



水中放電による爆発気泡に関する諸特性について

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-06-23 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 二木, 治郎, 秋山, 稔, 永田, 伸一, 松浦, 勇二 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/3437

水中放電による爆発気泡に関する 諸特性について

二木治郎・秋山 稔
永田伸一・松浦勇二

On the Exploding Bubble Generated by the Underwater Electrical Discharge

Jiro Futatsugi, Shigeshi Akiyama, Shinichi Nagata
and Yuji Matsuura

Abstract

Many papers about underwater explosions have been published by this time. The motion of an electrically generated spherical cavity or bubble in the water was photographed by the high speed motion pictures ($\sim 7,000$ pps).

Theoretical equations for not only expansion and contraction but also rebound of the bubble were introduced, and by this equation the results of the experiment were adequately explained. The maximum volume of the bubble and the period of the first oscillation turned out to be proportional to the internal energy of the bubble. The period of the first oscillation was about 4 ms by the energy of 2 joules, and the energy involved in the rebounded bubble was about 30% of the first, and about 70% of the energy was radiated in the water as the shock wave.

In the experiment we found the intense emission of sono-luminescence in the growing bubble.

1. 緒 言

強力超音波等により液中に生じたキャビテーションについては、それが圧縮されて破壊する瞬間に気泡壁が極めて高速度となり、そのため気泡内部の圧力と温度が非常に高まり、これらによって金属表面の腐食、液体の脱気作用、化学反応の促進、および音響ルミネッセンスの発生等を伴なうことが知られている。

電気的方法によって水中につくられた爆発気泡については、コンデンサに充電された直流高電圧で水中におかれた放電間隙に放電を行なう場合、水中間隙に与えられた電気的エネルギーによって、衝撃的圧力をもった気泡が発生し、この際強烈な爆発音を発し水中に大きな圧力波を伝える。この衝撃的圧力については、既に放電成形法として応用されており、また水中における火薬の爆発による圧力波を信号の音源として用いることも既に研究されている¹⁾。

本文は、水中放電による衝撃的圧力を大出力の超音波音源として用いる目的で、水中放電

の諸特性をしらべたものであるが、特に爆発気泡の発生並びに気泡の膨張収縮運動等を高速度カメラで撮影して気泡の消長を明らかにし、またそれより得られた結果と、理論式を導いてこれを電子計算機を使って解いた結果との比較を行なった。また液体中の強力超音波音場でキャビテーションに伴い音響ルミネッセンスが生ずることは知られているが²⁾、われわれの実験においても水中放電により生ずる気泡中に強度の音響ルミネッセンスが生ずることを見出した。

2. 爆発気泡の発生

気泡の生成については、水中間隙に瞬間的に大きな放電電流が流されると、電流により電極間の水が急激に熱せられて蒸発し、更にこの蒸気は熱せられて体積を増し、急速に膨張してほぼ球形の気泡となり、ついに最大の半径に達する。このとき水の慣性により気泡の平衡状態を越えてその半径は大となり、従って内部圧力は負となっている。ついで気泡は周囲の水の圧力を受けて収縮を始め、半径は次第に小となり、ついに最小となる。気泡は更に再び膨張を始め、この呼吸運動を数回繰り返す、次第に減衰して止む。

実験によれば、この振動の回数は放電エネルギーによって異なり、エネルギーが大きい場合は5、6回に及ぶ。

各々の気泡の膨張に際し、衝撃的圧力波を発生し、普通最初のものが最も大であり、次第に小となり、気泡の振動の続く間、その膨張の初期に於いて、水中に圧力波のエネルギーが放出され、このエネルギーは水中を音響エネルギーとして遠方に伝播してゆく。普通のキャビテーションでは前述のように気泡が収縮し、潰れる瞬間に衝撃力を発するのであるが、爆発気泡の場合には膨張の初期に圧力波が発生することが異なっている。

3. 実験 1

われわれは Mason Tank の設備をもたないので、図-1 のような箱を薄いベニア板で作り、この内側にビニールシートを張って水槽とした。なお水槽側壁による音の伝播を防ぐため

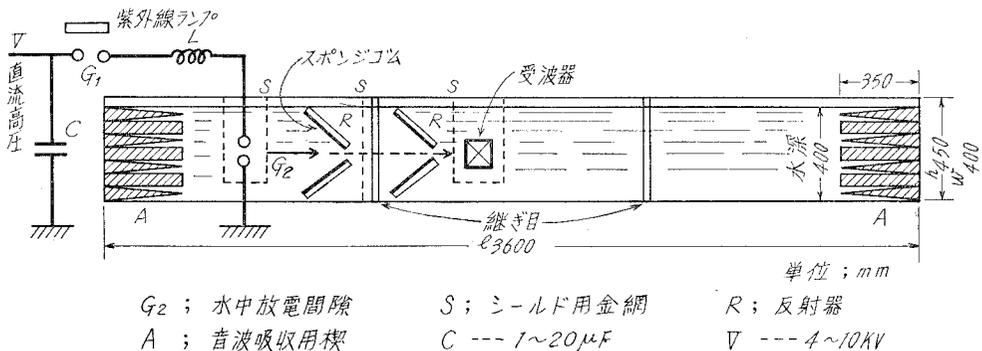


図-1 水 槽

ベニア板は3カ所に切れ目を入れて音響絶縁した。また水槽の両端には楔形吸収壁をおき反射波の発生を防いだ。

水槽の一方の端に放電電極をおき、これに対向して他方に受波器としてジルコン・チタン酸鉛磁器振動子(直径20 mm, 厚さ4.3 mm)をおいた。音源と受波器の間には、スポンジゴム等を配置して、音源よりの直接波のみが受波器に到達するようにした。

電源電圧は直流4~10 kV, 容量は1~20 μF を用いた。水中放電電極は真鍮および鉄の丸棒の先をやや丸く尖らしたものを用いた。

コンデンサに充電し、空中放電間隙をスイッチとして、回路に放電電流を流したときの間隙電圧と電流の関係、放電電流波形、水中間隙の大きさと抵抗の関係、コンデンサ容量と放電電流周期およびインダクタンスの関係、放電間隙と放電電流の値の関係、放電間隙と受波器出力の関係、受波器出力電圧波形、放電エネルギーの大きさと各波の時間間隔、および電源電圧と受波器出力電圧の関係等を写真と図で示せば次の如くである。

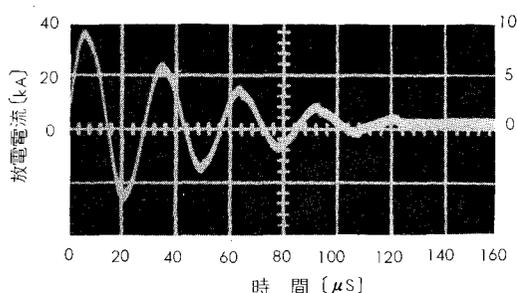


図-2 放電電圧・電流波形

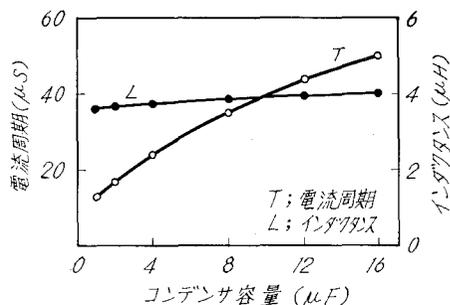


図-3 コンデンサ容量と電流周期およびインダクタンス

図-2の放電電流波形は、数サイクルの間続く減衰正弦波振動を行ない、最大値は8 kVで35 kAに達し、間隙電圧に比例している。振動の周期 T およびインダクタンス L は図-3の如くである。

水中間隙の抵抗は間隙を0.4 mmより1.3 mmまで増すと次第に大となるが、凡そ0.2~0.3 Ω である。

水中間隙を0.4 mmから1.6 mmまで増してゆくと受波器出力は図-4(a)に示す如く山をもつが、間隙が大きいと電源電圧によっては強烈な爆発音は発せず爆発現象は生じなくなる。図-4(a)より最大出力が得られる間隙は0.6 mmであるので以下の実験にはすべて0.6 mmの間隙を用いた。

放電を行なったときの受波器出力電圧波形の一例を図-5(a)に示す。出力には第1波のほかに、これに続いて第2および第3の波が現われる。第1波の位置は音源から受波器までの距離で定まり、距離が150 cmのとき、第1波は時間軸上約1 msの点に位置する。また第2, 第3波につ

いては、その時間間隔を T_{12} , T_{23} とすると、図-6 に示すように、電源のエネルギーが大きい程 T_{12} , T_{23} は大きくなる。放電電流の周波数を低くする目的で回路のインダクタンスを殊更に大きくすると、電流の値は小となり、第1波は殆んど現われず、第2, 第3波等のみが現われるようになる。第1波が現われないのは水中放電のエネルギーが気泡中に徐々に放出され、気泡の生長の立上りが緩やかになるためと思われる。

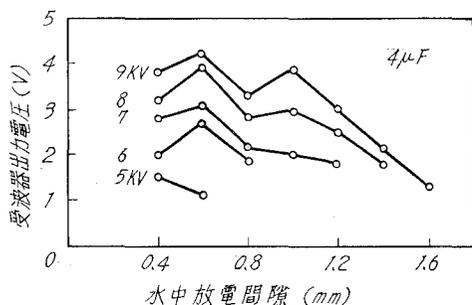


図-4 (a) 水中放電間隙と受波器出力電圧

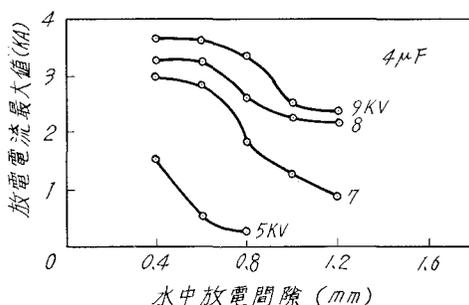
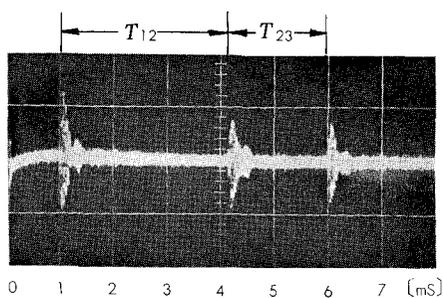
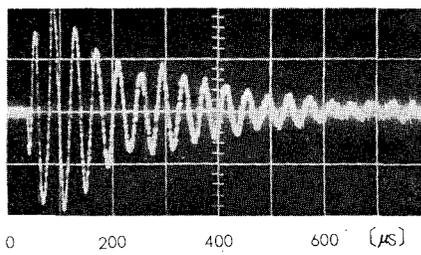


図-4 (b) 水中放電間隙と放電電流最大値



(a)



(b) (a)の一部を示す

図-5 受波器出力電圧波形 (音源より 150 cm の距離で受波)

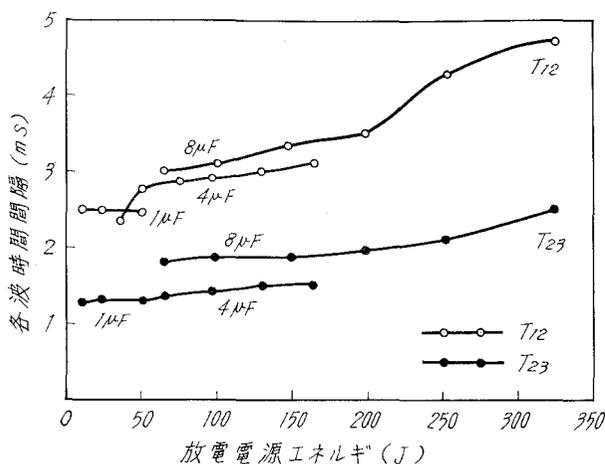


図-6 放電電源エネルギーと各波時間間隔

4. 実 験 2

水中間隙に発生する爆発気泡を高速カメラによって撮影するため、水中間隙を透明な合成樹脂製の水槽に納め、高速カメラと照明装置を図-7のように配置した。なお装置全体の写真を図-8として示す。

実験1と同じ条件で放電を行ない、高速カメラによって毎秒約4,000~7,000駒の速さで撮影した水中爆発気泡の写真等を図-9、図-10および図-11に示す。

放電により水中間隙に発生した爆発気泡は、時間と共に初めは急激に膨張し、ついで緩やかにその半径を増し、やがて半径は最大(約30mm)となり、収縮を始め、最小となった後再び膨張する過程が見られる。なお気泡の形はほぼ球形であり、膨張収縮を繰り返す間に、次第に電極部より離れ浮力によって浮上してゆく。また水の容器を真空鐘に入れ気圧を下げた場合は、気泡の大きさは一層大となり、浮上の速さも大きくなる。水槽は余り大きくないので、気泡の膨張に伴う圧力波の影響により、水面は、図-11のように放電開始後10ms即ち、気泡の振動が第3回目の終りに近づく頃から次第に盛り上り、その後約50msを経て、激しく波立った状態となる。

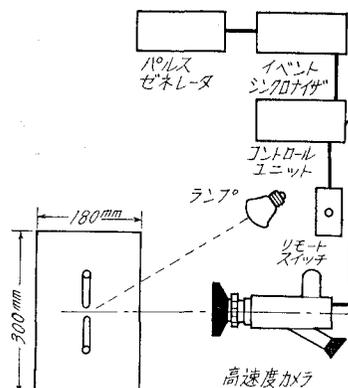


図-7 水槽と高速カメラ装置

写真の中、特に図-10は外部からの照明を行なわないで、気泡の爆発を撮影したものであり、放電が既に終わった後気泡または気泡の中心部付近が光を発していることが、図-9におけるよりは一層明瞭に認められる。これは音響ルミネッセンスの現象であろうと思われる。

強力超音波音場において発生する音響ルミネッセンスは、キャビテーション気泡が収縮し、

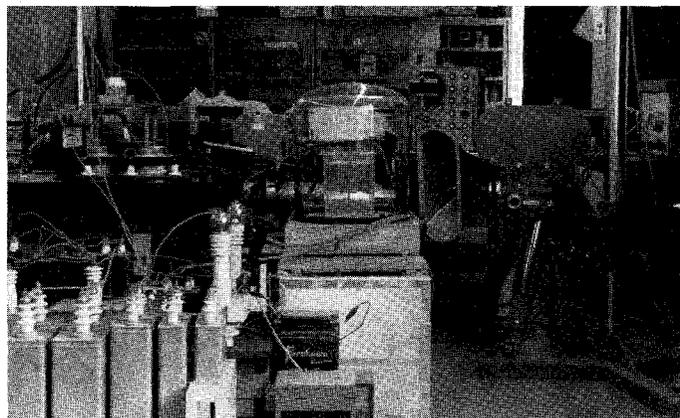


図-8 実験装置全体

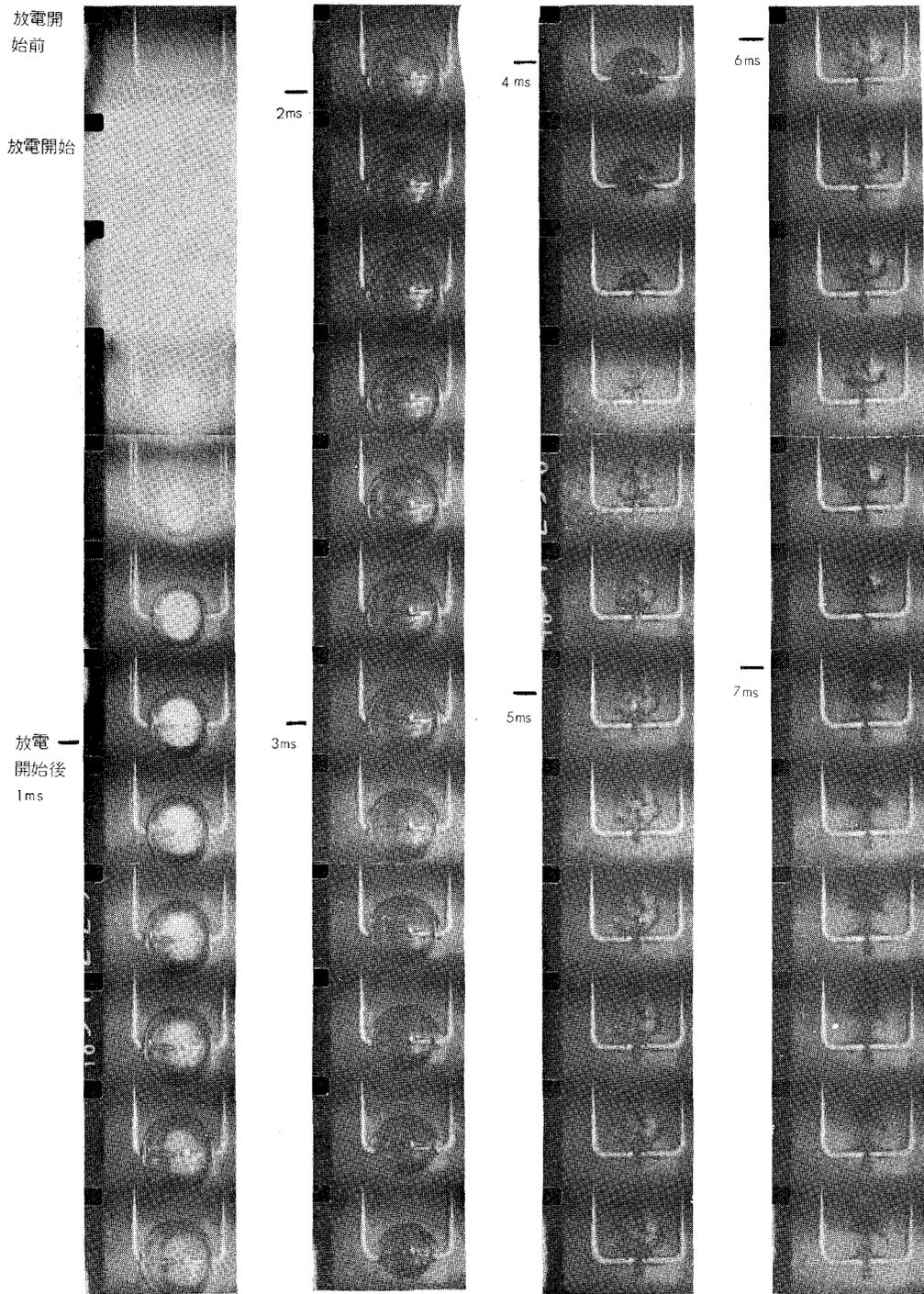


図-9 $8\ \mu\text{F}$ - $8\ \text{kV}$ 約 $6,000\ \text{pps}$ のときの発生気泡

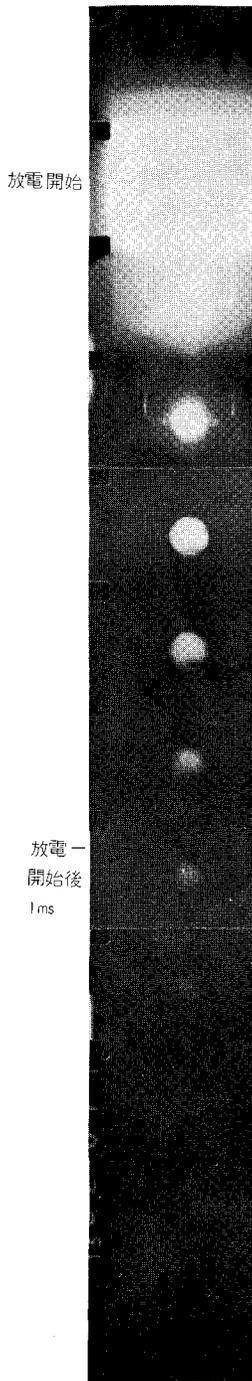


図-10 図-9 の外部照明しない場合

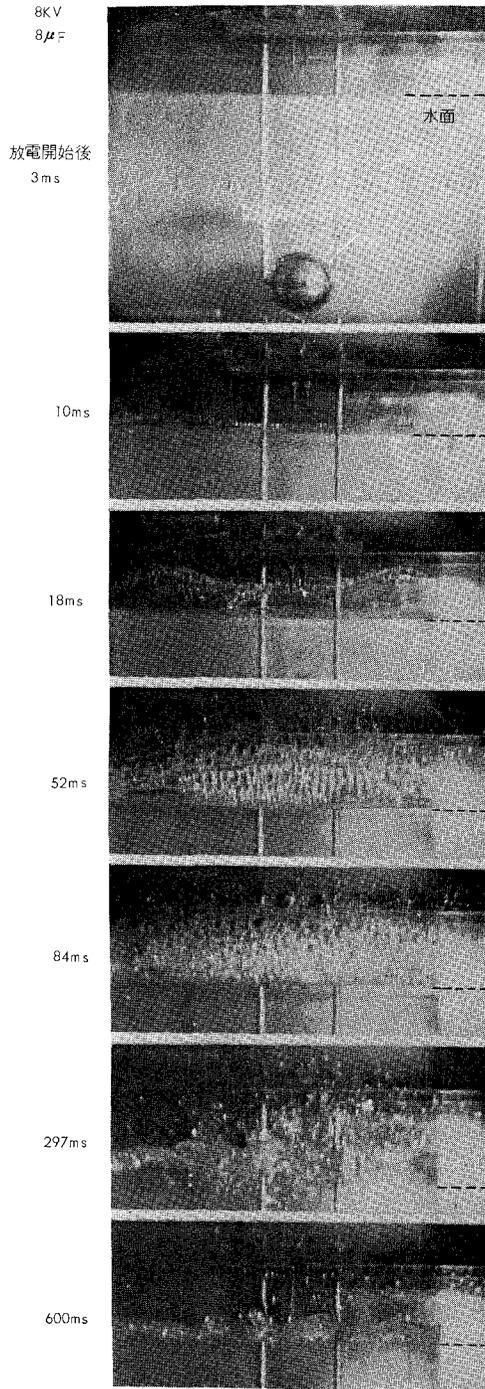


図-11 放電に伴う水面の模様

潰れる瞬間において、気泡の断熱圧縮による高温度が原因であるといわれているが²⁾、われわれの行なった実験の場合には、気泡膨張の初期の気泡内の高温が原因であるように思われる。これらに関しては後に述べる。

水中間隙を流れる放電電流波形と気泡の生長、および気泡の急激な膨張により発生する衝撃圧力波の相互の時間的關係を図-12に示す。

放電電流はおよそ $70 \mu\text{s}$ の間に 2~3 サイクルを繰り返す減衰正弦波で、気泡の写真の第 2 駒即ち、およそ $300 \mu\text{s}$ 以前に全く零となる。圧力波は気泡膨張の極めて初期³⁾に発生し 5~

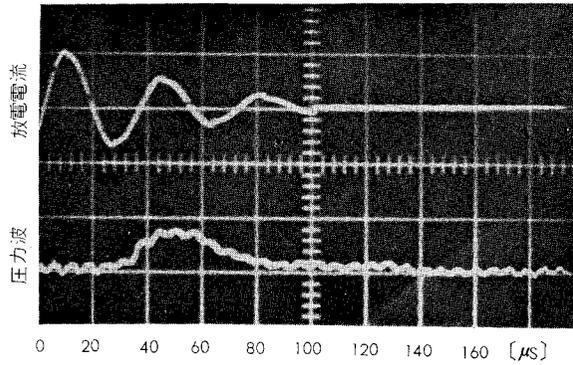


図-12 (a) 放電電流および圧力波の発生時間的關係

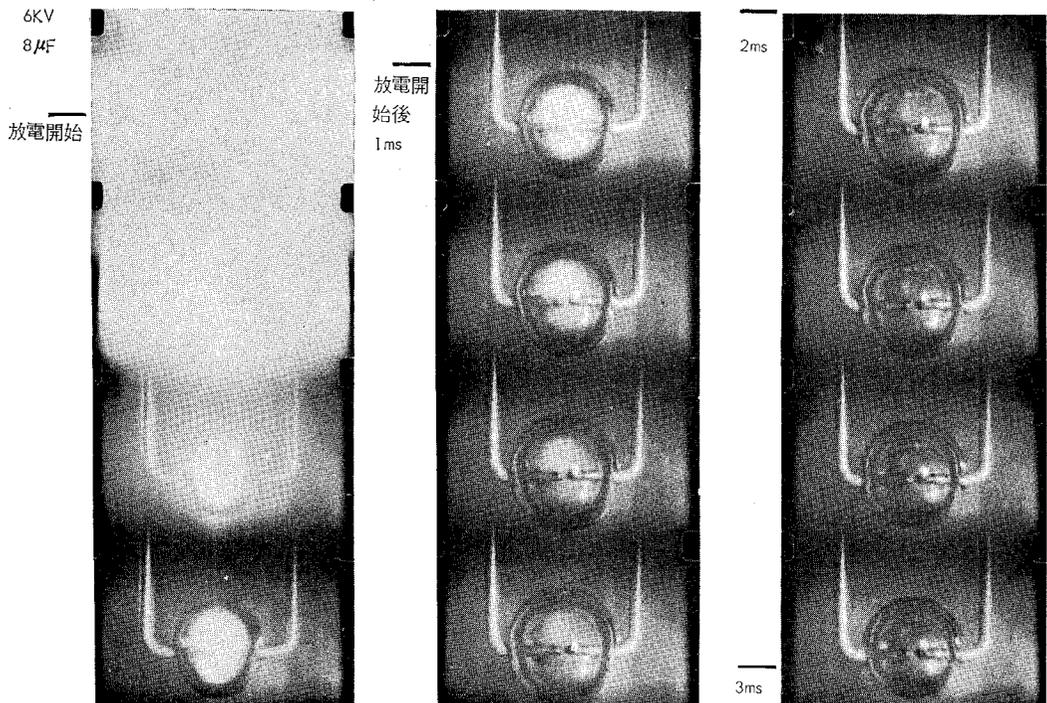


図-12 (b) 放電電流と気泡の生長時間的關係

10 μs 以内で最大となり、約 15~35 μs の間に消滅することが受波器出力の観測より明らかである。文献(3)には後期とあるが間違いと思われる。

気泡の半径の消長と時間の関係を描くと 図-13 のようである。

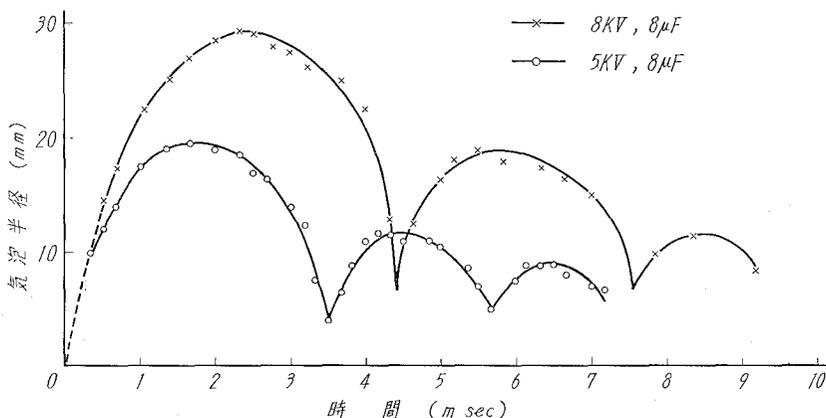


図-13 気泡の半径と時間の関係 (実験値)

5. 気泡の膨張収縮等の計算および考察

膨張の式

放電のエネルギーを得て、水中間隙に発生した気泡球は、高圧高温の蒸気よりなり、周囲の水を押しのけて膨張し、更に水の慣性により運動のエネルギーが零になるまで膨張を続け最大点に達する。ついで気泡内外の圧力差により圧縮されて収縮する。この膨張収縮を繰り返すのであるが、この過程において断熱変化を行なうものとする。計算の都合上 図-14 に示す如く、気泡は発生初期半径 r_0 [m] のとき、膨張に与かる全エネルギーを突然与えられるものとして、このときの気泡の容積を V_0 [m^3]、気泡の内部圧力を P_0 [kg/m^2]、気泡の膨張速度即ち気泡壁の速度を v_0 [m/s] および気泡の中心点の深さにおける水圧と大気圧の和を P'_a [kg/m^2] とする。気泡の容積が V_0 から V に達するまでに気泡が周囲の水に対してなす仕事は

$$g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV \quad [J]$$

であり、周囲の水が気泡によって与えられる運動の

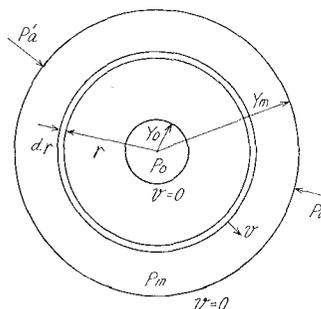


図-14 水中気泡

エネルギーは中心からの距離を r 、水の速度を v として

$$\int_r^R \frac{1}{2} (1,000 \times 4\pi r^2 \cdot dr) v^2 \quad [J]$$

であるから、これらを等しいとおいて

$$g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV = \frac{1}{2} \int_r^R (1,000 \times 4\pi r^2 \cdot dr) v^2 = 1,000 \times 2\pi \left[-\frac{1}{r} \right]_r^R v^2 r^4 \quad [J] \quad (1)$$

R は気泡の中心より十分遠く ($r \ll R$)、水が運動に与からない部分までの距離即ち $v=0$ となるところまでの距離である。 v と r の関係式 $v \propto 1/r^2$ を用いて

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \times 1,000 \times 4\pi \int_r^R r^2 \frac{K^2}{r^4} dr &= 1,000 \times 2\pi \left[-\frac{1}{r} \right]_r^R v^2 r^4 \\ &= 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 - 1,000 \times 2\pi r^4 v^2 \frac{1}{R} \end{aligned}$$

$$\therefore g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV = 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad [J] \quad (2)$$

(この r は任意の気泡半径を示す)

また、膨張収縮の過程を断熱変化と仮定しているので

$$PV^n = P_0 V_0^n = C \quad (3)$$

但し、 n は蒸気の定圧比熱と定容比熱の比で $n=4/3$ であるから、(2) 式の左辺より、

$$\begin{aligned} g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV &= g \int_{V_0}^V P dV - g P'_a \int_{V_0}^V dV \\ &= \frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0) \end{aligned}$$

これより

$$\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0) = 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad (4)$$

を得る。気泡が極大即ち、 $r=r_m$ になると水は静止し、運動のエネルギーは零となるので P_m, V_m をそれぞれ極大点における内圧および容積とすれば、 $r=r_m$ では

$$\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - P_m V_m) - g P'_a (V_m - V_0) = 0 \quad (5)$$

となる。(4) および (5) 式は気泡の膨張過程をあらわす式である。

(4) 式より気泡壁の速度 v を求めると

$$v^2 = \frac{\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0)}{1,000 \times 2\pi r^3}$$

ここで、 $n=4/3$ 、 $P=P_0(V_0/V)^n=P_0(r_0/r)^4$ 、 $V_0=4/3 \cdot \pi r_0^3$ 、 $V=4/3 \cdot \pi r^3$ を用いて v の式を得る。

$$v = \sqrt{\frac{g}{1,500}} \sqrt{-P'_a \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right\} + 3P_0 \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \right\}} \quad [\text{m/s}] \quad (6)$$

また、気泡の半径が増大し、 r に達するまでの時間 t は $dt = \frac{dr}{v}$ より

$$t = \sqrt{\frac{1,500}{g}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{-P'_a \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right\} + 3P_0 \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \right\}}} \quad [\text{s}] \quad (7)$$

圧縮の式

次に気泡の収縮の過程については、気泡が極大となったときの気泡内圧 P_m は極小値をとり、これと気泡外圧 P'_a との差によって水は気泡壁を押しすすめて気泡を圧縮する。

膨張の過程と同様にして、容積 V_m から V まで圧縮される過程の式を得る。

$$\begin{aligned} -g \int_{r_m}^r (P'_a - P) dV &= gP'_a(V_m - V) - \frac{g}{n-1}(PV - P_mV_m) \\ &= 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad [J] \end{aligned} \quad (8)$$

これより気泡壁の速度 v は

$$v = \sqrt{\frac{g}{1,500}} \sqrt{P'_a \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 - 1 \right\} - 3P_m \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^4 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 \right\}} \quad [\text{m/s}] \quad (9)$$

また、気泡の半径が r まで縮小する時間は、

$$t = -\sqrt{\frac{1,500}{g}} \int_{r_m}^r \frac{dr}{\sqrt{P'_a \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 - 1 \right\} - 3P_m \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^4 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 \right\}}} \quad [\text{s}] \quad (10)$$

となる。

以上のように、初期エネルギーが与えられた気泡の膨張圧縮に関する式を断熱変化の仮定のもとに得たので、これを電子計算機によって解くにあたり、先ず気泡の膨張の場合について計算を行なうには(6)式および(7)式でエネルギーを仮定(r_0 と P_0 の仮定)し、時間 t を Δt に細分して計算機で速度 v を初速 $v_0=0$ から $v=0$ になるまで計算すれば、その結果途中の r 、 v 、 t および P が計算され、 r_m 、 $v_m(=0)$ 、 P_m および t_m が一義的に定まる。

気泡の周期 T は t_m の2倍として求まる。

以上により、初期エネルギーを与えれば、その他の量はすべて計算することができる。

なお、過程を断熱変化と仮定したので、気泡の膨張の終期に近づくと共に気泡内は著しく低温、且つ低圧となり、また圧縮された状態では可成りの高圧、高温となる。

計算結果を次に示す。

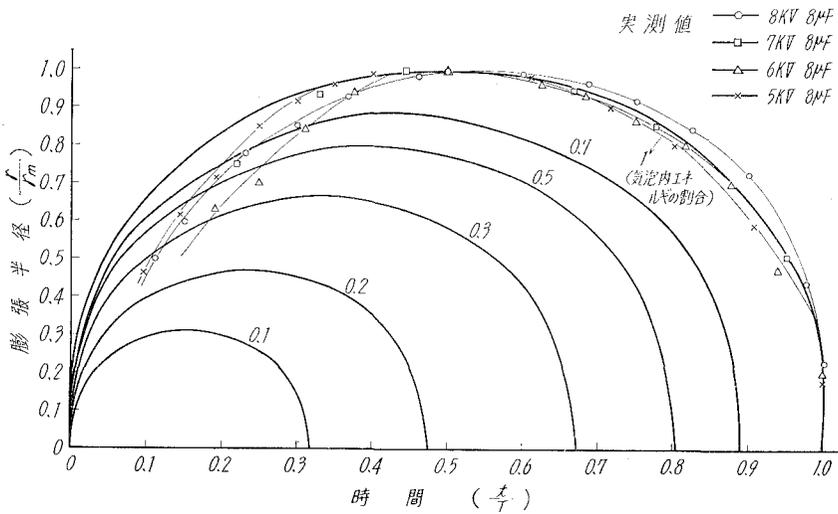
表-1の関係を図に描けば、図-15および図-16となる。図-15は初期エネルギーを変えた場合の計算結果も記した。図-16には関係式も併せ記入した。

理論式と実験値を比較するため、図-13に示した実験値等を正規化して図-15上に重ねて記入する。

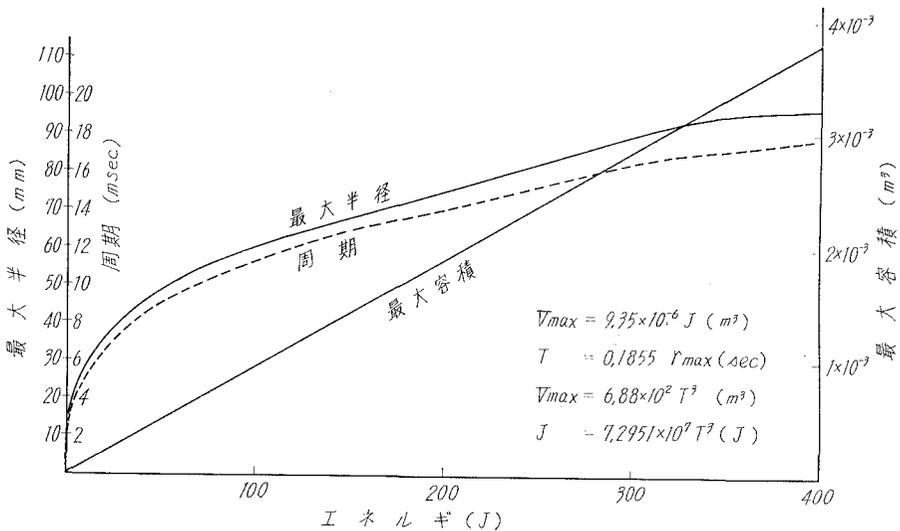
表—1 初期エネルギーと気泡の周期および半径の関係

初期エネルギー	周期 T [ms] (正規化値)		半径 r [mm]										
	半径 r [mm]		0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
2 [J]	r の計算値		8.5	10.9	13.9	15.5	16.4	16.8	16.4	15.5	13.9	10.9	0
	r/r_m		0.506	0.649	0.827	0.923	0.976	1	0.976	0.923	0.827	0.649	0
200 [J]	r の計算値		36.5	48.5	62	69.5	73.6	75	73.6	69.5	62.0	48.5	0
	r/r_m		0.488	0.647	0.827	0.927	0.984	1	0.984	0.927	0.827	0.647	0

但し、2 [J] の場合の周期は 3 ms, 200 [J] では 14 ms



図—15 気泡の膨張収縮 (理論値と実測値)



図—16 初期エネルギーと気泡の最大半径、最大容積および周期の関係 (理論値)

初期エネルギーについては、気泡発生の初期において気泡半径が r_0 のとき、突然気泡の生長に与かる全エネルギーが投入されたと仮定して計算式を得たのであるが、実際にはコンデンサに蓄えられた電荷が放電を始めた時刻から気泡は発生し生長するものであることは勿論である。毎回の放電において電極尖端部の表面の放電部分の状況は同じではなく、また放電通路に当る水の性質も幾分異なるものと考えられるので、放電電流の流れ方も毎回変動があり、従って気泡生長の立上りも同じではなく、図-15の実測値に示すように放電の都度少しずつ異なっている。

いま、コンデンサに蓄えられたエネルギーと気泡の膨張収縮のみに与かるエネルギーの割合を求めると、電源電圧 4 kV のとき 3.2%、5 kV のとき、3.7%、8 kV のときは 3.3% であり甚だ小さいことがわかる。残りの凡そ 96% のエネルギーは回路損失のほか、放電の際の光と、気泡爆発の立上りの際水に与えた圧力波のエネルギーになるものと考えられる。

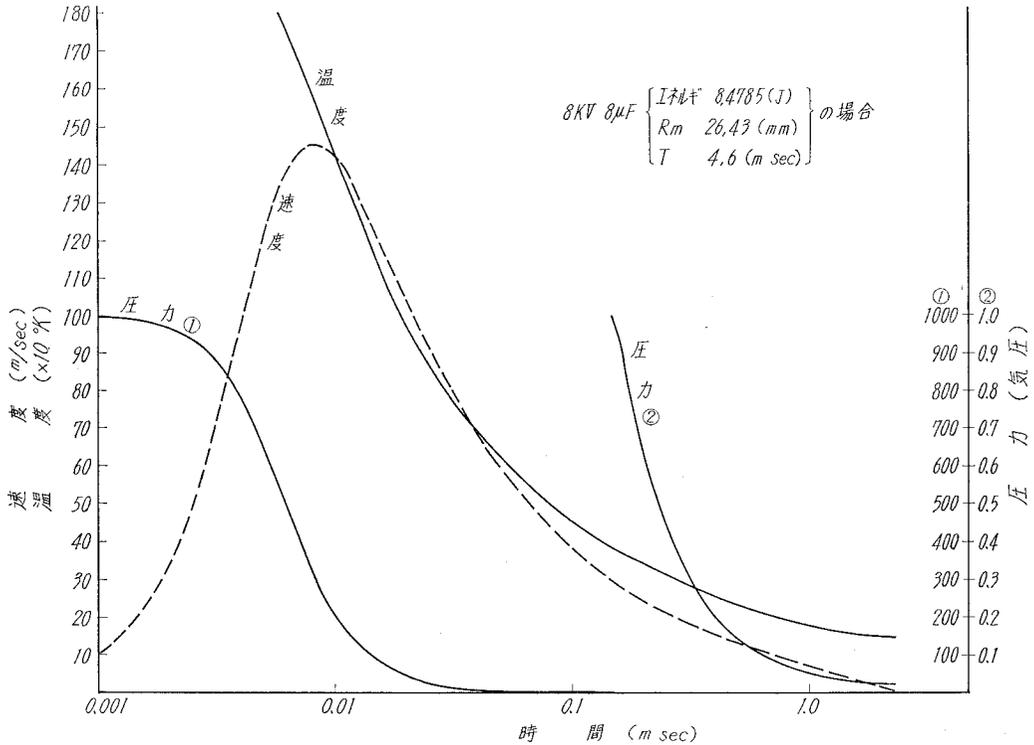
次に気泡内の圧力と温度に関しては、気泡内の圧力並びに温度分布は一様であると仮定し、温度が 100°C で 1 気圧の蒸気を含み、気泡の膨張収縮の過程において断熱変化を行なうものとして計算を行なった。その結果を、気泡伸縮の半周期に亘って示したものが図-17 である。図によると膨張の初期と収縮の終期には、気泡内の圧力は数百気圧の大きさとなり、温度は臨界温度の値を遙かに超えている。また膨張の終期から収縮の初期にかけては、圧力は 1 気圧を遙かに下まわり百分の数気圧に下り、温度も亦 150°K にまで低くなる。

気泡の第 1 回目の伸縮の実験値は理論値とよく合っているので、気泡は伸縮中にエネルギーを失うことも、新たに得ることも余りなく、収縮の後再び膨張するものであり、断熱変化を行なうと仮定したことは正しいものと考えられる。また水槽が小さいために生ずるエネルギー損失に関しては爆発時に、水槽の水面は図-11 に示すように激しく波立っており、気泡のエネルギーの一部はここで失われ、再び気泡に戻ることはない。これは気泡の膨張の立上り初期に発する衝撃波によるものである。

また、図-13に見られるごとく第 2 回目の気泡は初めのものに比し小さいが、これを図-15 曲線によって第 1 回目の気泡と比べると、そのエネルギーにおいて第 1 気泡の約 30% に下がっていることがわかる。即ち、第 2 回目の気泡は第 1 気泡の 30% のエネルギーによって膨張し、また収縮し、更に同様にして第 3 気泡は第 2 気泡の凡そ 30% のエネルギーをうけて生長していることがわかる。以上の所論より各気泡間において失われたエネルギーは、それぞれの膨張の初期において水中の圧力波に変換されて水中を伝播してゆくものと考えられる。

気泡の発生に伴う音響ルミネッセンスについては前述のとおり、図-10 および図-9 において、既に放電電流が流れ終った後、気泡中に発生して時間と共に次第に光は弱くなり、およそ 1 ms を過ぎた頃光は写真の上で消えかかっているのが認められる。このときの気泡内の平均温度は、図-17 より、8 kV の場合、気泡の発生より 50 μ s すぎたとき 630°K、100 μ s の後に 450°K

等であるが、気泡内の温度分布は一樣でなく、場所によって高温の部分があり、この部分において音響ルミネッセンスが生じているものと考えられる。強力超音波音場における音響ルミネッセンスの発生の時期は、気泡が圧縮されて潰れる瞬間であるが、われわれの場合は気泡の膨張の初期である。またその光の強さも前者の場合は微弱である²⁾が、われわれの場合はそれに比し極めて大きいことが特徴である。また、収縮の終期においてもルミネッセンスが存在することが考えられる。



図—17 気泡内の圧力と温度および気泡壁速度の時間的变化

以上において、気泡の消長の計算並びにその結果を実験と比較して考察を行なったのであるが、更に収縮の式(9)において $P_m=0$ 即ち気泡が最大になったときの内部気圧が零であると仮定し、積分範囲の r_m を r_0 とかきかえると R. H. Cole の導いた式⁴⁾

$$t = \sqrt{\frac{1,500}{gP'_a}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{\left(\frac{r_m}{r}\right)^3 - 1}} \quad [s] \tag{11}$$

と一致する。しかし乍ら、 $P_m=0$ とすると $P_0V_0^2 = P_mV_m^2$ の関係より P_0 または V_0 が零になる。この関係を膨張の式(6)に入れると $\sqrt{\quad}$ 内の第2項は零となり、速度 v は虚数となり膨張しないことを意味する。これは即ち強力超音波音場等において生ずるキャビテーションの場合となる。

6. 結 言

放電により水中間隙に発生した爆発気泡の膨張収縮の過程を高速度写真に撮って得られた多くのデータは、理論式を導いて電子計算機により計算した結果とよく一致した。またこれらを比較することにより、 P'_a が1気圧の場合には、われわれの装置では、膨張収縮の第1波のみでなく第2、第3波についても消長が明らかとなり、第1波は電源エネルギーの約3%を得て膨張収縮し、第2波以下はその先行波のエネルギーの約30%のエネルギーを得て伸縮する。残りの70%のエネルギーは圧力波(水の移動分も含む)として水中に放出される。第1波の膨張初期において強い音響ルミネッセンスを発生するのは、気泡の中のある部分の温度が非常に高いことによるものと考えられるが、気泡の生長過程における内部の圧力と温度の分布がわからないので、ルミネッセンスがいかなる条件の下で発生しているのかは分明でないし、また圧縮されたときも弱いルミネッセンスが発生しているかも知れない。(本研究には本学の電子計算機を用いたことを付記する)

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) D. E. Weston: PROC, PHYS. SOC. (1960), LXXVI, 2.
- 2) 超音波技術便覧: 日刊工業新聞社 (1966), p. 215.
- 3) R. H. Mellen: JASA vol. 28, (1956), No. 5.
- 4) R. H. Cole: Underwater Explosions, Dover Pub. Inc (1948).