Ghost Fluid 法を用いた衝撃波と気泡ならびに気泡間の相互干渉に関する数値シミュレーション

Numerical Simulations of Shock/Bubble and Bubble/Bubble Interactions Using the Ghost Fluid Method

○ 学 首藤圭亮 (阪府大院) 正 高比良裕之 (阪府大)

Keisuke SHUTO, Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuen-cho, Naka-ku, Sakai, Osaka
Hiroyuki TAKAHIRA, Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuen-cho, Naka-ku, Sakai, Osaka

The interactions between an incident plane water-shock wave and in-line air-bubbles are simulated using the Ghost Fluid Method. The influence of the strength of the incident shock wave and the bubble location on the formation of liquid-jet and the generation of impulsive pressure during bubble collapse are investigated. It is shown that the impulsive pressures are generated around bubbles due to both the shock wave associated with the liquid-jet impact and the rebounding shock wave. The collapse of downstream bubbles is accelerated with chain reaction by the impulsive pressure generated by the upstream bubbles, which results in the higher impulsive pressure generation from the downstream bubbles.

Key Words: Shock Wave, Bubble-Bubble Interaction, Impulsive Pressure, Ghost Fluid Method

1 緒言

気泡群と衝撃波との干渉に伴う気泡崩壊時の衝撃圧力を明らかにすることは、衝撃波や集束超音波を用いた結石破碎などの医療応用技術の効率改善、気泡を用いた核融合 (bubble fusion) の可能性を探る上で重要である。一般に、複数の気泡が衝撃波と干渉する場合には、気泡と衝撃波との干渉ならびに気泡間の相互干渉が複雑に絡み合い、気泡の崩壊に伴う液体ジェット形成ならびに気泡再膨張時の衝撃波の形成が非常に複雑なものとなる。特に、気泡の配置や入射衝撃波の強さは、気泡の崩壊現象に大きく関与するものと考えられる。そこで、本研究では、気泡の配置や入射衝撃波の強さが気泡崩壊時の衝撃圧力に及ぼす影響を、直接数値計算により予測することを目的とする。本報では、気液二相流の解法の一つである Ghost Fluid 法⁽¹⁾を用いて、直線状に配置された複数気泡と平面衝撃波との干渉を扱う。

2 数値解析手法

本解析では、時間発展に 3rd-order TVD Runge Kutta スキーム、対流項の計算に 3rd-order ENO-LLF スキームを用いて、平面二次元 Euler 方程式を解いた。その際、気液界面での境界条件を満足させるために Ghost Fluid 法を用いた。Ghost Fluid 法における、気液界面での数値的振動を抑制するために一次元 Riemann 厳密解⁽²⁾を用いて界面を挟んだ格子の物理量を補正した。また、界面の位置を捕獲するために、符号付きの距離関数である Level Set 関数を用いた。その際、界面捕獲における数値拡散の影響を改善するために Hybrid Particle Level Set 法⁽³⁾を用いた。紙面の都合上、手法の詳細は文献 (4) を参照されたい。

3 数値計算結果と考察

3.1 2 個の気泡と衝撃波との干渉 本計算で用いた初期位置を図 1 に示す。気泡の初期半径 R_0 は 3mm として、気泡間距離 L と衝撃波背後圧 p_s を変化させて、水衝撃波と空気気泡と

Table. 1: Initial conditions for Cases (a)-(e).

	p_s	L (mm)	$H \times W$ (mm)
Case (a)	1.9 GPa	7.2	6×22.2
Case (b)	100 MPa	7.2	6×22.2
Case (c)	10 MPa	7.2	6×22.2
Case (d)	100 MPa	9	6×24
Case (e) (3 bubbles)	100 MPa	6	12×29.4

Fig. 1: Bubble arrangement.

の干渉問題を計算した。衝撃波入射前の液体ならびに気泡内圧力は、 $p_0 = 1$ bar とした。計算領域は、一辺 0.06 mm の正方形格子で分割した。用いた計算条件を表 1 に示す。なお、詳細は省略するが、初期条件は Rankine-Hugoniot の関係により定めた。

3.1.1 Case (a) 図 2 に気泡形状と等圧線の時間変化を示す。なお時間 t は、 $t_0 = R_0(\sqrt{\Delta p/\rho})^{-1}$ で無次元化されている。非常に強い衝撃波と気泡が干渉する場合、気泡は入射衝撃波が衝突すると同時に変形する。最初に入射衝撃波と干渉した Bubble 1 には上流側の界面にくぼみが生じ、そこから液体ジェットが発生する (i)。液体ジェットは、Bubble 1 の下流側の界面に衝突・

Fig. 2: Water shock-air bubbles interaction (Case (a)).

貫通する (ii). ジェットが衝突した際には、衝突部に高い圧力が発生し、そこから衝撃波 (以下、この衝撃波を Shock Wave due to Jet-impact (SWJ) と呼ぶ) がほぼ同心円状に伝播する。その後、Bubble 1 の体積が最小に達し、リング状の気泡が再膨張する際に衝撃波が発生する (以下、この衝撃波を Rebounding Shock Wave (RSW) と呼ぶ)。RSW はリング状の上下の気泡塊から発生し、Bubble 1 の後方の対称軸上で干渉し (iii)、Bubble 1 の後方に非常に高い圧力場を形成する。SWJ は、Bubble 1 を通過した入射衝撃波とほぼ同時刻に、Bubble 2 に衝突する。その結果、Bubble 2 の後方がくぼみ、Bubble 2 に液体ジェットが形成される。ただし、Bubble 2 は Bubble 1 に比べて、上下方向に細長く変形しており、形成されたジェットが太くなっている (iv)。これは、Bubble 1 にジェットが貫通した後、Bubble 2 の後方に強い渦構造が形成されること、そして、Bubble 1 から発生した SWJ が円状に広がりながら、Bubble 2 に衝突するためと考えられる。Bubble 2 が収縮を始めると、Bubble 1 のジェット貫通部から離脱した気泡の塊は、Bubble 2 に引き寄せられる。やがて、Bubble 2 に形成されたジェットも Bubble 2 の下流側の界面に衝突し、新たな衝撃波 (SWJ) が発生する (v)。Bubble 2 から発生した SWJ は、Bubble 1 から離脱した気泡塊と干渉し、Bubble 2 のジェット衝突部周辺に再度高い圧力場が形成される (vi)。その後、Bubble 1 から離脱した気泡塊は、Bubble 2 と一体になり強い渦構造が形成された。ここで、Bubble 1 ならびに Bubble 2 から発生した SWJ と RSW により形成された液体中の圧力場の極大値を表 2 に示す (表中に示されている数値は、圧力 p を Δp で割った無次元量である)。表 2 からわかるように、Bubble 2 から発生した SWJ は Bubble 1 の SWJ の約 1.06 倍になっており、Bubble 1 との干渉により、高い圧力場が形成されたことがわかる。また、Bubble 1 から発生した RSW は、さらに高くなっていることが確認される。なお、表には記載しなかったが、図 2(vi) で、Bubble 2 のジェット衝突部周辺に形成された、Bubble 2 の SWJ と Bubble 1 から離脱した気泡塊の干渉による圧力場の極大値は、無次元圧力で約 4.31 であった。

3.1.2 Case (b) 図 3 に $p_s = 100$ MPa の時の気泡形状と等圧線の時間変化を示す。この条件では、入射衝撃波と干渉した Bubble 1 は、入射衝撃波の衝突によってはあまり変形せず (i)、衝撃波が通過した後に形成される周囲の高い圧力場によって変形しながら収縮していく (ii)。Bubble 1 に遅れて、Bubble 2 も収縮していくが、Bubble 1 の変形の様子とは異なり、Bubble 1 の収縮に伴う流れ場により Bubble 2 は引き寄せられ、卵状の

Table. 2: Impulsive pressures due to SWJ and RSW.

	Bubble 1		Bubble 2		Bubble 3	
	SWJ ($p/\Delta p$)	RSW ($p/\Delta p$)	SWJ ($p/\Delta p$)	RSW ($p/\Delta p$)	SWJ ($p/\Delta p$)	RSW ($p/\Delta p$)
Case (a)	3.11	5.07	3.31	—	—	—
Case (b)	8.78	6.49	12.2	15.5	—	—
Case (c)	10.9	11.2	—	68.5	—	—
Case (d)	10.7	7.29	12.6	11.2	—	—
Case (e)	8.96	7.49	11.2	11.1	16.2	19.5

Fig. 3: Water shock-air bubbles interaction (Case (b)).

形となる。その後、Bubble 1 のジェットの衝突に伴い SWJ が形成され (iii)、それから多少遅れて、RSW が形成される。RSW は Bubble 1 の後方で干渉し高い圧力が発生する (iv)。その後、Bubble 2 にもジェットが形成されるが、その形状は、図 2 の Bubble 2 に形成されたジェットに比べて細くなっている (v)、やがて、ジェットは Bubble 2 の下流側界面に衝突し SWJ が形成され (vi)、リング状になった Bubble 2 の再膨張時に RSW が形成される。Bubble 1 の時と同様に、RSW は対称軸上で干渉し、高い圧力場を形成する (vii)。Bubble 2 から発生した衝撃波は、Bubble 1 と干渉し、それに伴い Bubble 1 から再び衝撃波が発生する (viii)。表 1 に示す、SWJ と RSW の値を見てみると、Bubble 2 から発生した RSW が非常に高いことがわかる。

図 4 に図 3 の Bubble 1, 2 の半径とそれらの内部の平均気体圧力の時間変化を示す。ここで、 R は気泡の体積から見積もった気泡の等価半径、 R_0 は気泡の初期半径、 p_m は気泡内部の平均気体圧力、 p_0 は初期気泡内圧力である。Bubble 1 の半径は、 $t/t_0 = 1.725$ のときに極小値をとり、その後リバウンドして極大値をとるが、その値は初期半径に比べて非常に小さい。これは、液体の圧縮性によるエネルギーの散逸による。その後、Bubble 1 は収縮し再び極小値をとる。2 回目の半径の極小値は、最初の極小値に比べて若干大きい、気泡内の平均圧力は 2 回目の再膨張時の値の方が 1 回目比べて高くなっている。これは、Bubble 2 の衝撃波が、Bubble 1 に干渉したことにより、Bubble 1 の一部が激しく収縮したことによるものと考えら

Fig. 4: Time histories of (A) bubble radii and (B) averaged internal gas pressures (Case (b)).

Fig. 6: Time histories of (A) bubble radii and (B) averaged internal gas pressures (Case (c)).

Fig. 5: Water shock-air bubbles interaction (Case (c)).

れる。

3.1.3 Case (c) 図5に $p_s = 10$ MPaの時の気泡形状と等圧線の時間変化を示す。また、図6に気泡半径とその内部の平均圧力の時間変化を示す。図3の衝撃波背後圧100 MPaの場合と同様に、衝撃波の衝突そのものでは気泡はあまり変形せず、周りの圧力場によってBubble 1が収縮していき、同時にBubble 2も楕円のような形状となる(i, ii)。Bubble 1は表面振動を伴いながら収縮し(i)、やがて細い液体ジェットが形成される(ii)。その後、ジェットの衝突によりBubble 1からSWJが発生し、再膨張時にRSWが発生する。表2からわかるように、このときの液体中の無次元衝撃圧力はCase (a), (b)のBubble 1に比べて高くなっている。Bubble 1内部の圧力は、図6からわかるように初期圧力の約927倍に達している。一方、Bubble 2は、Bubble 1から発生した衝撃波と干渉し、表面振動を伴いながら収縮する(iii, iv)。この場合、Bubble 2が最小体積に達するまでにジェットは気泡界面に衝突せず、再膨張時にジェットは対称軸と垂直方向に広がりながら発達した。もし、一様な圧力上昇の下で、同じ大きさの2個の気泡が同位相で崩壊する場合は、ジェットは互いの気泡の方向を向くが、平面衝撃波と干渉する図5の場合は、平面衝撃波の進行方向に依存する圧力勾配

と、2個の気泡間の位相差の関係からBubble 2はほとんど並進運動をせず、中立崩壊に近い挙動を取っている。なお、表2からわかるようにBubble 2のRSWは、Bubble 1に比べて約6.12倍と非常に高くなっており、同様に気泡内圧力もBubble 1の約4.90倍にまで達している。これは、明らかにBubble 1から発生した衝撃波とBubble 2との干渉によりBubble 2の収縮が促進されたことによる。

3.1.4 Case (d) 次に、Case (b)の条件のもとで、気泡間距離を $L = 9$ mmとした場合の気泡形状と等圧線の時間変化を図7に、気泡半径とその内部の平均圧力の時間変化を図8に示す。図7と図3を比較すると、初めのうちはBubble 1, Bubble 2ともに同じような変形の過程をたどるが(ii)、Case (d)のBubble 2の変形はCase (b)と比べて小さい(iii)。これは、Case (d)では、Bubble 2とBubble 1との距離が離れているため、Case (b)に比べて気泡間相互作用の影響が弱いことによる。(iv)におけるBubble 1のジェットが貫通したときの最大衝撃圧力は表2より無次元圧力で約10.7、また(v)におけるRSWがBubble 1の後方で干渉したときの最大衝撃圧力は約7.29であり、これらは、ともにCase (b)よりも高い圧力を示した。さらに、その衝撃圧力が極大になった時刻は、両者ともCase (b)よりも早かった。気泡の振動周期が短くなっているのも、気泡間相互作用が弱まった効果である。以上より、上流側の気泡に関しては、気泡間相互作用の効果が小さくなるほど、単一気泡の挙動に近づき、その結果、振動周期が短くなり、ジェットの衝突ならびに一回目の再膨張時の衝撃圧力が高くなると言える。

一方、Bubble 2は、Case (b)に比べて気泡間距離が長いいため、位相が遅れて収縮を開始し、収縮の初期段階での変形は小さくなる(ii ~ iv)。その後、Bubble 1から発生した衝撃波がBubble 2と干渉し、変形が助長され(v)、Bubble 2に形成された液体ジェットは下流側の界面に衝突し、SWJが発生する(vi)。そのときの無次元衝撃圧力の極大値は、約12.6であり、Case (b)の値とほぼ同じであった。その後、RSWがBubble 2から発生し、対称軸上に高圧領域が形成される。高圧領域の無次元圧力の極大値は約11.2であり、Case (b)に比べて小さかった。Bubble 1による衝撃圧力そのものは、Case (b)に比べてCase (d)の方が大きかったにもかかわらず、Case (d)のBubble 2から生じる圧力がそれほど大きくならなかったのは、気泡間距離が長い場合Bubble 1から発生した衝撃波の振幅が小さくなったこと、ならびに2個の気泡間の位相差の関係によるものと

Fig. 7: Water shock-air bubbles interaction (Case (d)).

Fig. 8: Time histories of (A) bubble radii and (B) averaged internal gas pressures (Case (d)).

われる。Bubble 2 から発生した衝撃波は再び Bubble 1 と干渉し、Bubble 1 の 2 回目の収縮に影響を与える。Case (d) における 2 回目の RSW による無次元衝撃圧力の極大値は約 5.50 であり、1 回目の RSW に比べて小さくなっていた。これは、図 8 における Bubble 1 の 2 回目のリバウンド時の気泡内気体の平均圧力が 1 回目のリバウンドのそれに比べて小さくなっていることと符合している。しかし、これは、Case (b) において、Bubble 1 の 2 回目のリバウンド時の気泡内気体の平均圧力の方が、1 回目のリバウンドのそれに比べて高くなっていたことと、逆の傾向を示している。以上より、Bubble 1 の 2 回目の収縮に関しては、2 個の気泡間距離ならびにそれに伴う 2 個の気泡運動の位相差が衝撃圧力の発生に大きく影響していることが見てとれる。

3.2 Case (e): 3 個の気泡と衝撃波との干渉 最後に、直線状に配置した 3 個の気泡と衝撃波との干渉について計算した。気泡の初期配置は、Case (b) の右側に等間隔に 1 個の気泡を追加したものとなっている。気泡形状と等圧線の時間変化を図 9 に示す。詳細な図は省略するが、本解析において、Bubble 1 に形成

Fig. 9: Water shock-air bubbles interaction (Case (e)).

されたジェットが下流側の界面に衝突するまでは、Bubble 1 と Bubble 2 は Case (b) とほぼ同じ挙動を示した。実際、Bubble 1 のジェットが衝突する時刻は約 $t/t_0 = 1.640$ で Case (b) とほぼ同時刻であり、SWJ による発生圧力の極大値も、表 2 から無次元圧力で 8.78 (Case (b)), 8.96 (Case (e)) であり、ほぼ同じであった。これは、Bubble 1 の 1 回目の収縮過程では、Bubble 1 は Bubble 3 の影響を受けないことによる。一方、Bubble 2 については、ジェットが貫通する時刻は、Case (b) では $t/t_0 = 2.324$ であったのに対し、Case (e) では $t/t_0 = 2.377$ であり、Bubble 3 の影響を受けて遅れていることがわかる。表 2 からわかるように、それぞれの気泡の SWJ による発生衝撃圧力は、下流の気泡ほど高くなっており、Bubble 1 と Bubble 2 では約 1.25 倍、Bubble 2 と Bubble 3 では約 1.44 倍と、連鎖反応のように増大している。RSW による圧力場に関しても同様に増大している。このことから、気泡を衝撃波の進行方向に複数個並べたとき、SWJ または RSW による発生衝撃圧力が、連鎖して大きくなる可能性があることがわかる。

4 結言

本研究では、改良された Ghost Fluid 法を用いて、水衝撃波と直線状に配置された複数の空気気泡との干渉問題について数値計算を行い、その結果以下の知見を得た。

1. 高い圧力場は、液体ジェットが対向する気泡界面に衝突する際の衝撃波と、気泡再膨張時のリバウンド衝撃波の干渉により形成されるが、どちらが大きいかは入射衝撃波の強さ、気泡間距離、あるいはそれぞれの気泡によって異なる。
2. 上流に配置された気泡の崩壊に伴う衝撃圧力が、連鎖的に下流に配置された気泡の崩壊を促進する。その結果、液体ジェットが気泡界面に衝突する際の衝撃圧力、ならびにリバウンド衝撃波による衝撃圧力は、下流に配置された気泡ほど高くなる。

参考文献

- (1) Fedkiw, R., et al., *J. Comp. Phys.*, **152**(1999), 457-492.
- (2) Toro, E. F., *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1997).
- (3) Enright, D., et al., *J. Comp. Phys.*, **183**(2002), 83-116.
- (4) Takahira, H. and Yuasa, S., *Proc. ASME Fluids Engineering Summer Meeting*, (2005), CD-ROM(No. FEDSM 2005-77119).