

## スラリー爆薬に関する研究（第1報）

——急激な圧縮膨脹をくりかえす気泡背後の  
熱伝導による温度変化——

花崎絃一\*寺田半\*

スラリー爆薬の起爆機構を解明するためには、その内部に多く含まれている気泡の挙動を調べなければならない。

本論文では、気泡の圧縮や膨脹に伴う空気の温度変化がそのまわりの反応物質にどのような影響を与えるかを計算する数値モデルを考案し、いくつかのシミュレーションを行なった。その結果、スラリー爆薬の特異な性質をかなりよく説明できることがわかった。

## 1. 緒言

近年、鉱山や土木工事における発破作業にスラリー爆薬が使用される場合が多くなっている。これはその安全性が、従来の爆薬に比べて非常に高い<sup>1)2)</sup>ということによるものである。しかし、従来の爆薬に関する知識からすればその起爆、伝爆等の挙動には不可解な部分も多い。たとえば、燃焼実験においても爆轟を起さない Noncapsensitive なスラリー爆薬<sup>3)</sup>が製造工程中に爆発事故を起した事実をみても無条件に安全であるとは言うことが出来ない。また、いわゆる死圧現象や、チャンネル効果現象にみられるようにスラリー爆薬の感度や伝爆性は、起爆や伝爆の直前に爆薬が受けている圧力の大きさに影響されるものと考えられる。したがってスラリー爆薬の起爆機構や伝爆機構の解明はその安全性の向上、爆破効果の増大のために欠くべからざるものである。

一般に混合爆薬が起爆したり、正常な爆轟を続けるためには hot spot の生成が必要であるといわれている<sup>4)</sup>。この主な成因の一つは、爆薬内部に含まれている無数の気泡の急激な圧縮による断熱的内部エネルギー上昇によるものと考えられている。この考え方により気泡を数多く含んでいるスラリー爆薬の多くの特性を理ゆずけることが可能であろう。しかしながら、先に述べた死圧現象やチャンネル効果現象などあい連続する2つ以上のパルス圧力が加わる場合の現象を説明

するには気泡から周辺の反応物質への熱伝達を考慮しなければならない。すなわち、気泡の急激な圧縮は緻密に言えば完全な断熱変化ではなく、それに近い状態であり、機械仕事が熱エネルギーに変換され気泡の温度を上昇させ、かつその一部は周辺の反応物質に伝わりその温度をも上昇せしめる。この周辺の反応物質の温度が真の起爆温度ともいべきある温度以上に達すれば爆薬が起爆したり伝爆を続けうることになるものとする。ところが、反応物質の温度がそのある温度以上に達せず気泡に加わっている圧力が急激に低下して初期の圧力に戻ればやはり断熱膨脹に近い変化で気泡の温度は下っていくが、気泡の温度は初期の温度をわずかながら下まわることが考えられる。これは、圧縮変化時に反応物質へ伝達された熱量のすべてが気泡内に戻る訳でないことによるものである。したがって、この瞬間に再度気泡が急激に圧縮されるならば、初期温度が前回の場合より低いため気泡温度の上昇に少なからぬ影響を与えるものと想像される。もちろんこれらの影響の大きさは、反応物質の比熱、熱伝導率などの熱定数および加圧波形の形状や大きさに左右されることも容易に想像される。

本研究では以上の観点に基き、気泡に加えられた圧力に対する気泡の温度およびその周辺の反応物質の温度を求める電算機プログラムの開発を試みて、2, 3の例について定量的検討を行なったものである。この計算例の結果は、それら数値モデルが想定された実際の現象や実験結果と定性的によく一致していると思われるので、さらに改良することにより、この手法は、スラリー爆薬の特性を研究する上で有用な手法である

昭和55年9月5日受理

\*京都大学工学部資源工学教室  
〒606 京都市左京区吉田本町  
TEL 075-751-2111 内線5410

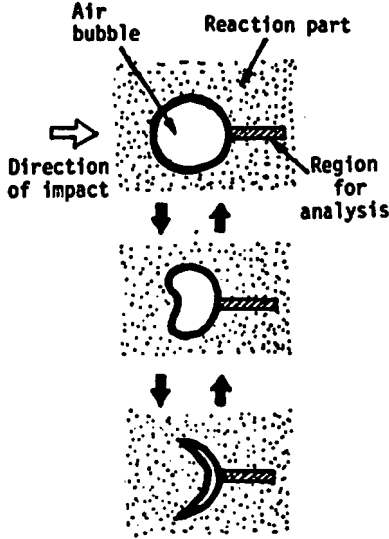


Fig. 1 Concept of the behaviour of an air bubble in the explosive impacted by a shock wave.

と考える。

## 2. 計算方法

### 2.1 概説

爆薬中に無数に存在する気泡の一つに着目すると、この気泡爆薬に機械的衝撃が加えられたり、衝撃波が通過すると Fig. 1 の太い黒矢印の示す順に変形していくといわれている<sup>1)</sup>。したがって、Fig. 1 において気泡に接する反応物質の斜線を施した微小な部分の温度変化は、この部分の機械的変形を無視すれば一次元熱伝導問題で近似して取り扱うことができる。

すなわち、気泡の変形により圧縮される空気の温度が上昇し、反応物質に熱が伝達され、さらに熱伝導により反応物質中の温度が上昇していく。また逆に衝撃波等が通り過ぎれば気泡が膨脹し、空気温度が下降し始め、反応物質の壁面温度より低くなれば反応物質側から気泡に熱が逆流することになる。これらの事象についてそれぞれの基本関係式を差分式で表現し、時間の逐次積分により時々刻々と変化する変化量（熱流束、温度、空気の体積等）を求めていく。この計算法の主な仮定をまとめると次のとおりである。

- ① 計算対象部分の熱移動は平面流として扱えるものとする。
- ② 気泡の変形にともなう反応物質の計算対象部分の変形は無視できるものとする。
- ③ 気泡内の空気の温度は一様であるものとする。
- ④ 基本関係式およびそれらに使用する係数や常数

は温度や圧力の大きさによって変わらないものとする。

- ⑤ 反応物質の反応による温度上昇は無視する。

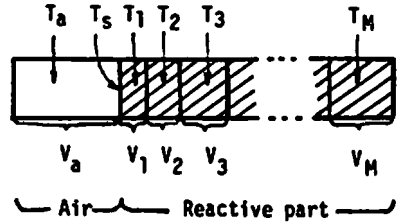


Fig. 2 Physical model for computation.

### 2.2 計算式

数値計算に用いたモデルの概念を Fig. 2 に示す。

“空気”の部分の一つのセルで代表し、初期においては気泡の体積を有する。また“反応物質”の部分はそれぞれ微小の体積を持つ多数のセルから成り立っており、右端のセルMが温度変化の影響を受けないほど充分遠いところまでセルを設定する。なお計算で得られる温度はそれぞれのセルの中心点での値と定義する。以下に順を追って計算式を説明する。

まず空気部分について述べる。空気部分には初期条件として圧力  $P^0$ 、体積  $V_a^0$ 、温度  $T_a^0$  が与えられる。一般に任意のサイクル  $n$  の時刻  $t^n$  に圧力  $P^n$  を境界条件として与え、その前のサイクルの空気温度  $T_a^{n-1}$  とこの  $P^n$  より次式のボイルシャルルの法則を用いて空気の体積  $V_a^n$  を求める。

$$V_a^n = \frac{P^0 V_a^0}{T_a^0} \frac{T_a^{n-1}}{P^n} \quad (1)$$

厳密には右辺の  $T_a^{n-1}$  は  $T_a^n$  でなければならないが、計算上この時点では  $T_a^n \approx T_a^{n-1}$  となるように  $P^n$  を与えなければならないので  $\Delta t^{n-1/2}$  の大きさを充分注意して与える必要がある。

次に時刻  $t^{n-1}$  から  $t^n$  の間の発熱量  $\Delta Q_{a,r}^{n-1/2}$  を  $P^n$  および  $V_a^n$  の体積変化より求める。すなわち、

$$\Delta Q_{a,r}^{n-1/2} = \frac{(P^n + P^{n-1})(V_a^n - V_a^{n-1})}{2J} \quad (2)$$

ここに  $J$  は熱の仕事当量である。次に時刻  $t^{n-1}$  から  $t^n$  の間の空気から爆薬部分へ伝わる熱量  $\Delta Q_{a,s}^{n-1/2}$  を熱伝達の法則を用いて求める。いま  $\alpha$  を熱伝達係数、 $\Delta t^{n-1/2} = t^n - t^{n-1}$ 、 $T_{a,r}^{n-1}$  を反応物質の壁面の温度とすれば次式で求められる。

$$\Delta Q_{a,s}^{n-1/2} = \alpha (T_a^{n-1} - T_{a,r}^{n-1}) \Delta t^{n-1/2} \quad (3)$$

次に、式(2)、(3)で求めた  $\Delta Q_{a,r}^{n-1/2}$  と  $\Delta Q_{a,s}^{n-1/2}$  の差、つまり空気に残る熱量を比熱で割ることにより時刻  $t^n$  で

の空気の温度  $T_a^n$  を求める。すなわち、

$$T_a^n = T_a^{n-1} + \frac{(\Delta Q_{a,2}^{n-\frac{1}{2}} - \Delta Q_{a,1}^{n-\frac{1}{2}})}{\rho_a C_{oa} V_a^0} \quad (4)$$

ここに  $\rho_a$  は初期の空気の密度、 $C_{oa}$  は空気の定積比熱である。

次に爆薬部分の1番目のセルの温度  $T_1^n$  を次式により求める。

$$T_1^n = T_1^{n-1} + \frac{(\Delta Q_{a,2}^{n-\frac{1}{2}} - \Delta Q_{1,2}^{n-\frac{1}{2}})}{\rho_s C_{os} V_1} \quad (5)$$

ここに  $\rho_s$  は爆薬の密度、 $C_{os}$  は爆薬の定積比熱、 $V_1$  は1番目のセルの体積であり、 $\Delta Q_{1,2}^{n-\frac{1}{2}}$  は1番目のセルから2番目のセルへ熱伝導により流出する熱量を表わしており、後述の式(6)から求められる。

次に、2番目以下の固体のセルの温度  $T_k^n$  は熱流束と温度勾配の関係式(6)と熱量と温度の関係式(7)を用いて求める。すなわち、

$$\Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}} = \lambda (T_k^{n-1} - T_{k+1}^{n-1}) \Delta t^{n-\frac{1}{2}} / \Delta x_{k,k+1} \quad (6)$$

$$T_k^n = T_k^{n-1} + \frac{(\Delta Q_{k-1,k}^{n-\frac{1}{2}} - \Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}})}{\rho_s C_{os} V_k} \quad (7)$$

ここに  $\Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}}$  は  $k$  番目のセルから  $k+1$  番目のセルへ伝わる熱量、 $\Delta x_{k,k+1}$  は両セルの中心間の距離、 $T_k^{n-1}$ 、 $T_{k+1}^{n-1}$  は  $k$  番目、 $k+1$  番目のセルの温度、 $V_k$  は  $k$  番目のセルの体積で  $\lambda$  は反応物質の熱伝導率である。また  $T_{sur}$  は1番目と2番目のセルの温度を一次元で外挿して求めた。すなわち、

$$T_{sur} = T_2^n + (T_1^n - T_2^n) \cdot \frac{\bar{x}_2}{\bar{x}_2 - \bar{x}_1} \quad (8)$$

$$\bar{x}_1 = \frac{x_0 + x_1}{2}, \quad \bar{x}_2 = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad (9)$$

以後の解析において常に用いる定数の値を以下に示す。

$$J = 4.1855 \times 10^7 \text{ erg/cal}$$

$$\rho_a = 0.0011796 \text{ g/cm}^3$$

$$\rho_s = 1.57 \text{ g/cm}^3$$

$$C_{oa} = 0.171 \text{ cal/g} \cdot \text{deg}$$

$$C_{os} = 0.26 \text{ cal/g} \cdot \text{deg}$$

Fig. 3 に計算の流れ図の概略を示す。図中の数字は本文中の式の番号に対応し、その計算式を用いて値を求めることを意味している。

### 3. 安定条件

#### 3.1 爆薬内の熱伝導に関する計算条件

2章で示した式(3)および(6)は時間による積分であり、時間増分が大きすぎると解が発散してしまう。そこで

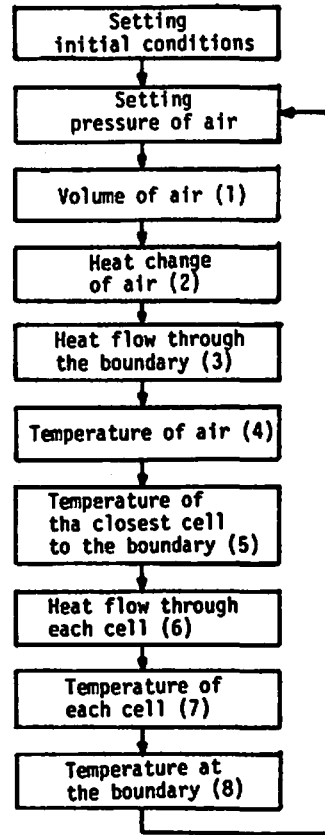


Fig. 3 Block diagram of calculation flow

安定な解を得るために時間増分に関する制限が必要である。まず式(6)における安定条件を求める。いま  $T_k^{n-1}$  が  $T_{k+1}^{n-1}$  より高い場合、一定の  $\Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}}$  の熱量が  $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  の間に爆薬の  $k$  番目のセルより  $k+1$  番目のセルへ流れ込むものと仮定する。したがって、 $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  の間に  $k$  番目および  $k+1$  番目のセルの温度変化が無視できる程度の短い時間を  $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  として採用しなければならない。 $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  後にも相隣りあうセルの温度の高低関係は変るべきでないという条件からこの限界を求めてみると次のようになる。すなわち、 $T_k^{n-1} \leq T_{k+1}^{n-1}$  なら、 $T_k^n \leq T_{k+1}^n$  (複合同順、以下同じ) という条件と式(7)から

$$T_k^{n-1} \pm \frac{\Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}}}{\rho_s C_{os} V_k} \leq T_{k+1}^{n-1} \mp \frac{\Delta Q_{k,k+1}^{n-\frac{1}{2}}}{\rho_s C_{os} V_{k+1}} \quad (10)$$

が得られ、これに式(6)を代入して整理すれば

$$\Delta t^{n-1} \leq \frac{\rho_s C_{os} \Delta x_{k,k+1}}{\lambda \left( \frac{1}{V_k} - \frac{1}{V_{k+1}} \right)} \quad (11)$$

という周知の安定条件が得られる<sup>7)</sup>。また、式(3)における安定条件も上と同様にして

$$T_0^{n-1} \leq T_1^{n-1} \text{ なら } T_0^n \leq T_1^n \text{ という条件から}$$

$$\Delta t^{n-\frac{1}{2}} \leq \frac{1}{\alpha \left( \frac{1}{\rho_0 C_{p0} V_0} + \frac{1}{\rho_1 C_{p1} V_1} \right)} \frac{T_0^{n-1} - T_1^{n-1}}{T_0^n - T_1^n} \quad (2)$$

という関係が得られる。

式(1)の右辺は時間とともに変化せず一定値であり、 $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  の制限値も一定であるが、式(2)においては  $T_0$ 、 $T_1$ 、 $T_{sur}$  という変数を含んでいるため、式(2)で制限される  $\Delta t^{n-\frac{1}{2}}$  の値は時間とともに変化し取り扱いが難しい。しかしながら、本計算において用いた熱伝導率とセルの大きさの関係より  $T_1$  は  $T_{sur}$  とそんなに大きな差はなく  $\frac{T_0^{n-1} - T_1^{n-1}}{T_0^n - T_{sur}^{n-1}}$  の値はほぼ1に近くなる。この値を1とみなし、この研究で用いた定数を式(1)、(2)に代入した結果、式(1)で与えられる  $\Delta t$  の上限は式(2)で与えられる  $\Delta t$  の上限よりも2オーダー小さく、本計算では式(1)の制限だけを考慮すればよいと思われる。しかし、定数の値によっては式(2)の制限も加わり、熱伝達を考えたこのプログラムを用いる場合には注意せねばならない。

#### 4. 計算例とその考察

##### 4.1 概要

前章で述べた方法を用いて計算した気泡内の空気温度、および気泡に接する反応物質の壁面の温度の時間的変化の2、3の例を示す。なお、この計算にデータとして用いた定数は現実に存在する物質の値として

適当であるかどうかの検討はいまのところ行っていないが、気泡に加えられた圧力波形と上記の温度との定性的な関係は充分把握できるものとする。

##### 4.2 ピーク圧力の影響

Fig. 4 は、図の下段に示すように、急峻な立ち上がり (0.2  $\mu$ s) の後、ゆるやかに減衰する圧力波が気泡に加わる場合の  $T_0$ 、 $T_1$  の計算結果である。

図中の1~5の曲線は、それぞれ10、5、2.5、1.25 および0.625 GPaのピーク圧をもつ場合の結果である。なお、 $\alpha = 1.0 \text{ cal/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{deg}$ 、 $\lambda = 0.005 \text{ cal/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{deg}$  を用いている。この図から明らかに、ピーク圧が高いほど温度が高いということがわかる。

##### 4.3 立ち上がり時間の影響

Fig. 5 は、図の下段に示すように時間と比例して上った後ゆるやかに減衰する圧力波が気泡に加わる場合の計算結果である。

1~5の曲線はそれぞれ0.2、10、20、40、および80  $\mu$ s の立ち上がり時間をもつ場合の結果である。なお、 $\alpha = 1.0 \text{ cal/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{deg}$ 、 $\lambda = 0.005 \text{ cal/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{deg}$  を用いている。

この場合は圧力の立ち上がり時間が短いほど温度上昇が大きいことがわかる。

また5の曲線にみられるように、圧力が加わってから約40  $\mu$ s 後には圧力は未だに上昇を続けているにもかかわらず反応物質表面の温度はもはやピークに達し、下降に向っており、立ち上がり時間の温度に対する影響

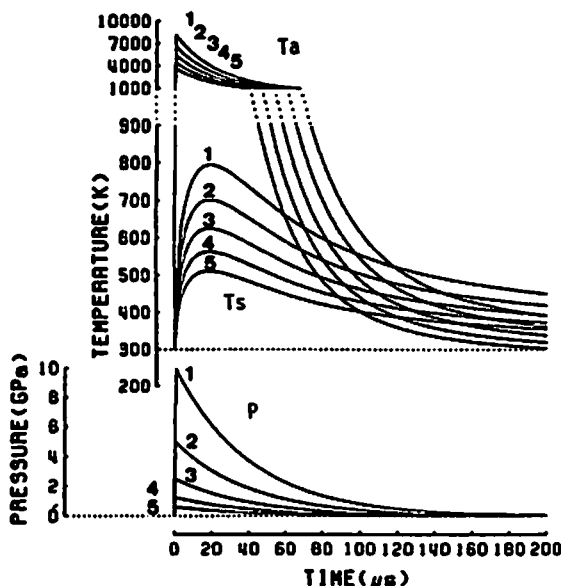


Fig. 4 Effect of peak value of the pressure wave on the temperature transition.

は非常に大きいことがわかる。

#### 4.4 2 連発パルスの間隔の影響

Fig. 6は、Fig. 4やFig. 5の場合よりもかなり長い持続時間をもつ単一パルス圧力が気泡に加わる場合の結果である。

なお、 $\alpha = 0.1 \text{ cal/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{deg}$ 、 $\lambda = 0.005 \text{ cal/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{deg}$  としている。

この図によれば、圧力が減衰すると気泡内の空気の温度は初期の温度 (300°K) を一時下まわることがわかる。これは、気泡が圧縮される際に生じた熱量が反応物質に伝達され、再び膨服する際にはその一部分のみしか気泡に戻り得ないためであると考えられる。また、この現象が、いわゆる死圧現象やチャンネル効果現象などの一つの原因であるかもしれず興味深いものがある。そこで連続したパルス圧力が加わる場合の計算を行なった。Fig. 7~Fig. 9はその結果であり、それぞれ2つのパルスの時間々隔 $t_d$ は150 $\mu\text{s}$ 、300 $\mu\text{s}$ および750 $\mu\text{s}$ である。Fig. 7 ( $t_d = 150\mu\text{s}$ ) では第2パルスによる空気の温度上昇は第1パルスの場合の1/7にも達せず、反応物質の壁面温度の上昇は約1/2に減少している。Fig. 8 ( $t_d = 300\mu\text{s}$ ) では第2パルスによる温度上昇は第1パルスのそれにかかなり回復しているが完全ではない。Fig. 9 ( $t_d = 750\mu\text{s}$ ) では完全に回復して

おり、逆に第1パルスの温度変化の余韻による温度上昇分だけが上積され気泡、反応物質ともに第2パルスによる変化の方が大きくなっていることがわかる。

つぎに、第1パルスと第2パルスの大きさや持続時間の長さが異なる場合の計算を行なった。

Fig. 10およびFig. 11はその結果であり種々の時間間隔において、これらの2つのパルス波が気泡に加わる場合の計算結果を1つのグラフにまとめたものである。ただし、時間 $t$ をmsで表わすと第1パルス波は、

$$p \propto (e^{-0.3t} - e^{-0.6t}) \quad (13)$$

の型式で表わされ、ピーク圧力は200MPaであり、第2パルス波は、

$$p \propto (e^{-20t} - e^{-200t}) \quad (14)$$

で、ピーク圧は10,000MPaである。なお、 $\alpha = 0.1 \text{ cal/s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{deg}$ 、 $\lambda = 0.0005 \text{ cal/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{deg}$ を用いて計算し、パルス間隔 $t_d$ は0~70msの場合について図示してある。これらは段発発破において、後段の薬包が受ける圧力を模擬している。すなわち、第1パルスは前段の起爆により生じた応力波が岩盤等の

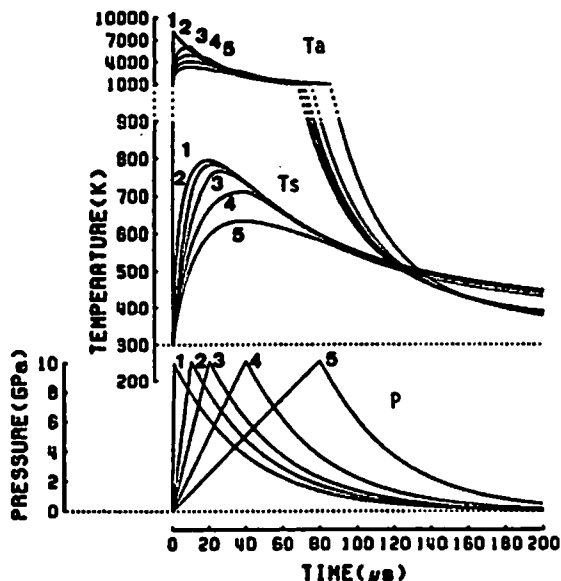


Fig. 5 Effect of rising time of the pressure wave on the temperature transition.

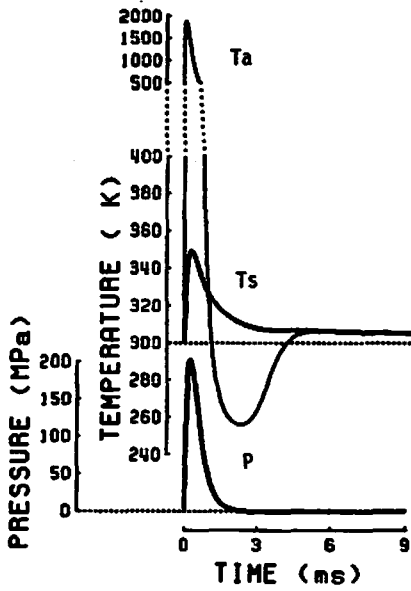


Fig.6 Temperature transition during one-pulse impact.

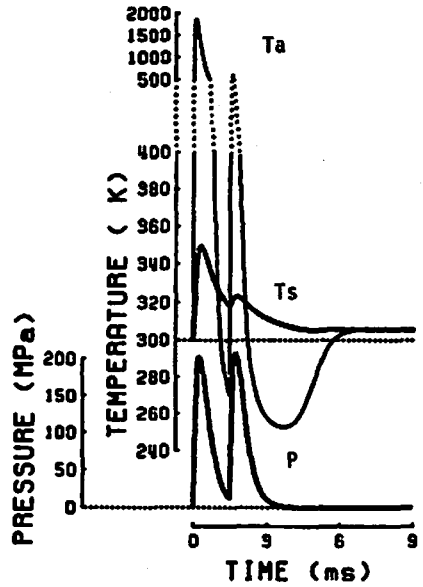


Fig.7 Temperature transition during two-pulse impact with 1.5ms delay.

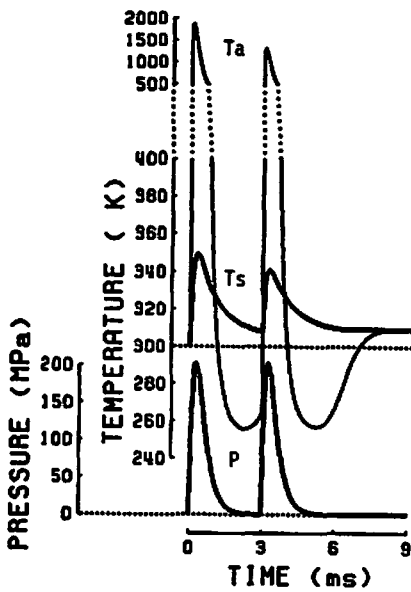


Fig.8 Temperature transition during two-pulse impact with 3.0ms delay.

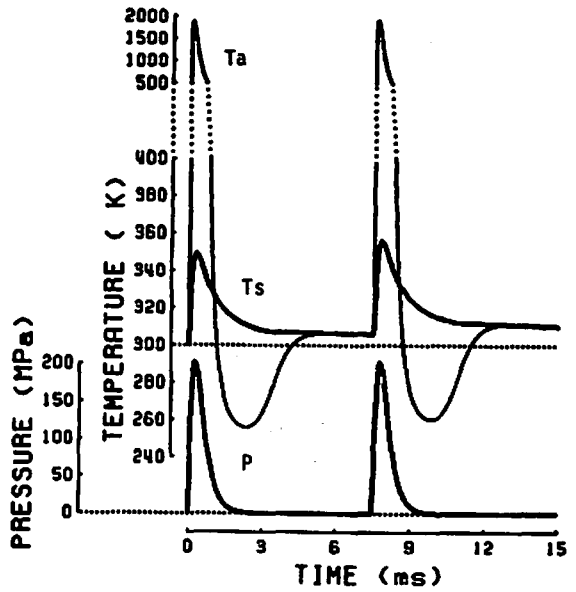


Fig.9 Temperature transition during two-pulse impact with 7.0ms delay.

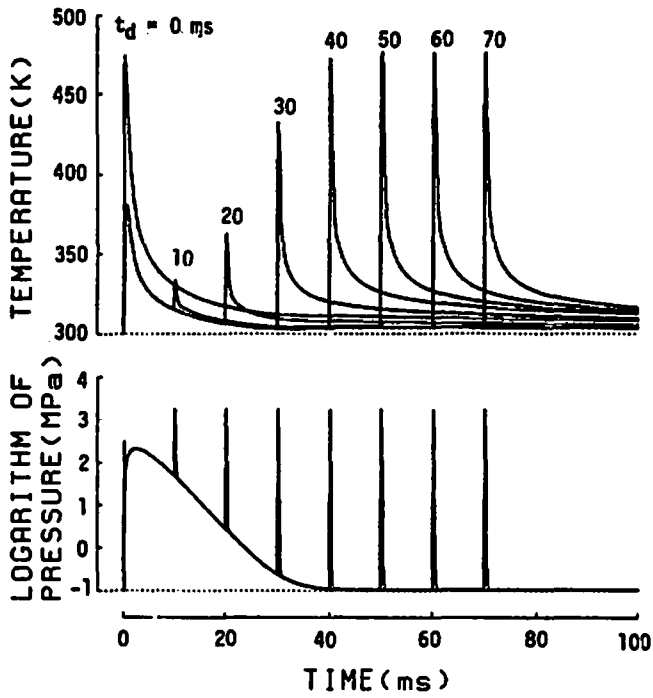


Fig. 10 Effect of delay time between the two pulses on the temperature transition. (delay time...0-70ms)

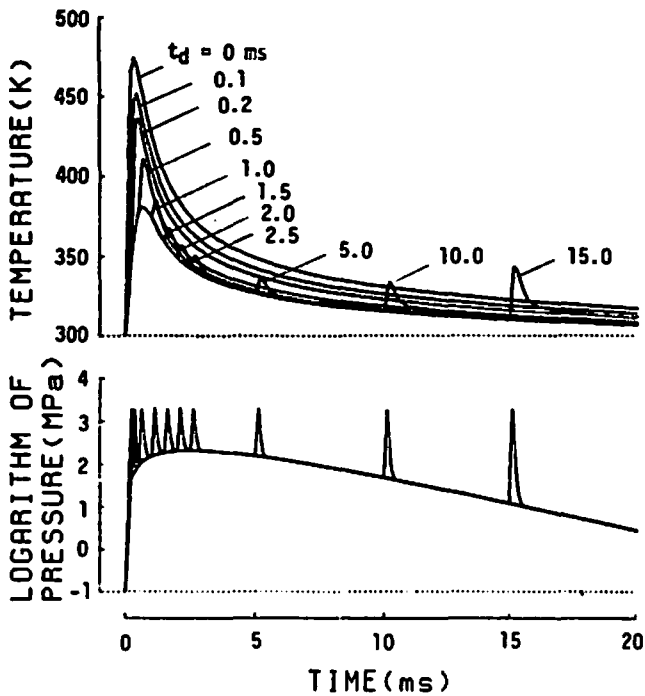


Fig. 11 Effect of delay time between the two pulse impact on the temperature transition. (delay time...0-15ms)

媒体を通じて後段の薬包を通過する際に加えられる圧力であり 第2パルスは後段の薬包にとりつけられている雷管の起爆により受ける圧力を想定している。

Fig. 10 に示されている計算例の場合では、 $t_d$  が40 ms 以上であれば雷管の圧力による温度上昇は正常であるといえるが、それより短かいと温度の上昇が著しく抑制され5~10ms では最低になる。

また、Fig. 11 に示すように  $t_d$  が5ms より短かくなれば逆に温度上昇が大きくなってゆき、当然のことながら  $t_d=0$  ms において雷管による正常な温度上昇に回復することがわかる。したがってこの計算例の場合には  $t_d=5\sim 10$  ms において最も死圧現象が生ずる可能性が大きく、 $t_d$  がそれより小さくても大きくてもその可能性は低くなることを表わしている。この現象は中野ら<sup>8)</sup>や鈴木ら<sup>9)</sup>が行なった段発発破における死圧実験結果と定性的にかなり一致している。

また、Fig. 10 および Fig. 11 に示した結果のモデルはチャンネル効果現象にあてはめることもできる。すなわち第1パルスは装薬孔の壁面と薬包のすき間の空中を先行してくる衝撃波による比較的小きな圧力であり、第2パルスは薬包内を伝播してくる爆轟波による圧力であるとみなせる。したがって、先行する空中衝撃波の大きさと速度如何によっては、爆轟波の圧力でも充分な起爆温度が得られず、爆轟中断が生じる場合が存在するかもしれないことを示唆している。

## 5. 結 言

機械的衝撃を受ける爆薬の内部に含まれる気泡の圧縮による hot spot の発生は、従来の爆薬についても起爆機構の重要な要因であるが、特にスラリー爆薬のようにその内部に多くの気泡を含む爆薬の場合は、さらに大きな影響を与えるものと思われる。

本論文では、hot spot の発生過程を数値モデル化し、圧力波の伝播による気泡の圧縮膨脹に伴う反応物質の温度推移の計算を気体の熱力学と熱移動の基本原理のみを用いて試みた。その結果、

1. 圧力波の立ち上り時間は反応物質の温度上昇に大

きな影響を与える。すなわち立ち上りが急峻なほど温度上昇は高く、緩慢になれば圧力のピーク値に関係しなくなる。

2. 圧力波の通過後の気泡の温度は最初の温度を下まわる。

3. 2の理由により一つの圧力波の通過後続する圧力波による温度上昇は正常に行なわれない。

などが見い出された。気泡を多く含むスラリー爆薬では、これらの現象がさらに強調される可能性がある。

本研究の計算に用いた熱定数の値は実在の爆薬のものとはほど遠いものであるかもしれず、2.1で述べた仮定も現実的でないが実際経験する現象と定性的に一致している。たとえば1については日常の機械衝撃には充分安定しており鈍感であること、2.3についてはいわゆる死圧現象やチャンネル効果による爆轟中断現象の一因をなしているのではないかと思われる。したがって、今後、爆薬の熱定数などが実測され、より現実的な関係式(空気の状態式や物質の反応式等)を導入すれば定量的な解析も可能であると考えられる。最後に電算機コードの作成と計算に協力してくれた大学院学生鈴木慎也君(現在運輸省勤務)に深く感謝する次第である。

## 文 献

- 1) 浜野元雄, 水谷寛, 工業火薬, 36, 170, 1975
- 2) 木村真, 工業火薬, 37, 201, 1976
- 3) 木村真, スラリー爆薬, 100, 1975, 山海堂
- 4) J. A. Darling, CIM Bulletin, July, 101, 1974
- 5) C. L. Mader, Numerical Modeling of Detonations, 158, 1979, UC Press.
- 6) C. L. Mader, Los Alamos S. L Report, LA-3077, 25, 1964
- 7) 橋藤雄, 伝熱論, 208, 1965, コロナ社
- 8) 中野雅司, 前田尚哉, 滝田博史, 工業火薬協会昭和55年度年会講演要旨集, 58, 1980
- 9) 鈴木輝彦, 福井久明, 植村敬一, 未発表



## Studies on Slurry Explosives (I)

(Temperature Change of Explosive Around an Air Bubble Impacted Over Again)

by Koichi HANASAKI\* and Makoto TERADA\*

In order to clarify the initiation mechanism of slurry explosives, we should take note of the behaviour of air bubbles which are involved largely in the explosives.

Authors have developed a numerical model for calculation of the temperature transition around an air bubble in the explosive produced by propagations of shock waves through the bubble, and carried out a lot of numerical simulations using the model.

They have found that the results might explain to some extent the reason why slurry explosives have such unique characteristics as influenced sensitively from the channel effect, and as affected remarkably with the dead pressing and so on.

(\*Department of Mineral Science and Technology, Kyoto University, Kyoto, Japan)

### 書 評

#### LASL PHERMEX DATA

C. L. Mader (VOL. I, II, III), T. R. NEAL (VOL. I), R. D. Dick (VOL. I)

University of California Press, Berkeley, Los Angeles, London.

本著は、Los Alamos Scientific Laboratory (LA SL, 現 Los Alamos National Laboratory)に1960年代初めに設置された PHERMEX (Pulsed High Energy Radiographic Machine Emitting X-Rays) と呼ばれる高性能瞬間X線発生装置により撮影された爆発現象の写真集である。PHERMEX は約 30MeV の

高エネルギー電子をコリメートして非常に強くかつ短いパルス幅のX線を発生する装置で爆轟波はもとより鉄等の重い金属中の相転移やマッハ反射を伴う衝撃波もとらえることができる。本著には、PHERMEX を用いて光学機器で観測する事の困難な現象を20~30cm 径の大型爆薬レンズと正確な起爆制御技術を駆使して撮影した写真が多数掲載されており、これらは爆薬による超高压力の発生や金属の塑性加工等への応用及び爆轟波や衝撃波の挙動の理解に有益な資料である。

(化学技術研究所 田中 克己)