



気泡塔内ガスホールドアップに関する研究

佐々木, 翔平

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2017-03-25

(Date of Publication)

2018-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第6928号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1006928>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

気泡塔内ガスホールドアップに関する研究

平成 29 年 1 月

神戸大学大学院 工学研究科

佐々木 翔平

目次

第1章 序論.....	1
1.1 背景.....	1
1.2 気泡塔内流動に関する従来の研究.....	3
1.2.1 流動様式と気泡塔内平均ボイド率.....	3
1.2.2 気泡塔内平均ボイド率相関式.....	7
1.2.3 塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響.....	12
1.3 本研究の目的.....	15
1.4 本論文の構成.....	16
第1章の参考文献.....	17
第2章 塔径及び初期液位が気液二相系ボイド率に及ぼす影響.....	22
2.1 緒言.....	22
2.2 実験装置及び方法.....	23
2.2.1 実験装置及び条件.....	23
2.2.2 気泡塔内平均ボイド率測定方法.....	26
2.3 実験結果及び考察.....	29
2.3.1 塔径の影響.....	29
2.3.2 初期液位の影響.....	35
2.3.3 ボイド率相関式.....	38
2.4 結言.....	41
第2章の参考文献.....	42

目次

第 3 章 臨界液位以下の初期液位における気泡塔内平均ボイド率.....	46
3.1 緒言.....	46
3.2 種々の初期液位及び気相体積流束におけるボイド率の整理方法の検討.....	47
3.3 フルード数の適用性の検証.....	57
3.3.1 塔形状の影響.....	57
3.3.2 液相粘度の影響.....	61
3.4 結言.....	63
第 3 章の参考文献.....	64
第 4 章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響.....	65
4.1 緒言.....	65
4.2 実験方法及び条件.....	66
4.3 実験結果及び考察.....	69
4.3.1 気泡塔内流動及び気泡塔内平均ボイド率.....	69
4.3.2 スラリー系ボイド率相関式.....	78
4.4 結言.....	84
第 4 章の参考文献.....	85
第 5 章 結論.....	87
付録 A 粒子径が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響.....	90
A.1 実験方法及び条件.....	90
A.2 実験結果及び考察.....	91
付録 A の参考文献.....	95
付録 B 気液二相系気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値.....	96
付録 C スラリー気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値.....	100
付録 D 気泡塔内流動の数値計算.....	105
D.1 従来の数値計算手法.....	105
D.2 基礎方程式.....	107
D.3 構成方程式.....	113

D.4 気泡合体・分裂モデル	116
D.5 計算体系及び条件	122
D.6 計算結果及び考察	124
付録 D の参考文献	128
本研究に関連する学術論文・講演論文	133

主な使用記号

[英文字]

A	気泡塔断面積 [m^2]
C_D	抗力係数
C_{GL}	グリセリンの質量濃度
C_{LF}	揚力係数
C_{VM}	仮想質量係数
C_{TD}	乱流分散係数
C_S	粒子体積濃度
d	球等価直径 [m]
d_h	気相分散器の孔径 [m]
d_B^{in}	入口気泡径 [m]
d_P	粒子径 [m]
D_H	気泡塔水力等価直径 [m]
e	液相の乱流エネルギー消散率 [m^2/s^3]
E	アスペクト比
E_o	エトベス数
E_{oH}	修正エトベス数
f	気泡形状因子
F	気泡の計算セルに占める体積割合
f_B	大気泡通過頻度 [Hz]
f_{BV}	気泡分裂前後の体積比
F_μ	粘性力 [N/m^3]

F_{σ}	表面張力 [N/m ³]
g, \mathbf{g}	重力加速度 [m/s ²]
H	瞬時局所の自由表面高さ [m]
\bar{H}	通気時の液面高さ (H の線平均値) [m]
h_0	初期液膜厚さ [m]
H_0	初期液位 (通気時前の液位) [m]
H_C	塔内に気相を流入させたときの液位 [m]
h_f	最終液膜厚さ [m]
J_G	気相体積流束 [m/s]
k_{CL}	液相の乱流エネルギー [m ² /s ²]
M	モルトン数
\mathbf{M}	運動量輸送率 [N/m ³]
\mathbf{n}	界面法線ベクトル [m]
N	気泡クラス数
N_h	気相分散器の孔数 [m]
n_{Bp}	気泡クラス p の数密度 [m ⁻³]
P	圧力 [Pa]
P^B	気泡分裂効率
P^{CP}	Prince モデルの気泡合体効率
P^{CW}	Wang モデルの気泡合体効率
p_h	気相分散器の孔間隔 [m]
Q_G	気相体積流量 [m ³ /s]
Q_{hole}	散気板の単一孔における気相体積流量 [m ³ /s]
Re	レイノルズ数
r_h	気相分散器の塔断面積に対する孔の総面積の割合 [%]
R_p	気泡合体分裂による気泡数密度輸送率 [m ⁻³ s ⁻¹]
S_{mn}	二気泡の衝突断面積 [m ²]
St	ストークス数
t	時間 [s]
T	撮影時間 [s]

主な使用記号

t_1	撮影開始時間 [s]
Ta	タダキ数
t_c	液膜排出時間 [s]
\bar{u}_t	気泡の平均乱流速度 [m/s]
u_r	気泡の終端上昇速度 [m/s]
V	速度 [m/s]
V_{ST}	粒子の終端沈降速度 [m/s]
x	気泡塔中央からの水平方向距離 [m]
y	気泡塔中央からの奥行き方向距離 [m]
z	散気板上面からの高さ [m]

[ギリシャ文字]

α_G	気泡塔内平均ボイド率 (ガスホールドアップ)
γ_{GBp}	自由表面における気泡数密度輸送率 [$m^{-3}s^{-1}$]
Γ_{GBp}	自由表面における気泡体積率輸送率 [s^{-1}]
δ	デルタ関数
Δt	計算の時間刻み幅 [s]
Δx	計算セル幅 [m]
ε	体積率
κ	界面の平均曲率 [m^{-1}]
μ	粘度 [$Pa \cdot s$]
ξ	渦スケールで無次元化した気泡径
ρ	密度 [kg/m^3]
σ	表面張力 [N/m]
τ_{mn}	二気泡の接触時間 [s]
ω	衝突頻度 [Hz]
Ω_B	気泡分裂頻度 [Hz]
Ω_C	気泡合体頻度 [Hz]
Ω_C^P	Prince モデルの気泡合体頻度 [Hz]
Ω_C^W	Wang モデルの気泡合体頻度 [Hz]

[添字]

<i>B_p</i>	クラス <i>p</i> の気泡
<i>C</i>	連続相混合体
<i>CG</i>	連続気相
<i>CL</i>	連続液相
<i>G</i>	気相
<i>L</i>	液相
<i>P</i>	粒子
<i>S</i>	固相
<i>SL</i>	スラリー

第 1 章

序論

1.1 背景

気泡塔型反応装置は塔型容器底部の気相分散器から気相を連続的に液相中に流入し、気泡群として液中に分散させることで気液間の化学反応を行わせる装置である[1, 2]。気泡塔は気泡の運動により液相流れを誘起するため、塔内に攪拌機等の駆動装置を設置する必要がないため基本構造が単純である。また、物質移動・熱移動特性が良い、運転操作が比較的容易、ランニングコストが低い等の長所があり、石油化学、生化学、排水処理、排煙脱硫等の様々な化学プロセスで利用されている[2-4]。気泡塔内流動は幅広い時間スケール・長さスケールの現象が混在するため非常に複雑である。また、用途によっては、塔内に触媒粒子を投入する場合があります、その際、塔内の流れはスラリー系固気液三相気泡流となるためスケールが多重化し、さらに流れは複雑となる。装置性能は塔内流動に強く依存するため、気泡塔の設計、スケールアップ、スケールダウン、操業条件の最適化、安全性の向上のためには、塔内の流れを把握することが肝要である。

気泡塔の性能向上のために種々の改造が行われ、これまでに様々な様式の気泡塔が提案されている。気泡塔の装置形式を図 1.1 に示す。代表的な気泡塔として、(a) 標準型気泡塔：内部に特殊な構造物を持たない気泡塔、(b) エアリフト気泡塔：液相の循環流を強くするためにドラフトチューブを設けた気泡塔、(c) 充填気泡塔：触媒や微生物等の固体を充填した気泡塔、(d) 多段気泡塔：気相の分散を促進する

ために複数の多孔板を挿入し多段化した気泡塔がある[5]. 現状では, 最も形状が単純な標準型気泡塔や, 固気液三相系よりも現象が単純な気液二相系気泡塔でさえも内部流動の十分な理解には至っていない.

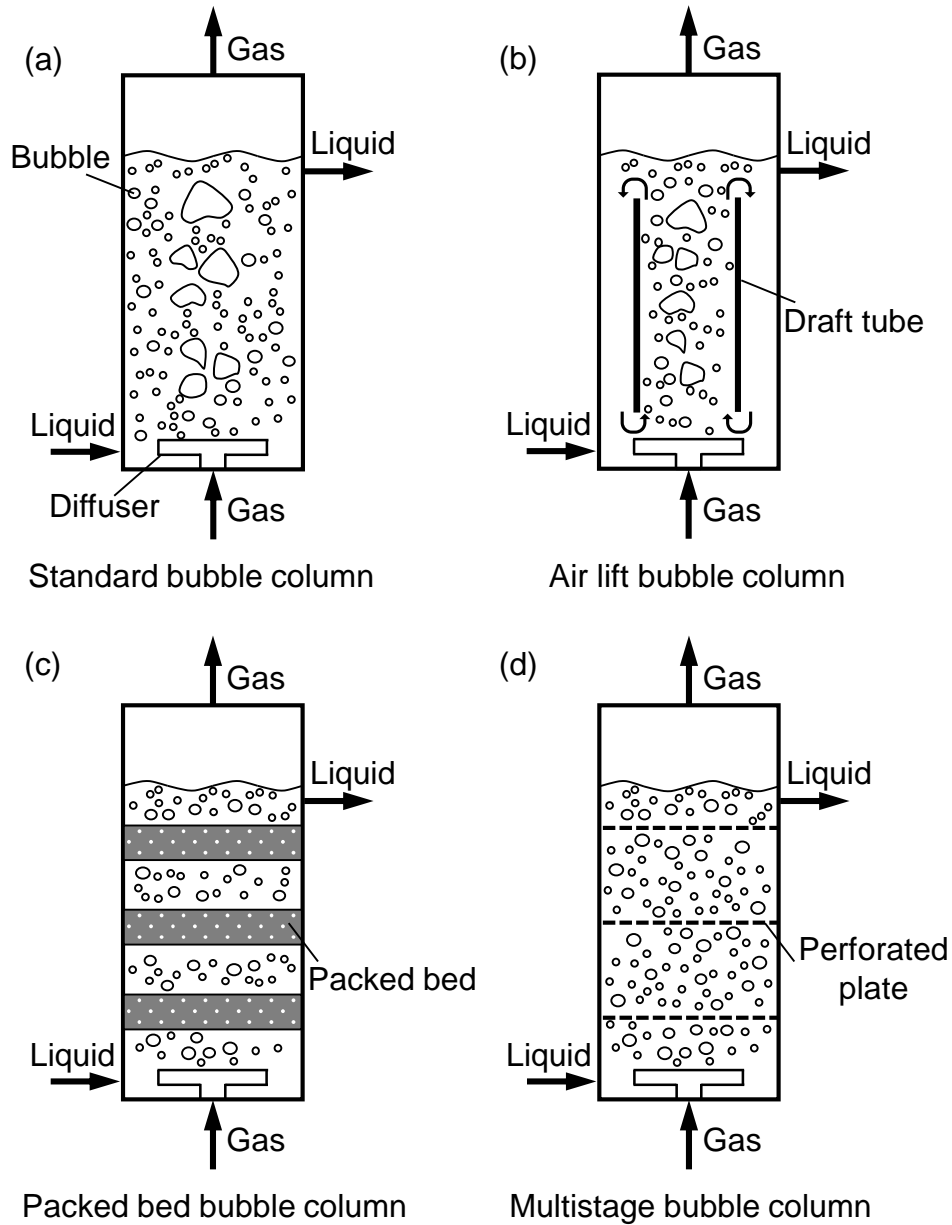


図 1.1 気泡塔の装置形式[5]

気泡塔の性能を支配する重要な因子として、気泡塔内平均ボイド率（ガスホールドアップ）、物質移動係数、混合拡散係数などが挙げられる。このうち気泡塔内平均ボイド率は塔内流動及び反応の状態を把握するための最も基本的かつ重要な因子である[6]。気泡塔内平均ボイド率は塔全体（気液または固気液）の体積に対して気相が占める体積割合であり次式で定義される。

$$\alpha_G = \frac{H_C - H_0}{H_C} \quad (1.1)$$

ここで、 H_C は塔内に気相を流入させたときの液位 [m]、 H_0 は初期液位（通気時前の液位）[m]である。気泡塔の設計、反応評価等を行う際、ボイド率相関式（または実験式）を用いてボイド率を推算する。従って、推算精度が良く広範囲の操業条件に適用可能なボイド率相関式の整備が重要課題となっている。

1.2 気泡塔内流動に関する従来の研究

1.2.1 流動様式と気泡塔内平均ボイド率

気泡塔内流れの流動様式を気相流入条件である気相体積流束 J_G と塔径 D_H により整理した Deckwer ら[7]の流動様式マップを図 1.2 に示す。気泡塔内の流動様式は均質気泡流、非均質気泡流、スラグ流に大別される[7, 8]。また、各流動様式の模式図を図 1.3 に示す。低 J_G では、大小様々な渦が入り乱れた変動の大きな流れはなく気相分散器から形成された気泡はほとんど合体・分裂せず、すなわち気泡径がほぼ一様な状態で塔内を均一に上昇する均質気泡流となる。塔内の流動様式は、 J_G 増加に伴い気泡合体・分裂の頻度が増加し様々な大きさの気泡が混在する非均質気泡流へと遷移する。一方、高 J_G かつ D_H が 100 mm 程度以下の場合、流動様式は塔断面を満たすような大きい砲弾形の気泡と小気泡を含む液相部とが交互に存在するスラグ流となる。ただし、工業的に使用される気泡塔では、 D_H が 100 mm 以下となることは稀である。

Chen ら[8]は PIV (Particle Image Velocimetry) システムを用いて非均質気泡流の流動構造を可視化し、塔中央部では大きな気泡の群が旋回しながら高速で上昇する領域が形成され、壁面近傍には液相の下降流と塔径スケールの大規模な渦が形成されることを明らかにしている (図 1.4)。均質気泡流と非均質気泡流における塔断面方向の局所ボイド率分布の典型的な例を図 1.5 に示す。前述のとおり、均質気泡流では均一な大きさの気泡が一様に上昇するため、局所ボイド率は塔断面方向に対して一様に分布する。一方、非均質気泡流では大きな気泡の塔中央部への集中化や大規模な液相循環流等の影響により、局所ボイド率分布は釣鐘型の分布となることが良く知られている[9]。

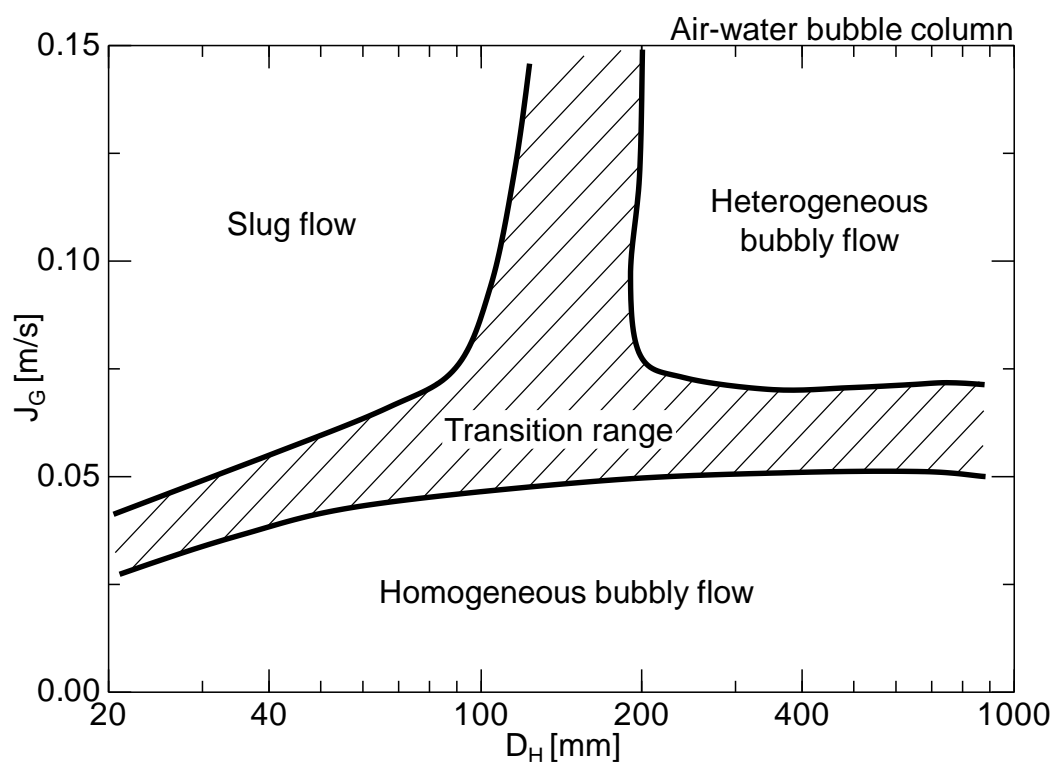


図 1.2 流動様式マップ[7]

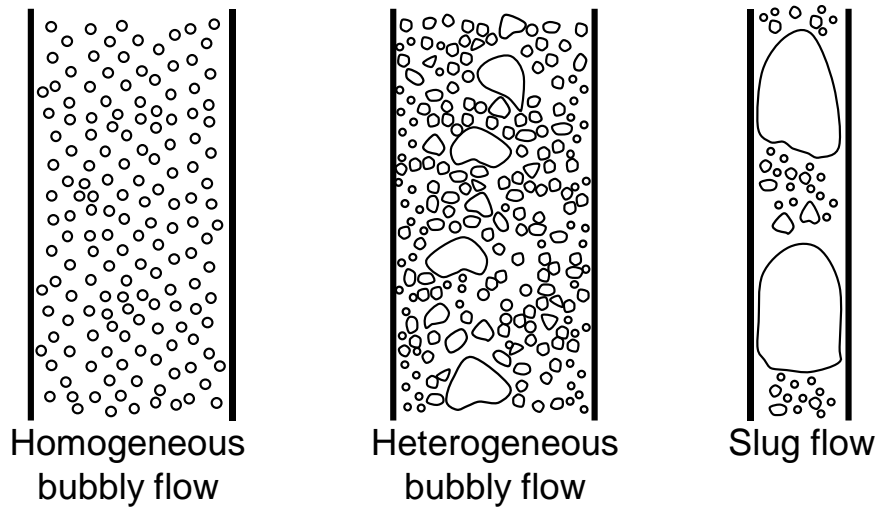


図 1.3 気泡塔内の気泡流動様式[7]

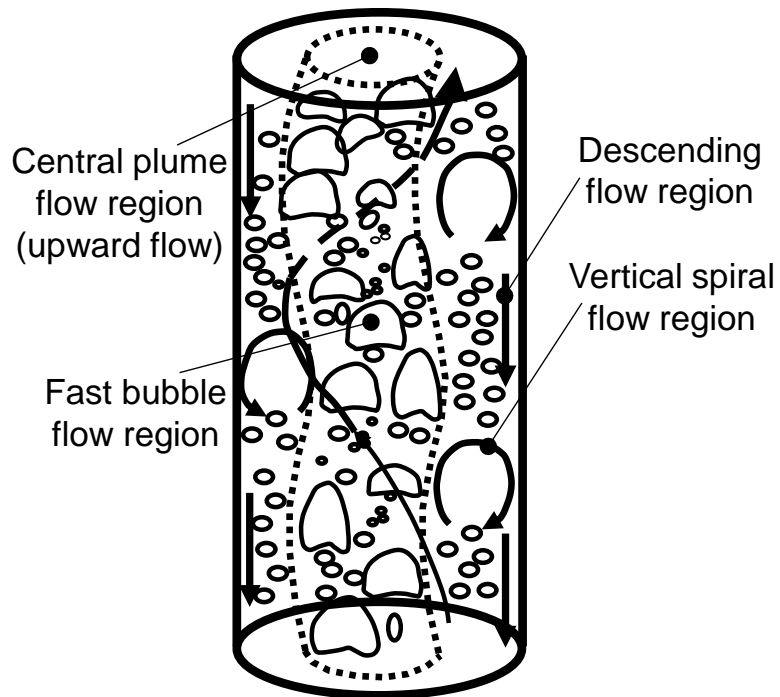


図 1.4 非均質気泡流の流動構造[8]

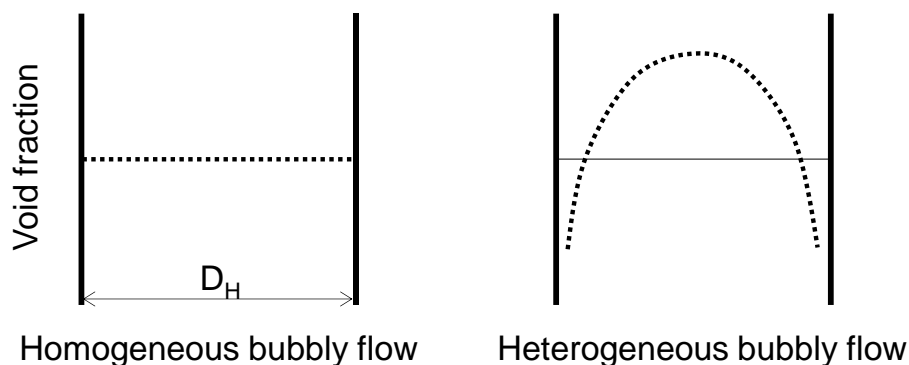


図 1.5 各流動様式の半径方向局所ボイド率分布の典型的例[9]

Ruzicka ら[9]が報告している流動様式と α_G , J_G との関係を図 1.6 に示す. 各流動様式で J_G に対する α_G の傾向は大きく異なる. 図中実線は J_G 増加に伴い流動様式が均質気泡流, 遷移域, 非均質気泡流へと変化する場合の α_G の傾向, 破線はいずれの J_G でも流動状態が非均質気泡流となる場合の α_G の傾向を示す. 実線では, 低 J_G では, α_G は J_G に対して下に凸の特徴 ($\alpha_G \sim J_G^2$) を有する. J_G 増加に伴い α_G は増加し, あるところで極大値をむかえる. その後, α_G は一旦減少し再び J_G 増加に伴い増大する. 再び α_G が増大する J_G では, 流動様式は非均質気泡流となる. また, 破線で示すように常に流動様式が非均質気泡流となる場合を Ruzicka ら[9]は「pure-heterogeneous な流れ」と称しており, このとき α_G は $J_G/(1+J_G)$ に比例すると述べている. 以降では, この流れを「純非均質気泡流」と呼ぶ. 図中実線のような傾向は孔径の小さい散気板 (気相分散器) を有する気泡塔で, 破線のような傾向は孔径の大きい散気板を有する気泡塔で見受けられる[9]. Zahradník ら[10]と Wilkinson ら[11]は, 孔径が 1 mm 程度以上のとき α_G は純非均質気泡流の特徴を有すると報告している. 流動特性の把握が極めて困難な非均質気泡流に対する知見が不足しており, 非均質気泡流におけるボイド率の評価技術が乏しいのが現状である. そこで, 本研究では純非均質気泡流を対象とする.

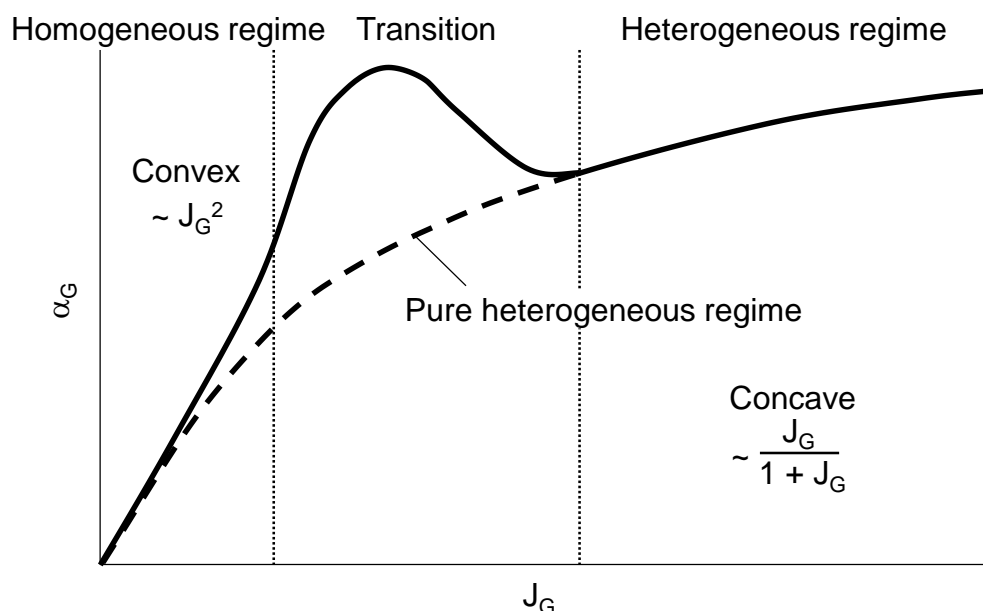


図 1.6 気泡塔内平均ボイド率曲線[9]

1.2.2 気泡塔内平均ボイド率相関式

気泡塔内気液二相流において平均ボイド率は気相体積流束、散気板形状、流体物性等に依存することが知られている[3, 4, 10–14]. 前節で述べたように(図1.6), 散気板の孔径によって、流動様式と気相体積流束に対するボイド率の傾向は異なる. 均質気泡流ではボイド率は孔径に強く依存し、孔径の減少とともに流入気泡径が小さくなるためボイド率は増加する[3, 15]. また、一定の J_G のもとで塔断面積に対する孔の総面積の割合が増加すると、孔一つあたりの気相流量が減少し流入気泡径が小さくなるためボイド率は増加する[16, 17]. 一方、非均質気泡流では孔径が1 mm程度以上ではボイド率は孔径に依存しないことが知られている[10, 11]. 前川ら[18]は、孔径が1 mm以上において単孔から離脱する気泡の直径の孔径依存性を調べており、流入気泡径は孔径に依存せず孔一つあたりの気相流量のみに依存すると報告している. このことから、孔径が1 mm程度以上ではボイド率は孔径に依存しなくなると考えられる.

これまでに流体物性がボイド率に及ぼす影響に関する研究は数多くなされてい

る。代表的な報告として、液相粘度 μ_L [Pa·s]の増加に伴いボイド率が低下すること[19]、液相密度 ρ_L [kg/m³]の増加に伴いボイド率が低下すること[20]、表面張力 σ [N/m]の低下に伴いボイド率が増加すること[21]、気相密度 ρ_G [kg/m³]の増加に伴い小気泡の体積割合が増加するためボイド率が増加すること[22]、などが挙げられる。

表1.1に既存の気液二相非均質気泡流用ボイド率相関式を示す。ここで、表中の μ_G は気相粘度 [Pa·s]、 ν_L は液相動粘度 [m²/s]、 g は重力加速度 [m/s²]である。 M はモルトン数であり、 $M = \mu_L^4(\rho_L - \rho_G)g/\rho_L^2\sigma^3$ で定義される。上述の報告から、気相体積流束と流体物性の影響が既存の相関式に考慮されている[13, 23-27]。

表1.1 既存の気液二相系ボイド率相関式

Authors	Conditions	Correlations
Akita & Yoshida ^[13]	$J_G = 0.003\text{--}0.4$ m/s $D_H = 150\text{--}600$ mm $H_0 = 1260\text{--}3500$ mm	$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = 0.2 \left(\frac{\rho_L g D_H^2}{\sigma} \right)^{1/8} \left(\frac{\rho_L^2 g D_H^3}{\mu_L^2} \right)^{1/12} \frac{J_G}{\sqrt{g D_H}} \quad (1.2)$
Bach & Pilhofer ^[23]	$J_G = 0\text{--}0.20$ m/s $D_H > 100$ mm $H_C > 1200$ mm	$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 0.115 \left(\frac{\rho_L J_G^3}{\nu_L(\rho_L - \rho_G)g} \right)^{0.23} \quad (1.3)$
Hikita et al. ^[24]	$J_G = 0.042\text{--}0.38$ m/s $D_H = 100$ mm $H_0 = 650$ mm	$\alpha_G = 0.672 \left(\frac{\mu_L J_G}{\sigma} \right)^{0.578} \left(\frac{\mu_L^4 g}{\rho_L \sigma^3} \right)^{-0.131} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.062} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.107} \quad (1.4)$
Smith et al. ^[25]	$J_G = 0.02\text{--}0.2$ m/s $D_H = 108$ mm	$\alpha_G = \frac{J_G}{2.25 J_G + 0.339 \mu_L^{0.016} \left(\frac{\rho_L \sigma}{72} \right)^{0.31}} \quad (1.5)$
Koide et al. ^[26]	$J_G = 0.03\text{--}0.15$ m/s $D_H = 140\text{--}300$ mm $H_0 \geq 1000$ mm	$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = 0.277 \left(\frac{J_G \mu_L}{\sigma} \right)^{0.918} \left(\frac{g \mu_L^4}{\rho_L \sigma^3} \right)^{-0.252} \quad (1.6)$
Fan et al. ^[27]	$J_G = 0.05\text{--}0.69$ m/s $D_H = 100$ mm $H_0 = 500$ mm $H_C/D_H > 5$	$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 2.9 [\cosh(M^{0.054})]^{-4.1} \left(\frac{J_G^4 \rho_G}{\sigma g} \right)^{0.21 M^{0.0079}} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.096 M^{-0.011}} \quad (1.7)$

気泡塔内に多数の粒子が存在する気泡塔は、**図1.7**に示すように軸方向の粒子濃度分布の有無により「スラリー気泡塔」、「固気液三相気泡塔」、「固気液三相流動層」に分類される[28]. スラリー気泡塔では、粒子のストークス数が小さく、粒子は気泡の運動と液相流れによってよく混合されるため、塔内の粒子濃度分布は一様となる (**図1.7(a)**). この他の反応器では、重力による粒子の沈降によって、塔の鉛直方向に粒子濃度の分布が生じる. Tsutsumiら[28]は、粒子が混入した気泡塔を粒子径及び粒子と液相の密度差で分類している. Tsutsumiらの分類図を**図1.8**に示す. ここで、 d_p は粒子径 [μm], ρ_p は粒子のみかけ密度 [kg/m^3]である. 工業的に利用される気泡塔では、塔内に粒子を投入した場合、粒子が塔全体に均一に分散しよく混合される状態が理想とされている. 従って、本研究ではスラリー気泡塔を対象とする.

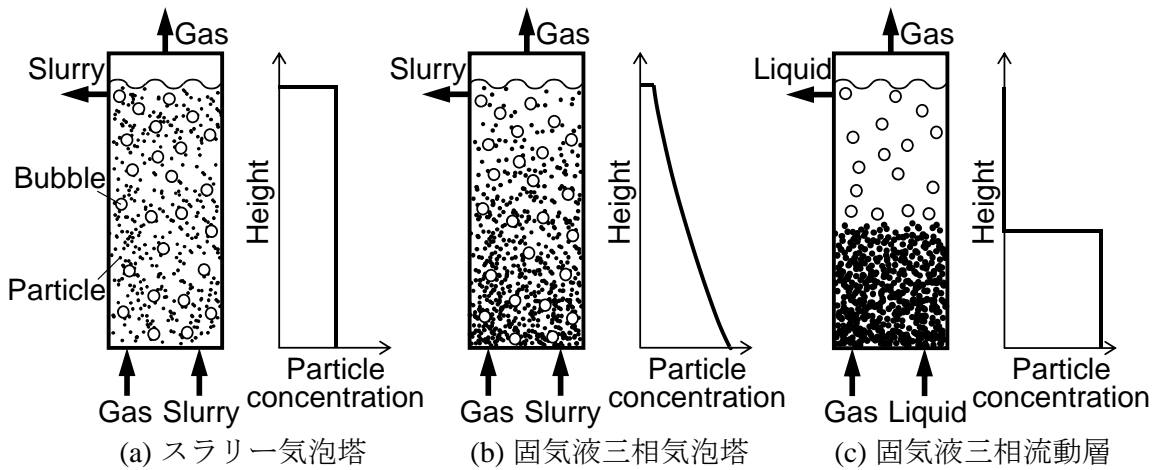


図1.7 三相反応器の分類[28]

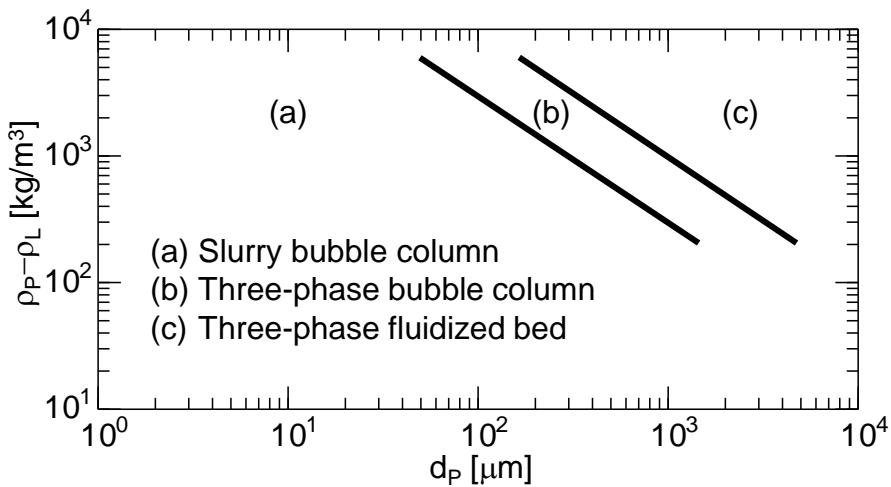


図1.8 三相反応器の分類図[28]

これまでにスラリー気泡塔において、粒子濃度が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響が数多く調べられてきた[26–36]。これら研究のほとんどは粒子濃度増加に伴いボイド率が低下すると報告している[26, 27, 29, 31–36]。この原因は、粒子濃度の増加に伴い気泡合体が促進され、上昇速度の高い大きな気泡が生成されることにあると推測されている。Ojimaら[37, 38]は、粒子が気泡合体に及ぼす影響を定量的に評価するために擬二次元容器を用いて合体する二気泡間の液膜の排出時間を測定し、粒子濃度増加に伴い液膜排出時間が低下するため気泡合体が促進しボイド率が低下すると報告している。

このことから、粒子濃度の影響がスラリー系ボイド率相関式に考慮されている。表1.2に過去に提案されたスラリー系ボイド率相関式を示す。ここで、表中の C_S は粒子体積濃度、 μ_{SL} はスラリーのみかけ粘度 [Pa·s]、 M_{SL} はFanら[27]が提案したスラリー系におけるモルトン数である。 ρ_{SL} はスラリーのみかけ密度 [kg/m³]であり、 $\rho_{SL} = (1-C_S)\rho_L + C_S\rho_P$ で与えられる。これらの研究では[25–27]、 $C_S = 0$ としたスラリー系ボイド率相関式は、気液二相系の式に一致するように式を作成している（表1.1及び1.2）。

表1.1及び1.2のボイド率相関式の比較を図1.9に示す。ここで、物性値には水及び空気の値（ $\rho_L = 998 \text{ kg/m}^3$, $\rho_G = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$ ）を用い、スラリー系相関式は $C_S = 0$ 、すなわち気液二相系のものとして計算している。各式でボイド率の値は大きく異なる。各種ボイド率相関式が作成された際の実験条件をみると（表1.1及び1.2）、各実験で塔径と初期液位が大きく異なることがわかる。これがボイド率相違の一因と考えられる。気液二相系気泡塔・スラリー気泡塔のいずれにおいても、まずは最も基本的な水–空気系ボイド率相関式を整備することが重要である。

表1.2 既存のスラリー系ボイド率相関式

Authors	Conditions	Correlations
Smith et al. ^[25]	$J_G = 0.02\text{--}0.2$ m/s $D_H = 108$ mm $\rho_L = 820\text{--}1100$ kg/m ³ $\rho_P = 2500$ and 8770 kg/m ³ $d_P = 48.5\text{--}194$ μm $C_S < 0.1$	$\alpha_G = \frac{J_G}{2.25J_G + 0.339\mu_{SL}^{0.016}\left(\frac{\rho_{SL}\sigma}{72}\right)^{0.31}} \quad (1.8)$ $\mu_{SL} = \mu_L \exp\left(\frac{5C_S}{3(1-C_S)}\right)$
Koide et al. ^[26]	$J_G = 0.03\text{--}0.15$ m/s $D_H = 140\text{--}300$ mm $H_0 \geq 1000$ mm $\rho_L = 997\text{--}1178$ kg/m ³ $\rho_P = 2500$ kg/m ³ $d_P = 47.5\text{--}192$ μm $C_S = 0\text{--}0.08$	$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = \frac{0.277\left(\frac{J_G\mu_L}{\sigma}\right)^{0.918}\left(\frac{g\mu_L^4}{\rho_L\sigma^3}\right)^{-0.252}}{1 + 4.35C_S^{0.748}\left(\frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L}\right)^{0.881}\left(\frac{D_H J_G \rho_L}{\mu_L}\right)^{-0.168}} \quad (1.9)$
Fan et al. ^[27]	$J_G = 0.05\text{--}0.69$ m/s $D_H = 100$ mm $H_0 = 500$ mm $H_C/D_H > 5$ $\rho_L = 846\text{--}878$ kg/m ³ $\rho_P = 2440$ kg/m ³ $d_P = 100$ μm $C_S = 0081$ and 0.191	$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 2.9[\cosh(M_{SL}^{0.054})]^{-4.1}\left(\frac{J_G^4\rho_G}{\sigma g}\right)^{0.21M_{SL}^{0.0079}}\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.096M_{SL}^{0.011}} \quad (1.10)$ $M_{SL} = \frac{\xi^4\mu_L^4(\rho_{SL} - \rho_G)g}{\rho_{SL}^2\sigma^3}$ $\ln \xi = 4.6C_S[5.7C_S^{0.58}\sinh(-0.71e^{-5.8C_S}\ln M^{0.22}) + 1]$

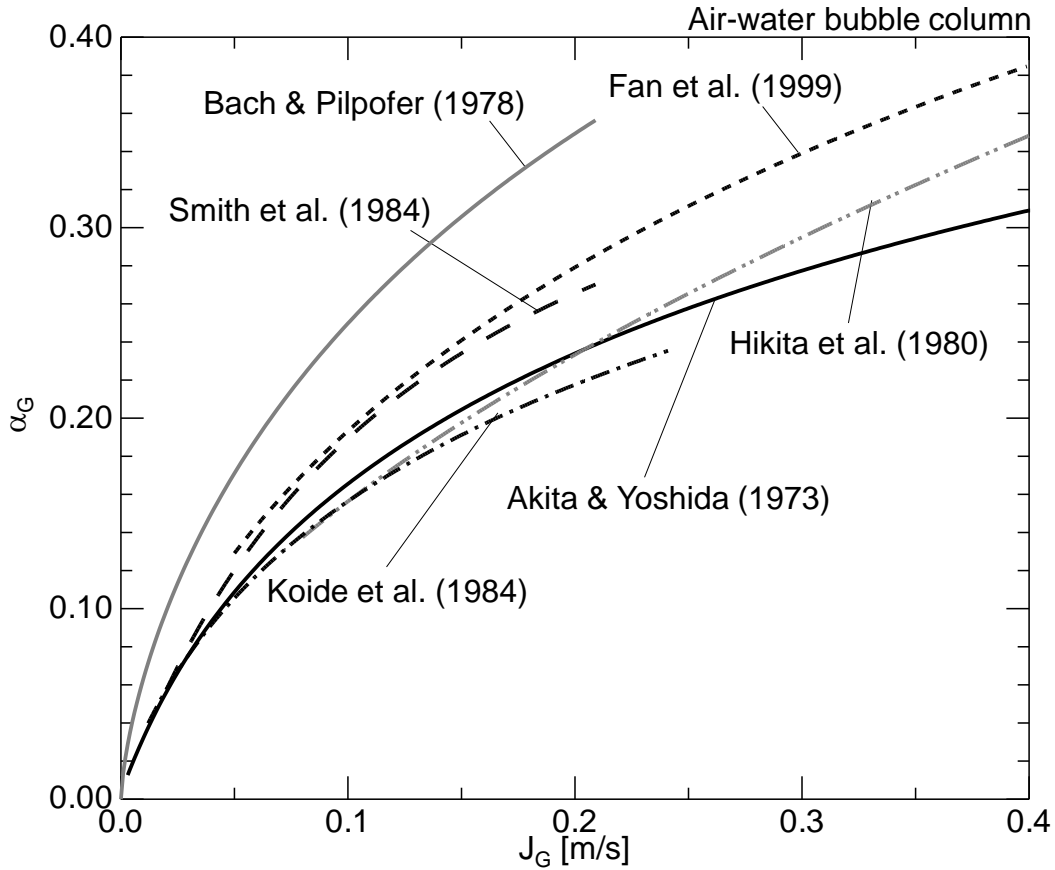


図1.9 既存のボイド率相関式の比較

1.2.3 塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

塔径 D_H 及び初期液位 H_0 は、気泡塔設計における重要なパラメータであり[3, 4], これまでに塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響が調べられている[11, 12, 26, 31, 39–44]. D_H 及び H_0 がある値より小さい場合、ボイド率は D_H 及び H_0 に強く依存し、両者がある値以上となるとボイド率は D_H 及び H_0 に依存しなくなるということが知られている[11, 26, 39]. ボイド率が D_H 及び H_0 に依存しなくなる時の D_H 及び H_0 , すなわち臨界塔径及び臨界液位に関する知見は、パイロットプラント・生産プラントの設計に役立つ情報と成り得る.

Wilkinson ら[11]は、 $D_H = 150 \text{ mm}$ 及び 230 mm の気泡塔を用いて D_H がボイド率

に及ぼす影響を調べている。この D_H の範囲では、 D_H の影響は小さいことを報告している。また、彼らは $D_H = 150 \text{ mm}$ のボイド率と $D_H = 50 \text{ mm}$ のボイド率[45]とを比較し、 $D_H = 50 \text{ mm}$ のボイド率は塔壁の影響で $D_H = 150 \text{ mm}$ のボイド率よりも大きくなると報告している。Wilkinson ら[11]は結果として臨界塔径は 150 mm と報告している。しかしながら、彼らは H_0 を一定にして D_H の影響を調べていない。

Lemoine ら[44]はアルミナを固相としたスラリー気泡塔において、Behkish ら[46, 46]が提案した遺伝的アルゴリズム、Back Propagation Neural Network (BPNN) モデルに基づいたボイド率相関式 (BPNN 相関式) を用いて、 D_H がボイド率に及ぼす影響を調べている (図 1.10)。3881 点もの実験データに対し BPNN 相関式を適用し、この結果は $D_H \geq 150 \text{ mm}$ であってもボイド率は D_H に依存し、臨界塔径は 700 mm となることを示した。Leonard ら[4]が纏めた過去約 40 年間の気泡塔に関する研究を総括した論文においても、Lemoine ら[44]の結果を引用し、臨界塔径は 700 mm であると結論づけている。しかしながら、BPNN 相関式の入力層では、 D_H 、 J_G 、流体の物性値等が入力変数として指定されているが、 H_0 の影響は考慮されていない。このため、BPNN 相関式の信頼性は不明瞭である。

このように、ボイド率の D_H 依存性に関する研究例には、 H_0 の影響と独立に D_H の影響を検討できていないものが多い。Koide らは[48]、 $D_H = 5500 \text{ mm}$ の大規模な水-空気系気泡塔でボイド率を測定し、この結果を $100 \leq D_H \leq 600 \text{ mm}$ のボイド率と比較している。ボイド率のばらつきは大きいものの、高 D_H と低 D_H とでボイド率は概ね良く一致すると述べている。また、Koide らは[26]、水-空気系気泡塔において、 $H_0 = 1500 \text{ mm}$ 及び $100 \leq D_H \leq 300 \text{ mm}$ において、 D_H がボイド率に及ぼす影響を調べ、水-空気系気泡塔非均質気泡流においてボイド率は D_H に依存しないと報告している。しかしながら、 $D_H \leq 218 \text{ mm}$ では明らかに D_H の影響を確認できる。

一方、 D_H の影響に比べ H_0 の影響を調べた例は少ない。過去の H_0 の影響に関する研究で、臨界液位以下の H_0 では H_0 増加に伴いボイド率は低下することが良く知られている。臨界液位は塔径に対する初期液位の比 H_0/D_H を用いて評価されている。Wilkinson ら[11]は、 $H_0/D_H > 5$ ではボイド率は H_0 に依存しなくなると報告している (図 1.11)。この他に、臨界液位を $H_0/D_H > 4$ [39]、 7 [26]として評価している研究もある。

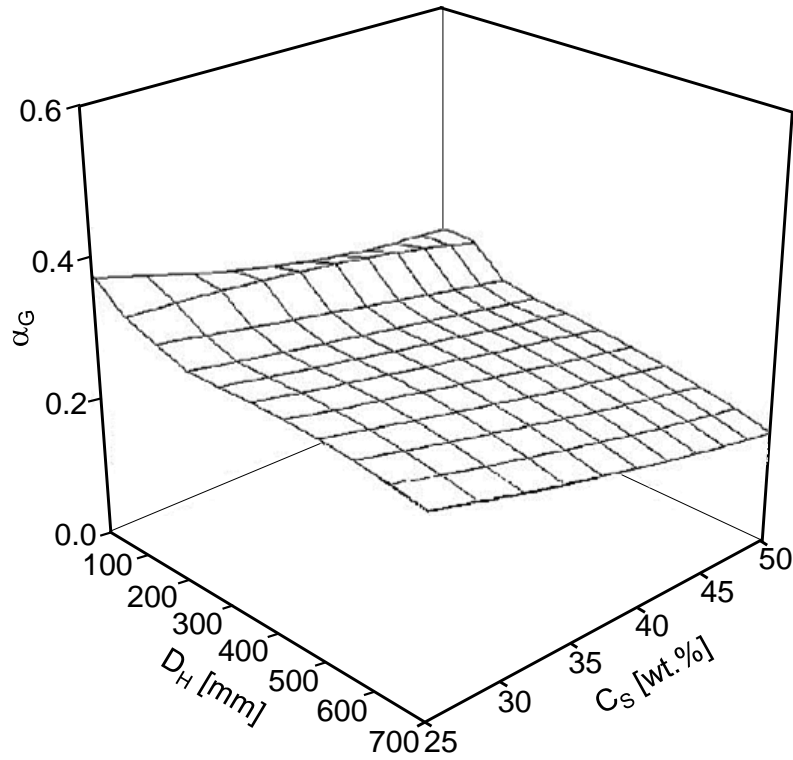


図 1.10 D_H がボイド率に及ぼす影響[44]

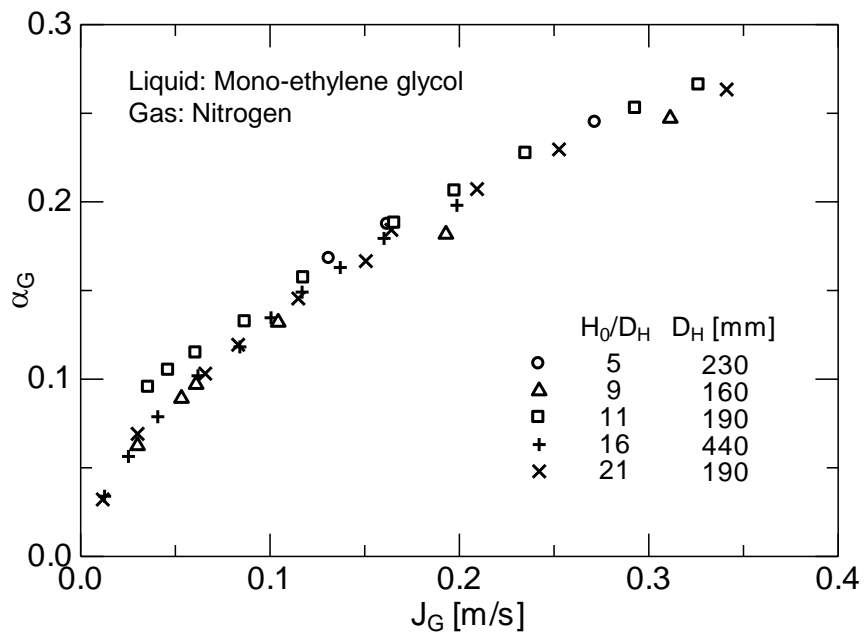


図 1.11 H_0/D_H がボイド率に及ぼす影響[11]

前述の既存の報告を参考にして、過去の気泡塔に関する研究の多くは $D_H \geq 150$ mm 及び $H_0/D_H > 5$ で実験を行っている。Wilkinson ら[11]の基準 ($H_0/D_H > 5$) を用いると、仮に $D_H = 2000$ mm とすると臨界液位は 10000 mm となる。しかしながら、このことを大型の気泡塔において数千 mm の H_0 で確かめた研究例はない。また、 $D_H \geq 150$ mm においてボイド率が D_H に依存しないのであれば、少なくともこの D_H の範囲では、 H_0/D_H は臨界液位を整理する際のパラメータとして適切であるとは言い難い。以上のように、塔径及び初期液位がボイド率に及ぼす影響に関する知見が不足していることが、**図 1.9** に示したようなボイド率相関式の不一致につながっていると推察できる。この問題を解決するために、まずは種々の気相体積流束、塔径及び初期液位におけるボイド率の実験データベースを構築する必要がある。

臨界塔径及び臨界液位の値は判然としないが、過去に提案されたボイド率相関式の大半は、ボイド率が D_H と H_0 に依存しないという仮定のもとで作られている (**表 1.1** 及び **1.2**)。従来は大規模なプラント設備を用いた生産が主流であったが、近年、建設コストの削減、生産性の向上等の観点からプラント規模を縮小するスケールダウン設計も行われつつある。しかしながら、これまでに塔径及び初期液位の影響を考慮したボイド率相関式はほとんどない[49, 50]。このことから、小規模気泡塔用ボイド率相関式の整備の必要性が高まっている。

1.3 本研究の目的

本研究では、塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響を明らかにし、幅広い気相体積流束、塔径及び初期液位のボイド率に適用できるボイド率相関式の整備を目的とする。そこでまず、種々の J_G 、 D_H 及び H_0 におけるボイド率の実験データベースを構築する。本データに基づいて、ボイド率が D_H 及び H_0 に依存しなくなるときの塔径及び初期液位、すなわち臨界塔径及び臨界液位を調べる。臨界塔径及び臨界液位以上の D_H 及び H_0 におけるボイド率相関式は、既存の相関式を利用して検討する。

これまでに H_0 の影響を考慮したボイド率相関式はほとんど提案されていない。このため、種々の H_0 におけるボイド率を整理するための無次元数を作成し、本無

次元数を考慮したボイド率相関式を構築する。その後、 H_0 の影響を考慮した相関式の種々の体系への適用性を検証する。

1.4 本研究の構成

本論文は5章より構成される。以下に各章の概要をまとめる。

第1章では、背景及び気液二相系気泡塔及びスラリー気泡塔における従来の研究を述べ、既存のボイド率相関式と数値計算手法を整理し、本研究の目的を示した。

第2章では、気液二相系気泡塔において初期液位及び塔径が気泡塔内ボイド率に及ぼす影響を調べる。このために、まず幅広い気相体積流束、塔径及び初期液位に関するボイド率の実験データベースを構築する。取得したデータを基に、これまで判然としなかった臨界塔径及び臨界液位を調べ、既存のボイド率相関式を利用して臨界塔径及び臨界液位以上の塔径及び初期液位に適用可能なボイド率相関式を検討する。

第3章では、気液二相系気泡塔において、臨界塔径以上の塔径及び臨界液位以下の初期液位において、種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率の整理方法を検討する。その後、構築した整理方法の適用性を種々の臨界塔径以下の塔径、塔断面形状及び流体物性において検証する。

第4章では、スラリー気泡塔において初期スラリー液位及び粒子濃度がボイド率に及ぼす影響を調べる。このために、まず幅広い気相体積流束、初期スラリー液位及び粒子濃度におけるボイド率の実験データベースを構築する。本実験データベースに基づき、粒子濃度及び初期液位の影響をボイド率相関式に考慮する方法を検討する。

第5章では、以上の結果を総括し、本論文の結論を述べる。

第 1 章の参考文献

- [1] A.A. Youssef, Fluid dynamics and scale-up of bubble columns with internals, PhD Thesis, Washington University (2010).
- [2] 小島博光, 気泡塔の工業的使用状況, 化学装置 (2001).
- [3] N. Kantarci, F. Borak, K.O. Ulgen, Bubble column reactors, *Process Biochemistry* 40 (2005) 2263–2283.
- [4] C. Leonard, J.H. Ferrasse, O. Boutin, S. Lefevre, A. Viand, Bubble column reactors for high pressures and high temperatures operation, *Chem. Eng. Res. and Design* 100 (2015) 391–421.
- [5] 金井孝之, 川瀬義矩, 気泡塔型リアクターのシミュレーションアプローチとアプリケーション, *ケミカルエンジニアリング* (1996, 5月) 41–45.
- [6] 上山惟一, 気泡塔・三相流動層実用ハンドブック, アイピーシー (1993).
- [7] W. Deckwer, Y. Loulsl, A. Zaldl, M. Ralek, Hydrodynamic properties of the Fischer-Tropsch slurry process, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 19 (1980) 699–708.
- [8] R.C. Chen, J. Reese, L.S. Fan, Flow structure in a three-dimensional bubble column and three-phase fluidized bed, *AIChE J.* 40 (1994) 1093–1104.
- [9] M.C. Ruzicka, J. Zahradník, J. Drahoš, N.H. Thomas, Homogeneous-heterogeneous regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 4609–4626.
- [10] J. Zahradník, M. Fialová, M. Růžička, J. Drahoš, F. Kaštánek, N. H. Thomas, Duality of the gas-liquid flow regimes in bubble column reactors, *Chem. Eng. Sci.* 52 (1997) 3811–3826.
- [11] P.M. Wilkinson, A.P. Spek, L.L. van Dierendonck, Design parameters estimation for scale-up of high-pressure bubble columns, *AIChE. J.* 38 (1992) 544–554.
- [12] F. Yoshida, K. Akita, Performance of gas bubble columns: volumetric liquid-phase mass transfer coefficient and gas holdup, *AIChE. J.* 11 (1965) 9–13.
- [13] K. Akita, F. Yoshida, Gas holdup and volumetric mass transfer coefficient in bubble columns, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 12 (1973) 76–80.
- [14] U. Jordan, A. Schumpe, The gas density effect on mass transfer in bubble columns with

- organic liquids, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6267–6272.
- [15] M. Bouaifi, G. Hebrard, D. Bastoul, M. Roustan, A comparative study of gas hold-up, bubble size, interfacial area and mass transfer coefficients in stirred gas-liquid reactors and bubble columns. *Chem. Eng. Process.* 40 (2001) 97–111.
- [16] T. Miyahara, Y. Matsuba, S. Kaseno, T. Takahashi, Gas holdup on a perforated plate, *J. Chem. Eng. Japan* 15 (1982) 391–393.
- [17] X. Su, T.J. Heindel, Effect of perforated plate open area on gas holdup in rayon fiber suspensions, *J. Fluids Eng.* 127 (2005) 816–823.
- [18] 前川宗則, 細川茂雄, 富山明男, 単孔から離脱する気泡の直径, 日本機械学会論文集 (B編) 73 (2007) 2220-2226.
- [19] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, P.C. Mena, J.A. Teixeira, Effect of viscosity on homogeneous-heterogeneous flow regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 96 (2003) 15–22.
- [20] S.S Ozturk, A. Schumpe. W.D. Deckwer, Organic liquids in a bubble column: holdups and mass transfer coefficients, *AIChE. J.* 33 (1987) 1473–80.
- [21] A. A. Mouza, G. K. Dalakoglou, S. V. Paras, Effect of liquid properties on the performance of bubble column reactors with fine pore spargers, *Chem. Eng. Sci.* 60 (2005) 1465–1475.
- [22] R. J. Krishna, W. A. De Swart, D. E. Hennephof, J. Ellenberger, C. J. H. Hoefsloot, Influence of increased gas density on hydrodynamics of bubble-column reactors, *AIChE. J.* 40 (1994) 112–119.
- [23] H.F. Bach, T. Pilhofer, Variation of gas hold-up in bubble columns with physical properties of liquids and operating parameters of columns, *Ger. Chem. Eng.* 1 (1978) 270–275.
- [24] H. Hikita, S. Asai, K. Tanigawa, K. Segawa, M. Kitao, Gas hold-up in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 20 (1980) 59–67.
- [25] D.N. Smith, W. Fuchs, R.J. Lynn, D.H. Smith, M. Hess, Bubble behavior in a slurry bubble column reactor modeling, *Chem. and Catalytic Reactor Modeling*, ACS Symp. Ser. 237 (1984) 125.
- [26] K. Koide, A. Takazawa, M. Komura, H. Matsunaga, Gas holdup and volumetric

- liquid-phase mass transfer coefficient in solid-suspended bubble columns, *J. Chem. Eng. Japan* 17 (1984) 459–466.
- [27] L.-S. Fan, G.Q. Yang, D.J. Lee, K. Tsuchiya, X. Luo, Some aspects of high-pressure phenomena of bubbles in liquids and liquid-solid suspensions, *Chem. Eng. Sci.* 54 (1999) 4681–4709.
- [28] A. Tsutsumi, Y.H. Kim, S. Togawa, K. Yoshida, Classification of three-phase reactors, *Sādhanā*, 10 (1987) 247–259.
- [29] A. Yasunishi, M. Fukuda, K. Muroyama, Measurement of behavior of gas bubbles and gas holdup in a slurry bubble column by a dual electroresistivity probe method, *J. Chem. Eng. Japan*, 19 (1986) 444–449.
- [30] A.S. Khare, J.B. Joshi, Effect of fine particles on gas hold-up in three-phase sparged reactors, *Chem. Eng. J.* 44 (1990) 11–25.
- [31] R. Krishna, J.W.A. de Swart, J. Ellenberger, G.B. Martina, C. Maretto, Gas holdup in slurry bubble columns: effect of column diameter and slurry concentrations, *AIChE J.* 43 (1997) 311–316.
- [32] H. Li, A. Prakash, Heat transfer and hydrodynamics in a three-phase slurry bubble column. *Ind. Eng. Chem. Res.* 36 (1997) 4688–94.
- [33] B. Gandhi, A. Prakash, M.A. Bergougnou, Hydrodynamic behavior of slurry bubble column at high solids concentrations, *Powder Technol.* 103 (1999) 80–94.
- [34] H. Li, A. Prakash, Influence of slurry concentrations on bubble population and their rise velocities in a three-phase slurry bubble column, *Powder Technol.* 113 (2000) 158–167.
- [35] C.O. Vandu, R. Krishna, Volumetric mass transfer coefficients in slurry bubble columns operating in the churn-turbulent flow regime. *Chem. Eng. Sci.* 59 (2004) 5417–5423.
- [36] P.C. Mena, M.C. Ruzicka, F.A. Rocha, J.A. Teixeira, J. Drahoš, Effect of solids on homogeneous-heterogeneous flow regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. Sci.* 60 (2005) 6013–6026.
- [37] S. Ojima, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of hydrophilic particles on bubbly flow in slurry bubble column, *Int. J. Multiphase Flow* 58 (2014) 154–167.
- [38] S. Ojima, S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of particle diameter on bubble

- coalescence in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 48 (2015) 181–189.
- [39] F. Kaštánek, J. Zahradník, J. Kratochvíl, J. Čermák, Modeling of large-scale bubble column reactors for non-ideal gas liquid systems, *Frontiers in Chemical Reaction Engineering* 1 (1984) 330–344.
- [40] F. Yamashita, Effect of liquid depth, column inclination and baffle plates on gas holdup in bubble columns, *J. Chem. Eng. Japan* 18 (1985) 349–353.
- [41] F. Yamashita, Effect of clear liquid height and gas inlet height on gas holdup in a bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 31 (1998) 285–287.
- [42] B.N. Thorat, A.V. Shevade, K.N. Bhilegaonkar, R.H. Aglawe, U Parasu Veera, S.S. Thakre, A.B. Pandit, S.B. Swant, J.B. Joshi, Effect of sparger design and height to diameter ratio on fractional gas hold-up in bubble columns, *Trans. Inst. Chem. Engrs.* 76 (1998) 823–834.
- [43] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, M. Fialová, N.H. Thomas, Effect of bubble column dimensions on flow regime transition, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6117–6124.
- [44] R. Lemoine, A. Behkish, L. Sehabiague, Y.J. Heintz, R. Oukaci, B.I. Morsi, An algorithm for predicting the hydrodynamic and mass transfer parameters in bubble column and slurry bubble column reactors. *Fuel Process. Technol.* 89 (2008) 322–343.
- [45] K. Idogawa, K. Ikeda, T. Fukuda, S. Morooka, Effects of gas and liquid properties on the behavior of bubbles in a column under high pressure, *Int. Chem. Eng.* 27 (1987) 93–99.
- [46] A. Behkish, Hydrodynamic and mass transfer parameters in large-scale slurry bubble column reactors, PhD Thesis, University of Pittsburgh (2004).
- [47] A. Behkish, R. Lemoine, L. Sehabiague, R. Oukaci, B.I. Morsi, Prediction of the gas holdup in industrial-scale bubble columns and slurry bubble column reactors using back-propagation neural networks, *Int. J. Chem. Reactor Eng.* 3 (2005) 1–37.
- [48] K. Koide, S. Morooka, K. Ueyama, A. Matsuura, F. Yamashita, S. Iwamoto, Y. Kato, H. Inoue, M. Shigeta, S. Suzuki, T. Akehata, Behavior of bubbles in large scale bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 12 (1979) 98–104.
- [49] W. Gestrich, W. Rähse, Der relative gasgehalt von blasenschichten, *Chem. Ing. Tech.* 47 (1975) 8.

- [50]K. Thaker, D.P. Rao, Effects of gas redispersion and liquid height on gas-liquid hydrodynamics in a Multistage bubble column, Chem. Eng. Res. Des. 85 (2007) 1362–1374.

第 2 章

塔径及び初期液位が気液二相系ボイド率に及ぼす影響

2.1 緒言

気泡塔内非均質気泡流において、平均ボイド率は気相体積流束、流体物性に強く依存することが知られており[1-5]、これらのパラメータがボイド率相関式に考慮されてきた[2, 4, 6-13]。これまでに数多くのボイド率相関式が提案されているが、第1章で示したように同じ流体物性及び気相体積流束においてもボイド率評価値は各種相関式で大きく異なる。各式が作成された際の実験条件のうち、塔径と初期液位が大きく異なることがボイド率相異の一因と考えられる。これまでに、ボイド率は塔径及び初期液位に依存することが知られている[2, 3, 14-21]。塔径がボイド率に及ぼす影響に関する研究において、塔径が 150 mm 以上であればボイド率は塔径に依存しないとの報告が多い[2, 3, 17]。一方、Lemoine ら[20]と Leonard ら[21]は塔径が 700 mm 程度以下ではボイド率は塔径に依存すると報告している。上記のボイド率の塔径依存性に関する研究例には、初期液位の影響と独立に塔径の影響を検討できていないものが多い。

塔径の影響に比べ初期液位の影響を調べた研究例は少ない。過去の初期液位の影響に関する研究で、初期液位の増加とともにボイド率は低下し、また、その初期液位依存性は小さくなる[8, 15, 16]ことが知られている。ボイド率の塔径依存性がない

塔径において、塔径に対する初期液位の比がある臨界値（4-7）以上になるとボイド率は初期液位に依存しなくなると考えられてきた[8, 14, 17]. しかし、ボイド率が塔径に依存しないのであれば、塔径に対する初期液位の比はボイド率の初期液位依存性が消失する臨界液位を整理する際のパラメータとして不適である. 以上のことから、塔径及び初期液位の取り扱い方について統一的な見解は未だ得られていない.

本章では、まず種々の気相体積流束、塔径及び初期液位におけるボイド率の実験データベースを構築する. 本データに基づいて、ボイド率の塔径依存性がない塔径（臨界塔径）の範囲を調べたのち、その塔径の範囲において、ボイド率の初期液位依存性がなくなる初期液位（臨界液位）を検討する. その後、臨界値以上の塔径及び初期液位における気泡塔に適用可能な気液二相系ボイド率相関式を、既存の相関式を利用して検討する.

2.2 実験装置及び方法

2.2.1 実験装置及び条件

実験装置の概略を図 2.1 に示す. 気泡塔には水平断面形状が円形の透明アクリル樹脂製容器を用いた. 塔径(水力等価直径 D_H)は 160, 200 及び 300 mm の 3 ケース, 塔高さは 2000 mm とした. 塔底部には気泡を生成させるための孔を有するステンレス製散気板を取り付けた. ここで、 x 及び y は各々塔中央からの水平方向及び奥行き方向距離 [m], z は散気板上面からの高さ [m]である.

表 2.1 に各 D_H の気相分散器形状を示す. ここで表中の d_h は気相分散器の孔径 [m], p_h は孔間隔 [m], N_h は孔数, r_h は塔断面積に対する孔の総面積の割合[%]である. 第 1 章で述べたように、気泡塔内気泡流は均質気泡流と非均質気泡流とに大別される[22]. 塔内の流動状態は気相体積流束 J_G に強く依存し、均質気泡流は比較的低い J_G で、非均質気泡流は高い J_G で形成される[3, 13]. また、 d_h が大きい場合は、低 J_G であっても流動状態は非均質気泡流となることが報告されている[3, 17, 23]. この純非均質気泡流[19, 24]は $d_h > 1$ mm の場合に形成されるとの報告がある[3]. 本研究では純非均質気泡流を対象とするため、 d_h は 1.4 mm とした. 単一孔から生成される

気泡の大きさは単一孔からの流入気相流量に依存する[25]. このことから, いずれの D_H でも単一孔からの流入気相流量が同じになるように, r_h は 0.18 % と各 D_H と同じ値に設定した. このとき, $D_H = 160, 200$ 及び 300 mm の N_h は各々 23, 37 及び 85 である. $N_h = 37$ の散気板の概略を図 2.2 に示す. 散気板の板厚, p_h は各々 5 mm 及び 25 mm である.

気泡塔にあらかじめ常温 (19 ± 1 °C)・常圧の水道水を満たし, コンプレッサ (ANEST IWATA, SLP-1501EB) から供給された空気をエアドライヤ (ANEST IWATA, RDG-150C), エアタンク及び散気板を介して気泡として塔内に流入させた (図 2.1). 液温は温度計 (熱研, SN3000, 精度 ± 0.5 °C) で測定した. 初期液位 H_0 (気相流入前の液位) は 400 から 1800 mm とした. 気相体積流量 Q_G は 3 種の流量計 (日本フローセル, NVP-I (0–6 m³/h), フルスケール精度 ± 5 % ; FLT-H (5–25 m³/h), フルスケール精度 ± 2.5 % ; FLT-H (10–50 m³/h), フルスケール精度 ± 2.5 %) を用いて測定した. J_G は次式で定義される.

$$J_G = \frac{Q_G}{A} \quad (2.1)$$

ここで, A は気泡塔の断面積 [m²] である. 散気板より流入した気体は塔内を上昇するに伴い液相の静圧の減少により膨張する. このため, J_G は高さが $H_0/2$ における Q_G に対して定義した[17, 26]. 工業的に使用されている気泡塔では J_G は様々な値で設定される. 例えば生物反応槽では $O(10^{-2})$ [m/s] [27], Fischer-Tropsch 合成反応塔では $O(10^{-1})$ [m/s] [28] である. これら条件を包含するように J_G は 0.025 から 0.35 m/s とした. なお, J_G の 95 % 信頼区間における不確かさは $J_G = 0.025$ m/s では 0.001 m/s, $J_G = 0.35$ m/s では 0.01 m/s であった. 上記実験に用いた気相及び液相の物性値は, 液相密度 $\rho_L = 998$ kg/m³, 気相密度 $\rho_G = 1.2$ kg/m³, 液相粘度 $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3}$ Pa·s, 気相粘度 $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s 及び表面張力 $\sigma = 0.072$ N/m であった.

また, 塔高さが 7000 mm, D_H が 450 及び 2000 mm の 2 種の大型気泡塔においてもボイド率測定を実施した. 各 D_H の気相分散器は各々散気板及び幹管と複数の枝管から成るスパージャーであり, これら気相分散器の散気孔は各々 (d_h, N_h, r_h, p_h) = (5.0 mm, 152, 1.88 %, 22 mm) 及び (5.0 mm, 372, 0.23 %, 10 mm) で配置される (表 2.1). H_0 は 3000, 3500 及び 4000 mm, J_G は 0.057 ± 0.002 から 0.28 ± 0.01 m/s とした. 気相に

第2章 塔径及び初期液位が気液二相系ボイド率に及ぼす影響

は空気, 液相には水道水を用いた. 水温は 16.1 ± 1 °C である. 液相の物性値は $\rho_L = 999$ kg/m³, $\mu_L = 1.1 \times 10^{-3}$ Pa·s 及び $\sigma = 0.073$ N/m であった.

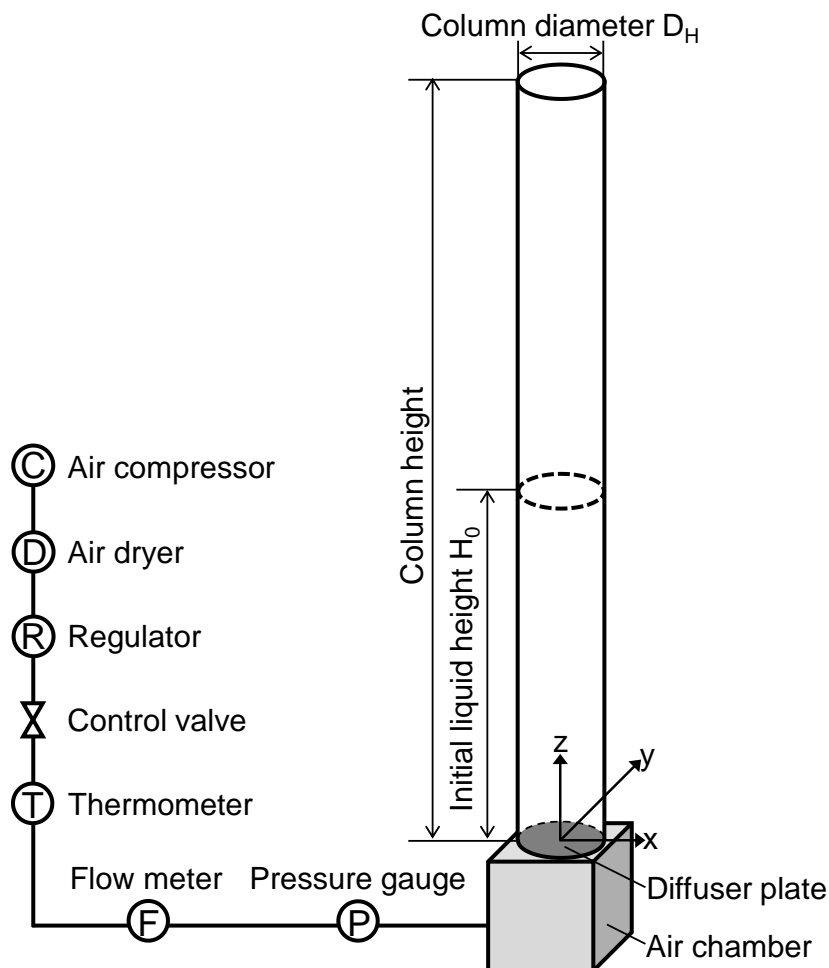


図 2.1 実験装置

表 2.1 気相分散器形状

D_H [mm]	Type of diffuser	d_h [mm]	p_h [mm]	N_h	r_h [%]
160	Diffuser plate	1.4	25	23	0.18
200	Diffuser plate	1.4	25	37	0.18
300	Diffuser plate	1.4	25	85	0.18
450	Diffuser plate	5.0	22	152	1.88
2000	Sparger	5.0	10	372	0.23

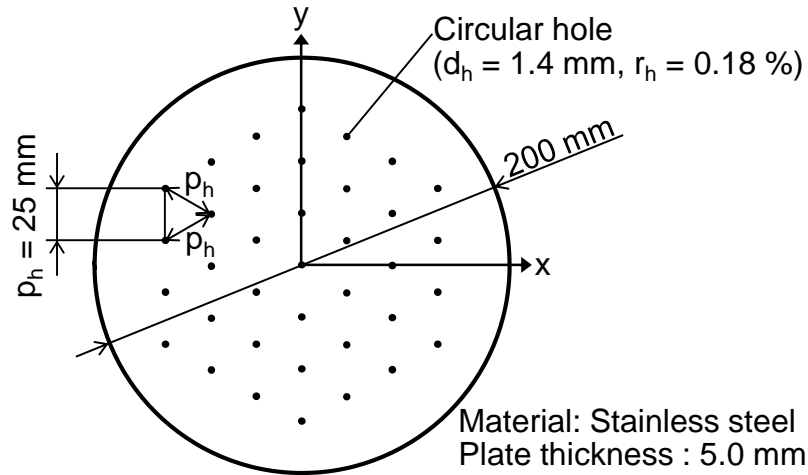


図 2.2 散気板 ($N_h = 37$)

2.2.2 気泡塔内平均ボイド率測定方法

高速度カメラ (IDT, Motion Pro X-3) を用いて自由表面近傍の連続画像を取得した (図 2.3). 被写界深度を狭くしピントを壁面近傍の液面に合わせた. 撮影時の空間及び時間分解能は各々 0.36 mm/pixel 及び 1/100 s, 露光時間は 650 μ s とした. 塔内平均ボイド率 α_G は次式で算出した.

$$\alpha_G = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_1+T} \frac{\overline{H}(t) - H_0}{\overline{H}(t)} dt \quad (2.2)$$

ここで, t_1 は撮影開始時刻 [s], T は撮影時間 [s], $\overline{H}(t)$ は通気時の液面高さ (平均液位) [m] である. t_1 は通気開始時刻ではないことに注意されたい. $\overline{H}(t)$ 算出手順を以下に示す.

- (1) 液面近傍のグレースケール画像を取得する (図 2.4(a)).
- (2) 撮影画像を二値化する (図 2.4(b)).
- (3) 領域拡張法[29]により連続した液面のみを取得し, 壁面に付着した液滴等のノイズを除去する (図 2.4(c)).

第2章 塔径及び初期液位が気液二相系ボイド率に及ぼす影響

- (4) x 方向各位置における連続液相の最大高さ $H(x, t)$ を求める (図 2.4(d)).
- (5) $H(x, t)$ を瞬時局所の自由表面高さとし, $H(x, t)$ の x に関する線平均値 $\bar{H}(t)$ を次式より算出する (図 2.4(d)).

$$\bar{H}(t) = \frac{1}{D_H} \int_{-D_H/2}^{D_H/2} H(x, t) dx \quad (2.3)$$

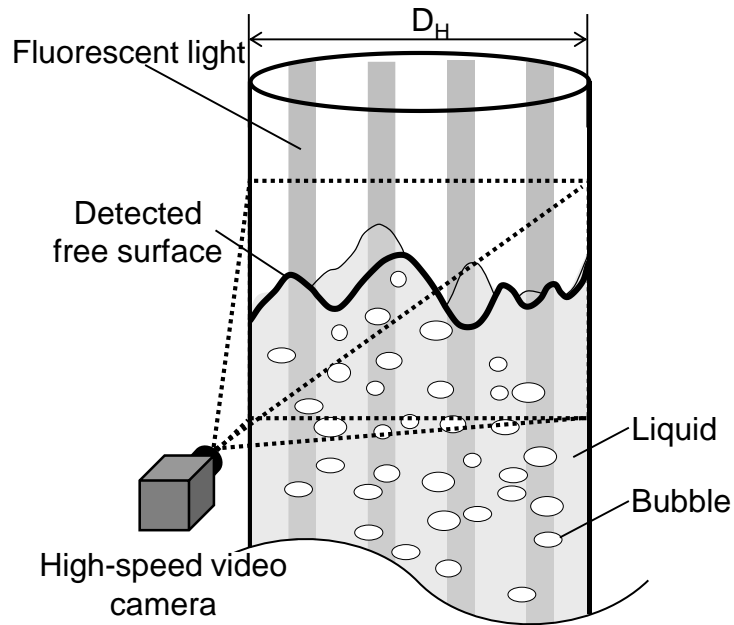


図 2.3 通気時液面近傍画像の撮影

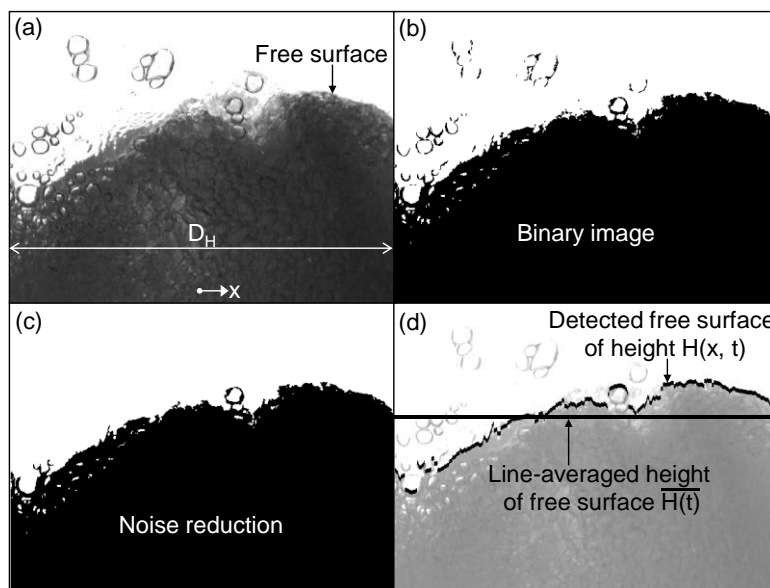


図 2.4 平均液位算出手順 ($J_G = 0.35$ m/s, $H_0 = 1000$ mm)

図 2.5 に本実験において液面変動が最も激しかった $J_G = 0.35$ m/s における平均液位 $\bar{H}(t)$ の瞬時値と時間平均値を示す。本図では、 $\bar{H}(t)$ の時間平均値の T に対する収束を調べるために、時々刻々で T を増加させて時間平均値を算出している。 $\bar{H}(t)$ の瞬時値は大きく変動するものの、 $\bar{H}(t)$ の時間平均値は $T \sim 10$ s では概ね収束している。従って、正確な α_G の時間平均値を得るために式(2.3)における T は、全実験において 30 s とした。

$D_H = 200$ mm, $H_0 = 400$ 及び 1000 mm, $J_G = 0.025$ 及び 0.35 m/s の計 4 条件において、ボイド率を 10 回繰り返し測定し、次式で定義されるボイド率の相対標準誤差を算出した。

$$E = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \alpha_{Gi}} \sqrt{\frac{N \sum_{i=1}^N \alpha_{Gi}^2 - \left(\sum_{i=1}^N \alpha_{Gi}\right)^2}{N-1}} \quad (2.4)$$

ここで、 N は測定回数(= 10), α_{Gi} は i 番目の試行で得たボイド率である。いずれの H_0 及び J_G においてもボイド率相対標準誤差は ± 2 % 以内であった。

円形断面を有する容器を用いた計測では、光屈折の影響により測定誤差が生じる場合がある。そこで、カメラのピントを壁面近傍の液面及び塔中央の液面に合わせたボイド率の測定を $H_0 = 400$ 及び 1000 mm, $J_G = 0.025$ 及び 0.35 m/s の計 4 条件において行い、光屈折の影響による測定誤差を調べた。液面を検出する位置の違いによるボイド率計測の最大誤差は 1.5 % であった。このことから、光屈折の影響による測定誤差は小さい。

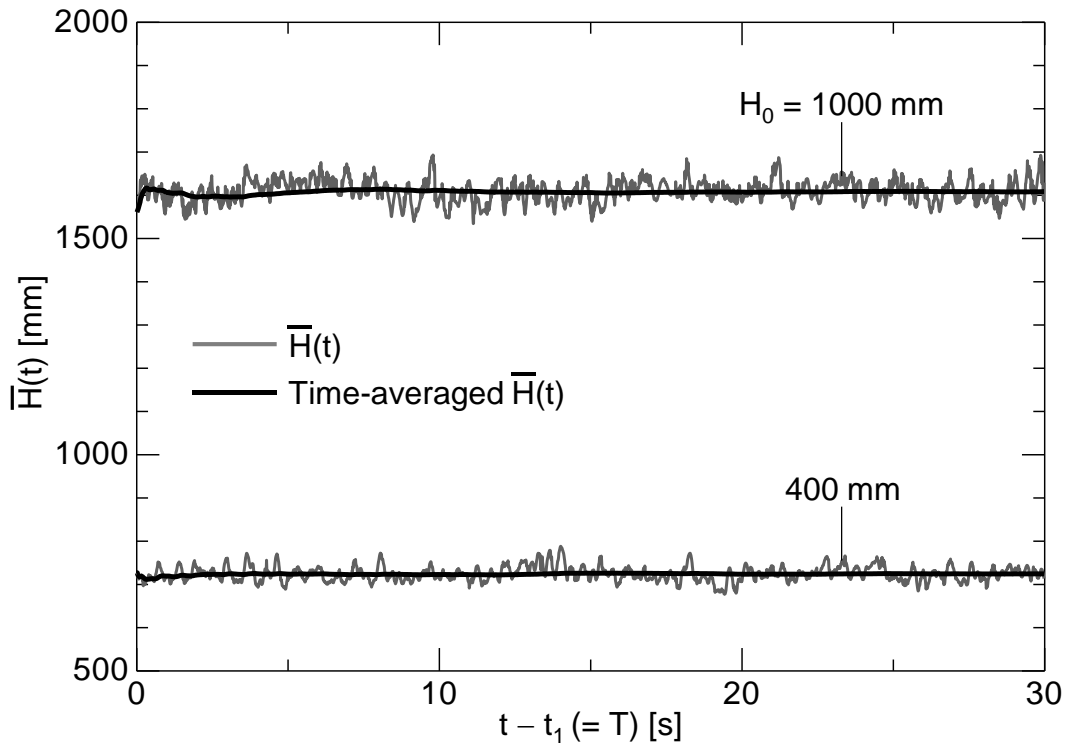


図 2.5 $\bar{H}(t)$ の瞬時値と時間平均値 ($J_G = 0.35$, $D_H = 200$ mm)

2.3 実験結果及び考察

2.3.1 塔径の影響

図 2.6 に気泡塔内流動画像の一例を示す。図 2.6(a)において、 J_G 増加に伴い液位が高くなっている。これは J_G 増加に伴いボイド率が増加することを表している。気泡は塔内に一様に分布せず塔中央に多く集まり、塔内に螺旋状の高ボイド率領域が形成された。また、低ボイド率領域は壁面近傍に存在し、塔径スケールの大規模な渦構造を形成した。この特徴は Chen ら[22]の示す非均質気泡流の流動構造に類似している。図 2.6(b)において、塔内には気泡の合体分裂により様々な大きさの気泡が生成していることがわかる。 $J_G = 0.025$ m/s では、数ミリから数十ミリ程度の大きさの気泡が生成している。気泡は J_G 増加に伴い大きくなり、 $J_G = 0.10$ 及び 0.30 m/s では、気泡の横幅が 100 mm 程度以上の大気泡が観察できる。大気泡が塔内を上昇

する様子の連続画像を図 2.7 に示す。大気泡は極めて大きく、1 m/s 程度の非常に高い速度で塔内を上昇する。大気泡が通過した後方では、大気泡が生み出す強い伴流により小気泡が急加速して大気泡に牽引される。このように大気泡は後続する多数の小気泡を巻き込むため、大気泡の後方部が暗くなっている。気泡の横幅が 100 mm 程度以上の大気泡は $D_H = 160, 200$ 及び 300 mm のいずれの D_H においても存在が確認できた (図 2.8)。以上より、本実験条件での流れは全て純非均質気泡流である。

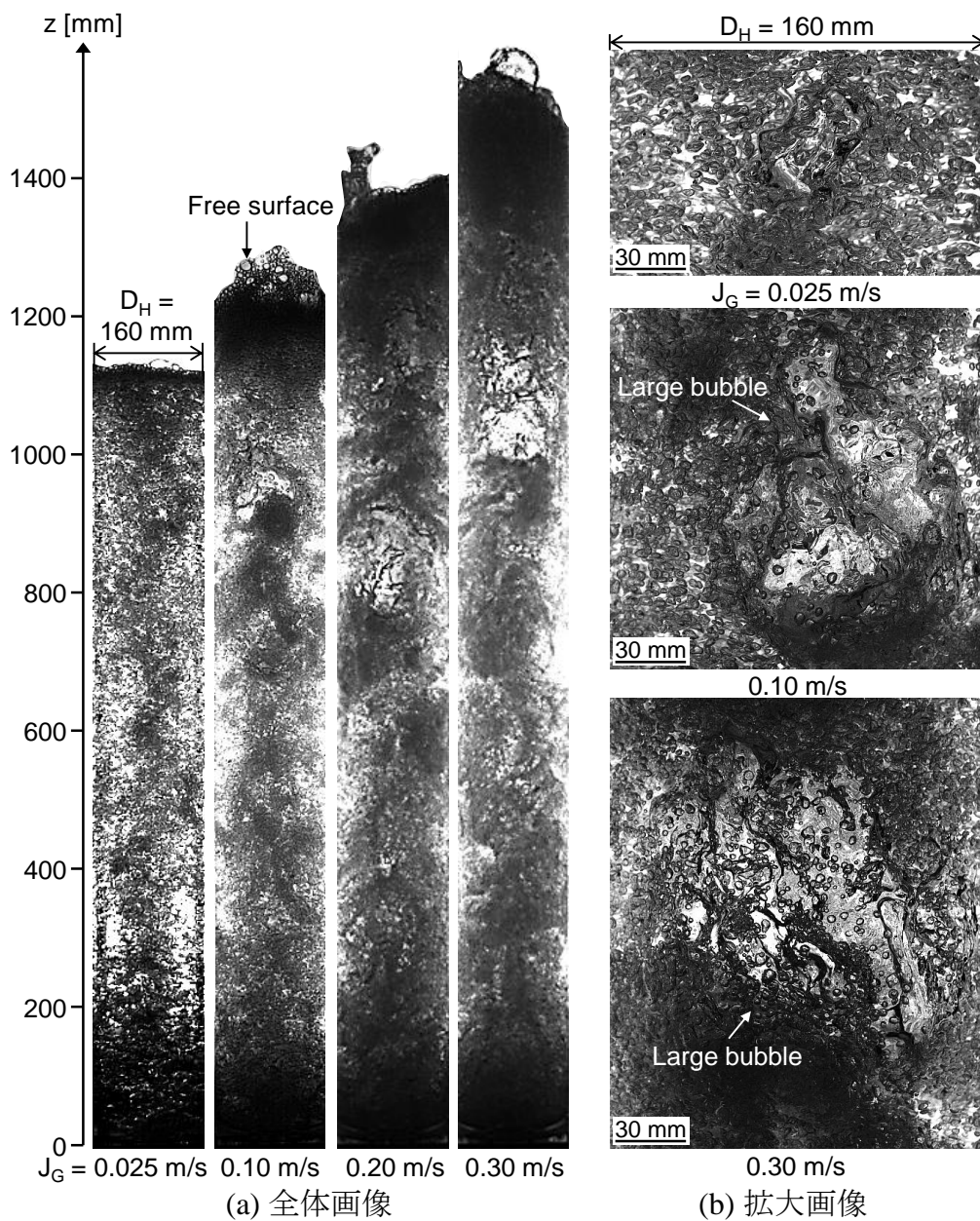


図 2.6 気泡塔内流動 ($H_0 = 1000$ mm)

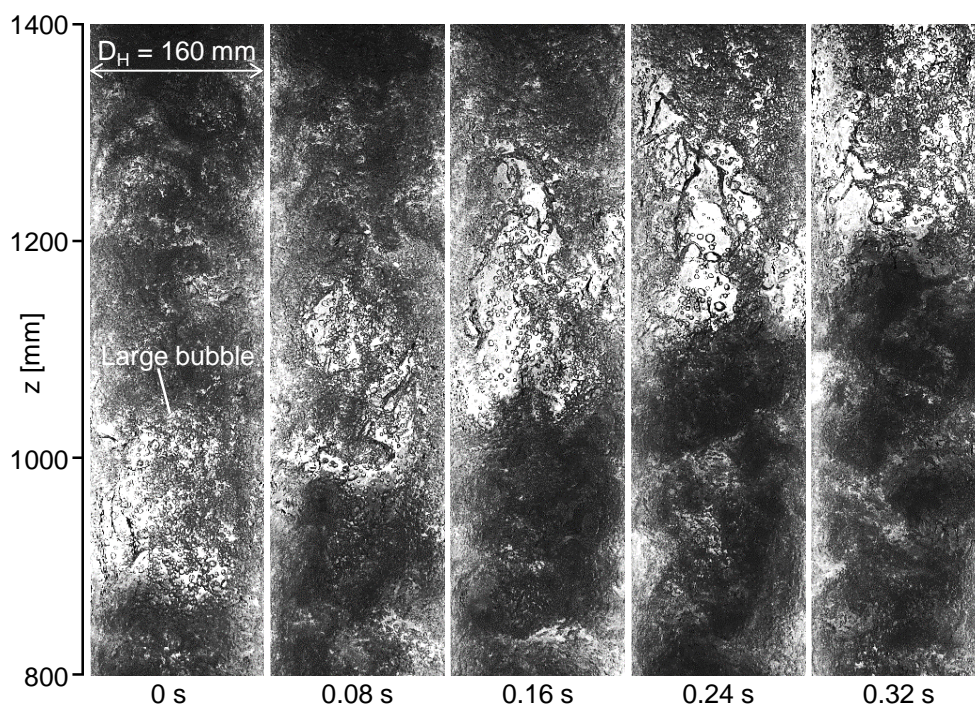


図 2.7 塔内を上昇する大気泡の様子 ($J_G = 0.30 \text{ m/s}$, $H_0 = 1000 \text{ mm}$)

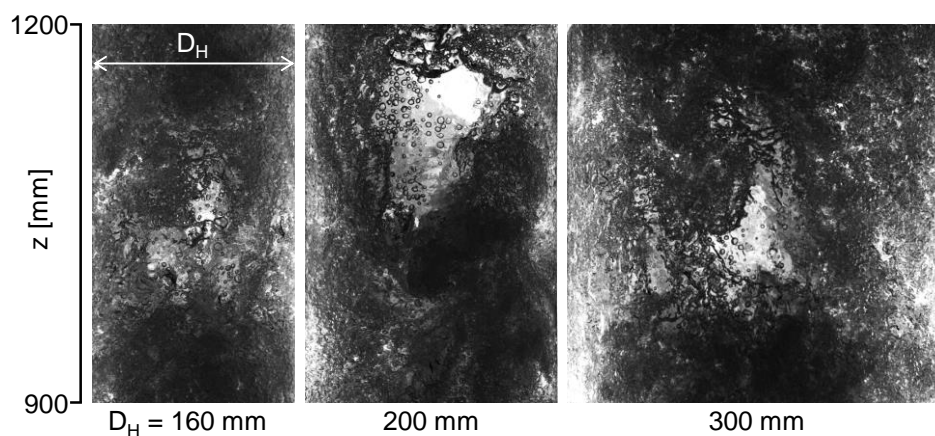


図 2.8 横幅が 100 mm 程度以上の大気泡 ($J_G = 0.30 \text{ m/s}$, $H_0 = 1000 \text{ mm}$)

大気泡は、①周囲の小気泡よりはるかに大きい、②高い上昇速度を有する、③周囲の小気泡を急加速させる、という特徴を有している。このため、大気泡の存在は塔内流動を理解する上で重要な因子であると考え、 $D_H = 160, 200$ 及び 300 mm における大気泡通過頻度 f_B を $z \approx 1000 \text{ mm}$ において測定した。 $900 \leq z \leq 1200 \text{ mm}$ の区間

流動の連続画像を高速ビデオカメラ (Fastcam SA-X2, Photron Ltd.) により取得し、撮影した連続画像から大気泡の個数をカウントした。撮影時の時間分解能は 8 ms とした。測定時間は正確な時間平均値を得るために 60 s とした。図 2.9 に各 D_H における f_B を示す。いずれの D_H においても、 J_G 増加に伴い f_B は高くなり、 J_G に対する f_B の増加率 df_B/dJ_G は J_G 増加とともに小さくなる。 $J_G \geq 0.2$ m/s では、 df_B/dJ_G の J_G 依存性は非常に弱くなっている。また、 $J_G > 0.025$ m/s においては、 $D_H = 160$ mm の f_B は他の D_H よりも顕著に高い。この結果は、 D_H が小さい場合は壁効果により大きな気泡が安定的に存在しやすくなるという Kantarci ら[30]の報告と符合している。 $D_H \geq 200$ mm では f_B はほとんど D_H に依存しない。このことから、 $D_H \geq 200$ mm では壁効果が消失し各 D_H の流動は似たような構造となっていると考えられる。

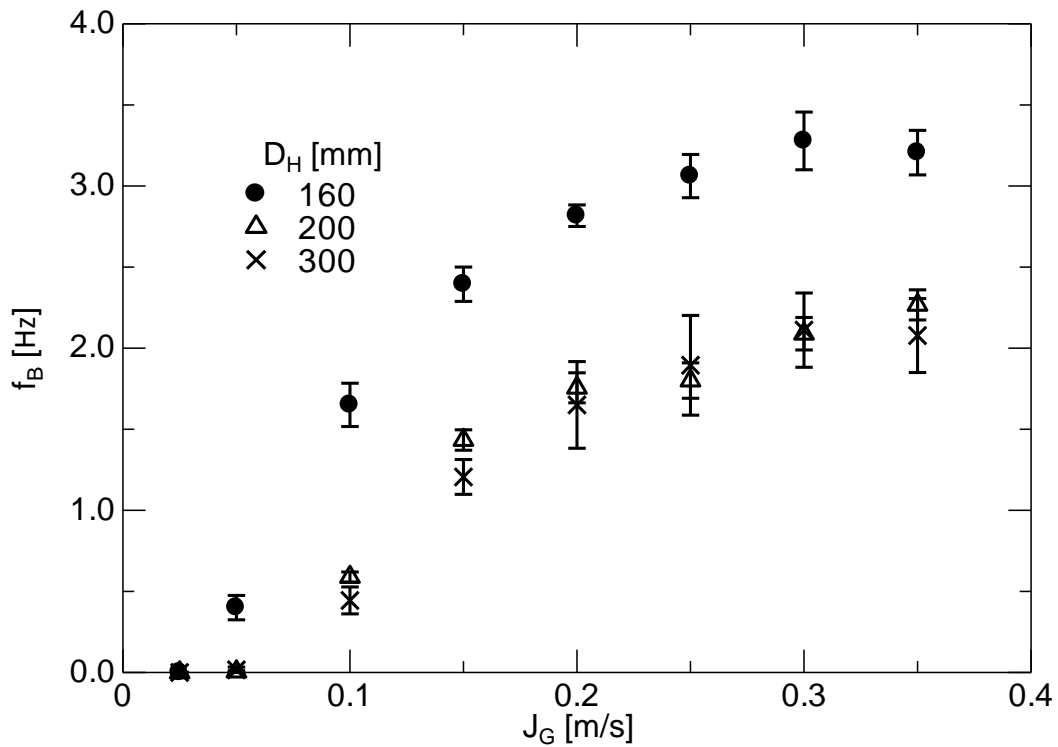


図 2.9 大気泡通過頻度 f_B ($H_0 = 1000$ mm)

第2章 塔径及び初期液位が気液二相系ボイド率に及ぼす影響

気泡塔内平均ボイド率を図 2.10 に示す。いずれの H_0 及び D_H においても J_G 増加に伴って α_G は単調増加する。Ruzicka ら[19]は、純非均質気泡流における α_G は $J_G/(1+J_G)$ に比例すると報告しており、本実験結果は Ruzicka ら[19]の報告と符合している。 J_G に対する α_G の増加率 $d\alpha_G/dJ_G$ は J_G 増加に伴い減少し、 $J_G \geq 0.2$ m/s では $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 依存性は非常に小さくなる。この結果は、 f_B の J_G に対する傾向と定性的に一致している。従って、 α_G と f_B には強い相関があり、大気泡は J_G - α_G カーブを大きく変化させるほどの影響力があるといえる。

また、 $D_H = 160$ mm と 200 mm の間では、 α_G は D_H に依存するが、少なくとも $D_H \geq 200$ mm では α_G の D_H 依存性は消失する(図 2.10)。図 2.9 に示したように、 $D_H = 160$ mm と 200 mm の間では D_H 低下に伴い f_B は増加する。このことから、 D_H 低下に伴い上昇速度の高い大気泡の割合が増加するため α_G は低下すると考えられる。一方、 $D_H \geq 200$ mm では D_H が増加しても大気泡の割合はほぼ一致している(図 2.9)。 $D_H = 200$ 及び 300 mm では流動構造が似ているため、両者の α_G は一致すると考えられる。 $J_G = 0.025$ m/s においては、 f_B は D_H に依存しないため、いずれの D_H でも α_G はほとんど一致する。過去の D_H の影響に関する研究例[20, 21]では、 α_G は D_H 増加に伴い低下すると報告している。また、これまでにボイド率が塔径に依存しなくなる時の塔径、すなわち臨界塔径は 150 mm[2, 3, 17]や 700 mm [20, 21]と様々な値が示されている。しかしながら、過去の研究例は初期液位を一定とした上で D_H の影響を調べていない。本実験で初期液位がボイド率に及ぼす影響と独立に塔径の影響を検討した結果、 α_G は D_H の減少に伴い低下すること、臨界塔径は 200 mm であることが明らかとなった。次節では塔径が 200 mm 以上のボイド率データを用いて、ボイド率の初期液位依存性が消失する初期液位を検討する。

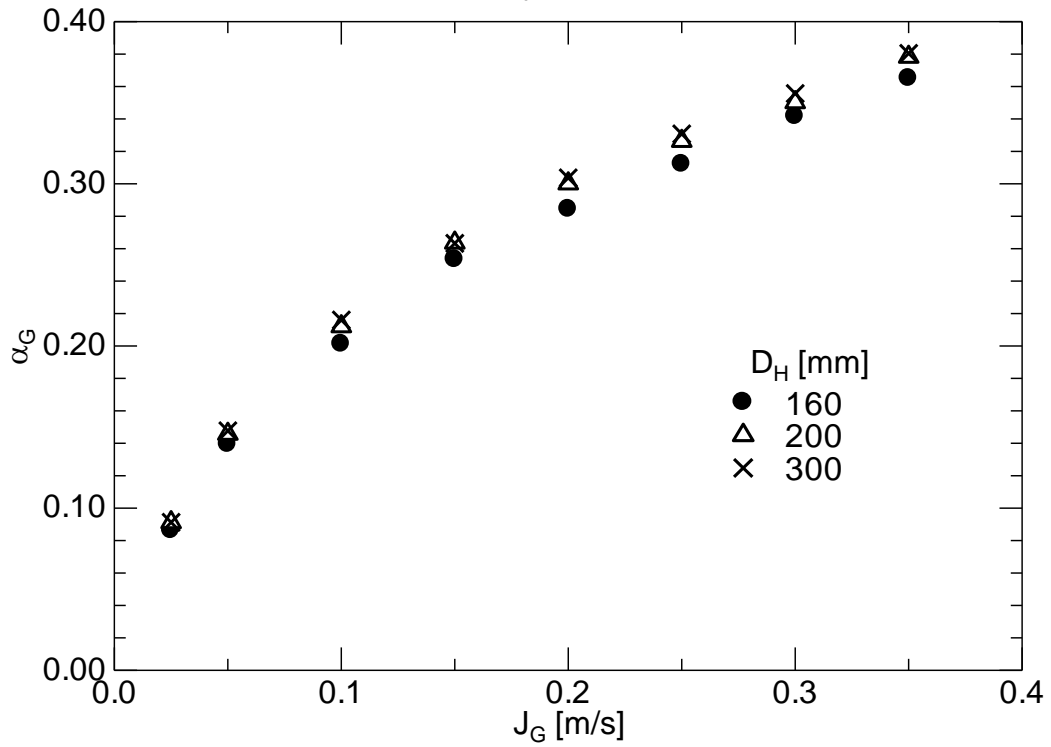
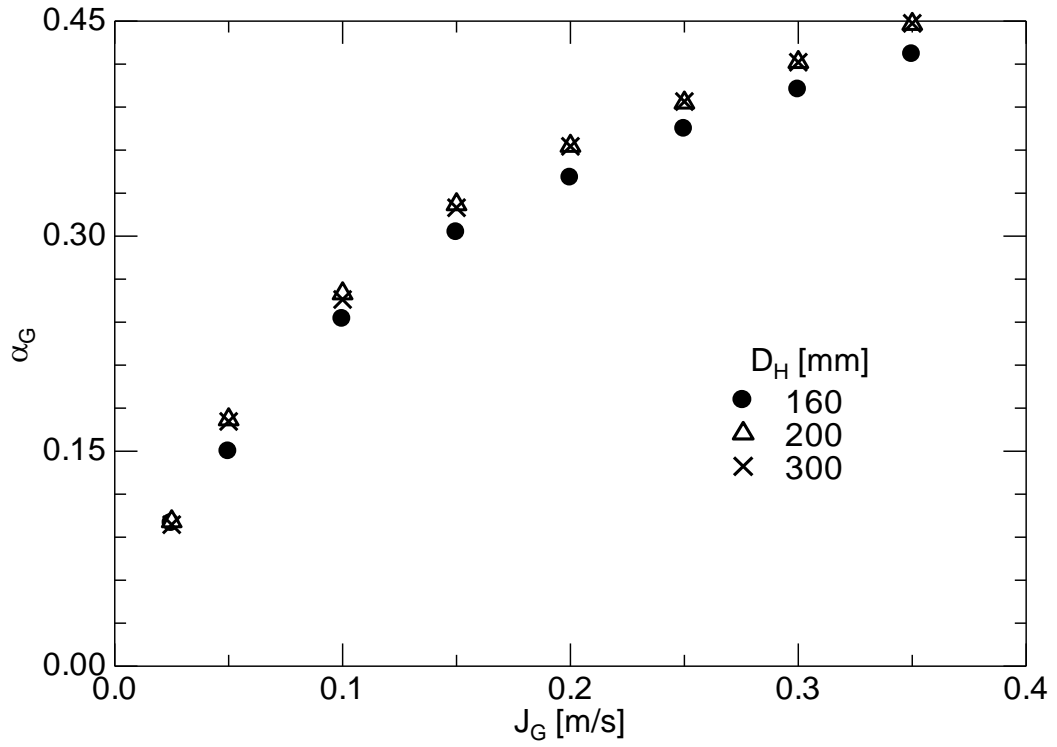


図 2.10 気泡塔内平均ボイド率

2.3.2 初期液位の影響

本節では、2.2 節に示した 2 種の大型気泡塔で取得した実験データ及び他者のデータも含めて、初期液位がボイド率に及ぼす影響について議論する。図 2.11 に $D_H \geq 200$ mm の水-空気系気泡塔におけるボイド率を示す。本図中のデータは全て純非均質気泡流におけるボイド率である。低 H_0 では、 H_0 増加に伴い α_G は低下する。これは、 H_0 増加に伴い気泡の液中滞留時間が増加することで気泡合体により塔内の平均気泡径が増加するためと考えられる。一方、高 H_0 においては、 α_G は H_0 に依存しなくなる。

本実験で取得したボイド率データを付録 B に整理しておく。

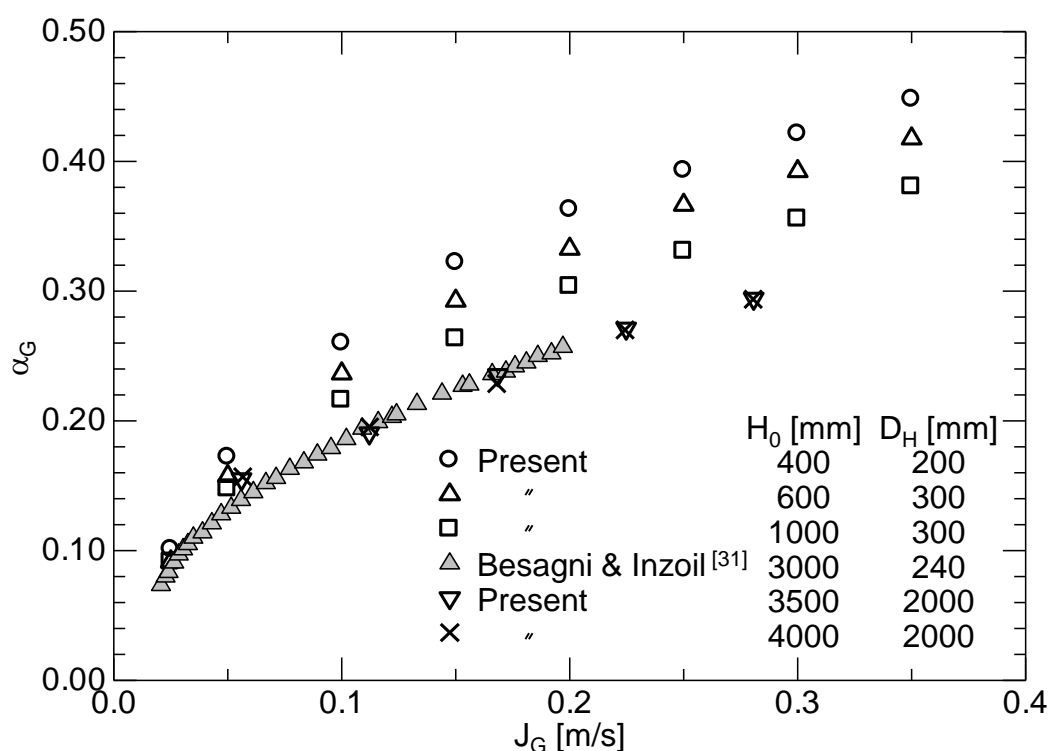


図 2.11 気泡塔内平均ボイド率 ($D_H \geq 200$ mm)

α_G の H_0 に対する変化を明確にするために、**図 2.11** を横軸 H_0 に表記しなおした (**図 2.12**)。ここで、**図中**の引用データの塔径及び気相分散器形状を**表 2.2** に示す。各 J_G において α_G は H_0 増加とともに減少する。一方、 H_0 が 2200 mm 程度となると、 H_0 をそれ以上増加させても α_G は H_0 に依存しなくなる。本**図中**に示すデータの D_H は 200 から 2000 mm と幅広い。広範囲の D_H における α_G は J_G と H_0 によって良く整理できていることから、 α_G の D_H 依存性が消失する臨界塔径は 200 mm であることを本**図**で再確認できる。過去の α_G の D_H 及び H_0 依存性に関する研究例では、臨界塔径以上の D_H において、塔径に対する初期液位の比 H_0/D_H がある臨界値 (例えば 4 から 7 以上) になると α_G は H_0 にも依存しなくなると考えられてきた[8, 14, 17]。本実験条件の $H_0 = 4000$ mm 及び $D_H = 2000$ mm において H_0/D_H は 2 であり、過去に提案された臨界 $H_0/D_H (= 4-7)$ よりも小さい。このように、 α_G の H_0 依存性が消失する臨界液位を評価する指標として H_0/D_H は不適である。また、**図 2.12** において様々な気相分散器形状の α_G データを J_G と H_0 で良好に整理できていることから、**図中**に示すデータの気相分散器形状の範囲では、 α_G は気相分散器形状に依存しないといえる。

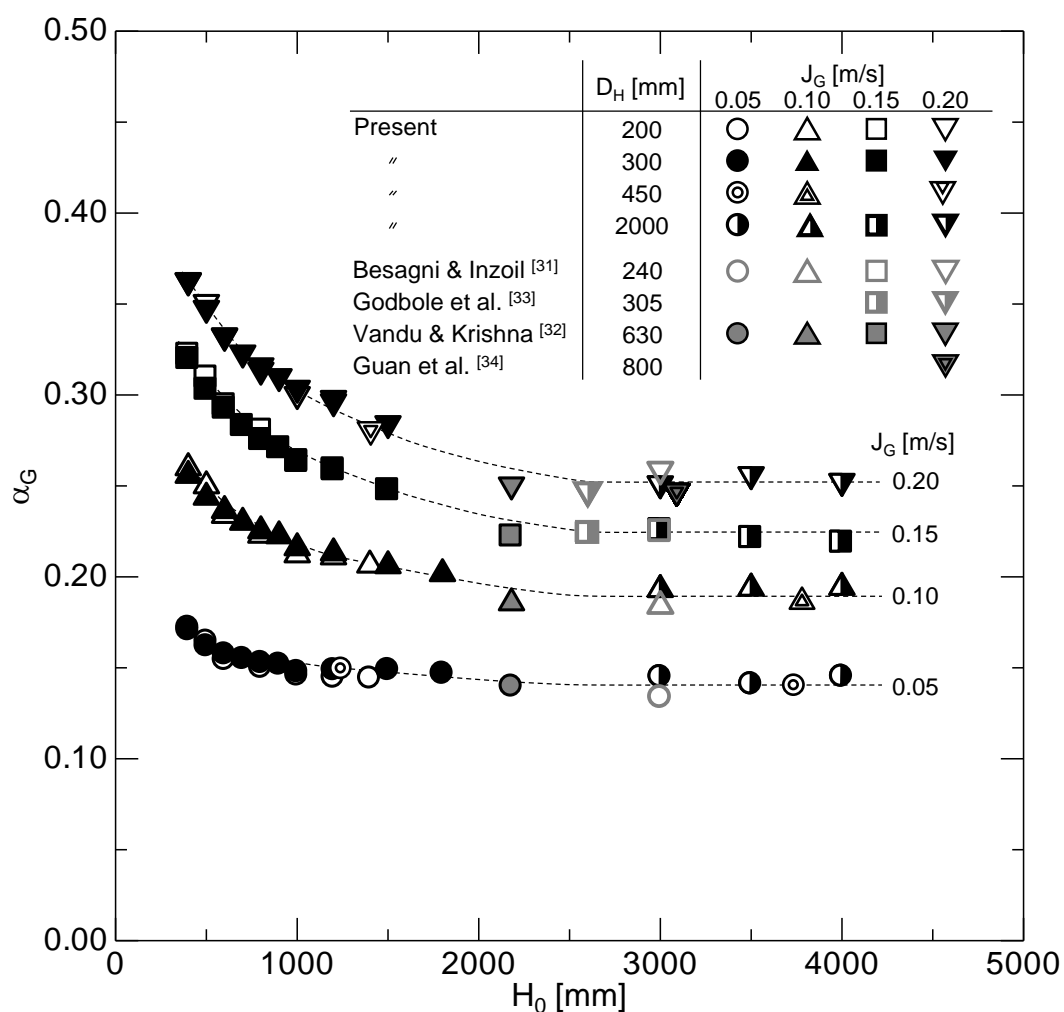


図 2.12 初期液位がボイド率に及ぼす影響

表 2.2 塔径及び気相分散器形状[31–34]

Reference	D_H [mm]	Type of diffuser	d_h [mm]	N_h	r_h [%]
Vandu & Krishna (2004) ^[32]	630	Spider sparger	2.5	64	0.10
Besagni & Inzoi (2016) ^[31]	240	Spider sparger	2–4	-	-
Godbole et al. (1984) ^[33]	305	Diffuser plate	1.7	749	2.33
Guan et al. (2015) ^[34]	800	Diffuser plate	2.5	492	0.48

2.3.3 ボイド率相関式

前節までの塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響を整理すると、水-空気系気泡塔におけるボイド率は次のように表すことができる。

$$\alpha_G = \begin{cases} f_D(D_H, H_0, J_G) & \text{for } D_H < 200 \text{ mm and } H_0 \leq 2200 \text{ mm} \\ f_H(H_0, J_G) & \text{for } D_H \geq 200 \text{ mm and } H_0 \leq 2200 \text{ mm} \\ f_J(J_G) & \text{for } D_H \geq 200 \text{ mm and } H_0 \geq 2200 \text{ mm} \end{cases} \quad (2.5)$$

過去の気泡塔内平均ボイド率に関する研究[2, 4, 6-13]において数多くのボイド率相関式が提案されているが、ほとんどのボイド率相関式は α_G が D_H 及び H_0 に依存しないと仮定している。本節では既存の気液二相系ボイド率相関式を用いて、臨界塔径及び臨界塔径以上の H_0 及び D_H におけるボイド率 f_J を評価するための相関式を検討する。以下に一般的に広く利用されている気液二相系ボイド率相関式を示す。

Akita と Yoshida[2]は D_H の異なる4種の気泡塔において20種類以上もの流体(純液体、非電解質溶液、電解質溶液など)を用いてボイド率を測定し、次の気液二相系ボイド率相関式を提案している。

$$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = C_A \left(\frac{\rho_L g D_H^2}{\sigma} \right)^{1/8} \left(\frac{\rho_L^2 g D_H^3}{\mu_L^2} \right)^{1/12} \frac{J_G}{\sqrt{g D_H}} \quad (2.6)$$

ここで、 ρ_L は液相密度 [kg/m³]、 μ_L は液相粘度 [Pa·s]、 σ は表面張力 [N/m]、 g は重力加速度 [m/s²]である。また、 C_A は係数であり純液体及び非電解質溶液の場合は0.20、電解質溶液の場合は0.25が推奨されている。式(2.6)の右辺は3つの無次元数から成り、 $\rho_L g D_H^2 / \sigma$ はボンド数、 $\rho_L^2 g D_H^3 / \mu_L^2$ は逆粘性数、 $J_G / \sqrt{g D_H}$ はフルード数である。式(2.6)では D_H を変数に用いているが、式の右辺を展開すると D_H の指数は0となるため、本式は D_H に依存しない式である。式(2.6)は $150 \leq D_H < 600 \text{ mm}$ 、 $1260 \leq H_0 \leq 3500 \text{ mm}$ 、 $0.003 \leq J_G \leq 0.40 \text{ m/s}$ の実験データに基づき作成されている。

Bach と Pilhofer[6]は $0 \leq J_G \leq 0.20 \text{ m/s}$ 、 D_H が100 mm以上、通気時の自由表面高さ H_C が1200 mm以上の実験条件で次の相関式を提案している。

$$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 0.115 \left(\frac{\rho_L J_G^3}{v_L (\rho_L - \rho_G) g} \right)^{0.23} \quad (2.7)$$

ここで、 v_L は動粘度 [m²/s]、 ρ_G は気相密度 [kg/m³]である。 H_C の最小値は1200 mmであるため、式(2.7)は $H_0 \leq 1200$ mmのデータを含めて作成されている。

Hikita ら[7]は Akita と Yoshida[2]の実験と同様に様々な純液体、非電解質溶液、電解質溶液を使用して以下の相関式を作成している。

$$\alpha_G = 0.672 \left(\frac{J_G \mu_L}{\sigma} \right)^{0.578} \left(\frac{g \mu_L^4}{\rho_L \sigma^3} \right)^{-0.131} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.062} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.107} \quad (2.8)$$

Hikita ら[7]は $0.042 \leq J_G \leq 0.38$ m/s、 $D_H = 100$ mm 及び $H_0 = 650$ mm においてボイド率を測定している。式(2.8)の適用範囲は、 $1.1 \times 10^{-3} \leq J_G \mu_L / \sigma \leq 8.9 \times 10^{-2}$ 、 $2.5 \times 10^{-11} \leq g \mu_L^4 / \rho_L \sigma^3 \leq 1.9 \times 10^{-6}$ 、 $8.4 \times 10^{-5} \leq \rho_G / \rho_L \leq 1.9 \times 10^{-3}$ 、 $1.0 \times 10^{-3} \leq \mu_G / \mu_L \leq 1.8 \times 10^{-2}$ である。

Koide ら[8]は $140 \leq D_H \leq 300$ mm、 $H_0 \geq 1000$ mm、 $1.64 \times 10^{-4} \leq J_G \mu_L / \sigma \leq 2.92 \times 10^{-2}$ 、 $1.69 \times 10^{-11} \leq g \mu_L^4 / \rho_L \sigma^3 \leq 2.84 \times 10^{-6}$ の範囲で次の相関式を提案している。

$$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = C_K \left(\frac{J_G \mu_L}{\sigma} \right)^{0.918} \left(\frac{g \mu_L^4}{\rho_L \sigma^3} \right)^{-0.252} \quad (2.9)$$

ここで、 C_K は係数であり0.277としている。

Fan ら[9]は膨大なボイド率実験データに基づき、次のボイド率相関式を提案している。

$$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 2.9 [\cosh(M^{0.054})]^{-4.1} \left(\frac{J_G^4 \rho_G}{\sigma g} \right)^{0.21 M^{0.0079}} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.096 M^{-0.011}} \quad (2.10)$$

ここで、 M はモルトン数であり、 $M = \mu_L^4 (\rho_L - \rho_G) g / \rho_L^2 \sigma^3$ で定義される。式(2.10)の適用範囲は $100 \leq D_H \leq 610$ mm、 $H_C / D_H > 5$ 、 $0.05 \leq J_G \leq 0.69$ m/s、 $668 \leq \rho_L \leq 2965$ kg/m³、

$0.29 \leq \mu_L \leq 30 \text{ mPa}\cdot\text{s}$, $0.019 \leq \sigma \leq 0.073 \text{ N/m}$ 及び $0.2 \leq \rho_G \leq 90 \text{ kg/m}^3$ である.

図 2.13 に以上のボイド率相関式と $D_H \geq 200 \text{ mm}$ 及び $H_0 > 2200 \text{ mm}$ の実験データとの比較を示す. ここで, 相関式の値は水-空気の物性値 ($\rho_L = 998 \text{ kg/m}^3$, $\rho_G = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$) を用いて算出している. 相関式は D_H 及び H_0 に依存しないとすれば, 物性値は一定としたとき各 J_G で相関式の値は一致するはずである. しかしながら, 各式でボイド率の値は大きく異なる. Bach と Pilhofer の式と Hikita らの式では良好な評価が得られない. Fan らの式は J_G が 0.69 m/s までと非常に幅広い J_G まで適用可能な式とされているが, $J_G > 0.10 \text{ m/s}$ では計算値と実験値との差が生じている. Akita と Yoshida の式及び Koide らの式では α_G を過小評価しているが, 定性的には α_G の J_G 依存性を良く表現できている. 各式でボイド率の計算値が大きく異なる理由の一つとして, 臨界塔径及び臨界液位以下の D_H 及び H_0 の実験データを含めてボイド率相関式が作成されていることが挙げられる.

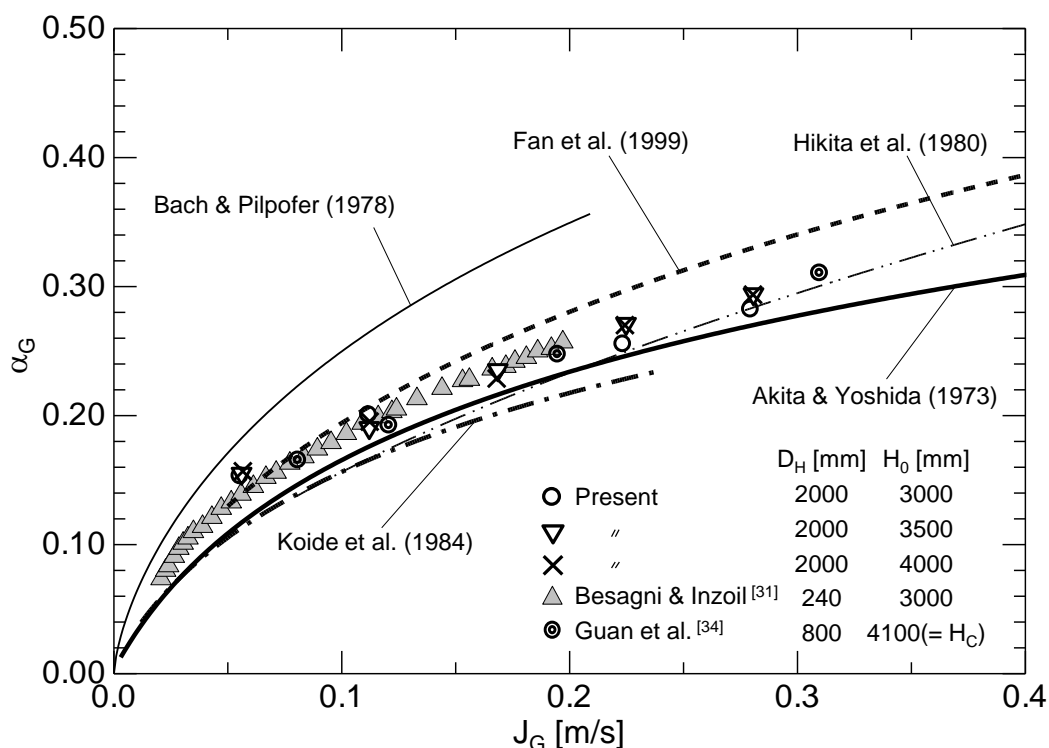


図 2.13 既存のボイド率相関式と実験データとの比較

図2.14に実験データとの定性的な一致がみられた Akita と Yoshida の式及び Koide らの式と実験データとの比較を再度示す。両式は α_G を過小評価しているが、各式の係数 C_A 及び C_K を各々0.24 及び 0.391 と修正することで、同図に示すように良好な整理が可能となる。従って、臨界塔径及び臨界液位以上の D_H 及び H_0 におけるボイド率は係数を修正した Akita と Yoshida 及び Koide らのボイド率相関式を用いて良好な評価が可能である。

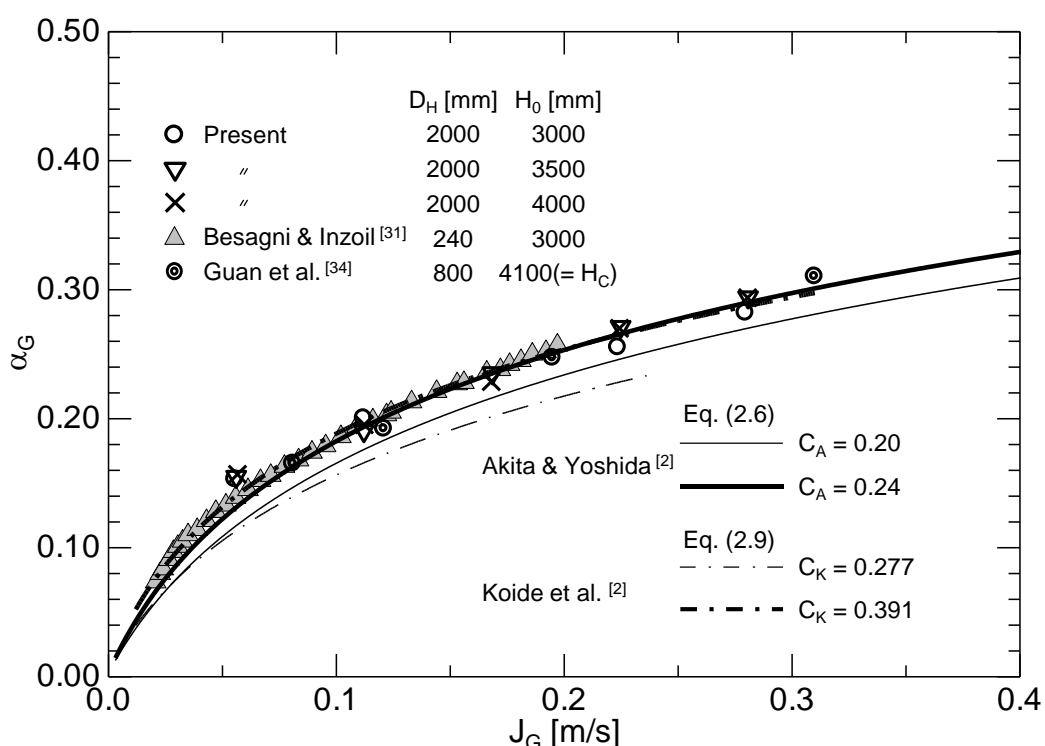


図 2.14 係数を修正したボイド率相関式

2.4 結言

気泡塔内非均質気泡流におけるボイド率を評価するためのボイド率相関式は数多く提案されているが、各種相関式でボイド率の値は大きく異なる。これは、塔径 D_H 及び初期液位 H_0 がボイド率に及ぼす影響を考慮していないことが一因と考えられる。塔径及び初期液位がボイド率に及ぼす影響に関する研究は数多くなされてい

るが、塔径の影響と初期液位の影響とを独立に検討できていないものが多い。従って、これらの影響について統一的な見解がないのが現状である。そこで本章では、水-空気系気泡塔内非均質気泡流を対象として、幅広い気相体積流束、塔径及び初期液位におけるボイド率の実験データベースを構築した。このデータベースを基に、ボイド率の塔径依存性がない塔径（臨界塔径）を調べたのち、その塔径の範囲において、ボイド率の初期液位依存性がなくなる初期液位（臨界液位）を検討した。また、臨界値以上の塔径及び初期液位において適用可能な気液二相系ボイド率相関式を検討した。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 塔径が 200 mm 以上ではボイド率は塔径に依存しない。
- (2) 初期液位が 2200 mm 程度以下では初期液位増加に伴いボイド率は低下する。また、初期液位が 2200 mm 程度以上ではボイド率は初期液位に依存しない。臨界液位を評価するためのパラメータとして、塔径に対する初期液位の比は不適である。
- (3) 塔径が 200 mm 以上、初期液位が 2200 mm 程度以上では、ボイド率は気相体積流束のみに依存する。これらの範囲におけるボイド率は、係数を修正した Koide らの相関式及び Akita と Yoshida の相関式により良好に評価できる。

第2章の参考文献

- [1] F. Yoshida, K. Akita, Performance of gas bubble columns: volumetric liquid-phase mass transfer coefficient and gas holdup, *AIChE. J.* 11 (1965) 9–13.
- [2] K. Akita, F. Yoshida, Gas holdup and volumetric mass transfer coefficient in bubble columns, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 12 (1973) 76–80.
- [3] J. Zahradník, M. Fialová, M. Růžička, J. Drahoš, F. Kaštánek, N. H. Thomas, Duality of the gas-liquid flow regimes in bubble column reactors, *Chem. Eng. Sci.* 52 (1997) 3811–3826.
- [4] U. Jordan, A. Schumpe, The gas density effect on mass transfer in bubble columns with organic liquids, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6267–6272.

- [5] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, P.C. Mena, J.A. Teixeira, Effect of viscosity on homogeneous-heterogeneous flow regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 96 (2003) 15–22.
- [6] H.F. Bach, T. Pilhofer, Variation of gas hold-up in bubble columns with physical properties of liquids and operating parameters of columns, *Ger. Chem. Eng.* 1 (1978) 270–275.
- [7] H. Hikita, S. Asai, K. Tanigawa, K. Segawa, M. Kitao, Gas hold-up in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 20 (1980) 59–67.
- [8] K. Koide, A. Takazawa, M. Komura, H. Matsunaga, Gas holdup and volumetric liquid-phase mass transfer coefficient in solid-suspended bubble columns, *J. Chem. Eng. Japan* 17 (1984) 459–466.
- [9] L.-S. Fan, G.Q. Yang, D.J. Lee, K. Tsuchiya, X. Luo, Some aspects of high-pressure phenomena of bubbles in liquids and liquid-solid suspensions, *Chem. Eng. Sci.* 54 (1999) 4681–4709.
- [10] M.I. Urseanu, R.P.M. Guit, A. Stankiewicz, G. van Kranenburg, J.H.G.M. Lommen, Influence of operating pressure on the gas hold-up in bubble columns for high viscous media, *Chem. Eng. Sci.* 58 (2003) 697–704.
- [11] A. Behkish, R. Lemoine, R. Oukaci, B.I. Morsi, Novel correlations for gas holdup in large-scale slurry bubble column reactors opening under elevated pressures and temperatures, *Chem. Eng. J.* 115 (2006) 157–171.
- [12] A.D. Anastasiou, N.A. Kazakis, A.A. Mouza, S.V. Paras, Effect of organic surfactant additives on gas holdup in the pseudo-homogeneous regime in bubble columns equipped with fine pore sparger, *Chem. Eng. Sci.* 65 (2010) 5872–5880.
- [13] S. Şal, Ö. F. Gül, M. Özdemir, The effect of sparger geometry on gas holdup and regime transition points in a bubble column equipped with perforated plate spargers, *Chem. Process Des. Dev.* 70 (2013) 259–266.
- [14] F. Kaštánek, J. Zahradník, J. Kratochvíl, J. Čermák, Modeling of large-scale bubble column reactors for non-ideal gas liquid systems, *Frontiers in Chemical Reaction Engineering* 1 (1984) 330–344.
- [15] F. Yamashita, Effect of liquid depth, column inclination and baffle plates on gas holdup

- in bubble columns, *J. Chem. Eng. Japan* 18 (1985) 349–353.
- [16]F. Yamashita, Effect of clear liquid height and gas inlet height on gas holdup in a bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 31 (1998) 285–287.
- [17]P.M. Wilkinson, 17A.P. Spek, L.L. van Dierendonck, Design parameters estimation for scale-up of high-pressure bubble columns, *AIChE. J.* 38 (1992) 544–554.
- [18]B.N. Thorat, A.V. Shevade, K.N. Bhilegaonkar, R.H. Aglawe, U Parasu Veera, S.S. Thakre, A.B. Pandit, S.B. Swant, J.B. Joshi, Effect of sparger design and height to diameter ratio on fractional gas hold-up in bubble columns, *Trans. Inst. Chem. Engrs.* 76 (1998) 823–834.
- [19]M.C. Ruzicka, J. Drahoš, M. Fialová, N.H. Thomas, Effect of bubble column dimensions on flow regime transition, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6117–6124.
- [20]R. Lemoine, A. Behkish, L. Sehabiague, Y.J. Heintz, R. Oukaci, B.I Morsi, An algorithm for predicting the hydrodynamic and mass transfer parameters in bubble column and slurry bubble column reactors. *Fuel Process. Technol.* 89 (2008) 322–343.
- [21]C. Leonard, J.H. Ferrasse, O. Boutin, S. Lefevre, A. Viand, Bubble column reactors for high pressures and high temperatures operation, *Chem. Eng. Res. and Design* 100 (2015) 391–421.
- [22]R.C. Chen, J. Reese, L.S. Fan, Flow structure in a three-dimensional bubble column and three-phase fluidized bed, *AIChE J.* 40 (1994) 1093–1104.
- [23]S. Ojima, K. Hayashi, S. Hosokawa, A. Tomiyama, Distributions of void fraction and liquid velocity in air–water bubble column. *Int. J. Multiphase Flow* 67 (2014) 111–121.
- [24]S. Sharaf, M. Zednikova, M.C. Ruzicka, B.J. Azzopardi, Global and local hydrodynamics of bubble columns–Effect of gas distributor, *Chem. Eng. J.* 288 (2016) 489–504.
- [25]J.F. Davidson, B.O.G. Schüler, Bubble formation at an orifice in an inviscid liquid, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 38 (1960) 335–342.
- [26]K. Koide, S. Morooka, K. Ueyama, A. Matsuura, F. Yamashita, S. Iwamoto, Y. Kato, H. Inoue, M Shigeta, S. Suzuki, T. Akehata, Behavior of bubbles in large scale bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 12 (1979) 98-104.
- [27]小島博光, 気泡塔の工業的使用状況, 化学装置, (2001) 23–26.

- [28]C. Maretto, R. Krishna, Modelling of a bubble column slurry reactor for Fischer-Tropsch synthesis, *Catalysis Today*, 52 (1999) 279-289.
- [29]S.A. Hojjatoleslami, J. Kittler, Region growing: a new approach, *IEEE Trans. Image Process.* 7 (1998) 1079-1084.
- [30]N. Kantarci, F. Borak, K.O. Ulgen, Bubble column reactors, *Process Biochemistry* 40 (2005) 2263–2283.
- [31]G. Besagni, F. Inzoli, Comprehensive experimental investigation of counter-current bubble column hydrodynamics: Holdup, flow regime transition, bubble size distributions and local flow properties, *Chem. Eng. Sci.* 146 (2016) 259–290.
- [32]C.O. Vandu, R. Krishna, Volumetric mass transfer coefficients in slurry bubble columns operating in the churn-turbulent flow regime. *Chem. Eng. Sci.* 59 (2004) 5417–5423.
- [33]S.P. Godbole, S. Joseph, Y.T. Shah, Hydrodynamics and mass transfer in a bubble column with an organic liquid, *Can. J. Chem. Eng.* 62 (1984) 440–445.
- [34]X. Guan, Y. Gao, Z. Tian, L. Wang, Y. Cheng, X. Li, Hydrodynamics in bubble columns with pin-fin tube internals, *Chem. Eng. Res. and Design* 102 (2015) 196–206.

第 3 章

臨界液位以下の初期液位における気泡塔内平均ボイド率

3.1 緒言

第 2 章では，水－空気系非均質気泡流において塔径 D_H 及び初期液位 H_0 が平均ボイド率 α_G に及ぼす影響を調べ，種々の J_G ， D_H 及び H_0 における α_G を次のように整理した．

$$\alpha_G = \begin{cases} f_D(D_H, H_0, J_G) & \text{for } D_H < 200 \text{ mm and } H_0 \leq 2200 \text{ mm} \\ f_H(H_0, J_G) & \text{for } D_H \geq 200 \text{ mm and } H_0 \leq 2200 \text{ mm} \\ f_J(J_G) & \text{for } D_H \geq 200 \text{ mm and } H_0 \geq 2200 \text{ mm} \end{cases} \quad (3.1)$$

工業的に利用されている気泡塔の塔径と塔高さを図 3.1 に示す．本図のように気泡塔の規模は用途によって様々であることから，ボイド率が初期液位に依存する範囲におけるボイド率を推算するための相関式の整備は重要である．そこで本章では，まず臨界塔径以上の塔径の水－空気系気泡塔において，種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率の整理方法を検討する．その後，構築した整理方法の適用性を種々の臨界塔径以下の塔径，塔断面形状及び流体物性において検証する．

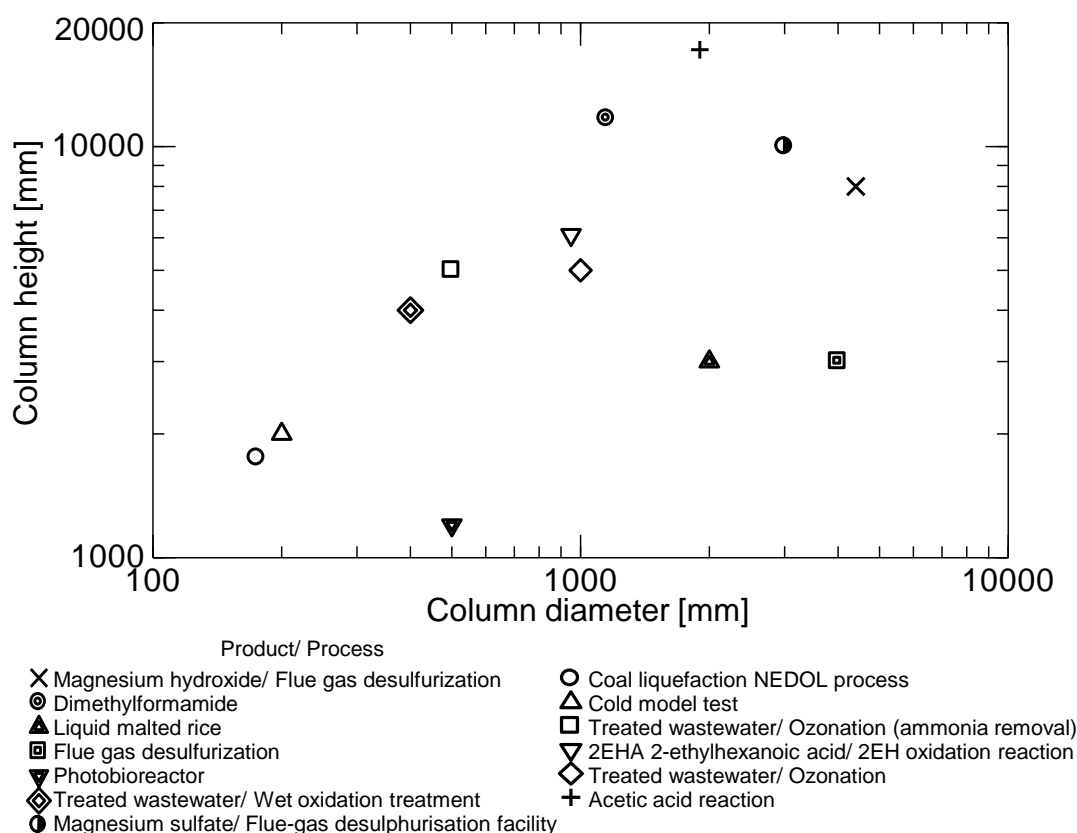


図 3.1 工業上利用されている気泡塔の塔径及び塔高さ[1]

3.2 種々の初期液位及び気相体積流束におけるボイド率の整理方法の検討

2.2 節で取得した $D_H = 200$ mm の水-空気系気泡塔におけるボイド率 α_G を図 3.2 に示す. いずれの初期液位 H_0 おいても気相体積流束 J_G の増加とともに α_G は単調増加する. また, 初期液位 H_0 の増加に伴い α_G は低下する. これは, H_0 増加に伴い気泡の液中滞留時間が増加することで気泡合体により塔内の平均気泡径が増加するためである. このように $H_0 \leq 2200$ mm では, 前章で述べたように α_G は H_0 と J_G に強く依存する.

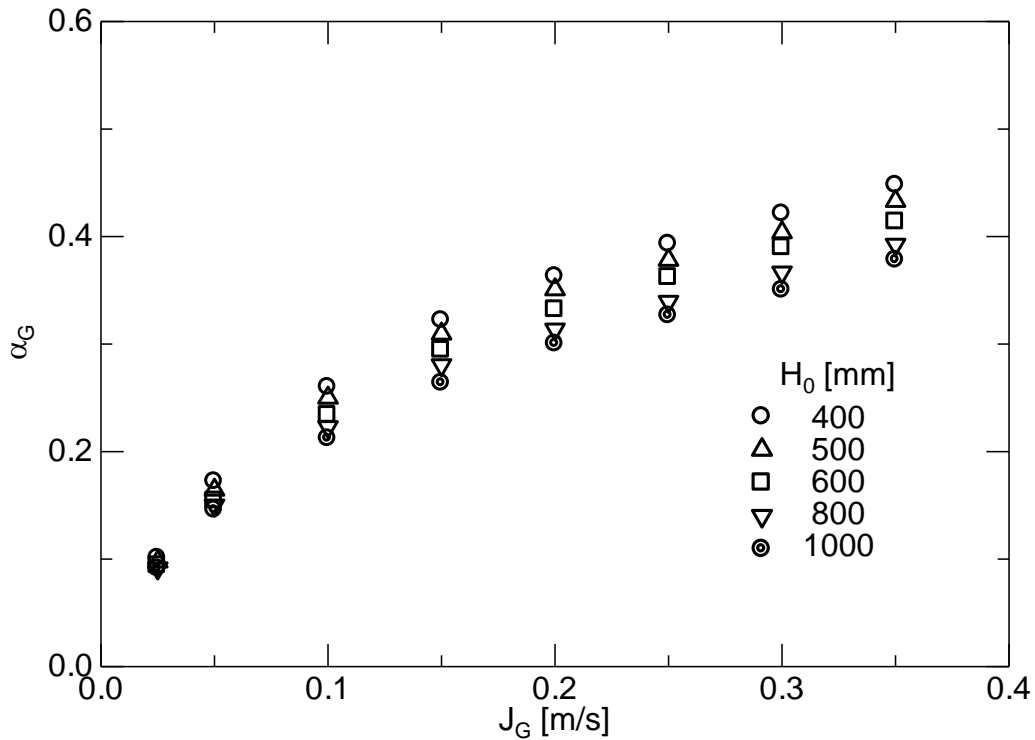


図 3.2 気泡塔内平均ボイド率 ($D_H = 200$ mm)

初期液位の影響を考慮したボイド率相関式はいくつか提案されている[3, 4]. Gestrich と Rähse[3]のボイド率相関式を次式に示す.

$$\alpha_G = 0.89(H_0 / D_H)^{0.035 - 15.7 + \log K} (d_B / D_H)^{0.3} K^{0.047} \left(\frac{J_G^2}{g d_B} \right)^{0.025(2.6 + \log K)} - 0.05 \quad (3.2)$$

$$K = \frac{\rho_L \sigma^3}{\mu_L^4 g}$$

ここで, d_B は平均気泡径 [m], ρ_L は液相密度 [kg/m^3], μ_L は液相粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$], σ は表面張力 [N/m], g は重力加速度 [m/s^2]である. 本式の適用範囲は $0.01 \leq J_G \leq 0.08$ m/s, $0.26 \leq H_0/D_H \leq 20$, $8 \times 10^4 \leq K \leq 5 \times 10^5$, $2 < d_B < 4$ mm である.

Thaker と Rao[4]のボイド率相関式を次式に示す.

$$\alpha_G = 1.4 J_G^{0.83} (H_0 / D_H)^{0.09} \quad (3.3)$$

第3章 臨界液位以下の初期液位における気泡塔内平均ボイド率

本式の適用範囲は $0.005 \leq J_G \leq 0.05 \text{ m/s}$, $3.0 \leq H_0/D_H \leq 7.0$ である。このように、既存のボイド率相関式では初期液位の影響を H_0/D_H として式の中に取り込んでいる。式(3.2)及び(3.3)と本実験結果との比較を図 3.3 に示す。ここで、図中の実験データは図 3.2 のボイド率を横軸 H_0/D_H に表記し直したものである。式(3.2)及び(3.3)の計算では、液相の物性値に水の値 ($\rho_L = 998 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$) を用いている。また、本実験ではいずれの J_G においても気泡径分布は非常に幅広いため、 d_B を一意に決定するのは極めて難しい。図中の式(3.2)の計算では、 d_B に Gestrich と Rähse[3]の示す d_B の中間値 ($d_B = 3 \text{ mm}$) を用いている。式(3.2)の計算値は本実験結果と定性的には一致するものの、定量的には一致しない。式(3.3)の計算値は H_0 増加に伴い増加する。また、式(3.3)では D_H の影響を D_H の逆数として式に考慮しているため、ボイド率は D_H 増加に伴い低下する。さらに、式(3.3)は有次元で作成されており相似則が考慮されていない。また、式(3.3)は有次元で作成されており相似則が考慮されていない。有次元で整理した相関式では、その式が提案された実験と異なる実験体系の場合は良好なボイド率推算が得られないと考えられる。このように、 H_0 に関するボイド率を良好に評価できる相関式はない。

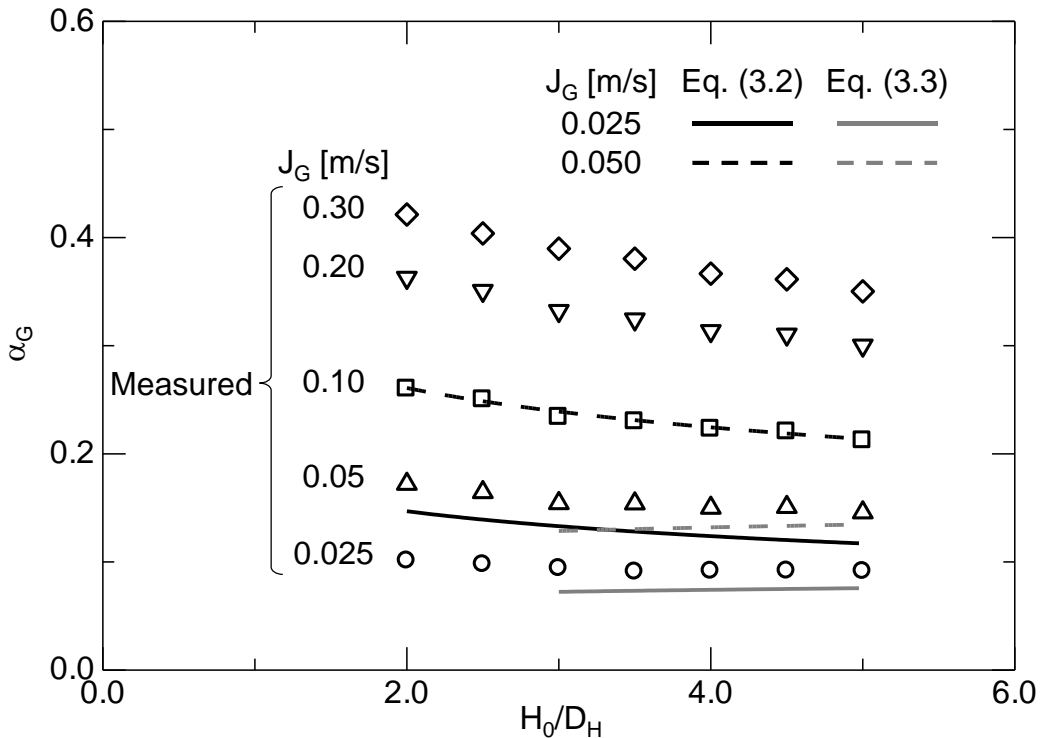


図 3.3 式(3.2)及び(3.3)と実験データとの比較 ($D_H = 200 \text{ mm}$)

そこで無次元数を用いて、種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率の整理を試みる。本実験におけるパラメータは J_G と H_0 である。この2種の変数を各々代表速度及び代表長さとした無次元数として、以下に示すレイノルズ数 Re_H 、ウェーバー数 We_H 及びフルード数 Fr_H が挙げられる。

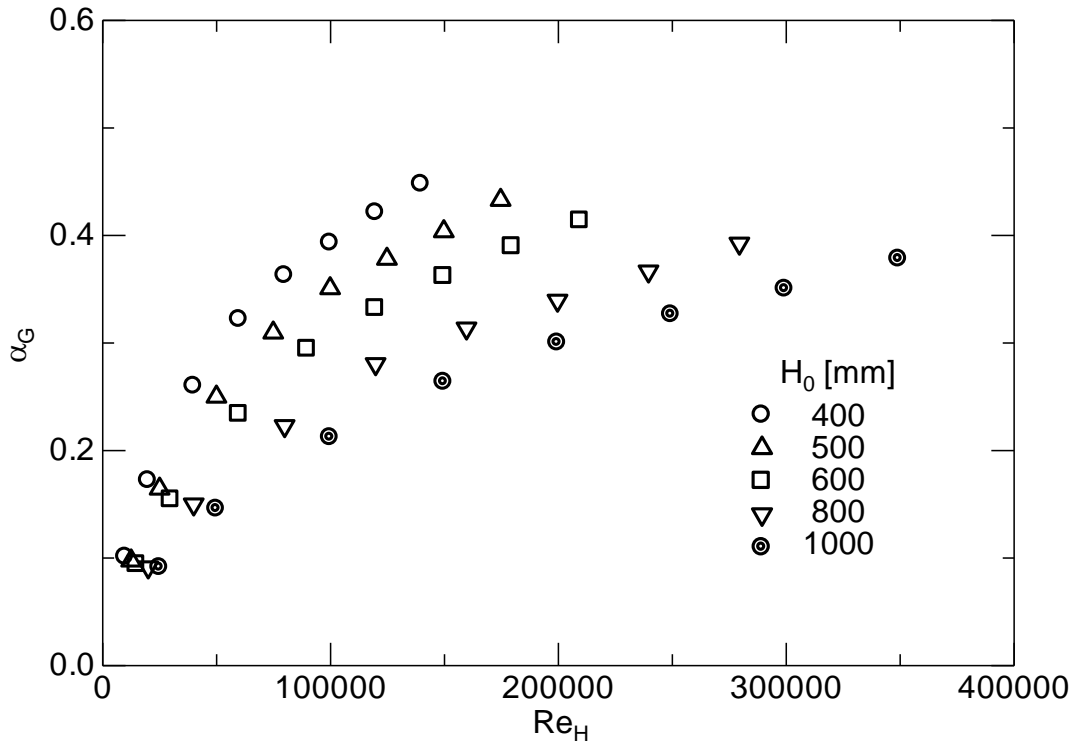
$$Re_H = \frac{\rho_L J_G H_0}{\mu_L} \quad (3.4)$$

$$We_H = \frac{\rho_L J_G^2 H_0}{\sigma} \quad (3.5)$$

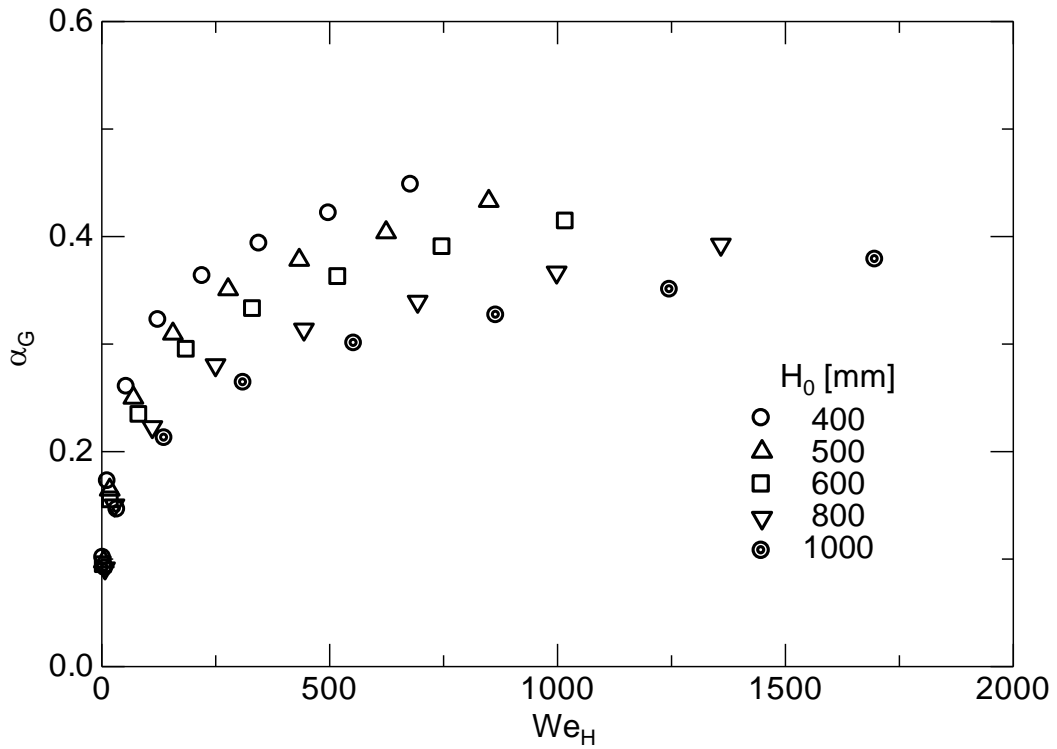
$$Fr_H = \frac{J_G}{\sqrt{gH_0}} \quad (3.6)$$

Re_H と We_H を用いて図 3.2 のボイド率を整理した結果を図 3.4 に示す。ここで、液相の物性値には水の値 ($\rho_L = 998 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$) を用いている。 Re_H と We_H では種々の H_0 及び J_G におけるボイド率を整理できない。

Fr_H を用いてボイド率を整理した結果を図 3.5 に示す。 Re_H と We_H とでは良好な整理結果が得られないのに対し、 Fr_H を用いると種々の H_0 及び J_G におけるボイド率を極めて良好に整理できることがわかる。



(a) Re_H vs. α_G



(b) We_H vs. α_G

図 3.4 Re_H と We_H による α_G の整理

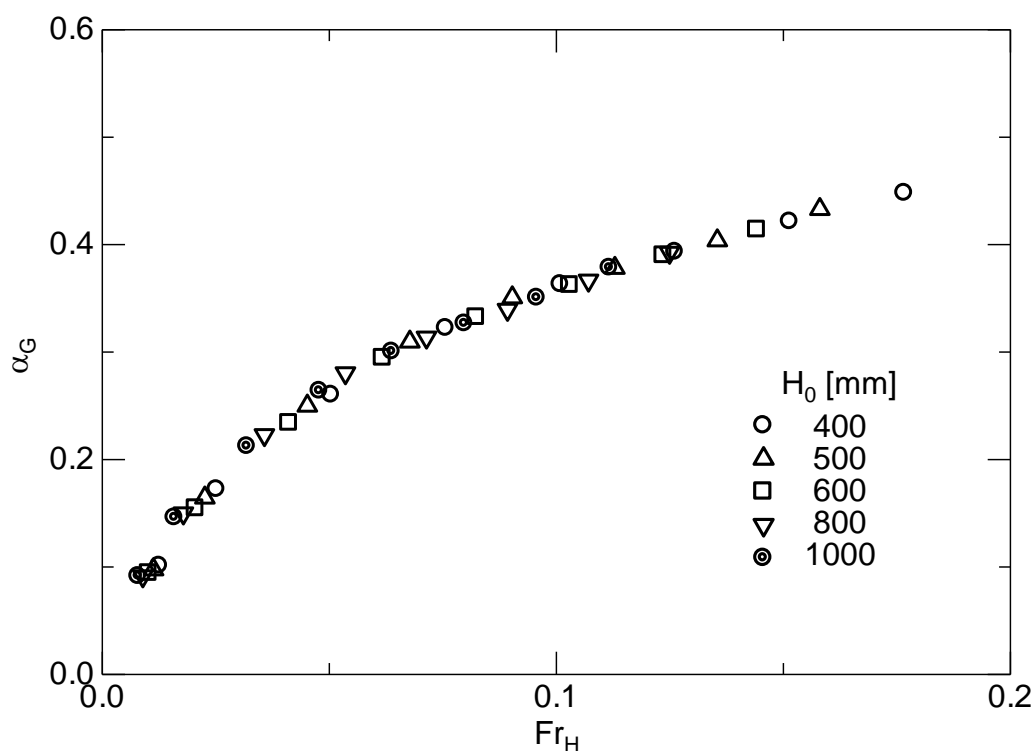


図 3.5 Fr_H による α_G の整理

図 3.5 において、 Fr_H 増加に伴い Fr_H に対する α_G の増加率は減少し、高 Fr_H では増加率の Fr_H 依存性は弱い。この特徴から、ボイド率を次式の関数形で表現する。

$$\alpha_G = \frac{C_1 Fr_H}{1 + C_2 Fr_H} \quad (3.7)$$

ここで、 C_1 及び C_2 は塔径や流体物性等に依存する係数である。式(3.7)とボイド率の実験データとの比較を図 3.6 に示す。ここで、 C_1 及び C_2 は最小二乗法により決定し、各々 10.4 及び 18.5 である。実験値と計算値は概ね良好に一致している。以下では式(3.7)を基盤として、さらに良好なボイド率評価を試みる。

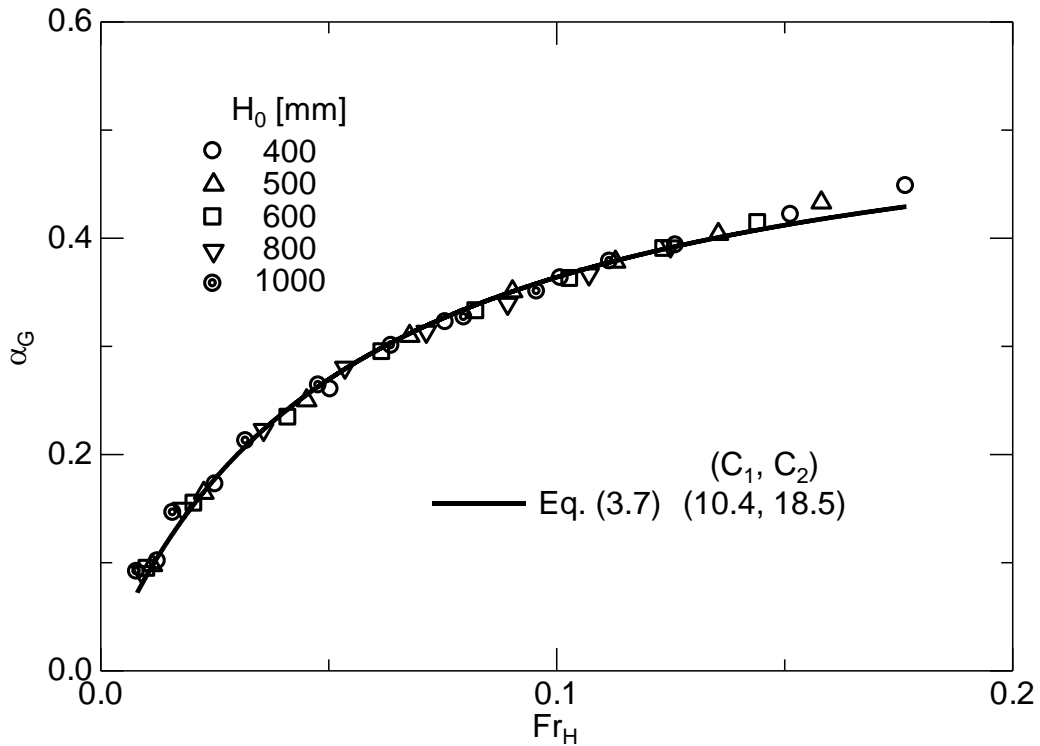


図 3.6 ボイド率の実験値と式(3.7)との比較

図 3.7 に J_G に対する α_G の増加率 $d\alpha_G/dJ_G$ を示す. $d\alpha_G/dJ_G$ は後進差分で評価した. $J_G \leq 0.2$ m/s では J_G 増加に伴い $d\alpha_G/dJ_G$ は低下し, $J_G \geq 0.2$ m/s では $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 依存性はほとんどない. このように J_G の大きさによって, J_G に対する α_G の勾配は異なる. J_G が $d\alpha_G/dJ_G$ に及ぼす影響を式(3.7)の係数に考慮することでより良好なボイド率の評価が得られると考え, J_G 増加とともに $d\alpha_G/dJ_G$ が低下する範囲 ($J_G \leq 0.2$ m/s) 及び $d\alpha_G/dJ_G$ が J_G に依存しない範囲 ($J_G \geq 0.2$ m/s) を各々領域 1 及び領域 2 とし, 次のように各領域で式(3.7)の係数を決定した.

$$\alpha_G = \max \left[\frac{C_1^{R1} Fr_H}{1 + C_2^{R1} Fr_H}, \frac{C_1^{R2} Fr_H}{1 + C_2^{R2} Fr_H} \right] \quad (3.8)$$

ここで, C_1^R 及び C_2^R は塔径や流体物性等に依存する係数であり, 上付添字の R は各々領域 1 及び領域 2 における値を意味する. 式(3.8)と実験値との比較を図 3.8 に示す. ここで, C_1^R 及び C_2^R は $(C_1^{R1}, C_2^{R1}) = (11.5, 23.2)$ 及び $(C_1^{R2}, C_2^{R2}) = (8.2, 12.7)$ で

ある。式(3.8)は実験値と良く一致する。このように、 $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 依存性を係数に考慮することで、式(3.7)よりもさらに良好なボイド率評価を得ることができる。図3.9示す J_G 増加に伴う大気泡の発生が J_G の大きさによって $d\alpha_G/dJ_G$ が異なる原因の一つと考えられる。

ボイド率の実験値と式(3.7)及び(3.8)の比較を図3.10に示す。式(3.7)は93%の実験データを、式(3.8)は95%の実験データを $\pm 10\%$ 以内の誤差で評価できている。また式(3.7)及び(3.8)の最大誤差は各々21%及び15%である。

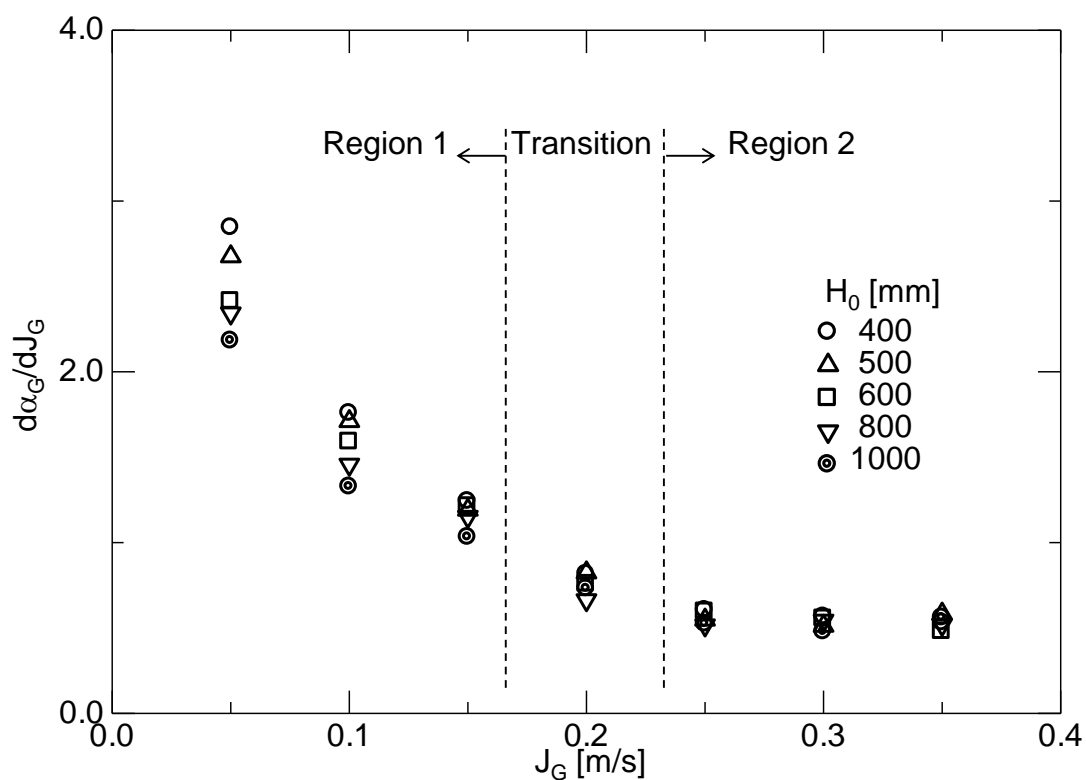


図 3.7 J_G vs. $d\alpha_G/dJ_G$

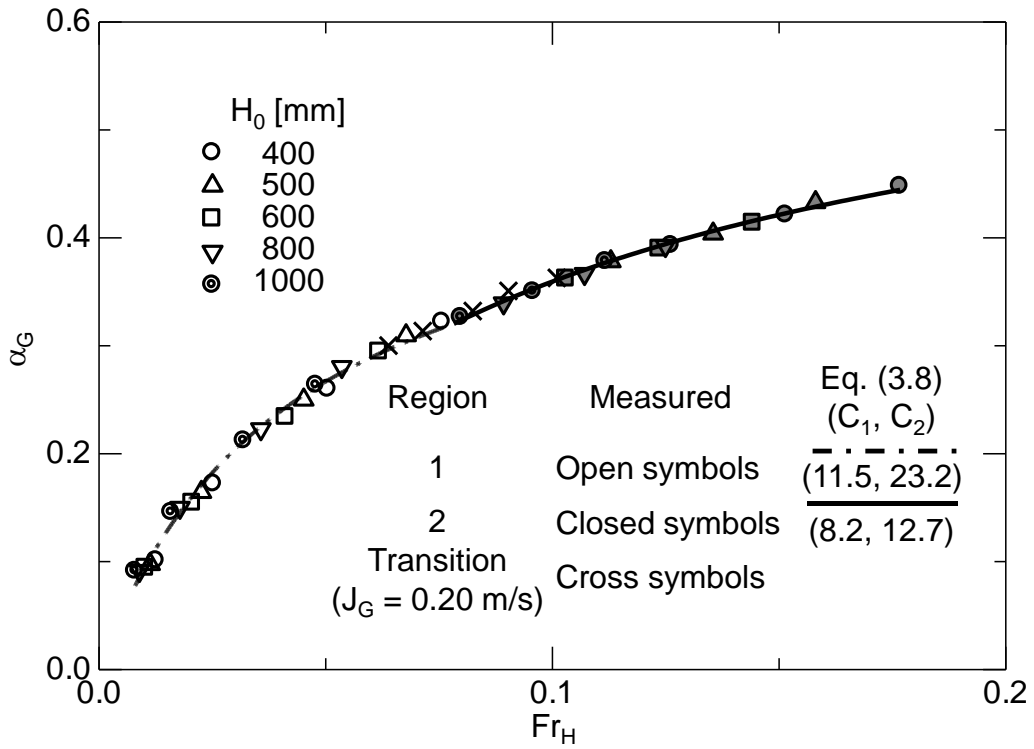


図 3.8 ボイド率の実験値と式(3.8)との比較

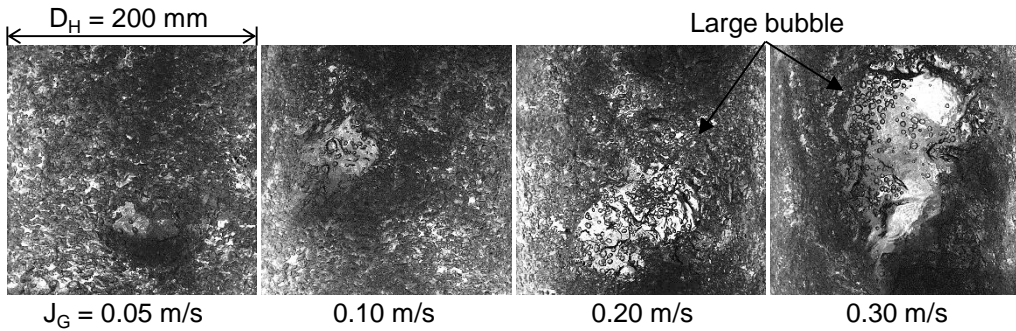
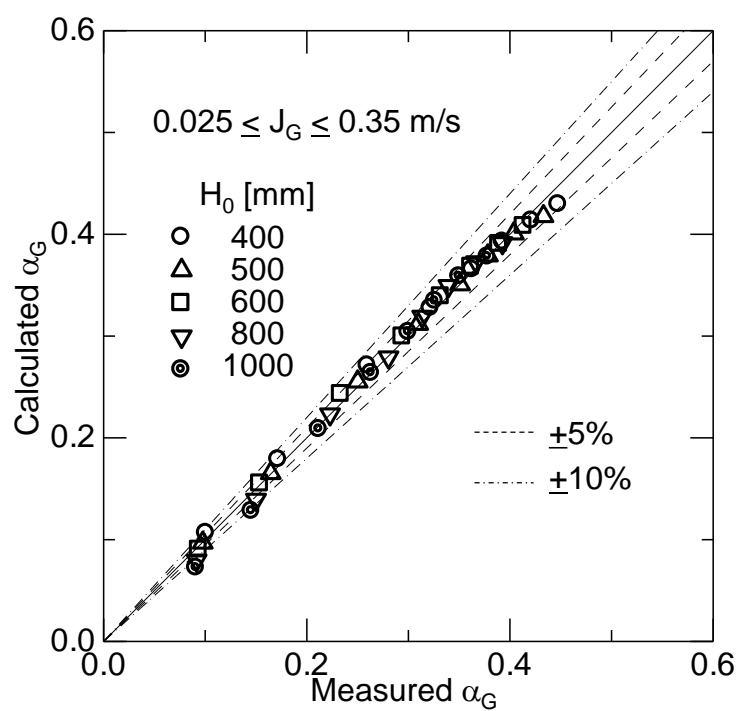
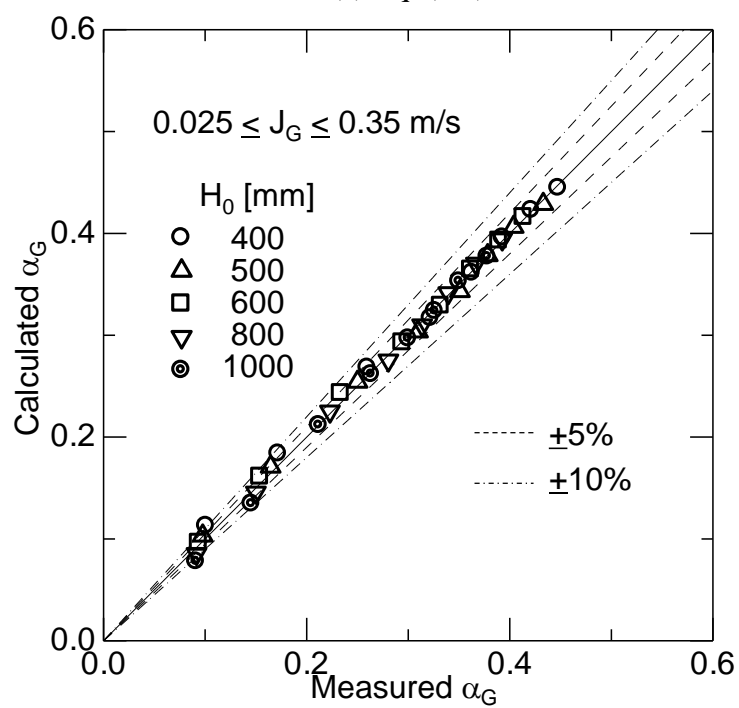


図 3.9 気泡塔内流動画像



(a) Eq. (3.7)



(b) Eq. (3.8)

図 3.10 ボイド率の実験値と式(3.7), (3.8)との比較

3.3 フルード数の適用性の検証

3.3.1 塔形状の影響

ボイド率は塔形状に依存することが知られている[5, 6]. そこで, 正方形断面を有する水-空気系気泡塔及び臨界塔径以下の D_H の水-空気系気泡塔において, フルード数の適用性を検証する.

まず, 塔断面形状の影響について説明する. 気泡塔には水平断面形状が正方形の透明アクリル樹脂製容器を用いた. 塔径(水力等価直径 D_H)及び塔高さは各々200 mm 及び2000 mm とした. 矩形気泡塔の散気板の概略を図 3.11 に示す. 孔径 d_h , 孔間隔 p_h 及び孔割合 r_h は $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔と同じ値, すなわち各々1.4 mm, 25 mm 及び0.18%に設定した. その他の実験装置は第2章と同じである.

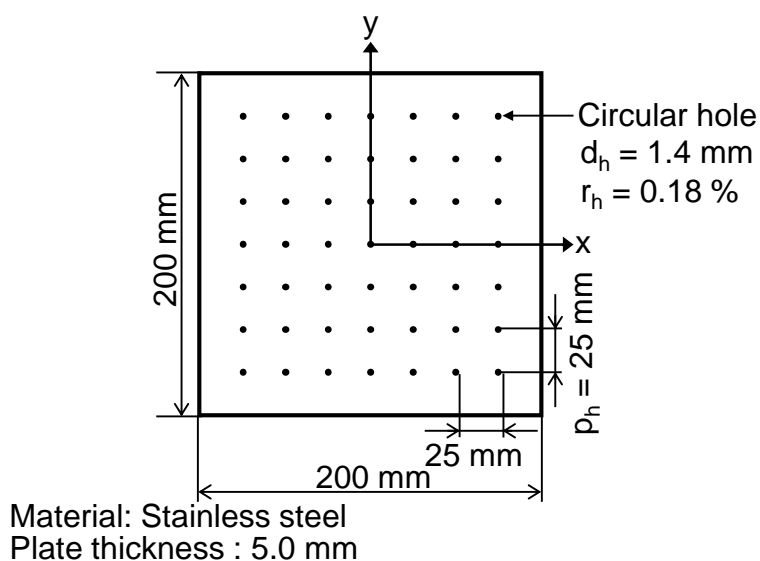


図 3.11 矩形気泡塔の散気板

図 3.12 に矩形気泡塔及び円筒気泡塔のボイド率の比較を示す。両者は良く一致している。水力等価直径が同じであれば塔断面形状はボイド率にほとんど影響を及ぼさない可能性がある。工業上の気泡塔の断面形状はほとんどが円形である。一方、ラボスケールの実験・数値計算では、光の屈折の影響の除去、数値計算の簡易化等が可能なことから矩形気泡塔を用いる場合がある。今後、気泡塔の研究をより発展させていく上で、本結果は有益な情報と成り得る。しかし、ボイド率が塔断面形状に依存しない理由、断面形状が長方形の場合でも同じ結果が得られるか等は今後の課題である。

図 3.13 に矩形気泡塔のボイド率と式(3.8)との比較を示す。ここで、式(3.8)の係数は円筒気泡塔のものと同値である。図 3.12 においてボイド率は塔断面形状に依存しないため、当然ながら、矩形気泡塔のボイド率を Fr_H により整理でき、また式(3.8)により良好に評価することができる。

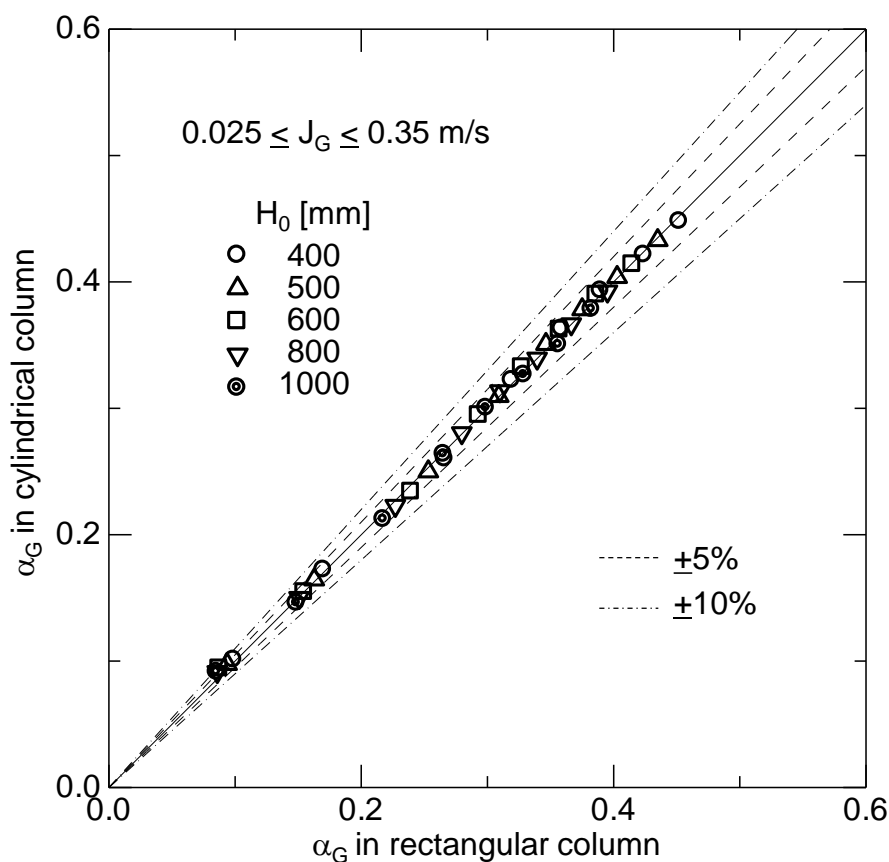


図 3.12 塔断面形状の違いがボイド率に及ぼす影響 ($D_H = 200$ mm)

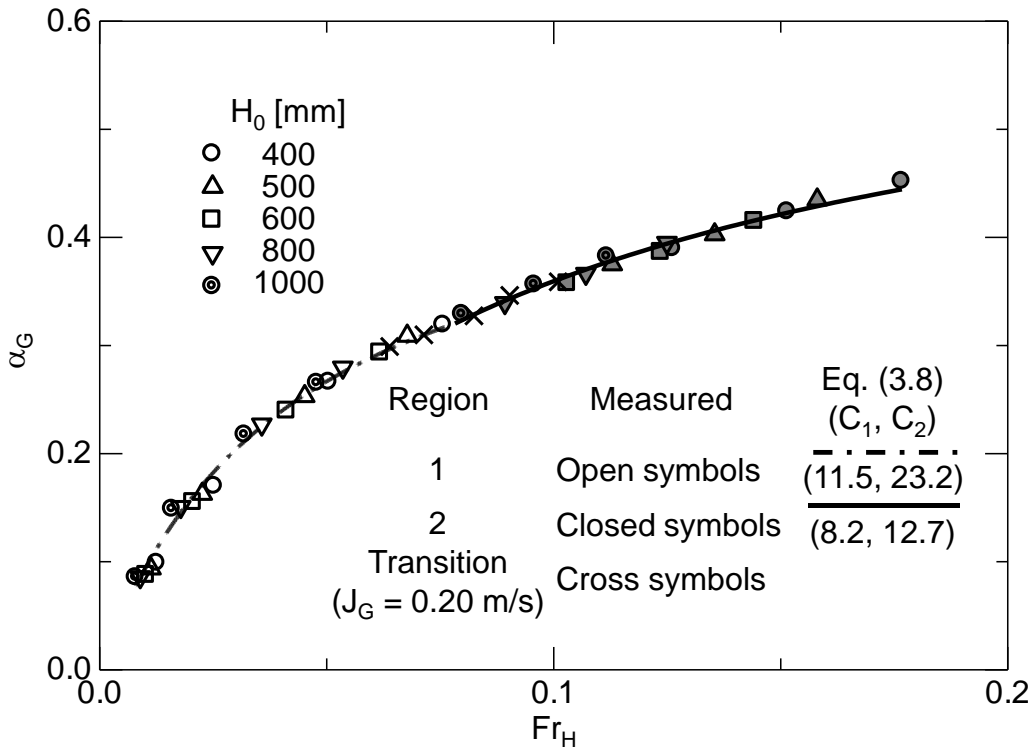


図 3.13 矩形気泡塔のボイド率と式(3.8)との比較

次に、式(3.1)中の $f_D(D_H, J_G, H_0)$ の整理を試みる。図 3.14 に種々の D_H , H_0 及び J_G におけるボイド率を示す。 D_H と H_0 によってボイド率は大きく異なる。本図を Fr_H で整理した結果を図 3.15 に示す。低 D_H においても、種々の H_0 及び J_G におけるボイド率を Fr_H により良好に整理できる。

図 3.16 に D_H 効果乗数 ϕ を示す。ここで $\phi(D_H^*, Fr_H)$ は、 $\phi = \alpha_G(D_H^*, Fr_H) / \alpha_G(D_H^* = 1, Fr_H)$ と定義し、 D_H^* は臨界塔径 (= 200 mm) に対する D_H とした。 ϕ の Fr_H 依存性を無視して、 ϕ を D_H^* のみの関数として次式で表現する。

$$\phi = \min \left[2.61 - \frac{1.11}{0.6 + 7 \times 10^{-6} e^{11.4 D_H^*}}, 1 \right] \quad (3.9)$$

式(3.8)に D_H 効果乗数 ϕ を乗じた式で計算したボイド率を図 3.15 に示す。 ϕ を考慮した相関式で臨界塔径以下の D_H におけるボイド率を概ね良好に評価できている。しかしながら工業上の装置規模に鑑みると、 f_D の整理は差ほど重要ではないと考える。

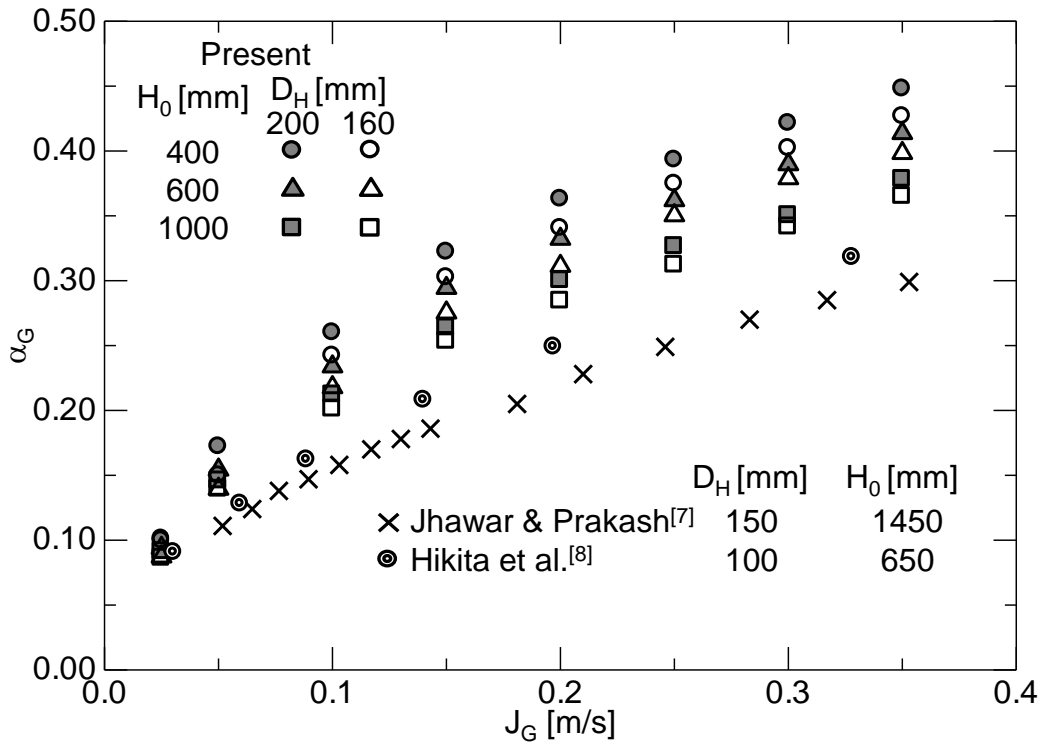


図 3.14 臨界塔径 (200 mm) 以下の D_H におけるボイド率

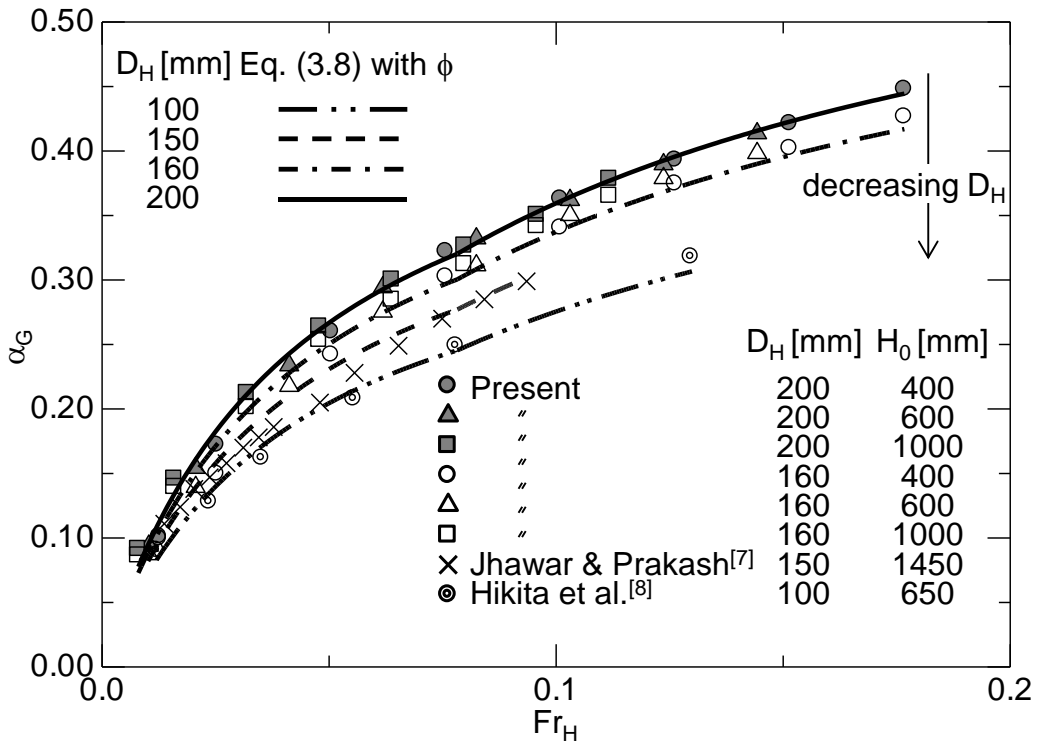


図 3.15 Fr_H vs. α_G ($D_H \leq 200$ mm)

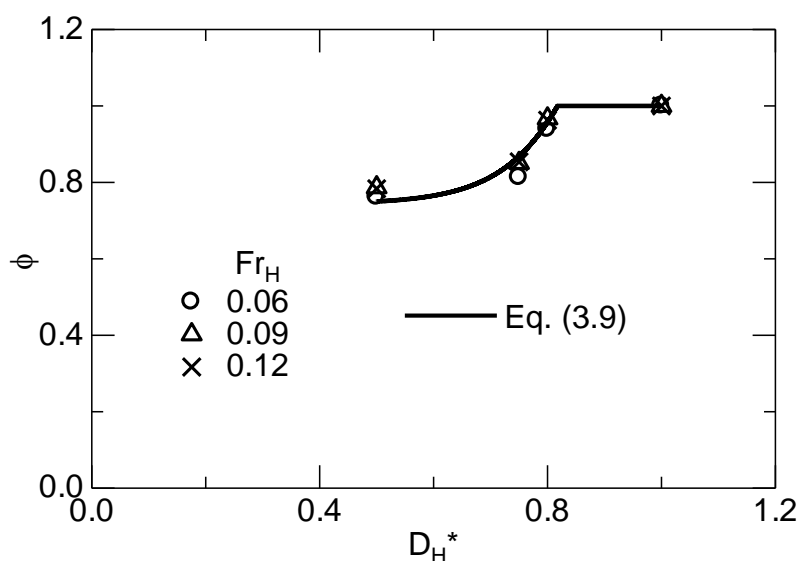


図 3.16 D_H 効果乗数

3.3.2 液相粘度の影響

ボイド率は液相粘度に強く依存することが知られている[5, 9, 10]. そこで, 高粘度の液相におけるフルード数の適用性を検証する. 実験装置には $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔及び $N_h = 37$ の散気板を用いた. その他の実験装置は第2章と同じである. 気相には空気, 液相には温度 $T = 19 \pm 1$ °C 及び常圧の水道水及びグリセリン水溶液を用いた. 液相の物性値を表 3.1 に示す. ここで, C_{GL} はグリセリンの質量濃度である. また, M はモルトン数であり, $M = \mu_L^4(\rho_L - \rho_G)g / \rho_L^2 \sigma^3$ で定義される.

図 3.17 に各 C_{GL} におけるボイド率を示す. いずれの H_0 及び J_G においても, μ_L 増加に伴いボイド率は低下する. Kuncova と Zahradnik[9]及び Ruzicka ら[10]は μ_L 増加に伴い気泡合体が促進されると述べている. このことから, μ_L 増加に伴い平均気泡径が増加し, 気相速度が増加するためボイド率は低下したと考えられる. また, H_0 増加に伴うボイド率の低下傾向は μ_L が変化しても同様であった. 本章のボイド率データを付録 B に整理しておく.

図 3.18 に各 C_{GL} のボイド率を Fr_H で整理した結果を示す. 高粘度の液相であっても, 種々の H_0 及び J_G におけるボイド率を Fr_H により良好に整理できる. また, 式

(3.8)で計算したボイド率を本図に示す. 式(3.8)により, ボイド率を良好に整理できる. 各 C_{GL} における式(3.8)中の係数に注目すると, 各 C_{GL} で C_1 のみを変更することで, μ_L の影響を表現できる.

表 3.1 液相物性 ($T = 19 \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$)

Liquid	C_{GL}	μ_L [mPa·s]	ρ_L [kg/m ³]	σ [N/m]	Log M
Tap water	0	1.0	998	0.072	-10.6
Glycerol-water solution	0.42	4.4	1106	0.071	-8.0

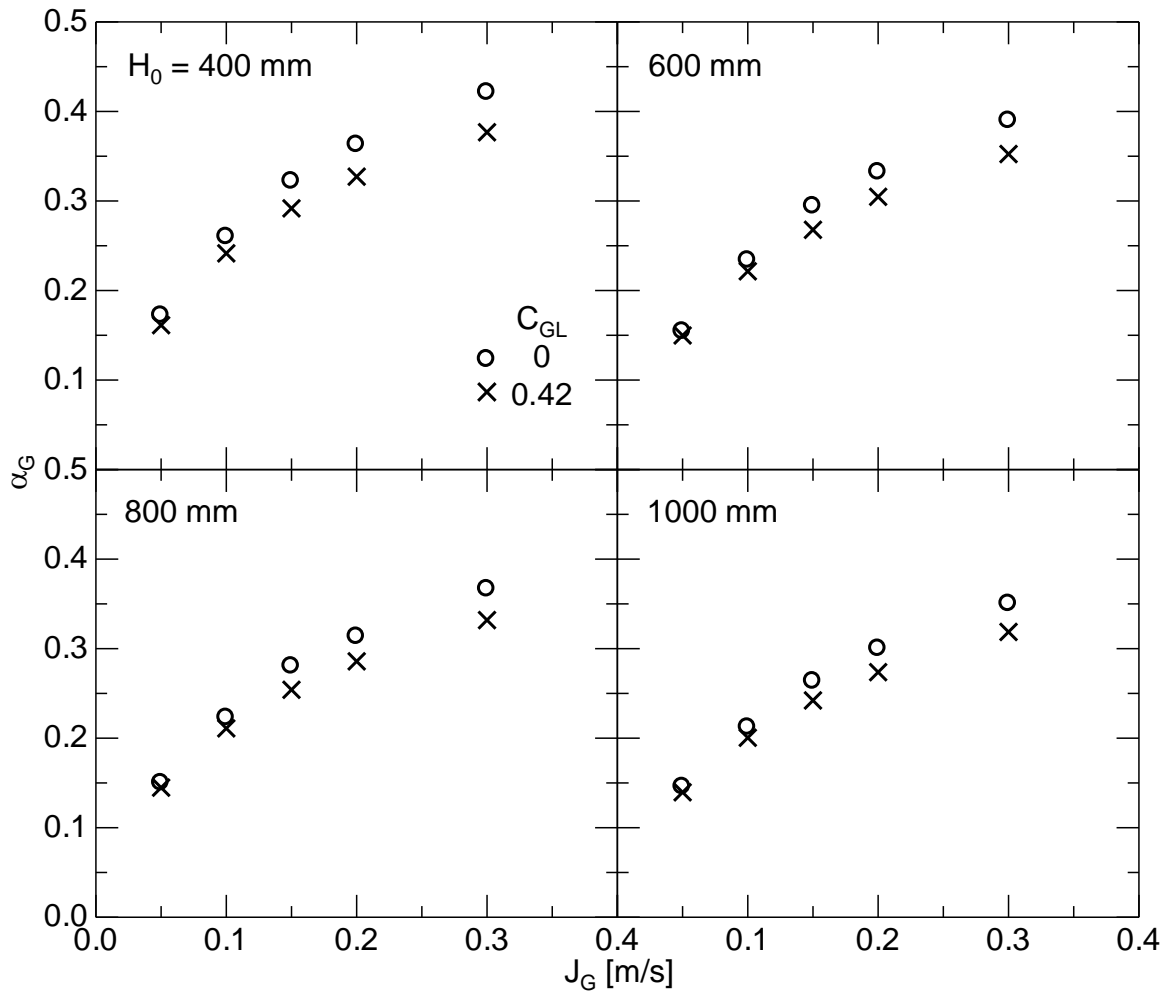


図 3.17 液相粘度がボイド率に及ぼす影響

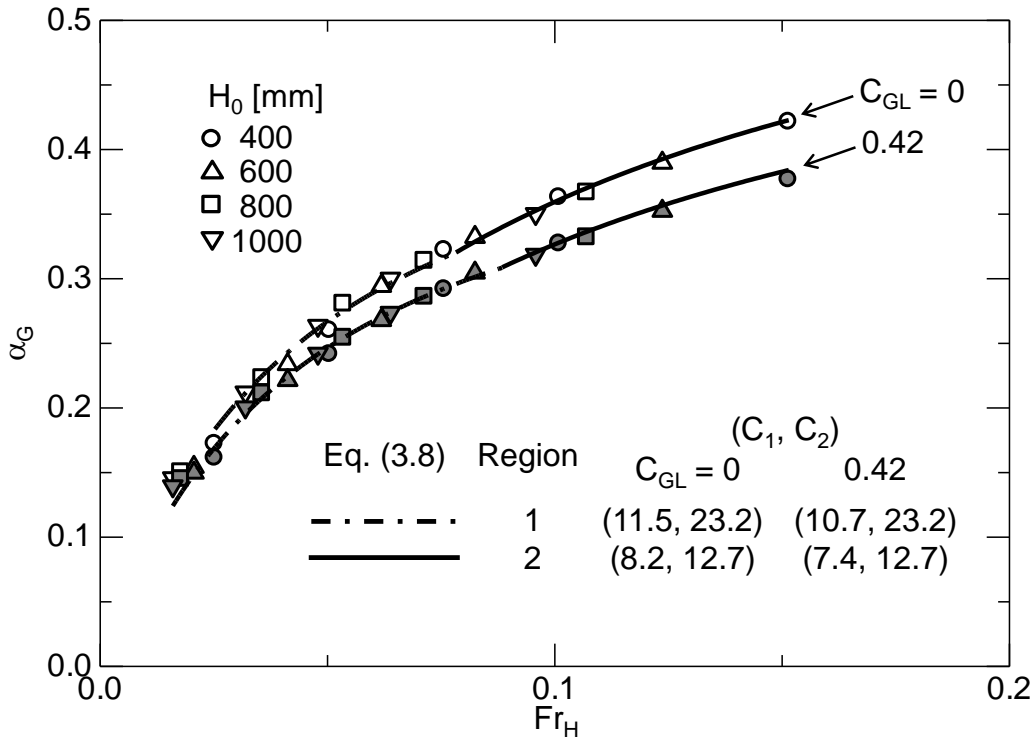


図 3.18 Fr_H vs. α_G

3.4 結言

工業的に利用されている気泡塔の規模は用途によって様々である。従って、ボイド率 α_G が初期液位 H_0 に依存する範囲におけるボイド率を推算するための相関式の整備は重要である。そこで本章では、臨界液位 (~ 2200 mm) 以下の初期液位におけるボイド率の整理方法を気液二相系気泡塔において検討した。その結果、本実験条件において以下の結論を得た。

- (1) 臨界液位以下の H_0 における α_G は、気相体積流束 J_G 及び H_0 を各々代表速度及び代表長さとしたフルード数の関数として良好に整理できる。
- (2) J_G に対する α_G の増加率 $d\alpha_G/dJ_G$ は $J_G \leq 0.20$ m/s では J_G に強く依存し、 $J_G \geq 0.20$ m/s では J_G にほとんど依存しない。これは J_G 増加に伴う大気泡の発生が原因と推察される。 $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 依存性をフルード数によるボイド率相関式に考慮する

ことで、ボイド率を良好に評価できる。

- (3) フルード数によるボイド率相関式は種々の塔形状及び液相粘度に適用可能である。

第3章の参考文献

- [1] 小島博光, 気泡塔の工業的使用状況, 化学装置, (2001) 23–26.
- [2] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, M. Fialová, N.H. Thomas, Effect of bubble column dimensions on flow regime transition, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6117–6124.
- [3] W. Gestrich, W. Rähse, Der relative gasgehalt von blasenschichten, *Chem. Ing. Tech.* 47 (1975) 8
- [4] K. Thaker, D.P. Rao, Effects of gas redispersion and liquid height on gas-liquid hydrodynamics in a Multistage bubble column, *Chem. Eng. Res. Des.* 85 (2007) 1362–1374.
- [5] F. Yoshida, K. Akita, Performance of gas bubble columns: volumetric liquid-phase mass transfer coefficient and gas holdup, *AIChE. J.* 11 (1965) 9–13.
- [6] A. Sarrafi, H. Jamialahmadi, H. Müller-steinhausen, J.M. Smith, Gas holdup in homogeneous and heterogeneous gas-liquid bubble column reactors, *Can. J. Chem. Eng.* 77 (1999) 11–21.
- [7] A.K. Jhavar, A. Prakash, Influence of bubble column diameter on local heat transfer and related hydrodynamics, *Chem. Eng. Res. and Design* 89 (2011) 1996–2002.
- [8] H. Hikita, S. Asai, K. Tanigawa, K. Segawa, M. Kitao, Gas hold-up in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 20 (1980) 59–67.
- [9] G. Kuncová, J. Zahradnik, Gas holdup and bubble frequency in a bubble column reactor containing viscous saccharose solutions, *Chem. Eng. Process.* 34 (1995) 25–34.
- [10] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, P.C. Mena, J.A. Teixeira, Effect of viscosity on homogeneous-heterogeneous flow regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. J.* 96 (2003) 15–22.

第4章

粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

4.1 緒言

前章では気液二相系気泡塔において種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率の整理方法を提案した。スラリー気泡塔において粒子は塔内流動に大きな影響を及ぼすため、粒子が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響に関する研究例は多い[1-13]。その多くは粒子濃度増加に伴いボイド率は低下すると報告している[1, 5-12]。Ojima ら[11, 12]は擬二次元容器を用いて粒子が気泡合体に及ぼす影響を定量的に評価している。粒子濃度を変化させて合体する二気泡間の液膜の排出時間を測定し、粒子の存在により気泡合体が促進されることを明らかにした。この粒子の気泡合体促進効果により粒子濃度増加に伴いボイド率は低下する。また、液膜排出時間の粒子濃度依存性は3次元気泡塔内気泡通過頻度の粒子濃度依存性と類似性があると報告している[11, 12]。

このようにボイド率は粒子濃度に依存することが良く知られており、粒子濃度の影響は既存のスラリー系ボイド率相関式に考慮されている[1, 13, 14]。Koide ら[1]はスラリー気泡塔で初期スラリー液位がボイド率に及ぼす影響を調べ、初期スラリー液位が 1000 mm 以上ではボイド率は初期スラリー液位に依存しないと報告している。Koide ら[1]は初期液位の影響を排除して、スラリー系ボイド率相関式を提案

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

している。これまでに提案されているスラリー系ボイド率相関式は Koide ら[1]の式と同様、ボイド率が初期スラリー液位に依存しないという仮定のもとで作られている。このように、スラリー気泡塔において初期液位がボイド率に及ぼす影響を相関式に取り入れる方法を検討した研究例はない。そこで本章では、まず幅広い気相体積流束、初期スラリー液位及び粒子濃度におけるボイド率の実験データベースを構築する。本実験データベースに基づき、粒子濃度及び初期液位の影響をボイド率相関式に考慮する方法を検討する。

4.2 実験方法及び条件

実験装置は前章までの $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔と同一である。気相には空気を用いた。スラリーは液相と固相から成り、液相には常温 (19 ± 1 °C)・常圧の水道水を、固相にはシリカ粒子（富士シリシア化学，CARiACT®，製品名 Q-10）を用いた。走査型電子顕微鏡（TESCAN, VEGA3 XMU）により撮影したシリカ粒子の画像を図 4.1 に例示する。本図に示すように粒子は概ね球形である。本製品の粒子径分布をレーザ回折/散乱式粒子径分布測定装置（HORIBA, LA-950）を用いて測定した。粒子径の PDF（確率密度関数）及び CDF（累積分布関数）を図 4.2 に示す。粒子の最小径及び最大径は各々 $51 \mu\text{m}$ 及び $344 \mu\text{m}$ であった。本図において、粒子径が $100 \mu\text{m}$ で PDF はピーク値をとり CDF は 0.5 となることから、平均粒子径 d_p は $100 \mu\text{m}$ である。シリカ粒子は親水性であり、純シリカゲルの純水に対する接触角は $15 \pm 3^\circ$ であることが Galet ら[15]によって報告されている。本実験で使用した粒子の接触角も Galet ら[15]の値と同程度であると考えられる。シリカ粒子の真密度 ρ_s 、みかけ密度 ρ_p 及び細孔容積 θ は各々 2250 kg/m^3 、 1320 kg/m^3 及び $1.3 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ である。ここで、粒子のみかけ密度は真密度と細孔内の水の密度との体積重み付け平均で評価した。次式で定義される粒子レイノルズ数は 0.2 である。

$$Re_p = \frac{\rho_L V_{ST} d_p}{\mu_L} \quad (4.1)$$

ここで、 ρ_L は液相密度 [kg/m^3]、 μ_L は液相粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]であり、粒子沈降速度 V_{ST} [m/s]

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

は次式に示すストークス式に基づき評価した.

$$V_{ST} = \frac{(\rho_L - \rho_G)gd_P}{18\mu_L} \quad (4.2)$$

ここで, ρ_G は気相密度 [kg/m^3], g は重力加速度 [m/s^2]である.

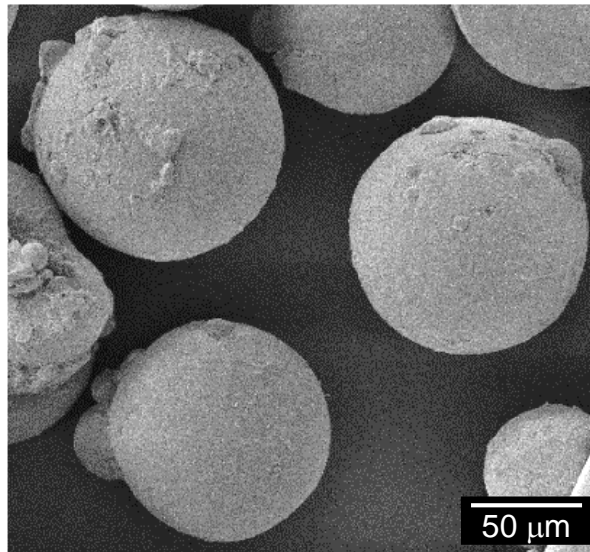


図 4.1 シリカ粒子

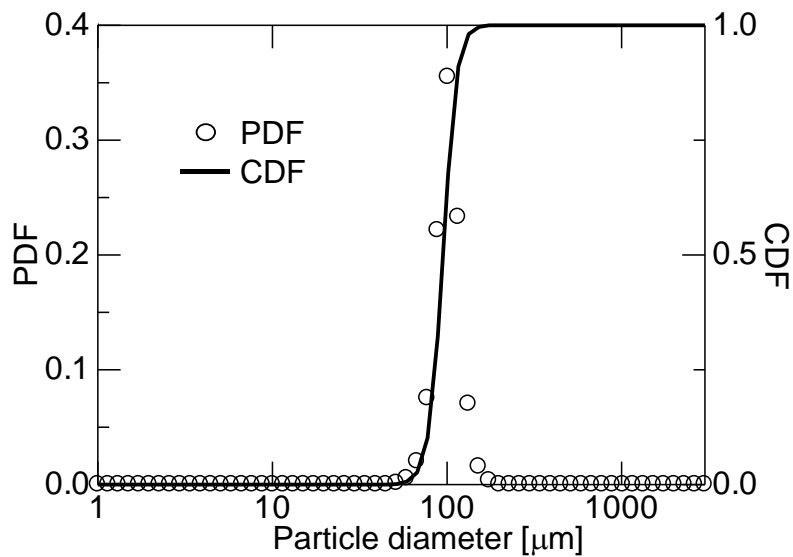


図 4.2 粒子径の PDF 及び CDF

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

粒子の空隙率すなわちポロシティは $\delta = \rho_s \theta / (1 + \rho_s \theta) = 0.75$ である。スラリー中の粒子の細孔は水で満たされると仮定すると、スラリー中の粒子の総体積は固相総体積 V_S と細孔総体積 Θ との和となる。このことから、スラリーの粒子体積濃度は $C_S = (V_S + \Theta) / V_{SL}$ と定義した。ここで、 V_{SL} はスラリーの総体積 ($V_{SL} = \pi D_H^2 H_0 / 4$)、 D_H は塔径 (水力等価直径) [m]、 H_0 は初期スラリー液位 (初期液位) [m]で表される。従って、 C_S は次式で表される。

$$C_S = \frac{\theta M_S}{V_{SL} \delta} \quad (4.3)$$

ここで、 M_S は固相総重量 [kg]である。工業的に利用されるスラリー気泡塔の粒子体積濃度は様々であるが、例えば Fischer-Tropsch 合成 (FT 合成) プロセスでは $C_S \sim 0.4$ という高濃度スラリーで運転される[8]。このため、 C_S は0から0.50とした。 C_S の95%信頼区間における不確かさは0.01であった。 H_0 は400から1200 mmとした。

実験方法は前章までと同様で、塔内に H_0 の高さまで予めスラリーを満たし、散気板より空気を気泡として塔内へと供給した。気相体積流束 J_G は0.025から0.35 m/sとした。粒子の流体への追従性を表す無次元数であるストークス数は次式で表される。

$$St = \frac{\rho_P d_P^2 J_G}{18 \mu_L D_H} \quad (4.4)$$

$J_G = 0.20$ m/s のとき、 $St = 7.3 \times 10^{-4} \ll 1$ となり、粒子は液相流れによく追従する。気泡塔内平均ボイド率の測定には、第2章で記述した高速度カメラと画像処理プログラムとを併用した測定方法を用いた。

4.3 実験結果及び考察

4.3.1 気泡塔内流動及び気泡塔内平均ボイド率

図 4.3 に $C_S = 0.20$ における気泡塔内流動画像を示す。粒子を塔内に投入すると白濁し可視性は著しく低下するため、壁面近傍の気泡のみ可視化されていることに注意されたい。 J_G の増加とともに、気泡の大きさは増加し、 $J_G \geq 0.2 \text{ m/s}$ では第 2 章で観察されたような大気泡の存在が確認できた。 J_G 増加によるスラリー気泡塔内流動の変化の傾向は水-空気系気泡塔と似ていた。

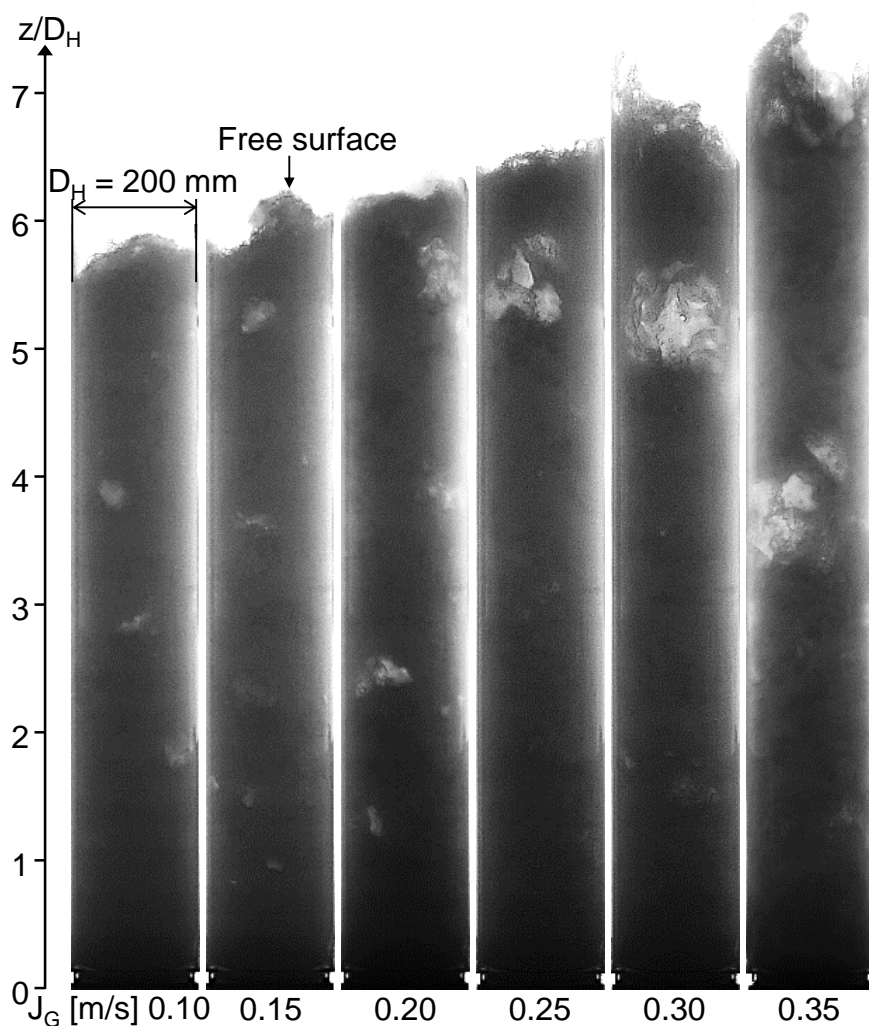


図 4.3 J_G が気泡塔内流動に及ぼす影響 ($C_S = 0.20, H_0 = 1000 \text{ mm}$)

図 4.4 に $J_G = 0.30 \text{ m/s}$ における気泡塔内流動画像を示す。 C_S 増加に伴い自由表面高さが低下している。これは、 C_S 増加に伴いボイド率が低下することを表している。また、 $C_S \geq 0.40$ では、自由表面高さに大きな違いはない。

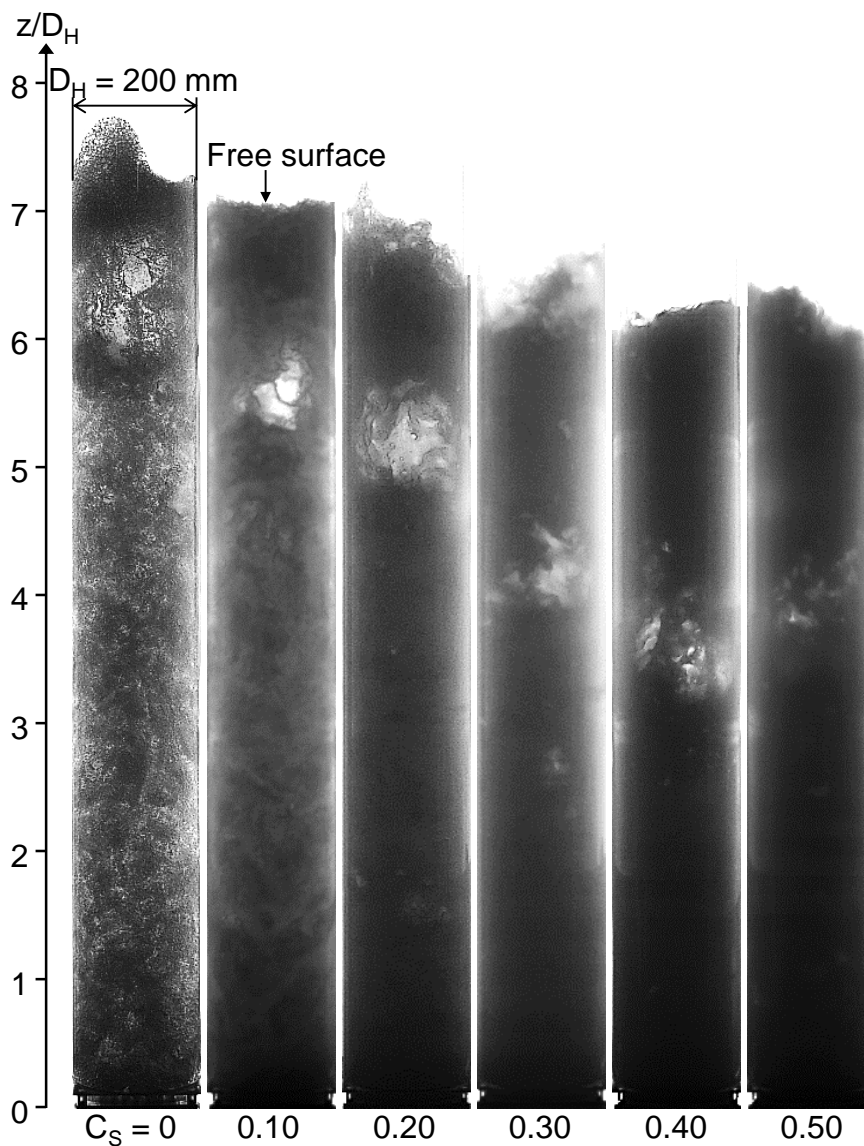


図 4.4 C_S が気泡塔内流動に及ぼす影響 ($J_G = 0.30 \text{ m/s}$, $H_0 = 1000 \text{ mm}$)

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

図4.5に $H_0 = 1000 \text{ mm}$ における気泡塔内平均ボイド率及びボイド率勾配を示す。いずれの C_s においても、 J_G 増加に伴いボイド率は単調増加する。これは純非均質気泡流であることを示している[16]。また、 C_s 増加に伴いボイド率は低下する。この主な原因は、粒子により気泡合体が促進されるため塔内の平均気泡径が増加し、気相速度が増加するためと考えられる[1, 5-12]。 J_G に対する α_G の増加率 $d\alpha_G/dJ_G$ は、 $J_G \leq 0.2 \text{ m/s}$ では J_G 増加に伴い $d\alpha_G/dJ_G$ は低下し、 $J_G \geq 0.2 \text{ m/s}$ では $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 依存性はほとんどない。 J_G に対する $d\alpha_G/dJ_G$ の傾向が大きく変化するときの J_G は C_s にほとんど依存しない。前章と同様に、 J_G 増加とともに $d\alpha_G/dJ_G$ が低下する範囲及び $d\alpha_G/dJ_G$ が J_G に依存しない範囲を各々領域1及び領域2とする。

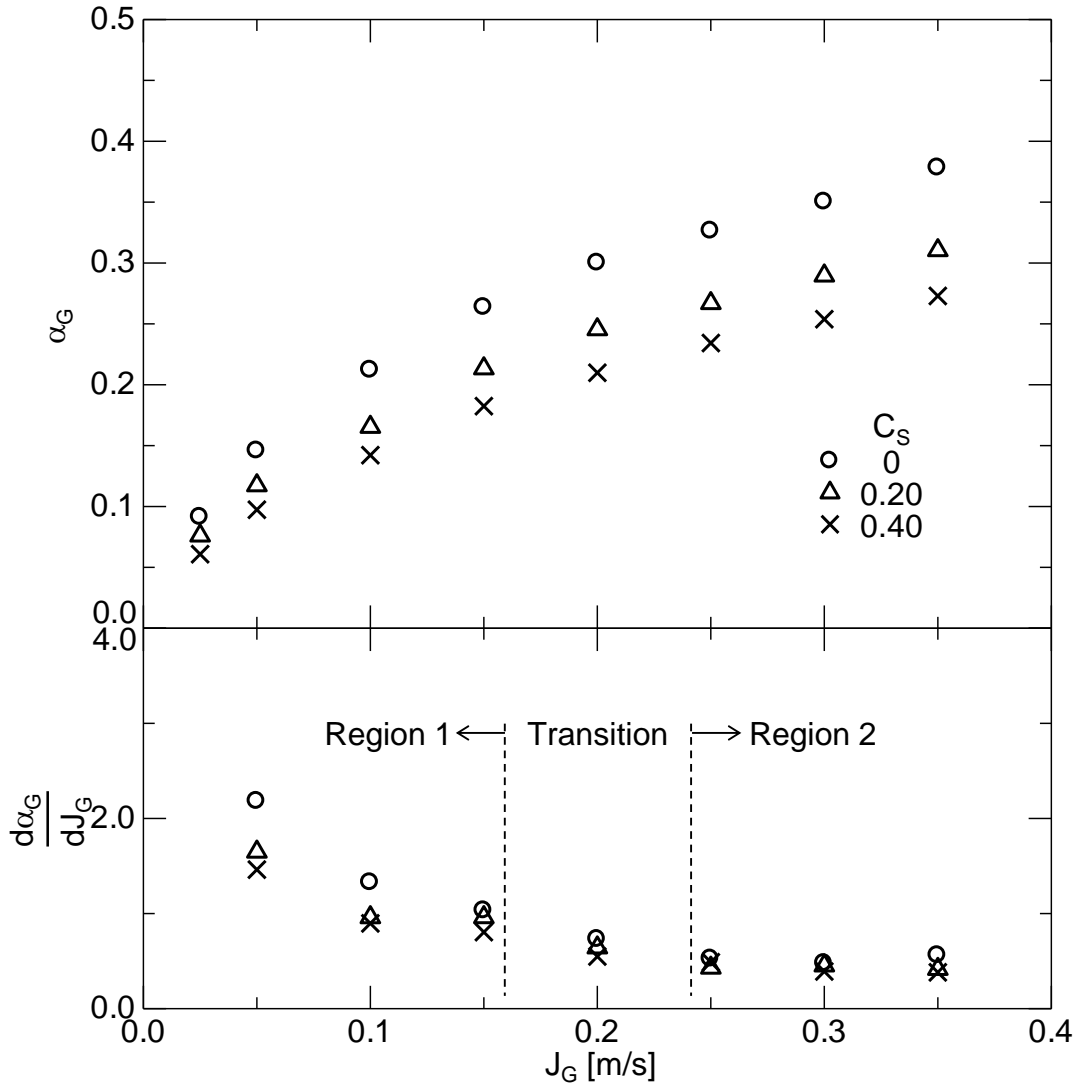


図4.5 気泡塔内平均ボイド率及びボイド率勾配 ($H_0 = 1000 \text{ mm}$)

図 4.6 に $C_S = 0.20$ におけるボイド率及びボイド率勾配を示す. スラリー気泡塔においても, H_0 増加に伴いボイド率は低下する. 図 4.5 と同様に, $J_G \geq 0.2$ m/s では $d\alpha_G/dJ_G$ の J_G 及び H_0 依存性は非常に弱くなる. 従って, $J_G \geq 0.2$ m/s において $d\alpha_G/dJ_G$ は J_G , C_S 及び H_0 にほとんど依存しない. $d\alpha_G/dJ_G$ の結果より, $J_G \leq 0.2$ m/s 及び $J_G \geq 0.2$ m/s を各々領域 1 及び領域 2 とする.

本実験で取得したボイド率データを付録 C に整理しておく.

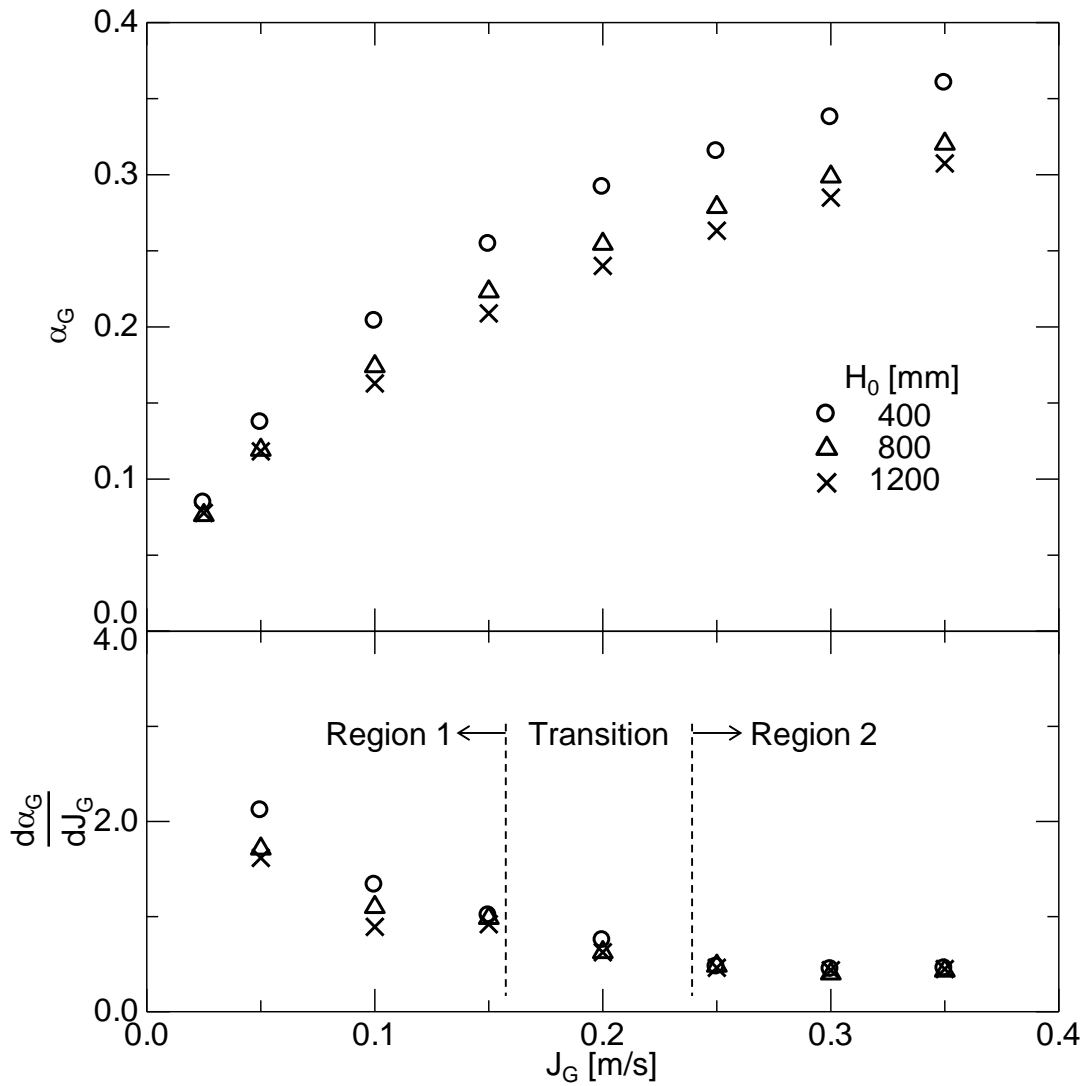


図 4.6 α_G 及び $d\alpha_G/dJ_G$ ($C_S = 0.20$)

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

α_G の H_0 に対する変化を明確にするために、**図4.6**を横軸 H_0 に表記しなおした (**図4.7**)。 J_G が一定のもとで、 α_G は H_0 増加に伴い低下する。これは前章と同様に、 H_0 増加に伴い気泡の液中滞留時間が長くなり気泡合体により塔内の平均気泡径が増加するためと考えられる。 $J_G \leq 0.05$ m/s では、ボイド率の H_0 依存性は $H_0 \sim 800$ mmで弱くなっている。 Koide ら[1]は $C_S \leq 0.04$ において α_G を測定し、 $H_0 \geq 1000$ mmでは α_G は H_0 に依存しなくなると報告している。 低 J_G では、Koide らの報告と同様の結果が得られた。 一方、 $J_G \geq 0.10$ m/s においては $H_0 = 1000$ mmであっても、ボイド率は低下傾向にある。

図4.8に $C_S = 0, 0.20$ 及び 0.40 において、 $H_0 = 400$ mmのボイド率で他の H_0 のボイド率を規格化した結果を示す。 規格化したボイド率は H_0 増加に伴い低下する。 また、いずれの J_G においても規格化したボイド率は C_S にほとんど依存しない。 従って、第2章で示した臨界液位 (~ 2200 mm) は C_S に依存しないと推定できる。

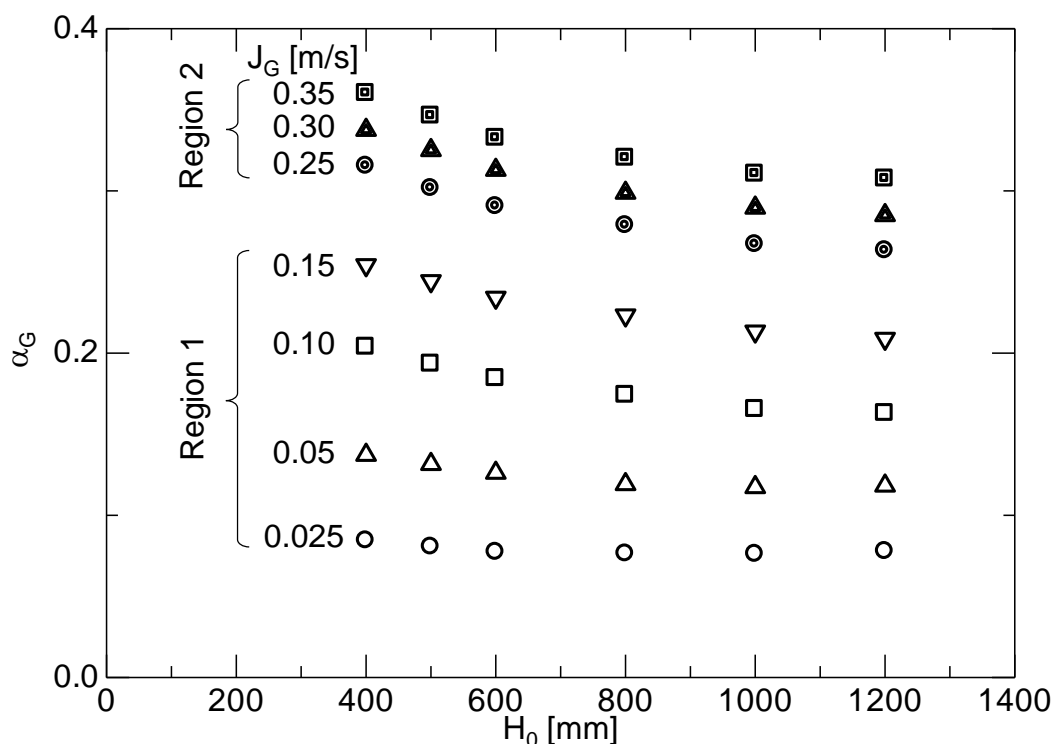


図4.7 H_0 が α_G に及ぼす影響 ($C_S = 0.20$)

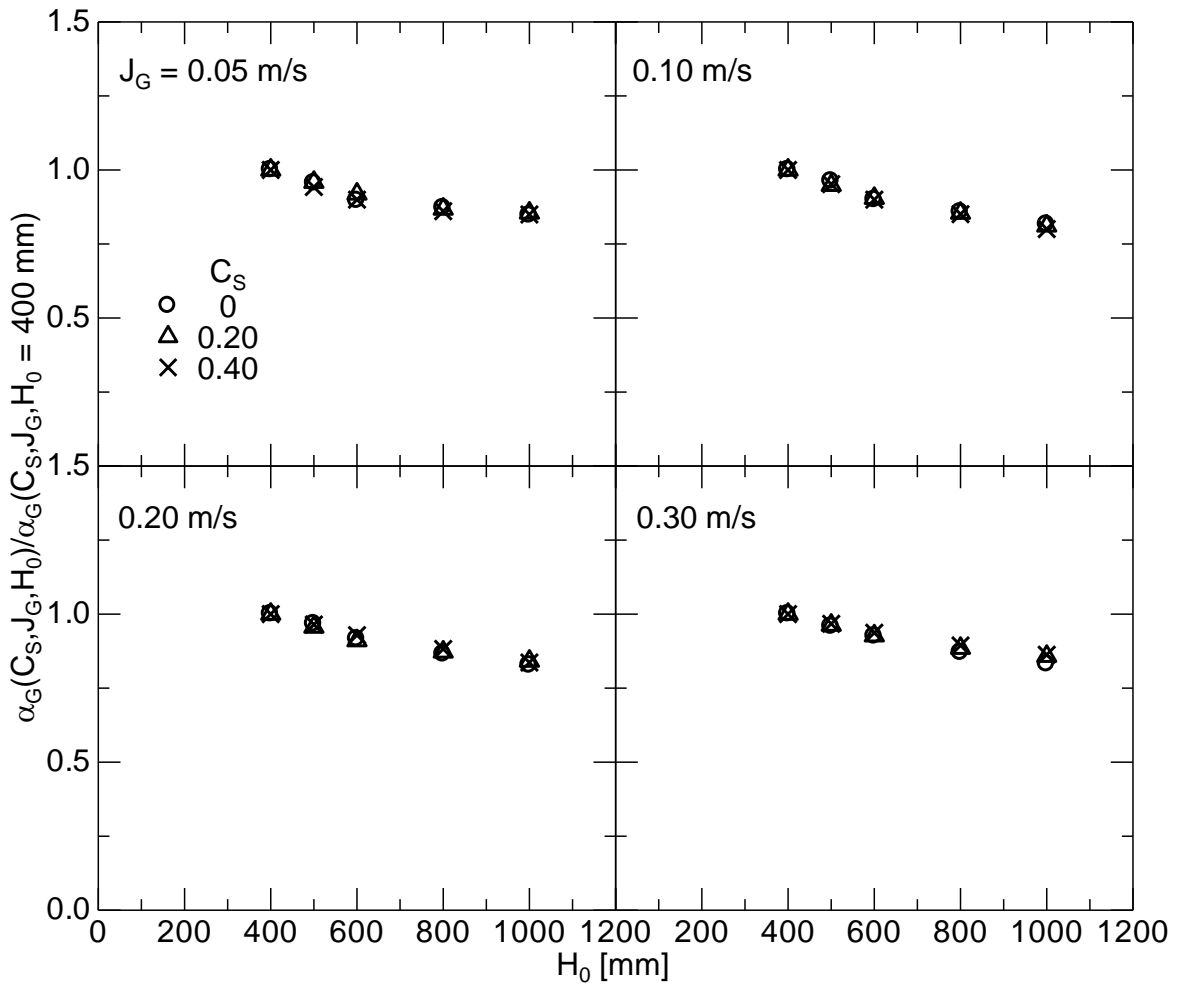


図 4.8 H_0 に関して規格化したボイド率

図 4.9 に $H_0 = 400$ 及び 1000 mm におけるボイド率を示す. いずれの H_0 及び J_G においても, 粒子の気泡合体促進効果により C_S 増加に伴い α_G は低下する. $C_S \geq 0.4$ では, α_G は C_S にほとんど依存しない.

Ojima ら[11, 12]は, C_S が気泡合体に及ぼす影響を定量的に評価するために, 擬二次元容器を用いて二気泡が接触後合体に要する時間, すなわち液膜排出時間 t_c を, C_S を変化させて測定している. t_c は図 4.10 に示すように, 二気泡の界面間距離がほぼ一定に保たれる時間として定義される[11, 12]. 100 個の気泡ペアの t_c の平均値 \bar{t}_c を図 4.11 に示す. C_S 増加に伴い \bar{t}_c は低下する, すなわち粒子により気泡合体が促進される. また, 粒子の気泡合体促進効果は C_S が 0.45 程度以上ではほとんど変化しなくなる. このため, $C_S \geq 0.45$ において α_G は C_S にほとんど依存しなくなったと考えられる (図 4.9)

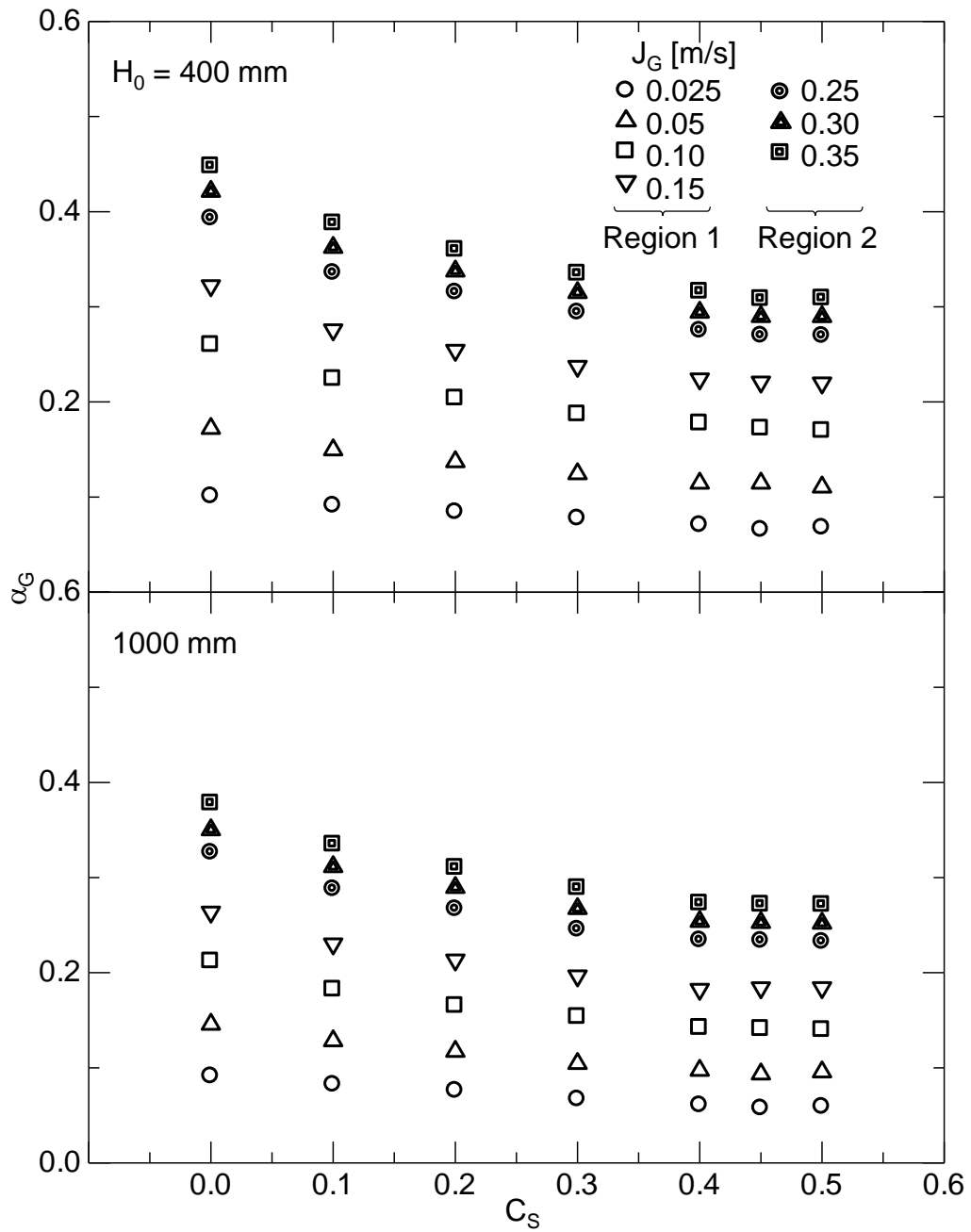


図 4.9 C_s が α_G に及ぼす影響

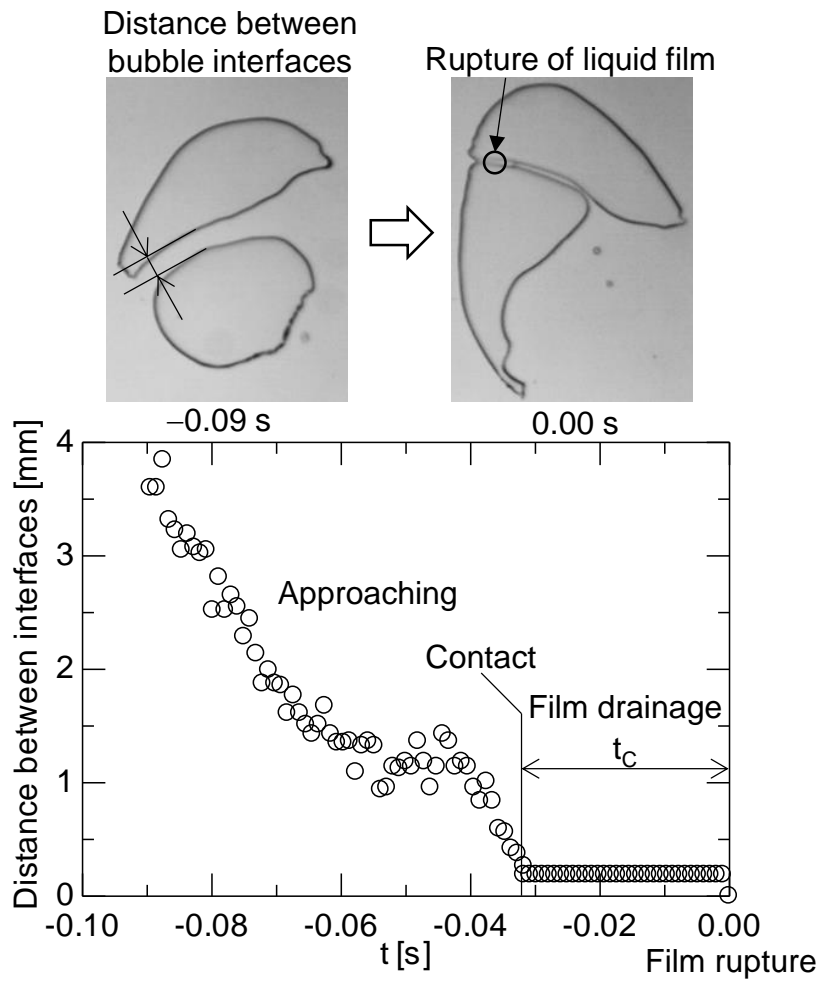


図 4.10 合体する二気泡の界面間距離 [11, 12]

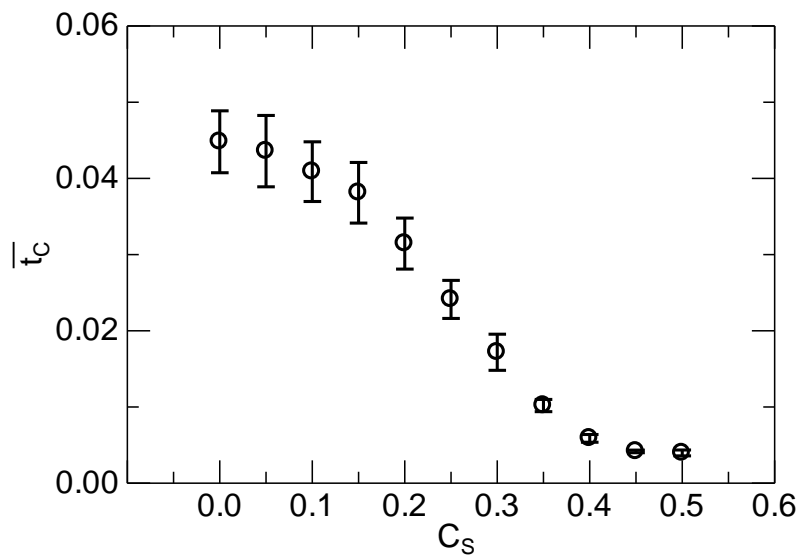


図 4.11 C_s が t_c に及ぼす影響 [11, 12]

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

図 4.12 に \bar{t}_c と規格化したボイド率 α_G^* との比較を示す。ここで、 α_G^* は次式で定義した。

$$\alpha_G^* = \frac{\alpha_G(H_0, J_G, C_S)}{\alpha_G(H_0, J_G, 0)} \quad (4.5)$$

α_G^* と \bar{t}_c は強い相関関係にある。従って、擬二次元容器と気泡塔における粒子の気泡合体促進効果には強い類似性があると言える。Ojima ら[12]は \bar{t}_c と気泡塔内の局所気泡通過頻度を比較し、両者には強い相関関係があると報告しており、この原因を気泡界面と粒子との相互作用は局所的な現象であり、周囲の巨視的な流れには依存しないためと考察している。気泡通過頻度よりさらにマクロな量である気泡塔内平均ボイド率においても同様の結果が得られた。

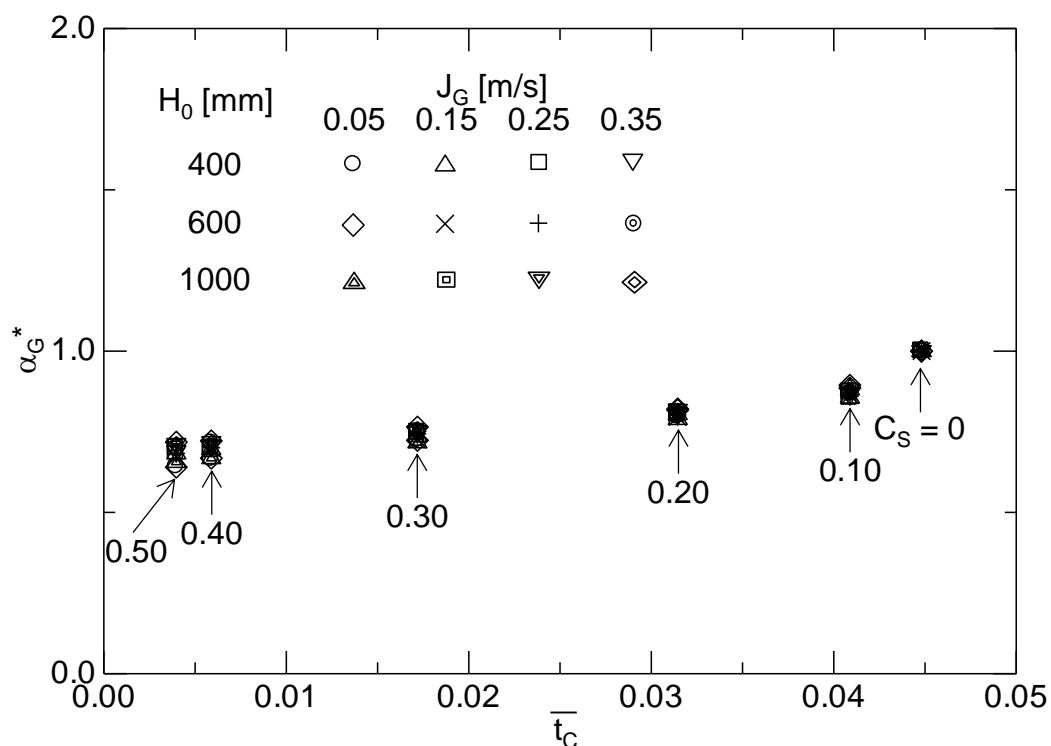


図 4.12 α_G^* と \bar{t}_c の比較

4.3.2 スラリー系ボイド率相関式

これまでに、いくつかのスラリー系ボイド率相関式が提案されている。次式に Smith ら[13]が提案した相関式を示す。

$$\alpha_G = \frac{J_G}{2.25J_G + 0.339\mu_{SL}^{0.016} \left(\frac{\rho_{SL}\sigma}{72} \right)^{0.31}} \quad (4.6)$$

ここで、 μ_{SL} はスラリーのみかけ粘度 [Pa·s]、 ρ_{SL} はスラリーのみかけ密度 [kg/m³]、及び σ は表面張力 [N/m]である。 ρ_{SL} は $\rho_{SL} = (1-C_S)\rho_L + C_S\rho_P$ で与えられる。Smith ら[13]は μ_{SL} を次式で評価している。

$$\mu_{SL} = \mu_L \exp\left(\frac{5C_S}{3(1-C_S)} \right) \quad (4.7)$$

本式は $J_G = 0.02\text{--}0.2$ m/s, $D_H = 108$ mm, $\rho_L = 820\text{--}1100$ kg/m³, $\rho_P = 2500$ 及び 8770 kg/m³, 粒子径 $d_P = 48.5\text{--}194$ μm , $C_S < 0.1$ の実験範囲で作成されている。

Koide ら[1]は, $J_G = 0.03\text{--}0.15$ m/s, $D_H = 140\text{--}300$ mm, $H_0 > 1000$ mm, $\rho_L = 997\text{--}1178$ kg/m³, $\rho_P = 2500$ kg/m³, $d_P = 47.5\text{--}192$ μm , $C_S = 0\text{--}0.08$ の実験条件でボイド率を測定し, 次の相関式を提案している。

$$\frac{\alpha_G}{(1-\alpha_G)^4} = \frac{0.277 \left(\frac{J_G \mu_L}{\sigma} \right)^{0.918} \left(\frac{g \mu_L^4}{\rho_L \sigma^3} \right)^{-0.252}}{1 + 4.35 C_S^{0.748} \left(\frac{\rho_P - \rho_L}{\rho_L} \right)^{0.881} \left(\frac{D_H J_G \rho_L}{\mu_L} \right)^{-0.168}} \quad (4.8)$$

本式の適用範囲は, $1.64 \times 10^{-4} \leq J_G \mu_L / \sigma \leq 2.92 \times 10^{-2}$, $1.69 \times 10^{-11} \leq g \mu_L^4 / \rho_L \sigma^3 \leq 2.84 \times 10^{-6}$, $0 \leq C_S \leq 0.08$, $1.12 \leq (\rho_P - \rho_L) / \rho_L < 7.80$, $3.15 \times 10^2 < D_H J_G \rho_L / \mu_L < 4.82 \times 10^4$ である。

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

Fan ら[14]は, $J_G = 0.05\text{--}0.69$ m/s, $D_H = 100$ mm, $H_0 = 500$ mm, $\rho_L = 846\text{--}878$ kg/m³, $\rho_P = 2440$ kg/m³, $d_P = 100$ μm , $C_S = 0081$ 及び 0.191 の実験範囲で以下の相関式を作成している.

$$\frac{\alpha_G}{1-\alpha_G} = 2.9[\cosh(M_{SL}^{0.054})]^{-4.1} \left(\frac{J_G^4 \rho_G}{\sigma g} \right)^{0.21 M_{SL}^{0.0079}} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.096 M_{SL}^{-0.011}} \quad (4.9)$$

Fan ら[14]はスラリー系モルトン数を次式で定義している.

$$M_{SL} = \frac{\xi^4 \mu_L^4 (\rho_{SL} - \rho_G) g}{\rho_{SL}^2 \sigma^3} \quad (4.10)$$

ここで, ξ は粒子がスラリーのみかけ粘度に及ぼす影響を表す係数であり次式で定義される.

$$\ln \xi = 4.6 C_S [5.7 C_S^{0.58} \sinh(-0.71 e^{-5.8 C_S} \ln M^{0.22}) + 1] \quad (4.11)$$

ここで, M は気液二相系モルトン数であり, $M = \mu_L^4 (\rho_L - \rho_G) g / \rho_L^2 \sigma^3$ で定義される. 本相関式の適用範囲は, $J_G = 0.05\text{--}0.69$ m/s, $D_H = 100\text{--}690$ mm, $H_C/D_H > 5$, $\rho_L = 668\text{--}2965$ kg/m³, $\mu_L = 0.29\text{--}30$ mPa \cdot s, $\sigma = 0.019\text{--}0.073$ N/m, $\rho_G = 0.2\text{--}90$ kg/m³, $\rho_P = 2200\text{--}5730$ kg/m³, $d_P = 20\text{--}143$ μm , $C_S = 0\text{--}0.40$ である. Smith ら[13]及び Koide ら[1]の式は $C_S < 0.1$ の低濃度スラリーを対象としており, Fan ら[14]は $C_S \leq 0.40$ の幅広い C_S を対象としている. これらの式は初期液位がボイド率に及ぼす影響を考慮していない.

まずは, 既存のスラリー系相関式により本実験結果の C_S の影響を表現できるか否かを検討しておく. $C_S = 0, 0.10$ 及び 0.4 における既存式と実験データとの比較を図 4.13 に示す. ここで, 各式と $C_S = 0$ の実験値 ($H_0 = 1000$ mm) との差を小さくするために, Smith ら[13], Koide ら[1]及び Fan ら[14]の式に各々 1.1, 2.1 及び 1.1 の値を乗じた. $C_S > 0$ において, ボイド率の計算値と実験値は大きく異なる. 従って, 既存の相関式では, 粒子濃度がボイド率に及ぼす影響を良好に評価することができない.

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

第3章では、気液二相系気泡塔において、種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率を次式に示すフルード数によって整理できることを示した。

$$Fr_H = \frac{J_G}{\sqrt{gH_0}} \quad (4.12)$$

Fr_H でスラリー系ボイド率を整理した結果を図4.14に示す。いずれの粒子濃度でも、種々の J_G 及び H_0 におけるボイド率を Fr_H により良好に整理できている。従って、スラリー気泡塔においても Fr_H は適用可能である。

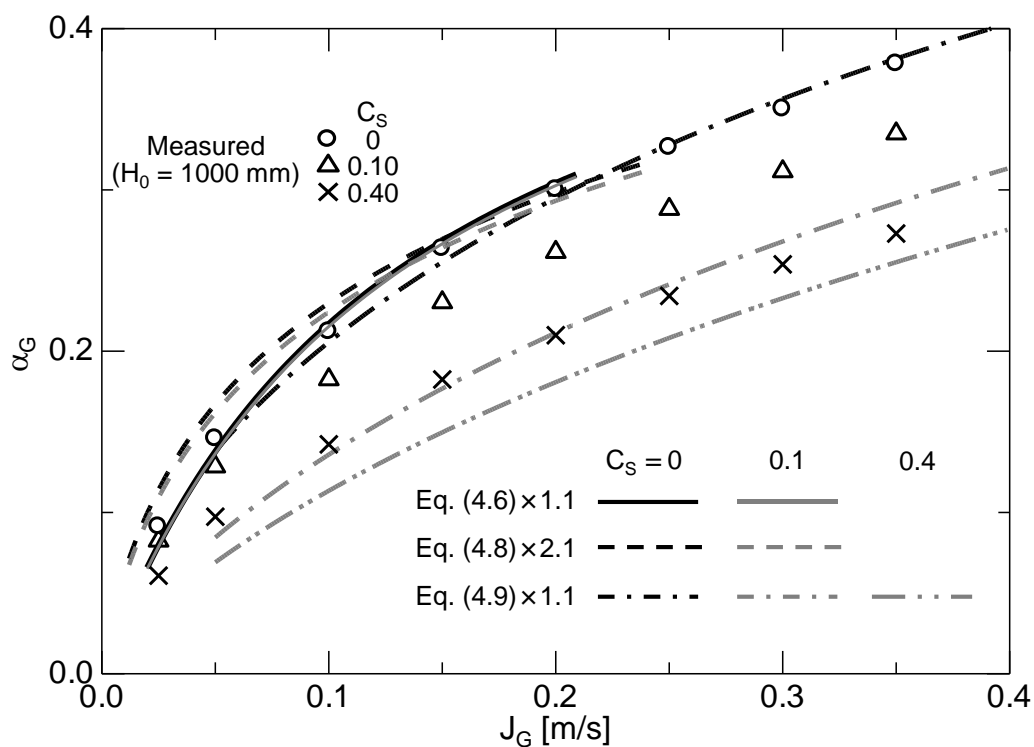


図4.13 既存のスラリー系ボイド率相関式と実験データとの比較

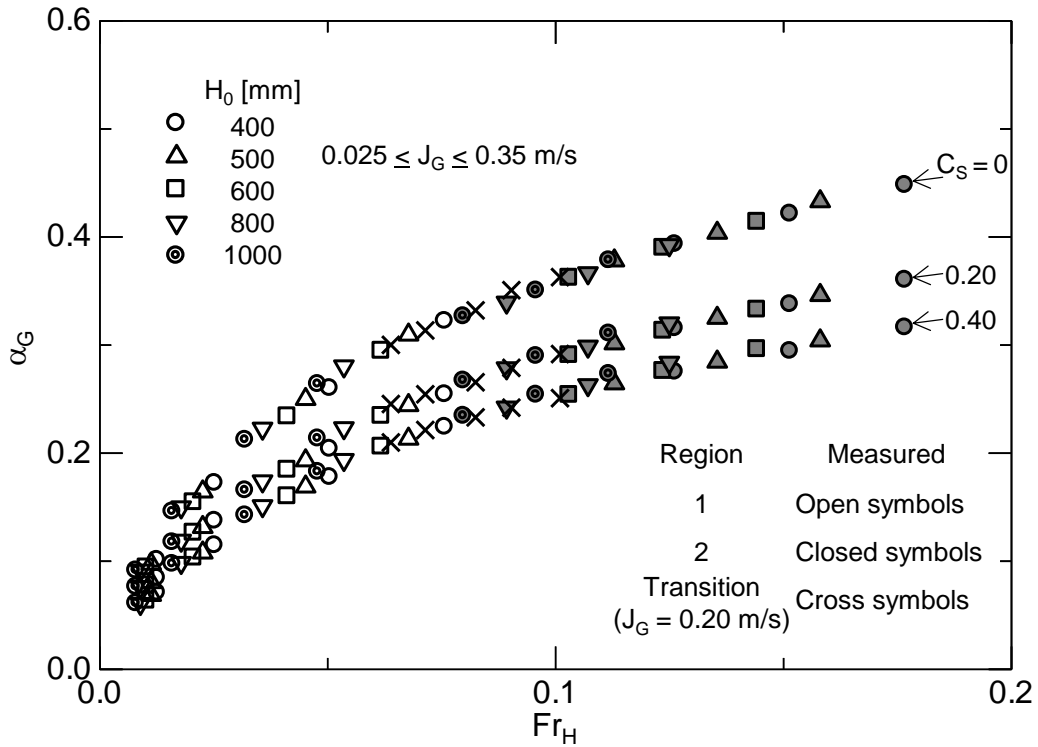


図 4.14 Fr_H vs. α_G ($C_s = 0, 0.20$ 及び 0.40)

Fr_H を考慮したボイド率相関式を次式に示す.

$$\alpha_G = \max \left[\frac{C_1^{R1} Fr_H}{1 + C_2^{R1} Fr_H}, \frac{C_1^{R2} Fr_H}{1 + C_2^{R2} Fr_H} \right] \quad (4.13)$$

ここで、 C_1^R 及び C_2^R は係数であり、上付添字の R は各々領域 1 及び領域 2 における値を意味する。第 3 章で本式の μ_L が異なる体系への適用性を検証した際、 C_1^R のみを変更することで、 μ_L がボイド率に及ぼす影響を良く表現できた。従って、次式に示すように水-空気系ボイド率 α_G^w に粒子効果乗数 η を乗ずることで、粒子効果をボイド率相関式へ考慮できる可能性がある。

$$\alpha_G = \eta \alpha_G^w \quad (4.14)$$

ここで、 α_G^w は水-空気系ボイド率であり式(4.13)で評価する。式(4.13)の係数には

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

水-空気系の値, $(C_1^{R1}, C_2^{R1}) = (11.5, 23.2)$ 及び $(C_1^{R2}, C_2^{R2}) = (8.2, 12.7)$ を用いる.

η の評価には式(4.5)の規格化したボイド率 α_G^* を利用する. 図 4.15 に α_G^* を η として C_S に対して再度記述する. η は C_S 増加に伴い低下し, $C_S \geq 0.45$ において, η は C_S にほとんど依存しなくなる. η の J_G 及び H_0 依存性はあるが, η は C_S のみの関数として次式で評価する.

$$\eta(C_S) = 1 - \frac{C_S}{0.56 + 2C_S} \quad (4.15)$$

本式を式(4.14)の粒子効果乗数に用いる.

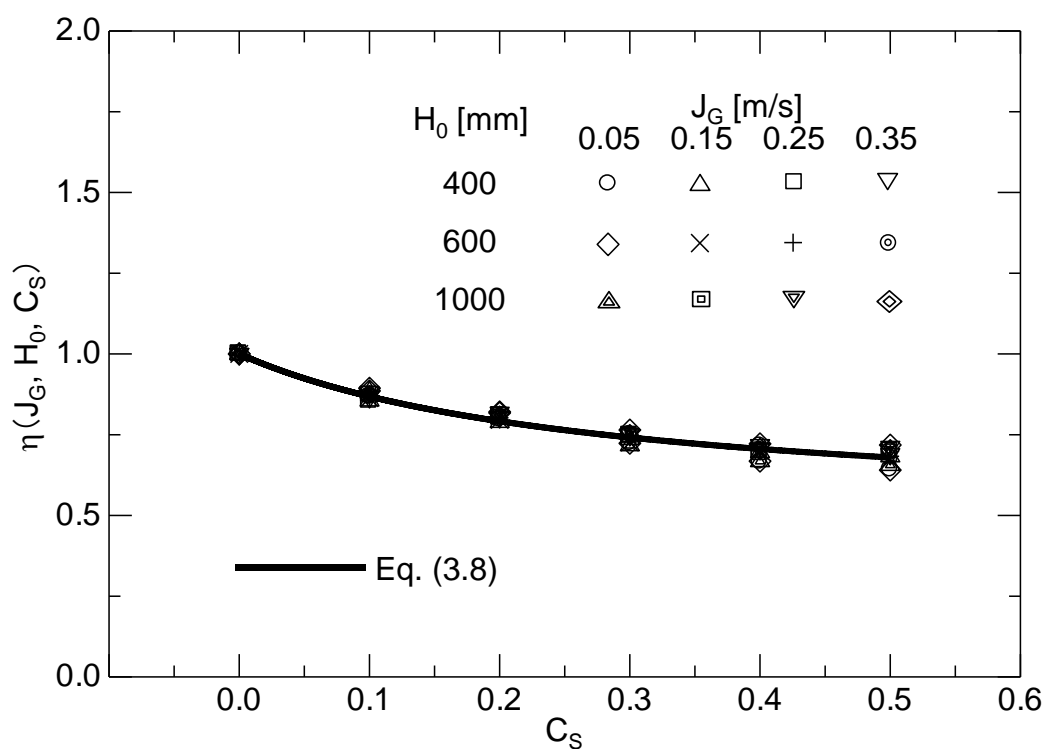


図 4.15 粒子効果乗数 η

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

式(4.14)と実験データとの比較を図 4.16 に示す. いずれの C_S においても, ボイド率の計算値と実験値は良好に一致している. また, 全 C_S におけるボイド率の計算値と実験値との比較を図 4.17 に示す. 全実験データのうち 93%は本式により $\pm 10\%$ 以内の誤差で評価できている. 従って, 式(1.14)に示すように α_G^w に η を乗ずることで簡単に C_S の影響を相関式に取り込むことができる.

付録 A では粒子径が異なる場合においても Fr_H は適用可能であることを示している. また, η に粒子径の影響を取り込むことで粒子径の影響を相関式に考慮できる見通しを得た.

以上より, 粒子濃度がボイド率に及ぼす影響を粒子効果乗数 η によって良好に評価できることがわかった. これは, 図 4.14 に示したように η の J_G 及び H_0 依存性が小さいためである. 従って, 式(4.14)の α_G^w の評価に, 第 2 章の係数を修正した Akita と Yoshida[17] または Koide ら[1] の気液二相系相関式を利用すれば, 臨界塔径及び臨界液位以上の塔径及び初期液位におけるスラリー気泡塔内平均ボイド率を評価できる見通しを得た.

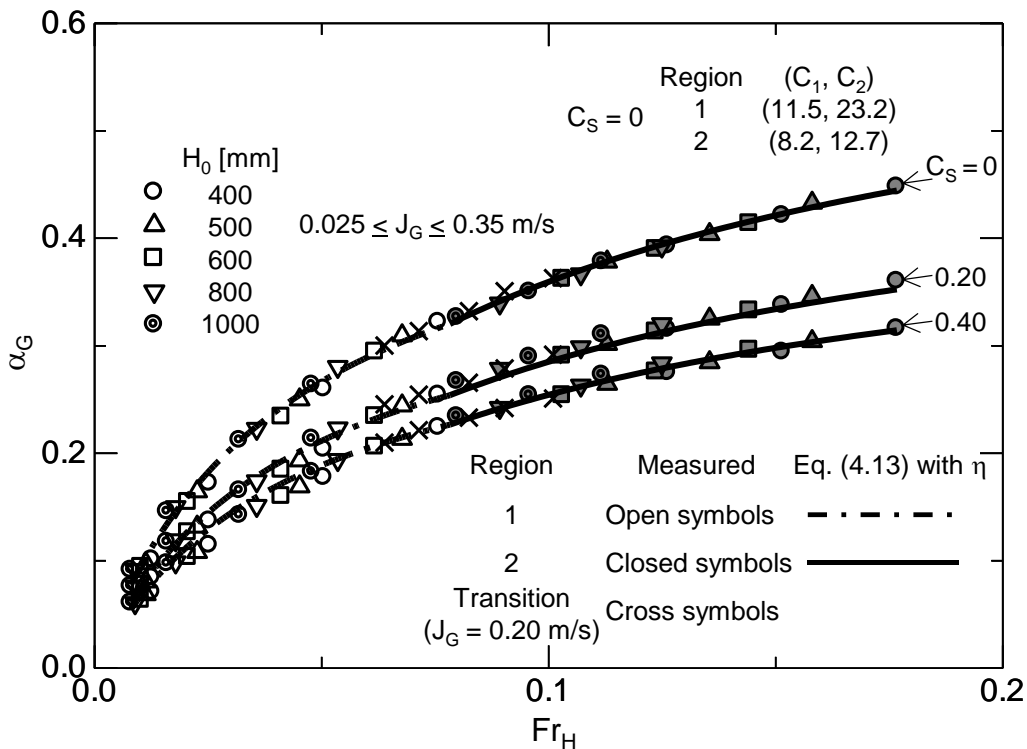


図 4.16 スラリー系ボイド率相関式

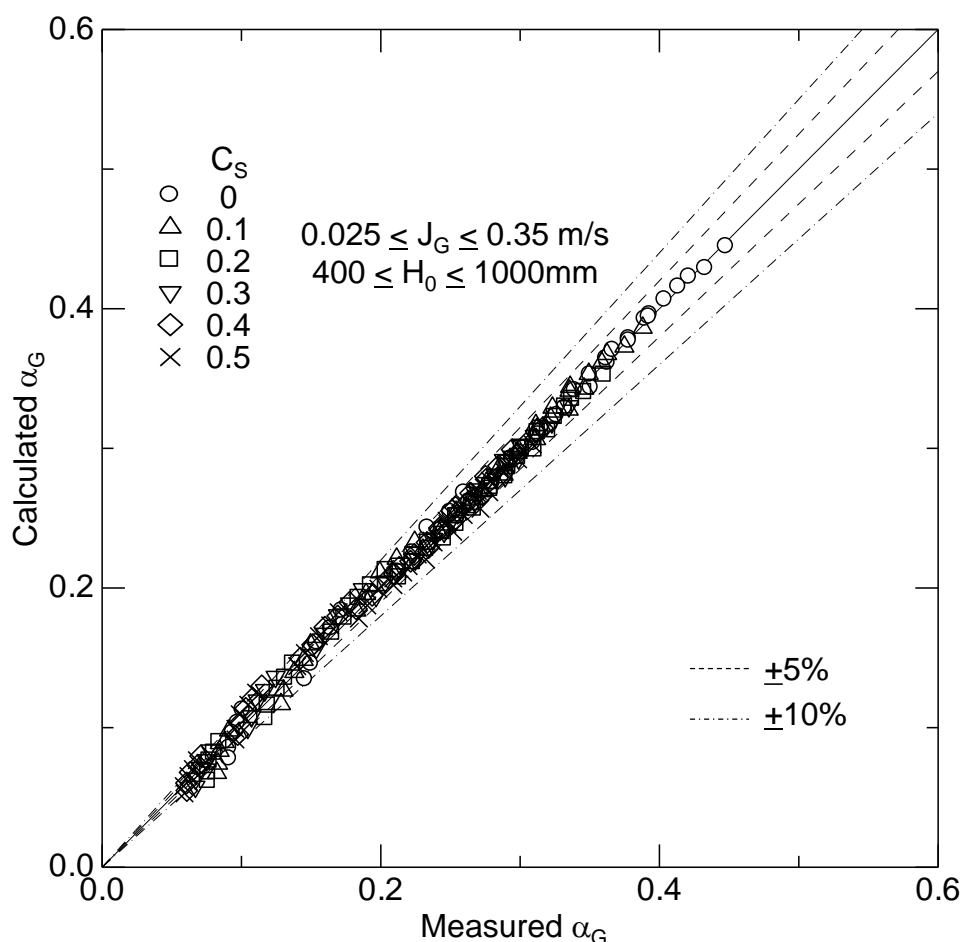


図 4.17 ボイド率の実験値と式(4.14)との比較

4.4 結言

本章では、幅広い気相体積流束、初期スラリー液位及び粒子濃度におけるボイド率の実験データベースを構築し、本実験データベースに基づき粒子濃度及び初期液位の影響をボイド率相関式に考慮する方法を検討した。その結果、本実験条件において以下の結論を得た。

- (1) 粒子濃度増加に伴い気泡合体が促進されボイド率は低下する。粒子による気泡合体促進効果は粒子濃度が 0.45 程度で変化しなくなるため、この値以上の粒子

第4章 粒子濃度及び初期スラリー液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

濃度ではボイド率は粒子濃度に依存しなくなる。

- (2) 種々の気相体積流束及び初期スラリー液位におけるボイド率を、これらパラメータを各々代表速度及び代表長さとしたフルード数によって良好に整理できる。
- (3) 粒子濃度がボイド率に及ぼす影響の気相体積流束及び初期スラリー液位依存性は小さい。従って、粒子濃度のみを変数とした粒子効果乗数を気液二相系ボイド率相関式に乗じることで、粒子濃度の影響を相関式に考慮できる。

第4章の参考文献

- [1] K. Koide, A. Takazawa, M. Komura, H. Matsunaga, Gas holdup and volumetric liquid-phase mass transfer coefficient in solid-suspended bubble columns, *J. Chem. Eng. Japan* 17 (1984) 459–466.
- [2] A. Tsutsumi, Y.H. Kim, S. Togawa, K. Yoshida, Classification of three-phase reactors, *Sādhanā*, 10 (1987) 247–259.
- [3] A. Yasunishi, M. Fukuda, K. Muroyama, Measurement of behavior of gas bubbles and gas holdup in a slurry bubble column by a dual electroresistivity probe method, *J. Chem. Eng. Japan*, 19 (1986) 444–449.
- [4] A.S. Khare, J.B. Joshi, Effect of fine particles on gas hold-up in three-phase sparged reactors, *Chem. Eng. J.* 44 (1990) 11–25.
- [5] R. Krishna, J.W.A. de Swart, J. Ellenberger, G.B. Martina, C. Maretto, Gas holdup in slurry bubble columns: effect of column diameter and slurry concentrations, *AIChE J.* 43 (1997) 311–316.
- [6] H. Li, A. Prakash, Heat transfer and hydrodynamics in a three-phase slurry bubble column. *Ind. Eng. Chem. Res.* 36 (1997) 4688–94.
- [7] B. Gandhi, A. Prakash, M.A. Bergougnou, Hydrodynamic behavior of slurry bubble column at high solids concentrations, *Powder Technol.* 103 (1999) 80–94.
- [8] H. Li, A. Prakash, Influence of slurry concentrations on bubble population and their rise velocities in a three-phase slurry bubble column, *Powder Technol.* 113 (2000) 158–167.

- [9] C.O. Vandu, R. Krishna, Volumetric mass transfer coefficients in slurry bubble columns operating in the churn-turbulent flow regime. *Chem. Eng. Sci.* 59 (2004) 5417–5423.
- [10] P.C. Mena, M.C. Ruzicka, F.A. Rocha, J.A. Teixeira, J. Drahoš, Effect of solids on homogeneous-heterogeneous flow regime transition in bubble columns, *Chem. Eng. Sci.* 60 (2005) 6013–6026.
- [11] S. Ojima, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of hydrophilic particles on bubbly flow in slurry bubble column, *Int. J. Multiphase Flow* 58 (2014) 154–167.
- [12] S. Ojima, S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of particle diameter on bubble coalescence in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 48 (2015) 181–189.
- [13] D.N. Smith, W. Fuchs, R.J. Lynn, D.H. Smith, M. Hess, Bubble behavior in a slurry bubble column reactor modeling, *Chem. and Catalytic Reactor Modeling*, ACS Symp. Ser. 237 (1984) 125.
- [14] L.-S. Fan, G.Q. Yang, D.J. Lee, K. Tsuchiya, X. Luo, Some aspects of high-pressure phenomena of bubbles in liquids and liquid-solid suspensions, *Chem. Eng. Sci.* 54 (1999) 4681–4709.
- [15] L. Galet, Y. Ouabbas, A. Chamayou, M. Baron, G. Thomas, Surface analysis of silica gel particles after mechanical dry coating with magnesium stearate, *KONA Powder Part. J.* 28 (2010) 209–218.
- [16] M.C. Ruzicka, J. Drahoš, M. Fialová, N.H. Thomas, Effect of bubble column dimensions on flow regime transition, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6117–6124.
- [17] K. Akita, F. Yoshida, Gas holdup and volumetric mass transfer coefficient in bubble columns, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* 12 (1973) 76–80.

第 5 章

結論

気泡塔型反応装置とは、塔型容器底部の気相分散器から気相を連続的に液相中に流入し、気泡群として液中に分散させることで気液間の化学反応を行わせる装置である。気泡塔は石油化学、生化学、排水処理、排煙脱硫等の様々な化学プロセスで利用されている。装置性能は塔内流動に強く依存するため、気泡塔の設計、スケールアップ、スケールダウン、操業条件の最適化、安全性の向上のためには、塔内の流れを把握することが肝要である。気泡塔の性能を支配する重要な因子として、気泡塔内平均ボイド率（ガスホールドアップ）、物質移動係数、混合拡散係数などが挙げられる。このうち気泡塔内平均ボイド率は塔内流動及び反応の状態を把握する際に最も基本的かつ重要となる因子である。気泡塔の設計や反応評価を行う際、ボイド率相関式または実験式を用いて平均ボイド率を推算する。ボイド率は気相体積流束、流体物性等に依存することが知られており、これらのパラメータが既存の相関式に考慮されている。これまでに数多くのボイド率相関式が提案されているが、同じ流体物性及び気相体積流束においてもボイド率評価値は各種相関式で大きく異なる。各式が作成された際の実験条件のうち、塔径と初期液位が大きく異なることがボイド率相異の一因と考えられる。

そこで本研究では、塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響を明らかにし、幅広い気相体積流束、塔径及び初期液位のボイド率に適用できるボイド率相関式の整備を目的とした。

第2章では、まず種々の気相体積流束、塔径及び初期液位におけるボイド率の実験データベースを構築した。本データベースに基づいて、ボイド率の塔径依存性がない塔径（臨界塔径）の範囲を調べたのち、その塔径の範囲において、ボイド率の初期液位依存性がなくなる初期液位（臨界液位）を検討した。その後、臨界値以上の塔径及び初期液位における気泡塔に適用可能な気液二相系ボイド率相関式を、既存の相関式を利用して検討した。その結果、塔径が200 mm以上ではボイド率は塔径に依存しないこと、初期液位が2200 mm程度以上ではボイド率は初期液位に依存しないことを明らかにした。また、臨界値以上の塔径及び初期液位において、流体物性が同じであればボイド率は気相体積流束のみに依存することを明らかにした。これらの範囲におけるボイド率は、係数を修正した Koide らの相関式及び Akita と Koide の相関式により良好に評価できることがわかった。

第3章では、気液二相系気泡塔において、臨界塔径以上の塔径及び臨界液位以下の初期液位において、種々の気相体積流束及び初期液位におけるボイド率の整理方法を検討した。その結果、臨界液位以下の初期液位におけるボイド率は、気相体積流束及び初期液位を各々代表速度及び代表長さとしたフルード数の関数として良好に整理できることを明らかにした。気相体積流束の大きさによって気相体積流束に対するボイド率の増加率は大きく異なり、気相体積流束が0.2 m/s程度以上では増加率は気相体積流束にほとんど依存しなくなる。これは、気相体積流束の増加に伴う大気泡の発生が原因と推察される。ボイド率増加率の気相体積流束依存性をフルード数によるボイド率相関式に考慮することで、ボイド率を良好に評価できることがわかった。また、フルード数によるボイド率相関式は種々の塔形状及び液相粘度に適用可能であることがわかった。

第4章では、スラリー気泡塔において初期スラリー液位及び粒子濃度がボイド率に及ぼす影響を調べるため、幅広い気相体積流束、初期スラリー液位及び粒子濃度においてボイド率を測定した。その結果、粒子濃度増加に伴い気泡合体が促進されボイド率は低下し、粒子濃度が0.45程度以上では粒子による気泡合体促進効果は変化しなくなるため、この範囲ではボイド率は粒子濃度に依存しなくなることを明らかにした。また、種々の気相体積流束及び初期スラリー液位におけるボイド率を、

第5章 結論

これらパラメータを各々代表速度及び代表長さとしたフルード数によって良好に整理できることを明らかにした。粒子濃度がボイド率に及ぼす影響の気相体積流束及び初期スラリー液位依存性は小さい。従って、粒子濃度のみを変数とした粒子効果乗数を気液二相系ボイド率相関式に乗じることで、粒子濃度の影響をボイド率相関式に考慮できることがわかった。

以上、気泡塔の設計、スケールアップ、スケールダウンに有用な塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響に関する知見を取得し、種々の気相体積流束、粒子濃度、塔径及び初期液位におけるボイド率を良好に整理できるボイド率の評価方法を構築した。

付録 A

粒子径が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響

第4章では粒子濃度及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響を明らかにした。ボイド率は粒子濃度のみならず粒子径にも依存することが知られている[1]。Ojima ら[2]は、擬二次元装置を用いて粒子径が気泡合体に及ぼす影響を評価している。しかしながら、粒子径がボイド率に及ぼす影響に関する研究例は非常に少なく、粒子径の影響をスラリー系ボイド率相関式に取り入れる方法を検討した研究例はない。そこで、3種の異なる大きさの粒子を用いて、粒子径及び初期液位の影響を相関式に考慮する方法を検討する。

A.1 実験方法及び条件

実験装置は第4章の $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔と同一である。気相には空気を用いた。スラリーは液相と固相から成り、液相には常温・常圧 (19 ± 1 °C) の水道水を用いた。固相には親水性シリカ粒子（富士シリシア化学，CARiACT[®]，製品名 Q-10）を用いた。平均粒子径 d_P は 60, 100 及び 150 μm ，スラリーの粒子体積濃度 C_S は 0, 0.20 及び 0.40 とした。初期スラリー液位 H_0 は 400 から 1000 mm とした。実験方法は本章と同様で、塔内に H_0 の高さで予めスラリーを満たし、散気板より空気を塔内へと供給した。気相体積流束 J_G は 0.025 から 0.35 m/s とした。気泡塔内平均ボイド率

の測定方法は、第 2 章で記述した画像処理プログラムを用いた方法と同一である。

A.2 実験結果及び考察

図 A.1 に $d_P = 60, 100$ 及び $150 \mu\text{m}$ におけるボイド率を示す。 $C_S = 0.20$ において $d_P < 100 \mu\text{m}$ では、 α_G は d_P の減少とともに低下する。 Ojima ら[2]は、 d_P 及び C_S が気泡合体に及ぼす影響を調べるために、種々の d_P 及び C_S において二気泡が接触後合体に要する時間、すなわち液膜排出時間 t_c を測定している。 図 A.2 に 100 個の気泡ペアの t_c の平均値 \bar{t}_c を示す。いずれの d_P においても、 \bar{t}_c は C_S 増加に伴い低下する。これは第 4 章で述べたように、 C_S 増加に伴い粒子により気泡合体が促進されるためである。また、 d_P 増加に伴い \bar{t}_c は低下する。 Ojima ら[2]は、顕微鏡と高速度カメラとを組み合わせ、二気泡の合体過程を高い空間及び時間分解能で観察し、 d_P の影響を次のように考察している。二気泡間の液膜内には多数の粒子が存在する。二気泡間の液膜内の粒子を空隙とみれば、液膜は非常に薄く脆弱な液相要素からなる多孔質構造と捉えられ、 d_P が小さいほど粒子数密度は大きく、液膜の多孔質構造は微細化するために d_P 減少に伴い液膜がより破断しやすくなる[2]。このように $d_P < 100 \mu\text{m}$ では、 d_P 減少とともに気泡合体が促進されるため α_G は低下したと考えられる。

$100 \leq d_P \leq 150 \mu\text{m}$ では、 \bar{t}_c の d_P 依存性は小さいことから (図 A.2)，この d_P の範囲では α_G は d_P にほとんど依存しない (図 A.1(a))。このように、 \bar{t}_c よりマクロな量である α_G は、 \bar{t}_c に比べ d_P 効果が消失しやすい。 図 A.2 において $C_S \geq 0.45$ では、 \bar{t}_c は d_P に依存しない。このため、 $C_S = 0.40$ では α_G は d_P に依存しない (図 A.1(b))。このように、 α_G と \bar{t}_c は強い相関関係にある。

また、いずれの d_P 及び C_S においても、第 4 章と同様に H_0 増加に伴い α_G は低下する。これは第 4 章と同様に、 H_0 増加に伴い気泡の液中滞留時間が長くなり気泡合体により塔内の平均気泡径が増加するためと考えられる。

本実験で取得したボイド率データを付録 C に整理しておく。

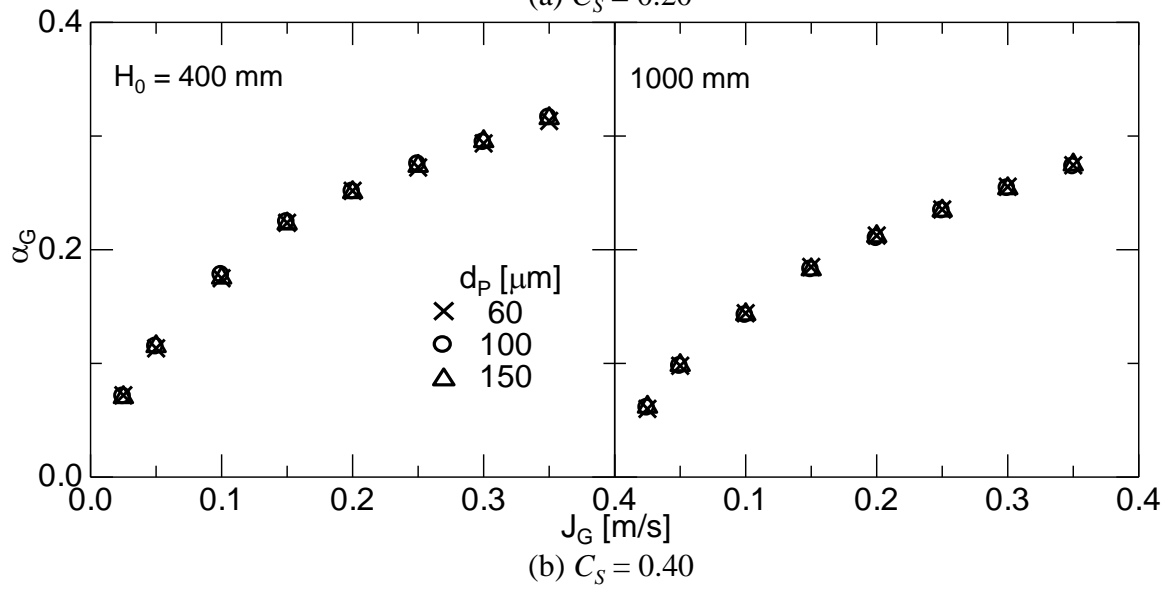
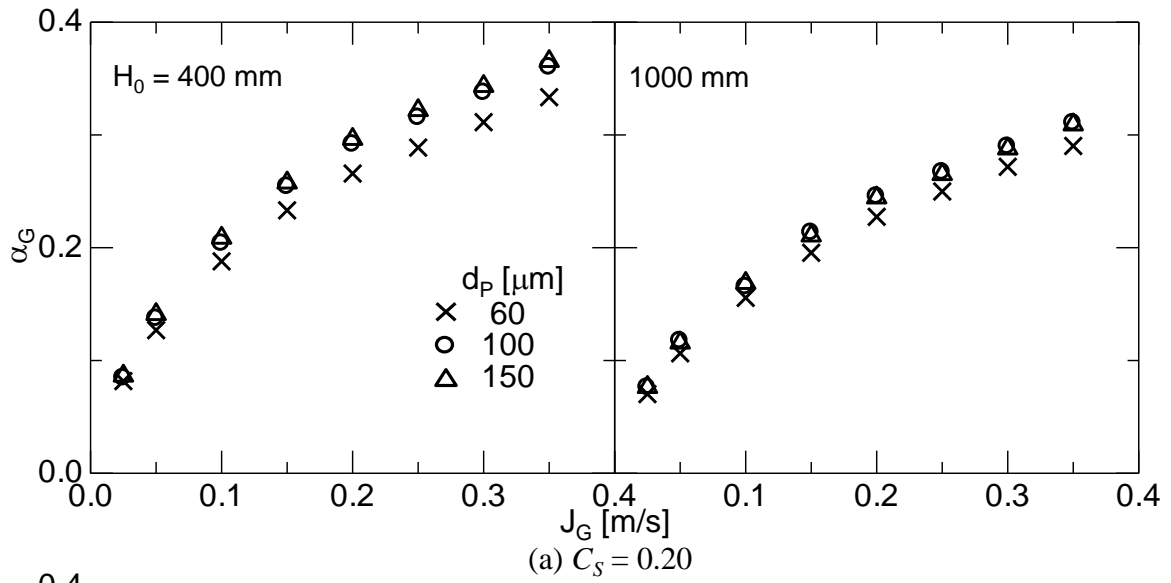


図 A.1 粒子径がボイド率に及ぼす影響

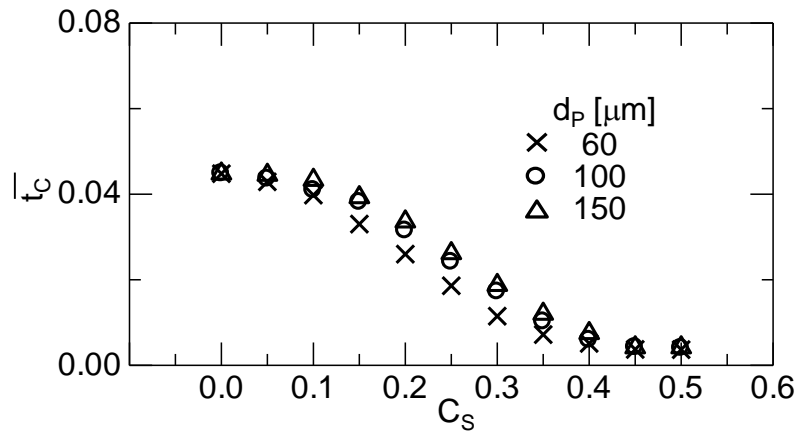


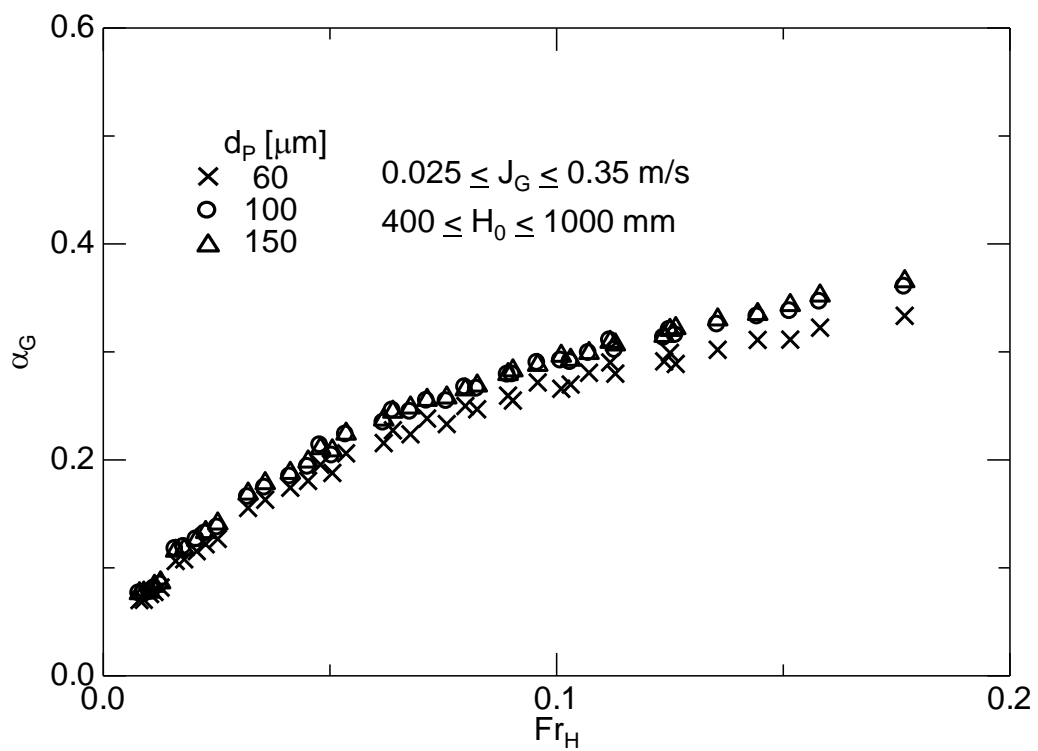
図 A.2 d_p 及び C_S が \bar{t}_c に及ぼす影響 [2]

図 A.3 に図 A.1 のボイド率をフルード数 Fr_H で整理した結果を示す。いずれの C_S 及び d_P においても、種々の J_G 及び H_0 におけるボイド率を Fr_H により良好に整理できている。従って、 d_P が変化しても Fr_H は適用可能である。

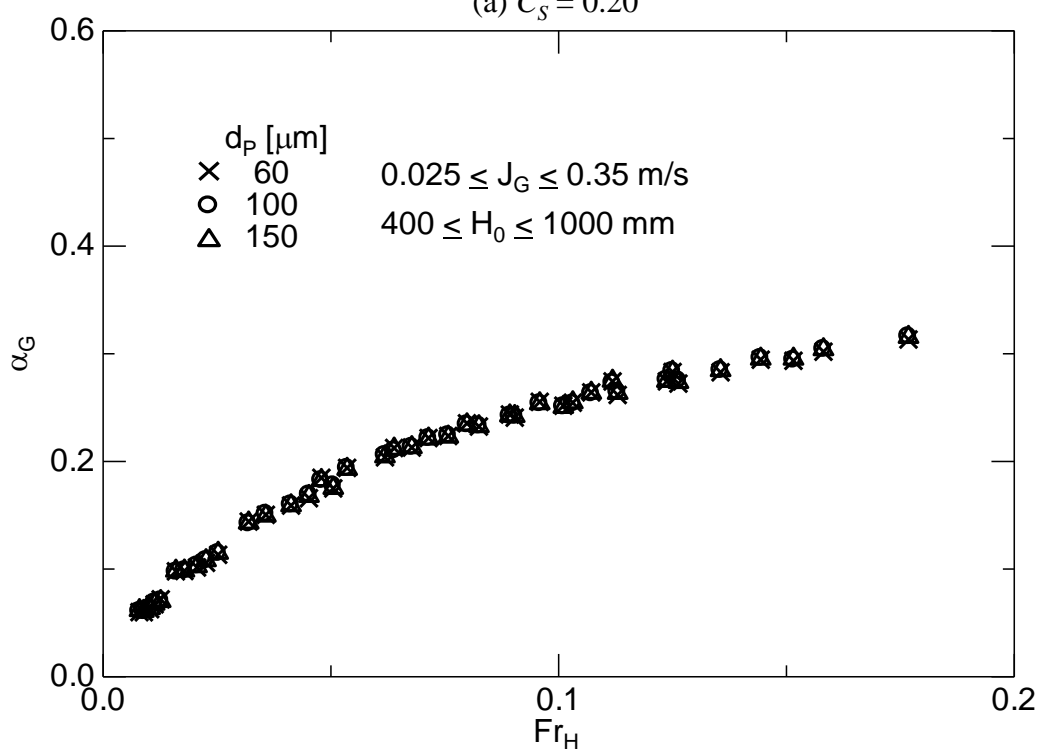
図 A.4 に規格化したボイド率 α_G^* を示す。ここで、 α_G^* は第 4 章で示した式(4.5)中の変数に d_P を追加して次式で表わされる。

$$\alpha_G^* = \frac{\alpha_G(H_0, J_G, C_S, d_P)}{\alpha_G(H_0, J_G, 0, d_P)} \quad (\text{A.1})$$

本図には、第4章で示した $d_P = 100 \text{ mm}$ の $0 \leq C_S \leq 0.50$ におけるデータも合わせて示している。第 4 章で述べたように、 α_G^* の J_G 及び H_0 依存性は小さい。 $C_S = 0.20$ において $d_P = 60 \text{ }\mu\text{m}$ の α_G^* は他の d_P のデータよりも小さい。また、 $C_S = 0.40$ では α_G^* は d_P に依存しない。以上の結果から、 $d_P < 100 \text{ }\mu\text{m}$ 及び $0 < C_S < 0.40$ では α_G は d_P に依存するため、第 4 章の式(4.14)の粒子効果乗数 η を d_P の影響を考慮して再度評価することで、粒子径の影響をスラリー系ボイド率相関式に考慮できる見通しを得た。



(a) $C_S = 0.20$



(b) $C_S = 0.40$

図 A.3 Fr_H vs. α_G ($C_S = 0.20$ 及び 0.40)

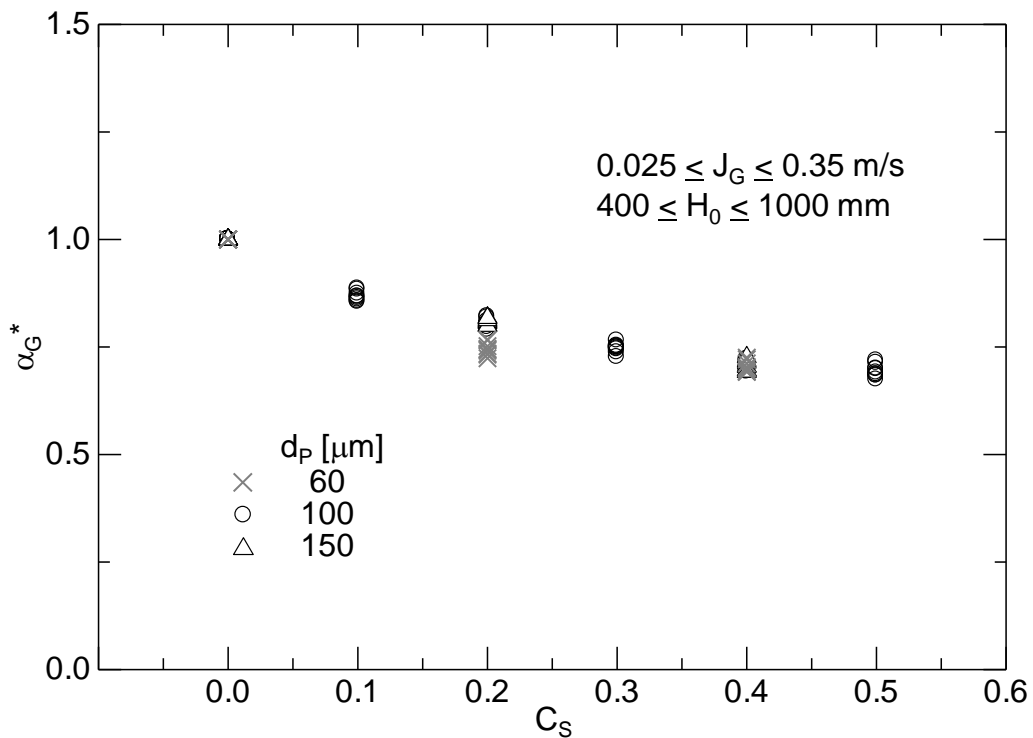


図 A.4 規格化したボイド率

付録 A の参考文献

- [1] Y.H. Kim, A. Tsutsumi, K. Yoshida, Effect of particle size on gas holdup in three-phase reactors, *Sādhanā* 10 (1987) 261–268.
- [2] S. Ojima, S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of particle diameter on bubble coalescence in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 48 (2015) 181–189.

付録 B

気液二相系気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

第 2, 3 章で示した気液二相系気泡塔における気泡塔内平均ボイド率を整理しておく。 $D_H = 160\text{--}300$ mm の実験における気相及び液相（水温 = 19 ± 1 °C）の物性値は、液相密度 $\rho_L = 998$ kg/m³，気相密度 $\rho_G = 1.2$ kg/m³，液相粘度 $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3}$ Pa·s，気相粘度 $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s，表面張力 $\sigma = 0.072$ N/m 及び電気伝導度は 170 μ S/cm である。モルトン数は $M = \mu_L^4(\rho_L - \rho_G)g/\rho_L^2\sigma^3$ で定義され、 $\text{Log}M$ は -10.6 である。 $D_H = 2000$ mm の実験に用いた液相（水温 = 16 ± 1 °C）の物性値は $\rho_L = 999$ kg/m³， $\mu_L = 1.1 \times 10^{-3}$ Pa·s 及び $\sigma = 0.073$ N/m である。 $\text{Log}M$ は -10.4 である。上記実験に使用した気相分散器形状を表 **B.1** に示す。水-空気系気泡塔における平均ボイド率を表 **B.2–B.6** に示す。

表 B.1 気相分散器形状

D_H [mm]	Column shape	Type of diffuser	d_h [mm]	p_h [mm]	N_h	r_h [%]
160	Cylindrical	Diffuser plate	1.4	25	23	0.18
200	Cylindrical	Diffuser plate	1.4	25	37	0.18
200	Rectangular	Diffuser plate	1.4	25	49	0.18
300	Cylindrical	Diffuser plate	1.4	25	85	0.18
2000	Cylindrical	Sparger	5.0	10	372	0.23

表 B.2 水-空気系円筒気泡塔における平均ボイド率 ($D_H = 160$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.100	0.097	0.087	0.084	0.086
0.05	0.150	0.148	0.140	0.139	0.139
0.10	0.242	0.230	0.218	0.203	0.201
0.15	0.302	0.290	0.275	0.263	0.253
0.20	0.340	0.334	0.311	0.298	0.284
0.25	0.375	0.366	0.350	0.328	0.312
0.30	0.402	0.390	0.379	0.357	0.342
0.35	0.427	0.414	0.398	0.379	0.365

表 B.3 水-空気系円筒気泡塔における平均ボイド率 ($D_H = 200$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]						
	400	500	600	800	1000	1200	1400
0.025	0.101	0.098	0.094	0.091	0.091	0.095	0.094
0.05	0.172	0.164	0.154	0.150	0.146	0.145	0.144
0.10	0.260	0.250	0.234	0.223	0.212	0.211	0.206
0.15	0.322	0.310	0.294	0.280	0.264	0.259	-
0.20	0.363	0.351	0.332	0.314	0.300	0.296	-
0.25	0.393	0.378	0.362	0.339	0.326	0.324	-
0.30	0.421	0.404	0.390	0.367	0.350	-	-
0.35	0.448	0.433	0.414	0.393	0.378	-	-

付録B 気液二相系気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

表 B.4 水-空気系矩形気泡塔における平均ボイド率 ($D_H = 200$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.099	0.094	0.088	0.086	0.085
0.05	0.170	0.163	0.155	0.151	0.149
0.10	0.266	0.253	0.240	0.227	0.218
0.15	0.319	0.309	0.293	0.280	0.265
0.20	0.359	0.346	0.327	0.310	0.299
0.25	0.390	0.375	0.357	0.339	0.329
0.30	0.424	0.403	0.386	0.366	0.356
0.35	0.452	0.435	0.415	0.395	0.382

表 B.5 水-空気系円筒気泡塔における平均ボイド率 ($D_H = 300$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]							
	400	500	600	800	1000	1200	1500	1800
0.025	0.099	0.094	0.092	0.092	0.091	0.097	0.092	0.097
0.05	0.171	0.162	0.157	0.153	0.148	0.149	0.149	0.147
0.10	0.256	0.244	0.236	0.225	0.216	0.213	0.206	0.202
0.15	0.320	0.303	0.293	0.275	0.263	0.259	0.248	-
0.20	0.363	0.348	0.333	0.316	0.304	0.298	0.284	-
0.25	0.394	0.380	0.366	0.345	0.331	0.326	0.315	-
0.30	0.421	0.405	0.392	0.369	0.356	0.350	-	-
0.35	0.448	0.433	0.418	0.395	0.380	-	-	-

表 B.6 水-空気系大型気泡塔における平均ボイド率 ($D_H = 2000$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]		
	3000	3500	4000
0.056	0.153	0.155	0.157
0.112	0.200	0.190	0.195
0.168	-	0.235	0.229
0.225	0.255	0.271	0.270
0.281	0.282	0.294	0.294

付録 B 気液二相系気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

表 B.7 にグリセリン水溶液における平均ボイド率を示す。実験装置には $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔及び $N_h = 37$ の散気板を用いた。水溶液のグリセリンの質量濃度は 0.42 である。気相及び液相の物性値は、 $\rho_L = 1106 \text{ kg/m}^3$, $\rho_G = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $\mu_L = 4.4 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\sigma = 0.071 \text{ N/m}$ であり、 $\text{Log}M$ は -8.0 である。

表 B.7 グリセリン水溶液における平均ボイド率 ($D_H = 200$ mm)

J_G [m/s]	H_0 [mm]			
	400	600	800	1000
0.05	0.161	0.150	0.145	0.140
0.10	0.242	0.221	0.211	0.201
0.15	0.292	0.268	0.254	0.242
0.20	0.327	0.305	0.286	0.274
0.30	0.377	0.352	0.332	0.319

付録 C

スラリー気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

第4章及び付録Aで示したスラリー気泡塔における平均ボイド率を整理する。実験装置には $D_H = 200$ mm の円筒気泡塔及び $N_h = 37$ の散気板を用いた。固相にはシリカ粒子，気相には空気，液相には水道水（水温 = 19 ± 1 °C）を用いた。固気液三相の物性は，平均粒子径 d_P は 60, 100 及び 150 μm ，粒子の真密度は 2250 kg/m^3 ，粒子のみかけ密度は 1320 kg/m^3 ， $\rho_L = 998 \text{ kg/m}^3$ ， $\rho_G = 1.2 \text{ kg/m}^3$ ， $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ， $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ， $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$ である。粒子体積濃度 $C_S = 0.10\text{--}0.50$ の実験データを表 C.1–C.9 に示す。

表 C.1 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.10$, $d_P = 100 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.091	0.088	0.084	0.083	0.082
0.05	0.150	0.145	0.138	0.130	0.128
0.10	0.224	0.211	0.199	0.189	0.183
0.15	0.276	0.267	0.254	0.242	0.230
0.20	0.312	0.299	0.285	0.273	0.261
0.25	0.336	0.323	0.311	0.298	0.288
0.30	0.362	0.349	0.335	0.322	0.311
0.35	0.388	0.375	0.359	0.346	0.335

付録C スラリー気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

表 C.2 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.20$, $d_P = 60 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.082	0.078	0.076	0.070	0.070
0.05	0.127	0.122	0.115	0.108	0.106
0.10	0.188	0.181	0.174	0.163	0.156
0.15	0.233	0.224	0.216	0.206	0.196
0.20	0.266	0.255	0.247	0.238	0.227
0.25	0.289	0.280	0.270	0.259	0.250
0.30	0.311	0.302	0.291	0.281	0.272
0.35	0.333	0.322	0.311	0.299	0.290

表 C.3 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.20$, $d_P = 100 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.084	0.081	0.077	0.076	0.076
0.05	0.137	0.132	0.126	0.119	0.117
0.10	0.204	0.193	0.184	0.174	0.165
0.15	0.254	0.244	0.234	0.223	0.213
0.20	0.292	0.279	0.266	0.255	0.245
0.25	0.315	0.302	0.290	0.279	0.267
0.30	0.338	0.325	0.313	0.299	0.290
0.35	0.360	0.346	0.333	0.320	0.310

表 C.4 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.20, d_P = 150 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.086	0.083	0.078	0.077	0.076
0.05	0.141	0.133	0.126	0.117	0.116
0.10	0.209	0.198	0.188	0.178	0.169
0.15	0.258	0.248	0.237	0.224	0.211
0.20	0.296	0.283	0.269	0.255	0.244
0.25	0.322	0.307	0.293	0.279	0.265
0.30	0.343	0.330	0.315	0.299	0.288
0.35	0.365	0.352	0.335	0.320	0.309

表 C.5 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.30, d_P = 100 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.078	0.075	0.071	0.067	0.067
0.05	0.125	0.117	0.112	0.107	0.105
0.10	0.187	0.178	0.169	0.159	0.154
0.15	0.237	0.224	0.214	0.203	0.197
0.20	0.268	0.258	0.248	0.235	0.225
0.25	0.294	0.282	0.269	0.255	0.245
0.30	0.315	0.300	0.288	0.275	0.267
0.35	0.335	0.323	0.311	0.299	0.289

付録 C スラリー気泡塔における気泡塔内平均ボイド率の実験値

表 C.6 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.40$, $d_P = 60 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.072	0.067	0.063	0.060	0.060
0.05	0.113	0.106	0.101	0.098	0.098
0.10	0.175	0.166	0.159	0.150	0.144
0.15	0.224	0.213	0.204	0.194	0.185
0.20	0.252	0.241	0.232	0.222	0.212
0.25	0.272	0.262	0.255	0.244	0.235
0.30	0.294	0.283	0.274	0.264	0.255
0.35	0.313	0.302	0.294	0.283	0.274

表 C.7 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.40$, $d_P = 100 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.071	0.069	0.063	0.061	0.061
0.05	0.115	0.108	0.103	0.099	0.097
0.10	0.178	0.169	0.160	0.151	0.142
0.15	0.224	0.213	0.206	0.194	0.182
0.20	0.251	0.242	0.233	0.221	0.210
0.25	0.275	0.265	0.254	0.242	0.234
0.30	0.294	0.285	0.276	0.263	0.254
0.35	0.316	0.304	0.296	0.284	0.273

表 C.8 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.40, d_P = 150 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.070	0.068	0.064	0.061	0.062
0.05	0.115	0.108	0.102	0.098	0.098
0.10	0.175	0.168	0.159	0.149	0.143
0.15	0.223	0.213	0.205	0.193	0.183
0.20	0.250	0.242	0.233	0.221	0.212
0.25	0.274	0.264	0.255	0.243	0.234
0.30	0.295	0.285	0.275	0.264	0.254
0.35	0.316	0.304	0.295	0.283	0.275

表 C.9 スラリー気泡塔における平均ボイド率 ($C_S = 0.50, d_P = 100 \mu\text{m}$)

J_G [m/s]	H_0 [mm]				
	400	500	600	800	1000
0.025	0.068	0.065	0.062	0.059	0.059
0.05	0.111	0.105	0.099	0.096	0.096
0.10	0.170	0.164	0.156	0.146	0.140
0.15	0.220	0.209	0.198	0.190	0.184
0.20	0.248	0.236	0.227	0.216	0.209
0.25	0.270	0.257	0.247	0.238	0.233
0.30	0.290	0.278	0.269	0.260	0.252
0.35	0.309	0.299	0.289	0.278	0.272

付録 D

気泡塔内流動の数値計算

計算機性能の飛躍的向上や低価格化，気液二相流数値計算手法の発展により，気泡塔設計支援ツールとしての気泡塔内気泡流数値予測技術が注目されている．工業上の気泡塔の操業条件は用途によって様々である．例えば，石油化学分野で利用される気泡塔では，所望の合成反応を実現するために気泡塔内平均ボイド率が30–50 %程度の極めて高い値が要求される場合がある．現在，高ボイド率気泡塔内流れの把握が十分になされないままプラント開発が進められており，プラントの設計指針が得がたい状況にある．従って，高ボイド率気泡流を高精度に予測できる数値計算技術の確立は重要な技術課題となっている．次節では，まず過去に提案されている気泡塔内気泡流の数値計算技術について整理する．

D.1 従来の数値計算手法

気泡塔内流れは幅広い長さスケール・時間スケールの現象が混在する流れであるため，対象とするスケールに応じて，適切に流れをモデル化する必要がある[1]．富山[2]は空間分解能に応じて混相流計算手法を（1）相界面の時間変化を追跡する界面追跡法，（2）個々の気泡をラグランジュ的に追跡する粒子追跡法，（3）ドリフトフラックスモデルや多流体モデル(MFM: Multi-Fluid Model)等の統計的に平均化された基礎式に基づく平均化手法に分類している．界面追跡法(ITM: Interface Tracking

Method)では取り扱う気泡の径より小さい計算セルを用いる必要があり[3], 工業上の気泡塔内流れの計算への適用は困難である. また, 粒子追跡法の適用は小規模装置内の低ボイド率気泡流に限られる[3]. 従って, 工業的に利用される大規模な気泡塔内流れに対しては平均化手法が最も適している[4].

均質気泡流では気泡合体・分裂がほとんど生じず気泡径はほぼ一様であるため, 流れのモデル化が非均質気泡流よりも単純となる. このことから, 粒子追跡法[5], 多流体モデル[6]による数値計算手法が整備されつつある. 一方, 非均質気泡流では気泡合体・分裂により様々な大きさの気泡が存在し, さらに液相流れの乱れの要因が増える. 非均質気泡流の幅広い気泡径分布を扱うには N 種の気泡クラスを扱える多流体モデルが適している[4]. 気泡合体・分裂を考慮するために PBM (Population Balance Model)が多流体モデルに導入されてきた. 田中ら[7]は, 気泡合体が支配的な流れ, 気泡分裂が支配的な流れ, 合体と分裂がほぼ同等に高頻度に生じる流れ, 気泡合体・分裂がほとんど生じない流れの4種の流れに対して, Prince と Blanch[8]及び Wang ら[9]の気泡合体モデルと Luo と Svendsen[10]の気泡分裂モデルの組み合わせの適用性を検討した. その結果, この気泡合体分裂モデルの組み合わせにより, 局所ボイド率分布及び気泡径分布を多流体モデルで良好に予測できることを確認している.

非均質気泡流では, 気泡誘起擬似乱れとせん断誘起乱れに加えて, 大規模渦構造による乱れが存在する. 多流体モデルによる非均質気泡流の数値計算では, これら乱流による運動量輸送を考慮するためにほとんどの場合, k - ϵ モデルや LES (large eddy simulation)等の乱流モデルを用いている[11, 12]. Lehr ら[11]は標準 k - ϵ モデルを用いて, 多流体モデルによる非均質気泡流の数値計算を実施し, ボイド率及び液相速度分布の実験値[13, 14]と良く一致する結果を得ている. この数値計算では大規模渦構造も定性的には再現できているが, 液相速度変動は実験値と一致していない. Laborde-Boutet ら[12]は様々な k - ϵ モデルを用いて非均質気泡流の数値計算を実施し, 使用する乱流モデルが計算結果に及ぼす影響を検討している. 標準 k - ϵ モデル及び realizable k - ϵ モデル[15]では実験結果[16]との一致はみられないが, RNG k - ϵ モデル[17]では計算結果に改善がみられると報告している. このように, 非均質気泡流の数値予測における乱流の取り扱い方について様々な報告があり統一的な見解が得られていなかった. このことは, 数値計算の検証に利用可能な液相速度の実験データ

が不足していることに起因するとして、Ojima ら[18]は小型 LDV プロブにより液相速度と液相変動速度を測定及び点電極プロブによる局所ボイド率分布の測定を実施し、数値計算の検証用データを取得するとともに、塔内流動の乱流特性を調べた。Ojima ら[18]は、多流体モデルと界面追跡法との統合手法である NP2 モデルを用いて気泡塔内非均質気泡流を計算している。流れが十分に発達したとみなした高さで液相速度・液相変動速度・局所ボイド率分布の実験値と計算値とを比較し、本手法で良好な予測結果を得ている。また、大規模渦構造が卓越した非均質気泡流では、 $k-\varepsilon$ モデルや LES 等の乱流モデルを用いなくとも、気泡・合体分裂を考慮した NP2 モデルにより気泡塔内流動を良好に予測できることを示している。ここで、気泡流入部から自由表面までの全体の流動構造をうまく表現できなければ、気泡塔内平均ボイド率を精度良く予測できないと考えられる。しかし、この点については検討されていない。また、Ojima ら[18]は気相体積流束 J_G が 0.02 及び 0.034 m/s という非常に小さい J_G でのみ数値計算を実施しており、高 J_G における高ボイド率気泡流に適用可能かどうかは調べられていない。以上のことから、非均質気泡流の数値計算技術の整備は不十分である。

本付録では広範囲の気相体積流束における気泡塔内気泡流数値計算手法の構築に向け、まず低 J_G において既存の計算技術で気泡平均ボイド率を精度良く予測できるかどうかを検証する。その後、既存の計算技術を高気相体積流束に拡張するための方法を検討する。

D.2 基礎方程式

気泡塔内非均質気泡流は大小様々な大きさの気泡が混在する流れである。気泡に働く抗力や揚力等の力や気泡合体・分裂の現象は気泡の大きさに強く依存するため、精度の良い気泡塔内流動の数値計算を行うには気泡径分布を考慮できる手法を用いる必要がある。また、工業上利用されている気泡塔の内部流動は、図 D.1(a)に例示するような塔上部に非定常に変形する自由表面を伴うことが多い。従って、気泡塔内流動の予測には、塔内に分散する気泡の運動、液相の流れに加えて自由表面の挙動も考慮できる手法が望ましい。このことから、Ojima ら[18]は Tomiyama と

Shimada[19]が開発した多流体モデルと界面追跡法の統合手法である NP2 (N plus 2 fields) モデルを用いて、気泡塔内非均質気泡流の数値計算を行っている。図 D.1(b) に NP2 モデルの概念を示す。NP2 モデルでは気泡（分散相）の挙動を多流体モデルにより、自由表面の挙動を界面追跡法により計算する。

図 D.2 に示すように、気泡塔内の流れ場を連続液相、連続気相（自由表面上部の気相）及び N 種の気泡クラスに分類する。各グループの体積率 ε_k は次式を満たす。

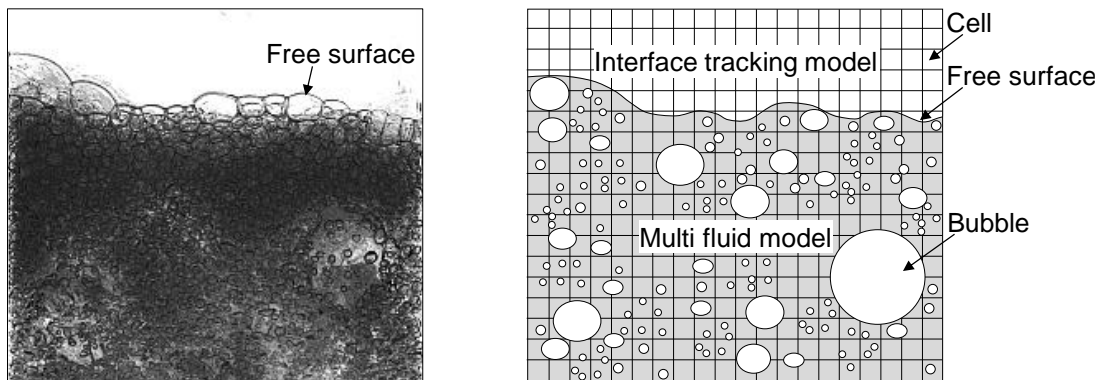
$$\varepsilon_{CL} + \varepsilon_{CG} + \sum_{p=1}^N \varepsilon_{Bp} = 1 \quad (D.1)$$

ここで、下付添字 CL 、 CG 及び Bp は各々連続液相、連続気相及びクラス p の分散気相である。一流体近似[20]により、連続液相及び連続気相の速度は連続相混合体として単一の変数 V_C [m/s] で表される。 ε_{CL} 及び ε_{CG} の輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \varepsilon_{CL}}{\partial t} + \nabla \cdot \varepsilon_{CL} V_C = 0 \quad (D.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_{CG}}{\partial t} + \nabla \cdot \varepsilon_{CG} V_C = \sum_{p=1}^N \Gamma_{GBp} \quad (D.3)$$

Γ_{GBp} は自由表面における連続気相とクラス p の気泡間の体積率輸送率 [s^{-1}] である。



(a) 気泡塔内自由表面近傍画像

(b) 多流体モデルと界面追跡法の統合

図 D.1 N plus 2 fields モデルの概念

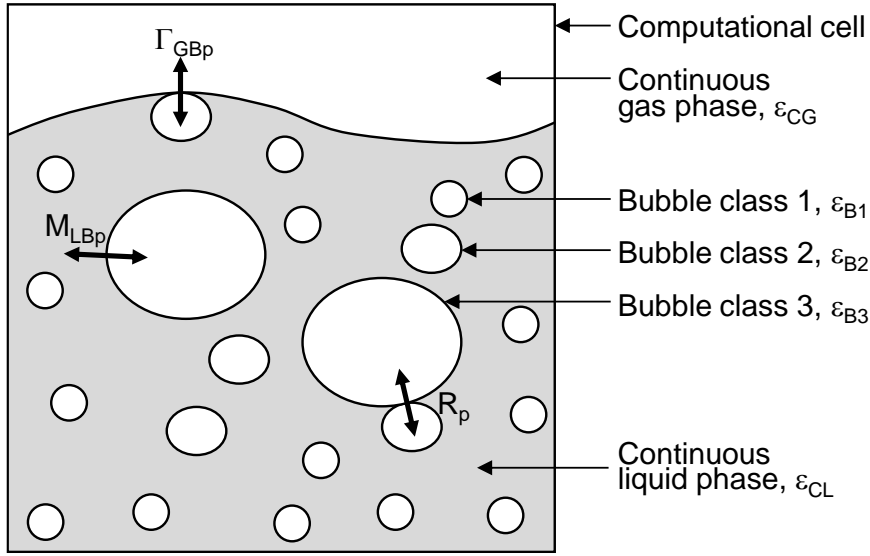


図 D.2 分散相及び連続相の分類[18]

通常の二流体モデルでは分散相の体積率輸送方程式を用いるが、セルサイズよりも大きな気泡を取り扱くと計算結果に致命的な誤差が生じることが Tomiyama ら [21]によって報告されている。この問題を回避するために次の数密度輸送方程式を用いることが推奨されており、Ojima ら[18]もこれを採用している。

$$\frac{\partial n_{Bp}}{\partial t} + \nabla \cdot n_{Bp} \mathbf{V}_{Bp} = -\gamma_{GBP} + R_p \quad (\text{D.4})$$

ここで、 n_{Bp} はクラス p の気泡数密度 [m^{-3}]、 \mathbf{V}_{Bp} はクラス p の気泡速度 [m/s]、 γ_{GBP} は連続気相とクラス p の気泡間の数密度輸送率 [$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$]、 R_p はクラス p の気泡とその他のクラスの気泡間の数密度輸送率 [$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$]である。

本手法では、 n_{Bp} から ε_{Bp} への計算にはクラス p の代表気泡径 d_{BP} [m]と計算セルサイズ Δx [m]との関係に着目し、クラス p の気泡の形状因子 f_{Bp} が導入されている[18, 21, 22]。図 D.3(a)に示すように d_{BP} が Δx よりも大きい場合、形状因子は気泡重心周囲の各セルに分配される ε_{Bp} を表わす。このように、数密度がないセルでも正の体積率を持ちうることを意味している。図 D.3(b)のように d_{BP} が Δx よりも小さい場合は、形状因子はそのセル内の体積率にほかならない。 f_{Bp} は以下のように計算される。図 D.4 に示すように計算セルを N_F 個のサブセルに分割し、サブセル中心 \mathbf{r}_i に気泡重心

を配置したのち各々の気泡の計算セルに占める体積割合 $F_{Bp}(\mathbf{r}_i)$ を計算する. この計算には数値積分を用いる. f_{Bp} は $F_{Bp}(\mathbf{r}_i)$ の平均値として次式で与えられる.

$$f_{Bp} = \frac{1}{N_F} \sum_{i=1}^{N_F} F_{Bp}(\mathbf{r}_i) \quad (\text{D.5})$$

複数のセルに気泡中心が存在する場合, ε_{Bp} は周囲セルの気泡数密度からの寄与を足し合わせることで次式より計算される.

$$\varepsilon_{Bp} = \sum n_{Bp} f_{Bp} \Theta \quad (\text{D.6})$$

ここで, Θ は計算セル体積 [m^3] である.

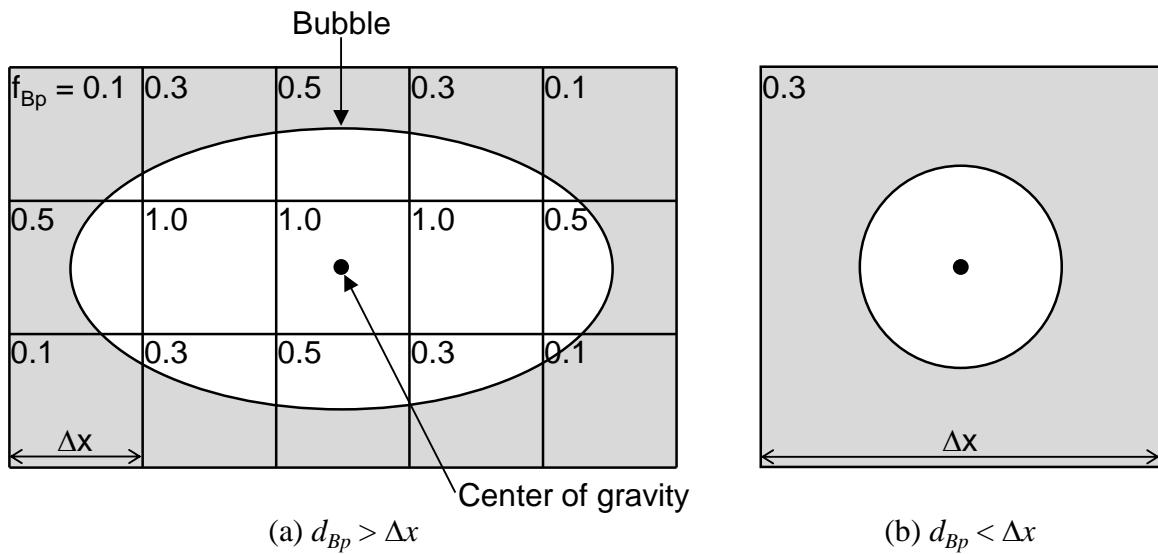


図 D.3 形状因子の例[22]

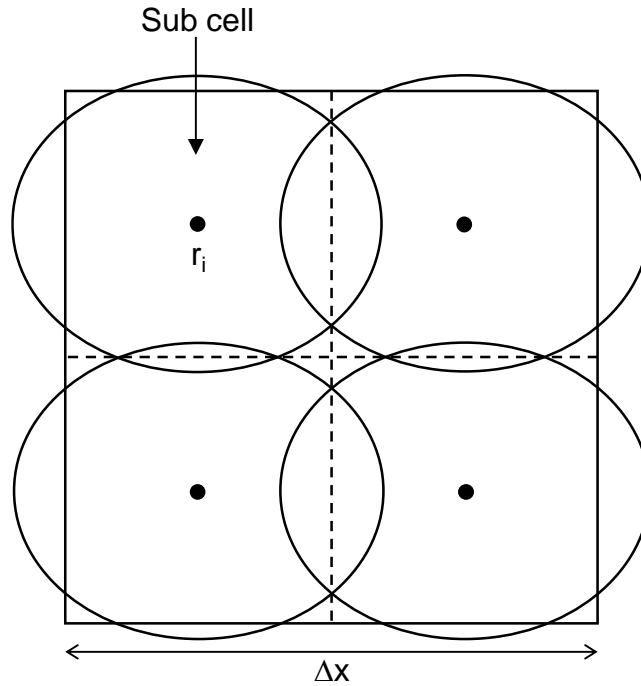


図 D.4 F_{Bp} の空間平均化[18, 21, 22]

連続相混合体の運動量保存式は次式で与えられる.

$$\frac{\partial \mathbf{V}_C}{\partial t} + \mathbf{V}_C \cdot \nabla \mathbf{V}_C = -\frac{1}{\rho_C} \nabla P + \frac{1}{\rho_C \varepsilon_C} (\mathbf{F}_\mu + \mathbf{F}_\sigma) + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho_C \varepsilon_C} \sum_{p=1}^N (\mathbf{M}_{LBp} + \mathbf{M}_{\Gamma p}) \quad (\text{D.7})$$

ここで, P は圧力 [Pa], ε_C は連続相混合体の体積率 ($\varepsilon_C = \varepsilon_{CL} + \varepsilon_{CG}$), \mathbf{g} は重力加速度 [m/s^2], \mathbf{M}_{LBp} 及び $\mathbf{M}_{\Gamma p}$ は各々 CL と Bp 間及び CG と Bp 間の運動量輸送率 [N/m^3] である. ρ_C は両連続相の混合密度 [kg/m^3] であり次式で定義される.

$$\rho_C = \frac{\varepsilon_{CL} \rho_L + \varepsilon_{CG} \rho_G}{\varepsilon_{CL} + \varepsilon_{CG}} \quad (\text{D.8})$$

ここで, ρ_L は液相密度 [kg/m^3], ρ_G は気相密度 [kg/m^3] である. \mathbf{F}_μ は粘性力 [N/m^3] であり次式で定義される.

$$\mathbf{F}_\mu = \nabla \cdot \varepsilon_c \mu_c [\nabla \mathbf{V}_c + (\nabla \mathbf{V}_c)^T] \quad (\text{D.9})$$

ここで、上付添字 T は転置を意味し、 μ_c は両連続相の混合粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$] であり次式で定義される。

$$\mu_c = \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_{CL}/\mu_L + \varepsilon_{CG}/\mu_G} \quad (\text{D.10})$$

ここで、 μ_L は液相粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$]、 μ_G は気相粘度 [$\text{Pa}\cdot\text{s}$] である。 F_σ は表面張力 [N/m^3] であり次式で与えられる。

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma \kappa \mathbf{n} \delta \quad (\text{D.11})$$

ここで、 σ は表面張力 [N/m]、 κ は気液界面の平均曲率 [m^{-1}]、 \mathbf{n} は気液界面の単位法線ベクトル、 δ はデルタ関数である。 κ 及び \mathbf{n} は Brackbill ら[23]の CSF (continuum surface force) モデルにより次式で与えられる。

$$\kappa = \frac{1}{|\nabla \varepsilon_{CL}|} \left[\frac{\nabla \varepsilon_{CL}}{|\nabla \varepsilon_{CL}|} \cdot \nabla |\nabla \varepsilon_{CL}| - \nabla \cdot \nabla \varepsilon_{CL} \right] \quad (\text{D.12})$$

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \varepsilon_{CL}}{|\nabla \varepsilon_{CL}|} \quad (\text{D.13})$$

クラス p の気泡の運動量輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{V}_{Bp}}{\partial t} + \mathbf{V}_{Bp} \cdot \nabla \mathbf{V}_{Bp} = -\frac{1}{\rho_G} \nabla P + \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_G \varepsilon_{Bp}} (\mathbf{M}_{LBp} + \mathbf{M}_{\Gamma p} + \mathbf{M}_{Rp}) \quad (\text{D.14})$$

ここで、 \mathbf{M}_{Rp} はクラス p の気泡とその他のクラスの気泡間の運動量輸送率 [N/m^3] である。

D.3 構成方程式

多流体モデルにおける基礎方程式は分散相と連続相の質量及び運動量に関する方程式を平均化して取り扱うため、数学的に閉じていない状態にある。従って、分散相と連続相間の相互作用に関する相関式を構成方程式として与える必要がある。気液間の運動量輸送 \mathbf{M}_{LBp} には、以下の構成式が用いられている[24].

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{LBp} &= \mathbf{M}_{DBp} + \mathbf{M}_{LBp} + \mathbf{M}_{VMBp} + \mathbf{M}_{TDBp} \\ &= \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_{Bp}}{d_{Bp}} C_{DBp} |\mathbf{V}_{Bp} - \mathbf{V}_C| (\mathbf{V}_{Bp} - \mathbf{V}_C) + \varepsilon_{Bp} C_{LFBp} \rho_C (\mathbf{V}_{Bp} - \mathbf{V}_C) \times \nabla \times \mathbf{V}_C \\ &\quad + \varepsilon_{Bp} C_{VMBp} \rho_C \left[\frac{D\mathbf{V}_{Bp}}{Dt} - \frac{D\mathbf{V}_C}{Dt} \right] + C_{TDBp} \rho_C k_{CL} \nabla \varepsilon_{Bp} \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

ここで、 \mathbf{M}_{DBp} は抗力 [N/m³], \mathbf{M}_{LBp} は揚力 [N/m³], \mathbf{M}_{VMBp} は仮想質量力 [N/m³], \mathbf{M}_{TDBp} は乱流分散力 [N/m³] を、 C_{DBp} , C_{LFBp} , C_{VMBp} 及び C_{TDBp} は各々気泡の抗力係数, 揚力係数, 仮想質量係数及び乱流分散係数, k_{CL} は液相の乱流エネルギー [m²/s²] である。 D/Dt は以下のラグランジュ微分を表わす.

$$\frac{D\mathbf{V}_{Bp}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{V}_{Bp}}{\partial t} + \mathbf{V}_{Bp} \cdot \nabla \mathbf{V}_{Bp} \quad (\text{D.16})$$

$$\frac{D\mathbf{V}_C}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{V}_C}{\partial t} + \mathbf{V}_C \cdot \nabla \mathbf{V}_C \quad (\text{D.17})$$

抗力係数は次式で与えられる.

$$C_{DBp} = C_{DBp}^S \varepsilon_{CL}^{-0.5} \quad (\text{D.18})$$

ここで、 $\varepsilon_{CL}^{-0.5}$ は富山ら[25]の提案した気泡群による抗力の低減効果である。清浄系における無限静止液中の単一気泡の抗力係数 C_{DBp}^S は、Tomiyama ら[26]の提案する

次式で評価される。

$$C_{DBp}^S = \max \left[\min \left[\frac{16}{Re_{Bp}} (1 + 0.15 Re_{Bp}^{0.687}), \frac{48}{Re_{Bp}} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo_{Bp}}{Eo_{Bp} + 4} \right] \quad (D.19)$$

ここで、 Re_{Bp} 及び Eo_{Bp} は各々気泡レイノルズ数及びエトベス数であり次式で定義される。

$$Re_{Bp} = \frac{\rho_c |V_{Bp} - V_c| d_{Bp}}{\mu_c} \quad (D.20)$$

$$Eo_{Bp} = \frac{(\rho_c - \rho_g) g d_{Bp}^2}{\sigma} \quad (D.21)$$

揚力係数は次に示す Tomiyama ら[27]の式で評価される。

$$C_{LBp} = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re_{Bp}), f(Eo_{HBp})] & \text{for } Eo_{HBp} \leq 4 \\ f(Eo_{HBp}) & \text{for } 4 < Eo_{HBp} \leq 10.7 \\ -0.29 & \text{for } 10.7 < Eo_{HBp} \end{cases} \quad (D.22)$$

$$f(Eo_{HBp}) = 0.00105 Eo_{HBp}^3 - 0.0159 Eo_{HBp}^2 - 0.0204 Eo_{HBp} + 0.474 \quad (D.23)$$

ここで、 Eo_{HBp} は回転楕円体近似した気泡の長径 d_{HBp} [m] を代表長さとして気泡の扁平度を考慮した修正エトベス数である。 $Eo < 40$ おける気泡のアスペクト比（回転楕円体近似した気泡の短径に対する長径の比） E_{Bp} の評価には Vakhrushev と Efremov の式[28]が用いられている。

$$E_{Bp} = \begin{cases} 1 & \text{for } Ta_{Bp} \leq 1 \\ [0.81 + 0.206 \tanh(1.6 - 2 \log_{10} Ta_{Bp})]^3 & \text{for } 1 < Ta_{Bp} \leq 39.8 \\ 0.24 & \text{for } 39.8 < Ta_{Bp} \end{cases} \quad (\text{D.24})$$

ここで、 Ta_{Bp} は気泡に働く慣性力，粘性力，浮力，表面張力を含んだ無次元パラメータのタダキ数であり， Re_{Bp} とモルトン数 M を用いて次式で定義される[29].

$$Ta_{Bp} = Re_{Bp} M^{0.23} \quad (\text{D.25})$$

M は次式で定義される.

$$M = \frac{\mu_L^4 (\rho_L - \rho_G) g}{\rho_L^2 \sigma^3} \quad (\text{D.26})$$

水-空気系では $Eo = 40$ の気泡径は 14 mm となる. $Eo > 40$ の気泡については，液相変動により気泡形状は非定常に激しく変化するが，このような気泡に適用できるモデルは提案されていないため， $Eo \geq 40$ ではアスペクト比を 1 とする. 仮想質量係数に関しては，ポテンシャル流中の固体球に対する理論解として $C_{VMBp} = 0.5$ が得られており[30]，小嶋は[4]この値を用いている. 乱流分散係数に関しては， $0.1 \leq C_{TDBp} \leq 1.0$ の定数を使用する研究例が多い[31]. 島田ら[32]は気泡塔内気泡流のように気泡運動によって流れが駆動される現象では，従来計算に採用されてきたこの範囲よりも大きな値を用いることを推奨している. 本計算では $C_{TDBp} = 2$ とする. 液相の乱流エネルギー k_{CL} は Lopez de Bertodano ら[33]と同様に，各気泡グループの気泡誘起乱流エネルギーの総和をとった次式で与えられる.

$$k_{CL} = \sum_{p=1}^N \varepsilon_{Bp} |\mathbf{V}_{Bp} - \mathbf{V}_C|^2 \quad (\text{D.27})$$

自由表面に到達した気泡は計算の時間刻み幅 Δt [s] の間に連続気相に合体すると仮定すると，連続気相とクラス p の気泡間の体積率輸送率 Γ_{GBp} 及び数密度輸送率 γ_{GBp}

は次式で与えられる[19].

$$\Gamma_{GBp} = \frac{\varepsilon_{Bp} \varepsilon_{CG}}{\Delta t \varepsilon_C} \quad (D.28)$$

$$\gamma_{GBp} = \frac{n_{Bp} \varepsilon_{CG}}{\Delta t \varepsilon_C} \quad (D.29)$$

D.4 気泡合体・分裂モデル

式(D.4)の数密度輸送方程式における気泡合体・分裂によるクラス p の気泡とその他のクラスの気泡間の数密度輸送率 R_p は Kumar と Ramkrishna [34]の提案した気泡数密度の分配則で評価する.

$$\begin{aligned} R_p = & \sum_{p \leq k} \zeta_{pk} n_{Bp} - \frac{n_{Bp}}{\theta_p} \int_0^{\theta_p^B} \theta \Omega_B(\theta, \theta_p) d\theta \\ & + \sum_{\substack{k, l \\ \theta_p^B \leq \theta_k + \theta_l \leq \theta_{p+1}^B}} \frac{1}{2} \eta_{kl} n_{Bk} n_{Bl} \Omega_C(\theta_k, \theta_l) - n_{Bp} \sum_k \Omega_C(\theta_p, \theta_k) \end{aligned} \quad (D.30)$$

ここで, θ_p はクラス p の気泡体積 [m³], θ_p^B [m³] は $(\theta_p + \theta_{p-1})/2$, $\Omega_B(\theta, \theta_p)$ は体積 θ_p の気泡が分裂し体積 θ の気泡が生じる頻度 [Hz], $\Omega_C(\theta_k, \theta_l)$ は体積 θ_k 及び θ_l の気泡合体頻度 [Hz] である. 右辺第一項は分裂によるクラス p の気泡の生成率, 第二項は分裂によるクラス p の気泡の消滅率, 第三項は合体によるクラス p の気泡の生成率, 第四項は合体によるクラス p の気泡の消滅率を表す. 係数 ζ_{pk} 及び η_{kl} は次式で定義される.

$$\zeta_{pk} = \int_{\theta_p^B}^{\theta_{p+1}^B} \frac{\theta_{p+1} - \theta}{\theta_{p+1} - \theta_p} \Omega_B(\theta, \theta_k) d\theta + \int_{\theta_p^B}^{\theta_{p+1}^B} \frac{\theta - \theta_{p-1}}{\theta_p - \theta_{p-1}} \Omega_B(\theta, \theta_k) d\theta \quad (D.31)$$

$$\eta_{kl} = \begin{cases} \frac{\theta_{p+1} - (\theta_k + \theta_l)}{\theta_{p+1} - \theta_p} & \text{for } \theta_p \leq \theta_k + \theta_l \leq \theta_{p+1}^B \\ \frac{(\theta_k + \theta_l) - \theta_{p-1}}{\theta_p - \theta_{p-1}} & \text{for } \theta_p^B \leq \theta_k + \theta_l < \theta_p \end{cases} \quad (\text{D.32})$$

ここで、式(D.31)は数値積分を用いて計算される。各クラスの数密度は図 D.5 に示すように5つに分割する。

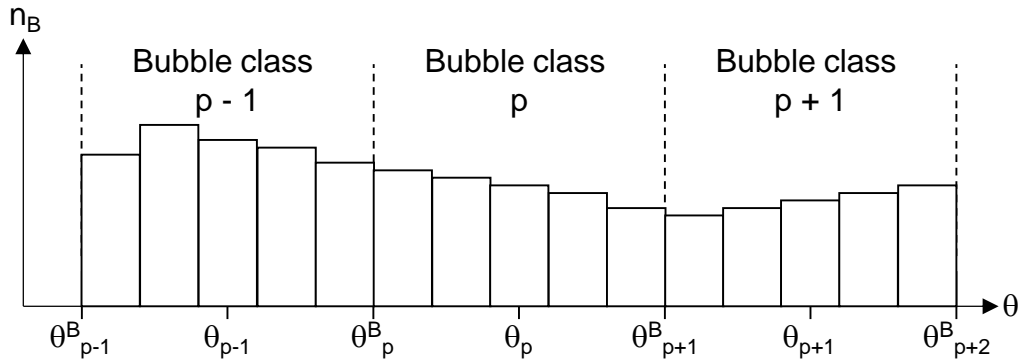


図 D.5 気泡数密度の分配方法[4]

気泡分裂の評価には Luo と Svendsen [10]のモデルを用いる。Luo と Svendsen [10]の気泡分裂モデルでは、図 D.6 に示すように乱流渦と気泡との干渉による気泡分裂をモデル化している。体積 θ_m [m³]の気泡が体積 $\theta_m f_{BV}$ の気泡に分裂する頻度 Ω_B は次式で与えられる。

$$\Omega_B(\theta_m f_{BV}, \theta_m) = \int_{\xi_{\min}}^1 d_{Bm} \omega_{\xi}^B(\theta_m) P^B(\theta_m f_{BV}, \theta_m) d\xi \quad (\text{D.33})$$

ここで、 f_{BV} は分裂後の気泡体積と分裂前の気泡体積の比である。気泡径で無次元化された渦スケール ξ の渦と θ_m の気泡との衝突頻度 $\omega_{\xi}^B(\theta_m)$ は次式で与えられる。

$$\omega_{\xi}^B(\theta_m) = 0.923 \varepsilon_C (ed_{Bm})^{1/3} \frac{(1+\xi)^2}{d_{Bm}^2 \xi^{11/3}} \quad (\text{D.34})$$

気泡分裂効率 P^B は次式で与えられる.

$$P^B(\theta_m, f_{BV}, \theta_m) = \exp\left[-\frac{7.06(f_{BV}^{2/3} + (1-f_{BV})^{2/3} - 1)\sigma}{\rho_L(e^2 d_{Bm}^5 \xi^{11})^{1/3}}\right] \quad (\text{D.35})$$

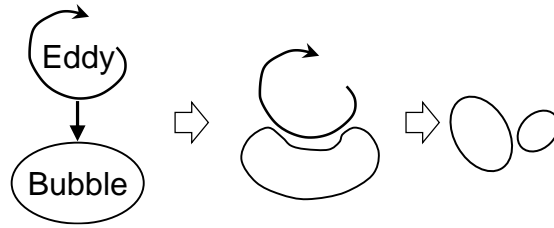


図 D.6 乱流渦と気泡との干渉による気泡分裂

気泡合体の評価には Prince と Blanch [8]のモデルと Wang ら[9]のモデルを用いる. 図 D.7 に気泡衝突の要因を示す. 気泡塔内気泡流の数値計算でよく利用されている Prince と Blanch [8]の気泡合体モデルでは, 図 D.7 の(a) 液相の乱流速度変動, (b) 気泡終端上昇速度の差異, (c) 液相の速度勾配に起因する気泡同士の衝突現象を考慮している. 前川[35]及び田中ら[7]は大きな気泡が生成される現象を取り扱う際には後続気泡巻き込みによる気泡合体機構をさらに考慮する必要があると報告している. このことから本数値計算では, Prince と Blanch [8]の気泡合体モデル (図 D.7(a)–(c)) と気泡伴流に起因する衝突現象を表現する Wang ら[9]の気泡合体モデル (図 D.7(d)) とを組み合わせることにより気泡合体を評価する.

体積 θ_m と θ_n 間の気泡合体頻度 $\Omega_C(\theta_m, \theta_n)$ は Prince モデルの気泡合体頻度 Ω_C^P 及び Wang モデルの気泡合体頻度 Ω_C^W の線形和であり $\Omega_C(\theta_m, \theta_n) = \Omega_C^P(\theta_m, \theta_n) + \Omega_C^W(\theta_m, \theta_n)$ として与える. Prince モデルの気泡合体頻度 Ω_C^P は次式で与えられる.

$$\Omega_C^P(\theta_m, \theta_n) = (\omega_{mm}^t + \omega_{mm}^v + \omega_{mm}^s) P_{mm}^{CP} \quad (\text{D.36})$$

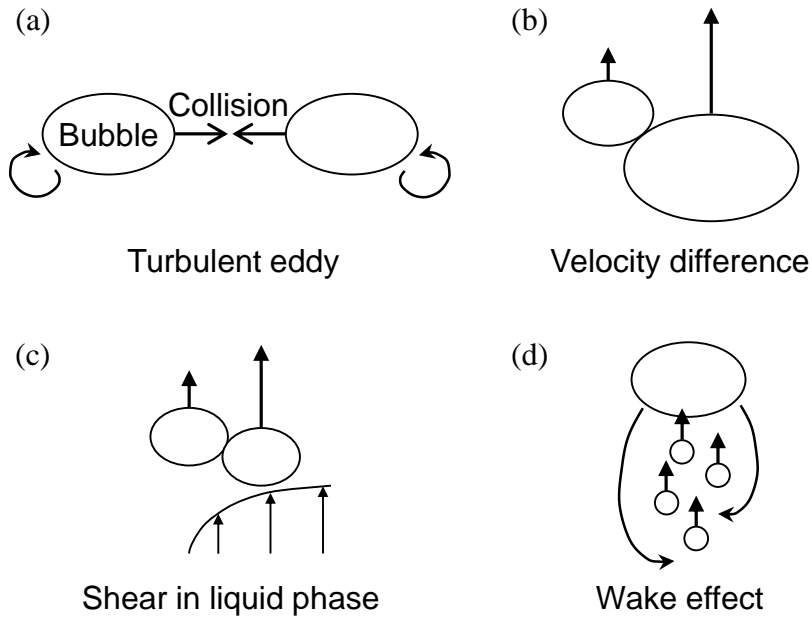


図 D.7 気泡衝突の要因

ここで、 ω_{mn}^t 、 ω_{mn}^v 及び ω_{mn}^s は各々、液相の乱流速度変動、気泡終端上昇速度の差異、液相速度勾配に起因する気泡衝突頻度 [Hz]、 P_{mn}^{CP} は気泡合体効率である。 ω_{mn}^t は Kennard [36]の提案する次式で評価する。

$$\omega_{mn}^t = S_{mn} (\bar{u}_{m}^2 + \bar{u}_{n}^2)^{1/2} \quad (\text{D.37})$$

ここで、 S_{mn} は次式で与えられる二気泡の衝突断面積 [m^2]である。

$$S_{mn} = \frac{\pi}{16} (d_{Bm} + d_{Bn})^2 \quad (\text{D.38})$$

\bar{u}_{m} はクラス m の気泡の平均乱流速度 [m/s]であり、Rotta [37]の式で評価する。

$$\bar{u}_{m} = 1.4 (e d_{Bm})^{1/3} \quad (\text{D.39})$$

ここで、 e は液相の乱流エネルギー消散率 [m^2/s^3]であり、 $e = J_G g$ として評価する

[38-40]. ω_{mn}^v は Friedlander [41]による次式で与える.

$$\omega_{mn}^v = S_{mn}(u_{rm} - u_{rn}) \quad (\text{D.40})$$

ここで, u_{rm} はクラス m の気泡の終端上昇速度 [m/s]である. ω_{mn}^s は Friedlander [41]による次式で与える.

$$\omega_{mn}^s = \frac{1}{6}(d_{Bm} + d_{Bn})^3 \left(\frac{d\bar{V}_z}{dR} \right) \quad (\text{D.41})$$

ここで, $d\bar{V}_z/dR$ は塔半径方向の液相速度勾配 [s^{-1}]である. 気泡合体効率 P_{mn}^{CP} は次の Coulaloglou と Tavlarides [42]の式で評価する.

$$P_{mn}^{CP} = \exp \left[-\frac{t_{Cmn}}{\tau_{mn}} \right] \quad (\text{D.42})$$

ここで, τ_{mn} は気泡の接触時間 [s]である. t_{Cmn} は二気泡が接触後合体に要する時間 [s]であり Prince と Blanch [8]による次式で評価する.

$$t_{Cmn} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{d_{Bmn}^3 \rho_L}{2\sigma}} \ln \frac{h_0}{h_f} \quad (\text{D.43})$$

ここで, d_{Bmn} [m]は $(1/d_{Bm} + 1/d_{Bn})^{-1}$, h_0 は初期液膜厚さ [m], h_f は最終液膜厚さ [m]である. 水-空気系二相流において h_0 及び h_f は各々 1.0×10^{-4} 及び 1.0×10^{-8} m であることが知られている[43, 44]. τ_{mn} は次の Levich [45]の式で評価する.

$$\tau_{mn} = \left(\frac{d_{Bmn}^2}{4e} \right)^{1/3} \quad (\text{D.44})$$

Wang モデルの気泡合体頻度 Ω_c^W は次式で与えられる.

$$\Omega_C^W(\theta_m, \theta_n) = A \omega_{mn}^w P_{mn}^{CW} \quad (\text{D.45})$$

ここで、 ω_{mn}^w は伴流を持つクラス m の先行気泡と伴流内にあるクラス n の後続する気泡との衝突頻度 [Hz] であり次式で与えられる。

$$\omega_{mn}^w = K d_{Bm}^2 u_{rm} \quad (\text{D.46})$$

ここで、 K はモデル定数であり 15.4 が Wang ら[9]によって推奨されている。 P_{mn}^{CW} は Hibiki と Ishii[46]により次式で与えられる。

$$P_{mn}^{CW} = \exp \left[-0.46 \left(\frac{\rho_L^3 e^2 d_{Bmn}^5}{\sigma^3} \right)^{1/6} \right] \quad (\text{D.47})$$

式(D.45)中の係数 A は後続気泡が巻き込まれるのに十分な気泡伴流が生じるか否かを判定するためのパラメータであり次式で与えられる。

$$A = \begin{cases} \frac{\left(d_{Bm} - \frac{d_B^C}{2} \right)^6}{\left(d_{Bm} - \frac{d_B^C}{2} \right)^6 + \left(\frac{d_B^C}{2} \right)^6} & \text{for } d_{Bm} \geq \frac{d_B^C}{2} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (\text{D.48})$$

$$d_B^C = Eo^{1/2} \left[\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{1/2} \quad (\text{D.49})$$

Wang ら[9]は常温常圧の水-空気系二相流に対する d_B^C は 11 mm ($Eo = 16$)としているがこの値の明確な根拠は示されていない。小嶋は[4] d_B^C の最適値検討を行い d_B^C が

11 mm ではウェイク効果による気泡合体は観察されなかったと報告している。また、小嶋は[4] $d_B^C = 11$ mm として局所ボイド率を計算した結果、ボイド率の計算値は実験値を大幅に過小評価しており、本実験体系の計算を実施する際は $d_B^C = 11$ mm は不適當であると述べている。本数値計算では小嶋[4]の示す $d_B^C = 27$ mm を用いる。

D.5 計算体系及び条件

第3章で示した矩形気泡塔 ($D_H = 200$ mm) における気液二相気泡流を対象に、NP2 モデルによる数値計算を実施した。計算体系を図 D.8 に示す。ここで、 x 及び y は各々塔中央からの水平方向及び奥行き方向距離 [m]、 z は底面からの高さ [m] である。計算領域は $200 \times 200 \times 2000$ mm とした。初期液位は 400, 600, 800 及び 1000 mm とした。計算セルは立方体セルであり、計算セル幅 Δx は 10 mm とした。時間刻み幅 Δt は 1 ms とした。液相及び気相は各々、常温常圧の水及び空気とし、これら流体の物性値は $\rho_L = 998$ kg/m³, $\rho_G = 1.2$ kg/m³, $\mu_L = 1.0 \times 10^{-3}$ Pa·s, $\mu_G = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa·s, $\sigma = 0.072$ N/m とした。気泡塔壁面の境界条件はすべり条件とし、計算領域底部及び上部の境界条件は各々連続流入境界及び連続流出境界とした。 J_G は 0.050 及び 0.10 m/s とした。

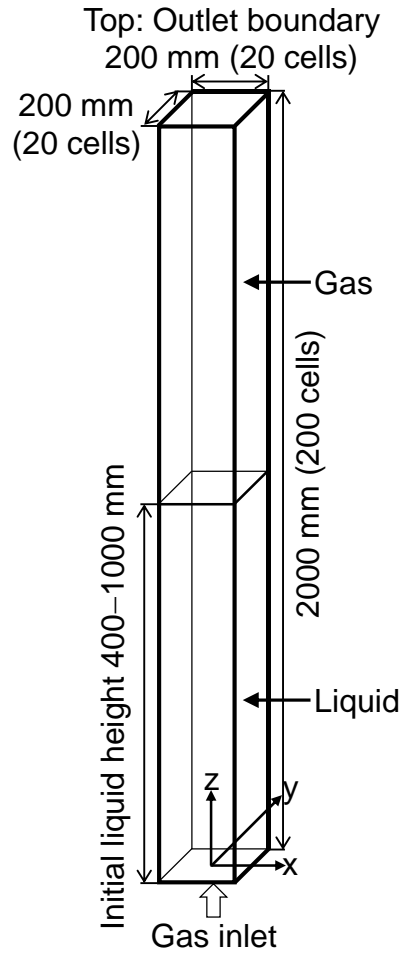


図 D.8 計算体系

入口気泡径 d_B^{in} は次式に示す Davidson と Schüler[47]の相関式を用いて評価する.

$$d_B^{in} = 1.38 \left(\frac{Q_{hole}^2}{g} \right)^{1/5} \quad (D.50)$$

ここで、 Q_{hole} は散気板の単一孔における気相体積流量 [m^3/s]である. 上式より, 入口気泡径は $J_G = 0.050$ 及び 0.10 m/s において各々 $d_B^{in} = 15$ 及び 20 mm である. 流入境界条件は指定した J_G を分散気相の速度及び数密度に換算して与える. 入口での気泡数密度 n_B^{in} [m^{-3}]は次式で与える.

$$n_B^{in} = \frac{\varepsilon_B^{in}}{\theta} \quad (\text{D.51})$$

ここで、 ε_B^{in} は入口での気相体積率であり、ノズルから流入した気泡が計算セルに占める面積割合で評価する。入口での気泡速度の z 方向成分 V_{Bz}^{in} [m/s] は次式で与える。

$$V_{Bz}^{in} = \frac{J_G}{\varepsilon_B^{in} \bar{X}^A} \quad (\text{D.52})$$

ここで、 \bar{X}^A は X の断面平均を表す。

NP2 モデルでは気泡を気泡径に応じて N 種の気泡クラスに分類する。前川[35]は気泡塔内気泡流の数値計算において、気泡径と終端上昇速度及び揚力係数の関係に着目して分散気相を代表気泡径が 3.6–36 mm の 6 クラスに分類している。小嶋[4]は観察結果に基づきさらに大きな気泡クラス ($d_{Bp} = 57$ mm) を追加し計算を行っている。そこで、本研究でも小嶋[4]と同じ気泡径クラス (表 D.1) を用いる。

約 100 s 以降で流れは準定常となったため、計算時間が 100 から 50 s 間の気泡塔内平均ボイド率の時間平均値を実験結果と比較した。

表 D.1 小嶋[4]の数値計算で用いられた気泡クラス

Class p	1	2	3	4	5	6	7
d_{Bp} [mm]	3.6	7.4	13	19	27	36	57

D.6 計算結果及び考察

第3章で得られた矩形気泡塔における $J_G = 0.05$ m/s での平均ボイド率の実験値と計算値との比較を図 D.9 に示す。両者は良好に一致しており、計算値は実験結果のボイド率の初期液位依存性を良く表現できている。Ojima ら[18]は、本手法で $J_G = 0.02$ 及び 0.034 m/s における液相速度・液相変動速度・局所ボイド率分布の良好な

付録 D 気泡塔内流動の数値計算

予測結果を得ている。よって、既存の計算手法は低 J_G における塔内流動を良好に予測できることを確認した。

各 H_0 における気泡径の PDF (確率密度関数) を図 D.10 に示す。ここで、PDF は体積割合 $\varepsilon_{Bp}/\alpha_G$ で評価した。両 H_0 ともに 20 mm 以下の小気泡がほとんどの割合を占めている。また、 H_0 増加に伴い最大の気泡 ($d_{Bp} = 57$ mm) の存在割合がわずかに増加している。図 D.11 に $d_{Bp} = 57$ mm オーダーの気泡の画像を示す。この気泡は第 2 章で示した大気泡 (気泡の横幅が 100 mm 程度以上の気泡) と似たような特徴を持ち、 $d_{Bp} = 57$ mm オーダーの気泡は周囲の小気泡よりも高い速度で、また多くの小気泡を同伴しながら塔内を上昇した。よって、 $d_{Bp} = 57$ mm クラスの気泡はこのクラス以下の小気泡に比べボイド率を減少させる効果が大きいと推察できる。図 D.10 に示すように H_0 増加に伴う $d_{Bp} = 57$ mm クラスの気泡の存在割合の増加量は小さいが、この気泡の持つボイド率を減少させる効果が大きいため、ボイド率は H_0 増加に伴い低下したと考えられる。

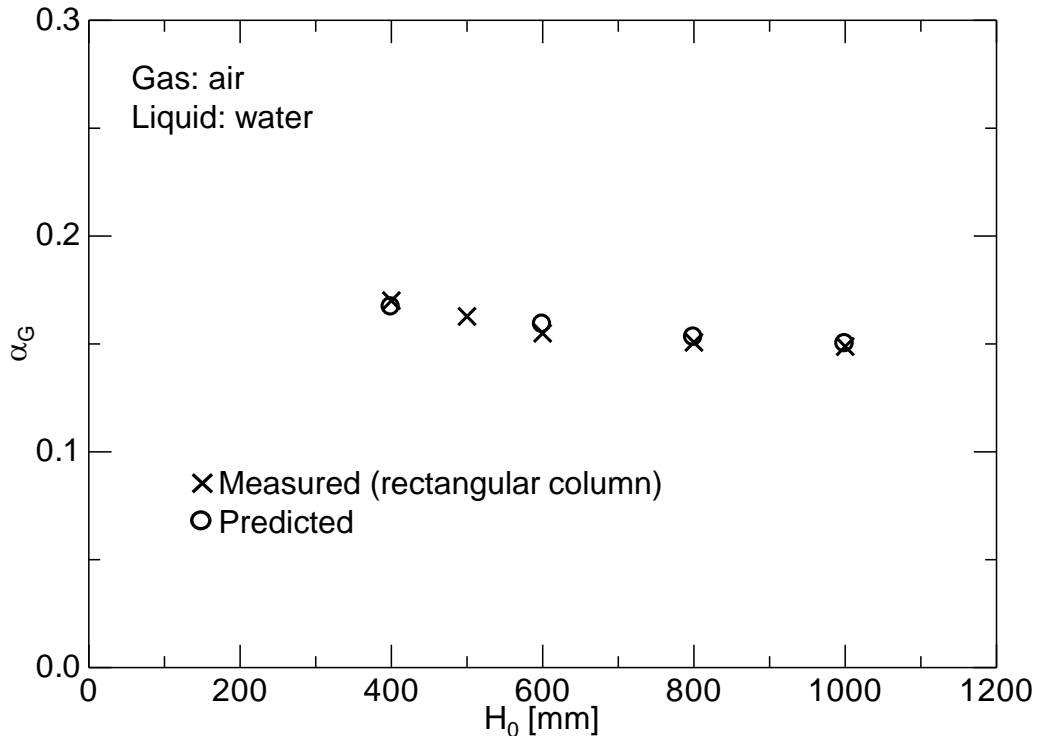


図 D.9 気泡塔内平均ボイド率の比較 ($J_G = 0.05$ m/s)

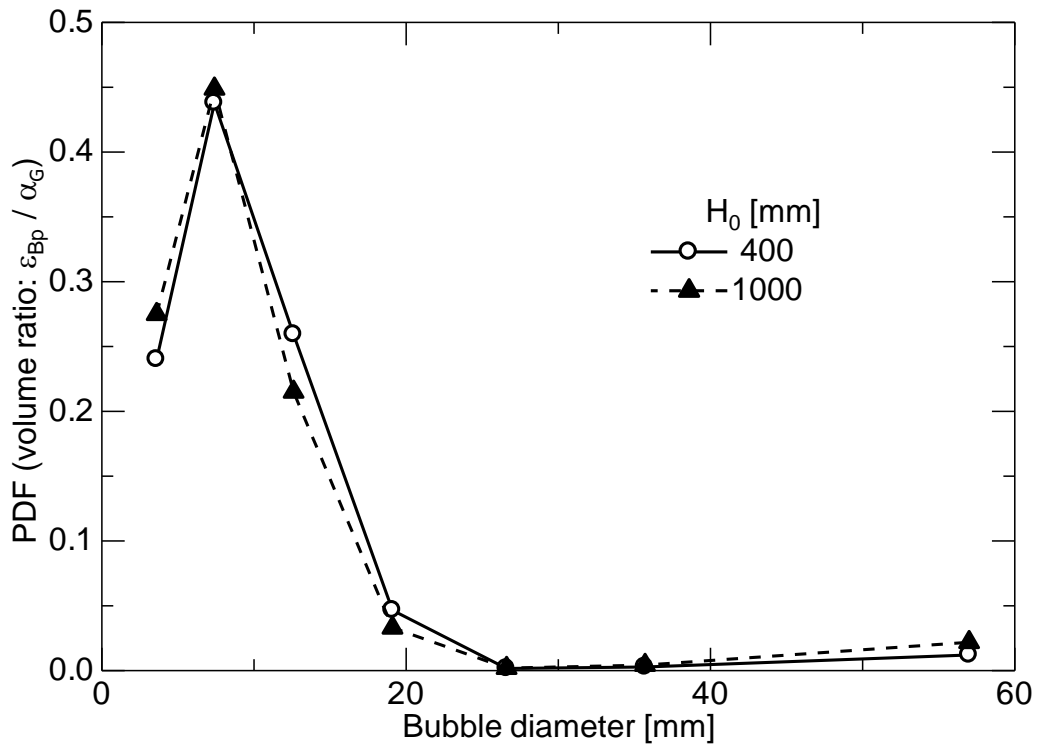


図 D.10 気泡径分布の計算結果 ($J_G = 0.05$ m/s)

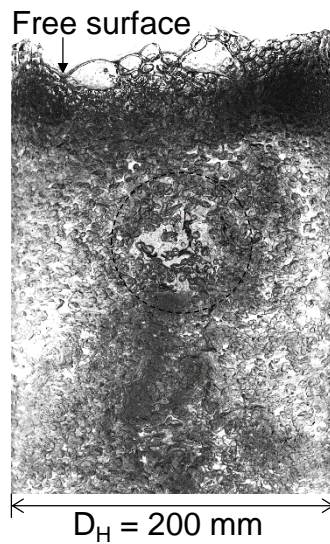


図 D.11 $d_{Bp} = 57$ mm オーダーの気泡 ($J_G = 0.05$ m/s)

付録 D 気泡塔内流動の数値計算

$J_G = 0.10 \text{ m/s}$ における平均ボイド率の実験値と計算値との比較を図 D.12 に示す。計算値（中白丸）は実験値のボイド率の H_0 依存性の傾向は捉えられてはいるが、計算値は実験値を過大評価している。第 2 章では、 $J_G \geq 0.10 \text{ m/s}$ において気泡の横幅が 100 mm 以上の大気泡の存在が観察できた。この観察結果に基づき、表 D.1 の気泡クラスに 100 及び 150 mm の 2 種の気泡クラスを追加して計算を実施した。図 D.13 に気泡径分布の計算結果を示す。計算においても、 $J_G = 0.10 \text{ m/s}$ では大気泡は形成された。図 D.12 に $d_{Bp} = 3.6\text{--}150 \text{ mm}$ のボイド率計算値を黒丸で示す。この値は $d_{Bp} = 3.6\text{--}57 \text{ mm}$ の値よりも小さくなる。しかし、大気泡の気泡径クラスを追加しても計算値は実験値を過大評価している。既存の NP2 モデルを用いた計算では、大気泡を伴う流れを精度良く予測できない。迫田[3]はセルサイズに対する気泡径の比 d^* が 10 程度以上の気泡の計算には、体積追跡法に基づく ITM が適していると報告している。100 及び 150 mm の気泡クラスの d^* は各々 10 及び 15 であることから、これらの大気泡を MFM ではなく ITM により計算することで、この問題を解決できる可能性がある。

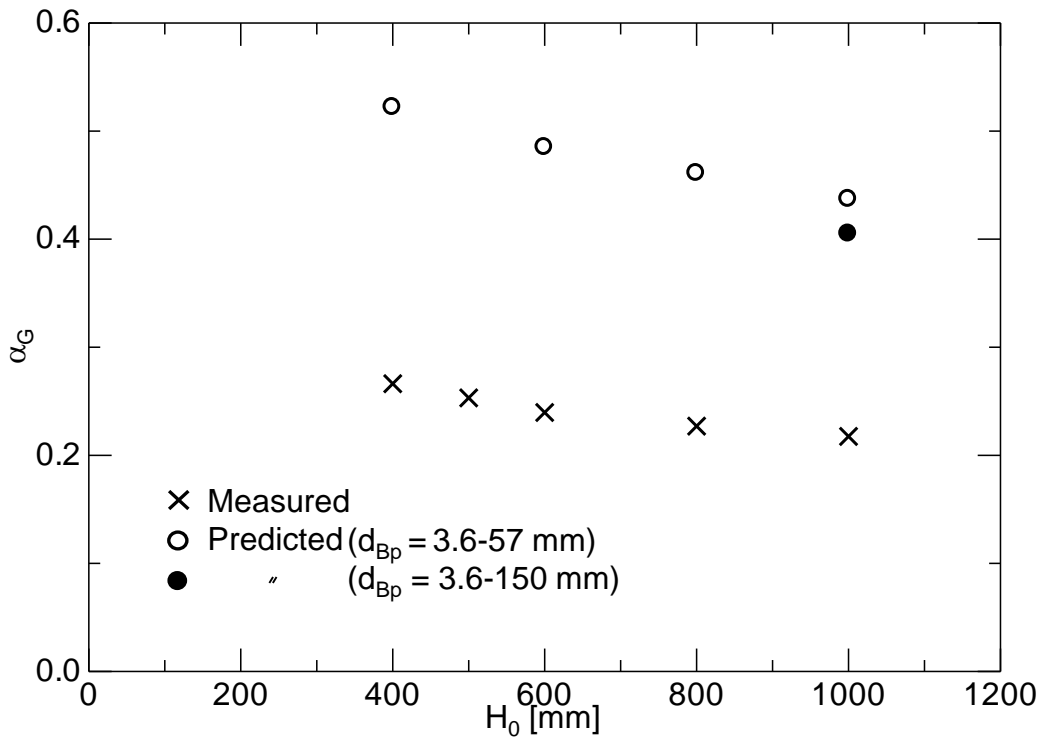


図 D.12 平均ボイド率の比較 ($J_G = 0.10 \text{ m/s}$, $H_0 = 1000 \text{ mm}$)

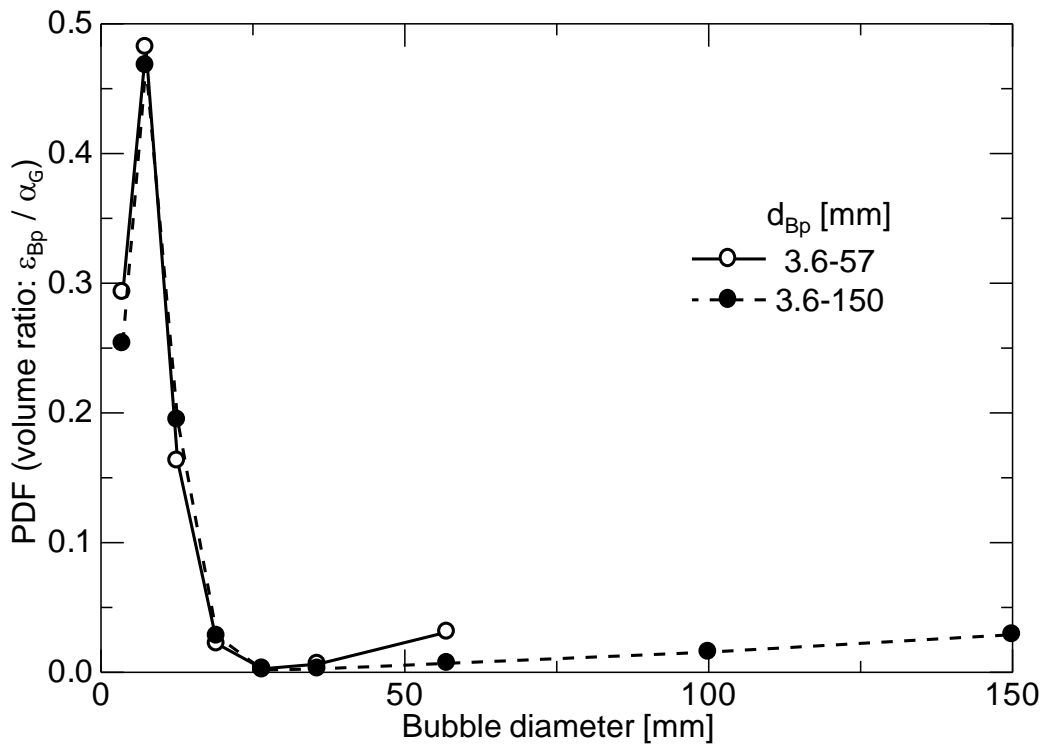


図 D.13 気泡径分布の計算結果 ($J_G = 0.10$ m/s, $H_0 = 1000$ mm)

付録 D の参考文献

- [1] 片岡勲, 混相流動の多重スケール性と解析手法, ながれ, 25 (2006) 23–30.
- [2] 富山明男, 気泡を含む流れの数値予測, 日本機械学会論文集 (B 編), 66 (2000) 4–12.
- [3] 迫田健一, ハイブリッド計算技術に基づく気泡流のマルチスケール予測手法に関する研究, 神戸大学博士論文 (2006).
- [4] 小嶋真平, スラリー気泡塔内流れに関する研究, 神戸大学博士論文 (2015).
- [5] M. Akbar, K. Hayashi, S. Hosokawa, A. Tomiyama, Bubble tracking simulation of bubble-induced pseudoturbulence, *Multiphas. Sci. Tech.* 24 (2012), 197–222.
- [6] K. Ekambara, M.T. Dhotre, CFD simulation of bubble column, *Nucl. Eng. Des.* 240 (2010) 963–969.
- [7] 田中正博, 林公祐, 富山明男, 多流体モデルによる気泡塔内多分散気泡流の数

- 値計算, 日本機械学会論文集 (B 編) 75 (2009) 88–95.
- [8] M.J. Prince, H.W. Blanch, Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns, *AIChE. J.* 36 (1990) 1485–1499.
- [9] T. Wang, J. Wang, Y. Jin, Theoretical prediction of flow regime transition in bubble columns by the population balance model, *Chem. Eng. Sci.* 60 (2005) 6199–6209.
- [10] H. Luo, H.F. Svendsen, Theoretical model for drop and bubble breakup in turbulent dispersions, *AIChE. J.* 42 (1996) 1225–1233.
- [11] F. Lehr, M. Millies, D. Mewes, Bubble-size distributions and flow fields in bubble columns, *AIChE. J.* 48 (2002) 2426–2443.
- [12] C. Laborde-Boutet, F. Larachi, N. Dromard, O. Delsart, D. Schweich, CFD simulation of bubble column flows: Investigations on turbulence models in RANS approach, *Chem. Eng. Sci.* 64 (2009) 4399–4413.
- [13] J.H. Hills, Radial non-uniformity of velocity and voidage in a bubble column, *Trans. Inst. Chem. Engrs.* 52 (1974) 1–9.
- [14] J. Grienburger, H. Hofmann, Investigation and modeling of bubble columns, *Chem. Eng. Sci.* 47 (1992) 2215–2220.
- [15] T.-H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J. Zhu, A new k - ε eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation, NASA-TM 106721 (1994).
- [16] P. Chen, Modeling the fluid dynamics of bubble column flows, PhD Thesis, Sever Institute of Washington University (2004).
- [17] V. Yakhot, S.A. Orszag, Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory, *J. Sci. Comp.* 1 (1986) 3–51.
- [18] S. Ojima, K. Hayashi, S. Hosokawa, A. Tomiyama, Distributions of void fraction and liquid velocity in air–water bubble column, *Int. J. Multiphase Flow* 67 (2014) 111–121.
- [19] Tomiyama, A. and Shimada, N., (N+2)-field modeling for bubbly flow simulation, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol.9 (2001), pp.418–426.
- [20] Tryggvason, G., Scardovelli, R. and Zaleski, S., *Direct numerical simulations of gas-liquid multiphase flows*, Cambridge University Press (2011).
- [21] Tomiyama, A., Sakoda, K., Hayashi, K., Sou, A., Shimada, N. and Hosokawa, S.,

- Modeling and hybrid simulation of bubbly flow, *Multiphase Science and Technology*, Vol.18 (2006), pp.73–110.
- [22] 島田直樹, 非加熱系混相流のメゾ・マクロスケール現象予測モデルに関する研究, 神戸大学博士論文 (2002).
- [23] Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C., A continuum method for modeling surface tension, *Journal of Computational Physics*, Vol.100 (1992), pp.335–354.
- [24] Maekawa, M., Shimada, N., Sou, A. and Tomiyama, A., Numerical simulation of poly-dispersed bubbly flow using a multi-fluid model, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 2 (2007), pp.502–512.
- [25] 富山明男, 片岡勲, 福田匠, 坂口忠司, 気泡の抗力係数に関する研究 (第 2 報, 気泡群の抗力係数と非定常流への適用性), *日本機械学会論文集 (B 編)*, Vol. 61 (1995), pp.46–53.
- [26] Tomiyama, A., Kataoka, I., Žun, I. and Sakaguchi, T., Drag coefficients of single bubbles under normal and micro gravity conditions, *JSME International Journal*, Vol.42 (1998), pp.472–479.
- [27] Tomiyama, A., Tamai, H., Žun, I. and Hosokawa, S., Transverse migration of single bubbles in simple shear flows, *Chemical Engineering Science*, Vol.57 (2002), pp.1846–1858.
- [28] Vakhrushev, I. A. and Efremov, G. I., Interpolation formula for computing the velocities of single gas bubbles in liquids, *Chemistry and Technology of Fuels and Oils*, Vol. 6 (1970), pp.376–379.
- [29] 只木楨力, 前田四郎, 種々の静止液体中を上昇する単一気泡の形状および上昇速度について, *化学工学*, Vol.4 (1961), pp.254–264.
- [30] T.R. Auton, The lift force on a spherical body in a rotational flow, *J. Fluid. Mech.* 183, 199–218, 1987.
- [31] Jr.R.T. Lahey, D.D. Drew, An analysis of two-phase flow and heat transfer using a multidimensional, multi-field, two-fluid computational fluid dynamics (CFD) model, *Japan/US seminar on two-phase flow dynamics*, Santa Barbara, USA, 265–298, 2000.
- [32] 島田直樹, 富山明男, Iztok Žun, 浅野浩幸, 気泡塔内気泡流数値予測に必要なとなる相関式の感度解析, *化学工学論文集*, 29 (6), 778–786, 2003.

- [33] Lopez de Bertodano, M., Lahey Jr., R. T. and Jones, O. C., Phase distribution in bubbly two-phase flow in vertical ducts, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.20 (1994), pp.805–818.
- [34] Kumar, S. and Ramkrishna, D., On the solution of population balance equations by discretization – I. a fixed technique, *Chemical Engineering Science*, Vol.51 (1996), pp.1311–1332.
- [35] 前川宗則, 気泡塔内多分散気泡流の流動特性と数値予測モデルに関する研究, 神戸大学博士論文 (2008).
- [36] Kennard, E. H., *Kinetic theory of gases*, McGraw-Hill (1938).
- [37] Rotta, J. C., *Turbulente stromungen*, B. G. Teubner Stuttgart (1972).
- [38] Baird, M. H. I. and Rice, R. G., Axial dispersion in large unbaffled columns, *The Chemical Engineering Journal*, Vol.9 (1975), pp.171–174.
- [39] Lakota, A., Jazbec, M. and Levec, J., Impact of structured packing on bubble column mass transfer characteristics, part 1. backmixing in the liquid phase, *Acta Chimica Slovenica*, Vol.48 (2001), pp.453–468.
- [40] Sánchez Pérez, J. A., Rodríguez Porcel, E. M., Casas López, J. L., Fernández Sevilla, J. M. and Chisti, Y., Shear rate in stirred tank and bubble column bioreactors, *The Chemical Engineering Journal*, Vol.124 (2006), pp.1–5.
- [41] Friedlander, S. K., *Smoke, dust and haze*, Wiley (1977).
- [42] Coualaloglou, C. A. and Tavlarides, L. L., Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersions, *Chemical Engineering Science*, Vol. 32 (1977), pp.1289-1297.
- [43] Kirkpatrick, R. D. and Lockett, M. J., The influence of approach velocity on bubble coalescence, *Chemical Engineering Science*, Vol.29 (1974), pp.2363–2373.
- [44] Kim, W. K. and Lee, K. L., Coalescence behavior of two bubbles in stagnant liquids, *Journal of Chemical Engineering Japan*, Vol.20 (1987), pp.449–453.
- [45] Levich, V. G., *Physicochemical hydrodynamics*, Prentice Hall (1962).
- [46] Hibiki, T. and Ishii, M., Two-group interfacial area transport equations at bubbly-to-slug flow transition, *Nuclear Engineering and Design*, Vol.202 (2000), pp.39–76.

- [47] Davidson, J. F. and Schüler, B. O. G., Bubble formation at an orifice in an inviscid liquid, Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol.38 (1960), pp.335–342.

本研究に関連する学術論文・講演論文

- [1] S. Ojima, S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of particle diameter on bubble coalescence in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 48 (2015) 181–189.
- [2] S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of liquid height on gas holdup in air–water bubble column, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 72 (2016) 67–74.
- [3] S. Sasaki, K. Uchida, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of particle concentration and slurry height on gas holdup in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng. Japan* 49 (2016) 824–830.
- [4] S. Sasaki, K. Uchida, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of column diameter and liquid height on gas holdup in air-water bubble columns, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 82 (2017) 359–366.
- [5] S. Sasaki, S. OJIMA, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of height-diameter ratio on gas holdup in a slurry bubble column, 2nd International Symposium on Multiscale Multiphase Process Engineering (2014) 230–235.
- [6] S. Sasaki, K. Hayashi, A. Tomiyama, Effects of liquid height on gas holdup in a rectangular bubble column, 9th International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flow (2015) 9–10.
- [7] 小嶋真平, 佐々木翔平, 林公祐, 細川茂雄, 富山明男, スラリー気泡塔における気泡合体に粒子径が及ぼす影響, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2014.
- [8] 佐々木翔平, 小嶋真平, 林公祐, 富山明男, スラリー気泡塔内平均ボイド率に及ぼす初期液位の影響, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2014.
- [9] 内田賢吾, 橋田昌明, 佐々木翔平, 林公祐, 富山明男, 塔径及び初期液位が気泡塔内平均ボイド率に及ぼす影響, 日本混相流学会混相流シンポジウム 2016.

謝辞

本学位論文の作成にあたり有益な議論とご意見を賜り、また、ご多忙の中本論文の丁寧な査読をして頂きました神戸大学大学院工学研究科教授 大村直人 先生、同工学研究科教授 鈴木洋 先生、同工学研究科准教授 林公祐 先生に謹んで感謝の意を表します。

本研究の遂行にあたり日々懇切丁寧なご指導を頂き、また公私にわたり幅広い知識と教養を得る機会を与えて下さいました神戸大学大学院工学研究科教授 富山明男 先生に深く感謝の意を表します。日々の議論の中で数え切れないほど多くのことを学ばせて頂きました。本当にありがとうございました。また、常日頃の研究遂行にあたり適宜貴重なご指導、ご助言を頂きました神戸大学大学院工学研究科准教授 細川茂雄 先生、林公祐 先生に深く感謝申し上げます。

チェコ (プラハ) ・ Institute of Chemical Process Fundamentals of the CAS, v.v.i への留学において、私を快く受け入れて下さいました同研究所 Marek Růžička 氏に感謝申し上げます。留学期間中、有意義な時間を過ごせたのは Marek さんをはじめとする Marek グループのメンバーのお陰です。この場を借りて感謝の意を表します。

新日鉄住金エンジニアリング株式会社 加藤譲さん、村田篤さん、地曳隆宏さんには大型気泡塔実験の機会を与えて頂きました。謹んで感謝の意を表します。

学部時代の研究でご指導賜りました埼玉大学大学院理工学研究科准教授 中村匡徳先生には博士課程後期課程への進学を決めるにあたり暖かいご助言を頂きました。誠にありがとうございました。

エネルギー環境工学研究室で共に学生生活を過ごした諸先輩方、後輩に感謝致します。皆様のお陰で大変充実した学生生活を送ることができました。先輩の小嶋真平さん (現: 東洋エンジニアリング株式会社)、細田将吾さん (現: 三菱重工業株式会社)、後輩の内田賢吾君、橋田昌明君に感謝します。皆様のご指導・ご協力なくして本研究を遂行することはできませんでした。同研究室同期の北畑恭介君、北野正章君、小林慎吾君、田丸隼人君、藤井雄基君、藤本秀大君、味口謙君に感謝致します。特に博士課程前・後期課程の同期である青木二郎君には公私にわたり大変お世話になりました。青木君のおかげで充実した日々を過ごすことができました。本当にありがとう。

また、神戸での生活においてあらゆる面で私を支えて下さいました松江高専同期の角田潤君に、この場を借りて感謝の意を表します。

最後に、長い研究生活を支えて下さいました両親、姉、親戚一同に心から感謝します。

2017年1月 佐々木翔平

神戸大学博士論文

「気泡塔内ガスホールドアップに関する研究」 全 133 頁

提出日：2017 年 1 月 19 日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ **Kernel** にて掲載される場合、掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

© 佐々木 翔平

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。