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)

松 本 洋 一 郎**

Influence of Noncondensable Gas on Bubble Motion (Effect of the Diffusion Between Vapor and Noncondensable Gas on the Evaporation and Condensation on the Bubble Wall)

by Yoichiro MATSUMOTO

Noncondensable gas inside a cavitation bubble has much influence on the collapse of the bubble and also on the growth. When the bubble is shrinking, the noncondensable gas accumulates near the bubble wall and the vapor has to diffuse the gas layer to condense. When the bubble is growing, the evaporated vapor stays near the bubble wall. In both cases, the difference between the saturated vapor pressure and the vapor pressure on the wall becomes smaller. Therefore, the diffusion process prevents the condensation and the evaporation of the vapor on the bubble wall accompanied with a bubble motion. This effect is important in the collapsing period, especially in the rebounding period. At this moment, the rate of condensation becomes less than 0.1 percent compared with the case where the diffusion coefficient is assumed to be infinite.

Key Words: Cavitation, Bubble Dynamics, Collapse, Condensation, Evaporation, Diffusion, Non-condensable Gas, Nonequilibrium

1. 緒 言

一般にキャビテーションは、液体の圧力低下に伴って、その中の微小な空気泡から初生する。すなわち、蒸気と不凝縮ガスを内部に含んだ気泡の急激な成長・崩壊の過程がキャビテーションといえる。微小な空気泡からなる気泡核は、気泡周囲の流体力学的環境（圧力、溶存空気濃度など）によって、キャビテーション気泡に成長し、周囲圧力の上昇により崩壊することになり、気泡核のような微細ガス気泡の圧力応答は重要な問題となる。気泡成長に関して、Sato and Shima⁽¹⁾、Lin⁽²⁾、松本⁽³⁾⁽⁴⁾などが、気泡崩壊時の熱力学的非平衡現象に関しては、Fujikawa and Akamatsu⁽⁵⁾、Tomita and Shima⁽⁶⁾などが研究を行っている。

松本⁽³⁾⁽⁴⁾は、微細ガス気泡の圧力応答に関して、成長時に生じる気泡内の均一核凝縮を考慮に入れた解析ならびに実験を行い、次のような結論を得ている。

(i) 気泡の成長初期において、気泡内混合気は断熱的に膨張し温度は低下するが、やがて均一核生成により気泡内にミストが発生し、その潜熱により温度は

ほぼ周囲の液温度まで回復する。その結果、気泡は見かけ上、等温的に運動する。

(ii) さらに液体衝撃波管を使った周囲圧力の変動に伴う水素気泡の観察によれば、その挙動は、気泡のリバウンド時を除いて、上記の数値計算による予測とよく一致する。

一般に、キャビテーション気泡内の圧力は低く、したがって、蒸気と不凝縮ガス間の拡散係数は大きく、また気泡径が小さいこともあって、気泡内部における拡散の影響は小さいと考えられているためか、上記拡散を取扱った論文を知見しない。本論文では、この拡散による気泡界面での蒸発・凝縮速度への影響、すなわち、不凝縮ガスの気泡運動に及ぼす影響について以下の点を考慮して理論解析を行った。気泡収縮時には蒸気は気泡界面近傍にたい積した不凝縮ガスを拡散によって通り抜けて凝縮せねばならず、また、気泡成長時には、界面で蒸発した蒸気は気泡内部に拡散できず、界面近傍に停留する。いずれの場合も、界面での蒸気圧と飽和蒸気圧との差は小さくなり、拡散係数を無限大と考えた場合に比べて、蒸発・凝縮速度は小さくなることになる。以上の過程をモデル化し、いくつかの例について数値計算を行った。その結果、一般に気泡成長時には拡散による影響は小さいが、崩壊時に

* 昭和60年11月2日 東北支部仙台地方講演会において講演。原稿受付 昭和60年5月13日。

** 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

はかなりあることなどがわかったので報告する。

2. 主 な 記 号

A_D : 拡散の影響による相変化速度の実効係数

D : 蒸気・不凝縮ガス間の拡散係数

M : 気泡内における質量

R : 気泡半径

R : ガス定数

T : 温度

c : 無限遠方における液中の音速

$\dot{m}$: 質量流束

p : 圧力

r : 半径方向座標

t : 時間

v : 速度

α : 蒸発・凝縮係数

μ : 粘性係数

ρ : 密度

σ : 表面張力

添字など

R : 気泡界面

c : 気泡中心部

g : 不凝縮ガス

i : 初期状態

l : 液体

m : 混合気

v : 蒸気

∞ : 無限遠方

0 : 飽和状態

$\cdot$: 時間微分

$\bar{\cdot}$: 空間平均

3. 理 論

ガス気泡の周囲圧力の変化に伴う運動を、気泡内部における蒸気および不凝縮ガスの相互拡散を考慮に入れて、以下に示す解析モデルにより数値計算を行った。

3.1 数値計算モデル 気泡運動を計算するに当たって、以下の現象を考慮に入れて解析モデルを作り数値計算を行った。

(I) 気泡界面における非平衡な蒸発・凝縮現象による熱および物質伝達。

(II) 気泡界面における不凝縮ガスの物質伝達。

(III) 気泡内における蒸気・不凝縮ガスの相互拡散。

(IV) 気泡内における均一生成による凝縮液滴の発生・成長、蒸発による液滴径の減少および気泡界面へ

のディポジションによる液滴数の減少。

(V) 上記現象による気泡内の温度および圧力の変動。

また、その際以下のような仮定が使われた。

(1) 気泡および周囲の液体は球対称を保って運動するものとする。

(2) 気泡内の圧力は一様であるとする。また温度は、気泡壁のごく近傍を除いて一様である。

(3) 気泡内の蒸気および不凝縮ガスは理想気体とする。

(4) 不凝縮ガスはヘンリの法則に従うものとする。

(5) 均一核生成によって気泡内に生じる凝縮液滴は合体・分裂はしないとする。液滴の気泡内に占める体積および周囲の気体との相対速度は無視する。

3.2 支配方程式および境界条件 本現象を解析するに当たって使用された基礎方程式は著者が「微細ガス気泡の圧力応答に関する研究」⁽³⁾で使用したものと同じであり、特に変更があった点についてのみ記述する。詳細は上記文献を参照されたい。

3.2.1 気泡の運動方程式 気泡崩壊時には相変化による気泡界面の移動を考慮する必要がある。そのような界面の移動を考慮した、圧縮性液体中の気泡の運動方程式は Fujikawa and Akamatsu⁽⁵⁾により詳細に議論されているが、その第一次近似式を運動方程式として使用すると以下ようになる。

$$R\ddot{R}\left(1-2\frac{\dot{R}}{c}+\frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}c}\right)+\frac{3}{2}\dot{R}^2\left(1+\frac{4\dot{m}}{3\rho_{\infty}c}-\frac{4\dot{R}}{3c}\right)-\frac{\dot{m}R}{\rho_{\infty}}\left(1-2\frac{\dot{R}}{c}+\frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}c}\right)-\frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}}\left(\dot{R}+\frac{\dot{m}}{2\rho_{\infty}}\right)+\frac{p_{\infty}-p_R}{\rho_{\infty}}-\frac{R\dot{p}_R}{\rho_{\infty}c}=0 \quad (1)$$

ここに、

$$p_R=p_v+p_g-\frac{\dot{m}^2(\rho_{vR}+\rho_{gR}-\rho_{\infty})}{\rho_{\infty}(\rho_{vR}+\rho_{gR})}-2\frac{\sigma}{R}-4\frac{\mu}{R}\left(\dot{R}-\frac{\dot{m}}{\rho_{\infty}}\right) \quad (2)$$

3.2.2 気泡内の蒸気・不凝縮ガスの相互拡散に関する式 以下の手順に従って気泡壁における蒸気圧と気泡内部における蒸気圧の関係を求める。気泡内混合気に対する連続の式および不凝縮ガスの拡散の式は、

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho_mv_r)=0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\rho_gv_r)=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left\{r^2\rho_mD\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\rho_g}{\rho_m}\right)\right\} \quad (4)$$

式(3)より気泡内混合気の流速 v_r は $\partial \rho_m / \partial r = 0$ と近

似すると,

$$v_r = -\frac{r}{3}(\dot{\rho}_m/\rho_m) \dots\dots\dots (5)$$

気泡内圧力および温度は一樣と仮定しているから,

$$\dot{\rho}_m = \frac{3}{R}(\dot{m}_m - \rho_m \dot{R}) \dots\dots\dots (6)$$

$$\dot{\rho}_g = \frac{3}{R}(\dot{m}_g - \rho_g \dot{R}) \dots\dots\dots (7)$$

式(4)に式(5)~(7)を代入し, ρ_g の空間平均値からの差は小さいとして積分整理し, $\dot{m}_g \ll \dot{m}_m$, $\dot{m}_m \approx \dot{m}_v$ などとすると,

$$\rho_{gR} = \rho_{gc} \exp(-\dot{m}_v R / 2\rho_m D) \dots\dots\dots (8)$$

ただし, ρ_{gR} , ρ_{gc} は気泡壁近傍および中心部における不凝縮ガスの密度である。さて, ρ_{gc} は $|\dot{m}_v R / 2\rho_m D| \ll 1$ であれば $\rho_{gc} = \bar{\rho}_g$ としてよく, 本計算範囲においては, ほぼ $\rho_{gc} = \bar{\rho}_g$ となる。ここで式(8)を圧力を使って書き直すと

$$p_{vR} = p_v + p_g \{1 - \exp(-\dot{m}_v R / 2\rho_m D)\} \dots\dots\dots (9)$$

一方, 気泡壁での蒸気・凝縮による質量流束 $\dot{m}_v$ は, 相変化による熱力学的非平衡の程度が大きくないとすれば,

$$\dot{m}_v = \frac{2\alpha}{2-\alpha} \frac{p_{vR} - p_v}{\sqrt{2\pi R_v T_R}} \dots\dots\dots (10)$$

ここに,

$$p_{vR} = p_0(T_R) \exp\left(\frac{-2\sigma}{\rho_l R_v T_R R}\right) \dots\dots\dots (11)$$

以上, 気泡壁における蒸発・凝縮速度に対する拡散の影響を表す式が定式化されたことになる。ここで, 気泡内の蒸気・不凝縮ガスの相互拡散の影響による気泡壁における蒸発・凝縮速度の実効係数 A_D を定義する,

$$A_D = \dot{m}_v / \left(\frac{2\alpha}{2-\alpha} \frac{p_{vR} - p_v}{\sqrt{2\pi R_v T_R}} \right) \dots\dots\dots (12)$$

ここに式(12)の分母は式(10)の p_{vR} を p_v と置いたものであり, 気泡壁における蒸気圧を気泡内部におけるものと等しいと置いたもの, すなわち, 相互拡散の影響を無視した場合の蒸発・凝縮速度となっている。

ここで, その影響を示している式(9)の指数関数を線形近似してみると, A_D は,

$$A_D = 1 / \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha}{2-\alpha} \frac{p_g R}{\rho_m D \sqrt{2\pi R_v T_R}} \right) \right\} \dots\dots\dots (13)$$

式(13)の小括弧内の値は常に正の値をもつから, 実効係数 A_D は常に1以下となり, 相互拡散を考慮した場合, 考慮しない場合に比べて小さい値をもつことになる。ちなみに, 蒸発・凝縮係数の値に, 幡宮・田中⁽⁷⁾が最も確からしい値としている $\alpha=0.4$ を採用し, $p_0=$

$p_0=2.3$ kPa, $R=100$ μ m, $T_m=20^\circ$ C を式(13)に代入すると, $A_D=0.25$ となる。気泡内不凝縮ガスの圧力 p_g が小さい場合, 気泡径が小さい場合または, 拡散係数が大きい場合等には A_D はほぼ1となり拡散による効果は無視できる。

3.3 数値計算 3.2節に示す式(1), (2), (9)~(11)に加えて, 文献(3)に示した気泡内外に対するエネルギー式, 拡散式, 均一核生成によるミストの発生などを組合せて数値計算を行った。なお, 物性値については, その温度ならびに圧力依存性を考慮に入れて計算を行った。

4. 数値計算結果および考察

まず, ガス気泡の成長・崩壊運動に対する拡散の影響を調べたのち, 特にその影響の大きい崩壊運動について考察する。

4.1 ガス気泡の圧力応答 静止状態にあるガス気泡の周囲圧力を 100 kPa から飽和蒸気圧 (2.34 kPa) にまでステップ状に低下させたあと, 気泡半径が最大値をとった時に周囲圧力を再び 100 kPa に戻した場合の気泡の挙動を, 拡散による効果を考慮した場合と考慮しなかった場合について比較を行う。図1に, まず, 拡散による効果を考慮しない場合, すなわち, 拡散係数 $D=\infty$ と置いた場合について, 初期気泡半径 10 μ m, 初期温度 20° C における計算例を示す。時間軸(横軸)は, 気泡半径がほぼ最大値をとる $t=30$ μ s から, それ以前の3倍に引き伸ばされている。周囲圧力が低下すると, 気泡は成長を開始する。気泡内圧力 p_m は気泡成長に伴って減少するが, 蒸気圧力 p_v は気泡壁からの蒸発によりほぼ一定に保たれている。

図1 気泡の圧力応答 ($D=\infty$ の場合)

また、気泡内蒸気の質量 M_v は気泡成長とともに増し、気泡半径が最大値をとったところで同様に最大値をとる。気泡内温度 T_m は最初気泡成長に従って低下するが、やがて均一核生成により気泡内にミストが発生し、ほぼ周囲の液温度にまで回復する。気泡径が最大値をとり、周囲圧力が 100 kPa に戻されると、気泡は急激に崩壊しリバウンドする。崩壊に伴って、気泡内圧力 p_m は急激に上昇し気泡のリバウンド時に最大値をとる。しかしながら、蒸気圧力 p_v は、気泡壁への凝縮の効果により、ほぼ一定に保たれ、リバウンド時にもわずかに上昇するだけである。気泡内蒸気の質量 M_v は気泡崩壊とともに急激に減少し、気泡がリバウンドすると再び急激に増加する。気泡内温度は、気泡内にミストが存在する間はほぼ一定に保たれているが、その後は上昇してリバウンド時に最大値を示す。

図 2 に、気泡内における不凝縮ガスと蒸気との相互拡散を考慮に入れて計算した例を示す。初期気泡半径は 10 μm 、初期温度 20°C である。周囲圧力が 100 kPa から飽和蒸気圧にまでステップ状に下げられると、気泡は成長を開始し、その挙動は図 1 と比較して若干成長の割合は低いがほぼ一致したものとなる。気泡内蒸気圧力 p_v は気泡成長に従って低下するが、これは、拡散の影響で気泡界面からの蒸発が追いつかず、図 1 の場合に比べて大きく低下したものである。拡散の影響による気泡界面での相変化速度の実効係数である A_D の変化を見てみると、気泡成長初期の蒸発速度の大きな領域では比較的小さくなっているが、やがて回復し、ほぼ 0.5~0.6 の値に落ち着く。気泡内蒸気の質量 M_v は、気泡成長時においては図 1 とほぼ同様の挙動

を示している。気泡内温度 T_m も図 1 とほぼ同様であるが、気泡成長初期における低下の割合は大きくなっており、これは上記のように気泡内蒸気圧が、気泡成長初期において低くなり、ミスト発生による潜熱の放出が追いつかないことによるものである。気泡半径が最大値をとる時期は、図 1 に比べて、界面からの蒸発速度が小さくなっている分だけ早くなっている。気泡半径が最大値をとって、周囲圧力が飽和蒸気圧から 100 kPa に戻されると、気泡は急激に崩壊しリバウンドする。リバウンド時の気泡半径は、図 1 に比べて若干大きくなっており、拡散速度が有限であることの影響が見られる。その影響を示す係数 A_D はリバウンド時には著しく小さくなっており、気泡内蒸気の凝縮にとって大きな抵抗となっていることがわかる。さて、気泡内蒸気圧力 p_v は、図 1 の場合と大きく異なり、リバウンド時に、鋭いピーク値をもつ。また気泡内蒸気の質量 M_v はリバウンド時に最小値をとらず、リバウンド後、しばらくして最小となりやがて再び増加していくことは興味深い。いずれも、気泡内蒸気と不凝縮ガスとの相互拡散速度が有限であることによるものである。

4.2 気泡崩壊に対する不凝縮ガスの影響 すでに述べたように気泡界面における蒸発速度が比較的ゆるやかである気泡成長時には、気泡内における蒸気と不凝縮ガスの相互拡散の影響はそれほど大きくない。しかしながら、気泡崩壊時には、気泡界面における凝縮速度は大きく、また気泡内不凝縮ガス圧力も高いため、上記相互拡散の影響は大きくなり、ことに気泡崩壊末期には重要な問題となる。以下にいくつかの例に

図 2 ガス気泡の圧力応答 (拡散の影響を考慮)

図 3 気泡崩壊時における拡散の影響 ($p_{at}=10$ kPa)
 ---- : $D=\infty$, — : 拡散の影響を考慮, - · - : $\alpha=0$

について、相互拡散係数 $D=\infty$ としたものの、気泡界面で相変化が生じない、すなわち $\alpha=0$ としたもののおよび相互拡散を考慮したものについて比較する。

図3に、初期気泡半径 $500\ \mu\text{m}$ 、初期温度 20°C 、周囲圧力 $100\ \text{kPa}$ 、気泡内の初期不凝縮ガス圧力 p_{oi} が $10\ \text{kPa}$ の場合における上記3種類の計算例を示す。相互拡散係数 $D=\infty$ とした場合、崩壊速度は最も速く、最小到達半径は $131\ \mu\text{m}$ で最も小さく、リバウンド時の気泡内最大圧力も最も高くなっている。気泡内蒸気の質量 M_v はほぼ気泡運動に応じて増減しており、図には示していないが気泡内の蒸気圧力もほぼ一定値をとっており、気泡運動に従って界面での相変化がスムーズに起こっていることがわかる。蒸発・凝縮係数 $\alpha=0$ とした場合崩壊速度は最も遅く、最小到達半径は $152\ \mu\text{m}$ で最も大きく、リバウンド時の気泡内最大圧力も最も低くなっている。気泡界面で凝縮・蒸発が起きないため、気泡運動の減衰は最も小さくなっている。相互拡散の影響を考慮した場合、最小到達半径は $150\ \mu\text{m}$ で気泡運動は上記二例の中間というよりはむしろ界面での相変化を無視したものに近い値になっている。リバウンド時の気泡内最大圧力、気泡内蒸気の質量なども界面での相変化を無視したものに近い値をとっている。このように相互拡散の影響を示す係数 A_D が、図2に比べて、全体的に低い値をとっているのは、気泡内不凝縮ガスの圧力が高い値を保っているからである。すなわち、いわゆるガス気泡の挙動を考える場合には、上記の不凝縮ガスと蒸気の相互拡散の影響は極めて大きなものとなると考えられる。

図4に、図3と同様、初期気泡半径 $500\ \mu\text{m}$ 、初期温

度 20°C 、周囲圧力 $100\ \text{kPa}$ であり、初期不凝縮ガス圧力 p_{oi} が $1\ \text{kPa}$ の場合の計算例を示す。全般的に図3に比べて、気泡の崩壊速度は速くなり、到達最小半径は小さく、リバウンド時の最大圧力は高くなっている。また、液の粘性ならびに圧縮性による散逸も大きくなっており、気泡運動の減衰も激しい。相互拡散係数 $D=\infty$ とした場合、図3における場合と同様、気泡の崩壊速度は計算した三例中最も速くなっており、到達最小半径は $21.6\ \mu\text{m}$ で最も小さく、リバウンド時の最大圧力は最も高くなっている。気泡内蒸気の質量 M_v は気泡運動に従って増減するが、図3に比べて、気泡運動の減衰が著しいことからわかるように、リバウンド後における値はずっと小さくなっている。図には示していないが、気泡運動が激しく、気泡界面での凝縮が追いつかず非平衡効果が現れ、リバウンド時の蒸気圧力は若干高くなっている。蒸発・凝縮係数 $\alpha=0$ の場合、崩壊速度は最も遅く、最小到達半径は $54.3\ \mu\text{m}$ で最も大きい。その時の気泡内圧力も低い。また気泡運動の減衰もそれほど大きくない。

蒸気、不凝縮ガス間の拡散の影響を考慮した場合、最小到達半径は $35.9\ \mu\text{m}$ で、上記二例の中間の値をとっており、その時の気泡内圧力も中間の値となっている。気泡内の蒸気の質量 M_v は気泡径の減少とともに減ってゆき、気泡運動とともに増減するが、リバウンド時には最小値をとらず、リバウンド後、しばらくして最小値を取り、再び増加する。これは、リバウンド時には、相互拡散の影響による相変化速度の実効係数 A_D が極めて小さくなっており、気泡内蒸気の圧力は高くなっているものの結局、蒸気の凝縮速度が小さ

図4 気泡崩壊時における拡散の影響 ($p_{oi}=1\ \text{kPa}$)
 ----: $D=\infty$, —: 拡散の影響を考慮, -.-: $\alpha=0$

図5 気泡崩壊時における拡散の影響 ($p_{oi}=0.1\ \text{kPa}$)

なくなってしまうためである。リバウンド後かなり気泡が大きくなり、気泡内の蒸気圧が界面の飽和蒸気圧より低くなった所で、 M_v は最小値をとり、以後増加に転ずる。 A_0 の値は図3ほど小さくはないが、0.1以下の値となっており、不凝縮ガスの影響がかなりあることがわかる。

最後に図5に、図3、4と同様、初期気泡半径500 μm 、初期温度20°C、周囲圧力100 kPaであるが、初期不凝縮ガス p_{oi} が0.1 kPaの場合について、気泡内の不凝縮ガスと蒸気の拡散を考慮した計算例を示す。図3、4に比べて、気泡の崩壊速度は最も速く、崩壊し始めてから46.5 μs でリバウンドしており、この崩壊時間は、内部が真空状態の気泡が崩壊する時間である45.8 μs にかなり近い値となっており、図3の場合の52.4 μs 、図4の場合の47.2 μs と比べても、崩壊運動全体に及ぼす不凝縮ガスの影響が小さくなっていることがわかる。また気泡運動の減衰率も他の二例に比べて大きくなっており、これは主に、崩壊時に気泡壁近傍の液相側に蓄えられた凝縮潜熱が、熱伝導によって液中に拡散してしまい、リバウンド後にその熱が蒸発潜熱となって気泡内へ戻ってこないことによっている。気泡内圧力は崩壊とともに上昇するが、リバウンド時に極めて急峻に上昇するのが観察される。前の二例と異なり、リバウンド時の蒸気の圧力は不凝縮ガスの圧力よりも高くなっており、リバウンド時においては、界面への凝縮速度は極めて低くなるため、蒸気の圧力が気泡運動に大きな影響を及ぼすことになる。

拡散の影響による相変化の減少率 A_0 は、全体にわたっては、不凝縮ガスの圧力が低いこともあって、リバウンド時を除いて、比較的高い値(0.3~0.1)を示している。気泡内の蒸気の質量 M_v は、ほぼ気泡運動と同期して増減するが、図4でも説明したように、リバウンド時には A_0 が小さくなってしまうため、 M_v はリバウンド後に最小値をとることになる。

5. 結 言

気泡運動に及ぼす不凝縮ガスの影響について、主に

気泡界面での蒸発・凝縮速度に対する影響を取り上げ、理論的に研究を行った。いくつかの例について数値計算を行い以下の結論を得た。

(1) 不凝縮ガスの存在は気泡界面での相変化にとって抵抗となる方向に働く。すなわち、気泡収縮時には蒸気は気泡界面近傍の不凝縮ガス層を拡散により通り抜ける必要があり、また気泡成長時には界面で蒸発した蒸気が界面近傍に停留することになり、いずれの場合も界面での飽和蒸気圧と界面での蒸気圧の差は小さくなり、界面での蒸発・凝縮速度は低下する。

(2) 気泡成長時には一般に不凝縮ガスの圧力が低いことなどにより上記の影響は小さいが、崩壊時、特にリバウンド時には大きな影響をもつ。

(3) 崩壊時の気泡運動は界面での相変化を無視したものと気泡内の拡散係数を無限大とおいたものの中のものとなる。したがって、リバウンド時の気ほう内圧力は拡散の影響を考慮しないものに比べて小さいものとなる。

文 献

- (1) Sato, Y. and Shima, A., *The Growth of Bubbles in Viscous Incompressible Liquids*, Rep. Inst. High Speed Mech., 40-319 (1979), 23, Tohoku Univ.
- (2) Lin, S. C., *Role of Microair Bubbles on Cavitation*, IAHR 10th Symp. Hydraulic Machinery, (1980), 27.
- (3) 松本, 微細ガス気泡の圧力応答に関する研究, 機論, 50-455, B (昭59), 1649.
- (4) 松本, キャビテーション初生に及ぼす気泡内の均一核凝縮の影響, 機論, 51-467, B (昭60), 2036.
- (5) 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), 481.
- (6) Tomita, Y. and Shima, A., *The Effects of Heat Transfer on the Behavior of a Bubble and the Impulse Pressure in a Viscous Compressible Liquid*, Z. Angew. Math. Mech., 59-7 (1979), 297.
- (7) 幡宮・田中, 滴状凝縮伝熱機構に関する研究, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭60-5), 320.

討 論

〔質問〕 島 章・富田 幸雄

〔東北大学高速力学研究所〕

気泡の運動に及ぼす不凝縮ガスの影響を理論的に研究し、有意義な結論を得られたことに対し敬意を表する。

(1) 前回⁽³⁾⁽⁴⁾までの理論モデルに対して本論文では相変化による気泡界面の移動を考慮した気泡の運動方程式を用いているが、結果に及ぼす影響はどの程度か。

(2) 相互拡散の影響がリバウンド時の気泡内圧の

上昇を緩和するという結論を示しているが、これは既報⁽⁴⁾の実験結果により近い傾向を与えているように思われる。つまり既報のリバウンド時における理論と実験の差異は主として気泡内部の蒸気および不凝縮ガスの相互拡散に起因していると考えてよい。

〔回答〕 (1) ここで取扱っている気泡内に不凝縮ガスが存在しているような場合には、計算した範囲において、ほとんど影響はない。ただし、完全な蒸気泡のような場合には影響があるものと思われる。

(2) ご指摘のように、本計算結果は既報⁽⁴⁾の実験結果にいくぶん近い傾向を示すようになる。しかしながら、リバウンド時における実験結果には、測定系の応答、気泡界面の不安定など多くの問題があり、理論と実験の差のすべてが気泡内の拡散現象によるものとは言えない。

〔質問〕 藤川 重雄〔京都大学工学部〕

(1) 式(6), (7)は気泡内部の蒸気および不凝縮ガスの圧力、温度、密度が空間的に一様であるとする仮定のもとに導かれているものであるが、この場合式(4)の右辺は零になるのではないか。

(2) 拡散係数 D の値はどのくらいか。

〔回答〕 (1) 式(7)は ρ_g の空間平均 $\overline{\rho_g}$ に対するものであり、 $\partial \rho_g / \partial r = 0$ を仮定して導いたものではなく、したがって式(4)の右辺を零としたことにはならない。説明が不十分であったことをお詫びする。

(2) 拡散係数 D は圧力・温度依存を考慮して以下の式を使っている。

$$D = 8.80 \times 10^{-5} \cdot T^{1.81} / P \text{ (m}^2/\text{s)}$$

ただし T : 絶対温度 [K], P : 絶対圧力 [Pa]。ちなみに、 $T = 300\text{K}$, $P = 100\text{kPa}$ で $D = 2.68 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ となる。