

## 木原-疋田状態式による爆轟特性計算

田中 克己\* 疋田 強\*

木原・疋田による高温、高圧の気体の状態式  $PV/RT=(1+ax+bx^2+cx^3)/(1-ax)$ ,  $x=(\lambda/PV)^{1/n}V^{-1}$

と、Cowan によるグラファイトの状態式を用いて、C, H, N, O からなる種々の爆薬の爆轟特性が求められた。計算は、平衡計算を行ないながら、爆轟圧、爆轟温度、等エントロピー膨張を求めるものである。初めに PETN の爆轟特性によく合致するような、各種の爆轟生成気体の  $\lambda_i$  を求めて、これらの  $\lambda_i$  を他の爆薬に応用した。結果は実験値と比べると、初期密度の高いところでは、爆速が高く、爆圧が低くなる傾向にある。

### 序

従来から爆薬の爆轟特性は、流体力学理論による衝撃波の式に反応熱を加えたものと、Chapman<sup>1)</sup>-Jouget<sup>2)</sup> の仮定を用いて求められている。気体爆轟では理想気体の式を用いてその特性を充分求めることができるが、高性能爆薬は爆轟圧が気体爆轟に比べて 1,000~10,000 倍も高く、理想気体の状態式に不完全項を加えて補正する必要がある。

木原、疋田<sup>3)</sup> は高圧気体の状態式として Lennard-Jones の分子間ポテンシャルモデルを用いて、種々の高性能爆薬の爆轟特性を求めた。しかし計算は若干複雑であり、特に固体炭素(グラファイト)の生成を考慮した平衡計算は容易には行なえない。

そこで、木原-疋田式を用いて爆轟特性を容易に求められる K-H コードを開発した。K-H コードは、グラファイト、アルミニウム等の固体生成物を含めた平衡計算を行ない、Chapman-Jouget (C-J) 爆轟特性、Hugoniot 曲線、C-J 点からの等エントロピー膨張曲線を求める。計算において、熱力学データには、NASA の Gordon<sup>4)</sup> らが気体爆轟計算に採用しているものと同じものを用い、グラファイトの状態式には、Cowan<sup>5)</sup> が Walsh<sup>6)</sup> の衝撃圧縮実験により求めた状態式を用いた。また、計算において爆轟熱は爆薬の生成エンタルピーより求められるのであらかじめ推定する必要はない。

### 1. 理論

木原、疋田<sup>3)</sup> は Lennard-Jones の分子間ポテンシャルのうち、高温では分子間引力項が無視できるとして斥力項のみを考慮した

$$U(r) = \lambda r^{-n} \quad (1)$$

により、極限の高密度における高温気体の状態式と低密度のものを滑らかに結合した式

$$\begin{aligned} RT/PV &= (1-ax)/(1+ax+bx^2+cx^3) \\ &= f(x) = 1/g(x) \end{aligned} \quad (2)$$

を得た。ここで、 $x$  は

$$x \equiv (\lambda/PV)^{1/n} \cdot V^{-1} \quad (3)$$

ここに、 $a, b, c, \alpha$  は無次元の定数でポテンシャル指数に依存する。 $P$  は圧力 (Mega bar),  $V$  は容積 (cc/g),  $\lambda$  は気体の組成により求められる。分子間定数  $\lambda$  ((Mega bar · cc) · cc<sup>n/3</sup>),  $R$  は気体定数で 8.3144 × 10<sup>-3</sup> (Mega bar · cc/mol · °K) である。

分子間ポテンシャルモデルによる内部エネルギー  $E$  は

$$E = \sum [(E^0 - H_0^0)_i + H_0^0] + 3/n \cdot RT (g-1)$$

また、化学ポテンシャル  $\mu_i$  とエントロピー  $S$  は (2) 式より熱力学の基本関係式を用いて

$$\begin{aligned} \mu_i &= (\partial G/\partial n_i)_{P, T, x_j} \\ &= (G^0 - H_0^0)_i + H_0^0 + R \ln x_i p/p_0 \\ &\quad - RT [(c+ab)x/a^2 + cx^3/2a + \\ &\quad (\alpha^2 + a\alpha^2 + b\alpha + c) \cdot \ln |1-ax|/a^2 \\ &\quad + Z_i (g-1) - \ln g] \end{aligned} \quad (5)$$

$$S = \sum x_i (S^0)_i - R (\sum x_i \ln x_i + \ln p/p_0)$$

昭和50年6月1日受理

\* 東京大学工学部、反応化学科文京区本郷 7-3-1

$$+ R[(c+ab)x/\alpha^2 + cX^2/2\alpha + (\alpha^2 + a\alpha^2 + b\alpha + c) \cdot \ln |1 - \alpha x| \alpha^2 + \ln g] \quad (6)$$

ここで

$$g \equiv 1/f(x) \quad (7)$$

$$Z_i \equiv 3/n + \lambda_i \sqrt{\lambda_i^{3/n}} \quad (8)$$

$$\bar{\lambda}^{-\frac{3}{n}} \equiv \sum x_i \lambda_i^{3/n} \quad (9)$$

ここに  $x_i$  は  $i$  種生成物のモル分率, 上肩の添字  $^0$  は  $P^0$  (1 気圧) および, 温度における理想気体, または固体に関する量を表わし,  $H_0^0$  は  $0^\circ\text{K}$  における元素からの生成エンタルピーを示す。G は Gibbs の自由エネルギーである。これらの関係については 疋田ら<sup>7)</sup> の論文を参照されたい。

グラフアイトの状態式は, Cowan, Fickett<sup>8)</sup> らが Walsh<sup>9)</sup> らの衝撃圧縮実験より求めたものを用いた。すなわち

$$P = P_1(V_s) + h_1(V_s)T^* + h_2(V_s)T^{*2} \quad (10)$$

ここで

$$P_1(V_s) = 0.830935 - 1.393818/V_s + 0.672570/V_s^2 - 0.113537/V_s^3 + 0.00649156/V_s^4$$

$$h_1(V_s) = -0.226705 + 0.120516/V_s$$

$$h_2(V_s) = 0.08316 - 0.17559/V_s + 0.15531/V_s^2$$

$V_s$  は容積 (cc/g),  $T^*$  は温度 (単位  $\text{ev} = 11605.6^\circ\text{K}$ ) である。他の固体生成物の状態式についても同様に  $P, V, T$  の関係を与えてやればよい。

0 式より内部エネルギー  $E_s$ , 化学ポテンシャル  $\mu_{is}$ , エントロピー  $S_s$  は

$$E_s = (H^0 - H_0^0) + H_0^0 - (PV_s)^0 + \int_{V_s^0}^{V_s^1} (h_2(V_s)T^{*2} - P_1(V_s))dV_s \quad (11)$$

$$\mu_{is} = (G^0 - H_0^0)_s + H_0^0{}_s + PV_s - (PV_s)^0 - \int_{V_s^0}^{V_s^1} [P_1(V_s) + h_1(V_s)T^* + h_2(V_s)T^{*2}]dV_s \quad (12)$$

$$S_s = S_s^0 + \int_{V_s^0}^{V_s^1} [h_1(V_s) + 2h_2(V_s)T^*]dV_s \quad (13)$$

爆轟特性は, 質量保存, 運動量保存, エネルギー保存則と, 反応式または Chapman-Jouget の仮定を用いて求められる。ここでは, Chapman-Jouget の仮定を用いた。即ち,

- (i) 爆轟波は, 一次元, 定常に伝播する。
- (ii) 爆轟波面が到達すると同時に, 爆薬は, 気体または固体の生成物になり, 反応によるエネルギーを放出する。生成物の組成は平衡関係を満たすようになる。
- (iii) 爆轟速度は可能なもののうち, 最小のものである。または粒子速度と爆轟波面の音速を加え

たものが爆速になるとも表現できる。

したがって

$$\rho_0 D = \rho (D - W) \quad (14)$$

$$P - P_0 = \rho_0 DW \quad (15)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V) \quad (16)$$

$$\Delta D = 0, \text{ または } D = W + C_{0r} \quad (17)$$

ここで  $\rho$  は密度,  $D$  は爆轟速度,  $W$  は物質速度 (粒子速度),  $C$  は音速を示す。

計算は, Mader<sup>10)</sup> の方法を参考にして行なわれた。

平衡計算は全化学ポテンシャルが最小になるようにして求める White<sup>11)</sup> らの方法を用いて

$$dG = \sum \mu_i dx_i = 0 \quad (17)$$

の組成をもとめた。

熱力学データは Gordon ら<sup>12)</sup> の NASA の理想気体についてのものを参考している。また, 以前の疋田らの方法では分解生成物の仮定と爆轟熱の推定が必要であったが, 本論文では分解生成物の仮定は必要なく, また爆轟熱のかわりに爆薬の生成熱を用いる。

## 2. PETN による分子定数 $\lambda_i$ の補正

$\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2, \text{O}_2$  等の分子定数  $\lambda_i$  については低圧下での実測値があるが, これらを用いると爆轟速度が実際より高すぎる。ここでは, 実測値と計算値がなるべく近いようにするため分子定数を分子間ポテンシャルの指数を変えて, 適当なパラメーターを求めた。実測値としては Hornig ら<sup>10)</sup> の PETN についての爆速と爆轟圧力の実験値を使用した。

初めに分子定数  $\lambda$  を実測値にとり, 分子間斥力指数  $n$  が 9 と 12 の場合について, 爆速と初期密度  $1.0\text{g/cc}$  以上について調べた。その結果,  $n$  が 12 の場合は, 爆速が  $10\text{km/sec}$  前後と高すぎるため,  $n$  が 9 の方がよいことがわかった。次に  $n$  を 9 とし, 分子定数  $\lambda_i$  を変化させた。 $\lambda_i$  を変化させる場合, 各気体についての低圧での  $\lambda_i$  の実測値に一様の倍率  $k$  を乗じて, 爆速, 爆圧と初期密度の各の関係が実験値とよく合致する  $k$  を求めた。その結果, 倍率  $k$  が 0.77 の時が最もよく実験値と合った。PETN において  $n$  が 9 の場合の分子定数  $\lambda_i, a, b, c, x$  (2) 式) を表 1 に示す。計算結果は Fig. 1 ~ Fig. 3 に示すようになる。爆速については, 結晶密度に近いところで約 3% 実験値より高いが爆轟圧は逆に約 5% 低い。爆速, 爆圧は密度が  $1.4\text{g/cc}$  以下では実測値とよく合致する。温度については信頼できる実験値がないが, Becker, Kistiakowsky, Wilson (BKW) と比較してかなり高い。一方 Cook<sup>13)</sup>, Taylor<sup>12)</sup> のコポリウム型の状態式では初期密度  $1.0\text{g/cc}$  以上で爆轟温度は  $5,000^\circ\text{K}$

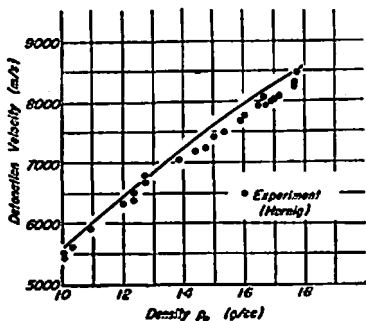


Fig. 1 Detonation velocity vs initial density (PETN)

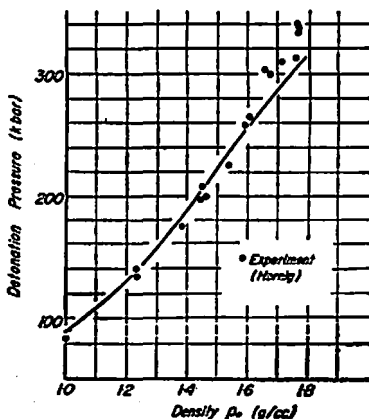


Fig. 2 Detonation pressure vs initial density (PETN)

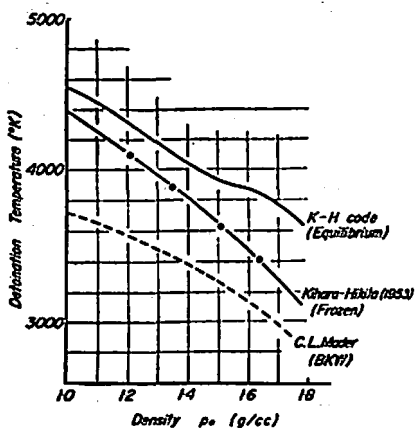


Fig. 3 Calculated detonation temperature. Solid carbon is disappeared at the initial density less than 1.5 g/cc. (PETN)

以上となりわれわれの結果と比べて爆轟温度は高く、初期密度の増加に伴って、温度も増加する。なお

Table. 1(a) Kihara-Hikita equation of state constants for PETN fitting.

$a$	0.958
$b$	1.635
$c$	-0.928
$\alpha$	1.878
$n$	9

Table. 1(b) Kihara-Hikita equation of state constants to PETN fitting

$\lambda_i^{1/3}$ (mega bar cc/mol) <sup>1/3</sup> mol/cc						
H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CO	H	NO
6.877	3.209	7.794	12.837	9.169	1.605	8.481
N <sub>2</sub>	OH					
9.169	5.499					

Campbell らによる PETN 単結晶、TNT の爆轟温度測定の結果では 3,000~4,000°K となっている<sup>2)</sup>。

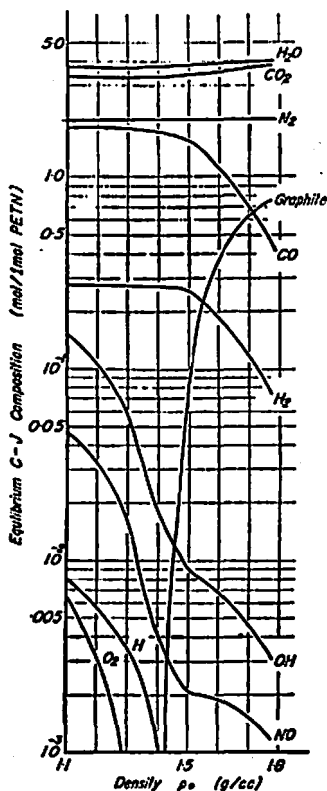


Fig. 4 C-J Composition vs initial density (PETN)

本論文での値が以前正田らによって行なわれたものに比べて高くなったのは熱力学データの違いと平衡計算を含めたことによるものである。

初期密度が 1.5g/cc 以下ではグラファイトができなくなるため、初期密度がさがるにつれての温度がさがるにつれての温度増加は急激になる。

以上の結果は Lennard-Jones, Devonshire (LJ-D) 式の特徴でもあり、Fickett<sup>23)</sup>の結果と類似している。

Fig. 4 に初期密度  $\rho_0$  による爆轟ガスの組成変化を示す。 $\rho_0$  の減少に伴って爆轟温度は増加するため、OH, NO, H, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> が増加するが H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, C (グラファイト) は減少する。

Fig. 5 は爆轟ガスの Hugoniot を示したもので、

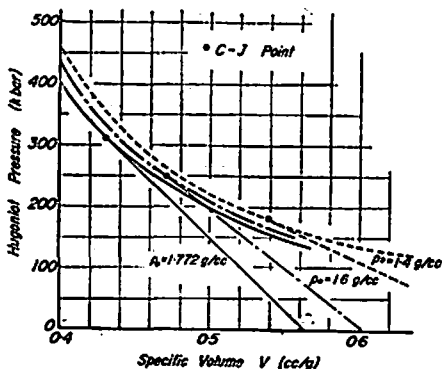


Fig. 5 Calculated pressure vs specific volume Hugoniot. Straight line is Raileigh line. (PETN)

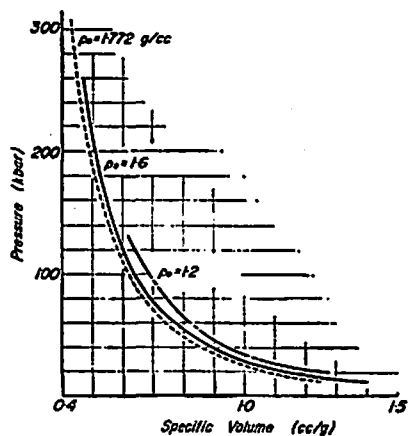


Fig. 6 Calculated C-J Pressure-volume isentropes of PETN by Kihara-Hikita equation of state.

初期圧力  $P_0$  と初期体積  $V_0$  の点から Hugoniot 曲線にひかれた接点が C-J 点になる。初期密度が低下すると圧縮による内部エネルギーは同体積で比べると高いので、Hugoniot 曲線は上方へ移動する。これは多孔性物質の衝撃圧縮の場合でも示されている。

Fig. 6 は C-J 点からの等エントロピー膨張を圧力と体積で示したもので、初期密度が低いほど、 $P$ - $V$  曲線は上方にくる。これは Hugoniot 曲線の場合と同じ理由による。計算は(6)式により C-J 点のエントロピーをもとめ、以下同じエントロピーを有する点をもとめていく。この結果から初期密度が低いと爆圧は低下し、猛度は減少するが、動的特性は増加すると言えるだろう。

Fig. 7 は Fig. 6 と同じく、等エントロピー膨張における圧力と粒子速度  $U_p$  の関係を示したものである。粒子速度  $U_p$  は C-J エントロピーと同じエントロピーを有する圧力  $P$  と体積  $V$  を求め

$$U_p = W + \int_{V_{CJ}}^V \sqrt{-(\partial P / \partial V)_s} dV \quad (18)$$

( $W$ : C-J 点の粒子速度)

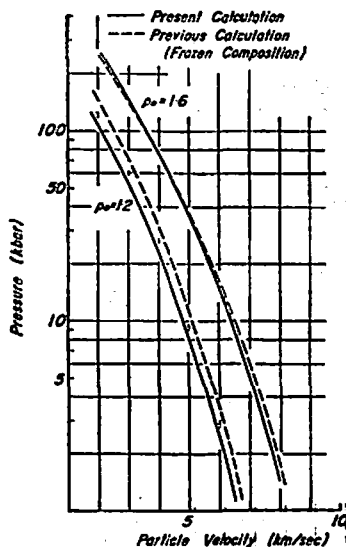


Fig. 7 Calculated C-J pressure-particle velocity isentropes of PETN

より計算される。正田らの以前の計算<sup>21)</sup>とは分解生成物を凍結していることもあってこの計算結果と低密度において異なる。

Fig. 8 も同じく等エントロピー膨張におけるガス組成と温度変化を示したものであるが、この結果から後ガスの組成を推定することは興味あるが木原-正田

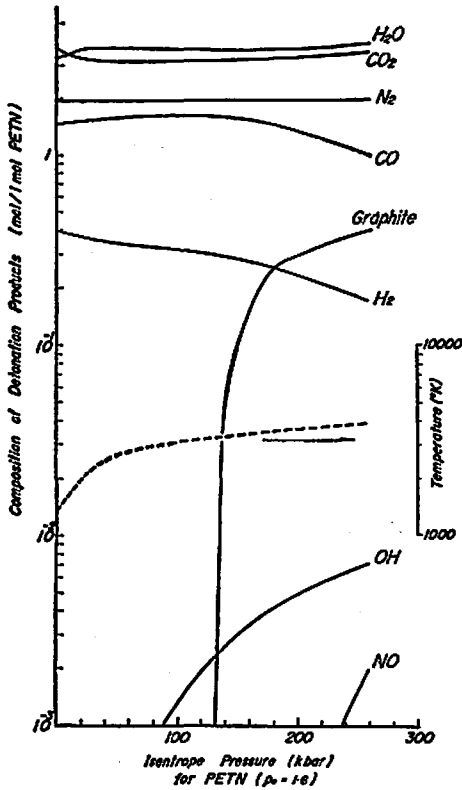


Fig. 8 Calculated composition of detonation from C-J point.

式が高圧下のものであるため、実際の場合と合致するかどうかはわからない。

### 3. 他の爆薬への応用

Fig. 9 から Fig. 11 は PETN に対して得られた状態定数を用いて RDX, Tetryl, TNT の爆轟特性を計算した結果である。比較のために用いられた実験値は, Dremmin<sup>12)</sup>, Urizar<sup>13)</sup>, Deal<sup>14)</sup> のもので、精度

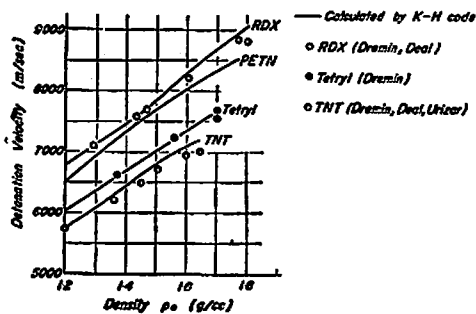


Fig. 9 Detonation properties using PETN fitting equation of state constants.

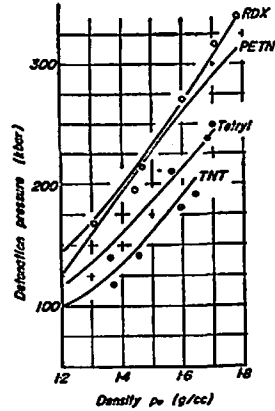


Fig. 10 Detonation pressure vs initial density.

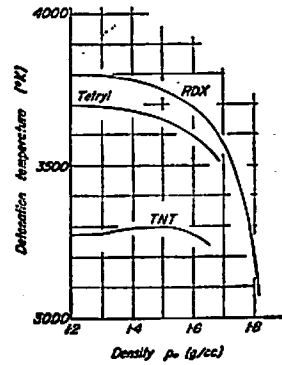


Fig. 11 Detonation temperature vs initial density

は 0.1~5% と考えられる。測定に関しては疋田の解説<sup>17)</sup>を参考にされたいが、やはり PETN の場合と同じように、結晶密度に近いほど、実験と比べて爆速は高く、爆圧は低くなる。これは Fickett らも指摘しているように分子間ポテンシャルモデルによる高圧の状態式は、BKW と比べて圧縮による内部エネルギー増加が大きいため、温度が高くなり、圧力は低くなる。

TNT を含む Pentolite, Composition B, および酸素を多量に含むニトログリセリンについての結果を表 2 に示すが、TNT, Composition B, Pentolite は爆速および爆圧が ±4~5% と比較的高い誤差を示す。このため、Composition B について PETN の場合に用いた斥力指数  $n$  を 8 にして計算すると表 2 に示すように実験値に近くなる。TNT 系のものが PETN, RDX 等の状態式と異なる原因は、 $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$  のような生成物が超高压の爆轟波面で実際に生成しているかということも含めて検討されるべき問題であり、

Table. 2 Calculated results and Comparison with experiment by Deal, Rivard and Jameson. The values in parentheses are from experiment.

$$P_{CJ} = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma + 1}$$

(a) see reference (16)

(b) " (18) Detonation pressure is different for experimental systems.

(c) " (19)

(d) " (20) may be slightly lower value by experimental error

Exploive	Initial density (g/cc)	Detonation velocity (cm/ $\mu$ sec)	C-J Pressure (Megabar)	C-J temperature ( $^{\circ}$ K)	n	$\gamma^{(*)}$
Composition B (RDX/TNT 64/36)	1,715	0.8165	0.2813	3147.7	8	3,065
	(1,713)(a)	0.8289 (0.8018)	0.2827 (0.2922)	3369.4	9	3,169 (2.77)
Composition B-3 (BDX/TNT 60/40)	1.73	0.8297	0.2836	3331.2	9	3.201 (2.528-3.108)
	(1.730)(b)	(0.7977)	(0.268-0.312)			
Pentolite (PETN/TNT 50/50)	1.65	0.7725	0.2409	3557.4	9	3.087 (2.943)
	(1.65)(c)	(0.7655)	(0.2452)			
Nitro Glycerin	1.59	0.7725	0.2168	4032.6	9	3,377 (3.15)
	(1.59)(d)	(0.758)	(0.22)			

現在はよくわかっていない。K-H と同じことが B-K-W でも示され、Mader らは TNT 系のものについては状態式における圧縮特性項を変えて計算しており、今後の重要な研究課題といえる。最近の Los Alamos Scientific Laboratory の研究者<sup>(18)</sup> の報告によると、爆圧の実験値が測定法によって変わっている。彼らの測定結果は、表 2 の Composition B について示されるように 50kbar 前後の誤差があるのは、注目される。Fig. 12 は、Rivard<sup>(18)</sup>、Composition B について ( $\rho_0=1.73\text{g/cc}$ ) らがフラッシュ X 線-PHER

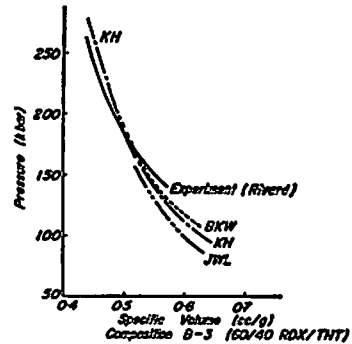


Fig. 12 Pressure vs specific volume isentrope.  
(BKW : RDX fitting constants)  
(K-H : PETN fitting constants)

\* 表 2 に示された  $\gamma$  は、

$$P_{CJ} = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1) \quad (19)$$

より求めたもので、これは Hugoniot を  $PV = \text{Const}$  と仮定した場合に得られる。一般に点ではに近いので  $P_{CJ} = \rho_0 D^2 / 4$  として概算されることが多い。また、(18) 式から得られる圧力容積の等エントロピー関係を用いて、

$$\gamma = -[\partial(\ln P) / \partial(\ln V)]_s$$

として求めた  $\gamma$  は、C-J 低圧ではもちろん爆薬により異なるが 100 気圧程度で 1.5 程度に減少する。

MEX を用いて測定した圧力体積 ( $P-V$ ) 膨張曲線と K-H による等エントロピー曲線の比較である。BKW (RDX による状態定数) と JWL (Jones-Wilkins-Lee) のものを参考までに示してあるがいずれも実験と合致していない。JWL は C-J 点を実験と一致させているが低圧での一致は悪い。

TNT 系は固型炭素 (ここではグラファイト) が計

算上では多くできる。グラファイトの生成が多いものほど爆轟性能が低く、酸素量が多いものほど、爆轟性能が高いという傾向が、これらの計算から見出だされている。このことは今後の新しい爆薬の製造において参考になるだろう。

まとめ

木原-疋田の状態式は、PETN に合致する状態定数を用いた場合、TNT 系を除いて通常の高性能爆薬の特性を満足すべき精度で与える。しかし結晶密度付近では実験値と比べて爆速が高く、爆圧が低い傾向を示す。爆轟温度は BKW と同じように、初期密度の減少にともない増加するが、BKW より高い値を与え、Cook, Taylor のものより低くなる。KH コードは、初期密度、原子組成、生成熱を与えれば、種々の爆轟特性を予測できる。ここでは CHNO 系のものを調べたが、今後、Al, Cl, N<sub>a</sub> 等が含まれる場合についても研究を進める予定である。

文 献

- 1) Chapman, D.L. *On the Rate of explosion in gases, Lond, Edinb, Dubl, Phil.* 74, 90 (1899)
- 2) Jouget, E; *Mechanique des Explosifs.* Paris, Doin et Fils, (1917)
- 3) Kihara, Hikita, 4<sup>th</sup> Symposium on Combustion 458, (1953); *工火誌*, 13, 106 (1952)
- 4) Gordon, S, Macbride. B. J.; NASA, N71-377 75NASA, No273, (1971)
- 5) Cowan, R. D, Fickett. W, *Jour. Chem. Phys.* 24, 932 (1956)
- 6) Walsh, J. M, Christian R. H, *Phys. Rev.* 1544 (1955)
- 7) 疋田強, 久保謙, *工火誌*, 19, 27 (1958)
- 8) Mader, C. L, Los Alamos Scientific Laboratory Report LA 3704 (1967)
- 9) White, W. B, Johnson, S. M., Dantzig, G, B *Jour. Chem. Phys.* 28, 751 (1958)
- 10) Hornig, H. C, Lee, E. L, Finger. M, Kurrle, J. E, 5<sup>th</sup> Symposium on Detonation, 503 (1971)
- 11) Cook, M. A, *Jour. Chem. Phys.* 15, 518 (1947)
- 12) Taylor, J. "Detonation in Condensed Explosives", 108, Oxford, (1952)
- 13) Fickett, W. *Phys. Fluid*, 6, 997 (1958)
- 14) Dremin, A. N, Savrov, S. D, Trofimov, V. S, Shvedov, K. K "Detonation Waves in Condensed Media", Nauka, Moscow, (1970)
- 15) Urizar, M. J, James. E, JR. Smith, L. C, *Phys Fluid* 4, 262, (1961)
- 16) Deal, W. E, *Jour. Chem. Phys.* 27, 796 (1957)
- 17) 疋田 強, *工火誌*, 30, 54, (1969)
- 18) Rivard, W. C, Venable, D. Fickett, W, Davis, W. C, 3, 5<sup>th</sup> Symposium on Detonation, ACR-184, ONR, Dept of the Navy (1970)
- 19) Jameson, R. L, Hawkins, A, 5<sup>th</sup> Symposium on Detonation, 23 (1970)
- 20) Johanson, C. H, Persson, P. A, "Detonics of High Explosives", Academic Press, (1970)
- 21) 疋田 強, *工火誌*, 15, (1954)

The estimation of detonation properties using  
Kihara-Hikita equation of state

by Katsumi Tanaka and Tsutomu Hikita

The high pressure equation of state which has been proposed by Kihara and Hikita based on the intermolecular potential model

$$PV/RT(1+ax+bx^2+Cx)/(1-ax)$$

$$x = (\lambda/PV)^{1/n} V^{-1}$$

and Cowan's equation of state of graphite have been successfully applied to CHNO high explosives.

The Chapman-Jouget detonation property and *C-J* isentrope have been obtained using equilibrium calculation method of White et al. The equation of state constants have been determined by fitting the experimental value of PETN, and using constants detonation properties of other explosives have been calculated,

We have found that Kihara-Hikita equation of state gives detonation velocity slightly higher and detonation pressure lower than those of experiments and has the same feature as that of Becker-Kistiakowsky-Wilson.

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

## ニュース

### 爆薬の空気装填機

爆薬の空気装填機で“Tovex”含水爆薬用のものが Du pont 社で開発された。手動または半自動式として使用でき、上孔、下孔、水平孔において1分間に60本の薬包が装填可能である。

小径の発破孔でも密装填でき、特に、この装填機は坑内における長孔の装薬に有効であると、製造者は言っている。

E/MS-June 1975 (岩武)

### 電気の危険からの心配を解除こう

NONEL\* は全く電気によらない点火方式である。今日では静電気、漏れ電流、雷などの電気によ

る危険はこれにより取除かれている。これよりも安全で心配のいらぬものに何があるだろうか。

丈夫で、信頼性のある NONEL 方式はどの爆薬でも使用できる。封入された部分は水や湿度に強く、取付時間も他の点火方式より少い。煙、焰はなく、側面からの火吹もない。目視によるチェックは簡単である。

NONEL はカナダにおいては CIL Explosives 社だけが製造している。

\* NONEL はスウェーデン Nitro 社の商標である。

Canadian Mining Journal April 1975 (岩武)