クラウドキャビテーションの動力学と
キャビテーションエロージョン*島田 正仁^{*1}, 松本 洋一郎^{*2}, 小林 孝^{*1}

Dynamics of the Cloud Cavitation and Cavitation Erosion

Masahito SHIMADA, Yoichiro MATSUMOTO and Takashi KOBAYASHI

It is well known that a cloud cavitation is one of the most destructive forms of cavitation. The set of equations for the motion of a spherical bubble cloud is formulated. Behavior of bubble clouds are simulated numerically when the surrounding pressure is decreased from 50 kPa to a 10 kPa and then increased to 50 kPa. To study the collapse of cloud cavitation more strictly, the internal phenomena of bubble and the compressibility of liquid are considered in the governing equations. An inward propagating shock wave is formed during the collapse of bubble cloud and the shock wave is focused in the center region of the cloud. This makes a violent bubble collapse, which causes a high emitted pressure from the bubbles, which is several hundreds times larger than the single bubble collapse. Moreover, relationship between the cloud collapse and cavitation erosion is studied.

Key Words: Cavitation, Bubble Dynamics, Pressure Wave, Numerical Analysis, Cavitation Erosion

1. 緒 言

流体機器内で発生するキャビテーションは単一気泡で存在することは少なく、多くの場合、気泡が集合した気泡雲(クラウドキャビテーション)の状態が存在する。クラウドキャビテーションは壊食性が強いとして注目されており、その挙動に関して、これまで多くの実験的研究が行われている。佐藤ら⁽¹⁾は三角柱後流における気泡群の崩壊挙動と衝撃力発生 の同時計測を行っており、崩壊時にはGPaオーダーの圧力に相当する大きな衝撃力が発生することを指摘している。また、Soyamaら⁽²⁾は遠心ポンプ内に生じるクラウドキャビテーションの挙動の観察を行い、クラウド崩壊後には激しい壊食が起きることを示している。Katoら⁽³⁾、Reismanら⁽⁴⁾は翼から発生するクラウドキャビテーションの挙動について実験観察を行っており、いずれの場合もクラウドキャビテーション崩壊時には数百MPaから数GPaの非常に高い衝撃圧が発生すると述べている。

しかしながら、実験解析では気泡クラウド内部の現象の解明は容易ではなく、これを明らかにするために、近年、数値的な研究も行われている。Chahineら⁽⁵⁾は漸近展開により気泡クラウドの挙動を解析し、ボイド率が非常に低い範囲において、上記解析解と三次元境界要素法による数値解がよく一致することを示している。さらに境界要素法による計算結果について述べ、気泡クラウド内の動的干渉の影響を論じている。Mørch⁽⁶⁾は円筒形、及び球形のクラウド崩壊の1次元数値解析を行っており、クラウドの崩壊はその内部の衝撃波伝播により引き起こされ、衝撃波の収束が高い衝撃圧発生 の原因となること、さらに球形の気泡クラウドが崩壊するとき最も高い衝撃圧が発生することを示している。奥田ら⁽⁷⁾は圧縮性気液二相媒体モデルを提案し、そのモデルを用いて円筒状クラウドの崩壊挙動の数値解析を行っている。Omta⁽⁸⁾は液体中の多数の気泡を含むクラウドの振動を解析的及び数値的に計算し、その振動と音の放出の関係について論じている。また、Wangら⁽⁹⁾は球形気泡群について計算し、クラウドの崩壊過程は初期気泡半径、ボイド率及び初期クラウド半径で表されるパラメータにより整理できるこ

* 原稿受付 1998年9月21日。

^{*1} 正員, (株)ゼクセル中央研究所(〒355 8603 東松山市箭弓町3-13-26)。^{*2} 正員, 東京大学工学部(〒113 8656 東京都文京区本郷7-3-1)。

E-mail: shimada2520@zexel.co.jp

と、クラウドの崩壊とリバウンドによりノイズが発生すること等を示している。上述の研究では気泡内部の熱的現象は正確には考慮されておらず、また液体は非圧縮としている。

一方、亀田らは気泡の内部現象や気泡の分布状況が気泡流中の衝撃波伝播に及ぼす影響が大きいこと⁽¹⁰⁾、また気泡運動の状態によっては液の圧縮性の影響も無視できないこと⁽¹¹⁾などを明らかにしている。先に述べたようにクラウドキャビテーション崩壊時においてその中心付近では数百MPa～数GPaの非常に高い圧力が発生することが示されており、液体の圧縮性は無視できないと考えられる。さらに、気泡クラウド崩壊時において、クラウド中心付近では気泡が微小となりボイド率は低下し、液単相の状態に近づく。液体を非圧縮と仮定すると、クラウド中心付近の音速は無限大に近づくことになり、衝撃波伝播現象を厳密にとらえることはできない。従って、クラウド崩壊現象を詳細に解析するには気泡内部現象と液体の圧縮性を考慮する必要がある。

以上のことから、本研究では気泡の内部現象及び液体の圧縮性を考慮した球状気泡クラウドの崩壊過程の数値解析を行い、崩壊時におけるクラウド内部の詳細な圧力波の挙動について示すとともに、キャビテーション・エロージョン発生機構について考察する。気泡の内部現象の解析については著者の一人⁽¹²⁾により提唱されたモデルを一部改良して用い、クラウド内部の衝撃波伝播については亀田らが提唱したモデル⁽¹⁰⁾に液体の圧縮性を考慮して計算を行った。その結果、クラウド崩壊時には中心近傍に個々の気泡から高い衝撃圧が発生することなどが明らかになったとともに、高周波の圧力変動が生じることが分かった。

2. 主な記号

本論文で用いる主な記号を以下に整理しておく。

L : 凝縮潜熱
 M : 気泡内における質量
 R : 半径
 S : 気泡表面積
 T : 温度
 C : 音速
 h : エンタルピ
 m : 質量流束
 n : 気泡数密度
 p : 圧力
 r : 半径方向座標

Fig.1 Schematic diagram of a spherical cavitation cloud

t : 時間
 u : 速度
 α : ボイド率
 λ : 熱伝導率
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力係数
 添字など
 C : 臨界状態
 b : 気泡
 c : クラウド
 g : 不凝縮性ガス
 ℓ : 液体
 m : 混合物
 r : 気泡界面
 v : 蒸気
 w : クラウド界面
 ∞ : 無限遠方
 0 : 初期状態
 $\cdot$: 時間微分
 $\bar{}$: 気泡内平均量

3. 支配方程式

3.1 仮定 球形の気泡クラウドの運動を解くに当たって、次の方針に従って解析を進める。解析領域を(1)クラウドの外の液単相領域、(2)クラウド内の気泡流、(3)個々の気泡、に分けてそれぞれの解を連立させることにより気泡クラウドの運動を解く。

支配方程式を定式化する際に次の仮定を用いた。
 (1)気泡クラウドは球対称を保って運動する。即ち、一次元モデルを考える(図1参照)。

(2)クラウド内の気泡流は連続体として扱う。また、気泡はクラウド半径に比べ十分小さいとし、気体の質量、運動量は無視する。

(3)気泡の合体及び分裂は起こらないとする。

- (4)クラウド内の気泡流は非粘性とする。
 (5)クラウド内の液体の温度は一定であるとする。
 (6)気液間のスリップはないとする。

以上の仮定に基づいて導かれた支配方程式を以下に記す。

3.2 球形クラウド界面の運動 球形クラウド界面の運動方程式はKellerの式⁽¹³⁾を適用すれば以下のように書くことができる。

$$R_c(1 - \frac{\dot{R}_c}{C})\ddot{R}_c + \frac{3}{2}(1 - \frac{\dot{R}_c}{3C})\dot{R}_c^2 = \frac{1}{\rho_\ell}(1 + \frac{\dot{R}_c}{C} + \frac{R_c}{C}\frac{d}{dt})(p_w - p_\infty - 4\frac{\mu_\ell}{R_c}\dot{R}_c) \cdots \cdots (1)$$

3.3 クラウド内気泡流の圧力波の挙動 クラウドの体積変動はクラウド界面の圧力が求められれば解ける。その為には気泡クラウド内の圧力波の挙動を解く必要がある。以下に支配方程式を示す。

クラウド内気泡流における質量保存式

$$\frac{\partial(1-\alpha)\rho_\ell}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\{r^2(1-\alpha)\rho_\ell u_r\} = 0 \cdots \cdots (2)$$

クラウド内気泡流における運動量保存式

$$\frac{\partial(1-\alpha)\rho_\ell u_r}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\{r^2(1-\alpha)\rho_\ell u_r^2\} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \cdots \cdots (3)$$

ボイド率

$$\alpha = \frac{4}{3}\pi R_b^3 n_b \cdots \cdots (4)$$

気泡数密度保存式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\{r^2 n u_b\} = 0, \cdots \cdots (5)$$

ここに、 $u_b = u_\ell$ とした。

液体の状態方程式

$$\frac{p+B}{p_\infty+B} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^n \cdots \cdots (6)$$

ここに、 $B = 304.9 \text{ MPa}$, $n = 7.15$ とした。

3.4 気泡の運動方程式 気泡内部現象及び気泡運動を考える上で、著者の一人⁽¹²⁾により示されたモデルを一部改良して用いた。そのモデルを構築するために用いた仮定を以下に記す。

- (1)気泡は球対称を保って運動する。
 (2)気泡内の圧力、温度は気泡壁のごく近傍を除いて一様であるとする。
 (3)気泡内蒸気及び不凝縮ガスはvan der Waals気体とする。
 (4)気泡界面の温度は液体の温度に等しいとする。
 (5)気泡界面での不凝縮ガスの移動は無視する。即ち、気泡内の不凝縮ガスの質量は一定とする。
 (6)気泡内に生ずる液滴の合体、分裂は起こらない。個々の気泡の運動方程式にはFujikawa & Akamatsuの式⁽¹⁴⁾を用いた。また、気泡内の温度を一様とすれ

ば気泡内混合物に対するエネルギー保存の式は以下のようになる。

$$(c_{vg}M_g + c_{vv}M_v + c_{vc}M_c)\frac{dT}{dt} - \frac{p_g M_g}{\rho_g^2} \frac{d\rho_g}{dt} - \frac{p_v M_v}{\rho_v^2} \frac{d\rho_v}{dt} - L\left(\frac{dM_c}{dt}\right) - S\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=R} + \Delta h_g \frac{dM_g}{dt} + \Delta h_v \left(\frac{dM_v}{dt} + \frac{dM_c}{dt}\right) + \Delta h_\ell \left(\frac{dM_c}{dt}\right) = 0 \cdots \cdots (7)$$

ここで、 c_v は定容比熱、 M_v , M_g , M_c は気泡中の蒸気、不凝縮ガス、凝縮液滴の質量、また、 Δh は気泡壁におけるエンタルピーとの差である。気泡壁における温度勾配 $\partial T / \partial r|_{r=R}$ について、著者の一人が提唱したモデル⁽¹²⁾では、気泡成長時には小さいので無視、気泡収縮時にはこの温度勾配による熱の流れは気泡内部から気泡壁に向けて運ばれるエンタルピーの流れとつり合っているものとし、直接解いてはいない。しかし、気泡崩壊後、気泡がリバウンドを開始する時点では、気泡壁における温度勾配は大きく、これを無視すると気泡収縮時に発生した熱の一部がわずかではあるが気泡内に残されるという不都合が生じる。このため、例えば周囲圧力を100kPa→10kPa→100kPaと変化させた場合の計算を行うと、気泡運動が収束した時の気泡内温度は初期値よりも若干高くなり、この影響で気泡半径も初期値より大きくなる⁽¹⁵⁾。そこで、本研究では上述の温度勾配を気泡内に一様な熱源がある場合の界面での温度勾配の定常解である次式により評価して、計算を行い、その不都合を解消した。

$$\frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=R} = \frac{5}{4} \frac{T_\ell - \bar{T}}{R_b} \cdots \cdots (8)$$

ここで、 T_ℓ は液体の温度である。

また、気泡内部の蒸気、不凝縮性ガスについては以下に示すvan der Waalsの状態方程式を用いた。

$$\left[\frac{p}{p_c} + 3\left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^2\right]\left[3\frac{\rho_c}{\rho} - 1\right] = 8\frac{T}{T_c} \cdots \cdots (9)$$

ここに p_c , ρ_c , T_c はそれぞれ、臨界状態における圧力、密度、温度を表す。

3.5 境界条件 境界条件は以下のようになる。クラウド界面において

$$U|_{r=R_c} = \dot{R}_c \cdots \cdots (10)$$

クラウド中心が特異点とならないよう中心に気泡を配置した。そのため、速度の境界条件が以下のようになる。

$$U|_{r=R_b} = \dot{R}_b \cdots \cdots (11)$$

クラウド内の気泡は格子状に配置されているとし

て各格子点における数密度を算出した。なお、本計算においてはクラウド周囲圧力を50kPa→10kPaとステップ状に低下させ、クラウド半径が最大となったときに10kPa→50kPaとステップ状に上昇させた。周囲圧力を上述のように変化させても、クラウド中心付近では膨張波の収束により圧力は蒸気圧程度(約2kPa)まで低下する。

3.6 数値解析法 精度よく計算を進めるため、クラウド表面と共に移動する座標系を用いて式変形を行い差分化した。アルゴリズムについては、HSMAC法を二相流に応用させた方法⁽¹⁰⁾を用いた。また、格子点数については50, 100, 200点について計算精度をチェックし、十分な収束を得ていることを確認している。

4. 数値計算結果及び考察

4.1 単一気泡挙動の計算 まず、単一気泡挙動の計算結果を示す。温度20°Cの無限液体(水)中に存在する初期半径20 μ mの気泡の周囲圧力を50kPa→10kPa→50kPaとステップ状に変化させた場合の気泡内圧力と気泡半径の時間変化を図2に示す。図の左側縦軸は初期値で無次元化した圧力の対数表示、右側縦軸は初期値で無次元化した気泡半径を表し、横軸は時刻を表している。また実線が気泡内圧力、破線が気泡半径を示す。気泡周囲圧力を50kPa→10kPaへとステップ状に減少させると、気泡は成長し気泡半径は初期値の約2.2倍になる。そして、気泡半径が最大となったときに周囲圧力を10kPa→50kPaへとステップ状に上昇させると、気泡は収縮し約0.025ms付近でリバウンドする。そのときの気泡内圧力は約2MPa、気泡半径は約10 μ mである。その後、気泡運動はリバウンドを繰り返しながら急速に減衰し、0.1ms以降はほぼ初期値となる。

Fig. 2 Time history of the pressure inside the bubble and bubble radius when the surrounding pressure of the bubble decreases from 50kPa to 10kPa and then increases to 50kPa. Initial bubble radius is 20 μ m.

4.2 気泡クラウドの挙動 次に温度20°Cの無限液体(水)中に平衡状態で存在する初期半径5mm、クラウド内の初期ボイド率0.1%、初期気泡半径20 μ mの気泡クラウドの周囲圧力を50kPa→10kPa→50kPaとステップ状に変化させたときのクラウドの挙動について考察する。

図3にクラウド半径の時間変化を示す。図の縦軸は初期値で無次元化したクラウド半径、横軸は時刻を表す。周囲圧力を50kPa→10kPaへとステップ状に減少させると気泡クラウドは0.22ms付近で最大となるが、単一気泡の場合(図2参照)と比較するとその変化は非常に小さいこと、また動きは緩慢になっていることがわかる。次に、クラウド半径が最大となったときに周囲圧力を10kPa→50kPaへとステップ状に上昇させるとクラウドは収縮し0.31ms付近でリバウンドする。その後、クラウドはリバウン

Fig. 3 Time history of the cloud radius when the surrounding pressure of the bubble cloud decreases from 50kPa to 10kPa and then increases to 50kPa. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

Fig. 4 Time history of the pressure distribution in the cloud when the surrounding pressure decreases from 50kPa to 10kPa and then increases to 50kPa. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

ドを繰り返すが、その周期は単一気泡の場合の約10倍である。

クラウド内の圧力分布の時間変化を図4に示す。クラウド周囲圧力を上昇させると圧力波は衝撃波を形成しつつクラウド界面から中心に向かって伝播する。圧力比が高い場合には気泡流中を伝播する衝撃波前方にプリカーサが発生するのが実験的にも観察されている⁽¹⁶⁾が、今回の計算結果においても同様に衝撃波前方にプリカーサが観察される。クラウド中心では、衝撃波とプリカーサが干渉して大きな圧力変動が生じている。また時刻0.301msに高い圧力ピークが発生しているが、これは衝撃波がクラウド中心に収束したためである。衝撃波前方のプリカーサと同様、後方にもほぼ波の音速で伝播する圧力波が観察されるが、これは衝撃波背後で崩壊・リバウンドした気泡の体積振動から誘起される高周波の波が気泡流中を液の音速で伝播しているもの⁽¹⁷⁾と考えられる。

次にクラウド中心と界面における液の圧力、気泡

(a) Center of the cloud

(b) Wall region of the cloud

Fig. 5 Time history of the bubble radius, pressure inside the bubble and pressure in the cloud when the surrounding pressure decreases from 50kPa to 10kPa and then increases to 50kPa. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

内圧力、気泡半径の時間変化について示す。図5(a)は中心の結果、図5(b)は界面での結果である。それぞれ図の横軸は時刻、左側縦軸は無次元圧力、右側縦軸は無次元気泡半径である。また実線は液体圧力、細線は気泡内圧力、破線は気泡半径を示す。クラウド中心の気泡内圧力に着目してみると、0.3ms付近で1GPa以上の非常に高い圧力ピークが発生しており、単一気泡崩壊の場合の約500倍以上になっている。また、このときの気泡半径は初期値の約1/10(2 μ m)となっている。

4.3 クラウド中心近傍における圧力変動

気泡クラウド内の各位置における気泡内圧力の最大値の分布を図6に示す。図の横軸はクラウド中心からの無次元距離、縦軸は無次元圧力である。図6において、中心からクラウド半径の約10%の距離以内では気泡内圧力の最大値が300MPa以上になっている。これよりクラウド崩壊時において高い衝撃圧が発生するのは、中心の1点ではなく、中心近傍のある領域内であることがわかる。また、最大圧力分布はほぼなめらかに変化している。

次に図7に崩壊時におけるクラウド中心の液体圧力と気泡半径の時間変化を示す。上述したようにクラウド崩壊前にはプリカーサと衝撃波の干渉により大きな圧力変動が発生しているのが見られる。また、クラウド崩壊時では衝撃波の収束により圧力ピークが発生し、その最大値は約6MPaになっている。その直後に液体圧力は急激に減少し、約-1.7MPaまで低下する。クラウド中心において、液体圧力がピークに達した後、気泡はリバウンドを開始する。気泡の成長速度は徐々に遅くなるが、液体は慣性により外側へ動くので気泡運動は追従できず、液体に負圧が生じると考えられる。クラウド崩壊以前にも中心部で負圧が観察されるがこれは、同様の現象がク

Fig. 6 The distribution of the maximum pressure inside the bubble when the surrounding pressure decreases from 50kPa to 10kPa and then increases to 50kPa. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

ラウド中心近傍でも発生し、圧力ピークの干渉により負圧が生じているものと考えられる。クラウド崩壊後においても崩壊前と同様な圧力変動がみられるが、これは先述のプリカーサと衝撃波の干渉が崩壊後も続いているためと考えられる。またこの圧力変動の周期は気泡の運動周期に比べて非常に速い。崩壊前及び崩壊後の圧力変動について周波数解析するとピークは崩壊前後共に1250kHz, 1760kHzに現れている。気泡クラウド崩壊後の気泡の平衡半径における固有周波数は約133kHzであり、上述の圧力変動の周波数は気泡の固有周波数の約9倍並びに13倍になっている。従って圧力波は液体の音速とほぼ等しい位相速度を持ち⁽¹⁷⁾、上述の圧力変動が生じるものと考えられる。

続いてクラウド崩壊直後のクラウド中心付近の液体圧力分布の時間変化を図8に示す。図8より気泡

Fig. 7 Time history of the pressure in the cloud and bubble radius after the bubble cloud collapses. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

Fig. 8 Time history of the pressure distribution after the bubble cloud collapses. Initial void fraction is 0.1%, initial bubble radius is 20 μ m and initial cloud radius is 5mm.

のりバウンド時に放出された高周波の波が液の音速で気泡流中を伝播していることが確認できる。

4.4 クラウド周囲の圧力変化の影響 前節ではクラウド周囲圧力をステップ状に変化させたが、ここではWangらの解析⁽⁹⁾にならって、図9に示すようにcos関数で比較的ゆっくりと初期圧力24.9kPaから0kPaまで変化させたときの計算を行った。なお、初期クラウド半径は10mm、初期気泡半径は100 μ m、初期ボイド率は0.03%及び0.3%とした。クラウド中心、クラウド界面などの位置における気泡半径の変化を図10, 11に示す。図中、 $r=0$ はクラウド中心、 $r=R_c$ はクラウド界面を表す。

図11及び図12に示すように、Wangらの観察⁽⁹⁾と同様、減圧挙動の違いにより、クラウド界面近傍の気泡ほど大きく成長しており、また、初期ボイド率の違いで見ると、ボイド率が小さい場合の方が気泡の成長は大きくなっている。Wangら⁽⁹⁾はこの現象を、気泡間の相互干渉の効果によるものであるとしており、次式に示すクラウドと気泡の特性時間の比で表されるパラメータ β を用いて整理できるとしている。

$$\frac{\tau_c}{\tau_b} \approx \sqrt{\frac{\alpha(1-\alpha)R_c^2}{R_b^2}} = \sqrt{\beta} \dots\dots\dots(12)$$

ここに、 τ_c 、 τ_b はそれぞれクラウドと気泡の特性時間を表す。しかしながら、 β の他にも現象に対する影響因子は多く、一意に整理することは容易ではない。図10の条件における、クラウド中心の液体圧力、気泡内圧力、気泡半径の時間変化を図12に示す。気泡の崩壊挙動は中心部ほど激しく、クラウド中心の気泡の崩壊時における気泡内圧力は約2GPaとなっている。以上、図9に示すようにクラウド周囲圧力をゆっくりと変化させた場合においてもクラウド中心付近では気泡が激しく崩壊しているのが観察される。

4.5 エロージョンとクラウドキャビテーション これまで行われてきた実験的あるいは数値的研究から、気泡崩壊時の衝撃圧(力)がエロージョンの原因であるこ

Fig. 9 Time history of the surrounding pressure of the cloud.

とが明らかになってきている。例えば、森ら⁽¹⁸⁾は衝撃力と壊食量の関係について実験的に解析している。また、Reboudら⁽¹⁹⁾は衝撃圧による壊食ピットの発生の数値計算を行い、壊食ピットはマイクロジェットによるものではなく衝撃波によって発生することを論じている。しかし、衝撃圧が材料表面に作用してからエロージョンが発生するまでのプロセスについてはまだ十分に解明されていない。一方、Ahmedら⁽²⁰⁾は振動子によりキャビテーションを起こして試験材料（304 stainless steel）にエロージョンを発生させ、その材料表面及び液中に含まれる材料組織のSEM解析を行っている。その結果、エロージョンは疲労破壊により、材料表面の組織が剥がされることによって生じること、剥がされた材料組織の大きさは大きくても $1\mu\text{m}$ であること等を示している。

ここで、気泡半径、ポイド率、クラウド半径等の

Fig. 10 Time history of the dimensionless bubble radius at three different positions in the cloud. Initial void fraction is 0.03%, initial bubble radius is $100\mu\text{m}$ and initial cloud radius is 10mm. The cloud interaction parameter, β , is approximately 3.

Fig. 11 Time history of the dimensionless bubble radius at three different positions in the cloud. Initial void fraction is 0.3%, initial bubble radius is $100\mu\text{m}$ and initial cloud radius is 10mm. The cloud interaction parameter, β , is approximately 30.

初期条件を変えた場合の計算結果における気泡内圧力の最大値、液体圧力の最大、最小値を表1にまとめて示す。なお、これらの計算ではクラウド周囲圧力を $50\text{kPa} \rightarrow 10\text{kPa} \rightarrow 50\text{kPa}$ とステップ状に変化させた場合のものである。

Table 1: Emitted maximum pressure from bubble, maximum and minimum pressure of liquid in a collapsing cloud.

R_{b0} (μm)	α_0 (%)	R_{c0} (mm)	$P_{b\text{max}}$ (MPa)	P_{max} (MPa)	P_{min} (MPa)
20	0.1	5	1240.2	6.22	-1.74
30	0.1	5	1298.8	5.26	-1.68
40	0.1	5	1406.6	4.14	-0.70
20	0.05	5	1949.4	6.58	-1.78
20	0.5	5	2075.6	12.43	-4.01
20	0.1	2.5	1115.8	5.32	-1.48

表1より、いずれの場合も気泡クラウドの崩壊時には気泡内にGPaオーダーの高い衝撃圧が発生し、さらに液体の圧力変動も大きくなっていることがわかる。

今回の計算結果よりクラウド崩壊からエロージョン発生までのプロセスを考察してみる。

- 1) 周囲圧力の上昇によりクラウドが崩壊する。
- 2) クラウド崩壊時において、界面から伝播する衝撃波の収束によりクラウド中心近傍のある領域では気泡から数百MPa～1GPaの非常に高い衝撃圧が発生する。
- 3) クラウド崩壊時において気泡が材料表面に接している場合、非常に高い衝撃圧が微小領域に作用するので、あたかも針で材料表面を突くような状態となる。
- 4) クラウド崩壊後、中心付近の圧力は負圧となり、さらに圧力は速い周期的変動を繰り返す。このため、材料表面には高い衝撃圧に加えて、高周波の圧力変動が作用することとなり、組織が疲労破壊を起こし、破壊された組織は液中へと引っ張られ、表面から剥がされることになる。

Fig. 12 Time history of the bubble radius, pressure inside the bubble and pressure in the cloud. Initial void fraction is 0.03%, initial bubble radius is $100\mu\text{m}$ and initial cloud radius is 10mm. The cloud interaction parameter, β , is approximately 3.

特に半球形状の気泡クラウドが固体（材料）表面に存在しているとすれば、球状クラウドの中心で起きている現象が材料表面で起きることとなり、以上のようなプロセスにより、クラウドキャビテーションにおいては、極めて激しいキャビテーションエロージョンが発生するものと考えられる。

5. 結 言

球状のクラウドキャビテーション崩壊現象をより詳細に研究するため、気泡内部現象と液体の圧縮性を考慮した数値解析を行い、崩壊時のクラウド内部の現象やエロージョン発生との関係について考察した。以下に今回得られた結論を記す。

- (1) クラウド崩壊時には中心部に向けて衝撃波が伝播、収束し、中心部では高い圧力が発生する。それにより中心部の気泡は激しく崩壊し、1Gpa以上の崩壊圧を発生する。これは単一気泡の場合の500倍以上に達する。
- (2) クラウド崩壊時には中心近傍の個々の気泡から高い衝撃圧が発生する。
- (3) 崩壊前後、クラウド中心では液体圧力は負圧を含む速い周期的変動を繰り返す。
- (4) クラウド周囲圧力をゆっくりと変化させた場合でもクラウド中心では気泡が激しく崩壊する。
- (5) クラウド崩壊時には中心近傍において、個々の気泡から高い衝撃圧が発生し、さらに負圧を含めて高周波の圧力変動が生じる。これらは激しいキャビテーションエロージョンを発生させる原因になると考えられる。

参考文献

- (1) 佐藤恵一、杉本康弘、キャビテーション壊食に関連する渦キャビティ圧壊挙動の観察（特に、三角柱まわりのNear-Wakeにおいて）、機論、63-616, B(1997), pp.3815-3821
- (2) Soyama, H., Kato, H. and Oba, R., Cavitation Observation of Severely Erosive Vortex Cavitation Arising in a Centrifugal Pump, Third I. Mech. E. Int. Conf. on Cavitation, (1992), pp.103-110
- (3) Kato, H., Konno, A., Maeda, M., Yamaguchi, H., Possibility of Quantitative Prediction of Cavitation Erosion Without Model Test, Trans ASME J. Fluids Eng., 118, (1996), pp.582-588
- (4) Reisman, G.E. and Brennen, C.E., Pressure pulses generated by cloud cavitation, ASME FED-Vol.236, (1996), pp.319-328
- (5) Chahine, G.L. and Duraiswami, R., Dynamical Interactions in a Multi-Bubble Cloud, ASME J. Fluids Eng., 114, (1992), pp.680-686
- (6) Mørch, K.A., Cavity Cluster Dynamics and Cavitation Erosion, Cavitation Polyphase Flow Forum 1981, (1981), pp.1-10
- (7) 奥田孝造、井小萩利明、気泡雲の崩壊挙動の数値シミュレーション、機論、62-603, B(1996), pp.3792-3797

- (8) Omta, R., Oscillations of a cloud of bubbles of small and not so small amplitude, J. Acoust. Soc. Am., 82, (1987), pp.1018-1033
- (9) Wang, Y.C. and Brennen, C.E., The noise generated by the collapse of a cloud of cavitation bubbles, FED-Vol. 226, Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery Devices, (1995), pp.17-29
- (10) Kameda, M. and Matsumoto, Y., Shock waves in a liquid containing small gas bubbles, Phys. Fluids, 8(1996), pp.322-335
- (11) 亀田正治、島浦直人、松本洋一郎、東野文男、気泡流中における衝撃波の伝ば（第4報、均一気泡分布時の実験と理論との比較）、機論、63-611, B(1997), pp.2289-2295
- (12) 松本洋一郎、気泡運動における不凝縮ガスの影響（気泡壁における蒸発・凝縮への蒸気・不凝縮ガス間の拡散の効果）、機論、52-475, B(1986), pp.1168-1174
- (13) Keller, J. B. and Kolodner, I. I., J. Appl. Phys., 27, (1956), pp.1152-1161
- (14) Fujikawa, S. and Akamatsu, T., Effects of Nonequilibrium Condensation of Vapour on the Pressure Wave Produced by the Collapse of a Bubble in a Liquid, J. Fluid Mech., 97-3 (1980), pp.481-512
- (15) Matsumoto, Y. and Shimada, M., Dynamics of cavitation bubble cloud, FED. SM97-3267, (1997)
- (16) Kedrinskii V.K., Propagation of disturbances in liquid with gas bubbles, Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, N4, (1968)
- (17) Commander, K. W. and Prosperetti, A., Linear pressure waves in bubbly liquids; Comparison between theory and experiments, J. Acoust. Soc. Am. 85, (1989), pp.732-746
- (18) 森啓之、柴田勝博、服部修次、岡田庸敬、キャビテーション気泡崩壊圧と壊食量に関する一考察、機論、63-615, B(1997), pp.2424-2430
- (19) Reboud, J.L., Fortes-Patella, R., Le Fur, B. and David, J.F., Experiment Investigations and Numerical Analyses on Cavitation Erosion, 2nd Int. Symp. on Cavitation, Tokyo, April 1994, pp.191-196
- (20) Ahmed, S.M., Hokkirigawa, K., Kikuchi, K., Higuchi, J. and Oba, R., SEM Studies of Particles Produced by Cavitation Erosion, JSME Int. J., Ser. B, Vol. 36, No.4, (1993), pp.517-523