第 29 回数値流体力学シンポジウム
講演番号　B02-1

Sharp interface model を用いた高速流圧縮性混相流解析の質量保存性の向上について

Mass conservation improvements of higher order two-phase compressible simulations with sharp interface model

○ 黒滝　卓司，ＪＡＸＡ 航空技術部門，東京都調布市深大寺東町 7-44-1, kurotaki@chofu.jaxa.jp
住　隆博，佐賀大，佐賀市本庄町 1 番地, E-mail: sumi@me.saga-u.ac.jp
Takuji Kurotaki, JAXA, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu, Tokyo, Japan
Takahiro Sumi, Saga University, 1 Honjo, Saga, Saga, Japan

A new numerical method to improve mass conservation accuracy for higher order two-phase compressible simulations with sharp interface model is presented. WCNS (Weighted Compact Nonlinear Scheme) including a new type of compact scheme to improve robustness is implemented to achieve 5th order accuracy. An advection equation of a level set function is used to track the deformation of the interface. This method consists of some steps including re-distribution of boundary conditions and correction of level set values near the interface. Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem and water/air shock-bubble interaction problem in 2-D are solved to verify effects of this method and excellent improvements of both interface geometries and mass conservation accuracy are obtained.

１．はじめに

圧縮性流体における混相流を含む問題は、航空宇宙、医療分野等応用分野が広く今後発展が期待される研究領域である。、その解法に関しては、従来より多くの提案がなされているが、現在の主流は、大別して、拡散界面モデルを用いた VOF 法に代表される、diffuse interface approach[(1)-(5)]と、界面が完全に分離される sharp interface approach[(6)-(10)]を中心に展開していると考えられる。

後者の sharp interface approach は、流れ場中の界面位置に境界条件を導入し、それぞれの領域において単相の流れ場を解くことを基本的コンセプトとしており、流れ場の解法は従来の単相流に対する手法をそのまま用いることができるが、多次元問題では、境界条件の設定に工夫を要し、また、質量の保存性が原理的に満たされないという欠点を有している。この欠点は、将来的にキャビテーション現象等の相変化を含む問題に適用した場合、さらに顕著に表れると予想されるため、何らかの改良が必要であると考えられる。

我々は、前述した両方のアプローチから、非定常な高速圧縮性流体解法の高精度化に取り組み、それぞれの手法の課題を明らかにし、改良を加えるという研究を行っている[(1), (2), (10)]が、本報告では、特に後者の sharp interface approach に関して、質量保存性を向上させる手法について提案し、重要ないくつかの検証問題に応用した結果を報告する。

２．基礎方程式

それぞれの流体に対し、以下の１次元または２次元のオイラー方程式系を基礎方程式とする。

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial}{\partial x_j}f_j(q)=0 \qquad (1)$$

$$q=(\rho,\rho u_1,\cdots,\rho u_N,E)^T \qquad (2)$$

$$f_j=\left(\rho u_j,\rho u_1 u_j+p\delta_{j,1},\cdots,\rho u_N u_j + p\delta_{j,N},(E+p)u_j\right)^T \qquad (3)$$

$$E=\rho e+\rho\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{u}/2 \qquad (4)$$

ここで、N は次元数、ρは密度、$\boldsymbol{u}$ は速度ベクトル、u_j は j 次元目の速度成分、p は圧力、E は全エネルギー、e は単位質量当たりの内部エネルギーである。

さらに、方程式系が閉じるために、密度、圧力及び内部エネルギー間の関係を表す状態方程式が必要である。

$$p=p(\rho,e) \qquad (5)$$

本研究では、基礎方程式 (1) 式を堅牢性を向上させた５次精度重み付コンパクトスキーム(Weighted Compact Nonlinear Scheme: WCNS 法) で解く[(11),(12)]。

また。計算格子は矩形形状とし、界面形状は後述するように、レベルセット関数ϕを使用して定義する。

３．解析手法

３．１ 界面を含む数値解析手法

本研究では、流れ場を基本的に、実流体空間と、境界条件を構成する諸量からなる仮想空間の２つに大別し、流体の種類数にかかわらず、流れ場の解析は一個の実空間上で行う。

これを実現するため、各時間ステップの最初に、例えば２次元問題の場合、各座標軸方向のｉあるいはｊ一定の１次元ライン上の界面の数及び位置、界面両側の計算に必要な量をあらかじめ保持しておき、一次元スイープ時に、界面の数+1 個の分割領域内で、各流体に関する WCNS 法の手続きを行う。その際に必要な境界条件は、仮想空間内に収納された値から与えられる。本研究では、界面直下から２格子分を境界条件として与えた[(10)]。

境界条件に必要な諸量は、文献[9]で提案された方法に基づき、近似リーマン解法を用いて与える。具体的には、界面両側から外挿した密度、圧力、界面に垂直な速度から HLLC スキームを用いて、接触不連続面速度及びこの面両側の圧力（同一値）を１次元的に求め、界面の移動速度及び界面圧力とする。また、界面両側の密度に関しては、界面近傍の基準点を用いて、等エントロピー条件から算出する。本研究では、HLLC スキームに必要な諸量及び界面の接線方向速度の外挿には、２次精度 MUSCL により求め、また、等エントロピー条件の基準点は、界面から実流体空間方向

２点目の格子点の値を用いた。

界面形状の追跡には、レベルセット関数ϕに関して、例えば２次元問題の場合、以下の移流方程式を解く。

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+u_{int}\frac{\partial\phi}{\partial x}+v_{int}\frac{\partial\phi}{\partial y}=0 \tag{6}$$

ここに、u_{int}, v_{int}は流れの速度とは異なる、モデル化された界面速度である[7, 8]。ここでは、HLLC スキームから得られる界面に垂直な移動速度　$\vec{u}_n$　及び界面両側のそれぞれの流体（流体 1, 2 とする）に対する接線方向速度 $\vec{u}_{t1},\vec{u}_{t2}$を用いて、以下のように定義した。

$$\vec{u}_{int}=\begin{cases}\vec{u}_n+\vec{u}_{t1}, & |\vec{u}_{t1}|\geq|\vec{u}_{t2}| \\ \vec{u}_n+\vec{u}_{t2}, & |\vec{u}_{t1}|<|\vec{u}_{t2}|\end{cases} \tag{7}$$

通常、$\phi=0$に相当する面が界面に相当し、この近傍では正確な値を与える。界面から離れた部分の誤差は、以下の re-initialization 方程式により各時間ステップ毎に補正する。

$$\frac{\partial\phi}{\partial\tau}+\mathrm{sgn}(\phi)(|\nabla\phi\text{-}1|)=0 \tag{8}$$

ここに、τは fictitious time （$\Delta\tau=0.5\Delta x$, Δx：格子間隔）である。本研究では、(6)式に関しては、前述した５次精度 WCNS スキームを用い（ただし、近似リーマン解法に相当する部分風上差分）、(8)式に関しては、文献[6]による５次精度 WENO スキームを用いた方法をそのまま用いた。

HLLC スキームによる界面境界条件は、界面をはさむ両側の格子点に対して与えられる。本研究における２次元問題では、各方向の境界値を、以下のように格子点と界面との距離によって重みづけを行うことにより単一の値に集約する[10]。

（１）j 一定ライン上の格子点を考え、各格子点から左右の界面までの距離をそれぞれ$s_{x\,left}$, $s_{x\,right}$とする。また、左右界面における境界条件を構成する物理量aをそれぞれ$a_{x\,left}$, $a_{x\,right}$とする(2 次元問題の場合は、界面圧力、界面速度、界面両側のそれぞれの流体に対する密度及び接線方向速度の計６変数)。i 点に相当する格子点の x 方向に関する境界条件を以下で定める。

$$a'_{x\,i,j}=\left(s_{x\,right}a_{x\,left}+s_{x\,left}a_{x\,right}\right)/\left(s_{x\,right}+s_{x\,left}\right) \tag{9}$$

i 一定ライン上の格子点の j 点に対しても同様に$a'_{y\ \ ij}$を求める。

（２）（１）で求めた$a'_{x\ \ ij}, a'_{y\ \ ij}$を (i, j) 点から x 方向、y 方向及び最短方向の界面までの距離関係によって、以下のようにさらに重みづけを行う。

$$a'_{\ i,j}=\left(d_y\ a'_{\ x\,i,j}+d_x\,a'_{\ y\,i,j}\right)/\left(d_x+d_y\right) \tag{10}$$

$$d_{\ x}=\min\left(s_{x\,right},s_{x\,left}\right)|n_y| \tag{11}$$

$$d_{\ y}=\min\left(s_{y\,right},s_{y\,left}\right)|n_x| \tag{12}$$

ここに、(n_x, n_y) は、(i, j) 点におけるレベルセット面に垂直な単位ベクトル成分である。

３．２ 境界条件補正及び質量保存性向上

前節の解析手法は、いくつかの数値実験によれば、比較的低速で急激な変形のない流れの条件ではほぼ妥当な結果を与えるが、後述する強い衝撃波との干渉や、激しい収縮、膨張を伴う問題では、形状の乱れや質量の誤差が大きい。その理由の一つは、境界条件の整合性が不十分な点である。例えば、界面に垂直な移動速度及び接線方向速度は、界面近傍では、ソレノイドな速度場になるべきであるが、前節で与えた分布では不十分である。また、diffuse interface approach では、VOF 関数と組み合わせたそれぞれの流体に関する質量保存方程式を保存形で解くことにより、質量保存性を保証しているのに対し、本方法では、(1)式と(6)式を分離して解くため、解析的には正しいが、離散的には誤差をフィードバックするメカニズムが無く、質量誤差が発生してしまう。さらに、界面における境界条件の諸量は、格子内部の界面両側の値から算出されるが、内部のどこに界面が存在するかという細かい位置情報は認識していないので、界面位置は最大でΔxのあいまいさを有している。これらの誤差要因を補正するため、以下の段階的方法で修正を試みる。

Step 1　境界条件の補正

時間積分のステージに入る前に、境界条件を構成する物理量 a を次の方程式を繰り返すことにより、界面近傍 (両側で 10 格子点程度)で再分布させる。

$$\frac{\partial a}{\partial\tau}\pm n_x a\pm n_y a=0 \tag{13}$$

ここに、(n_x, n_y) はレベルセットの負領域から正領域に向かう方向にとり、正領域では符号 +、負領域で符号 - を用いる。解法は、文献[6]による１次精度 ENO スキームを用いた方法をそのまま用いた。また繰り返し数は、後述する検証解析から数値実験的に求め、$\Delta\tau=0.5\Delta$xを用いて 100 回とした。

Step２　質量保存式によるレベルセット関数の補正

これ以降のステップは、時間積分の最終ステージ後に行う。まず、出発点として、レベルセットの正領域に存在する流体１の VOF 関数α_1を考えると VOF 関数の移流方程式は、

$$\frac{\partial\alpha_1}{\partial t}+u\frac{\partial\alpha_1}{\partial x}+v\frac{\partial\alpha_1}{\partial y}=\text{-}\frac{\alpha_1}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}\right) \tag{14}$$

で表される。VOF 関数とレベルセット関数を関係づけるために、n を正の整数として、モデル関数

$$\alpha_1=\text{-}\frac{1}{1+\exp\left(-\frac{\phi}{n\Delta x}\right)} \tag{15}$$

を導入し、(14)式に代入すると、界面近傍では、

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+u\frac{\partial\phi}{\partial x}+v\frac{\partial\phi}{\partial y}\approx\text{-}\frac{2n\Delta x}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}\right) \tag{16}$$

が成り立つ。この関係式を基に、(6)式に修正ソース項を加えた以下の関係式をレベルセット関数の補正に使用する。

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+u_{int}\frac{\partial\phi}{\partial x}+v_{int}\frac{\partial\phi}{\partial y}=\text{-}\frac{\sigma\varepsilon}{\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}\right) \tag{17}$$

$$\varepsilon=\min\ (\Delta x,|\phi|) \tag{18}$$

レベルセットの負領域に存在する流体 2 に対しては、(17)式の右辺が +となる。(17)式中のσは定数、 (18)式中のεは補正が安定に動作するために導入した変数である。

補正の方法としては、まず、(6)式からϕ値を算出後、fictitious time を時間刻みΔtとして$\sigma=\pm1$に対して評価し、閉空間内の質量 massを求め、前 time step における$mass_{prev}$と同じ値を与えるσを１次内挿で求める。同じ値を与えるσが見つからない場合は、$\sigma=\pm1$の内で近い値を与える方を用い、最終的に、前 time step における質量との差　$|mass_{prev}\text{-}mass|$　が一定値以下になるまで繰り返す。本研究ではこの値を10^{-10}とした。(17)式右辺かっこ内微分値に関しては、時間微分に関しては１次精度、空間微分に関しては２次精度中心差分で十分である。その際、密度、速度に関しては、実流体の値を用いるが、界面をまたいで実流体の値が存在しないステンシルに関しては、仮想空間の値を用いる。

補正範囲は、界面近傍の２格子点以内に限定した。また、数値実験から、補正値を安定に求めるためには、補正前後でレベルセット関数の正負が変わるような極めて０に近い点に関しては、補正から除外した。

Step３　レベルセット関数の増減による補正

Step２と同様の範囲内において、単純にレベルセット値を増減させることにより、形状を相似的に補正する。Step２と同じく、前 time step における質量との差が10^{-10}以下になる補正値を、最初は大きめの増減値から徐々に狭めて行くことで探索する。この場合も、補正前後でレベルセット関数の正負が変わるような極めて０に近い点に関しては、補正から除外した。

Step４　質量値による補正

Step３までに補正後、まだ存在するわずかな質量誤差を、評価する閉空間内全体にフィードバックして補正することにより、質量誤差をマシーン０レベルにする。その際、質量変化によるエネルギー変動量は、等エントロピー的に与える。

以上の各ステップの内、Step２及び３のレベルセット関数の補正に関しては、前節(8)式で与えられる re-initialization との組み合わせを考慮する必要がある。レベルセット関数の１時間ステップ当たりの修正量は、概ね格子間隔Δxの 1/1000 のオーダーであり、ステップ後に必ずしも re-initialization 方程式をあらためて解く必要はないが、一部のケースで安定性の低下が見られたため、後述する検証解析では、全体で３０回の繰り返し計算の内、Step２の前に２０回、Step２の後に１０回の２段階に分割した。ただし、前半では anchoring 無し(領域内の全点に修正を適用)、前半では anchoring を考慮し、　$|\phi| = 0.8\Delta x$での範囲内では修整していない。

４．検証解析

以下に２次元の検証問題の結果を示す。全てのケースに関して、流れ場の解析に用いた WCNS スキームにおける流束の評価は HLLC スキームを用い、CFL=0.6 に統一した。また、時間積分スキームには３次精度 TVD ルンゲクッタ法 [13] を用いた.

４．１　Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem

最初の２次元検証問題として，Fig. 1 に示す Shukla らによる Mach 6.0　air-water shock-cylinder interaction problem [4]を解く．本問は，管内の空気中を進行するマッハ数 6.0 の垂直衝撃波が，途中にある水柱に干渉し，複雑な衝撃波面と物質界面を形成するという，比較的厳しい問題である．初期条件は、MKS 単位系で以下のように与えられる。

$$(\rho,u,v,p) = \begin{cases} (1,0,0,1.013\times10^5) & pre-shocked\ air \\ (5.268, 1.831\times10^3, 0, 4.238\times10^6) & post-shocked\ air \\ (10^3,0,0,1.013\times10^5) & water\ column \end{cases} \tag{19}$$

空気はγ =1.4 の理想気体状態方程式、水は、以下 の stiffened gas 状態方程式に従う。

$$\begin{cases} p = (\gamma-1)\rho e - \gamma\pi \\ \gamma = 4.4, \qquad \pi = 6\times10^8 \end{cases} \tag{20}$$

ここに、γは気体定数である。マッハ６の衝撃波の初期位置は x=1、水柱の半径は 0.562、中心の座標は、 (2, 0)である。Final time は t=6.8msec、計算領域は、　$0 \le x \le 8, -1 \le y \le 1$とし、上下面に壁面条件、左側に流入条件、右側に流出条件を課した。格子点数は 1001×251 点、2001×501 点及び 3001×751 点の３ケースについて行った。

Fig. 2 及び Fig. 3 にそれぞれ、格子点数 1001×251 点及び 2001×501 点のケースに対する水柱の初期質量に対する相対的質量誤差

$$mass_{error} = (mass_{initial} - mass)/mass_{initial} \tag{21}$$

を示す。補正無しの場合及び Step１の境界条件の補正まで行った場合は、初期値に対する相対誤差が１%のオーダーであるのに対し、Step ２の質量誤差補正後は10^{-4}のオーダー、Step ３の補正後はさらに減少して10^{-10}前後のオーダーを達成している。Step２の補正で、設定したしきい値より誤差が大きいのは、主として、その後の 10 回の re-initialization の影響によるものである。

それぞれの計算ケースに対応する、修正無し、Step１までの補正及び最終的に Step４まで補正した場合の界面形状を Fig. 4 及び Fig. 5 に示す。修正無しの場合には、主として、境界条件の整合性の不備に起因すると思われる変形が生じているが、補正後は、そのような変形は消える。また、Step１までの境界条件の補正のみ場合の形状と、その後のレベルセット値の補正による形状は、１時間ステップ当たり修正量が小さいため、大きな変化は見られない。

Fig. 6 に格子点数 3001×751 点のケースに対する最終的に Step４まで補正した場合の界面形状を示す。格子点数の増加につれて、衝撃波との干渉によると思われる細かい界面の不安定性が、t=3.4msec 付近から生じていることがわかる。また、各格子点数での同一時刻における形状を比較すると、いわゆる格子点数による形状収束性もほぼ満足できる結果が得られている。なお、同ケースに対する 1.7msec 毎のシュリーレンイメージを Fig. 7 に示した。衝撃波システムの形成及び、界面との干渉の様子が捕えられている。

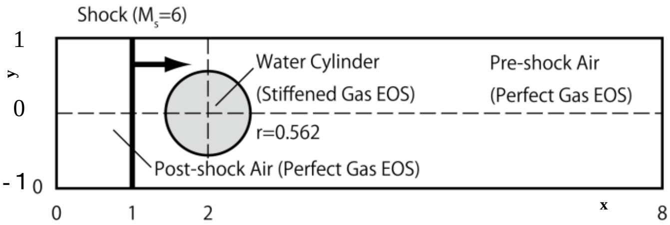


Fig. 1　Schematic diagram of Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem.

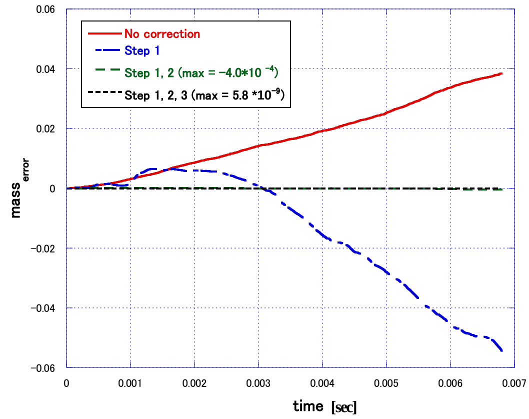


Fig. 2　Mass error in Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem(1001×251 grid ponts).

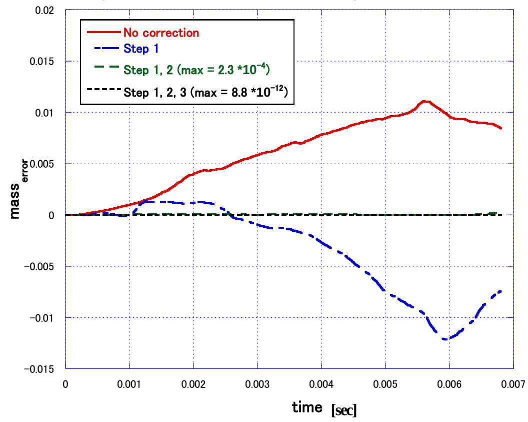
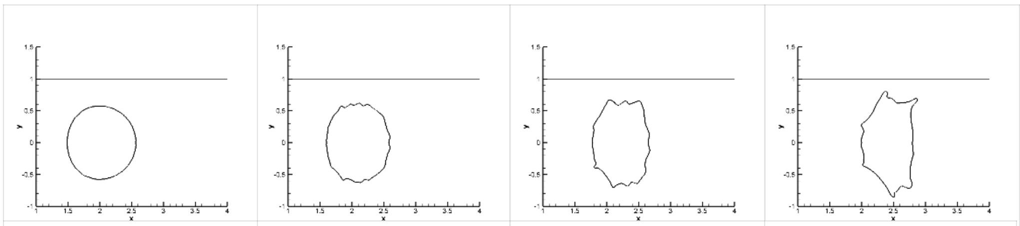
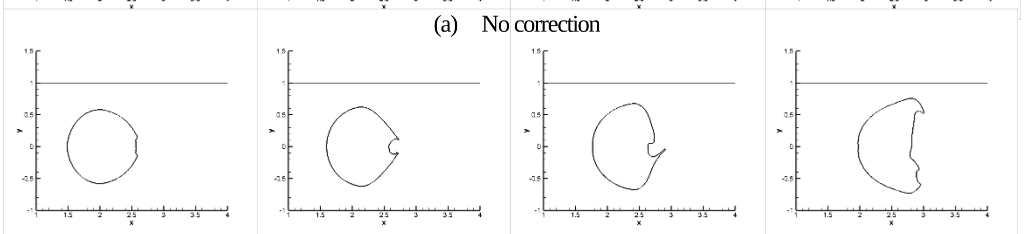


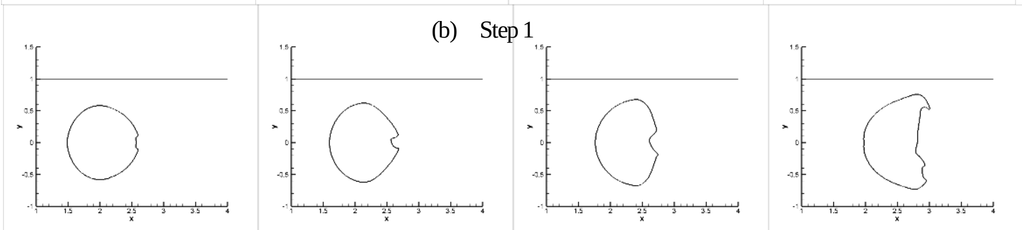
Fig. 3　Mass error in Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem(2001×501 grid ponts).



(a)　No correction

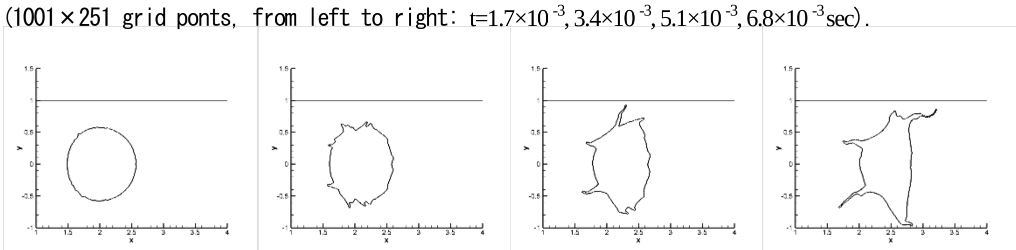


(b)　Step 1

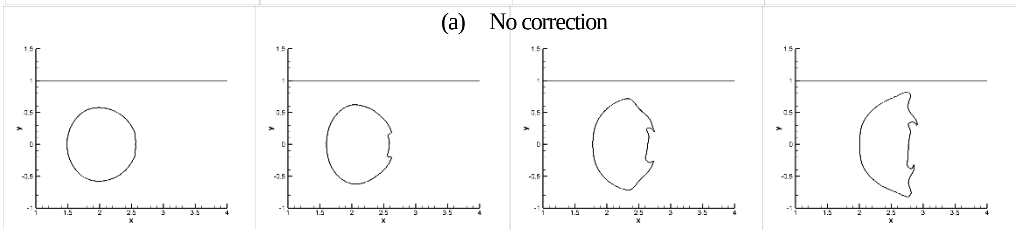


(c)　Step 1-4

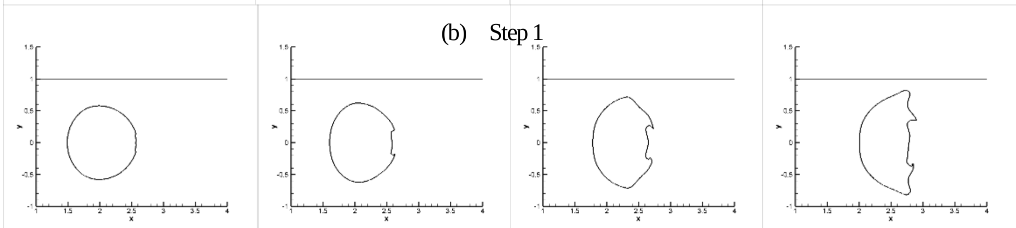
Fig. 4　Change of interface in Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem (1001×251 grid ponts, from left to right: $t=1.7\times10^{-3}, 3.4\times10^{-3}, 5.1\times10^{-3}, 6.8\times10^{-3}$ sec).



(a)　No correction

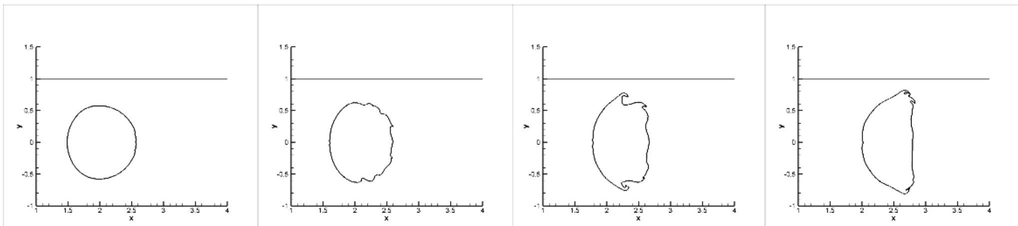


(b)　Step 1



(c)　Step 1-4

Fig. 5　Change of interface in Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem (2001×501 grid ponts, from left to right: $t=1.7\times10^{-3}, 3.4\times10^{-3}, 5.1\times10^{-3}, 6.8\times10^{-3}$ sec).



(a)　Step 1-4

Fig. 6　Change of interface in Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem (3001×751 grid ponts, from left to right: $t=1.7\times10^{-3}, 3.4\times10^{-3}, 5.1\times10^{-3}, 6.8\times10^{-3}$ sec).

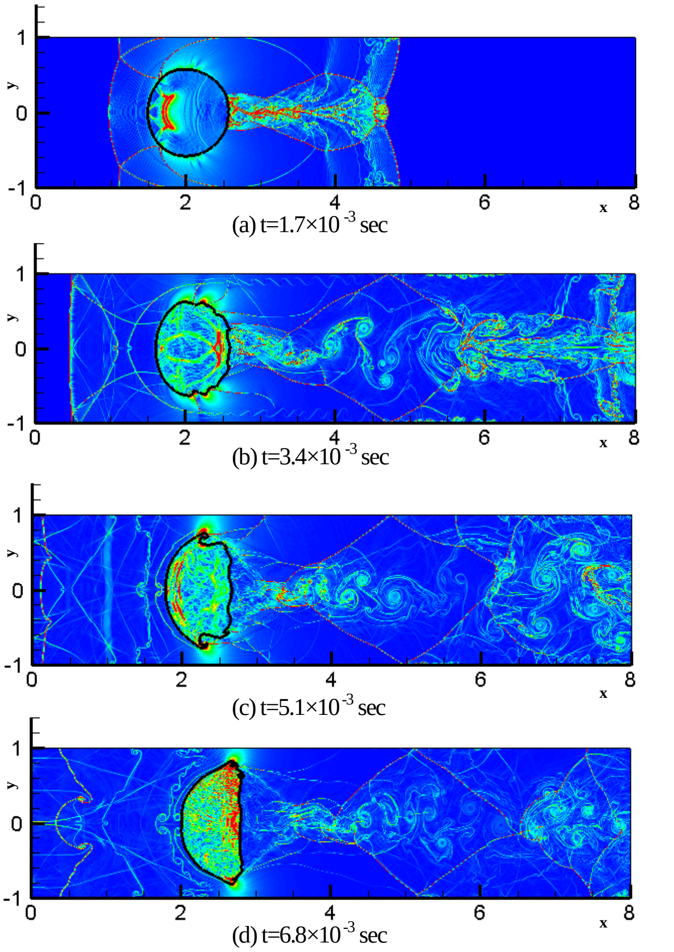


Fig. 7　Numerical density schlieren images of Mach 6.0 air-water shock-cylinder interaction problem(3001×751 grid ponts).

４．２　2D water/air shock-bubble interaction problem

次の２次元検証問題として，Fig. 8 に示す Allaire らによる 2D water/air shock-bubble interaction problem [3]を取り上げる．本問は，管内の水中を進行するマッハ数 1.422 の垂直衝撃波が，途中にある空気泡と干渉し，空気泡の収縮、分裂を含む問題である．初期条件は、MKS 単位系で以下のように与えられる。

$$(\rho,u,v,p) \quad = \begin{cases} (1.23\times10^{3},-4.3269\times10^{2},0,10^{9}) & post-shocked\ water \\ (1.2,0,0,10^{5}) & air\ bubble \\ (10^{3},0,0,10^{5}) & pre-shocked\ water \end{cases} \tag{22}$$

空気は van der Waals 状態方程式

$$\begin{cases} p=\left(\dfrac{\gamma-1}{1-b\rho}\right)(\rho e+a\rho^{2})-a\rho^{2} \\ \gamma=1.4, \quad a=5, \quad b=\ 10^{-3} \end{cases} \tag{23}$$

水は、(20)式の stiffened gas 状態方程式に従う。衝撃波の初期位置は x=0.95、空気泡の半径は 0.2、中心の座標は、(0.7, 0.5)である。Final time は t=0.5msec、計算領域は、 $0\le x\le 1.2, 0\le y\le 1$とし、上下面に壁面条件、左側に流出条件、右側に流入条件を課した。格子点数は 480×400 点及び 960×800 点の 2 ケースについて行った。

Fig. 9 及び Fig. 10 にそれぞれ、格子点数 480×400 点及び 960×800 点のケースに対する空気泡の質量誤差を、また、それぞれの計算ケースに対応する、修正無し、Step 1 までの補正及び最終的に Step ４まで補正した場合の界面形状の変化を Fig. 11 及び Fig. 12 に示す。本検証問題は、前節の問題と異なり、空気泡の変形を扱うため激しい収縮や変形が起こり、また、初期の空気泡の質量が小さいため、相対誤差が大きくなりやすい。特に修正無しのままでは、960×800 点のケースのように、極端な場合、変形の途中で消失してしまうケースも見られた。Step 1 の境界条件の補正まで行うと、界面形状はかなり改善され、分裂後の上下対称性も良好である。しかし、、質量の相対誤差は依然として 10%のオーダーで存在している。さらに、レベルセット関数の補正を行うと、質量誤差は激減し、Step ２の質量誤差補正後は10^{-3}のオーダー、Step ３の補正後はさらに減少して10^{-8}のオーダーを達成している。

最後に、界面形状と全体の流れ場の関連を見るため、960×800 点のケースに対するシュリーレンイメージを Fig. 13 に示した。空気泡分裂後の複雑な衝撃波面との干渉の様子が捕らえられている。

以上の２例の検証を通じて、Step 1 の境界条件の補正が、界面の基本な形状の改善に有効であること、Step 2 及び Step 3 のレベルセット関数の補正が質量保存性に有効であることが確認された。

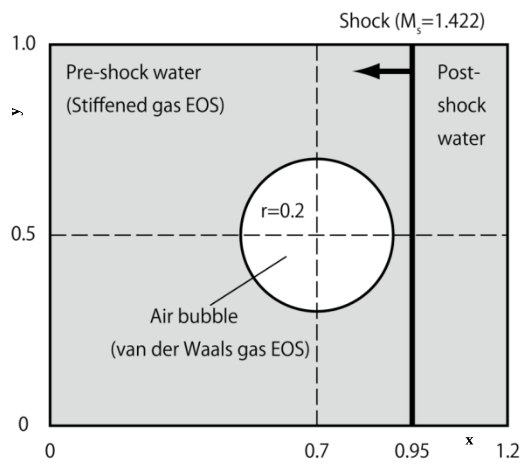


Fig. 8　Schematic diagram of 2D water/air shock-bubble interaction problem.

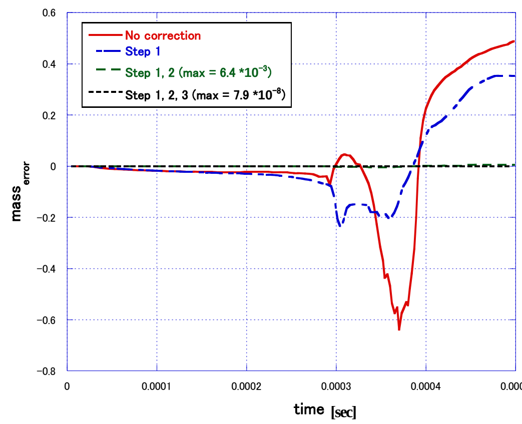


Fig. 9　Mass error in 2D water/air shock-bubble interaction problem (480×400 grid ponts).

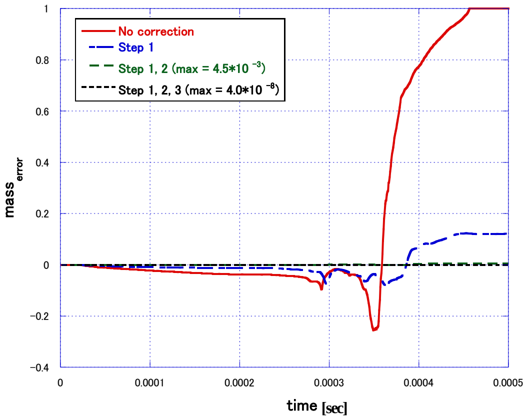
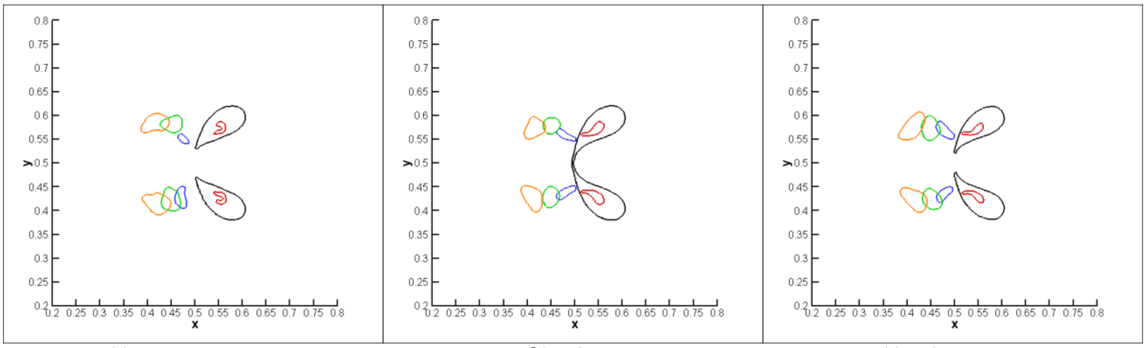
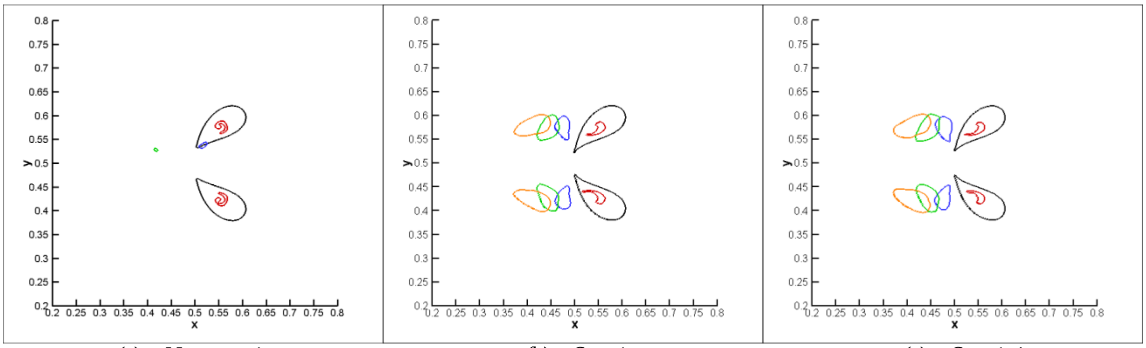


Fig. 10　Mass error in 2D water/air shock-bubble interaction problem (960×800 grid ponts).



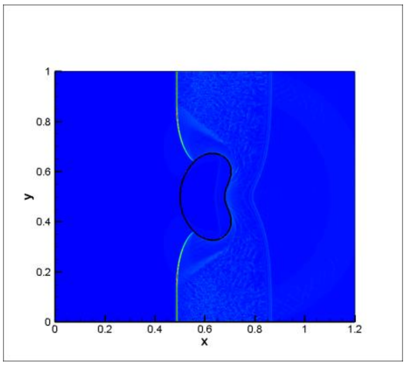
(a)　No correction　　(b)　Step 1　　(c)　Step 1-4

Fig. 11　Change of interface in 2D water/air shock-bubble interaction problem (480×400 grid ponts, black: t=3×10^{-4} sec, red : t=3.5×10^{-4} sec, blue : t=4×10^{-4} sec, green : t=4.5×10^{-4} sec, orange : t=5×10^{-4} sec).

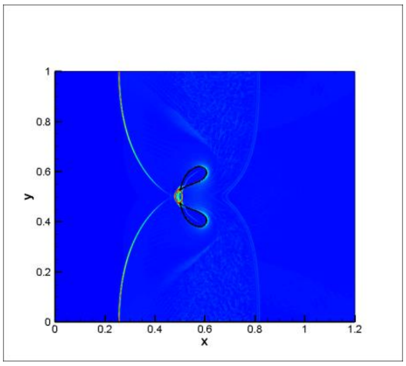


(a)　No correction　　(b)　Step 1　　(c)　Step 1-4

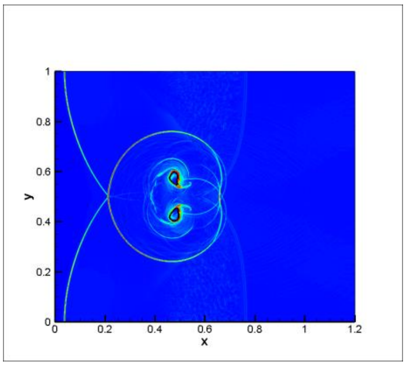
Fig. 12　Change of interface in 2D water/air shock-bubble interaction problem (960×800 grid ponts, black: t=3×10^{-4} sec, red : t=3.5×10^{-4} sec, blue : t=4×10^{-4} sec, green : t=4.5×10^{-4} sec, orange : t=5×10^{-4} sec).



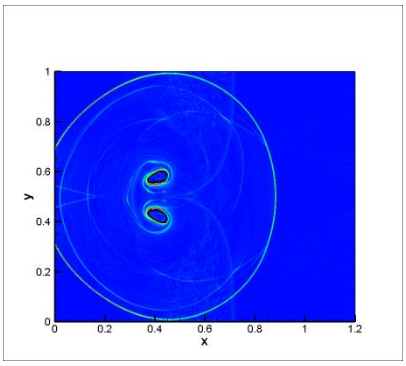
(a) t=2×10^{-4} sec



(b) t=3×10^{-4} sec



(c) t=4×10^{-4} sec



(d) t=5×10^{-4} sec

Fig. 13　Numerical density schlieren images of 2D water/air shock-bubble interaction problem (960×800 grid ponts).

５．まとめ

Sharp interface approach に基づく圧縮性混相流の解決すべき課題の一つである、質量保存性を向上させる補正法について提案し、２次元の検証問題に応用して効果を確認した。

補正はいくつかのステップからなり、ます、境界条件を構成する物理量を再分布させることにより、界面形状を整合性のあるものとし、次に、質量保存式を考慮して、界面近傍のレベルセット関数値を修正することにより、質量保存性を向上させるアルゴリズムを構成した。

水柱をマッハ６の衝撃波が通過する Mach 6.0　air-water shock-cylinder interaction problem 及び空気泡の変形が顕著な 2D water/air shock-bubble interaction problem を検証した結果、境界条件の再分布によって、界面形状の不自然な変形が改善され、レベルセット関数値の補正によって、質量の保存性が大幅に改善することを確認した。

参考文献

(1) 住，黒滝, "拡散界面モデルによる圧縮性混相流の高次精度解法，" 日本混相流学会混相流シンポジウム 2014,（2014).

(2) 住，黒滝, "拡散界面モデルによる圧縮性混相流解法の高次精度化と高解像度化について，" 第 28 回数値流体力学シンポジウム, (2014), C05-2.

(3) G. Allaire, S. Clerc, and S. Kokh, “A five-equation model for the simulation of interfaces between compressible fluids, ” Journal of Computational Physics, 181, (2002), pp. 577-616.

(4) R. K. Shukla, C. Pantano, and J. B. Freund, “An interface capturing method for the simulation of multi-phase compressible flows, ” Journal of Computational Physics, 229, (2010), pp. 7411-7439.

(5) K.K. So, X.Y. Hu, N.A. Adams, “Anti-diffusion interface sharpening technique for compressible flow simulations, ” Journal of Computational Physics, 231, (2012), pp. 4304-4323.

(6) R. P. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman and S. Osher, “A non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the Ghost fluid method), ” Journal of Computational Physics, 152, (1999), pp. 457-492.

(7) X. Y. Hu, B. C. Khoo, “An interaction method for compressible multifluids, ” Journal of Computational Physics, 198, (2004), pp. 35-64.

(8) X. Y. Hu, B. C. Khoo, N. A. Adams and F. L. Huang “An conservative interface method for compressible flows, ” Journal of Computational Physics, 219, (2006), pp. 553-578.

(9) X. Y. Hu, N. A. Adams and G. laccarino “On the HLLC Riemann solver for interface interaction in compressible multi-fluid flow ” Journal of Computational Physics, 228, (2009), pp. 6572-6589.

(10) 黒滝，住，" Sharp interface model を用いた高速流圧縮性混相流解析の WCNS 法による高精度化について，" 第 28 回数値流体力学シンポジウム, (2014), C05-1.

(11) 住，黒滝, "重み付きコンパクトスキームの堅牢性および解像度向上への試み，"第 27 回数値流体力学シンポジウム，(2013), C03-2.

(12) T. Sumi and T. Kurotaki, “A new central compact finite difference formula for improving robustness in weighted compact nonlinear schemes”, Computers & Fluids , Vol.123, (2015), pp.162-182.

(13) G. S. Jiang, C. W. Shu, “Efficient implementation of weighted ENO scheme”, Journal of Computational Physics, 126, (1996), pp.202-228.

謝辞

本研究は，JSPS 科研費 15K05795 の助成を受けている。