

水中爆発におけるガス球の挙動

—第I報 電導度プローブによる測定—

田 中 一 三

水中爆発におけるガス球の挙動、すなわち初期膨張速度、脈動現象および浮上の効果などを、電導度プローブを用いて測定した。ガス球の運動に、ガスの内部エネルギーを含めた計算を行い、実験値との比較を試みた。その効果はわずかであって正確な評価は困難であるが、ガスの比熱比 γ はほぼ1.25の近くにあるように思われた。ガス球の膨張収縮および浮上の挙動は、実験値から求めたパラメーターを用いて運動方程式を解いた結果と、よく一致することをたしかめた。

1. 緒 言

水中爆発に関する研究は、主として第二次大戦中にアメリカおよびイギリスで精力的に進められ、その結果は Cole の著書にまとめられている¹⁾。またこの頃のが国の研究は、山家博士の解説に見ることが出来る²⁾。この分野の研究が、当時は軍事用のみ密着していたため、その反動もあって、以来わが国では、久しく水中爆発の研究が中断した形になっていた。

水中爆発が見直されるようになったのは、爆発成型を契機としてであり、ついで構造物の衝撃試験用の手段として用いられるようになり³⁾、最近では水中発破そのものが興味の対象になってきた⁴⁾。これらは主として水中衝撃波が問題になるもので、水中爆発のもう一つの様相であるガス球の挙動には触れられていない。

水中爆発の基本的な現象は、衝撃波と爆発生成ガス球にわけることができる。そして前者の衝撃波は、水面や水底での反射を別にすれば、ふたたび戻ることなく遠くに去ってしまう。後者のガス球は、何度も膨張と収縮をくりかえし、しかも収縮時には新たな衝撃波を発生するといった複雑な挙動をする (Fig. 1 参照)。

爆発ガス球の挙動は、特に厳密な議論をするのでなければ、比較的簡単な理論で律せられる。もちろん単純なモデルには適用の限界があるので、実験結果と合わせてみなければならぬ。ガス球の膨張収縮の脈動周期は、その含むエネルギーと関係づけられる。そのために、最近話題になっているブースターを必要と

する各種爆薬の、エネルギー評価の方法として実用的な意味を持っている。

筆者はそのために、水中爆発のガス球についての測定を試みた。本文中にも述べるように、ガス球の測定として精度よく現場的に実用化された手法はまだ確立されていない。ここでは電導度プローブを用いて、ガス球の脈動および浮上のアウトラインをとらえた結果について報告する。

本文の前半には、水中ガス球の運動方程式について述べた。その場合、内部エネルギーの効果は小さいとして無視されることが多いが、ここでは実験値との比較の意味でそれを含めた計算を行った。

本報告では、現象の全体を見るために、爆薬試料はテトリルに限られている。他の火薬類については、第2報以降にゆずった。

2. ガス球の運動方程式

水中爆発におけるガス球の挙動は、非常に高圧を受ける爆源のごく近傍を除けば、水を非圧縮性とみなした理論で説明できる。すなわち水の密度は、常圧の値にくらべて圧力 10kbar で約 20%、1kbar では約 5% 増加するに過ぎず⁵⁾、しかもこのような高圧を受ける期間は、全体の運動からみて極めて短い時間だからである。

水の密度 ρ_0 を一定としたとき、ガス球の運動方程式は次のように表わされる⁶⁾。

$$a \frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{p - p_0}{\rho_0} \quad (1)$$

ここにガス球は、球対称の半径方向のみの運動をす

昭和49年8月16日受理

* 東京工業試験所第7部 神奈川県平塚市新宿65

るものとし、 a はガス球の半径、 p はその内部圧力、 p_0 は静水圧、 t は時間である。

(1) 式は積分すると次の形の解を与える。

$$\frac{3}{2} \rho_0 V \left(\frac{da}{dt} \right)^2 + p_0 V - \int p dV = Y \quad (2)$$

ここに

$$V = \frac{4}{3} \pi a^3 \quad (3)$$

はガス球の膨積である。(2) 式右辺の Y は積分定数であるが、ここではガス球の持つ全エネルギーに相当する。すなわち (2) 式左辺は、第 1 項がガス球の膨脹または収縮に伴う周囲の水の運動エネルギー、第 2 項が静水圧 p_0 に抗して体積 V を持つためのポテンシャルエネルギー、そして第 3 項はガスの内部エネルギーである。

(2) 式を扱う上で最も簡単な近似計算は、内部エネルギーの項を無視することである¹⁾。この場合、ガス球が最大半径に達した点での状態に、Fig. 1 のように

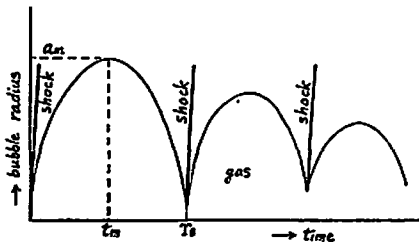


Fig. 1 General behavior of bubble motion in underwater explosion.

添字 m をつけて表わすと、そこでは $da/dt=0$ となることより、

$$Y = p_0 V_m \quad (4)$$

が定まり、これを (2) 式に用いてガス球の運動方程式を書き直すと、

$$\frac{da}{dt} = \left(\frac{2p_0}{3\rho_0} \right)^{1/2} \sqrt{\left(\frac{a_m}{a} \right)^2 - 1} \quad (5)$$

が得られる。上式で a_m はガス球の最大半径である。

(5) 式を積分して、ガス球の $a \sim t$ 関係が求められる。その結果を Fig. 2 に対数グラフで示した。

図では a および t を、

$$\frac{a}{a_m} = x, \quad \sqrt{\frac{2p_0}{3\rho_0}} \frac{t}{a_m} = \theta \quad (6)$$

できまる無次元量にとってある。

Fig. 2 は、 x の小さいところではほとんど直線になっている。これは (5) 式で、 $a \ll a_m$ であれば根号内

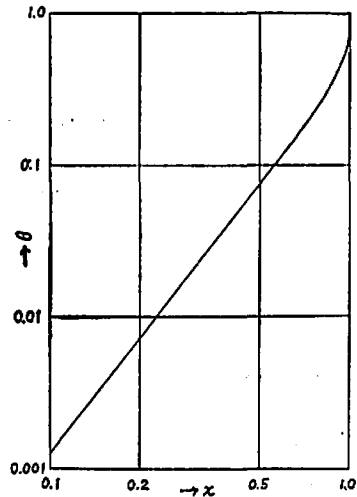


Fig. 2 Calculated relation, bubble radius x vs. time θ , both non-dimensional, neglecting internal gas energy.

の -1 は無視できるので、近似的に、

$$\frac{dx}{d\theta} = x^{-3/2} \quad \therefore \theta = x^{3/2} + \text{const}$$

となるからである。なお Fig. 2 の場合、積分定数は $x=0$ のとき $\theta=0$ となるように選んである。

Fig. 1 でガス球が最大半径に達する時間 t_m は、

$$t_m = \left(\frac{3\rho_0}{2p_0} \right)^{1/2} \int_0^{a_m} \frac{da}{\sqrt{(a_m/a)^2 - 1}} = a_m \sqrt{\frac{3\rho_0}{2p_0}} \frac{\beta}{3} \quad (7)$$

で与えられる。右辺の定数 β は、ベータ関数によって、

$$\beta = B\left(\frac{5}{6}, \frac{1}{2}\right) = 2.2405$$

と表わされる。

実際には (7) 式の積分の下限は爆薬の半径をとるべきであろうが、この被積分関数は a の小さいところではほとんどゼロになるので、誤差範囲に入ってしまう。なお Fig. 2 で、 $x=1$ のときの θ の値はちょうど $\beta/3$ である。

ガス球の脈動周期 T_B を、

$$T_B = 2t_m \quad (8)$$

とすると、(7) 式から

$$a_m = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2p_0}{3\rho_0}} \frac{T_B}{\beta} \quad (9)$$

が得られる。実験では T_B の測定は容易であるが、 a_m の直接測定は困難である。従って T_B を求めて a_m を知る目的で、(9) 式がよく使われる。

(9) 式を (4) 式に代入すれば、 T_B からガスエネル

ギ-を計算する式が得られる。

$$Y = \frac{4}{3}\pi \left(\sqrt{\frac{3\rho_0}{2\rho_0}} \frac{T_B}{\beta} \right)^3 \rho_0 = 6.84 \times 10^7 \rho_0^{3/2} T_B^3 \quad (10)$$

右辺の係数は、 Y , ρ_0 , T_B の単位を、それぞれ Joule, bar, sec にとったときのものである ($\rho_0 = 1\text{g/cc}$ とした)。

(10) 式を逆に T_B について解くと、

$$T_B = K \frac{Y^{1/3}}{\rho_0^{5/6}} \quad (11)$$

となる。この式は Cole の文献その他で⁷⁾, Willis の式と呼ばれているものである。

3. 内部エネルギーの効果

前節に述べた内部エネルギーを無視した計算は処理が簡単であり、結果は実験ともよく一致する。これは後に述べるように、爆発圧力が非常に高いとみなした極限に相当するからである。内部エネルギーを考慮に入れた計算を行っても、得られる結果は前節のものとはかたかた数%しか違わない。

しかし次節に述べるように、ガス球の浮上と膨張収縮の脈動運動を、運動方程式の数値積分で得ようとするとき、内部エネルギーの導入が必要になる。すなわち脈動解が存在するためには、ガス球が収縮した極限にも $da/dt=0$ となる点がなければならないが、前節(5)式の形では、 $a=a_m$ の膨張極限以外に速度がゼロになる点を持たないからである。内部エネルギーの項を導入すれば、ガス球が収縮してゆくとエネルギーの大部分が内部エネルギーの形に移行するので、ある値まで半径が収縮したところで、運動エネルギー(従って da/dt) がゼロになる。この収縮極限の状態に、以下添字 e をつけて表わすことにする。

爆発ガス球の膨張収縮過程にエネルギー損失を考えなければ、極限収縮の状態は、そのまま爆発の初期状態にほぼ等しい。ただし爆発の初期において、ガス球の膨張速度はゼロであったと仮定する必要がある。実際の現象では、爆発と同時に水中衝撃波が発生し、ガス球膨張速度もゼロでない有限の値から出発する。この差が、測定値に及ぼす影響は極めて小さい(これは後に示す)。従ってここでは、状態 e を、近似的に爆発の初期状態に等しいとおくことにする。

爆発生成ガスの p - V 関係に、理想気体の断熱式、 $pV^\gamma = \text{const}$ を用いると、内部エネルギーは、

$$-\int_V^\infty p dV = \frac{pV}{\gamma-1}$$

で表わせる。この形は V が無限大まで膨張した点のエネルギーを、ゼロにとったものである。

ガス球が状態 e にあるとき、(2) 式のガスエネルギー $-Y$ は、そこでは $da/dt=0$ より、次の形になる。

$$Y = \rho_0 V_e + \frac{\rho_0 V_e}{\gamma-1} = \rho_0 V_e (1 + \phi) \quad (12)$$

ただし

$$\phi \equiv \frac{1}{\gamma-1} \frac{p_e}{\rho_0} \quad (13)$$

である。 ϕ は 1 にくらべて非常に大きな数であるから、(12) 式は、

$$Y \approx \rho_0 V_e \phi \quad (14)$$

と書いてもよい。

一方ガス球が膨張極限状態 m に達したときは、同様にして、

$$Y = \rho_0 V_m + \frac{\rho_0 V_m}{\gamma-1} = \rho_0 V_m (1 + \phi) \quad (15)$$

$$\phi \equiv \frac{1}{\gamma-1} \frac{p_m}{\rho_0}$$

と書ける。

ϕ と ψ の間には断熱関係式より、

$$\phi = \psi \left(\frac{V_e}{V_m} \right)^\gamma$$

が成り立ち、これを用いて (12), (15) 式から Y と ψ を消去すると、

$$\phi = \frac{(V_m/V_e) - 1}{1 - (V_e/V_m)^{\gamma-1}} \quad (16)$$

が得られる。

上式を (12) 式に代入すれば、ガスエネルギー Y は次の形になる。

$$Y = \rho_0 V_m \frac{1 - (V_e/V_m)^\gamma}{1 - (V_e/V_m)^{\gamma-1}} \quad (17)$$

これを内部エネルギーを無視した場合の前節(4)式と比較すると、右辺の分数因子だけが異なる。そして(17)式は、 V_m/V_e が大きいほど、また γ が大きいほど、(4)式に近づくことがわかる。

内部エネルギーを無視することは、(15)式の ψ を無視することでもある。 ψ の中の p_m は、ガス球が最大半径に達したときのガス圧であるが、これが ρ_0 より小さい、すなわち真空状態になることは文献にも指摘されている⁸⁾。実際の爆発での ψ の値は $10^4 \sim 10^5$ のオーダーであるが、これを用いて ψ を計算してみると ($\gamma = 1.2 \sim 2$ として)、 $\psi = 0.1 \sim 0.01$ となる。

内部エネルギーを含む場合の da/dt は、(2)式のガスエネルギーに (12) 式を代入して、

$$\frac{da}{dt} = \left(\frac{2\rho_0}{3\rho_0}\right)^{1/2} \sqrt{\left(\frac{a_e}{a}\right)^3 - 1 + \phi \left\{ \left(\frac{a_e}{a}\right)^3 - \left(\frac{a_e}{a}\right)^{3\gamma} \right\}} \quad (18)$$

となる。

上式で a の変化による da/dt を計算してみると、 $a=a_e$ におけるゼロから出発してすぐに最大値に達し、以後ゆっくりと減少する。 da/dt が最大になる半径は、 $\phi=10^4 \sim 10^5$ の場合、初期半径の 1.3~1.4 倍のところである。このていどの半径は、ガス球の最大膨張半径にくらべれば非常に小さく、従って爆発とほとんど同時に、ガス球の膨張速度は最大値に達するよりにみえる (Fig. 10 参照)。

最初に述べたように、(1) 式では水を非圧縮性と仮定しているので、圧力のあまり高い領域にはこのまま適用できないはずである。しかし実際にはこの領域での時間経過は非常に短いので、例えばガス球の脈動周期に近いオーダーで現象を考えるとときには、誤差は全く問題にならないと言ってよい。ちなみに、ガス球の容積が最初の爆発時から 2 倍に拡大するまでの時間は、全体の脈動周期にくらべると約 1/1,000 のオーダーである。

ガス球が最大半径に達するまでの時間 t_m は、(18) 式を a について a_e から a_m まで積分して得られる。その結果を前節の (7) 式と比較するために、

$$t_m = a_m \sqrt{\frac{3\rho_0}{2\rho_0}} b$$

と書くと、 b の値は ϕ および γ によって多少変化するが、前節の定数 $\beta/3$ との差は僅かである。実際計算をしてみると、 $\phi=10^4 \sim 10^5$ のとき、 b は $\beta/3$ より 1% ほど大きくなるに過ぎない。(18) 式を積分して得られる $a \sim t$ のグラフは、後の Fig. 8 に示す。

t_m に (7) 式を用いると、脈動周期 T_B から、 a_m が前節同様求められ、その結果

$$\frac{V_m}{V_e} = \left(\frac{a_m}{a_e}\right)^3 = \left(\frac{3\rho_0}{2\rho_0}\right)^{3/2} \left(\frac{T_B}{\beta a_e}\right)^3 \quad (19)$$

となる。これから (16) 式によって ϕ 、そして (12) 式からガスエネルギーが得られる。

4. ガス球の浮上

ガス球の浮上を考えに入れたとき、運動方程式は (1) 式の代りに、重力加速度を g として、

$$a \frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 + \frac{p}{\rho_0} - gz \quad (20)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{3}{a} \frac{da}{dt} \frac{dz}{dt} + g = 0$$

となる。この場合ガス球は半径 a の方向に球対称の膨張または収縮をするとともに、その中心の水深 d も、時間の関数として変化すると考える。上式中の z は、実際的水深 d に、大気圧に相当する水柱 (10m) を加えた値で、式の形を簡単にするために導入した。

(20) 式は 2 つの式を組み合わせると、

$$\frac{3}{2} \rho_0 V \left(\frac{da}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2} \rho_0 V \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \rho_0 g z V - \int p dV = Y$$

のように積分できる。右辺の Y はガス球の全エネルギーである。上式で $\rho_0 g z$ はガス球中心の深さにおける静水圧で、前節までの p_0 に相当する。上式は (2) 式と比較して、ガス球の浮上に伴う運動エネルギーが加わった形であることがわかる。

(20) 式は、爆発のはじめの水深を z_0 として、

$$\frac{a}{a_e} \equiv x, \quad \frac{z}{z_0} \equiv y, \quad \sqrt{\frac{g}{z_0}} t \equiv \tau$$

の無次元量に書き直すと

$$x \frac{d^2 x}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = \left(\frac{z_0}{a_e}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 - y + \frac{(\gamma-1)\phi}{x^{3\gamma}} \right\}$$

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + \frac{3}{x} \frac{dx}{d\tau} \frac{dy}{d\tau} + 1 = 0 \quad (21)$$

となる。

(21) 式を解いて得られる結果は、後の実験データの考察とともに Fig. 11 に示した。

5. 測定法

水中爆発のガス球挙動を実際に測定する方法は、いろいろ考えられており、それをまとめて扱った報告も出ている²⁾。ガス球半径の時間による変化を連続的に測定する方法としては、高速度カメラによる直接測定を別にすれば、超音波の伝播や水中電流の強さが、介在するガス球の大きさによって変わることを利用した間接測定である。これらはいずれも精密なキャリブレーションが必要で、測定精度もその点にかかっている。

ここでは最初からあまり複雑な方法に取組むのはやめて、直接測定である電導度プローブ法を採用した。上述の NMC の報告でも、測定の信頼性の面から、電導度プローブ法の優れていることを述べている。

この測定法は、爆発の周辺に電極形のプローブを配置し、それが水中にあるときとガス球内部に入ったときの電導度の差を利用して、ガスと水の境界面の動きを知るものである。しかし一つのプローブから得られる情報は、それが水中にあるかガス中にあるかの区別だけである。そのためにガス球の動きを細かく知ろうとすると、いろいろな距離のところにプローブを設置しておく必要がある。

電導度プローブは、露出した一対の電極であって、この間に流れる電流が水中では大きく、ガス中では小さい（理想的には絶縁状態になる）ことを利用する。重要なことは、プローブの形状自身を小さくして、水中からガス中に入ったときの「水切り」をよくすることである。実際にガス中から水中に入ったとき、電流は急激に増えるが、その逆の場合はプローブが濡れているために、電流がすぐには減らないものである。

さらにプローブとして必要な条件は、爆源に近いところでは消耗品であるから、簡単な構造であることが望ましい。また通常のプールや水槽の水は、商用周波数その他のノイズを著しく含んでいるので、測定時にはこれをアースすることはもちろん、その上にプローブのリード線も、外被をアースできるシールド線または同軸ケーブルを使用した方がよい。

以上のことから、電導度プローブおよびそのための回路として、Fig. 3 のようなものを選んだ。すなわち

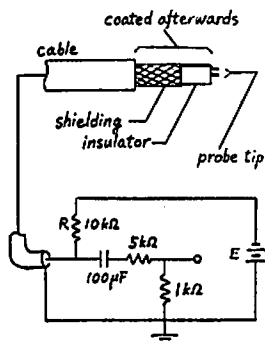


Fig. 3 Preparation of the conductivity probe and its measuring circuit.

プローブはリード線に同軸ケーブルを用い、その先端を処理して電極部分を作った。電極は同軸ケーブルの心線と、アース側にハンダ付けした銅線を、長さ1~2mm、間隔1mmでいどに平行に保って切り揃えたものである。電極の有効面積はあまり大きくない方がよいので、ケーブルのアース側は絶縁テープを巻いて覆ってしまう。この構造では、はじめのケーブルを長目にとっておけば、実験で傷んだ先端部分は切り捨て、再処理すればよい。

測定回路は Fig. 3 のような簡単なもので十分であった。抵抗 R は $10k\Omega$ で、これは上記のプローブを通常の水道水に浸したときの電極間抵抗にほぼ等しくとった。 $5k\Omega$ および $1k\Omega$ は、出力インピーダンスを下げるための分圧抵抗である。電源電圧 E は $6V$ とした。直流電源を使うことによる水の電気分解、および電極への発生ガスの付着などは、実際上問題にならな

かった。

実験にあたっては、爆薬のまわりに枠組みを作り、これにプローブを取付けるための支持板を、爆薬の方向に向けて幾組も固定した。プローブはガス球の到達以前に衝撃波を受けるので、それに伴う水流によって移動しないだけの固定法が必要であった。

6. 実験条件

爆薬はテトリル $10g$ を、直径 $2cm$ 、高さ $2cm$ の円筒形にプレスしたものをを用いた。装薬の中心には雷管挿入のための窪みがあるので、爆薬部分に関する装填密度は 1.6 である。

実験を行った水槽は、直径 $1.8m$ 深さ $2.5m$ の鉄板張りのもので、爆薬は水深 $0.7m$ に設置した。実験の後半でガス球の浮上を測定したときには、直径 $8m$ 、深さ $4m$ の水槽を使用し、爆薬の水深を $2m$ とした。いずれの場合も、水槽のヘリを測定系のアースと結んで信号へのノイズの混入を防いでいる。

電導度プローブは、爆薬の周囲に 2~6 カ所設け、得られた信号を Ampex FR1300 型のデータレコーダー ($DC-20kHz$) に記録した。プローブは主に爆薬の側面方向 (円周方向へのガス膨張は対称性が保たれるであろうから、1回の爆発でいろいろな距離の測定が可能である) に設置し、その距離はすべて装薬の中心から測るものとした。

測定はこのほか、水面の上から爆心に向けて光電装置を設け、爆発光を捕えることも行った。これは爆薬の爆発時刻を正確に知るためである。電気雷管の発火には瞬断発破回路¹⁰⁾を使用した。瞬断発破回路を用いて、発破電流を $3A$ 以下にとると、雷管の爆発時 (すなわち爆発の爆発時) に供給電流が遮断される。従って発破電流の変化を同時にデータレコーダーの別チャンネルに記録し、これからも爆薬の爆発時刻を求めた。

実際には爆発光の持続時間は極めて短いため、この信号を直接データレコーダーに記録することは容易でない。従って爆発の瞬間を知るには、後者の発破電流の遮断を利用する方がたやすかった。

7. 実験結果

Fig. 4 の写真は、発破電流の変化と、電導度プローブ (距離 $10cm$) の信号を並べて示したものである。前節に述べたように、発破電流の遮断が爆発時刻にあたる。プローブ信号は、電導度の増加によって上にふれる形になっている。図の信号波形は、爆発直後に水中衝撃波の到来によって一たん電導度が増加し、その後しばらくしてガスの到来によって電導度が下がったことを示している。

Fig. 5 は、発破電流と光電装置による光の変化を並

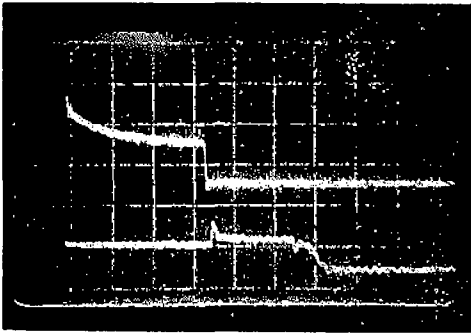


Fig. 4 Blasting current (upper) and probe signal (lower)
Time scale : 0.5msec/div.

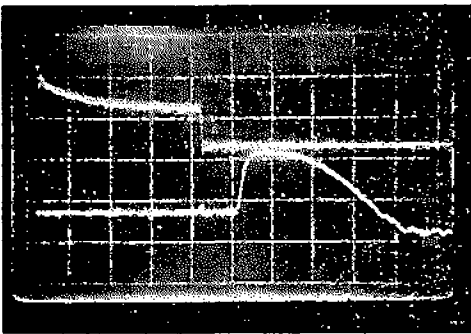


Fig. 5 Blasting current (upper) and explosion light (lower), showing simultaneity between cut-off of the current and the explosion times. Large signal after the real explosion light is due to the day light scattering by surface motion of water. Time scale : 0.5msec/div.

べて示したものである。この装薬の爆発光の持続時間は、同じ光電装置を用いて空気中で測ったとき、数十 μ secのオーダーであった。従って図の尺度では、時間隔が短かすぎ、またデータレコーダーの周波数特性も不十分なために、実際の爆発時には小さなピークしか現われていない。しかしその位置は、発破電流の遮断と完全に一致していることがわかる。光電信号でその後大きな山が出ているのは、水面が衝撃波の到達で擾乱を受け、太陽光を散乱したことによるものである。

プローブ信号を十分長い時間の後まで測定すると、ガス球の収縮による水の再侵入が見られる。そしてガス球の脈動があれば、それがプローブ信号の上にも現われる。Fig. 6は、ガス球の浮上を見るために、爆薬の上方と下方（ともに距離12cm）に配置したプローブの信号を長時間記録したものである。この写真では、上方のプローブでは3回目の脈動まで現われてい



Fig. 6 Pulsation and displacement of gas bubble detected by the probes. Upper, situated the probe 12cm above; lower, 12cm beneath the charge, respectively.
Time scale : 10msec/div,

るが、下方のプローブは1回目の収縮以後はガス層が検知されず、この間にガス球が浮上していることを示している。

なお爆発直後のガス球がプローブに到達したとき、プローブの距離が近い場合には、ガスがまだ高温のためにむしろ電導度の増加することがある。この効果は、爆薬にあってはさほど著しくないが、金属を組成中に含む火薬の場合に顕著である。Fig. 7はテトリル

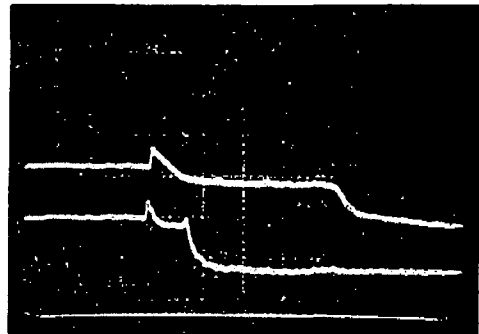


Fig. 7 Signals obtained by the probes, each distant of 15cm (upper) and 9cm (lower) from the charge.
Time scale : 0.5msec/div.

10gの爆発で、距離15cmおよび9cmのプローブの信号波形である。後者にはガス層の到来による電導度低下の直前に、小さなピークを伴っている。

以下測定値の整理には、プローブ距離へのガス到達時間として、爆発時刻（爆発光または発破電流の遮断時）から、プローブ電流の低下しはじめる時刻（Fig. 7のようにピークを伴ったものはピーク位置）までの時間差をとった。

テトリル10gを水深0.7mで爆発させたときのガス球の初期膨張の様子は、Fig. 8のようになった、図

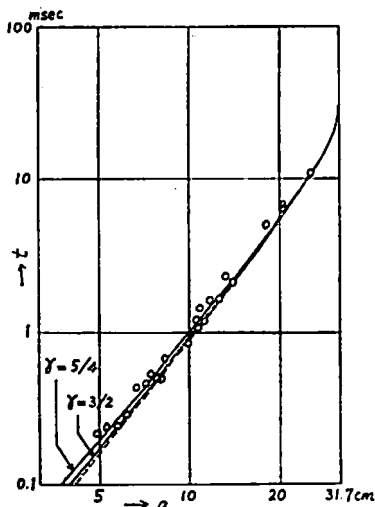


Fig. 8 Logarithmic plots of a vs. t relation. Reference curves are those calculated.

で横軸 a は、爆心から測ったプローブまでの距離（プローブはすべて側面方向）、縦軸 t は上述の意味のガス球到達時間で、ともに対数目盛にとっている。

実験はそのたびに a を変えて、約10回行った。図はそれらの結果をまとめて記入したものである。図中の曲線は計算値であって、これらについては後に述べる。なおこのときの爆発から1回目の再収縮までの時間 T_B は、平均値で 58msec であった。

同じ爆薬を水深 2m に沈め、プローブを爆薬の上および下方にも配置して得た結果を Fig. 9 に示す。

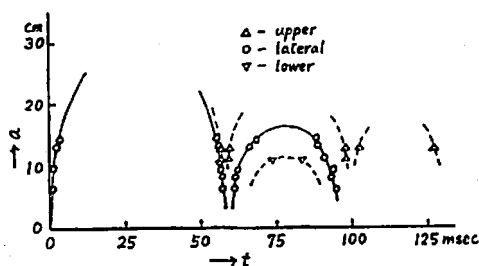


Fig. 9 Bubble pulsations observed by probes situated at upper, lateral and lower directions from the charge.

ここでは横軸に t 、縦軸に a を、対数にしないでそのままとっている。この実験は2回行っただけで、プローブの配置も爆薬の近くに限定されているが、図中に曲線の断片で描いたように、ガス球脈動のりんかくが推定できる。

図で著しいことは、各プローブで観測された脈動の

回数、プローブの方向によって違うことである。すなわち上方のプローブには脈動の第3周期まで見られるが、側方および下方のプローブには第2周期までしか見られない。そして実は2回の実験のうち1回は、先の Fig. 6 のように、下方のプローブでの脈動は第1周期のみで終わっている。これはガス球の浮上によって、下方のプローブにはガス層が届かなくなるためである。ただしこのように 100msec 以上の長い測定になると、プローブを取付けた棒全体（重量約 100kg で水中に吊してある）が、水流によっていくらか上下運動をする可能性はあった。

ガス球の脈動周期は、脈動をくりかえすごとに短くなること、Fig. 9 からわかる。この場合、第1周期は 58msec、第2周期は 41msec であった。

なお周期のみを正確に測る目的には、電導度プローブよりも、ピエゾ圧力計による方がたやすい（上述の周期の測定もそれによる）。これについては第2報以後に改めて報告する。

8. 考 察

内部エネルギーを考慮に入れた運動方程式から、ガス球半径 a と時間 t の関係を求めるには、(19)式を積分すればよいが、これには二つの未知定数 ϕ と γ が含まれている。このうち前者の ϕ は、第3節に述べたように脈動周期 T_B から推定することができる。

上述の実験では、水深が 0.7m, 2m のどちらの場合も $T_B \approx 58\text{msec}$ であった。(11)式によれば、静水圧 p_0 の変化の T_B に及ぼす影響は $p_0^{5/6}$ に逆比例するので、この場合約 8% (約 5msec) の差を生ずるはずである。しかし Cole の著書にもあるように、水深が浅い (10m 以下) ところでは、 T_B が計算値より短くなり、また器壁の影響も出てくる。この点についてはさらに第2報以下で検討する。

取扱いを簡単にするため $p_0 = 1\text{bar}$ とし、(19)式から V_m/V_0 を求めると 3.19×10^4 、すなわち $a_m/a_0 = 31.7$ となる。 $a_0 \approx 1\text{cm}$ であるから、ガス球の最大膨張半径は約 32cm である。

以後の計算に必要な ϕ は(16)式から求められるが、ここで爆発生成ガスの比熱比 γ を仮定しなければならぬ。 $\gamma = 3/2$ および $\gamma = 5/4$ としたとき、 ϕ の値はそれぞれ、 3.20×10^4 および 3.44×10^4 となった。

こうして得た値を用いて(18)式を積分し、得られた $a \sim t$ 曲線を、Fig. 8 の実験値のプロットの上に描き入れてみた。なお図中の点線は、内部エネルギーを無視したときのものである。

Fig. 8 を見ると、内部エネルギーの効果、特にその γ の値による差との比較は、実験値のばらつきがあるため判然とはしない。 γ の効果は a の小さい領域でし

か現われてこないが、 $a=5\sim 10\text{cm}$ 付近のデータは、 $\gamma=5/4$ の曲線を中心にばらついているようにみえる。Cole の著書では、TNT についてやはり $\gamma=5/4$ にとった例がある。

Fig. 2 によれば、内部エネルギーを無視したときの $\log a \sim \log t$ グラフの勾配は、 a の小さいところで 2.5 であった。この値は内部エネルギーを含んだ計算では若干小さくなる。Fig. 8 の実験値から、最小自乗法の一次式近似で勾配を求めると 2.4 となり、やはり 2.5 より僅か小さくなっている。

上の結果から、ガス球の初期膨張速度をガス球半径の関数として、(18)式から計算すると Fig. 10 のよう

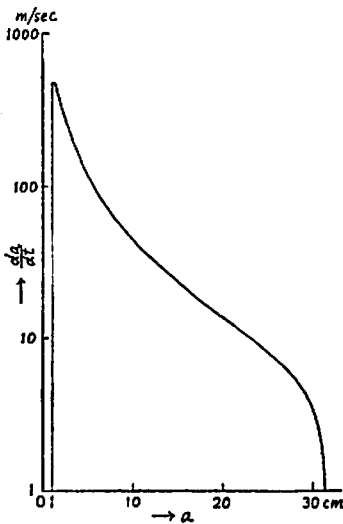


Fig. 10 Initial radial expansion velocity of gas bubble

になる。これから爆源付近での最大速度は $a=1.3\text{cm}$ における 432m/sec で、 $a=5, 10$ および 20cm での速度はそれぞれ、 $113, 43$ および 14m/sec となる。この場合 a が 5cm 以上の領域では、実験値の一致は Fig. 8 のていどであるから、上記の計算値もそのていどの信頼性はある。

ガス球の浮上効果を含めた(23)式を解いて得られた結果を、Fig. 11 に示した。ここでもやはり $\gamma=5/4$ における値をとり、 p_0 は実験に合わせて 1.2bar にとった。

図中の点線は、ガス球中心の水深 d の時間経過である。これからガス球の浮上が、収縮時に著しいことがわかる。図中の実線は、 d にガス球半径 a の大きさを上下に加えたもので、これから全体の挙動がわかる。(23)式では、脈動によるエネルギー損失を考えていな

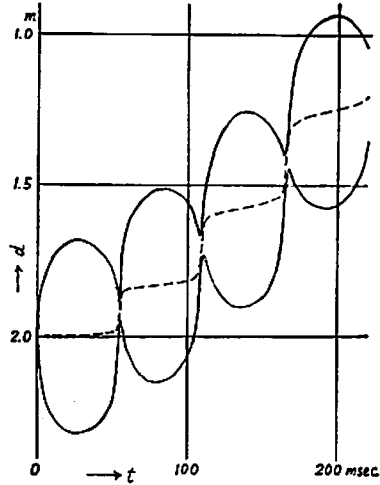


Fig. 11 Calculated bubble motion being assumed no energy loss during pulsation. Real lines show radial pulsation and dotted line shows displacement of its center by buoyance

いので、ここでは Fig. 1 のような周期（および膨張半径）の変化は現われていない。

Fig. 11 から見ると、ガス球の中心は、脈動の第2、第3周期では、それぞれ最初の水深より約 15cm および 40cm 上昇している。従って Fig. 9 の実測のように第2周期の膨張半径は下方 12cm のプローブにはすれすれになること、そして第3周期には側方のプローブにもガス球が届かなくなることが、これから理解される。

前に得られた V_m/V_0 から、(17)式によりガスエネルギーを求めると、 $\gamma=4/3$ として $Y \approx 14\text{kJoule}$ が得られる。これは $p_0=1\text{bar}$ としたときの値である。水深 2m を考慮に入れて $p_0=1.2\text{bar}$ とすると、 $Y=21.7\text{kJoule}$ となる（内部エネルギーを考慮しない(10)式で計算すると、この値は約 3% 小さくなる）。テトリル 10g の爆発熱は約 58kJoule であるから、ガスエネルギーの比率は 40% 弱である。これは Cole の著書に見られる一般の爆薬についての比率と合致する。

なお上述の ϕ の値から、(13)式によって p_0 を求めると、 $\gamma=4/3$ のとき $p_0 \approx 10^4\text{bar}$ となる。この値は、 E がすべてガスの内部エネルギーに変ったときの圧力値であり、もちろん爆轟圧とは違った性質のものである。衝撃波を含めた流体力学的計算では、 10^3bar 以上の爆轟圧から出発して、ガス圧力が 10^2bar まで降下する半径は、 $a/a_0 \approx 4$ のあたりである¹⁰⁾。上述のモデルでは p_0 が 10^4bar から出発して、ガス圧力が同じ

10⁴bar けで降下する半径は、 $a/a_0=3.2$ である。このモデルが単純であるにもかかわらず、現象の全体をよく説明するのは、このように高圧の爆源付近でも、厳密な計算とあまり差のない結果を与えるからであろう。

9. 結 論

水中爆発におけるガス球の挙動、すなわちガス球半径の時間による変化を電導度プローブ法により測定した。実験に使用した爆薬は、テトリル 10g である。

プローブは同軸ケーブルの先端を処理したものをを用いた。爆薬の爆発時刻を正確に知るため、光電装置と瞬断発破回路の電流変化の、両者を併用した。

爆発ガス球の初期膨張の過程は、脈動周期から求めた定数を使って解いた運動方程式の解とよく一致する。その場合、ガスの内部エネルギーを含めた解、さらに γ の差異による解なども比較した。後者の影響はわずかなため実験値との比較は困難であったが、概略的には $\gamma=5/4$ としたときの計算値に近かった。

ガス球の膨張速度を、ガス球半径の関数として与えた。膨張速度は、例えば半径 5cm, 10cm のところで 113m/sec および 43m/sec であった。

ガス球の浮上についても測定し、その結果を計算値と比較した。テトリル 10g を水深 2m で爆発させたとき、浮上距離は計算によれば、1回目の収縮後で約 15cm, 2回目の収縮後で約 40cm であり、測定でもこれに見合った結果が得られた。

あとがき

本研究の大型水槽を使用した実験に関しては、日本油脂株式会社武豊工場の設備をお借りした。それについて実験に御協力頂いた方々に深謝する。なおこの研究は、後に別報で報告する「低速火薬」の研究と関連しており、その面で東京大学工学部疋田教授、興亜化工株式会社清水武夫氏らの御助力を得て行われたものである。ここに厚く感謝の意を表する。

文 献

- 1) R. H. Cole, "Underwater Explosions", Princeton University Press (1948)
- 2) 山家信次, 工火誌, 13, 171, 273 (1952)
- 3) 田中一三, 大久保正八郎, 疋田強, 工火誌, 30, 233 (1969)
- 4) 安全工学協会, 「水中発破による衝撃圧等調査報告書」, (1972)
- 5) P. W. Bridgman, Proc. Am. Acad. Arts & Sciences, 49, 3 (1913)
- 6) 例えば, D. A. Senior, Proc. Roy. Soc., A251, 493 (1959)
- 7) Malaker Laboratories, Inc., CM 102-4 (1964)
- 8) National Marine Consultants, NMC-OR-62, (1963)
- 9) 田中一三, 工火誌, 35, 50 (1974)
- 10) H. M. Sternberg & W. A. Walker, Phys. of Fluids, 14, 1869 (1971)

Behaviors of gas bubble in underwater explosions.

I. Measurement by conductivity probe.

by Kazumi Tanaka

The author has detected and measured behaviors of gas bubble in underwater explosions, such as its initial expansion velocity, pulsation and displacement by buoyance, by electric conductivity probes. Solution of the equation of motion of gas sphere, including the effect of internal gas energy, is compared with experimental results.

Experiments with the charge of Tetryl 10g reveal that the initial expansion velocity is 118 and 44m/sec at the distances of 5 and 10cm from the charge; its upward displacement after the first and the second pulsation is 15 and 40cm respectively, at the charge depth of 2m, etc.

(National Chemical Laboratory for Industry, 7th Division,
Shinshuku 85, Hiratsuka-shi, Japan)