

while it does not increase or decrease in a thicker range than 25mm. (4) ϵ varies individually with an additive in the TNT-mixture for the identical velocity. The effective

additives increasing ϵ are FeO, Mg, Al and Fe, especially 10% of FeO is the best. (Defense Academy)

爆薬の爆発による弾性波の発生

名 和 小 太 郎*

1. 序 論

この論文は、爆薬の爆発による弾性波の発生について、その機構を検討することを目的としている。これは、岩石爆破あるいは地震探鉱において、爆薬のより有効な活用をはかるために計画されたものである。

この論文においては、第一に、爆薬エネルギーの弾性波エネルギーへの変換について、第二に、発生弾性波の波形について、理論的・実験的な考察をおこなうことにする。

2. 予備的考察 (これ迄の理論)

ここでは、問題を球状爆源としてかんがえることにする。すなわち、等質・等方の無限弾性体中に、流体のみたされた球形空洞が存在し、空洞内に衝撃的な圧力があたえられる、とするものである。

球状爆源からの弾性波の発生機構については、これ迄に若干の報告がある。しかし、それらの表現はさまざまであるので、ここで、それらを同一の表現にかきあらためることにする。

一般に、圧縮に対して固体のしめす歪一歪力関係は、図1のようになる。このような媒体中に発生する波動は、その波頭圧 P によつて次のような形をとる。

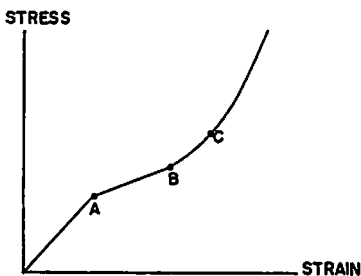


Fig. 1 Strain-Stress Relation for Rock

- (i) $P < P_A$ ならば、弾性波のみが発生する。
- (ii) $P_A < P < P_B$ ならば、弾性波と塑性波とが発生する。
- (iii) $P_B < P < P_C$ ならば、弾性波と塑性波および不安定衝撃波が発生する。
- (iv) $P > P_C$ ならば、安定衝撃波が発生する。

ここで、 P_K は点 K に対する圧力である。

いま、空洞に衝撃的な圧力 P があたえられたとしよう。このとき、空洞周囲に伝播する波動は、その波頭圧の大きさが上にしめしたどの級に属するかにしたがい、それぞれに応じた挙動をしめす。波頭圧は、空洞から外方に伝播するにともない、媒体の粘性による内部摩擦と、波面の幾何学的なひろがりにより、減衰する。したがつて、あたえられた問題を次のように近似しうる。

- (i) $P < P_A$ とかんがえる場合、空洞周囲は弾性波領域となる。この模型は、Kawasumi-Yoshiyama¹⁾, Nishimura-Ohara²⁾, Sharpe³⁾, Duvall⁴⁾, Blake⁵⁾, Hirasawa-Sato⁶⁾ などによつて計算された。
- (ii) $P_A < P < P_B$ とかんがえる場合、空洞周囲は、内側から塑性波領域と弾性波領域になる。この模型は、Aoki⁷⁾ によつて計算された。
- (iii) $P > P_C = P_B = P_A$ とかんがえる場合、空洞周囲は、内側から、衝撃波領域と弾性波領域となる。この模型は、Morris⁸⁾, Peet⁹⁾, Selberg¹⁰⁾ によつて計算されている。
- (iv) $P > P_C = P_B > P_A$ とかんがえる場合、空洞周囲は、内側から、衝撃波領域、塑性波領域および弾性波領域となる。この模型は、Kasahara¹¹⁾ によつて計算されている。

これらの模型のうち、いずれを妥当なものとしてらぶべきかということは、岩石のもつ歪一歪力曲線の形によつてきまる。Chabai¹²⁾ が理論的に計算したところから推測すれば、岩石の歪一歪力曲線は、第三の

昭和39年9月29日受刊

* 旭化成工業(株)技術研究所 (現坂ノ市工場)

衝撃波～弾性波模型のそれに対応するものである。それゆえ、以下、この模型にしたがい、考察をすすめることにする。

3. 衝撃波の挙動

ここでは、衝撃波～弾性波模型における衝撃波領域についてかんがえてみよう。この領域は、これを圧縮性流体がみたされている空洞で近似することができる。なぜならば、この部分に対する歪～歪力関係は、図1に示めたように、流体に対するそれと同一であるからである。それゆえ、この部分に、流体の衝撃波理論を適産することができる。

Kirkwood-Bethe¹³⁾ は、液体中で気体球の爆発がある時、周囲の液体中に球面上に伝播する衝撃波の挙動を、理論的に計算した。これによれば、爆源から十分にはなれた点における圧力波形 p は爆源からの距離が r であり、爆発からの時間が t であるとすれば、

$$p(r, t-t_0) = p(a_0, 0) \xi \frac{a_0}{r} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\theta}\right) \quad (1)$$

である。ただし、 t_0 は衝撃波の距離 r に到達した時刻、 a_0 は気体球の半径、 θ は圧力波形の時定数である。したがって、衝撃波波形は θ と ξ とがあたえられればきまる。

式(1)は、次の条件下で成立する。すなわち、

(i) $r > a_0$

(ii) 運動エンタルピ Ω に対して、

$$\Omega = p/\rho$$

ただし、 ρ は密度、

(iii)

$$\Omega(a, t) = \frac{a_0}{a} \Omega(a_0, 0) \exp\left(-\frac{t}{\theta_0}\right)$$

これらのうち、第一の条件は、ここであつかう固体内衝撃波に対しては、かならずしも成立しない。しかし、考察を、主として定性的な範囲にとどめるかぎり、この条件を厳密にかんがえる必要はないであろう。

まず、 θ についてかんがえてみる。これは、 $r \ll a_0$ の場合、

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \zeta \theta_0 \\ \zeta &= 1 - \frac{2\beta}{c_0^2} \frac{d}{d\tau} \{a\Omega(a, \tau)\} \log \frac{r}{a_0} \\ \tau &= t - \int_{a_0}^r \frac{dr}{a\bar{c}(r, \tau)} \\ \bar{c} &= (\partial r / \partial t)_{r, \Omega = \text{const}} \\ \beta &= (n+1)/4c_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし、 c_0 は音速(添字0は波面前の状態をしめす)、 n は物質できまる常数である。ここで、条件(ii)、

条件(iii)をかんがえれば、

$$\zeta = 1 + \frac{2\beta a_0 p(a_0, 0)}{c_0^2 \theta_0 \rho_0} \log \frac{r}{a_0} \quad (2')$$

となる。式(2')は、 ξ が r/a_0 に関する単調増加函数であることをしめしている。すなわち、衝撃波波形は、伝播するにしたがいその巾を増大する。

次に、 ξ についてかんがえてみる。これは $r > a_0$ の場合、

$$\xi = \left\{ \frac{Kc_0}{a_0 \beta \{ \Omega(a_0, 0) \}^2} \int_0^t a \Omega(a, t) dt \right\}^{1/2} / \left(\log \frac{r}{a_0} \right)^{1/2} \quad (3)$$

であたえられる。ただし、 K は無次元の常数とみなせる量である。ここでも、条件(ii)、条件(iii)および、ふたたび条件(i)をかんがえれば、

$$\xi \approx \left\{ \frac{Kc_0 \rho_0 \theta_0}{\beta p(a_0, 0)} \right\}^{1/2} / \left(\log \frac{r}{a_0} \right)^{1/2} \quad (3')$$

となる。式(3')は、 ξ が r/a_0 に関する単調減少函数であることをしめしている。すなわち、衝撃波波形は、伝播するにしたがいその振巾を減少する。

なお、式(2')および式(3')中の θ_0 は、境界面において圧力と粒子速度が連続であるという条件から、

$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &= a_0 \bar{\theta}_0 \\ \bar{\theta}_0 &= \frac{\omega_l(0)}{\rho_0(0)c_0(0)c_l(0)u(0)} \\ &= \frac{\rho_l(0)c_l(0) + \rho_0(0)c_0(0)}{c_l(0)J_l(0) + c_0(0)J_0(0)} \\ J_l &= \frac{1}{c_l u} \left\{ \frac{c_l - u}{c_l + u} \omega_l - \frac{3}{2} u^2 + \frac{u^3}{c_l - u} \right\} \\ J_0 &= \frac{1}{c_0 u} \left\{ -\frac{c_0 - u}{c_0 + u} \omega_0 + \frac{3}{2} u^2 - \frac{u^3}{c_0 + u} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

となる。ここで、 u は粒子速度、 ω はエンタルピである。なお、添字 l は液体に対する量、添字 0 は気体に対する量をしめす。

いま、衝撃波領域の外側境界面に対する爆心からの距離を a^* とすれば、この点における圧力波形は、式(2')および式(3')において、 $r = a^*$ とおくことにより、もとめられる。すなわち、式(2')および式(3')は、衝撃波領域の内側境界面における圧力波形から、その外側境界面における圧力波形をみちびく、変換式とみることができる。

ここで、衝撃波領域の半径 a^* をもとめてみよう。 a^* においては、衝撃波の最大圧力 p_m が、媒体の弾性限界に対する強度 σ_m にひとしくなる。すなわち、

$$p_m = \sigma_m \quad (5)$$

となる。一方、 p_m は式 (1) によれば、

$$p_m = p\{a^*, t(a^*)\}$$

であるから、式 (3') をかんがえあわせれば、

$$p_m = \frac{\{Kc_0\bar{\rho}_0\bar{p}(a_0, 0)/\beta\}^{1/2}}{(a^*/a_0)\{\log(a^*/a_0)\}^{1/2}} \quad (6)$$

という関係がえられる。さらに装薬量を C とすれば、

$$a_0 = (3C/4\pi\rho_0)^{1/3} \quad (7)$$

であるから、式 (6) において $\{\log(a^*/a_0)\}^{1/2}$ を a^*/a_0 に対し常数とみなせば、

$$\left. \begin{aligned} a^* &\approx C^{3/2} \{K'\bar{\theta}_0\bar{p}(a_0, 0)/\beta'\}^{1/2} / \sigma_m \\ K' &= K(3\rho_0/4\pi)^{1/3} / \{\log(a^*/a_0)\}^{1/2} \\ \beta' &= \beta/c_0^2 = (n+1)/4c_0^3 \end{aligned} \right\} \quad (6')$$

という結果がみちびかれる。

式 (6') における \bar{p} と $\bar{\theta}_0$ とは、気体球と液状媒体との相互作用によりきまる。次に、これらの量をインピーダンス法によつて決定しよう。この方式を使用したものとしては、既に、Hikita¹⁴⁾、Ito et al.¹⁵⁾ の報告などがあるが、その後、固体の状態方程式に関する情報が増加しているの、あらためてかんがえることにする。

インピーダンス法とは、衝撃波が2つの媒体の境界に入射する場合、波面入射後の境界面における圧力 p と粒子速度 u との連続条件の下で、問題を処理する手段である。このため、作業は $p-u$ 面上でなされる。それゆえ、 $p-u$ 面上に Hugoniot 曲線をひく必要がある。これは、Rieman の2つの式、Rankine-Hugoniot の式および状態方程式を、Chapman-Jouguet の条件下でとけば、えられる。

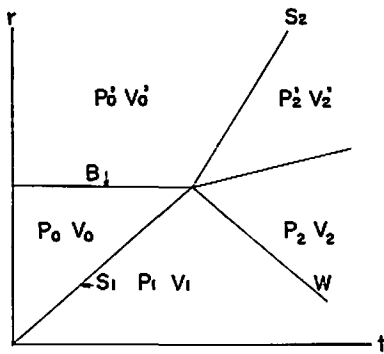


Fig. 2 Propagation of Shocks into Rock

いま、図2にしめすように、媒体I(ここでは爆薬)と媒体II(ここでは岩石)との境界面に衝撃波 S_1 が

入射し、媒体Iに反射衝撃波 W が、媒体IIに透過衝撃波 S_2 が発生したとしよう。この時、 W に対する Rieman の式は、

$$\left. \begin{aligned} D_2 &= v_1(p_2 - p_1)/(u_1 - u_2) \\ u_1 - u_2 &= \sqrt{(p_2 - p_0)(v_0' - v_2')} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

であり、 S_2 に対するそれは

$$\left. \begin{aligned} D_1' &= v_0' p_2 / u_2 \\ u_2 &= \sqrt{(p_2 - p_1)(v_1 - v_2)} \end{aligned} \right\} \quad (8')$$

である。ただし、 D は波面の伝播速度、 $v = 1/\rho$ であり、添字は図2にしめすとおりである。これらの2組の式から、前述の手法により、 $p-u$ 面上に Hugoniot 曲線をもとめれば、その交点が境界面における状態をしめすことになる。

まず、媒体I、すなわち爆薬に対する Hugoniot 曲線をもとめてみよう。このために、Kihara-Hikita¹⁶⁾ がその状態方程式からみちびいた結果を代表的なものについて引用すると、図3のようになる。次に、媒体II、すなわち岩石の Hugoniot 曲線をもとめる。このために、Chabai¹²⁾ の理論的結果を代表的なものについて引用すると、図3にかさねてしめたようになる。

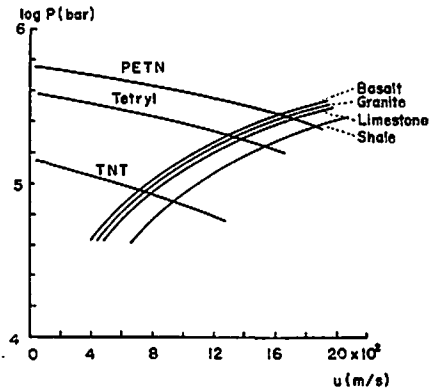


Fig. 3 Hugoniot Curves for Rocks and Explosives

図3における2種類の Hugoniot 曲線の交点が、もとめる状態をしめすことになる。式 (6') 中の $\bar{p}(a_0, 0)$ はこのようにしてきめられる。

次に $\bar{\theta}_0$ を計算しよう。このためには、式 (4) 中の諸量をもとめる必要がある。

まず、爆薬気体について、上の量を計算しよう。この場合、図3における p_1 、 v_1 として、静的な爆薬気体中のそれらをとることにする。また、この計算では、Abel-Noble の状態方程式

$$p = f/(v-b) \quad (9)$$

をつかうことにする。ただし、 f は比エネルギー、 b はコポリウムである。 b としては、Roth¹⁷⁾ にしたが
い、

$$\left. \begin{aligned} b &= 1.3 / (1.26 + 1.33\rho_0) \\ \rho_0 &= 1.204 + 0.2 \end{aligned} \right\} (9')$$

なる値をいれる。ただし、常数係数は Brinley-Wilson¹⁸⁾ 式と一致するようにかえた。ここで、 d は爆薬の比重、 ρ_0 は爆発気体の比重をしめす。式(9)が成立すれば、内部エネルギー e は、

$$e = p(v-b) / (\gamma-1) \quad (10)$$

となる。ここで、 γ は比熱比である。したがって、Hugoniot 式は、近似的に、

$$\left. \begin{aligned} p(v-\mu^2 v_0) - p_0(v_0 - \mu^2 v) &= (1-\mu^2)(p-p_0)b \\ \mu^2 &= (\gamma-1) / (\gamma+1) \end{aligned} \right\} (11)$$

となる。それゆえ、Hugoniot 条件下では、 v は式(11)から、 c と ω は定義と式(10)とから、次のように計算される。

$$v^2 = \{ (1-\mu^2)(p-p_0)b + (p_0 + p\mu^2)v_0 \} / (p + p_0\mu^2) \quad (12)$$

$$c^2 = \gamma p_0 v^2 (v_0 - b) / (v - b) \gamma^{*+1} \quad (13)$$

$$\omega = (p - p_0) \{ (v_0 + v) / 2 - b \} \quad (14)$$

ただし、 $v_0 = 1/\rho_0$ である。数値計算にあたっては、Jones¹⁹⁾ にしたがひ、 $\gamma = 1.25$ すなわち $\mu^2 = 0.11$ とする。

次に岩石に対する諸量を計算しよう。ここでは、衝撃圧縮のかわりに断熱圧縮をかながえて、問題を単純化する。このために生ずる ω の誤差は、Cole²⁰⁾ によれば、式(15)により 2×10^{11} dyne/cm² の水中衝撃波を計算した場合、5% 以下である。岩石の Hugoniot 式としては

$$p = \rho_0 c_0^2 \{ (\rho/\rho_0)^n - 1 \} / n \quad (15)$$

をつかう。ただし、 n は常数である。この式は、Cole²⁰⁾ が高圧下の水に対して、また、Cook²¹⁾ が高圧下の金属に対して、それぞれ提出した式と同型である。さて、断熱条件下においては、 ρ は式(15)から、 c と ω とはさらに定義と式(15)から、

$$\rho = \rho_0 \{ (np/\rho_0 c_0^2) + 1 \}^{1/n} \quad (16)$$

$$c^2 = c_0^2 (\rho/\rho_0)^{n-1} \quad (17)$$

$$\omega = c_0^2 \{ (\rho/\rho_0)^{n-1} - 1 \} / (n-1) \quad (18)$$

として、計算される。

以上の諸量から式(4)の $\bar{\theta}_0$ がきまり、それゆえ、式(6)により、 a^* が常数 K' をのぞいて、最終的に

きまる。ここで特定の岩石をとり、これを基準とすると、式(6')から、

$$\left. \begin{aligned} g(\bar{\theta}_0, p) &\equiv \{ \bar{\theta}_0 \cdot p(a_0, 0) \}^{1/2} \\ &= \sigma_m \beta^{1/2} a^* / C^{1/2} K'^{1/2} \end{aligned} \right\} (19)$$

は、爆薬の特性のみにより表示される量となる。この量は破壊領域の半径を相対値でしめす。すなわち、 g をもつて一種の猛度とみることができる。

以下、具体的な例について g を計算してみよう。標準的な岩石としては、花崗岩をえらぶことにする。この特性は、Blair²²⁾ にしたがひつて、 $\rho_0 = 2.7$ 、 $c_0 = 2.7$ 、 $c_0 = 3.9 \times 10^5$ cm/s とする。対象となる爆薬には、PETN、テトリル、TNT をえらぶ。その特性は表1のとおりとする。

表 1

		PETN	テトリル	TNT
f	dyne-cm/g	1.5×10^{10}	9.8×10^9	8.1×10^9
d	g/cm ³	1.6	1.4	1.0
b	cm ³ /g	3.6×10^{-1}	3.8×10^{-1}	4.4×10^{-1}
D_1	cm/s	5.5×10^5	5.7×10^5	4.3×10^5

計算結果を表2にしめす。

表 2

		PETN	テトリル	TNT
$\bar{\theta}_0$	—	1.5×10^{-5}	1.9×10^{-5}	2.1×10^{-5}
$p_2(a_0, 0)$	dyne/cm ²	2.5×10^{11}	1.9×10^{11}	8.3×10^{10}
g	—	2.5×10^3	1.9×10^3	1.3×10^3
n	—	4.2	4.2	4.3

上表中 n の値は、式(15)を Chabai²³⁾ の結果と対応させることによりえられた。 n は水に対して 7²⁰⁾、金属に対して 2²¹⁾ であるから、岩石に対する上の値は妥当なものといえよう。

g がきまると、式(19) すなわち式(6') によつて a^* がきまり、したがつて、式(2)により、 a^* における圧力波形が $\theta = \theta^*$ としてきまる。それゆえ、 a^* 、 θ_0^* をあらためて空洞半径、時定数とかがえれば、ここであつかつた衝撃波~弾性波模型を前章にのべた弾性波模型に還元できる。

一般に、爆源からおくりだされる弾性波の振巾は、弾性波模型でかがえれば、後述するように、空洞半径によつて決定される。したがつて、式(19)をかながえれば、変位振巾は、装薬量および媒体の特性がひとしければ、爆薬の特性 g によつてきまる。

4. 弾性波の発生

ここでは、球状空洞からおくりだされる弾性波形を

計算する。前章にのべたように、衝撃波～弾性波模型は弾性波模型に還元できる。したがって、以下、弾性波模型をあつかうことにする。

ここで、あらためて、

$$a^* \rightarrow a$$

$$p(a^*, t - t_{a^*}) \rightarrow p(t) \quad \text{したがって} \quad p_m(a^*, 0) \rightarrow p_0$$

$$t \rightarrow t - (r - a)/c$$

と表記する。また、空洞周囲の媒体に対する Lamé の常数を、 λ, μ とする。

弾性波模型に対しては、Kawasumi-Yoshimura,¹⁾ Nishimura-Ohara²⁾, Sharpe³⁾, Duvall⁴⁾, Blake⁵⁾, Hirasawa-Sato⁶⁾ などにより、さまざまな $p(t)$ について、変位波形 $u(t)$ がもとめられている。ここでは、前章の結果にあわせるために、

$$p(t) = \begin{cases} 0 & , t < 0 \\ p_0 \exp(-\alpha t) & , t \geq 0 \end{cases} \quad (20)$$

なる条件下で、問題をあつかうことにする。ただし、 α は常数である。

一般に、変位には、変位ポテンシャル ψ から、次のようにみちびかれる。

$$u = \partial\psi/\partial r \quad (21)$$

したがって、まず変位ポテンシャルを計算する。

さて、空洞内壁における境界条件は、

$$p(t) = -(\lambda + 2\mu)(\partial u/\partial r)_{r=a} - 2\lambda(u/r)_{r=a} \quad (22)$$

である。 $\psi(t)$ をもとめるには、式 (22) を、周波数領域に Fourier 変換し、その式を複素積分すればよい。この計算は Blake⁵⁾ がおこなっているので、その結果を引用すると次のようになる。

$$\psi(t) = \frac{p_0 a / \rho r}{\omega_0^2 + (\alpha_0 - \alpha)^2} \left[-\exp(-\alpha t) + \exp(-\alpha_0 t) \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha_0 - \alpha}{\omega_0} \right)^2 \right\}^{1/2} \cos \left(\omega_0 t - \tan^{-1} \frac{\alpha_0 - \alpha}{\omega_0} \right) \right] \quad (23)$$

$$\omega_0 = (2c_0/a) \sqrt{\mu(\lambda + \mu)/(\lambda + 2\mu)}$$

$$\alpha_0 = (2c_0/a)\mu/(\lambda + 2\mu)$$

したがって、 $u(t)$ は振動項のみかんがえれば、

$$u(t) = \frac{p_0 a}{\rho \omega_0 r} \left\{ \omega_0^2 + (\alpha_0 - \alpha)^2 \right\}^{-1/2} \left\{ \frac{\omega_0^2 + \alpha_0^2}{c_0^2} + \frac{2\alpha_0}{c_0 r} + \frac{1}{r^2} \right\}^{1/2} \times \exp(-\alpha_0 t) \sin \left\{ \omega_0 t + \tan^{-1} \frac{\alpha_0 r - c_0}{\omega_0 r} \right\} \quad (24)$$

となる。ここで

$$\lambda = \mu$$

とすれば、

$$\omega_0 = 2\sqrt{2}c_0/3a$$

$$\alpha_0 = 2c_0/3a \quad \left. \right\} (25)$$

であるから、

$$u(t) = \frac{3p_0 a^2}{2\sqrt{2}c_0 \rho r} \{3\alpha_0^2 - 2\alpha_0\alpha + \alpha^2\}^{-1/2} \left\{ \frac{4}{3a^2} + \frac{4}{3ar} + \frac{1}{r^2} \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{2c_0 t}{3a}\right) \sin \left[\frac{2\sqrt{2}c_0 t}{3a} + \tan^{-1} \frac{2r - 3a}{2\sqrt{2}r} \right] \quad (26)$$

となる。ここで、 $r > a$ の場合をかんがえると、(…)^{1/2} 中の $1/a^2$ の項がのこり、

$$u_{\max} \propto (a/c_0 r) (3\alpha_0^2 - 2\alpha_0\alpha + \alpha^2)^{-1/2} \quad (26')$$

となる。したがって $\alpha \leq \alpha_0$ ならば、

$$u_{\max} \propto a^2/c_0^2 r \quad (26'')$$

また、 $\alpha > \alpha_0$ ならば、

$$u_{\max} \propto a/\alpha c_0 r \quad (26''')$$

となる。すなわち、圧力波形が階段函数型の場合は、変位は空洞半径の 2 乗に比例し、圧力波形が δ 函数型の場合は、変位は空洞半径の 1 乗に比例する。

一方、式 (19) によれば、

$$a \propto C^{1/2} \cdot g(\theta_0, p)$$

であるから、変位振巾は、第一に爆薬の特性 g により、第二に装薬量 C によつて、変動することがわかる。それゆえ、爆破により発生する震動を制御するためには、これらの量を制御すればよい。

5. 爆薬の効果 (実験 1)

爆薬の特性と発生弾性波の振巾との関係については、これ迄に、次のような実験的報告が提出されている。

爆速の影響については、Dobyns²³⁾ が高爆速の場合に震動が大になるとしているのに反し、Ito et al.,²⁴⁾ Shimomura et al.,²⁵⁾ Taylor et al.,²⁶⁾ Theonen et al.²⁷⁾ などは、爆速の震動に対する有意の効果をもとめていない。

鉛柱試験値との相関については、Richard et al.²⁸⁾ がこの値がたかい場合に震動が大きくなると主張している。

爆圧の影響については、Atchison et al.,²⁹⁾ Duvall et al.³⁰⁾ Nicholls et al.,³¹⁾ が高爆圧の場合に震動が大きいと報告している。

爆薬の比重と爆速の積、すなわち爆薬インピーダンスの効果については、Atchison et al.,³²⁾ Nicholls

et al.³¹⁾ が、この値が岩石の音響インピーダンスにち
 かいほど震動が大きくなる、と報告している。

以上の諸報告は、爆源から遠距離の点で測定された
 実験であるか、または、爆源にはちかいが自由面近傍
 で測定された実験であるか、そのいずれかである。前
 者の場合は観測波形が媒体の影響を受けているはずで
 あるし、後者の場合はそれが自由面からの反射波でみ
 だされているはずである。したがって、震動自体によ
 る効果を抽出するためには、震動近傍で直接波をとら
 える必要がある。このために、あらためて実験がおこ
 なわれた。

この実験は、石油資源開発(株)により実施されたも
 のである。(ただし、測定と解析とは筆者が担当し
 た。) 実験は、1959年2月～3月に、千葉県山武郡九
 十九里町の農地において実施された。

実験は、平坦な地形をもつ地域においておこなわれ
 た。地下の浅層構造に関しては、地震探査すなわち爆
 破孔のアップホール走時および小測線の屈折走時か
 ら、100m以浅の層が等質・等方であり、約1,700m/
 sの速度をもつことをしつた。作孔資料によれば、地
 質は深度20mまでは砂であり、それ以深は粘土であ
 った。ただし、この地質境界面の上下で弾性波速度の
 相違をみとめることはできなかつた。

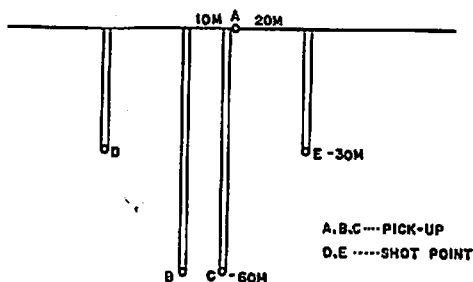


Fig. 4 Experimental Arrangement

爆破点と測定点との相互関係は、図4のとおりであ
 る。爆破点と測定点との間隔は、受震器がふれすぎて
 機械的に飽和しないこと、爆破により測定孔の破壊し
 ないこと、および、自由面からの反射波が初動にかさ
 ならないこと、この3点を保証するだけへだてられた。
 タンピングには堀削泥水をそのまま利用した。爆破孔
 の径は9cmであつた。

使用した爆薬は、表3に示すとおりであつた。は
 じめの3種類は爆速ひとしく比エネルギーのこなるも
 の、次の3種は比エネルギーひとしく爆速のこなるも
 の、最後の2種は一般に使用されているものである。
 爆薬は1葉包あたり2.25kgであり、1爆破に1葉
 包づつ消費した。起爆には地震探査用8号電気雷管を

表 3

種類	性 状	比重	爆 速 (D)	比エネルギー (f) l-kg/cm ²
A	硝安爆薬	0.99	4,200m/s	9,700
T	TNT	0.92	4,200	8,080
U	膠質ダイナマイト	1.53	4,300	5,300
S-Sa	膠質ダイトマイト	1.51	6,700	8,050
SD	粉状ダイナマイト	0.95	3,000	8,050
SS	無煙火薬	0.75	4,100	8,060
K	膠質ダイナマイト	1.37	7,000	10,560
Sa	膠質ダイナマイト	1.46	5,500	7,680

使用した。

なお、タンピングに泥水を使用したため、葉包に耐
 水圧性をもたせなければならなかつた。このため径
 5cmの塩化ビニール筒を容器として利用した。計算
 によれば、この筒は16kg/cm²でつぶれを生ずる。
 現場試験によれば、粉状爆薬を装填したこの筒は、10
 気圧の水圧を3時間かけた後でも、その爆発をさまた
 げるほど変形しなかつた。この事実は、使用爆薬の耐
 水圧性を保証するものである。実験にあつては、爆
 発の確認のために、葉包の上端と下端とに導電回路を
 まきつけ、その切断を電磁オッシロで記録した。この
 結果によれば、爆薬はすべて完爆した。

測定器には、ピックアップとしてETL製のEVS-
 4型受震器(固有振動数:7.5c/s,出力:粒子速度の
 上下成分)を、記録器としてSSC製の電磁オッシロ
 とYEW製の電磁オッシロを、使用した。

実験にあつては、1種類の爆薬に対して2爆破孔
 が使用され、1爆破孔において数回の爆破がくりかえ
 され、1爆破に対して2個の記録がえられた。ピック
 アップの設置条件による結果のばらつきをさけるため
 に、同一測定孔をはさむ左右の爆破孔において、たが
 いにこなる爆薬が使用された。

実験記録を整理すると、くりかえし爆破に対する測
 定値は、爆薬孔の疲労効果によつて、ばらつしてい
 る。それゆゑ、以下、第1回の爆破に対する測定値
 のみを解析する。このような測定値は、各爆薬に対し
 て4個ある(爆破孔数2×ピックアップ数2)。いま、
 この平均値を相対値でしめすと、表4のようになる。

表 4

爆薬	A	T	U	S-Sa	SD	SS	K	Sa
率巾	0.99	0.96	0.66	0.98	0.82	0.89	1.00	0.67

表4の結果を爆薬の特性と比較し、相互の順序相関
 係数 r_{ij} をとると、表5のようになる。

表 5

爆薬の特性	爆速	比エネルギー	猛度
Y_1	0.39	0.86	0.71

ここで、猛度 B は、

$$B = fD$$

として計算した。この場合、猛度の因子として爆薬の比重をかながえなかつたのは、タンピングが水であり、したがって、爆薬の密閉効果が小さかつたためである。 Y_1 に対しては、試料数 8 の場合、

$$P_r(Y_1 > 0.64) = 0.05$$

であるから、「振巾との間に相関はない」という帰無仮設を 5% の危険率で棄却できるのは、比エネルギーと猛度である。

まず、振巾と比エネルギーとの相関についてかながえてみよう。比エネルギーを増減させることは装薬量を増減させることと物理的内容は同一であり、したがって、この結果は当然である。

次に、振巾と猛度との相関についてかながえてみる。ここにしめした猛度は、その定義から、単位爆薬量が単位時間に解放するエネルギーである。したがって、この量は爆薬の動的効果を表示するものであり、それゆえ、前述した θ と、正確には同一ではないにしても、同種の内容をもつものとかがえられる。

なお、筆者が前述の Richard et al.²⁸⁾ の結果を再整理したところ、振巾と猛度との相関について、これを 5% の危険率で確認することができた。

この結論は、爆破震動の振巾が爆薬の特性により変動するものであることをしめす。

6. 爆薬量の効果 (実験 2)

既にのべたように、爆破震動の振巾は爆薬量によっても変動する。この点については、これ迄にも表 6 にしめすような報告がある。(表 6 では $u \propto C^m$ として m の値をしめしてある。) しかし、この場合も、あらたに実験が計画された。

実験は前章にしめたものと同時になされた。したがって、実験の諸条件は次にしめす以外は前述のとおりである。

爆破孔と測定孔との相互関係は図 4 のとおりである。(ただし、測定孔は爆破孔から 30m の位置にあるもの 1 孔のみが利用された。)

実験に際しては、爆薬は 2 種、1 種の爆薬に対して爆破孔は 4 本、1 本の爆破孔において爆破回数は 3、1 回の爆破において記録は 1 個えられた。

えられた薬種は、表 3 における SD および $S-Sa$

表 6

報告書	m	爆薬量	測定量
Blair et al. ²⁴⁾	0.68	? - 45 kg	粒子速度
Gaskell ²⁵⁾	1.18	9 - 90	"
Habberjam et al. ²⁶⁾	0.88	? - 100	変位
Hagedoorn ²⁷⁾	0.5 - 1.00	0.04 - 0.6	粒子速度
Hatanaka ²⁸⁾	0.66	?	変位
Ito et al. ²⁴⁾	0.4 - 0.5	0.2 - 1.0	"
Lampson ²⁹⁾	1.0	?	圧力
"	1.3	?	"
Morris ⁴⁰⁾	0.5	0.2 - 0.4	変位
"	0.5	0.1 - 4.5	"
Murphey ⁴¹⁾	0.83	90 - 450	粒子速度
Nicholls ³¹⁾	0.42	9 - 180	"
O'Brien ⁴²⁾	1.04	1 - 45	"
"	0.92	9 - 140	"
"	1.34	20 - 140	"
Peet ³⁾	0.66 - 1.33	4 - 1,000	圧力/時間
Ricker ⁴³⁾	0.83	?	粒子速度
Rixman ⁴⁴⁾	0.5	? - 3	変位
Theonen et al. ²⁷⁾	0.5	9 - 90	"
"	0.66	450 - 4,500	"
本論文	0.66	0.1 - 4.5	粒子速度

であつた。

薬量は、2.25 kg を単位として、1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2 と変化した。同一爆破孔における爆破は、薬量 C に対して、 $C \rightarrow 2C \rightarrow C$ というような順序で、3~4 回くりかえされた。これは、爆破孔に疲労が生じた場合に、これを検出するためであつた。

測定結果の例を図 5 にしめす。振巾としては初動振巾をとり、これを相対値でしめた。同一種の線でもすばれた値が同一の爆破孔でえられたものであり、矢印の順に測定がなされた。

図 5 によれば、第 2 回以後の爆破に対する測定値は、爆破孔の疲労のためやや大きな値をしめしている

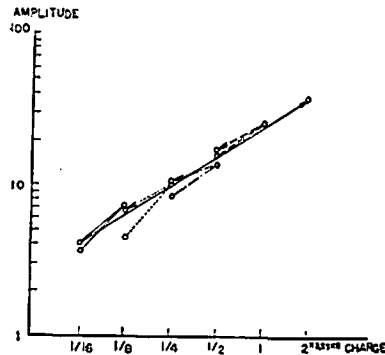


Fig. 5 Charge-Amplitude Relation

が、これは、一般的な傾向をみだすほどのものではない。それゆえ、これらを一括して、 k , m を常数とし、

$$u = kC^n$$

の形に近似すると、 SD に対して $m=0.66$, $S-Sa$ に対して $m=0.64$ なる値をうる。この結果は、薬種に関係なく $m=2/3$ なる値をもつことを推定させる。したがって、前述の理論的考察と比較すると、この場合、圧力波形は階段型とみられる。

ここで、分散装薬の場合について注意しておく。このとき、合成震動の振巾 u_d は、分割数を n , i 段目の装薬量を C_i とすれば

$$u_d = \sum_{i=1}^n kC_i^m$$

となる。したがって、集中装薬に対する振巾 u_c に対して、

$$m \geq 1 \text{ ならば } u_d \leq u_c$$

$$m \leq 1 \text{ " } u_d \geq u_c$$

となる。

7. 要 約

1) 爆破による弾性波の挙動は、爆源周囲の衝撃波領域を、流体のつまつた球形空洞と近似することで計算でき、2) 爆破震動の振巾は、実験的には、爆薬の比エネルギーおよび猛度とよい相関をもち、爆薬量の $2/3$ 乗に比例する。

謝 辞

この報告は、西村源六郎教授、疋田強教授、河角広教授、吉山良一教授、下村弥太郎教授に閲読をたまわった。ここに感謝の意を表する。また、この報告は旭化成工業株式会社と石油資源開発株式会社の支持によるところが大きい。ここに感謝したい。

文 献

- 1) H. Kawasumi and Yoshiyama, Bull. Earthq. Res. Inst., 13, 496, (1935)
- 2) 西村源太郎・太原正, 火兵誌, 32, 140, (1938)
- 3) J. A. Sharpe, Geophys., 7, 144, 311, (1942)
- 4) W. I. Duvall, Geophys., 18, 310, (1953)
- 5) F. G. Blake, Jour. Acoust. Soc. Am., 24, 211, (1952)
- 6) 平沢朋郎・佐藤良輪, 地震, II, 16, 52, 66, (1963)
- 7) 青木治三, 地震, II, 14, 113, (1961)
- 8) G. Morris, Geophys., 15, 61, (1950)
- 9) W. E. Peet, Geophys. Prosp., 8, 509, (1960)
- 10) H. L. Selberg, Ark. Fys., 22, 559, (1962)
- 11) K. Kasahara, Bull. Earthq. Res. Inst., 35, 473, (1957)
- 12) A. J. Chabai, Proc. 5th Symposium on Rock Mechanics, 347, (1962)
- 13) J. G. Kirkwood and H. A. Beth, 文献 20) に引用。
- 14) 疋田強, 工火誌, 10, 250, (1954)
- 15) 伊藤一郎・佐々宏一, 日鉱誌, 76, 904, (1960)
- 16) 疋田強, 工火誌, 13, 3, 77, 221, (1957)
- 17) Roth, 文献 16) に引用。
- 18) S. R. Jr. Brinkley and E. B. Jr. Wilson, 文献 20) に引用。
- 19) H. Jones, 文献 20) に引用。
- 20) R. H. Cole, Underwater Explosion, Princeton, (1947)
- 21) R. B. Clay, M. A. Cook and R. T. Keyes, Proc. International Symposium on Rock Mechanics, 681, (1962)
- 22) B. E. Blair, USBM-Rep. Inv., 5130, (1955); 5244, (1956)
- 23) D. R. Dobyns, Geophys., 12, 618, (1947)
- 24) 伊藤一郎・村田勉・清水遠英, 日鉱誌, 69, 285, (1958)
- 25) 下村弥太郎・山口梅太郎, 日鉱誌, 69, 277, (1958)
- 26) J. Taylor, G. Morris and T. C. Richards, Geophys., 11, 390, (1946)
- 27) J. R. Theonen and S. L. Windes, USBM-Bull., 442, (1942)
- 28) H. Richard and M. Picuchot, Geophys. Prosp., 4, 167, (1956)
- 29) T. C. Atchison and W. E. Tournay, USBM-Rep. Inv., 5509, (1959)
- 30) W. I. Duvall and B. Petkof, USBM-Rep. Inv., 5483, (1959)
- 31) H. R. Nicholls and W. I. Duvall, USBM-Rep. Inv., 6041, (1962)
- 32) D. E. Fogelson, W. I. Duvall and T. C. Atchison, USBM-Rep. Inv., 5514, (1959)
- 33) T. C. Atchison and J. Roth, USBM-Rep. Inv., 5797, (1961)
- 34) B. E. Blair and W. I. Duvall, USBM-Rep. Inv., 5073, (1954)
- 35) T. F. Gaskell, Geophys. Prosp., 4, 86, (1956)
- 36) G. M. Habberjam and J. T. Whetton, Geophys., 17, 116, (1952)
- 37) Hagedoorn 文献 9) に引用。
- 38) 畑中元弘, 岩盤力学に関するシンポジウム講演概要, 2, 56, (1963)
- 39) C. W. Lampson, NDVC Rep. A-479, (1946)

- 40) G. Morris, *Engineering*, 190, 394, 414, (1950)
 41) B. F. Murphey, *Journ. Geophys. Res.*, 66, 947, (1962)
 42) P. N. S. O'Brien, *Geophys. Journ. Roy.*

- Astron. Soc.*, 3, 29, (1960)
 43) N. Ricker, *Geophys.*, 18, 10, (1953)
 44) F. Rixman, 文献 36) に引用。

The Mechanism of the Generation of Elastic Waves by Explosives

by K. Nawa

The present paper deals with the mechanism of the generation of elastic waves by explosives. Results of this paper are as follows:

- 1) The amplitude of elastic wave is theoretically determined as

$$u \propto C^{2/3} g^2$$

where u is amplitude, C is charge weight and g is a function of characteristics for

explosives and rocks.

- 2) The amplitude is experimentally correlated with the specific energy and/or the brisance of explosives.
 3) The amplitude is experimentally proportional to the 2/3th power of the charge weight of explosives.

(Asahi Chemical Industry Co. Ltd.)

起爆薬類の反応性 (第7報)

機械的な作用に対する起爆薬の感度

山 元 一 元*

1. 緒 論

火薬類の衝撃や、摩擦に対する感度は、実用上も、爆発機構を研究する上からも重要な意義を有する。古くから、火薬類の衝撃、摩擦感度を測定する方法が考案され、適正利用や安全操業に多大の貢献をしているが、火薬類の挙動を完全に予測することは、いまだに不可能である。

起爆薬の反応は、摩擦化学と云われているように、機械的な作用によつて、隣接した分子が急激に触れあつたり、結晶に亀裂を生じて変形する場合にも、爆発を生起する。一般に、起爆薬の活性化エネルギーは、数 +kcal の値であるから、軽微なエネルギーによつても、容易に爆発させることができる。

反応の生起を熱によるものとすれば、機械的なエネルギーが熱に変換されて、これが部分的に集中して、

ホットスポットを生成するとした Bowden¹⁾ の理論が一般的である。

ホットスポットの生成は、含有気泡の断熱圧縮、起爆薬表面及び、混入粒子相互の摩擦、結晶相互の摩擦などによることも確められている。

本報では、従来行なわれている落槌試験機と、摺動板方式による摩擦試験機によつて、起爆薬類の感度を測定した。

落槌試験は、Will²⁾, Lenz³⁾, Kast⁴⁾ によつて用いられた試験機と同じ様式のもが現在でも使用されているが、種々な要因によつて、パラツキの大きい結果が出る。このため、エネルギーの伝達機構を究明し、再現性のある結果を得ようとする試みがなされており Ubbelohde⁵⁾ は、落槌の落下速度と爆発率の関係を求め、Taylor, Weale⁶⁾ は落槌重量を変化させて臨界発火落高を求めた。

このほか、Hollies, Legge⁷⁾ は運動エネルギーを加

昭和39年10月29日受理

* 旭化成火薬技術部 延岡市長浜町雷管工場気付