

マイクロバブル噴流の流体力学的特性

Hydrodynamic characteristics of the microbubble plume

北海道大学大学院工学研究院 ○学生員 小柳津遥陽 (Haruhi Oyaizu)
 北海道大学准教授大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)
 北海道大学准教授大学院工学研究院 非会員 佐藤久 (Hisashi Satoh)

1. はじめに

北海道では、家畜糞尿に由来する水質、土壌、大気への汚染が問題視されている。家畜糞尿処理法のひとつに、曝気処理が挙げられるが、本研究では効率的な家畜糞尿の曝気処理の方法としての気泡噴流に着目し、中でも浄化処理能力に着目されつつあるマイクロバブルを用いた気泡噴流の流体特性調査を行った。

気泡群の液中の上昇に伴い形成させる気泡噴流は、工学、医学、生物学など広域にわたりその重要性に注目されている。気泡群は側方への動揺を伴いながら液中を上昇し、気液相互作用により発生した乱れによってさらなる気泡運動の変動を発生させると同時に、周囲の流体を上方へ駆動し大域的な循環流を形成する。これらの現象は先述の通り曝気処理などにも用いられているが、中でもマイクロバブル噴流が引き起こす循環流に関する研究は未だ充分とは言えない。

本研究では、処理施設の簡易モデルとして、海水の電気分解により発生させたマイクロバブル噴流を高速ビデオカメラによる LED バックライト法で撮影し、Level-set 法による画像解析(Chan and Vase 2001)を行いその気泡径分布の電流密度依存を調査した。得られた気泡径分布を渡部ら(2014)の流体力学的に矛盾のない気泡の生成、移流拡散評価する気泡乱流モデルによりシミュレートし、数値流体力学的なアプローチからマイクロバブル気泡噴流の特性を議論した。

2. マイクロバブル噴流解析法

マイクロバブル噴流は水深 36cm の静水中に、陽極、陰極にそれぞれ厚さ 1cm 幅約 15cm の銅、アルミニウムを固定し、電解液を異なる電流密度 (0.5291~0.1269A/cm²) で電気分解を行い発生させた水素により形成される。水層壁面に設置した LED バックライトパネルからの界面の影を高速ビデオカメラ(撮影周

波数 1000Hz, 解像度 1248_1024 画素)で撮影し、画像解析によりマイクロバブル噴流の気泡径の確率密度分布を検出し、同様の気泡径条件を与えた数値実験により、マイクロバブル噴流の流体特性を調査する。

(1) 画像解析方法

画像解析には岩崎ら(2008)と同様に Level-set 法を用いた気泡のエッジ検出(Chan and Vase 2001)を行った。これは、逐次計算により形状を変化させるアクティブコンター(AC)を画像端で初期条件とし、AC 内外の画像濃度偏差の二乗和を(1)式のように Fitting Energy(FE)で定義し、

$$FE = \int |g - C_{in}|^2 H(\phi) dx + \int |g - C_{out}|^2 (1 - H(\phi)) dx \quad (1)$$

FE が最小値になるとき AC が対象射影のエッジ検出をするという概念の下、AC からの距離関数に Level-set 関数を用いてその微分値が収束するまで逐次計算を行うも

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \delta(\phi) \left[\mu \kappa(\phi) - \lambda_1 \int |g - C_{in}|^2 H(\phi) dx + \lambda_2 \int |g - C_{out}|^2 (1 - H(\phi)) dx \right] \quad (2)$$

のである((2)式)。ここで、 g は各ピクセルの画像濃度値、 C_{in} 、 C_{out} はそれぞれコンター内外の画像濃度平均値、 $H(\phi)$ はコンター境界線の内外を引数として 1,0 を与える Heaviside 関数であり、境界幅 ε を持つ。 μ 、 λ_1 、 λ_2 はそれぞれ定数、 κ は曲率、 δ は Level-Set 関数の値が 0 のとき極大となる幅 ε の正規密度関数である。解析対象の画像の 80mm×80mm の領域を 25 等分し、それぞれの領域ごとについて上記の方法で AC により気泡のエッジ検出を行う(図 2)。エッジ内部の面積は理想円形状を成

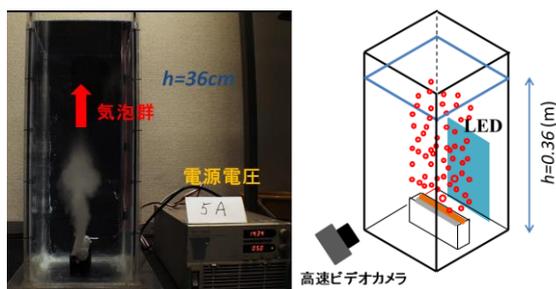


図 1—気泡群実験(左; 実験装置, 右; 概要図)

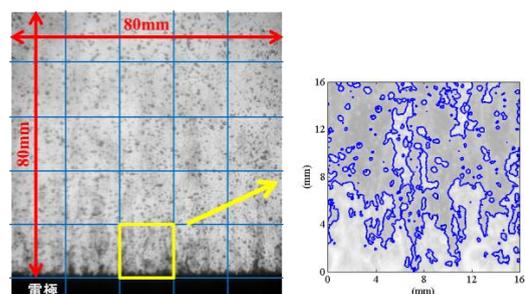


図 2—解析元画像(左)と AC(右:青線)によるエッジ検出

すという仮定のもと、気泡径を推定した。また、マイクロバブル噴流は噴出時において一様と仮定し、対象画像における単位面積あたりの気泡ポイド率を、マイクロバブル噴出における単位面積あたりの気泡ポイド率として推定した。

(1) 数値実験法

数値解析には渡部ら(2014)の Favre 平均を適用した高体積率のエアレーション領域においても保存則を満足し流体力学的に矛盾のない計算ができるモデルを適用した。これは、Large Eddy Simulation のフレームワークの中、 $f(x, t)$ を任意の物理量とすると、(3)式で定義される Favre

$$\bar{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (3)$$

平均を適用した、Navie-Stokes 方程式(4)式、質量保存則(5)式、 $q = 1/2(\tilde{u}_i^2 - \tilde{u}_i'^2)$ で定義する SGS 乱れエネルギーの輸送方程式(6)式を CIP 法並びに二段階分離解法を組み合わせることで解くものである。

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \bar{\rho} \tilde{A}_i + g_i \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} \tilde{u}_j = \bar{S} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} q}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} q \tilde{u}_j}{\partial x_j} = & C_{kk} \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} \tilde{\Delta} q^2 \frac{\partial q}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \\ & + \nu \bar{\rho} \frac{\partial^2 q}{\partial x_j \partial x_j} - C_\epsilon \bar{\rho} \frac{q^3}{\tilde{\Delta}} + C_A \bar{\rho} q^2 \frac{\partial \tilde{A}_i}{\partial x_i} \quad (6) \end{aligned}$$

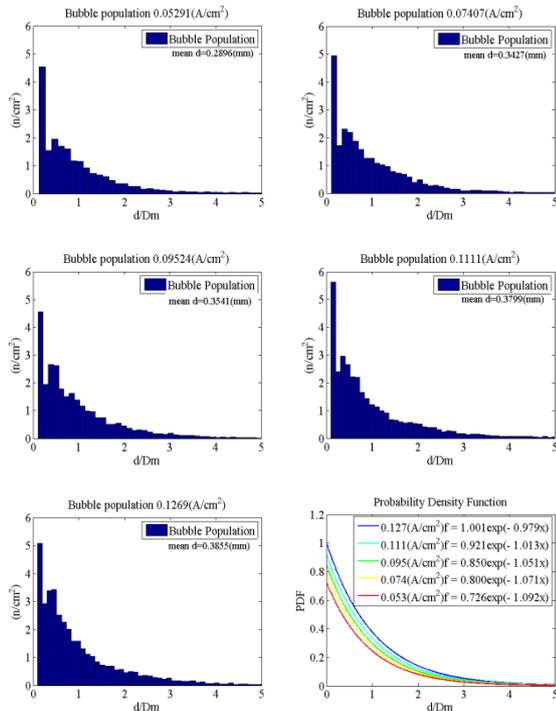


図3—単位面積あたりの気泡径分布ヒストグラムと気泡径分布の確率密度関数 (右下)

ここで $u_i, \rho, p, \mu, \sigma_{ij}, A_i, g_i, S$ は、流速、密度、圧力、粘性係数、粘性応力テンソル、粒子による抗力、重力ベクトル、ソース項である。このモデルにより、個々の気泡径に対する流体の応答を3次元的に計算しマイクロバブル噴流の流速分布を調査する。数値実験には気泡流実験と同一の水深 36cm で無次元化した無次元単位幅、水深をもつ静水中の静水位から $z=0.16$ の位置から厚さ 1cm, 幅 9cm の範囲で、画像解析より得られた気泡径分布、ポイド率を与えた気泡群を連続放出し、気泡流実験の結果と比較する。

3. 結果

(1) Level-Set 法を用いた画像解析

高速ビデオカメラを用いた LED バックライト法により撮影したマイクロバブル噴流の発生時の画像を解析し、マイクロバブル噴流の気泡径分布を計測した。図3は各電流密度における単位面積あたりの気泡径分布ヒストグラムと気泡径分布の確率密度関数を示している。気泡群を構成する気泡径は指数分布を取っており、電流密度の増加に伴い平均気泡径が増大することが確認できる。この現象にはファラデーの電気分解の法則で説明される、電力増加にともない気泡発生量が増加により発生した気泡同士の結合頻度の上昇が理由として考えられる。この確率密度関数を定数 A と B を用いて(7)式のように定義

$$f = Ae^{Bx} \quad (7)$$

し、各電流密度の気泡径の確率密度分布を算出した。図(4)が示す通り定数 A 及び B は今回の実験での電流密度範囲において線形的な値を示しており、気泡径の確率密度分布の推定を可能なものとしている。

(2) マイクロバブル噴流数値解析

図5は画像解析により得られた実験時の電流密度 0.1269 (A/cm²)のケースにおける気泡径確率密度分布を与えた気泡噴流と実験結果の比較を示している。計算された気泡噴流の形状は実験結果と比べて主流において矛盾はない。個々の気泡は側方への動揺を伴いながら上昇し、典型的な気泡プルームを形成する。気泡運動の変動及び気泡による流体運動の誘発は、乱れエネルギーをプルーム近傍で顕著に生成し(図6)、この変動がさらな

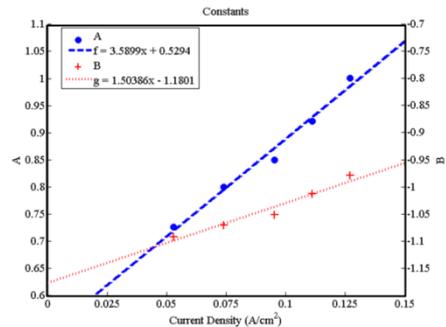


図4—確率密度係数の電流密度変化

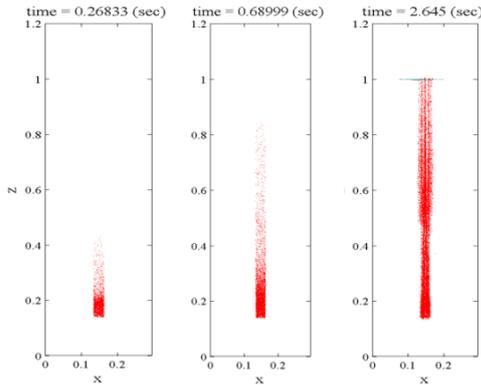
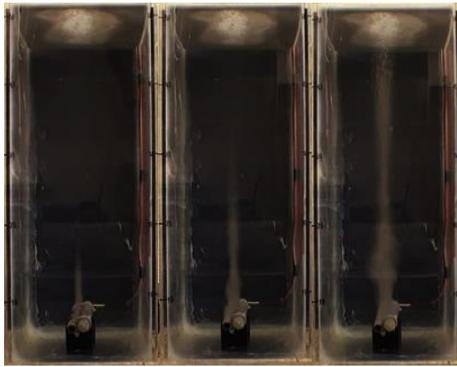


図5—気泡噴流の時間変化
(上; 実験画像, 下; 計算結果, 赤点気泡)

る気泡運動の乱れを発達させる。気泡の上昇運動は、周辺の流体を上方へ駆動し、ブルーム上の上昇流を軸とし気泡のソース位置で水平収縮流となる3次元的な循環流を誘発する(図7)。図8はすべての気泡に電流密度 $0.1269(A/cm^2)$ のケースの平均気泡径 $0.3852(mm)$ を与えた気泡噴流の様子と速度分布を示しており、気泡径が指数分布の気泡噴流に比べて広域に流速変化が発生している様子が確認できる。これはマイクロバブルに比べて大きなサイズの気泡の動揺によって生じる乱れエネルギーが顕著に大きな値をとるためであると考えられる。

4. まとめ

マイクロバブル噴流の気泡径分布並を、海水の電気分解により発生させた気泡噴流を、高速ビデオカメラを用いて撮影し Level-set 法を用いた画像解析により調査した。得られた気泡径分布を与えた数値計算実験により流速分布を調査し、電流密度と気泡径分布には比例関係が成り立つことを明らかにした。

気泡流の流速分布は気泡流を構成する気泡のサイズになく、限定的であり、マイクロバブルに比べて大きな径の気泡の存在量が気泡噴流の乱流特性において支配的なパラメータになる。

マイクロバブル噴流には周りの液相を攪拌するような大きな流体運動の誘発は確認できなかったが、今後、マイクロバブル自体の性質について調査することで、曝気処理等への適用を評価していくことが可能となるのではないだろうか。

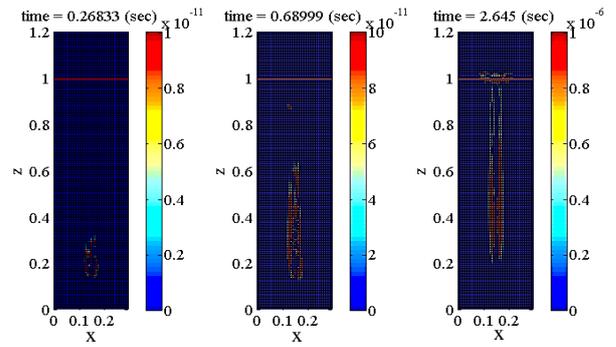


図6—無次元乱れエネルギー分布の時間変化

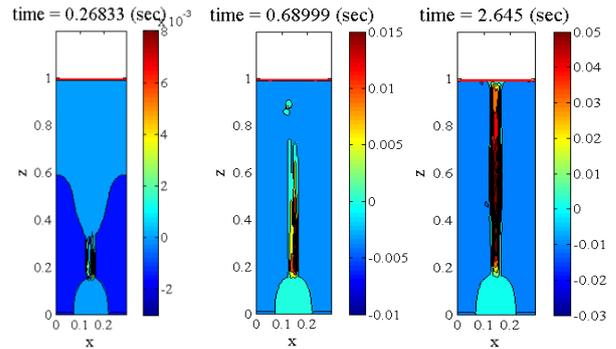


図7—無次元鉛直方向流速等値面分布の時間変化

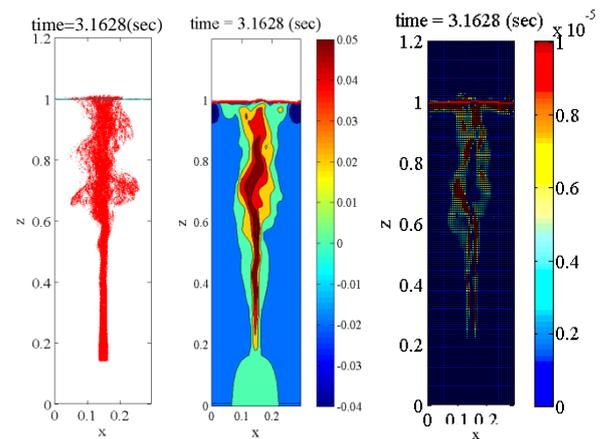


図8— $d=0.3852(mm)$ 気泡群の、左; 気泡噴流, 中; 無次元鉛直流速等値面分布, 右; 無次元乱れエネルギー分布

参考文献

岩崎真一郎・渡部靖憲(2008):Flip-through 過程における越波ジェット及び飛沫の生成メカニズム, 土木学会北海道支部論文報告集 第65号, B-10
 渡部靖憲・小柳津遥陽・新井田靖郎(2014): Stochastic-LES 系気泡乱流相互作用モデルの開発と平面ジェット下の気泡流解析, 土木会論文集 B2(海岸工学),vol70, No.2, I_61-I_65
 Chan T. and L.Vese (2001): An active contour model without edges, IEEE Trans. on Image Processing,10,266-277