

導爆線の水中爆ごうにより発生した水中衝撃波について

第1報 水中衝撃波の発生と数値解析

伊東 繁*, 灘光 陽**, 長野司郎*, 藤田昌大*

爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波を各種の金属加工に適用する場合、水中衝撃波を加工目的に応じて最適に制御しなければならない。そのためには水中衝撃波の基本特性を十分把握する必要がある。筆者らは導爆線の水中爆ごう現象ならびに発生した水中衝撃波の基本特性を光学的写真撮影法、数値解析法および特性理論を用いて調べた。実験的に得られた水中衝撃波形状と特性理論から爆ごう生成ガスの膨張過程を明らかにした。またこの結果をもとに導爆線の爆ごう生成ガスの状態方程式を近似式で求めた。この状態方程式を用いて得られた数値計算結果は、水中衝撃波の形状の変化ならびに伝播過程、爆ごう生成ガスの膨張過程について実験結果と極めて良く一致した。このことにより、特性理論による爆ごう生成ガスの膨張過程の予測ならびに数値シミュレーションの有効性が確認された。

1. 緒言

筆者らは高性能爆薬を水中で爆ごうさせ、それによって発生した水中衝撃波を利用した各種金属加工法を研究してきた。例えば金属円管内に水中衝撃波を導入させた円管の内側からの側壁の孔あけ加工¹⁾、成型型を用いた球殻の爆発成形²⁾、あるいは高難度焼結粉末の衝撃固化³⁾などについて報告してきた。これらの金属加工を行う場合、爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波を加工目的にあうように有効に制御しなければならない。爆薬を水中爆ごうさせると、爆ごう波の伝播に伴って水中衝撃波が水中に発生し伝播する。このような現象のうち、爆源から離れた場所における水中衝撃波の挙動についてはCole⁴⁾、Sternberg⁵⁾らによって詳細に研究されている。しかし、爆薬近傍における水中衝撃波の基本特性はまだ十分には明らかにされていない。筆者らはシリンダー膨張試験によって得られた爆ごう生成ガスの状態方程式を用いて、平板状ならびに円筒形の高性能爆薬の水中爆ごう過程および

それによって生じる水中衝撃波の伝播過程をArbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) 法⁶⁾により数値計算し、水中衝撃波の減衰過程が爆ごう生成ガスの膨張によって生じる膨張波の影響を大きく受けることを明らかにした^{7,8)}。これらの結果に基づき特性理論を適用した理論解析を提案し、実験的に得られた水中衝撃波の形状から爆ごう生成ガスの膨張過程を明らかにした⁹⁾。この解析では前述の数値計算法と異なり、爆ごう生成ガスの状態方程式が未知の爆薬でも水中衝撃波の形状がわかれば、水中爆ごう過程における爆ごう生成ガスの膨張過程を明らかにすることが可能となる。本報では前述の解析方法を導爆線の水中爆ごうに応用し、爆ごう生成ガスの膨張過程を予測し、それにより爆ごう生成ガスの状態方程式を求める。さらに、この状態方程式を用いて数値計算を行い、その結果および光学的写真観察実験から、導爆線の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波の形状変化、その強さの減衰及び爆ごう生成ガスの膨張過程などの基本特性を明らかにする。

2. 主な記号

 U_s = 水中衝撃波先頭の数値 D = 爆ごう波の数値 M = マッハ数 C = 音速 P = 圧力 N = 放線方向 C_0 = 音速

1997年7月28日受理

*熊本大学工学部知能生産システム工学科

〒860 熊本市黒髪2-39-1

TEL 096-342-3741

FAX 096-342-3729

**第一工業大学機械工学科

〒899-43 国分市中央1-10-2

TEL 0995-45-0640

FAX 0995-47-2083

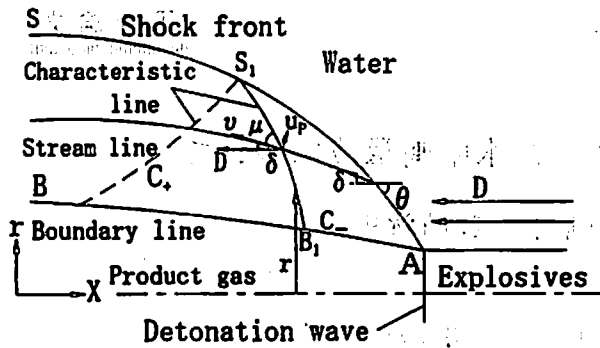


Fig. 1 Stationary coordinate system

- u_p = 流れの粒子速度
- e = 比内部エネルギー
- ν = Prandtl-Meyer関数
- θ = 水中衝撃波の接触角
- μ = マッハ角
- v = 定数座標系での粒子速度
- ρ = 密度
- Γ = Grüneisen関数
- r = 半径
- δ = 流れの転向角
- γ = 比熱比

3. 理論

理論解析では、爆薬の爆ごう特性ならびに水中衝撃波の伝播過程に以下の仮定を行う。

- (1) 爆薬中を伝播する爆ごう波は一定速度 D で伝播し、定常理想爆ごうを行う。
- (2) 水中衝撃波は同一形状を保ち、爆ごう波とともに図中 X 方向に一定速度 D で移動する。
- (3) 流れ場全体に X 方向に逆向きに速度 D を加えることによって、爆ごう波ならびに水中衝撃波を静止することができる。

仮定(1)は爆薬のもっている性質であるが、爆薬の寸法などの影響によって厳密には成り立たない場合が多い。ここではその仮定が厳密に成り立つとする。

仮定(2)より U_s と D に対して次の関係が成り立つ¹⁰⁾。

$$U_s = D \sin \theta \quad (1)$$

Fig. 1 に爆ごう波面を静止させた円筒定置座標系で表した水中衝撃波系を示す。定置座標系で爆ごう生成ガスと水との境界を曲線 AB で示す。この境界と水中衝撃波 AS との間に特性曲線(図中の曲線 S_1, B_1)を描くことができる。仮定(1), (3)よりこの特性曲線 C_- に沿って次式が成り立つ。

$$dv - d\delta = \frac{\sin \mu \sin \delta}{\sin(\mu + \delta)} \frac{dr}{r}$$

$$dv = \sqrt{M^2 - 1} \frac{dv}{v}, \quad M = \frac{v}{C} \quad (2)$$

C_- に沿った圧力 P の変化は次式となる。

$$dP = \frac{-\rho v^2}{\sqrt{M^2 - 1}} \left(d\delta + \frac{\sin \mu \sin \delta}{\sin(\mu + \delta)} \frac{dr}{r} \right) \quad (3)$$

同様に C_+ に沿って次式が成り立つ。

$$dv + d\delta = \frac{\sin \mu \sin \delta}{\sin(\mu - \delta)} \frac{dr}{r}$$

$$dP = \frac{\rho v^2}{\sqrt{M^2 - 1}} \left(d\delta - \frac{\sin \mu \sin \delta}{\sin(\mu - \delta)} \frac{dr}{r} \right) \quad (4)$$

流線方向の δ の変化と流線間の v の変化の関係は次式となる。

$$\frac{\partial \delta}{\partial s} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial n} \quad (5)$$

また流線に沿って、

$$v^2 - D^2 = -2 \int \frac{C^2}{\rho} d\rho \quad (6)$$

$$\frac{dP}{d\rho} = C^2$$

音速 C は次式で与えられる。

$$C = C_0 (1 - \eta) \frac{\sqrt{1 + S\eta(1 - \Gamma\eta)}}{(1 - S\eta)^{3/2}} \quad (7)$$

ここで $\eta = \rho_0 / \rho$ である。なお S は体積弾性率の圧力微分 K_0' を用いて $S = (K_0' + 1)/4$ で表される。また C_0 は水の初期音速である。 ρ_0 は水の初期密度で $1000 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ 、 Γ は Grüneisen 係数である。これらの定数を Table 1 に示す。次に経験的に知られている関係式 $U_s = C_0 + Su_p$ を斜め衝撃波の関係式に適用すると水中衝撃波面に関して次式を得る。

$$P = \rho_0 U_s u_p \quad (8)$$

$$\rho = \frac{\rho_0 U_s}{(U_s - u_p)} \quad (9)$$

$$v^2 = \frac{(U_s(S - 1) + C_0)^2}{S^2} + D^2 - U_s^2 \quad (10)$$

また δ と U_s との間には次の関係がある。

$$\tan \delta = \frac{(U_s - C_0) \sqrt{D^2 - U_s^2}}{SD^2 - U_s(U_s - C_0)} \quad (11)$$

また衝撃波面の v は次のようになる。

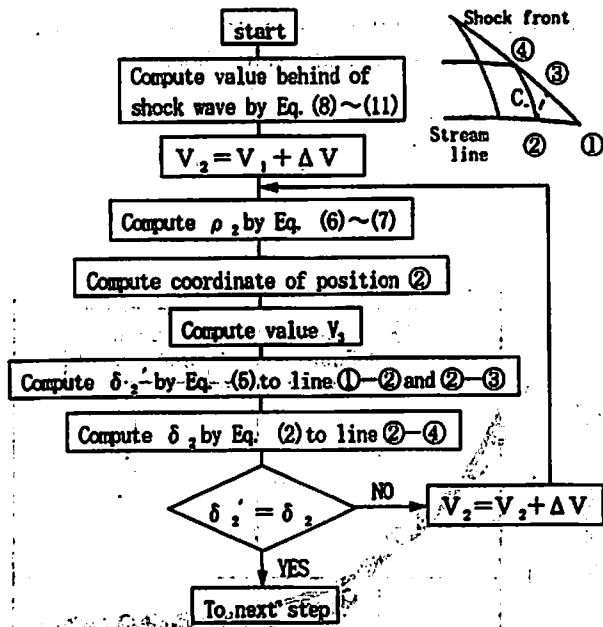


Fig. 2 Flow chart for the calculation of the method of characteristics

$$\frac{ds}{dUs} = \frac{\sqrt{M^2-1} \{Us(1-2S) + C_0(S-1)\}}{\{U_s^2(1-2S) + 2UsC_0(S-1) + C_0^2 + S^2D^2\}} \quad (12)$$

水中衝撃波の形状あるいは爆ごう生成ガスと水との境界の位置および物理量が与えられると、以上の関係式からASとAB間の領域の物理量が得られる。またFig. 1の点Aでの水中衝撃波の強さと入射角はインピーダンスマッチング法から求められる。計算手法の概要をFig. 2に示す。

4. 水中衝撃波の光学的写真観察実験方法

水中衝撃波の特性を調べるために用いた光学的写真撮影実験装置の概略をFig. 3に示す。導爆線は直径5.4mm、(被服厚さ0.5mm)長さ200mmで、爆薬の充填密度は $\rho_e = 1200 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ である。起爆は6号電気雷管(旭化成工業(株)製)によって行った。起爆により発生する水中衝撃波の特性を調べるためにイメージコンバータカメラ(HADLAND PHOTONICS社, IM-ACON 790, 最高2000万駒/秒, 最高流し速度1 nsec/mm)によってフレーミング写真の撮影を行い、また導爆線の爆ごう方向と垂直にスリットをきりストリーク撮影も行った。撮影における光源としては閃光時間が50 μsec のキセノンフラッシュライト(HADLAND PHOTONICS社製, HL 20/50型フラッシュユニット, 出力500J)を用いた。爆ごう現象とキセノンフラッシュライトの発光を同期させる必要があるため、ディレイジェネレータ(HADLAND PHOTONICS社製, THREE CHANNEL DELAY GENERATOR, TYPE JH-3 CDG)により導爆線の起爆時間とキセノンフラッシュライトの発光開始時間およびイメージ

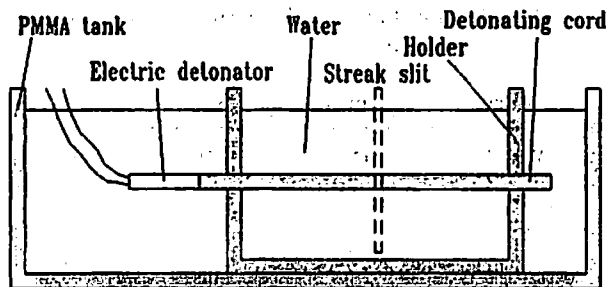


Fig. 3 An experimental apparatus

コンバータカメラの撮影開始時間を制御した。

5. 数値計算方法

導爆線を水中で爆ごうさせると、爆ごう波後方の爆ごう生成ガスと水との界面が移動する。このように界面が移動する場を数値計算する場合、移動界面を正確に捉えるためにはLagrangeの方法を用いるのが有効であるが、水中爆ごう現象は計算場の格子の大きな変形を伴うため、解の破壊がしばしばみられる。そこでLagrangeの方法とEulerの方法を組み合わせたALE法を用いて行った。この方法の特徴は、異なった媒質が存在しているような物理場も比較的容易に解析できるところにある。さらに陰解法が容易に適用でき、解の安定性の条件が陽解法に比べて大きく緩和され計算時間が短縮できるという利点もある。計算は質量、運動、エネルギーの保存則に特性理論から求めた状態方程式を組み合わせて行った。

連続の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

ここで、 r は半径方向、 y は長手方向を示す。 r 方向および y 方向の運動量の式はそれぞれ次式で与えられる。

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\rho u^2)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho uv)}{\partial y} = -\frac{\partial (P+q)}{\partial r} \quad (14)$$

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho v^2)}{\partial y} = -\frac{\partial (P+q)}{\partial y} \quad (15)$$

エネルギーの式は次式となる。

$$\frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\rho eu)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho ev)}{\partial y} = -(P+q)H \quad (16)$$

$$H = \frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (17)$$

ここで、 u, v はそれぞれ r, y 方向速度成分、 p, ρ, e はそれぞれ圧力、密度、単位質量あたりの内部エネルギーである。 q は人工粘性圧力で次式によって与えら

Table 1 Constants in Mie-Grüneisen equation of state

material	C_0 (m/s)	S	Γ
water	1489	1.786	1.65

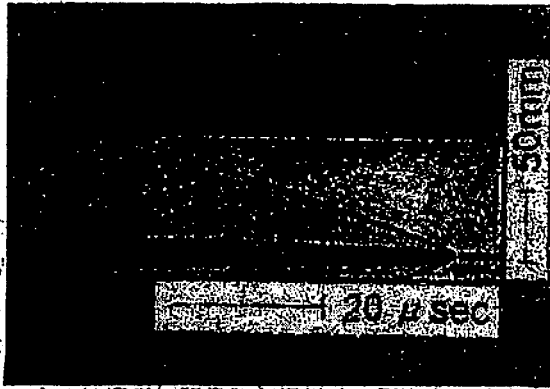


Fig. 4 Streak photographs

れる。

$$q = \lambda_0 \rho_0 A H \min(0, H) \quad (18)$$

ここで λ_0 は任意の定数で、過度の粘性の影響を避けるため0.25以下である。またAは各格子の面積である。水については次式で表されるMie-grüneisenの状態方程式を用いた。

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 \eta}{(1 - S\eta)^2} \left(1 - \frac{\Gamma\eta}{2}\right) + \Gamma\rho_0 e \quad (19)$$

ここに $\eta = 1 - \rho_0/\rho$ である。また C_0 とSおよび Γ はTable 1に示される定数である。計算場は一辺を0.5 mmの格子に分割し、格子数はr方向に540、Y方向に200とした。なお計算はGAIA 275 AXPで行った。代表的な計算では一回あたりの計算時間はおよそ1.5時間であった。

6. 実験および計算結果

Fig. 4に、水中で導爆線を爆ごうさせ、導爆線の半径方向にスリットをきって撮影して得られたストリーク写真の代表例を示す。図中右下の水平な黒い線の部分は未爆ごうの導爆線、その左の白い点は爆ごう波面、さらにその点の上下よりそれぞれ左上と左下に伸びている黒い線の上縁が水中衝撃波の先頭部分のストリークを示す。図中縦方向が距離を、横方向が時間を示している。この写真を画像処理し、水中衝撃波のr方向への伝播距離と時間のデータを得た。それらをnonlinear curve fitting法¹¹⁾により次式のように関数近似した。

Table 2 Curve fitting parameters for the propagation of the underwater shock wave

a_1 (sec)	a_2 (sec)	b_1 (sec ⁻¹)	b_2 (sec ⁻¹)
15.150	1.92	4.711×10^{-3}	0.102

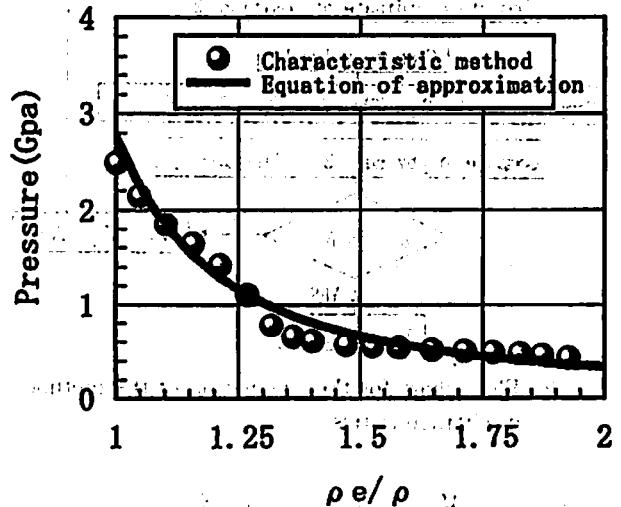


Fig. 5 The relation between the pressure and the density in the product gas

$$\frac{r}{D} = a_1 \{1 - \exp(-b_1 t)\} + a_2 \{1 - \exp(-b_2 t)\} + (C_0/D)t \quad (20)$$

なお a_1 , a_2 , および b_1 , b_2 , はTable 2に示す定数である。

上式をtに関して微分し、tを大きくすると dr/dt は急激に C_0 に漸近する。これは水中衝撃波の速度が時間の経過により音速にまで減衰すると仮定して近似式を決定したことによる。この近似式と爆ごう波が速度Dで伝播することを組み合わせると水中衝撃波の形状を得ることができる⁷⁾。Fig. 5は爆ごう生成ガスの密度と圧力の関係を示す。図中(○)は特性理論から得られた結果を示す。図中の実線は得られた結果をもとに求めた4次近似式の結果を示す。同図から4次近似式は実験結果を比較的良好に予測することがわかる。なお、得られた4次近似式の係数をTable 3に示す。

Table 3 Coefficients of 4th approximate equation for the detonating gas

A_1	A_2	A_3	A_4
-0.5008	3.574	2.02	0.659
A_5	爆速 (m/s)	P_{CJ} (Gpa)	ρ_{CJ} (kg/m ³)
8.69×10^{-3}	6308	11.937	1600

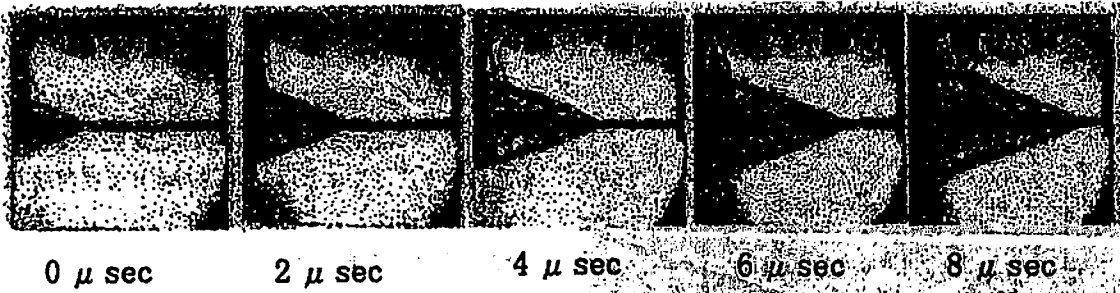


Fig. 6 A series of the framing photographs

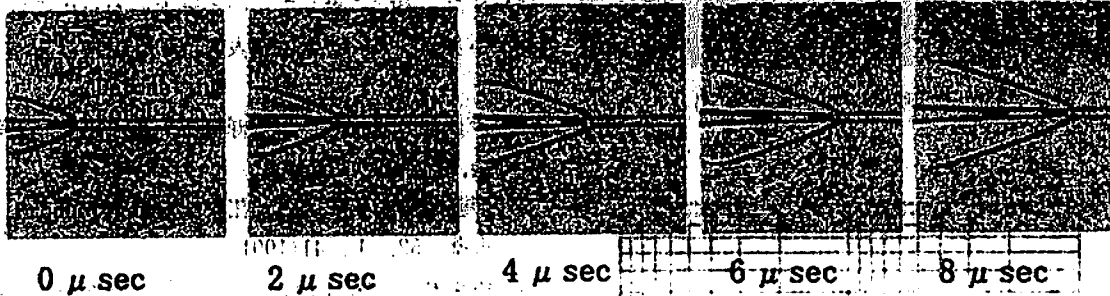


Fig. 7 A series of the numerical results shadowgraphs

$$P^* = \exp(A_1 + A_2 \cdot R + A_3 \cdot R^2 + A_4 \cdot R^3 + A_5 \cdot R^4)$$

$$R = \ln \frac{\rho}{\rho_0}, p^* = \frac{P}{\rho_0 C_0^2}$$

ここに、爆薬の爆ごう生成ガスのChapman-Jouget点における圧力 P_{CJ} と密度 ρ_{CJ} は $P_{CJ} = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1)$, $\rho_{CJ} = \rho_0 (\gamma + 1) / \gamma$ から求めることができる。Table 3は $\gamma = 3$ とした時の値を示している。Fig. 6は水中で導爆線を爆ごうさせ、イメージシバータカメラを用いて得られたフレーミング写真の代表例である。同図は任意の時刻 $\tau = 0 \mu\text{sec}$ から $2 \mu\text{sec}$ 間隔に撮影されたものである。Fig. 7に同時間における数値計算結果をシャドウグラフで表示している。同図は密度の2階微分値をもとに描いたもので、作図の方法は西田¹²⁾らによった。同図より爆ごう波の伝播過程、爆ごう生成ガスの膨張過程、水中衝撃波の伝播過程がわかる。両図の結果より、水中における導爆線の爆ごうによって発生した水中衝撃波はほぼ時間的に定常に伝播することが認められる。また数値計算の結果がフレーミング写真とよく一致することがわかる。導爆線の水中爆ごうによって得られた水中衝撃波の形状、ならびに爆ごう生成ガスと水との界面に関する実験結果と数値計算結果との比較をFig. 8に示す。図中縦軸は半径方向距離、横軸は爆ごう波の先頭から測られた距離を示す。図中実線SWは数値計算で得られた水中衝撃波の形状、破線WBは爆ごう生成ガスと水との界面を示す。(●)は、実験によって得られた水中衝撃波の形状、(▲)は同じく実験によって得られた爆ごう生

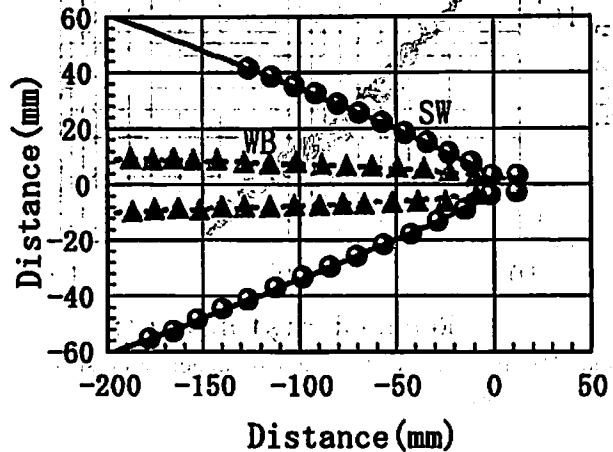


Fig. 8 Configurations of the underwater shock wave and the boundary between the water and the product gas

成ガスと水との界面を示す。水中衝撃波、ならびに界面のいずれについても数値計算結果と実験結果は極めてよく一致することがわかる。Fig. 9は、起爆後 $40 \mu\text{sec}$ の数値計算結果を示している。水中衝撃波SWは半径方向の距離が大きくなるに従って濃淡が薄くなっている。これは水中衝撃波の強さが減衰していることを意味している。また水中衝撃波の形状がわかればその接線角より式(1)を用いて、水中衝撃波の接線方向速度がわかる。これを用いて斜め衝撃波に関する運動量の関係式より、水中衝撃波前後の強さが計算できる。導爆線の得られた結果をFig. 10に示す。図の縦軸は衝撃波前後の圧力比、横軸は爆薬の半径 r_0 で無

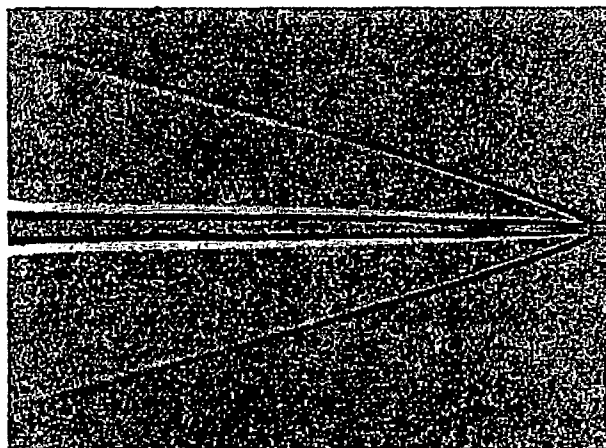


Fig. 9 A computer shadowgraph

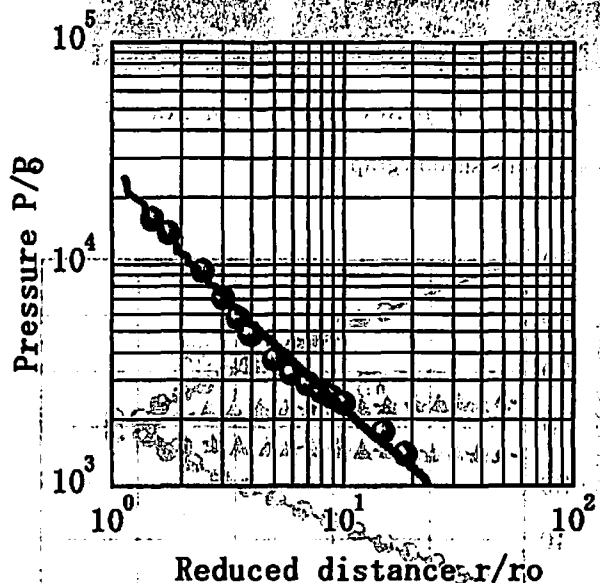


Fig. 10 Pressure distribution of underwater shock wave

次元化した半径方向の距離を示す。図中実線が数値計算結果を示し、(○)が実験結果を示す。数値計算結果と実験結果はよく一致することがわかる。同図より水中衝撃波の強さは、爆薬の界面付近から半径に比してほぼ指数的に減少することがわかり、その指数は約(-1.05)である。

7. 結論

導爆線の水中爆ごう現象ならびに発生した水中衝撃波の基本特性を調べるために、光学的写真観察実験および数値計算を行なった。数値計算に用いた爆ごう生成ガスの状態方程式は特性理論で近似式を求めた。この方法は、ストリーク写真から得られた水中衝撃波形状をnonlinear curve fitting法で関数近似し、この結果に特性理論を適用して、爆ごう生成ガスの膨張過程を予測し状態方程式を求める。この状態方程式を用いて得られた数値計算結果は、水中衝撃波の形状変化な

らびに伝播過程、爆ごう生成ガスの膨張過程で実験結果と極めて良い一致を示した。これは、爆薬の水中爆ごうによって発生した水中衝撃波が爆ごう生成ガスの膨張によって発生する膨張波の影響を強く受けることを意味する。さらに水中衝撃波の強さは、爆薬の界面付近から半径に比してほぼ指数的に減少し、その指数は約(-1.05)であった。

謝 辞

実験は熊本大学工学部附置衝撃エネルギー実験所で行われた。実験に際しては同実験所の石谷氏に負うところが多い。ここに謝意を表す。

文 献

- 1) 伊東繁, 浦原清隆, 長野司郎, 藤田昌大, 火薬学会, 54, 3, 115(1993)
- 2) 宇阪浩男, 藤田昌大, 花崎紘一, 藤中雄三, 工業火薬, 52, 1, 41(1991)
- 3) 伊東繁, 久保田士郎, 長野司郎, 外本和幸, 藤田昌大, 千葉鼎, 機論, 61-588, B(1995), 217-222
- 4) R. H. Cole, Underwater Explosions, (1948), Princeton University Press
- 5) H. M. Sternberg and W. A. Walker, Phys. Fluids, 14-9 (1971), 1869-1878.
- 6) A. A. Amsden, H. M. Ruppel and C. W. Hirt, LA-8095, UC-32(1980).
- 7) 伊東繁, 久保田士郎, 吉良章夫, 長野司郎, 藤田昌大, 火薬学会誌, 55-5(1994), 202-208
- 8) 伊東繁, 吉良章夫, 久保田士郎, 長野司郎, 藤田昌大, 高橋勝彦, 村田健司, 加藤幸夫, 火薬学会誌, 56-5(1995), 181-187.
- 9) 伊東繁, 灘光陽, 吉良章夫, 長野司郎, 藤田昌大, 本田隆志, 機論, 62-601, B(1996), 50-55
- 10) E. Lee, M. Finger and W. Collins, "JWL EQUATION OF STATE COEFFICIENTS FOR HIGH EXPLOSIVES", (1973)
- 11) 伊東繁, 吉良章夫, 灘光陽, 長野司郎, 藤田昌大, 本田隆志, 機論, 63-611, B, 2349-2355 (1997)
- 12) P. Krehl, U. Hornemann and W. Heiling, Shock Tube and Shock Wave Research, (1977), 303-312
- 13) P. R. Berventon, "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences", (1969), 204-246; McGraw Hill, New York
- 14) T. Minota, M. Nishida, M. G. Lee, Shock Wave, Edited by B. Sturtevant, J. E. Shepherd and H. G. Hornung, World Scientific, vol. 1 (1996) 545-550

**An investigation of underwater shock waves generated by
underwater explosion of a detonating cord**

**Part 1. The generation of underwater shock wave and it's
numerical analysis**

by Shigeru ITOH*, Yoh NADAMITSU, Shiro NAGANO*
and Masahiro FUJITA***

In various metalworking processes by utilizing the underwater shock wave generated by means of underwater explosion of explosives, it is necessary to best control the underwater shock wave to meet the different metalworking needs. For a better understanding of the basic characteristics of underwater shock wave, the authors investigated the characteristics of underwater shock wave, which produced by underwater detonation of a detonating cord, by several methods such as the optical photography, numerical analysis and characteristic-line theory. The expansion process of detonation gases was analyzed by employing the characteristic-line theory. Based on this result, the equation of state for the detonation gases of detonating cord could be approximately obtained. The numerical calculations on the change of the configuration as well as the propagation process of underwater shock wave and the expansion process of detonation gases agree with the experimental results quite well. The effectiveness of the characteristic-line theory on the prediction of the expansion of detonation gases as well as the numerical simulation have been demonstrated.

(*Department of Mechanical Engineering and Materials Science, Kumamoto University, 2-39-1 Kurokami, Kumamoto 860, Japan

**Department of Mechanical Engineering, Dai-ichi College of Industry, 1-10-2 Chuo, Kokubu, Kagoshima 899-43, Japan)