



圧縮性液体中における固体壁面近傍の単一気泡の挙動：気泡挙動に対する遅れ時間の影響

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-11-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 藤原, 徳一, 柳井田, 勝哉, 島, 章 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00007866

圧縮性液体中における固体壁面近傍の単一気泡の挙動 — 気泡挙動に対する遅れ時間の影響 —

藤原 徳一* 柳井田 勝哉* 島 章**

On the Behavior of Single Bubble Near the Solid Boundary in a Compressible Liquid
— The Effect of a Delay Time on the Bubble Behavior —

Tokuichi FUJIWARA* Katsuya YANAIDA* Akira SHIMA**

ABSTRACT

The equation of motion for the single bubble near the solid boundary is obtained under the condition of a liquid compressibility. The term of the mutual interaction in the equation can be indicated by using a delay time on the outward characteristic curve. The results of this paper for the special case of a delay time neglected may be agree with the equation given by A. Shima and Y. Tomita. The numerical simulation considering the distance between the bubble center and the solid boundary, the initial pressure ratio and the initial bubble radius is carried out under the conditions of a delay time considered or not. It is evident from this paper that there are little difference between the both results under the bubble behavior at the first rebound but a considerable difference between them for the collapse time, the bubble radius and the maximum pressure at the bubble wall after the first rebound. Therefore, it is necessary to take account of a delay time for the numerical observation of the bubble behavior during the long time, the influence of near bubbles on the given bubble and the comparison between the experimental and the numerical results.

Key Words: Cavitation, Bubble Dynamics, Compressible Fluid, Solid Boundary, Single Bubble, Delay Time, Mutual Interaction

1. 緒 言

気泡の力学的挙動に関する研究は、工学上重要な課題であるキャビテーション現象解明のための基礎的研究として、これまで多くの研究者によって行われてきた。従来の気泡力学は、無限に広がった静止液体中に1個の気泡が存在する場合を取扱い⁽¹⁾、気泡挙動に及ぼす表面張力・液体の粘性、圧縮性・気泡表面での熱伝達の影響について詳細に検討してきた。また、キャビテーションの発する超音波は初生検知の上からも重要で、それに関連して気泡の固有振動数に関する研究⁽²⁾や強制振動による気泡の共振現象の研究⁽³⁾も報告されている。

このように、単一気泡に関する気泡力学の研究は数多くなされ成果をあげてきたが、実際のキャビテーション発生場をシミュレートした気泡群の研究は少ない^(4,5)。

また、固体壁面の影響の解明も実際のキャビテーション場の理解のために重要な課題である。固有振動数に関しては、複数個の気泡を取扱った研究⁽⁶⁾はあるが、固体壁面の影響は考慮されていない。

圧縮性液体を取扱う場合、液体中の音速はある有限値をとる。そのため、隣接気泡や固体壁面と当該気泡間の相互作用に時間遅れが生じ、気泡挙動に影響を与える。A. Shima and Y. Tomita⁽⁷⁾は固体壁面近傍に1個の気泡が存在する場合について、液体の圧縮性を考慮した気泡の運動方程式を導いている。しかし、時間ゼロですでに壁面との相互作用が始まっているものとして取扱っているため、厳密に遅れ時間が考慮されていない。本論では(7)と同じ気泡を取扱い、壁面との相互作用項に対し遅れ時間を用いた運動方程式を導いた。また、相互作用が始まるまでの遅れ時間を考慮した数値計算結果と(7)の手法を比較することにより、その影響について検討した。

1990年4月9日受理

* 機械工学科(Department of Mechanical Engineering)

** 東北大学 流体科学研究所(Institute of Fluid Science, Tohoku University)

2. 記 号

C_∞ : 無限遠方液体中音速 f : 未知関数

- L : 気泡中心と固体壁面間の距離
- n, B : 液体の状態方程式中の定数
- O, O' : 気泡中心 P : 液体中の任意点
- P_∞ : 無限遠方の液体圧力
- P₀ : 気泡内初期ガス圧力
- P_v : 気泡内蒸気圧力
- P_{r=R} : 気泡壁面上圧力
- R₀ : 気泡初期半径
- R : 気泡半径
- r, θ : 気泡の球座標
- r', θ' : 鏡像気泡の球座標
- t : 実時間 η, ξ : 遅れ時間
- η₀ : 気泡中心の遅れ時間
- κ : ポリトロープ指数
- ρ_∞ : 無限遠方の液体密度
- σ : 表面張力 φ : 速度ポテンシャル
- del : 遅れ時間考慮の添字
- nd1 : 遅れ時間を考慮しない場合の添字
- △ : 遅れ時間の考慮有無の比較パラメーター記号

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{C_\infty^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (1)$$

φ は次の境界条件を満足しなければならない。

$$r \rightarrow \infty, r' \rightarrow \infty \quad \phi = 0 \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} r = \frac{L}{\cos \theta} \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} \cos \theta - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \sin \theta &= 0 \\ r' = \frac{L}{\cos \theta'} \quad \frac{\partial \phi}{\partial r'} \cos \theta' - \frac{1}{r'} \frac{\partial \phi}{\partial \theta'} \sin \theta' &= 0 \end{aligned} \right\} (3)$$

$$\left. \begin{aligned} r = R \quad \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \frac{\partial R}{\partial \theta} &= \frac{\partial R}{\partial t} \\ r' = R \quad \frac{\partial \phi}{\partial r'} - \frac{1}{r'^2} \frac{\partial \phi}{\partial \theta'} \frac{\partial R}{\partial \theta'} &= \frac{\partial R}{\partial t} \end{aligned} \right\} (4)$$

$$\left. \begin{aligned} r = R \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right)^2 \\ = \frac{p_\infty - p_{r=R}}{\rho_\infty} \\ r' = R \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r'} \right)^2 + \frac{1}{2r'^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \theta'} \right)^2 \\ = \frac{p_\infty - p_{r'=R}}{\rho_\infty} \end{aligned} \right\} (5)$$

気泡が球形を保って運動する場合、式(2)(3)を満足する式(1)の解は次式で与えられる。

$$\phi = - \frac{f(\eta)}{r} - \frac{f(\xi)}{r'} \quad (6)$$

$$\eta = t - \frac{r - R(\eta)}{C_\infty}, \quad \xi = t - \frac{r' - R(\xi)}{C_\infty} \quad (7)$$

ここで、 $r' = \sqrt{r^2 + 4L^2 - 4Lr \cos \theta}$, $r = \sqrt{r'^2 + 4L^2 - 4Lr' \cos \theta'}$. η, ξ は特性座標で外向き特性曲線上の時間、即ち遅れ時間である。式(6)は O を中心とする半径 R の気泡の固体壁面に対する鏡像を考えた場合に相当している。

式(6)を式(1)に代入し、式(4)(7)を考慮すると次式を得る。

3. 気泡の運動方程式

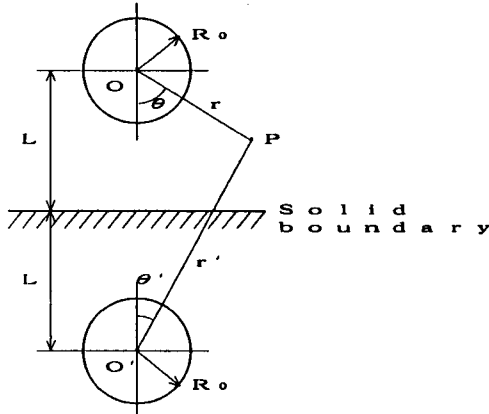


Fig. 1 Single bubble near the solid boundary

Fig. 1 に示すように、非粘性圧縮性液体中で固体壁面近傍に存在する単一球形気泡を考える。いま気泡周囲の液体圧力が急激に上昇し、気泡が崩壊する問題について考える。解析においては次の仮定をおく。1) 気泡はその運動を通じて球形を保ち、固体壁面への移動はない。2) 気泡内部は一様である。3) 重力・熱伝達・ガス拡散の影響は無視できる。気泡まわりの流れに速度ポテンシャル φ を導入し、連続の式・ベルヌーイの式を線形化することにより、次に示す φ に関する波動方程式を得る。

$$f(t) + \frac{1}{2} \left[\frac{R(t)}{2L} \right]^3 f(\eta_0) + \frac{1}{C_\infty} \left\{ R(t) f'(t) + \frac{R(t)}{2} \left[\frac{R(t)}{2L} \right] f'(\eta_0) \right\} = R^2(t) \dot{R}(t) \quad (8)$$

$$\eta_0 = t - [2L - R(\eta_0)] / C_\infty \quad (9)$$

ここで、 $f' = df/d\eta$ 、 $\dot{}$ は時間微分を表す。

未知関数 f を $1/C_\infty$ に関し展開し式(8)に代入、微小項を省略すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{R^2(\eta) \dot{R}(\eta)}{r} + \frac{1}{C_\infty} \frac{R^3(\eta) \ddot{R}(\eta) + 2R^2(\eta) \dot{R}^2(\eta)}{r} \\ & - \frac{R^2(\xi) \dot{R}(\xi)}{r'} + \frac{1}{C_\infty} \frac{R^3(\xi) \ddot{R}(\xi) + 2R^2(\xi) \dot{R}^2(\xi)}{r'} \end{aligned} \quad (10)$$

式(10)を気泡壁面での力の釣り合い式(5)に代入すると、液体の圧縮性及び固体壁面の影響を一次オーダーまで考慮した気泡の運動方程式として次式を得る。

$$\begin{aligned} R(t) \ddot{R}(t) \left[1 - \frac{2 \dot{R}(t)}{C_\infty} \right] + \frac{3}{2} \dot{R}^2(t) \left[1 - \frac{4}{3} \frac{\dot{R}(t)}{C_\infty} \right] \\ + \frac{1}{\rho_\infty} \left[p_\infty - p_{r=R} - \frac{R(t) \dot{p}_{r=R}}{C_\infty} \right] \\ + \frac{2R(\eta_0) \dot{R}^2(\eta_0) + R^2(\eta_0) \ddot{R}(\eta_0)}{2L} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

$$p_{r=R} = p_0 \left[R_0 / R(t) \right]^{3\kappa} - 2\sigma / R(t) + p_v \quad (12)$$

式(11)の左辺第 4 項は、固体壁面との相互作用の影響を示している。式(11)において、遅れ時間を考慮しない場合 $\eta_0 = t$ とおいて次式を得る。

$$\begin{aligned} R(t) \ddot{R}(t) \left[1 + \frac{R(t)}{2L} - \frac{2 \dot{R}(t)}{C_\infty} \right] \\ + \frac{3}{2} \dot{R}^2(t) \left[1 + \frac{2R(t)}{3L} - \frac{4}{3} \frac{\dot{R}(t)}{C_\infty} \right] \\ + \frac{1}{\rho_\infty} \left[p_\infty - p_{r=R} - \frac{R(t) \dot{p}_{r=R}}{C_\infty} \right] = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

上式は A. Shima and Y. Tomita⁽⁷⁾ の導いた式と一致する。式(11) (13)の初期条件は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R(0) &= R_0 \\ \dot{R}(0) &= \frac{2C_\infty}{n-1} \left\{ \left[\frac{p_{r=R(0)} + B}{p_\infty + B} \right]^{\frac{2n-1}{2n}} - 1 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

次の無次元量を導入し、諸式の無次元化を行う。

$$\beta = \frac{R(t)}{R_0}, \quad \tau = \frac{t}{R_0 \sqrt{\rho_\infty / p_\infty}}, \quad \beta_{\eta_0} = \frac{R(\eta_0)}{R_0},$$

$$\tau_{\eta_0} = \frac{\eta_0}{R_0 \sqrt{\rho_\infty / p_\infty}}, \quad \frac{d\beta}{d\tau} = \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty}} \dot{R}(t),$$

$$\frac{d^2\beta}{d\tau^2} = R_0 \frac{\rho_\infty}{p_\infty} \ddot{R}(t), \quad \frac{d\beta_{\eta_0}}{d\tau_{\eta_0}} = \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty}} \dot{R}(\eta_0),$$

$$\frac{d^2\beta_{\eta_0}}{d\tau_{\eta_0}^2} = R_0 \frac{\rho_\infty}{p_\infty} \ddot{R}(\eta_0), \quad q = \frac{p_{r=R}}{p_\infty}, \quad q_0 = \frac{p_0}{p_\infty},$$

$$\frac{dq}{d\tau} = \frac{R_0}{p_\infty} \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty}} \dot{p}_{r=R}, \quad C = \sqrt{\frac{\rho_\infty}{p_\infty}} C_\infty, \quad W = \frac{R_0}{L}$$

よって、式(11) (13) (14) は次のようになる。

$$\begin{aligned} \beta \frac{d^2\beta}{d\tau^2} \left(1 - \frac{2}{C} \frac{d\beta}{d\tau} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{d\beta}{d\tau} \right)^2 \left(1 - \frac{4}{3} \frac{1}{C} \frac{d\beta}{d\tau} \right) \\ + \left(1 - q - \frac{1}{C} \beta \frac{dq}{d\tau} \right) + \frac{W}{2} \left[2\beta_{\eta_0} \left(\frac{d\beta_{\eta_0}}{d\tau_{\eta_0}} \right)^2 + \beta_{\eta_0}^2 \frac{d^2\beta_{\eta_0}}{d\tau_{\eta_0}^2} \right] \\ = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \beta \frac{d^2\beta}{d\tau^2} \left(1 + \frac{W}{2} \beta - \frac{2}{C} \frac{d\beta}{d\tau} \right) + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{2}{3} W \beta - \frac{4}{3} \frac{1}{C} \frac{d\beta}{d\tau} \right) \\ + \left(1 - q - \frac{1}{C} \beta \frac{dq}{d\tau} \right) = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta(0) &= 1 \\ \frac{d\beta(0)}{d\tau} &= \frac{2C}{n-1} \left\{ \left[\frac{q(0) + B/p_\infty}{1 + B/p_\infty} \right]^{\frac{2n-1}{2n}} - 1 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

式(15) (16)を初期条件(17)のもとに解けば、気泡挙動に対する遅れ時間の影響を調べることができる。

4. 数値シミュレーション結果と考察

数値シミュレーションには次の各値を用いた。

$B=304.7 \times 10^3$ kPa, $C_\infty=1483$ m/s, $n=7.15$,
 $p_\infty=101.3$ kPa, $p_v=2.337$ kPa, $q_0=0.001 \sim 0.01$,
 $R_0=0.01 \sim 1.0$ mm, $W=0.02 \sim 0.333$, $\kappa=1.4$,
 $\rho_\infty=998.2$ kg/m³, $\sigma=0.07061$ N/m.

式(15)を解くために(5)と同様の手法を用いる。固体壁面との相互作用は、鏡像気泡からの圧力波が気泡中心に到達した時に始まると考える。時間ゼロから相互作用が始まるまでの間は、無限液中の単一気泡として解くものとする。よって、式(15)は次のように計算を行う。

$0 \leq t \leq [2L - R(0)] / C_\infty$: 式(18)を使用

$$\beta \frac{d^2\beta}{d\tau^2} \left(1 - \frac{2}{C} \frac{d\beta}{d\tau}\right) + \frac{3}{2} \left(\frac{d\beta}{d\tau}\right)^2 \left(1 - \frac{4}{3} \frac{1}{C} \frac{d\beta}{d\tau}\right) + \left(1 - q - \frac{1}{C} \beta \frac{dq}{d\tau}\right) = 0 \quad (18)$$

$t > [2L - R(0)] / C_\infty$: 式(15)を使用

遅れ時間 τ_0 は式(9)を満足するように、既に求めた各ステップの値を用いて決定する。 τ_0 が求めれば、その時間に対応する式(15)第4項中の諸量を決定できる。数値計算には倍精度アダムス法を用いた。

Fig.2 は、縦軸に(a)無次元気泡半径 β (b) 無次元速度 $d\beta/d\tau$ (c) 気泡壁面無次元圧力 q を、横軸に無次元時間 τ をとって気泡の挙動を示したものである。 $R_0 = 1.0$ mm, $W = 0.333$, $q_0 = 0.001$ の各値を用いた。図中の実線“Condition 1”は式(15)(18)を用いて遅れ時間を考慮した場合を示している。この条件では、第1回目のリバウンド“1st Rebound”の時間・気泡半径・壁面圧力は各々 $\tau_{del} = 0.980$, $\beta_{del} = 0.0171$, $q_{del} = 2.61$

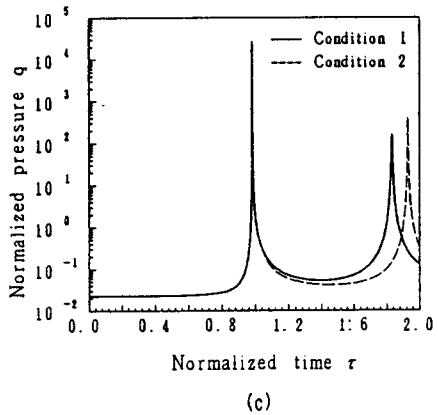
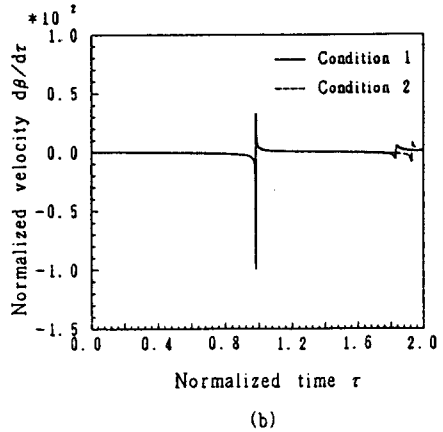
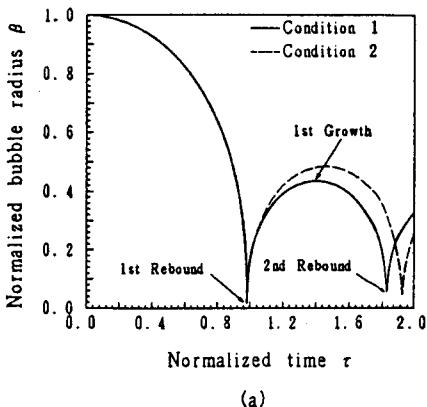
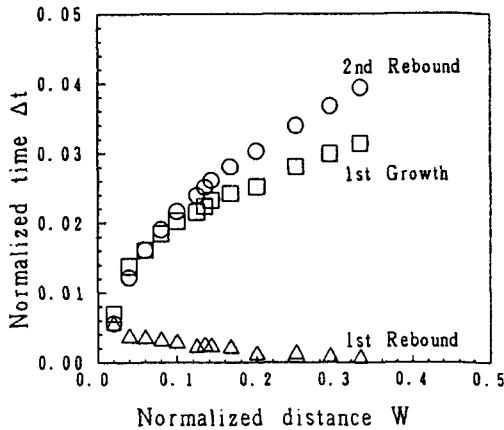
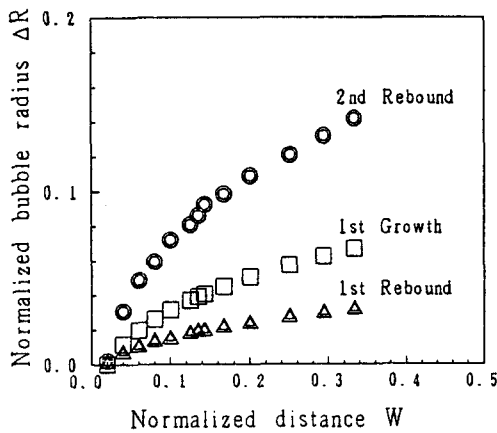


Fig.2 Time history of (a)normalized bubble radius (b)normalized velocity at the bubble wall (c)normalized pressure at the bubble wall ($R_0=1.0$ mm, $W=0.333$, $q_0=0.001$)

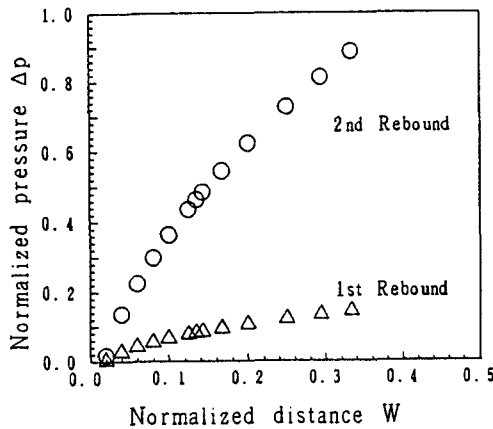
$\times 10^4$ である。図中の破線“Condition 2”は遅れ時間を考慮しない場合で、この時 $\tau_{nd1} = 0.981$, $\beta_{nd1} = 0.0168$, $q_{nd1} = 2.87 \times 10^4$ である。“1st Rebound”においては両計算結果に大きな差はないと言える。第2回目リバウンド“2nd Rebound”時は、 $\tau_{del} = 1.831$, $\beta_{del} = 0.0579$, $q_{del} = 1.58 \times 10^2$, $\tau_{nd1} = 1.929$, $\beta_{nd1} = 0.0463$, $q_{nd1} = 4.04 \times 10^2$ となる。また、気泡崩壊時の気泡壁面最大速度は各々 $|d\beta/d\tau|_{del} = 5.87$, $|d\beta/d\tau|_{nd1} = 9.58$ である。“2nd Rebound”においては、両計算結果に大きな差のあることがわかる。この差は“1st Rebound”における諸量の僅かの差に起因している。キャビテーションエロージョンに関係する発生最大圧力は、隣接気泡が存在しない場合たいてい“1st Rebound”時に生じる。よってこれを問題にする時は、遅れ時間の考慮の有無はそれほど大きな影響を与えない



(a)



(b)



(c)

Fig. 3 Variation of (a) Δt (b) ΔR (c) Δp with normalized distance ($R_0=1.0\text{mm}, q_0=0.01$)

と言える。しかし、実験結果との比較のような比較的長い時間にわたる気泡の挙動観察、及び異径隣接気泡の存在時には十分に考慮する必要があると言える。

次に、遅れ時間考慮の有無による“1st, 2nd Rebound”時、及び“1st Rebound”後最初に気泡が到達する最大半径の点 (“1st Growth”) における各値の比較を行い、種々のパラメーターの効果について調べる。

Fig. 3は、 $R_0=1.0\text{mm}$ 、 $q_0=0.01$ の各値を用い、気泡中心と固体壁面間距離を表す無次元量 W の影響を示している。縦軸の Δt 、 ΔR 、 Δp は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta t &= (\tau_{nd1} / \tau_{del}) - 1 \\ \Delta R &= (\beta_{nd1} / \beta_{del}) - 1 \\ \Delta p &= (q_{nd1} / q_{del}) - 1 \end{aligned}$$

図中のプロットは、各条件における気泡の挙動計算結果をもとにして上式より求めた値である。二重のシンボルマークは負値を示している。これより、“1st Rebound”においては“Condition 2”は“Condition 1”より気泡崩壊時間が長くなり ($\Delta t > 0$)、到達最小半径は小さくなる ($\Delta R < 0$) ことがわかる。固体壁や隣接気泡の影響で崩壊時間が伸びることはよく知られているが、この場合も初期の単一気泡としての取扱いの効果が現われていると考えられる。“Condition 2”では崩壊の程度が激しく ($\Delta R < 0$)、それに従い発生最大圧力も大きくなっている ($\Delta p > 0$)。 W が増加、即ち気泡と固体壁面間距離が小さくなるに従い ΔR の絶対値及び Δp は増加し、 Δt は減少する。この傾向も、初期の単一気泡としての取扱いの影響と考えられる。上述の“1st Rebound”の効果により、その後の気泡の到達最大半径は“Condition 2”ではより大きくなり、その結果“2nd Rebound”の気泡崩壊が激しくなる (Fig. 3(b))。また、発生最大圧力も大きくなり (Fig. 3(c))、それに従い Δt も変化している。これらの事より、“1st Rebound”時の僅かの差がその後の気泡挙動に大きく影響することがよくわかる。ここで用いた計算条件では、最小半径が非常に小さい時リバウンドの際に周囲液体に対してなす仕事が大きくなり、その後の気泡挙動が緩慢になる現象は現われていない。異なった条件では、この現象が現われることも考えられる。気泡が固体壁面から無限遠方に遠ざかった場合、固体壁面との相互作用はなくなる。この時、 $W = 0.0$ で縦軸の諸量はゼロになるはずである。しかし、Fig. 3(b)(c)では $W = 0.02$ でその影響がすでになくなっている。理想的には $W = 0.0$ で相互作用がなくなることになるが、実際にはある程度以上気泡が壁からはなれた場合、相互作用は考慮しなくてよいと言える。本論の比較の場合は発生圧力・到達半径に対しては、

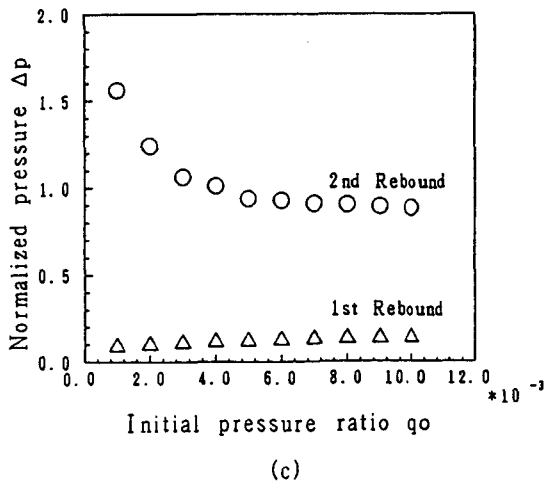
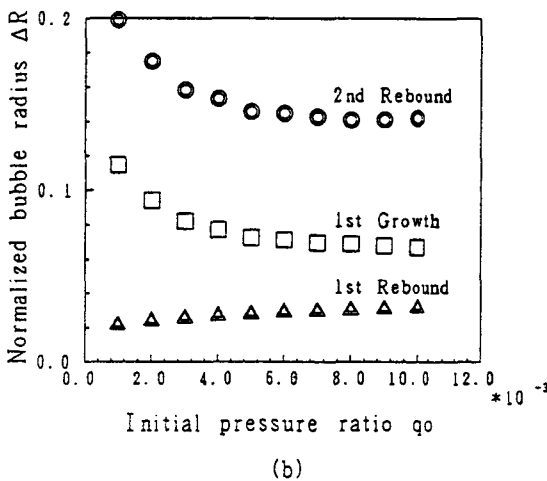
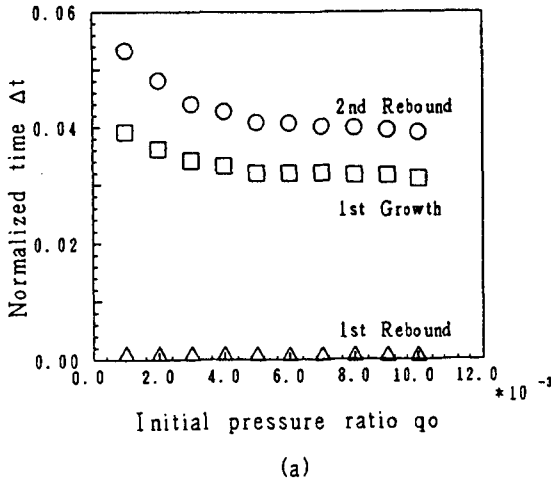


Fig.4 Variation of (a) Δt (b) ΔR (c) Δp with initial pressure ratio ($R_0=1.0\text{mm}$, $W=0.333$)

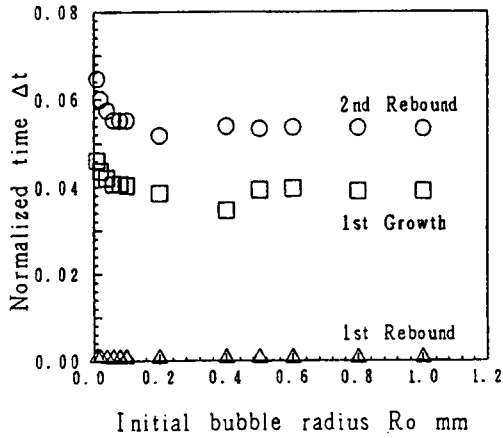
気泡が固体壁よりその半径の50倍以上離れた時、両計算結果に及ぼす相互作用の影響は考慮しなくてよいと言える。Fig.3(a) “1st Rebound” では、 W がゼロに近づくほど Δt は増加している。これは “Condition 1” の単一気泡としての計算時間が長くなったための影響といえる。即ち、 “Condition 1” では最初に式(18)を計算し、次に各ステップの値を用いて式(15)中の遅れ時間項を計算している。 W がゼロに近づけば式(18)を適用する時間が長くなる。一方、式(16)においては W の値は小さいがゼロではなく、また圧縮性の影響を示す項との大きさの比較でこの項は無視できない。その結果、崩壊時間の両計算結果の差が減少に従って大きくなり、また τ_{del} は小さくなるため Δt の増加として現れたと言える。 β , q の両計算結果の差も W の減少に伴い減少している。

Fig.4 は、初期圧力比 q_0 と (a) Δt (b) ΔR (c) Δp の関係を示している。計算には $R_0 = 1.0\text{mm}$, $W = 0.333$ の各値を用いた。 $q_0 \leq 0.005$ では q_0 の変化に従って Δt , ΔR , Δp は変化するが、 $q_0 > 0.005$ では一定値になる傾向が見られる。このことは、 q_0 が小さい時即ち初期の気泡内外の圧力比が大きい時、初期の単一気泡としての挙動がその後の気泡挙動に大きく影響を与えていることを示している。 W の変化に対する Δt , ΔR , Δp の傾向と τ , β , q の両計算結果の差の傾向は一致するが、 q_0 に対しては一致しない。たとえば、 Δp は q_0 の増加に伴い “1st Rebound” では増加、“2nd Rebound” では減少しているが、 q の両計算結果の差は “1st, 2nd Rebound” 共に減少している。式(12)(15)(16)より、 W は運動方程式中に相互作用項の係数としてのみ現れるが、 q_0 は q , dq/dt の形で関与してくるためこのような傾向が生じると考えられる。

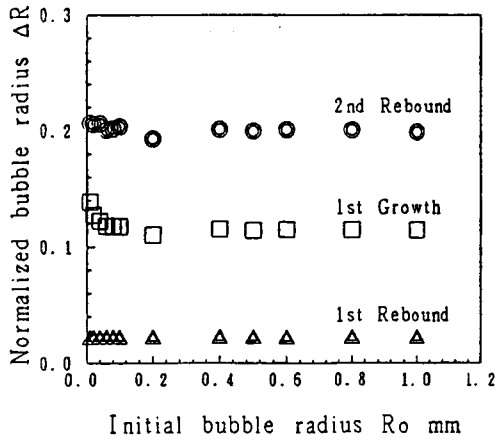
Fig.5 は、 $W = 0.333$, $q_0 = 0.001$ における初期気泡半径 R_0 と (a) Δt (b) ΔR (c) Δp の関係を示している。 $R_0 > 0.2\text{mm}$ では Δt , ΔR , Δp ともにほとんど変化しないことがわかる。式(12)より、 $\sigma = 0.0$ の時気泡の挙動は R_0 によらず相似になる。 σ を考慮した場合でも、その影響は R_0 が小さい時に限られる。よって、 R_0 が小さい時の上述の傾向は主に σ の効果であることがわかる。本論の比較においては、 $R_0 < 0.2\text{mm}$ で σ の効果が顕著になることがわかる。

5. 結 言

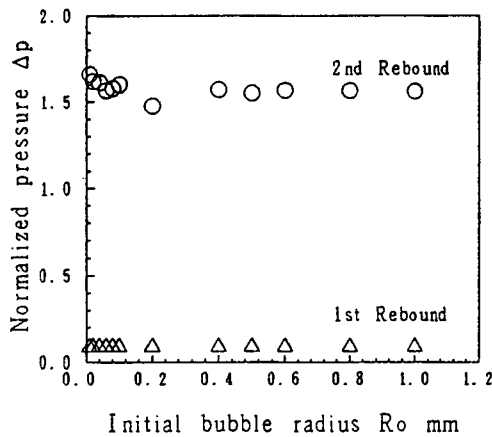
固体壁面近傍に1個の気泡が存在する場合について、固体壁面に対する鏡像気泡を考え、液体の圧縮性を考慮し、相互作用に遅れ時間を用いた気泡の運動方程式を導いた。得たる式は遅れ時間を考慮しない時、A. Shima



(a)



(b)



(c)

Fig.5 Variation of (a) Δt (b) ΔR (c) Δp with initial bubble radius ($q_0 = 0.001$, $W = 0.333$)

and Y. Tomita⁽⁷⁾ の導いた式に一致する。

固体壁面との相互作用が始まるまでの遅れ時間を考慮した場合、(7)の場合との計算結果を比較することにより遅れ時間の影響を検討した。その結果、第1回目のリバウンドに対して両計算結果の間に大きな差は認められないが、それ以後の気泡の挙動は大きく異なることがわかった。数値的に比較的長い周期で気泡の挙動を観察する場合及び異なる径の気泡が隣接する場合、実験結果と数値計算結果との比較を行う場合にはその効果を考慮する必要がある。

参 考 文 献

- (1) たとえば, Y.Tomita and A.Shima, Bulletin of the JSME, Vol.20(1979), pp.1453-1460.
- (2) A.Shima, Cal.Inst. Tech., Rep. No.85-53 (1970), pp.1-19.
- (3) W.Lauterborn, J.Acoust. Soc.Am., Vol.59 (1976), pp.283-293.
- (4) G.L.Chahine, Chem.Eng.Commun., Vol.28 (1984), pp.355-367.
- (5) S.Fujikawa et al., Proc. Inter. Sympo. on Cavitation, edited by H.Murai, Sendai, Vol. 1(1986), pp.55-60.
- (6) A.Shima, J.Basic. Engng., Trans. ASME, Ser. D, Vol.93(1971), pp.426-432.
- (7) A.Shima and Y.Tomita, Ing. -Archiv, Bd. 51(1981), s.243-255.