

## 高性能爆薬の二次元爆轟波の数値解析(第2報)

### 円筒収束爆轟波による金属ライナーの収縮について

田中克己\*, 角舘洋三\*, 青木勝敏\*  
藤原修三\*, 日下部正夫\*

一次元及び二次元流体力学コードにより収束爆轟波による金属ライナーの収縮機構を解析し、安定なライナーの収縮条件について考察した。多点起爆によるライナーの収縮の場合、爆轟波相互の衝突により生じた乱れが大きな影響を与えるため起爆点を増す等の措置をすればよいがこのための条件が解析と実験より明らかにされた。

#### 1. 序

前回、高性能爆薬の薬径効果を二次元非定常 Lagrange 流体力学式の差分解析法(2Dレコード)により解析した<sup>1)</sup>。その場合は円筒発散型の爆轟現象を解析したもので、爆轟波面の側面からの希薄波の影響による爆轟中断の機構を研究するためなされた。ここで解析された収束爆轟波や収束衝撃波は爆縮(Impllosion)と呼ばれ、エネルギーを収束、高密度化する事により超高圧力、超高温、または超強磁場を発生させて新物質の合成及び、核融合を実現するための有力な手段である<sup>2)</sup>。我々は円筒収束爆轟波を用いて数メガガウス規模の超強磁場の発生技術を開発している。これは予め金属管(ライナー)中へ弱い磁場を浸透させて爆薬により金属ライナーを収縮させる事により磁場を濃縮する方法である。この方法により発生した強磁場下ではファラデー効果のような光学的な観測法を用いた研究が重要であるためライナー中に光を透過できるようにライナーを作製している。したがって円筒状の爆薬の外表面を数点、同時に起爆させる事により円筒収束爆轟波を発生させるが、これは爆轟波同志が衝突してマッハデトネーション等の複雑な現象を伴い、平面爆轟波の発生に比べてやや困難な技術である。爆轟波の平面性は爆薬の分解速度に及ぼす側面からの希薄波の効果によるため爆薬の起爆感度特性が重要な因子であったが収束爆轟波では爆轟生成ガスの圧力と体積の関係によって決まる流体力学的な因子が重要である。我々が初め行った実験では、主に起爆点の不足に起因する不

均一な金属ライナーの収縮が見られ、この原因の解明がいそがれている。限られた薬量の爆薬を用いて均一な円筒収束爆轟波を得る事は到達磁場強度を高め、かつ信頼性ある物性研究を行う上で不可欠である。

円筒、あるいは球面爆轟波はその性格上、電気的または光学的観測が極めて困難であるため内部で生じた現象が充分把握されていない。このような場合には爆轟ガスやライナーの高圧下での既知の物性値を用いる事によって流体力学解析により現象をある程度までは解析できる。本論文は、円筒状爆薬の多点起爆による金属ライナーの収縮を可能な限り実際の条件に合わせて解析し実験と比較してより理想的な Impllosion 達成の指針を得ようとしたものである。

#### 2. 数値解析

##### (1) 基礎式

前回の点と異なる点は、弾性一塑性変型を伴う SUS304 中の衝撃波について解析する必要があるため、基礎式に偏差応力についての関係式が含まれる事である。

##### 運動量保存式

$$\frac{\partial v}{\partial t} = 1/\rho [\partial(S_{xx} - P)/\partial x + \partial S_{xz} + (\alpha - 1)(2S_{xx} + S_{zz})/x]$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 1/\rho [\partial(S_{zz} - P)/\partial z + \partial S_{zx}/\partial x + (\alpha - 1)S_{zz}/x]$$

ここで  $u, v$  は各、 $x$  方向、 $z$  方向 ( $\alpha = 1$  の平面の場合  $x$  に対する直角方向、 $\alpha = 2$  の軸対称の場合は軸方向) の粒子速度、 $S_{xx}, S_{zz}, S_{xz}$  は偏差応力を示し、 $x, z$  は各粒子の Euler 座標、 $\rho$  は密度を示す。また  $P$  は静水圧力  $P^0$  に粘性項  $q$  を加えたものである。 $\alpha$  は 1 の時平面、2 の時が軸対称であり、ここでは  $\alpha = 1$ 、つまり平面問題として取り扱い、実際の雷管による点起爆をライナー軸方向の線起爆に近似した。

昭和56年5月15日受理

\*化学技術研究所 保安環境化学部2課  
〒305 茨城県筑波郡谷田部町東 1-1  
TEL 0298-54-4789

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \partial E / \partial t = & 1 / \rho (\rho P \partial \rho / \partial t + S_{xx} (\partial u / \partial x - (\alpha - 1) \\ & u / x) + S_{zz} (\partial v / \partial z - (\alpha - 1) u / x) \\ & + S_{zz} (\partial u / \partial z + \partial v / \partial x)) \end{aligned}$$

$E$  は内部エネルギーを示す。

弾性-塑性式

$$\begin{aligned} \partial S_{xx} / \partial t = & 2\mu (\partial u / \partial x + 1/3 \rho \partial \rho / \partial t) + 2\tau S_{xx} \\ \partial S_{zz} / \partial t = & 2\mu (\partial v / \partial z + 1/3 \rho \partial \rho / \partial t) - 2\tau S_{zz} \\ \partial S_{xz} / \partial t = & \mu (\partial u / \partial z + \partial v / \partial x) - \tau (S_{xx} - S_{zz}) \\ \tau = & 1/2 (\partial u / \partial z - \partial v / \partial x) \end{aligned}$$

ここで  $\mu$  は粘性率,  $\tau$  はスピンテンソルである von Mises の降服条件より  $S_{xx}, S_{zz}, S_{xz}$  は

$$f = 2[(S_{xx})^2 + (S_{zz})^2 + (S_{xz})^2 + S_{xx}S_{zz}] > \frac{2}{3} Y_0^2$$

の条件を満たす時は塑性変型となり上式により得られた値に各  $(2/3 Y_0^2 / f)^{1/2}$  を乗じたものにする。ここで  $Y_0$  は降伏応力である。

粘性式は Navier-Stokes の式を用いて

$$q = \lambda / \rho \partial \rho / \partial t$$

とした。

爆轟波面においては反応帯の構造を取り扱う必要がないためもっとも簡単な体積依存型の式

$$W = 1 - (V_0 - V) / (V_0 - V_c)$$

を用いた。ここで  $V_0, V_c$  は各、爆薬の初期体積及び Chapman-Jouget 体積で  $W$  が 1 の時未反応の固体  $W$  が 0 の時爆轟ガスを表わす。

二次元 Lagrange 流体式の解法は対象とする問題に応じて異なるが基本的には Wilkins 又は Mader<sup>9)</sup> の

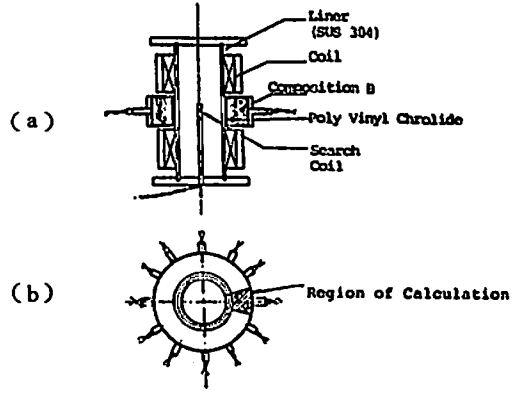


Fig. 1 Experimental set-up for magnetic flux compression.

SUS 304 steel liner; Inner diameter 48mm  
Outer diameter 51mm  
Poly Vinyl Chloride; 1.5mm thickness  
Composition B (RDX 60/TNT 40); 37mm thickness

の手法と同様のものである。

## (2) 実験及び解析

解析の対象は Fig. 1 に示した 12 点起爆の場合である。実験は線爆発型の電気雷管をコンデンサー放電により起爆しシリコンゴムで固めた PETN プースターにより Composition B (RDX 60/TNT 40) を起爆させる。起爆制御は金属ライナー中への初期磁場が最大のところで爆薬が燃轟するように行われる。ライナー中で濃縮された磁場の強度はライナーの収縮半径のおよそ 2 乗に反比例する。またその時生ずるマクスウェル応力

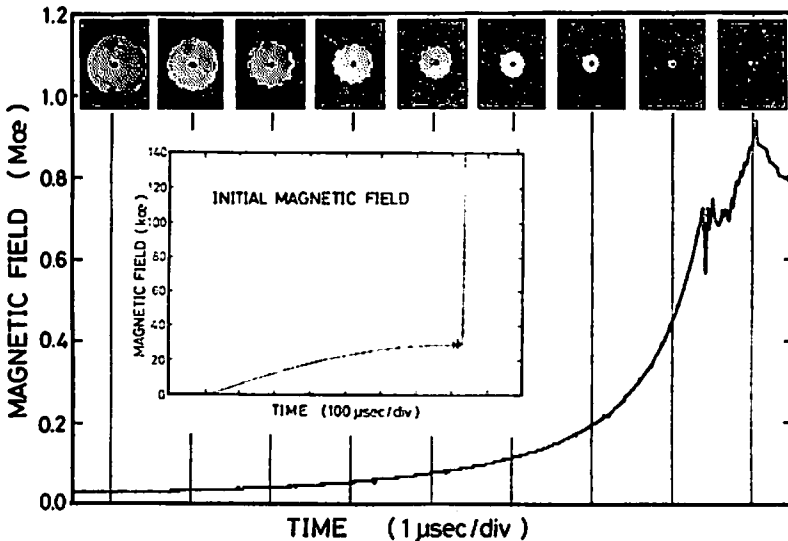


Fig. 2 Experimental result of magnetic flux compression by twelve points initiation

は磁場強度の約二乗に比例し1メガエルステッドで約40kbarである。爆薬とライナーを直接接触させると衝撃による剝離や衝撃波の集中による不規則な変形をおこしやすくなるため塩化ビニル管を緩衝材として設けている。Fig.2に示すように実験では約1メガエルステッドの磁場が得られたが、ライナーは起爆点と同数の凹凸が見られた。これらの凹凸がいかにして生じたかまた凹凸が各雷管方向又はそれらの間の方向のいずれに対応するのかがこの結果からは判断できなかった。したがって解析においてはこの凹凸の生成機構を解明する事を主な目的とした。

まず理想的な円筒爆轟波による金属ライナーの収縮についての解析を行った。解析は基礎式の2項を除外した一次元式によった。爆轟ガスの状態式は木原一正田式により求めた等エントロピー膨張における圧力、体積、内部エネルギー関係式を用いた<sup>3)</sup>。木原一正田式による爆轟速度の値は7.73 km/secで実測値の7.8 km/secと良く一致し、爆轟圧力は232 kbarとなった。塩化ビニル、SUS304の高圧力物性データはLos Alamos研究所で実験により得られた衝撃ユゴニオのデータを用いた<sup>4)</sup>。Composition B, 塩化ビニル、SUS 304の特性値を表1に示す。

Table 1 The input data to 1-DL and 2-DL hydrodynamic calculation

Composition B (TNT 40/RDX 60)	
$\rho_0 = 1.66 \text{ g/cc}$ , $P_{cJ} = 232 \text{ kbar}$ , $D = 7.73 \text{ km/sec}$ , $C_p = 0.5 \text{ cal/g}$	
$\ln P = -3.7269 \ln V - 2.6648 \ln V + 0.3219 (\ln V)^2$ $- 0.02402 (\ln V)^3 + 0.005762 (\ln V)^4$	
$\ln E = -1.6198 \ln V + 0.4522 \ln V + 0.06758 (\ln V)^2$ $+ 0.004751 (\ln V)^3 + 0.0001215 (\ln V)^4$	
(P; Mbar, V; cc/g, E; Mbar cc/g)	
SUS 304	
$\rho_0 = 7.896 \text{ g/cc}$ , $C_p = 0.10544 \text{ cal/g}$ , $\Gamma = 2.17$	
$U_s = 0.4569 + 1.49 u_p \text{ cm}/\mu\text{sec}$	
$Y_0 = 10 \text{ kbar}$ , $\mu = 0.769 \text{ Mbar}$ , $\alpha = 10^{-5}/\text{deg}$	
Poly Vinyl Chloride	
$\rho_0 = 1.376 \text{ g/cc}$ , $C_p = 0.397 \text{ cal/g}$ , $\Gamma = 0.4$ ,	
$U_s = 0.225 + 1.505 u_p \text{ cm}/\mu\text{sec}$	
$Y_0 = 0$ , $\mu = 0$ , $\alpha = 2 \times 10^{-4}/\text{deg}$	

一次元解析の結果を Fig. 3に示す。円筒収束爆轟波では波面が中心に近づくに従って圧力が増加していきライナーに到達した時爆轟圧力は280kbarとなり平面爆轟波に比べて約20%高い圧力になる。爆轟波が金属ライナーへ到達した後、衝撃波は金属ライナー中で反射をくり返し、ライナーは徐々に加速されて起爆後10  $\mu\text{/sec}$ のところでは約4km/secの速度になりライナーは半分に収縮するが実験では約3km/secの速度で計算と明らか違いを生じた。これはFig. 3(b)に示すようにライナーの収縮が大きくなると約200kbarの収縮応力が発生する事によるもので、一方実験はこのような理想的な収縮ではなく、またマクスウェル応力による効果があるためこのような差異を生ずると考えられる。更にFig.1と同一の形状のものについて塩ビ管の肉厚を5mmに厚くした実験及び解析も行われた。実験では発生磁場強度がやや

高くなった。解析においてはライナーへの入射衝撃圧が軽減したがライナーの収縮速度への影響はほとんどない。

次に2DLコードにより二次元解析を行った。実験をシミュレートするため、Fig.1(b)に示した斜線部の半分を210×50メッシュに区切り、一次元の解析の場合と同じ状態式を用いて解析を行った。この場合の初期条件は雷管径と同じ範囲を同時起爆したものと仮定した。境界条件は起爆点と中心を結んだ径方向及び起爆点相互の中間方向は対称面とし、円筒面は自由面とした。二次元解析では爆轟波は円筒発散型のものになり、一次元解析の場合の収束爆轟波は生じない。したがって波面の圧力はChapman-Jouget圧力に等しく爆轟速度も一定である。爆轟波が伝播していくと雷管の間の面で爆轟波相互の衝突がおこり、Fig.4(b)に示

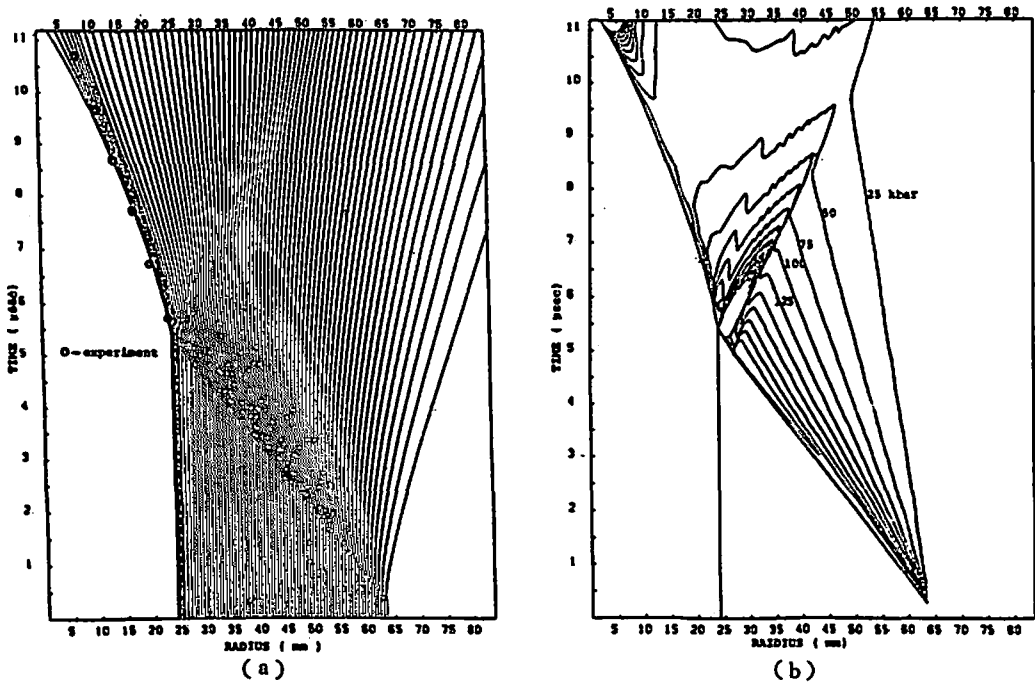


Fig.3 Calculated result of one-dimensional hydrodynamic analysis of implosion of a steel liner by imploding detonation of Composition B.

- (a) Lagrangian cell position-time
- (b) Pressure wave propagation characteristics (25 kbar interval)

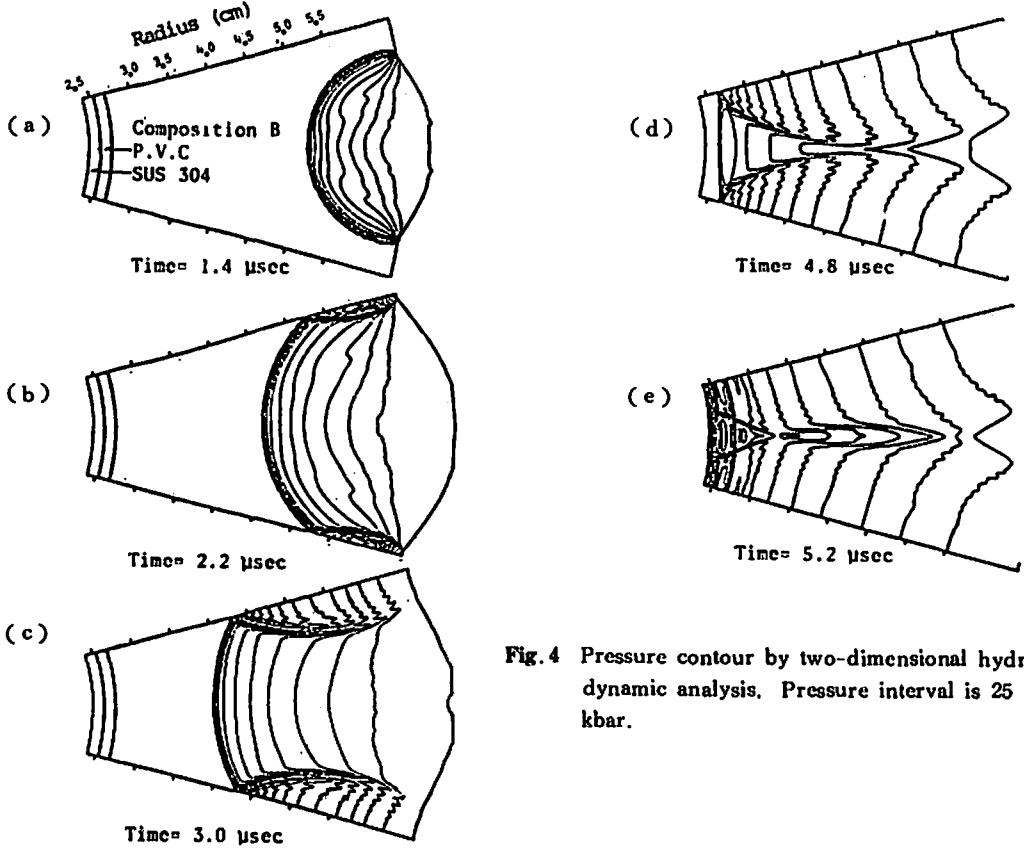
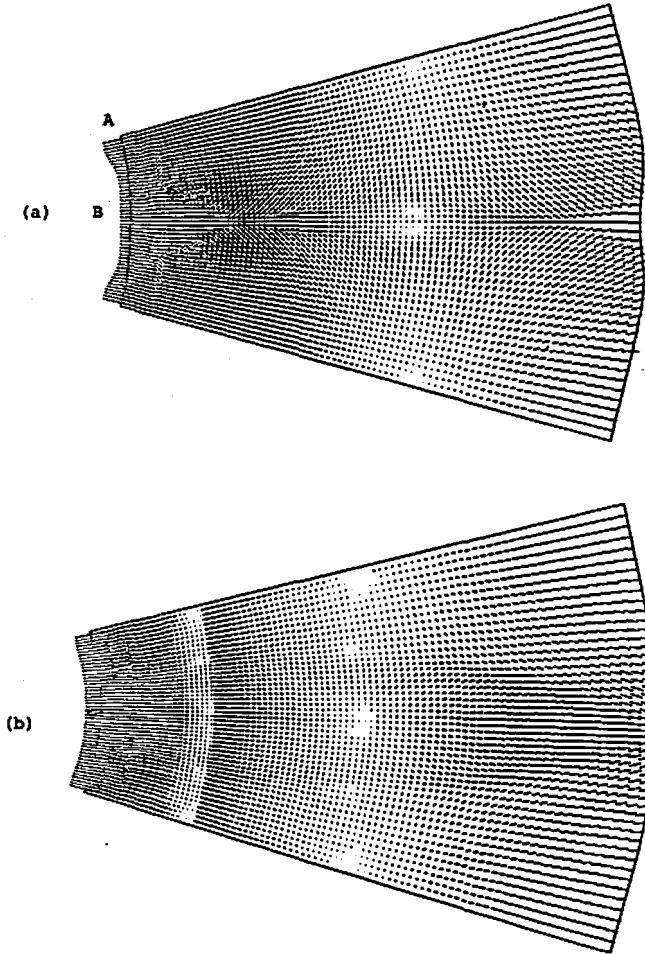


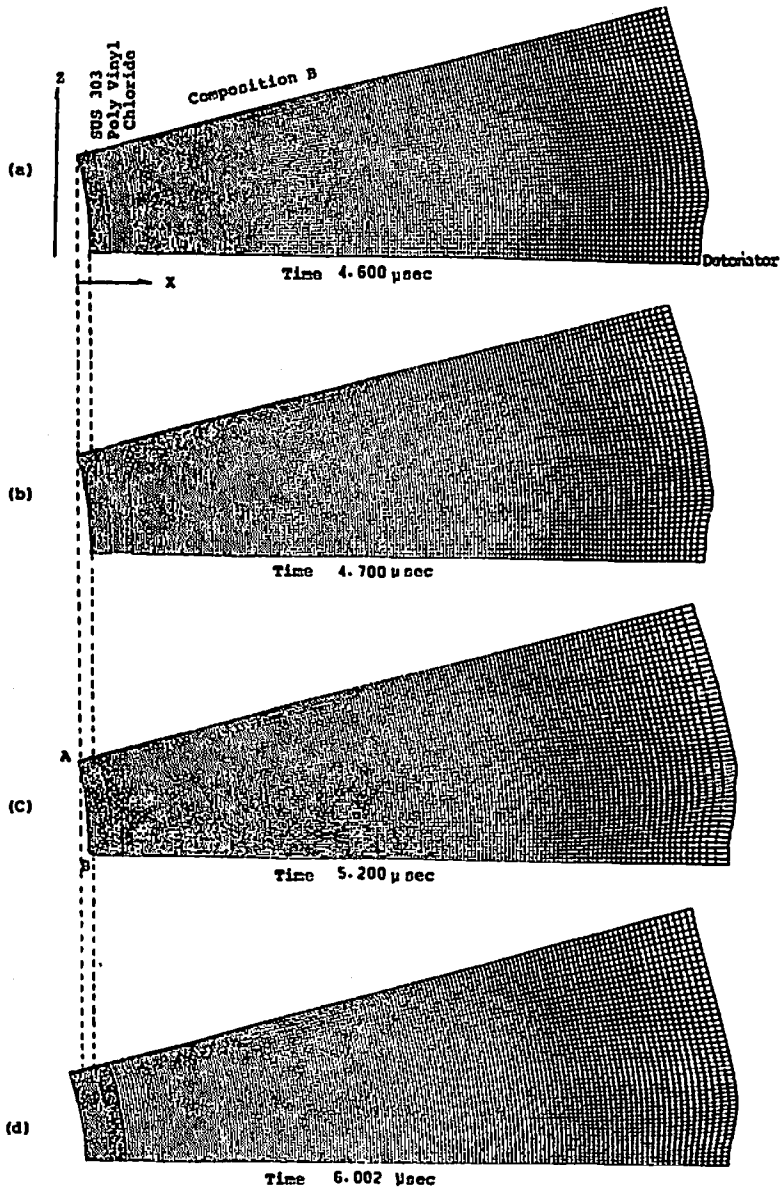
Fig.4 Pressure contour by two-dimensional hydrodynamic analysis. Pressure interval is 25 kbar.



**Fig. 5** The vector plots of particle velocity.  
The length of each vector is proportional to the particle velocity which corresponds to a displacement rate.

すように正常反射と呼ばれる反射波を生ずる。正常反射した時の反射圧力は爆轟圧力の約3倍の700kbar程度の圧力で、波面の伝播とともに衝突角が広がり反射圧は約1.2Mbarまで増加する。しかし衝突角が約95度のところからマッハ反射となりマッハ軸を生じだすと同時に反射圧力も減少していく。(Fig.4(c))ライナーに爆轟波からの衝撃波が到達した時点では反射圧力は約400kbarまで減衰する。しかしマッハ軸付近の圧力は雷管方向の部分の圧力に比べてまだ圧力がかなり高いので Fig. 5 (a) に示した粒子速度のベクトル線図に見られるように起爆点の中間方向が突出した歯車状に変形する。これは Fig.2 の高速度写真の結果と一致する。したがって実験で観測されたライナーの歯車状の凹凸は衝撃波の到達時間差によるものと考えるよ

りは爆轟波相互の衝突により生じた反射波により生じたものと推定される。しかし、その後実験と異り Fig. 5 (a) に対応する Fig.4 (e) に示すように爆轟波相互の衝突により生じた反射波同士が衝突し雷管方向 (Fig. 5 (a) 及び Fig.6(c) のB点の付近) の圧力が高くなっていく。このため Fig.5 (b) に示すようにライナー内面の粒子速度 (つまり変形速度) は一様になり、ライナーは円形に近くなっていく。このライナーの変形の時間変化を Fig.6 に示す。図を紙面に水平近くに傾けてみれば衝撃波面、反射波面が明瞭になる。このライナーの変形についての実験との違いについては (1) 実際は点起爆であったため爆轟波及び衝撃波が球面状になるが、本解析の場合では線起爆を仮定したため円筒状になり Fig. 5 (a) 又は Fig.6 (c) のB点の付近での圧力



**Fig. 6** Time variations of collapse of SUS 304 steel liner and poly vinyl chloride.

- (a) Just before the detonation front arrives at poly vinyl chloride.
- (b) A shock wave is propagating through poly vinyl chloride
- (c) SUS 304 steel liner-deformation after an arrival of shock wave at inner surface of steel liner. (see Fig. 4 (e) and Fig. 5 (a))
- (d) SUS 304 steel liner-deformation is close to circular configuration due to uniform displacement rate of inner surface. (see Fig. 5 (b), and text)

This figure approximately corresponds to second frame of Fig. 2.

を実際より高めに評価した、或いは(2)SUS304の金属ライナーが剝離をおこし、後の爆轟ガス中での反射波等による影響によりライナー内面でジェットが発生したという2つの理由が挙げられるが、(2)についての可能性は低いと考えられる。

### 3. 結 論

ライナーの均一な収縮を点起爆により行おうとする場合にはライナーに爆轟波が到達した時の爆轟波面の衝突角度を大きくするようにすればよく、Composition Bではマッハ軸が形成される角度より考えて衝突角度が約150度以上あれば充分であると考えられる。このためには爆薬の厚みを大きくするか起爆点数を更に増してやればよい。又次元計算の結果より剝離による変形も引張り強度の強い材料と適当な厚みの緩衝材を用いれば解決できると考えられる。

### 文 献

- 1) 田中, 疋田, 工火誌, 36, 116 (1975)
  - 2) H. Knoepfel "Pulsed High Magnetic Fields", North-Holland Publishing Company, (1970)
  - 3) 田中, 疋田, 工火誌, 36, 210 (1975)
  - 4) S. P. Marsh "LASL Shock Hugoniot Data", Univ. of California Press (1980)
  - 5) 例えば M. L. Wilkins "Calculation of Elastic-Plastic Flow", Methods in Computational Physics, Vol. 3, Fundamental Methods in Hydrodynamics, PP211~263, Academic Press (1964)
- C. L. Mader, "Numerical Modeling of Detonations", Univ. California Press (1979)

---

## The Numerical Analysis of Two-Dimensional Detonation Wave (II)

by Katsumi TANAKA\*, Yozo KAKUDATE\*, Katsutoshi AOKI\*  
Shuzo FUJIWARA\* and Masao KUSAKABE\*

The study about the stable condition to a compression of a metal liner by imploding detonation of a high explosive, which has been used to produce the high magnetic field, have been performed using one dimensional and two dimensional hydrodynamic computer codes.

Numerical analysis and experiments show that multi-point initiation of explosive causes the perturbation such as Mach reflection formed by collision of detonation waves. As the result from both the numerical study and experiments, the collision angle of detonation waves should be larger enough than the angle to from the Mach reflection.

(\*National Chemical Laboratory for Industry, Yatabe-Cho, Tsukuba, Ibaraki)