

境界適合格子を用いた単一気泡の数値シミュレーション

Numerical Simulation of a Single Bubble
Using Boundary-Fitted Coordinate System

高木 周*

*東京大学工学系研究科

Shu Takagi

*The University of Tokyo

E-mail: takagi@mech. t. u- tokyo. ac. jp

1 はじめに

液体中に多数の気泡を含む流れは、化学反応器や熱交換器、水質浄化のための曝気槽など多くの工業プロセスで見られる。また最近では、マイクロ気泡を利用した船の抵抗低減技術の開発が積極的に推進されており、液体中を移動する微小気泡群の挙動に関する詳細な知見が必要となっている。ところで、これら微小気泡群を含む流れにおいては、図 1 に示すように、個々の気泡の表面における界面活性剤の存在など分子スケールのミクロな現象から、流れ場全体のマクロな構造に到るまで、ミクロ・メゾ・マクロの様々なスケールの現象が複雑に干渉し合いながら流動構造が決定されている。たとえば、水中を上昇する気泡は、ほんのわずかな不純物の影響により、抗力が急激に増大し、その上昇速度が、 $2/3$ から半分程度になることが知られている。また、不純物の存在する水中では気泡同士の合体が非常に起こりづらくなることも知られている。前者の現象は、気泡表面に吸着する界面活性剤分子により引き起こされるマランゴニ効果^[1]により説明できるが、これら微量の不純物が上昇速度を大幅に減少させたり、気泡同士の合体を妨げたりすることにより、気泡流全体の挙動が大きく変わってくる。動画 1 は、縦型回流水槽を用いたチャンネル内上昇気泡流の実験において、気泡吹き出し部より 1.5m の高さにあるテストセクション部で観察される気泡流の様子である。右図は、20ppm のペンタノールの添加後の様子であるが、わずかなペンタノールの添加により、気泡サイズのばらつきや気泡自身の挙動が大きく変わり、結果として流れ場全体の様子が大きく異なっているのがわかる。ここでは、これら複雑な多重スケール構造を有する気泡流の解析のため、現象のミクロスケールである単一気泡の挙動に関する数値シミュレーションについて説明する。

2 境界適合格子を用いた上昇気泡の計算

2.1 解析対象と計算手法

気泡流などの分散混相流のマクロスケールな流れを解く際に用いられる平均化方程式では、個々の分散相の並進運動に対して、次式に示されるようなモデル化を行なう。

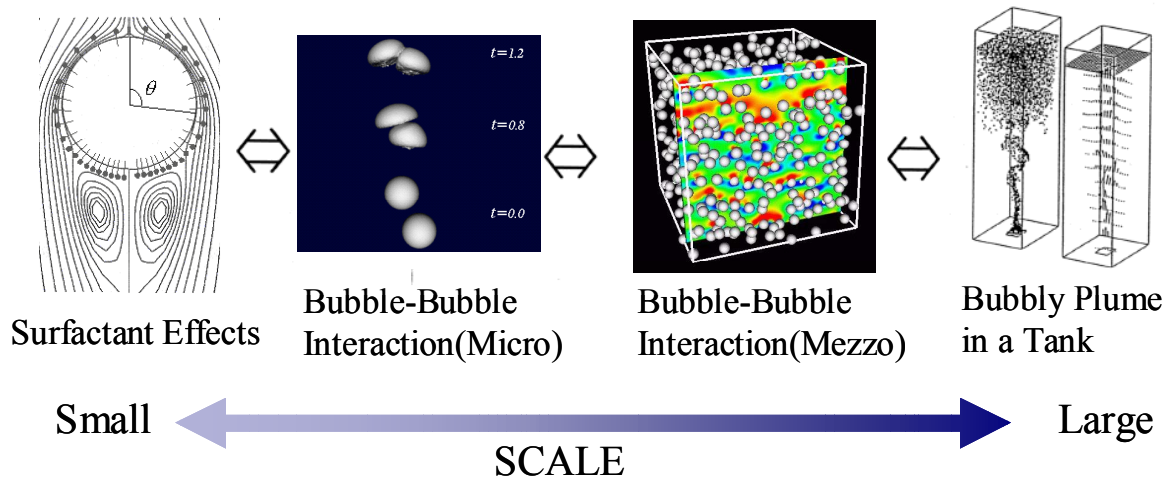
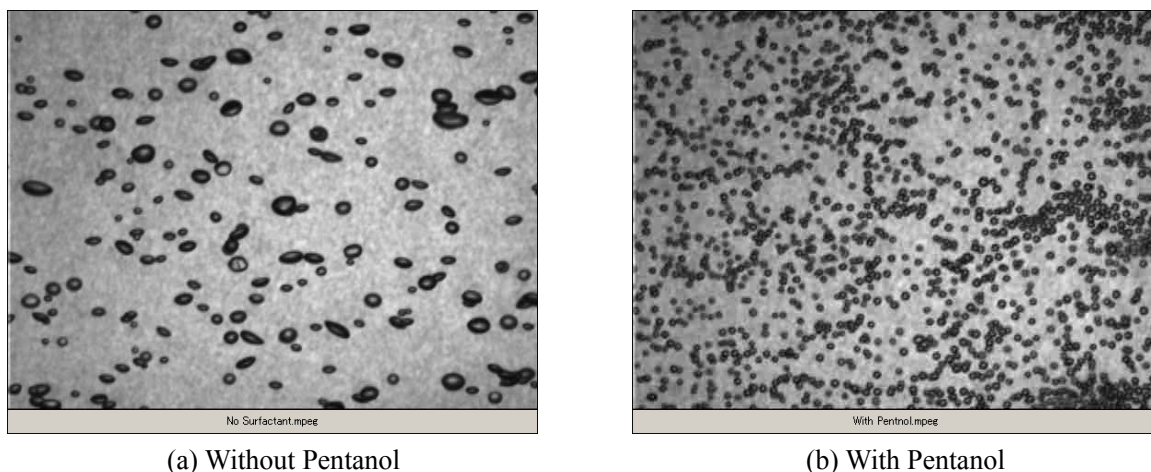


Fig.1 Multiscale structure of bubbly flows



Movie.1 Experimental observation on the surfactant effect to bubbly flow structures

$$\rho_d V_d \frac{d\mathbf{U}_{rel}}{dt} = -\mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L - \mathbf{F}_{AM} - \mathbf{F}_H + \mathbf{F}_{AF} + (\rho_l - \rho_d) V_d \mathbf{g} \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{F}_D :抗力、 \mathbf{F}_L :揚力、 \mathbf{F}_{AM} :付加質量力、 \mathbf{F}_H :履歴力、 \mathbf{F}_{AF} :周囲流体の加速による力であり、最後の項は分散相に働く浮力に相当する。また、 V_d :分散相の体積、 ρ_d :分散相の密度、 ρ_l :連続相の密度、 \mathbf{U}_{rel} :連続相に対する分散相の相対速度である。通常、気泡流の場合には、気相の密度は液相に比べ十分小さいので、 $\rho_d = 0$ と仮定される。

これらの力のうち、一様流中の物体に働く定常的な力として議論される抗力は、以前より信頼できるデータが数多く報告されているが、せん断流中の球形物体に働く揚力や、中間 Re 数で加速度運動を行なっている際の付加質量力、また履歴の積分核を含んだ積分形式で記述される履歴力などの高精度計算は、90年代後半になり報告がなされている。気泡に働くこれらの力については、Magnaudet & Eames^[2]により、優れたレビューが与えられている。

さて、これら個々の分散相に働く種々の力を定量的に見積もるのに適した手法は、境界適合格子を用いた手法である。境界適合格子を用いた場合には、界面上で正確に速度や応力の条件が与えられるため、界面追跡の精度は、固定矩形格子を用いたものより良くなる。特に、粒子や気泡などの分散相に働く揚力や履歴力など、抗力に比較すると小さな値となる物理量の高精度計算は、境界適合格子によるものが主流となっている。

境界適合格子を用い、速度と圧力を基礎変数として一般曲線座標系による数値計算をする場合、用いる速度成分としては、カーテシアン成分と反変・共変系の成分が考えられる。カーテシアン成分による表記とは、曲線座標系による解析においても、曲線座標系に関係ないカーテシアン基底($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$)に対する成分を用いるもので、この場合には基底ベクトルが空間的に変化せず、速度ベクトルの曲線座標系における空間微分の成分表記が、スカラー量の場合と同じ表記になる。

一方、反変・共変系の成分とは、曲線座標の座標線に沿って定義される共変基底ベクトルと関連付けて定義される成分である。そのため、座標線が曲率を持つとそれに伴って基底ベクトルの方向も変化し、基底ベクトルの空間微分を考える必要が出てくる。さらに時間とともに格子の形状が変化する場合には、基底の時間方向変化も考慮する必要があり、反変・共変系の成分を用いた場合には、基礎方程式の成分表記が煩雑になるという欠点を持つ。

境界適合格子を用いた曲線座標系による数値解析は航空機・自動車などを始めとする物体回りの流れの解析を中心に発展してきた。これらの系では、固体壁表面で速度滑りなしのディレクレ条件が与えられ、カーテシアン成分と反変・共変系の成分を用いたときの境界条件に大きな差が生じないため、基礎方程式の表記が簡潔であるカーテシアン成分による解析が主流となっている。しかし、自由界面流れに関しては、界面における境界条件が界面の接線方向と法線方向、それぞれの方向の応力の釣り合い式で記述されるため、その方向に関連づけて定義される反変・共変系の成分を用いた方が、より簡潔な境界条件の表記となる。また、反変成分は界面を横切る流束とも関連付けられるため、コントロールボリュームによる定式化にも適している。従って、自由界面流れでは、反変・共変系の成分を用いる利点大きい。ただし、曲線座標系で数学的に定義される共変基底ベクトルは、カーテシアン基底と座標変換行列で関連づけられ、必ずしも単位ベクトルとなっていない。そのため、形成された境界適合格子の格子密度に粗密があると、それにともない基底ベクトル自身の大きさが変化してしまうことになる。格子の粗密による基底ベクトルの大きさの変化は、速度一定の一樣流を一定の大きさとして認識しないため、数値誤差の要因となりうる。このような誤差をさけるため、共変基底ベクトルを単位ベクトルに規格化し、物理量として速度の次元を持つように定義された成分を反変速度物理成分と呼ぶ。反変速度物理成分による表記は、普通の反変速度成分(数学成分)による表記よりさらに、基礎方程式の成分表記を煩雑なものにする^[3]が、格子の粗密に対する数値計算の安定性に優れており、変形気泡など自由界面を持つ問題に対して高精度かつ安定なスキームを構築するのに適した手法となる。

2.2 変形上昇気泡のシミュレーション

前節で説明した通り、境界適合格子を用いた計算は、単一気泡に働く力を精度良く計算す

るのに優れている。しかし、数値計算を行う際、界面での境界条件を正確にかつ適切に与えないと数値的不安定を招きやすい。著者らは、気液界面での法線方向応力の取り扱いに独自の緩和法を適用することにより、それまで困難とされてきた境界適合格子による上昇気泡の非定常運動の数値計算に成功した。(文献[4]参照)。また、開発された手法を用いて気泡のジグザグ・らせん運動やせん断流中の変形上昇気泡に働く揚力^[3]、体積変化を伴う気泡の上昇運動^[5]などの解析を行ってきた。これらの中には、非直交格子を用いた 3 次元数値計算^[3]も含まれるが、ここでは、直交曲線座標系による変形上昇気泡の軸対称計算について計算手法と計算結果について簡単に紹介する。

2.2.1 数値計算手法

数値計算を行う際に、気相と液相に対して以下のことを仮定した。

仮定：

- (1) 気液界面の表面張力係数は一定とする。
- (2) 液相は非圧縮ニュートン流体とする。
- (3) 液相の密度および粘性は、気相と比べ十分大きいとする。
- (4) 上昇する気泡の体積は一定とする。

計算アルゴリズム：

- (1) 気泡に関して適当な初期条件を設定する。ここでは、球形気泡が速度 0 で無限流体中に放置されている状態を初期条件とした。
- (2) 気泡界面が、計算格子の一境界に一致するように直交曲線格子を形成する。直交曲線格子の形成には、Duraiswami ら^[6]により開発された共変ラプラス方程式による手法を用いる。この手法では、通常のラプラス方程式を用いた手法と異なり、局所的に格子密度を高くするような格子密度の調節が可能である。
- (3) 与えられた境界条件、形成された格子のもとで、直交曲線座標系で表記された Navier-Stokes 方程式を SIMPLER 法を用いて解く。この際、界面の法線方向の応力条件に慣性緩和の概念を用いた反復法を導入し、精度を落とさず界面の法線方向速度の計算を行う。詳細は文献[4]参照。
- (4) (3)で求めた界面の移動速度に従い、気液界面上の格子点をラグランジュ的に移動させる。
- (5) 以上(2)~(4)の操作を時間進行させながら繰り返す。

基礎方程式：

流れ場の計算は、直交曲線座標系において、基礎変数として反変速度の物理成分を用い、空間微分項は 2 次精度中心差分で評価し、SIMPLER 法を適用する。 u_ξ, u_η : 反変速度物理成分、 h_ξ, h_η : スケール因数、 r : 軸からの距離として、 (ξ, η) の直交曲線座標系で記述された基礎方程式を以下に示す。

- (1) 質量保存式:

$$\frac{1}{h_\xi h_\eta r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (h_\eta r u_\xi) + \frac{\partial}{\partial \eta} (h_\xi r u_\eta) \right] = 0 \quad (2)$$

(2) 運動量保存式： ξ 方向成分

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_\xi}{\partial t} + \frac{1}{h_\xi h_\eta r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (h_\eta r u_\xi^2) + \frac{\partial}{\partial \eta} (h_\xi r u_\eta u_\xi) \right] \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \nu \frac{1}{h_\xi h_\eta r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{h_\eta r}{h_\xi} \frac{\partial u_\xi}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{h_\xi r}{h_\eta} \frac{\partial u_\xi}{\partial \eta} \right) \right] + S_{\xi \text{ conv}} + \nu \frac{S_{\xi \text{ vis}}}{h_\xi h_\eta r} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{ここで, } S_{\xi \text{ conv}} = \frac{u_\eta^2}{h_\xi h_\eta} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} - \frac{u_\xi u_\eta}{h_\xi h_\eta} \frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} S_{\xi \text{ vis}} &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left(u_\eta \frac{r}{h_\xi} \frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(u_\eta \frac{r}{h_\eta} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \right) + \frac{r}{h_\xi} \frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} \frac{\partial u_\eta}{\partial \xi} - \frac{r}{h_\eta} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \frac{\partial u_\eta}{\partial \eta} - \frac{u_\eta}{r} \frac{\partial r}{\partial \xi} \frac{\partial r}{\partial \eta} \\ &\quad - \frac{u_\xi}{h_\xi} \left[\frac{r}{h_\eta} \left\{ \left(\frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \right)^2 \right\} + \frac{h_\eta}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial \xi} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (5)$$

と与えられる。これら 2 つの項は、反変速度物理成分を用いたことにより、空間的に変化する基底の影響として現れた追加項である。

η 方向の運動量保存式には、上式において ξ と η を入れ替えた式を用いる。

・時間微分項

本計算では、格子の移動を伴うために、物理空間での時間微分項は計算空間での時間微分項と格子の移動に伴う項とに分離される。 ξ 方向の速度 u_ξ について、計算式を示すと次式のようにになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\xi}{\partial t} &= \frac{\partial u_\xi}{\partial \tau} + u_\eta \left(\frac{h_\xi}{r_\xi} \right) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{x_\xi}{h_\xi} \right) \\ &\quad - \frac{\partial x}{\partial \tau} \left[\frac{1}{h_\xi h_\eta} \left(r_\eta \frac{\partial u_\xi}{\partial \xi} - r_\xi \frac{\partial u_\xi}{\partial \eta} \right) \right] - \frac{\partial r}{\partial \tau} \left[\frac{1}{h_\xi h_\eta} \left(-x_\eta \frac{\partial u_\xi}{\partial \xi} + x_\xi \frac{\partial u_\xi}{\partial \eta} \right) \right] \\ &\quad - \frac{\partial x}{\partial \tau} \left[\frac{u_\eta}{h_\xi h_\eta} \left(\frac{r_\eta}{h_\eta} \frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} + \frac{r_\xi}{h_\xi} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \right) \right] - \frac{\partial r}{\partial \tau} \left[\frac{u_\eta}{h_\xi h_\eta} \left(\frac{x_\eta}{h_\eta} \frac{\partial h_\xi}{\partial \eta} + \frac{x_\xi}{h_\xi} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $x_\xi = \frac{\partial x}{\partial \xi}$, $x_\eta = \frac{\partial x}{\partial \eta}$, $r_\xi = \frac{\partial r}{\partial \xi}$, $r_\eta = \frac{\partial r}{\partial \eta}$ である。

この式において、右辺、第 3, 4 項は、格子移動に伴う成分の変化量を表し、速度のカーテン成分を用いた場合にも現れる項である。右辺第 2 項は、基底の時間的変化を、第 5, 6 項は格子移動に伴う基底の空間的変化を表し、これらの項は反変・共変系のベクトルを用い

ているために現れてくる項である。

境界条件：

気泡表面では、以下の境界条件が課される。（ ξ 方向が気泡表面に沿った方向、 η 方向が気泡表面に垂直な方向である。）

・接線方向応力条件：ここでは気液界面は、不純物の影響のない自由表面としているので、界面でせん断応力なしの条件として次式が与えられる。

$$\frac{h_\xi}{h_\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{u_\xi}{h_\xi} \right) + \frac{h_\eta}{h_\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{u_\eta}{h_\eta} \right) = 0 \tag{7}$$

・法線方向応力条件：気液界面での法線方向の応力の釣り合い式は、気液界面での液相側の圧力と気泡内部の圧力、方線方向粘性応力、表面張力によって次式のように表される。

$$-p + 2\mu e_{\eta\eta} = -p_0 + \sigma(\kappa_\xi + \kappa_\phi), \quad \left(\text{ここで, } e_{\eta\eta} = \left(\frac{1}{h_\eta} \frac{\partial u_\eta}{\partial \eta} + \frac{1}{h_\xi h_\eta} \frac{\partial h_\eta}{\partial \xi} \right). \right) \tag{8}$$

主曲率 κ_ξ, κ_ϕ は、Ryskin & Leal^[7]に従い、界面に接する方向に離散化を行い、以下のように計算する。

$$\kappa_\xi = \frac{1}{h_\eta^3} \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial^2 r}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} \frac{\partial r}{\partial \xi} \right), \quad \kappa_\phi = -\frac{1}{r h_\xi} \frac{\partial x}{\partial \xi} \tag{9}$$

2.2.2 計算結果

計算結果の検証のため、Reynolds(Re)数=2~200, Weber(We)数=2~15 の広い範囲にわたり、Bhaga&Weber^[8](B&W), Hnat&Buckmaster^[9](H&B)による実験および Ryskin & Leal^[7](R&L), Takagi et.al^[10](TP&M)による定常解の数値計算との比較を行った。なお、計算領域は、気泡径の 25~40 倍を遠方境界としてとり、Re=5 以下の低 Re 数のときに 40 倍の広い領域を確保した。比較の例を図 2 に示すが、図に示されている通り、気泡形状に対して非常に良い一致が得られたおり、終端速度の比較も誤差が 5%以内と良好な一致が得られている。

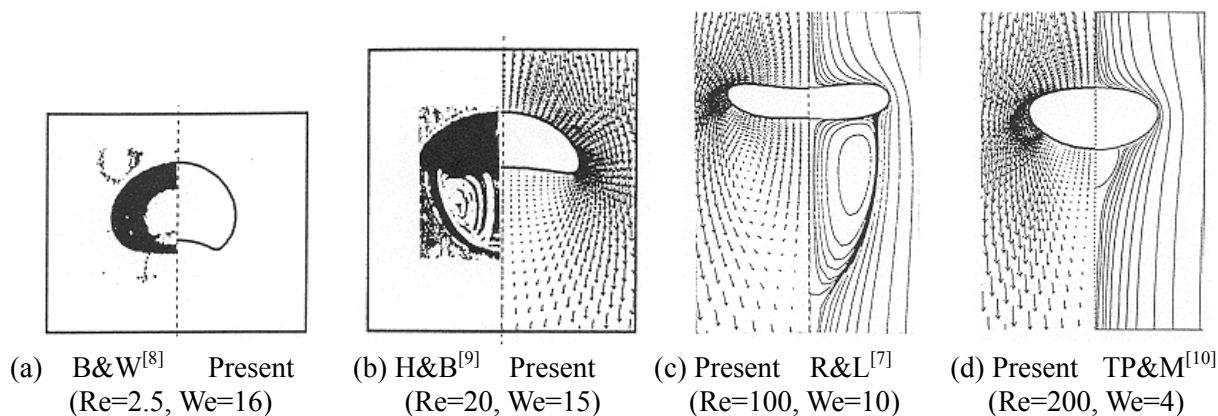


Fig.2 Comparison of the present results with the other experimental and other numerical results

この計算条件のもと、パラメータを振ると動画 2 に示すような異なったタイプの気泡の挙動が得られる。(a)は、変形しながら終端状態へと達する気泡の場合にもっともよく見受けられるタイプである。気泡の変形がゆっくりと進行し、形状振動なしに定常解へと到達する。(b)は、気泡の形状振動が初期に成長するが、液体の粘性により形状振動は減衰し定常解へと到達する。これに対し、(c)は上昇するにつれ形状振動が成長していき、やがて計算が不安定になるタイプである。この計算結果からのみだと(c)の系が数値的に不安定なのか物理現象として不安定なのかはわからない。

ところで、静止流体中を上昇する気泡は、そのサイズが小さい場合には、一直線の上昇運動を行うが、あるサイズを超えるとジグザグ・らせん運動をすることが知られている。この現象は、Re 数の増加とともに現れる気泡からの渦の放出により引き起こされると説明できる。しかし、表面でせん断応力なしの条件が課される気泡では、球形を保つ限り剛体球に現れるような剥離渦が存在せず、現象は剛体球の場合より複雑である。動画 2 (c)の条件は、実験においてジグザグ運動が現れる条件であり、(b)は直線運動からジグザグ運動への遷移点近傍の条件における数値計算である。これらの計算結果は、計算で現れる軸対称な気泡形状の不安定(形状振動)が、気泡のジグザグ運動と関係している可能性を示唆している。実際、同条件で 3 次元計算を行うと、初期に気泡形状の不安定が成長し、やがて 3 次元運動へと遷移していくのがわかる。すなわち、この条件において発生する気泡のジグザグ運動は、気泡形状の軸対称な不安定性がトリガーとなって引き起こされると考えられる。

2.3 表面活性剤を含む水中における上昇気泡のシミュレーション

水中にわずかに表面活性剤を含んでいるときには、気泡の上昇速度が急激に減少することが知られているが、この現象に対して、高木ら^[11]は、Cuenotら^[12]の用いた活性剤の輸送と濃度マランゴニ効果のモデルを用いて計算を行い、境界適合格子による計算と実験との間で、活性剤の濃度の影響まで含めて良好な一致を得ている。ここでは、この研究について紹介する。

支配方程式は Cuenot ら^[12]と同様のものを用いる。連続の式、運動量保存式は、前節 2.2 と同様のものを用い、これ以外に界面活性剤の輸送方程式をバルク流体中および気泡表面のそれぞれについて解く。

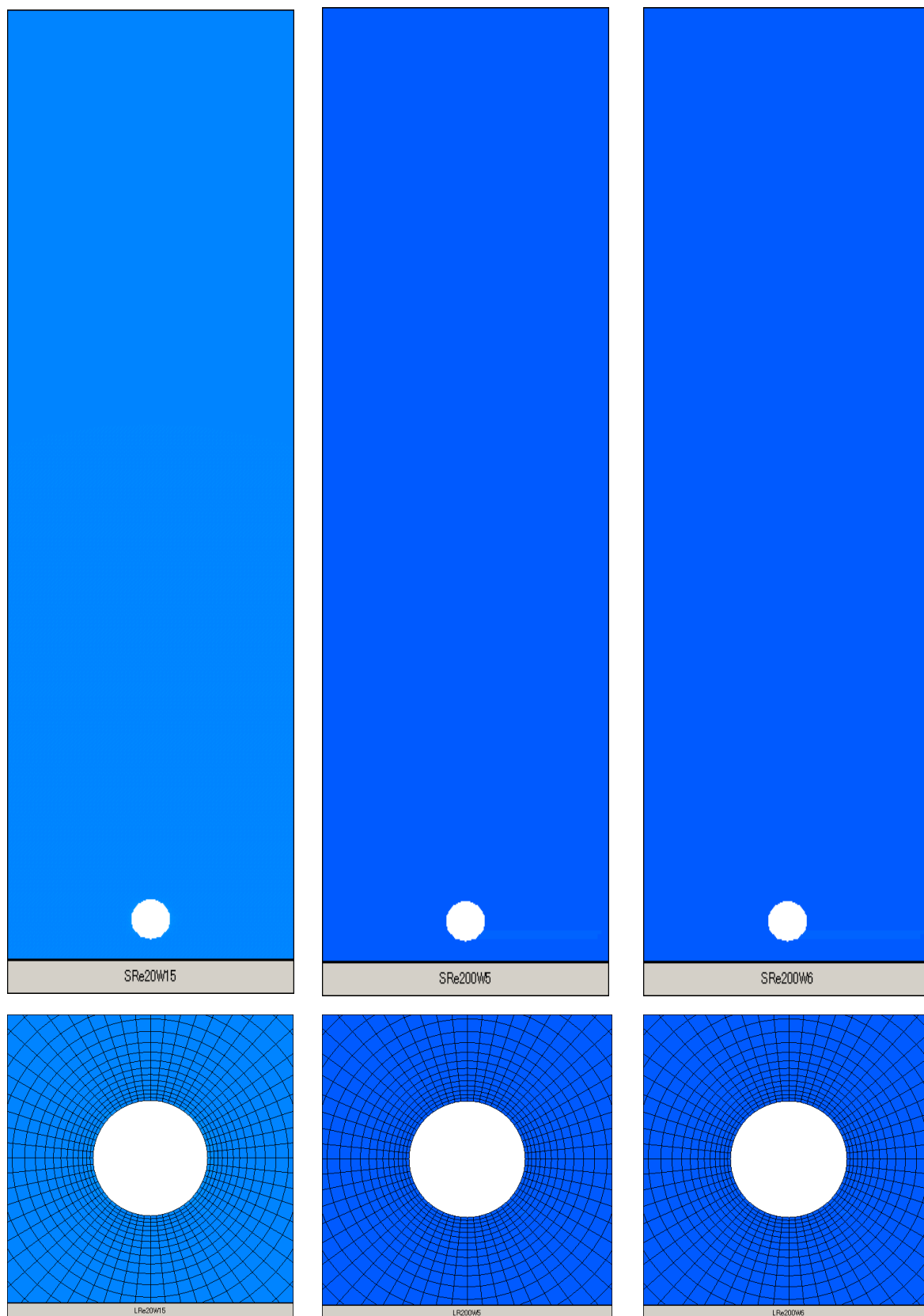
界面活性剤のバルク濃度の輸送方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{h_\xi h_\eta r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (h_\eta r u_\xi C) + \frac{\partial}{\partial \eta} (h_\xi r u_\eta C) \right] = D \frac{1}{h_\xi h_\eta r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{h_\eta r}{h_\xi} \frac{\partial C}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{h_\xi r}{h_\eta} \frac{\partial C}{\partial \eta} \right) \right] \quad (10)$$

本研究では、気泡は球形を保つと仮定し、気泡表面に吸着した界面活性剤の影響は、表面に沿った活性剤の濃度分布よりもたらされるマランゴニ効果として取り入れる。すなわち、活性剤の濃度が濃くなる気泡後方部では表面張力が下がり、表面張力の大きな前方部から界面接線方向に力が働く。このときの気泡表面に沿ったせん断応力 τ は表面張力 σ から

$$\tau = \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \quad (11)$$

と求められ、これが液体側の接線方向粘性応力と釣り合うことになる。



(a) $Re=20, We=15$
(Damping Type)

(b) $Re=200, We=5$
(Oscillatory Damping)

(c) $Re=200, We=6$
(Oscillating)

Movie 2 Three different type of rising bubble behaviors

また σ は Frumkin の吸着式から, R_G : 気体定数, T : 温度, Γ_{\max} : 飽和表面濃度として,

$$\sigma = \sigma_0 + R_G T \Gamma_{\max} \ln \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_{\max}} \right) \quad (12)$$

と与えられる. 界面活性剤の濃度についての境界条件は, 対称軸上でバルク濃度 C および表面濃度 Γ の勾配が 0, 無限遠でバルク濃度が一定である. また, 気泡表面上においては, 表面濃度の輸送方程式として以下の式を用いる.

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \nabla_s \cdot (u_s \Gamma) = D_s \nabla_s^2 \Gamma - D \nabla C_s \cdot \mathbf{n} \quad (13)$$

成分表記すると,

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{1}{r h_\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (r u_\xi \Gamma) = D \frac{1}{r h_\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{r}{h_\xi} \frac{\partial \Gamma}{\partial \xi} \right) - D \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial C}{\partial \eta} \quad (14)$$

ここで, u_s は気泡表面での速度を表す. さらに, 右辺第 2 項については, 界面における吸着・脱離とバルク濃度との物質輸送の関係を次式で与える.

$$-D \nabla C_s \cdot \mathbf{n} = k_a \{ C_s (\Gamma_{\max} - \Gamma) - \beta \Gamma \} \quad (15)$$

ここで, C_s は表面近傍のバルク濃度である.

図 3 に, 界面活性剤の影響のない場合の上昇気泡周りの速度場と, 界面活性剤の影響を受け剛体球とほぼ等しい終端速度へ到達したときの速度場の比較を示す. 両方でレイノルズ数が等しいが, 右側は活性剤の影響により流動場が大幅に変化し, 剥離渦が形成されているのがわかる. ちなみに, このときの抗力係数は剛体球とほぼ等しくなるが, 剥離域の大きさは活性剤溶液中の気泡の方が大きくなる. これは, 気泡の前方部ではマランゴニ効果の影響が少なく, 気泡表面で滑り速度を有しているため, 剥離点でも接線方向の速度をもって剥がれるためである. 抗力がほとんど一致しているにも関わらず, 剥離域の大きさが異なるのは興味深い.

1-ペンタノール溶液中を上昇する気泡に関して, 3 種類の濃度に対して抗力係数を測定し, 数値計算と比較した結果を図 4 に示す. 気泡径の違いにより, 同じ濃度でも異なるレイノルズ数になっている. 数値計算の条件は, 実験より見積もられた気泡径, 終端速度および界面活性剤濃度を用いて与えている. 各点は, 実験値 (凡例: □, ○, △) と, 計算結果 (凡例: *, ×, +) である. 実験結果の誤差は抗力係数について約 ±5 %, レイノルズ数について約 ±3 % である. 比較のため, 球形のクリーンバブルのときの Mei の抗力係数式⁽¹¹⁾と, 剛体球に対する抗力係数式⁽¹⁴⁾をそれぞれ実線と破線で示した. 不純物中の気泡は, 通常, 表面ですべり速度なしの境界条件が課される剛体球と, ほぼ同じ抗力係数を持つことが知られているが, 本実験ではクリーンバブルから剛体球への遷移域が精度良く計測されている. このようなクリーンバブルと剛体球の抗力の中間領域においても実験結果と計算結果が良い一致を示しているのは非常に興味深い. これは, 本研究で用いた吸着・脱離モデルおよび物性値が 1-ペンタノールに対して妥当であったためであると考えられる.

数値計算により得られた界面における活性剤の濃度分布を図 5 に, 界面での無次元速度分布を図 6 に示す. 図 5 の縦軸は局所無次元吸着長さ $K_\theta = \Gamma / 2R_0 C_\infty$ であるが, ここでは気泡径の異なる系に対して無次元表面濃度を比較するために用いた. 図より, 気泡径の小さな場合の方が表面での無次元濃度が大きくなっているのがわかる. その結果, 図 6 にあるように, 径

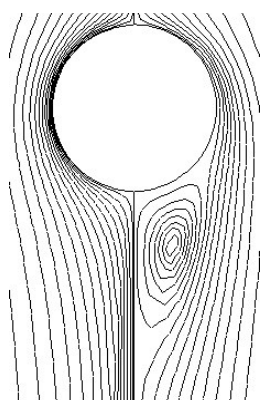


Fig. 3 Flow field around a bubble
(left: without surfactant,
right: with surfactant)

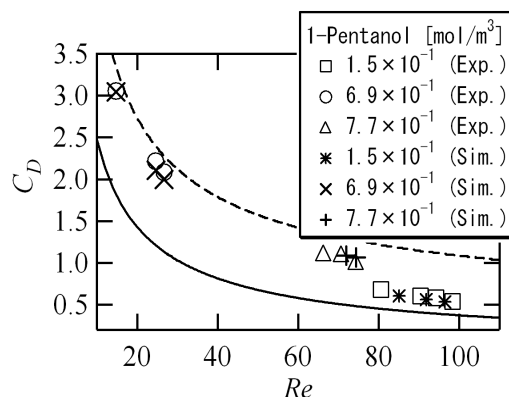


Fig.4 Comparison between the experiments
and simulations (for 1-pentanol)

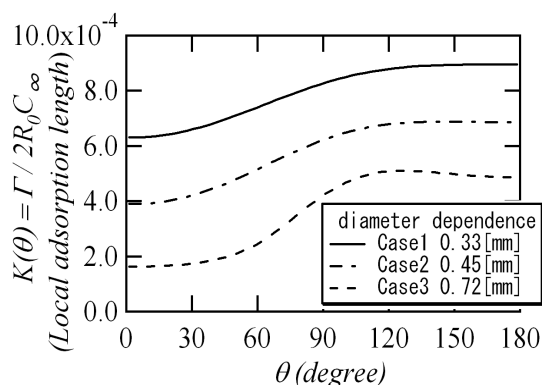


Fig.5 Local adsorption length
(Local surface concentration non-dimensionalised
by bubble radius and bulk concentration)

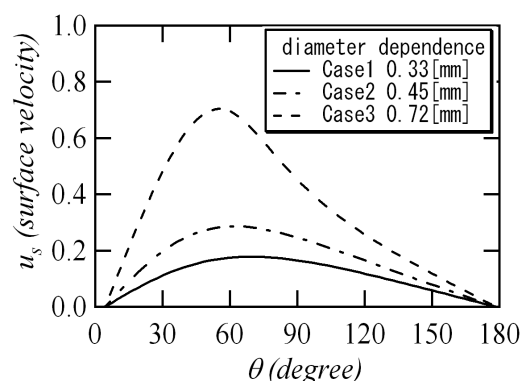


Fig.6 Dimensionless surface velocity
for the different bubble sizes

の小さい気泡の方が、界面での滑り速度(無次元表面速度)が小さくなり、結果としてクリーンバブルの場合に比べて抗力を大きく増加させることになる。表面濃度分布および表面速度、いずれも実験で測定するのが極めて困難な量であるが、実験と数値計算の良好な一致より、数値計算結果を介して界面の状態が予測できるようになる。

3. おわりに

単一気泡の数値シミュレーションに関して、境界適合格子を用いた手法について紹介した。境界適合格子を用いた手法は、複数の分散相間の相互干渉のシミュレーションなどには多くの困難を伴うが、単一の分散相に働く種々の力の高精度計算には非常に適している。特に気液二相流の分野で重要な、せん断流中の変形気泡に働く揚力の評価などには、境界適合格子による解析が適していると考えられる。

謝辞： ここで紹介した数値計算は、東京大学機械工学専攻・松本洋一郎教授および大学院生の宇田東樹氏との共同研究として行われたものである。また、界面活性剤に関連した研究

は、平成 13 年度 NEDO 研究助成事業(01B62001)の交付を受け行われた。記して感謝の意を表す。

参考文献

- [1] Frumkin, A. and Levich, V., “On surfactants an interfacial motion”, *Zhur. Fiz. Khim*, **21** (1947), 1183.
- [2] Magnaudet, J. and Eames I., “The motion of high-Reynolds-number bubbles in inhomogeneous flows”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **32**(2000), 659-708.
- [3] Takagi, S. and Matsumoto, Y., “Three dimensional calculation of a rising bubble”, *Proc. of the 2nd International Conference on Multiphase Flow, Kyoto, (1995)*, PD2: 9-16.
- [4] 高木周, 松本洋一郎, 黄華雄, “境界適合格子による単一上昇気泡の数値解析”, *日本機械学会論文集 B 編*, **61-586** (1996), 1976-1983.
- [5] Binze, Y., Prosperetti, A. and Takagi, S., “The transient rise of a bubble subject to shape or volume changes”, *Phys. Fluids*, **15** (2003), 2640-2648.
- [6] Duraiswami, R. and Prosperetti, A., “Orthogonal mapping in two dimensions”, *J. Comput. Phys.* **98** (1992), 254-268.
- [7] Ryskin, G. and Leal, L.G., “Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics. Part2. Buoyancy-driven motion of a gas bubble through a quiescent liquid”, *J. Fluid Mech.* **148**(1984), 19-35.
- [8] Bhaga, D. and Weber, M.E., “Bubbles in viscous liquids: shapes wakes and velocities”, *J.Fluid Mech*, **105** (1981), 61-85.
- [9] Hnat, J.G. and Buckmaster, J.D., “Spherical cap bubbles and skirt formation”, *Phys. Fluids*, **19** (1976) 182-
- [10] Takagi, S., Prosperetti, A. and Matsumoto, Y., “Drag coefficient of a gas bubble in an axisymmetric shear flow”, *Phys. Fluids*, **6** (1994), 3186-8188.
- [11] 高木周, 宇田東樹, 渡邊祐二, 松本洋一郎, “界面活性剤を含む水中を上昇する気泡の挙動”, *日本機械学会論文集 B 編*, (2003), 掲載予定.
- [12] Cuenot, B., Magnaudet, J. and Spennato, B. “The effects of slightly soluble surfactants on the flow around a spherical bubble”, *Journal of Fluid Mechanics*, **339**(1997) , 25-53.