

Fig. 1 Models for calculating the initiation of a porous explosive.  
 (a) One dimensional model  
 (b) Two dimensional model

くなる。しかし、圧力パルスの作用時間  $\tau_c$  は加えた圧力パルスの作用時間  $\tau_a$  よりはるかに小さい。

この第二の爆薬中に発生した衝撃波は、再び長さ  $l_2$  の均質爆薬中を伝播し、再度端面Dにおいて第二の気泡中に入射する。このような均質爆薬と気泡が交互に一次的に配置された媒質の組み合わせ中の衝撃波伝播およびその背後の流れをくり返し計算する。爆薬へ初期に与えた入射衝撃波が弱い時には、反応が十分進行せず伝播する衝撃波は次第に減衰し、反応が進行しなくなるまで計算を行った。また、初期に与えた衝撃波が十分強い時には、気泡を通過することによって反応率は次第に増大する傾向を示す。

Fig. 1(b) は別の二次元流れのモデルである。このモデルは、前述の一次元モデルでは気泡による横方向の膨張効果を評価出来ないで、それを補正するために採用した。二次元的な計算は、交互に並ぶスラブ状の非反応性凝縮相 (巾  $l_2$ ) と気相 (巾  $l_1$ ) の無限個数の配列について行った。一次元モデルの場合と同様に入射衝撃波をA面に作用させる。B面に到達した時、伝播した衝撃波のピーク圧は  $P_B$  に減衰する。AとBの間の距離は  $l_2$  である。図に示した2つの対称面の間の計算を行うことによって横方向の膨張効果の評価を行った。すなわち、衝撃波面がB面に達した瞬間の凝縮相の対称面における圧力、速度等の流れ量の計算結果を前述の一次元計算におけるC、D間の衝撃波圧縮過程の初期条件としておきかえる。二次元モデルのB面に生成したピーク圧  $P_B$  は、一次元の  $P_B$  より小さい

ので、入射衝撃波背後の流れ変数のこの置換は、純粋な一次元計算と比較すると反応性が減少する効果をもたらす。

### 3. 計算方法

#### 3.1 一次元的な反応性流体の計算

ラグランジュ座標の保存方程式を、SIN と呼ばれている一次精度の有限差分法を用いて解く。状態方程式は、未反応の凝縮系爆薬に対しては、Mie-Grüneisen式を用いた。

$$P = \gamma/V (e - e_H) + P_H \quad (1)$$

ここで、 $\gamma = V (\partial P / \partial e)_V$ 、 $V$  は比容積、 $e$  は内部エネルギーで、添次  $H$  は Hugoniot 条件を表わす。また反応生成物と気泡中に含まれた空気に対してはBKW式を用いた。

$$P = [1 + x \exp(\beta x)] RT/V \quad (2)$$

$$x = K \sum Xi Ki / V (T + \theta)^\alpha$$

$R$  はガス常数、 $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\theta$ 、 $K$  は各々、0.5、0.1、400、10 と仮定した常数である。 $Xi$  はガス組成のモル分率で、 $Ki$  は組成のコポリウムである。

反応性の計算を行うにあたって、次の手順をとった。最初に、簡単な一次反応を仮定し、その速度常数を通常のアレニウス式で与える。即ち、

$$k = A \exp(-Ea/RT) \quad (3)$$

$$dW/dt = -kW \quad (4)$$

$k$  は速度定数、 $Ea$  は活性化エネルギー、 $T$  は温度、そして、 $W$  は未反応爆薬のモル分率である。計算手順を簡単にするために、ガス成分の温度  $T_g$  は、爆薬の温度  $T_e$  と等しいと仮定した。又、ガス成分の圧力  $P_g$  も、爆薬の圧力  $P_e$  に等しいと仮定した。

初期密度が小さく、圧縮性の大きい気泡の周囲の流れの計算には特に注意をはらった。すなわち、凝縮系一気泡境界 (Fig. 1(a) において B、D、……) で気泡内の圧力が十分大きくなるまでは上流側での境界条件を自由端と仮定し、この境界壁の移動速度を  $2u$  ( $u$ : 凝縮系の上流側隣接メッシュの実験室流速) とする。自由端下流側の気泡内の流れはこれと独立に  $2u$  の速度で端面をピストン圧縮し、その圧縮過程を計算する。気泡内の圧力が上流側凝縮系内圧力の10%まで達すると、それまでの計算結果を初期状態として与えて改めてこの両者を連続体と見做して計算を行う。計算の時間メッシュでは、 $V$  の変化率を20%以内に制限した。これによって、気泡の圧縮に対する計算の精度は十分に保たれた。

#### 3.2 二次元的な非反応性流体の計算

Fig. 1(b) に示したモデルによって、横方向の膨張を伴う流れについて計算を行った。この場合に反応は考慮しない。二次元的なラグランジュ座標系の解が得ら

れた時、凝縮相と気泡の境界面のセルの変形が非常に大きい。このような変形の大きいセルに対して計算をつづけることはむづかしかった。この困難をさけるために、FLIC法 (Method of Fluid in Cell)<sup>5)</sup>を用いた。凝縮相の対称面で、希薄波はこの方法によって

正當に評価された。しかし、気泡中の流れの計算はそれほど正確には変わされないが、こゝでは凝縮系内の流れのみに着目しているので大きな問題ではない。この計算に用いた状態方程式は一次元的な計算の場合と同じである。計算で使用した定数は表1に示してある。

Table 1 ニトロメタンとスラリー爆薬中の衝撃波の計算に用いた定数

	A ( $\mu\text{sec})^{-1}$ )	Ea (kcal/mol)	C (cm/ $\mu\text{sec}$ )**	S**	Cv (cal/gk)	$\gamma$
スラリー爆薬	$10^{7.5(7)}$	$40.5^{(7)}$	0.214	1.926	$0.42^{(8)}$	$1.5^{***}$
ニトロメタン	$10^8^{(6)}$	$53.6^{(6)}$	0.1647	1.637	$0.5^{(4)}$	$1.5^{***}$

\*モノメチルアミン・ナイトレート 55.91 %  
 硝安 30.78 %  
 水<sup>9)</sup> 11.83 %  
 グアーガム 1.48 %

\*スラリー爆薬の組成

\*\*硝安中のCとSは簡単な混合則を仮定して計算した。

$$C_{AN} = \sum W_i C_i \quad (W_i \text{ は } i \text{ 番目の成分の質量分率})$$

$$S_{AN} = \sum W_i S_i \quad (\text{各成分の } C_i, S_i \text{ は参考文献による})$$

\*\*\*仮定

#### 4. 計算結果

まずニトロメタンに関する計算を行った。その理由は、計算の遂行に必要な変数がよく調べられているからである。<sup>4)</sup>

表1に示される諸定数を用いて、まず空隙を含まない均一系一次元衝撃波伝播の計算を行った。この計算では端面Aに衝撃パルスを与え、端面Bにおいてその減衰率を、衝撃波圧力ピーク値  $P_A$  およびそのパルスの持続時間  $\tau_A$  の関数として求めた。続いて、B点を圧力  $P_B$ 、持続時間  $\tau_B$  の衝撃波が通過する時、空隙をはさんだ次の端面Cにおいて、衝撃波による圧縮過程の計算を行った。適当な衝撃圧縮に関する条件下では、C点における爆薬の反応率がA点のそれより増大することが数値計算から示された。

C点における反応率が1%未満の場合を未反応、99%以上になる場合を完全に反応したものととして、この中間の領域を与える衝撃圧縮条件  $P_A$ 、 $\tau_A$  が求められる。Fig. 2はニトロメタンに関するこのような起爆限界に関する、衝撃波圧縮条件の数値計算による結果を示している。起爆圧力が高ければそのパルス持続時間は短くても限界に達し得ることが示されている。一次元空隙寸法を固定した時、ポイド率  $\alpha$  が小さい程A-B間の衝撃波伝播距離が長くなり、従って衝撃波は後続希薄波による減衰が大きくなる。従って同一衝撃圧縮に対して、 $\alpha$  が小さくなる程C点における反応性は低下する。ニトロメタンに関するこの傾向は、Fig. 3

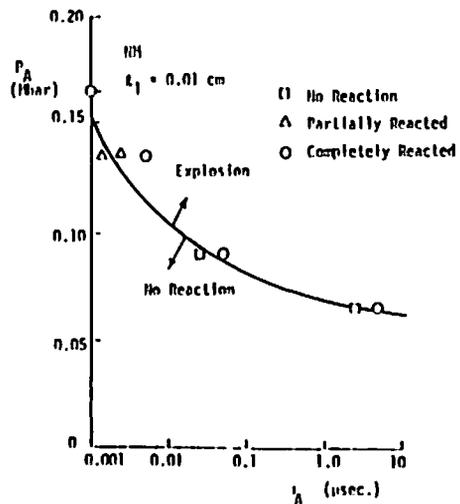


Fig. 2 Estimation of the critical shock strength as a function of its duration in nitromethane (one dimensional result)

に示されている。すなわち  $\tau_A = 10 \mu\text{s}$  の時、 $\alpha = 0.1$  付近ではA点において起爆限界圧力  $P_A$  は約55kbarであるのに対して、 $\alpha$  が0に近づくと約90kbarに増大する。

スラリー爆薬に関しても、全く同様の計算結果が得られる。一次元衝撃波伝播において、後続希薄波による衝撃波減衰の計算結果をFig. 4に示す。 $\tau_A = 10 \mu\text{s}$ 、 $l_1 = 0.01 \text{ cm}$  の場合、 $\alpha < 0.05$  において衝撃波の減衰

が無視出来ないことが同図に示されている。

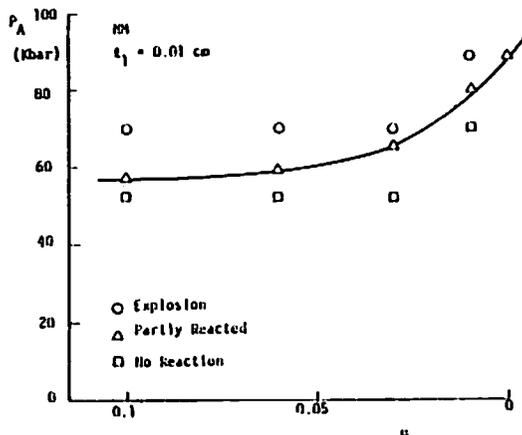


Fig. 3 The dependence of  $P_A$  vs. volumetric fraction of bubbles,  $\alpha$  in nitromethane (one dimensional result)

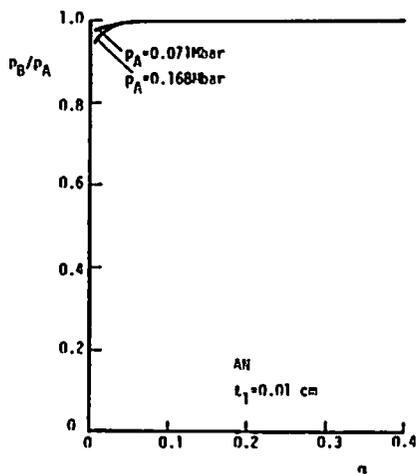


Fig. 4 Shock attenuation in the one dimensional slurry explosive

先にも述べたように空隙の存在は衝撃波の圧縮過程を大変複雑にするため、局所的に反応性の増大をもたらす効果があることが一次元モデル計算により示されたが、同時に衝撃波伝播の際、空隙部における体積膨張効果が衝撃波減衰率を増大させる。本研究では、このような効果をモデル的に採り入れて、先に行った一次元計算結果の補正を行った。すなわち、二次元非反応性凝縮系物質が進行方向と垂直方向に空隙を有する場合、一次元伝播の場合に比べて衝撃波減衰率はどれだけ増大するかを数値計算した。計算は、スラリー爆薬についてのみ行った。 $l_1=0.01\text{cm}$  の場合の結果を

Fig. 5に示す。 $\alpha$ が増大すると減衰率が増大することまた衝撃圧力が大きい程減衰率が大きいことが同図からわかる。

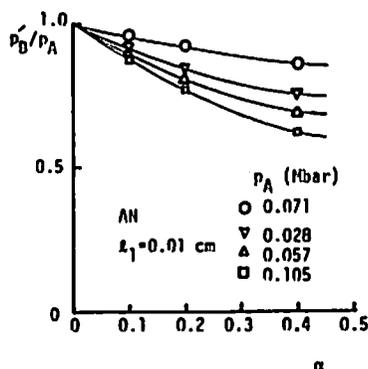


Fig. 5 Shock attenuation by lateral loss in the slurry explosive

このようにして計算した二次元衝撃波伝播による、 $P_B$ ,  $\tau_B$  の値を先に一次元計算において求めたC点における、反応が誘起されるのに必要な限界条件と、 $P_B$ ,  $\tau_B$  の関係に用いることにより二次元流れの補正を行うことが可能となる。即ち、衝撃波は凝縮系内の伝播過程で、側面に存在する空隙のため大きく減衰するため、一次元伝播の計算結果と比較すると、C点において反応が誘起されるために必要な限界衝撃圧力  $P_A$  は  $\alpha$  に対して反対の依存性を与えることがわかる。Fig. 6はスラリー爆薬に関する計算結果をまとめたものである。同図中、A, Bにて示されている曲線はそれぞれ、一次元衝撃波圧縮モデルによる起爆限界圧力  $P^*$  およびこれに二次元補正を施した、起爆限界圧力の計算結果である。ここで、 $P^*$  は先に求めたC点における反応を誘起するために必要な  $P_A$  の限界値である。また、 $P_C$  で示される曲線はKH式を用いたスラリー爆薬の理想爆速の計算結果である。同図中の丸印は起爆限界圧力の測定値を10倍したもので、二次元補正をした理論曲線(B)が実験値のポイド率依存性を定性的ではあるが大変良く再現していることがわかる。

### 5. 考察

Mohan<sup>2)</sup> は多くの液体爆薬の爆撃に対する起爆限界圧力の測定を行っている。ニトロメタンに対しては、 $P^*$  は気泡のない場合の約1/10に減少することを示している。又、Campbell<sup>1)</sup> によって行われた研究でも、気泡が存在しない場合のニトロメタンの起爆限界衝撃圧力が80kbarであるのに対して、非常に小さい直径0.001cm程度の気泡が、 $P^*$  を50kbarまで低下させることを示した。

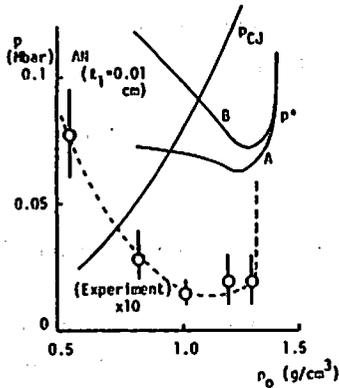


Fig. 6 Summary of the calculations of  $P^*$ , curve A: one dimensional result, curve B: with lateral expansion considered,  $P_{CJ}$ : ideal detonation velocity in the slurry explosive (calculated with K-Heg of state) O: experimental result X 10

本研究の計算結果も又、 $P^*$ のこのような減少を示しているが、実験で観察された気泡の役割を説明する程大きな鋭感効果は計算結果では求まらなかった。すなわち、爆薬に対する  $P^*$  の前報における実験結果は Fig. 6 に示したように計算値の約 1/30~1/50 であり、この差異は次のような理由によるものと考えられる。

(i) 爆薬としてニトロメタンを用いた場合の計算では、速度定数は Cottrell<sup>6)</sup> らおよび Robertson<sup>7)</sup> の実験値を用いているが、この値は超高圧の場合には適当でないと考えられる。また本研究の爆薬の計算では、モノメチルアミン・ナイトレート<sup>8)</sup> の速度定数は硝安と同じと仮定した。よく知られているように、爆薬の生起に対し、前者は後者よりはるかに鋭感である。

(ii) 爆薬の分解に対して、簡単な一次反応を仮定してその速度定数をアレニウス型で与えることは正当でない。Mader は不均質系の反応に対して、同式の適用が不適当であることを示している。

(iii) 明らかに、一次元的なシミュレーションは系を単純化しすぎている。気泡による衝撃波の減衰をより正当に評価せねばならない。すなわち三次元的な気泡の圧縮効果の方が、大きな圧力波を作りこのような影響は本研究では考慮されていない。実際の流れにおいては、この状態は更に複雑になるであろう。例えば他の原因(ジェット流等)によっても起爆に対しての  $P^*$  の限界値は大巾に減少するものと思われる。より正確なモデルは理論と実験結果のよりよい一致をもたらすであろうが一般にこのような計算は大変困難である。

このシミュレーションの目的は、定性的に  $\rho_0$  の  $P^*$  に対する依存を説明することであった。こういう意味からは、本研究のモデルは気泡の観察された挙動を定性的によく説明していると考えられる。今後更に詳細なモデルを用いた計算を行う予定である。

本研究は第12回火技奨の助成を受けて行われた。ここに心からの感謝の意を表したい。

#### 文 献

- 1) A.W. Campbell, W.C. Davis and J.R. Travis Phys. of Fluids, 4, 498 (1961)
- 2) V.K. Mohan, Proceedings of 7th Detonation Symp. (Int.) P.190 (1981)
- 3) 米田他工火誌, 46, No. 5, p. 304 (1985)
- 4) C.L. Mader, Numerical Modeling of Detonation Univ. of Calif-Press (1979) および同誌中の参考文献
- 5) 広瀬直喜, 日本航空宇宙学会誌, 20, 689 (1972)
- 6) T.L. Cottrell, T.E. Graham and T.Y. Reid, Trans. Faraday Soc., 47, 584 (1951)
- 7) A.J.B. Robertson, J.S.C. Ind, 67, 221 (1948)
- 8) J.Q. Erkman and D.J. Edwards, Proc. of 6th Symp. (Int.) on Detonation, pp266 (1976)
- 9) M.H. Rice & J.M. Walsh. J. Chem. Phys. 26 824 (1957)

**Shock Wave Initiation of The Slurry Explosive ( II )  
Numerical Simulations of the Sensitivity**

**Hiroyuki MATSUI\*, Tetsuro ASABA\* and Kuniaki YONEDA\***

The shock wave initiation process of the explosives which contain air bubbles has been investigated numerically.

The calculations are performed for nitromethane and the slurry explosive composed of ammonium nitrate and monomethylamine nitrate dissolved into water. The role of air bubbles for sensitizing the explosives is qualitatively explained by the simplified model employed in the present calculations.

(\*Department of Reaction Chemistry, Faculty of Engineering  
University of Tokyo 7-3-1 Bunkyo-ku, Tokyo, 113 Japan)

**新刊紹介**

**ROCK BLASTING (3 版) LANGFORS 及び KILSTROM 著 A. HALSTED PRESS BOOK JOHN WILEY & SONS 発行 (1979)**

あまり新しくはないが、まだ紹介されていないようなので書きます。全 438 頁アートペーパー製美しい写真が多い。理論的と言うより纏めた簡単な式を多数あげてあります。簡単な破壊の理論、薬量計算、実際の応用、穿孔法、ANFO による BENCH 発破、DELAY 発破、トンネル発破、地振動、SMOOTH BLASTING、PRESPLITTING、水中発破、オーバ

ーバーデン、非電気発破が主な章です。各章の終りには例題があり最後に答がでています。前書きによりますと従来経験や個人的技術にたよっていた発破が近時科学的、工学的に実施されるに至ったがこれを紹介するのが目的である。本書のある部分は COLORADO 鉱山学校での講義で、内容は NAB 会社で実施されたオリジナルものを公開するものであると。著者の内、前者は高名の発破学の権威で特に CONTROLLED BLASTING で知られている人です。後者も NAB 社の研究所の人です。(水島容二郎)