レーザ光フォーカスで発生させた水中気泡の挙動と
衝撃波の伝ばに関する実験的研究*

真田 徳雄**, 高山 和喜***, 池内 準****

An Experimental Study of the Behavior of Bubbles and Shock Waves
Generated by Laser Focusing in Water

Norio SANADA, Kazuyoshi TAKAYAMA, and Jun IKEUCHI

This paper deals with an experimental study on the collapsing process of bubbles produced by a focused ruby laser beam in water. The behavior of the collapsing bubbles, and propagation of shock waves induced in the process were observed using double exposure holographic interferometer and an Ima-Con Camera. The impact pressure was measured by changing the distance between the focusing point of the laser beam and a pressure gauge. Results indicated that the impact pressure induced at the instant of bubble rebound was more intense than that induced at bubble initiation due to the laser focusing, and showed how the impact pressure was attenuated with the distance.

Key Words: Cavitation, Laser Focusing, Cavitation Bubble, Impact Pressure, Shock Wave, Holographic Interferometer, Ima-Con Camera

1. 緒 言

Qスイッチ付ルビーレーザの出力光を液体中でフォーカスさせると、焦点近傍に気泡が生成する。この気泡はその後、膨張・収縮を繰返し、水中放電で発生させた気泡と同様な挙動を示す。レーザ光フォーカスによって気泡を得るこの方法は、水中放電による手法に比べて流体場を乱すことがなく、かつ付加するエネルギーの履歴を精密に制御できることから、気泡挙動を解明するのに適していると考えられる。

これまで、この手法を用いて発生させた気泡およびその周辺液体の挙動を解明する研究^{(1)~(12)}がなされている。このうち、Lauterbornら^{(2)~(5)}、Ebeling⁽⁷⁾は、レーザ光で発生させた気泡挙動を連続写真撮影し、その崩壊過程を実験的並びに理論的に研究を行っている。Teslenko⁽⁸⁾、Hentschel-Lauterborn⁽⁹⁾は、気泡再膨張時に発生する衝撃力を測定してその大きさを評価している。また我国でも、吉川ら⁽¹⁰⁾・木本ら⁽¹¹⁾の報告がある。

最近、レーザ光を水中でフォーカスさせたときに発生する衝撃波を積極的に利用しようとする Russell⁽¹²⁾の試みがある。しかしそこでは、レーザ光焦点の変動が指摘されるなどしており、レーザ光フォーカスで発生させる気泡の挙動と衝撃波の伝ばについて、十分解明されているとはいえない。

本研究では、ホログラフィ干渉計と高速度カメラを用いて、レーザ光で発生させた水中気泡の膨張・収縮運動と、その運動に付随して発生する衝撃波の挙動を観測し、衝撃波圧力を測定した結果を示す。

2. 実 験

2・1 レーザ光のフォーカスと圧力の測定 図1は、試験水槽内にレーザ光をフォーカスする様子を示す概略図である。アルミニウム製円筒の中心軸と一致する方向から照射されたレーザ光は、円筒端面に取付けられた凸レンズによって集光され、水中で焦点を結ぶ。パルス幅 20 ns で、1 J/パルスのこのレーザ光は、ルビーレーザ(日本電子KK, JRL-9 J)によって発生させた。また、空気中における凸レンズの焦点距離 f_0 は 10 mm であった。

概略寸法 500 mm×500 mm×500 mm のステンレス製試験水槽は、直径 200 mm、厚さ 20 mm のアクリ

* 昭和61年10月7日 第64期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和61年5月9日。

** 正員、東北工業技術試験所(〒983 仙台市苦竹4-2-1)。

*** 正員、東北大学高速力学研究所(〒980 仙台市片平2-1-1)。

**** 東北工業技術試験所。

ル板をはめ込んだ光学観測用窓2個を備えている。この窓の片側に、レーザ光軸と垂直になるように、幅0.5 mmのスリットを貼り付けて、ストリーク撮影を行った。また、レーザ光の水中焦点の上方に、レーザ光軸と垂直に設置した圧力変換器(Kistler 603 B)を用いて、発生する衝撃圧力を測定した。なお、試験水の温度は284 K~289 Kの範囲であった。

2・2 光学系観測装置 図2は、ホログラフィ干渉計の概略を示す。ルビーレーザ(Appollo Laser Inc, 22 HD)によって発生させた写真光源用レーザ光は、パルス幅30 nsで、2 J/パルスであった。焦点距離 f_1 、

図1 レーザ光の水中フォーカス

図2 ホログラフィ干渉計の光学系

図3 高速度撮影用の光学系

f_2 が200 mm~2 000 mmの範囲の凸レンズを用いて物体光を結像させ、撮影倍率1/3~10のホログラムを得た。また、ホログラムの記録再生には、出力2 Wのアルゴン・イオンレーザを用いた。これら光学系の詳細は高山・渡辺⁽¹³⁾と同様であった。

図3は、高速度撮影装置の光学系を示す。高速度カメラ(John-Hadland, Ima-Con 790)を用いるときの撮影速度は、フレーミング写真の場合1 000 000 こま/sで、ストリーク写真の場合1.2 μ s/mm~8.2 μ s/mmの範囲であった。その写真光源には、出力2 Wのアルゴン・イオンレーザ(日本電気KK, GLG 3200)の出力光を用いた。

いずれの撮影倍率も0.594であった。

なお、水中にフォーカスさせるルビーレーザ光の照射時刻に対して、撮影用ルビーレーザ光の照射時刻または高速度カメラの駆動時刻を適当な時間だけ遅らせた。それによって任意時刻の気泡と衝撃波の様相を撮影した。

3. 結果と考察

3・1 水中におけるレーザ光フォーカス 図4

(a) レーザ光束 ϕ 10 mm

(b) レーザ光束 ϕ 3.2 mm

図4 水中フォーカス点付近の様相を示す二回露光ホログラフィ干渉計写真(レーザ照射後11 μ s)

(a)は、直径約10 mmのレーザ光束を水中にフォーカスさせたときの、焦点付近の様相を示す二回露光ホログラフィ干渉計写真である。焦点近傍を発生源として現れた複数の球面衝撃波(矢印 S_0)の発生は、次のように考えられる。すなわち、レーザ光のフォーカスにより、焦点近傍の微小領域の水は約20 nsの間熱エネルギーを受けるため、そこに分布していた気泡核は爆発的に膨張する。この気泡初生過程で、気泡は一種のピストンとして働き水中に衝撃波を駆動する。

そのようにして衝撃波を駆動し、さらに膨張する気泡(矢印1と2)は、互いに独立した気泡が接しているように見える。この気泡は、二つの気泡核がそれぞれ独立に膨張して気泡に成長したというよりは、多数の気泡核が膨張し合体したと推測できる。また写真には、レーザ光の集光路に複数の黒い小さな点が写っている。それらは、水の受ける熱エネルギーが十分でないため、衝撃波を発生するほどの急激な膨張には至らなかった気泡核である。なお、フォーカスするレーザ光と、写真中央の二つの気泡を覆っている影は、レーザ光の散乱⁽¹⁾の結果である。

一方、最初に現れた衝撃波(S_0)の内側に、別の複数の衝撃波(矢印 S')がそれぞれ先行する膨張波(矢印で示す)を伴って現れている。これらは、衝撃波(S_0)が水中を伝ばする過程で別の気泡核と干渉し、それを崩壊させたときに発生した衝撃波である。

次に、この直径10 mmのレーザ光束を直径3.2 mmのアイリスに通したあとフォーカスさせたときの、焦点付近の様相を図4(b)に示す。発生した気泡および衝撃波はそれぞれ1個のように見えるが、この場合でも、複数の気泡核が気泡生成に結びついていると推測される。このようにして集光エネルギーを制御し、できるだけ単純化された気泡と衝撃波を発生させることができた。このあとに示す実験結果は、すべて、このアイリスを通したあとフォーカスさせた結果である。なお、気泡を覆っている影はレーザ光の散乱の結果である。

図5 気泡の膨張・収縮運動と発生する衝撃波を示すストリーク写真(掃引速度:8.2 $\mu\text{s}/\text{mm}$)

3.2 気泡の膨張・収縮運動 図5は、レーザ光のフォーカシングに同期させて撮影したストリーク写真の例である。ストリーク撮影に用いた0.5 mm幅のスリットは、そのすきま中心が、レーザ光の水中焦点と一致し、かつレーザ光軸と垂直になるように観測窓に貼り付けてある。ストリーク写真の時間軸は写真の左から右方向で、掃引速度はフィルム面上で8.2 $\mu\text{s}/\text{mm}$ であった。

V字形の折れ線が、気泡の膨張運動に付随して発生した衝撃波の軌跡である。そのうち、最初の衝撃波軌跡の頂点に写っている白い点はフォーカスしたレーザ光である。その頂点から成長する黒い影は、球形気泡の生成・膨張を示す。この気泡は、膨張し半径が最大に達した後収縮し始める。そして発生から約270 μs 後に、気泡径が最小すなわち収縮の極限で第2の衝撃波を発生し、再び膨張し始める。この間、レーザ光フォーカスの約45 μs 後と約200 μs 後に、掃引方向とほぼ垂直に弱い波の軌跡が現れた。これらは、レーザ光フォーカス直後に発生した衝撃波が、集光凸レンズと水槽壁とで反射された波である。

レーザ光のフォーカス直後に発生した気泡は、このように、再膨張の瞬間に衝撃波を発生しながら、膨張・収縮を繰返している。その繰返しによって気泡のエネルギーは散逸するので、最大膨張時の気泡径および発生する衝撃波の強さは逐次減衰する。また図5で、第1の衝撃波軌跡のコントラストと第2のそれとを比べると、第1のコントラストがせん光によって乱されていることを考慮に入れても、第2のコントラストのほうが鮮明である。このことは、第2衝撃波の波面での圧力の飛びのほうが大きいことを示す。

図6は、ストリーク写真から求めた、いわゆる気泡崩壊時間 T_{c1} (または T_{c2})と気泡最大半径 R_{max1} (また

図6 ストリーク写真から求めた気泡の崩壊時間 T_c と気泡の最大半径 R_{max} の関係

は $R_{\max 2}$) との関係を示す。●印は T_{c1} を、○印は T_{c2} を示す。 T_c は、 $R_{\max}$ の増大に比例して増大し、実線で示す Rayleigh の崩壊時間⁽¹⁴⁾ にほぼ一致している。ここで T_{c1} および T_{c2} は、それぞれ気泡の生成時および再膨張の瞬間から、次の気泡再膨張の瞬間までの時間間隔の半分とした。気泡半径が、膨張過程で最小から $R_{\max}$ に至るまでの時間と、収縮過程で $R_{\max}$ から最小に至るまでの時間とは全く同じではないかもしれないが、今回のストリーク撮影からは、それらを区別できなかったののでそのように取扱った。

3.3 気泡膨張過程で発生する衝撃波 図7は、

図7 気泡の膨張に付随して発生する衝撃波の様相を示すフレーミング写真 (1 000 000 こま/s)

気泡の運動に伴って発生する衝撃波の様相を示す連続写真の例で、気泡発生位置が固体壁から十分離れている場合である。図7(a)は、レーザ光フォーカス直後の気泡生成時、図7(b)は、気泡再膨張開始前後の様相である。撮影に際しては、1回の撮影で記録できるコマ数を多くするために、寸法4"×5"のフィルム上における1コマの画面サイズを8mm×17mmとし、さらに気泡発生位置を画面中央よりずらしてある。図7は、そのようにして撮影したフィルムを引き伸ばして焼き付けたものである。撮影速度は1 000 000 こま/sであった。図7(b)によれば、再膨張直前に、気泡近傍の密度変化が著しい。これは、気泡周りの圧力上昇を示す。

図8は、気泡生成時の様子を連続撮影した、2回の写真観測結果から求めた衝撃波半径 r の時間変化を○印と□印で示す。同様にして求めた、気泡再膨張時の場合を●印と■印で示す。発生から1 μ s 経過以後の衝撃波伝ば速度は、水温287 Kにおける水中音速1 452 m/s⁽¹⁵⁾ とほぼ同じであった。

図9は、レーザ光フォーカス直後に発生する衝撃波の様相を示す、ホログラフィ有限干渉写真である。気泡発生点から8 mm 上方にある固体壁は、圧力変換器の受圧面である。気泡の成長と衝撃波の発生・伝ばが明りょうに示されている。

3.4 衝撃圧力の測定

3.4.1 衝撃波の圧力波形 図10は、水中のレーザ光焦点から8 mm 離れた位置で測定した反射衝撃波背後の圧力の時間変化の例を示す。それによると、レーザ光フォーカス直後に発生する衝撃波に起因する最初の急しゅんなピークが現れ、その約350 μ s 後で気泡再膨張の瞬間に2番めのピークが現れる。さらにその160 μ s 後に3番めのピークが現れる。第1ピーク

図8 フレーミング写真から求めた衝撃波半径 r の時間変化

図9 レーザ光の集光によって発生する気泡および衝撃波の様相を示す有限干渉縞写真 ($L=8\text{ mm}$)

図10 衝撃波の圧力波形 ($L=8\text{ mm}$)

の立ち上りは、それ以降のピークの立ち上りに比較して急しゅんである。そこでピークの立ち上りを詳しく調べるために、第1ピークと第2ピーク付近の時間軸を拡大して図11に示す。

図11(a)に示す第1ピーク圧力 $17.75 \times 10^5\text{ Pa}$ の立ち上り時間と、波形の半値幅はともに約 $2\text{ }\mu\text{s}$ である。パルス幅 30 ns のレーザ光を水中にフォーカスさせたときに発生する圧力パルスの立ち上り時間が約 $0.08\text{ }\mu\text{s}$ で、その持続時間が約 $0.2\text{ }\mu\text{s}$ であった Caroma ら⁽¹⁾の結果と比べると、今回測定した立ち上り時間と波形幅は大きすぎるといえる。これは、用いた圧力変換器 (Kistler 603 B) の固有振動数が 250 kHz と低いためと思われる。

図11(b)に第2ピークの圧力波形を示す。漸次上昇していた圧力の増加は、時刻 T_{a1} から顕著になり、その約 $5\text{ }\mu\text{s}$ 後で $4 \times 10^5\text{ Pa}$ になる時刻 T_{a2} から急激に上昇して $19.04 \times 10^5\text{ Pa}$ に達する。いまピークを過ぎて、基準圧力まで減少する時刻を T_{a3} とすると、 T_{a1} から T_{a3} までの時間は約 $10\text{ }\mu\text{s}$ である。このうち、急激な圧力上昇の起こる時刻 T_{a2} から T_{a3} までの時間は、約 $5\text{ }\mu\text{s}$ と読取れる。すなわち T_{a2} を、再膨張による衝撃波の発生時刻とみなせば、衝撃波によって発生した圧力波の半値幅は、第1ピークのそれとほぼ同じである。

(a) 第1ピーク

(b) 第2ピーク

図11 衝撃波の圧力波形 (図10の拡大)

図11の結果を得たときの条件は $L=8\text{ mm}$ である。また、その図11から、崩壊時間 T_{c1} は、 $172\text{ }\mu\text{s}$ と読める。その T_{c1} の値を、図6に示す $R_{\max}$ と T_c の関係に適用すると、 $R_{\max1}$ は 1.9 mm と推定され、したがって $L/R_{\max1}=4.2$ と計算される。

ところで、固体壁面から十分離れている気泡が崩壊する場合、崩壊時の形状はほぼ球形が保たれる。一方 Shima-Tomita⁽¹⁶⁾によれば、固体壁と気泡中心との距離を L とするとき、固体壁の存在が気泡崩壊に影響する限界は $L/R_{\max} \approx 3$ である。その結果を用いると、 $L/R_{\max1}=4.2$ の条件下で得られた、図11(b)の圧力変化をもたらす気泡崩壊時の気泡形状は、ほぼ球形と考

えてよからう。すなわちこの条件下では、固体壁の影響を受けて発生する液体ジェットや、発生時期の異なる複数の衝撃波に起因する圧力上昇はほとんどないと思われ得る。したがって、時刻 T_{a1} から T_{a2} までの間の圧力上昇は、気泡の収縮過程で生じた、気泡周辺の液体圧力上昇を示すと考えられる。これは、気泡再膨張直前の様相を示した図 7 (b) の結果と符合する。

なお、気泡の収縮過程において気泡周辺の液体圧力が上昇することは、非圧縮性液体に対する Rayleigh の解析⁽¹⁷⁾、圧縮性液体に対する Hickling-Plesset⁽¹⁸⁾、Tomita-Shima⁽¹⁹⁾、Fujikawa-Akamatsu⁽²⁰⁾ の理論で示されている。また真田⁽²¹⁾は、圧力波の干渉を受けて崩壊する静止気泡の一連の写真観測でもこれを確認している。

3・4・2 レーザ光フォーカス直後の衝撃波圧力

図 12 は、レーザ光を水中にフォーカスさせた直後に、レーザ光焦点から L だけ離れた位置で測定した反射衝撃波背後圧力のピーク値 $P_{\max 0}$ を示す。 $P_{\max 0}$ はほぼ L^{-n} ($n=1.1\sim 1.3$) に比例して増減しており、3 J/パルスのルビーレーザ光を用いた実験で得られた Russell⁽¹²⁾ の結果、すなわち $P_{\max 0}$ は $L^{-1.17}$ に比例するという結果とほぼ一致する。また、Takayama ら⁽²²⁾ は、質量範囲 0.6 mg $\sim$ 16 mg のペレット状アジ化鉛を水中爆発させ、発生した衝撃波圧力 P_a を、爆心からの距離 L_a を変えて測定した。そのときに、 P_a は $L_a^{-1.15}$ に比例するという、今回の結果とほぼ一致する結果を得ている。

なお、 L の値に対する測定値 $P_{\max 0}$ のばらつきが比較的大きい、その原因として、レーザ光を水中にフォーカスさせるその都度、その熱エネルギーを受けて膨張

する気泡核の大きさが必ずしも一定でないこと、さらに焦点からのその気泡核の距離が一定でないことなどが考えられる。

図 13 (a) は、レーザの入力電圧を注意深く制御して、フォーカスさせるレーザ光量を若干変化させたときに、 $L=8$ mm の位置で測定した $P_{\max 0}$ と、気泡崩壊時間 T_{c1} との関係を示す。図 13 (b) は、同様にして得られた、再膨張時以降に発生する圧力ピーク $P_{\max 1}$ と T_{c1} 、および $P_{\max 2}$ と T_{c2} との関係を示す。いずれの場合でも、 T_c と $P_{\max}$ との間に密接な関係があり、そのうち $T_c > 100 \mu\text{s}$ の範囲では、 T_c の増加に比例して $P_{\max}$ は大きくなった。

3・4・3 気泡周辺における液体の最大圧力

図 14 は、水中のレーザ光焦点から圧力変換器までの距離 L を変化させて測定した、各位置における最大圧力を示す。そのうち、図 14 (a) はレーザ光フォーカス直後の最大圧力を、図 14 (b) は気泡再膨張時の最大圧力を示す。ただし、圧力変換器の位置は、 $R_{\max}$ に対する相対

図 12 フォーカス点から距離 L の位置で測定したレーザ光照射直後の最大衝撃圧力 $P_{\max 0}$

(a) レーザ光照射直後

(b) 気泡再膨張時

図 13 レーザ光量を変化させたときの気泡崩壊時間 T_c と最大衝撃圧力 $P_{\max}$ との関係 ($L=8$ mm)

距離 $L/R_{\max}$ で表し、最大圧力は大気圧で無次元化してある。このときの横軸 $L/R_{\max}$ の値 $0.8 \sim 30$ は、 $L = 2 \sim 18 \text{ mm}$ 、 $R_{\max 1} = 0.9 \sim 2.0 \text{ mm}$ および $R_{\max 2} = 0.3 \sim 1.1 \text{ mm}$ に対し計算して得られた値である。なお、ここで用いた $R_{\max}$ は、図 6 に示す T_c と $R_{\max}$ の関係に、圧力変換器の出力波形から読取った T_c の値を用いて求めたものである。

図 14 で $3 < L/R_{\max}$ の範囲における $P_{\max}$ は、 $L/R_{\max}$ を減少させると指数関数的に増大している。そのうち、 $P_{\max 0}$ と $P_{\max 1}$ とを比較すると、平均して 5% 程度 $P_{\max 1}$ の値が大きい。この理由の一つとして、図 11(b) で検討したように、気泡再膨張の瞬間で衝撃波が発生する時刻 T_{a2} までに、気泡周辺の液体圧力がすでに上昇していることがあげられる。また、 $P_{\max 2}$ は $P_{\max 1}$ より小さい。これは、膨張・収縮を繰返す過程で、気泡エネルギーが散逸していることを示すものである。

$1 < L/R_{\max} < 3$ の範囲では、 $L/R_{\max}$ を減少させると、固体壁面（ここでは圧力変換器受圧面）の存在によって、崩壊する気泡は非球状となる。その結果気泡内圧力があまり上がらなくなり、再膨張の瞬間に発生する衝撃圧力は低下する。一方このときの気泡は受圧面に向かって移動するため、気泡と受圧面との実際の距離は L より小さくなる。そのために衝撃圧力の測定値は大きくなる。 $L/R_{\max}$ を減少させると、この二つの効果が重なり、図 14 に示すように $P_{\max 1}$ と $P_{\max 2}$ は引き続き増加する⁽²³⁾。

$L/R_{\max}$ をさらに減少させて 1 に近づけると、崩壊時の気泡の非球状性がさらに高まり、 $P_{\max 1}$ と $P_{\max 2}$ の増加率は低下する⁽²³⁾。

なお本実験の場合、 $1 < L/R_{\max} < 3$ の範囲で、 $P_{\max}$ の増加率を低下させる要因として次のことも上げられる。すなわち、図 6 の T_c と $R_{\max}$ の関係は、固体壁から十分離れた気泡の場合のものである。ところが、固体壁近くにある気泡の場合、その崩壊時間 T_c は大きくなる傾向にある⁽¹⁶⁾⁽²⁴⁾。したがって、圧力変換器の出力波形から読取った T_c を、そのまま図 6 の T_c - $R_{\max}$ 関係に適用して $R_{\max}$ を求める場合、固体壁近くにある気泡の $R_{\max}$ は、実際の値より大きく見積もってしまうことになる。その結果、 $L/R_{\max}$ が実際の値より小さく計算されているためである。

本実験のレーザ光量で、固体壁から十分離れて発生させた気泡の $R_{\max}$ は、ストリーク写真から求めると 2.0 mm 以下であった。一方レーザ光焦点から、レーザ光の光軸と平行に設置してある圧力変換器受圧面までの距離 L は、 2.0 mm 以上とした。これは、 L を 2 mm 以下にすると、レーザ光が圧力変換器取付け部で

さえぎられて、レーザ光の全エネルギーが水中にフォーカスされなくなるためである。しかし、 T_c の測定値を図 6 の T_c - $R_{\max}$ 関係に適用して $R_{\max}$ を求めたため、先に示したように、固体壁の近くにある気泡の $R_{\max}$ は実際の値より大きく見積もってしまった。そのために $L/R_{\max}$ が 1 以下と計算された場合も、そのまま示した。したがって、 $L/R_{\max} \leq 1$ の範囲では誤差を含む。

なお Shima ら⁽²⁵⁾ は水中放電気泡の実験結果で、 $P_{\max 1}$ は $0.6 < L/R_{\max 1} < 0.8$ の範囲において極小となることを示している。図 14(b) でも同様の傾向が現れている。今後この問題に関しては、受圧面がレーザ光の光軸と垂直になるように設置した、周波数応答特性の高い圧力変換器を用いて実験し、議論したい。

4. 結 言

ホログラフィ干渉計と高速度カメラを用いて、レーザ光を水中にフォーカスさせたときに発生する気泡の膨張・収縮運動を観測し、発生する衝撃波圧力 $P_{\max}$ を測定した。なお、最大膨張時の半径 $R_{\max 1}$ は $0.9 \sim 2.0$

(a) レーザ光照射直後

(b) 気泡再膨張時

図 14 気泡周辺における液体の最大圧力 $P_{\max}$

mm の範囲であった。

(1) レーザ光で発生させた水中気泡の崩壊時間 T_{c1} と T_{c2} は、ほぼ Rayleigh の崩壊時間に一致した。

(2) 1 回めの気泡再膨張開始の瞬時に発生するピーク圧力 P_{max1} は、レーザ光フォーカス直後に発生する衝撃波圧力 P_{max0} より大きかった。

(3) レーザ光焦点から距離 L 離れて測定した P_{max0} は、 L^{-n} ($n=1.1\sim 1.3$) に比例した。

(4) 気泡が球状のまま収縮すると、そのあとの再膨張開始直前に、気泡近傍の液体圧力が上昇することを、写真観測と圧力測定により確認した。

(5) $L/R_{max} > 3$ の範囲で L/R_{max} を増大させると、 P_{max} は指数関数的に減少した。その変化は、これまで報告されている水中放電気泡の場合と類似であった。

おわりに臨み、本研究に対してご激励とご助言を下さった、東北大学高速力学研究所 本田睦教授、島章教授ならびに東北工業技術試験所 岡原義旦機械金属部長に謝意を表す。また本実験の遂行に際して、高速力学研究所 富田幸雄助手、小野寺収助手のご助言と、小島英助技官、早坂庄吉技官のご協力を得た。ここに付記し謝意を表す。

文 献

- (1) Caroma, E. F., ほか 2 名, *J. Acoust. Soc. Am.*, 40-6 (1966), 1462.
- (2) Lauterborn, W., *Appl. Lett.*, 21-1 (1972), 27.
- (3) Lauterborn, W., *Acustica*, 31-2 (1974), 51.
- (4) Lauterborn, W. and Bolle, H., *J. Fluid Mech.*, 72

- (1975), 391.
- (5) Lauterborn, W. and Tim, R., (Lauterborn, W. 編), *Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics*, (1980), 42, Springer-Verlag.
- (6) Felix, M. P. and Ellis, A. T., *Appl. Phys. Lett.*, 19-11 (1971), 484.
- (7) Ebeling, K. J., *Acustica*, 40 (1978), 229.
- (8) Teslenko, V. S., 文献(5)の 30 ページ.
- (9) Hentschel, W. and Lauterborn, W., *Appl. Sci. Res.*, 38 (1982), 225.
- (10) 吉川・ほか 2 名, 日本航空宇宙学会誌, 30-346 (昭 57), 621.
- (11) 木本・ほか 3 名, 機論, 50-456, B (昭 59), 1825.
- (12) Russell, D. A., *Proc. 15th Int'l Symp. on Shock Waves and Shock Tubes*, (1985), 57.
- (13) 高山・渡辺, 東北大学高速力学研究所報告, 45-398 (昭 55), 33.
- (14) Layleigh, Lord, *Phil. Mag.*, 34 (1917), 94.
- (15) 日本機械学会編, 機械工学便覧 (改訂第 5 版), (昭 43), 8-2, 日本機械学会.
- (16) Shima, A. and Tomita, Y., *Ingenieur-archiv*, 51 (1981), 243.
- (17) Knapp, R. T., ほか 2 名, *Cavitation*, (1970), 97, McGraw-Hill.
- (18) Hicking, R. and Plesset, M. S., *Phys. Fluids*, 7 (1964), 7.
- (19) Tomita, Y. and Shima, A., *Bull. JSME*, 20-149 (1977), 1453.
- (20) Fujikawa, S. and Akamatsu, T., *J. Fluid Mech.*, 97 (1980), 481.
- (21) 真田・ほか 3 名, 機論, 52-480, B (昭 61), 2779.
- (22) Takayama, K., ほか 2 名, *Shock Tubes and Waves*, (1983), 553, New South Wales Univ. Pres.
- (23) Tomita, Y. and Shima, A., *J. Fluid Mech.*, 169 (1986), 535.
- (24) Shima, A., ほか 3 名, *Acustica*, 48 (1981) 293.
- (25) Shima, A., ほか 3 名, *AIAA J.*, 21-1 (1983), 55.

討 論

〔質問〕 木本 日出夫 [大阪大学基礎工学部]

(1) 図 7 (b) では衝撃波が多重に撮影されている。もし単一気泡が球形を保って収縮し再膨張した場合に、このような多重の衝撃波が観測される可能性があるか。この図 7 の場合の L/R_{max} の値をお示し願いたい。

(2) L/R_{max} の値が小さくなれば、衝撃波ならびにマイクロジェット双方に起因する衝撃圧力が観測される。図 11 と同様の圧力波形を L/R_{max} の変化に対して比較して示し、できればマイクロジェットによると思われる部分をご指摘願いたい。

〔回答〕 (1) レーザ光フォーカス点近傍に分布する複数の気泡核の膨張によって発生した気泡は、引き続き膨張しながら合体すると推測される。その後収縮し再膨張する瞬間までに、気泡が合体して単一にな

っていないければ複数の衝撃波が発生する。合体して単一になったとしてもそれが完全な球形になっているとは限らない。非球形の度合によっては、再膨張時に複数の衝撃波が発生する。図 7 (b) はこのような状況によるものと考えられる。

単一気泡が完全に球形を保って収縮する場合、それ自身の再膨張によって発生する衝撃波は単一と考えられる。しかし実際には、気泡の崩壊段階でその完全性が保たれず不安定となり、その結果、再膨張時に複数の衝撃波が発生することがあると考えられる。

図 7 の場合の L/R_{max} の値は 8 以上である。これは次のような事情による。すなわち図 7 は、本文に記述したように、気泡発生位置が固体壁から十分離れている場合である。これは、気泡発生位置付近に圧力変換器などをいっさい配置しないことを意味する。したが

って気泡発生位置に最も近い固体壁は、レーザ光フォーカスに用いた凸レンズとそのホルダ部の端面である。その間の距離は、図4に示されているように約16 mmである。一方、気泡最大半径 $R_{\max}$ は2 mm以下であった。したがって $L/R_{\max} \geq 8$ 。

(2) 本実験では距離 L を2 mm以上とした。 L を2 mmより小さくすると、レーザ光が圧力変換器取付

部でさえぎられるので、水中に照射されるレーザ光の全量をフォーカスするのに不適當だからである。また $R_{\max}$ は2 mm以下であった。したがって、主な実験結果は、 $L/R_{\max} > 1$ の範囲のものである。この範囲で得られた圧力波形には、マイクロジェットに起因すると考えられる部分は、明らかには見られなかった。