

高性能爆薬の二次元爆轟波の数値解析(1)

田中克己*, 疋田 強*

Becker, Kistiakowsky, Wilson 状態方程式を用いて、二次元 Lagrange 流体式の差分解析 (2 DL) によりテトリル裸包の爆轟波に及ぼす薬径効果が解析された。2 cm 径と 1 cm 径では、波面が彎曲し、又わずかであるが、爆速の低下もみられた。0.4 cm 径では波面の彎曲はかなり大きく、爆轟は不安定で、我々の 2 DL では、反応が中断し、再起爆は解析ではおこらなかった。

解析したいずれの系でも側面から周期的に希薄波があらわれ、Campbell, Dremin らの観測した Dark wave とよく似た現象を呈した。又解析であらわれた Dark wave は、側面からの希薄波により爆轟波面の反応が遅れることによりできる。希薄波による爆轟波の乱れは、爆轟波面に、過大圧縮と過小圧縮の領域を交互に与え、爆速も微小時間でみると振動している。

一方、この計算では爆轟波面のピーク圧は、Zeldovich, Neumann, Döring (ZND 理論) に比べて約 10% 低くなった。このことは、凝縮系爆薬の反応がかなり速いこと、衝撃波のたちあがり完全に不連続でないことによる。完全に不連続である場合は、波面が大きく振動することが他の研究より知られている。

1. 緒 言

Chapman¹⁾, Jouget²⁾, Zeldovich³⁾, Neumann⁴⁾ らの一次元爆轟波の理論は現在でもその利用価値を失っていない。しかし現在までの多くの実験から、爆轟波は二次元または、三次元的な構造をしていることが知られている。特に薬径の減少に伴う、爆轟波の中断、爆速の低下は一次元理論では説明できないため、一次元理論に、二次元的な補正をした多くの理論が提案された。その代表的なものとして、Eyring⁵⁾ の Curved front theory, Jones⁶⁾ の Nozzle theory, Cook⁷⁾ の Detonation head theory がある。しかしこれらは、いずれも、爆轟波を定常なものとして仮定し、波面の彎曲薬轟ガスの膨張等による反応遅れをもとにしている。しかし、最近の Dremin⁸⁾ らの理論は爆轟波の反応遅れよりも、側面からの希薄波 (Dark wave) が爆轟波の中断をおこすとしており Eyring, Jones, Cook らの理論を否定している。したがって爆轟波に及ぼす薬径効果は二次元ないし三次元的な考察を必要とするが、二次元流体式による解析は非常に複雑であり超大型電算機が必要であるため、ほとんど解析されていない。したがって、多次元爆轟波の研究は我々爆轟研究

者にとって最も魅力ある課題の一つである。

ここで用いられた二次元 Lagrange 流体式の差分解析 (2 DL) は多頭爆轟波の解析にはもっとも有効な方法である。

ここでは、テトリルを均一系の爆薬としてとり扱っており、爆薬中の空洞のような不均一性は考慮していないので実際のものとは合致するかどうかはわからない。テトリルを選んだ理由は、東京工業試験所のギャップテストの解析に用いたためである。

1. 解析方法

計算は Z を対称軸とした Lagrange 式

$$\partial \rho / \partial t = -\rho (\partial (UR) / R \partial R + \partial V / \partial Z) \quad (1)$$

$$\rho \partial U / \partial t = -\partial (p+q) / \partial R \quad (2)$$

$$\rho \partial V / \partial t = -\partial (p+q) / \partial Z \quad (3)$$

$$\partial E / \partial t = -(\dot{p} + \dot{q}) \partial (1/\rho) / \partial t \quad (4)$$

と Arrhenius 型単分子分解反応式

$$-\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\eta K_{exp} (-E^*/RT) \quad (5)$$

である。η は分解率で未反応物質 (固体) を 1.0、爆轟ガスを 0.0 とする。K, E* は物性定数で各々頻度因子、活性化エネルギーを示す。又、q は von Neumann⁹⁾ により提唱された Artificial viscosity で単位は圧力である。他の変数、p, ρ, E, U, V, R, Z, t は各々、圧力、密度、内部エネルギー、R 方向、Z 方

* 東京大学工学部反応化学科、東京都文京区本郷7-3-1
49年10月1日 受理

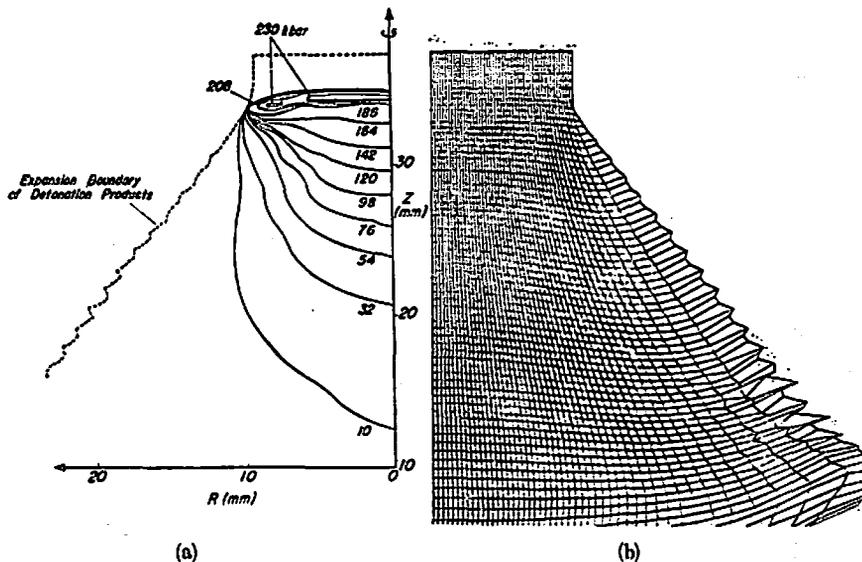


Fig. 1 (a) The pressure contour in the detonation of an unconfined cylindrical tetryl charge calculated by 2 DL at the time of $4.90 \mu\text{sec}$. The initial density and charge diameter are 1.55 g/cc and 2 cm respectively.
 (b) The mass flow calculation result under the same condition with Fig. 1(a)

向の粒子速度, Euler 座標, 時間を変わす。

差分は C, F, L^{**} の安定条件より $\Delta R=0.02\text{cm}$, $\Delta Z=0.049\text{cm}$, $\Delta t=5 \text{ nanosec}$ とした。

未反応爆薬の状態式は一次元衝撃波についての実験から得られる Hugoniot

$$U_S = C + S U_p \quad (6)$$

$$P_H = \rho_0 U_s U_p \quad (7)$$

$$E_H = \frac{1}{2} P_H (1/\rho_0 - 1/\rho) \quad (8)$$

と Mie-Grüneisen 式

$$P - P_H = \gamma \cdot \rho (E - E_H) \quad (9)$$

を用いた。

テトリル (ステアリン酸 6wt% を含む) は初期密度 ρ_0 を 1.552 g/cm^3 , (6)式の C, S , (9)式の Grüneisen 定数 γ は Lindstrom⁹⁾, Dremin¹⁰⁾ らの実験より各々 $0.1 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, $2.5, 1.0$ とした。未反応テトリルの圧縮温度は J. M. Walsh¹¹⁾ らの理論によった。爆轟ガスの状態式は Becker-Kistiakowsky-Wilson (BKW) 式から Chapman-Jouget (C-J) 点を求め, C-J 点からの等エントロピー膨張曲線を求め, 圧力, 体積, 内部エネルギー温度の関数にしたものを用いる。C-J 値は無限量薬径の定常値に相当する。BKW 式より求めたテトリルの爆速, 爆圧および, 爆轟温度は各 0.71

$76 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, 0.207 Mbar , 3190°K である。(5)式の K, E^* は, テトリルの熱分解速度の実測値¹²⁾ から各 $10^{10} / \mu\text{sec}$, 40 kcal/mole とした。

解析は, 薬径が 2.0 cm , 1.0 cm , 0.4 cm 径についてそれぞれ行われ, 100 kbar の平面衝撃波を加え, 爆轟波を 0.5 cm 伝播させた後, Z 軸を除く境界を自由面とした。 Z 軸は剛体として, Z 軸に垂直な方向である R 方向へ変位させないようにした。境界条件は, この解析において最も重要であるため, 付録に概要を示しておく。解析は, 東京大学大型計算機センターの HI TAC 8700/8800 のシステムにより実行した。実行時間は 1 件につき約 1 時間である。

2. 解析結果

Fig. 1(a) は 2 cm 径のテトリルの爆轟における, 等圧線と爆轟ガスの膨張を示したものであり, C. L. Mader¹³⁾, H. U. Freund¹⁴⁾ らの計算, 実験とよく似たものになる。Fig 1 で爆轟波は下から上へ伝播しているが, 等圧線で, 爆轟波中に二箇所のピークが存在する。これは側面からの希薄波による Dark wave と呼ばれるもので, 後で詳しく述べる。又, 波面の湾曲はかなり大きく, 粒子速度の方向は波面に垂直で, 球面的に発散している。又, Fig 1(b) の網目状のものは, 各爆轟粒子の膨張を示しており, 周辺でジグザグになっているのは一種の Rayleigh-Taylor Instability^{***)} である。

この解析による爆轟ガスの膨張線のジグザグは, 実験と定量的には合致するかどうかかわからないが定性的

** C. F. L^{35), 36)} (Courant, Friedrichs, Lewy) の安定条件は $\Delta R/\Delta t > U_{S,R}$, $\Delta Z/\Delta t > U_{S,Z}$ と表わされる。 $U_{S,R}$, $U_{S,Z}$ は各々 R, Z 方向の衝撃波速度である。

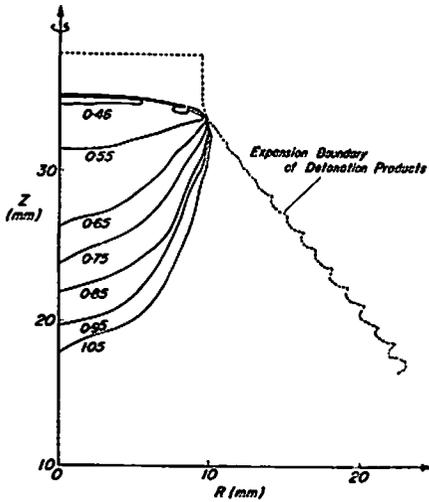


Fig. 2 Iso volume contour under the same condition with Fig. 1(a)

には、高速写真をもみてもわかるように妥当なものであろう。Fig. 2 は等密度線で、Fig. 1 と同じく爆轟波

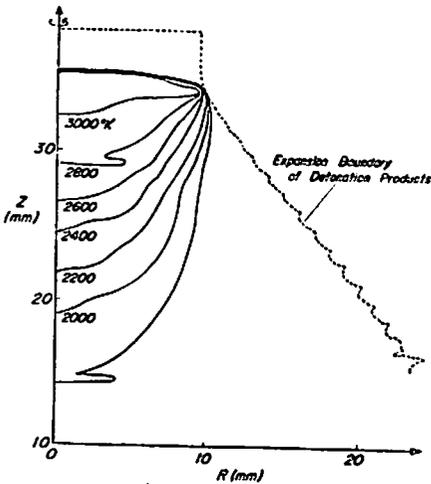
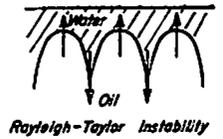


Fig. 3 Iso temperature contour under the same condition with Fig. 1(a)

**) 水が油の上に乗っている時におこるような不安定性で参考図のようになる。



に、過大圧縮と過小圧縮が交互に現われている。Fig. 3 は等温線で 200°K 間隔では、等圧線、等密度線において爆轟波面にあらわれたピークはでてこない。

Fig. 4 は Z 軸上の圧力波形での場合と同じ解析の結果である。これを無限大薬径における Taylor²⁷⁾ の理論と比較すると、有限小薬径では側面からの希薄波による効果はかなり影響していることがわかる。これはもちろん Freund らの実験と一致している。

ところで、Z 軸上の爆轟波の速度を時間でプロットしてみると、Fig. 5 のように振動していることがわかる。これは、薬径が小さいほど振動周期が減少し、振幅も大きくなる。図に示された爆速の実測値は、デジタルタイムカウンターで一定間隔で測定されたもの

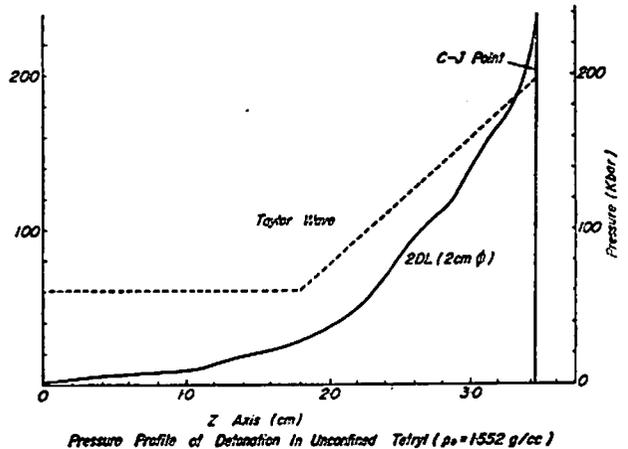


Fig. 4

Table 1 The Summaries of calculation of unconfined tetryl detonation

Charge diameter (cm)	Radius of detonation wave curvature(cm)	Average detonation velocity (m/sec)	Notes
2.0	5.0±0.2	7180	slightly stable
1.0	1.5±0.2	7160	slightly unstable
0.4	(0.5±0.1)	5710 (surface burning velocity) (is about 2860 m/sec)	very unstable (to quenching)

である。Fig. 5 で、微小時間間隔で得られた爆速は振動しているが***、これを 2cm 間隔で平均爆速を求めると、実測爆速に極めて近いものになる。

Table 1 に、薬径に対する波面の彎曲の曲率半径、平均爆速を示す。

Fig. 6 は爆轟波面前方の衝撃波のピーク圧の時間変化を示しており、平面起爆でも多少振動があるが Dark wave の到達とともに圧力は減衰し、若干反応が遅れる。しかし、ある時間がたつと Fig. 5 に示したよ

うに Overdrive し、圧力は上昇する。この過程が何度もくり返される。薬径が小さくなるにつれて、この圧力は全体的に減少し、0.4cm 径では圧力は単調に減少する。0.4cm 径の場合、解析では反応は中断し、再起爆しなかった。Fig. 7 にこの時のもようを示す。反応帯はもはや球面でもなくなり、側面から反応が停止していく。又、この時の表面の爆燃速度は 2860m/sec まで減少してしまっただけでなく、現状では、これがテトリルの低速爆轟を示したものでどうかは判定が

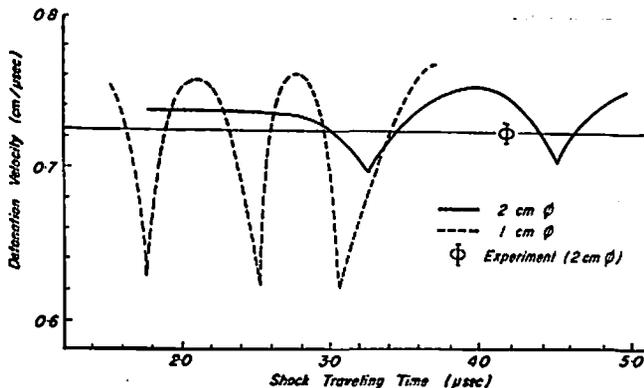


Fig. 5 Detonation propagation velocity vs time profile
Note ; The detonation velocity calculated by 2 DL has some uncertainty due to the qualitatively correct.

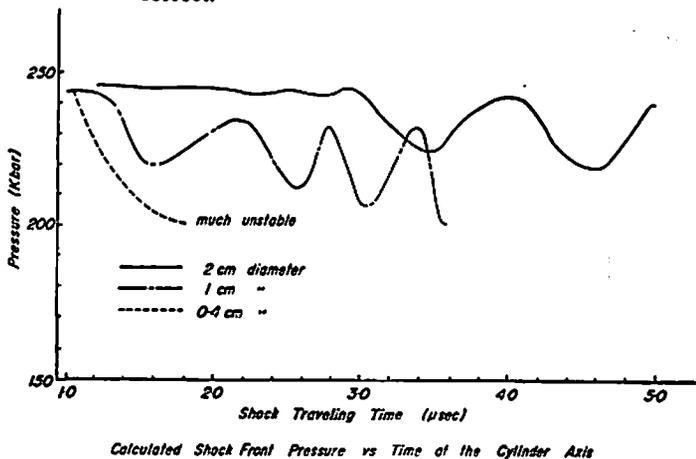


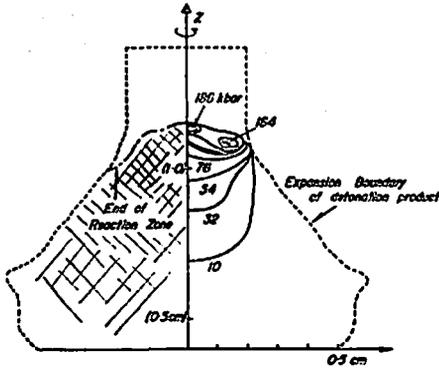
Fig. 6

できない。また 0.4cm が限界薬径付近にあることは確かであるが、真に中断であることを示す根拠は全くない。Dremin¹³⁾ らによる不安定爆轟モデルは、Fig. 7 によく似た爆轟波型を示しており、この場合、再起爆

がおこるかどうかが中断の判定がなされる。当然、この場合の爆轟波の軸にそった圧力波型は急激に減衰している。

Fig. 8 は各点に生ずる最大圧力を示す等圧線である。この図では上の方向に彎曲した爆轟波面が進行していくので、波面先端に交互に存在している局所的高圧部と低圧部は、側面から中心軸方向へ円筒状に収束していく。Fig. 8 の三日月状の軌跡が、側面からの

***) 人工粘性により衝撃波の不連続性を連続なもので近似しているので衝撃波の伝播速度ははっきり求められない。



Pressure Contour (22 kbar interval) and Reaction Profile in 0.4 cm diam. Tetryl (Unstable)

Fig. 7 The pressure contour and the line showing the completion of reaction in unstable detonation of 0.4 cm diameter charge at 1.7 μ sec after initiation

希薄波の進行により爆轟波に先行した衝撃波を緩和して、反応誘起時間が長くなり、非反応衝撃波の幅が大きくなる。したがって、この非反応衝撃波で予め圧縮された状態での起爆は強い爆轟になるため、局所的高圧部が発生する。

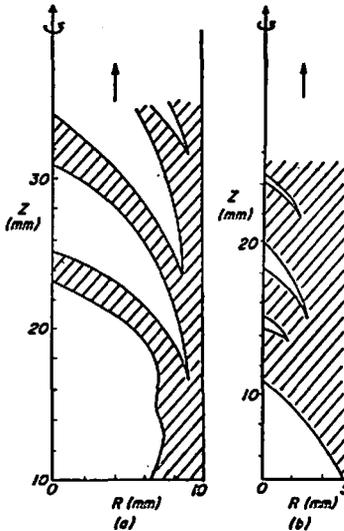


Fig. 8 The pressure region in detonation propagating through the tetryl charge: hatched area; below 230 kbar, white area; above 230 kbar. (a) 2 cm charge diameter (b) 1 cm charge diameter

Dremin¹⁰⁾, Campbell¹¹⁾は、ニトロメタンとアセトンの混合物中の爆轟波を正面に設けたスリットをとおして流しカメラで撮影した場合にやはり Fig. 8 と同じような、暗い部分が中心方向に伝播していることを見

出した。この暗い部分は反応がほとんどおこっていない部分で Dark wave と呼ばれる。我々の解析であらわされた三日月型の模様は、この Dark wave を衰わすものと考えられ、Dremin らが提唱しているように、非反応波である Dark wave の背後で再起爆がおこらないと爆轟は中断する。

Fig. 8 に示したように薬径が小さくなるにつれて、高圧部の範囲は狭くなり、Dark wave の占める範囲が増加してある薬径以下では Fig. 7 に示すように安定な爆轟が存在し得なくなる。

3. 考察

我々の解析結果から、特に Fig. 8 に示したように、爆薬上にアルミニウム、鉄、しんちゅう等の金属板をおけば、爆轟波面中の圧力の不均質さによる三ヶ月型のプリントができる事が予測される。これは、Seely¹⁶⁾ らが、1-2 Difluoroamino Propane (1-2 DP) で行った実験とよく合致する。Seely らは、6 inch×3/4 inch の大きさの上板のしんちゅう板に 0.1 inch/6 inch のテープをつけてくさびをつくり、くさびの両側面をしんちゅう板でふさぎ、1-2 DP を容器に満たしてくさびの厚みの大きい方からシート爆薬で起爆して、Plate 1 に示されるようなくさび面へのプリントを得た。薬厚が小さくなっていくと明確な Dark wave が Plate 1 の下端から伝播し中断している。この実験はほぼ二次元的な爆轟伝播の条件でおこなわれたところに注目する必要がある。

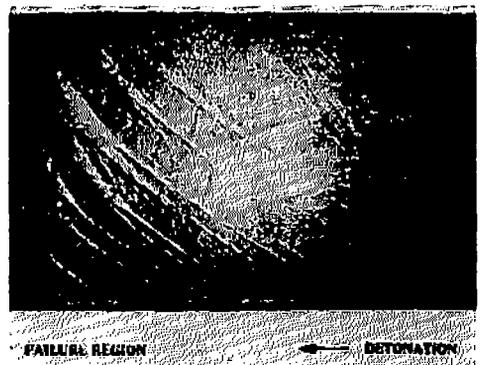


Plate 1 The dark wave failure of 1.2 DP (Ref. 18, Seely, et al) The inside surface of brass face plate recovered after a shot.

一方、Dremin, Urtiew¹⁰⁾, Mallory^{21), 20)}, Campbell¹⁷⁾, Persson²²⁾, Howe²³⁾らは限界径付近、又はニトロメタンをアセトンで希釈した場合、気体爆轟で見られる菱形の爆轟波構造があらわれることを見出した。Seely らの実験ではこのような菱形構造をとって

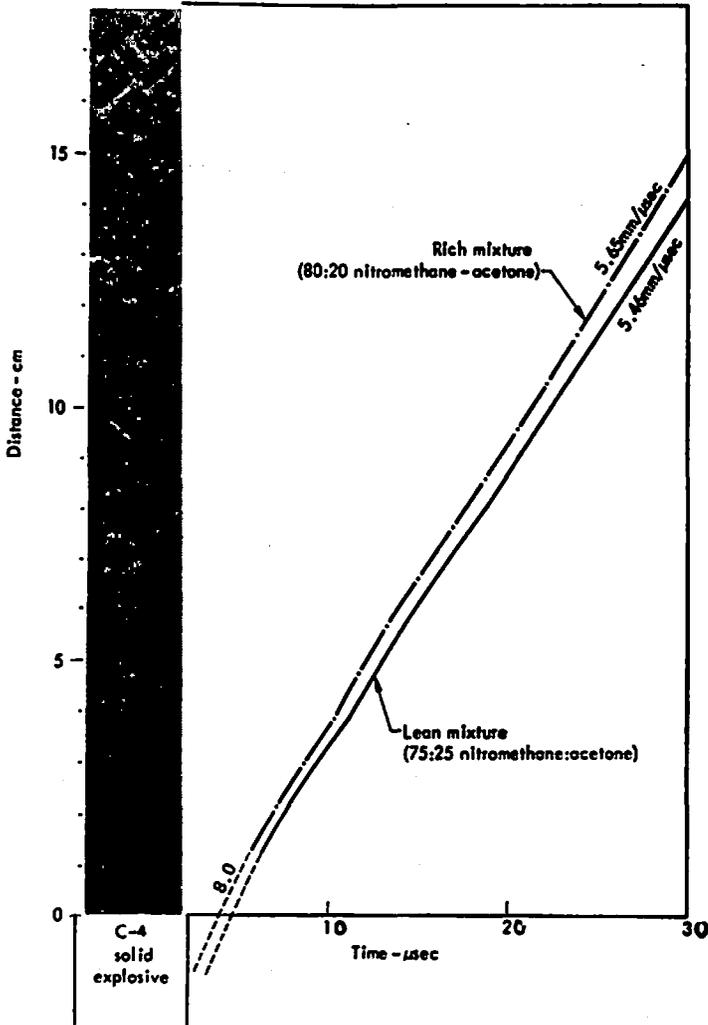


Plate 2 The space time history of detonation wave in a 2×2cm rectangular steel tube. The wall trace record along the ordinate is from the 75 : 25 nitromethane and acetone mixture (Ref. 19, Urtiew et al)

いない、つまり気体爆轟における Transverse wave がなかった。Plate 2 に Urtiew ニトロメタンとアセトン混合物の爆轟において鉄に刻印された菱形もよう爆轟伝播構造を示す。爆速に振動がみられるがこれは起爆力が強かったことによる Overdrive, Underdrive によるとされている。又、Howe²⁰⁾ らの実験でも、cast TNT で同じようなひし形模様が爆発光により観測されている。Dremin⁹⁾ らはこのひし形模様を Dark wave とは違った多頭爆轟波による機構で説明している。しかし、Dremin らの説が正しければ何故 Seely らの実験で菱形もようを生じなかったのか、つまり気体爆轟において観測される Transverse wave が爆薬の爆轟ではあらわれなかったという疑問を与え

る。菱形模様は爆薬の容器にくぼみが原因で生ずる事が多く、Chéret²⁰⁾らは、管壁につくったくぼみより生じた Dark wave を観測している。容器の平滑度が粗いと Dark wave は発生しやすい。本解析は二次元の軸対称計算であるため、Fig. 8 にあらわした Dark wave は自由面から円筒状に中心に向かって進行するが実際には、容器の表面のおうとつからの希薄波が対称的ではなくバラバラに発生し、そのために Dark wave が互いに交叉していく。このようにして Plate 2 に示されるような菱形模様が形成されると考えられる。

Dremin による菱形模様の生成機構では先行している未反応衝撃波背後で局所的な反応点が多数生じ、こ

これらの反応点からひろがる爆轟波がぶつかることによつてとされているが、実験からもよく知られているように、爆轟波面は彎曲し粒子はひろがる方向に運動しているため衝撃波、爆轟波の衝突により発生する高圧点はできにくい。(例えば Freund¹⁴⁾ らのフラッシュX線による研究を見よ。)

Walker²¹⁾ もアセトン等で希釈されたニトロメタン中の菱形もよりの生因は、管壁の乱れ等からの希薄波による反応遅れではないかと提案している。

しかし、現状では、爆薬でもその反応の不均一性のために、多頭波構造をとることができるという事は完全には否定できない。

次に、爆轟波面のピーク圧が ZND 理論値の 270k bar より、約 8~10% 低くなっている事について考察する。気体爆轟では、数分の 1 μsec のオーダーの反応誘導期間があることが知られており、解析においても ZND 理論値と合致する。しかし、高級爆薬では、分解速度は気体よりもかなり早い。したがって、爆薬の爆ごう伝播においては、誘導期間の測定はみあたらず²²⁾、波面の圧力は単調に減少し、四角のかたちをした一定圧部は観測されていない。このように反応が早いので、我々の計算では衝撃波の立ち上がり時間(約 60~80 nanosec)の間に数%の反応をしている。このため、ピーク圧が 10% 前後 ZND 理論値より低くなっている。しかし、もし衝撃波の立ち上がりが数分の 1 nanosec であれば、ピーク圧は ZND 理論値に一致するはずであるがその時には ΔR , ΔZ を 100Å のオーダーにしなければならない^{29), 30)}。この場合の解析結果によると、0.1 nanosec のオーダーで波面は振動する³⁰⁾。実際の波面の立ち上がりは Chéret³¹⁾ によれば数 10 nanosec であり、したがって、爆薬に ZND 理論を適用することは疑問である。又、使用した分解方程式が高圧では不適当で、実際の反応は遅いのではないかとということも一応考えられる。J. J. Erpenbeck³²⁾ によれば、反応が遅い場合爆轟波はかなり不安定で、爆速が Overdrive されなければ安定にならない。この問題については今後、更に精密な実験を行う必要がある。

最後に従来の理論についてふれておくと、Eyring, Jones の Cook, Evans³³⁾ らの限界薬径理論は反応帯長が大きな要因をもつとしているが高級爆薬にこの考えを当てはめることは上述のことから、妥当であるとは思えない。

4. 結論

(1) 爆轟波面は側面からの希薄波により乱され、波面は Over drive と Under drive をくり返す。このため、爆轟波は振動し、二次元爆轟では爆薬面

においた金属板に三ヶ月型のプリントをのこす事が解析から予測される。薬径が小さくなるにつれて、振動は急激になり、衝撃圧、爆轟圧は減少し中断する。

- (2) 爆轟限界付近で示される爆轟波には、菱形もよるを示す場合と三ヶ月型を示す場合がある。菱形模様は、Dremin 気体爆轟と同じような多頭波構造によるとされているが、側面からの希薄波による反応遅れによっても可能である。
- (3) 爆薬の爆轟では反応速度が早いので衝撃波が有限立ち上り幅を有するならば、衝撃波の形成段階で反応がおこり ZND 理論を適用することは困難である。爆薬中の爆轟波は、反応速度の大きさと、衝撃波の立ち上がり時間によりその構造が決まる。

文 献

- 1) D. L. Chapman, Phil. Mag, 47, 90 (1899)
- 2) E. Jouget, Mécanique des Explosifs, Paris (1917)
- 3) Ya. B. Zel'dovich, JETP, 10, 542, (1940)
- 4) von Neumann, Progress report on the Theory of Detonation Waves, OSRD Report No. 549
- 5) H. Eyring, R. E. Powell, G. H. Duffey, R. B. Parlin, Chem. Rev, 45, 69, (1949)
- 6) E. Jones, A. R. Miller, Proc. Roy. Soc. A, 194, 486 (1948)
- 7) M. A. Cook, The Science of High Explosives, Reinhold Publishing Corp (1947)
- 8) A. N. Dremin, Doklady Akad. Nauk SSSR 147 870 (1962)
A. N. Dremin, G. A. Adadurov, O. K. Rozanov, ibid, 133, 1372, (1960)
- 9) I. E. Lindstrom, J. Appl. Phys., 41, 337 (1970)
- 10) A. N. Dremin, K. K. Shvedov, O. S. Avdonin, Fiz. Gor. Vzr, No. 4, 520 (1970)
- 11) J. M. Walsh, R. H. Christian, Phys. Rev, 97, 1554 (1955)
- 12) F. I. Duboitskii, G. B. Manelis, L. P. Smirnov, JPC, 35, 3, (1961)
from I. M. Voskovoinikov et al, Fiz. Gor. Vzr 4, 45 (1968)
- 13) C. L. Mader, Acta Astronautica, 1, 373 (1974)
- 14) H. U. Freund, W. Geiger, ibid, 405,
- 15) A. N. Dremin, V. S. Trofimov, Fiz. Gor. Vzr, 5, 304, (1969)
- 16) A. N. Dremin, O. K. Rozanov, V. S. Trofimov, Comb and Flame, 7, 153 (1963)

- 17) A. W. Campbell, T. E. Holland, M. E. Malin, T. P. Cotter, Nature, 178, 38 (1956)
- 18) L. B. Seely, J. B. Berke, R. Shaw, D. Tegg, M. W. Evans, 5'th Symp on Detonation, ONR, ACR 184, 89, (1970)
- 19) P. A. Urtiew, A. S. Kusubov, ibid, 105, (1970)
- 20) H. D. Mallorrry; J. Appl. Phys, 38, 5302(1967)
- 21) H. D. Mallorrry, ibid, 40, 4933 (1969)
- 22) P. A. Persson, G. Bjarnholt, 5'th Symp on Detonation, 115, (1970)
- 23) P. M. Howe, Appl. Phys, Lett, 15, 197(1969)
- 24) P. M. Howe, G. Melani, BRL, Report
- 25) A. N. Drenin 12'th Symp on Comb, 691, (1968)
- 26) R. Chéret, C. Brochet, 15 th Symp on Comb, Preprint (1974)
- 27) F. E. Walker, 5'th Symp on Detonation, 114, (1970)
- 28) A. N. Dremine, O. K. Rozanov, S. D. Savrov, V. S. Trofimov, Fiz. Gor. Vzr, 5, 191 (1969)
- 29) W. Fickett, W. W. Wood, Phys. Fluid, 9, 903, (1966)
- 30) C. L. Mader, 12'th Symp on Combustion, 701, (1969)
- 31) R. Chéret, 5'th Symp on Detonation, 425, (1970)
- 32) J. J. Erpenbeck, Phys. Fluid, 7, 684 (1964)
J. J. Erpenbeck, ibid, 8, 1192 (1965)
- 33) M. W. Evans, J. Chem. Phys, 36, 1 (1962)
- 34) von Neumann, R. D. Richtmeyer, J. Appl. Phys, 21, 232 (1950)
- 35) P. D. Lax, IBM Journal, 235, (1967)
- 36) R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewy, Mathematische Annalen, 100, 32 (1928)
(republished in English translation, IBM Journal, 215, (1967))
- 37) G. I. Taylor, Proc. Roy. Soc, 200 A, 235(1950)
- 38) 疋田強, 工業火薬協会誌, 30, 110, (1969)

付録 解析に用いた境界条件

境界条件は現象を軸対称として扱っているのでZ軸では剛体としている。 $X_{i,j}^n$ を von Neumann³⁴⁾ の記法に従って時間 $n \cdot \Delta t$, Lagrange 座標(i, j)における粒子の変数 X の値を表わし, Z軸は $i=2$ とあらわすことにすると軸上の粒子速度 U, V , 圧力 P , Euler 座

標 R, Z は

$$U_{1,i}^{n+1} = -U_{3,j}^{n+1}, \quad U_{2,j}^{n+1} = 0.$$

$$V_{1,j}^{n+1} = V_{3,j}^n,$$

$$P_{1,j}^{n+1} = P_{3,j}^n,$$

$$R_{1,j}^{n+1} = -R_{3,j}^n + U_{1,j}^{n+1} \cdot \Delta t$$

$$R_{2,j}^{n+1} = 0.$$

$$Z_{1,j}^{n+1} = Z_{3,j}^n + V_{1,j}^{n+1} \cdot \Delta t$$

とされる。 $V_{2,j}^{n+1}$, $P_{2,j}^{n+1}$, $Z_{2,j}^{n+1}$ は以上よりプログラム中で, 他の点と同じようにして計算される。

又, Z軸以外の境界は自由面としている。爆薬の軸方向の側面を例にとれば境界面の i を MAXB とすると,

$$U_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = U_{\text{MAXB},j}^n$$

$$V_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = V_{\text{MAXB},j}^n$$

$$R_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = 2Z_{\text{MAXB},j}^n - R_{\text{MAXB}-1,j}^n + U_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} \cdot \Delta t$$

$$Z_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = 2 \cdot Z_{\text{MAXB},j}^n - Z_{\text{MAXB}-1,j}^n + V_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} \cdot \Delta t$$

又, 圧力 P については圧力, 温度計算の SUBROUTINE は用いずに

$$P_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = 0$$

$$P_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} = -P_{\text{MAXB}-1,j}^n$$

とする。これは自由面における圧力 P は0であるが, 自由面から $\Delta R_{\text{MAXB},j}^{n+1}$ 離れたところは0ではないので, 本文中の(2), (3)式により粒子速度を求めるため, 便宜的に自由面での圧力の距離による傾きを

$$\begin{aligned} & \left(P_{\text{MAXB},j}^{n+1} - P_{\text{MAXB}-1,j}^{n+1} \right) / \\ & \left(R_{\text{MAXB},j}^{n+1} - R_{\text{MAXB}-1,j}^{n+1} \right) \\ & = \left(P_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} - P_{\text{MAXB},j}^{n+1} \right) / \\ & \left(R_{\text{MAXB}+1,j}^{n+1} - R_{\text{MAXB},j}^{n+1} \right) \end{aligned}$$

とすることによる。したがって $i = \text{MAXB} + 1$ の点の圧力は負になる。

The numerical studies of two dimensional detonation waves in unconfined high explosive charge (1)

by Katsumi TANAKA and Tsutomu HIKITA

The numerical studies of two dimensional detonation in unconfined charge have been performed using a two dimensional Lagrangian code, 2DL, to solve the charge diameter effects.

When the detonation waves propagate through the unconfined tetryl charge, the dark waves, which have been observed by Campbell and Dremine, appear in the detonation front.

As the charge diameter is reduced, the amplitude of oscillation of detonation velocity and pressure are increased and if the charge diameter is under the critical value, the detonation should be quenched by lateral rarefaction waves.

The cellular structure should appear in actual three dimensional detonation, because in actual detonation propagation dark waves should not be symmetrically formed and many unreacted spots would appear. It seems that in the cellular structure the intersecting shocks are the result of chemical reaction rather than the cause of the shock interaction.

Even in these situation, however, Dremine's multi-head detonation mechanism can not be abandoned yet because of the inhomogeneous chemical reaction.

In our calculation, the pressure of the detonation front is about 10% lower than the value of the Zel'dovich-Neumann-Döring model. These results are caused by the rapid chemical reaction and a finite rising time of the pressure at the shock front due to artificial viscosity.

Department of Reaction Chemistry, Faculty of Engineering,
University of Tokyo, Bunkyo Ku, Tokyo, JAPAN