ベンチュリ管内混相流動場における気泡崩壊現象*

Bubble Collapse Phenomenon of Multiphase Flow Field in a Venturi Tube

木戸直樹**
KIDO Naoki

金子暁子***
KANEKO Akiko

阿部 豊***
ABE Yutaka

池 昌俊†
IKE Masatoshi

Abstract Microbubbles have various properties and are expected to be used in a wide range of fields. In this research, we focus on one of microbubble generators with a converging- diverging nozzle, i.e. a Venturi tube. In order to control bubble distribution of generated bubble diameter, knowledge of bubble generation mechanism in the tube is required. The purpose of this research is to clarify the effect of complex flow in a Venturi tube on bubble collapse. In this research, we focus on the change of pressure loss coefficient calculated from the pressure distribution in the tube and the sound pressure generated at the time of bubble collapse. For results of the experiment, the pressure loss coefficient increased due to the cavitation in the liquid single-phase flow. The same tendency was further obtained in the bubbly flow. It was also confirmed that the collapse behavior of bubbles differed depending on the inlet conditions, and sound pressure increased under conditions where rapid bubble collapse occurred.

Keywords: Microbubble, Venturi tube, Bubbly flow, Cavitation, Sound pressure

1. 緒言

近年、工業技術や省エネ技術、医療技術といった幅広い分野において、マイクロバブルと呼ばれる数 100 μm オーダーの微細気泡が注目を集めている。微細気泡は単位体積あたりの表面積が大きく、液中溶解性が高いなどの特徴を有しており、高効率な生成手法が必要とされている。微細気泡の生成手法として様々な方法が開発されており、加圧溶解式や旋回流式といった手法が提案されているが、生成に必要なエネルギーが大きい、生成気泡径のオーダーが大きいなどの課題も挙げられる[1]。そこで本研究では生成手法の一つであるベンチュリ管を用いた手法に着目する[1]。

ベンチュリ管は収縮拡大部を持つ管であり、管内に気相および液相を流入させる簡便なシステムであること、そしてメンテナンスが容易であるといった特徴がある。本研究で対象としているベンチュリ管式マイクロバブル発生装置はマイク

ロバブルの生成に加えて凝集剤の微粒化への効果を示した水質浄化への応用[2]やオゾンマイクロバブルを用いた洗浄技術[3]など環境負荷低減技術として注目されている。しかしながら、ベンチュリ管内の流動は極めて複雑であり、その複雑流動も詳細に把握できていないため、さらなる応用が阻害されている。さらに、産業用デバイスとして利用するためには、生成気泡径を制御する必要があり、そのためには管内の気泡生成メカニズムの解明が求められている。

ベンチュリ管内の流動特性についてこれまでに研究が進められており、Ivany らは管内で生じるキャビテーション気泡の崩壊の可視化ならびに圧力計測を行い、気泡が扁平状になることを示している[4]。Thang and Davis は管内の気液二相流での静圧計測を行い、拡大部で気液二相流における衝撃波由来の圧力回復を確認した[5]。Kaneko らは、管内の圧力回復が気泡微細化現象

* 2020.11.3 受付

** 筑波大学大学院 システム情報工学研究科 構造エネルギー工学専攻 〒305-8577 茨城県つくば市天王台 1-1-1
TEL: (029)853-5487 FAX: (029)853-5487 E-mail: s1920905@s.tsukuba.ac.jp

*** 筑波大学 システム情報系 構造エネルギー工学科

† 合同会社 アプテックス

に寄与していることを示唆した[6]。Uesawa らは、定電流法を用いてボイド率を計測し、超音速流から亜音速へと遷移することによって二相流衝撃波が生じることを示唆している[7]。Fujii らは、気泡崩壊によって圧力波が生じ、下流へと伝播することを実験的に確認した[8]。また、ベンチュリ管内では管内の圧力低下により、圧力が飽和水蒸気圧に至ることが確認されている[8]。これにより管内ではキャビテーションが生じる可能性が示唆される。Hoshino らはキャビテーション現象によって発生した気泡が消滅した際に衝撃力が発生することを明らかにした[9]。これまでに管内で生じる流動現象に関して知見が深められてきたが、この流動現象が生成気泡径に及ぼす影響は未だ十分に議論されていない。そこで本研究では、ベンチュリ管内流動における気泡崩壊挙動が生成気泡径へ及ぼす影響を解明することを目的とし、キャビテーション現象の影響に加えて、管内流動の違いによる圧力損失の変化と気泡崩壊によって生じた音波に注目し、気泡崩壊挙動の変化を定量的に評価する。また、計測した音圧と生成気泡径との相関を評価する。

Fig. 1 Experimental apparatus.

Fig. 2 Visualization method.

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す。装置はタンク、ポンプ、コンプレッサ、テスト部であるベンチュリ管により構成されている。液相には水道水を、気相には空気を用い、気相と液相の混合にベンチュリ形状の注入部を用いることで安定供給した。本実験で使用するアクリル製ベンチュリ管は、入口と出口の直径が 16 mm、喉部径 6 mm、開き角 6° 、流動方向の全長は 150 mm であり、円形の断面を有する。また、本実験体系において z 軸座標は喉部を $z = 0$ mm としている。

実験条件は、式(1)で定義する入口の液相見かけ速度 j_L を 1.50 ~ 3.48 m/s の 6 条件、式(2)で算出した気相体積流量比 β を 0 ~ 0.12 の 8 条件とした。ここで、 Q_L は液相流量、 Q_G は気相流量、 A_{in} はベンチュリ管の入口断面積を表す。

2.2 可視化および気泡径計測

Fig. 2 に可視化測定の概略図を示す。バックライト法によりベンチュリ管内およびベンチュリ管出口に設けたテスト部において可視化撮影を行った。可視化計測は、高速度カメラ (Photron、

$$j_L = \frac{Q_L}{A_{in}} \quad (1)$$

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_L + Q_G} \quad (2)$$

$$d_{32} = \frac{\sum d_{out}^3}{\sum d_{out}^2} \quad (3)$$

Mini UX100) を用いて撮影し、撮影速度は 40,000 fps、露光時間は $1 \mu s$ とした。テスト部にて取得した画像から画像処理を用いて生成気泡径 d_{out} を算出する。また、気泡相互の重なりの影響を軽減するためにテスト部には薄型管路を用いており、流速の影響が生じないようにベンチュリ管出口と断面積が等しくなるように設計されている。

テスト部における生成気泡径 d_{out} に加えて、流れ方向 z における局所的な気泡径 d_{Local} を算出する。気泡径の算出は気泡形状に合わせて、 d_{out} は真円近似、 d_{Local} は楕円近似による画像処理を用いた。算出手法の詳細は文献[2, 3, 8]を参照されたい。生成気泡径 d_{out} は取得した気泡径について Sauter 平均径 (SMD) を式(3)により算出した。なお、本

体系における分解能は 10 μm である。

2.3 流動場の計測

本研究においては、管内流動場の計測として圧力およびボイド率の計測を行った。それぞれの計測に対して、計測点は $z = -33 \text{ mm}$ から 117 mm までの 10 mm 間隔で設置した。圧力計測の計測体系は文献[8]と同様である。ボイド率は上澤らによって提案された定電流法[10, 11]を用いて計測し、計測体系および算出方法は文献[7, 8]と同様である。

ベンチュリ管内の気泡崩壊現象については、これまでに流動条件によって崩壊挙動が変化することが報告されている[2]。また、ベンチュリ管内においては、流速の増大に伴う圧力の低下により気泡の発生および消滅が起きるキャビテーション現象の発生が報告されている[12]。さらにキャビテーション発生による生成気泡径への影響が無視できないため、気泡崩壊挙動を定量的に計測することで管内流動と生成気泡径の相関を評価する。ベンチュリ管内のような高速流れにおけるキャビテーションの発生を記述する無次元数として、キャビテーション数がよく用いられる。キャビテーション数とは蒸発のしやすさを表す指標である。本実験体系においては

$$\sigma_{Local} = \frac{P_z - P_v}{\frac{1}{2} \rho_L v_z^2} \quad (4)$$

で表される局所キャビテーション数 σ_{Local} と

$$\sigma_{Bulk} = \frac{P_{out} - P_v}{\frac{1}{2} \rho_L v_{th}^2} \quad (5)$$

で表される広域キャビテーション数 σ_{Bulk} を導入した。ここで、 P_z は位置 $z [\text{mm}]$ におけるベンチュリ管内の圧力、 P_{out} は管出口の $z = 117 \text{ mm}$ における圧力である。また、 P_v は本実験での液温 20 $^{\circ}\text{C}$ での飽和蒸気圧であり、2.34 kPa とした。 ρ_L は液密度、 v_z は位置 $z [\text{mm}]$ における流速、 v_{th} は喉部流速を示している。なお流速は PIV によって得られた液相速度と相関が示されている[7]気液混合速度を利用して

$$v_z = \frac{Q_L}{(1 - \alpha_z) A_z} \quad (6)$$

により算出した。ここで A はベンチュリ管断面積、 α は定電流法で計測したボイド率である。さらに本研究では、式(7)で定義する圧力損失係数 L_c

Fig. 3 Sound pressure measurement apparatus.

$$L_c = \frac{P_{in} - P_{out}}{\frac{1}{2} \rho_L v_{th}^2} \quad (7)$$

を導入し、計測した管出入り口の圧力から各条件における管内の圧力損失を算出する。ここで、 P_{in} は管入口の $z = -33 \text{ mm}$ における圧力である。液単相流においては圧力損失係数の増大と喉部でのキャビテーションの発生に相関があることが示唆されており[13]、本研究では可視化観察によるキャビテーション発生評価と合わせて整理する。

また、圧力損失に加えて、気泡崩壊時に生じる音波に注目する。特に高流速条件において実験的に気泡崩壊時の流動騒音を確認できたことから、音波の計測により気泡崩壊挙動の差異を評価する。Fig. 3 に音圧の計測装置を示す。ベンチュリ管出口部に音圧センサ（本多電子株式会社製、HUS-5）を取り付け、管内での気泡崩壊によって生じた音波を計測する。センサは流体に直接接触するように設置ユニットを用いて取り付けた。計測では気泡崩壊によって生じた振動を石英ガラスのセンサ部で電圧値として取得する。音圧 $S [\text{dB}]$ は静止流体中の電圧値 V_0 を基準とし、流動時の電圧値 V_1 を用いて

$$S = 20 \log \frac{V_1}{V_0} \quad (8)$$

により算出する。

3. 実験結果および考察

3.1 管内流動の可視化観測

ベンチュリ管内の気泡崩壊挙動では、流速条件によって変化が生じることが報告されている[2]。Fig. 4 に $j_L = 1.66, 2.49 \text{ m/s}$ 、 $\beta = 0.016$ のそれぞれ

の流動条件における気泡崩壊挙動を示す。 $j_L = 1.66 \text{ m/s}$ 、 $\beta = 0.016$ では図中の丸で示す気泡が流れ方向に引き伸ばされ、特に 0.667 ms では顕著な気泡変形を伴い、ちぎれるように微細化する挙動が確認できる。この低流速条件においては喉部中央において流速が上昇しているため、壁面と管中央の速度勾配が大きくなることが明らかにされており[2]、この速度勾配によって生じるせん断力によって気泡がちぎれるように分裂していると考えられる。一方で $j_L = 2.49 \text{ m/s}$ 、 $\beta = 0.016$ では気泡が喉部通過後に膨張し、その後急激に収縮および崩壊が生じ、微細化する。その他の条件においても流速の増大により気泡崩壊挙動に変化が生じ、一定位置での急激な収縮崩壊が生じるように変化する。これは気泡崩壊位置と圧力の回復位置に相関が確認されたことから、流速の増大により生じる急激な圧力変動に起因するものであると考えられる。また、Fig. 5およびFig. 6にFig. 4に示したそれぞれの条件における生成気泡径の分布と流れ方向に対する局所気泡径 d_{Local} を示す。ここでは管内での局所的な気泡挙動を表すために位置 z における算術平均径を算出した。Fig. 5に示す気泡径分布からは $j_L = 1.66 \text{ m/s}$ では直径 1 mm 以上の大気泡が多く残っているのに対して、 $j_L = 2.49 \text{ m/s}$ ではより気泡が微細化していることが確認できる。Fig. 6に示す流れ方向 z における局所的な気泡径 d_{Local} から、ちぎれるような微細化が生じた $j_L = 1.66 \text{ m/s}$ では気泡径の変化が緩やかとなっており、広い範囲での微細化が生じていることがわかる。一方で、急激な収縮崩壊が生じた $j_L = 2.49 \text{ m/s}$ では $z = 10 \text{ mm}$ 付近で気泡が膨張し、その後急激に微細化していることがわかった。ここで、 $z = 20 \text{ mm}$ 付近で計測された気泡径が同程度となったが、 $j_L = 2.49 \text{ m/s}$ の流動条件において $z = 22 \text{ mm}$ から 27 mm の範囲で急激な気泡崩壊が生じており、この点で計測された気泡は崩壊途中であることが考えられる。ベンチュリ管出口付近である $z = 117 \text{ mm}$ での局所気泡径は $j_L = 1.66 \text{ m/s}$ では 0.53 mm であったのに対して、 $j_L = 2.49 \text{ m/s}$ では 0.41 mm まで微細化することを確認した。これは、Fig. 5に示す生成気泡径分布の傾向と一致した。可視化観察および気泡径の算出結果から、流速条件によって気泡崩壊挙動に違いが生じることを確認した。また、急激な膨張収縮により微細化が促進されることを示し、気泡崩壊挙動の差

(a) $j_L = 1.66 \text{ m/s}$, $\beta = 0.016$

(b) $j_L = 2.49 \text{ m/s}$, $\beta = 0.016$

Fig. 4 Bubble collapse behavior.

Fig. 5 Bubble diameter distribution ($\beta = 0.016$).

Fig. 6 Bubble diameter in the tube ($\beta = 0.016$).

異が生成気泡径に影響を及ぼすことが考えられる。

3.2 ベンチュリ管内のキャビテーション現象

本研究では、管内の流動は高い熱容量を持ち比較的低振動数の波を伴う現象であることから、等温変化[14]を仮定して液相と気相の質量保存則と理想気体の状態方程式である式(9)(10)(11)を用いて式(12)に示すボイド率推算式を導いた。

$$\rho_G v_G A = \text{const} \quad (9)$$

$$\rho_L v_L (1 - \alpha) A = \text{const} \quad (10)$$

$$\frac{P}{\rho_G} = \text{const} \quad (11)$$

$$\alpha_{\text{est}} = \frac{\frac{P_{\text{in}}}{P_z} \frac{\beta}{1 - \beta}}{1 + \frac{P_{\text{in}}}{P_z} \frac{\beta}{1 - \beta}} \quad (12)$$

ここで A は管断面積、 β は管入口における気相体積流量比である。高流速条件においてはベンチュリ管喉部で計測された実験値と見積もり値の差が生じた。この差分から相変化による蒸気の発生量を見積もる。実験値および見積もり値から蒸気発生量を

$$\delta = \alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{est}} \quad (13)$$

により定義した。ここで、 α_{exp} は実験で計測したボイド率、 α_{est} は式(12)に示す理論的に見積もったボイド率である。さらにそれぞれの比率から蒸気比率 δ_r を

$$\delta_r = \frac{\alpha_{\text{exp}} - \alpha_{\text{est}}}{\alpha_{\text{est}}} \quad (14)$$

により定義した。Fig. 7 に $\beta=0.016$ の流れ方向に対する蒸気発生量を示す。 $j_L = 1.66$ m/s の条件では実験値と理論値はおおよそ一致している。一方で $j_L = 2.49, 3.48$ m/s では見積もり値より多くの気泡が発生していることが示唆された。これは流速の増大によりキャビテーションが発生し、喉部で蒸気が発生したためであると考えられる。

Fig. 8 に流れ方向に対する管内の局所キャビテーション数 σ_{Local} を示す。キャビテーション数は $\sigma_{\text{Local}} \leq 1$ となる条件においてキャビテーションが発生しやすいとされている。それぞれの条件において、圧力の低下する喉部においてキャビテーション数が低下し、その後上昇する傾向は一致しているが、 $j_L = 2.49, 3.48$ m/s の条件において喉部付近において $\sigma_{\text{Local}} \leq 1$ となっており、両条件におい

Fig. 7 Vapor content ($\beta = 0.016$).

Fig. 8 Local cavitation number ($\beta = 0.016$).

Fig. 9 Relationship between vapor ratio and sauter mean diameter.

Fig. 10 Pressure loss coefficient in single phase flow.

てキャビテーションの発生が考えられる。Fig. 7 および Fig. 8 から $j_L = 2.49, 3.48$ m/s の条件での

キャビテーションによる蒸気の発生を示唆した。また、Fig. 9 に示す蒸気比率とザウター平均径との相関により、流入空気に対して喉部で発生する蒸気の比率が高い条件において生成気泡径がより微細化することを明らかにした。

3.3 液单相流における流動評価

液单相流における圧力損失係数および広域キャビテーション数 σ_{Bulk} を算出し、Fig. 10 にこれらの相関を示す。先行研究と同様に急激に圧力損失係数が増大する変曲点が生じており、増大する条件において喉部でキャビテーションが発生していることを可視化観察により確認した。図中白抜きの丸印が液单相流においてキャビテーションが発生している条件、×印が発生していない条件である。これにより損失係数の増大によってキャビテーションの発生が推定できることを示した。

また、Fig. 11 に音圧の計測結果を示す。図中のプロットは Fig. 10 と同様にキャビテーションの発生の有無を表している。グラフより、キャビテーションが発生する $j_L = 2.49 \sim 3.48$ m/s において音圧が増大していることを確認できた。これはキャビテーション気泡の消滅時に音波が発生し、下流へと伝播したものだと考えられる。ここで、管内流れで喉部においては超音速流となることを確認しており[7,8]、気泡崩壊によって発生した音波は上流方向には伝播しないと考えられる。

3.4 気泡流における流動評価

Fig. 12(a)に気泡流における圧力損失係数および広域キャビテーション数 σ_{Bulk} の相関を示す。気泡流においても、 j_L の増大によりキャビテーション数は小さくなり、圧力損失係数が急激に増大する変曲点が生じることを確認した。さらに圧力損失係数の増大により気泡崩壊挙動もちぎれるような気泡崩壊から急激な収縮崩壊へと変化していることが確認された。Fig. 12(b)に気相流量比と圧力損失係数の関係を示す。気相流量比の増大に伴い圧力損失係数も増大することがわかった。これは気相流量の増大により喉部でチョークが生じるためであると考えられるが、 $j_L = 1.50, 1.66$ m/s ではその傾向が表れていないことから気泡崩壊挙動の変化により喉部で気泡が急激に膨張する影響であると考えられる。3.3 節の結果と合わせて、圧力損失係数の増大により、液单相流における流動構造の変化と気泡崩壊挙動の変化が生じることを明らかにした。

Fig. 11 Sound pressure in single phase flow.

(a) Relationship between bulk cavitation number and pressure loss coefficient.

(b) Relationship between gas volumetric flow ratio and pressure loss coefficient.

Fig. 12 Pressure loss coefficient in bubbly flow.

Fig. 13 Sound pressure in the tube.

Fig. 13 に各条件で計測された音圧を示す。 $j_L = 1.50, 1.66 \text{ m/s}$ などの低流速条件においては気相流量に依らず音圧の計測値に変化が生じなかった。一方で $j_L = 3.03, 3.48 \text{ m/s}$ の高流速条件では音圧が上昇していることを確認し、低流速条件と高流速条件では気泡崩壊のメカニズムが異なることが示唆された。さらに、気相流量の増大により音圧が低下し、液流速の影響が小さくなることを確認した。これは、喉部で発生した音波が気相により減衰し下流へと伝播しにくくなったためだと考えられる。さらに、増大した気相により喉部で十分な気泡の膨張ができないことが予想され、高流速条件においても気泡の急収縮が生じにくくなることが考えられる。また、Fig. 14 に示す音圧と圧力損失係数の関係から、圧力損失の増大により、音波の発生を伴う急激な収縮崩壊へと気泡崩壊挙動が変化することを明らかにした。

3.5 生成気泡径への影響

計測したボイド率および気泡径を用いて

$$\rho_b = \frac{\alpha}{\frac{4}{3}\pi \times \left(\frac{\sum d_i}{2}\right)} \quad (15)$$

により気泡数密度を算出した。Fig. 15 に各流動条件の気泡数密度を示す。本研究で試行した全ての条件において気相流量の増大により数密度が低下する傾向を確認した。これは気相流量の高い条件においては気泡の微細化が促進されず、大気泡が多く残留するためだと考えられる。また、音圧の増大が顕著に表れた $j_L = 3.03, 3.48 \text{ m/s}$ 、 $\beta = 0.002$ から 0.008 のような高流速、低気相流量条件においては気泡の微細化が促進されていることがわかった。

Fig. 16 に音圧とザウター平均径の相関を示す。

3.4 節では気相流量比の増大により、下流へと伝播する音波が弱くなることを述べた。音圧と生成気泡径の相関を気相流量比ごとに整理すると、音圧の増大により気泡径が小さくなる負の相関が生じることがわかった。これは音圧の発生を伴う気泡の急収縮が生じる条件において、より気泡が微細化していることを示す。また、気相流量比が増加すると、高流速条件でも気泡径が増加した。これは音圧が下流へと伝播しにくくなることに加えて、気相が増大することによって気泡の急収縮が生じづらくなるためであると考えられる。以上の結果より管内での音波の発生や下流への伝

Fig. 14 Correlation between pressure loss coefficient and sound pressure.

Fig. 15 Bubble number density.

Fig. 16 Correlation between sound pressure and sauter mean diameter.

播が生成気泡径と相関があることを示した。これまでの研究では、喉部で音速に達する条件や圧力波の発生条件を入口条件によって同定し、生成気泡径への影響が考察されてきた[8]。これに対し、本研究では、キャビテーションによる蒸気の発生比率が生成気泡径に影響を及ぼしていることを示唆した。さらに、気泡の崩壊挙動の変化が生成気泡径に及ぼす影響を音圧計測により明らかにした。特に高気相流量条件においては気相の存在により急激な収縮崩壊が生じないことが気泡微細化を妨げる一因となっていることを示唆した。

4. 結 言

ベンチュリ管内流動における気泡崩壊挙動が生成気泡径へ及ぼす影響の解明を目的として以下の知見を得た。

- (1) 定電流法により計測したボイド率の実験値と見積もり値により発生蒸気量を算出し、発生蒸気の比率が高い条件において気泡がより微細化することを明らかにした。
- (2) 液相が低流速の条件では気相流量が増大しても圧力損失係数に変化は生じない。一方、流速の増大により広域キャビテーション数が2.1以下になると急激な気泡の収縮崩壊が生じ、圧力損失係数が増大する。
- (3) 気泡の急収縮によって音波が生じることを音圧計測により明らかにした。
- (4) 圧力損失係数と伝播する音圧の間に相関があり、気泡崩壊挙動が急激な収縮崩壊に変化することで圧力損失係数は大きな値をとることを確認した。
- (5) 高気相流量条件では計測された音圧が低くなることから、気泡の急収縮が生じにくくなることが示唆された。そして、音圧と生成気泡径に負の相関が生じることを明らかにし、気相の存在により急激な収縮崩壊が生じないことが気泡微細化を妨げる一因となる可能性を示した。

謝 辞

本論文は、科学研究費補助金（19K04210）の助成を受けたものである。

Nomenclature

A	: cross-sectional area	[m ²]
d	: bubble diameter	[m]
j	: superficial velocity	[m/s]
L_c	: pressure loss coefficient	[-]
P	: pressure	[Pa]
Q	: volumetric flow rate	[L/min]
S	: sound pressure	[dB]
v	: cross section mean velocity	[m/s]
V	: voltage of sound pressure	[V]
z	: vertical coordinate in the venturi tube	[mm]

Greek letters

α	: void fraction	[-]
β	: gas volumetric flow ratio	[-]

δ	: vapor content	[-]
ρ	: mass density	[kg/m ³]
σ	: cavitation number	[-]

Subscripts

G	: gas phase
in	: inlet of a venturi tube
L	: liquid phase
out	: outlet of a venturi tube
th	: throat of a venture tube
v	: vapor

参考文献

- [1] Onari, H., All of the Micro-Bubbles (in Japanese), Nippon Jitsugyo Publishing (2006).
- [2] Ishizaki, T., Kaneko, A., Takemura, F., Ike, M. and Abe, Y., Effect of Gas-Liquid Two-Phase Flow in a Venturi Tube on Atomization and Transportation of Coagulant, Japanese Journal of Multiphase Flow, Vol. 34(1), 55-63 (2020).
- [3] Yu, R., Kaneko, A., Abe, Y. and Ike, M., Low Environmental Impact Cleaning Technology with Ozone Micro-Bubbles Generated by a Venturi Tube, Japanese Journal of Multiphase Flow, Vol. 34(1), 46-54 (2020).
- [4] Ivany, R. D., Hammitt, F. G. and Mitchell, T. M., Cavitation Bubble Collapse Observations in a Venturi, J. Basic Eng., Vol. 88(3), 649-657 (1966).
- [5] Thang, N. T. and Davis, M.R., Pressure Distribution in Bubbly Flow Through Venturis, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7(2), 191-210 (1981).
- [6] Kaneko, A., Nomura, Y., Takagi, S., Matsumoto, Y. and Abe, Y., Bubble Break-up Phenomena in a Venturi Tube, Trans. JSME Ser. B, Vol. 78(786), 207-217 (2012).
- [7] Uesawa, S., Kaneko, A. and Abe, Y., Measurement of Void Fraction in Dispersed Bubbly Flow Containing Micro-Bubbles with Constant Electric Current Method, Flow Meas. Instrum., Vol. 24, 50-62 (2012).
- [8] Fujii, K., Kaneko, A., Abe, Y. and Ike, M., Bubble Collapse and Flow Characteristics in Bubble Flow in a Venturi Tube, Japanese Journal of Multiphase Flow, Vol. 33(1), 46-54 (2019).
- [9] Hoshino, S. and Soyama, H., Evaluation of the Effect of Pressure Conditions on the Aggressive Intensity of Hydrodynamic Cavitation Produced by a Venturi Tube, Trans. JSME, Vol. 83(855), 17-00400 (2017).
- [10] Uesawa, S., Kaneko, A. and Abe, Y., Void Fraction Measurement of Dispersed Bubbly Flow with Micro-bubbles by Constant Electric Current Method, Trans. JSME Ser. B, Vol. 77(779), 1493-1508 (2011).
- [11] Maxwell, J. C., A Treatise on Electricity &

- Magnetism. Vol. 1, 435-441, Dover Publications, New York (1954).
- [12] Long, X., Zhang, J., Wang, J., Xu, M., X., Lyu, Q. and Ji, B., Experimental Investigation of the Global Cavitation Dynamic Behavior in a Venturi Tube with Special Emphasis on the Cavity Length Variation, International Journal of Multiphase Flow, Vol.89, 290-298 (2017).
- [13] Li, M., Bussonnière, A., Bronson, M., Xu, Z. and Liu, Q., Study of Venturi Tube Geometry on the hydrodynamic Cavitation for the Generation of Microbubbles, Minerals Engineering, Vol.132, 268-274 (2019).
- [14] The Japanese Society for Multiphase Flow ed., Hand book of Multiphase Flow (in Japanese), Asakura Publishing, Tokyo (2004).
-