



## 散気管内外の流れに関する研究

佐藤, 稜

---

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2018-03-25

(Date of Publication)

2019-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第7190号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1007190>

※ 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

散気管内外の流れに関する研究

平成 30 年 1 月

神戸大学大学院 工学研究科  
佐藤 稜



# 目次

第1章 序論 .....	1
1.1 研究の背景 .....	1
1.2 気泡生成に関する既存の研究 .....	4
1.2.1 散気管内外の流れに着目した研究 .....	4
1.2.2 MBRにおける散気に関する研究 .....	6
1.2.3 散気管形状に関する知見 .....	7
1.3 本研究の目的と方法 .....	7
1.4 本論文の構成 .....	8
第1章の参考文献 .....	9
第2章 MBR用散気管内外の流れに液相粘度が及ぼす影響 .....	12
2.1 緒言 .....	12
2.2 実験装置および方法 .....	13
2.2.1 実験装置 .....	13
2.2.2 実験方法 .....	16
2.2.3 画像処理方法 .....	18
2.2.4 平均気泡径算出方法 .....	25
2.3 実験結果および考察 .....	25
2.3.1 散気管内外流動 .....	25
2.3.2 液スラグ発生機構 .....	32
2.3.3 散気量分布 .....	41
2.3.4 平均気泡径 .....	41
2.4 結言 .....	46
第2章の参考文献 .....	46

---

第3章 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響	48
3.1 緒言	48
3.2 実験装置および方法	48
3.3 実験結果および考察	51
3.3.1 散気管内外流動	51
3.3.2 散気量分布	54
3.3.3 平均気泡径	57
3.3.4 散気孔径の影響	60
3.3.5 散気に要するエネルギー	64
3.3.6 より長い散気管への拡張性	65
3.3.7 管径が異なる散気管への適用性	66
3.3.8 散気装置の設計手順	68
3.4 結言	70
第3章の参考文献	71
第4章 散気孔周方向角度および液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響	73
4.1 緒言	73
4.2 実験装置および方法	73
4.3 実験結果および考察	74
4.3.1 散気管内外流動	74
4.3.2 散気量分布	80
4.3.3 平均気泡径	82
4.3.4 高粘度系において散気量分布に僅かな不均一が生じる原因	84
4.4 結言	89
第4章の参考文献	89
第5章 結論	91

# 主な使用記号

[英字]

$A$	断面積 [mm <sup>2</sup> ]
$C_1$	波の進行速度 [m/s]
$C_2$	波の振幅速度 [m/s]
$D$	散気管内径 [mm]
$d$	平均気泡径 [mm]
$d_H$	散気孔径 [mm]
$f$	輝度値
$f_B$	気泡発生周波数 [Hz]
$f_S$	液スラグ発生周波数 [Hz]
$g$	輝度分布拡大後輝度値
$h$	膨張収縮後輝度値
$h_C$	液スラグ発生限界液位 [mm]
$h_G$	散気管内気相高さ [mm]
$h_L$	散気管内液位 [mm]
$h_L'$	屈折補正前の散気管内液位 [mm]
$h_{La}$	時間平均散気管内液位 [mm]
$J$	みかけ速度 [m/s]
$j$	画像内横方向座標
$k$	画像内縦方向座標
$m_T$	全画素平均輝度値
$m_v$	平均輝度値
$n$	屈折率
$N$	気泡発生数
$n_v$	vクラスの画素数
$Q$	気相流量 [m <sup>3</sup> /s]

## 主な使用記号

---

$R_{\text{damp}}$	波の減衰速度 [m/s]
$R_{\text{growth}}$	波の成長速度 [m/s]
$s$	画像内液面座標
$T_{\text{damp}}$	波の減衰時間 [s]
$T_{\text{growth}}$	波の成長時間 [s]
$t_B$	二値化閾値
$t_p$	散気管肉厚 [mm]
$u$	断面平均流速 [m/s]
$y$	管軸を 0 とする散気管内液面高さ [mm]
$y'$	屈折補正前の管軸を 0 とする散気管内液面高さ [mm]

### [ギリシャ文字]

$\alpha$	円管内液相から円管内壁への入射角 [°]
$\beta$	円管内液相から円管内壁への屈折角 [°]
$\beta'$	円管から円管外液相への入射角 [°]
$\gamma$	円管から円管外液相への屈折角 [°]
$\delta$	マンメータ示差 [mm]
$\varphi$	液面高さを表す方位角 [°]
$\kappa$	画像内縦方向検査範囲 [pixel]
$\lambda$	画像内縦方向検査範囲 [pixel]
$\mu$	粘度 [mPa·s]
$\theta$	散気孔周方向角度 [°]
$\rho$	密度 [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	表面張力 [mN/m]
$\sigma_B$	クラス間分散
$\sigma_w$	クラス内分散

[添字]

G	気相
IN	流入部
<i>i</i>	散気孔番号
<i>j</i>	画像内横方向座標
<i>k</i>	画像内縦方向座標
L	液相
max	最大値
S	固相





# 第 1 章

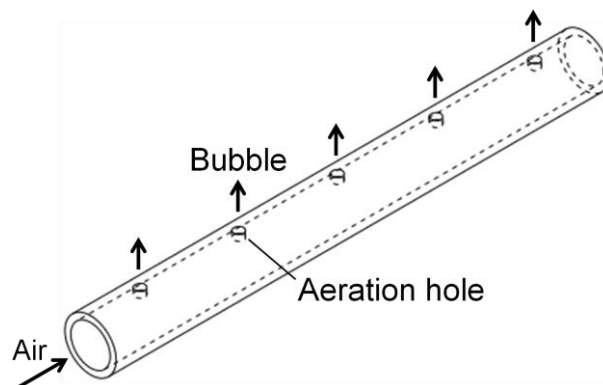
## 序論

### 1.1 研究の背景

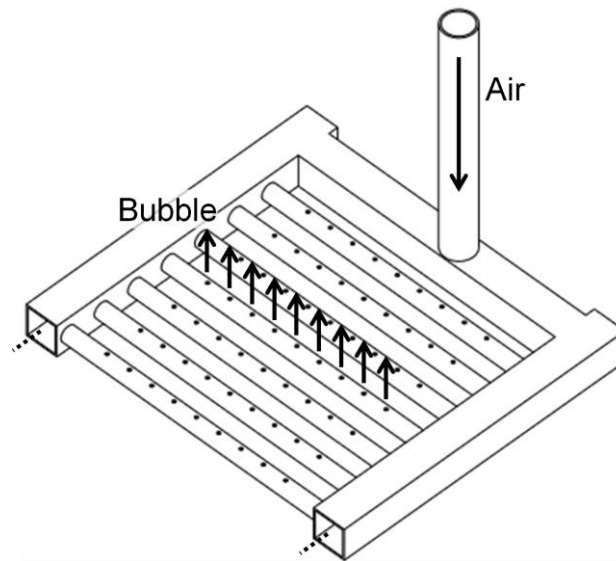
気泡塔，曝気槽，バイオリアクタなどの工業装置内では，気泡流による攪拌，微生物への酸素供給などを目的として散気が行われている．これらの機器の効率的な稼働を実現するために，均一な散気が求められることが多い[1-5]．散気には散気管[6, 7]，散気板[8, 9]，メンブレンディフューザ[10, 11]など，複数の孔を備える散気装置がよく用いられる．

散気管の概形を **Fig. 1.1** に示す．散気管は内径数十 mm 程度の管で，上面あるいは下面に直径数 mm の散気孔が複数設けられている．散気管に供給された気相は，散気孔から水中へと気泡として分散する．散気管は多くの場合，**Fig. 1.2** に示すようなモジュールやマニフォールドと呼ばれる散気装置の気泡発生部として，複数用いられる．

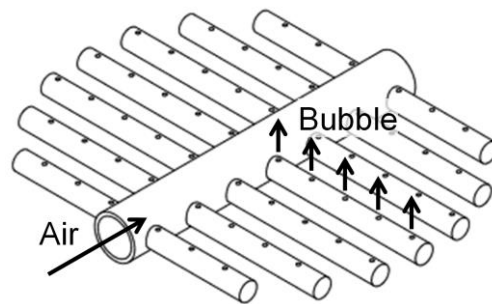
散気管の内部では供給される気相と管外から浸入する液相によって気液二相流が形成される場合がある．活性汚泥法の一つである膜分離活性汚泥法（MBR, Membrane Bioreactor）で使用される散気管[12-14]では，散気管内部に汚水が浸入して乾燥すると，固着した汚泥により閉塞を生じる．これを防ぐため，散気管の



**Fig. 1.1** Air diffuser pipe



(a) Module



(b) Manifold

**Fig. 1.2** Assemblies for diffuser pipes

中央底部には開口部が設けられており、開口部からの汚水導入により管内での汚泥固着を防いでいる。また、水中に設置した孔より気泡を生成するとき、孔を通る気相流速が低下すると、生成気泡が離脱する際に液相が孔を逆流する、ウィーピングと呼ばれる液相浸入を生じる[15, 16]。最近の排水処理に関する研究において、少気相供給による低溶存酸素量条件下で従来よりも高効率な運転の可能性が指摘されている[17]。これにより、今後ランニングコスト低減のために気相流量の減少が考えられる。したがって、現在は液浸入を想定せず内部が乾燥状態で運転されている機器も、気相流量が低下すれば孔における気相流速が低下するため液相浸入を生じ、内部で気液二相流が形成されることが考えられる。

MBR は活性汚泥（MLSS, Mixed Liquor Suspended Solid）の沈降性によらない

濃度管理が可能であり, 高処理活性のために MLSS 濃度を標準活性汚泥法の 5-6 倍である 10,000 mg/L 程度の高濃度条件とすることが多い[18, 19]. MBR テストプラント[18]において実測された汚水の MLSS 濃度とみかけ液粘度の関係を Fig. 1.3 に示す. MBR で一般的な 10,000 mg/L 程度の MLSS 濃度では, みかけ粘度は 20-30 mPa·s 程度と水に比べて高い. また, MBR では汚水の前処理をスクリーンによる夾雑物の除去のみとし, 膜ろ過により直接汚水を処理する場合がある. し尿排水等を対象とする場合, みかけ粘度は 100 mPa·s 程度と極めて高くなる.

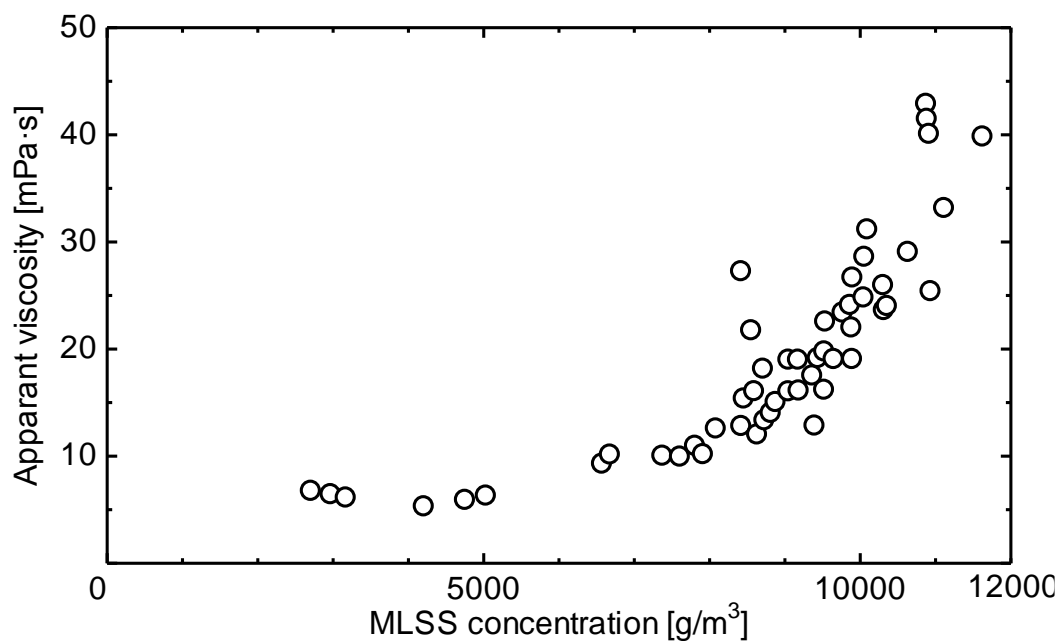


Fig. 1.3 Effect of MLSS concentration on apparant viscosity [18]

## 1.2 散気管に関する既存の研究

### 1.2.1 散気管内外の流れに着目した研究

散気管の内部では，空気の供給と底面開口部からの汚水導入および散気孔におけるウィーピングにより気液二相流が形成され，散気に影響を及ぼす．Kira ら[13]は水-空気系において底面開口部を有する MBR 用散気管の内外の流動を観察し，以下のことを明らかにした．散気管内では，前述の通り気液二相流が形成されるが，Kelvin-Helmholtz 不安定性に基づいて気液界面波が成長して管上面へと達し，管断面全体を液相が占めるスラッシングが生じる[20-22]．発生した液スラグは気相吹き込み側から下流へと進行し，散気孔を閉塞させ，散気を阻害する．液スラグの一例を Fig. 1.4 に示す．画像左側から空気が供給され，発生した液スラグは管軸方向に伸長しながら画像右側へと押し流され，最下流の散気孔および底面開口部から流出して消失する．下流の散気孔ほど液スラグによる閉塞時間が長く，通気時間が短くなる．したがって，液スラグが生じると気泡分散の均一性を悪化させる．ただし，液スラグは管内全体を濡らすことで，汚泥の固着による管内閉塞を防いでいる[12-14]．したがって運転上，散気の均一性を損なわない程度の適度な液スラグ発生は望ましく，その発生条件を明らかにすることは重要である．管内での液スラグ発生を予測するモデルに，Mishima & Ishii のスラッシングモデル[22]がある．Mishima & Ishii のモデルは次に示す不等式で表される．

$$u_G - u_L \geq 0.487 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (1.1)$$

ここで  $u_G$ ,  $u_L$  はそれぞれ気相，液相の断面平均流速， $\rho_G$ ,  $\rho_L$  はそれぞれ気相，液相の密度， $h_G$  は気相高さ， $g$  は重力加速度である．液相は供給されないため，液スラグ発生前は  $u_L = 0$  である．また， $h_G$  は管径  $D$  および散気管内液位  $h_L$  を用いて  $h_G = D - h_L$  と表せる．また， $\rho_L \gg \rho_G$  より  $\rho_L - \rho_G \approx \rho_L$  とすれば，式(1.1)は

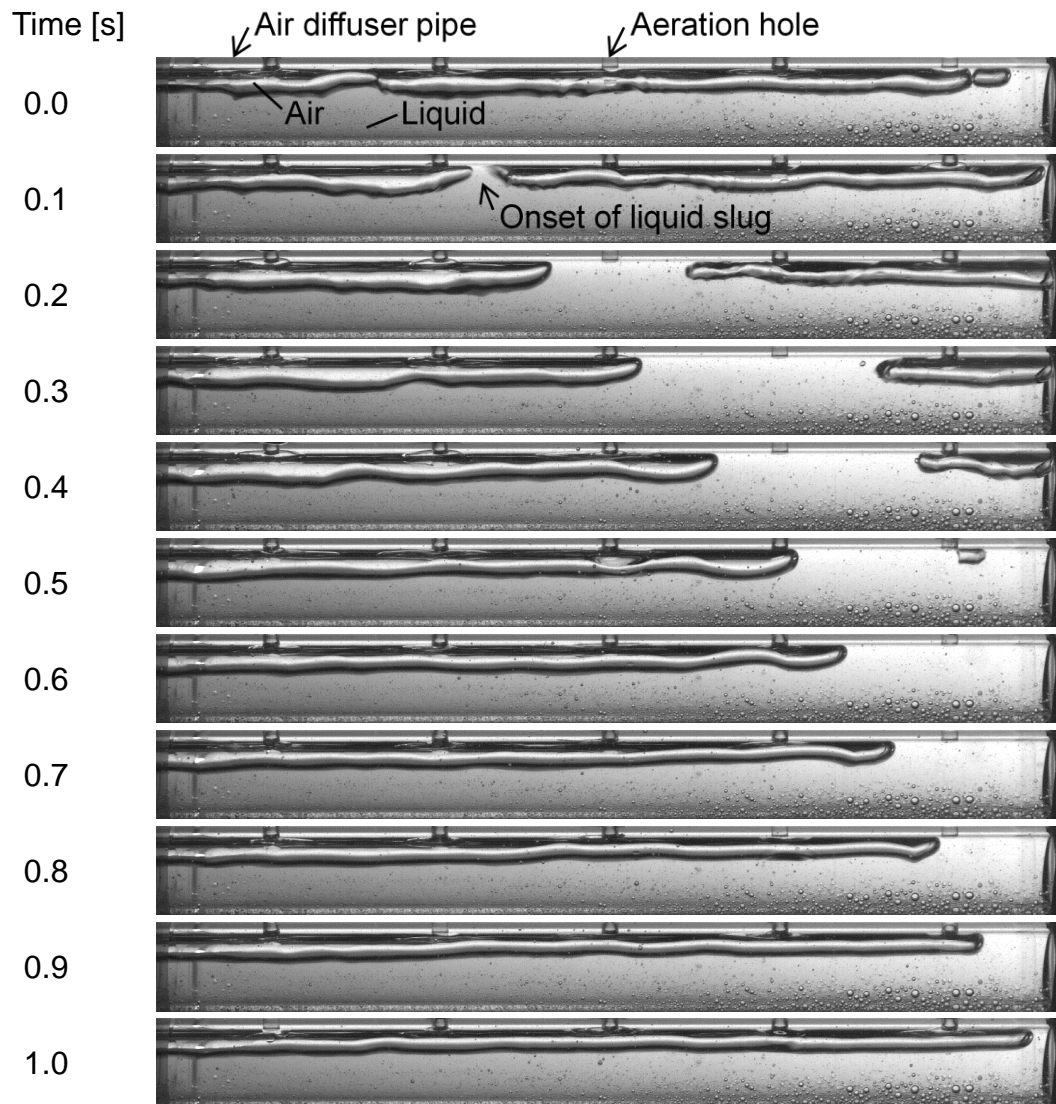
$$u_G \geq 0.487 \sqrt{\frac{\rho_L g (D - h_L)}{\rho_G}} \quad (1.2)$$

あるいは,

$$h_L \geq D - 4.22 \frac{\rho_G u_G^2}{\rho_L g} (= h_C) \quad (1.3)$$

と表せる. 式(1.3)の右辺は液スラグが発生する臨界液位  $h_C$  を表しており,  $h_L \geq h_C$  を満たしたとき気液界面波が不安定化し, 液スラグが発生する.

Kira らによれば, 本モデルにより MBR 用散気管内での液スラグ発生を判定可能である. しかし, Mishima & Ishii のモデルに粘性項は含まれておらず, 粘度が



**Fig. 1.4** Liquid slug inside air diffuser pipe

水の数十から百倍程度高い汚水に対する適用性は不明である。また、液相粘度が散気管内外の流動に及ぼす影響については調べられておらず、処理対象となる汚水の物性に応じて適切な設計を行うための知見は未だ不足している。

### 1.2.2 MBR における散気に関する研究

MBR は従来の活性汚泥法と膜分離を利用する排水処理技術であり、ろ過膜を通した汚水吸引により処理水を得る。標準活性汚泥法に比べて処理水質が高く、高 MLSS 濃度の汚水を処理でき、装置の小型化が可能であるため、下水や工業排水など様々な汚水の処理に用いられている。運転に伴い、膜表面に活性汚泥が堆積し、ファウリングと呼ばれる膜の目詰りを生じる。ファウリングによりろ過抵抗が上昇すると、ろ過の停止やろ過膜の破損を招いてしまう。これを防ぐために、膜の下方で気泡を発生させ、エアリフトによって生じる上昇流を用いた継続的な膜面洗浄や、定期的に処理水を逆流させて目詰りを解消する逆洗浄が行われている[23]。

MBR の欠点の一つに、ランニングコストの高さが挙げられる[24–26]。ランニングコストのうち、膜面洗浄のための散気装置の動力が 4 割程度、処理水を吸引するためのポンプ動力が 1 割程度と高い割合を占める[26]。したがって散気最適化と、吸引ポンプ動力を増加させるファウリングの防止が重要な課題であり、種々の研究が行われている。

効率的な膜面洗浄のためには、膜面全体を均一に洗浄することが求められる。Sofia ら[2]は、散気装置として径が 2 mm 程度の散気孔を備える散気管と孔隙が 0.5 mm 程度の多孔質体を用いた場合を比較し、多孔質体を用いるとファウリング特性が改善されたと報告している。彼らは気泡分散の均一化と小気泡径化がその原因であると考察しているが、気泡分散性および気泡径それぞれの効果は調べていない。

気泡径が膜面洗浄に及ぼす影響については、複数の研究者[27–29]が、高散気量条件では平均気泡径が大きくなるため、上昇流速が増加し、膜面に働くせん断応力が上昇すると報告している。また、Phattaranawik ら[27]は、同散気量条件下であれば 1 mm 程度の小気泡に比べ、それらを合体させて 10–20 mm 程度の大気泡とするとファウリング特性が改善されると報告している。以上を Sofia らの報

告[2]と合わせれば、20 mm 程度の径の気泡を均一に分散させるのが望ましい。しかし、複数孔を備えた散気装置において散気量分布と平均気泡径をともに均一化する手法についての研究例はない。

### 1.2.3 散気管形状に関する知見

散気管形状は、散気管内外の流動および散気の均一性に影響を及ぼすと考えられる。一般に、散気管は長さが数百 mm、内径が数十 mm の直管で、直径数 mm の散気孔を数十 mm 間隔で複数備えていることが多い。最適な散気管形状は散気対象の機器のスケールや散気量によって様々に変化すると考えられるが、それらの影響を調べた研究例はない。前述の通り、液相導入用の底面開口部がない場合にも、ウィーピングにより散気管内で気液二相流が形成されると考えられる。気液の流入、流出に着目すれば、散気孔径および散気孔位置が管内流動に及ぼす影響は大きいと考えられる。散気孔径が気泡生成過程や気泡径に及ぼす影響は多数報告されている[30, 31]が、それらの影響を孔を複数備える散気管において調べた研究例はない。また、散気管径および管長は散気装置全体の設計において重要なパラメータだが、それらの影響を調べた研究例はない。

## 1.3 本研究の目的と方法

本研究では、液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響を明らかにし、均一散気手法を検討する。

まず、Kira らが水-空気系実験に用いた液相導入用底面開口部を備える MBR 用散気管を用い、高液相粘度条件下で散気実験を行う。液相粘度 $\mu$  は、実機における処理対象汚水のみかけ粘度を参考に 1 ~ 100 mPa·s の範囲で変化させる。管内外の流動観察と散気量分布の測定を行い、液相粘度が管内外流動に及ぼす影響を調べる。

次に、液相導入用の底面開口部を持たない一般的な形状の散気管において、散気の均一化手法を検討する。散気板では、孔に細管を接続し、圧力損失の増大により散気を均一化させる手法がある[32]が、ランニングコストの観点からは好ましくない。散気孔は気液の流入、流出が行われる点であり、散気孔周方向位置は管内の流動に影響を及ぼすと考えられる。そこで、まず水-空気系において、散



気孔周方向位置の変更により管内流動を変化させることで液スラグの発生を抑制し、散気を均一化する手法を検討する。次に散気孔径の縮小による散気の均一化を検討し、両者を比較する。また、高粘度液相系においても検討する。

### 1.4 本論文の構成

本論文は5章より構成される。以下に各章の概要を示す。

第1章では、本研究の背景として散気管の利用状況および散気に関する従来の研究について述べ、本研究の目的および方法を示した。

第2章では、MBRで用いられる散気管を対象とし、液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響を調べる。液相を下水や工業排水のみかけ粘度と同程度となるよう調整したグリセリン水溶液とし、MBR用散気管を模擬して開口部を設けた散気管を用いて散気実験を行う。散気管へ一定流量の空気を流入させ、容積法による散気量分布測定および高速度ビデオカメラによる管内外流動の観察を行う。

第3章では、底面開口部を持たない一般的な形状の散気管を対象として、散気の均一化手法を検討する。水-空気系において種々の散気孔周方向位置、散気孔径の条件で散気実験を行い、容積法による散気量分布測定および高速度ビデオカメラによる管内外流動の観察を行う。散気の均一性を評価し、均一散気が得られる条件を検討する。

第4章では、第3章で検討した散気の均一化手法の、高粘度液相系への適用性を検討する。液相を下水や工業排水のみかけ粘度と同程度となるよう調整したグリセリン水溶液とし、第3章と同様の実験を行い、散気の均一性を評価する。

第5章では、本論文の結論を述べる。

## 第 1 章の参考文献

- [1] M.W. Haque, K.D.P. Nigam and J.B. Joshi, Optimum gas sparger design for bubble columns with a low height-to-diameter ratio, *The Chemical Engineering Journal* 33 (1986), 63–69
- [2] A. Sofia, W.J. Ng and S.L. Ong, Engineering design approaches for minimum fouling in submerged MBR, *Desalination* 160 (2004), 67–74
- [3] N. Kantarci, F. Borak and K.O. Ulgen, Bubble column reactors, *Process Biochemistry* 40 (2005), 2263–2283
- [4] A.A. Kulkarni and J.B. Joshi, Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review, *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44 (2005), 5873–5931
- [5] D.D. McClure, C. Wang, J.M. Kavanagh, D.F. Fletcher and G.W. Barton, Experimental investigation into the impact of sparger design on bubble columns at high superficial velocities, *Chemical Engineering Research and Design* 106 (2016), 205–213
- [6] B. Ozdemir, A. Saatci and O. Yenigun, Evaluation of cake filtration biological reactors (CFBR) vs. membrane biological reactors (MBR) in a pilot scale plant, *Desalination* 288 (2012), 135–144
- [7] 三菱レイヨン株式会社. 排水処理方法および排水処理システム. 特開 2015–163389. 2015–09–10
- [8] N.A. Kazakis, I.D. Papadopoulos, A.A. Mouza, Bubble columns with fine pore sparger operating in the pseudo-homogeneous regime: Gas hold up prediction and a criterion for the transition to the heterogeneous regime, *Chemical Engineering Science* 62 (2007), 3092–3103
- [9] A.V. Kulkarni and J.B. Joshi, Design and selection of sparger for bubble column reactor. Part I: Performance of different spargers, *Chemical Engineering Research and Design* 89 (2011), 1972–1985
- [10] K. Loubière and G. Hèbrard, Bubble formation from a flexible hole submerged in an inviscid liquid, *Chemical Engineering Science* 25 (2003), 135–148
- [11] P. Painmanakul, K. Loubière, G. Hèbrard and P. Buffiere, Study of different

- membrane spargers used in waste water treatment: Characterisation and performance, *Chemical Engineering and Processing* 43 (2007), 1347–1359
- [12] 三菱レイヨン株式会社. 活性汚泥処理装置. 特開 2010–107791. 2000–04–18
- [13] F. Kira, S. Furuno, K. Hayashi, T. Sampei and A. Tomiyama, Study on flows inside and outside an air diffuser for membrane bioreactor, *Journal of Fluid Science and Technology* 7 (2012), 78–88
- [14] 三菱レイヨン株式会社, 神戸大学. 散気装置およびその運転方法. 特開 2015–27650. 2015–02–12
- [15] Y. Akagi, K. Okada and K. Kosaka, Liquid weeping accompanied by bubble formation at submerged orifice, *Industrial & Engineering Chemistry Research* 26 (1987), 1546–1550
- [16] W. Zhang and R.B.H. Tan, The influence of liquid head and liquid circulation on weeping rates at a submerged orifice, *Chemical Engineering & Technology* 26 (2003), 1169–1175
- [17] H. Fan, L. Qi, G. Liu, Y. Zhang, Q. Fan and H. Wang, Aeration optimization through operation at low dissolved oxygen concentrations: Evaluation of oxygen mass transfer dynamics in different activated sludge systems, *Journal of Environmental Science* 55 (2017), 224–235
- [18] 渡辺義公ほか, 膜を用いた水処理技術 (2010), 13–15, 中尾真一・渡辺義公監修, シーエムシー出版
- [19] 松山秀人ほか, 2017年 水処理・水利用の技術と市場 (2017), 71–80, シーエムシー出版
- [20] E.S. Kordyban and T. Ranov, Mechanism of slug formation in horizontal two-phase flow, *Journal of Basic Engineering* 92 (1970), 857–864
- [21] Y. Taitel and A.E. Dukler, A model for slug frequency during gas-liquid flow in horizontal and near horizontal pipes, *International Journal of Multiphase Flow* 3 (1977), 585–596
- [22] K. Mishima and M. Ishii, Theoretical prediction of onset of horizontal slug flow, *Journal of Fluids Engineering* 102 (1980), 441–445
- [23] E.H. Bouhabila, R.B. Aim and H. Buisson, Fouling characterization in membrane

- bioreactors, *Separation and Purification Technology* 22-23 (2001), 123-132
- [24] J.A. Gil, L. Túa, A. Rueda, B. Montano, M. Rodriguez and D. Prats, Monitoring and analysis of the energy cost of an MBR, *Desalination* 250 (2010), 997–1001
- [25] A. Dreaws, Membrane fouling in membrane bioreactors-Characterisation, contradictions, cause and cures, *Journal of Membrane Science* 363 (2010), 1-28
- [26] A. Fenu, J. Roels, T. Wanbecq, K. De Gussem, C. Thoeye, G. De Gueldre and B. Van De Steene, Energy audit of a full scale MBR system, *Desalination* 262 (2010), 121–128
- [27] J. Phattaranawik, A.G. Fane, A.C.S. Pasquier and W. Bing, Membrane bioreactor with bubble-size transformer: design and fouling control, *AIChE Journal* 53 (2007), 243–248
- [28] 山野井一郎, 陰山晃治, 膜分離活性汚泥法における膜面洗浄の高効率化のための実験的検討, *EICA* 13 (2008), 29–32
- [29] ランムゾー, 長岡裕, MBR における気泡径が膜面せん断応力に与える影響, *土木学会年次学術講演会講演概要集* 65 (2010), 83–84
- [30] I. Leibson, E.G. Holcomb, A.G. Cacosso and J.J. Jacmic, Rate of flow and mechanics of bubble formation from single submerged orifices, *AIChE Journal* 2 (1956), 296–306
- [31] 只木禎力, 前田四郎, 単一オリフィスより生ずる気泡の大いさについて, *化学工学* 27 (1963), 147–155
- [32] M.H.M. Akbar, K. Hayashi, D. Lucas and A. Tomiyama, Effect of inlet condition on flow structure of bubbly flow in a rectangular column, *Chemical Engineering Science* 104 (2013), 166–176

## 第 2 章

# MBR 用散気管内外の流れに液相粘度が及ぼす影響

### 2.1 緒言

MBR において、散気には散気管が用いられる事が多い[1, 2]. MBR 用散気管は内径数 cm の円管で、上面に数 mm 程度の散気孔を複数設けている. また、管内に浸入した汚泥の固着による管内閉塞を防ぐため、散気管の中央底部に開口部を設け、管外の汚水を導入する[2-4]. したがって、散気管内部では供給される空気と浸入する汚水によって気液二相流が形成される.

Kira ら[4]は MBR 用散気管の模擬装置を用いて水-空気系で散気実験を行い、散気管内の気液二相流が散気の均一性や気泡径などに影響を及ぼすことを明らかにしている. 管内では管断面を液相が占める液スラグが生じ、気相吹き込み側から下流へと進行する. 液スラグは道中の散気孔を閉塞させて散気を阻害し、気泡分散の均一性を悪化させるが、同時に管内での汚泥固着を防いでいる[5]. したがって運転上、液スラグの適度な発生は望ましく、その発生条件を明らかにすることは重要である. 水平管内の非粘性流れにおける液スラグ発生を予測するモデルに、以下に示す Mishima & Ishii のスラッキングモデル[6]がある.

$$u_G - u_L \geq 0.487 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (2.1)$$

ここで  $u_G$  は気相流速,  $u_L$  は液相流速,  $\rho_L$  は液相密度,  $\rho_G$  は気相密度,  $g$  は重力加速度,  $h_G$  は気相高さである. Kira らは本モデルを用いて管内の液スラグ発生をよく予測できることを示した.

Kira らの研究は水-空気系で行われているが、実機における汚水のみかけ粘度

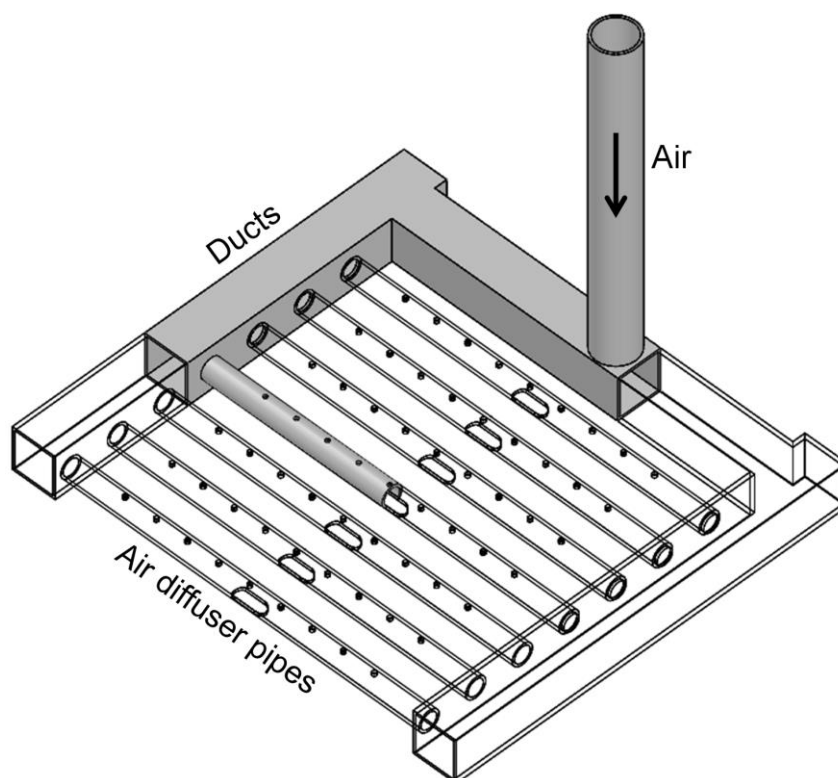
は水の数十から百倍程度である。液相粘度が散気管内外の流動に及ぼす影響については調べられておらず、処理対象となる汚水の物性に応じて適切な設計を行うための知見は未だ不足している。

本章では、液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響を調べるため、液相を下水や工業排水のみかけ粘度と同程度となるよう調整したグリセリン水溶液とし、MBR 用散気管を模した装置を用いて散気実験を行う。散気量分布の計測および散気管内外の流動観察を行い、散気管内外の流れの関係を検討する。

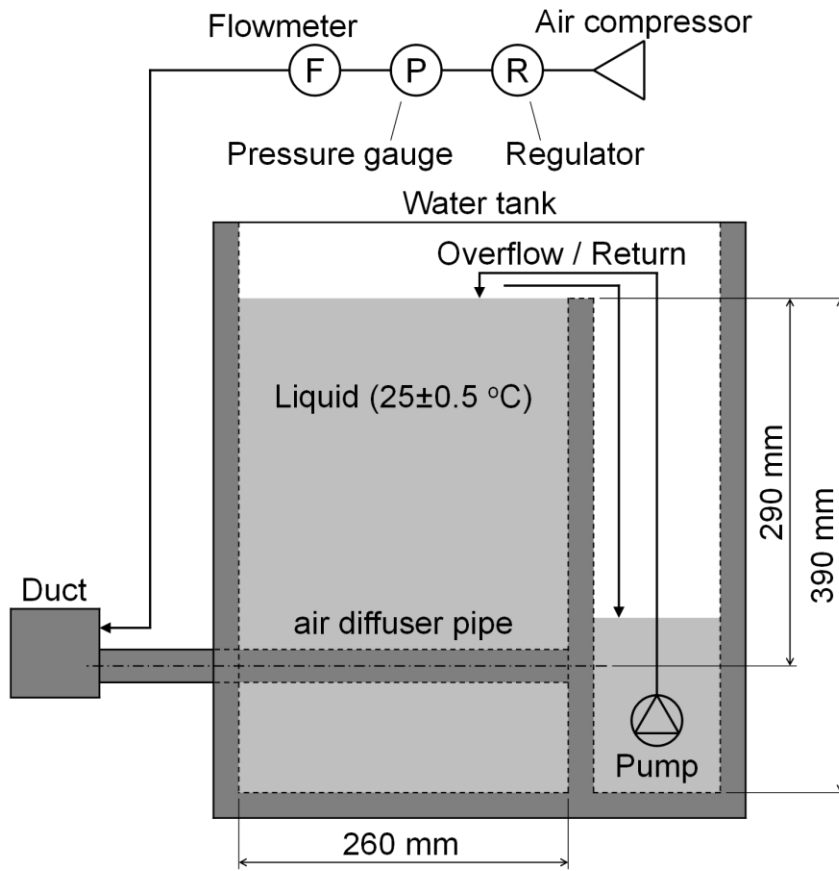
## 2.2 実験装置および方法

### 2.2.1 実験装置

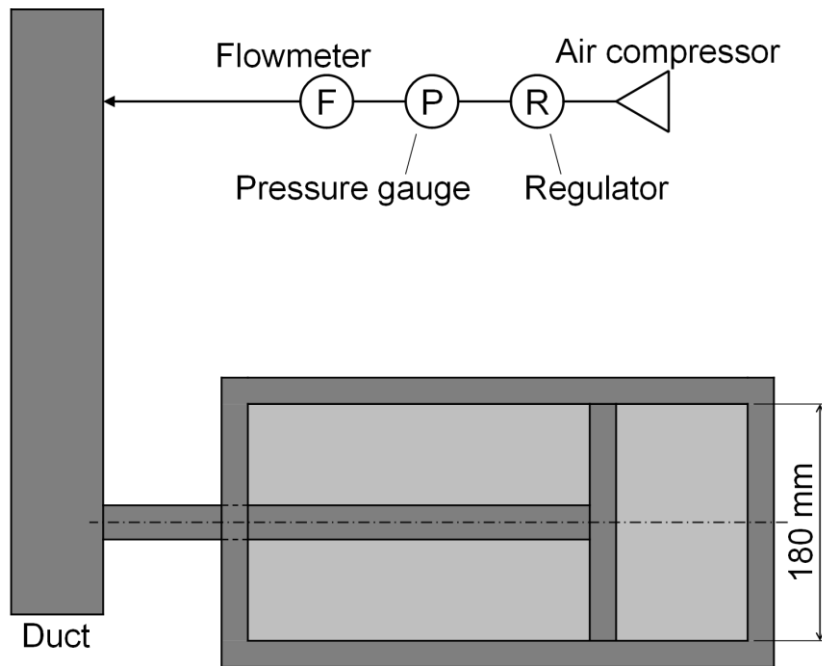
MBR における散気装置（モジュール）の一例を **Fig. 2.1** に示す。複数の散気管およびダクトが水平に配置され、散気管両端に接続されたダクトから空気が流入する。この例では散気管の両側から空気が流入する構造だが、片側流入の場合も多い。本実験では再現性の高い結果を得るために片側流入とし、対称性を考



**Fig. 2.1** Air diffuser module for an MBR



(a) Front view



(b) Top view

Fig. 2.2 Experimental setup

慮して, Fig. 2.1 中着色部分を模擬した実験装置を用いた. 実験装置の概略を Fig. 2.2 に示す. 本装置は散気管, 水槽 (260×390×180 mm), 矩形ダクト (50×50×440 mm) からなる. 各部品は内部の流動を観察するため透明アクリル樹脂製とした. 散気管は水槽内に水平に設置した. オイルフリーコンプレッサ (HITACHI, SRL-2.2DA6) で圧縮した空気をレギュレータ (Nihon-seiki, BN-3RT5), 空気流量計 (Nippon flow cell, SPO-4; Nippon flow cell, STO-4), 矩形ダクトを通じて流入させ, 散気を行った. 気泡による水槽内の液面変動を小さくするため, 水槽の一端に仕切り板を設け, 仕切り板を超える液相をオーバーフローさせた. また, 液位を時間的に一定にするために, オーバーフローさせた液相をポンプにより水槽内へと循環させた.

散気管の形状は, 実機 MBR で用いられる散気管を参考に決定した. 散気管の形状を Fig. 2.3 に示す. 管の内径  $D$  は 20 mm, 肉厚は 3 mm, 全長は 260 mm である. 管上面に直径  $d_H = 5$  mm の散気孔を 50 mm 間隔で 5 つ備えている ( $i = 1 \sim 5$ ). また, 右端底部には 15 mm 角の正方形と半径 7.5 mm の円を合わせた半トラック型の開口部を設けている. なお, 開口部の有無が流動に及ぼす影響を調べるため, 同型で開口部のみ省いた形状の散気管も用いた.

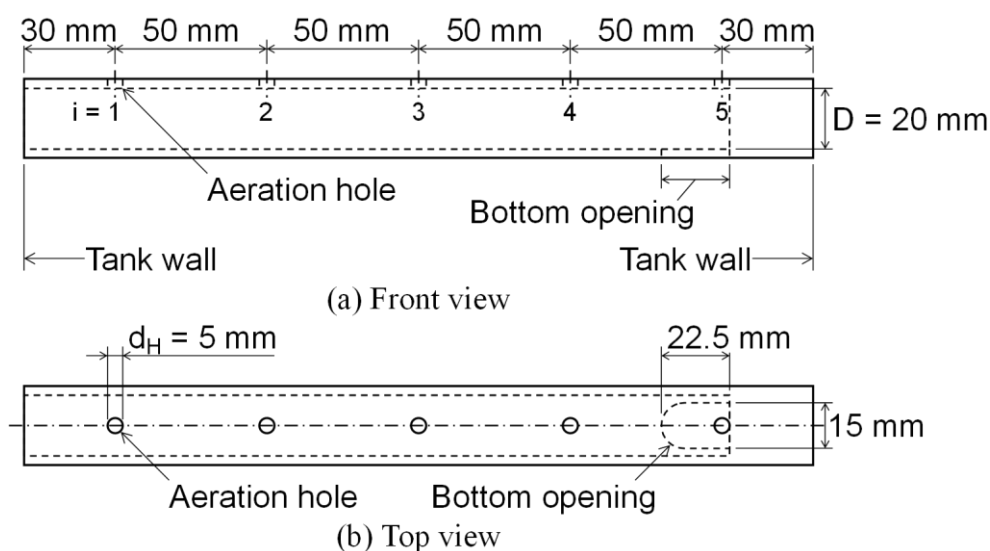


Fig. 2.3 Cross-sectional views of air diffuser pipe



### 2.2.2 実験方法

液相には水または濃度の異なるグリセリン（キシダ化学，000-34536，99.0%）水溶液を用いた．実機 MBR における汚水のみかけ粘度が 20～30 mPa·s 程度であり，工業排水の一例が 100 mPa·s 程度であることから，液相粘度 $\mu_L$ は 1，25，50，100 mPa·s の 4 条件とした．各条件における液相の物性値を **Tab. 2.1** に示す．グリセリン水溶液の調合には電子天秤（島津製作所，UW-4200H）を用い，水とグリセリンの質量比が **Tab. 2.1** の値になるように混合した．グリセリン水溶液の粘度は校正標準比重計（JIS-B 7525）で計測した．粘度は温度依存性が高いため，実験中の粘度変化を $\pm 5.0\%$ 以内とするために液温を電子温度計（熱研，SN3000）により常時計測し，氷を封入した容器または電熱ヒーターを用いて  $25 \pm 0.5$  °C 以内に維持した．

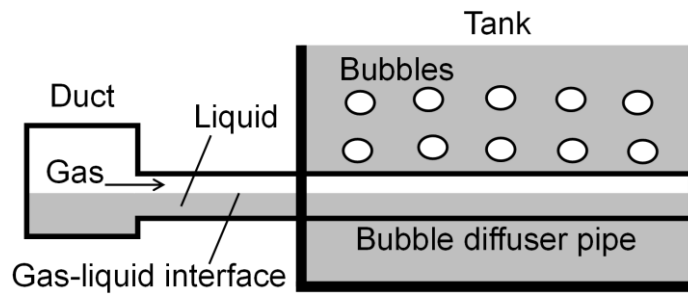
実験開始時は，散気孔および開口部から周囲の液相が散気管内に浸入するため，管内および矩形ダクト内は液相で満たされている．通気を開始すると一部の液が排出され，散気管内には気液二相流が形成された．二相は **Fig. 2.4** に示すように管入口において層状になっており，気相は散気孔から気泡として水槽内に分散した．管内流動が準定常に至ったのち，容積法により各散気孔からの散気量  $Q_i$  ( $i = 1 \sim 5$  は散気孔番号) を測定した． $Q_i$  は 15 回の測定値の平均値とした． $Q_i$  の時間変化は管内で液スラグが発生する場合に大きいと考えられるが，本測定回数により，**Fig. 2.5** に示すように  $Q_i$  の平均値が十分に収束することを確認している．総気相流量  $Q_{IN}$  は実機 MBR を参考に， $3 \times 10^{-4}$ ， $5 \times 10^{-4}$ ， $7 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s の 3 条件とした．このとき，管入口における気相のみかけ速度  $J_G$  の範囲は 0.96 m/s か

**Tab. 2.1** Liquid properties

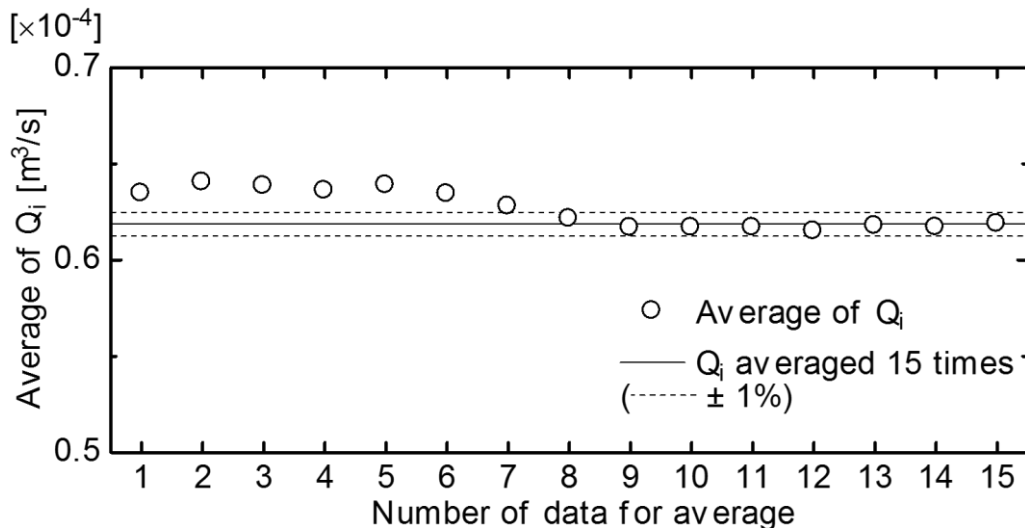
Liquid	Viscosity	wt%	Density	Surface tension
	$\mu_L$ [mPa·s]		$\rho_L$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\sigma$ [mN/m]
Water	1	0	997	72
Glycerol-water solution	25	74	1199	66
Glycerol-water solution	50	81	1207	66
Glycerol-water solution	100	87	1234	65

ら 2.23 m/s であった。流入および流出気相流量の、設定流量に対する計測値の差  $|Q_{IN} - \sum_{i=1}^5 Q_i|/Q_{IN}$  は全ての実験条件において 1%未満であった。

**Fig. 2.6** のように、高速度ビデオカメラ (IDT, MotionPro X-3) を用いて管内外流動を撮影した。高速度ビデオカメラは散気管軸と水平になるよう設置した。また、高速度ビデオカメラ上にレーザーポインタを設置し、反射光が発光部と重なるように調整することで、高速度ビデオカメラが散気管軸に対し垂直となるよう調整した。背景光拡散のため、水槽の背面には白色半透明の亚克力板を設置した。また、2.2.3 節で後述する画像処理のために、散気管内が液相で満たされた状態を背景画像として撮影した。露光時間は 1.9 ms とした。画像の空間分解能は 0.2 mm/pixel 程度であった。



**Fig. 2.4** Two-phase flow in the diffuser pipe



**Fig. 2.5** Convergence of  $Q_i$

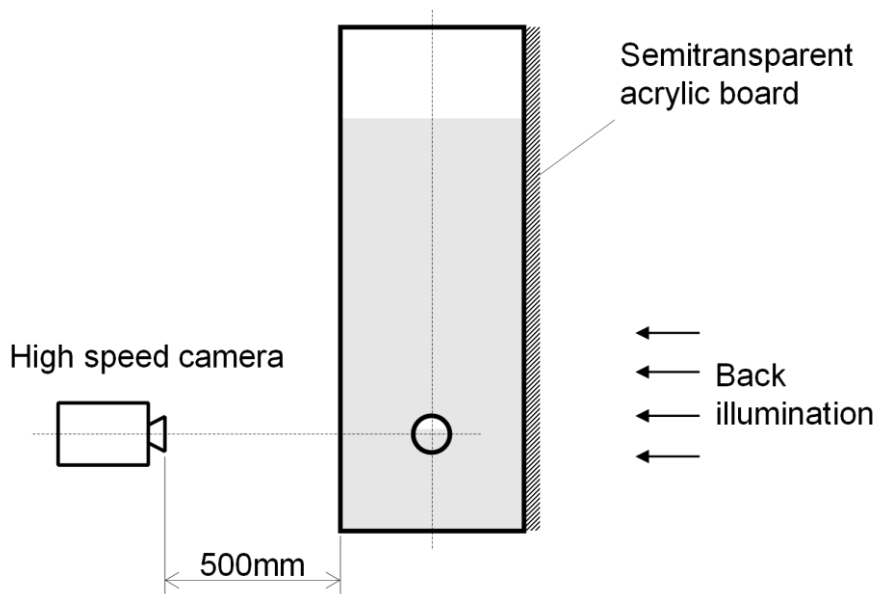


Fig. 2.6 Photographic system

### 2.2.3 画像処理方法

散気管内液位  $h_L$  を得るために、撮影した画像に処理を施した。画像処理の手順を以下に示す。

#### (1) 処理範囲の指定

散気管内部のみを処理の対象とするために、撮影した背景画像を用いて Fig. 2.7 のように処理範囲を指定した。以下では、指定した左右端の  $j$  座標をそれぞれ  $j=0$ ,  $j_{\max}$ 、上下端の  $k$  座標をそれぞれ  $k=0$ ,  $k_{\max}$  とする。

#### (2) 背景差分

液面を明瞭化するために背景差分を行った。次式で示すように、処理対象である Fig. 2.8(a) の輝度値  $f_{jk}^f$  から、背景画像である Fig. 2.8(b) の輝度値  $f_{jk}^b$  を減じ、差分画像の輝度値  $f_{jk}$  を得た。

$$f_{jk} = f_{jk}^f - f_{jk}^b \quad (2.2)$$

背景差分処理を行った画像を Fig. 2.8(c) に示す。

(3) コントラスト強調

撮影画像の明るさが不均一である場合、背景差分処理のみでは Fig. 2.8(c)の画像中心近くのように液面の影が薄くなってしまう場合がある。明暗のむらは次項(4)で行う二値化処理において誤判定要因となるため、以下のように輝度変換処理を行うことでむらを改善した。画像の各列ごとに最大輝度値  $f_j^{\max}$  及び最小輝度値  $f_j^{\min}$  を検出し、 $f_j^{\max} \neq 255$ ,  $f_j^{\min} \neq 0$  の場合、次式のように  $f_j^{\min} - f_j^{\max}$  の輝度分布を 0 ~ 255 に拡大した。

$$g_{jk} = 255 \left( \frac{f_{jk} - f_j^{\min}}{f_j^{\max} - f_j^{\min}} \right) \quad (2.3)$$

ここで  $g_{jk}$  は輝度分布拡大後の画像の輝度値である。なお例外処理として、 $f_j^{\max}$  が他の列よりも著しく低い場合、1列前の  $f_{j-1}^{\max}$  を代入して輝度変換を行った。輝度変換後の画像を Fig. 2.9 に示す。

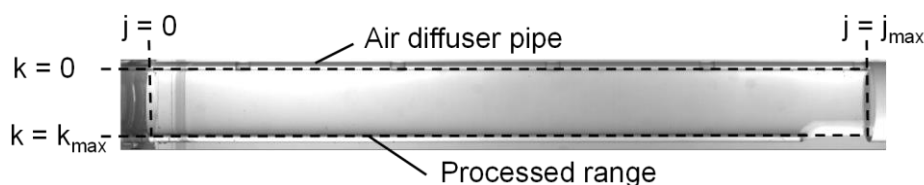


Fig. 2.7 Background image for subtraction processing

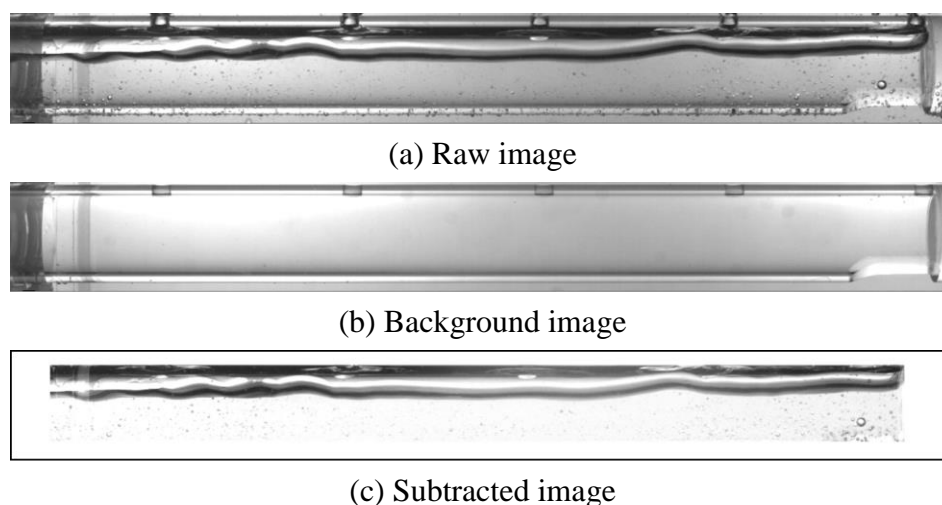


Fig. 2.8 Background subtraction processing

(4) 二値化

輝度変換画像に対し二値化処理を施した。二値化の閾値決定には以下に示す判別分析法[7]を用いた。全画素の平均輝度値を  $m_T$  とし、輝度  $t_B$  を閾値としてクラスを分類したときクラス  $v$  ( $v = 1, 2$ ) のクラスの分散を  $\sigma_v^2$ 、平均輝度値を  $m_v$ 、画素数を  $n_v$  とする。

(a) クラス内分散  $\sigma_w^2$  を求める。

$$\sigma_w^2 = \frac{n_1\sigma_1^2 + n_2\sigma_2^2}{n_1 + n_2} \quad (2.4)$$

(b) クラス間分散  $\sigma_B^2$  を求める。

$$\sigma_B^2 = \frac{n_1(m_1 - m_T)^2 + n_2(m_2 - m_T)^2}{n_1 + n_2} \quad (2.5)$$

(c)  $\sigma_B^2/\sigma_w^2$  が最大になる  $t_B$  を閾値とする。

以上の手順により求めた閾値を用いて輝度変換画像を二値化した。得られた二値化画像を **Fig. 2.10** に示す。

(5) 膨張・収縮

二値化画像には、液中を滞留したり散気管表面に付着する小気泡が原因となるノイズが発生する場合がある。ノイズを除去するために、二値化画像に対して膨張・収縮処理を行った。入力濃度を  $g_{jk}$ 、出力濃度を  $h_{jk}$  とし、膨張処理を式(2.6)に、収縮処理を式(2.7)に示す。

$$h_{jk} = \begin{cases} 1 & \text{if } g_{jk} = 1 \text{ for all 8 pixels surrounding } (j, k) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.6)$$

$$h_{jk} = \begin{cases} 0 & \text{if } g_{jk} = 0 \text{ for all 8 pixels surrounding } (j, k) \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.7)$$

膨張・収縮処理によってノイズを軽減した画像を Fig. 2.11 に示す.



Fig. 2.9 Contrast-stretched image

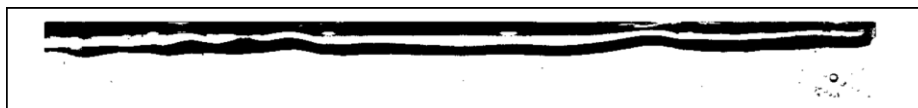


Fig. 2.10 Binarized image

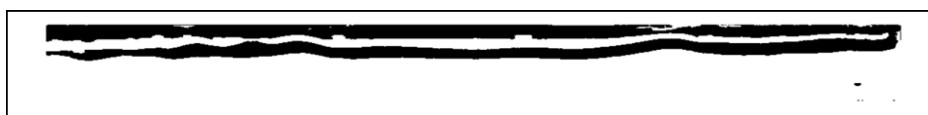


Fig. 2.11 Image after dilation and erosion processing

#### (6) 液面認識

膨張収縮画像から散気管内液位  $h_L$  を検出した. 入口付近の液面は時間変動が少なく管中心から大きくは離れなかったため,  $j=0$  のとき, Fig. 2.12 のように散気管の中心軸  $k = k_{\max}/2$  から,  $k$  方向に  $\pm \kappa$  の検査範囲を設定した. これまでの処理によって, 液面は黒, 液面より下方は白となっている.  $k = k_{\max}/2 - \kappa$  の位置から  $k$  方向に各画素の輝度を順に取得し, 以下に示す輝度勾配  $\Delta h_{jk}$  が  $\Delta h_{jk} = 1$  を満たす座標を液面とした.

$$\Delta h_{jk} = h_{jk} - h_{jk+1} \quad (2.8)$$

$\Delta h_{jk} = 1$  を満たすときの  $k$  を液面座標  $s_j$  とする. 検査範囲内に液面の影と散気管上面付近の影が存在するため  $\Delta h_{jk} = 1$  を満たす  $k$  が複数存在する場合があった. これによる誤認識を防ぐために最大の  $k$  を  $s_j$  とした.  $\Delta h_{jk} = 1$  を満たす  $k$  が存在しない列では液スラグが発生したと判断し,  $s_j = 0$  とした.

$j \geq 1$  は検査範囲を  $s_j - 1 \pm \lambda$  ( $\lambda < \kappa$ ) と更新し,  $j=0$  の場合と同様の検査を行った. ただし,  $\Delta h_{jk} = 1$  を満たす  $k$  が存在せず  $s_j = 0$  とした場合, 次の  $j+1$  列の

検査範囲を  $k_{max}/2 \pm \kappa$  とした。以上の処理により得た液面を **Fig. 2.13** に赤色で示す。得られた  $s_j$  に空間解像度を乗ずることで、液位  $h_{Lj}$  が求まる。

(8) 屈折補正

(7) で求めた液位  $h_{Lj}$  は散気管の形状に起因する光の屈折のため、真の液位  $h_{Lj}$  とは異なる。そのため、以下のように屈折を考慮し、 $h_{Lj}'$  の値を補正する。撮影される液面の光路の一例を **Fig. 2.14** に示す。 $n_L$ ,  $n_S$ ,  $n_G$  はそれぞれ液相、アクリル樹脂、空気の屈折率である。管底面を 0 とした高さが  $h_{Lj}$ ,  $h_{Lj}'$  であるのに対し、管中心を 0 とした高さを  $y_j$ ,  $y_j'$  とすると次式のように表せる。

$$h_{Lj} = y_j + \frac{D}{2} \quad (2.9)$$

$$h_{Lj}' = y_j' + \frac{D}{2} \quad (2.10)$$

円管内の液相から円管内壁への入射角を  $\alpha$ 、屈折角を  $\beta$ 、円管から外部の液相への入射角を  $\beta'$ 、屈折角を  $\gamma$  とすると、スネルの法則より以下の関係が成り立つ。

$$n_L \sin \alpha = n_S \sin \beta \quad (2.11)$$

$$n_S \sin \beta' = n_L \sin \gamma \quad (2.12)$$

管の肉厚を  $t_p$  とすれば次式が成り立つ。

$$y_j' = \left( \frac{D}{2} + t_p \right) \sin \gamma \quad (2.13)$$

また、正弦定理より以下の式が成り立つ。

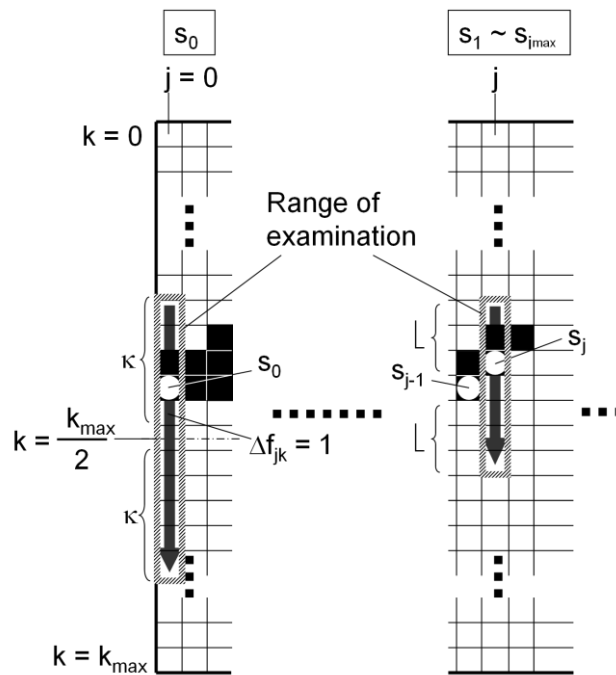


Fig. 2.12 Liquid surface detection

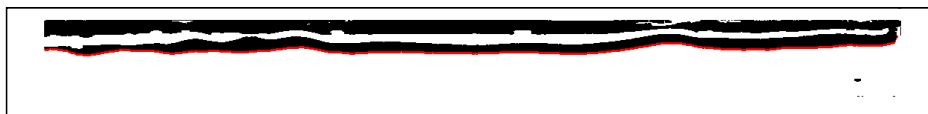


Fig. 2.13 Detected liquid surface (red line)

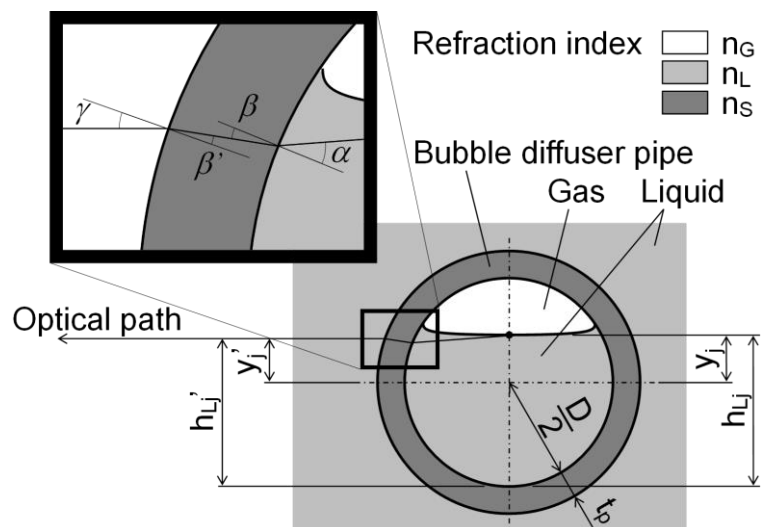


Fig. 2.14 Refraction of light at surface of air diffuser pipe



$$\frac{\sin \beta}{D/2+t_p} = \frac{\sin \beta'}{D/2} \quad (2.14)$$

$$\frac{y_j}{\sin \alpha} = \frac{D/2}{\sin(\pi/2 - \alpha + \beta - \beta' + \gamma)} \quad (2.15)$$

式(2.11)～(2.14)を角度 $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta'$ ,  $\gamma$ について解き, 以下の式を得る.

$$\alpha = \text{asin}\left(\frac{y_j'}{D/2}\right) \quad (2.16)$$

$$\beta = \text{asin}\left(\frac{n_L}{n_S} \frac{y_j'}{D/2}\right) \quad (2.17)$$

$$\beta' = \text{asin}\left(\frac{n_L}{n_S} \frac{y_j'}{D/2+t_p}\right) \quad (2.18)$$

$$\gamma = \text{asin}\left(\frac{y_j'}{D/2+t_p}\right) \quad (2.19)$$

式(2.15)～(2.18)を式(2.14)に代入し,  $y_j'$ について解き, 次式を得る.

$$y_j = \frac{y_j'}{\sin X} \quad (2.20)$$

ただし,

$$X = \frac{\pi}{2} - \text{asin}\left(\frac{2y_j'}{D}\right) + \text{asin}\left(\frac{2n_L y_j'}{n_S D}\right) - \text{asin}\left(\frac{2n_L y_j'}{n_S (D+2t_p)}\right) + \text{asin}\left(\frac{2y_j'}{D+2t_p}\right) \quad (2.21)$$

式(2.9), (2.10), (2.20)より, 屈折補正を施した液位  $h_{Lj}$  を得る.

$$h_{Lj} = \frac{h_{Lj}' - D/2}{\sin X} + \frac{D}{2} \quad (2.22)$$

### 2.2.4 平均気泡径算出方法

気泡は Fig. 2.15 のように乱れた形状となっているため, 画像処理によって気泡径を精度よく評価することは難しい. そこで,  $Q_i$  を気泡発生周波数  $f_{Bi}$  で除すことで気泡の平均体積を求め, 平均気泡径  $d_i$  を算出した.  $f_{Bi}$  は 30 秒間の撮影画像より気泡発生数  $N_i$  を時間で除することで求めた.  $d_i$  は以下の式で与えられる.

$$d_i = \sqrt[3]{\frac{6Q_i}{\pi f_{Bi}}} \quad (2.23)$$

なお, Fig. 2.15 のように, 先行離脱気泡への後続気泡の合体が頻繁に見られたため,  $N_i$  は気泡が散気孔から離脱する回数とした.

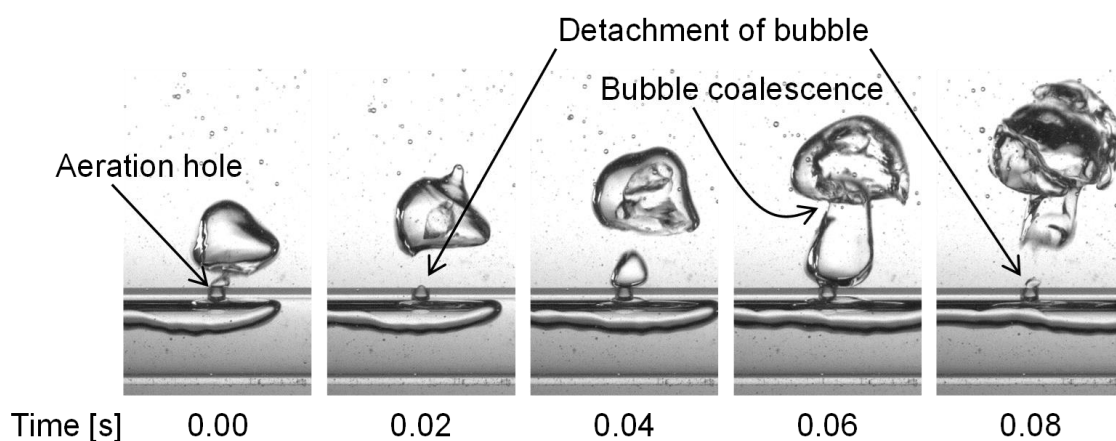


Fig. 2.15 Bubbles generation at aeration hole

## 2.3 実験結果および考察

### 2.3.1 散気管内外流動

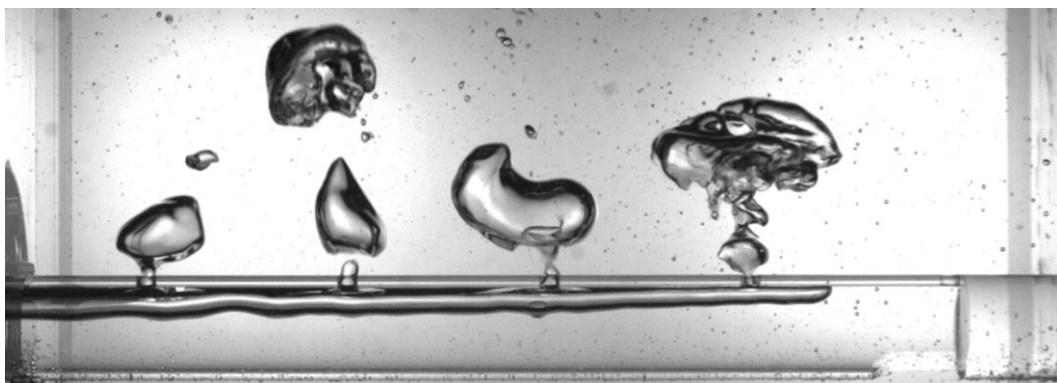
Fig. 2.16 に  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気管内外流動を示す.

気泡は散気孔から離脱した直後に先に生成した気泡と合体することがあった。管内の気液界面には進行波が見られた。  $i = 1 \sim 4$  の散気孔では気泡が生成したが、  $i = 5$  の散気孔は常に液相で閉塞していたため気泡は生成しなかった。

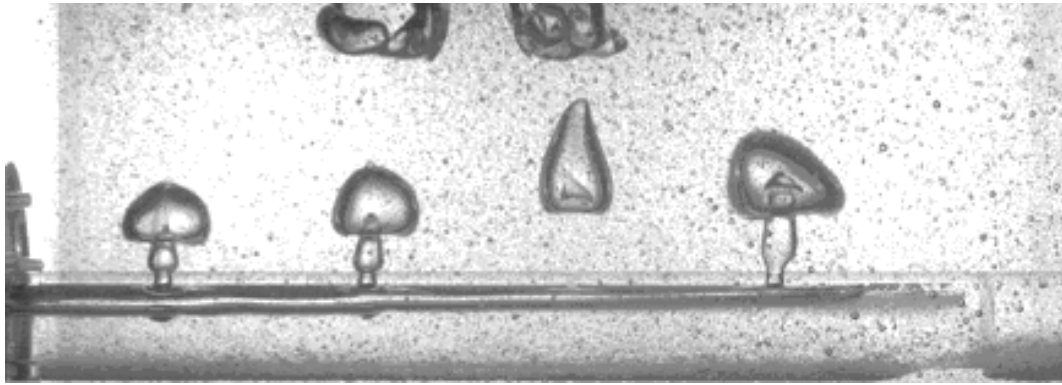
**Fig. 2.17** に高  $\mu_L$  における管内外流動を示す。  $\mu_L$  増加に伴い液中に滞留する小気泡が増加し、視認性が悪化した。いずれの  $\mu_L$  においても、  $i = 1 \sim 4$  の散気孔では気泡が生成したが、  $i = 5$  の散気孔は常に液相で閉塞していたため気泡は生成しなかった。気泡の大きさはいずれの  $\mu_L$  においても同程度であったが、その形状は  $\mu_L$  増加に伴い安定した。気液界面波は、 **Fig. 2.17(a), (b)** のように  $\mu_L$  増加に伴い弱くなり、 **Fig. 2.17(c)** のように  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では消失した。また、いずれの  $\mu_L$  でも、  $i = 1 \sim 4$  の散気孔において気泡が離脱する際に **Fig. 2.18** のように液滴が浸入した。浸入した液滴は気液界面に落下し、界面変動を誘引した。

これらの波や変動は成長し管上壁に達して液スラグとなることがあった。液スラグは管の下流へと進行し、道中の散気孔を閉塞させて散気を阻害した。したがって液スラグが散気に及ぼす影響は大きいと考えられ、その発生を予測することは重要である。液スラグの特性や発生過程に関しては、次節で議論する。

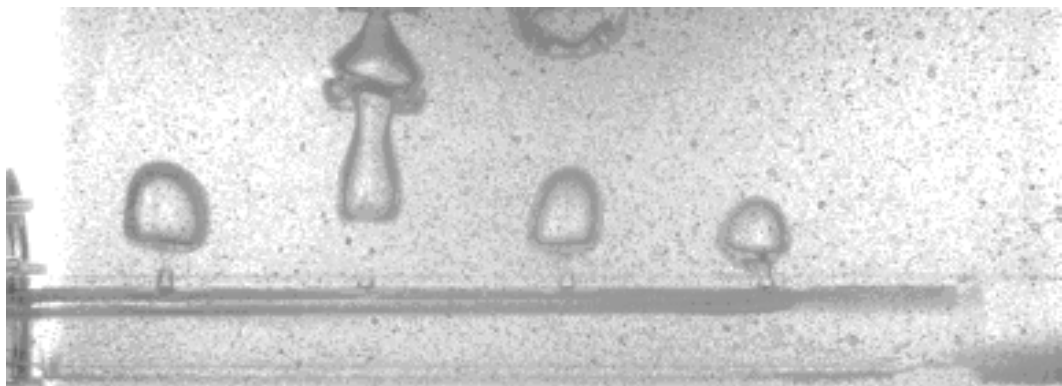
**Figs. 2.19, 2.20** に、それぞれ  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4}$ ,  $7 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気管内外流動を示す。  $Q_{IN}$  の増加により、気相は管終端まで達するようになり、  $i = 1 \sim 5$  の全ての散気孔で気泡が生成された。気泡は  $Q_{IN}$  の増加に伴って大きくなり、その形状はより歪んだものとなった。  $\mu_L$  の増加に伴って気泡の形状がスムーズになる傾向は  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合と同様であり、  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ではいずれの  $Q_{IN}$  においてもスムーズな形状であった。



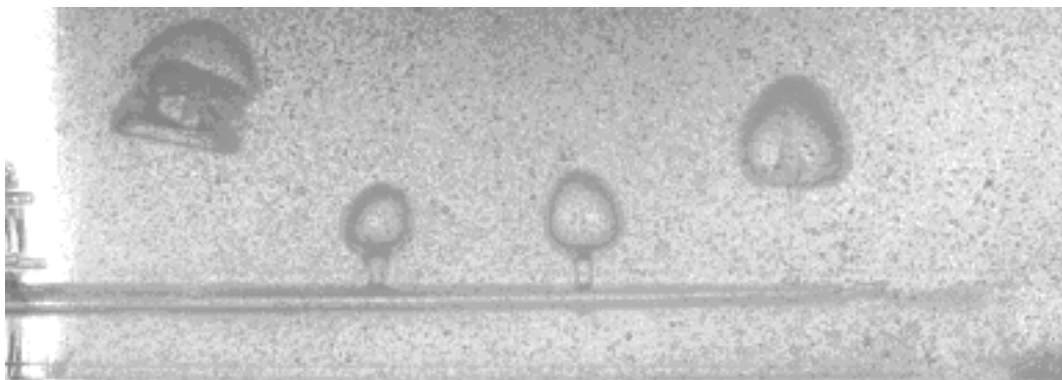
**Fig. 2.16** Flow inside and outside air diffuser pipe at  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



(a)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

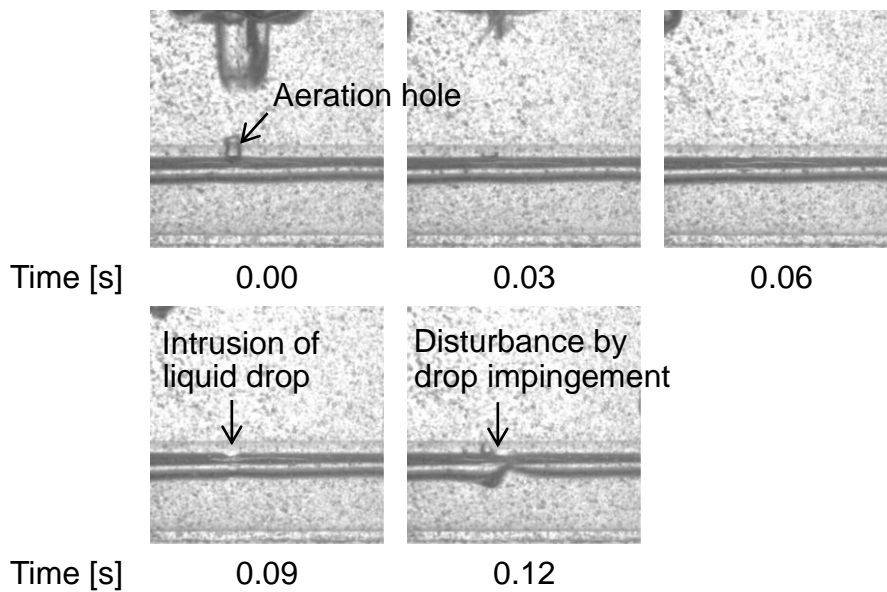


(b)  $\mu_L = 50 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(c)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

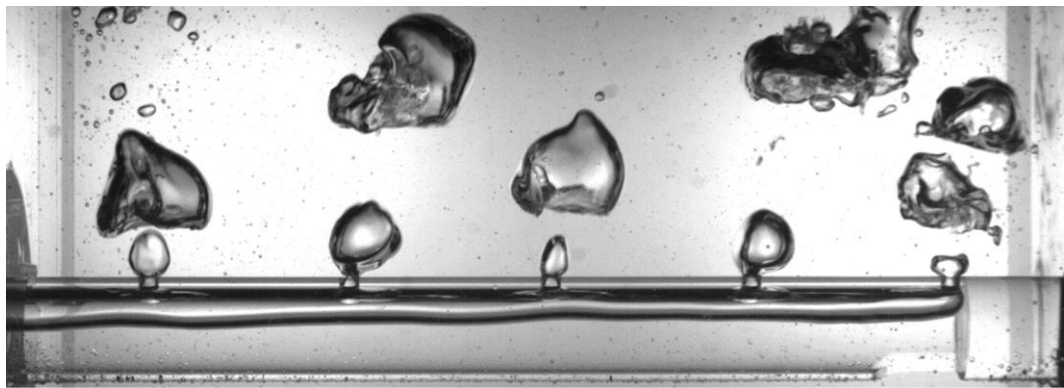
**Fig. 2.17** Effect of  $\mu_L$  on flows inside and outside air diffuser pipe at  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



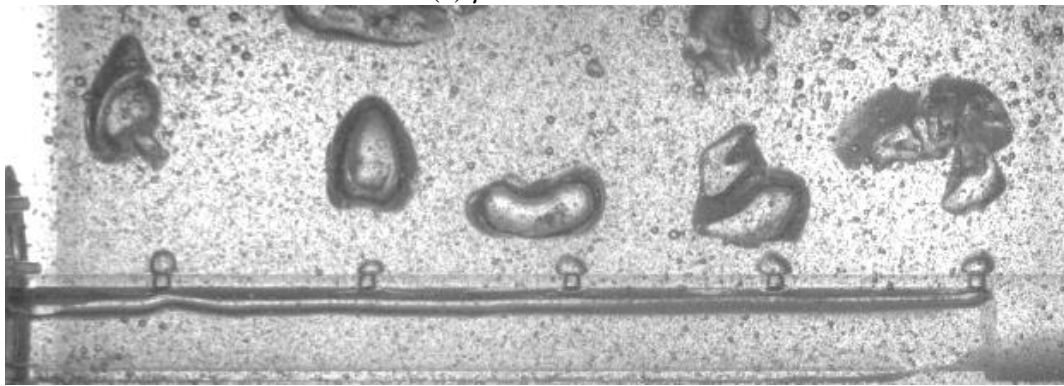
**Fig. 2.18** Disturbance by drop impingement at  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

いずれの  $Q_{IN}$  においても、低 $\mu_L$  では気液界面に進行波が生じ、 $\mu_L$  の増加に伴い小さくなった。特に $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では進行波は発生せず、液面は滑らかで平坦に近かった。ただし、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合と同様に散気孔から液滴が落下し、液面変動を生じた。 $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ではいずれの $\mu_L$  でも断続的に液スラグが発生したが、 $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ではほぼ発生しなかった。

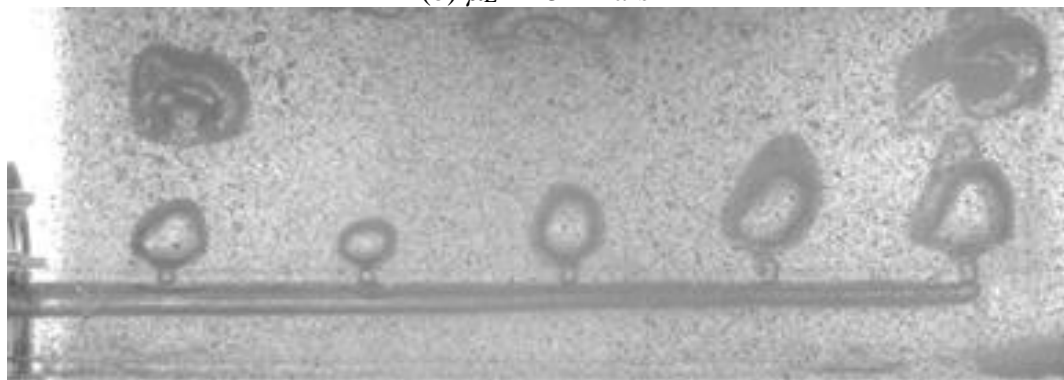
**Fig. 2.21** に液位  $h_L$  の1分間の平均値  $h_{La}$  を示す。管内の液位  $h_L$  は $\mu_L$  の上昇に伴って静水圧が高くなるため上昇し、 $Q_{IN}$  の増加に伴い気相の吹き込み圧力が高くなるため低下した。管内で液スラグが発生した  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では  $h_{La}$  は下流ほど高い分布となった。なお、 $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  において  $x = 200 \sim 220 \text{ mm}$  の位置で  $h_{La}$  が低下しているのは、液スラグ発生時に生じた気塊が管内で長時間滞留していたためである。 $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  においても液スラグが発生したため、同様に  $h_{La}$  は下流ほど高くなったが、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合に比べて低く、やや平坦に近かった。管内で液スラグが発生しなかった  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では  $h_{La}$  は平坦となり、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}, 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合と比べて低かった。



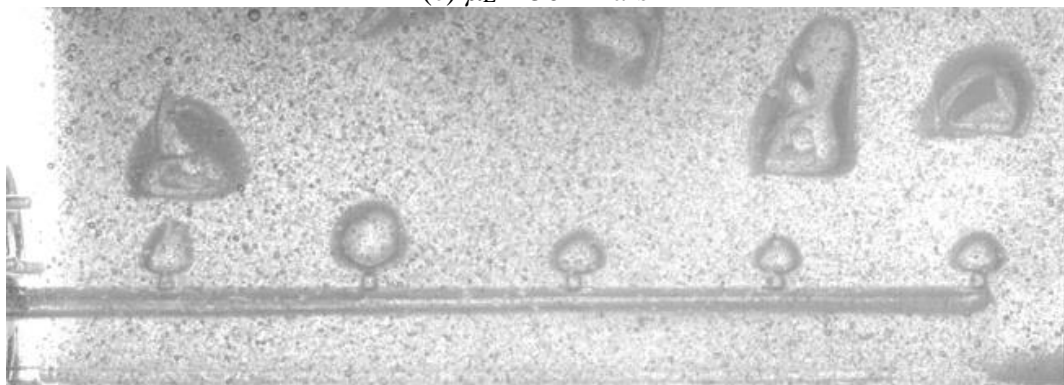
(a)  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(b)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

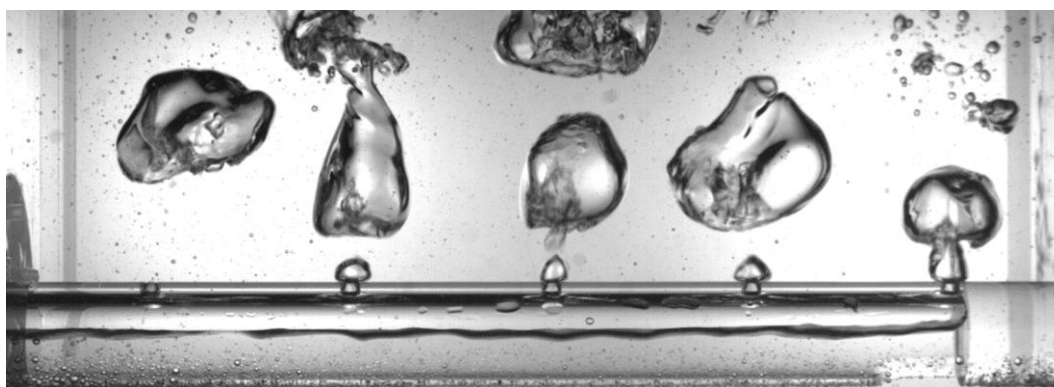


(c)  $\mu_L = 50 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

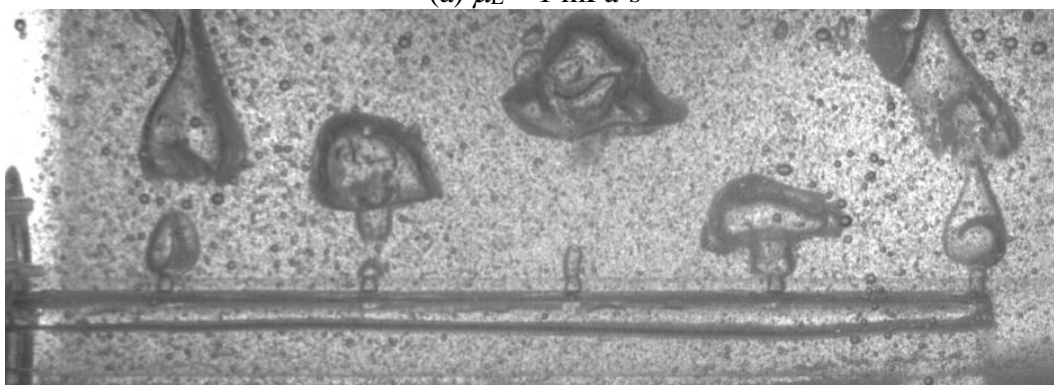


(d)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

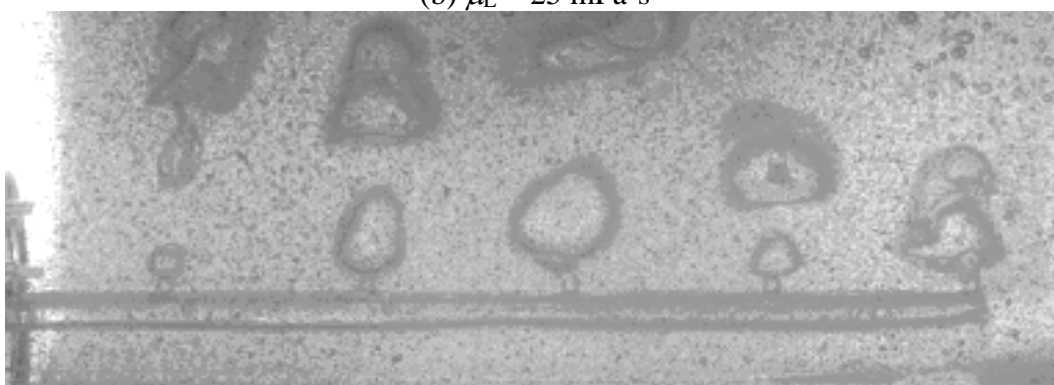
**Fig. 2.19** Effect of  $\mu_L$  on flows inside and outside air diffuser pipe at  $Q_{\text{IN}} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



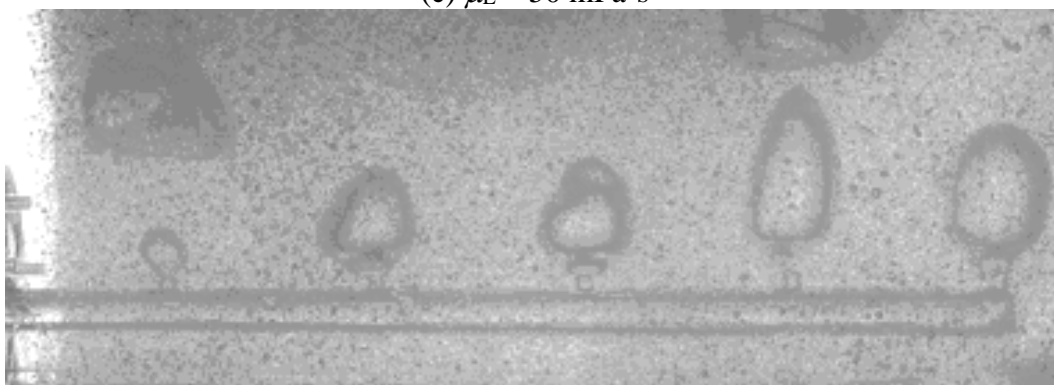
(a)  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(b)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(c)  $\mu_L = 50 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(d)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

**Fig. 2.20** Effect of  $\mu_L$  on flows inside and outside air diffuser pipe at  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

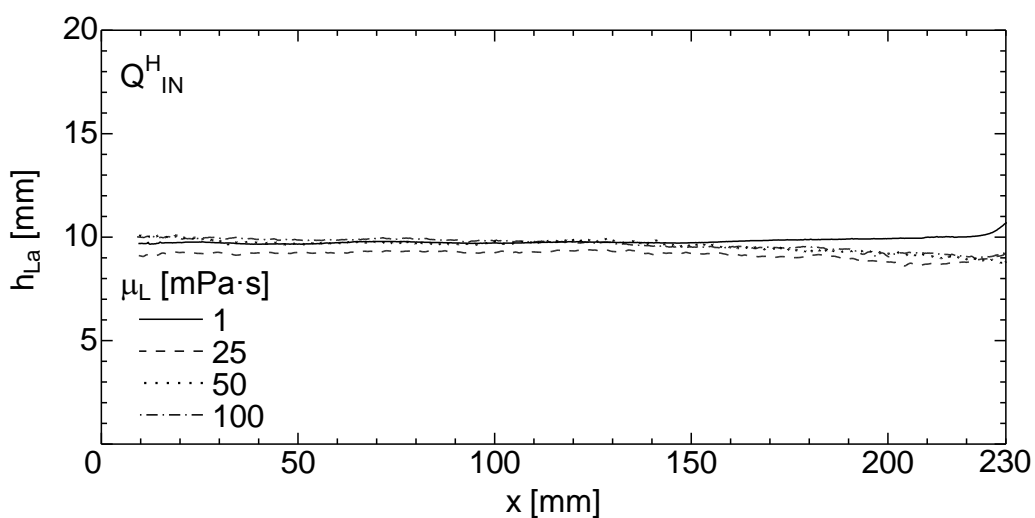
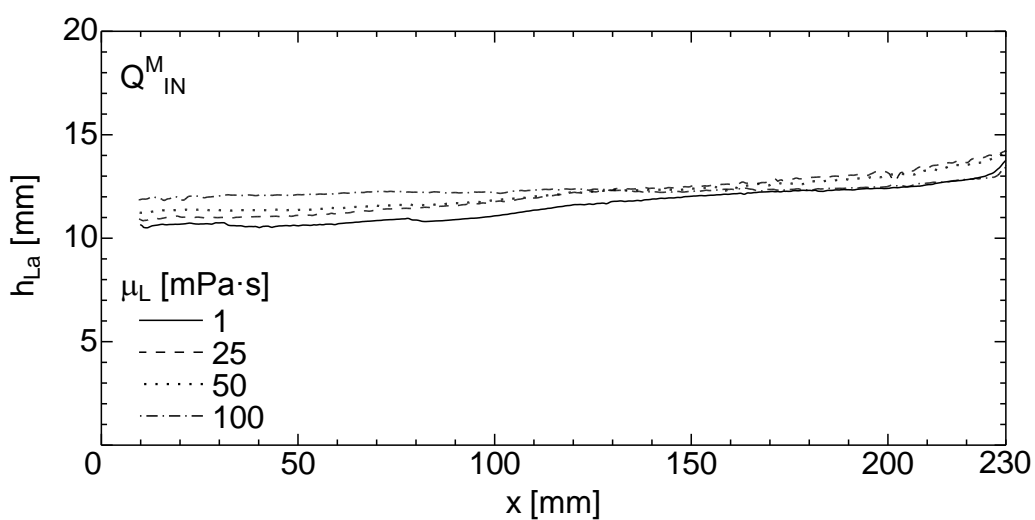
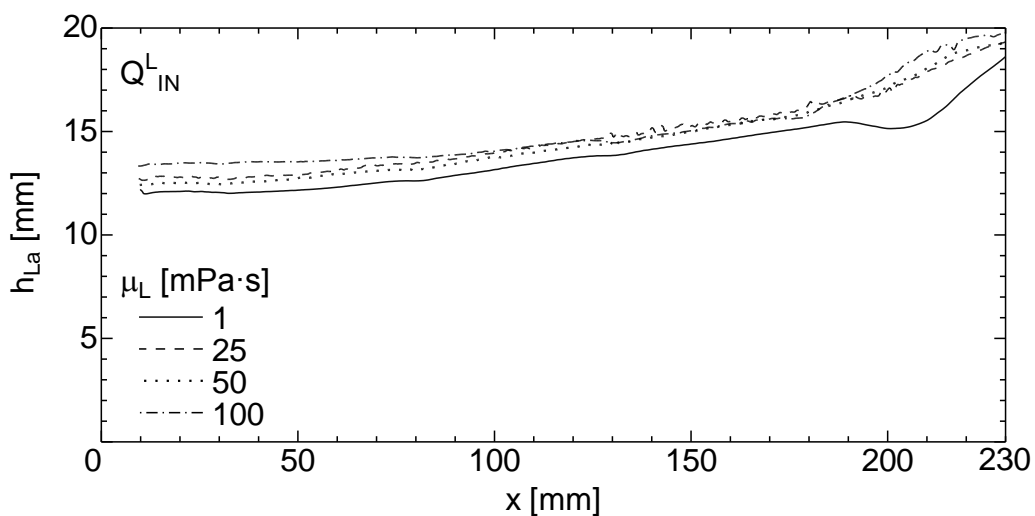


Fig. 2.21 Effects of  $\mu_L$  on  $h_{La}$



### 2.3.2 液スラグ発生機構

散気管内では、管断面を全て液相が占める液スラグが発生した。1分間あたりの液スラグ発生周波数  $f_s$  を Fig. 2.22 に示す。  $f_s$  は  $Q_{IN}$  および  $\mu_L$  の増加により低下し、  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ではいずれの  $\mu_L$  でも 0 となった。

$Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  ではいずれの  $\mu_L$  においても液スラグが発生した。  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における液スラグ発生過程の一例を Fig. 2.23 に示す。  $t = 0.0 \text{ s}$  で存在した気液界面波は徐々に成長し、  $t = 0.2 \text{ s}$  で管上壁に到達して液スラグとなった。発生した液スラグは管軸方向に成長しながら、図中右方向の下流へと進行した。このとき道中の散気孔は液スラグに覆われ、散気を停止した。また、液スラグにより分断された気相は下流の散気孔から流出した。液スラグは管終端に到達後、散気孔および開口部から排出され、  $t = 0.8 \text{ s}$  で管内流動は液スラグが発生する前と同様の状態となった。以上の流動が繰り返され、液スラグは断続的に発生した。

Fig. 2.24 に  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における液スラグ発生過程の一例を示す。前節で述べたように高  $\mu_L$  では気液界面波が消失したが、  $t = 0.04 \text{ s}$  に Fig. 2.18 のような液滴の落下による液面変動が生じた。この変動が成長し、  $t = 0.12 \text{ s}$  に液スラグとなった。発生した液スラグは、  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の場合と同様に下流へと進行し、散気を妨げた。ただし、  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の場合に比べて進行は

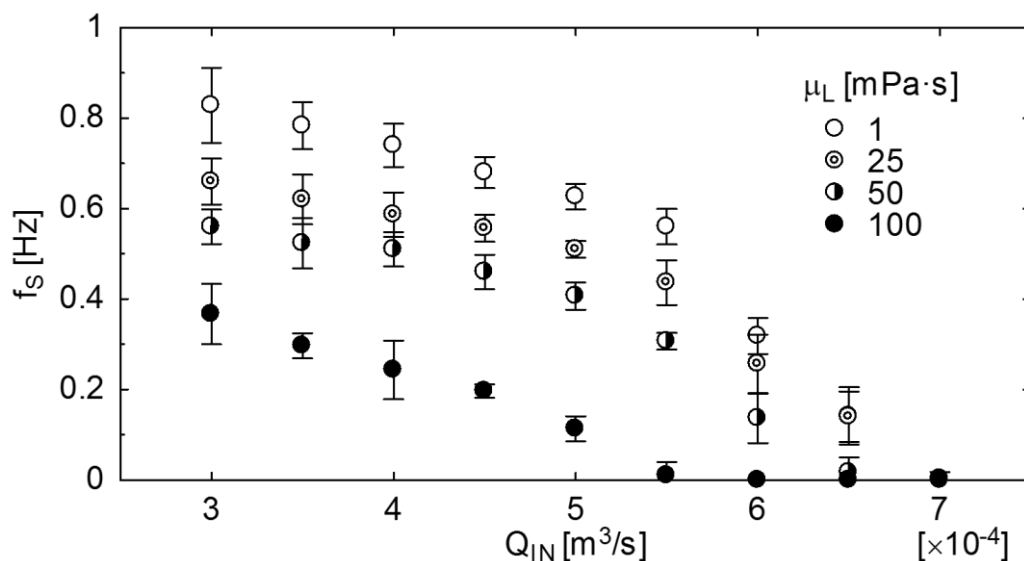


Fig. 2.22 Effects of  $Q_{IN}$  and  $\mu_L$  on  $f_s$

遅い。以上のように、液スラッグの発生には気液界面波の成長と液滴落下による変動の成長の二つの発生様式がみられた。Fig. 2.25 に示すように、 $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では前者の発生様式の割合が高く、 $\mu_L$  が高いほど後者の発生様式の割合が高い。気液界面波が消失する $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では、全ての液スラッグが液滴落下によって発生した。

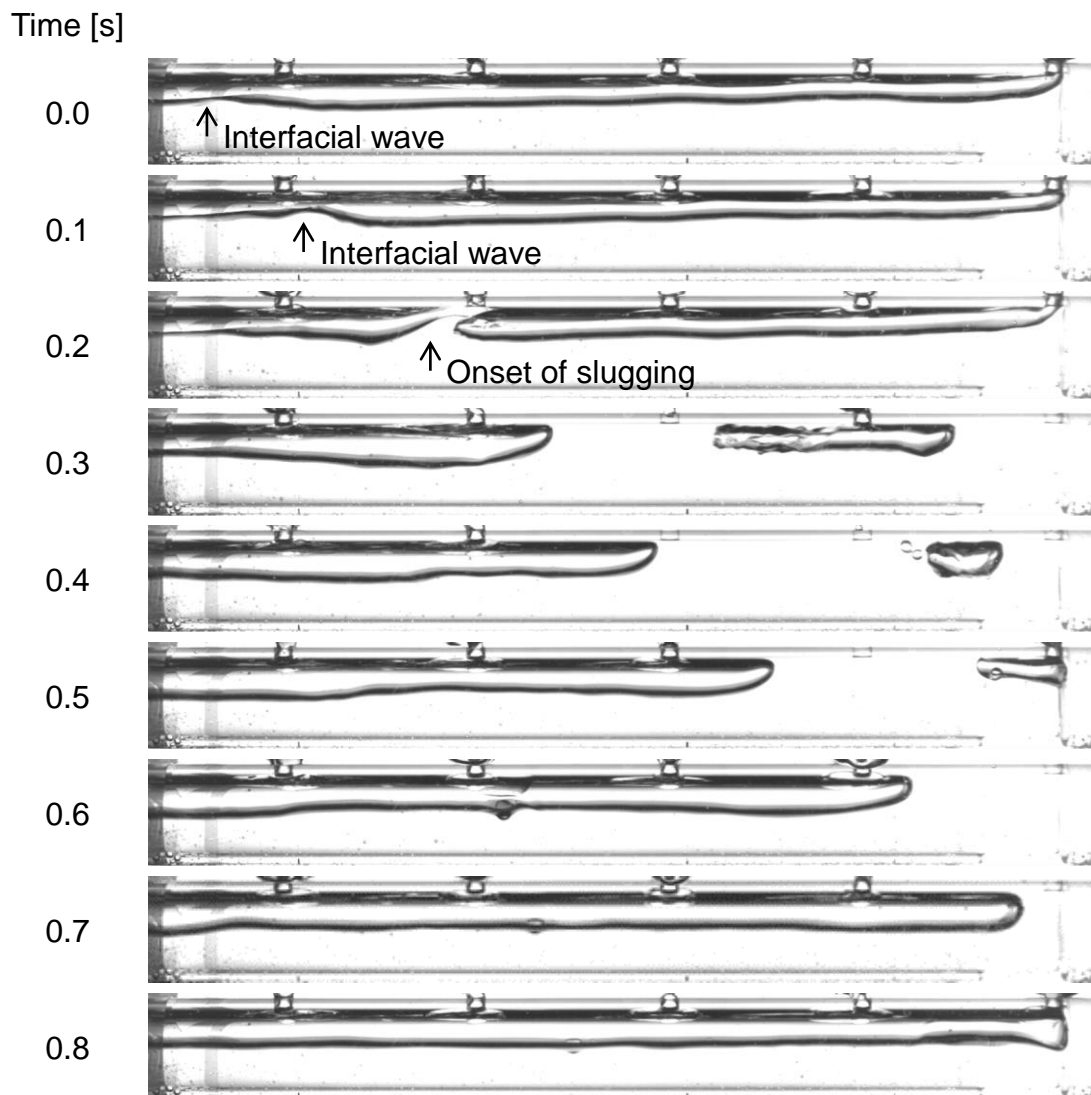


Fig. 2.23 Onset of slugging at  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

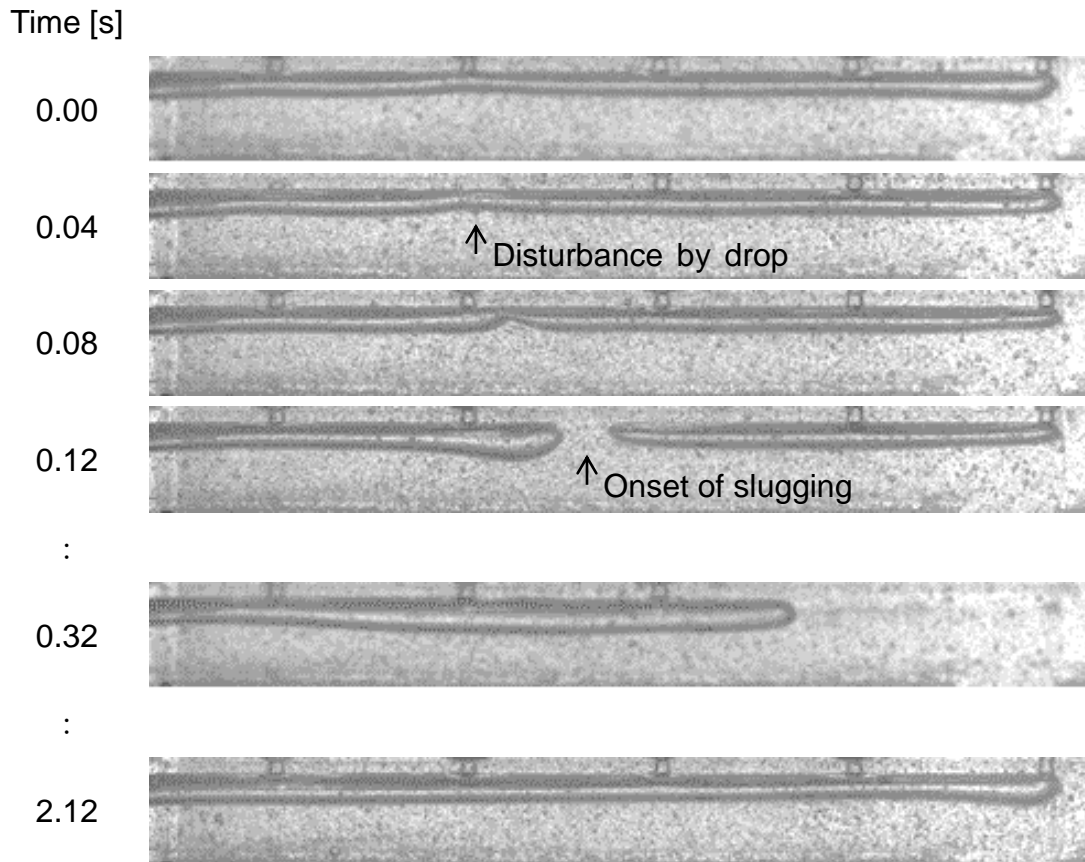


Fig. 2.24 Onset of slugging at  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

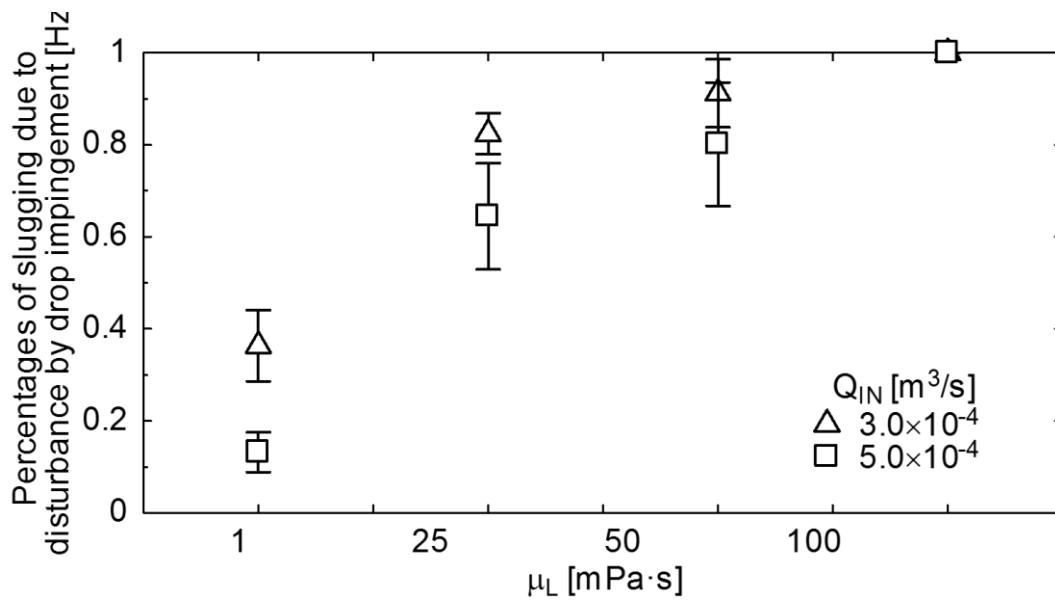


Fig. 2.25 Percentages of slugging due to disturbance by drop impingement

散気管内で発生する液スラグは散気量分布や生成気泡径に大きな影響を及ぼすため、その発生を予測できることが望ましい。水平管内でのスラグ発生については Kelvin-Helmholtz 不安定を基本として多くの研究がなされている[8, 9]。本研究で取得可能なパラメータを用いた液スラグ発生判定のモデルに、Mishima & Ishii のスラッキングモデル[6]がある。本モデルは水平管内の非粘性流れにおいて、気液界面上の波が不安定化して液スラグ流へと成長する条件を判定でき、次式で表される。

$$u_G - u_L \geq 0.487 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)gh_G}{\rho_G}} \quad (2.24)$$

ここで  $u_G$  は気相流速、 $u_L$  は液相流速、 $\rho_L$  は液相密度、 $\rho_G$  は気相密度、 $g$  は重力加速度、 $h_G$  は気相高さである。 $h_G$  は管内径  $D$  と液位  $h_L$  を用い  $h_G = D - h_L$  と表せる。 $D = 20 \text{ mm}$ 、 $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_G = 1.2 \text{ kg/m}^3$ 、 $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  である。流れが式(2.22)を満たすとき界面上の波は不安定化し、振幅が大きい波に成長し、やがて管上面に達することで液スラグとなる。本実験においては  $\rho_L \gg \rho_G$  より  $\Delta\rho \approx \rho_L$  とでき、 $u_L = 0$  である。したがって式(2.23)は次のように変形できる。

$$u_G \geq 0.487 \sqrt{\frac{\rho_L g (D - h_L)}{\rho_G}} \quad (2.25)$$

これを  $h_L$  について解き、次式を得る。

$$h_L \geq D - 4.22 \frac{\rho_G u_G^2}{\rho_L g} \quad (= h_C) \quad (2.26)$$

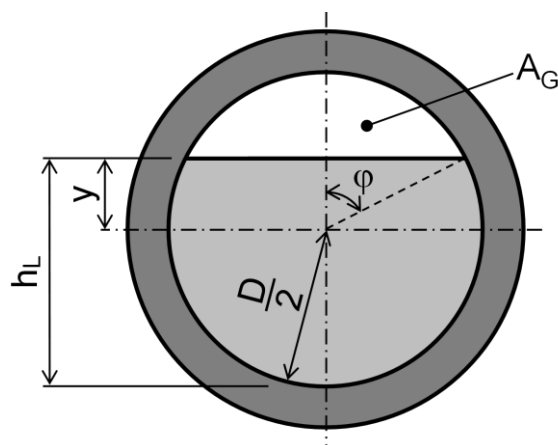
ここで、右辺はスラグ発生限界液位  $h_C$  である。 $u_G$  は管内の気相流量  $Q_G$  および気相断面積  $A_G$  から  $u_G = Q_G/A_G$  と求まる。管内の気相流量  $Q_G$  は入口部から  $i = 1$  の散気孔の区間においては  $Q_G = Q_{IN}$  であり、 $i \sim i + 1$  番目の散気孔の区間では、

測定により得た散気量  $Q_i$  を用いて  $Q_G = Q_{IN} - \sum_{k=1}^i Q_k$  と求まる．また気相断面積  $A_G$  は次のように求まる．

$$A_G = \begin{cases} \frac{D^2}{4} \varphi - y \sqrt{\frac{D^2}{4} - y^2} & \text{for } h_L > \frac{D}{2} \\ \frac{D^2}{4} \varphi + y \sqrt{\frac{D^2}{4} - y^2} & \text{for } h_L \leq \frac{D}{2} \end{cases} \quad (2.27)$$

ここで、 $\varphi$  はメニスカスを無視して液面が水平と仮定したときの縁の位置を示す鉛直真上を  $0^\circ$  とする方位角であり、 $y$  は管中心から液面までの距離である． $\varphi$ 、 $y$  は **Fig. 2.26** のように液位  $h_L$  より求まる．

気液界面波の成長によって液スラグが生じた **Fig. 2.23** の流れについて、画像処理によって得た液位  $h_L$  と Mishima & Ishii のスラッキングモデルによって得た液スラグ発生臨界液位  $h_c$  を **Fig. 2.27** で比較する．実線は撮影画像より得た  $h_L$  であり、網掛け領域は式(2.26)を満たす領域である． $h_L > h_c$  となった波が液スラグへと成長しており、 $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  における液スラグ発生は Mishima & Ishii のスラッキングモデルで予測可能であった．



**Fig. 2.26** Definition of  $\varphi$  and  $y$



次に、液滴落下による変動の成長によって液スラグが発生した Fig. 2.24 の流れについて、 $h_L$ と $h_C$ を Fig. 2.28 で比較する。  $t=0.00$  sにおいて、 $h_L > h_C$ を満たしているにもかかわらず、液スラグへと成長しない。しかし、 $t=0.04$  sにおいて  $h_L > h_C$  を満たしている位置に液滴落下による大きな変動が生じると、液スラグへと成長した。高 $\mu_L$ では小さな変動は液相粘性によって減衰されるため液スラグへと成長しないが、液滴落下による大きな変動に起因する液スラグ発生は Mishima & Ishii のスラッキングモデルで予測可能であった。

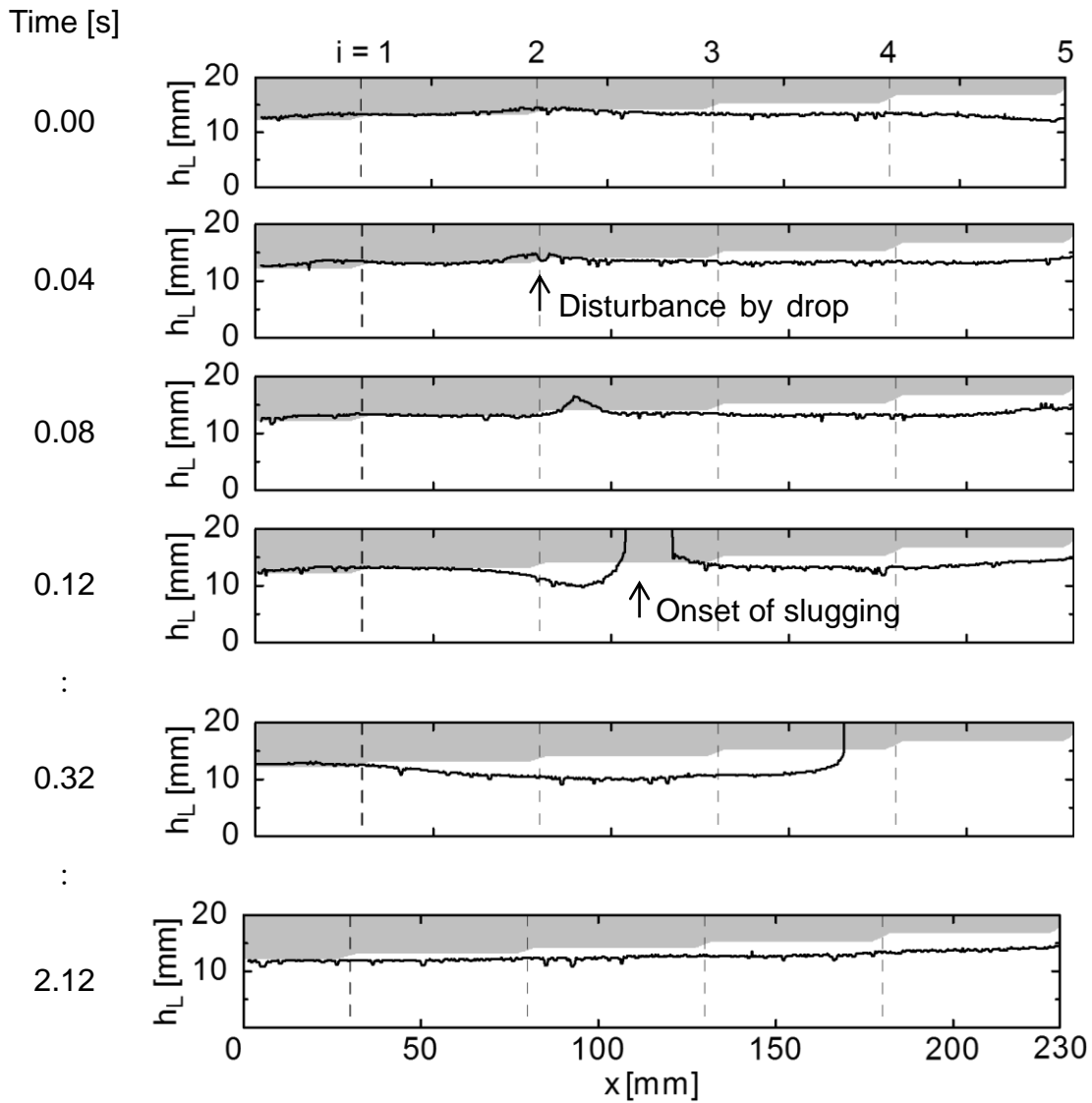


Fig. 2.28 Comparison between  $h_L$  and  $h_C$  at  $\mu_L = 100$  mPa·s and  $Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s

Mishima & Ishii のスラッキングモデルは非粘性流に対するモデルだが、本実験においては液相が高 $\mu_L$ の場合にも適用できた。その理由を以下で考察する。

Mishima & Ishii のスラッキングモデルにおいて、波の速度は次式のように表現される。

$$C = C_1 + iC_2 \quad (2.28)$$

ここで  $C_1$  は波の進行速度、 $C_2$  は波の振幅速度である。波の成長速度  $R_{\text{growth}}$  は次式のように表される。

$$R_{\text{growth}} = k |C_2| \quad (2.29)$$

$$R_{\text{growth}} = \sqrt{2F(kh_G) \frac{\rho_L}{\rho_G} u_G^2 k^2 - 2gk} \quad (2.30)$$

ここで  $k$  は波数、 $h_G$  は気相高さを表す。 $h_G$  および  $F(kh_G)$  は次のように求まる。

$$h_G = D - h_L \quad (2.31)$$

$$F(kh_G) = \coth(kh_G - 1) \{1 + 0.5 \coth(kh_G - 1)\} \quad (2.32)$$

Mishima & Ishii のスラッキングモデルでは、 $R_{\text{growth}}$  が最大となる最も危険な波であるとき波が液スラグへと成長するとしている。このとき  $R_{\text{growth}}$  に関して次式が成り立つ。

$$\frac{dR_{\text{growth}}}{dk} = 0 \quad (2.33)$$

以上より  $kh_G = 2.26$ ,  $F(kh_G) = 1.865$  と求まる。波の成長時間のオーダー  $T_{\text{growth}}$  は次のように評価できる。

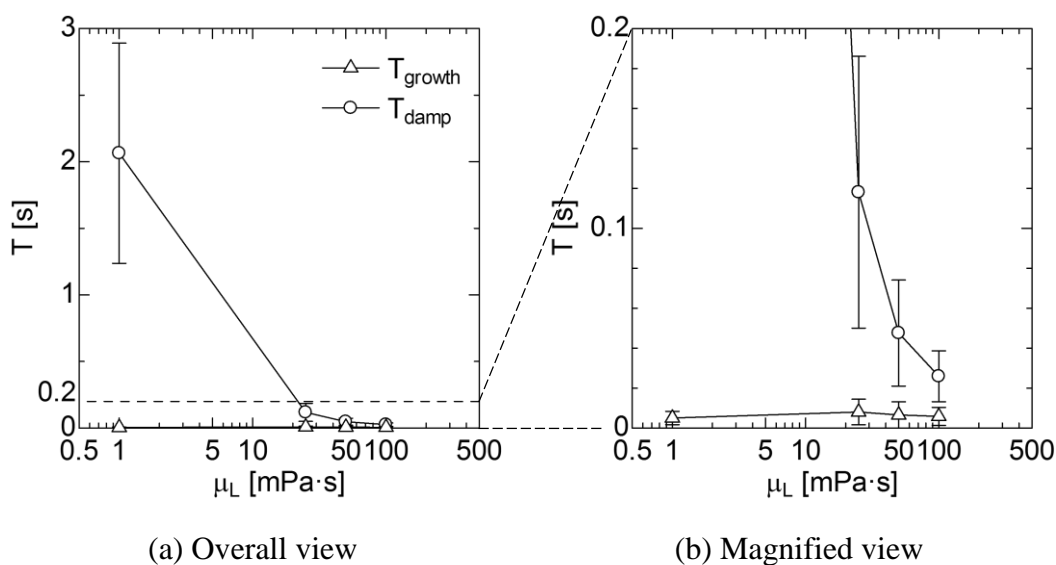


$$T_{\text{growth}} = 1/R_{\text{growth}} \quad (2.34)$$

Landau & Lifshitz[10]によれば、粘性による波の力学的エネルギーの減衰を考慮することで、波の減衰時間のオーダー $T_{\text{damp}}$ を次のように評価できる。

$$T_{\text{damp}} = \frac{\rho_L}{2\mu_L k^2} \quad (2.35)$$

**Fig. 2.29** に、各条件における  $T_{\text{growth}}$ ,  $T_{\text{damp}}$  の比較を示す。全ての $\mu_L$ において  $T_{\text{damp}} > T_{\text{growth}}$  となり、高 $\mu_L$ でも波が粘性によって減衰するよりも早い速度で成長することがわかった。このため、高 $\mu_L$ においても Mishima & Ishii のスラッキングモデルが利用できたと考えられる。



**Fig. 2.29** Comparison between  $T_{\text{growth}}$  and  $T_{\text{damp}}$

ここで、 $T_{\text{damp}} > T_{\text{growth}}$  を $\mu_L$ について整理すると次式を得る。

$$\mu_L < \frac{\rho_L}{2} \sqrt{3.73 \frac{\rho_L}{\rho_G} \frac{u_G^2}{k^2} - \frac{2g}{k^3}} \quad (2.36)$$

本式が高粘度液相に対する Mishima & Ishii のスラッキングモデルの適用限界であると考えられる。

### 2.3.3 散気量分布

$Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気量  $Q_i$  の分布を **Fig. 2.30(a)** に示す。いずれの  $\mu_L$  においても、 $i = 1 \sim 4$  では液スラグによる散気阻害のため、下流の散気孔ほど  $Q_i$  が低くなった。 $Q_1$  と  $Q_4$  の差は  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  で最も大きく、 $\mu_L$  の増加に伴い小さくなった。これは、**Fig. 2.22** で示したように、 $\mu_L$  が高いほど  $f_S$  が低く、散気を阻害されにくいためである。また、 $i = 5$  の散気孔は  $\mu_L$  によらず常に閉塞したため、 $Q_5 = 0$  となった。

$Q_{IN} = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  において  $\mu_L$  が  $Q_i$  に及ぼす影響を **Fig. 2.30(b)** に示す。 $\mu_L$  の増加に伴い  $Q_i$  は均一化し、特に  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ではほぼ均一な分布となった。これは、**Fig. 2.22** に示すように  $f_S$  が十分低く、 $Q_i$  に及ぼす影響が小さかったためである。 $\mu_L = 1 \sim 50 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合と同様に  $\mu_L$  が高いほど  $f_S$  は低いいため、 $\mu_L$  の増加に伴い  $Q_i$  は均一に近づく。

$Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気量分布を **Fig. 2.30(c)** に示す。いずれの  $\mu_L$  においても液スラグは発生しなかったため、 $Q_i$  は均一となった。

### 2.3.4 平均気泡径

$\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  における  $f_{Bi}$  を **Fig. 2.31** に示す。 $Q_{IN}$  の増加に伴い  $f_{Bi}$  は上昇した。また、いずれの  $Q_{IN}$  においても、 $f_{Bi}$  の分布は **Fig. 2.30** に示した  $Q_i$  に近い傾向を示した。2.2.2 節の方法で  $f_{Bi}$  および  $Q_i$  から求めた  $d_i$  と、以下の Davidson & Schüler の相関式[11]により算出した  $d_i$  を **Fig. 2.32** に示す。

$$d_i = 1.38 \left( \frac{Q_i^2}{g} \right)^{0.2} \quad (2.37)$$

ここで、 $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  は重力加速度である。また、両者の比較を **Fig. 2.33** に示す。Davidson & Schüler の相関式による計算値は、実験値と定性的には一致するが、

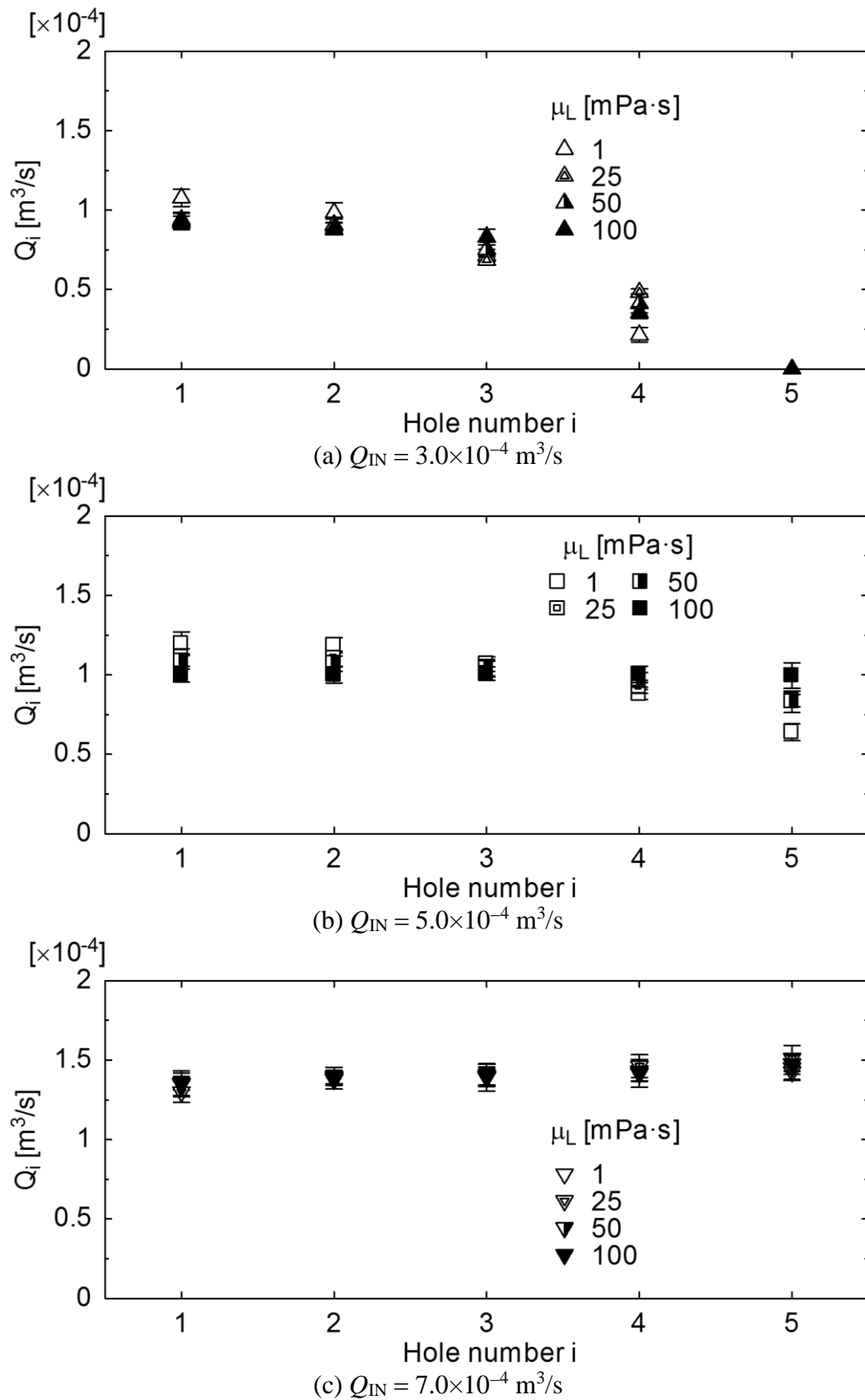


Fig. 2.30 Effects of  $\mu_L$  and  $Q_{IN}$  on  $Q_i$

過小評価する傾向にある。また、 $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では $\pm 10\%$ 以内の範囲で良好に評価できているが、液スラグが生じる  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}, 5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では乖離が大きい。これは、Davidson & Schuler の相関式は単孔オリフィスから一定流量条件下で発生する気泡を対象としており、スラッキングの影響を受けて流量が変動する散気孔は適用条件外であったためと考えられる。

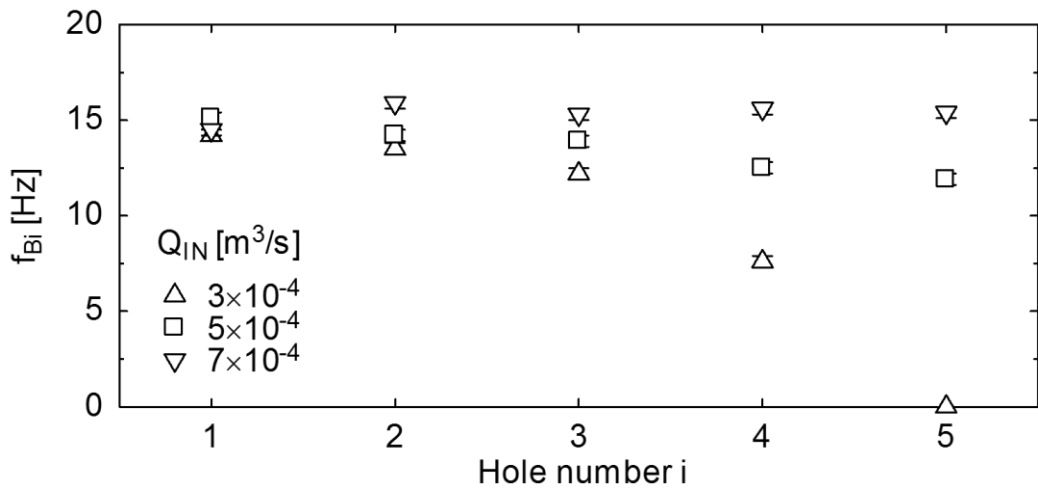


Fig. 2.31 Effect of  $Q_{IN}$  on  $f_{Bi}$  at  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

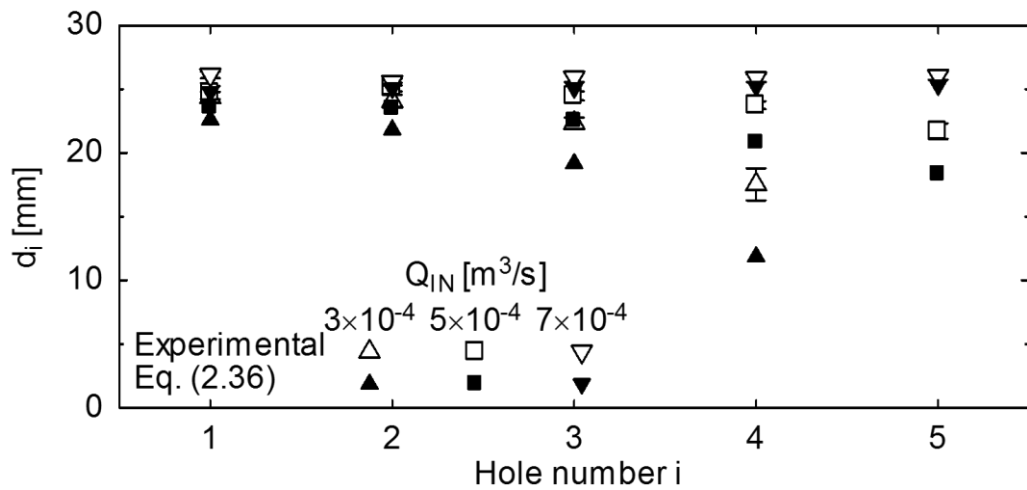


Fig. 2.32 Measured and calculated  $d_i$  at  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

Davidson & Schuler の相関式は  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における  $d_i$  を良好に評価できた。また, Fig. 2.30(c) で示したように  $\mu_L$  が  $Q_i$  に及ぼす影響は小さい。そこで,  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  において  $\mu_L$  が  $f_{Bi}$  および  $d_i$  に及ぼす影響を検討する。Fig. 2.34 に  $\mu_L$  が  $f_{Bi}$  に及ぼす影響を示す。  $\mu_L$  の増加に伴い,  $f_{Bi}$  は低下した。これは, 粘性力により気泡の運動が妨げられたためであると考えられる。

Fig. 2.35 に, 各  $\mu_L$  における  $d_i$  と Davidson & Schuler の相関式による計算値を示す。なお, Davidson & Schuler の相関式には粘性が考慮されておらず, いずれの

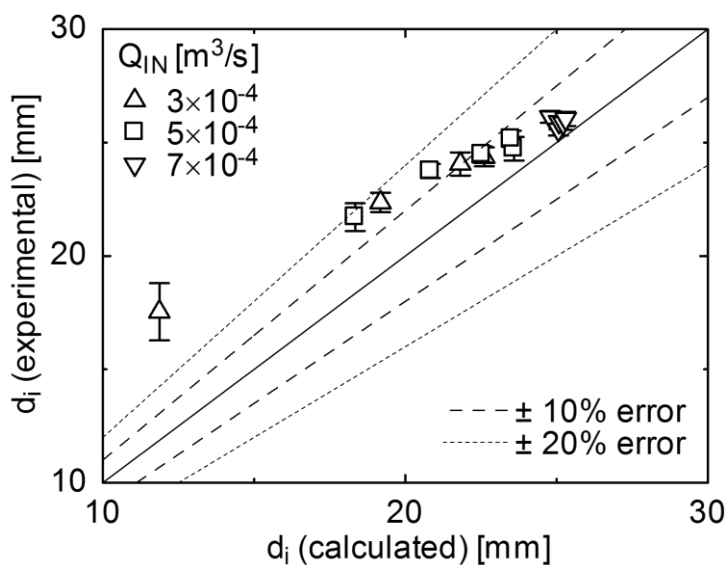


Fig. 2.33 Comparison between measured and calculated  $d_i$  at  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

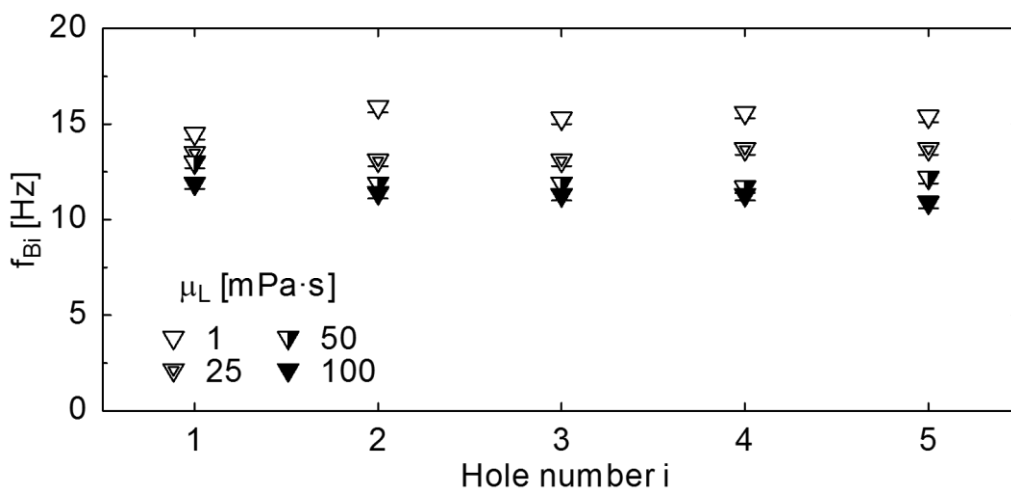


Fig. 2.34 Effects of  $\mu_L$  on  $f_{Bi}$  at  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

$\mu_L$ でも  $Q_i$ がほぼ等しいため計算値は $\mu_L$ によらずほぼ等しくなる。そのため、 $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ の計算値のみ示す。 $\mu_L$ の増加に伴い $f_{Bi}$ が低下したため、 $d_i$ は大きくなった。また、Davidson & Schulerの相関式は実験値を過小評価した。

実験値とDavidson & Schulerの相関式による計算値の比較をFig. 2.36に示す。Davidson & Schulerの相関式は $\mu_L = 1, 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ の結果を $\pm 10\%$ 以内の範囲で良好に評価できているが、 $\mu_L$ の増加に伴って誤差が大きくなり、 $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ では実験値を15%程度過小評価した。

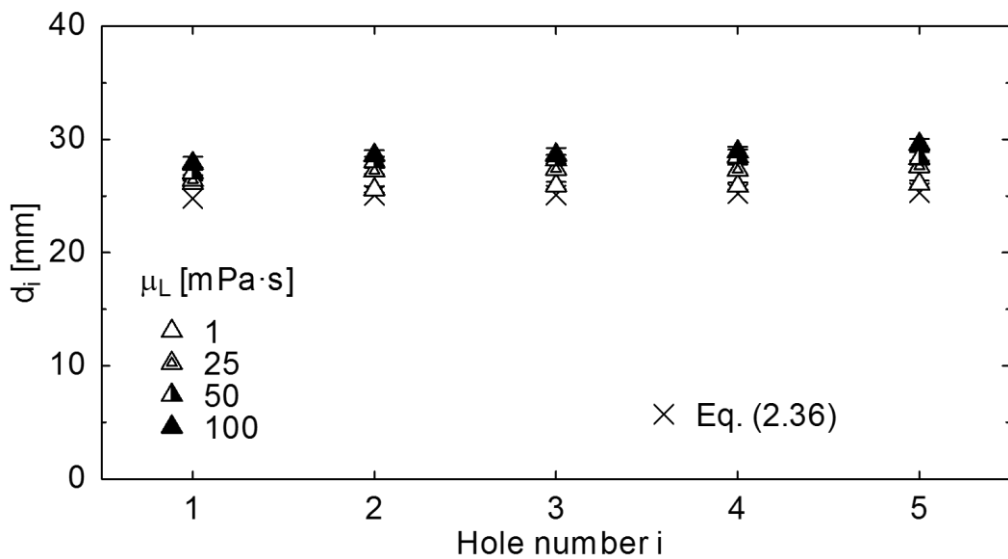


Fig. 2.35 Effects of  $\mu_L$  on  $d_i$  at  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

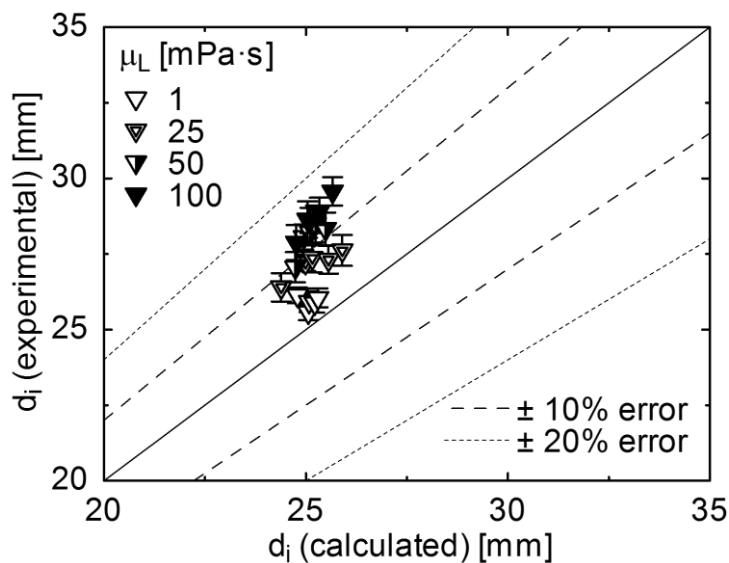


Fig. 2.36 Comparison between measured and calculated  $d_i$  at  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

## 2.4 結言

MBR で用いられる液相導入用の底面開口部を有する散気管において、散気管内外の流れに液相粘性が及ぼす影響を調べた。散気管は内径 20 mm の円管で、上面に直径 5 mm の散気孔を 50 mm 間隔で 5 つ備え、底部に液相を導入するための開口部が設けられている。気相には空気を、液相にはグリセリン水溶液を用い、散気実験を行った。液相粘度 $\mu_L$ は、実機 MBR における処理対象の汚水および工業排水の一例から、1, 25, 50, 100 mPa·s の 4 条件とした。管内外流動の観察および散気量分布の測定を行い、以下の結論を得た。

- (1) 気相流入量及び液相粘度が増加すると、管内スラッグ発生頻度が減少するため、散気量分布は均一に近くなる。
- (2) スラッグへと成長する液位変動には、管入口側から進行してくる界面波と、気泡離脱時に散気孔から液滴が落下することにより生じる液面変動の二つがあり、液相粘度の増加に伴い後者の割合が増加する。
- (3) 散気管内で発生するスラッキングは、スラッグ成長速度が粘性減衰速度よりも速いため、液相粘度が高い場合であっても非粘性流に対する Mishima & Ishii のモデルを用いて予測できる。
- (4) Davidson & Schüler の気泡径相関式は、スラッキングの影響が小さい条件において粘度によらず離脱気泡径を良好に評価できる。

## 第2章の参考文献

- [1] B. Ozdemir, A. Saatci and O. Yenigun, Evaluation of cake filtration biological reactors (CFBR) vs. membrane biological reactors (MBR) in a pilot scale plant, Desalination 288 (2012), 135-144
- [2] 三菱レイヨン株式会社. 排水処理方法および排水処理システム. 特開 2015-163389. 2015-09-10
- [3] 三菱レイヨン株式会社. 活性汚泥処理装置. 特開 2010-107791. 2000-04-18

- [4] F. Kira, S. Furuno, K. Hayashi, T. Sampei and A. Tomiyama, Study on flows inside and outside an air diffuser for membrane bioreactor, *Journal of Fluid Science and Technology* 7 (2012), 78-88
- [5] 三菱レイヨン株式会社, 神戸大学. 散気装置およびその運転方法. 特開 2015-27650. 2015-02-12
- [6] K. Mishima and M. Ishii, Theoretical prediction of onset of horizontal slug flow, *J. Fluid Eng.* 102 (1980), 441–445
- [7] N. Otsu, A threshold selection method from gray-level histograms, *IEEE Transactions on Systems; Man and Cybernetics* 9 (1979), 62-66
- [8] E.S. Kordyban and T. Ranov, Mechanism of slug formation in horizontal two-phase flow, *J. Basic Eng.* 92 (1970), 857–864
- [9] Y. Taitel and A.E. Dukler, A model for slug frequency during gas-liquid flow in horizontal and near horizontal pipes, *Int. J. Multiphase Flow* 3 (1977), 585–596
- [10] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (1954), Butterworth-Heinemann
- [11] J. F. Davidson and B.O.G. Schüller, Bubble formation at an orifice in an inviscid liquid, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 38 (1960), 335–342
- [12] J. F. Davidson and B.O.G. Schüller, Bubble formation at an orifice in a viscous liquid, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 38 (1960), 144–154



## 第 3 章

# 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響

### 3.1 緒言

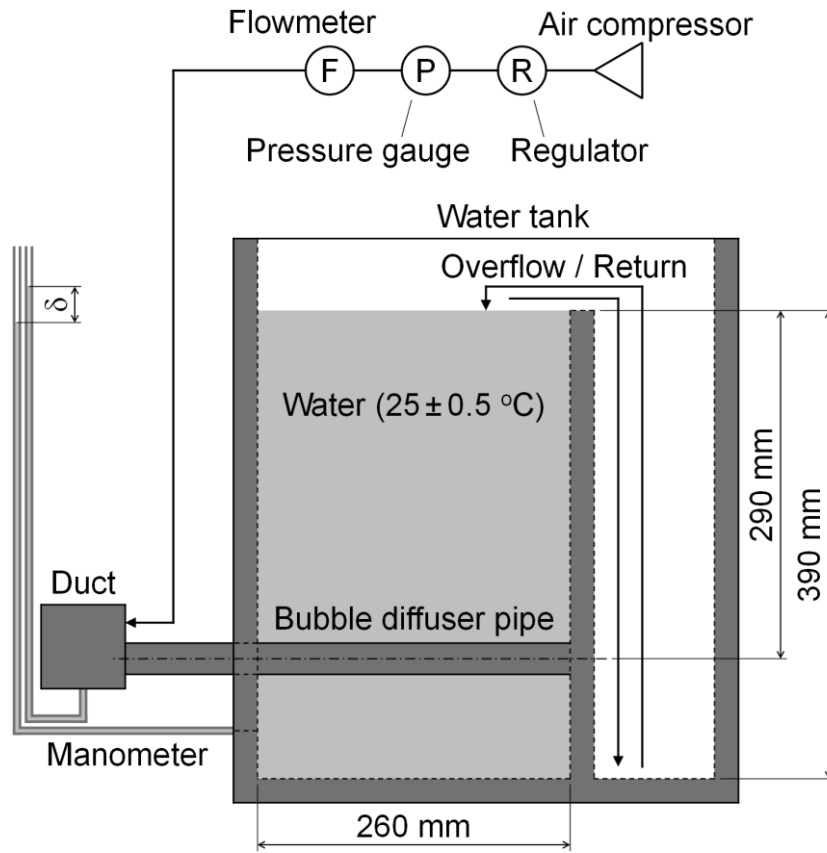
前章で述べた通り，散気管内での液スラグ発生は散気の均一性を損なう．液スラグ発生を抑制するためには管内液位を液スラグ発生限界液位より低くする必要がある．液位を低下させるために，散気孔径の縮小によって圧力損失を増大させ，管内圧力を高くする方法が考えられるが，過大な圧力損失が生じるためランニングコストの観点から望ましくない．したがって，散気孔径の縮小によらず管内液位を低下させる方法が求められる．

本章では，MBR 用散気管とは異なり底面開口部を持たない一般的な形状の散気管を対象とする．散気孔では気相が流出するだけでなく，気泡離脱時に液が浸入する．二相が流入出する散気孔の管周方向位置は管内外の流れに影響を及ぼすと考えられるが，散気孔の管周方向位置が管内外流動に及ぼす影響を調べた例はない．

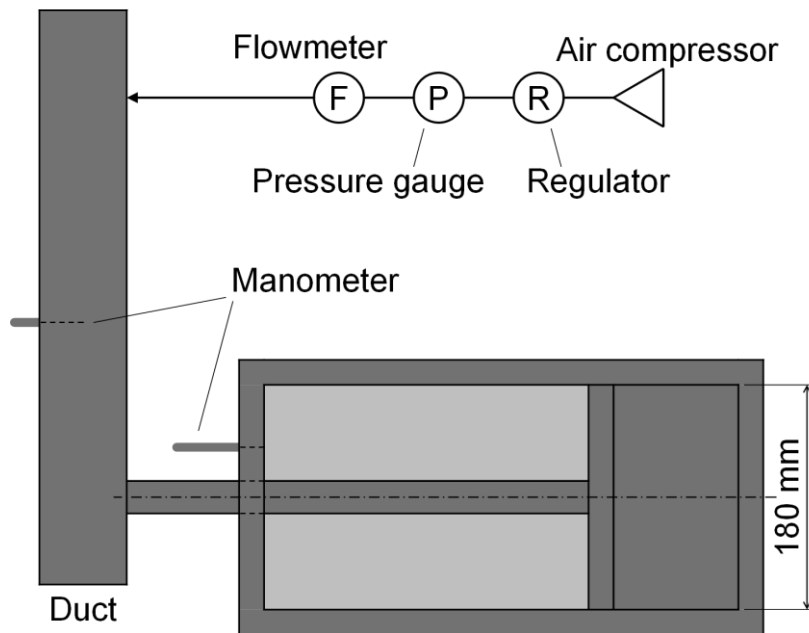
本章では，気液の流入出点である散気孔周方向位置が散気管内外の流れおよび散気の均一性に及ぼす影響を調べるため，散気管を周方向に回転させることで散気孔周方向位置を変化させ，散気実験を行う．また，散気孔径の影響について調べ，散気の均一化手法について検討する．散気量分布の計測および散気管内外の流動観察を行い，散気孔位置の影響を調べる．

### 3.2 実験装置および方法

前章と同一の実験装置に，**Fig. 3.1** のように散気管内外の差圧を測定するためのマノメータを追加した．また，本章で用いる散気管は一般的に使用されている散気管と同様に底面開口部を有さない．散気管の形状を **Fig. 3.2** に示す．管内径



(a) Front view



(b) Top view

**Fig. 3.1** Experimental setup

### 第3章 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響

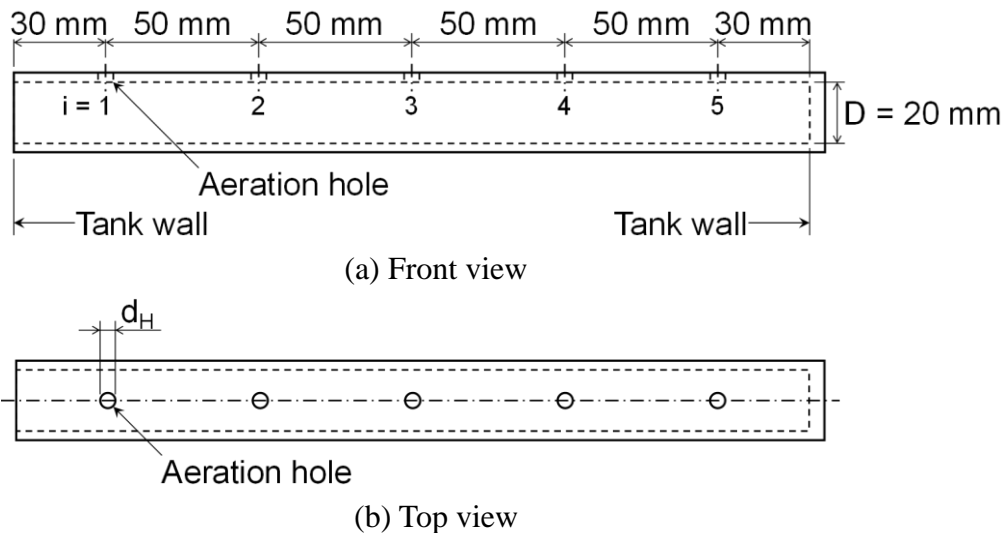
$D$  は 20 mm, 肉厚は 3 mm, 全長は 260 mm であり, 管上面に直径  $d_H = 1, 3, 5$  mm の散気孔を 50 mm 間隔で 5 つ備えている ( $i = 1 \sim 5$ ).

液相には水, 気相には室温の空気を用いた. 液温は電子温度計 (熱研, SN3000) により常時計測し, 氷を封入した容器または電熱ヒーターを用いて  $25 \pm 0.5$  °C 以内に維持した.

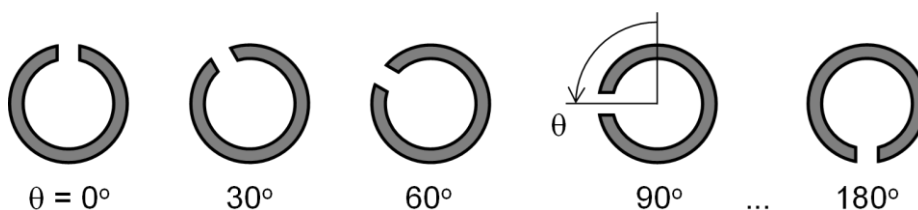
**Fig. 3.3** のように散気管を周方向に回転することで, 散気孔周方向位置を変化させた. 散気孔が真上を向いた状態を散気孔角度  $\theta = 0^\circ$  とし,  $30^\circ$  ずつ変化させた. 気相流入量  $Q_{IN}$  は  $8 \times 10^{-5} \sim 7 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s の範囲で変化させた. このとき, 管入口における気相のみかけ速度  $J_G$  の範囲は 0.25 ~ 2.23 m/s であった.

以上の条件において, 前章と同様の手順で散気量測定および流動撮影を行った. また, **Fig. 3.1** のように矩形ダクトおよび水槽下部に接続したマノメータにより, その液位差  $\delta$  から次式により散気管内外の差圧  $\Delta P$  を求めた.

$$\Delta P = \rho_L g \delta \quad (3.1)$$



**Fig. 3.2** Dimensions of air diffuser pipe



**Fig. 3.3** Azimuthal angle of aeration hole

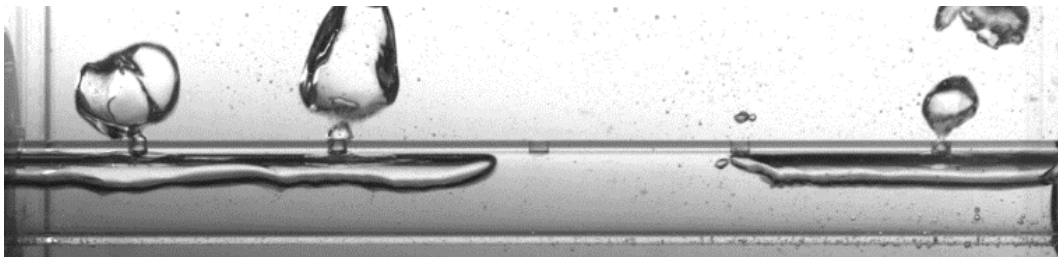
なお、 $\theta$ を増加させると散気管の側面に気泡が生成し、散気管内の気液界面を視認できない。このため、前章で散気管内液位  $h_L$  を得るために行った画像処理は本章では行わない。

### 3.3 実験結果および考察

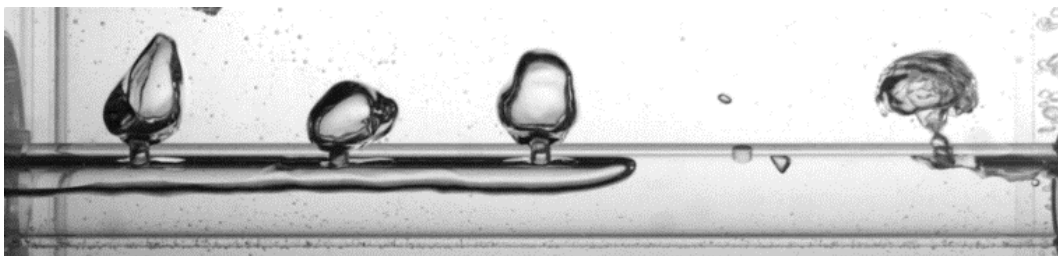
#### 3.3.1 散気管内外流動

$Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ における管内外流動を **Fig. 3.4** に示す。いずれの $\theta$ でも全ての散気孔で気泡が生成した。気泡は散気孔から離脱した直後に先に生成した気泡と合体することがあった。 $\theta = 0^\circ$ では、気液界面上には進行波が存在した。また、散気孔からの液滴落下により変動が生じた。これらの波は成長して **Fig. 3.4(a)**のような液スラグとなることがあった。発生した液スラグは下流へと進行し、道中の散気孔を閉塞させて散気を阻害した。管終端に達した液スラグは散気孔から排出された。同様の流動が $\theta = 30^\circ$ においても観察された。

$\theta = 60^\circ$ における管内外流動を **Fig. 3.5(a)**に示す。管内の液位が管長全体にわたって散気孔下端の高さに制限された。気液界面には進行波が存在したが、液スラ



(a)  $\theta = 0^\circ$



(b)  $\theta = 30^\circ$

**Fig. 3.4** Flows inside and outside bubble diffuser pipe at  $\theta = 0^\circ$  and  $30^\circ$  and

$$Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

### 第3章 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響

グは発生せず、全ての散気孔が常時通気した。また、散気孔位置と液面が近い  
ため、管外の液は液滴として落下せず、管内壁を伝うように浸入し、小さな界面変  
動を誘引した。 $\theta > 60^\circ$ においても管内液位は散気孔下端の高さに制限され、Figs.  
3.5(b), (c)のように、 $\theta$ 増加に伴い低下した。また、気液界面上には進行波は生じ  
ないが、気泡離脱に伴う液浸入によって界面変動が生じた。これは、液位が低下  
したことで管内の気相断面積が増加し、気相流速が低下したためと考えられる。

$\theta \geq 150^\circ$ では、Fig. 3.6に示すように管内の液はほぼ全て排出された。散気孔周  
方向位置が散気管の底面に近いため、気泡は生成、上昇の際に散気管壁との干渉  
によって分裂し、大きさが不規則な気泡が生成した。

Mishima & Ishii の式(2.26)により求めた  $h_c$  と気液界面の位置を比較する。Fig.  
3.7(a)に  $\theta = 30^\circ$  における液スラグ発生過程の一例を示す。  $t = 0.000$  s に気液界面

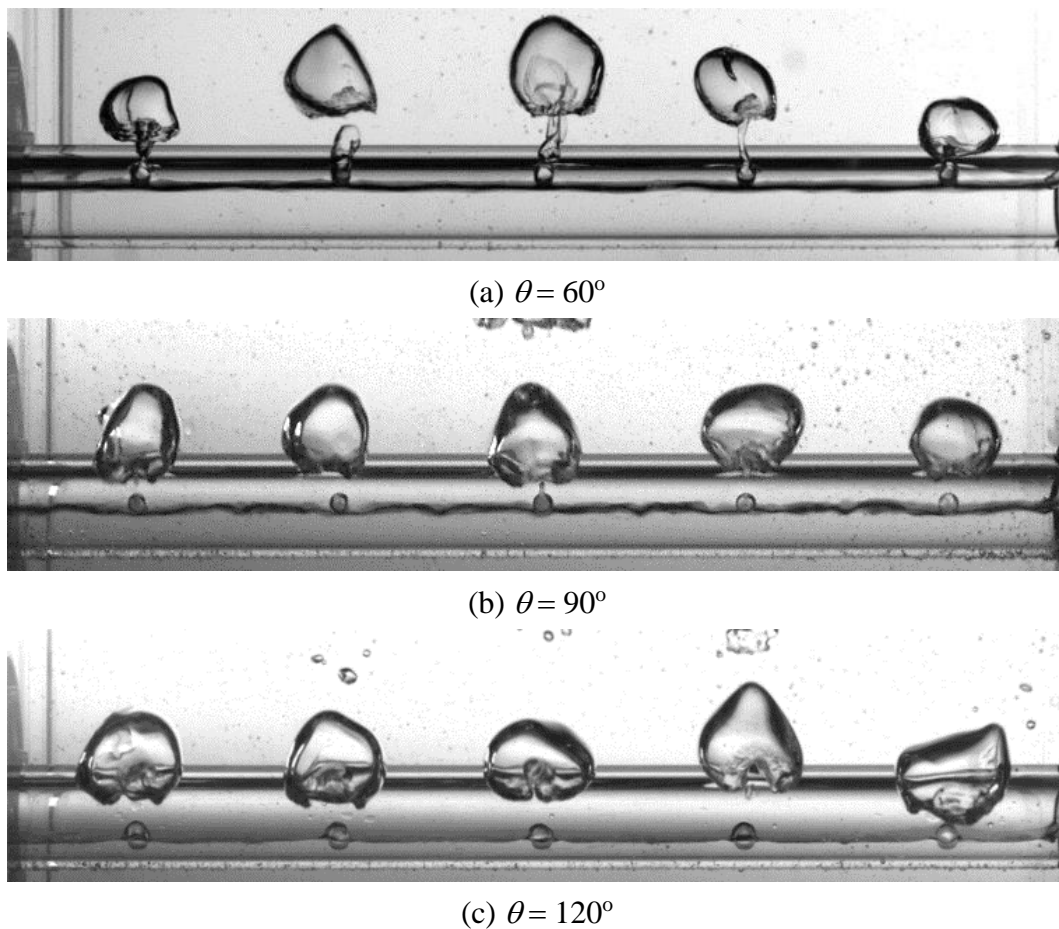
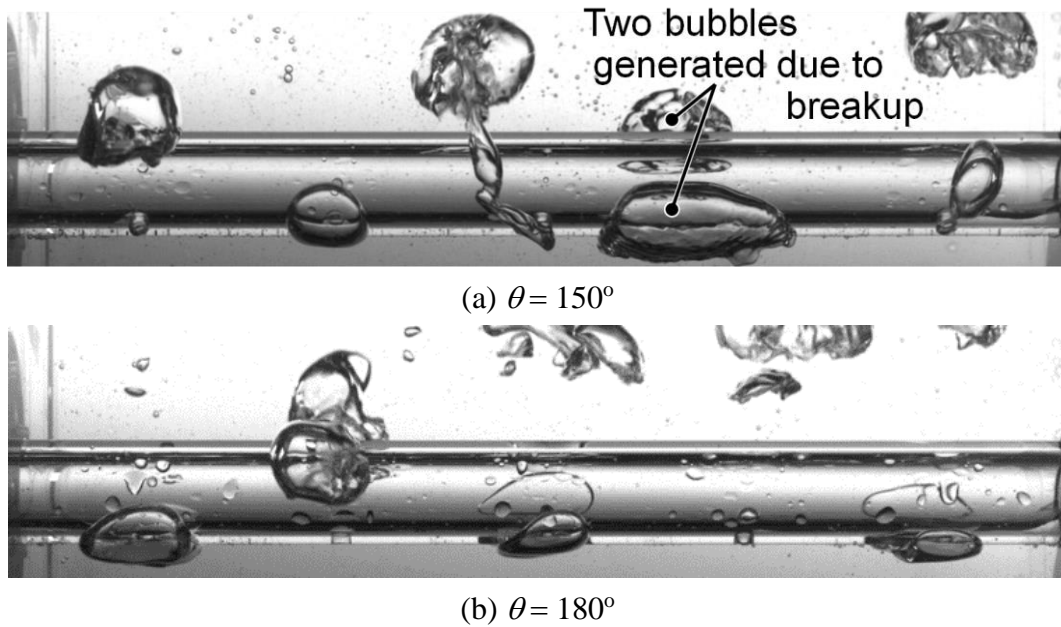


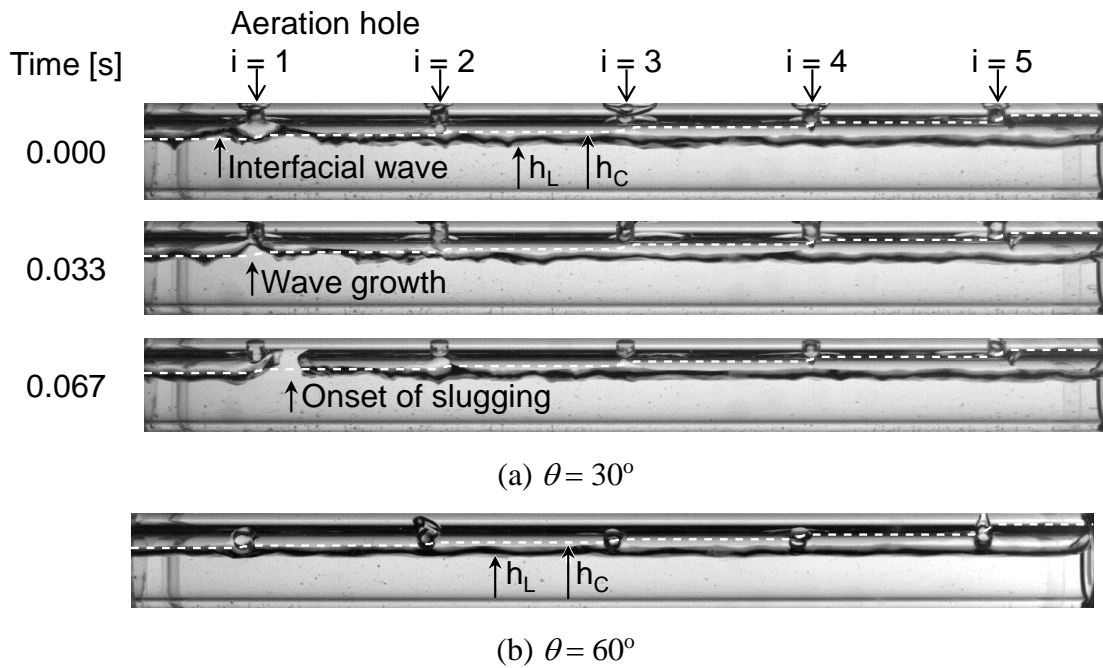
Fig. 3.5 Flows inside and outside bubble diffuser pipe at  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  and

$$Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$$

波が存在し、図中白破線で表される  $h_c$  を超えた高さとなった。この波が成長し、 $t = 0.067$  s で管上壁に到達して液スラグとなった。一方、**Fig. 3.7(b)**に示す  $\theta = 60^\circ$



**Fig. 3.6** Flows inside and outside bubble diffuser pipe at  $\theta = 150^\circ$  and  $180^\circ$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



**Fig. 3.7** Critical liquid height and gas-liquid interface at  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

の場合、散気孔下端への液位制限のため、液面は  $h_c$  より低い。このため、 $\theta \geq 60^\circ$  では液スラグが発生しなかったと考えられる。

**Fig. 3.8** に最低流量である  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  における管内外流動を示す。 $\theta = 0^\circ, 30^\circ$  では気相は管の下流には到達せず、 $i = 1, 2$  の散気孔からのみ気泡が生成された。 $i = 1$  の散気孔は常に通気したが、 $i = 2$  の散気孔は時折閉塞し、気泡生成を停止した。一方、 $\theta \geq 60^\circ$  では気相は管終端まで到達し、全ての散気孔から均一な大きさの気泡が同期して生成された。生成気泡は  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合に比べて小さく、先に生成した気泡との合体はみられなかった。 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合と同様に散気孔下端への液位制限が生じ、また、液スラグは発生しなかった。以上、 $\theta$  増加により低  $Q_{IN}$  でも均一な単一気泡生成が可能である。したがって、散気管をマニフォールド状に複数備えるなどして散気管 1 本あたりの気相流入量を低下させれば、穏やかで均一な気泡生成が行われ、均質気泡流のような整った流れが得られると考えられる。

### 3.3.2 散気量分布

**Fig. 3.9** に  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における  $Q_i$  の分布を示す。 $\theta = 0^\circ$  では液スラグ発生のため下流ほど  $Q_i$  が低い不均一な分布となった。 $\theta = 30^\circ$  においても  $Q_i$  は不均一だが、 $\theta = 0^\circ$  に比べてやや平坦に近い分布となった。 $\theta \geq 60^\circ$  では液位が孔下端に制限されるため  $Q_i$  は均一になった。なお、 $\theta \geq 90^\circ$  の  $Q_i$  は  $\theta = 60^\circ$  とほぼ同じ値であったため表記していない。 $Q_i$  の均一性を、 $Q_i$  の偏差  $(Q_i - Q_U)/Q_U$  により評価する。ここで、 $Q_U$  は流量が均一分配されたときの  $Q_i$  であり、 $Q_U = Q_{IN}/5$  と求まる。 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  において  $\theta$  が  $(Q_i - Q_U)/Q_U$  に及ぼす影響を **Fig. 3.10(a)** に示す。 $(Q_i - Q_U)/Q_U$  の最大値は  $\theta$  の増加に伴い減少し、 $\theta \geq 60^\circ$  で一定となった。また、 $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  でも同様に、**Fig. 3.10(b)** のように  $\theta$  の増加に伴い低下した。したがって、 $\theta$  の増加により散気量分布を均一化できる。

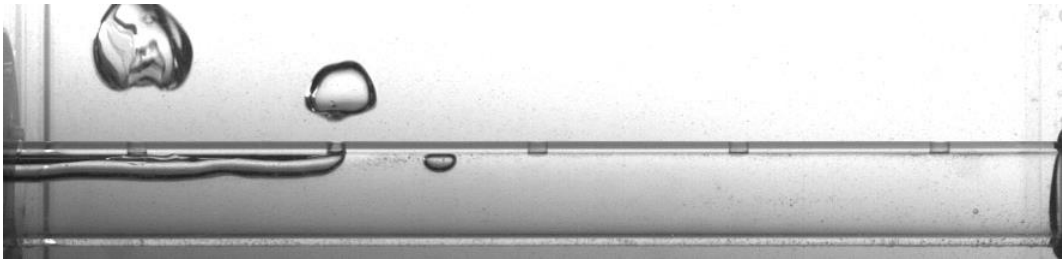
$Q_i$  の最大偏差  $\varepsilon$  を次式で定義する。

$$\varepsilon = \max_i |(Q_i - Q_U)/Q_U| \quad (3.2)$$

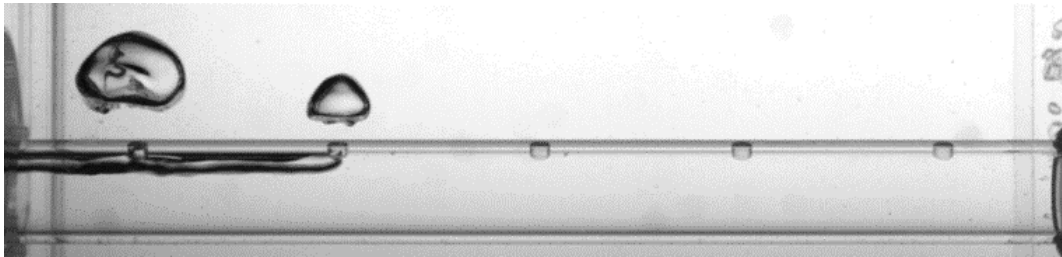
$\varepsilon$  が 0 に近いほど、 $Q_i$  の均一性が高いことを表す。種々の  $\theta$  および  $Q_{IN}$  に対し、

第3章 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響

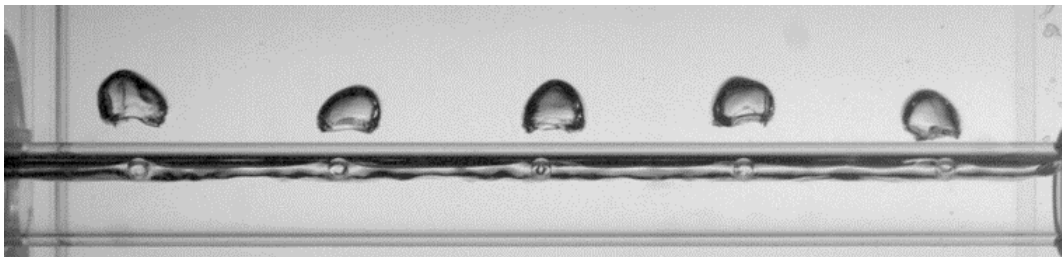
$\varepsilon \leq 0.2$  を均一,  $\varepsilon > 0.2$  を不均一と分類した結果を Fig. 3.11 に示す.  $\varepsilon$  は,  $Q_{IN} \leq 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\theta \leq 30^\circ$  ではスラッシングのため大きい,  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  では均一な散気が行えることがわかる.



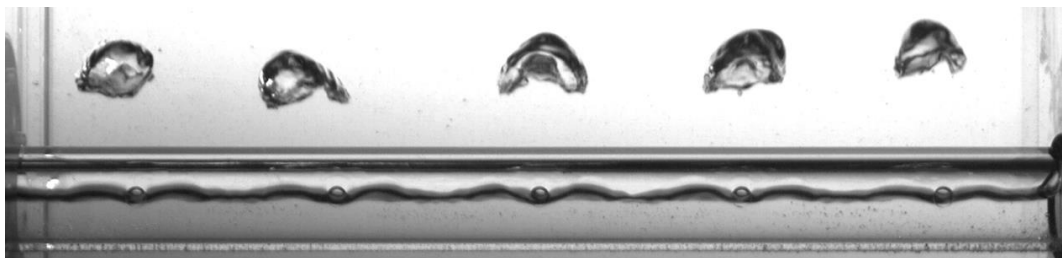
(a)  $\theta = 0^\circ$



(b)  $\theta = 30^\circ$



(c)  $\theta = 60^\circ$



(d)  $\theta = 90^\circ$

Fig. 3.8 Flows inside and outside bubble diffuser pipe at  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$



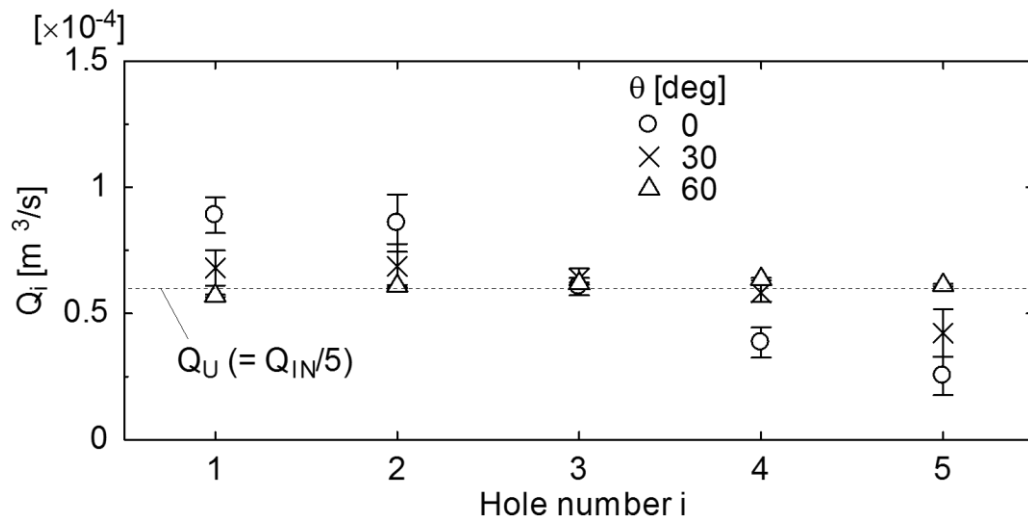
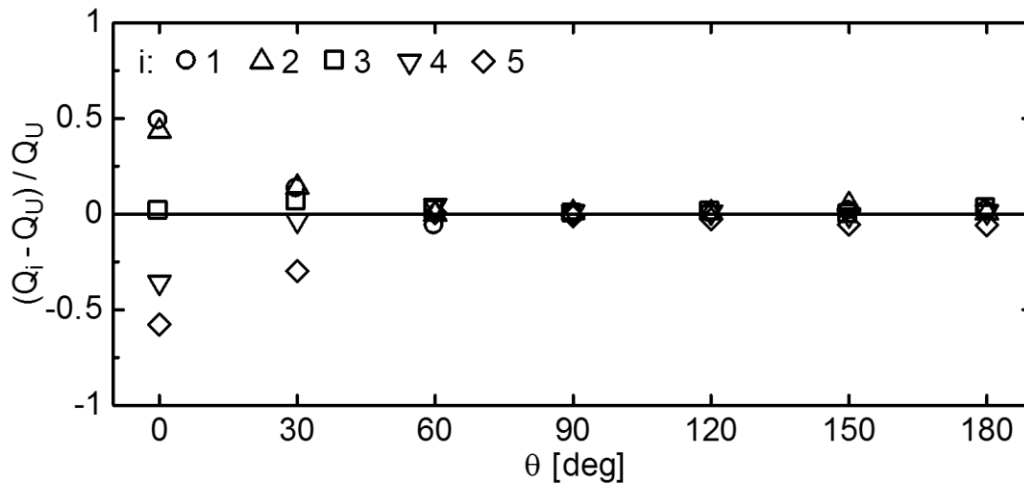
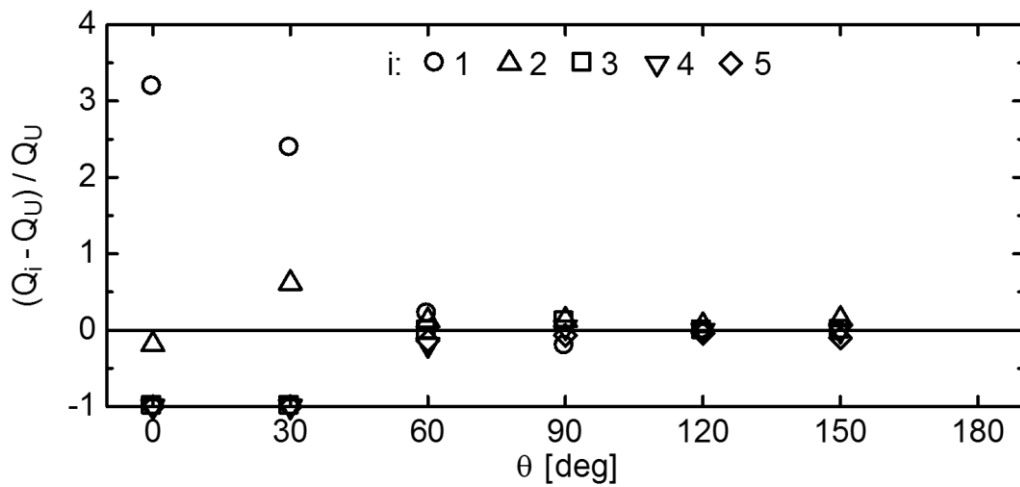


Fig. 3.9 Effect of  $\theta$  on distribution of  $Q_i$  at  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



(a)  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$



(b)  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$

Fig. 3.10 Effects of  $\theta$  on deviation of  $Q_i$

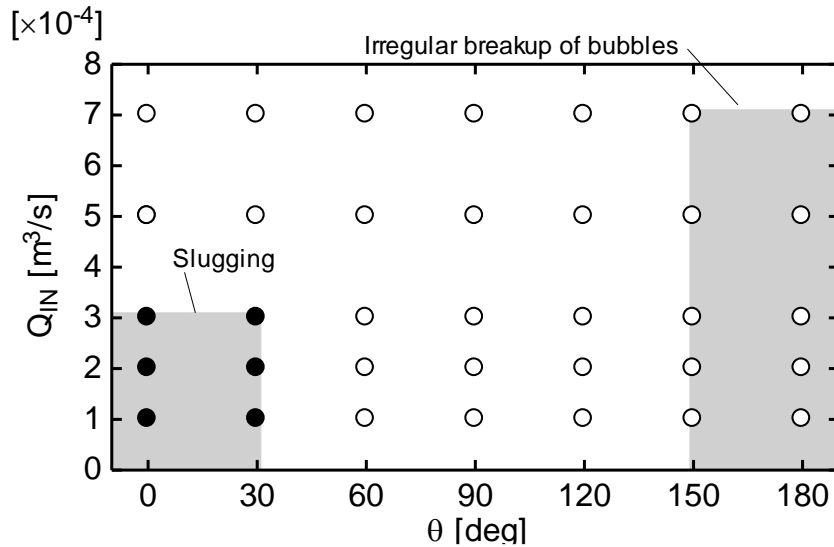
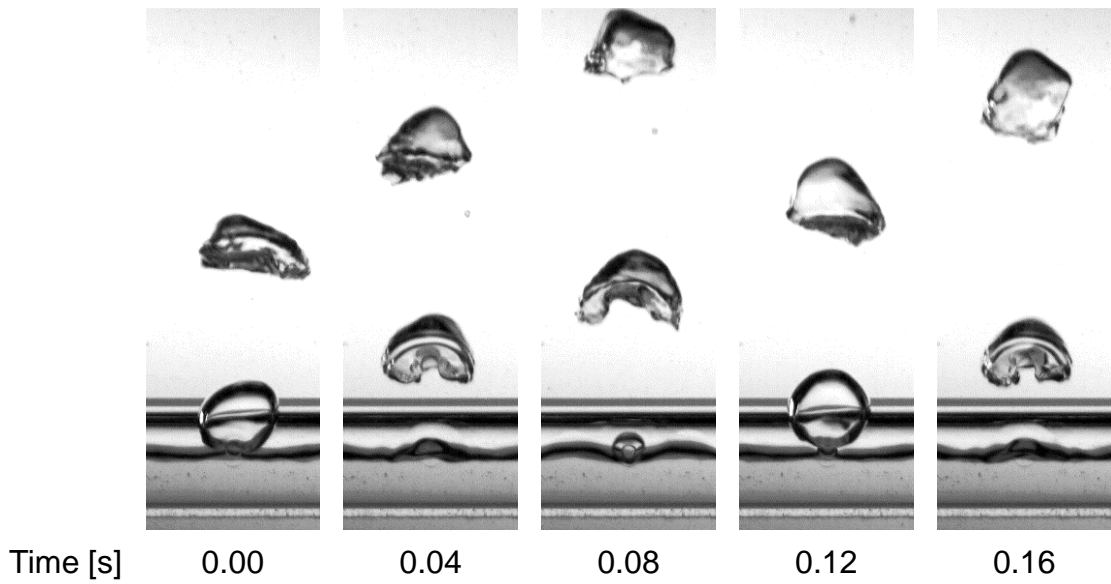


Fig. 3.11 Effects of  $\theta$  and  $Q_{IN}$  on  $\epsilon$  (○:  $\epsilon \leq 0.2$ , ◐:  $0.2 < \epsilon \leq 0.5$ , ●:  $\epsilon > 0.5$ )

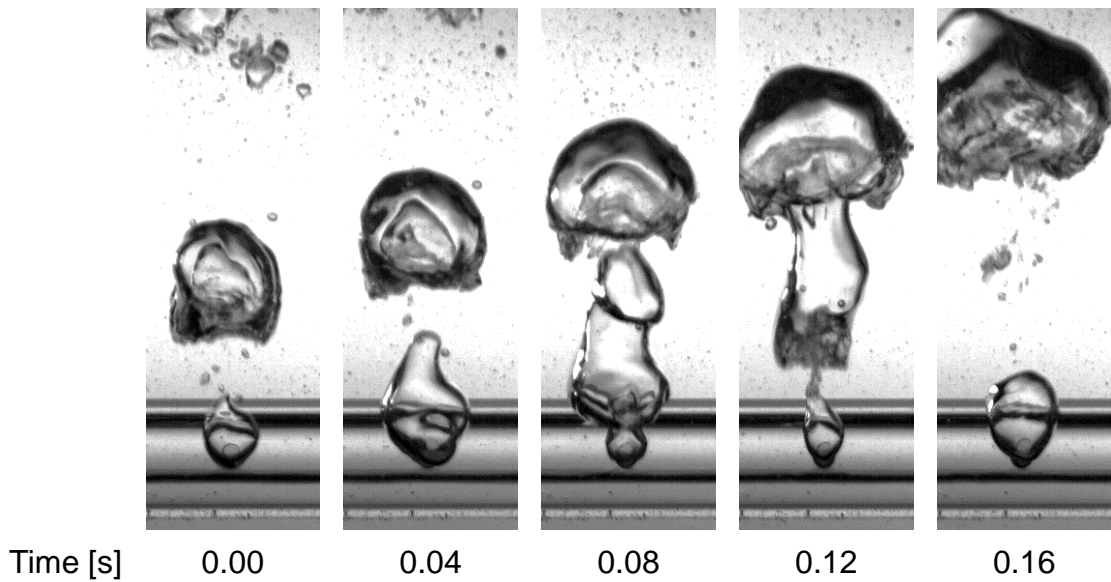
### 3.3.3 平均気泡径

3.3.1 節で述べたように、生成気泡が離脱直後に先に生成した気泡と合体する場合としない場合があった。  $Q_{IN} \leq 2.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では気泡同士の合体はなく、単一の気泡が発生した。  $Q_{IN} \geq 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  では気泡同士の合体がみられ、合体気泡が生成した。このような気泡生成のモードをそれぞれ I, II とする。モード I, II における気泡生成の例を Fig. 3.12 に示す。また、Fig. 3.13 に示すように、 $\theta$  は気泡生成モードに影響しなかった。

前章と同様の方法で平均生成気泡径  $d_i$  を求める。ただし、気泡同士の合体がみられた条件では、 $f_{Bi}$  は気泡離脱周波数ではなく散気管の 50 mm 上方を気泡が通過する周波数とした。 $\theta$  が  $d_i$  に及ぼす影響を Fig. 3.14 に示す。 $d_i$  は、 $Q_i$  が不均一であった  $\theta = 0^\circ$  の条件では不均一となり、 $Q_i$  が均一であった  $\theta = 60^\circ$  では均一となった。Fig. 3.15 に種々の  $\theta$  における  $d_i$  と  $Q_i$  の関係を示す。なお、気泡が不規則分裂する  $\theta \geq 150^\circ$  の条件は含めていない。 $Q_i$  増加に伴い  $d_i$  は増加した。また、データは 1 本の曲線上にまとまっている。したがって、 $\theta$  が  $d_i$  に及ぼす影響は小さい。また、 $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  とすれば  $Q_i$  と  $d_i$  をともに均一にできる。



(a) Mode I: Single bubble generation ( $\theta = 90^\circ$ ,  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $i = 3$ )



(b) Mode II: Bubble generation with bubble coalescence ( $\theta = 90^\circ$ ,  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $i = 3$ )

**Fig. 3.12** Bubble generation modes

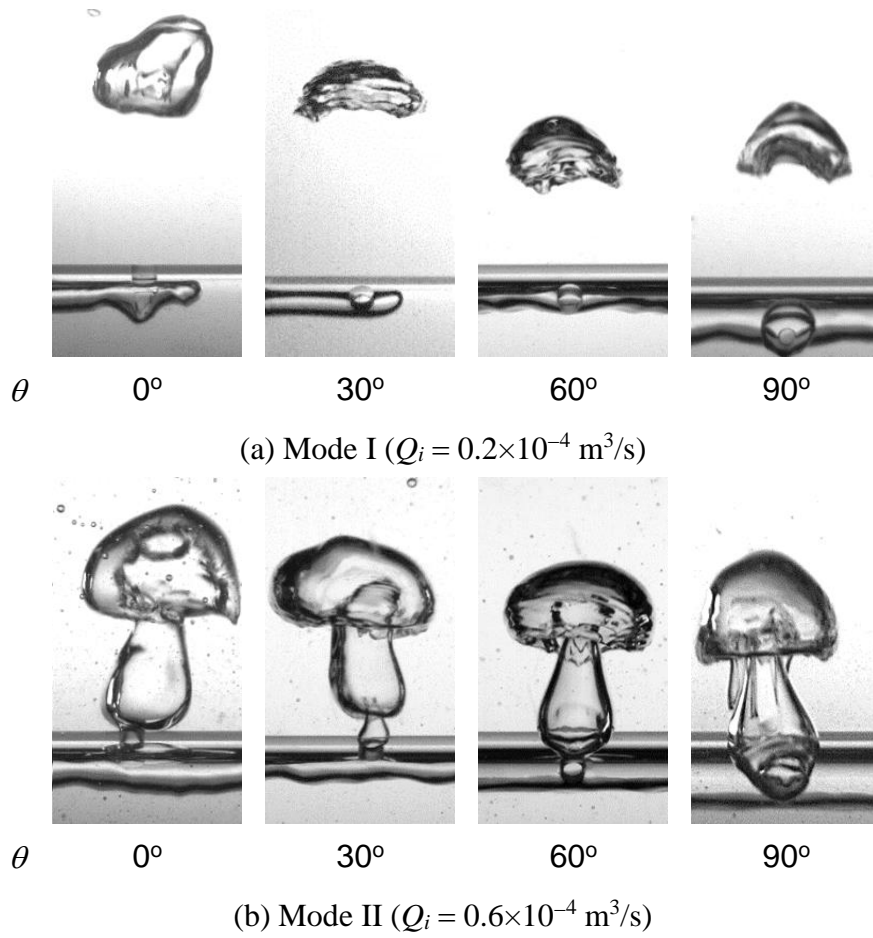


Fig. 3.13 Effects of  $\theta$  and  $Q_i$  on bubble generation mode

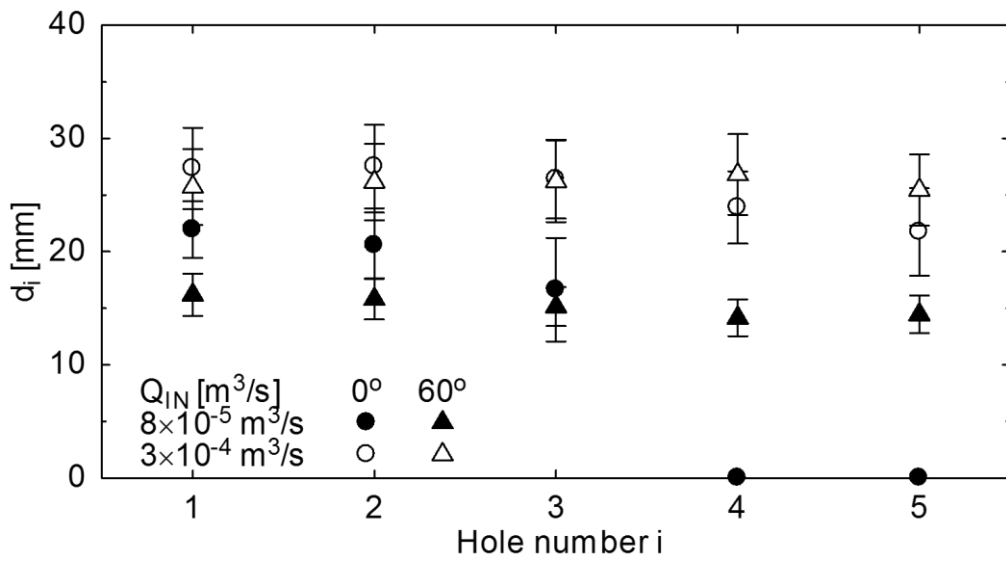


Fig. 3.14 Effect of  $\theta$  on distribution of  $d_i$

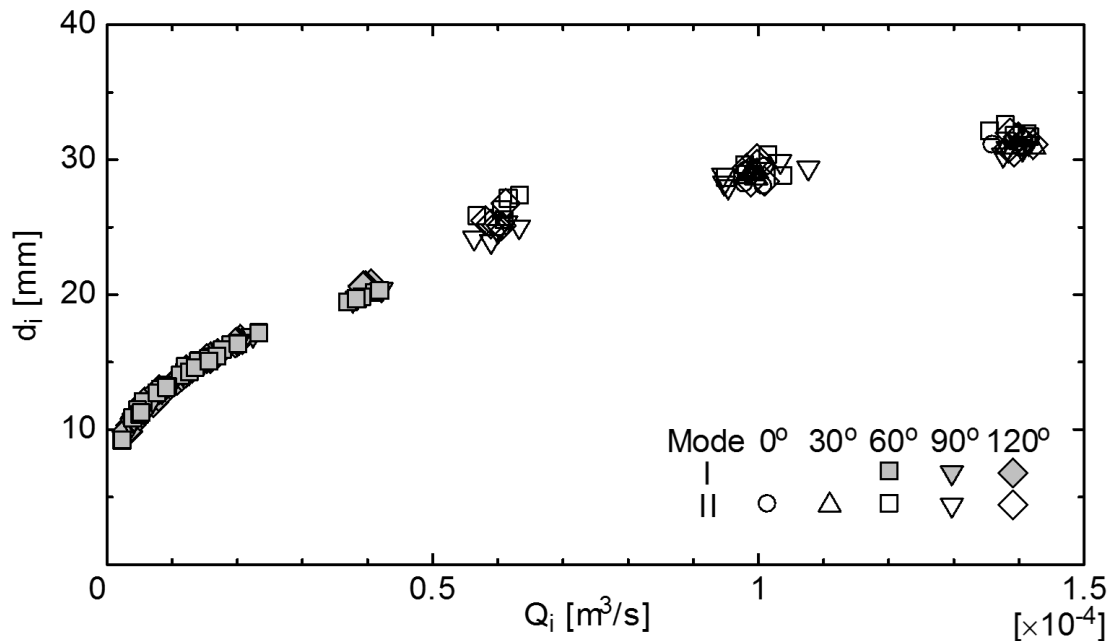


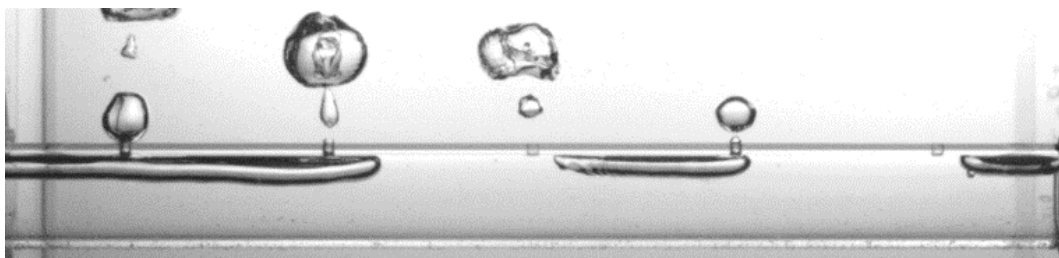
Fig. 3.15  $d_i$  plotted against  $Q_i$

### 3.3.4 散気孔径の影響

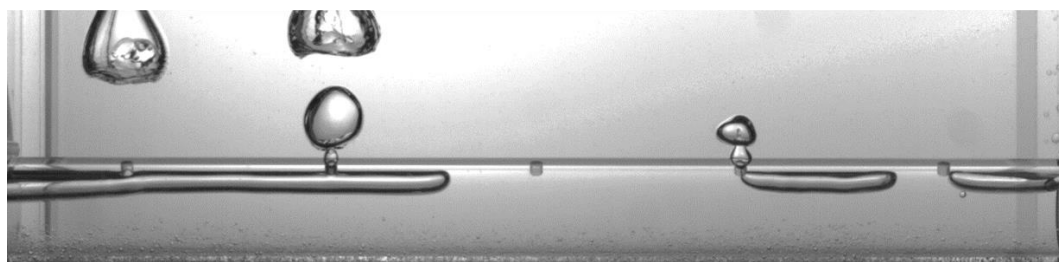
Fig. 3.16 に  $d_H = 3 \text{ mm}$ ,  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  における管内外流動を示す.  $\theta = 0^\circ$ ,  $30^\circ$  の場合, Figs. 3.16(a), (b) に示すように  $d_H = 5 \text{ mm}$  の場合と同様に液スラグが発生した. 一方  $\theta \geq 60^\circ$  では, Figs. 3.16(c), (d) に示すように, 散気孔下端への液位制限が生じ, 液スラグの発生が抑制された. このため, Fig. 3.17 に示すように,  $\theta$  増加に伴い  $(Q_i - Q_U)/Q_U$  は減少した. したがって,  $\theta$  増加による散気の均一化は  $d_H = 3 \text{ mm}$  の場合にも有効である.

Fig. 3.18 に気相流量を  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  に上昇させた場合の管内外流動を示す. いずれの  $\theta$  においても液スラグは発生せず, 全ての散気孔から気泡が生成された.  $(Q_i - Q_U)/Q_U$  は, Fig. 3.19 に示すように  $d_H = 5 \text{ mm}$  の場合とは異なり小さい.

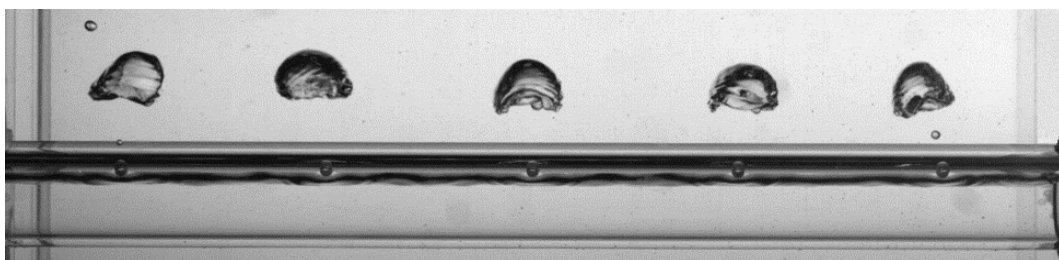
Fig. 3.20 に, 散気孔径がさらに小さい  $d_H = 1 \text{ mm}$ ,  $\theta = 0^\circ$ ,  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  における管内外流動を示す.  $\theta$  と  $Q_{IN}$  が小さいにもかかわらず, 気相は管終端まで到達し, 液スラグは発生しなかった. また, 全ての散気孔から気泡が生成された. Fig. 3.21 のように  $(Q_i - Q_U)/Q_U$  は  $\theta$  によらず小さい. 以上より,  $d_H$  の縮小によっても散気量分布を均一化できる.



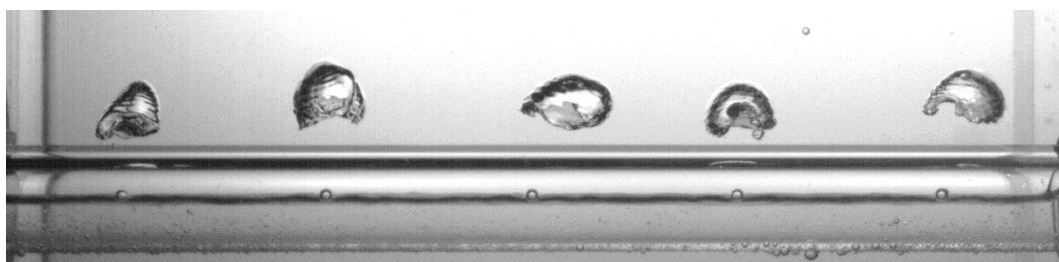
(a)  $\theta = 0^\circ$



(b)  $\theta = 30^\circ$



(c)  $\theta = 60^\circ$



(d)  $\theta = 90^\circ$

**Fig. 3.16** Flows inside and outside diffuser pipe at  $d_H = 3 \text{ mm}$  and  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$

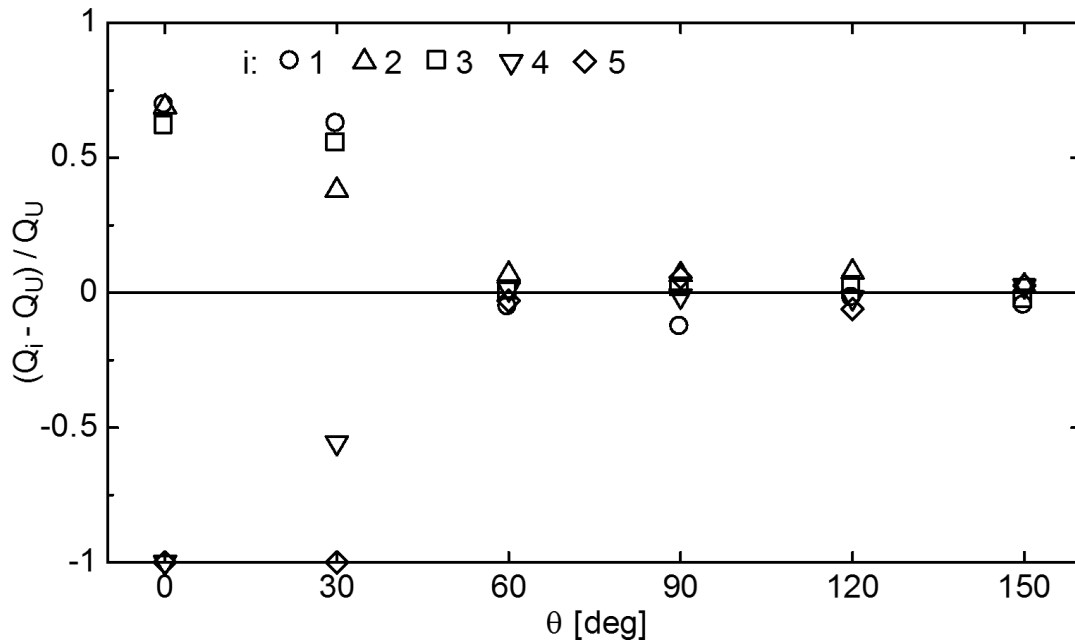
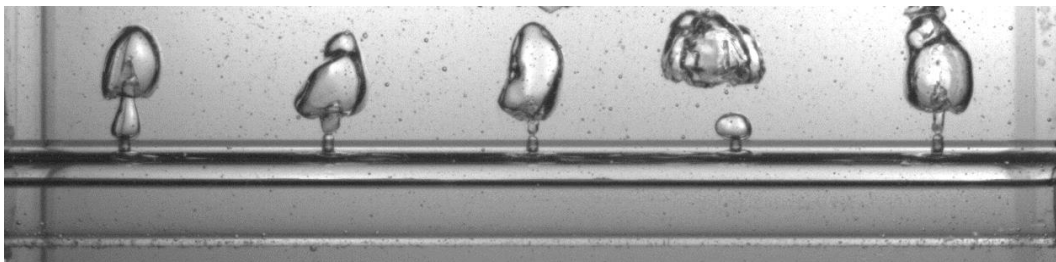
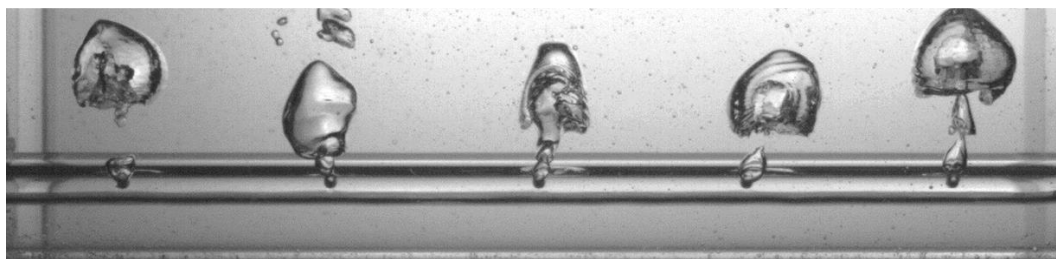


Fig. 3.17 Deviation of  $Q_i$  from  $Q_U$  at  $d_H = 3$  mm and  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5}$  m<sup>3</sup>/s



(a)  $\theta = 0^\circ$



(b)  $\theta = 60^\circ$

Fig. 3.18 Flows inside and outside diffuser pipe at  $d_H = 3$  mm and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s

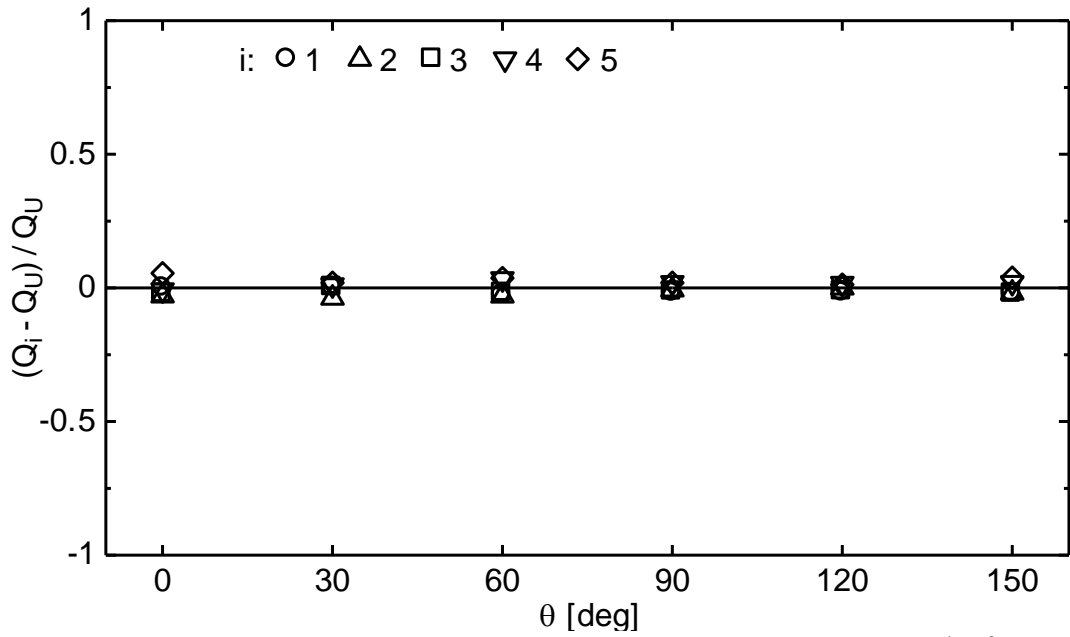


Fig. 3.19 Deviation of  $Q_i$  from  $Q_U$  at  $d_H = 3$  mm and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s

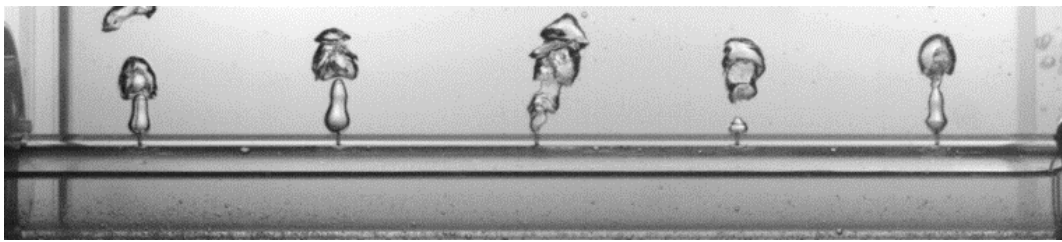


Fig. 3.20 Flows inside and outside bubble diffuser pipe at  $d_H = 1$  mm,  $\theta = 0^\circ$  and  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5}$  m<sup>3</sup>/s

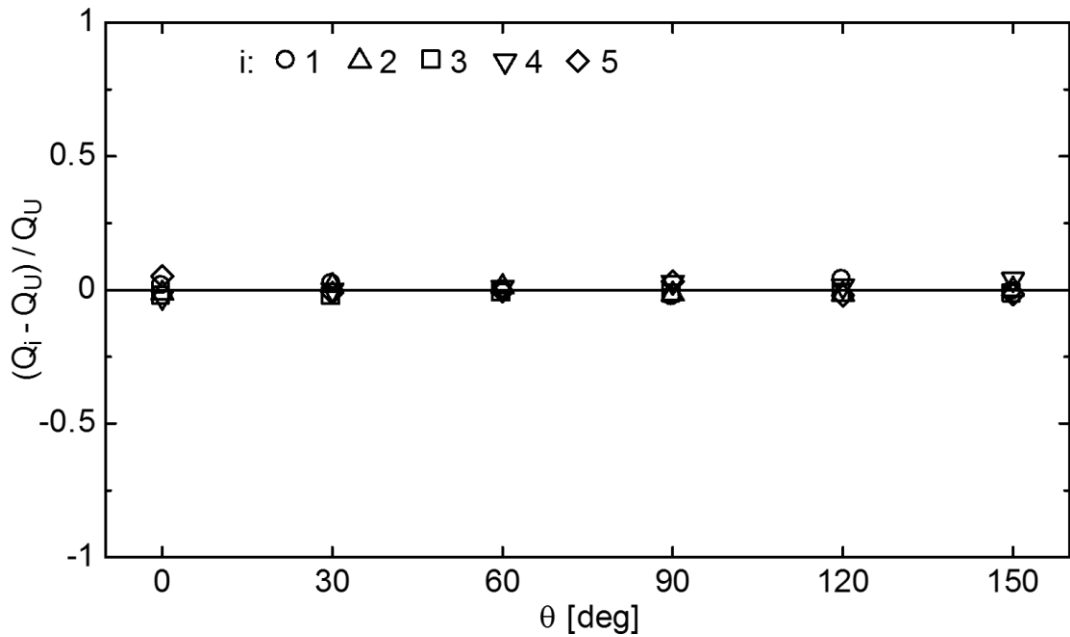


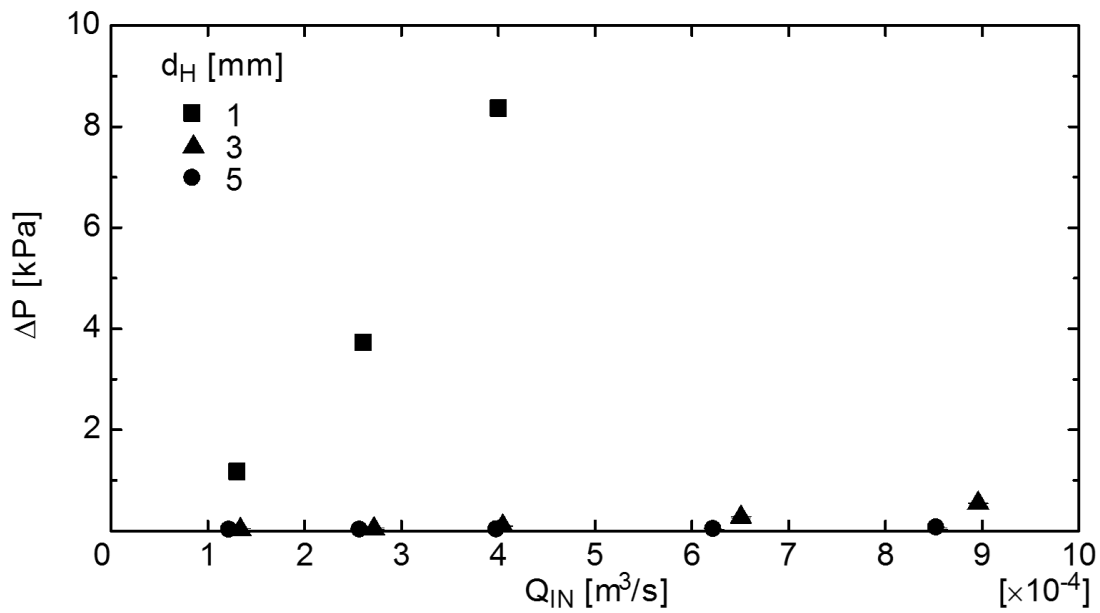
Fig. 3.21 Deviation of  $Q_i$  from  $Q_U$  at  $d_H = 1$  mm and  $Q_{IN} = 8.0 \times 10^{-5}$  m<sup>3</sup>/s



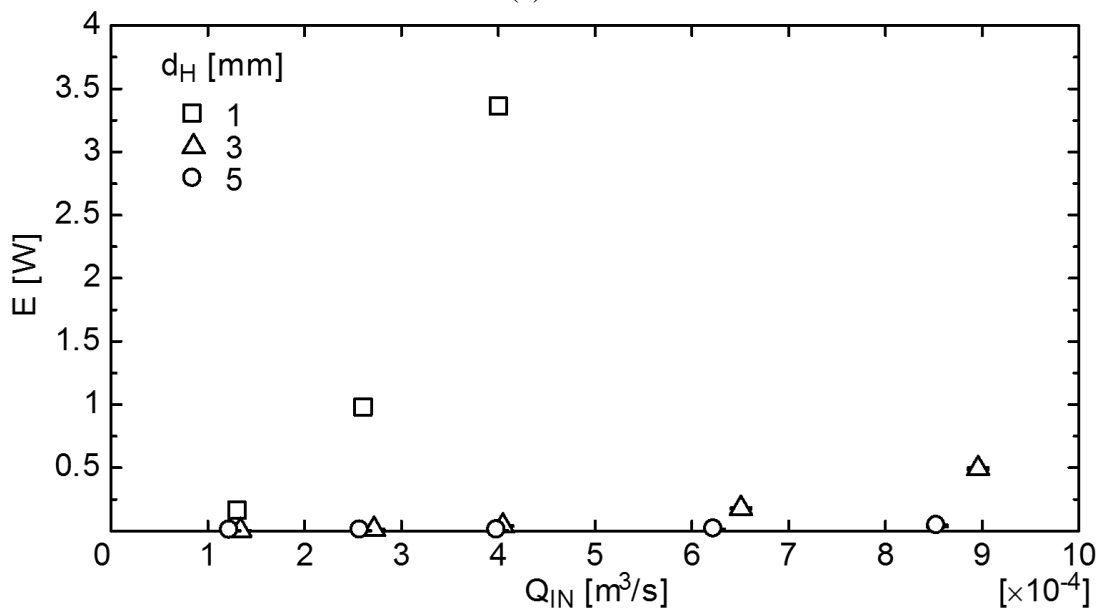
### 3.3.5 散気に要するエネルギー

前節までに、 $\theta$ 増加または  $d_H$ 縮小により  $Q_i$ が均一化できることを示した。本節では、散気に要するエネルギーに  $d_H$ が及ぼす影響を検討する。散気に要するエネルギー  $E$  は次式で求められる。

$$E = \Delta P Q_{IN} \quad (3.3)$$



(a)  $\Delta P$



(b)  $E$

Fig. 3.22 Effects of  $d_H$  and  $Q_{IN}$  on  $\Delta P$  and  $E$

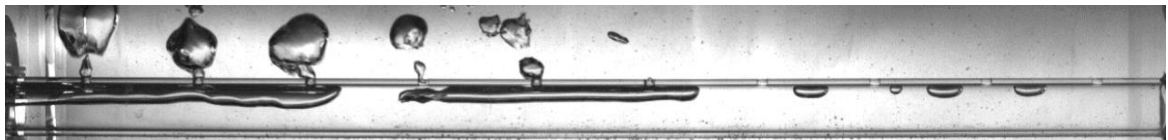
### 第3章 散気孔周方向角度および散気孔径が散気管内外の流れに及ぼす影響

ここで $\Delta P$ はマンメータによって求めた散気管内外の差圧である。 $d_H$ によらず $Q_i$ が均一であった $\theta = 60^\circ$ の条件において、 $d_H$ および $Q_{IN}$ が $\Delta P$ および $E$ に及ぼす影響をFig. 3.22に示す。 $d_H$ 縮小により $E$ は顕著に増大し、 $d_H = 1\text{ mm}$ では $d_H = 5\text{ mm}$ の場合の数百から千倍程度となった。したがって、 $d_H$ を縮小させる必要がない $\theta$ 増加による $Q_i$ の均一化は、 $d_H$ の縮小に比べて、消費エネルギーの観点からは極めて優れている。

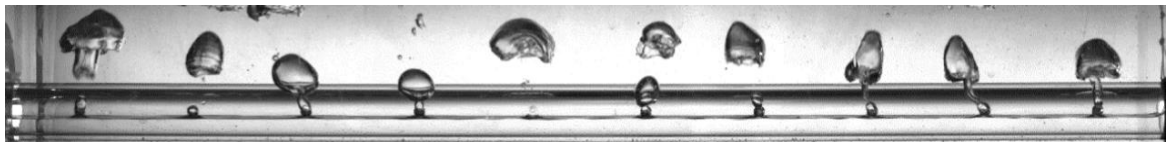
#### 3.3.6 より長い散気管への適用性

実機で用いられる散気管の形状は、機器のスケールに応じて様々である。Fig. 3.23に、管長と散気孔数を2倍とした散気管の管内外流動を示す。なお、散気孔間隔、管径はこれまでに示した散気管と同様であり、各々50 mm, 20 mmである。また、 $d_H = 5\text{ mm}$ である。 $Q_{IN}$ はFig. 3.5の場合の2倍の $6.0 \times 10^{-4}\text{ m}^3/\text{s}$ とした。 $\theta = 0^\circ$ では管内で液スラグが発生し、また、気相は管終端まで到達しなかった。一方、 $\theta = 90^\circ$ とすることで液位制限が生じ、液スラグは発生しなかった。

$\theta$ が $Q_i$ の分布に及ぼす影響をFig. 3.24に示す。この散気管においても、 $\theta$ 増加により $Q_i$ は均一化された。以上より、散気管長が少なくとも2倍程度長い場合でも、 $\theta$ 増加は散気を均一化するために有用な手法といえる。



(a)  $\theta = 0^\circ$



(b)  $\theta = 90^\circ$

**Fig. 3.23** Flows inside and outside diffuser pipe with ten aeration holes at  $Q_{IN} = 6.0 \times 10^{-4}\text{ m}^3/\text{s}$

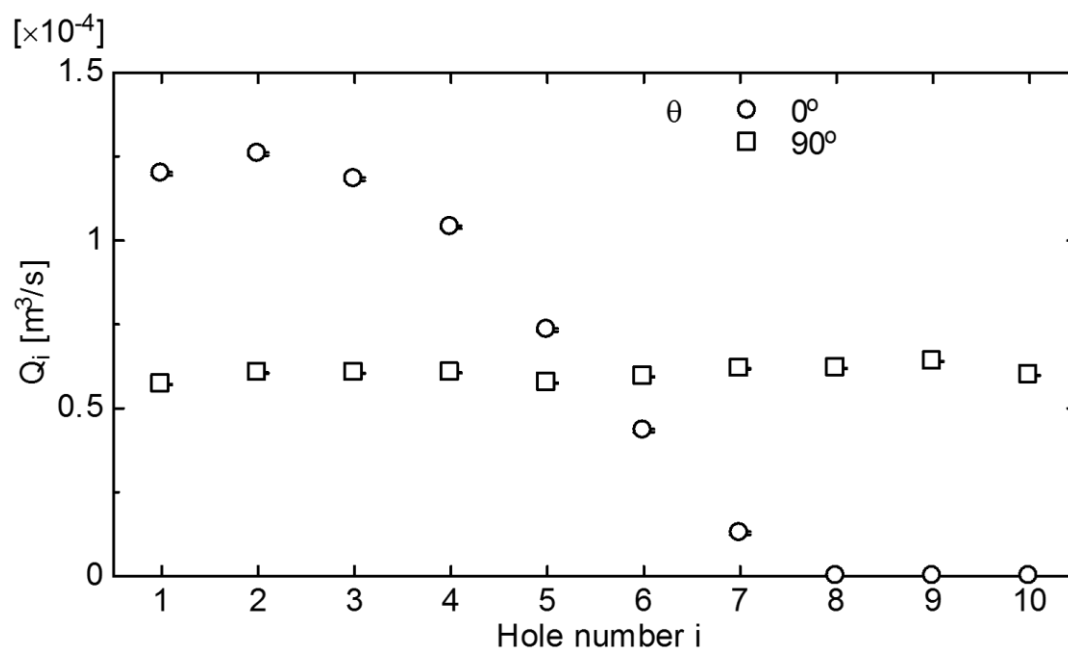
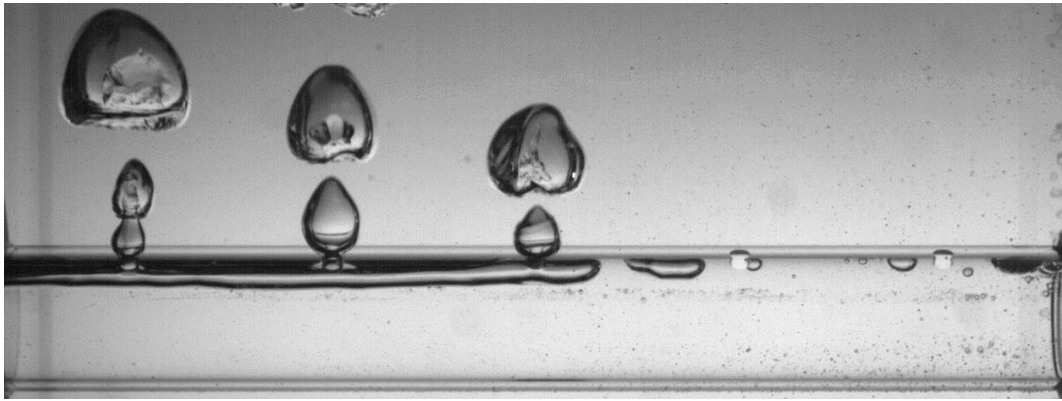


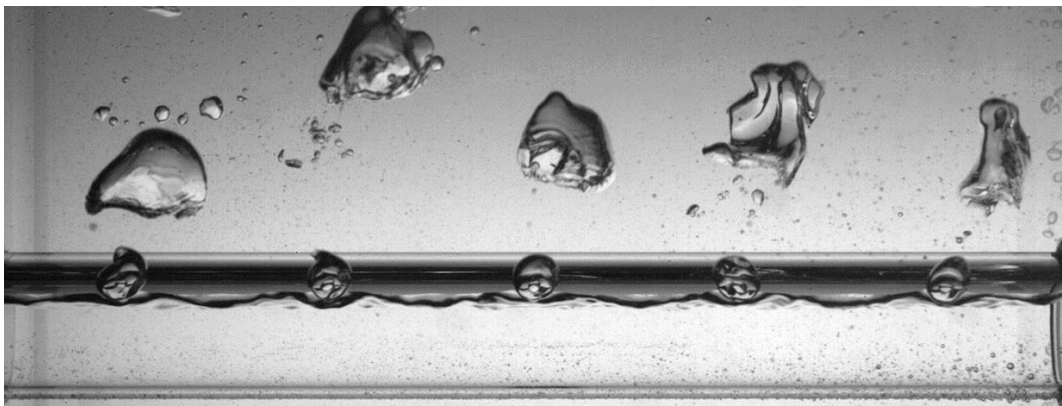
Fig. 3.24 Effect of  $\theta$  on distribution of  $Q_i$  at diffuser pipe with ten aeration holes at  $Q_{IN} = 6.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s

### 3.3.7 管径が異なる散気管への適用性

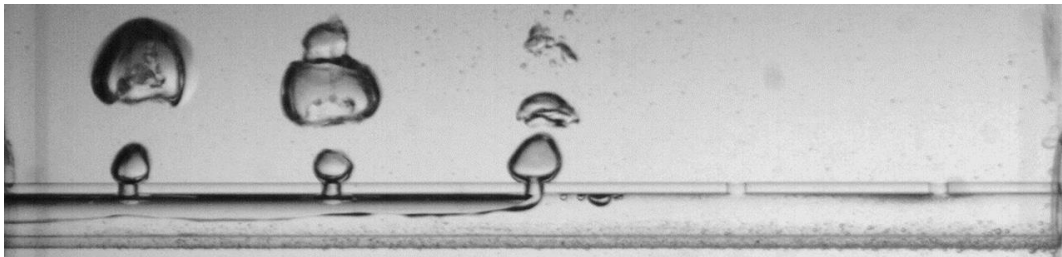
Fig. 3.25 に、管内径  $D$  を 30, 10 mm と変化させた散気管の管内外流動を示す。散気孔間隔、管径はこれまでに示した散気管と同様であり、各々 50 mm, 20 mm である。また、 $d_H = 5$  mm である。 $D = 30$  mm では  $D = 20$  mm の場合と同様、 $\theta$  の増加によって散気管内液位は散気孔下端に制限され、液スラッグの発生が抑制されることで常に全ての散気孔から気泡が生成された。 $D = 10$  mm の場合は、散気管内液位は散気孔下端よりも低く、分布は平坦でなかった。これは、管径の縮小によって管内の圧力損失が増大したためと考えられる。しかし、 $\theta$  の増加により常に全ての散気孔から気泡が生成される点は同様である。以上より、散気管径が異なる場合も  $\theta$  増加による散気の均一化は有効であると考えられる。



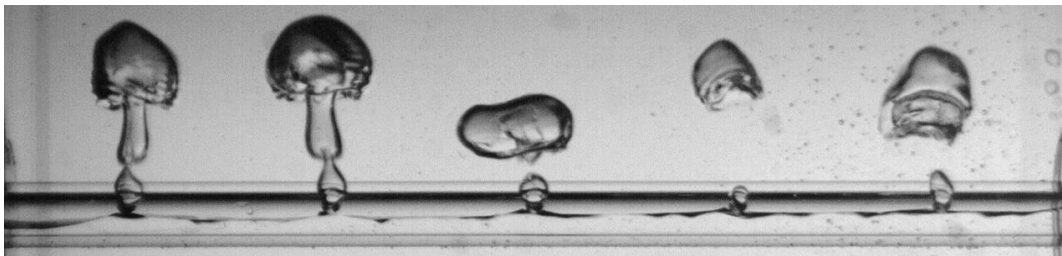
(a)  $D = 30$  mm and  $\theta = 30^\circ$



(b)  $D = 30$  mm and  $\theta = 60^\circ$



(c)  $D = 10$  mm and  $\theta = 0^\circ$



(d)  $D = 10$  mm and  $\theta = 60^\circ$

**Fig. 3.25** Flows inside and outside diffuser pipe at  $D = 10$  and  $30$  mm and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s

### 3.3.8 散気装置の設計手順

散気装置の設計では、気泡径や、散気対象の槽の断面積、空塔速度あるいは全散気量などが要求値となる。以下では、気泡塔を均質気泡流領域[15]で運転することを想定し、空塔速度  $J_G = 0.01$  m/s, 塔断面積  $A = 0.04$  m<sup>2</sup> (200 mm × 200 mm 矩形断面), 生成気泡径  $d_i = 15$  mm を目標値とする。

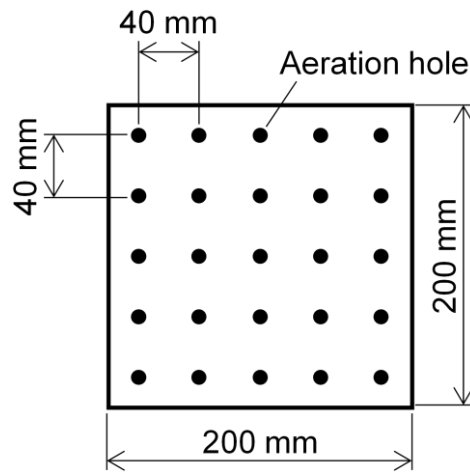
$d_H = 5$  mm とすれば、Fig. 3.15 より、 $d_i = 15$  mm とするには1孔あたりの散気量を  $1.55 \times 10^{-5}$  m<sup>3</sup>/s 程度にすればよい。これまで示した通り、 $\theta$ 増加により容易に流量を均一分配できる。総散気量は  $J_G A = 4.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s であるから、散気孔数  $n_h$  を 25 とすることで、1孔あたりの散気量が  $1.60 \times 10^{-5}$  m<sup>3</sup>/s となるように分配でき、ほぼ目標値の気泡径を生成できる。

このとき、上面から見た散気孔の位置を Fig. 3.27(a)のように格子状に配置すると、隣り合う散気孔同士の間隔は 40 mm となる。これは、Figs. 3.27(b), (c)のように散気管を複数本配置することで実現可能である。隣り合う2孔から気泡が生成するとき、孔間隔が小さくなると2孔の生成気泡同士が合体する場合があります[16, 17], 生成気泡の均一性を損なうため望ましくない。前川ら[18]によれば、隣り合う2孔の生成気泡の合体は、孔間隔を生成気泡径で除した無次元間隔  $P^*$  が  $P^* \leq 1.7$  を満たす領域で生じる。本例では  $P^* = 2.67$  であるから、隣り合う2孔の生成気泡同士の合体は生じないと判定できる。

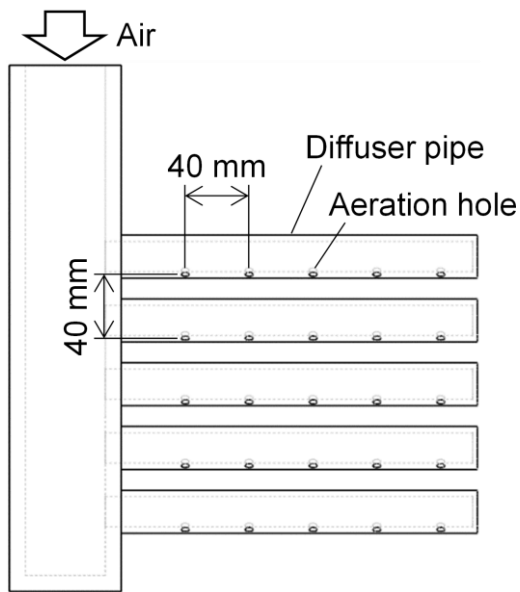
散気孔を格子状に配置する場合、散気孔間隔は  $(A/n_h)^{0.5}$  であり、 $n_h = J_G A / Q_i$  と概算できる。したがって、隣り合う2孔の生成気泡の合体が生じない条件である  $P^* > 1.7$  は、次のように変形できる。

$$\frac{1}{d_i} \sqrt{\frac{Q_i}{J_G}} > 1.7 \quad (3.4)$$

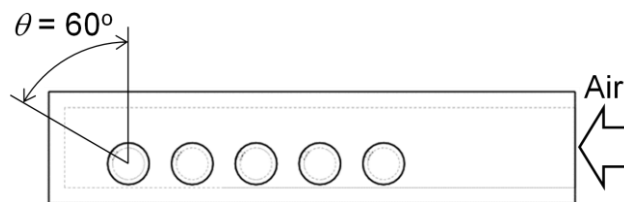
ただし、 $Q_i$  は目標とする  $d_i$  に基づき Fig. 3.15 より決定する。設定値が式(3.4)を満足するとき、隣り合う2孔の生成気泡同士の合体は生じない。また、Fig. 3.15 中灰塗りの領域であれば、先に生成した気泡に後続気泡は合体せず、単一気泡として離脱するため、均質気泡流のような整った流れを得られると考えられる。



(a) Position of aeration holes



(b) Diffuser pipes arranged so as to be a manifold; top view



(c) Diffuser pipes arranged so as to be a manifold; side view

**Fig. 3.27** Arrangement of diffuser pipe

### 3.4 結言

液相導入用底面開口部を持たない散気管において、散気管内外の流れに散気孔周方向角度が及ぼす影響を水-空気系において調べた。散気管は内径 20 mm の円管で、上面に直径  $d_H$  の散気孔を 5 つ備えている。散気孔周方向角度  $\theta$  は散気孔が真上を向いている状態を  $0^\circ$  とし、 $30^\circ$  ずつ変化させた。気相流入量  $Q_{IN}$  を  $8.0 \times 10^{-5}$  から  $7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の範囲で変化させ、散気実験を行った。管内外流動の観察および散気量分布の測定を行い、以下の結論を得た。

- (1)  $\theta$  がある値より大きくなると、管内の最高液位が散気孔下端の高さに制限されるため、液スラッグの発生は抑制される。
- (2)  $\theta \geq 60^\circ$  とすれば、管内液位制限のため、 $Q_{IN}$  によらず容易に散気を均一化できる。なお、 $\theta \geq 150^\circ$  では、 $Q_i$  は均一であるが気泡が不規則に分裂するため、気泡径の均一性の観点から  $\theta \geq 150^\circ$  は好ましくない。
- (3) 散気量分布が均一であれば、平均気泡径は均一となる。 $\theta$  が気泡生成に及ぼす影響は小さい。
- (4)  $\theta$  増加は  $d_H$  縮小に比べ、消費エネルギーの観点から優れている。
- (5)  $Q_{IN}$  が最も低い  $8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  では、 $\theta$  の増加により均一な大きさの気泡が同期生成し合体を生じない、穏やかな気泡生成を実現できる。また、 $\theta$  増加による散気の均一化手法は、少なくとも管長が倍程度長い散気管や、管径が異なる場合でも有効である。
- (6) 散気管をマニフォールド状に複数配置する散気装置の設計手順を示した。また、散気管を用いて均質気泡流のような整った流れが得られる見通しを示した。

### 第3章の参考文献

- [1] K. I. Ashley, D. S. Mavinic and K. J. Hall, Bench-scale study of oxygen transfer in coarse bubble diffused aeration, *Water Research* 26 (1992), 1289–1295
- [2] A. Ng and A. Kim, A mini-review of modelling studies on membrane bioreactor (MBR) treatment for municipal wastewaters, *Desalination* 212 (2007), 261–281
- [3] P. Rollbusch, M. Bothe, M. Becker, M. Ludwig, M. Grunewald, M. Schluter and R. Franke, Bubble columns operated under industrially relevant conditions—Current understanding of design parameters, *Chemical Engineering Science* 126 (2015), 660–678
- [4] M.W. Haque, K.D.P. Nigam and J.B. Joshi, Optimum gas sparger design for bubble columns with a low height-to-diameter ratio, *The Chemical Engineering Journal* 33 (1986), 63–69
- [5] A. Sofia, W. J. Ng and S. L. Ong, Engineering design approaches for minimum fouling in submerged MBR, *Desalination* 160 (2004), 67–74
- [6] N. Kantarci, F. Borak and K. O. Ulgen, Bubble column reactors, *Process Biochemistry* 40 (2005) 2263–2283
- [7] A. A. Kulkarni and J. B. Joshi, Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: a review, *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44 (2005) 5873–5931
- [8] D. D. McClure, C. Wang, J. M. Kavanagh, D. F. Fletcher and G. W. Barton, Experimental investigation into the impact of sparger design on bubble columns at high superficial velocities, *Chemical Engineering Research and Design* 106 (2016) 205–213
- [9] B. Ozdemir, A. Saatci and O. Yenigun, Evaluation of cake filtration biological reactors (CFBR) vs. membrane biological reactors (MBR) in a pilot scale plant, *Desalination* 288 (2012), 135–144
- [10] 三菱レイヨン株式会社. 排水処理方法および排水処理システム. 特開 2015–163389. 2015–09–10
- [11] N. A. Kazakis, I. D. Papadopoulos and A. A. Mouza, Bubble columns with fine pore sparger operating in the pseudo-homogeneous regime: gas hold up prediction and a



- criterion for the transition to the heterogeneous regime, *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 3092–3103
- [12] A.V. Kulkarni and J.B. Joshi, Design and selection of sparger for bubble column reactor. Part I: Performance of different spargers, *Chemical Engineering Research and Design* 89 (2011), 1972–1985
- [13] K. Loubière and G. Hèbrard, Bubble formation from a flexible hole submerged in an inviscid liquid, *Chemical Engineering Science* 25 (2003), 135–148
- [14] P. Painmanakul, K. Loubiere, G. Hebrard and P. Buffiere, Study of different membrane spargers used in waste water treatment: characterization and performance, *Chemical Engineering and Processing* 43 (2004) 1347–1359
- [15] W.D. Deckwer and A. Schumpe, Improved tools for bubble column reactor design and scale-up, *Chemical Engineering Science* 48 (1993), 889–911
- [16] L. Zhang and M. Shoji, Aperiodic bubble formation from submerged orifice, *Chemical Engineering Science* 56 (2001), 5371–5381
- [17] L. Zhang and M. Shoji, Nucleation site interaction in pool boiling on the artificial surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), 513–522
- [18] 前川宗則, 細川茂雄, 富山明男, 単行から離脱する気泡の直径, *日本機械学会論文集(B編)* 73 (2007), 48–54

## 第 4 章

# 散気孔周方向角度および液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響

### 4.1 緒言

気泡を利用する機器の高効率化のためには散気の均一化が重要である[1-5]. 第 2 章では, 周囲の液相を管内に導入するための底面開口部を有する MBR 用散気管を対象に, 液相粘度が管内外の流れに及ぼす影響を調べた. その結果, 液相粘度の上昇により管内での液スラグ発生様式が変化することを明らかにした. 第 3 章では底面開口部を持たない一般的な形状の散気管を対象に, 水-空気系において散気孔位置の変更による散気の均一化を検討し, 散気孔の縮小による均一化方法に比べて消費エネルギーの観点から優れることを示した. しかし, 高粘度液相系においては, 上述の手法の有効性は不明である.

本章では液相に水およびグリセリン水溶液を用いて, 1 ~ 100 mPa·s の広範囲の液相粘度で散気孔周方向位置が散気管内外流動および散気の均一性に及ぼす影響を調べる.

### 4.2 実験装置および方法

実験装置および手法は第 3 章と同様である. 液相には水または濃度の異なるグリセリン (キシダ化学, 000-34536, 99.0%) 水溶液を用いた. 実機 MBR における汚水のみかけ粘度が 20 ~ 30 mPa·s 程度であり, 工業排水の一例が 100 mPa·s 程度であることから, 液相粘度 $\mu_L$ は 1, 25, 100 mPa·s の 3 条件とした. 各条件における液相の物性値を **Tab. 4.1** に示す. グリセリン水溶液の調合には電子天秤 (島津製作所, UW-4200H) を用い, 水とグリセリンの質量比が **Tab. 4.1** の値になるように混合した.

Tab. 4.1 Liquid properties

Liquid	Viscosity	wt%	Density	Surface tension
	$\mu_L$ [mPa·s]		$\rho_L$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\sigma$ [mN/m]
Water	1	0	997	72
Glycerol-water solution	25	74	1199	66
Glycerol-water solution	100	87	1234	65

### 4.3 実験結果および考察

#### 4.3.1 散気管内外流動

Fig. 4.1(a)に $\mu_L = 1$  mPa·s,  $\theta = 0^\circ$ ,  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/sにおける散気管内外の流動画像を示す. 気相は管終端まで到達し, 全ての散気孔で散気が行われた. 気泡が散気孔から離脱した直後に管外の液相が浸入することがあり, 浸入した液相は液滴として管内液面に落下した. 直径 20 mm 程度の歪んだ気泡が生成され, 散気孔から離脱した気泡と次に散気孔で成長中の気泡との合体が見受けられた. 散気管内では断続的に液スラグが発生した. 液スラグは下流側へ押し流され, その後散気孔から流出した. 液スラグの通過および管外への流出過程において散気が阻害された. 液スラグの発生は  $i = 1 \sim 3$  の間で生じることが多く, また管外への液スラグの排出の多くは  $i = 5$  で生じたため, 液スラグによる散気阻害の影響は  $i$  の増加とともに大きくなった. なお, 前章までに述べたように,  $\mu_L = 1$  mPa·s におけるスラグ発生臨界液位  $h_C$  は Mishima & Ishii のスラッキングモデル[6]による予測値とよく一致した.

Fig. 4.1(b), (c)に $\mu_L = 25, 100$  mPa·s における散気管内外の流動画像を示す.  $\mu_L = 1$  mPa·s の場合と同様に管内では液スラグが生じ, 散気が阻害された. また, 気相は管の終端まで到達せず,  $i = 4, 5$  の散気孔は常に閉塞していた.  $\mu_L = 100$  mPa·s における液スラグの発生過程を Fig. 4.2 に示す. 図中の破線は Mishima & Ishii モデルによる  $h_C$  を示しており, 管内液位  $h_L$  が次式で与えられる臨界液位  $h_C$  以上となったとき液スラグが発生する.

$$h_C = D - 4.22 \frac{\rho_G u_G^2}{\rho_L g} \quad (4.1)$$

#### 第4章 散気孔周方向角度および液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響

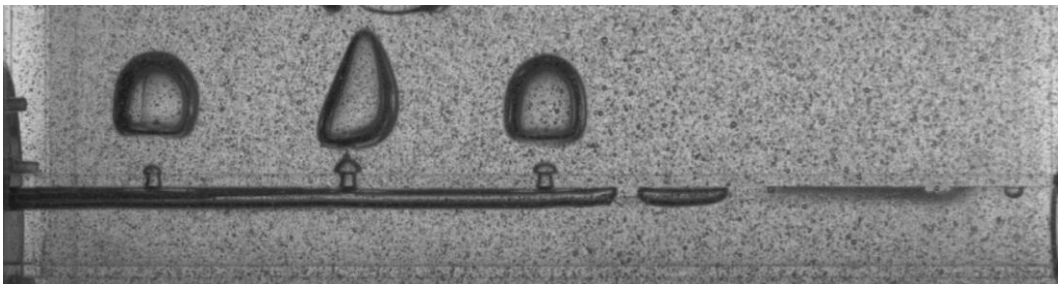
ここで、 $D$ は管内径、 $\rho_G$ 、 $\rho_L$ は各々気相、液相密度、 $g$ は重力加速度、 $u_G$ は管内の各位置における気相流量  $Q_G$  および気相が占める流路断面積  $A_G$  から求めた断面平均気相流速 ( $Q_G/A_G$ ) である。  $\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では、 $h_L > h_C$  を満たしていてもすぐには液スラグに成長せず、散気孔からの液滴落下の衝撃による大きな液面変動が生じたとき、その変動が液スラグに成長した。このことから、高粘度系では小さな変動は液相粘性によって減衰されるため  $h_L > h_C$  でも成長しないが、大きな変動が生じた際のスラグ化の条件は  $h_L > h_C$  で評価可能と考えられる。



(a)  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(b)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(c)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

**Fig. 4.1** Flows inside and outside diffuser pipe ( $\theta = 0^\circ$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )

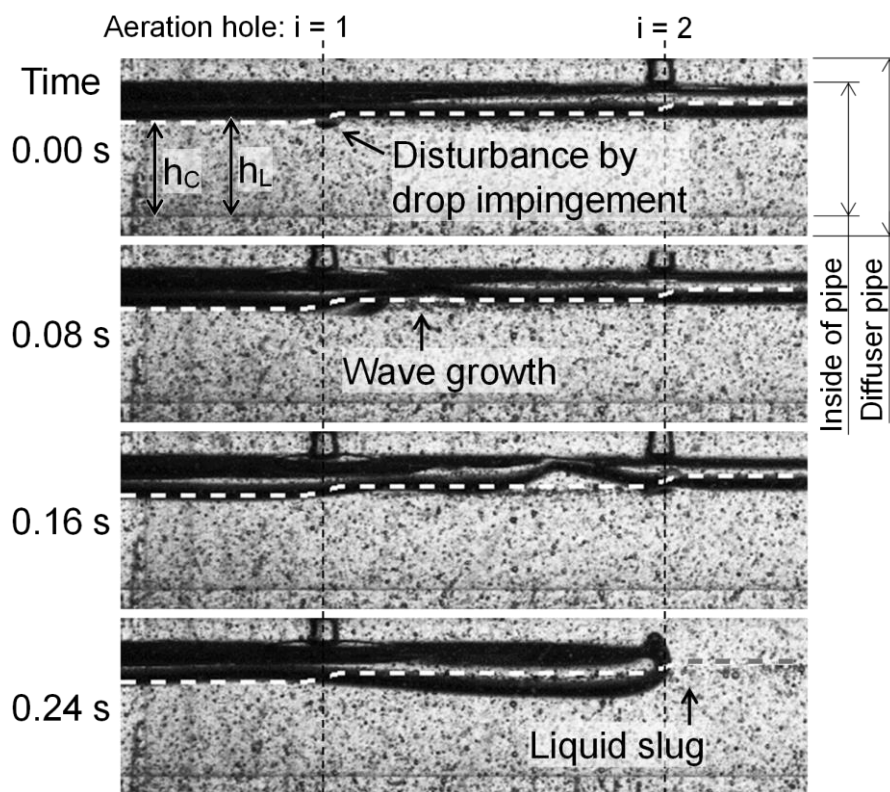


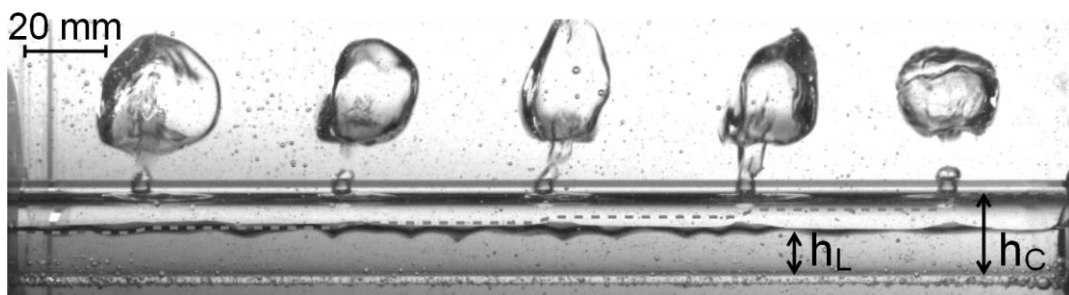
Fig. 4.2 Onset of slugging ( $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,  $\theta = 0^\circ$ , and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )

Fig. 4.3 に  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気管内外流動を示す。図中の破線は  $h_c$  である。  $Q_{IN}$  が大きいと散気孔からの液滴侵入は生じなくなり、また  $h_L$  は低下した。  $\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の場合に比べて  $h_L$  が高い。  $i = 1, 2$  では  $h_c$  よりも  $h_L$  の方がやや高いが、液滴落下の衝撃による変動が生じなかったため液スラグは発生しなかった。そのため、いずれの  $\mu_L$  でも常時全ての散気孔から気泡が生成された。

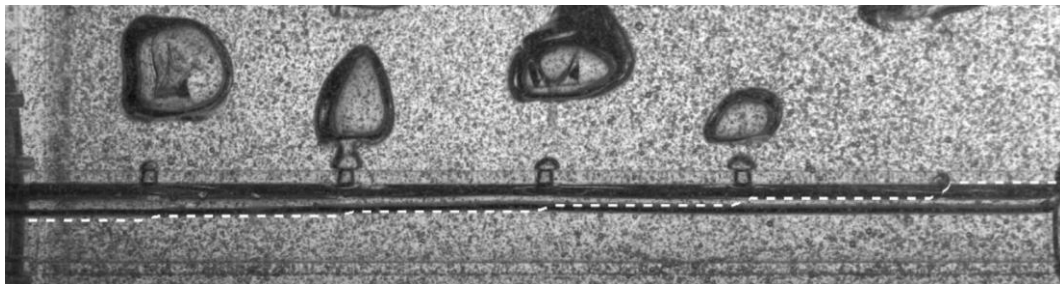
Fig. 4.4 に  $\theta = 60^\circ$ ,  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における散気管内外流動を示す。図中の破線は  $h_c$  である。  $\theta = 0^\circ$  の場合と異なり、  $\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  でも管終端まで気相が到達した。また、  $h_L$  はいずれの  $\mu_L$  でも散気孔下端の高さに制限された。この液位制限により、本  $Q_{IN}$  であっても  $h_L < h_c$  となった。液スラグは発生せず、低い  $Q_{IN}$  にもかかわらず全ての散気孔から常に気泡が生成された。なお、散気孔からの液相侵入が生じていたが、  $\theta = 0^\circ$  の場合とは異なり散気管壁面を伝うように侵入し、大きな液面変動を誘起することはなかった。以上、  $\mu_L$  が高い場合でも  $\theta$  増加により液スラグ形成を防止し、全散気孔を有効化できる。

#### 第4章 散気孔周方向角度および液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響

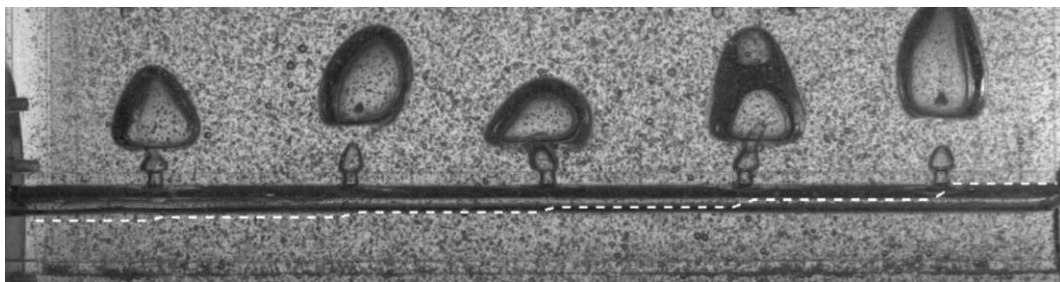
$\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における管内外流動を Fig. 4.5 に示す。 $\theta = 30^\circ$  では、気相は奥まで到達せず、 $i = 5$  の散気孔は常に閉塞していた。 $i = 1 \sim 3$  の散気孔は常に通気していたが、 $i = 4$  の散気孔はときおり閉塞し、気泡生成を停止することがあった。また、管内では液スラグは発生しなかった。 $\theta = 60^\circ$  では、Fig. 4.5(b)のように液位は散気孔下端に制限されたため、 $\theta = 30^\circ$  よりも低い。液スラグは発生せず、全ての散気孔が常に気泡を生成し続けた。また、 $\theta = 120^\circ$  では、液位は Fig. 4.5(c)のように散気孔の高さに制限され、 $\theta = 60^\circ$  よりもさらに低下した。 $\theta = 150^\circ$  では、同様に液位が制限され、全ての散気孔から気泡が生成された。しかし、散気孔が管の底部にあるため、生成気泡と管の干渉によって気泡が不規則に分裂した。



(a)  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

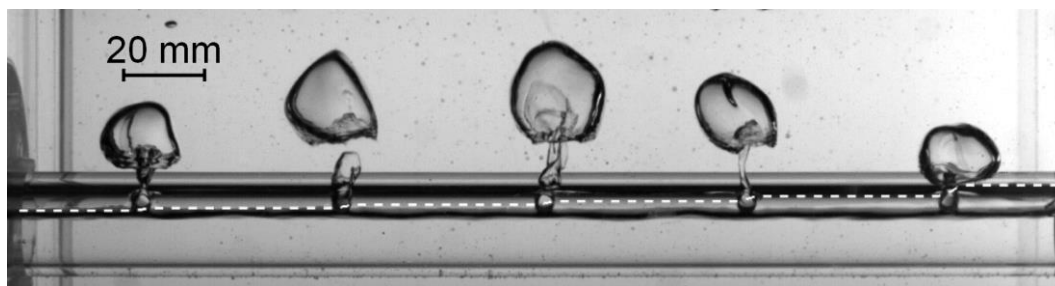


(b)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

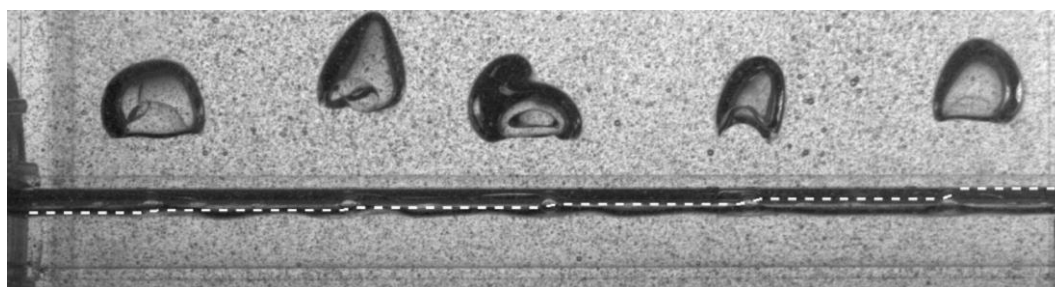


(c)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

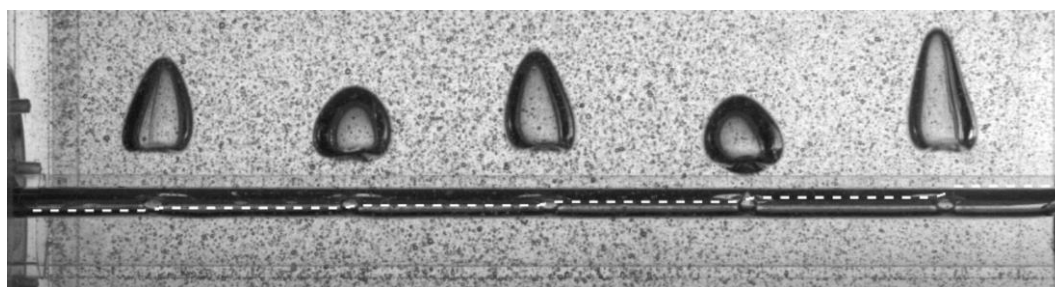
Fig. 4.3 Flows inside and outside diffuser pipe ( $\theta = 0^\circ$  and  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )



(a)  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

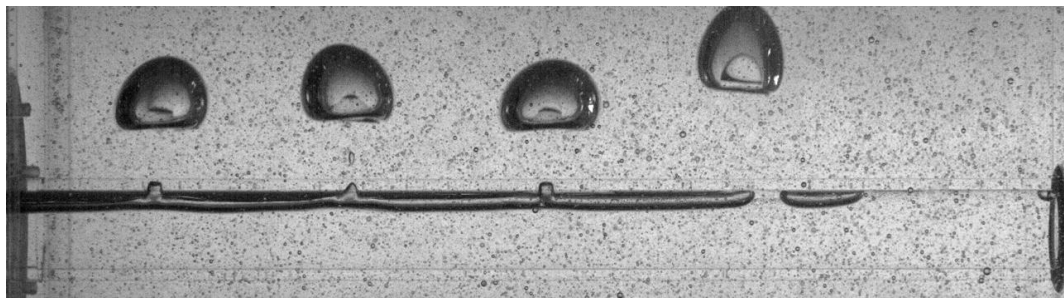


(b)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

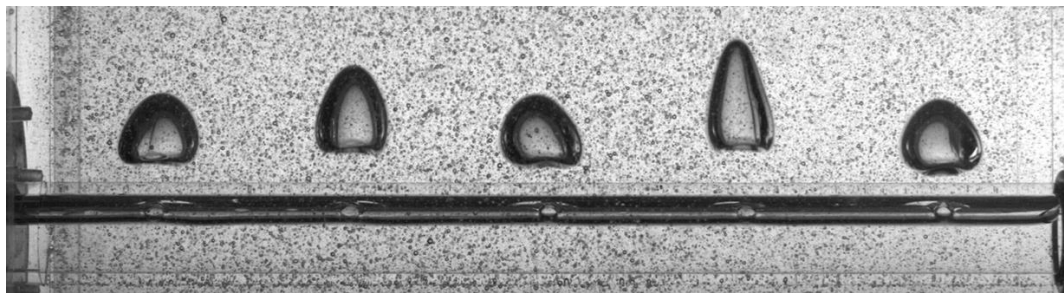


(c)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

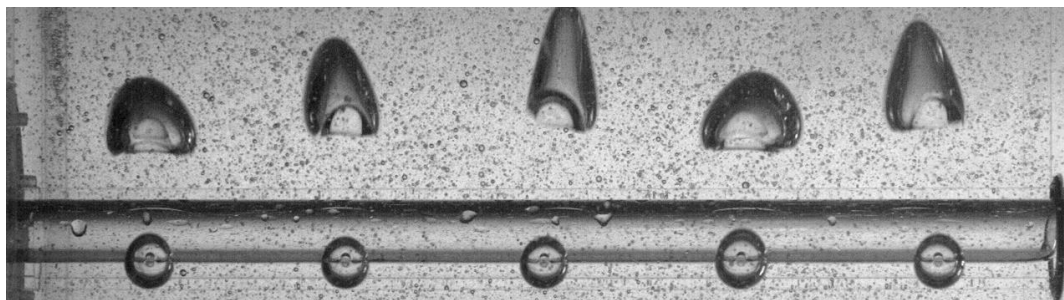
**Fig. 4.4** Flows inside and outside diffuser pipe ( $\theta = 60^\circ$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )



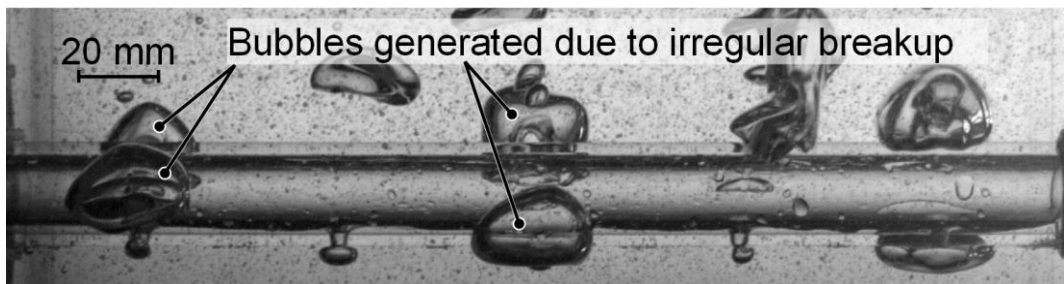
(a)  $\theta = 30^\circ$



(b)  $\theta = 60^\circ$



(c)  $\theta = 120^\circ$



(d)  $\theta = 150^\circ$

**Fig. 4.5** Flows inside and outside diffuser pipe  
( $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{\text{IN}} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ )



### 4.3.2 散気量分布

Fig. 4.6 に、 $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ 、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  において  $\mu_L$  が  $Q_i$  に及ぼす影響を示す。  $\theta = 0^\circ$  では  $i = 4, 5$  の散気孔は常に閉塞したため、 $Q_4 = Q_5 = 0$  となった。また、液スラグによる散気阻害のため、 $i = 1 \sim 3$  では  $Q_i$  は下流側ほど低い。  $\theta = 30^\circ$  では  $i = 5$  の散気孔は常に閉塞したため  $Q_5 = 0$  であった。また、 $i = 4$  の散気孔はときおり閉塞したため、 $Q_4$  は  $Q_1 \sim Q_3$  に比べて低い。液スラグは発生しなかったため、 $i = 1 \sim 3$  では  $Q_i$  の分布は平坦に近い。  $\theta \geq 60^\circ$  では液スラグは発生せず、常に全ての散気孔が通気したため、 $Q_i$  は均一となった。なお、 $\theta = 60^\circ$  では  $Q_i$  は十分均一であるが、下流ほど僅かに高くなる傾向にあった。この傾向については 4.3.4 節で議論する。

Fig. 4.7(a) に  $\theta = 0^\circ$ 、 $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  における  $Q_i$  の分布を示す。  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では液スラグの影響により下流側ほど  $Q_i$  が低い不均一な分布となった。  $\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では、 $i = 4, 5$  の散気孔は常に液相によって閉塞していたため、 $Q_4 = Q_5 = 0$  となり、全流量が  $i = 1$  から 3 に分配されている。そのため、 $Q_1 \sim Q_3$  は  $\mu_L = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の場合に比べて高い。また、液スラグの影響により、 $Q_3$  は  $Q_1$  および  $Q_2$  に比べて低い。  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  では、液スラグの発生頻度が  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の場合に比べて低いため、 $Q_1 \sim Q_3$  の差が小さい。そのため  $Q_1$ ,

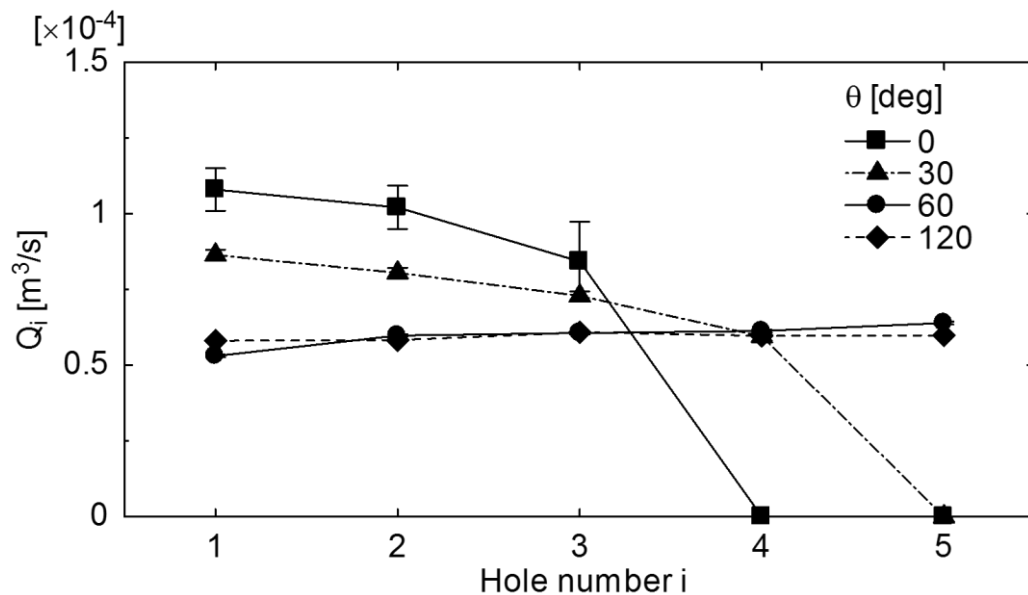
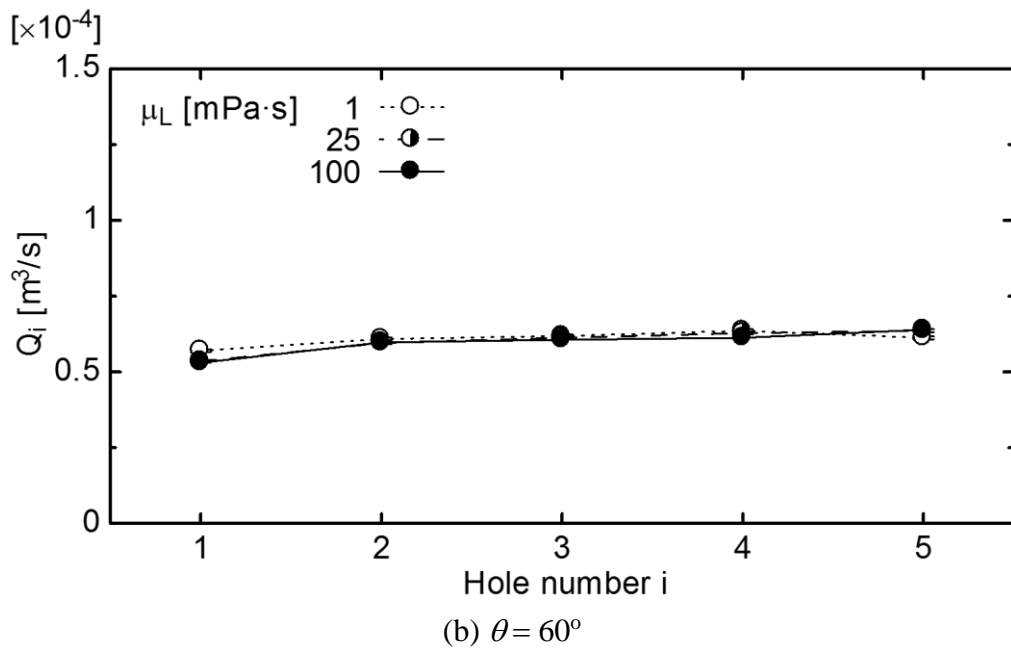
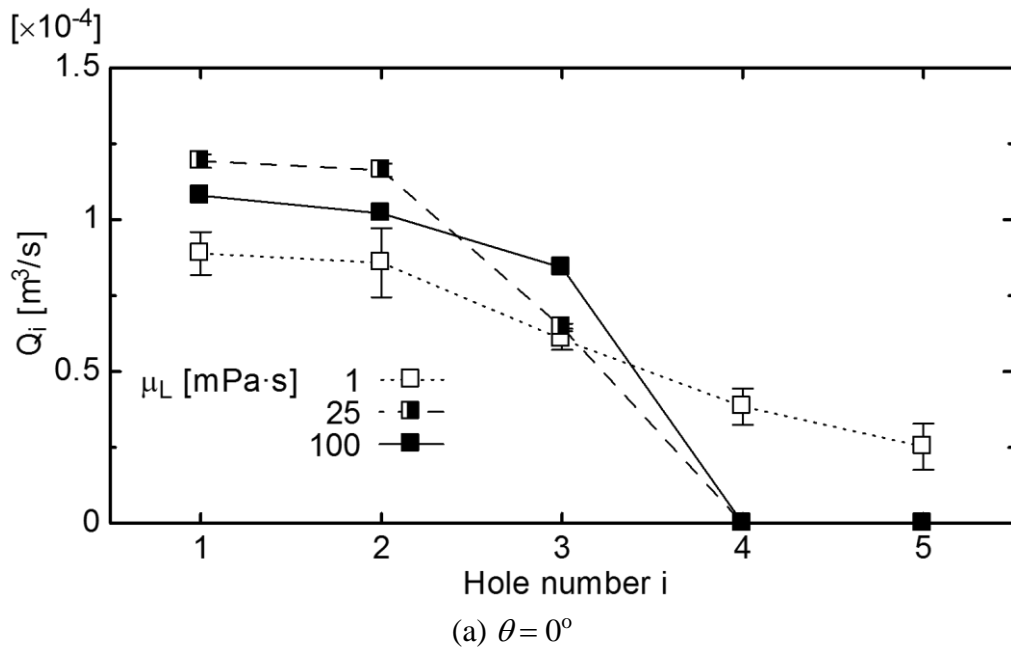


Fig. 4.6 Effect of  $\theta$  on distribution of  $Q_i$  at  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  and  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

$Q_2$ は $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ の場合に比べて低い。なお、液スラグ発生頻度に及ぼす $\mu_L$ の影響については第2章を参照されたい。

$\theta = 60^\circ$ の場合、前述のように液スラグ形成が防止され、全ての散気孔が常時機能した結果、**Fig. 4.7(b)**に示すように均一な $Q_i$ が得られた。以上より、 $\theta$ の増加による $Q_i$ の均一化は、いずれの $\mu_L$ でも有効であることが確認できた。



**Fig. 4.7** Distribution of  $Q_i$  at  $Q_{IN} = 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

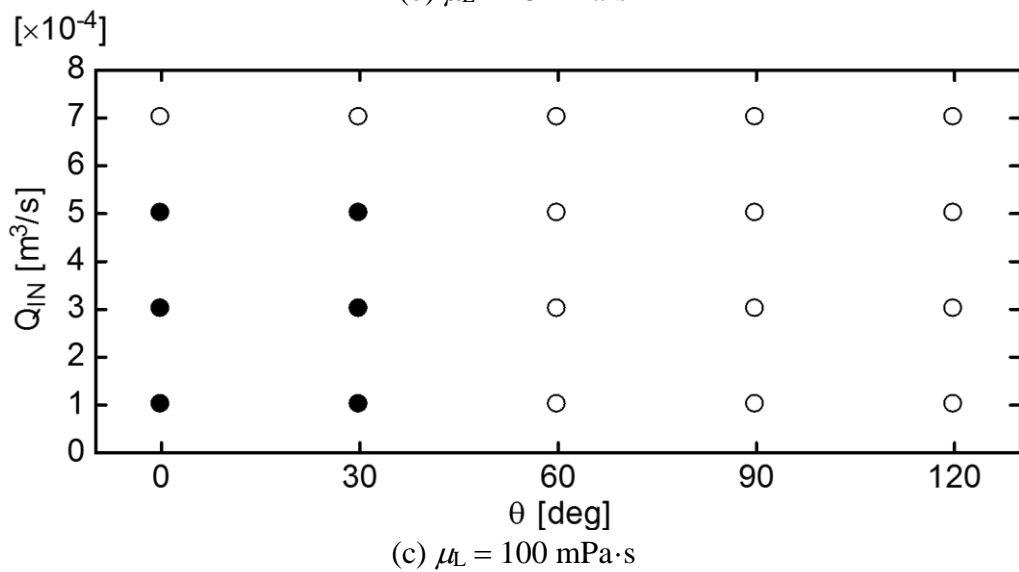
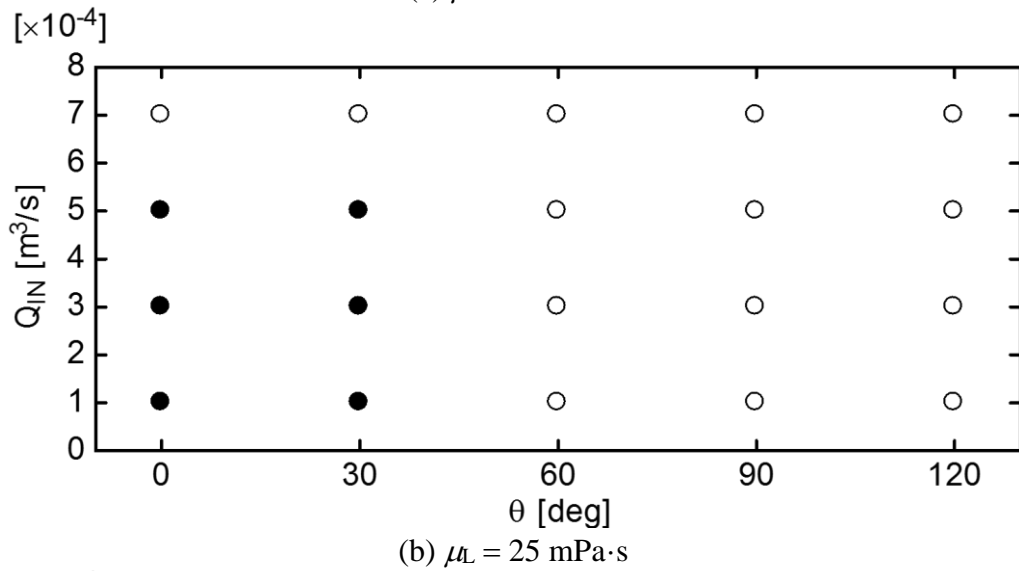
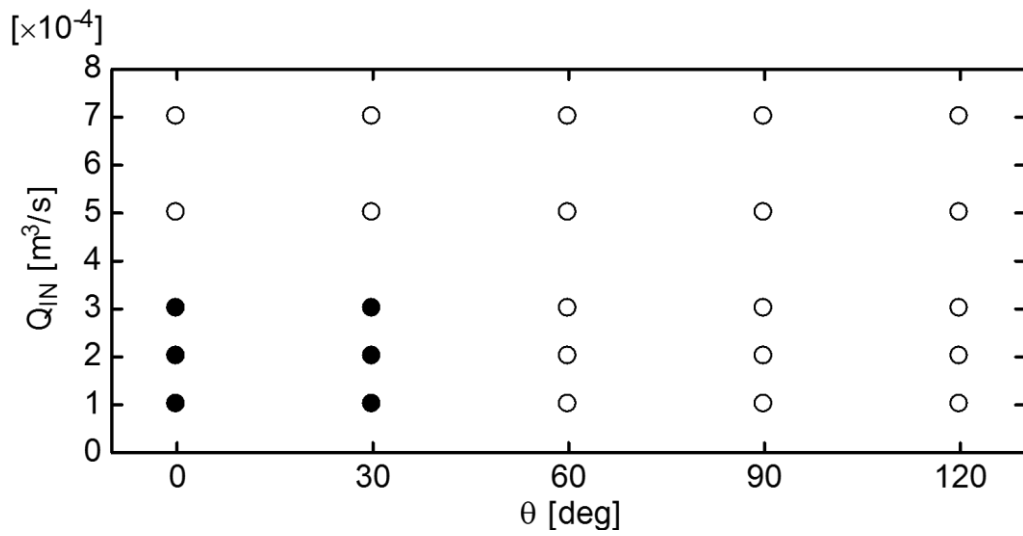
$Q_i$ の分布は、Fig. 4.7(a)に示した $\theta = 0^\circ$ の条件では不均一 ( $\varepsilon \geq 0.2$ )、Fig. 4.7(b)に示した $\theta = 60^\circ$ の条件では均一 ( $\varepsilon < 0.2$ )であった。ただし、 $\theta \geq 150^\circ$ ではFig. 4.5(d)のように気泡と散気管壁の干渉により気泡が不規則に分裂するため、気泡径や気泡挙動に大きなばらつきがあった。不規則な気泡分裂が生じない $\theta \leq 120^\circ$ の範囲について、 $Q_{IN}$ および $\theta$ が $Q_i$ の均一性に及ぼす影響を整理した結果をFig. 4.8に示す。白抜きおよび黒塗り記号は各々均一 ( $\varepsilon < 0.2$ )および不均一 ( $\varepsilon \geq 0.2$ )を意味する。なお、前者の条件では液スラグは形成されず、後者では液スラグが発生した。 $\theta = 0^\circ, 30^\circ$ では、 $Q_{IN} \leq 3.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ では不均一散気であり、均一散気の実現には高い $Q_{IN}$ が必要である。一方、 $\theta \geq 60^\circ$ では $Q_{IN}$ が低くてもすべての条件で均一な散気が実現できている。よって、均一散気を行いたい場合、 $Q_{IN}$ や $\mu_L$ によらず $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ とすればよい。

### 4.3.3 平均気泡径

$i$ 番目の散気孔から発生する平均気泡径 $d_i$ を次式により評価した。

$$d_i = \sqrt[3]{\frac{6 Q_i}{\pi f_{Bi}}} \quad (4.2)$$

ここで、 $f_{Bi}$ は $i$ 番目の散気孔における気泡発生周波数であり、散気管上端から50 mm上方を単位時間あたりに通過する気泡の数である。 $0^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ のうち、 $Q_i$ が均一である条件について、Fig. 4.9に $d_i$ と $Q_i$ の関係を示す。いずれの $\mu_L$ でも $d_i$ は $Q_i$ の増加に伴い単調に増加した。また、 $Q_i < 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ では $d_i$ に $\mu_L$ 依存性はないが、 $Q_i > 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ では $\mu_L$ 増加は $d_i$ を増加させる。ただし、 $Q_i > 0.5 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ でも各 $\mu_L$ においてはデータは1本の曲線上にまとまっており、 $\theta$ は $d_i$ に影響を及ぼさないことがわかった。従って、ある $\mu_L$ において $d_i$ は $Q_i$ のみによって決まり、 $Q_i$ が均一であれば $d_i$ も均一である。



**Fig. 4.8** Effects of  $Q_{IN}$  and  $\theta$  on uniformity of  $Q_i$  ( $\circ$ :  $\varepsilon < 0.2$ ,  $\bullet$ :  $\varepsilon \geq 0.2$ )

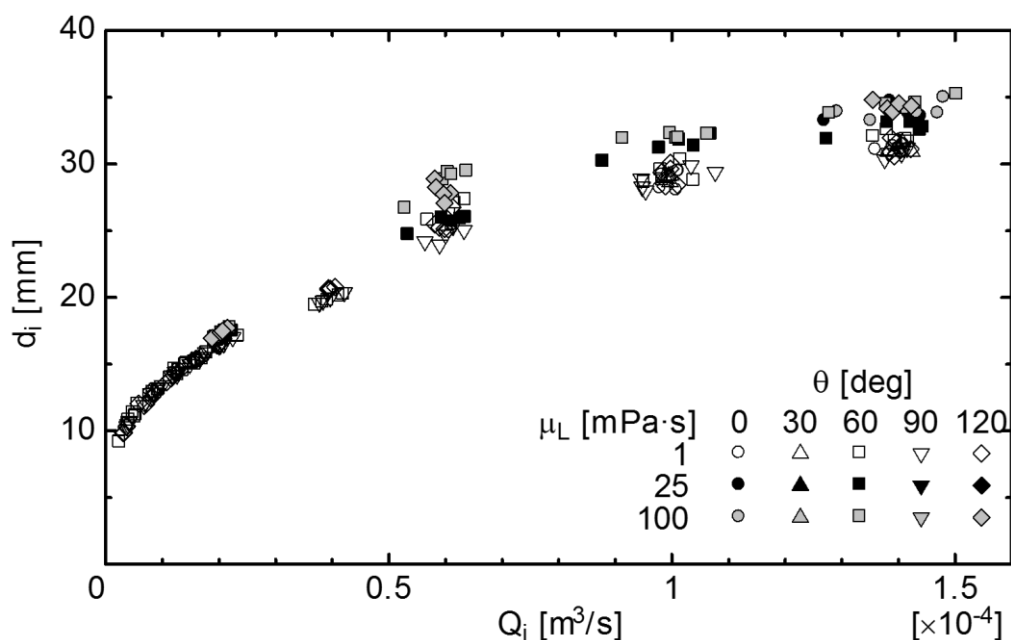


Fig. 4.9  $d_i$  plotted against  $Q_i$

#### 4.3.4 高粘度系において散気量分布に僅かな不均一が生じる原因

$\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  において, Fig. 4.5(b)で示したように  $Q_i$  は十分均一であったが, 下流側ほど僅かに高くなる傾向が見られた. Fig. 4.10 に  $\theta = 60^\circ$  における散気量分布を示す. 下流側ほど僅かに  $Q_i$  が高くなる傾向は  $Q_{IN}$  が高い方が顕著であるため, 以下では  $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の場合について考察する.

散気孔が液で満たされている, または散気孔に液相が存在し散気管内へと移動している状態を閉塞状態とみなし, 30 秒間の撮影画像より閉塞状態の時間割合を調べた.  $\mu_L$  が各散気孔の閉塞時間割合に及ぼす影響を Fig. 4.11 に示す.  $\mu_L$  が高いほど閉塞時間割合は大きい. また,  $\mu_L = 25, 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  において, 下流側の散気孔ほど閉塞時間割合が低い傾向が顕著である. そのため Fig. 4.10 のような僅かに下流側の散気量が高くなる分布が生じたと考えられる.

閉塞時間割合に分布が生じる理由を, 散気管内圧力分布により考察する.  $\theta = 60^\circ$  では散気孔下端に液位が制限されるため, 管内液位は平坦である. Fig. 4.12 に示すように  $i$  番目の散気孔の直前を点  $i$  ( $i = 1 \sim 5$ ) とし, 各点における圧力を  $P_i$  と表す. 気相流入側の矩形ダクト内圧力はマノメータにより求め,  $P_1$  は入口損失および壁面摩擦損失を考慮したベルヌーイの式(4.3),  $P_i$  ( $i = 2 \sim 5$ ) は壁面摩擦損失および分岐損失を考慮したベルヌーイの式(4.4)より求める.

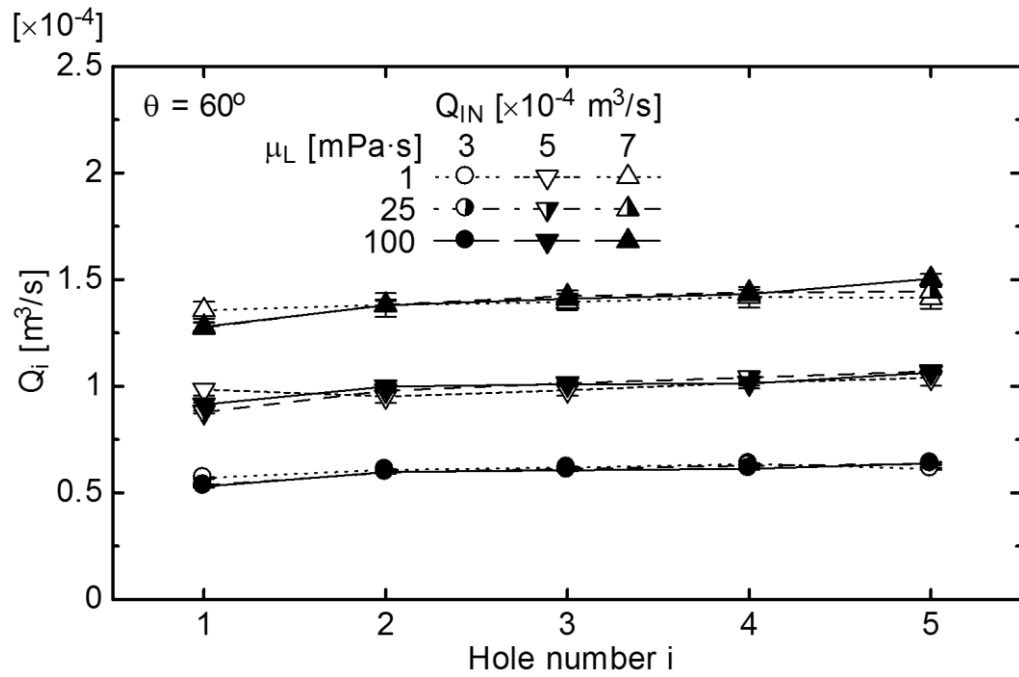


Fig. 4.10 Effects of  $\mu_L$  on distribution of  $Q_i$  at  $\theta = 60^\circ$

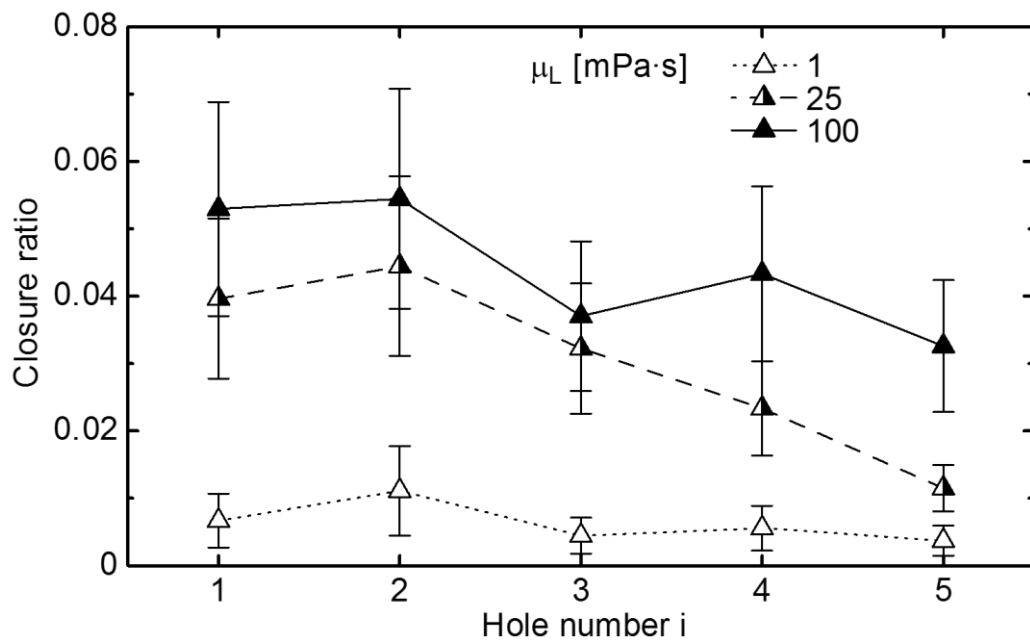


Fig. 4.11 Effects of  $\mu_L$  on closure time ( $Q_{IN} = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  and  $\theta = 60^\circ$ )

$$P_1 = \rho_L g \delta - \frac{1}{2} \rho_G u_1^2 - \frac{1}{2} \zeta_{IN} \rho_G u_1^2 - \frac{1}{2} \lambda \frac{L_1}{D_e} \rho_G u_1^2 \quad (4.3)$$

$$P_i = P_{i-1} - \frac{1}{2} \rho_G (u_i^2 - u_{i-1}^2) - \frac{1}{2} \lambda \frac{L_i}{D_e} \rho_G u_i^2 - \frac{1}{2} \zeta_b \rho_G u_{i-1}^2 \quad (i = 2 \sim 5) \quad (4.4)$$

ただし、 $L_i$ は点  $i$  と点  $i-1$  間の距離、 $u_i$ は点  $i$  における断面平均気相流速である。 $D_e$ は気相流路断面積  $A_G$  と濡れ縁長さ  $Pe$  を用いて定義される水力等価直径

$$D_e = \frac{4A_G}{Pe} \quad (4.5)$$

であり、 $A_G$  および  $Pe$  はそれぞれ次式で求まる。

$$A_G = \begin{cases} \frac{D^2}{4} \varphi - y \sqrt{\frac{D^2}{4} - y^2} & \text{for } h_L > \frac{D}{2} \\ \frac{D^2}{4} \varphi + y \sqrt{\frac{D^2}{4} - y^2} & \text{for } h_L \leq \frac{D}{2} \end{cases} \quad (4.6)$$

$$Pe = D \left( \frac{\pi}{2} + \sin^{-1} \frac{2y}{D} + \sqrt{1 - \left( \frac{2y}{D} \right)^2} \right) \quad (4.7)$$

$\varphi$  および  $y$  を **Fig. 4.13** に示す。入口損失係数  $\zeta_{IN}$  は 0.5 とする。 $\zeta_b$  は分岐の流量比によって決まる損失係数であり、その評価には文献値[7]を用いる。 $\lambda$  は管摩擦係数であり、簡単のため気液界面をすべりなし壁とみなし、以下のブラジウスの式より求める。

$$\lambda = \begin{cases} \frac{64}{Re} & \text{for } Re < 2300 \\ 0.3164 Re^{-0.25} & \text{for } Re \geq 2300 \end{cases} \quad (4.8)$$

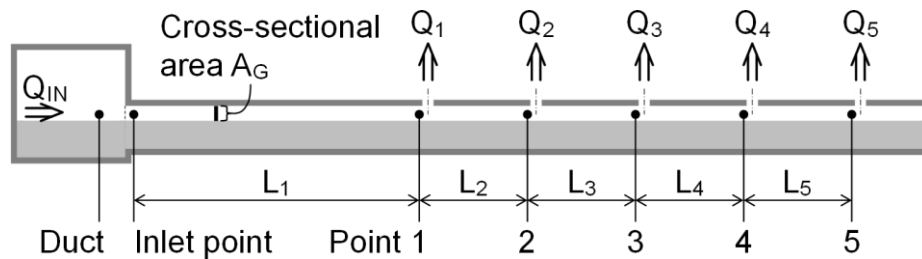
ここで、 $Re$  は次式で定義される気相レイノルズ数である。

$$Re = \frac{u_i D_e}{\nu_G} \quad (4.9)$$

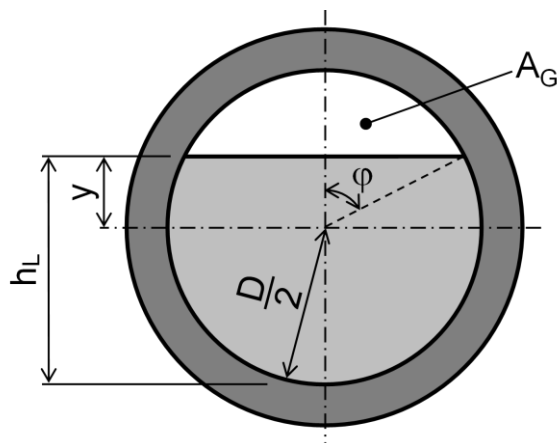
ここで、 $\nu_G$ は気相動粘度である。

以上の手順によって計算した圧力分布を **Fig. 4.14** に示す。  $P_i$ はいずれの $\mu_L$ でも下流側ほど高く、これが下流側の閉塞時間割合が低くなった原因と考えられる。圧力回復の原因は、式(4.4)の加速損失項が卓越していた点にある。

**Fig. 4.15** に $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ 、 $\theta = 60^\circ, 120^\circ$ における散気量分布を示す。 $\theta$ 増加により、 $Q_i$ が下流側ほど僅かに高くなる傾向は小さくなった。散気管内の液位制限により $\theta = 120^\circ$ では $60^\circ$ に比べて $h_L$ が低く、 $A_G$ が大きいため $u_G$ が小さくなる。その結果、加速損失による圧力回復が小さくなって $Q_i$ が均一化したと考えられる。

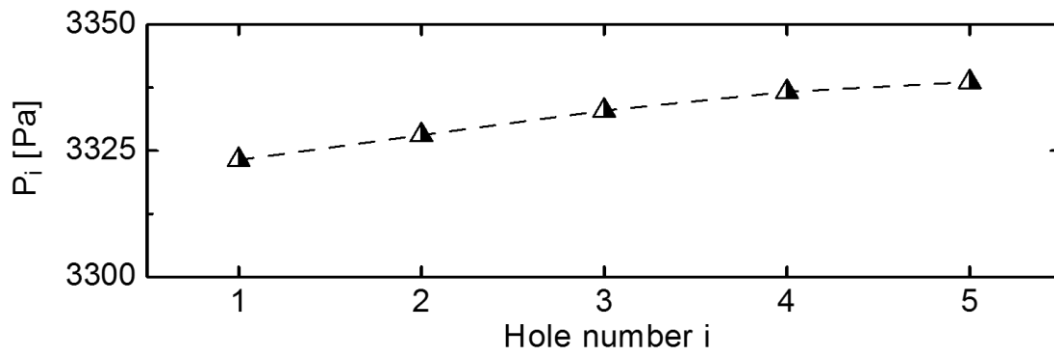


**Fig. 4.12** Calculation points

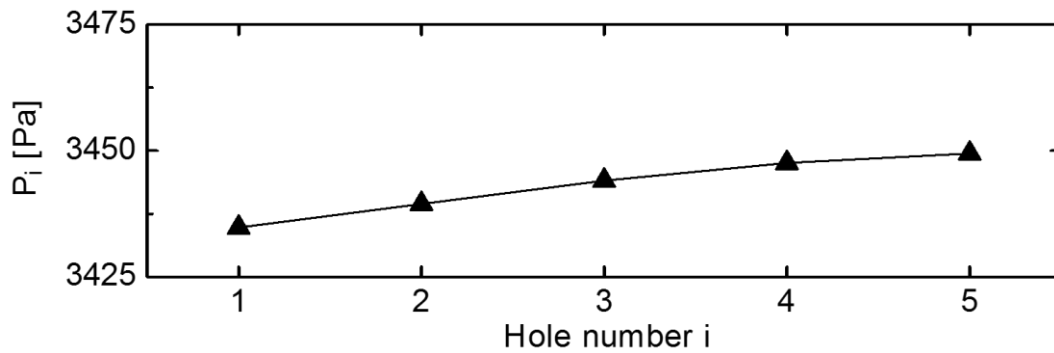


**Fig. 4.13** Definition of  $\phi$  and  $y$



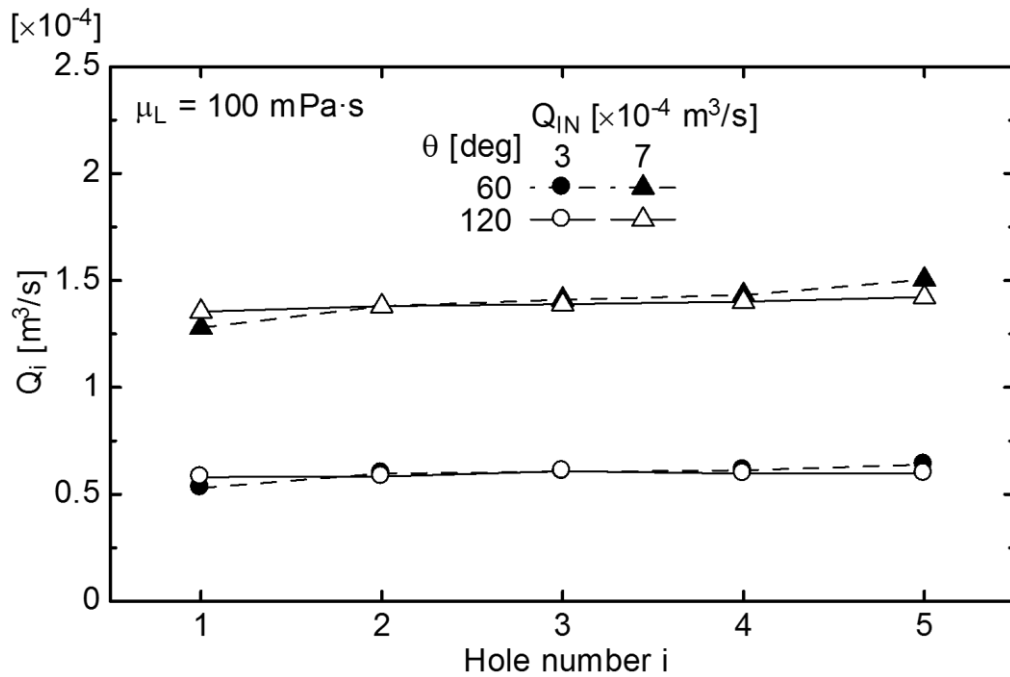


(a)  $\mu_L = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$



(b)  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

**Fig. 4.14** Calculated pressure



**Fig. 4.15** Effects of  $\theta$  on distribution of  $Q_i$  at  $\mu_L = 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

## 4.4 結言

散気管内外流動および散気の均一性に散気孔周方向角度および液相粘度が及ぼす影響を検討した。散気孔を一定間隔で5つ ( $i=1\sim 5$ ) 備えた散気管を用いて、散気孔周方向角度 $\theta$ を $0^\circ\sim 180^\circ$ の範囲で変化させ、管内外流動の観察と散気量 $Q_i$ の測定を行った。気相には空気を用い、気相流入量 $Q_{IN}$ を $1\times 10^{-4}\sim 7\times 10^{-4}$   $m^3/s$ の範囲で変化させた。液相には水およびグリセリン水溶液を用い、液相粘度 $\mu_L$ を $1\sim 100$   $mPa\cdot s$ の範囲で変化させた。以下に本実験範囲で得られた結論を示す。

- (1)  $\theta$ 増加により、 $\mu_L$ によらず散気管内の液位が散気孔下端位置に制限されるため、液スラッグの発生は抑制される。
- (2) いずれの $\mu_L$ でも、 $\theta\geq 60^\circ$ とすれば散気を均一化できる。なお、 $\theta\geq 150^\circ$ では、 $Q_i$ は均一であるが気泡が不規則に分裂するため、気泡径の均一性の観点から $\theta\geq 150^\circ$ は好ましくない。
- (4) 散気量分布が均一であれば、平均気泡径は均一となる。いずれの $\mu_L$ でも $\theta$ が生成気泡径に及ぼす影響は小さい。
- (5)  $\mu_L$ が高い場合、 $Q_i$ は十分均一であるが下流側ほど僅かに高くなる傾向にある。この原因は、管軸方向圧力分布の非一様性に起因する散気孔からの液浸入頻度の違いにある。圧力分布の非一様性は加速損失による圧力回復の影響が大きく、液位制限のために気相流路断面積が大きい高 $\theta$  (例えば $\theta=120^\circ$ ) では解消され、より均一な $Q_i$ 分布となる。

## 第4章の参考文献

- [1] M.W. Haque, K.D.P. Nigam and J.B. Joshi, Optimum gas sparger design for bubble columns with a low height-to-diameter ratio, The Chemical Engineering Journal 33 (1986), 63–69

- [2] A. Sofia, W.J. Ng and S.L. Ong, Engineering design approaches for minimum fouling in submerged MBR, *Desalination* 160 (2004), 67–74
- [3] N. Kantarci, F. Borak and K.O. Ulgen, Bubble column reactors, *Process Biochemistry* 40 (2005), 2263–2283
- [4] A.A. Kulkarni and J.B. Joshi, Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review, *Ind. Eng. Chem. Res.* 44 (2005), 5873–5931
- [5] D.D. McClure, C. Wang, J.M. Kavanagh, D.F. Fletcher and G.W. Barton, Experimental investigation into the impact of sparger design on bubble columns at high superficial velocities, *Chemical Engineering Research and Design* 106 (2016), 205–213
- [6] K. Mishima and M. Ishii, Theoretical prediction of onset of horizontal slug flow, *J. Fluid Eng.* 102 (1980), 441–445
- [7] 日本機械学会, JSME テキストシリーズ 流体力学 (2005), 106–107, 丸善

## 第 5 章

### 結論

気泡塔，曝気槽，バイオリアクタなどの工業装置内では，気泡流による攪拌，微生物への酸素供給などを目的として散気が行われている．これらの機器の効率的な稼働を実現するために，均一な散気が求められることが多い．MBR 用の散気管は，内部に浸入した汚泥の固着による管内閉塞を防ぐため底部に液相導入用の開口部を設ける場合があり，管内では気液二相流が形成される．また，一般的に使用されている底面開口部を有さない散気管においても，ランニングコスト低減等の理由で気相流量が低下すると散気孔から管外液相が逆流し，気液二相流が形成される可能性がある．散気管内部の気液二相流は，散気の状態に影響を及ぼすことがわかっている．したがって，均一散気を行うためには，散気管内外の流動を把握することが肝要である．散気管内外の流れに影響する因子として，運転条件，流体物性，散気管形状が挙げられる．流体物性は運転環境による変化が大きく，特に液相粘度は水の 20～30 倍程度から 100 倍程度と様々であるため，その影響を把握する必要がある．また，管長などの管形状は装置のスケールによって様々に変化することが考えられるが，それらの影響を調べた研究例はない．

そこで本研究では，散気管内外の流れに液相粘度が及ぼす影響を明らかにし，均一散気手法を検討することを目的とした．

第 2 章では，MBR で用いられる散気管を対象とし，液相粘度が散気管内外の流れに及ぼす影響を調べた．下水および工業排水を参考に液相粘度を 1, 25, 50, 100 mPa·s の 4 通りとし，総気相流入量を  $3.0 \times 10^{-4}$ ,  $5.0 \times 10^{-4}$ ,  $7.0 \times 10^{-4}$  m<sup>3</sup>/s と変化させ，それらが散気管内外流動に及ぼす影響を検討した．その結果，液相粘度が増加すると管内液スラグ発生頻度が低下するため，散気量分布は均一に近くなることがわかった．液スラグは，気液界面上の進行波，または，散気孔からの

液滴落下による液面揺動が成長して管上面に達することで発生し、液相粘度増加に伴い後者の発生様式の割合が増加した。これらの液スラグ発生は Mishima & Ishii のスラッキングモデルを用いて予測できることも確認した。なお、Mishima & Ishii のスラッキングモデルは水平管内非粘性流に対するモデルだが、高粘度液相であっても波の成長速度が粘性による減衰速度よりも速いため適用可能であった。液スラグの発生頻度が低い条件では、液相粘度によらず、Davidson & Schüler の気泡径関連式を用いて良好に評価できることを明らかにした。

第3章では、散気孔以外に開口部を有さない一般的形状の散気管を対象として、散気の均一化手法を検討した。底面開口部を有さない場合、気液の流入、流出は散気孔のみで行われるため、その周方向位置および孔径が管内外の流動に影響を及ぼす可能性に着眼した。散気孔位置の周方向角度を  $0^\circ$  (真上) から  $180^\circ$  (真下) の範囲で  $30^\circ$  ずつ変化させ、散気孔径は 1, 3, 5 mm の3通りとした。気相流入量を  $8.0 \times 10^{-5}$  から  $7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  の範囲で変化させ、水-空気系において散気実験を行った。その結果、散気孔周方向角度を  $60^\circ$  以上にすると管内の液位が散気孔下端の高さに制限されることがわかった。液位制限によって管内液位が液スラグ発生限界液位を下回るため、液スラグの発生は抑制され、容易に散気量を均一化できることを発見した。散気量分布が均一であれば平均気泡径は均一となった。また、散気孔周方向角度が気泡生成に及ぼす影響は小さい。したがって、散気孔周方向角度増加により散気量と平均気泡径をともに均一化できることを明らかにした。ただし、散気孔周方向角度が  $150^\circ$  以上の場合、気泡は散気管壁との干渉によって不規則に分裂するため、気泡径均一化の観点からは避けるべきである。気相流入量が最も低い  $8.0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  でも散気孔周方向角度増加による散気の均一化は有効であり、均一な大きさの気泡が同期生成し合体を生じない、穏やかな気泡生成を実現できた。したがって、散気管をマニフォールド状に複数備えるなどして散気管1本当たりの気相流入量を低下させることで、均質気泡流のような整った流れが得られる見通しを得た。散気孔径を縮小させると、圧力損失の増大によって管内が高圧になる。このため、液位低下により液スラグ発生が抑制され散気量を均一化できるが、消費エネルギーの観点から周方向角度を増加させる手法の方が優れていることを明らかにした。

第4章では、散気孔周方向角度の増加によって散気を均一化する手法の、高粘度液相系への適用性を検証した。下水および工業排水を参考に液相粘度を 1, 25, 100 mPa·s の3通りに変化させ、第3章と同様の実験を行った。その結果、液相粘度によらず、散気孔周方向角度を  $60^\circ$  以上とすれば管内液位は散気孔下端に制限され、液スラグの発生を抑制できることを明らかにした。いずれの液相粘度においても散気孔周方向角度が平均気泡径に及ぼす影響は小さく、散気孔周方向角度の増加により散気量分布と気泡径をともに均一化できることがわかった。なお、液相粘度が高い場合、散気量は十分均一であるが下流側ほど僅かに高くなる傾向がみられた。これは、管軸方向圧力分布の非一様性に起因する散気孔からの液浸入頻度の違いが原因であった。圧力分布の非一様性は散気孔周方向角度を増加させることで解消でき、より均一な散気量分布が得られることを示した。ただし、散気孔周方向角度が  $150^\circ$  以上の場合、気泡は散気管壁との干渉によって不規則に分裂するため、避けるべきである。

以上、本研究では、散気の均一化を阻害する主要因である散気管内液スラグ形成メカニズムが液相粘度によって異なることを明らかにした。また、散気孔周方向角度、散気孔径、管長が散気管内外の流れに及ぼす影響を明らかにし、液相粘度や気相流入量によらず散気を均一化できる手法を構築した。

## 本研究に関連する学術論文・講演論文

- [1] R. Sato, K. Hayashi and A. Tomiyama, Effects of liquid viscosity on flows inside and outside a bubble diffuser pipe, *Experimental Thermal and Fluid Science* 66 (2015), 197–205
- [2] R. Sato, T. Miyayoshi, K. Hayashi and A. Tomiyama, Effects of azimuthal angle of aeration hole on flows inside and outside an air diffuser pipe, 9th International Conference on Multiphase Flow (2016), Paper No. 168
- [3] R. Sato, T. Miyayoshi, K. Hayashi and A. Tomiyama, Effects of azimuthal angle of aeration hole on flows inside and outside an air diffuser pipe, *Experimental Thermal and Fluid Science* 89 (2017), 90–97
- [4] 佐藤 稜, 林 公祐, 富山 明男, 散気管内外の流れに散気孔周方向角度および液相粘度が及ぼす影響, *化学工学論文集* 44 (2018) (採録決定)

# 謝辞

本学位論文を査読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 山根 隆志 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。

神戸大学大学院工学研究科教授 富山 明男 先生には, 本研究の遂行にあたり直接ご指導を賜りました。未熟な私に幅広い知識と教養を得る機会を与えて頂きましたことに, 深く感謝申し上げます。また, 日々の研究遂行にあたり, 適切なご指導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 先生に深く感謝の意を表します。先生方からは公私にわたり, 様々な場面において多くの助言を頂き, 日々数えきれないほど多くのことを学ばせて頂きました。心より感謝申し上げます。

エネルギー環境工学研究室で共に学生生活を過ごした先輩方, 同期, 後輩の皆様へ感謝致します。皆様のおかげで, 充実した学生生活を過ごすことができました。先輩の佐々木 翔平さん (現: 石油天然ガス・金属鉱物資源機構), 青木 二郎さん (現: 石油資源開発) からは, 研究のみならず私生活においても, 多くの助言を頂きました。また, 同じ研究チームの後輩である宮吉 達也君には, 共に研究活動に従事するにあたりご尽力頂きました。皆様のご指導・ご協力なくしては本研究は遂行できませんでした。同研究室同期の小川 勇磨君, 霞末 俊輔君, 唐沢 弘毅君, 野末 貴大君, 馬場 悠司君, 宮地 祥人君に感謝いたします。特に博士前・後期課程の同期である青山 昌平君には, 公私にわたって大変お世話になりました。本研究室で研究活動が行えたことは, この上ない幸運でした。

最後に, 長きにわたる学生生活を支えて下さいました両親, 親戚一同に心より感謝申し上げます。

2018年1月

佐藤稜



神戸大学博士論文

「散気管内外の流れに関する研究」全 94 頁

---

提出日：2018 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。

© 佐藤稜

---

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。