

界面体積追跡法による気液二相流解析

Two-phase Flow Analyses Using Interface Volume Tracking

功刀 資彰
京都大学大学院工学研究科

Tomoaki Kunugi
Kyoto University

E-mail: kunugi@nucleng.kyoto-u.ac.jp

1 はじめに

現在の気液二相流解析の主流である二流体モデルは、1980年前後から原子炉システムなどの大規模な一次元解析で豊富な実績がある。最近では三次元解析も広く行われるようになってきているが、二流体モデルの導出過程で気液流動場が時間・空間について平均化され、気体・液体間の界面構造は消去されてしまうので、流れ場の平均化のスケールは界面構造より大きくなって、気泡や波の構造スケールより小さい寸法の計算メッシュを使用しても界面構造と界面輸送に伴う間欠的流れの影響は解析できないという本質的な欠点がある。元来、気液二相流は過渡現象であり、これを無視した気液二相流の力学の本質的な理解はあり得ない。したがって、二流体モデルは既に特性が解明されている範囲での平均的かつ巨視的な現象のみ取扱っているに過ぎず、気液二相流を特徴づける界面構造と間欠的な現象を捉えた機構論的な予測法であるとは言えない。したがって、気液二相流現象を理解し機構論的な予測を可能にするためには、過渡的な界面構造を直接捉えることが必要である。

一般に変形する自由界面を伴う流れを解析する場合、界面における表面張力効果を正確に考慮する必要があり、このため界面曲率を精度良く求めることが重要な課題である。界面曲率を高精度に求めるためには界面形状を高精度に追跡する必要がある。自由界面を含む流れ解析の一つの典型である気泡流の解析では、界面を一種の膜としてその挙動を境界積分法¹⁾で追跡する手法、自由界面形状を精度良く追跡するために計算格子を界面変形に追従させながら解析する有限要素法²⁾、境界適合座標系³⁾、Lagrangian 法⁴⁾等の適用が試みられているが、いずれの方法も界面追跡のために計算格子の頻繁な再構成が必要であり、その際に数値誤差や数値不安定を発生する可能性がある。一方、このような計算格子の再構成を必要としない解析手法として、MAC(Marker and Cell)法⁵⁾に代表される質量を持たないマーカー粒子を追跡して界面形状を追跡する方法があるが、流体の渦運動のためにマーカー粒子が一部で凝集したり、反対に界面近傍に粒子が存在しない場合を生ずるため、粒子数の保存や粒子再配置等について的人為的な制御が必要となる。特に、界面が合一・分裂するような場合には界面近傍の粒子の制御は極めて困難である。

現在のところ自由界面を含む流れの解析に威力を示しているのは、米国のロスアラモス研究所で開発された流体の占有率(VOF:Volume of Fluid, 流体率と呼ばれる)に着目し、その輸送方程式を Navier-Stokes 式と連成して解く SOLA-VOF⁶⁾である。SOLA-VOF はソースプログラムが一般公開されており、VOF 法に関する詳細な解説も出版されている。富山ら⁷⁾は改良 SOLA-VOF 法による気泡流の 2 次元及び 3 次元詳細解析を精力的に行っている。しかし、VOF 法で複雑な界面や気泡を輸送した場合、特別な工夫を施さない限り、例えば円形又は球形の気泡は四角形又は直方体状へ変形してしまう。これは、VOF 法が気液二相流輸送について局所移動体積を完全に保存する Donor-Acceptor 法という特殊であるが高精度な離散化手法を用いながら、界面こう配の輸送を無視したことに起因している。

原稿受理 2003 年 8 月 29 日

界面こう配を考慮しない流体率輸送法は、DeBar⁸⁾の提案した KRAKEN コードに始まり、Nichols & Hirt⁹⁾の VOF 法等の SLIC (Simple Linear Interface Calculation)へ発展し、その後 Ashgriz ら¹⁰⁾の FLAIR 法や Lafaurie ら¹¹⁾の SURFER 法へ改良されている。一方、界面こう配を考慮した流体率輸送法は、Youngs¹²⁾による先駆的な PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation)の考案に始まるが、そのアルゴリズムの詳細は不明である。その後、米国ロスアラモス研究所の Kothe らのグループによって、3次元非構造格子系 PLIC コード TELLURIDE の開発が進められている¹³⁾。また、Zaleski ら¹⁴⁾が PLIC による自由界面の直接数値シミュレーションのレビューを行い、Kelvin-Helmholtz 不安定性、液滴崩壊、Rayleigh-Taylor 不安定性等への適用で大きな成果を挙げていることを報告している。

本講演では、非混合二相流体に対して「一流体モデル」、すなわち、 k 相(または種類)の各流体は局所質点中心とともに移動するものと仮定し、Navier-Stokes 式と PLIC の特徴である界面こう配を考慮しつつ質量及び体積の完全な保存性を有する流体率輸送法(界面体積追跡法:Interface Volume Tracking)を連成した新しい手法である MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver)¹⁵⁾についてその概要を述べ、いくつかの解析例を示す。

2 界面体積追跡法

これまでに、多くの界面捕獲法あるいは界面追跡法が提案されているが、SOLA-VOF に代表される SLIC 系統の方法では、対流による界面輸送後に界面を再構築する際に、隣り合うコントロールボリューム間の面を垂直に横切って界面を再配置する。この場合、気液界面を明確化するために Donor-acceptor 法を用いるが、界面勾配は考慮されない。これに対して、PLIC 系統の方法は、各コントロールボリューム内部に勾配と切片を持つ界面(2次元では直線、3次元では平面)を再配置する方法である。後で見るように PLIC は多流体や多相流問題に威力を発揮しつつあるが、これまであまり適用されていなかったのは、その方法が SLIC ほど単純でないことに起因している。

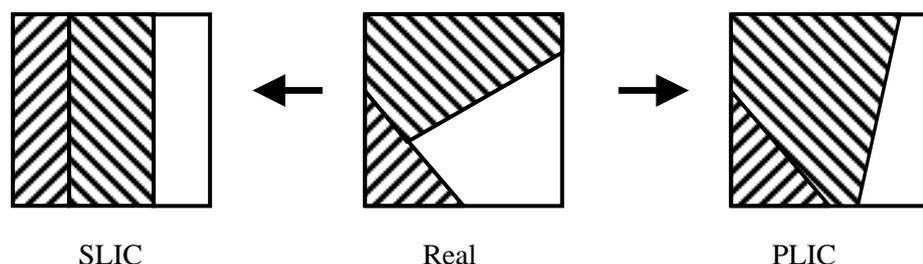


Fig.1 Interface Reconstruction for 3 Substances

さて、Fig. 1 に示すようなコントロールボリューム内が多物質から構成され、中央の図のような分布となっている場合を考える。SLIC では左図のような積層板のような界面再構成となってしまうが、PLIC では右図のように界面勾配は多少異なるものの、各物質の界面形状が再構成時にも再現されることが分かる。界面勾配の近似度をさらに上げるためには、単純に計算格子サイズを小さくすれば良いことも同時に予想でき、安価で大規模メモリが利用可能

となれば詳細な界面追跡も夢ではない。以下では, MARS⁽¹⁵⁾を取り上げ, その概略を述べる。

VOF 法では, Donor-Acceptor 法の考えから, 微小時間に輸送される流体の体積(流体率 f)を厳密に保存し, 界面をぼかさなため, 解析空間の微小面積(格子セル)において, 隣接するセル間を横切る界面のこう配を無視した流体率輸送を行っている。このため, 進行方向に斜めな界面は計算を続けるうちにやがて流れ方向に対して垂直な界面となり, 2次元問題では斜め界面は階段状となる。この欠点を克服するため, 移動体積流量 δF の計算を行う際に, 界面のこう配($f/\Delta x$)を考慮する。すなわち, 流れ方向に垂直な断面の流体面積率を $S(x)$ とすると移動流量 δF は以下の式で書ける。

$$\delta F = \int_{x-u\Delta t}^x S(x)dx \quad (1)$$

したがって f の移動量に界面こう配を考慮する問題は $S(x)$ の補間問題へ置き換えて考えることができる。

議論を単純化するため, 1次元問題を考える。まず, 格子セル内での曲率が無視できる程度の, 流れ方向に斜めの界面を考える。注目しているセルの左側面から右側面の間で界面より下に存在する流体の面積率 $S(x)$ が連続的に変化しているものとすれば, $S(x)$ と区間連続関数 $C(x)$ には以下の関係が成立する。

$$S(x) = C(x) \quad (2)$$

すなわち, 区間連続関数 $C(x)$ の関数形が既知であれば流体の面積率 $S(x)$ が求まることになる。

MARS では, 区間連続関数 $C(x)$ として以下に示す単純な一次関数形を提案している。これは, 格子セル内での界面こう配を一次関数で近似し, そのこう配と流体率から格子セル境界での流体率を計算する方法であるが, 表面張力モデルの精度が格子分解幅以上には期待できないことを考慮すれば妥当な近似と言える。また, 本手法の多次元への拡張は容易であり, 以下に具体的な手法を述べる。

曲率が無視できる程度の格子が確保できれば, 次式のように界面の法線ベクトル成分を用いて界面こう配 f を求め, 区間連続関数 $C(x)$ を定義できる。

$$C(x) = fx + \frac{1}{2} \quad (3)$$

Fig. 2 は, 計算セル幅 ($\Delta x, \Delta y$) で規格化した格子セル ΔV 内の流体が負の界面こう配 ($f' < 0$)を持つ場合の概念図を示したものであり, 実際の流体界面 $S(x)$ を一次関数 $C(x)$ で近似した様子を模式的に表している。 $C(x)$ より下方に存在する流体部分の近似断面積 $S(x)$ は, 例えば x 方向流速 $u > 0$ とした場合, $x=1/2$ の面を横切って流れる流量を与える。すなわち, 単位時間当たりの通過流量は台形の面積 $[\Delta t \times u \times [S(x, t+\Delta t) + S(x, t)]/2]$ として次式から解析的に計算できる(ここで, x_0 は規格化した格子セルの中心座標であり, 界面こう配 f' はこの位置で定義されていることになる)。

$$S(x) \approx f'(x_0 + x) + \frac{1}{2}, \quad (\because 0 \leq S(x) \leq 1) \quad (4)$$

たとえば, 界面こう配 $-1 < f' < 0$ の場合, Fig. 2の規格化した格子セルを左側に移動してセル

の右側境界が $y=1$ となる時のセル中心点を $-x_2$,およびセルの左側境界が $y=1$ となる時のセル中心点を $-x_1$ と定義すれば, 流体率 $f(x)$ を計算できる. 同様に右側に移動してセルの右側境界が $y=0$ となる時のセル中心点を x_1 とし, セルの左側境界が $y=0$ となる時のセル中心点を x_2 と定義すると, 界面こう配が $0 < f' < 1$ の場合や $1 < |f'|$ についても同様に取り扱うことによって, 以下に示すように任意の x についての流体率計算用ステンシルを構成できる.

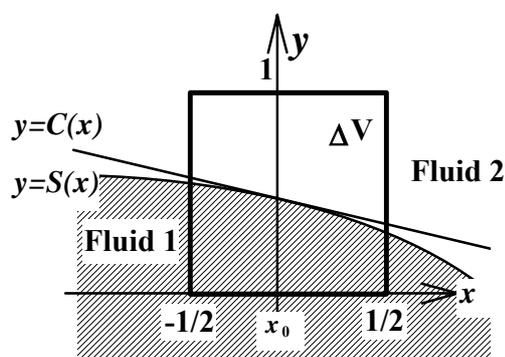


Fig. 2 Normalized Computational Cell , Fluid Area Fraction $S(x)$ and Line-segment Function $C(x)$ ¹⁵⁾

$$\left. \begin{aligned}
 &sign = sign(f') \\
 &x_1 = \frac{1}{2} \left| sign \times \frac{1}{f'} - 1 \right|, \quad x_2 = \frac{1}{2} \left(sign \times \frac{1}{f'} + 1 \right) \\
 &F' = Min(1, sign \times f'), \quad \bar{x} = sign \times \left(f_{given} - \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{F'} \\
 &x_0 = x_2 - \sqrt{-\frac{2}{f'} \left[f_{given} - \frac{1}{2} (1 + sign) \right]}, \quad \text{for } x_1 < \bar{x} \\
 &x_0 = sign \times \left(f_{given} - \frac{1}{2} \right) \frac{1}{F'}, \quad \text{for } -x_1 \leq \bar{x} \leq x_1 \\
 &x_0 = -x_2 + \sqrt{\frac{2}{f'} \left[f_{given} - \frac{1}{2} (1 - sign) \right]}, \quad \text{for } \bar{x} < -x_1
 \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

したがって, まず, 注目している格子セルの既知の流体率 f_{given} と注目セルの周囲セルの持つ既知の流体率から界面法線ベクトルおよび界面こう配 f' を計算する. これらを用いて式(5)からセル中心位置 x_0 を求め, 式(4)より正確な格子セルの境界面積率 $S(x)$ が計算できる. 但し, $f'=0$ の場合は $S(x_0+x)=f_{given}$ (既知) であり, $f'=\pm\infty$ の場合は Donor-Acceptor 法⁹⁾を適用する. これによって, 移動流量 δF が $S(x)$ と f' からなる三角形または台形の面積として式(1)より解析的に積分できる. 以上のように, 界面法線ベクトルから界面こう配を計算すること及び関数 $C(x)$ を利用して解析的に格子境界面積率を計算することにより正確な界面の捕獲と移動流量の計算ができる. ここで, 非圧縮性流体の界面輸送についての問題点を整理すると, 次の3つの性質が重要であると考えられる.

- (1) 界面形状の正確な捕獲と輸送 (形状保存)
- (2) 界面格子セル内の流体率の正確な輸送 (体積保存)
- (3) 格子界面での流体率の連続性 (界面再構築)

界面の輸送は PLIC と同様な流体率 f の移流方程式を保存形に書き直した移流方程式(6)に基づいて行う。ここで、流体率 f の移流方程式に保存形を用いたのは、単なるカラー関数の移流でなく、 f を流体の物理量として移流するためである。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}f) = f \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (6)$$

式(6)を解析空間で差分して解く場合、急峻な界面を正確に追うためには細かい格子と高次差分を用いる必要があるが、高次差分を用いればより多くの格子点情報を必要とするため Filtering 効果によって界面形状は丸くなり易く、液滴崩壊や気泡分裂など界面形状が大きく乱れる場合の正確な界面捕獲は困難である。

ここでは、各方向の隣接する格子セル境界での流体率の不連続性を出来る限り小さくしながら界面輸送を行うために[(3)の条件]、1 時刻ステップ内での界面輸送を空間方向に同時に行い(Unsplit time integration)、時間方向に多段階 (Fractional Step Method)¹⁶⁾で行う。式(6)の対流項 $\nabla \cdot (\mathbf{u}f)$ の時間積分は、界面勾配を考慮した体積移動流量 δF を用いて式(7)のように陽的に記述でき、差分式(8)を得る。

$$\nabla \cdot \delta F_m^{h+1} = \Delta h \cdot \nabla \cdot (f_m^h \mathbf{u}^{n+1}) \quad (7)$$

$$f_m^{h+1} = f_m^h - \sum_i \left[(\delta F_{m,i+1}^{h+1} - \delta F_{m,i}^{h+1}) - f_m^h \Delta h (u_{i+1}^{i,n+1} - u_i^{i,n+1}) \right] / \Delta_i \quad (8)$$

ここで、 u^i は i 方向の速度、 Δ_i は格子幅 (ここでは一定値) を表し、時間進行については、1 時刻を N 分割し、 $\Delta h = \Delta t / N$ とした Fractional Step を用いた Sub-cycling 法を用いる。

具体的な界面輸送手順を以下に述べる。

- (1) 界面法線ベクトルを f 値から求める。
- (2) 界面勾配 f および移動流量 F を求める。
- (3) Fractional Step で界面法線ベクトルを再計算しながら f を輸送して 1 時刻ステップ内の計算を終わる。

本手法は 3 次元へも容易に拡張でき、3 次元界面輸送を精度良く計算することができる。この方法を「界面こう配を考慮した界面輸送法」と称し、流体方程式と組み合わせた解析手法が MARS である。

MARS は、一流体モデルに基づいているため、流体は一つの運動方程式に支配され、固体物質の相変化を考慮できるように解析空間の任意の点(x_i , $i=1,2,3$)周りのセルに占める各物質 (固・液・気体) の時空間分布を体積率関数 $f(t, x_i)$ を使ってモデル化し、固体表面、自由界面を定義する。物質の空間分布 $\langle f \rangle_M$ はセルにおける物質の体積比の総和として次式で表せる。

$$\langle f \rangle_M \equiv \sum f_n = 1.0 \quad (9)$$

ここで f_n は物質 n の体積率, $\langle \rangle$ は平均を表す. また, 流体 (液体・気体) および部分的に融解している固体物質についても, 同様に m 流体について次式で定義できる.

$$\langle f \rangle = \sum f_m \quad (10)$$

また, 多相流を一つの流体として取り扱うため, 物性値 ϕ は各相の平均値 $\langle \phi \rangle$ として次式で定義する. ここでは, 非圧縮性粘性流体を仮定するものとする.

$$\langle \phi \rangle = \sum (f_m \phi_m) \quad (11)$$

以下, 液体・気体の両領域の連続式及び運動方程式を Fractional step 法である 2 段階 Projection 法¹⁷⁾で解く.

多相 m 流体の連続式は式(6)から, 次のように書ける.

$$\frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} + \sum [\nabla \cdot (f_m \mathbf{u}) - f_m \nabla \cdot \mathbf{u}] = 0 \quad (12)$$

運動方程式は Navier-Stokes 方程式中で表面張力を CFS モデル¹⁸⁾に基づく体積力 F_v として考慮した.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \mathbf{G} - \frac{1}{\langle \rho \rangle} (\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - F_v) \quad (13)$$

ここで, CSF モデルおよび粘性応力は次式で定義した.

$$F_v = \sigma \kappa \nabla f_k \rho / \bar{\rho} \quad (14)$$

$$\boldsymbol{\tau} = -\langle \mu \rangle [(\nabla \mathbf{u}) + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (15)$$

ただし, σ は表面張力係数, $\bar{\rho}$ は気液界面での算術平均密度である. 界面曲率 κ は注目計算セル周囲の流体率の勾配である界面法線ベクトル \mathbf{n} から次式で求められる.

$$\kappa = \frac{1}{|\mathbf{n}|} \left[\left(\frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \cdot \nabla \right) |\mathbf{n}| - (\nabla \cdot \mathbf{n}) \right] \quad (16)$$

また MARS では, 融解・蒸発・沸騰・凝縮などの相変化現象の解析を行うため, 以下のように大中¹⁸⁾の温度回復法を採用している.

$$\langle \rho C_v \rangle_M \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla T \right) = \nabla \cdot (\langle \lambda \rangle_M \nabla T) - P(\nabla \cdot \mathbf{u}) + Q \quad (17)$$

ここで, C_v は定積比熱, λ は熱伝導率, Q は発熱項, $P(\nabla \cdot \mathbf{u})$ 項は, 圧縮・膨張による仕事 (理想気体を想定) である.

なお, MARS では飽和線の決定に温度回復法を採用している. その理由は, 本手法が極めて計算機向きのアルゴリズムである点と計算セルごとに相変化量の経時変化が推算でき, この体積変化量を MARS では流体率変化として直接的に取扱うことができる点にある. すなわち, 固体(液体)から液体(気体)への潜熱放出量 Q は $Q = \rho \Delta W \Delta g \cdot L$ (ここで, ΔW はセル体積, Δg は固相[液相, 気相]率, L は融解[蒸発, 凝縮]潜熱である) と定義できるので, Δg を Δf と等価とするモデルを提案している.

3 解析例

3.1 気泡塔内での連続気泡発生解析¹⁵⁾

Fig. 3 に示すような水を満たした気泡塔の下部プレナム(空気を満たされている)に取り付けたオリフィス孔から連続的に気泡が発生し、発生した気泡同士が合一しながら気泡塔内を上昇する非定常解析を試みた。

解析体系としては、高さ 60mm、幅 15mm の垂直な 2 次元気泡塔の上部に水を満たし(水部の高さ 55mm)、下部プレナム部(高さ 3.5mm)には外部より空気が供給され、下部プレナムに取り付けられた幅 2mm、厚さ 1mm のスリット状オリフィスから気泡が発生する。2 相の密度比は $\rho_{water}/\rho_{air}=987$ であり、物性値は室温における値を用いた。境界条件としては、上方境界は自由流出条件かつ大気圧、壁面では速度の滑り無し条件、気泡塔下部プレナムへのプレナム側壁部からの空気流入条件は速度一定(0.1m/s)とした。

Fig. 4 は、 $t=0.4$ 秒における界面位置及び速度ベクトルであり、4 個の気泡と成長中の気柱周辺に渦が存在している様子が分かる。Fig. 5 は気泡連続発生の一例を示したもので、図中の実線は界面($f=0.5$)を等高線表示している。オリフィスから気泡が発生、成長しながら上昇し、やがて気泡が離脱、それと同時に次の気泡の成長が始まる様子や、上方の気泡が壁面近傍の下向き流れの影響で左右に揺動しながら上昇を続ける様子などが明瞭に計算できている。

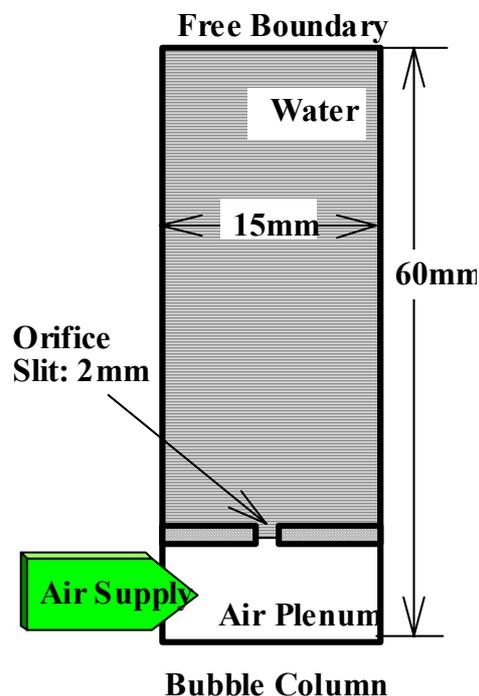


Fig. 3 Bubble Generation in a Bubble Column

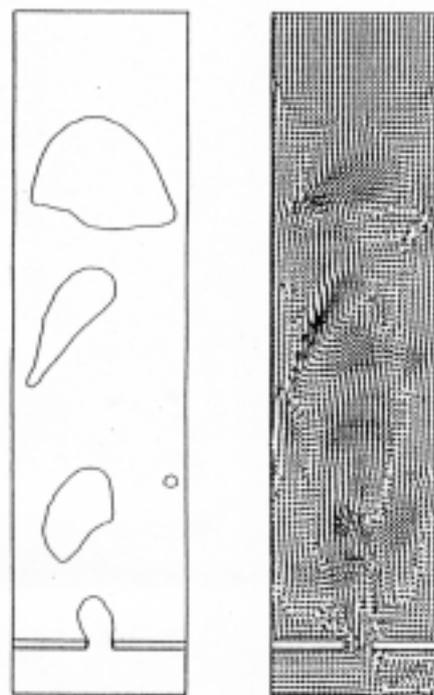


Fig. 4 Bubble Shapes and Vector Field at $t=0.4s$

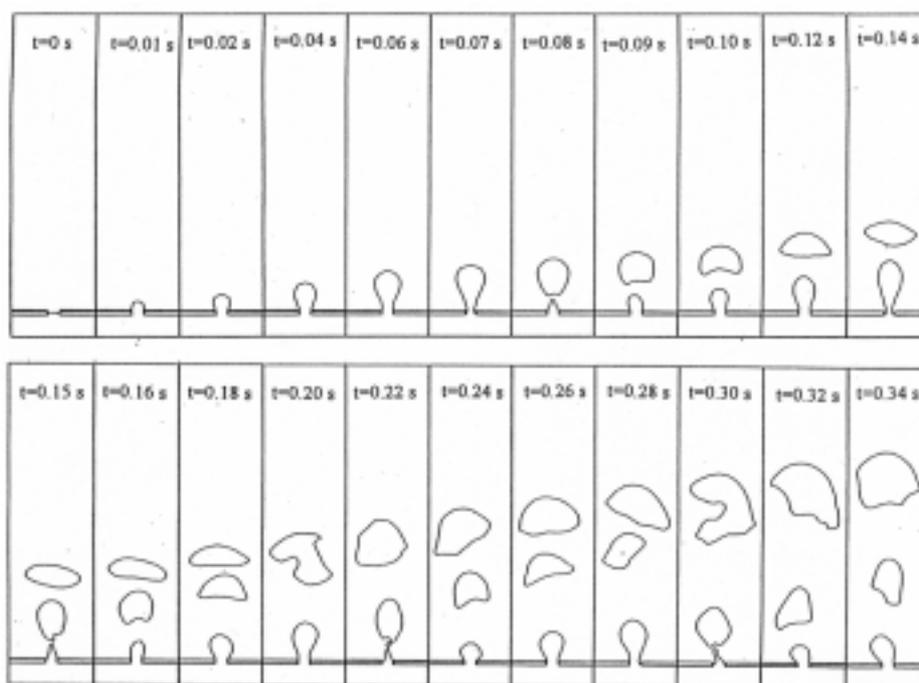


Fig. 5 Transient Behavior of Generated Bubbles through an Orifice in a Bubble Column

3.2 水平管路内のスラグ流解析²⁰⁾

パイプラインや原子炉などの水平配管内では、気液二相流は重力の影響で成層し（成層二相流と呼ばれる）、気泡流などの均質二相流とは全く異なった挙動を示す。つまり、気液界面に働くせん断力が界面不安定を誘起し、流動条件によっては液体が管路を閉塞するスラグ流を発生させ、配管を損傷させる程の衝撃力を生ずる場合（水撃現象）がある。このため工学上の大きな課題となっている。

この現象の解析は従来二流体モデルで試みられてきたが、成功していないのが現状である。これは、二流体モデルによる基礎式が双曲型方程式となり、スラグ流のような大変形時には解が虚数になってしまうことによると考えられる。しかし、MARS は空間には楕円型方程式を解いているので、このような虚数解は発生せず、スラグ発生から気泡巻き込みまで解析できる利点がある。

Fig. 6 は 2 次元水平管内の層状二相流の解析体系を示している。ダクトの径は 10cm で上部 4cm に風速 9m/s の空気が流れ、下部の 6cm には初期は停滞した水が存在している状況を初期条件とした。空気流による界面せん断力で水が流動し、界面変形を起こしてスラグ発生するまでを過渡解析した結果を Fig. 7 に示す。初期に左側の空気流入部付近で発生した微小な擾乱が、次第に発達して大きな波となって、やがてスラグ流を形成、気泡巻き込みながら流下していく様子が良く分かる。

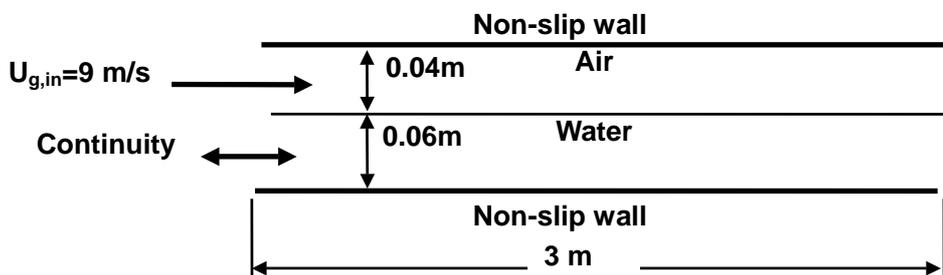


Fig. 6 Boundary Condition of Slug Flow Analysis in a Horizontal Duct

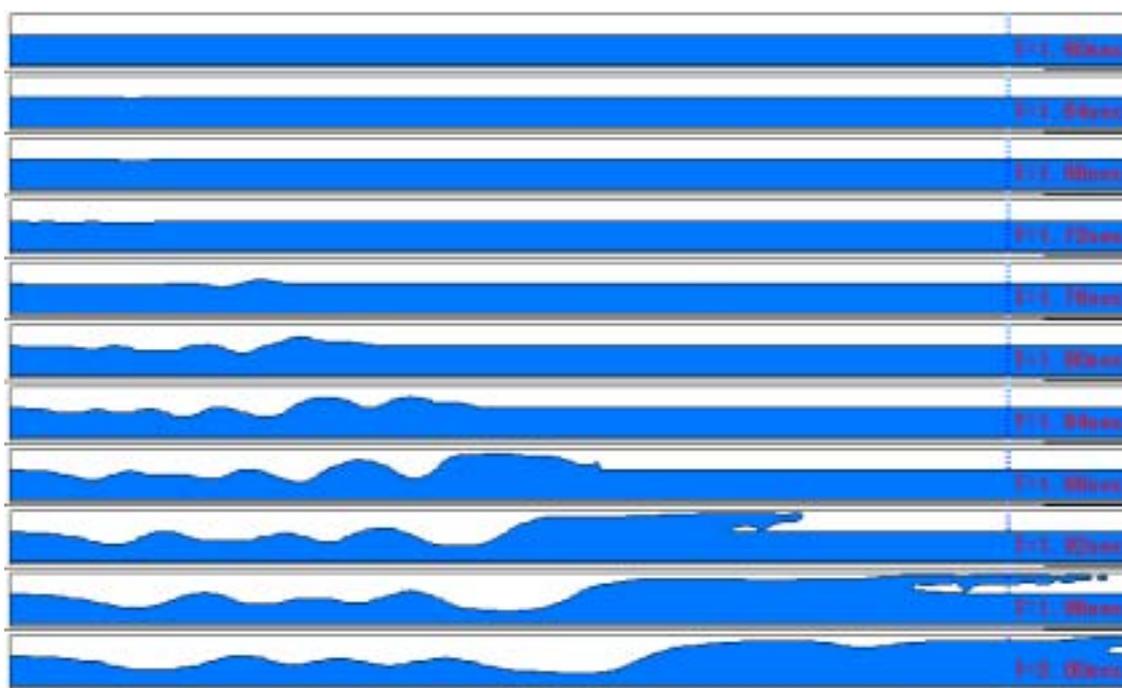


Fig. 7 Transient Behavior of Slug Flow in a Horizontal Duct

3.3 密閉空間内の気液相変化解析²¹⁾

Fig.8 に示すように大気圧の飽和温度に近い水(99.9)と上部に蒸気(100.1)を満たした長方形容器の下面を 250 に加熱し, 上面を 0 に冷却し, 側面は断熱とした. Fig.9 に加熱開始後の容器内の状況を示す. 下部の水域では高温面からの気泡の発生が見られ, 上面の低温壁上で蒸気相の凝縮による液膜の形成及び重力による液滴の落下する状況が見られる.

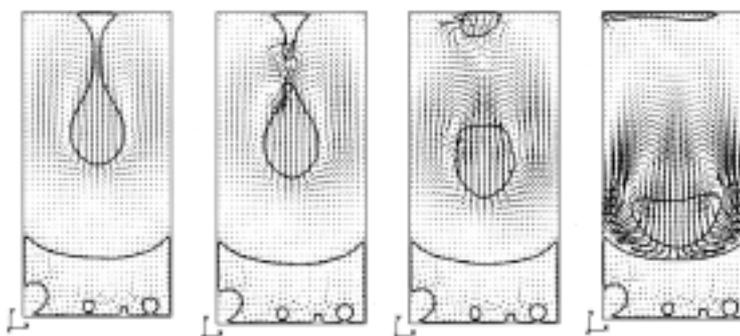
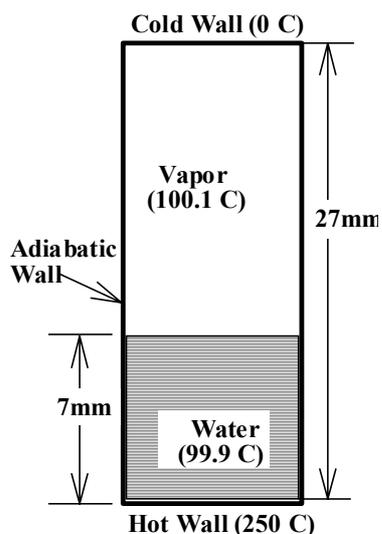


Fig.8 Phase Change Simulation in an Enclosure

Fig.9 Transient Behavior of Boiling and Condensation in an Enclosure

3.4 3次元ミルク・クラウン解析

Fig.10は直径15mmの水滴が厚さ4mmの水膜の上に落下する場合の初期配置を示したものである。解析領域の底面と側面は滑りなし条件，上部は開放(自由流入出)してある。水滴は水面から10mmの位置に置かれており，初速5m/sで水面へ衝突する条件で解析した結果がFig.11であり，(a)が1ms後，(b)が5ms後，(c)が9ms後の水滴衝突による「ミルク・クラウン」の形成状況が良く再現されている。衝突初期の(a)では水滴の運動量によって液膜が排除され，垂直な水の壁を形成して円形に広がって行く様子が分かる。(b)では形成された垂直な水の壁の上部が液膜の不安定性のために崩壊していく様子が分かる。最後の(c)では，崩壊した液膜先端が表面張力の為に丸くなって，所謂，「ミルク・クラウン」を形成していく様子が分かる。同時に，発生した2次液滴と液膜との再衝突によるクレーターの形成も見て取れる。

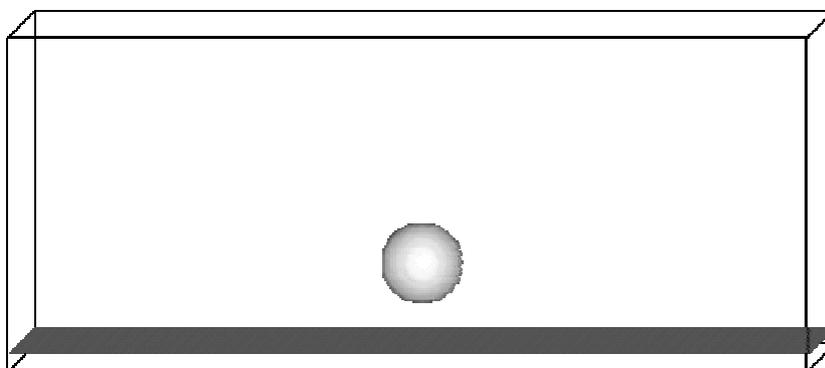


Fig.10 Initial Configuration of Water-Droplet above the Water Thin Film for Simulation of Coronet Formation

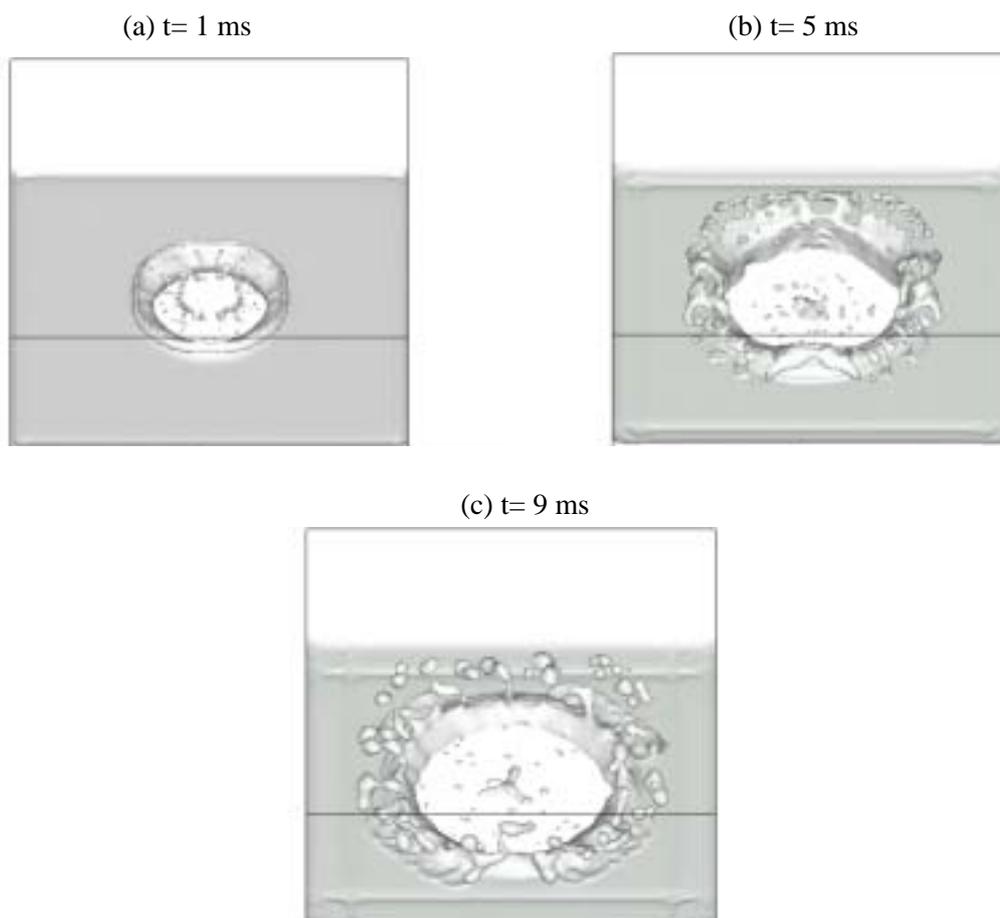


Fig.11 Transient Behavior of Coronet Formation

3.5 風波による乱流自由界面流解析²²⁾

河川や海洋界面での乱流熱物質移動現象は、地球温暖化における炭酸ガス海洋吸収問題とも関連して大きな課題となっている。著者等が最近実施している大気海洋相互作用に関する研究の一例として、風速 18m/s の乱流による界面の様子を Fig.12 に示す。本解析はかなり粗いものであるが波立ちや液滴の飛散の様子は興味深い。

4 まとめと展望

本講演では界面追跡法による気液二相流解析手法である MARS を概説し、この手法によってこれまで困難であった様々な混相流動が解析可能となってきたことを述べた。近年の計算機の飛躍的な発達には、巨大なメモリを廉価で利用可能とさせ、詳細な格子分割を必要とする界面挙動の詳細な取り扱いや複雑形状場の熱流動問題が極めて単純に取り扱える可能性を期待させている。今後、本手法が機械工学、化学工学、原子力分野を始めとする広範な理工学分野で広く展開されることを期待している。

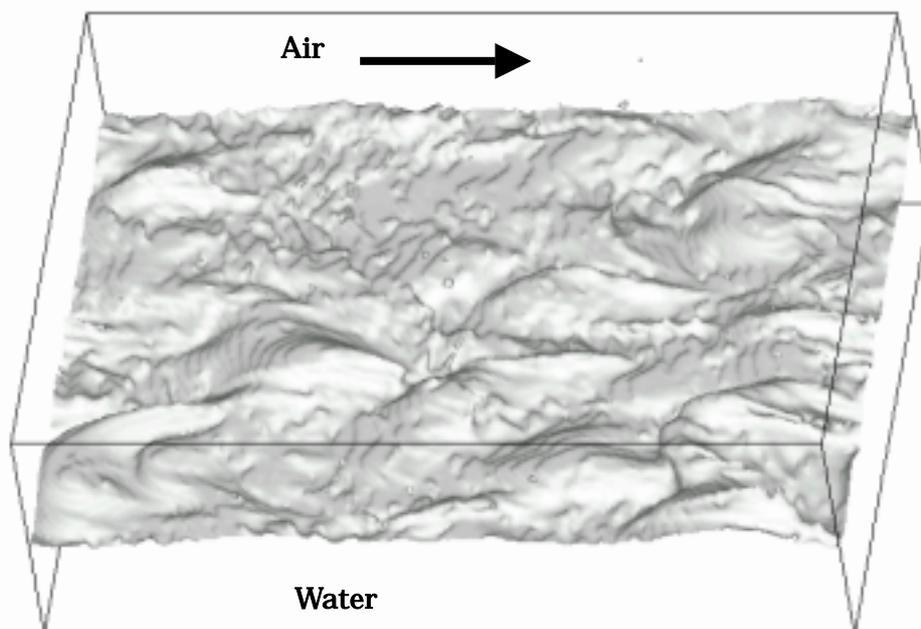


Fig.12 Snapshot of Turbulent Free Surface Flow

参考文献

- 1) Yeung, R. W.: Numerical Methods in Free-Surface Flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 14 (1982) pp.395-442.
- 2) Bonnerot, R., Jamet, P.: Numerical Computation of the Free Boundary for the Two-Dimensional Stefan Problem by Space-Time Finite Elements, *J. Comput. Phys.*, Vol. 25 (1977) pp.163-181.
- 3) Ryskin, G, Leal, L. G.: Numerical Solution of Free-boundary Problems in Fluid Mechanics. Part 1. The Finite-Difference Technique, *J. Fluid Mech.*, Vol. 148 (1984) pp.1-17
- 4) Fritts, M. J., Boris, J. P.: The Lagrangian Solution of Transient Problems in Hydrodynamics using a Triangular Mesh, *J. Comput. Phys.*, Vol. 31 (1979) pp.173-215
- 5) Harlow, F. H., Welch, J. E.: Numerical Study of Large-Amplitude Free-Surface Motion, *Physics of Fluids*, Vol.9 (1966) pp.842-851
- 6) C. W. Hirt, Nichols, D. B.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comput. Phys.*, Vol.39 (1981), pp.201-225
- 7) 富山明男,宋明良,南川久人,坂口忠司:VOF 法による単一気泡の数値解析,機論 B 編,Vol. 57,,No.539 (1991) pp.2167-2173
- 8) DeBar, R.: Fundamentals of the KRAKEN code, Technical Report UCIR-760, Lawrence Livermore National Laboratory (1974)
- 9) Nichols, B. D., Hirt, C. W.: Methods for Calculating Multi- dimensional, Transient Free Surface Flows Past Bodies, Technical Report LA-UR-75-1932, Los Alamos National Laboratory (1975)
- 10) Ashgriz, N., Poo, J. Y.: FLAIR: Flux Line-Segment Model for Advection and Interface Reconstruction, *J. Comput. Phys.*, Vol.93 (1991) pp.449-468

- 11) Lafaurie, B., Nardone, C., Scardovelli, R., Zaleski, S. and Zanetti, G.: Modelling Merging and Fragmentation in Multiphase Flows with SURFER, *J. Comput. Phys.*, Vol. 113 (1994) pp.134-147
- 12) Youngs, D. L.: Numerical Methods for Fluid Dynamics, Academic Press (1982) pp.273-468
- 13) Rider, W. J., Kothe, D. B., Reconstructing Volume Tracking, *J. Comput. Phys.*, Vol.141, (1998) pp.112-152
- 14) Zaleski, S., Li, J., Succi, S., Scardovelli, R. and Zanetti, G.: Direct Numerical Simulation of Flows with Interfaces, Proc. 2nd Int. Conf. Multiphase Flow '95, Kyoto, (1995) PT2.
- 15) 功刀資彰:自由界面を含む多相流の直接数値解析法,機論 B 編,Vol.63,No.609 (1997) pp.1576 - 1584
- 16) 功刀資彰,小瀬裕男:MARS 法による相変化を含む多相流シミュレーション,第 8 回計算流体シミュレーション講演論文集, (1997) pp. 351-352
- 17) Chorin, A. J., Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations, *Math. of Comput.*, Vol.22 (1968) pp.745-762
- 18) Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C.: A Continuum Method for Modeling Surface Tension, *J. Comput. Phys.*, Vol.100 (1992) pp.335-354
- 19) 大中逸雄:コンピュータ伝熱・凝固解析入門, (1985), 丸善
- 20) Kunugi, T., Ose, Y., Banat, M.: Slug-Plug Flow Analyses of Stratified Flows in a Horizontal Duct by means of the MARS, Proc. 5th ASME/JSME Joint Thermal Conf., CDROM AJTE99-6435 (1999)
- 21) 功刀資彰:MARS による 3 次元気泡発生シミュレーション,第 34 回日本伝熱シミュレーション講演論文集 (1997) pp.815-816
- 22) Kunugi, T., Satake, S., Ose, Y.: Direct Numerical Simulation of Turbulent Free-Surface Flow, Turbulence and Shear Flow Phenomena-1, Begell House Inc. (1999) pp.621-626