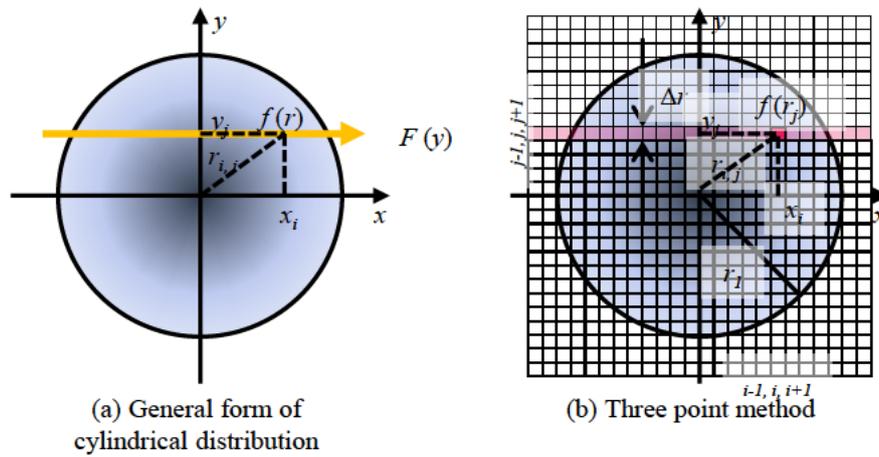


図 1-7 位相情報の再構成に用いた Abel 逆変換の概要

気泡周囲に生じる微粒子濃度場を再構成する際には円筒状に対称な原関数 $f(r)$ を対象とするものの、現実には気泡形状は大きく扁平しており、対称仮定が成立しない。そこで、本研究においては図 1-8 に示すように油滴形状の等角写像を行うことで気泡を真円に変換することで、Abel 逆変換を適用した。画像処理を行うことで、複雑形状においても中心断面における位相分布を再構成した。

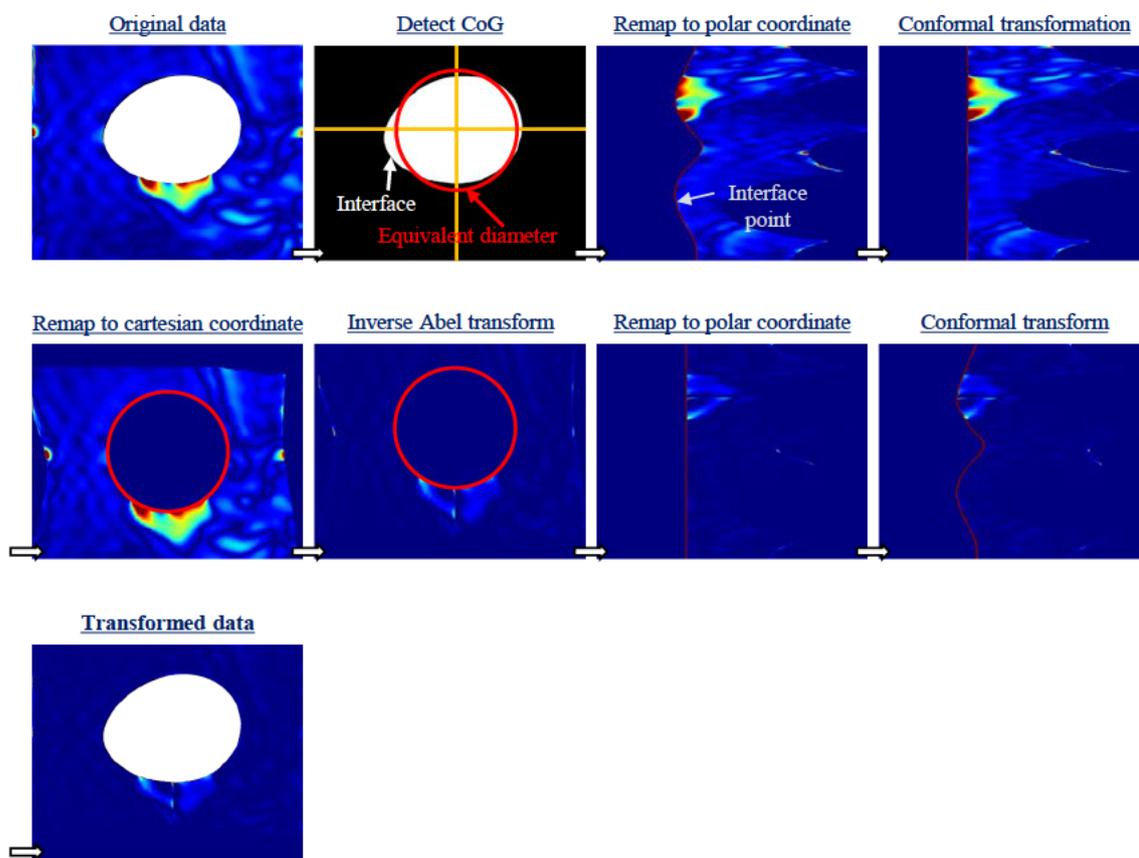


図 1-8 干渉縞画像の画像処理手順

再構成した位相分布に対して分子屈折の概念を導入し、屈折率の情報を基に濃度場に再構成した^[8]。分子屈折とはある媒質中に含まれる一つ一つの分子が屈折に寄与すると仮定して、計測された断面の位相情報から得られた屈折率に対して、各流体のモル比より補間できるとする考え方である。ここで、ある一様な溶媒 α に溶質 β を溶解した溶液を考える。ここで、テスト部で計測された断面ごとの位相と屈折率の関係は以下のように表される^[9]：

$$n_{\lambda}(r) = n_{\lambda\alpha} + \frac{\lambda}{2\pi} f(r). \quad (1-12)$$

ここで、 $n_{\lambda}(r)$ はある断面における溶液の屈折率、 $n_{\lambda\alpha}$ は任意の波長 λ における溶媒の屈折率、 $f(r)$ は断面で再構成された位相である。ここで、任意の物質に対する分子屈折率 R_{λ} は分子量 M 、密度 ρ を用いて以下のように表される：

$$R_{\lambda} = \frac{n_{\lambda} - 1}{n_{\lambda} + 2} \frac{M}{\rho}. \quad (1-13)$$

ここで、溶媒 α 、溶質 β 、溶液の分子屈折は分子数 K より以下のように関係づけられる:

$$R_\lambda = \frac{K_\alpha R_{\alpha\lambda} + K_\beta R_{\beta\lambda}}{K_\alpha + K_\beta}. \quad (1-14)$$

ここで、上式をモル比 C を用いて書き直すと、

$$R_\lambda = R_{\alpha\lambda} + C(R_{\beta\lambda} - R_{\alpha\lambda}). \quad (1-15)$$

以上により、計測された溶液の屈折率および分子屈折の関係は式(1-13)および式(1-15)を合わせて以下のように表される:

$$\frac{n_\lambda - 1}{n_\lambda + 2} \frac{M}{\rho} = R_{\alpha\lambda} + C(R_{\beta\lambda} - R_{\alpha\lambda}). \quad (1-16)$$

本来は気体であれば分子量および密度の関係を 2 波長以上で計測し、状態方程式を導入することで両者の関係より密度に直す必要がある。一方で、本研究は溶液に溶解する系を考えており、気体の状態方程式を適用することはできない。そこで、本研究では液中に溶解する微粒子の濃度が非常に小さいと仮定して分子量および密度に溶液の物性値を代入することでモル比を算出した。算出した結果を図 1-9 に示す。位相の積算情報より、中心断面における微粒子の濃度場を計測することに成功した。図 1-10 に気泡界面におけるグリセリンのモル比分布を極座標系でプロットした結果を示す。計測結果より、気泡の周囲に生じる微粒子のモル比は気泡内で予想される 10^6 P/cc オーダーの微粒子濃度と比較して非常に小さい値をとることが示された。この結果は微粒子が気泡界面に捕集されたあとただちに液相中に流出するのではなく、気泡の界面に堆積することを示唆している。

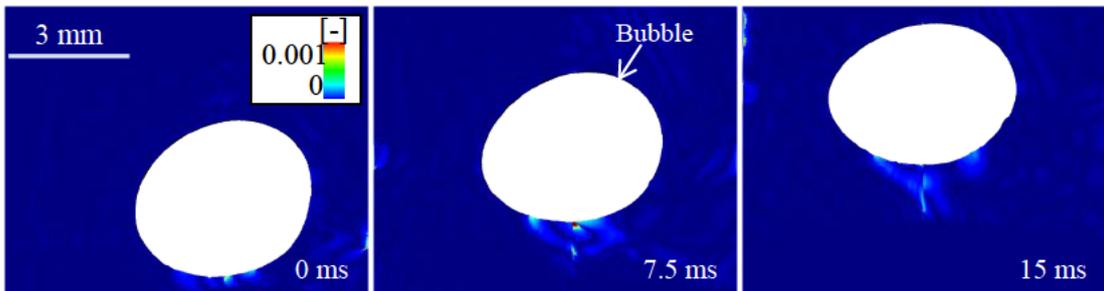


図 1-9 分子屈折の概念を用いて計測した気泡周囲におけるグリセリンのモル比

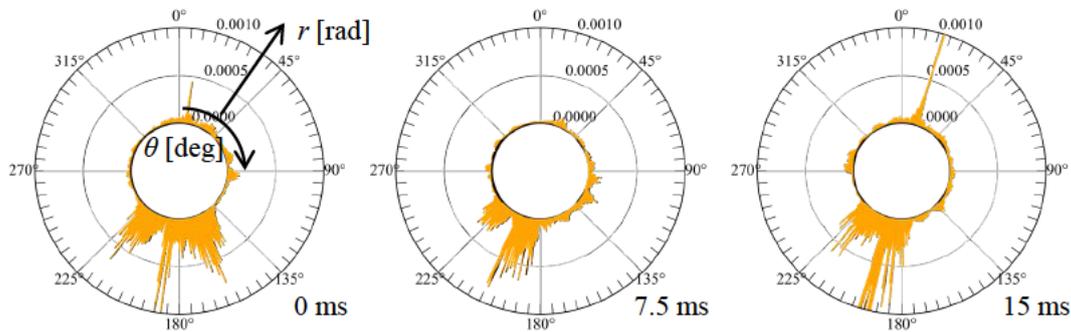


図 1-10 気泡界面におけるグリセリンのモル比分布

1.2. 単一気泡における微粒子除染性能の評価

1.2.1. 実験装置の整備

平成 31 年度までの実験においては単一気泡における微粒子の除染性能を評価するため、各水位で気泡内に残存する微粒子の総質量と気泡の初期粒子総質量の比である除染係数 (DF) を計測した。計測に際しては粒子に白色光を照射し、散乱光をフォトディテクターにより計測するスペクトロメータを用いた。スペクトロメータの利点としてサイズの異なる粒子に対して散乱光強度を検出することで、高い時間分解能で粒子を計測できることである。一方で、スペクトロメータの欠点としては粒子計測の解像度がフォトディテクターの分解能によるため、多数の散乱光が検出される高濃度の粒子計測に適用できないこと、約 $0.2 \mu\text{m}$ 以下の小粒径粒子については散乱光強度と粒径の線形関係が成立しないため、原理上正確な粒径分布を計測できないことが挙げられる。以上の問題を解消するため、本研究では新たに粒子凝縮パーティクルカウンター (CPC) およびパーティクルサイザー (SMPS) を整備し、計測を行った。CPC とは、サンプリングした粒子に対して凝縮液を用いることで一度凝縮成長させることでサイズを増大し、レーザーなどを用いて粒子の個数を検出する手法である。粒子を凝縮成長させることでスペクトロメータでは検出できない数 nm オーダーの非常に小さい粒子を計測できる、粒子数だけを検出する場合はフォトディテクターの分解能によらず高濃度の粒子を計測できるなど多くの利点がある一方で、粒子を凝縮成長させることで元の粒径を再現できないため、粒径分布を計測できないという問題点がある。そこで、本研究においては SMPS を用いて粒子の粒径ごとに分級し、分級された粒子をサイズごとに CPC で計測することで離散化した粒径分布を計測した。分級に際しては粒子をサンプリング、Am-241 線源を用いて電荷を中和したのち、粒子のモビリティを利用して高電圧ロッドを用いて特定のサイズに分級する。図 1-11 に既存の DF 計測実験で用いたグリセリン粒子を CPC およびエアロゾルスペクトロメータを用いて計測し、粒径分布の確率密度関数を比較した結果を示す。計測結果より、CPC を用いることで従来のスペクトロメータでは計

測できなかった小粒径粒子を計測できていることが分かる。

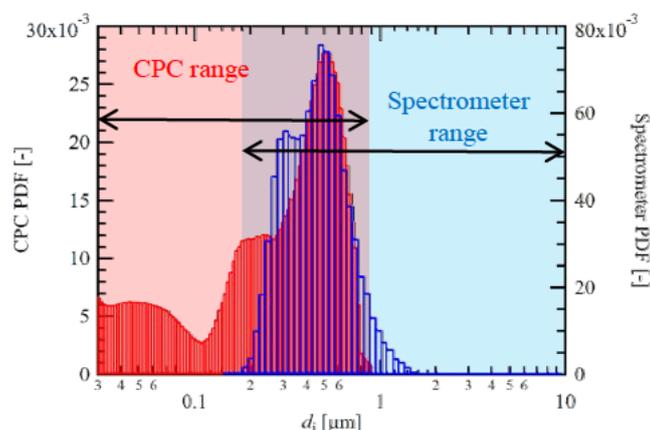


図 1-11 CPC およびスペクトロメータによる粒子計測結果の比較

新たに整備した計測器を用いて、単一気泡による微粒子の除染性能を計測するための実験体系を構築した。本研究で用いた系統を図 1-12 に示す。CPC では SMPS を用いて粒子を分級し、それぞれの粒子を計測するため、一スキャン当たりの計測に 150 s 程度必要となる。そこで、本研究においては 150 s の間定常状態を維持しつつ単一気泡における DF を計測するために単一気泡が連なった流れである気泡列を形成した。気泡列を 150 s 維持するためには従来用いてきたシリンジによるエアロゾル生成手法を用いることは難しい。一方で、濃度が定常なエアロゾルを生成するためには一般に数 L/min 程度の流量が必要となり、気泡列を形成するために必要な 0.02 – 0.1 L/min のエアロゾルを直接生成する手法することは困難である。そこで、本研究においては市販のエアロゾル発生器に対して 30 L/min でエアロゾルを生成したのち、二つの水槽にエアロゾルを同時に供給する実験体系を取った。生成したエアロゾルの大半は計測を行わない水槽に排気し、弁開度を調整することで試験部に低流量のエアロゾルを計測した。計測したエアロゾルはサンプリングノズルを通じて粒子計測に必要となる 0.2 L/min を SMPS に供給し、残り分は真空ポンプを経由して全て排気した。

本研究で実際に設備した実験装置の画像を図 1-13 に示す。等速吸引ノズルは図 1-13 (a) に示すような二重管となっており、排気部の直径が $D=26$ mm、サンプリングノズルの直径は 3.8 mm となっている。管内流動の乱れを抑制するため、粒子の吸気部からサンプリングノズルまでの距離は $8D$ 、サンプリングノズルから排気部までの距離は $4D$ を確保した。使用したエアロゾル発生器を図 1-13 (b) に示す。エアロゾルの個数濃度が安定する湿式のエアロゾル発生器であること、水頭圧のかかっている状態でもエアロゾルを発生できることなどの必要要件を踏まえ、ATM210/H を選定した。エアロゾルのサンプリングノズルを図 1-13 (c) に示す。サンプリングノズルは入口径 45 mm、出口径 8 mm の円錐形のノズルとなってお

り、水面に到達した気泡から放出されるエアロゾルを確実にサンプリングするために使用した。ノズルを使用する際は気相吸引により水面の水を吸引することによる計測器の故障を防ぐため、水面に対して10度程度傾けて使用した。また、水面に到達した気泡がノズルから流出することを防ぐため、ノズル入口部を半分程度水面と接触させた状態で使用した。本研究で使用したCPCおよびSMPSを図1-13(d)に示す。本計測では $1.0\ \mu\text{m} - 50\ \text{nm}$ 程度の粒径計測に対応できることを必要要件としてSMPSにはLong-DMA model3081Aを選定した。また、分級に使用するコントローラとしてはModel3082を使用した。分級後の粒子を計測するCPCとしては $10^7\ \text{P/cc}$ 程度の高濃度粒子を計測できることを要件として、Molde3752を選定した。

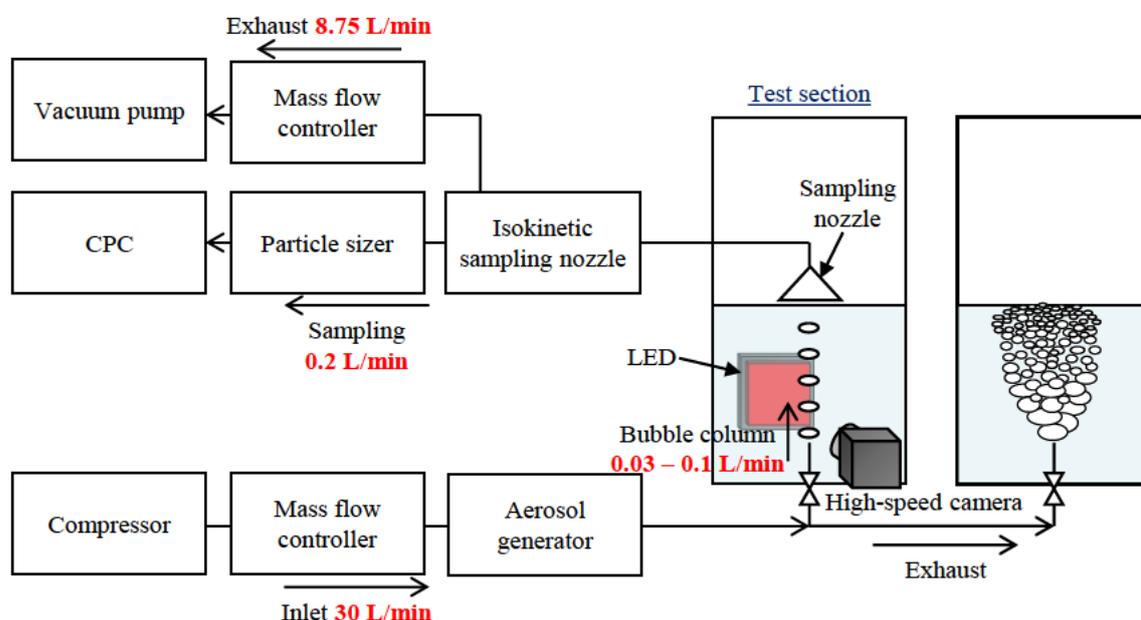
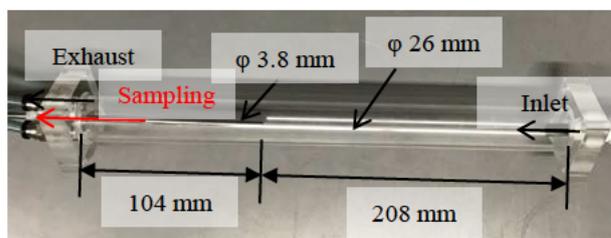


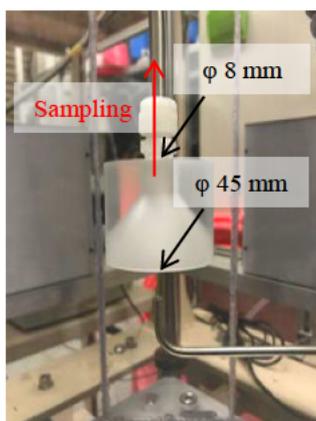
図 1-12 気泡列を用いてDFを計測するための実験装置



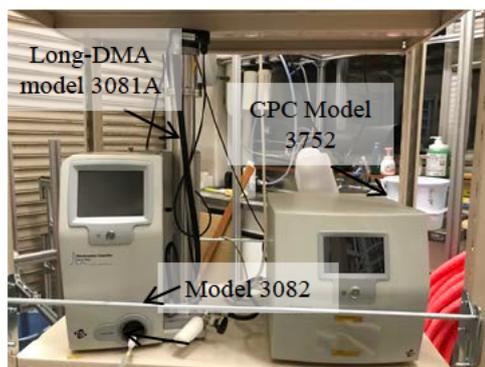
(a) Isokinetic nozzle



(b) Aerosol generator



(c) Sampling nozzle



(d) Aerosol measurement system

図 1-13 本年度設備した物品の画像

1.2.2. 気泡列における各種物理量の計測

気泡列に対してノズル内径 $d = 3 \text{ mm}$ 、流量 $0.02 - 0.1 \text{ L/min}$ の三条件で気泡のバックライト撮影を実施した結果を示す。計測はハイスピードカメラ (AX200, Photron 社製) および LED 面光源を用いて 500 fps , $1/30000 \text{ s}$ の条件で撮影を行った。図 1-14 に一例として三つの流量条件において気泡列可視化した結果を示す。流量が増大するとともに気泡径や流況に大きな変化は見られないものの、気泡の生成頻度が増大していく傾向がみられる。

以上の気泡画像に対してより定量的な計測を実施するため、気泡列の画像に対してラベリングを実施することで、気泡列を構成する個々の単一気泡を追跡した。計測結果を図 1-15 に示す。計測に際しては気泡画像に対して背景差分処理を行い、二値化を用いて画像内に存在する気泡の輪郭を検出した。輪郭の判定条件としては気泡が画像の界面に接していないこと、気泡がノズルに接していないこと、面積等価直径が 3 mm 以上であることを条件とした。個々の画像内では気泡を上から順にラベリングを実施し、 n フレーム目の画像と $n-1$ フレーム目の画像を比較して、気泡数が増加した場合のみ計測された累積気泡生成数を加算することで個々の気泡に対して同じ番号が割り振られるようにラベリングを行った。画面内で図 1-15 (b) に示すコンター図では計測された気泡のラベル番号と色を対応して表示し

ており、気泡が上昇するにしたがって同一の気泡と判定された輪郭が同じ色で表示されていることが分かる。また、0 ms の時点でノズルに付着している気泡が気泡数から除外されていることが確認できた。

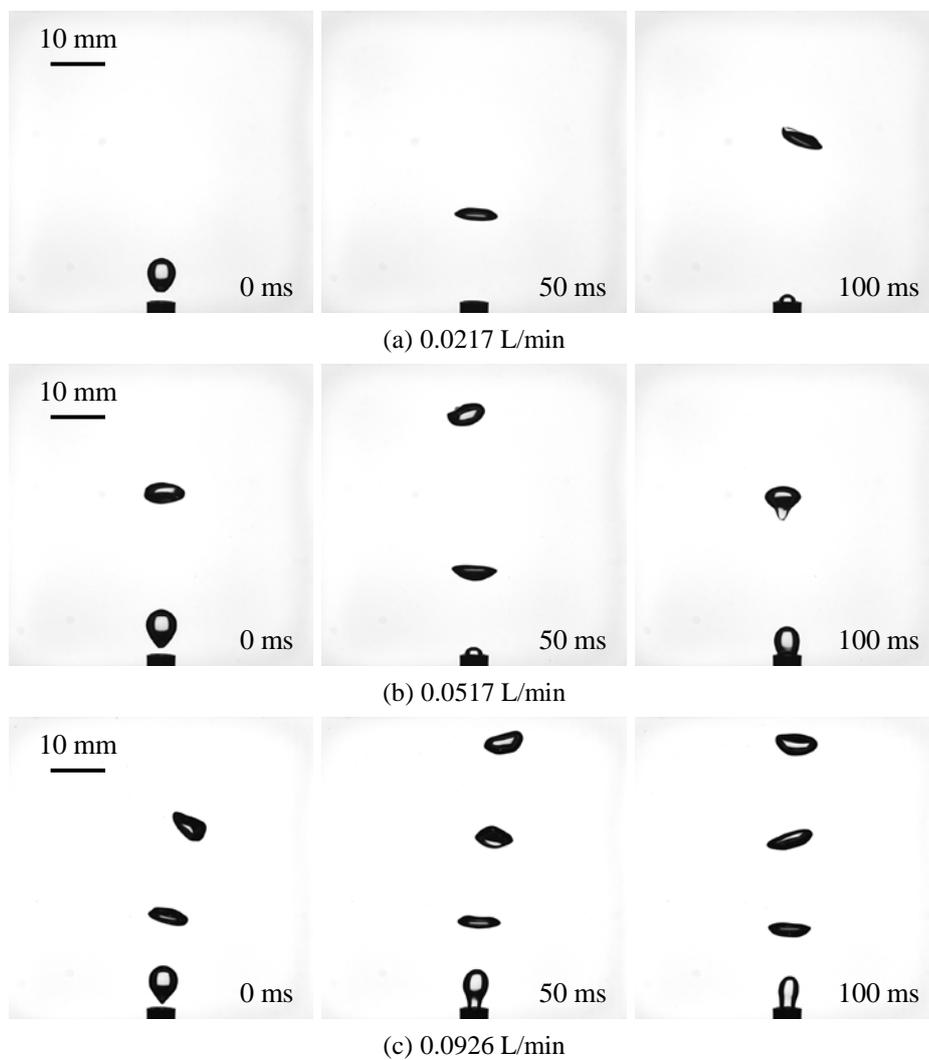


図 1-14 流量ごとの気泡列可視化結果

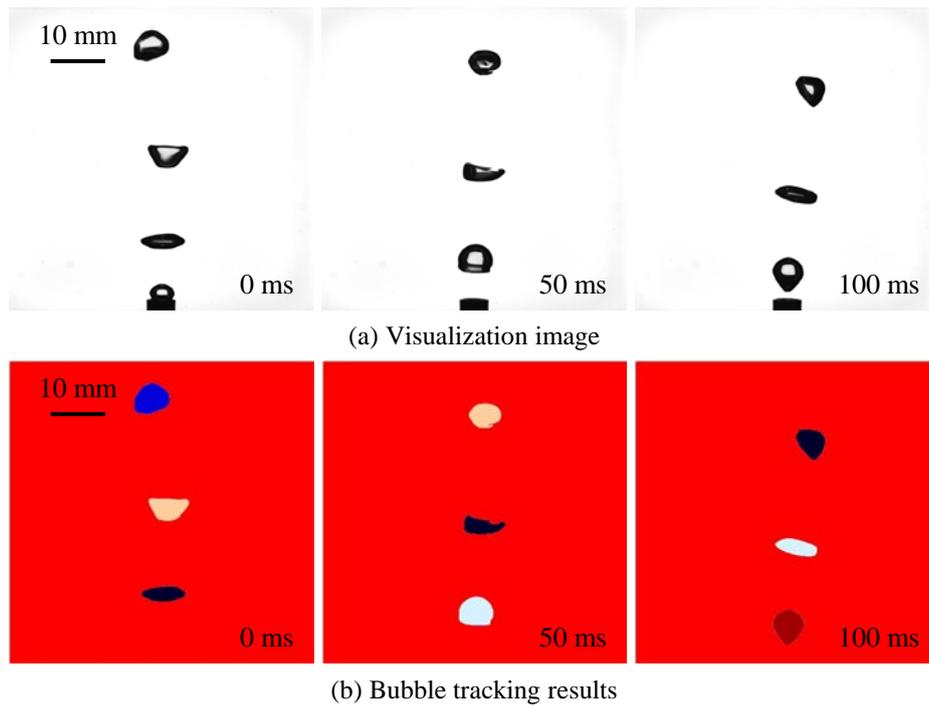


図 1-15 画像処理による気泡列における各単一気泡の追跡結果

画像処理の結果をふまえ、気泡列を構成する気泡をそれぞれトラッキングし、それぞれ 40 s の計測時間内に計測された気泡の上昇速度 v_z 、アスペクト比 E を描画した画像を図 1-16 に示す。本計測で用いた気泡上昇速度、アスペクト比の定義を以下に示す：

$$v_z = (z_{n+1} - z_n)/dt. \quad (1-17)$$

$$E = b_n/a_n. \quad (1-18)$$

ここで、 z は高さ方向の座標、 a 、 b は気泡の輪郭を楕円フィッティングした際の長径、短径をそれぞれ表す。また、添え字 n は画像の時間ステップを表す。計測結果より、時間内に計測した気泡は全てノズルからの垂直方向距離 $z = 40 \text{ mm}$ では同様の挙動を取ることが分かった。40 mm 以降では気泡の上昇挙動にばらつきが見られた。また、気泡速度は $z = 25 \text{ mm}$ までは上昇傾向を取り、それ以降は終端速度に達することが分かった。終端速度に到達後も気泡速度は大きく変化するが、これは図 1-16 (b) のアスペクト比の変化からみられるように、気泡射出時の界面変形に起因するものと考えられる。気泡形状が変化することによる抗力係数の変化が気泡上昇速度に影響を及ぼしたものと考えられる。

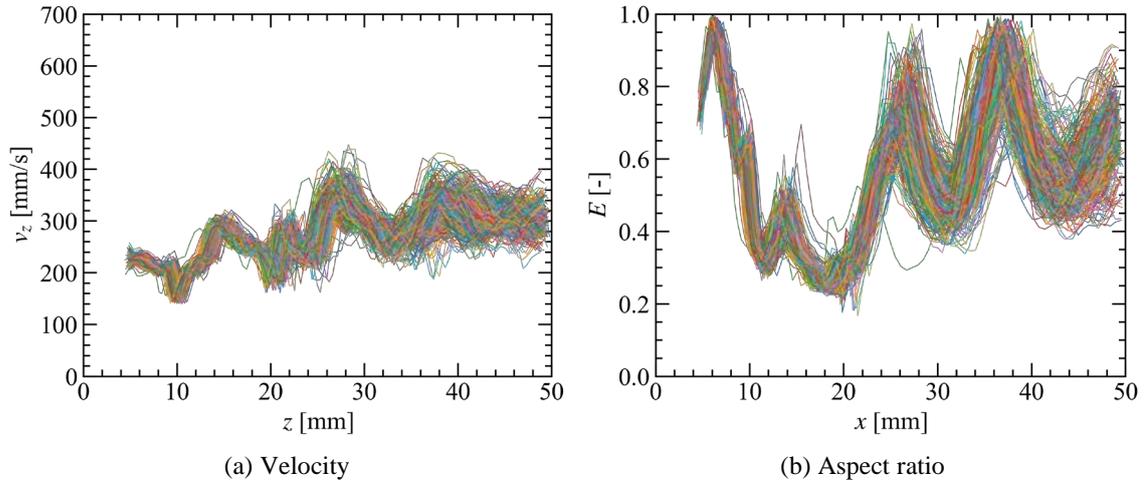


図 1-16 気泡追跡による気泡列中で計測された各気泡の挙動

以上の個々の単一気泡における気泡計測結果をふまえ、以降では代表速度として $z = 25$ mm 以降の気泡形状、上昇速度について評価する。図 1-17 に実験で計測された流量ごとの気泡上昇速度および既存の実験相関式で得られる値をそれぞれ比較した結果を示す。実験で得られた気泡上昇速度のプロットは各気泡における $z = 25$ mm 以降の気泡上昇速度の平均値を気泡ごとに平均した結果であり、エラーバーはその標準偏差を表す。比較として使用したのは MELCOR で定義される気泡流上昇速度の実験式^[10]、単一気泡上昇速度の実験式^[11]および気泡アスペクト比を用いた気泡上昇速度の理論式^[12]である。気泡流上昇速度 V_{sw} [cm/s]の実験式は気相上昇速度 Q [L/s]を用いることで以下のように表される：

$$V_{sw} = [(Q_s + 5.33)/3.011 \times 10^{-3}]^{1/2}. \quad (1-19)$$

また、単一気泡上昇速度 V_r [cm/s]の実験式は気液界面の表面張力 σ [dyne/cm]、 ρ [g/cc]を用いて以下のように表される：

$$V_r(V_r \leq 0.5 \text{ cm}) = 7.87 \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (1-20)$$

$$V_r(V_r > 0.5 \text{ cm}) = 1.40713 V_r(d_{vm} \leq 0.5 \text{ cm}) d_{vm}^{0.49275}.$$

気泡上昇速度の理論式 V_T [m/s]は単一気泡を扁球と仮定して抗力係数と浮力のつり合いより導出され、気泡アスペクト比 E 、表面張力 σ [N/m]、液相密度 ρ_l [kg/m³]、気液間密度差 $\Delta\rho$ [kg/m³]、気泡の体積等価直径 d_{vm} [m]を用いて以下のように表される：

$$V_T = \frac{\sin^{-1} \sqrt{1-E^2} - E\sqrt{1-E^2}}{1-E^2} \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho_L} E^{4/3} + \frac{\Delta\rho g d_{vm}}{2\rho_L} \frac{E^{2/3}}{1-E^2}} \quad (1-21)$$

計測結果より，気泡列の上昇速度は小流量では V_T に漸近するものの，徐々に V_{sw} に近づく傾向が得られる．これは，気泡が上昇する際の浮力や，気泡の後流の影響で抗力係数が減少することで，ごく低流量の条件ではあるものの，気泡上昇速度が徐々に増大していく傾向が得られた．また，気泡上昇速度の理論式については実験による気泡上昇速度のトレンドと逆の傾向を示す結果が得られた．

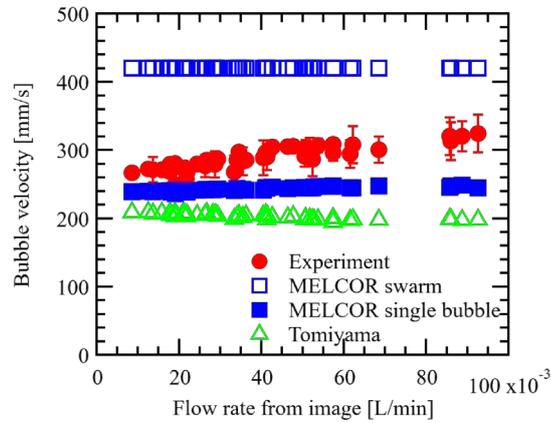


図 1-17 各流量条件における気泡列上昇速度と既存実験相関式の比較

続いて，上昇気泡のアスペクト比に対しても実験値と既存実験相関式を比較した結果を図 1-18 に示す．実験結果については気泡上昇速度の時と同様に各気泡における $z = 25 \text{ mm}$ 以降のアスペクト比の平均値を気泡ごとに平均した結果であり，エラーバーはその標準偏差を表す．比較として使用したのは MELCOR で定義される気泡流中の気泡アスペクト比の実験式^[10]および既存の単一気泡アスペクト比の実験式^[13]である．気泡流中の気泡アスペクト比 $E_{sw} [-]$ の実験式は気泡の体積等価直径 $d_{vm} [\text{cm}]$ を用いることで以下のように表される：

$$E_{sw} = 0.84107 + 1.13466d_{vm} + 0.3795d_{vm}^2. \quad (1-22)$$

また，単一気泡のアスペクト比 $E [-]$ は気泡の浮力と Eo 数を用いて以下のように表される：

$$E = \frac{1}{1 + 0.163Eo^{0.757}} \quad (1-23)$$

$$Eo = (\Delta\rho g d_{vm}^2) / \sigma.$$

計測結果より、流量が増大していくと徐々に気泡アスペクト比が増大していく傾向が見られた。これは、気泡の回転成分が増加したことが原因と考えられる。また、実験値は MELCOR における実験相関式よりも既存の単一気泡に対する実験相関式に漸近していく傾向が見られた。流量が増えると気泡上昇速度が増大するにもかかわらず、気泡アスペクト比は抗力が減少する真円に近づくことで、図 1-17 に示す気泡上昇速度の理論式が実際の気泡上昇速度と逆のトレンドを示したと考えられる。

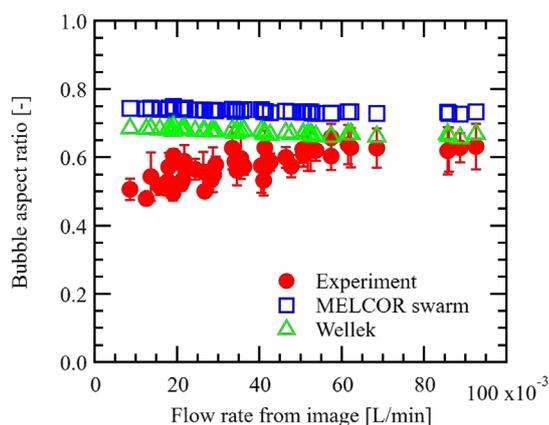


図 1-18 各流量条件における気泡アスペクト比と既存実験相関式の比較

続いて、各流量条件における平均気泡体積について評価を行った。気泡体積を計測する際は扁平や回転の影響を避けるため、図 1-15 に示す画像処理技術を用いて気泡がノズルから離脱した直後における気泡に対して面積等価直径を求め、気泡ごとに平均および標準偏差を取得した結果を図 1-19 に示す。計測結果より、気相流量が増大することで気泡径が増加する傾向にあることが確認できた。本研究においては気泡計測をハイスピードカメラで行ったため、撮影時間がカメラのメモリに律速されることで 40 s 程度の範囲で画像の撮影がなされる。一方で、粒子計測機においては 1 スキャン当たり 150 s、1 計測あたり 3 スキャンの計測を実施した。計測範囲全体で気泡発生頻度が計測時間全体で一定であると保障するため、微差圧計を用いて気泡生成時に生じる圧力パルスに対して高速フーリエ変換 (FFT) を適用し、気泡発生頻度を算出した。図 1-20 に一例としてサブマージェンス 400 mm における気泡発生周波数を 5 条件で計測した結果を示す。計測結果より、長い時間スケールにおいても気泡発生頻度のトレンドが変わらないことが示された。

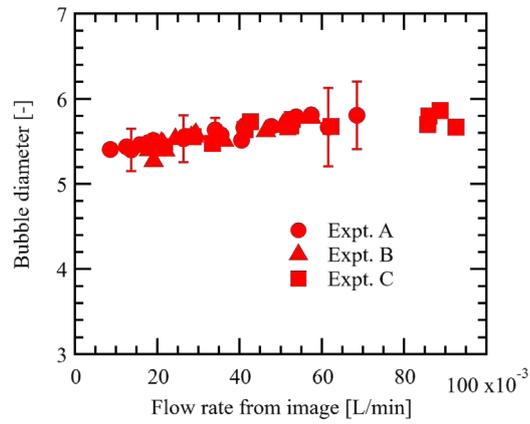


図 1-19 各流量条件における気泡径

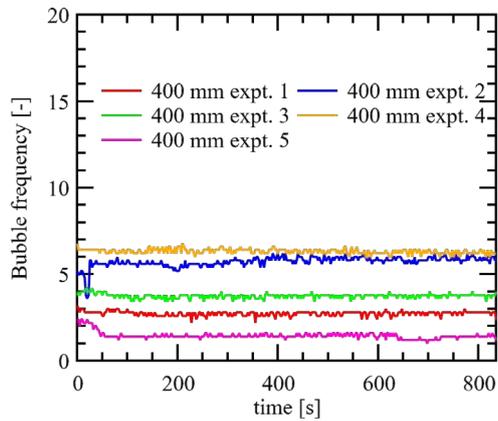


図 1-20 各計測条件における微差圧系を用いた気泡発生周波数の計測結果

ハイスピードカメラおよび微差圧計の計測結果を用いて、各条件についてそれぞれ気泡生成頻度の情報から気相流量の計測を行った。画像より得られた気相流量 Q_{img} [L/min] は以下のように示される:

$$Q_{img} = \sum_{n=1}^{N_b} 4/3\pi(d_n/2)^3 F_{img} / t_{img} \times 1000. \quad (1-24)$$

ここで、 N_b はある計測時間 t_{img} [s] で計測された気泡数であり、 d_n [m] は時間内に計測された各気泡の等価直径、 F_{img} [Hz] が画像の計測周波数を指す。また、微差圧計から計測した気相流量 Q_{pre} は、以下のように示される:

$$Q_{pre} = 4/3\pi(\bar{d}/2)^3 F_{pre}. \quad (1-25)$$

ここで、微差圧計より計測された気泡発生周波数の平均が F_{img} [Hz], 各計測時に画像から計測された気泡の平均径を d [m] とする. 画像より得られた気相流量および微差圧計から計測した気相流量を比較した結果を図 1-21 に示す. 計測結果から分かるように, 2つの手法で計測した気相流量が共に同様の傾向を示すことを確認した. 計測結果より, 本計測手法で計測した流量は妥当であることを確認した. 以上により, 以降の計測においては画像より得られた気相流量 Q_{img} を用いて流量の影響を評価する.

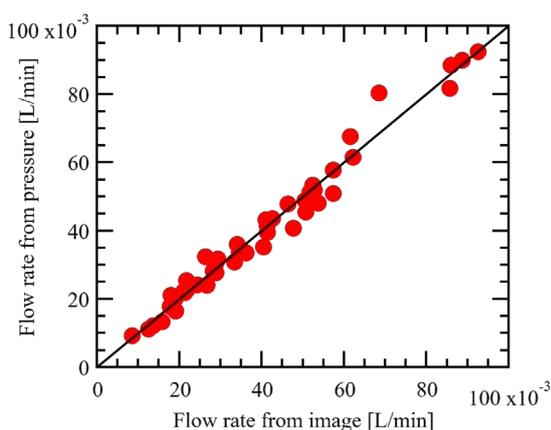


図 1-21 画像より得られた気相流量および微差圧計から計測した気相流量の比較

1.2.3. DF 計測技術の開発

以上の流量計測結果をふまえ, 本計測においては表 1-1 に示す三つの計測条件を用いて気泡列における DF の評価を行った. DF を計測する際は, 入口微粒子総質量濃度および出口微粒子総質量濃度の比を計測する必要がある. この時, エアロゾルの入口粒子総質量濃度としては配管の粒子濃度ではなく, ある基準の水位を設定した際の水位における微粒子総質量濃度との相対評価を行った. まず, 基準となる計測が Expt. B である. 計測においては図 1-13 (b)に示す ATM210/H に投入する液体としては 2-エチルヘキシルを用いた. 2-エチルヘキシルの分子量は 914 kg/m^3 , 粘度は $14\text{E-}3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ であり, 水に不溶な液体である. エアロゾルの計測に際しては図 1-13 (a)に示す等速吸引ノズルを使用せず, SMPS を通じて直接 0.2 L/min で吸引した. 基準水位としては 55 mm を設定し, 基準水位からの相対位置として $200, 400, 600 \text{ mm}$ において計測を行った. 対して, Expt. A においては Expt. B と比較して SMPS によるエアロゾルサンプリングに加えて真空ポンプおよびマスフローコントローラを用いて 8.75 L/min でエアロゾルを吸引した. エアロゾルを高速で吸引することでサンプリングノズルから漏れたエアロゾルについても吸引する効果を狙った. また, Expt. C においては Expt. B と比較して基準水位としては 25 mm として設定することで, 初期慣性衝突により除染される微粒子の影響を可能な限り排除する効果を狙った.

表 1-1 DF 計測の計測条件

	Expt. A	Expt. B	Expt. C
Particle source	2-ethylhexyl	2-ethylhexyl	2-ethylhexyl
Intel gas	0.01 - 0.1 L/min	0.01 - 0.1 L/min	0.01 - 0.1 L/min
Sampling air	0.2 L/min	0.2 L/min	0.2 L/min
Exhaust flow	8.75 L/min	0 L/min	0 L/min
Origin	55 mm	55 mm	25 mm
Isokinetic nozzle	○	×	×
Submergence	0 - 600 mm	0 - 600 mm	0 - 800 mm

図 1-22 において、Expt. A - B の各条件の基準水位におけるエアロゾル粒径分布の確率密度関数を計測した結果を示す。図中の黒い点線は各条件で計測した 5 回の個別計測結果であり、赤い線で示すのはその平均値である。高流量で吸引した Expt. A の条件では各計測のばらつきが小さい傾向がみられる一方で、吸引流量の小さい Expt. B, C の条件では $d_t = 0.2 - 0.4 \mu\text{m}$ において粒径のばらつきが大きい傾向が見られた。

図 1-23 (a)に各条件の基準水位で計測したエアロゾルの粒径分布の確率密度関数の比較、図 1-23 (b)に流量ごとのエアロゾル粒径の質量メジアン径 (MMD)を示す。計測結果より、Expt. A においては、他の条件と比較して小粒径のエアロゾルが増加する傾向が見られた。これは、高い流量で吸引することでモビリティの小さい小粒径の微粒子をサンプリングできるようになったためと考えられる。また、Expt. C においては逆に大粒径の粒子が増加する傾向が見られた。これは、基準水位が低いことで、より低い水頭で除染される大粒径粒子が残存しているためと考えられる。全体として、流量が増大することでエアロゾルの粒径が減少する傾向がみられる。これは、水槽内で気泡列を形成する際にボールバルブの開度で調整することで粒子の配管内における捕集率が若干変化したためと考えられる。

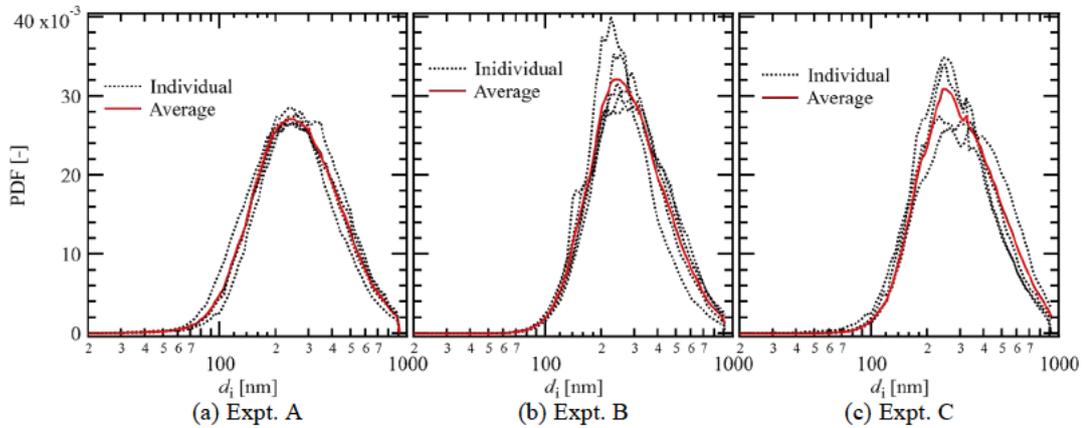


図 1-22 各計測条件の基準水位におけるエアロゾル粒径分布

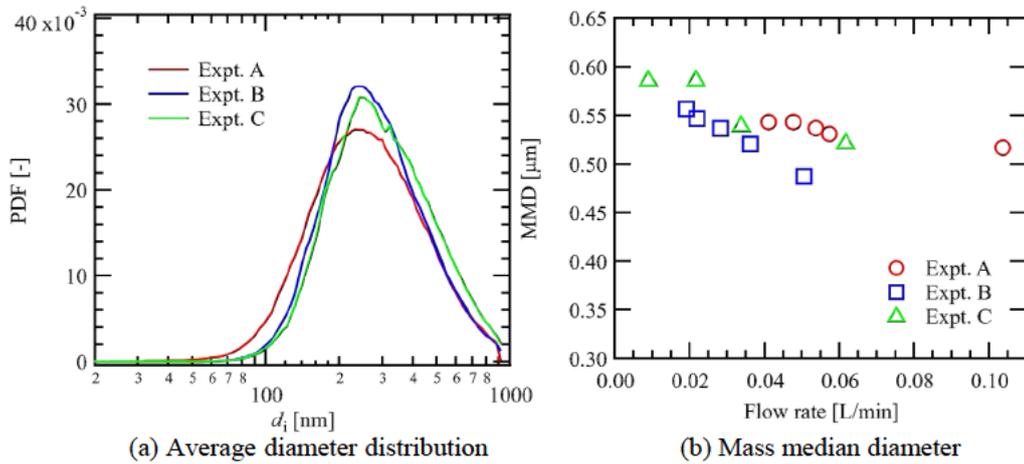


図 1-23 各計測条件の基準水位におけるエアロゾル計測結果

上記の計測においては粒子の個数情報で正規化した確率密度関数で正規化を行ったが、次にエアロゾルの個数情報に関して評価を行った。各流量、各計測条件の基準水位におけるエアロゾル総個数濃度を評価した結果を図 1-24 に示す。各図におけるプロットは実験値、点線は線形フィッティングした値である。全ての計測条件においてサブマージェンスに対して総粒子個数濃度が線形増加する傾向が見られた。各計測条件間の結果を比較すると、吸引流量の大きい Expt. A の条件では投入した気泡列の流量に対してサンプリング流量が十分に大きいため、エアロゾル濃度が周囲の空気により希釈されたと考えられる。また、基準水位の低い Expt. C の条件においては Expt. B の条件と比較してエアロゾルの除染量が小さいことからより高い総粒子個数濃度が計測された。続いて、図 1-24 で計測された総粒子個数濃度を気泡列の流量で正規化した結果を図 1-25 に示す。正規化された総粒子個数濃度 C は

サンプリング流量 Q_s , 排気流量 Q_{ex} , 気泡列の流量 Q_{in} を用いて以下のように表される:

$$C' = C \frac{Q_{ex} + Q_s + Q_{in}}{Q_{in}}. \quad (1-26)$$

計測結果より, 流量の差にも関わらず総粒子个数濃度が流量の違いに関わらず近い値を示すようになった. Expt. A についてはサンプリング流量が大きいことから正規化した場合は粒子をより多く吸引していると予想したが, 実際にはむしろ粒子数が少なく計測された. この理由として, 等速吸引ノズルにおける損失やサンプリングノズル内における循環流れの影響などが考えられるが, 今後の検討が必要となる.

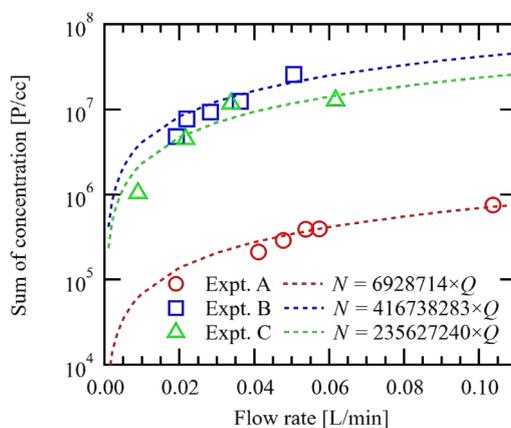


図 1-24 各流量, 計測条件の基準水位における総粒子个数濃度

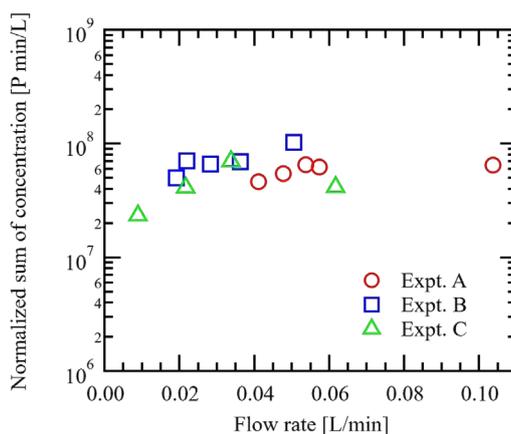


図 1-25 各流量, 計測条件の基準水位における流量で正規化した総粒子个数濃度

以上の基準水位におけるデータを踏まえて、各流量、サブマージェンスにおける総粒子濃度を計測条件ごとにプロットした結果を図 1-26 に示す。図中における丸プロットが基準水位、四角、三角、菱形のプロットがそれぞれ基準水位から 200, 400, 600 mm における総粒子濃度を示す。計測結果より、エアロゾルの総質量濃度がどのサブマージェンスにおいても流量に対して線形に上昇する傾向がみられる。また、Expt. A よりもサンプリング流量の小さい Expt. B, C の条件において流量に対する総エアロゾル濃度のばらつきがより顕著になる傾向が得られた。また、全ての流量においてサブマージェンスの影響は大きく見られなかった。

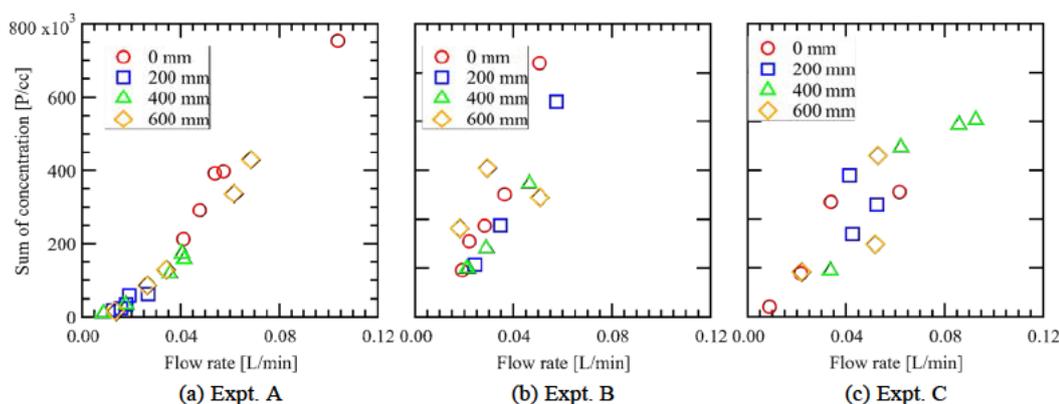


図 1-26 各流量、計測条件におけるサブマージェンスごとの総エアロゾル濃度

計測結果をふまえて、各流量における DF の評価を行った。DF を求めるためには入口微粒子総質量濃度および出口微粒子総質量濃度の比を計測する必要があるものの、本計測は流量を手動で決定するため、各水位で計測した流量に対する入口粒子総質量濃度を求めることができない。そこで、図 1-24 に示す流量と総微粒子個数の関係式を用いて算出した微粒子数 N および図 1-12 に示す計測条件ごとの微粒子粒径分布 $P(d_i)$ 、出口で計測された微粒子の粒径分布 $F(d_i)$ を用いて以下のように DF を算出した：

$$DF = \frac{\sum NP(d_i)d_i^3}{\sum F(d_i)d_i^3}. \quad (1-27)$$

図 1-27 に計測結果を示す。計測結果からは、Expt. A においては流量が増大すると DF が減少する傾向がみられる一方で、Expt. B および C においては DF が増大する傾向が見られた。また、図 1-26 で示した結果と同様に、全ての流量においてサブマージェンスの影響が大きく見られなかった。この原因を調べるため、次に粒径ごとの DF を以下の式を用いて算出した：

$$DF(d_i) = \frac{NP(d_i)}{F(d_i)} \quad (1-28)$$

算出結果を図 1-28 に示す。DF の粒径依存性をみると、Expt. A においては小粒径において高い DF がみられる一方で、Expt. C においてはこれまでと同様に大粒径になるほど高い DF が得られたまた、Expt. B においては DF の粒径依存性が見られなかった。これまでのエアロゾルスpektロメータを用いた DF 計測実験においても低水位においては DF の粒径依存性が見られるものの、高水位になるとその依存性がなくなることを明らかにした。その理由として、個々の気泡内部におけるエアロゾルの濃度が希釈されることで、気泡内における微粒子の一樣分布の仮定が崩れると説明した。本計測においては基準水位を高くすると直ちに除染が生じる大粒径の DF が減少することから、その影響が気泡列においてもみられたものと考えられる。一方で、Expt. A において小粒径エアロゾルの DF が大きく検出された理由や、DF のサブマージェンス依存性が見られない理由については今後の検討課題である。

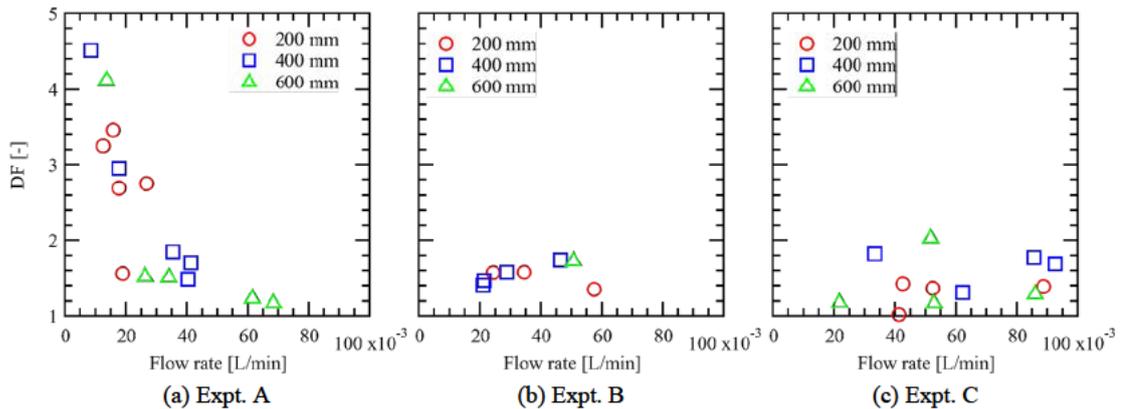


図 1-27 各流量，計測条件における DF

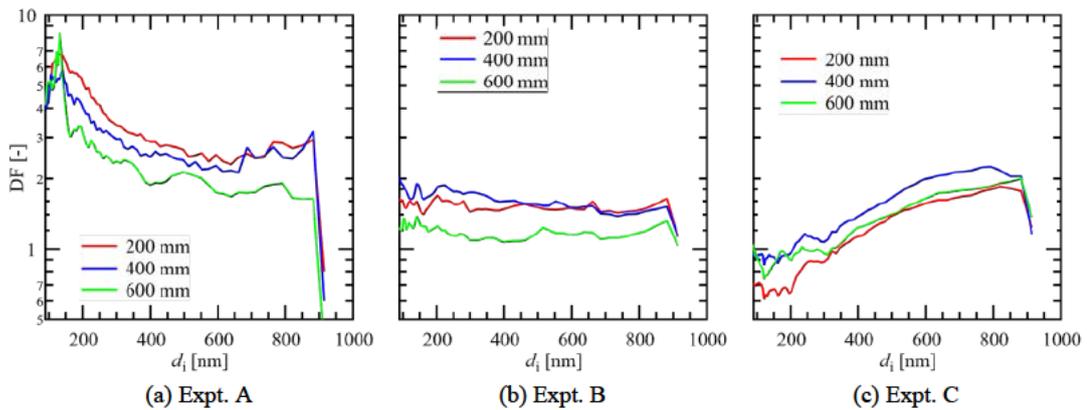


図 1-28 各計測条件，サブマージェンスにおける粒径ごとの DF 分布

1.3. CFD コードの開発準備

1.3.1. 単一気泡の物質輸送評価に関する既存知見

本研究において単一気泡における微粒子除染現象を解析する CFD コードを開発する前段階として、単一気泡の物質輸送評価に関する既存知見の調査を行った。単一気泡および液滴における物質輸送現象を評価する試み主に化学工学の分野を中心として行われている。先駆的な知見としては Skelland and Cornish (1963)^[14]が、空気中における扁球状のナフタレンが昇華する際の物質輸送係数を j -factor (j_D)として、シャーウッド数 Sh , 修正レイノルズ数 Re 以下のように評価した:

$$j_D = \frac{Sh}{Re(Sh)^{1/3}} = 0.74Re^{-0.5}. \quad (1-29)$$

ここで、修正 Re 数および Sh 数における代表長さ d_{mod} をアスペクト比 E , 液滴の等価直径 d_{eq} を用いて以下のように定義した:

$$d_{mod} = \frac{\pi}{2} \left[E^{1/3} + \ln \frac{(E + \sqrt{E^2 - 1})}{E^{2/3}\sqrt{E^2 - 1}} \right] d_{eq}. \quad (1-30)$$

Lochiel and Calderbank (1964)^[15]は、上式より得られた実験相関式をもとに、真球と扁球における物質輸送係数(k_c)_s, (k_c)_{os} の比についてそれぞれの表面積 A より以下の関係式を得た:

$$\gamma_1 = \frac{(k_c)_{os}}{(k_c)_s} = \sqrt{\frac{A_s}{A_{os}}} E^{1/6}. \quad (1-31)$$

上式は剛体界面における物質輸送性能の理論式とよく一致した。さらに、上式を拡張子、自由界面を持つ扁球に対して適用することで、以下の式を得た:

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= \frac{(k_c)_{os}}{(k_c)_s} = \sqrt{\frac{A_s}{A_{os}}} [2/3(1+k)] \\ k &= -\frac{eE^2 - E \sin^{-1} e}{e - E \sin^{-1} e} \\ e &= \sqrt{1 - \frac{1}{E^2}} \end{aligned} \quad (1-32)$$

また、真球における物質輸送係数は対象とする物質の拡散係数 D [cm²/s]および上昇速度

v_z [cm/s]を用いて以下のように表される:

$$\frac{(k_c)_s d_{eq}}{D} = 1.13 \left[\frac{d_{eq} v_z}{D} \right]. \quad (1-33)$$

上式を用いて CO₂ 気泡が水中を上昇する際の物質輸送について評価した。以上の結果は Wllek et al., (1966)^[13]にまとめられている。上式を基に、拡散係数と物質移動係数の比である Sh 数に対して、移流速度と拡散速度の比である Pe 数を以下のように表現した:

$$Sh = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Pe} \left(\frac{2}{3} (1+k) \right)^{1/2} \frac{2E^{1/3} (E^2 - 1)^{1/2}}{E(E^2 - 1)^{1/2} + \ln(E + \sqrt{E^2 - 1})}. \quad (1-34)$$

上式に代表されるように、単一気泡におけるガスや慣性項を無視できる極小粒径の粒子を対象とした Sh 数および Pe 数の実験相関式は複数提案されている:

Boussinesq (1905)^[16]

$$Sh = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Pe^{1/2}. \quad (1-35)$$

Winnikow et al., (1967)^[17]

$$Sh = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{2.89}{\sqrt{Re}} \right)^{1/2} Pe^{1/2}. (Re > 70) \quad (1-36)$$

Takemura and Yabe (1998)^[18]

$$Sh = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1}{(1 + 0.09 Re^{2/3})} \right)^{1/2} Pe^{1/2}. (Re < 100, Pe < 1) \quad (1-37)$$

これらの手法は、主に気泡の界面変形が小さいとされる小 Re 数の気泡ないし液滴に限定されてきた。しかしながら、近年の計算機の高速度および数値解析技術の発展により、ガスの移流拡散現象と非定常変形する気泡の連成解析を行うことで、高 Re 気泡の物質移動現象を直接解析する試みが多くなされてきた。Davidson and Rudman (2002)^[19]は VOF 法と移流拡散方程式を用いることで、Re 数 160 の気泡に対して、気泡内ガスの物質輸送性の解析を実施し、Temos et al., (1996)^[20]の実験と比較を行った。解析結果は既存の実験相関式が対象としない高 Re 数の気泡に対しても非常に良好な一致を示した。Hayashi and Tomiyama (2011)^[21]は、質量保存性能のより高い改良 VOF 法および移流拡散方程式の連成解析を行い、気液界面においてヘンリーの法則が成立するとして CO₂ 気泡の物質輸送性能に関する解析を行った。解析結果に対して液相中 CO₂ 濃度の時間変化より物質輸送係数 k_L を以下のように算出

した:

$$k_L = \frac{1}{A\Delta t} \int_V (C_L^{n+1} - C_L^n) dV \quad (1-38)$$

ここで、気泡の表面積を A 、液相体積を V 、液相中の任時間における CO_2 濃度を C_L^n である。解析した物質輸送係数から Sh 数を算出し、Clift et al., (1978)^[22]の実験相関式:

$$\begin{aligned} Sh &= 1 + (1 + 0.564Re^{2/3}Sc^{2/3})^{3/4} \text{ for low } Re \\ Sh &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{1 - \frac{2.89}{\sqrt{Re}}} \sqrt{Re\sqrt{Sc}} \text{ for high } Re \end{aligned} \quad (1-39)$$

と、特に低 Sc 数においてよく一致することを示した。

Cerqueira et al., (2015)^[23]は広範な Eu 数, Re 数の条件をふり, 伝熱分野で Sh 数に対応する無次元数として Nu 数各条件における Pe 数ごとの Nu 数を評価し, Ranz and Marshall (1952)^[24], Oellrich et al., (1973)^[25], Takemura and Yabe (1998)^[18]の相関式と比較し, Re 数 1 から 100 の範囲内で解析結果が Takemura and Yabe の実験相関式と良好な一致を示すことを示した。Falcone ら (2017)^[26]は上述の解析を更に三次元非定常の詳細解析に適用し, Re 数が最大で 232 程度の気泡に Sh 数を Takemura and Yabe (1998)^[18]の相関式と比較し, 高 Re 数においては解析値が相関式を上回る傾向があることを示した。

Balcázar-Arciniega et al., (2019)^[27]はさらに解析を拡張し, 複数気泡の条件におけるガスの物質輸送性能を複数気泡に対してそれぞれレベルセット関数を定義する Multiple marker CLS method を用いて解析を行った。更に, 界面位置が連続的に求まるレベルセット法の利点を応用し, 界面におけるガス濃度 C_Γ を界面位置 x_Γ , 界面の存在するセルにおけるガス濃度 C_P , 界面のセル中心位置 x_P , 界面から液相側に法線を出した際, セル中心と最も近づく点の位置でのガス濃度 C_{FP} , その位置 x_{FP} を用いて以下のように定義した:

$$C_p = C_\Gamma - \frac{\|x_\Gamma - x_p\|}{\|x_\Gamma - x_{FP}\|} (C_\Gamma - C_{FP}). \quad (1-40)$$

以上の結果を用いて物質輸送係数 k_c を以下のように定義した:

$$k_c(t) = \frac{V_c}{A(C_{\Gamma,c} - C_\infty)} \frac{dC_c}{dt}. \quad (1-41)$$

以上の物質輸送係数より Sh 数を定義することで、既存の相関式と比較を行った。単一気泡による評価では、低 Re では既存研究と同様に Takemura and Yabe (1998)^[18]の相関式と良好に一致する一方で、中・高 Re 数では Lochiel and Calderbank 1964^[15]の式と良好な一致を示すことを明らかにした。さらに、複数気泡の条件で Void 率を 3.27–19.63 % の範囲で変化させることで Void 率が増加することで気泡同士の相互作用が見られることで単一気泡に対して高い Sh 数を示すことを示した。

以上に示すように単一気泡におけるガスの輸送については多くの知見が存在するものの、一方で微粒子に関する知見は非常に少ない。Wilek et al., (1966)^[13]は既存の実験相関式を微粒子にも適用可能としているものの、実際の微粒子には気相とのスリップ、濃度によらない重力沈降、衝突など、ガスの輸送とは多くの違いが予想される。Akbar et al., (2006)^[28]はモンテカルロ法による固気液三相流シミュレーションを用いて気泡による DF を評価することで、気泡を同一体積の真球と仮定した際の DF との比較・検討を行った。解析結果では気泡の界面変形の影響を取り入れることで、 DF が真球仮定の時と変化することを示した。さらに、Pan et al., (2020)^[29]は VOF 法とラグランジュ粒子追跡法の連成解析を行い、2次元の気泡における物質輸送性能の評価を行った。解析結果より、 Re 数 1000 程度の気泡において気泡の界面変形の影響が卓越することで DF と気泡径が強い相関を示し、特定の気泡径において高い DF を取る可能性が示された。一方で、 DF の評価において気泡の二次元性が考慮されていないなど、必ずしも実現象を反映した解析結果とはいえない。また、適用粒子径についても実機が対象とする Sub- μm の粒子については解析が実施されていない。プールスクラビングによる微粒子の物質輸送現象を評価するためには三次元非定常の解析コードで Sub- μm の微粒子運動を評価できるコードが必須と考えられる。

1.3.2. CFD コードを構成する基礎方程式

1.3.1 項の調査結果をふまえ、CFD コード構築を行った。CFD コードを構築する上でベースとなる Eulerian 混相流スキームの代表例を図 1-29 に示す。Eulerian 混相流スキームは各相を連続的に取り扱い、あるしきい値で界面を取る One-fluid approach および界面にマーカーを設置し、界面運動をマーカーの移流で表現する Marker function approach に大別される。One-fluid approach の代表的な手法としては VOF 法および Level-set 法が挙げられる。また、Marker function approach の代表的な手法としては Front-tracking method が挙げられる。

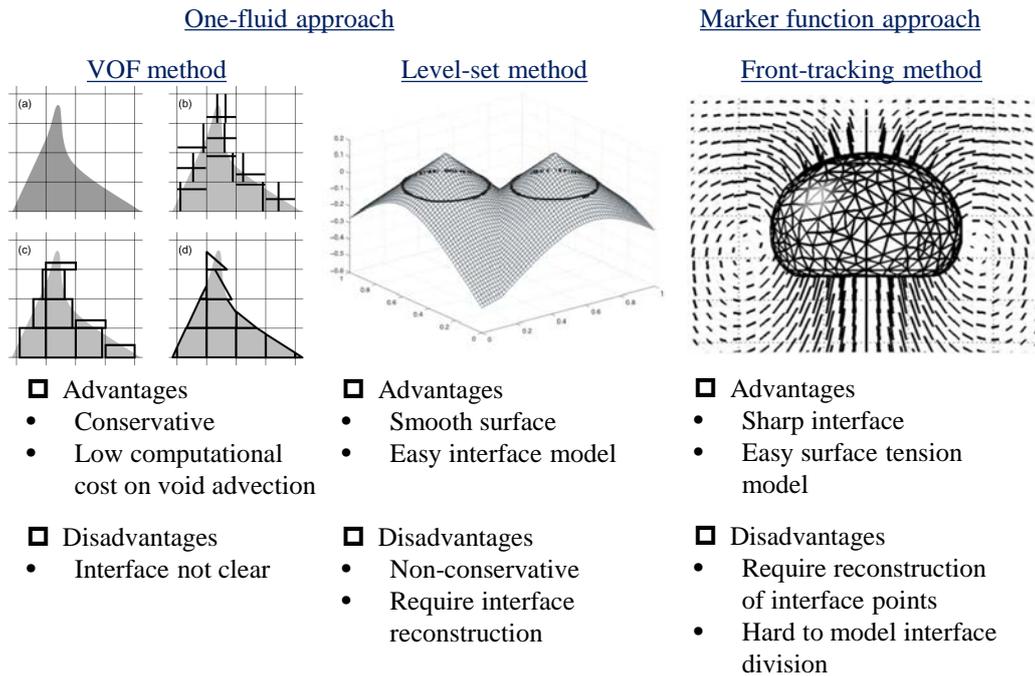


図 1-29 代表的な Eulerian 混相流スキームの利点・欠点^[30]

VOF 法は、各相の体積割合を示す VOF 関数を定義し、その移流方程式を計算することで二相流を解析する手法である。解析した VOF 関数をもとに各セルにおける流体の物性を計算し、再度運動量保存式に代入することで、混相流体を取り扱う。ここで、Void 率 α 、速度 u として移流方程式は以下のように表される^[31]:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \alpha = 0. \quad (1-42)$$

VOF 関数とはある格子内における Void 率を指す。本手法の大きなメリットとして、移流方程式を解く際に連続式を使用することで領域全体において質量保存が原理的に担保され、またそのための計算コストが非常に低いことが挙げられる。一方で、VOF 関数はあくまで格子全体にかかる変数であることから、格子内のどこに界面が存在するかについては同定することができない。結果として、計算に進展に従って数値拡散により界面が不明瞭になることが知られている。これらを防ぐためのモデル化が多く提案されているものの、計算コストの増大を招き、VOF 法の利点を大きく損なうことが問題となる。

混相流解析スキームとして VOF 法の対極に当たるのが Front-tracking 法である。本手法は One fluid approach とは異なり、各相の流体を個別に表現し、両者を隔てる界面は離散的な点群を集合した面であるポリゴンとして取り扱う。Front-tracking 法は、Eulerian な格子で表現

された速度とは別に界面の点を定義し、隣接するセルと界面の位置関係から速度を補間することで界面の移流を表現する。この際、界面におけるマーカー位置 x_f と格子における速度 u の関係は、以下のように表される^[32]:

$$x_f^{n+1}(x) = x_f^n(x) + \Delta t \sum_{i,j} u_{i,j}^l. \quad (1-43)$$

上式で計算された $n+1$ ステップにおける界面の位置情報から各格子における次ステップの流体の物性を計算し、再び運動量保存式に代入することで計算を進展する。Front-tracking 法は界面の形状を離散的なマーカーを用いて定めることができるため、VOF 法とは異なり、原理的に界面の拡散が生じない。更に、界面の表現が非常に明瞭なため、表面張力をモデル化することなく直接表現することが可能となる。加えて、各相に加えて界面の情報を保持していることから界面における物質の堆積なども比較的容易に表現することができる。一方で、界面移動の際に質量保存式が成立しない問題がある。また、本手法による解析が進展すると、界面に設定したマーカー数に徐々に粗密が生じてしまう。マーカーの間隔が広がってしまうと界面形状を正確に再構成できなくなってしまうため、計算の進展に合わせて適切にマーカーを追加・削除していく必要がある。この際、マーカーを追加する際の補間手法などによっても誤差が生じうる。

上述の性質を踏まえ、混相流スキームとして One-fluid approach と同様に簡易なモデルで界面追跡できると同時に、Marker function approach と同様に界面を定義できる手法として開発されたのが Level-set 法である^[32]。Level-set 法は液相では負、気相では正、界面では 0 かつ値の絶対値が界面との最短距離を表す Level-set 関数 ψ を定義する。ここで、Level-set における界面前後の物性を決定するため、Heviside 関数を媒介して Void 率として連続的に取り扱う。Heviside 関数 H_α は界面の厚み ϵ を用いて以下のように表される:

$$H_\alpha(\psi) \begin{cases} 0 & : \text{if } \psi < -\epsilon \\ 1/2[1 + \psi/\epsilon + 1/\pi \sin \pi\psi/\epsilon] & : \text{if } |\psi| \leq \epsilon. \\ 1 & : \text{if } \psi > \epsilon \end{cases} \quad (1-44)$$

レベルセット関数に移流方程式を適用することで、界面の変動を以下のように表す:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \psi = 0. \quad (1-45)$$

レベルセット関数は移流することで界面からの距離関数という性質が崩れる。そこで、界

面位置における値が 0 となる性質を変えないまま距離関数として再構成するために、以下の式を計算する必要がある:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = S(\psi)(1 - |\nabla \psi|). \quad (1-46)$$

以上に示すように、Level-set 法は連続な距離関数である Level-set 関数を用いて界面形状を明瞭に表現できる手法であり、比較的簡便のモデルで界面形状を評価することができる。また、Level-set 関数が距離関数である性質を利用して界面の法線ベクトルを取得できることから、表面張力の影響をモデリングする際に非常に有効である。一方で、レベルセット関数自体は物性値と一対一対応しないため、式(1-45)の移流および式(1-46)の再構成時に質量保存が保証されていない問題がある。

上述の問題を解決するため、Olsson ら (2005, 2007)^{[34], [35]}により Conservative Level-set 法 (CLS)が提案されている。CLS においては式(1-44)に示す Heviside 関数をもとに計算された Void 率 $\phi = H_u(\psi)$ を以下に示すように直接移流する:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi u) = 0. \quad (1-47)$$

加えて、Level-set 関数の再構成においても同様の処理を行い、収束性を向上するための人口粘性および人口拡散項を加えて以下のように定義した:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\phi(1 - \phi))n_{\tau=0} = \epsilon \nabla \cdot ((\nabla \phi \cdot n_{\tau=0})n_{\tau=0}). \quad (1-48)$$

なお、本式で使用する法線ベクトル n の値は $\tau = 0$ のものを使用する。本式を使用することで、簡便なモデルで界面を表現でき、かつ質量が原理的に保存される Eulerian 混相流スキームである。そこで、本研究においては CLS を用いて解析を行った。本研究で実施した流体解析のフロー図を図 1-30 に示す。流体解析においては N-S 方程式の空間方向離散化には 5 次精度の WENO を、時間方向には 4 次のルンゲクッタ法を用いた。また、Level-set 関数の移流には空間方向に TVD 条件を満たすために Superbee flux limiter を適用した。また、再構成時には移流項には Superbee flux limiter, 粘性項には 2 次の中心差分を適用した。時間方向にはそれぞれ 2 次の ENO 補間アルゴリズムを用いた。本解析においては高度な完全二方向並列を実現するために、通常の Staggered 格子に対して、圧力、速度などを全て中心位置で定義する Collocated 格子を採用した。Collocated 格子を用いる際の問題として、Poisson 方

程式を解く際に偽速度の二回微分項を補完する必要があるため、圧力が互い違いに計算されてしまう問題がある。本研究ではその問題を解消するため、ポアソン方程式を計算する前に偽速度を Staggered 格子に補間したのち、実速度を計算する際に三次の風上差分である QUICK スキーム^[36]を使用した。

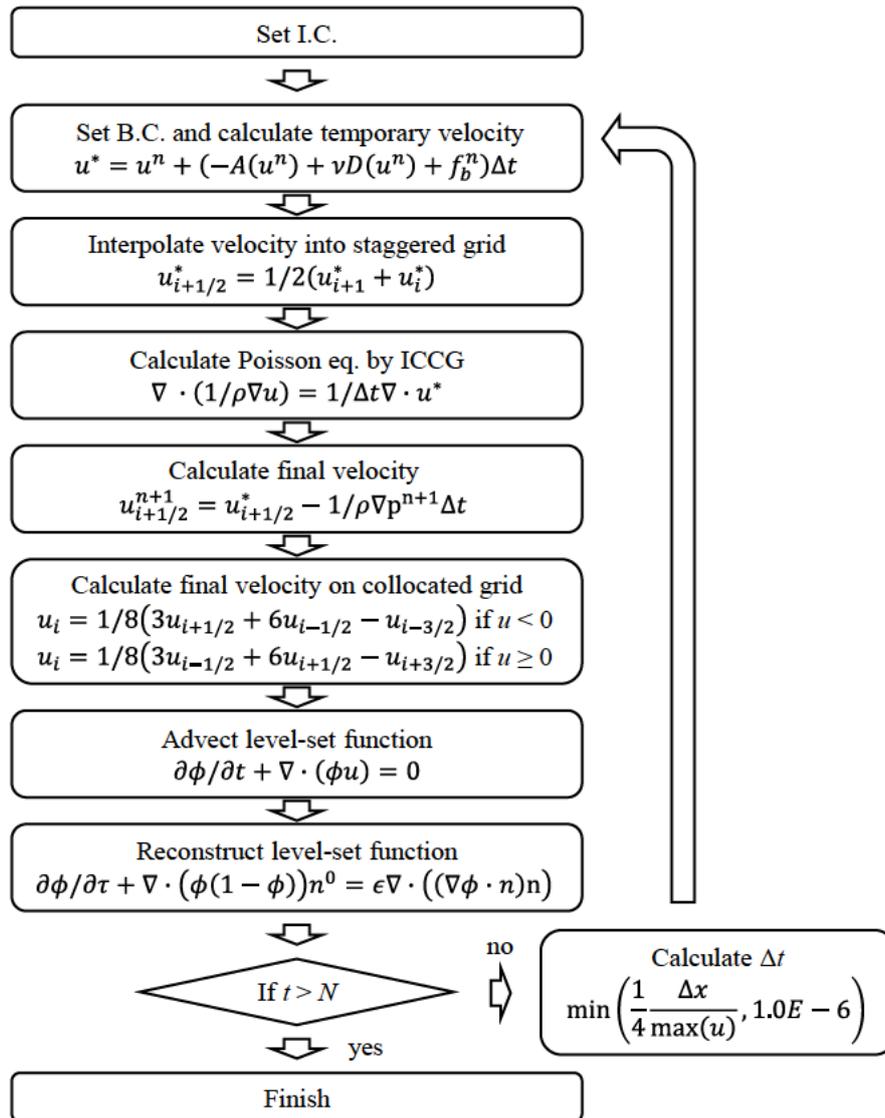


図 1-30 本研究で実施した流体解析のフロー図

1.3.3. 微粒子モデルの検討

上述の解析スキームをふまえて、独自の三次元非定常数値流体解析モデルを構築し、気泡内における微粒子を解析する際の微粒子モデルを検討するための予備解析を実施した。検討に用いた解析の条件を図 1-31 に示す。本研究においては $0.01 \times 0.01 \times 0.09$ m のドメインを

設定し、中心に等価直径 5 mm の球形気泡を設定して解析を行った。境界条件としては x - z 平面, y - z 平面についてはフリースリップ, 法線方向の速度を 0 と定義した。また, x - y 平面についてはともに流出境界とした。予備解析の結果を図 1-32 に示す。解析結果より, 気泡が上昇し, 扁平に至るまでの一連の形状変化を取得することに成功した。

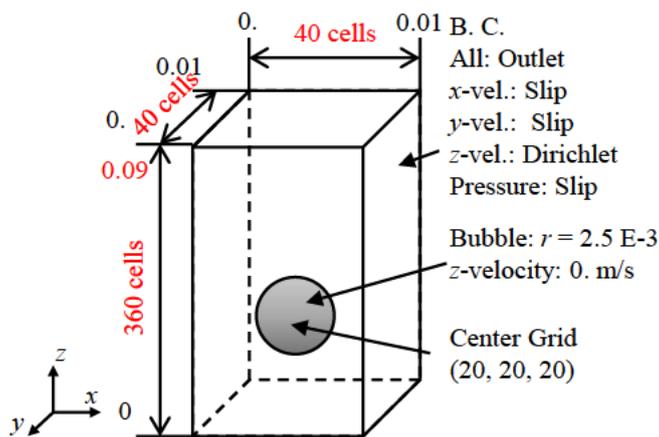


図 1-31 微粒子モデルの検討に用いた解析条件

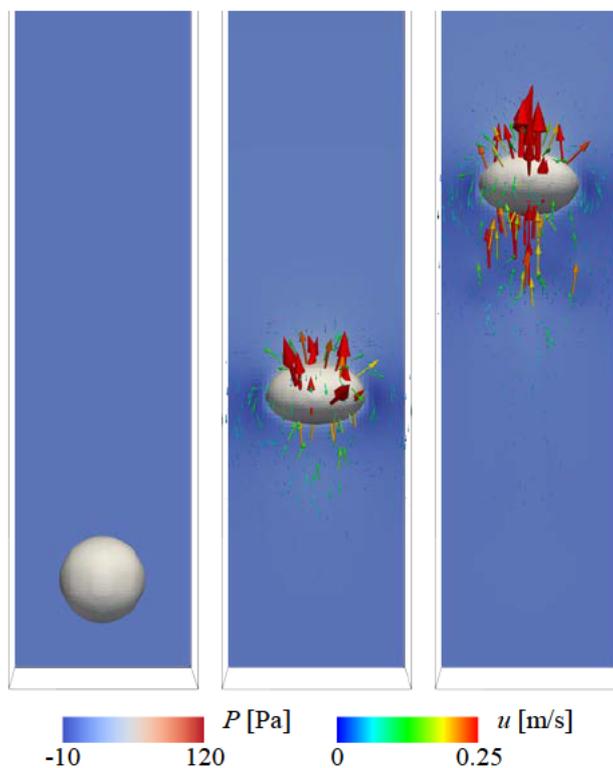


図 1-32 $d_B = 5 \text{ mm}$ における解析結果

数値解析結果の妥当性を評価するため、気泡の解析結果より得られた気泡アスペクト比および上昇速度に対してそれぞれ MELCOR で使用される既存の実験相関式である(1-20)および(1-22)を用いてそれぞれ値を比較した結果を図 1-33 に示す。解析結果より、気泡のアスペクト比 E については解析における気泡の表面積 A よりレベルセット関数の勾配より以下のように計算し:

$$A = \int_V \|\nabla\phi\| dV, \quad (1-49)$$

等価直径 5 mm に対する理論体積 V かつアスペクト比 E の気泡について表面積 $A_{\text{est}}(E)$ を計算したうえで、 $A - A_{\text{est}}(E)$ が最小となる E を算出することで評価した。解析結果より、解析結果より得られたアスペクト比の最小値と実験相関式が良く一致する傾向が見られた。これは、既存の実験^[37]で実験相関式が気泡アスペクト比の下限とよく一致することと同様の傾向を示す。また、気泡上昇速度は既存実験相関式を若干下回る傾向が見られた。これは、解析ドメインが気泡のサイズに対して十分広くないことが原因と考えられるものの、全体として解析結果は既存の実験相関式と良好な一致を示すといえる。

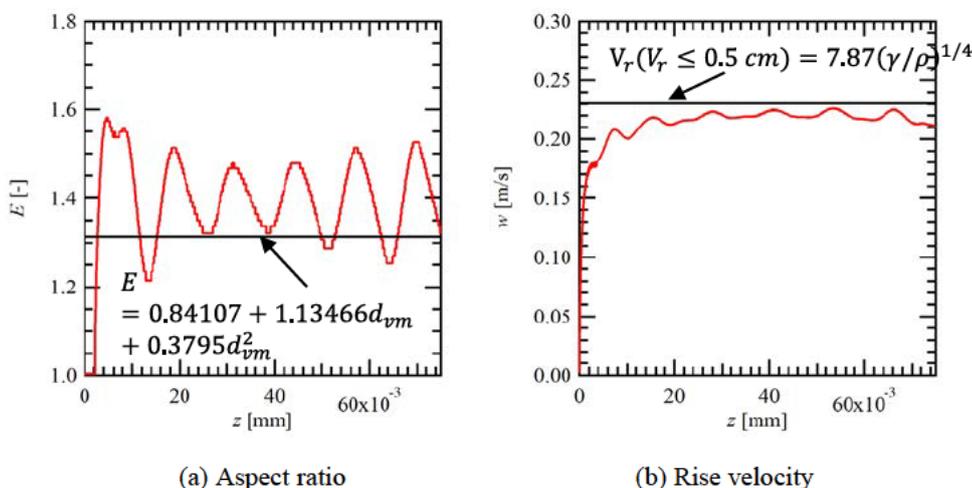


図 1-33 気泡挙動の解析結果および既存相関式の比較

以上の解析結果をふまえ、気泡内に投入する微粒子の運動方程式として 2 通りの手法を用いて解析を実施した。粒子と流体の連成解析を行う際に主要な手法は Eulerian-Lagrangian アプローチ^[38]と Eulerian-Eulerian アプローチ^[39]に大別される^[40]。Eulerian-Lagrangian アプローチでは Eulerian アプローチで解析した流体場に対して Lagrangian な手法で粒子を追跡する手法である。粒子をリン的に取り扱うことで抗力項などの表現が簡易である一方で、陽解

法で解くことによる数値不安定性や、Eulerian な手法で解く流体パートとの兼ね合いで負荷調節が難しいなどの問題がある。一方で、Eulerian-Eulerian アプローチは流体のみならず粒子についても連続体として取り扱うことで、粒子を取り扱う。流体と粒子スケールを同等とすることで計算効率を実現できるものの、粒子個数を表現できないことから抗力など流体-粒子間の運動量のやり取りを適切に表現できない可能性がある。本研究においては Eulerian-Lagrangian およびより Eulerian-Eulerian の両手法を用いて解析を実施し、結果を比較検討した。

Eulerian-Lagrangian の解析で用いた粒子パートの運動方程式は以下の通りである^[40]:

$$u_p/dt = F_D(u - u_p) + g(\rho_p - \rho)\rho_p + F_B. \quad (1-50)$$

ここで、粒子速度 u_p に対して抗力項 F_D 、ブラウン拡散項 F_B をそれぞれ定義した。抗力項は粒子にかかる抗力をストークス抵抗として、粒径 d_p 、粒子密度 ρ_p 、Cunningham スリップ定数 C_c 、流体の粘性係数 μ を用いて以下のように表される:

$$F_D = \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p C_c}. \quad (1-51)$$

また、ブラウン拡散項については粒子の拡散を乱数を用いて離散的に表現する Gaussian white noise process^[41]を用いて以下のように表した:

$$F_B = \frac{18\mu\zeta}{4a^2 \rho_p} \sqrt{\frac{2D}{\Delta t}}. \quad (1-52)$$

ここで、 ζ は平均 0、分散 1 の正規分布乱数である。また、抗力係数 D は Stokes-Einstein の式を用いて以下のように表される:

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\mu d_p}. \quad (1-53)$$

ここで、 k_B はボルツマン定数 (1.380649 E-23 J/K)、 T は周囲温度である。

Eulerian-Eulerian の解析で用いた粒子パートの運動方程式は以下の通りである:

$$u_p = u + d_p^2(\rho_p - \rho)g * C_c/(18\mu) \quad (1-54)$$

ここで、粒子濃度の移流については以下の移流拡散方程式を用いた:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (u_p C) = \nabla \cdot (D \nabla u_p) \quad (1-55)$$

それぞれ Lagrangian な手法と Eulerian な手法を用いた場合の解析結果を図 1-34 および図 1-35 に示す. 図 1-34 においては気相中における初期粒子数が 10 P/cell で、液相中には 0 P/cell, 図 1-35 においては粒子の濃度が 1 [P/cell] で、液相中には 0 P/cell として解析を行った. 解析結果より、いずれの条件においても気泡から微粒子が除染されたのちに後流に滞留する挙動が確認できた. 以上の結果をふまえて数値解析情報をもとに単一気泡の DF を解析的に取得した. DF の定義としては Lagrangian な手法においては一ステップ目における気泡内粒子数を N_{all} , n ステップ目における値を N_{in} として以下の式を用いて計算した:

$$DF = N_{all}/N_{in}. \quad (1-56)$$

また, Eulerian な手法については各格子におけるレベルセット関数 ϕ のおよび微粒子濃度 C の積より以下のように DF を計算した:

$$DF = \Sigma(\phi_{0,ijk} C_{0,ijk}) / \Sigma(\phi_{n,ijk} C_{n,ijk}). \quad (1-57)$$

以上の手法を用いて粒径系 $d_p = 0.8 \mu\text{m}$ の条件で DF を解析した結果と、単一気泡における DF の実験値の比較を図 1-36 に示す. 解析結果の実線は解析データ, 点線は解析データを線形フィッティングした結果である. 解析結果より, Lagrangian な手法の方が Eulerian な手法と比較して実験値と良い一致を示す傾向が得られた.

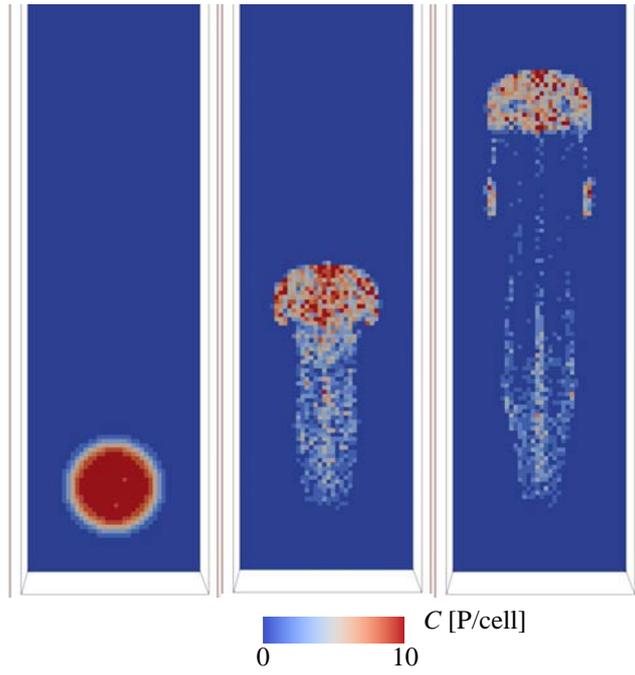


図 1-34 ラグランジュ微粒子モデルを用いた粒子解析結果

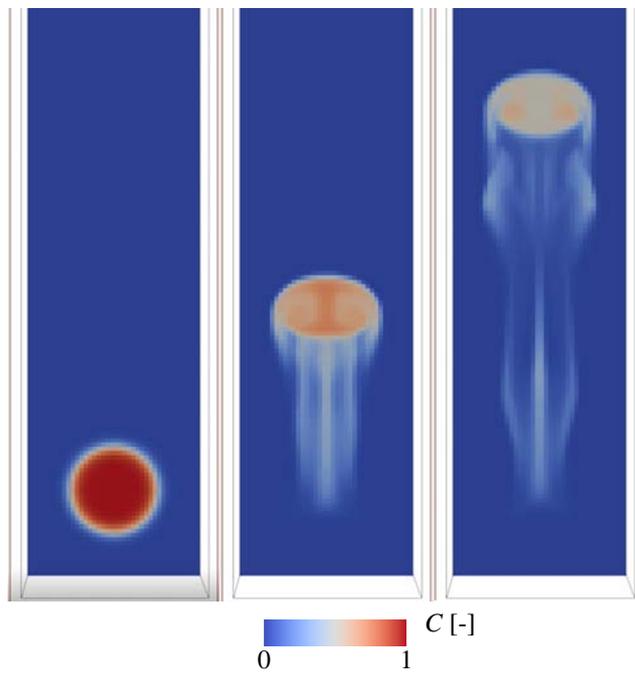


図 1-35 オイラー微粒子モデルを用いた粒子解析結果

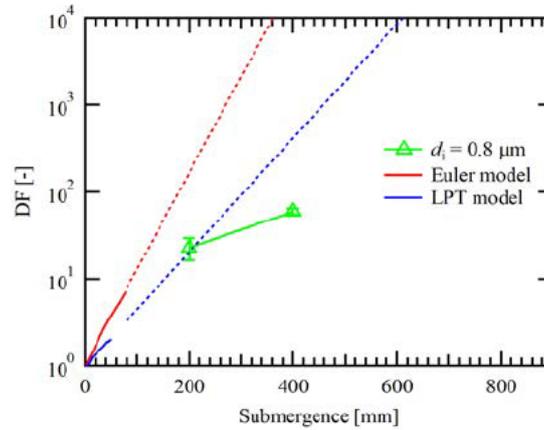


図 1-36 粒子解析結果および実験結果の比較

1.3.4. 気泡径ごとのエアロゾル挙動解析結果

1.3.3 項の解析結果をふまえ、Lagrangian な粒子追跡手法を用いて各気泡径に対して解析を実施した。解析条件を図 1-37 に示す。本解析においては予備解析の時点で低水深の時点で DF が定常となっていたことからドメインを $0.015 \times 0.015 \times 0.045$ m としてドメインを設定し、中心に等価直径 $d_B = 3, 5, 10$ mm の球形気泡を設定して解析を行った。気泡解析の結果を図 1-38, 図 1-39, 図 1-40 にそれぞれ示す。解析結果より、気泡径が大きくなることで気泡の界面変形が増大する傾向が見られた。また、 $d_B = 10$ mm の条件において気泡が cap bubble のような形状を取ることを確認した。

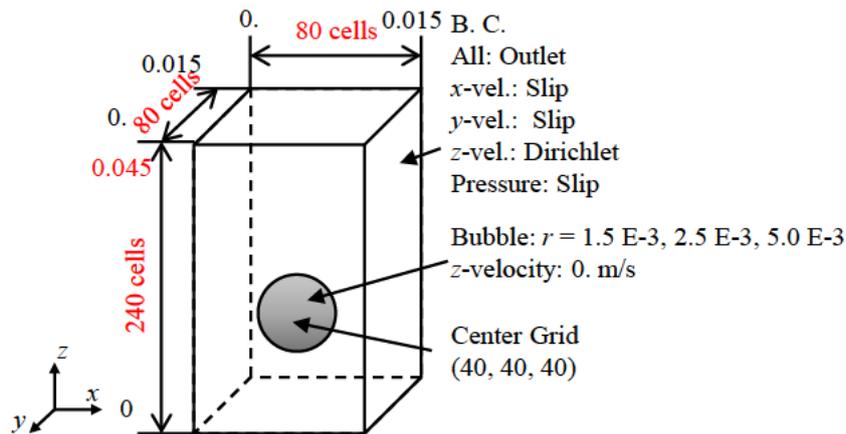


図 1-37 気泡径ごとのエアロゾル挙動解析の用いた解析条件

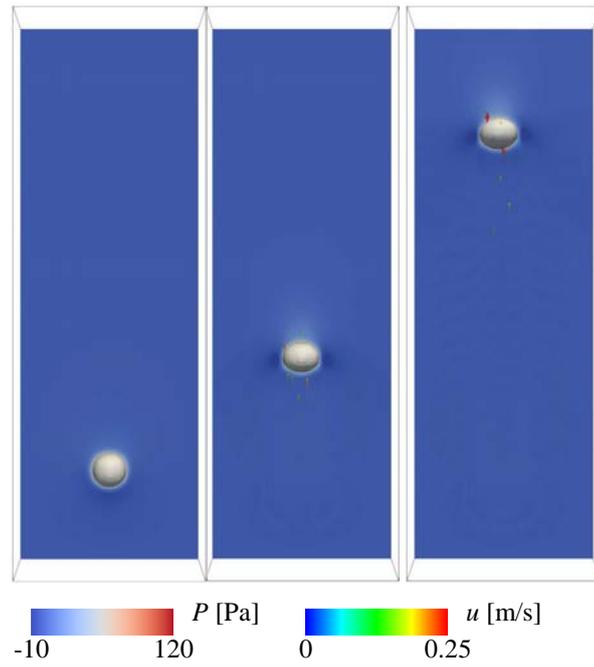


図 1-38 $d_B = 3 \text{ mm}$ における気泡挙動解析結果

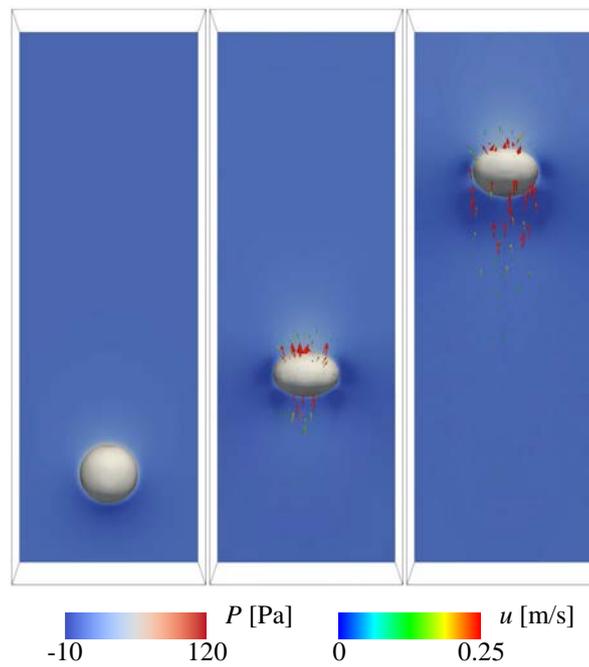


図 1-39 $d_B = 5 \text{ mm}$ における気泡挙動解析結果

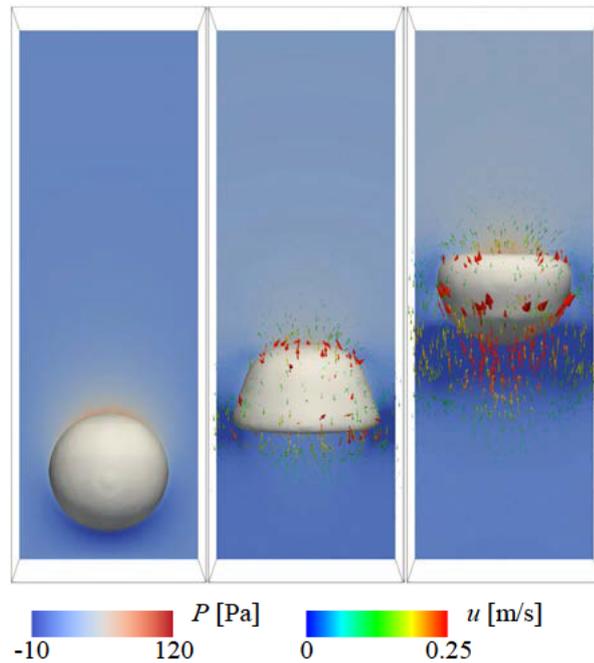


図 1-40 $d_B = 10 \text{ mm}$ における解析結果

式(1-56)を用いて $d_B = 3, 5, 10 \text{ mm}$ の条件でそれぞれ粒径 $0.3, 0.5, 0.8 \mu\text{m}$ における DF を解析した結果を図 1-41 に示す。解析結果を気泡径ごとに比較すると、気泡径が増大するにつれて DF が検証に減少する傾向が見られた。また、粒径依存性について評価すると、 $d_B = 3 \text{ mm}$ の条件において粒径依存性が見られたものの、その他の条件においては大きな差が見られなかった。また、粒径 $0.3 \mu\text{m}$ の条件において粒径 $0.5, 0.8 \mu\text{m}$ と比較してより高い DF が得られた。この原因として、気泡内微粒子の運動として拡散項が過大に評価されている可能性があり、今後の検討が必要である。

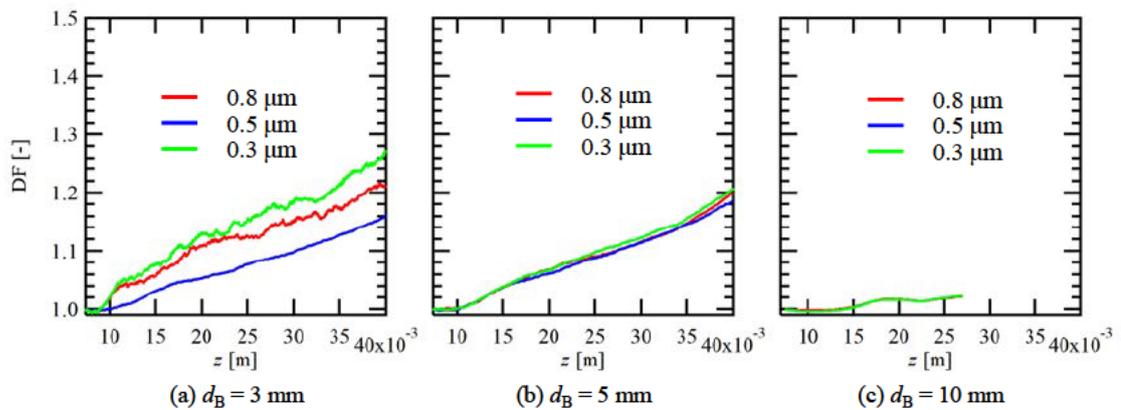


図 1-41 気泡径ごとの DF 解析結果

また、本解析で使用した各気泡径 $d_B = 3, 5, 10 \text{ mm}$ における粒径 $0.3 \mu\text{m}$ の条件を代表として、気泡内部における 1.0×10^6 程度の粒子数の中から気泡中心軸上に存在する4つの粒子を代表値として選択し、気泡内微粒子運動を表示した結果を図 1-42 に示す。図中のプロットは粒子の流跡線であり、黒線は気泡が MELCOR で想定される扁球と考えた際の界面形状である。解析結果より、 $d_B = 3 \text{ mm}$ の気泡においては MELCOR が前提とするトロイダル渦構造が見られた一方で、 $d_B = 5 \text{ mm}$ ではその渦構造が気泡の長辺付近のみにみられ、 $d_B = 10 \text{ mm}$ では明確な渦構造が消滅する傾向が見られた。また、特に $d_B = 10 \text{ mm}$ では気泡が Cap bubble のような形状をとったことで、MELCOR が前提とする扁球状の界面形状から大きく外れた位置に微粒子が存在する結果が見られた。これまで本グループ実施してきた研究^[42]において気泡の界面における非定常変形が微粒子の除染に大きな影響を示すことを示唆する結果が得られてきた。本解析により気泡の界面変形が増大することで内部の微粒子がトロイダル渦構造をとる想定と比較して DF が減少する傾向が得られる可能性を示した。

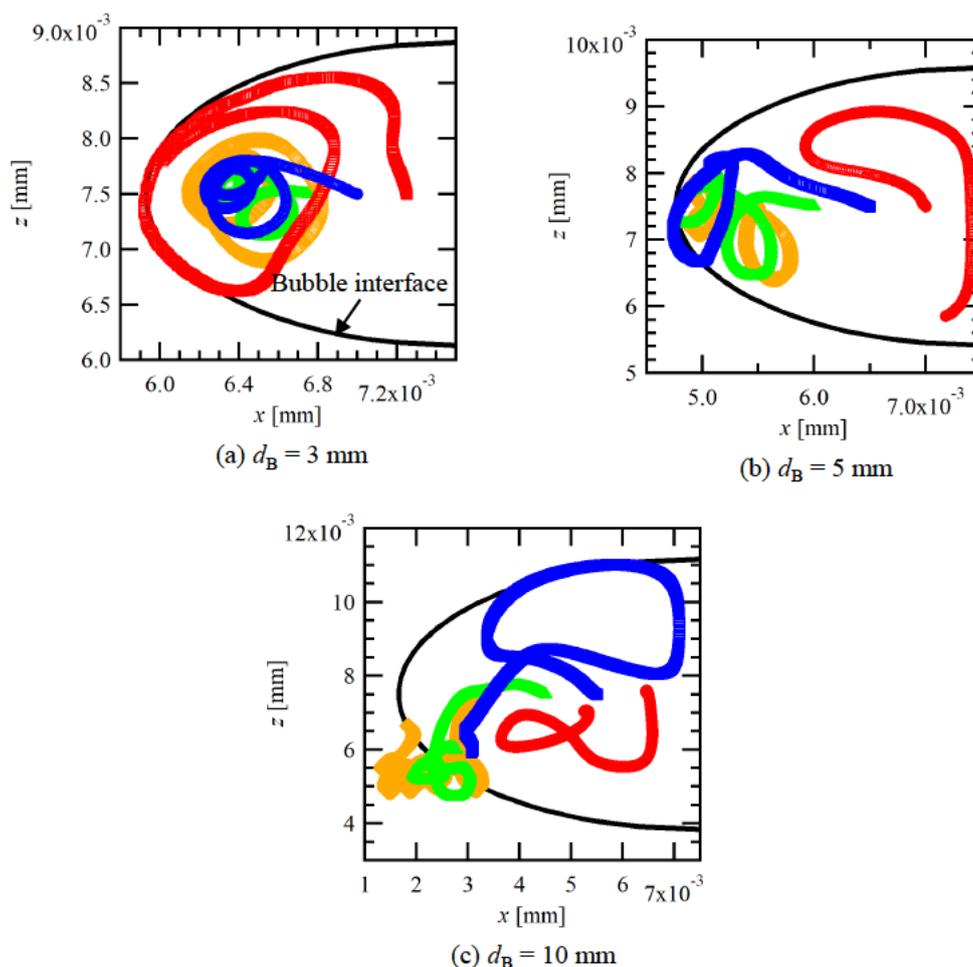


図 1-42 気泡径ごとの気泡内微粒子運動計測結果

2. 気泡の 2 相流挙動測定実験

エアロゾルを含んだ 2 相流挙動の把握のため、幅広い条件におけるガス噴出から液面到達までの break up、気泡上昇過程などの気泡挙動を詳細に把握した。加えてエアロゾルの計測も行った。

2.1. 気液二相流の詳細計測

2.1.1. 実験装置の改良

気液二相流挙動を詳細に計測・定量評価を行うために、ボイド率計測装置を用いた気液二相流挙動測定実験を行う。図 2-1 にボイド率計測実験装置の概要を示す。コンプレッサにてバッファタンク内の圧力を上昇させた後、マスフローコントローラにて流量を調整し、エアロゾル発生器に給気を行うことで粒子を混合し、エアロゾルを含む気相を直径 10 mm のノズルからプール水に注入することで気液二相流を発生させる。また、電気ボイラーにより発生させた蒸気を空気供給系と混合させることで凝縮性ガスを含む気液二相流を発生させる。発生させた気液二相流をワイヤメッシュセンサ (WMS)にて計測する。

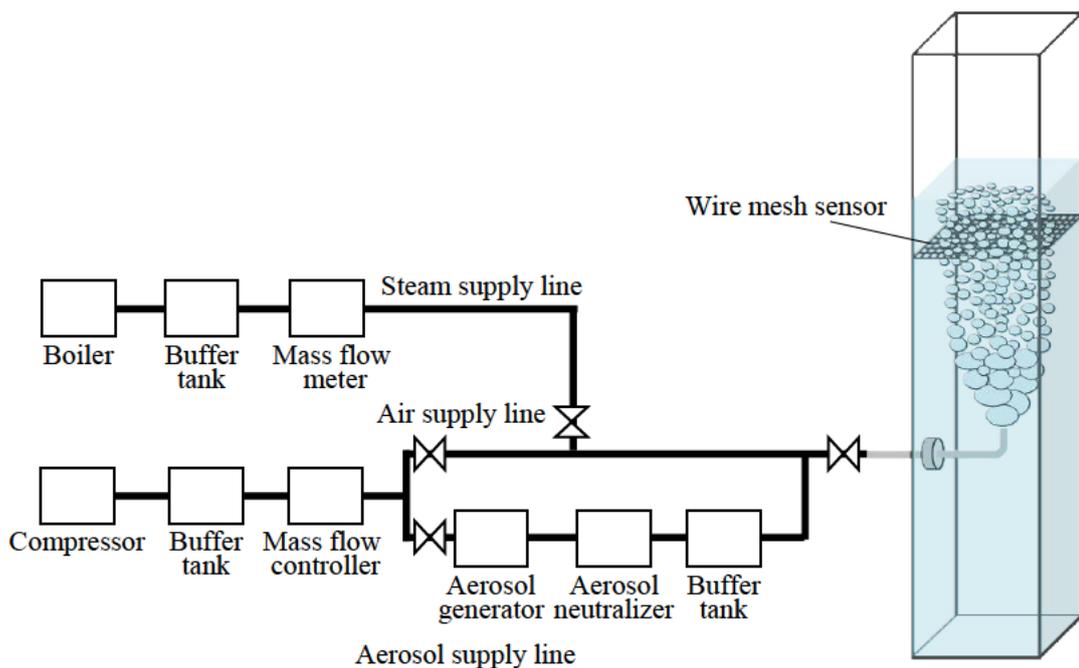


図 2-1 ボイド率計測装置の概要

昨年度までのエアロゾル供給系では乾式の粒子をブラシでかき出し、空気と混合させる

ことでエアロゾルを発生させていた。しかしながら、ブラシによるエアロゾルの帯電により配管へのエアロゾルの沈着が顕著であった。そこで本年度は図 2-2 (a)に示すようなエアロゾル中和器 (TOPAS, EAN581)を整備し、帯電したエアロゾルを中和することで配管への沈着を軽減させる。図 2-2 (b)に示すような静電測定用メーター (STATO-II)を用いて発生させたエアロゾルの帯電量を計測し、中和器の電圧を調整することでエアロゾルの帯電を軽減させた。



(a) Electrostatic aerosol neutralizer



(b) Electrostatic meter

図 2-2 エアロゾル中和器および静電測定用メーター

図 2-3 にワイヤメッシュセンサ (WMS : Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf 製, Germany) の概要図を示す。WMS はメッシュ状に張られたワイヤのうちトランスミッタワイヤから電気信号を流し、レシーバワイヤでそれを受信することでワイヤ間の導電率を計測する装置であり、水と空気の導電率の差から計測領域 (コントロールボリューム) 内のボイド率を計測する装置である。本実験で使用した WMS は水槽断面に合わせた 500 mm×500 mm に対して幅 3.9 mm 間隔のメッシュとしているため計測領域は 3.9 mm×3.9 mm である。また、高さ方向に 14 mm の間隔で二層のメッシュを設置しており、それぞれで計測した断面ボイド率のデータをもとに気相速度を計測することを可能にしている。

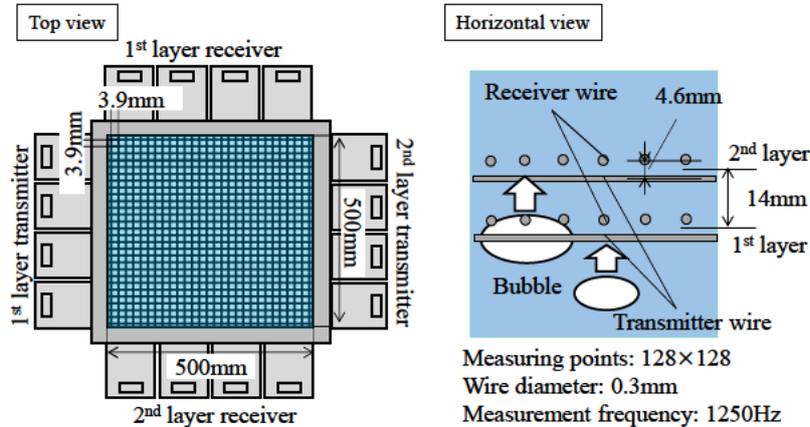


図 2-3 ワイヤメッシュセンサの概要

2.1.2. 気液二相流における表面積計測技術の開発

気液二相流の気液界面表面積は気相から液相への物質輸送の観点から重要な指標である。しかしながら、複雑な流動による気泡の重なりや複雑な界面形状などの要因により気液界面面積の計測は難しい。気泡の表面積を取得する既存研究として Prasser et al., (2007)^[46]による WMS で計測したボイド率をもとに気液界面積濃度を計測した研究がある。この研究ではボイド率 0.5 を閾値として台形的な近似により気液界面を定義することで気液界面積濃度の計測を実現している。しかしながら気泡の速度については計測された気相速度を平均した速度場を使用しており、気泡径と気泡の速度および気泡表面積が 1 対 1 で対応していない。Kanai et al., (2015)^{[47][48]}は WMS で取得した断面ボイド率の時系列データからボクセル形式に変換し、ボクセル数と重心位置を算出した上で気泡流の上流側のボクセル数とボイド率をもとに下流側のボクセル数とボイド率に対してボクセル数の変化率や重心位置の移動率から最適なボクセルを探索することで気泡の体積と三次元速度を 1 対 1 対応で計測する手法を開発した。しかしながらボクセル形式のデータでは表面積を取得することはできない。そこで本研究では WMS により計測したボイド率の時系列データをもとにポリゴンに変換することで気泡の表面積と体積・三次元速度が 1 対 1 対応した計測手法の開発を行った。開発した計測手法を図 2-4 に示す。まずはボイド率の時系列データを Marching cubes method^[49]によりボイド率 0.5 を閾値としてポリゴン化を行う。次に閉じたポリゴンを一つの気泡とみなしてラベリングを行い、ラベリングした気泡から仮の体積と重心位置を算出し図 2-4 (b)のような配列を作成する。ボイド率の時系列データからポリゴンを生成したため、ポリゴンの体積は面積と時間の次元であるが、後ほど気泡の速度を算出することにより体積の次元へと変換することが可能になる。得られた WMS の 1 層目と 2 層目の配列から表 2-1 の条件により適合する気泡を探索する。

表 2-1 気泡追跡時の探索条件

Time difference	$8 \text{ ms} < \Delta t < 100 \text{ ms}$
Horizontal position difference	$\Delta x, \Delta y < 40 \text{ mm}$
Volume difference ratio	$0.70 < \frac{V_{up}}{V_{down}} < 1.43$

探索の結果、最も適合した気泡を同一の気泡とみなし、その重心位置の時間差 (Δt) から (2-1)式により気泡の上昇速度を算出する。算出した気泡の速度から時間の次元から距離の次元に変換することで気泡の体積および表面積を取得する。 ΔL は WMS1 層目と 2 層目間の距離である。

$$v_b = \frac{\Delta L}{\Delta t} \quad (2-1)$$

以上の解析プロセスにより WMS により計測したボイド率の時系列データから個々の気泡の体積、速度、表面積を 1 対 1 対応で計測する手法を開発した。

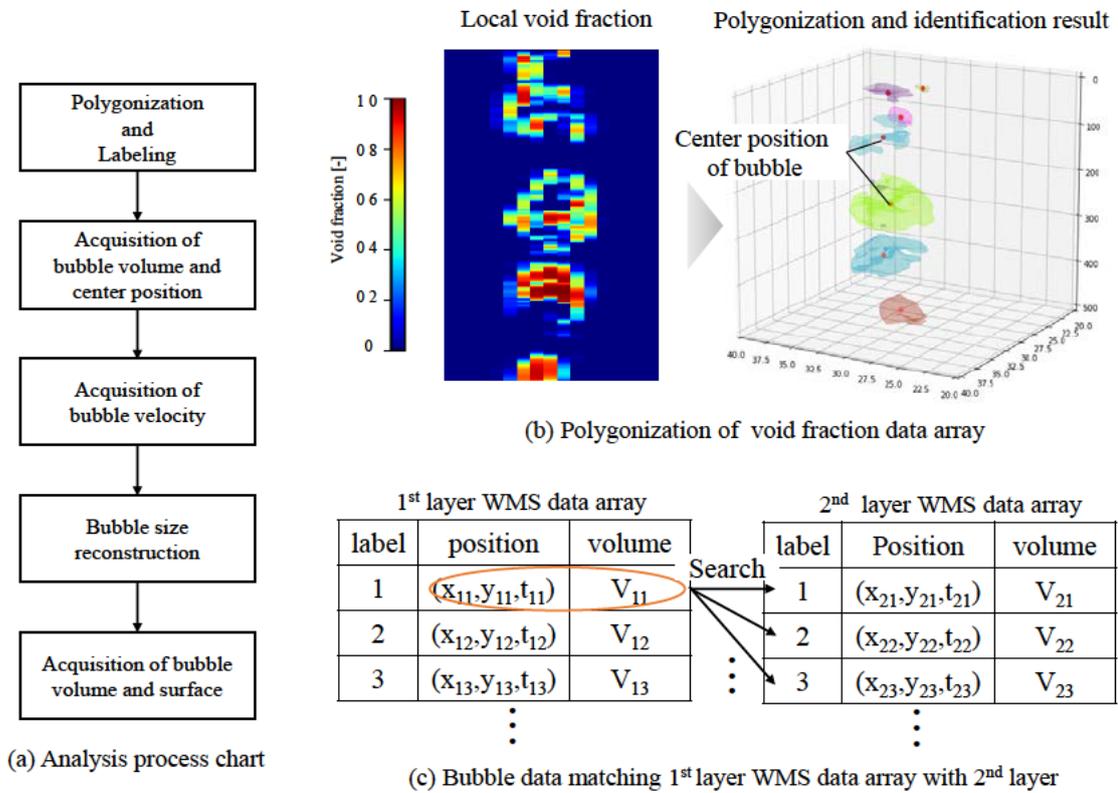


図 2-4 ボイド率データ解析手法

また、計測した気泡のポリゴンデータから気泡形状の評価を行うために気泡の三次元アスペクト比を評価する手法の開発を行った。開発した気泡形状評価手法を図 2-6 に示す。計測した気泡のポリゴンデータの頂点に対して RANSAC 法を用いて楕円体にフィッティングを行う。RANSAC 法の概要を図 2-5 に示す。

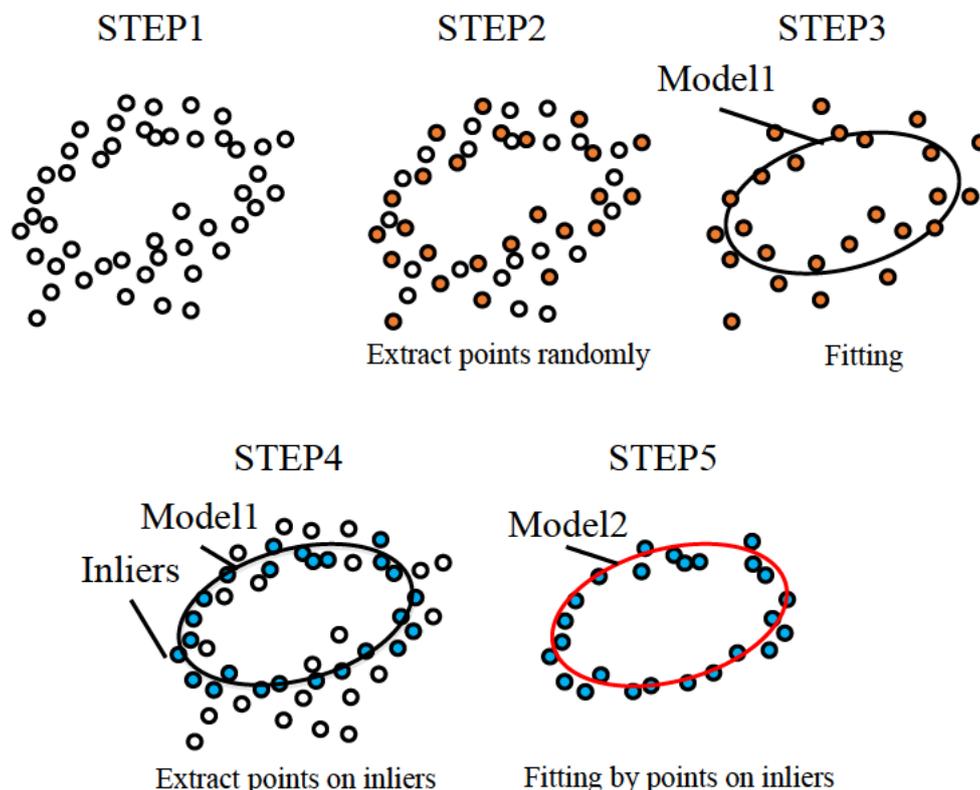


図 2-5 RANSAC 法の概要

頂点が 100 点以上存在するポリゴンに対してランダムに規定個数の点を抽出する。抽出した点群に対して最小二乗法により楕円体フィッティングを行う。フィッティングした楕円体から定義した閾値までの範囲に入る点を気泡一つの全頂点から抽出する。最後に抽出した点群に対して再度最小二乗法により楕円体フィッティングを行う。これを規定の回数行なった後それぞれのフィッティングで閾値以内の点群 (Inliers) の数が最も多いものを最良のフィッティング結果と判定する。楕円体の評価式および RANSAC 法によるフィッティング条件を表 2-2 に示す。この条件にて計測した個々の気泡に対して楕円体フィッティングを行い(0)式により三次元アスペクト比を算出することで形状の評価を行った。

表 2-2 RANSAC 条件

Number of fittings	100
Number of random sampling	50
Ellipsoid formula	$F(x, y, z) = Ax^2 + By^2 + Cz^2 + 2Dxy + 2Eyz + 2Fzx + 2Gx + 2Hy + 2Iz + J$
Inliers threshold value	$ F(x, y, z) < 0.001$

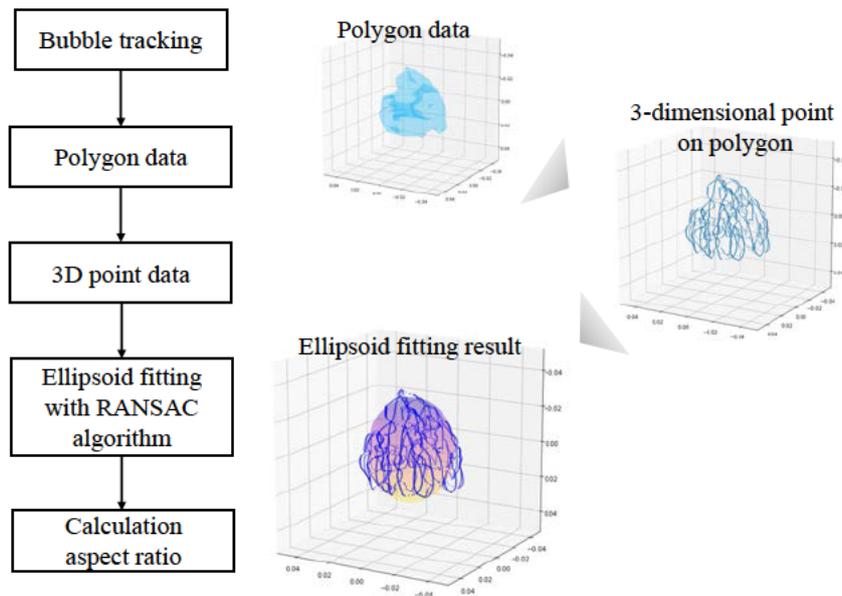


図 2-6 アスペクト比の算出方法

以上に加えて WMS で得られたボイド率の時系列データから気液界面積濃度を計測する手法の開発を行った。Prasser et al., (2007)^[46]による気液界面積濃度の算出方法を応用し、気液界面の検出に Marching square method を使用した。気液界面の検出結果を図 2-7 に示す。検出する際のボイド率の閾値は 0.3 に設定し検出した気液界面の長さの合計を流路断面面積で割ったものを界面積濃度を定義した。1250 Hz で 15 秒間計測した断面におけるボイド率の瞬時値から界面積濃度を算出し計測時間で平均と標準偏差を算出することで気液界面積濃度の評価を行う。

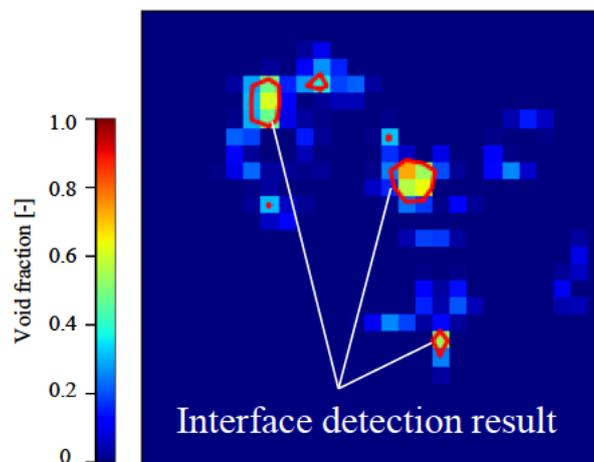


図 2-7 気液界面の検出結果

2.1.3. ガス流量が気液二相流挙動に与える影響

気液二相流挙動とエアロゾル挙動の相互関係の調査を行うことを目的とし、気液二相流挙動を変化させるパラメータとして気相流量を選定した。流量をパラメータとしてエアロゾルの除染効果を計測した数少ない研究例として Li et al., (2019)^[43]の研究がある。Li らは空気流量を 2.7 L/min ~ 13 L/min の範囲で変化させ、エアロゾルの除去率について調査を行い、流量 10 L/min までは流量の増加はエアロゾル除去率を減少させ、流量 10 L/min 以上で流量の増加がエアロゾル除去率を上昇させる傾向を示した。また、ハイスピードカメラによる撮影により気泡流を撮影し、画像処理によってザウター平均径を計測している。その結果、流量の増加とともにザウター平均径が増加する傾向がみられるもののザウター平均径の増加とエアロゾルの除去率との相互関係については未解明である。そこで本研究では気相中のエアロゾルが液相に移行する物質移動を考える上で重要となる比表面積や気泡内流動を考える上で重要な気泡上昇速度について流量をパラメータとして定量評価を行う。

流量を 30, 60, 90 L/min の 3 条件および水位 1000 mm に対してノズルからの高さ 100, 300, 500, 700, 900 mm の 5 条件で WMS を用いて計測周波数 1250 Hz で 15 秒間ボイド率の計測を行った。計測した断面ボイド率に対し時間平均処理を行ったものを図 2-8 に示す。ノズルからの高さ 100 mm ではノズル付近にボイド率が集中しているが、水位の増加とともに水平方向にボイド率分布が拡散していることが確認できる。また、流量の増加により水位 100 mm におけるボイド率のピーク値が上昇し、ノズルからの高さの上昇とともにボイド率分布の拡がり長さが大きくなっていることが分かる。図 2-8 における時間平均ボイド率分布に対して断面平均処理を行い、流量ごとに断面平均ボイド率とノズルからの高さで整理したものを図 2-9 に示す。どの流量条件でもノズルからの高さが上昇するとともに断面平均ボイド率は減少していく傾向が確認できる。また、流量の増加に伴い断面平均ボイド率が増加

する傾向がわかる。以上より、ボイド率は流量の増加に伴い上昇し、水平方向に拡散する距離が大きくなること分かる。

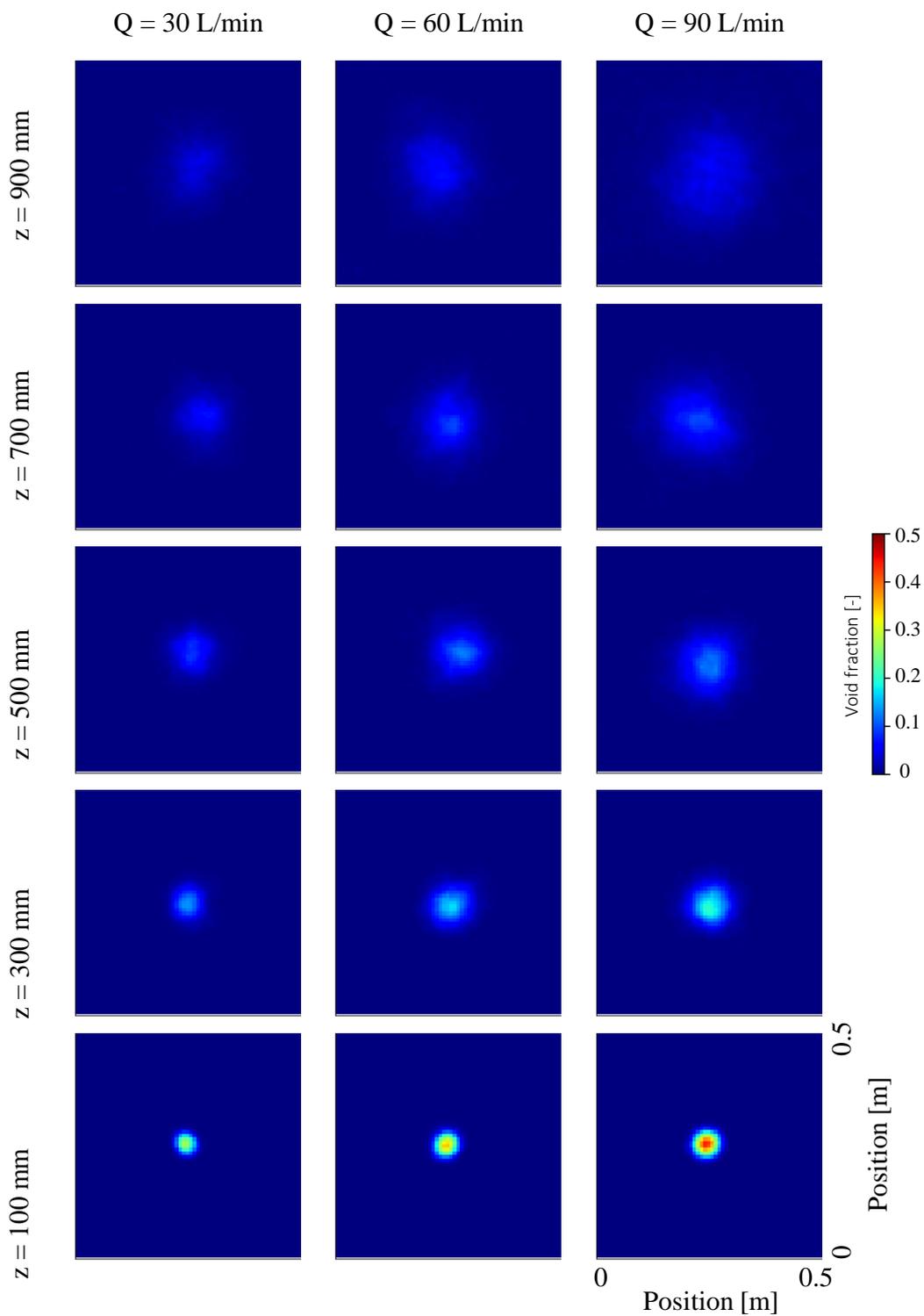


図 2-8 平均ボイド率分布の計測結果($Q = 30, 60, 90 \text{ L/min}$, $z = 100, 300, 500, 700, 900 \text{ mm}$)

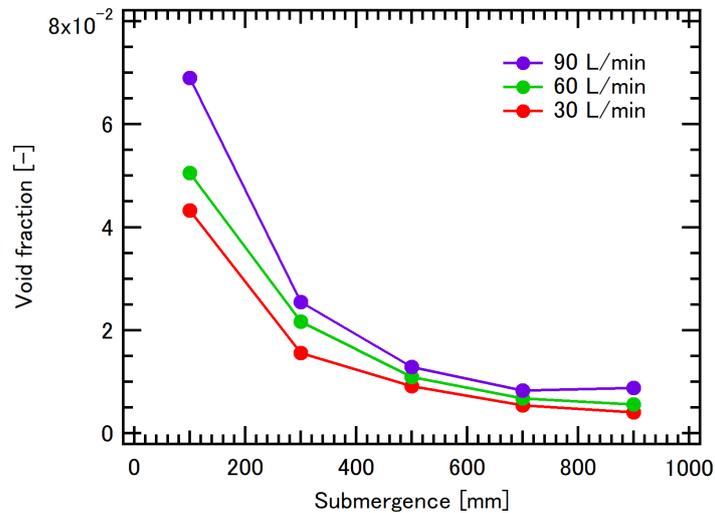


図 2-9 各流量およびサブマージェンスにおける平均ボイド率の計測結果

WMS1 層目および 2 層目で計測された断面ボイド率の時系列データを Prasser et al., (2001,2006)^{[44][45]}の手法により時間平均断面気相速度を算出した。算出した各流量およびノズルからの高さごとの時間平均断面気相速度分布を図 2-10 に示す。時間平均断面ボイド率と同様にノズルからの高さの上昇に伴い気相速度場が水平方向に広がる傾向が確認できる。また、流量の増加に伴い断面中央での気相速度が増加していることがわかる。得られた断面での時間平均気相速度から断面平均をとり、各流量およびノズルからの高さで比較を行ったものを図 2-10 に示す。どの流量条件においてもノズルからの高さの上昇に伴い平均気相速度は減少する傾向は変わらないことが確認できる。また、流量の増加に伴い平均気相速度が上昇している傾向がある。実線にて MELCOR におけるスウォーム上昇速度を示しているが、ノズルからの高さの上昇に伴い、計測結果が MELCOR におけるスウォーム上昇速度に近づいていく傾向が確認できる。これは実験において単一ノズルから生成された気泡が分裂し小気泡群が上昇するような状況に近づくため、スウォーム上昇速度の定義のもととなった実験形態に近づくためだと考えられる。また、 $z=900\text{ mm}$ における流量によるスウォーム上昇速度の増加傾向と計測した平均気相速度の増加傾向がほぼ一致している傾向があり、スウォーム上昇速度としては実現象を模擬できている可能性が高いことが示唆される。

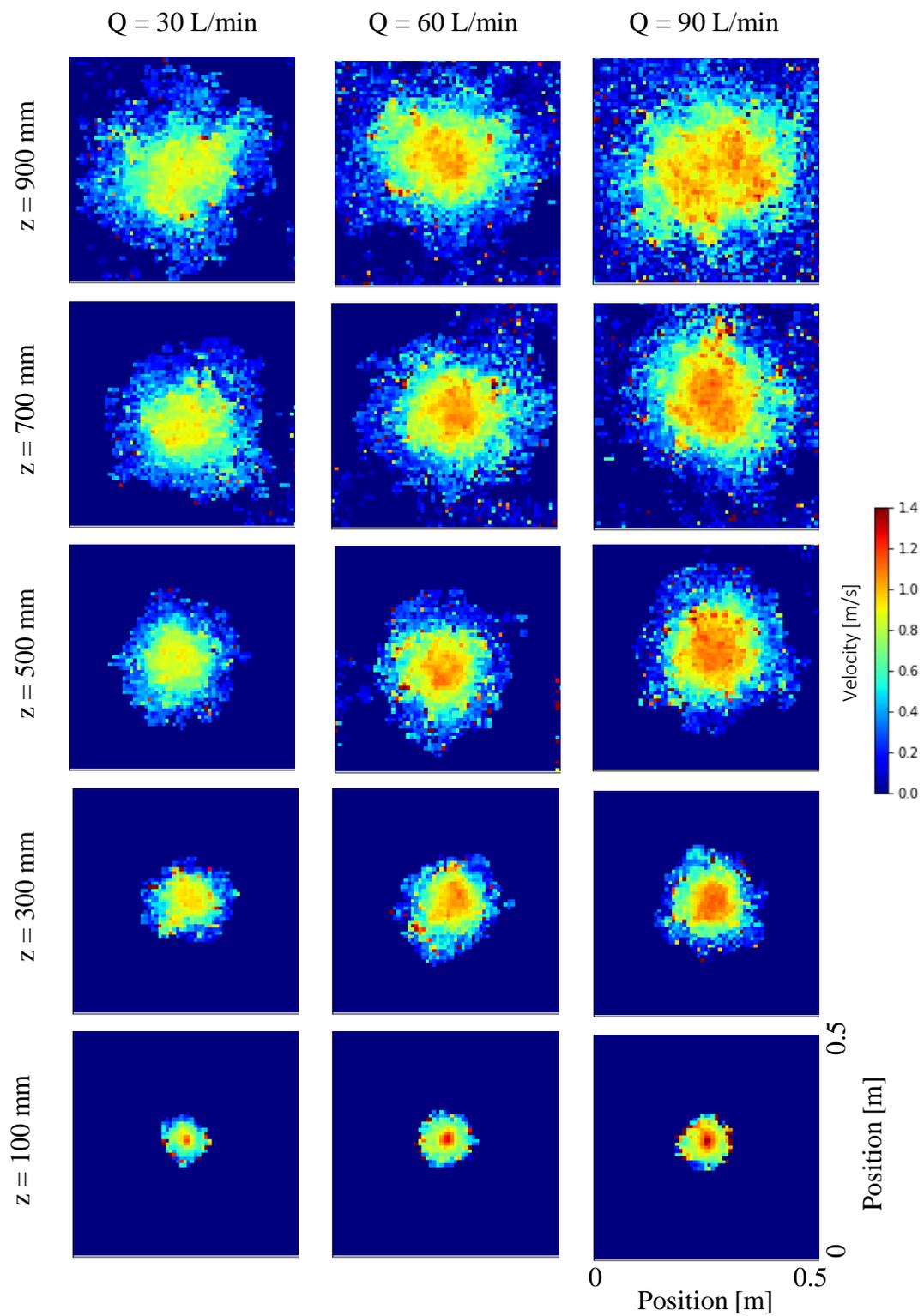


図 2-10 平均気相速度分布の計測結果
 ($Q = 30, 60, 90 \text{ L/min}$, $z = 100, 300, 500, 700, 900 \text{ mm}$)

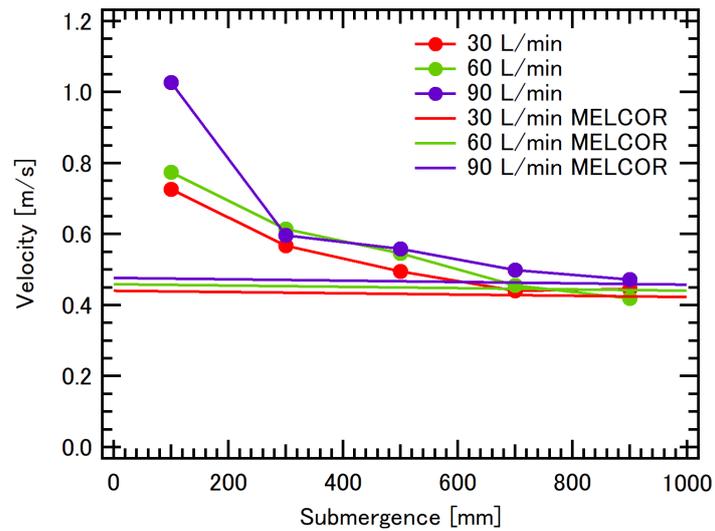


図 2-11 各流量およびサブマージェンスにおける平均気相速度の計測結果および MELCOR における気相速度との比較

Prasser et al., (2001,2006)^{[44][45]}は時間平均断面気相速度を用いて気泡の三次元再構成を行い、気泡体積を計測する手法を提案している。この手法を用いて計測した気泡の体積を以下の式により体積等価直径を算出した。

$$d_B = \sqrt[3]{\frac{6V_B}{\pi}} \quad (2-2)$$

算出した気泡の体積等価直径をもとに気泡径分布にまとめたものを図 2-12 に示す。流量条件に依らずノズルからの高さの上昇に伴い気泡数が増加していく傾向が確認できる。また流量の増加に伴い気泡数が増加していることが確認できる。

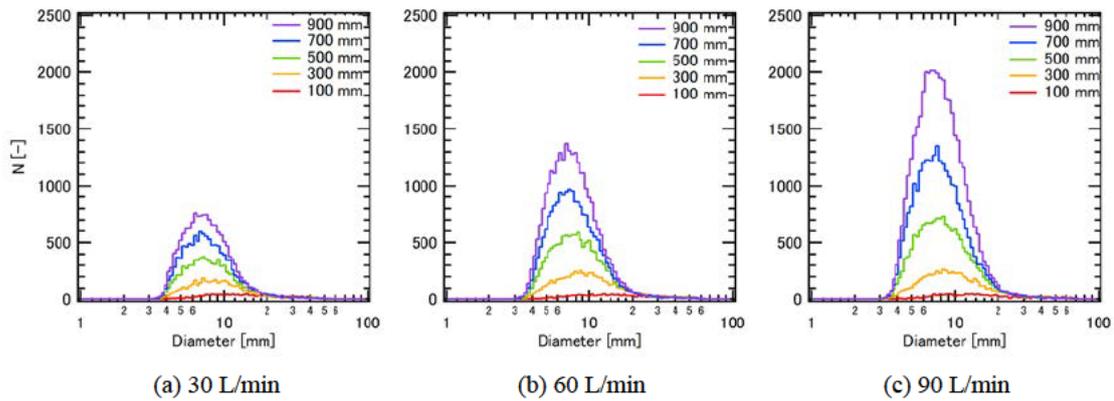


図 2-12 各流量およびサブマージェンスにおける気泡径分布

流量の増加および気泡の上昇に伴う気泡径の変化を比較するために(2-3)式によって気泡のザウター平均径を算出した。算出した結果を図 2-13 に示す。

$$SMD = \frac{\sum d_{B,i}^3 n_i}{\sum d_{B,i}^2 n_i} \quad (2-3)$$

ノズルからの高さの上昇に伴い気泡のザウター平均径は減少していく傾向が確認できる。また、流量の増加とともにザウター平均径は増加するが、サブマージェンスの増加に伴い流量による変化は小さくなる。すなわち気泡のザウター平均径は高サブマージェンス領域では流量依存性が低くなる。よって十分に水位がある場合に単一ノズルから形成された気泡流は流量に依らず同一の気泡径分布となると考えられる。

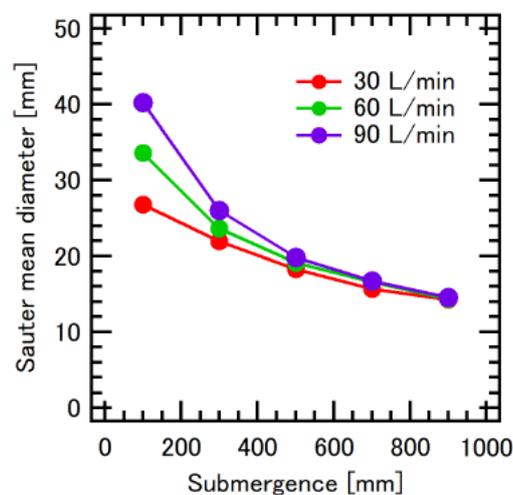


図 2-13 各流量におけるサブマージェンスと気泡のザウター平均径の関係

2.1.2 で示した個々の気泡の体積，速度，表面積を取得する手法を用いて気泡径と気泡の上昇速度の関係を各流量およびサブマージェンスにおいて計測した結果を図 2-14 に示す。 $z = 500 \text{ mm}$ 以上の条件においては気泡径と気泡速度の関係は変化しないことが分かる。サブマージェンスの増加により気泡流の発達することに伴い液相速度場が形成されるためだと考えられる。黒の実線で Zuber and Findray (1965)^[11]による単一気泡の終端速度式を示しているが， $z = 500 \text{ mm}$ 以上の計測結果と気泡の終端速度式との間に一定の差があることが確認できる。この差が液相速度であると考えられ，気泡径の増加に伴い気泡の浮力による上昇速度の増加傾向が計測結果から確認でき，どの気泡径に対しても一定の速度増加していることから液相速度による気泡の上昇速度の増加と気泡径の増加の間に相関はないと考えられる。

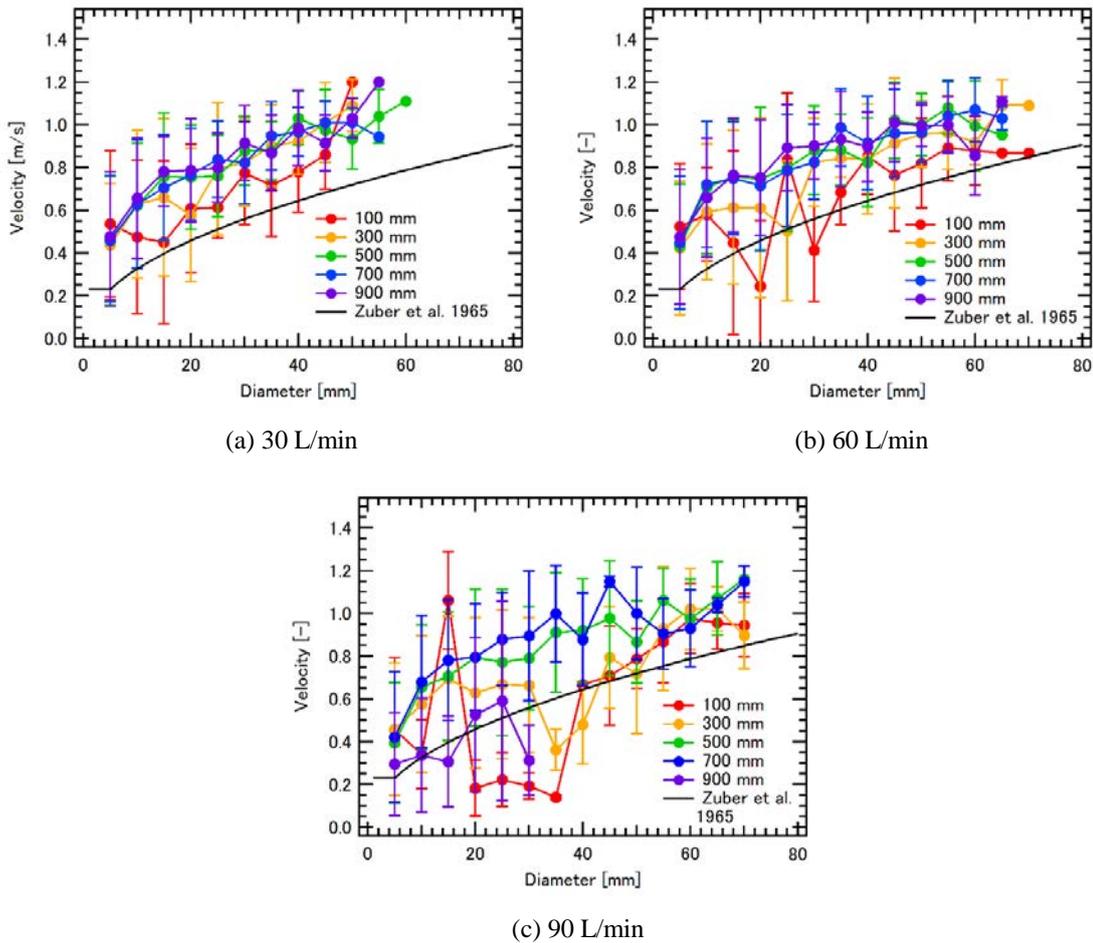


図 2-14 各流量およびサブマージェンスにおける気泡径と気泡上昇速度の関係

各流量の $z=500$ mm における気泡径と気泡上昇速度の関係を図 2-15 に示す。流量による傾向の変化が少ないことから気泡径と上昇速度の关系到流量依存性はないと考えられる。すなわち気泡速度場を形成する上で流量ではなく気泡径が支配的な要因であり、気泡径の流量依存性はサブマージェンスの増加に伴い減少することから高サブマージェンス領域では気相速度場の流量依存性は低くなると考えられる。

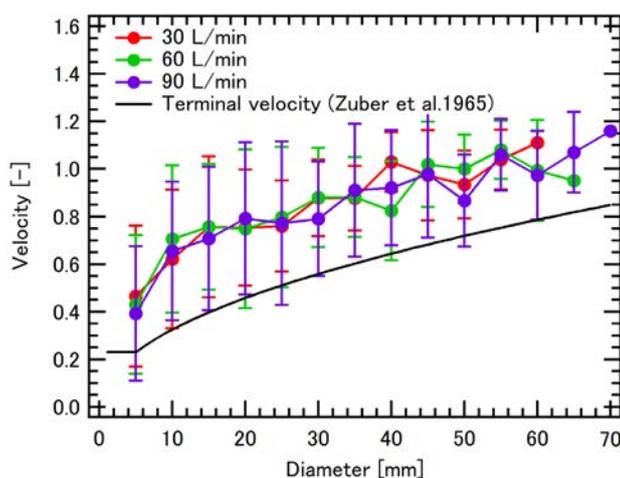


図 2-15 各流量における気泡径と気泡上昇速度の関係 ($z = 500$ mm)

計測した気泡の三次元速度のうち水平方向成分のみを取り出し、気泡径とともにプロットしたものを図 2-16 に示す。円でプロットの直径は気泡の体積等価直径と同等の大きさとしており、カラーコンターも気泡径と対応させている。また、ベクトルの色も気泡径と対応させている。ノズルからの高さの上昇に伴い、気泡が水平方向に広がっていることが分かる。また、小気泡のほうが水平方向への広がりが大きいことが確認できる。水平方向ベクトルの色に着目すると $z=500, 900$ mm において青色のベクトルが目立っていることが確認できる。すなわち径の小さい気泡の水平方向速度が高いことを示している。気泡径ごとに水平方向速度の大きさをまとめたものを図 2-17 に示す。小気泡における水平方向速度が高く、値のばらつきが大きいことが分かる。以上の結果から、小気泡は水平方向に速度が誘起される要因に対して影響を受けやすいと考えられる。すなわち、大気泡が生み出すウェイクや、液相速度場の差によって生じる揚力などに起因して小気泡が水平方向に揺動していると考えられる。

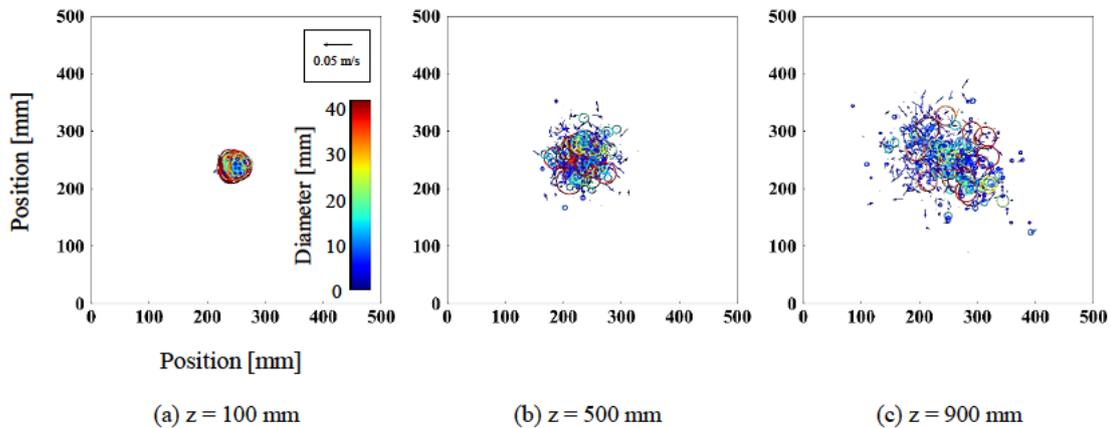


図 2-16 各サブマージェンスにおける気泡径と気泡の水平方向速度分布 ($Q = 30 \text{ L/min}$)

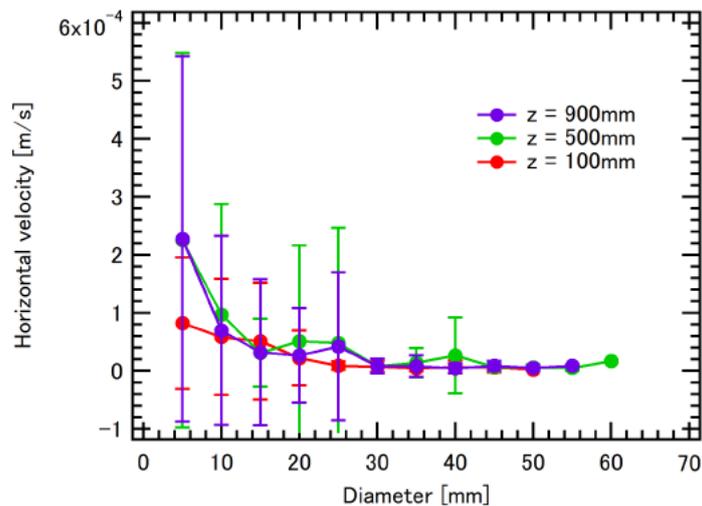


図 2-17 各サブマージェンスにおける気泡径と気泡の水平方向速度の関係 ($Q = 30 \text{ L/min}$)

気泡径と気泡表面積の関係を図 2-18 に示す。どの流量条件においてもサブマージェンスに依らず気泡径の増加に伴い表面積は二次関数的に増大していることが確認できる。よって表面積という観点では気泡形状はサブマージェンスによる依存性は少なく、同様の形状傾向をもつと考えられる。 $z = 500 \text{ mm}$ における各流量での気泡径と気泡表面積の関係を図 2-19 に示す。どの流量においても気泡径と表面積の関係はほぼ一致しており、流量依存性が少ないと考えられる。また、実線および点線において真球およびアスペクト比 1.675, 2, 3 の楕円体における体積等価直径と表面積の関係を示しているが、概ねアスペクト比が 2 の楕円体と同様の傾向であることが確認できる。MELCOR におけるスウォーム中の気泡のアスペクト比は 1.675 と定義されているが大気泡まで加味した場合のアスペクト比は 2 程度

であると考えられる結果を得た。また、気泡径と表面積の関係の間で係数変化のない二次関数の傾向と同様であることがから気泡径によらず、表面積という観点での形状傾向は変化しないという知見を得た。また、気泡形状はサブマージェンスおよび流量依存性が少ないと考えられ、気液二相流における気液界面積を決定する支配要因は気泡径分布であると考えられる。

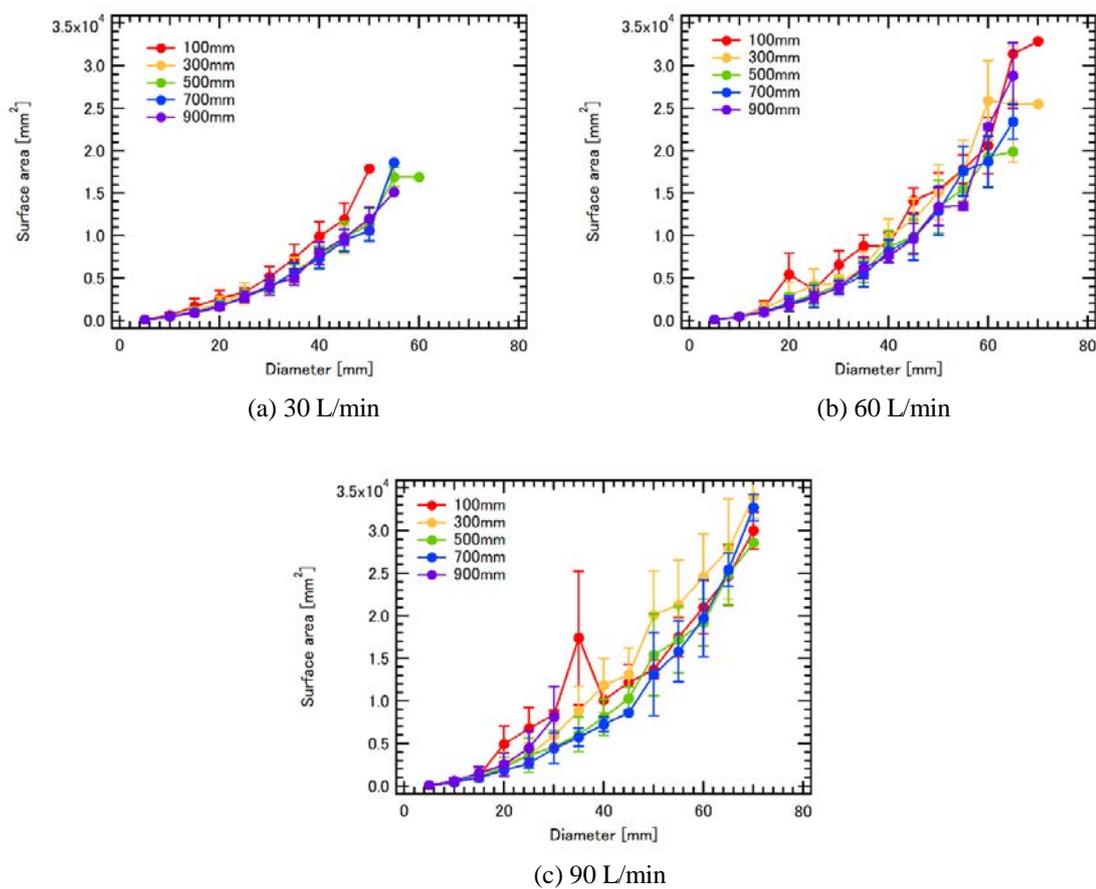


図 2-18 各流量およびサブマージェンスにおける気泡径と気泡表面積の関係

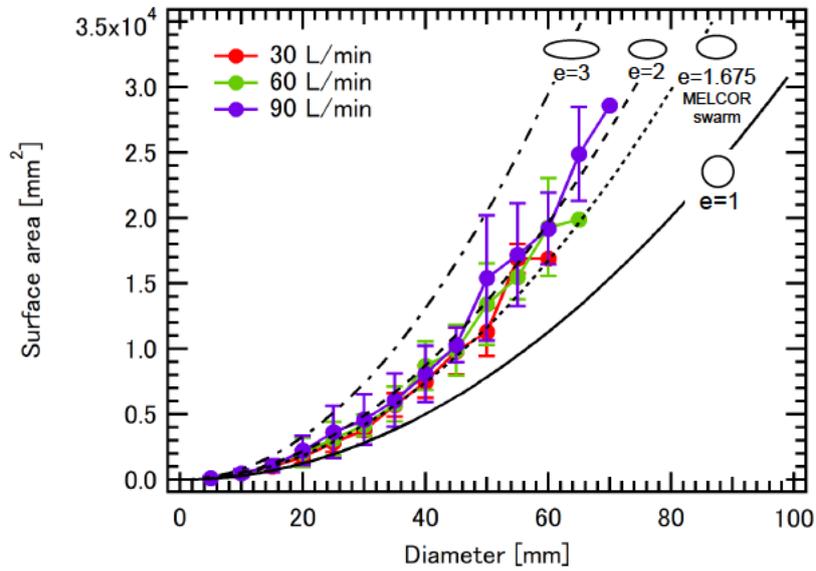


図 2-19 各流量における気泡径と気泡表面積の関係 ($z = 500 \text{ mm}$)

以上で得られた気泡径と表面積の関係に対し最小二乗法により二次関数でフィッティングを行った結果を図 2-20 に示す。フィッティングした結果と図 2-12 における気泡径分布をもとに(2-4)式により気液界面総表面積を求める。

$$S_{au} = \sum_a S_a \cdot N_a \quad (2-4)$$

算出した気液界面総表面積を流量ごとにサブマージェンスとの関係でまとめたものを図 2-21 に示す。どの流量条件においてもサブマージェンスの増加に伴い気液界面総表面積は単調増加していることが分かる。また、実線にて MELCOR における気泡分裂モデルから算出した気液界面総表面積を示している。MELCOR においてはノズルで形成された大気泡の直径の 12 倍のサブマージェンスで直径 7 mm の小気泡に完全に分裂するモデルとなっており、完全に分裂した後は一定の気液界面積となる。計測結果と MELCOR の気泡分裂モデルを比較すると、計測結果は MELCOR に比べて気液界面積が低く、気液界面積の増加傾向も異なることが分かる。すなわち MELCOR における気泡の分裂モデルでは実現象を適切に表現できていないと考えられる。気液界面積はエアロゾルの物質輸送を考える上で重要な指標であり、気液界面積と気泡上昇速度すなわち除染される時間は、気液二相流がエアロゾルの除去に及ぼす効果として重要であり、以上の知見から気泡の分裂モデル、すなわち気泡の上昇に伴う気泡径分布の推移について適切なモデル化が必要であると考えられる。

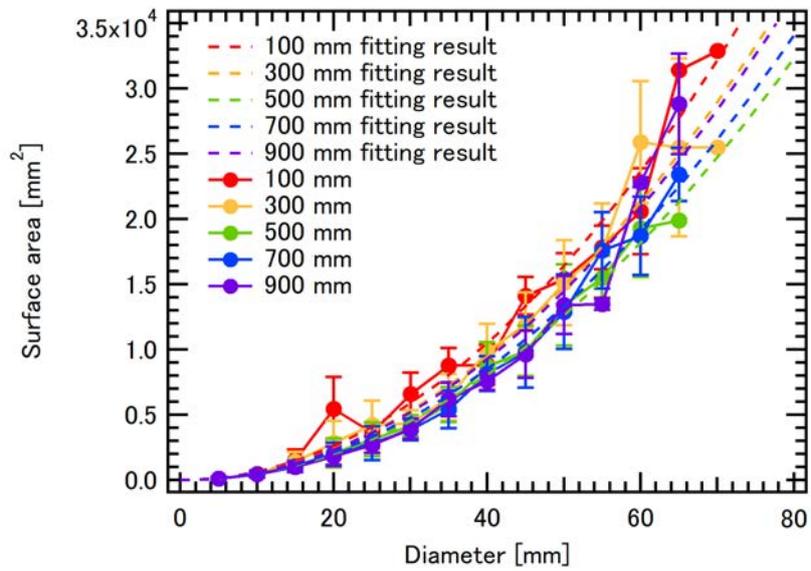


図 2-20 気泡径と気泡表面積の関係に対して最小二乗法により二次関数でフィッティングを行った結果 ($Q = 60 \text{ L/min}$)

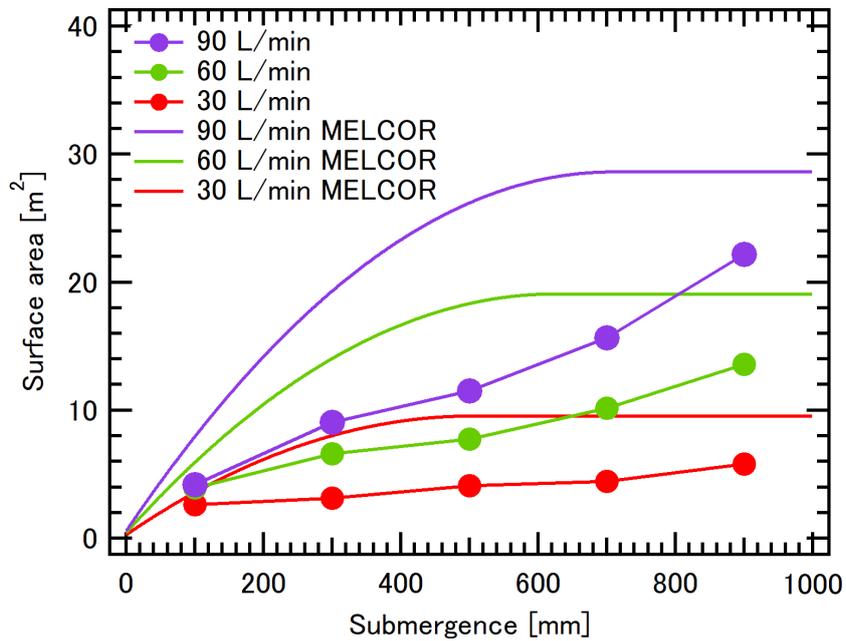


図 2-21 気液界面総表面積の計測結果および MELCOR の気泡分裂モデルにおける気液界面総表面積との比較

気液界面総表面積において流量条件における気相体積の違いによる影響を差し引いて考えるために、気液界面総表面積を気相体積で割った気相に対する気液界面の比表面積を算出した。結果を図 2-22 に示す。z = 100 mm においては高流量条件において比表面積が低くなる一方で z = 300 mm 以降ではその傾向が逆転し、高流量条件において比表面積が高くなる傾向が確認できる。よって流量が高い条件においてはノズル部で生成される大気泡の径が大きいため低サブマージェンスにおける比表面積が低い一方で、水位の上昇に伴い、気泡の分裂・微細化が進むため比表面積が高くなると考えられる。また、実線にて MELCOR における気相に対する気液界面の比表面積を示しているが、流量の増加に伴い比表面積が減少しており、計測結果のような傾向の逆転はみられない。よって MELCOR における DF の計算において比表面積という観点では流量の増加にともない DF が減少すると考えられる。一方で計測結果では低サブマージェンス領域においては流量が高い程 DF が低くなると考えられる一方でサブマージェンスの上昇に伴い流量が高い程 DF が高くなると考えられる。また、z = 700 mm 以上の条件において流量 30 L/min と 60 L/min の間での比表面積の変化に対して流量 60 L/min と 90 L/min の間での比表面積の変化が小さいことから、流量が高くなると比表面積の流量依存性が低下すると考えられる。よって比表面積という観点で DF は流量 30 L/min 以下での低流量条件では流量依存性があると考えられる一方で流量 60 L/min 以上の高流量条件では DF の流量依存性が低くなると考えられる。

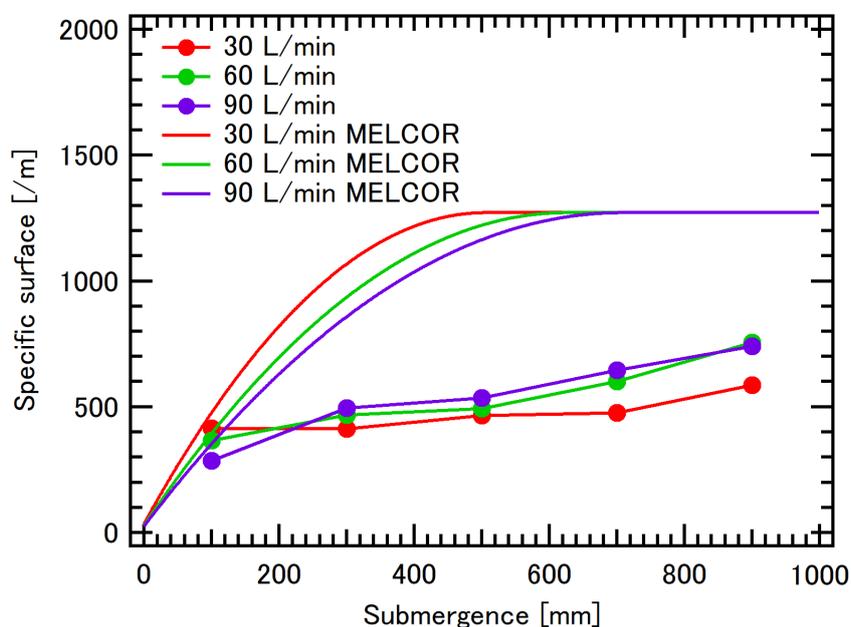


図 2-22 気液界面比表面積の計測結果および MELCOR の気泡分裂モデルにおける気液界面比表面積との比較

2.1.2 節で示した気液界面積濃度の計測手法を用いて流量およびサブマージンスごとの時間平均気液界面積濃度を図 2-23 に示す。気液界面総表面積と同様に流量の増加とともに気液界面積濃度が増加する傾向が確認できる。本手法では気泡径が WMS のコントロールボリューム以下の場合には気液界面の検出が難しいという課題があり、実際の気液界面積濃度に比べて過小評価していると考えられるため、気液界面の検出方法についてさらなる検討を行う必要がある。

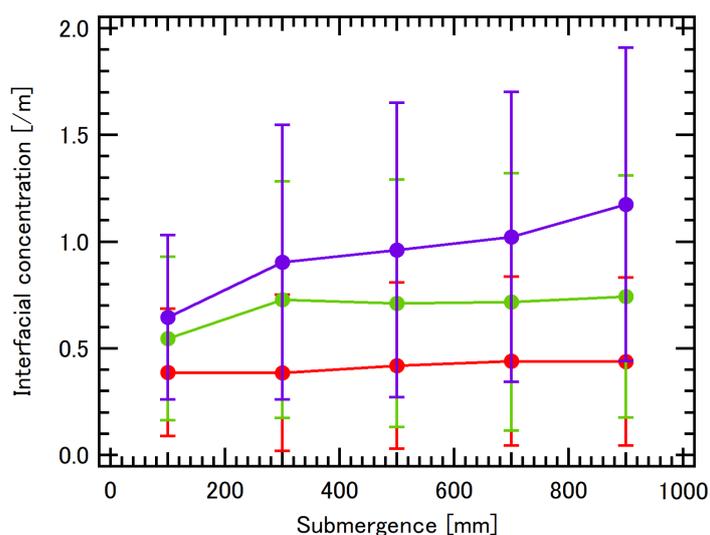


図 2-23 気液界面積濃度の計測結果

2.1.4. 凝縮性ガスが気液二相流挙動に与える影響

凝縮性ガスが気液二相流挙動に与える影響の調査を目的として気相流量 50 L/min に対して蒸気流量を 0, 133, 200, 266 L/min で混合させ、水槽温度を 25, 85 °C とすることで混合させる蒸気流量およびサブクール度による気液二相流挙動への影響を調査する。計測するノズルからの高さは 700 mm とした。

2.1.3 節同様に蒸気流量およびサブクール度をパラメータとした条件で気泡径分布を計測した。結果を図 2-24 に示す。蒸気を混合させることで気泡数が増大していることが確認できる。また、プール水温 85 °C の条件において蒸気流量 133, 266 L/min の間での変化が少ないことが確認できる。また、プール水温 25 °C の高サブクール度条件では気泡数が増大している。よって気泡径分布は蒸気流量依存性よりもサブクール度依存性のほうが高いと考えられる。

蒸気混合条件における気泡径と気泡上昇速度の関係を図 2-25 に示す。蒸気流量およびサブクール度による気泡上昇速度への影響は少ないことが確認できる。

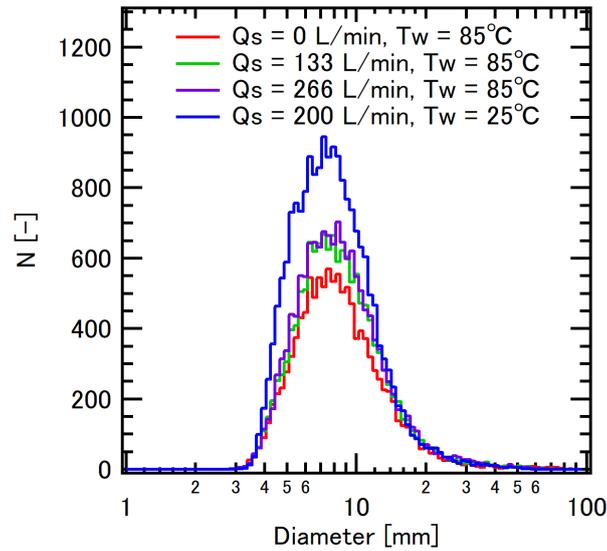


図 2-24 蒸気混合条件における気泡径分布

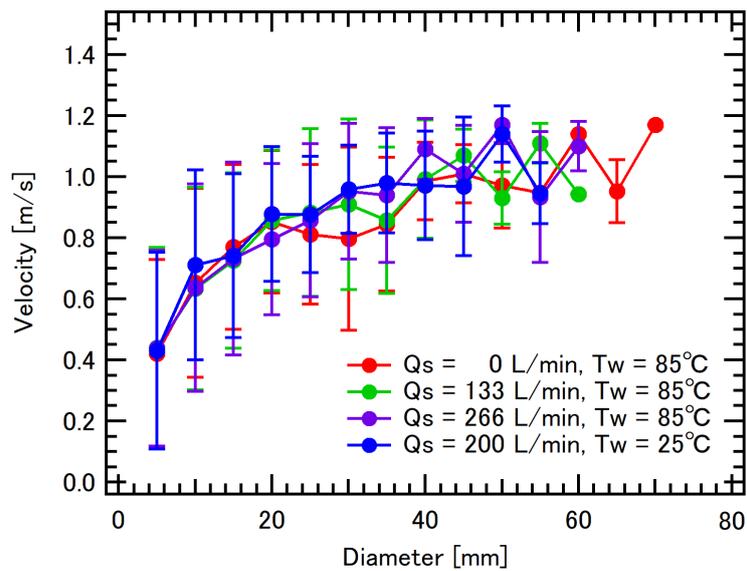


図 2-25 蒸気混合条件における気泡径と気泡速度の関係

また、蒸気混合条件における気泡径と気泡表面積の関係を図 2-26 に示す。蒸気を混合しても気泡径の増加に伴い二次関数的に表面積が増大しており、蒸気混合による影響は少ない。よって表面積という観点における気泡形状の傾向は蒸気流量およびサブクール度による影響は小さいと考えられる。

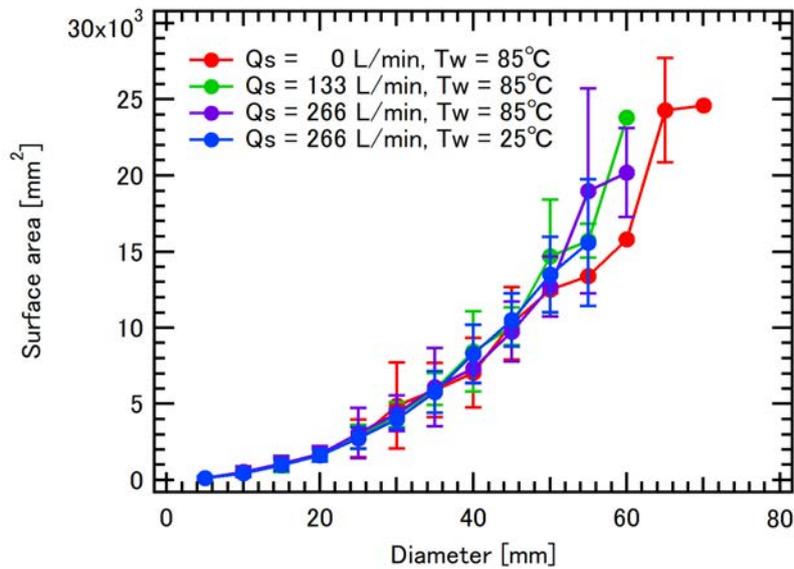


図 2-26 蒸気混合条件における気泡径と表面積の関係

図 2-24 における気泡径分布からザウター平均径を算出した。また、図 2-26 をもとに最小二乗法により二次関数でフィッティングした結果と気泡径分布から気液界面総表面積を算出した。結果を表 2-3 に示す。ザウター平均径に着目すると蒸気の混合によりザウター平均径が減少していることが分かる。また、蒸気流量の増加およびサブクール度の増加によってザウター平均径が低下していることが確認できる。また、気液界面総表面積に着目すると、蒸気流量の増加およびサブクール度の増加によって気液界面総表面積が増大していることがわかる。以上の結果から蒸気の流量およびサブクール度の増加により気泡内で蒸気が凝縮することで気泡の微細化が進みザウター平均径の減少および気液界面積が増加すると考えられる。よって表面積という観点で DF は蒸気流量の増加およびサブクール度の増加による上昇すると考えられる。

表 2-3 蒸気混合実験の試験条件と計測したザウター平均径および気液界面総表面積

Pool temperature [°C]	85	85	85	25
Subcool [K]	15	15	15	75
Steam flow rate [L/min]	0	133	266	200
Air flow rate [L/min]	50	50	50	50
Measurement height [mm]	700	700	700	700
Sauter mean diameter [mm]	22.6	18.6	18.1	14.7
Total interfacial area [m ²]	7.30	8.18	8.58	9.35

2.2. 気液二相流におけるエアロゾル除去効果の評価

2.2.1. 除染係数計測技術の開発

1.2 節の単一気泡における除染係数計測手法と同等のエアロゾル発生およびサンプリング、計測体系を用いることで二相流における除染効果と気泡列における除染効果を比較検討可能な体系とした。除染係数計測装置の概要を図 2-27 に示す。気液二相流挙動と除染効果との相互関係を調査する上で気相流量 30, 60, 90 L/min での DF を計測し、相互関係について調査する。エアロゾル発生器には ATM210/H を使用し、密度 914 kg/m^3 のセバシン酸ビスを噴霧することで液滴エアロゾルを発生させる。ATM210/H は供給空気の最大流量が 41 L/min であるため、30 L/min で固定し別ラインにて空気を 0, 30, 60 L/min で供給することでノズルからの供給気相流量を 30, 60, 90 L/min とするよう設定した。また、ATM210/H で発生するエアロゾル粒径が 50 ~ 1000 nm の範囲であり、この範囲を計測するためには CPC でのサンプリング流量を 0.2 L/min、計測時間を 150 s とする必要がある。低流量でのサンプリングでは配管部でのエアロゾルの損失が大きいと考えられるため、等速吸引ノズルを用いて流量 8.75 L/min で吸引流量を増加させた。また、150 s での計測において水槽水面上部でのエアロゾル濃度が定常である必要がある。そこで粒子排気装置を用いて水槽の 2 か所から排気することで気泡流から供給されるエアロゾルを攪拌し、定常状態とすることを試みた。また、水槽上部では気泡の破裂による液滴が発生し、その液滴がエアロゾルサンプリングノズルに入ることを避けるためにノズルを上向きに設置し、サンプリングを行った。

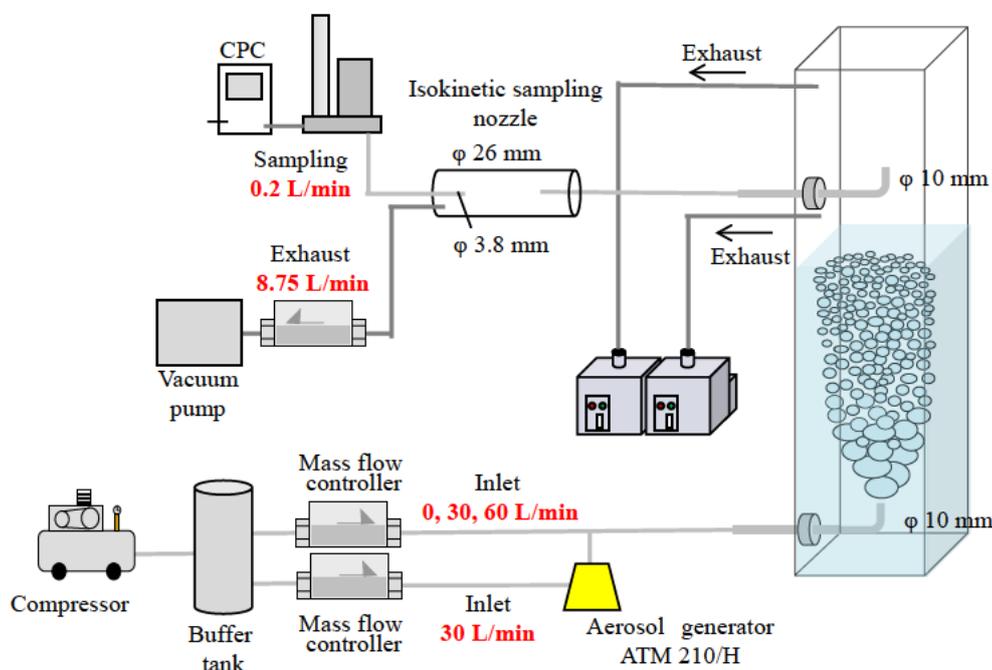


図 2-27 除染係数計測装置の概要

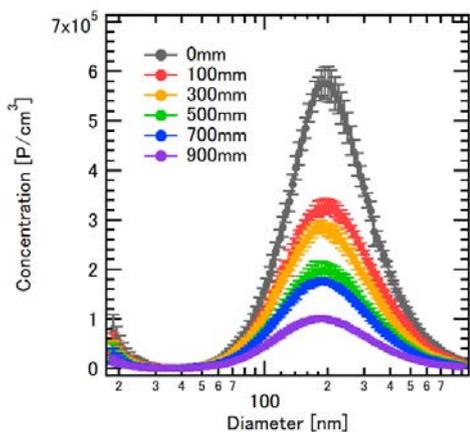
2.2.2. ガス流量およびサブマージェンスによるエアロゾル除去効果への影響

流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾルの粒径分布および粒径ごとの DF を図 2-28 に示す。DF の基準となるサブマージェンス 0 mm の粒径分布は水位を 10 mm とすることで水面でのエアロゾルの上昇速度を抑え、攪拌による定常状態が保たれるようにした。粒径分布の縦軸を各流量条件において揃えているが、流量に依らず同等の粒径分布が計測されており、エアロゾル流量 30 L/min 一定であり、サブマージェンス 0 mm での粒径分布が流量に依らず適性に計測されていることが確認できる。エアロゾル発生器 ATM210H により発生される粒子径範囲は 40~1000 nm 程度であり、2~40 nm 程度の粒子は発生器を作動させない条件においても観測されるため、水槽内の空気にもとより存在する粒子である。またサブマージェンスの増加に伴い、粒径分布のピーク値が減少しており、サブマージェンスの増加に伴い除染されていることが確認できる。また、粒径ごとの DF に着目すると粒径 40 nm ~ 200 nm までは増加傾向にあるが、200 nm 以上で DF は減少傾向に転じている。よって既存知見で得られているような大粒径のエアロゾルが除染されやすいという傾向とは異なる傾向となっている。

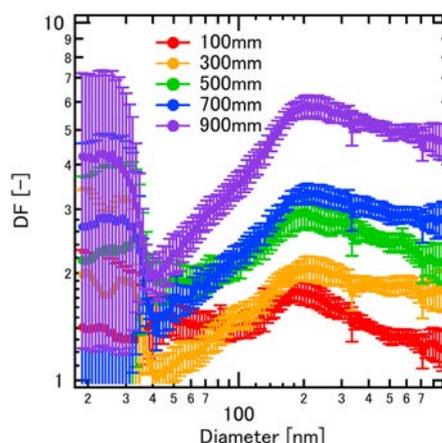
大粒径のエアロゾルの除去効果が高い場合、粒径分布のピークは小粒径側へシフトしていくと考えられる。このような傾向があるのか確認するために計測したエアロゾルの粒径分布を確率密度関数で表すことで正規化したものを図 2-29 に示す。どの流量条件においてもサブマージェンスに依らず同様な分布を示していることが確認できる。よってエアロゾル除去効果に対して粒径依存性が小さい結果となった。

エアロゾルの除去要因について整理するために、各流量およびサブマージェンスにおける計測された粒子総数および質量中央径としてまとめた。結果を図 2-30 に示す。粒子総数に着目するとサブマージェンスの増加に伴い粒子総数が減少していることがわかる。また、質量中央径に着目するとサブマージェンスに依らず一定の質量中央径をとっていることがわかる。すなわちサブマージェンスの増加に伴い粒径分布は変化せず、粒子数のみ減少していることが分かる。

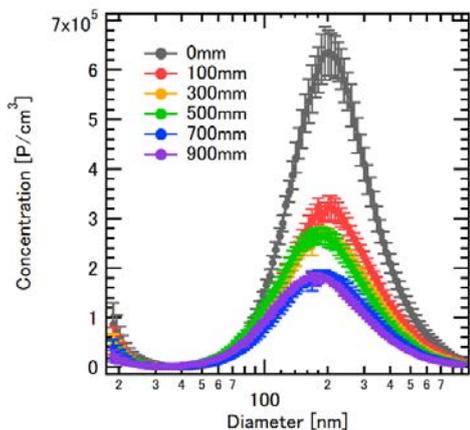
流量および粒子径ごとにサブマージェンスと DF の関係にまとめたものを図 2-31 に示す。粒子径 200 nm 以上ではほぼ同様な傾向を示しており、粒径依存性が少ないという結果となった。



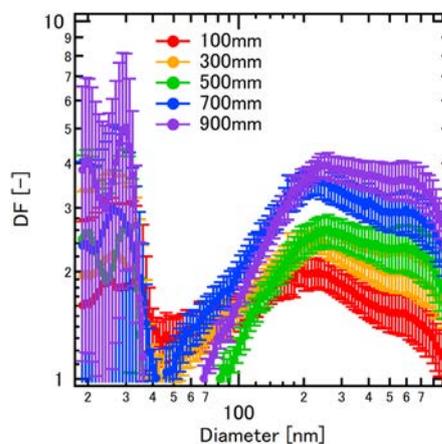
(a.1) 30 L/min Aerosol diameter distribution



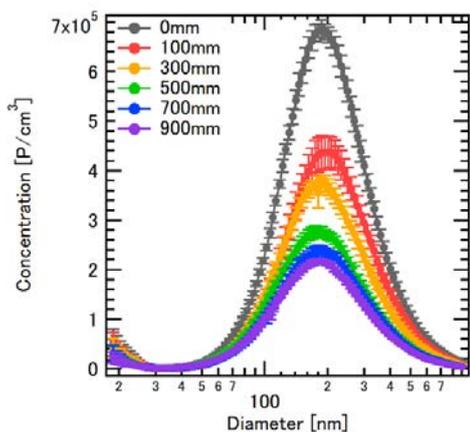
(a.2) 30 L/min DF on each aerosol diameter



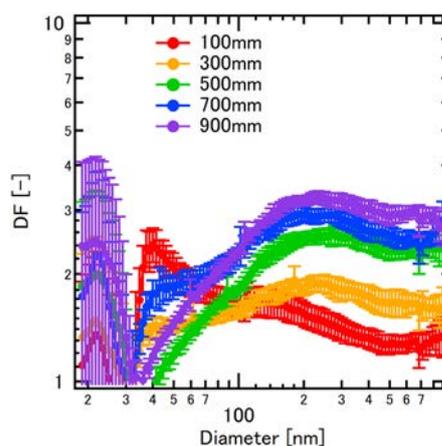
(b.1) 60 L/min Aerosol diameter distribution



(b.2) 60 L/min DF on each aerosol diameter



(c.1) 90 L/min Aerosol diameter distribution



(c.2) 90 L/min DF on each aerosol diameter

図 2-28 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾルの粒径分布と
粒径ごとの除染係数

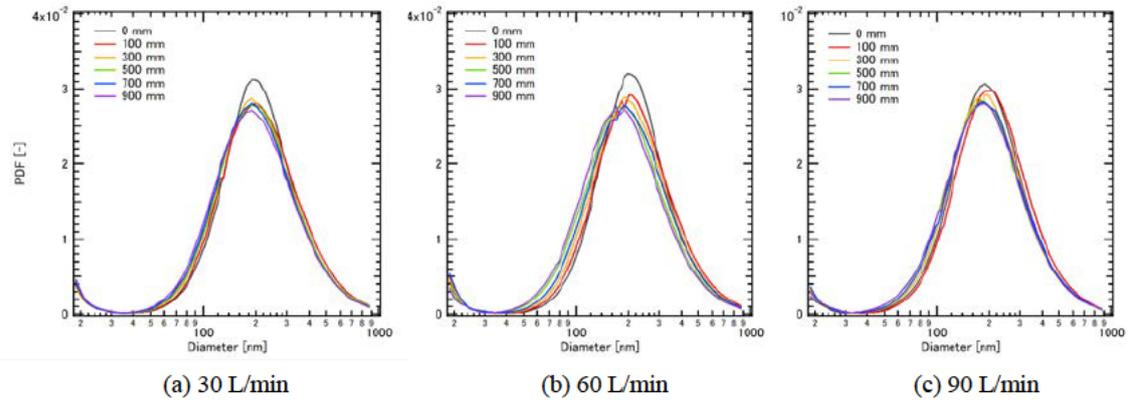


図 2-29 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾルの粒径の確率密度関数

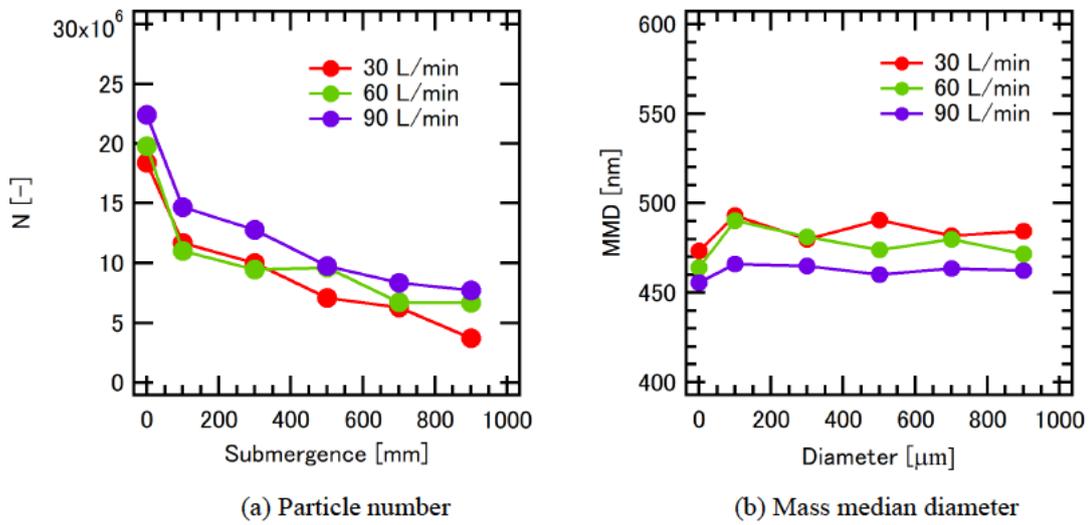


図 2-30 各流量およびサブマージェンスにおける計測されたエアロゾルの総数と質量中央径

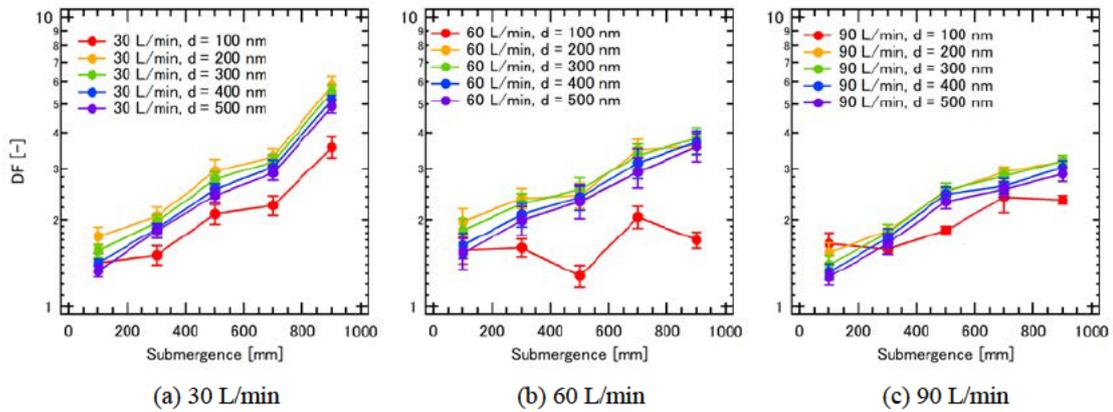


図 2-31 各流量におけるエアロゾル粒径ごとの DF とサブマージエンスの関係

計測した粒径分布に体積加重を行うことでエアロゾル質量に換算し DF を算出した。結果を図 2-32 に示す。既存知見同様にサブマージエンスの増加に伴い指数関数的に DF が増大していることが確認できる。また、流量依存性が小さいことが確認できる。以上をまとめると 50~1000 nm 程度の粒径が小さい範囲において DF のサブマージエンス依存性は確認できるものの粒径依存性は確認されなかった。既存知見では DF の粒径依存性が報告されており、気泡内部の流動に対する追従性やエアロゾルの密度の影響等を考慮した上でさらなる考察、検討が必要である。また、計測した DF の流量依存性が確認できなかったため、こちらも気液界面の比表面積の変化や気相速度等と合わせて結果の妥当性についてさらなる検討、評価を行う必要があると考えられる。

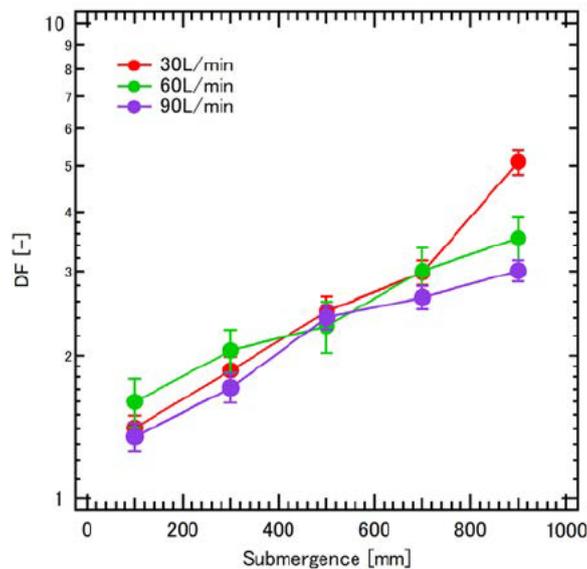


図 2-32 各流量における全質量 DF とサブマージエンスの関係

2.3. エアロゾル濃度の計測

2.3.1. エアロゾル濃度の可視化手法

プール水面におけるエアロゾルの放出挙動および濃度分布についての調査を目的とし、プール水面でのエアロゾル濃度可視化実験を行った。実験の概要を図 2-33 に示す。ハイスピードカメラ (UX200, Photron 社製) および LED 面光源, 5W シートレーザーを用いてプール水上部で放出されるエアロゾルを撮影する。エアロゾルは粒径 500 nm の単分散粒子であるシリカを使用した。シリカの密度は 2650 kg/m^3 である。また、気相流量は 30 L/min でサブマージェンスは 500 mm である。

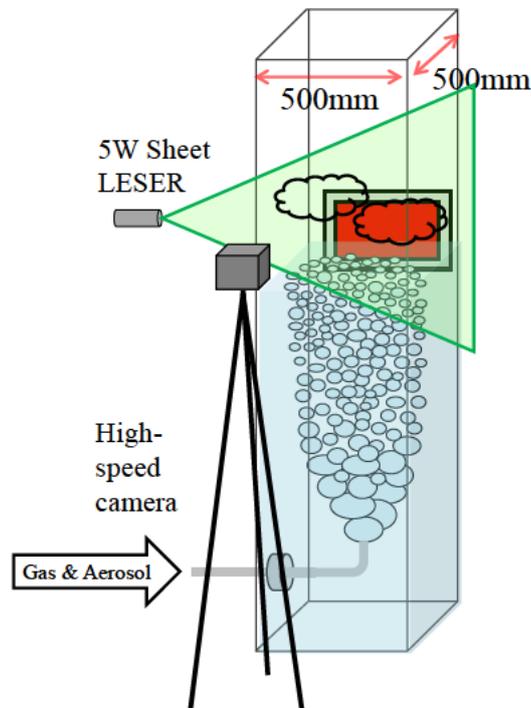


図 2-33 エアロゾル濃度の可視化計測手法

2.3.2. プール水上部でのエアロゾル濃度の可視化

撮影したプール水面でのエアロゾル挙動を図 2-34 に示す。水面における気泡の破裂によって放出されたエアロゾルは水面にて滞留し、次々に放出されるエアロゾルによってマーブル模様を形成していることが確認できる。

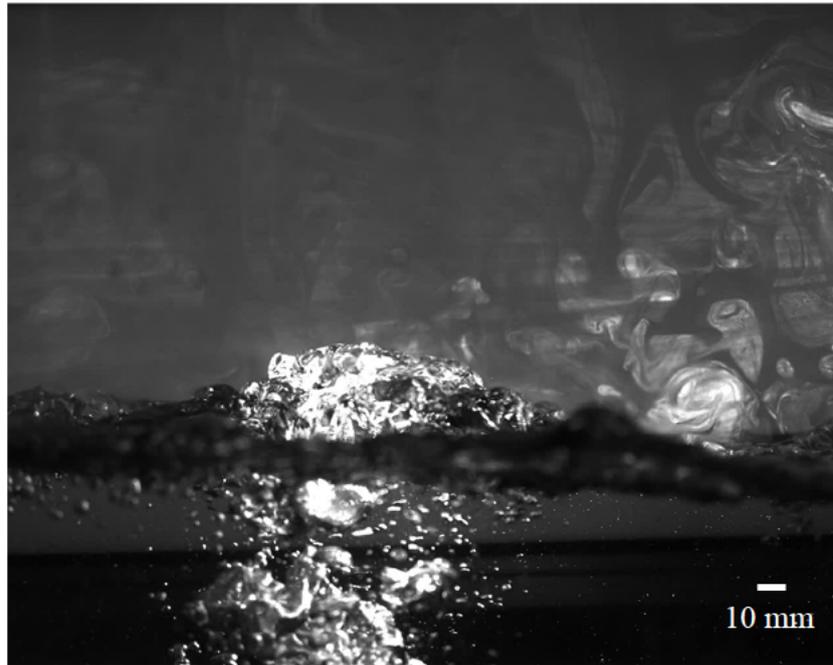


図 2-34 プール水上部でのエアロゾル濃度の可視化結果

水面での気泡の破裂に伴うエアロゾルの放出挙動を図 2-35 に示す。水面に到達したエアロゾルを含む気泡はすぐに破裂せず、水面中央部から水平方向に流れる液相流れ場によって移流し、気泡が破裂する。破裂に伴いエアロゾルが放出されるが、上昇する方向のエアロゾル速度は低く、水面に滞留しながら拡散していくような挙動となることが分かった。また、気泡噴流による水面での流れによって気泡噴流中心ではなく、気泡が移流した同心円状で盛んに気泡が破裂しエアロゾルが放出される状況が観察された。

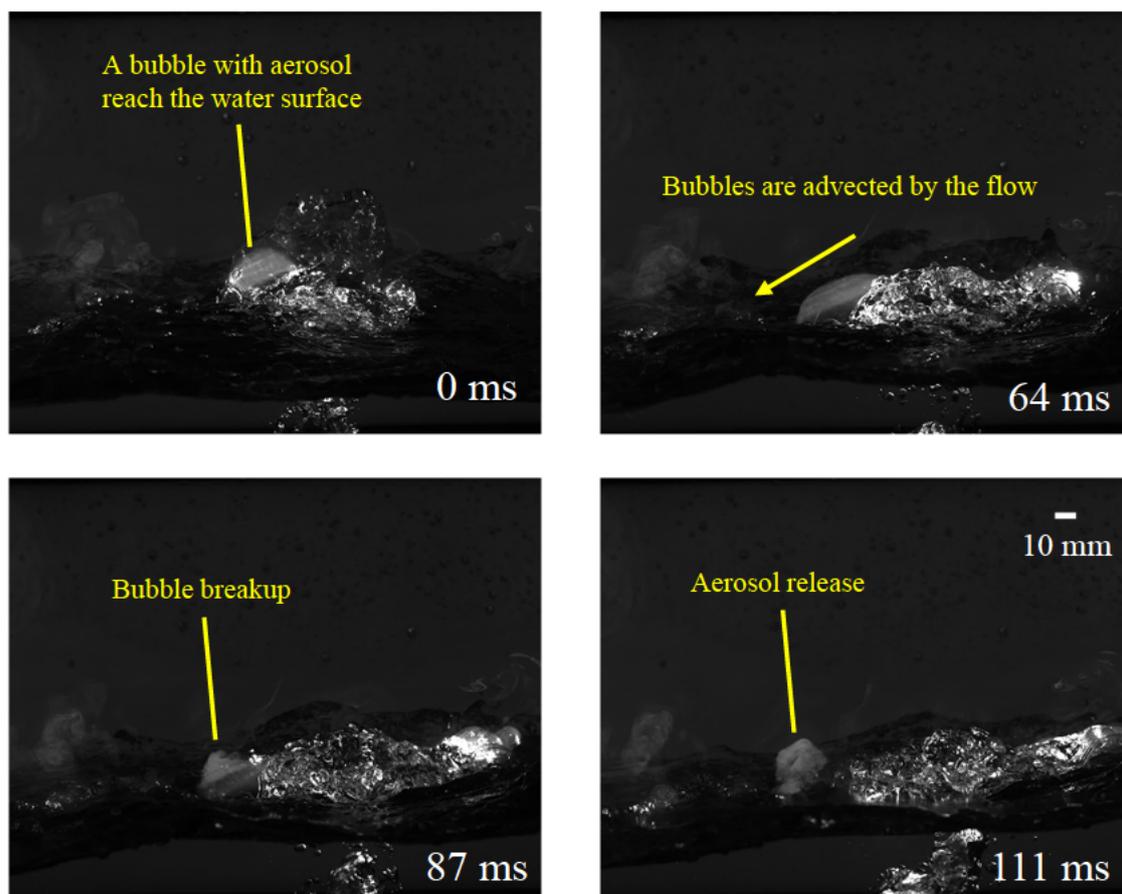


図 2-35 プール水表面での気泡の破裂とエアロゾルの放出挙動

2.3.3. ノズル部での気泡形成時におけるエアロゾル濃度の可視化

ノズル部での気泡形成時は気液界面の擾乱が少ないため、限られた範囲でのエアロゾル挙動の可視化が行える。気液界面の挙動とエアロゾル挙動の相互関係の調査を目的として、ノズル部での気泡形成時におけるエアロゾル挙動の可視化実験を行った。結果を図 2-36 に示す。気泡形成初期においてはノズルから出たエアロゾル含む気相が気液界面によって渦を形成していることが確認できる。気泡の膨張に伴い、渦は次第に不明瞭になり、乱流場となっていく様子が観察された。さらに気泡が膨張することで上部の気泡に到達し、さらにノズルから新たに気泡が形成されることで気泡が貫通することで高速の気相流れが発生する。貫通孔の拡大に伴い気相流れは減速していくとともに、気泡が合体により複雑な界面変形が誘起される。この複雑な界面変形により大気泡から小気泡に分裂していく様子が観察された。ノズル部における気泡形成時のエアロゾル挙動は極めて複雑であり、気泡内部のエアロゾルは乱流場であることがわかった。ノズル部での大気泡生成時のエアロゾル除去効果については以上の知見からさらなる検討が必要である。

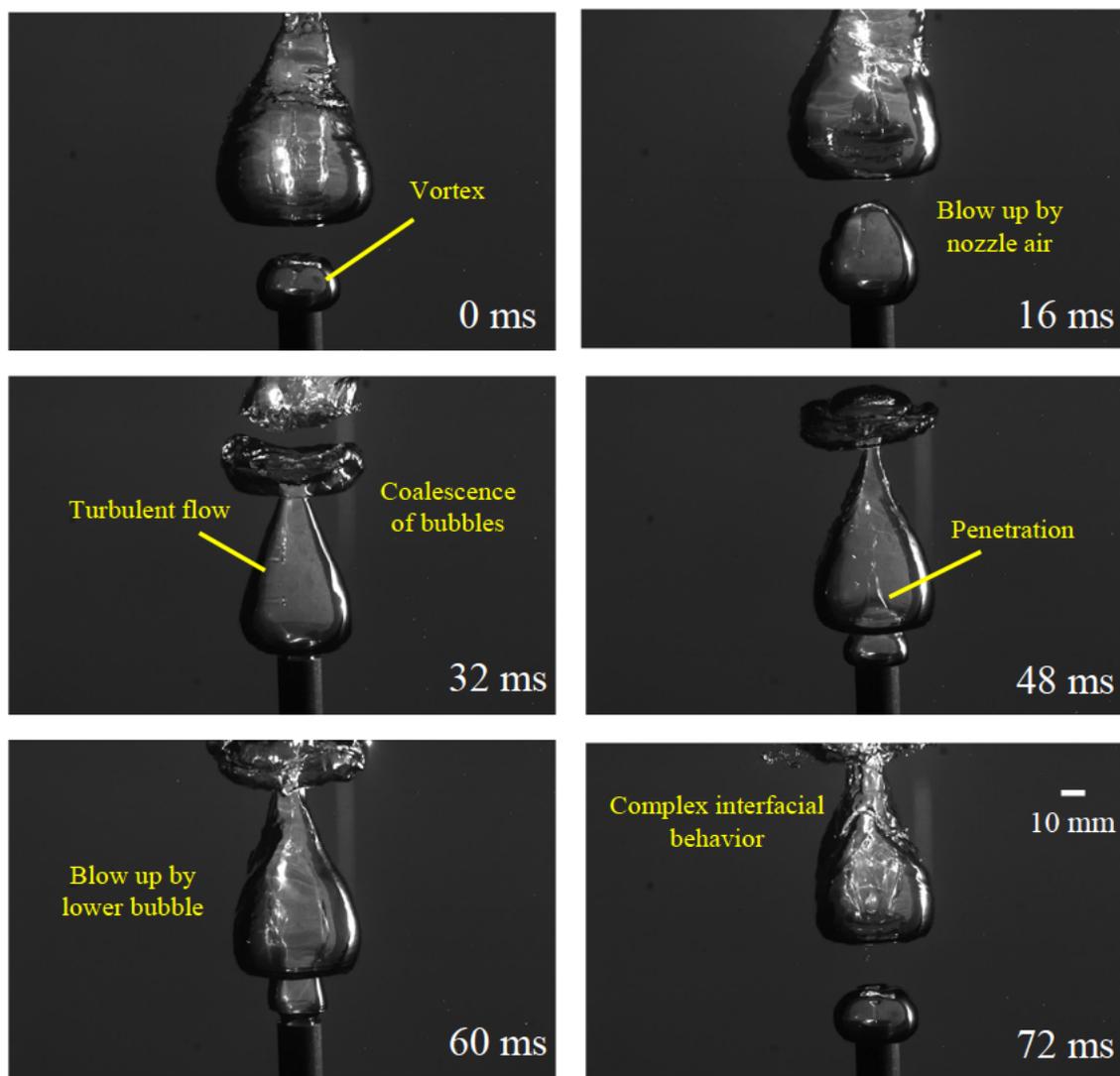


図 2-36 ノズル端での気泡形成挙動とエアロゾル挙動

3. 実験解析

本章にておいては 2.2 節で実施した気液二相流におけるエアロゾル除去効果を評価した結果に対応する解析を実施し、除染係数の評価を通じてモデルの改良に資する検討を実施した。R2 年度に実施した 18 条件の解析条件を表 3-1 に示す。本年度は二相流実験で着目した気相流量、および粒径分布や粒子の物性をパラメータとして解析を実施した。

表 3-1 R2 年度の解析条件

番号	H26に対応する番号	検証内容	試験流体	蒸気割合 %	ノズル直径 [mm]	ノズル部流速 [m/s]	体積流量 [L/min]	サブマージェンス [mm]	計算時間 [s]	環境の体積 [m ³]	プール上部の体積 [m ³]	CV節点数	粒子径 [μm]	プール温度 [K]	断面積 [m ²]
No 1	No 60	筑波大学の実験と比較(1)	空気-水	0	10	12.732	60	300	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.2-2.0	303	0.25
No 2	No 61	筑波大学の実験と比較(1)	空気-水	0	10	12.732	60	500	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.2-2.0	303	0.25
No 3	No 62	筑波大学の実験と比較(1)	空気-水	0	10	12.732	60	700	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.2-2.0	303	0.25
No 4	No 63	筑波大学の実験と比較(1)	空気-水	0	10	12.732	60	900	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.2-2.0	303	0.25
No 5	No 64	筑波大学の実験と比較(1)	空気-水	0	10	12.732	60	1100	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.2-2.0	303	0.25
No 6	No 65	筑波大学の実験と比較(2)	空気-水	0	10	6.366	30	300	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 7	No 66	筑波大学の実験と比較(2)	空気-水	0	10	6.366	30	500	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 8	No 67	筑波大学の実験と比較(2)	空気-水	0	10	6.366	30	700	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 9	No 68	筑波大学の実験と比較(2)	空気-水	0	10	6.366	30	900	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 10	No 69	筑波大学の実験と比較(2)	空気-水	0	10	6.366	30	1100	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 11	No 70	筑波大学の実験と比較(3)	空気-水	0	10	12.732	60	300	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 12	No 71	筑波大学の実験と比較(3)	空気-水	0	10	12.732	60	500	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 13	No 72	筑波大学の実験と比較(3)	空気-水	0	10	12.732	60	700	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 14	No 73	筑波大学の実験と比較(3)	空気-水	0	10	12.732	60	900	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 15	No 74	筑波大学の実験と比較(3)	空気-水	0	10	12.732	60	1100	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 16	No 75	筑波大学の実験と比較(4)	空気-水	0	10	19.099	90	300	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 17	No 76	筑波大学の実験と比較(4)	空気-水	0	10	19.099	90	500	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 18	No 77	筑波大学の実験と比較(4)	空気-水	0	10	19.099	90	700	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 19	No 78	筑波大学の実験と比較(4)	空気-水	0	10	19.099	90	900	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25
No 20	No 79	筑波大学の実験と比較(4)	空気-水	0	10	19.099	90	1100	86400	10 ¹⁰	0.0375	1	0.1-1.0	303	0.25

本年度に実績した解析の解析体系を図 3-1 に示す。解析領域は 3 つのコントロールボリューム (CV)からなっており、それぞれがフローパス (FL)で接続された体系となっている。CV1 および CV2 はそれぞれ常温、常圧とし、水の入ったタンクと設定した CV2 においてブルスクラビングによる微粒子の除染が生じるとした。

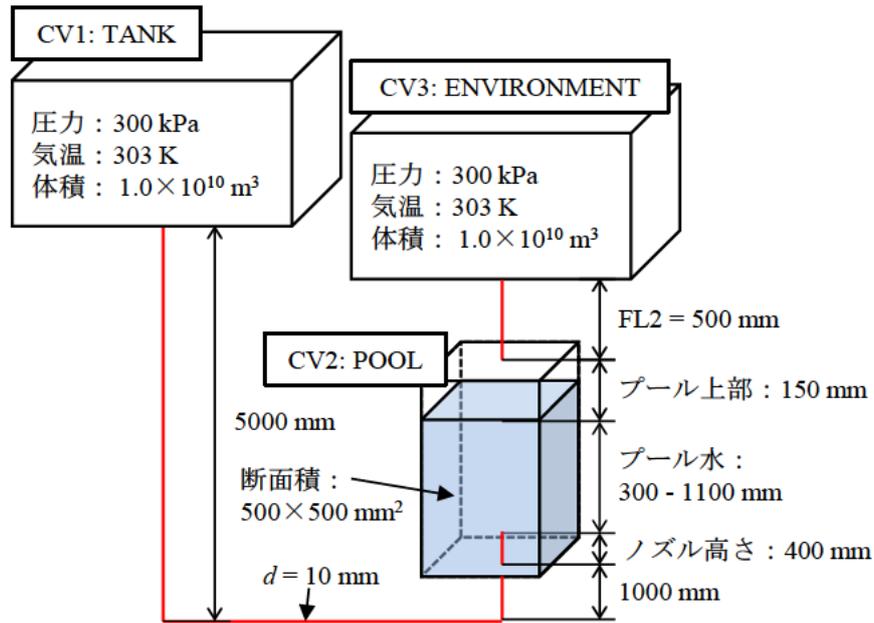


図 3-1 R2 年度に実施した解析の解析体系

本解析において各流量条件で DF 解析を実施した結果を図 3-2 に示す。解析結果より、粒径 1000 nm, 562 nm の粒子については流量が増加するにしたがって DF が減少する傾向が得られた。DF が減少する理由としては気相流量の上昇に従って気相速度が上昇し、除染時間が減少するためと考えられる。また、DF の粒径依存性に着目すると 100 nm から 1000 nm の粒径においては DF が粒径の増加に伴って上昇する傾向が得られた。

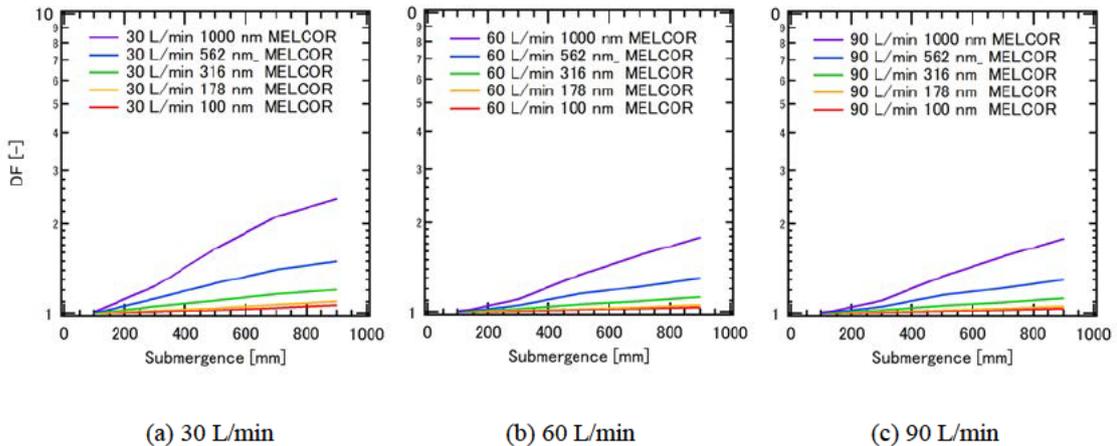


図 3-2 各流量およびエアロゾル粒径におけるサブマージェンスと DF の関係を MELCOR により解析した結果

流量ごとに得られた MELCOR の DF 解析結果を 2.2.2 節で計測した DF と比較した結果を図 3-3 に示す。DF の粒径分布を比較すると、気相流量の増大に従って DF が減少する傾向については既存研究と一致する。これは、実験においても気相流量が増加するにしたがって浮力の影響で除染時間が減少したことが原因と考えられる。一方で、粒径ごとの DF を比較すると、全領域において実験値が解析値を上回る傾向が得られた。また、解析では DF が粒径の増加に従って上昇する傾向が見られたのに対して実験では大粒径において DF が低下する傾向も見られた。実験結果で DF が粒径に対して上昇しないことは既存の知見と乖離することから、サンプリング手法などに検証の余地があるものと考えられる。一方で、単一気泡および二相流の両方で実験値と解析値の絶対量が大きく異なっていることから、小粒径の粒子については MELCOR モデルにおいては除染因子を過小評価している可能性が考えられる。

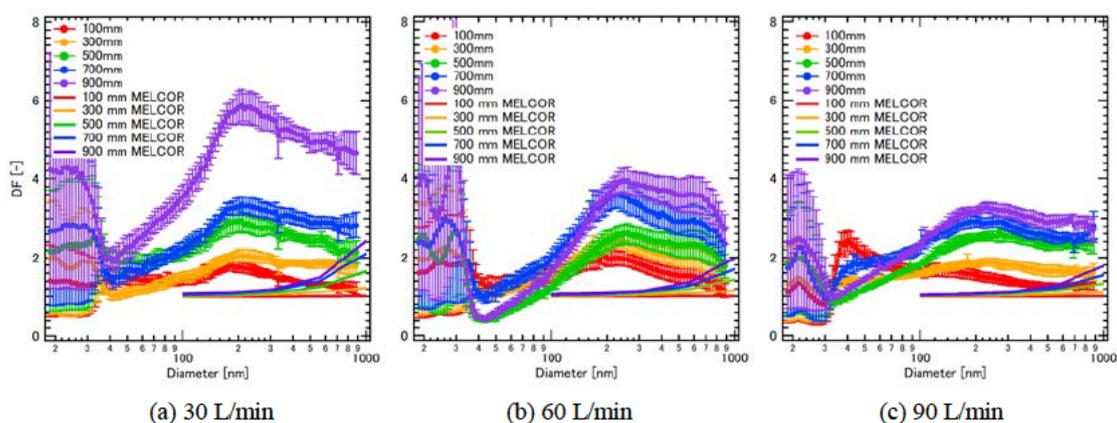


図 3-3 各流量およびサブマージェンスにおけるエアロゾル粒径ごとの DF と MELCOR 解析結果との比較

得られた粒径分布から質量を算出し、 $z = 0 \text{ mm}$ でのエアロゾル質量を基準とした DF と MELCOR におけるエアロゾル質量から算出した DF の比較を行った。結果を図 3-4 に示す。計測結果と MELCOR の解析結果はともにサブマージェンスの増加に対し指数関数的に DF が増大している傾向が確認できる。一方で DF の値は実験結果の方が高い。また、流量依存性に関しては MELCOR においては流量の増加とともに DF が減少していく傾向が確認できるが、実験結果では流量依存性がみられない。MELCOR における気泡分裂モデルは気相に対する比表面積という観点では実現象よりも高いと考えられ、MELCOR のほうが実験結果よりも DF が高くなると考えられるが、比較した結果は逆の傾向となっている。今回使用したエアロゾルは密度が CsI よりも低く、粒径分布も CsI よりも小さいためストークス数の観点から気流の影響を大きくうけると考えられる。よって MELCOR においては気泡内での除

染に関して慣性衝突や重力沈降よりも気泡内流動による除染やブラウン拡散の影響が支配的になると考えられる。スウォーム中の気泡内流動は渦をもつような構造をとるが、図 2-36 のような気泡の内部流動が乱流場である状況が小気泡に分裂した後も非定常な流れ場をしている場合、除染効果が MELCOR が想定する気泡内流動場による除染効果よりも高くなる可能性がある。しかしながら実験体系における排気装置による攪拌の影響も強く受けるため、実験におけるサンプリング形態についてもさらなる検討が必要である。

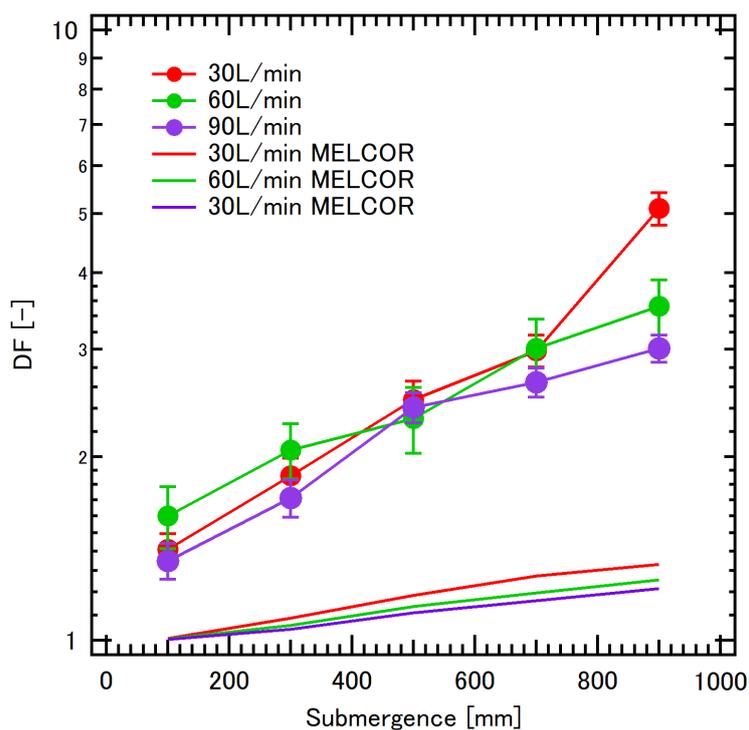


図 3-4 各流量におけるサブマージェンスと全質量での DF との関係と MELCOR 解析結果との比較

文献目録

- [1] M. A. Herráez, D. R. Burton, M. J. Lalor and M. A. Gdeisat, "Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path," *Applied optics*, 41(35), pp. 7437-7444, 2002.
- [2] レーザ計測ハンドブック編集委員会編, "レーザ計測ハンドブック," 丸善株式会社, 1993.
- [3] D. D. Hickstein, S. T. Gibson, R. Yurchak, D. D. Das and M. Ryazanov, "A direct comparison of high-speed methods for the numerical Abel transform," *Review of Scientific Instruments*, 90(6), pp. 065115, 2019.
- [4] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V. A. Mandelshtam, and H. Reisler, "Reconstruction of Abel-transformable images: The Gaussian basis-set expansion Abel transform method," *Review of Scientific Instruments*, 73(7), pp. 2634-2642, 2002.
- [5] C. J. Dasch, "One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion-peeling, and filtered backprojection methods," *Applied optics*, 31(8), pp. 1146-1152, 1992.
- [6] C. Bordas, F. Paulig, H. Helm and D. L. Huestis, "Photoelectron imaging spectrometry: Principle and inversion method," *Review of scientific instruments*, 67(6), pp. 2257-2268, 1996.
- [7] M. F. Kasim, J. Holloway, L. Ceurvorst, M. C. Levy, N. Ratan, J. Sadler, J., ... and P. Norreys, "Quantitative single shot and spatially resolved plasma wakefield diagnostics," *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 18(8), pp. 081302, 2015.
- [8] 柏木孝夫, "レーザ干渉法による濃度計測と物質移動の可視化," *流れの可視化*, 7(24), pp. 25-33, 1987.
- [9] S. A. Coronel, J. Melguizo-Gavilanes, S. Jones and J. E. Shepherd, "Temperature field measurements of thermal boundary layer and wake of moving hot spheres using interferometry," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 90, pp. 76-83, 2018.
- [10] D. D. Paul, D. C. Newman and R. A. Cudnik, "Gas-Liquid Hydrodynamics of Large Vent/Suppression Pool Systems of Nuclear Power Plants during Some Accident Conditions," Electric Power Research Institute, Palo Alto, California, 1985.
- [11] N. Zuber and J. Findlay, "Average volumetric concentration in two-phase flow systems," *Journal of heat transfer*, vol. 87(4), pp. 453-468, 1965.
- [12] A. Tomiyama, G. P. Celata, S. Hosokawa, and S. Yoshida, "Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 29(9), pp. 1497-1519, 2002.

- [13] R. M. Wellek, A. K. Agrawal, and A. H. P. Skelland, "Shape of liquid drops moving in liquid media," *AIChE Journal*, vol. 12(5), pp. 854-862, 1966.
- [14] A. H. P. Skelland and A. R. H. Cornish "Mass transfer from spheroids to an air stream". *AIChE Journal*, 9(1), pp. 73-76, 1963.
- [15] A. C. Lochiel and P. H. Calderbank "Mass transfer in the continuous phase around axisymmetric bodies of revolution," *Chemical Engineering Science*, 19(7), pp. 471-484, 1964.
- [16] J. Boussinesq, "Calculation of the cooling effects of fluid streams," *J. Math. Phys. Appl.*, 6, pp. 285-332, 1905.
- [17] S. Winnikow "Letters to editors," *Chemical Engineering Science*, 22(3), p. 477, 1967.
- [18] F. Takemura and A. Yabe, "Gas dissolution process of spherical rising gas bubbles," *Chemical engineering science*, 53(15), pp. 2691-2699, 1998.
- [19] M. R. Davidson and M. Rudman, "Volume-of-fluid calculation of heat or mass transfer across deforming interfaces in two-fluid flow," *Numerical Heat Transfer: Part B: Fundamentals*, 41(3-4), pp. 291-308, 2002.
- [20] J. Temos, H. R. C. Pratt and G. W. Stevens, "Mass transfer to freely-moving drops," *Chemical engineering science*, 51(1), pp. 27-36, 1996.
- [21] K. Hayashi and A. Tomiyama, "Interface tracking simulation of mass transfer from a dissolving bubble," *The Journal of Computational Multiphase Flows*, 3(4), pp. 247-261, 2011.
- [22] R. Clift, J. R. Grace and M. E. Weber, "Bubbles, Drops, and Particles," Courier Corporation, 1978.
- [23] R. F. L. Cerqueira, E. E. Paladino and C. R. Maliska, "A computational study of the interfacial heat or mass transfer in spherical and deformed fluid particles flowing at moderate Re numbers," *Chemical Engineering Science*, 138, pp. 741-759, 2015.
- [24] W. E. Ranz and W. R. Marshall, "Evaporation from droplets," *Chemical Engineering Progress*, 48(3), pp. 141-146, 1952.
- [25] L. R. Oellrich, H. Knapp, H. and U. J. Plöcker, "Vapour-liquid Equilibria: A Bibliogr. of Publ. Data of Multicomponent Systems Containing Components with Normal Boiling Points Lower Than 350 K," 1973.
- [26] M. Falcone, D. Bothe and H. Marschall "3D direct numerical simulations of reactive mass transfer from deformable single bubbles: An analysis of mass transfer coefficients and reaction selectivities," *Chemical Engineering Science*, 177, pp. 523-536, 2018.
- [27] N. Balcázar-Arciniega, O. Antepará, J. Rigola and A. Oliva, "A level-set model for mass transfer in bubbly flows," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 138, pp. 335-356, 2019.

- [28] M. K. Akbar and S. M. Ghiaasiaan, "Monte Carlo simulation of aerosol transport in rising gas bubbles undergoing shape deformation," *Journal of aerosol science*, 37(6), pp. 735-749, 2006.
- [29] W. Pan, X. Chen, G. Dai and F. Wang, "Enhanced Effect of Bubble Deformation on Internal Particle Transport," *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 59(2), pp. 905-918, 2019.
- [30] A. Prosperetti and G. Tryggvason (Eds.), "Computational methods for multiphase flow," Cambridge university press, 2009.
- [31] C. W. Hirt and B. D. Nichols, "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *Journal of computational physics*, 39(1), pp. 201-225, 1981.
- [32] G. Tryggvason, B. Bunner, A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, ... & Y. J. Jan, "A front-tracking method for the computations of multiphase flow," *Journal of computational physics*, 169(2), pp. 708-759, 2001.
- [33] S. Osher and J. A. Sethian, "Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations," *Journal of computational physics*, 79(1), pp. 12-49, 1988.
- [34] E. Olsson and G. Kreiss, "A conservative level set method for two phase flow," *Journal of computational physics*, 210(1), pp. 225-246, 2005.
- [35] E. Olsson, G. Kreiss and S. Zahedi, "A conservative level set method for two phase flow II," *Journal of Computational Physics*, 225(1), pp. 785-807, 2007.
- [36] B. P. Leonard, "A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation," *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 19(1), pp. 59-98, 1979.
- [37] Y. Abe, K. Fujiwara, S. Saito, T. Yuasa and A. Kaneko, "Bubble dynamics with aerosol during pool scrubbing," *Nuclear Engineering and Design*, 337, pp. 96-107, 2018.
- [38] D. M. Snider, "An incompressible three-dimensional multiphase particle-in-cell model for dense particle flows," *Journal of computational physics*, 170(2), pp. 523-549, 2001.
- [39] R. Jackson, "The dynamics of fluidized particles," Cambridge University Press, 2000.
- [40] G. Pozzetti and B. Peters, "A multiscale DEM-VOF method for the simulation of three-phase flows," *International Journal of Multiphase Flow*, 99, pp. 186-204, 2018.
- [41] H. Ounis, G. Ahmadi and J. B. McLaughlin, "Brownian diffusion of submicrometer particles in the viscous sublayer," *Journal of Colloid and Interface Science*, 143(1), pp. 266-277, 1991.
- [42] K. Fujiwara, W. Kikuchi, Y. Nakamura, T. Yuasa, S. Saito, A. Kaneko and Y. Abe, "Experimental study of single-bubble behavior containing aerosol during pool scrubbing," *Nuclear Engineering and Design*, 348, pp. 159-168, 2019.
- [43] Yingzhi Li, Qianchao Ma, Zhongning Sun, Haifeng Gu, Yanmin Zhou and Kaiyi Shi, Study on Calculation Method of Soluble Aerosol Removal Efficiency Under High Humidity Condition, *Frontiers in Energy Research*, vol.7, 2019.
- [44] Prasser, H.-M, Scholz, D., Zippe, C, Bubble size measurement using wire-mesh sensors, *Flow*

- Meas. Instrum. 12, pp. 299-312, 2001
- [45] A. Manera, H.-M. Prasser, D. Lucas, T.H.J.J. van der Hagen, Three-dimensional flow pattern visualization and bubble size distributions in stationary and transient upward flashing flow, *International Journal of Multiphase Flow*, pp. 996-1016, 2006
- [46] Prasser, H.-M, Evolution of interfacial area concentration in a vertical air–water flow measured by wire–mesh sensors, *Nuclear Engineering and Design*, pp. 1608-1617, vol.237, 2007.
- [47] Kanai, T., Furuya, M., Arai, T., & Nishi, Y., Evaluation of gas-liquid two-phase flow in a large pipe using Wire-Mesh Sensor, 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, Naples, Italy, June 15-18 2015
- [48] Furuya M, Kanai T, Arai, T., Takiguchi H., H.-M. Prasser, Uwe Hampel, Eckhard Schleicher, Three-dimensional velocity vector determination algorithm for individual bubble identified with Wire-Mesh Sensors, *Nuclear Engineering and Design*, pp. 74-79, vol.336, 2018.
- [49] William E. Lorensen, Harvey E. Cline, Marching cubes: a high resolution 3d surface construction algorithm, *Computer Graphics*, pp. 163-169, vol.21, 1987.

リサイクル適性 

この印刷物は、印刷用の紙へ
リサイクルできます。