

爆薬駆動による金属管の縮管衝突により 装填材料に誘起される衝撃波履歴の計算

福田 泉*, 永山邦仁**, 藤田昌大**, 清田堅吉*

金属円管をこれを巻きつけた爆薬によって駆動し、高速度で縮管し、これを同軸に置いた円形断面の装填材料と衝突させることによって、材料内に軸対称求心衝撃波を発生させる。このような問題を対象にして、爆薬駆動による金属管の縮管過程および管衝突により装填材料内に伝播する衝撃波履歴に関する数値計算を実行した。計算結果は次の通りである。(1)縮管過程における金属管内部の圧力および粒子速度の脈動的変動が明らかになった。(2)金属管を衝突させる場合には、爆薬を装填材料に直接巻き付けた場合の4～5倍の圧力値となった。(3)しかし金属管の肉厚が有限であるために、金属管外面からの稀薄波が材料内部における圧力上昇を妨げるように影響を与えた。またそれは相変換の進行にも影響を与え、材料外表面近くでの相変換の進行を途中で停止させてしまうとの結果となった。

1. まえがき

爆縮法は爆薬の化学エネルギーを金属管の運動エネルギーに変換して、管の内側の領域を高エネルギー密度状態にする。それによって管の内部に超高磁場を発生¹⁾させたり、予め軸中心に置かれた装填材料への衝突により得られる超高压を利用して、超電導物質を合成²⁾したりする研究等が報告されている。本論文では、軸中心部に置いた円形断面の装填材料に爆縮法によって駆動された金属円管を衝突させた場合について、装填材料内の圧力変動を理論的に議論する。これらの現象は二次元収束衝撃波の問題であるので、平面衝撃波の場合のように単純ではない。縮管問題に関しては今日までに、縮管速度を計測した実験³⁾、非圧縮性の性質を有する金属管の運動および安定性の理論解析⁴⁾等がある程度である。また、固体中の求心衝撃波の伝播については著者の一人(永山)によって数値的に扱われている⁵⁾が、本論文の議論はこれを実際的な議論へと発展させたものである。

2. 基礎方程式

Fig. 1に示すように、金属管に密着して巻いた爆薬による縮管過程を軸対称一次元問題として考える。ここで単純化のために次のような仮定をする。

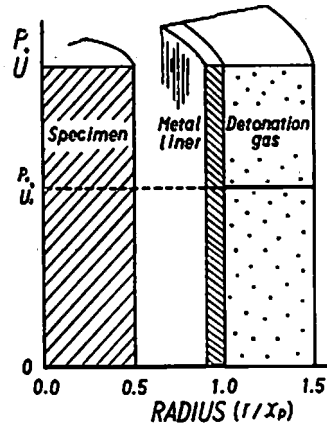


Fig. 1 Schematic diagram for initial condition.

- (1) 爆薬の領域は時刻 $t = 0$ で Chapman-Jouguet 状態の圧力 p_0 と粒子速度 u_0 を持った一様な爆薬ガス層で置き換える。
- (2) 金属管と装填材料の挙動は流体的であるとする。
- (3) 爆薬ガス層の外側空間および金属管内側表面から装填材料表面までの空間は真空状態にあるとする。

その後の流れ場の解析には次の流体式を用いた。

時刻 $t = 0$ におけるラグランジュ座標を ξ とすると熱伝導のない非粘性流体に対する質量、運動量、エネルギー保存および粒子速度の式は

昭和56年2月4日 受理
*八代工業高等専門学校
〒866 熊本県八代市平山新町2627
**熊本大学工学部
〒860 熊本県風巻2-39-4

$$\rho_0 x^\alpha dx = \rho r^\alpha dr, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \cdot \left(\frac{r}{x}\right)^\alpha \cdot \frac{\partial(\rho+q)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + (\rho+q) \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

および

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u \quad (4)$$

で与えられる。ここで、 ρ_0 は初期密度、 ρ は密度、 u は粒子速度、 ρ は圧力、 v は比体積、 r は時刻 t におけるラグランジュ座標、 q は人工粘性項、そして α は平面流、軸対称流、球対称流に対してそれぞれ0, 1, 2であるような定数であり、ここでは $\alpha=1$ である。また、簡単のため系全体は等エントロピ変化であると近似し、エネルギー保存式は省略した。

金属管および装填材料の構成方程式としては、衝撃圧縮データから得られる実験的 Hugoniot 曲線

$$p = p_H \frac{A^2 \eta}{v_0(1-B\eta)^2}, \quad \eta = 1 - \frac{v}{v_0} \quad (5)$$

で表わせると仮定する。ただし、 A および B は衝撃波伝播速度 u_s と物質粒子速度 u_p との経験的線型関係式： $u_s = A + Bu_p$ の物質定数である。

また、本計算では装填材料として鉄の丸棒を取り上げて高圧状態で α 相から ϵ 相への衝撃相変換を考察する。その際の相変換式としては次式を用いる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{\alpha^{\epsilon\alpha} - \alpha}{\tau},$$

$$\alpha = \frac{v - v_I(\rho)}{v_{II}(\rho) - v_I(\rho)}, \quad \text{for } \rho \geq \rho_0 \quad (6)$$

$$\alpha^{\epsilon\alpha} = \frac{v - v_{\epsilon}}{v_{II}(\rho) - v_I(\rho)}$$

相変換は不可逆的と仮定して、相変換圧力 $p_c=130\text{kbar}$ 相変換による体積減少 $\Delta v = -0.0059\text{cm}^3/\text{g}$ および相変換の緩和時間 $\tau=1.0$ として⁹⁾計算した。 $v_I(\rho)$, $v_{II}(\rho)$ および v_{ϵ} は各時刻における相変換の開始前、開始後および相変換開始圧力に対する比体積である。

爆轟ガスの状態式については次のポリトロップ関係式で近似する。

$$p = p_j \left(\frac{v_j}{v}\right)^{\gamma} \quad (7)$$

ここで、 p は圧力、 v は比体積、 p_j と v_j は Jouguet 状態における圧力と比体積、そして γ は断熱指数であり各爆薬に対して計算に用いた値を Table 3 に示す。

3. 数値計算

数値計算は(1)~(4)および(6)式を簡単な差分式¹⁰⁾に置き換えて実行した。差分点の数としては500点前後取った。そして、(a) 金属管の厚さ、(b) 爆轟ガス層の厚さ、(c) 金属管の材質、(d) 爆轟ガスの種類などのパラメータが装填材料に誘起される衝撃波に及ぼす影響について検討した。また、(e) 金属管を用いず、爆薬を直接装填材料に巻きつけた場合についても計算を行い、金属管が衝突することによる効果と比較検討した。

実行した数値計算例における初期条件および境界条件は Table 1 にまとめている。また、Table 2 および Table 3 は数値計算に用いた金属円管と装填材料の物性値¹¹⁾、および爆轟ガスの特性値¹²⁾を示している。

Table 1 Initial and boundary conditions used for numerical calculations.

Case no.	Explosive	Liner material	Specimen	Thickness of explosive ($r_b - r_p - r_c$) ₀	Thickness of metal liner ($r_p - r - r_l$) ₀	Thickness of specimen (r_{FE}) ₀
1	SEP	Aluminum	Iron	0.5	0.1	0.5
2	SEP	Aluminum	Iron	0.5	0.3	0.5
3	SEP	Aluminum	Iron	0.1	0.1	0.5
4	SEP	Aluminum	Iron	1.0	0.1	0.5
5	SEP	Copper	Iron	0.5	0.1	0.5
6	SEP	Iron	Iron	0.5	0.1	0.5
7	TNT	Aluminum	Iron	0.5	0.1	0.5
8	RDX	Aluminum	Iron	0.5	0.1	0.5
9	SEP	—	Iron	0.5	—	0.5

Table 2 Physical properties of several metal liners and specimens used for numerical calculations.

Material	Acoustic velocity mm/ μ s	Densit g/cm ³	Shock impedance $\rho_0 a_0 \times 10^9$	Elastic compressibility $\rho_0 a_0^2$ Mbar	Material constant A mm/ μ s	Material constant B
Copper	3.92	8.93	35.1	1.38	3.94	1.489
Iron	3.80	7.85	29.8	1.13	3.80	1.580
Aluminum	5.25	2.785	14.62	0.767	5.25	1.338

Table 3 Physical properties of several explosives used for numerical calculations.

Explosive	Acoustic velocity mm/ μ s	Particle velocity mm/ μ s	Detonation pressure kbar	Detonation velocity mm/ μ s	Density g/cm ³	Adiabatic exponent γ
TNT	5.278	1.664	189.1	6.942	2.153	3.172
SEP	5.257	1.712	145.6	6.970	1.617	3.07
RDX	6.426	2.213	337.9	8.639	2.375	2.904

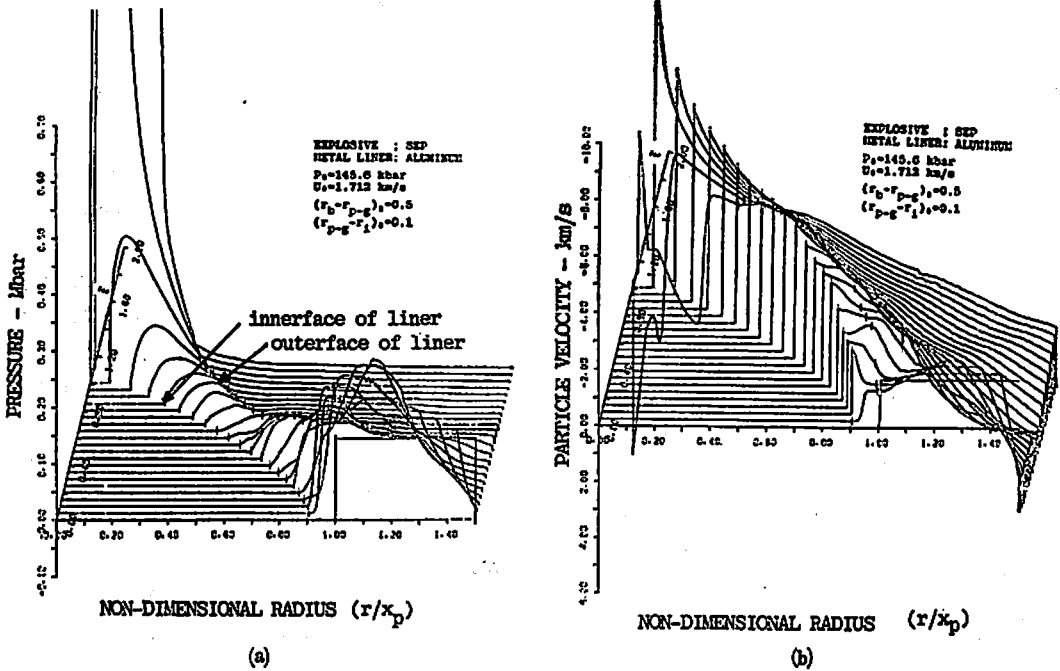


Fig. 2 Numerical results of implosion process of explosively-driven metal liner for case 1 except specimen; (a) pressure and (b) particle velocity profiles, respectively.

4. 結果と検討

基準例として SEP 爆薬 ($P_0=145.6$ kbar, $u_0=1.712$ km/s) の爆轟ガスにより、アルミニウム管が縮管されて、予め装填されている鉄の丸棒に高速度で衝突する場合 (Table 1 の case 1) を取り上げて議論することにする。Fig. 2 (a) と (b) は case 1 において装填材料を取り除き、縮管過程のみを詳細に見ようとした計算結果である。図において、0.05 毎の無次元時刻 (\bar{t}) における状態量の位置的变化をその O レベルを上方にずらしながら示している。また、金属管の内面および外面位置は、短い縦線で示している。したがって (a) 図において、2 つの短い縦線の間の領域が金属管内の圧力分布であり、外側の縦線より外部は爆轟ガスの圧力分布である。また、内側の縦線より内部は真空であり、O レベルである。(b) 図も同じ要領で描いている。

まず、初期の爆轟ガスの圧力と粒子速度により金属管の領域内へ衝撃波波頭面圧力約 200 kbar の衝撃波が誘起されて伝播し、金属管自由表面へ到達して初めて

縮管は開始する。そのとき発生する反射稀薄波により金属管自由表面は急激な圧力減少と粒子速度の増加を生ずる。また、反射稀薄波が金属管-爆轟ガス境界面に到達するとき第二の圧縮波が発生し粒子速度は増加する。以後、第二圧縮波も第一衝撃波と同じように、自由表面と金属管爆轟ガス境界面の領域を往復伝播する。そういった経過を辿りながら、金属管内の圧力は、初期 200 kbar から次第に減衰して、縮管途中では金属管外面 (発散によって減衰した爆轟ガス圧の値) において最大となるように分布するようになるが、その後縮管による密度の増加のため金属管内部に高圧力を発生するような経過となっている。また、金属管内部の粒子速度は、縮管の初期においては、必ずしも単調減少関数的な分布をするのではなく、その分布は脈動的に変動している。このような現象は、縮管が進行するにつれて、明確に現われなくなるが、この点が圧縮性を考慮したための特徴的な現象となっている。

Fig. 3 はいくつかの初期、境界条件における高速縮

管過程中の $r/x_p=0.5, 0.6$ および 0.7 、での金属管の飛行速度 (W/D) の計算値を金属管と爆薬との質量比 (C/M) に対してグラフにプロットしたものである。実線は平板の場合について同じ関係を文献(11) から引用したものである。図において、金属管の飛行速度が平板より速いのは縮管が進むにつれて、その形状効果により金属管の肉厚が増し、内面速度がその結果として上昇することによる。金属管の縮管速度は C/M が増すにつれて早くなる。また、 C/M が増すにつれて金属管の加速は増す傾向にある。しかしながら $C/M=0.65$ では $r/x_p=0.5, 0.6, 0.7$ の3点が殆んど同一一点に記され、この場合には金属管内面の加速が生じていないことを示している。つまり、 C/M がある値以下では金属管内面の加速が生じないような爆薬厚さの限界

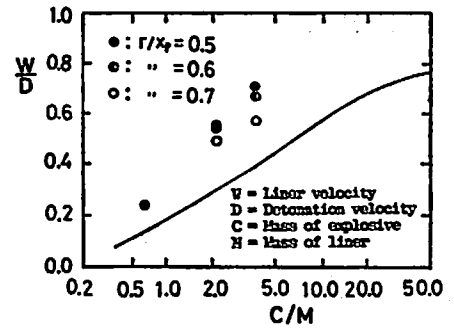


Fig. 3 Velocities at some radiuses of cylindrical metal liners accelerated by some explosives. Solid line shows velocity of a plate liner accelerated by comp. B.

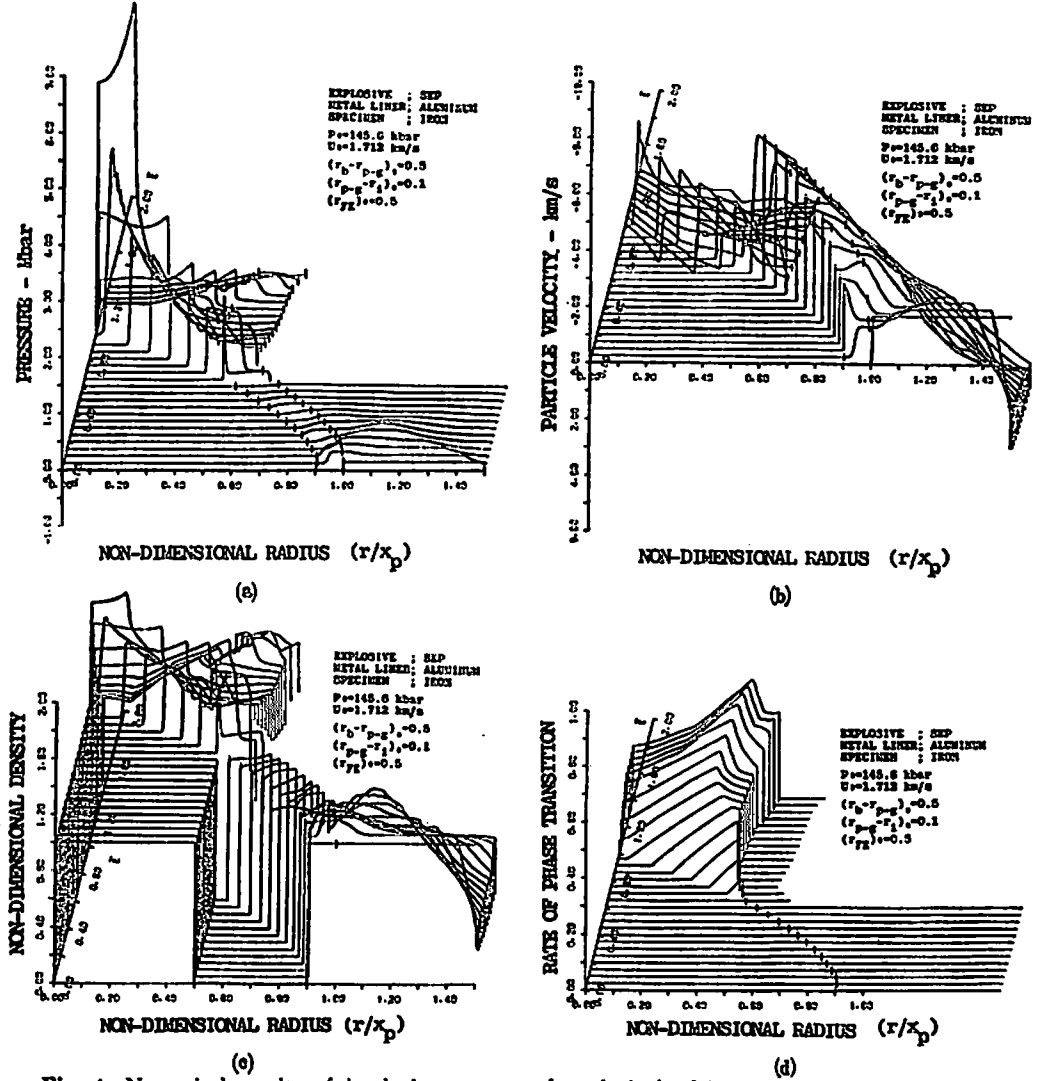


Fig. 4 Numerical results of implosion process of explosively-driven metal liner and shock wave propagation in specimen induced by the collision for case 1; (a) pressure, (b) particle velocity, (c) density and (d) rate of phase transition profiles, respectively.

値があることをこの結果は示唆している。

Fig. 4 (a), (b), (c)および(d)は case 1 の数値計算結果である。横軸には無次元化半径を取り、縦軸には図(a)では初期状態から縮管衝突によって装填材料内に誘起される衝撃波圧力分布、図(b)では粒子速度分布、図(c)では密度分布および図(d)では装填材料の相変換率の時間変化がそれぞれ対応している。また、作図要領は、Fig. 3 と同様である。Fig. 4 (a), (b)および(c)より、高速縮管中 ($u \approx 4.8 \text{ km/s}$) の金属管が装填材料に衝突するとき、衝突面に超高压の衝撃波を発生し、材料内に Mbar のオーダーの圧力で約 2 km/s の粒子速度を持った求心衝撃波を誘起する。この求心衝撃波の伝播に伴い装填材料内には40~50%の密度上昇がみられる。求心衝撃波は軸中心に近づくにつれて無限大の衝撃波波頭面圧力になるように増大する。その後、軸中心からの反射衝撃波として半径外方向に広がるが、二次元発散波であるために圧力値は当然減衰する。しかし、この場合にはアルミニウム管外面から伝播する稀薄波が装填材料内に影響して、装填材料内の反射衝撃波前面より外方部分の圧力を既に低下させているので、反射衝撃波の減衰の割合は二次元発散波として計算されるものよりはるかに大きくなっている。その結果、波頭面圧力より、後方部の圧力の方が高い値となるとい興味深い分布状態もその経過中に生じている。アルミニウム管の肉厚を有限としたことの影響がこのような圧力履歴をもたらす。Fig. 4 (d)は鉄の相変換率を求めたものである。これはまた、鉄の相変換圧力 $p_c = 130 \text{ kbar}$ 以上の高压状態を保持する時間による効果とみることができる。相変換は、衝突後の初期において、外表面において最も進行するが、その後相変換が最も進行する位置は外表面より内部に次第に移動する。これはやはりアルミニウム外表面からの稀薄波が装填材料内に及んだことによる影響である。しかし、その後中心からの反射衝撃波による圧力増大の効果のために、相変換の最も進行する位置の内方への移動は殆んど停止し、その後の相変換は、同じ位置的な分布状態を増幅するような形式で進行している。

さらに、Fig. 5 は、装填材料内を伝播する種々の初期、境界条件における求心衝撃波波頭面圧力の増幅の様子を示す。図から判るように、いずれの場合においても衝撃波波頭面圧力は軸中心に近い位置で急に増大している。ここで、case 1, 7, 8 のグラフにおいて、 $r/x_p = 0.3$ 以内で圧力増加の割合が外方部におけるよりもやや低下したように見受けられる点は興味深い。これは、アルミニウム管外面からの稀薄波が衝撃波波頭面に次第に追いつき、その結果、波頭面のすぐ後方部の圧力勾配を大きくすることの効果によって生じた

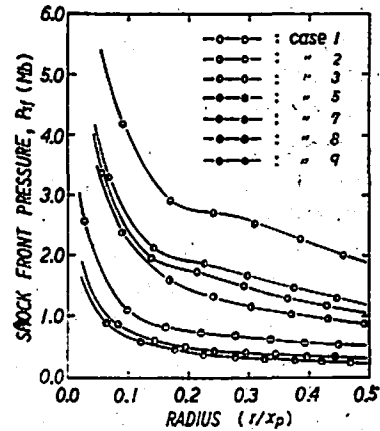


Fig. 5 Pressure growth of converging shock waves in iron rods.

ものである。case 5 の場合には、金属管材料が銅であり、装填材料(鉄)と衝撃インピーダンスが殆んど変わらないために稀薄波の入射が階段状とならない。また case 2 は金属管が厚いために、稀薄波が衝撃波波頭面に追いつくのが遅れる。そういった効果が case 5 と case 2 のグラフで圧力増加の割合を減少させる因を作らなかったものである。以下、金属管と装填材料の初期、境界条件の違いによる影響について計算結果を比較検討すると次のようである。

(a) 金属管の厚さ

金属管の肉厚が case 1 より3倍厚い case 2 のときに装填材料への衝突速度は遅くなり、発生する衝撃波波頭面圧力は約倍近くまで低くなる。しかしながら波頭面後方圧力の減衰は緩やかになり、より長い時間高压領域を保持する。

(b) 爆薬ガス層の厚さ

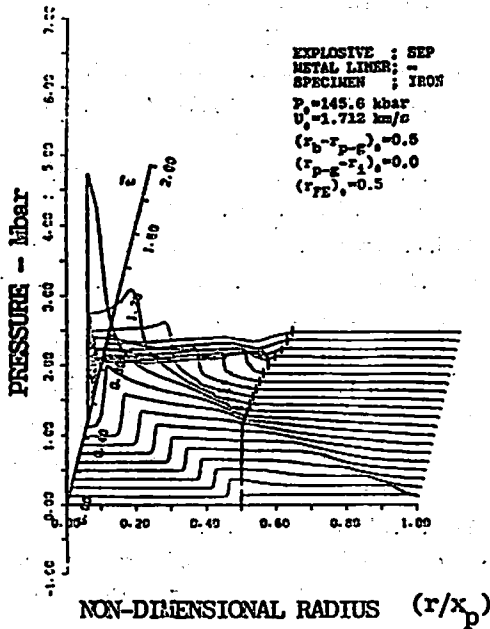
爆薬ガス層が case 1 の約倍と極端に薄い case 3 のときは、爆薬ガスが早く逃げたために、金属管の平均縮管速度は等速に近い。この場合は、衝突により得られる波頭面圧力は case 1 のときの約約倍と低くなり、装填材料を直接取り巻いた爆薬により得られる波頭面圧力とはほぼ同程度であった。

(c) 金属管の材質

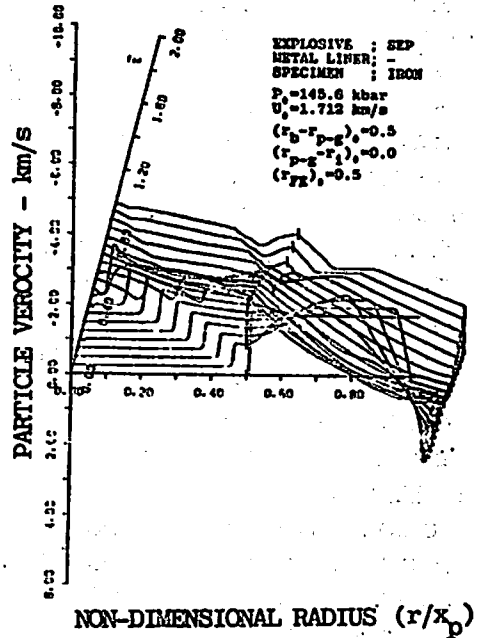
金属管では、密度の大きい銅管を用いた case 5 の縮管速度はアルミニウム管の case 1 に比べて遅くなり、衝突により得られる波頭面圧力も稀かに低くなっている。また、波頭面後方圧力の減衰は緩やかになる。

(d) 爆薬ガスの種類

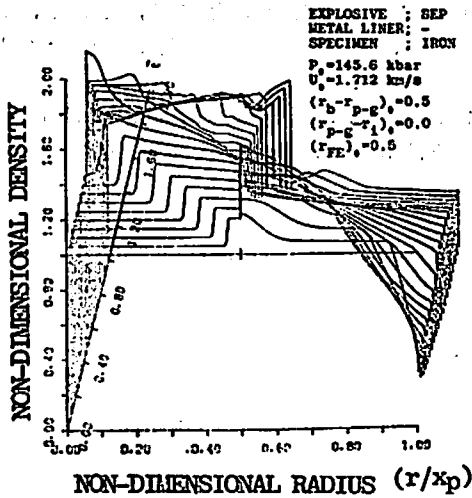
爆薬ガスの特性値の高い RDX 爆薬の case 8 のほうが金属管の縮管速度は SEP 爆薬による case 1 より早くなっており、衝突後の波頭面圧力は約2倍高くなっている。しかしながら波頭面後方圧力の減衰は鋭くな



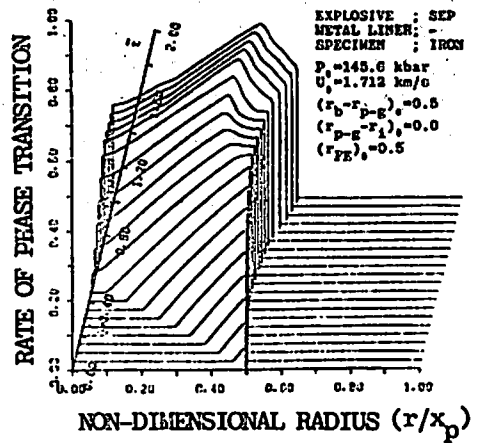
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 6 Numerical results for case 9; (a) pressure, (b) particle velocity, (c) density and (d) rate of phase transition profiles, respectively.

り、高圧領域の保持時間は短くなる。

(e) 装填材料に爆薬を直接巻きつけた場合（金属管を用いない場合）

Fig. 6 (a), (b), (c)および(d)は金属管を用いない case 9 の数値計算結果を示す。金属管を用いない場合には Fig. 4 (a)と比較して、装填材料中に伝播する衝撃波波頭面圧力が $\frac{1}{4}$ ~ $\frac{1}{6}$ に低下している。しかしながら波頭面後方圧力の減衰は緩やかになり、高圧領域の保持時間は長くなる。

5. 結論

爆薬駆動による金属管の高速縮管衝突により装填材料に誘起される衝撃波履歴に関する計算結果をまとめると次のようである。

(1) 金属管は自由表面での反射稀薄波により急激な圧力減少と粒子速度の増加を生ずる。また、反射稀薄波が金属管—爆薬ガス境界面に到達するとき第二の圧縮波が発生し粒子速度は増す。このように金属管の縮管速度は管領域を往復伝播する衝撃

波の影響により脈動的に変動しながら縮まる。

- (2) 爆薬駆動による金属管が装填材料に衝突するとき衝突面に Mbar のオーダーの求心衝撃波を誘起する。この方法によって得られる求心衝撃波は爆薬によって直接負荷を加えて得られる求心衝撃波の 4~5 倍の値となった。
- (3) 相変換が最も進行する位置は、初期においては金属管が衝突する装填材料外表面にあるが、やがて、金属管外表面からの稀薄波の影響が装填材料内に及ぶために、この位置が内方へ移動する。その後、軸中心から発散波として伝播する反射稀薄波によって圧力が増大する効果加わるので、この位置の内方への移動は停止し、同じ分布状態のまま相変換が進行するようになる。
- (4) 金属管の縮管速度は金属管と爆薬との質量比 (C/M) が増すにつれて早くなる傾向にある。また、 C/M が増加するにつれて金属管内面の加速は増える傾向にある。しかしながら、 $C/M=0.65$ では $r=x_p$ が 0.7~0.5 の範囲で金属管内面の加速は殆んど生じていない。
- (5) 装填材料に誘起される求心衝撃波波頭面圧力は軸中心に近づくにつれて急に増大する。しかし、金属管が薄いアルミニウム管の場合には金属管外面から伝播する稀薄波の影響が衝撃波波頭面に追いつくために、この増加の割合が一旦減少するよう傾向を生じた。金属管が銅管の場合には、増

加の割合は単調であった。

文 献

- 1) C. Fowler et al., J. appl. Phys., 31, 588 (1960)
- 2) D. Dew-Hughes, and V. D. Linse, J. appl. Phys., 50, 3500 (1979)
- 3) Y. Nakagawa, Y. Syono, T. Goto and J. Nakai, Sci. Rep. RITU, A25, 1 (1974)
- 4) J. P. Somon, J. Fluid Mech., 38, 769 (1969)
- 5) K. Nagayama and T. Murakami, J. Phys. Soc. Japan, 40, 1479 (1976)
- 6) G. E. Duvall, "Propagation of Shock Waves in Solids", p. 97 (1976), Eric Varley eds.
- 7) L. Fox, "Numerical Solution of Ordinary and Partial Differential Equations", p. 339 (1962), Pergamon Press.
- 8) V. N. Zharkov and V. A. Kalinin, "Equations of State for Solids at High Pressures and Temperatures", p. 148 (1971), Consultants Bureau.
- 9) Deal, W. E., J. Chem. Phys., 27, 796 (1957)
- 10) 永山邦仁, 井上 修, 大川郁夫, 坂田 豊, 藤田 昌大, 熊本大学工学部研究報告, 第28巻第2号, 1979, 17.
- 11) Aziz, A. K., Hurwitz, H., and Sternberg, H. M., Phys. Fluids, 4, 380 (1961)

**Numerical Calculation of Shock Wave Propagation in a Rod
Induced by the Collision of Explosively-Driven Metal Liner**

by Izumi FUKUDA*, Kunihito NAGAYAMA**, Masahiro FUJITA**
and Kenkichi KIYOTA*

In this paper we have formulated the problem of the imploding motion of metal liner driven by high explosive surrounding it, and the generation of converging shock waves in a rod concentrically placed within the liner. Numerical calculations have been carried out on this problem for several initial and boundary conditions. It is shown that the pressure pulse induced in a rod within the liner can be controlled by varying the thickness and material of liner and of explosive appreciably. It is also shown that the finite thickness of the metal liner plays an important role on the induced converging shock growth within the liner because of the rarefaction wave arising from the outer boundary of the liner.

(*Yatsushiro National College of Technology, Hirayamashinmachi 2627, Yatsushiro City, Kumamoto, Japan.

**Faculty of Engineering, Kumamoto University, Kurokami 2-39-4, Kumamoto City, Japan)