微小ならびに通常重力場におけるせん断流れ場中での
気泡の成長・分離に関する数値シミュレーション*高比良 裕之^{*1}, 高橋 光夫^{*2}, Sanjoy BANERJEE^{*3}Numerical Simulations of Bubble Growth and Detachment in
Microgravity and Normal Gravity Shear FlowsHiroyuki TAKAHIRA^{*4}, Mituo TAKAHASHI and Sanjoy BANERJEE^{**} Department of Mechanical Engineering, Osaka Prefecture University,
1-1 Gakuen-cho, Sakai-shi, Osaka, 599-8531 Japan

The three-dimensional level set method is used to simulate the experiments for bubble growth and detachment in a shear flow under microgravity and normal gravity conditions by Misawa et al.⁽¹⁾. The gas flow inside the opening is solved in addition to the main liquid shear flow to consider the deformation of interface induced by the interaction between the gas flow and the liquid shear flow. The numerical simulations are quantitatively in good agreement with the experiments. It is shown that the stronger the gravity acceleration becomes, the more easily bubble detachment occurs. It is also shown that the initiation of constriction of the bubble surface is significantly affected by the interaction between the gas flow and the shear flow; the liquid shear separates the interface from the edge of the opening and the liquid flow into the opening induces a reduction of the gas flow area, which results in early constriction of the interface and subsequent bubble detachment.

Key Words: Bubble, Multiphase Flow, Shear Flow, Numerical Analysis, Level Set Method, Detachment, Gravity Acceleration

1. 緒 言

宇宙空間のような微小重力下では、物質の沈降速度が非常に遅くなるため、地上では製造が不可能な高機能・高付加価値な新材料の開発が期待される。しかし、材料生成過程において、地上では浮力により除去される気泡が、浮力の影響が小さい宇宙空間では内部に留まってしまう。これは材料破損等の欠損原因となるため、気泡の除去が必要となる。微小重力下で気泡を分離や除去するには外力を付加する必要がある、その方法として、超音波やせん断流れ等の利用が考えられている。このような背景のもと、Misawaら^{(1),(2)}は、微小重力下でせん断流れを利用してオリフィスから噴出する気泡を分離させる実験を行い、気泡分離に及ぼす浮力の影響を調べている。しかし、こうした微小重力下での実験は大変高価であるため、数値シミュレーションによる予測方法の確立が望まれている。

さて、気液二相流の流れの数値解析では、VOF法⁽³⁾やLevel Set法^{(4)~(8)}などのEuler的に界面を追跡する手法が良く用いられる。両者には、それぞれ利点と欠点があるが、Level Set法には流体に限らず界面全般を比較的鋭く追跡できる利点がある。Takahira and Banerjee⁽⁹⁾は、Level Set法を用いて、Misawaらの実験に対応する数値計算を行い、数値計算と実験とで気泡の成長の様子が定性的に良く一致することを示した。しかし、彼らはガス噴出口内の流動を解かず、ガスの流入を液せん断流に対する境界条件として与えて解析を行っており、気泡が分離するまでのシミュレーションには成功していない。そこで本研究では、液せん断流とともにガス噴出口内部の流れを解析することにより、ガス噴出口内の流動が気泡の3次元変形・分離に及ぼす効果を調べるとともに、重力加速度の大きさが気泡の成長・分離に及ぼす影響を明らかにすることを目的とする。

2. 主 な 記 号

c : 再初期化のための $O(1)$ の係数
 d, φ : Level Set 関数 (距離関数)
 f : $H'(\varphi)|\nabla\varphi|$

* 原稿受付 2004年6月7日。

^{*1} 正員, 大阪府立大学工学部(☎ 599-8531 堺市学園町1-1)。^{*2} 日立機電工業(株)搬送システム事業部(☎ 327-0816 佐野市栄町11)。^{*3} Department of Chemical Engineering, University of California, Santa Barbara, CA 93106, USA.

E-mail: takahira@me.osakafu-u.ac.jp

- g : 重力加速度
 H : Heaviside 関数
 $L(\varphi, d)$: $S(\varphi)(1 - |\nabla d|)$
 $\vec{n}$: 法線ベクトル
 p, ψ : 圧力
 S : 符号関数
 t, τ : 時間
 u : 速度
 x, y, z : デカルト座標, x_i ($i = 1, 2, 3$)
 δ : デルタ関数
 $\tilde{\delta}$: クロネッカーのデルタ
 ε : 界面厚さ
 η : μ_g/μ_l
 κ : 曲率
 λ : ρ_g/ρ_l
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力係数
 $\mathcal{T}$: 粘性応力
 Ω : セル要素

下付き添え字

- g : 気体
 l : 液体
 w : 壁面

3. 数値計算手法

3.1 基礎方程式 本解析では、界面を有する二流体を Euler 的に解析する手法のひとつである Level Set 法を用いる。Level Set 法では、界面からの距離を表す距離関数 φ を Level Set 関数と定義し、 φ の符号により流体を区別する⁽⁴⁾。 $\varphi = 0$ の集合が界面を表すことになる。Level Set 関数を用いると非圧縮性の気液二相流の支配方程式は次のように表現される。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\rho(\varphi) \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho(\varphi) \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathcal{T}_{i,j}}{\partial x_j} - \left(\sigma \kappa(\varphi) \delta(\varphi) \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) + \rho(\varphi) g \tilde{\delta}_{i,3} \quad (2)$$

ここで

$$\mathcal{T}_{i,j} = \mu(\varphi) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

$$\kappa(\varphi) = \nabla \cdot \vec{n} \quad (4)$$

$$\vec{n} = \nabla \varphi / |\nabla \varphi| \quad (5)$$

である。密度 ρ 、粘性係数 μ は φ の関数を用いて以下のように表される。

$$\rho(\varphi) = \rho_l \{ \lambda + (1 - \lambda) H(\varphi) \} \quad (6)$$

$$\mu(\varphi) = \mu_l \{ \eta + (1 - \eta) H(\varphi) \} \quad (7)$$

ここで、 $\eta = \mu_g/\mu_l$ 、 $\lambda = \rho_g/\rho_l$ 、また、 H は平滑化された Heaviside 関数であり、以下のように定義される。

$$H(\varphi) = \begin{cases} 0 & \text{if } \varphi < -\varepsilon \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\varphi}{\varepsilon} + \frac{1}{\pi} \sin(\pi \varphi / \varepsilon) \right\} & \text{if } -\varepsilon \leq \varphi \leq \varepsilon \\ 1 & \text{if } \varphi > \varepsilon \end{cases} \quad (8)$$

界面の厚さ ε は $\alpha \Delta x$ とし、本報では α を 2 とした。 φ は、以下の式を解くことにより決定される。

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} = 0 \quad (9)$$

3.2 離散化 本報では、基本的に Takahira ら^{(9),(10)}と類似の手法を用いて、Navier-Stokes 方程式を解いた。よく知られているように、速度と圧力をコントロールボリュームの中心で定義した non-staggered grid を用いた離散化では、連続の式において圧力場の分離が起こり、圧力場の数値振動を許す問題があった⁽¹¹⁾。そこで、Takahira ら⁽¹⁰⁾は、Zang ら^{(11),(12)}により提案された、コントロールボリュームの中心で定義された速度成分以外に、コントロールボリュームの面で流束を定義した non-staggered grid を用いて離散化を施し、圧力場の数値振動を抑制していた。この改良された non-staggered grid には、一般曲線座標を用いた解析の際に記憶容量が少なく精度が良いという利点があるが、水-空気系のような高い密度比の二流体の解析に対して、数値振動を抑えるためのいくつかの工夫が必要であった⁽¹⁰⁾。本解析では、一般曲線座標の適用を想定していなかったため、より取り扱いが簡便な staggered grid を用いて離散化を行った。Navier-Stokes 方程式の解法には、Projection 法を用い、陽的な項の離散化には Adams-Bashforce 法、陰的な項には、Crank-Nicolson 法を用いた。離散化方程式は以下のように書ける^{(10),(11)}。

$$\frac{\delta u_j}{\delta x_j} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} (C_i^n + D_{Ei}^n) - \frac{1}{2} (C_i^{n-1} + D_{Ei}^{n-1}) + R_i(p^{n+1}) + \frac{1}{2} (D_I(u_i^{n+1} + u_i^n)) + F_i^{n+1} \quad (11)$$

ここで、 $\delta/\delta x_j$ は差分演算子、上付き添え字は時間ステップ、 C_i は対流項、 R_i は圧力勾配項に関する離散化

演算子, D_{Ei} は陽的に扱う粘性項, D_I は陰的に扱う粘性項に関する離散化演算子, F_i は表面張力項と重力項の和を表しており, C_i , R_i , D_I , D_{Ei} はそれぞれ次のように与えられる.

$$C_i = -\frac{\delta}{\delta x_j}(u_j u_i), \quad R_i = -\frac{1}{\rho(\varphi)}\left(\frac{\delta}{\delta x_i}\right),$$

$$D_I = \frac{1}{\rho(\varphi)}\frac{\delta}{\delta x_j}\left\{\mu(\varphi)\left(\frac{\delta}{\delta x_j}\right)\right\},$$

$$D_{Ei} = \frac{1}{\rho(\varphi)}\frac{\delta}{\delta x_j}\left\{\mu(\varphi)\left(\frac{\delta u_j}{\delta x_i}\right)\right\}$$

Projection 法を用いると, 以下の予測子・修正子法が導かれる.

1. Predictor

$$\left(I - \frac{\Delta t}{2}D_I\right)(u_i^* - u_i^n) = \Delta t\left[\frac{3}{2}(C_i^n + D_{Ei}^n) - \frac{1}{2}(C_i^{n-1} + D_{Ei}^{n-1}) + D_I(u_i^n) + F_i^{n+1}\right] \quad (12)$$

2. Corrector

$$u_i^{n+1} - u_i^* = \Delta t[R_i(\psi^{n+1})] \quad (13)$$

ここで, I は単位行列, u_i^* は中間速度である. 変数 ψ は圧力 p と以下の関係がある.

$$R_i(p) = \left(I - \frac{\Delta t}{2}D_I\right)R_i(\psi) \quad (14)$$

以下, ψ を p と同様に圧力と表示する. 対流項の離散化には 2 次精度の ENO スキームを, 粘性項の離散化には 2 次精度の中心差分を用いた.

表面張力項は, 時刻 $t = t^{n+1}$ における Level Set 関数 φ を用いて以下のように離散化した.

$$\frac{1}{\rho(\varphi)}\left(\sigma\kappa(\varphi)\delta(\varphi)\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right) \simeq \frac{1}{\rho^{n+1}}\left(\sigma\kappa^{n+1}\delta^{n+1}\frac{\delta\varphi^{n+1}}{\delta x_i}\right) \quad (15)$$

表面張力項にも 2 次精度の中心差分を用いた.

式 (12) を以下のように変形して解析を行った.

$$\left(I - \frac{\Delta t}{2}D_I\right)\left(I - \frac{\Delta t}{2}D_2\right)\left(I - \frac{\Delta t}{2}D_3\right)(u_i^* - u_i^n) = RHS \text{ of (12)} \quad (16)$$

ここで, D_k ($k = 1, 2, 3$) は一次元対角粘性項の離散化演算子であり, $D_I = D_1 + D_2 + D_3$ である.

ψ^{n+1} は, 以下の圧力 Poisson 方程式から決定される.

$$\frac{\delta}{\delta x_j}\left(\frac{1}{\rho^{n+1}}\frac{\delta\psi^{n+1}}{\delta x_j}\right) = \frac{1}{\Delta t}\frac{\delta u_j^*}{\delta x_j} \quad (17)$$

式 (17) は前処理つき BiCGSTAB (BiConjugate Gradient Stabilized) 法^{(13),(14)}を用いて解いた. 前処理には ILU 分解を用いた.

式 (9) の Level Set 方程式も Adams-Bashforth 法を用いて解き, 対流項の離散化には 2 次精度の ENO スキームを用いた.

3.3 再初期化

Level Set 方程式を数値的に解くにつれて, 関数 φ は, 流れにより歪められ, 正しい距離関数ではなくなってしまう. 気液二相流の粘性や密度などは, φ を用いて定義されているため, 正しい距離関数を各時間ステップで確保することが重要となる. そのため, 距離関数の再初期化を行う. 本解析では, Sussman ら⁽⁷⁾の再初期化手法に改良を施した Takahira ら⁽¹⁰⁾の方法を応用して, 質量保存性の改良を行った. 再初期化のために以下の方程式を時間ステップごとに解いた.

$$\frac{\partial d}{\partial \tau} = S(\varphi)(1 - |\nabla d|) + c\Lambda_{i,j,k}f(\varphi) \equiv L(\varphi, d) + c\Lambda_{i,j,k}f(\varphi) \quad (18)$$

初期条件は, 以下のように与えられる.

$$d(\vec{x}, \tau = 0) = \varphi(\vec{x}) \quad (19)$$

ここで, $S(\varphi)$ は符号関数である. $\Lambda_{i,j,k}$ は次のように与えられる.

$$\Lambda_{i,j,k} = -\frac{\int_{\Omega_{i,j,k}} H'(\varphi)L(\varphi, d)d\Omega_{i,j,k}}{\int_{\Omega_{i,j,k}} H'(\varphi)f(\varphi)d\Omega_{i,j,k}} \quad (20)$$

$$H'(\varphi) = dH/d\varphi \quad (21)$$

$$f(\varphi) = H'(\varphi)|\nabla\varphi| \quad (22)$$

ここで, $\Omega_{i,j,k}$ はセル要素を表している. 式 (18) の最後の項は, 再初期化の際の質量の保存のために用いる制約項であり, c は質量保存性の改善のため Takahira ら⁽¹⁰⁾により導入された $O(1)$ の係数である. 式 (18) を界面近傍で $|\nabla d| = 1$ になるまで解くことにより, 距離関数が再初期化される. 本解析では, 対流項の離散化には 2 次精度の ENO スキームを用い, 時間発展には, 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いた. また, 式 (20) の積分には台形則を用いた.

時刻 $\tau^{k+1} = (k+1)\Delta\tau$ における距離関数 d^{k+1} は, 次のアルゴリズムで与えられる.

$$d^{k+1} = \tilde{d}^{k+1} + c\tau^{k+1}\Lambda_{i,j,k}(\tilde{d}^{k+1})f(\varphi) \quad (23)$$

$$\Lambda_{i,j,k}(\tilde{d}^{k+1}) \simeq -\frac{\int_{\Omega_{i,j,k}} H'(\varphi)L(\tilde{d}^{k+1})d\Omega_{i,j,k}}{\int_{\Omega_{i,j,k}} H'(\varphi)f(\varphi)d\Omega_{i,j,k}} \quad (24)$$

$$L(\tilde{d}^{k+1}) \simeq (\tilde{d}^{k+1} - \varphi)/\tau^{k+1} \quad (25)$$

φ は d の初期値, $\tilde{d}^{k+1}$ は時刻 $\tau = \tau^{k+1}$ において, 式 (18) の制約項を考慮しなかったときの距離関数を表し

Fig. 1 Volume conservation of gas phase

Fig. 2 Domain for numerical simulations.

ている。Takahira ら⁽¹⁰⁾は、係数 c を以下のように決定していた。

$$c = \begin{cases} c_1 & \text{if } \delta m_c \geq 0 \text{ and } \delta m_{ca} < 0 \\ & \text{or if } \delta m_c < 0 \text{ and } \delta m_{ca} > 0 \\ c_0 & \text{if } \delta m_c \geq 0 \text{ and } \delta m_{ca} \geq 0 \\ & \text{or if } \delta m_c < 0 \text{ and } \delta m_{ca} \leq 0 \end{cases} \quad (26)$$

ここで、 $\delta m_c = m_{wc} - m_{woc}$, $\delta m_{ca} = m_{wc} - m_a$ であり、 m_{wc} と m_{woc} は、それぞれ、制約項を考慮した時ならびに考慮しなかった時の質量、また、 m_a はある時刻における正しい(実際の)質量である。Takahira らは、経験的に c_0, c_1 の値を定めており、それらの典型的な値は、 $c_0 = 1, c_1 = 1.08$ であった。本解析では、この手法を改良して、 c の値を以下のアルゴリズムで自動的に定めた。

Step 1: $c^0 = 1$

Step 2:

$$\delta m_c = m_{wc} - m_{woc}, \quad \delta m_{ca} = m_{wc} - m_a$$

if $\delta m_c \geq 0$ then

$$c^{n+1} = \begin{cases} c^n + \delta_c & \text{if } \delta m_{ca} < 0 \\ c^n - \delta_c & \text{if } \delta m_{ca} \geq 0 \end{cases} \quad (27)$$

Fig. 3 Initial shape of a bubble (x-z cross section).

else if $\delta m_c < 0$ then

$$c^{n+1} = \begin{cases} c^n - \delta_c & \text{if } \delta m_{ca} \leq 0 \\ c^n + \delta_c & \text{if } \delta m_{ca} > 0 \end{cases} \quad (28)$$

end if

Step 3:

$$c^{n+1} = \begin{cases} c_{max} & \text{if } c^{n+1} > c_{max} \\ c_{min} & \text{if } c^{n+1} < c_{min} \end{cases} \quad (29)$$

ここで、 c^n は時刻 $t = t^n$ における c の値である。式 (27), (28) における $\delta_c, c_{max}, c_{min}$ は、それぞれ 0.01, 1.2, 0.8 とした。

図 1 に後述の図 4 における流入したガスの体積 (V_a) と計算領域内の気相の体積 (V) との相対誤差の時間変化を示す。計算のごく初期の段階ではガスの総体積が小さいため、誤差が最大約 2.5% ほどあるが、時間とともにガスの体積が増加するにつれて、相対誤差は大幅に減少しており、非常に良い精度で体積が保存されていることがわかる。

4. 結果と考察

4.1 計算条件 Misawa ら⁽¹⁾の実験の概要は以下の通りである。作動流体はシリコンオイル ($\rho_l = 960 \text{ kg/m}^3, \mu_l = 0.048 \text{ Pa}\cdot\text{s}$) であり、液せん断流れ場はベルトにより形成される。液せん断流れ場中に、直径 1.7 mm のオリフィスから窒素ガス ($\rho_g = 1.117 \text{ kg/m}^3, \mu_g = 1.81 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$) が注入される。ガスの体積流量は 1.67 ml/s、上面の移動速度は $u_w = 0.828 \text{ m/s}$ である。また、表面張力は $\sigma = 2.08 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ である。

本実験結果をシミュレートするために、図 2 に示すように x 方向に 28 mm, y 方向に 14 mm, z 方向に 14.875 mm の領域を設定した。ガス噴出口周辺に格子を集中させた不等間隔メッシュを用い、仮想計算領域を除いて、 x 方向に 160 分割, y 方向に 80 分割, z 方向に 80 分割した。液せん断流れ場に関して、 x 方向には、流入(左側), 流出(右側)境界条件, y 方向には、周期境界条件, z 方向には、すべりなし境界条件を用いた。ガス噴出口では、 z 方向の下面で流入境界条件、

Fig. 4 3D evolution of a bubble injected from an opening when $u_w = 0.828$ m/s and the gravity acceleration is $0.01 g$.

Fig. 5 Velocity distribution when $u_w = 0.828$ m/s and the gravity acceleration is $0.01 g$.

側壁では、すべりなし境界条件を用いた。ガス噴出口における流入条件として、放物線速度分布を与えた。また、図3のように、初期気泡形状は半球とし、ガス噴出口の中心を $x = 7$ mm の位置に置いて解析を行った。なお、計算に用いた密度、粘性係数、表面張力などの物理量は、すべて実験と同じである。

4.2 計算結果 図4に、重力加速度が $0.01 g$ (microgravity) の時の、気泡の3次元形状の時間変化を示す。また、図4における、 $x-z$ 面内 ($y = 0$) の速度分布を図5に示す。図4、図5からわかるように、成長の初期の段階では、表面張力の影響で気泡は比較球形を保つ。やがて、ガスの体積が増えるにつれて、

気泡は液せん断流の下流方向に傾き引き伸ばされていき、気泡内部には時計回りの循環流が形成される(図4(ii), 図5(i))。その後、ガス噴出口上方で液せん断流の上流寄りにくびれが生じ(図4(iii)), くびれは気泡体積の増大に伴って進展する(図4(iv))。気泡にくびれが生じると、図5(ii)に見られるように、くびれにより気泡内の流路面積が縮小されるので、くびれ部のガスの流動速度は加速される。その時、気泡内部におけるくびれの下流側には、反時計回りの循環流が形成されている。そして、気泡は最終的に約 $t = 81$ ms のときに分離する(図4(v), (vi))。図5(iii) から明らかのように、気泡が分離する直前ではなくくびれにより流れが閉塞

Fig. 6 3D evolution of a bubble injected from an opening when $u_w = 0.828$ m/s and the gravity acceleration is 1 g.

Fig. 7 Bubble detachment volume vs. gravity acceleration.

し、くびれの下流側の気泡内のガス流速は減少している。気泡の分離後は、取り残された気泡内部に図 5(i)と同様に時計回りの循環流ができている(図 5(iv))。

次に重力加速度の影響を見てみる。図 6 に、重力加速度が 1 g (normal gravity) の時の気泡の 3 次元形状の時間変化を示す。図 4 と図 6 の比較から、重力加速度が大きい程、気泡が分離するまでに要する時間が短くなっていることがわかる。また、分離時の気泡形状は、通常重力場である図 6 の方が球形に近い。また、図 6 では、2 回目の気泡の分離が見られる。図 7 に重力加

Fig. 8 Comparison of bubble shapes between (a) result by Takahira and Banerjee⁽⁹⁾ and (b) present result (x - z cross section).

速度と分離時の気泡体積との関係を示す。予想されるように、重力加速度が増加するにつれて、分離時の気泡体積は小さくなる。

Fig. 9 Velocity distribution near an opening when $u_w = 0.828$ m/s and the gravity acceleration is $0.01 g$.

4.3 Takahira and Banerjee の結果⁽⁹⁾との比較

図 8 は, $u_w = 0.828$ m/s, 重力加速度 $0.01 g$ のもと, 時刻 $t = 47.57$ ms における (a) Takahira and Banerjee の計算結果⁽⁹⁾と (b) 本計算結果との比較である. 両者は, 定性的には似ているが, (b) で見られる界面のくびれが, (a) では見られず, (a) では, この後気泡体積が増えても気泡の分離は見られなかった. この違いは, Takahira and Banerjee のシミュレーションと本シミュレーションとの間の解析上の相違に関連しているため, 以下では, 両者の相違点を示した上で, 気泡分離前に見られる界面のくびれの発生機構を考察する.

まず, Takahira and Banerjee のシミュレーションでは, ガスの流入を $z=0$ の位置における液せん断流に対する流入境界条件として与えたのに対して, 本シミュレーションではガス噴出口内の流れを解いているという相違がある. また, Takahira and Banerjee のシミュレーションでは, ガス噴出口の角部が界面 ($\varphi=0$) になるように, 角部近傍で Level Set 関数に関して Dirichlet 境界条件を与えている. これにより, 角部での界面と $z=0$ 平面とのなす角は変化しうが, 界面位置は角部から離れないように拘束されてしまう. 一方, 本シミュレーションでは, ガス噴出口内の流れを解いていることから, $z=0$ 付近の界面形状が液せん断流との干渉により変化しう. そのため, 両者の間に $z=0$ 近傍の速度分布ならびに界面形状に相違があると考えられるため, 以下ではガス噴出口近傍の流れ場と界面の形

状との関係を調べてみる.

図 9(a)~(f) および図 10(a)~(f) に, それぞれ, 重力加速度 $0.01 g$ および重力加速度 $1 g$ におけるガス噴出口近傍の速度分布を示す. なお, 図 9, 10 において, 矢印は流れの向きのみを示しており, 速さはカラーマップで表されている. さて, 図 9(a) からわかるように, ガスが噴出し始めてからあまり時間が経過していない時は, 界面は液せん断流の上流寄りのガス噴出口の角部 (C と表示されている角部, 以下, 角部 C と呼ぶ) にほぼ接しており, 角部 C 近傍の液せん断流では流れが幾分鉛直下向きに曲げられている. その後, 図 9(b) では, 角部 C の近傍において鉛直下向きの速度成分を有する液せん断流により, 界面はわずかに角部 C から引き離され, 界面と角部 C との間に隙間が生じている. 図 9(c) では, (b) で生じた界面と角部 C との間の隙間が広がり, 角部 C の近傍ではガス噴出口内に入り込む液体の流れが生じている. このガス噴出口内に入り込む液体の流れは, その後の図 9(d)~(f) でも見られる. 図 9(d)~(f) における界面の動きを見てみると, 時間の経過とともに, 界面と角部 C との間の隙間が広がり, 角部 C 寄りの界面は液せん断流の下流方向に傾いていくことがわかる. 特に, 図 9(f) では, 角部 C 寄りの界面にくびれが生じかけており, 気泡内の流路面積の減少に伴い, ガス流速が速くなっている. これら図 9 で見られた一連の流れ場の発達および界面変形の様子は, 通常重力場の図 10 にも当てはまる. ただし, 図

Fig. 10 Velocity distribution near an opening when $u_w = 0.828$ m/s and the gravity acceleration is 1 g.

10 では、浮力の影響のために気泡は鉛直上向きに引き伸ばされ、微小重力場の場合よりも早い段階で界面のくびれが明確に形成されている。

以上の気泡成長の比較的初期段階に形成される界面のくびれの発生機構は次のようにまとめられるであろう。(1) 液せん断流により、気液界面が角部 C から引き離され、界面と角部 C との間に隙間ができる。(2) 角部 C の近傍では、その隙間に入り込むような液体の流れが形成される。(3) その後、液せん断流によりいっそう角部 C と界面との間の隙間が広がり、気泡内のガスの流路面積が縮小し、角部 C 寄りの界面にくびれが生じる。なお、Takahira and Banerjee の解析においても、本シミュレーションとは異なるせん断場、表面張力や浮力の場合には、ガス噴出口の上方にくびれが形成され気泡が分離されていることから、計算条件によっては、ガス噴出口内の流れ場を解かなくても、界面のくびれが形成されることはある。しかし、本シミュレーションで用いた Misawa らの実験条件では、Takahira and Banerjee の解析において気泡分離が起らなかったことから、ガス噴出口内の流れ場を解かねば考慮されなかった上述の気泡の成長の比較的初期段階におけるくびれの発生が、その後の気泡分離に大きく影響しているものと考えられる。

4.4 実験結果との比較 最後に、本解析結果を Misawa らの実験結果⁽¹⁾と比較してみる。図 11(a), (b) に、重力加速度がそれぞれ、(a) 0.01 g, (b) 1 g の時の

実験結果を、図 12 にそれぞれの実験結果に対する計算結果を示す。この計算結果は、図 4 ならびに図 6 の $x-z$ 断面 ($y = 0$) に対応している。両者の比較からわかるように、シミュレーションにより得られた気泡形状は、実験結果と定性的に良く一致している。わずかな相違は、図 12(a) に示した気泡形状は、実験に比べて幾分液せん断流の下流方向に引き伸ばされていることである。一方、図 12(b) の気泡形状は、実験結果と非常に類似している。

表 1 に、分離した気泡に関するエトベス数 E_o の比較を示す。なお、表 1 の“Cal.”行の、上段と下段は、それぞれ、1 回目の気泡分離ならびに 2 回目の気泡分離に対応している。 E_o は次式により定義した。

$$E_o = \frac{gD^2(\rho_l - \rho_g)}{\sigma} \quad (30)$$

ここで、代表長さ D には気泡分離時の等価直径を用いた。表 1 から、シミュレーションと実験における E_o の誤差は、微小重力場の場合で 4.1%，通常重力場の場合で 0.1% (1 回目の分離時)，1.8% (2 回目の分離時) となっており、両者は定量的に良く一致していることがわかる。

5. 結 言

Misawa ら⁽¹⁾によりなされた、微小重力ならびに通常重力下におけるせん断流れ場中での気泡の成長・分離に関する実験を、3 次元 Level Set 法を用いてシミュ

Fig. 11 Experimental results on the bubble detachment in a shear flow by Misawa et al.⁽¹⁾

レートした。本計算では、液せん断流とともにガス噴出口であるオリフィス内のガスの流動も解析した。計算結果を、Misawa らの実験結果ならびに Takahira and Banerjee のシミュレーション結果⁽⁹⁾と比較した。その結果、本解析結果は Misawa らの実験結果と定量的に良く一致すること、Takahira and Banerjee のシミュレーションにおいて、気泡の分離が見られなかったのは、ガス噴出口内のガスの流動を解かず、ガスの流入を液せん断流に対する流入境界条件として与えたことに起因することが示された。また、気泡分離のメカニズムには、液せん断流によって、気液界面が液せん断流の上流寄りのガス噴出口角部から引き離されることにより、液体がガス噴出口内に流入して気泡内のガス流路面積が縮小し、界面にくびれが形成させることが大きく影響していることが示された。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有意義な助言を賜った産業技術総合研究所の三澤雅樹博士に感謝する。

文 献

(1) Misawa, M., et al., *Proc. INSFACE '96*, Tokyo, (1996), pp. 543-560.

Fig. 12 Bubble shape simulated for the experiments by Misawa et al.⁽¹⁾

Table 1 Eotvos number of experiments and simulations.

	Gravity Acceleration	0.01 g	0.1 g	0.5 g	1 g
E_o	Exp.	0.148	-	-	10.147
	Cal.	1st	0.154	1.438	6.001
		2nd	-	-	9.957

- (2) Misawa, M., et al., *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics 1997*, ed. Giot M., et al., (1997), pp. 987-994.
- (3) Hirt, C. W., and Nichols, B. D., *J. Comp. Phys.*, **39** (1981), pp. 201-225.
- (4) Osher, S., and Sethian, J. A., *J. Comp. Phys.*, **79** (1988), pp. 12-49.
- (5) Sussman, M., et al., *J. Comp. Phys.*, **114** (1994), pp. 146-159.
- (6) Sussman, M., and Smereka, P., *J. Fluid Mech.*, **341** (1997), pp. 269-294.
- (7) Sussman, M., et al., *Comput. Fluids*, **27** (1998), pp. 663-680.
- (8) Sussman, M., et al., *J. Comp. Phys.*, **148** (1999), pp. 81-124.
- (9) Takahira, H., and Banerjee, S., *Microgravity Fluid Physics and Heat Transfer*, ed., V. Dhir, (2000), pp. 80-87, Begell House.
- (10) Takahira, H., et al., *ASME J. Fluid Eng.*, **126** (2004), pp. 578-585.
- (11) Zang, Y., et al., *J. Comp. Phys.*, **114** (1994), pp. 18-33.
- (12) Zang, Y., and Street, R. L., *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, **20** (1995), pp. 341-361.
- (13) Van der Vorst, H. A., *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, **13** (1992), pp. 631-644.
- (14) 藤野・張, 反復法の数理, (1996), 朝倉書店.