

報 文

粉体爆発に関する研究

(昭和25年4月1日受理)

正 田 強

(東京大学第一工学部火薬学教室)

第八報 炭塵爆発に於る爆轟特数の計算

I 緒 言

以下の理論的考察は粉体の代表として炭塵を取り、その爆轟に関する特性を種々の角度より論ずるものである。炭塵の爆発が実際に爆轟状態に達し得るか、否か、の問題は従来屢々論議の対象となつたが、それに就ての考察は次章に譲り、本章では、先づ安定な爆轟波が成立し得たと仮定した場合を考え、その時の爆轟特数即ち温度、圧力、速度等の概略の数値を求めんとするものである。即ち本計算は理想的な炭塵爆発が生じた時の最高速度又は温度、圧力等に関する概念を与えるもので、従来この種の計算は全く行われておらず、従つて炭塵爆発の達し得る最高速度に就ては甚だ漠然とした推定がなされて来たに過ぎない。

特数計算の基礎式としては、既に定式化された水力学的・熱力学的爆轟理論の結果を応用する事とする。本理論は気体及び固体爆轟反応に対して、実験との見事な一致を示しておるものであり、炭塵爆発にも充分適用し得るものと信ぜられる。

II 計算の基礎式

水力学的熱力学的爆轟理論は Rankine, Riemann, Hugoniot 氏等による衝撃波の理論を基礎として、Chapman, Jouguet, Becker 氏等が完成したものであり、その中に化学反応論的考察が全く含まれておらぬとは言え、気体及び固体の爆轟過程を良く物理的に把握したもとして現在爆轟論に於て最も重要なものである。

以下簡単に基礎式の導出を試みる。

爆轟波の通過する前後の媒質に対し質量及び運動量保存の法則を書くと、(ガス粘度の影響は無視する)

$$\frac{dV}{dt} = V \frac{\partial W}{\partial x} \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{dW}{dt} = -V \frac{\partial P}{\partial x} \dots\dots\dots(2)$$

ここに V は容積、 W は爆轟ガス流速、 P は圧力、 x は移動距離。次に熱力学第一法則より、

$$C_v dT = dE - dQ - P dV \dots\dots\dots(3)$$

ここに dE は内部エネルギー変化、 C_v は平均定容比熱、 dQ は爆発熱量である。

次に爆轟波が安定である条件として

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots(4)$$

又爆轟波の後端に於て所謂 Chapman-Jouguet 条件が成立つとして、

$$D = W_1 + C_1 \dots\dots\dots(5)$$

ここに D は爆速、 W_1 、 C_1 は夫々爆轟波後端に於るガス流速及び音速である。

以上に加えてガスの状態式を適当に選ぶ、粉体爆発に於ては通常爆轟の圧力は低く、且つ温度は高いから、爆轟ガスには理想気体の法則を適用して良い。粉体自身の占める容積も普通の濃度では全空間に比し無視しうる。

$$\text{即ち } PV = RT \dots\dots\dots(6)$$

以上が基礎式であるが、これをより使い易い形に変形する。即ち(4)式の条件があるから坐標を爆轟波面上に移して考える。今 $U = D - W$ とおくと、

$$\frac{dV}{V} = \frac{dU}{U} \dots\dots\dots(7)$$

$$U dU = -V dP \dots\dots\dots(8)$$

$$dE + P dV = dQ \dots\dots\dots(9)$$

$$\text{これらより、} \frac{D}{V_0} dU + dP = 0 \dots\dots\dots(10)$$

$$dE + U dU + d(PV) = dQ \dots\dots\dots(11)$$

これらの式を積分して、

$$\frac{V}{V_0} = \frac{U}{D} \dots\dots\dots(12)$$

$$P + \frac{U^2}{V} = P_0 + \frac{D^2}{V_0} \dots\dots\dots(13)$$

$$\Delta E + \frac{1}{2} U^2 + PV = \Delta Q + \frac{1}{2} U^2 + P_0 V_0 \dots (14)$$

更に若干変形すると、

$$U^2 = V^2 \frac{P - P_0}{V_0 - V} \dots (15)$$

$$D^2 = V_0^2 \frac{P - P_0}{V_0 - V} \dots (16)$$

$$\Delta E = \Delta Q + \frac{1}{2} (P + P_0) (V_0 - V) \dots (17)$$

$$V_0 \frac{P - P_0}{D^2} = \frac{W}{D} = 1 - \frac{V}{V_0} \dots (18)$$

$$(P - P_0) V_0 = WD \dots (19)$$

(15)~(19) 式は Hugoniot 氏等の得た結果である。併しこれだけでは D の値は決定されないから、音速 U_1 を理想気体に対し求めると

$$U_1 = \sqrt{\gamma P V_1} \dots (20)$$

茲に γ は気体の比熱比である。

(20) を (15) に代入すると、

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \dots (21)^*$$

$P_1 > P_0$ として P_0 を無視し、(17) (18) 式より

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} P_1 (V_0 - V) - \Delta E - \Delta Q &= C_v (T_1 - T_0) \\ -\Delta Q &= C_v T_1 - (\Delta Q + C_v T_0) \dots (22) \end{aligned}$$

(22) 式の T_1 に $P_1 V_1 = RT_1$ を代入して、 $\frac{C_v \gamma}{R} - 1$

$= \frac{C_p}{R}$ を用い、

$$P_1 V_0 = 2R \frac{\Delta Q + C_v T_0}{C_p} \dots (23)^*$$

又 $T_1 = \frac{\Delta Q + C_v T_0}{C_p} \cdot \frac{27}{\gamma + 1} \dots (24)^*$

又 (16) (21) より

$$D^2 = (\Delta Q + C_v T_0) 2(\gamma^2 - 1) \dots (25)^*$$

更に、 $W_1 = D \frac{1}{\gamma + 1} \dots (26)^*$

以上 (21)~(26) の形は Eyring 氏により導かれた形で最も便利なものであるから以下これらを用いて、計算を行う。

III 計算に必要な諸数値と計算方法

i) 炭塵の爆轟特徴を計算するに当り、典型的な一例として次の組成と発熱量を持つ炭塵を取上げる事とする。

炭塵組成	炭素 74%, 水素 4.6%, 酸素 9.0%,
	窒素 1.0%, 硫黄 1.0%, 水分 3.8%,
	灰分 6.6%,

発熱量 7000 cal/g

ii) 爆轟ガスの平均定容比熱及び比熱比の値には、Justi の表より計算した次表による事とする。

ガス	温度範囲					
	1~100°C	1~100°C	1~100°C	1~100°C	1~100°C	1~100°C
N ₂	5.23	5.26	5.51	5.97	6.11	6.28
CO ₂	9.02	9.50	9.89	11.02	11.33	11.53
H ₂ O	6.63	6.90	7.18	8.44	8.87	9.25
O ₂	5.64	5.80	-	6.43	-	-

ガス	温度				
	500°	1000°	1500°	2000°	2500°
CO ₂	1.195	1.17	1.16	1.16	1.16
H ₂ O	1.28	1.23	1.21	1.19	1.18
N ₂	1.36 _g	1.32 ₄	1.30 ₅	1.29 ₅	1.29 ₀
O ₂	1.33	1.30	1.28 ₅	1.27 ₄	-

固体の比熱としては、

灰分	0.3 cal/g 一定
炭塵	0~1000°C 0.30 *
	0~2000° 0.25 *
	0~3000° 0.40 *

と仮定する。普通には固体の比熱は計算には余り影響しない。

iii) 今扱うのは理想の場合であるから、反応は急速に完了し、爆轟波面直後では平衡状態になっていると仮定する。

燃焼ガスの内硫黄酸化物は少量であるから無視する事とし、尚計算の便のため次の様な仮定を設ける。即ち、完全燃焼の場合も不完全燃焼の場合も燃焼生成ガスは CO₂ と H₂O のみであると考え、不完全燃焼では、CO 又は H₂ 等が生ずるであろうがその比率を算出するには可成り面倒な計算を要し、而も誤差が多いと思われるので、ここでは、酸素不足の場合には O₂ は炭塵表面に作用して順次これを CO₂ と H₂O に酸化しつつ、炭塵の内部に至るが、酸素が全部消費されると反応はここで中断され、残りの炭塵はそのまま還元も酸化も行わずに残ると仮定するわけである。勿論この仮定は厳密には当たらぬが、この様に仮定すると酸素が最も有効に消費される事になるから、達しうる最高の特数値を算出する目的には適している。

単位空間としては、炭塵と空気の和が 1kg になる様な空間を採り、それを V_0 とする。

与えられた粉塵濃度から、炭塵の燃焼量が分り、燃焼ガス組成が分る、それから平均分子量を求めガス恒数 R を算出し、同時に燃焼熱 ΔQ を求めうる。

次に任意の爆轟温度 $t^\circ C$ を仮定し、前表 17, 18 より各ガスの平均比熱及び比熱比を求め、それを各ガスの含有率に比例した平均値に直し、爆轟ガスの比熱及び比熱比を定める。

これらの値を用い、基礎式より容易に爆轟温度が計算される。仮定した温度と算出された温度が一致して

おれば良し、一致しなければ仮定温度を改めて計算をやり直す。

計算結果を一括して表 19 に示した。

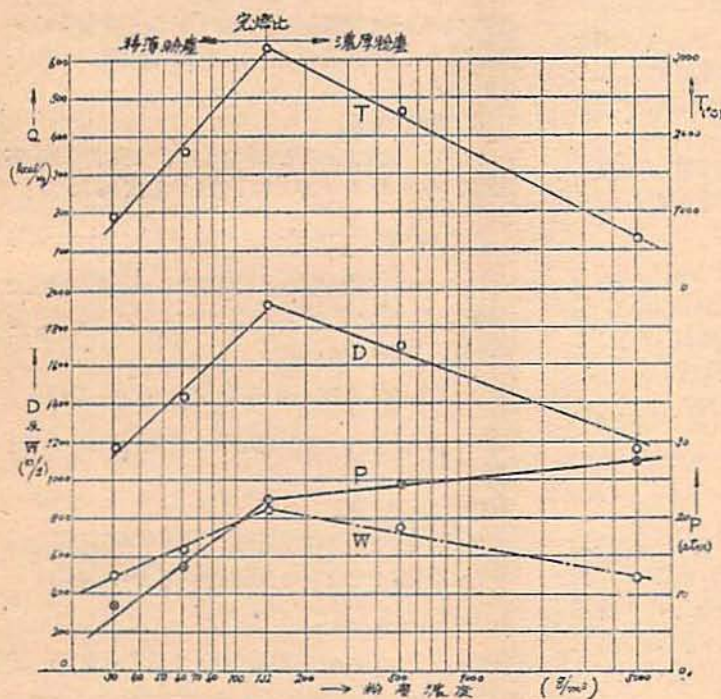
IV 計算結果

表19 炭塵爆発の特数計算値(理論的最高値)

(表中 /kg は「粉塵系(炭塵+空気) 1 kg に就て」の意味である)

	炭塵濃度 g/m ³	酸素過剰	V ₀ m ³ /kg	ΔQ kcal/kg	C _p kcal/kg	γ
1	30	過剰	0.756	159.0	0.194	1.32 ₅
2	60	過剰	0.740	311.0	0.220	1.28
3	133	完燃比	0.734	682.0	0.244	1.26
4	500	不足	0.558	521.0	0.255	1.26
5	5000	不足	0.159	149.0	0.278	1.30

図 35 炭塵爆発に於ける爆轟特徴



第九報 炭塵爆発に於る粒子反応時間の推定と爆轟の安定に就て

I 緒言

前報では安定な爆轟が成立したものとして特数を導いたが、本報では如何なる条件下に於て安定な爆轟が成立しうるかの問題を考察する。

前報の計算では各粒子の燃焼は殆ど瞬間的に完了するものと仮定したが実際はそうではない、そこで今、

	R cm ³ ·atm/g°C	T ₁ °abs	P ₁ atm	D m/sec	W m/sec	V ₁ m ³ /kg
1	2.81 ₅	1460	8.3	1160	500	0.43
2	2.79	1980	13.3	1430	700	0.41 ₅
3	2.69	3440	22.6	1920	850	0.40 ₀
4	2.59	2590	24.7	1710	750	0.31 ₁
5	2.72	930	27.5	1150	500	0.09

この結果を図示すると図 35 となる。

図で明かな様に、爆轟温度 T₁、爆速 D 及びガス流速 W は何れも完燃混合比の場合に最高値を示し、それより濃度が上下すれば、略々濃度の対数に正比例してそれらの特数値は減少してゆく、但し圧力のみは濃度の大きい程高くなっている。これはガス空間が次第に減少するからである。

V 成 果

i) 或る典型的な炭塵について、それが理想的爆轟を行つた場合の特数を計算した。

ii) 計算結果によれば、爆轟波面の圧力はガス爆発の場合に近く、20 気圧前後に過ぎない。爆速は 2000 m/sec 以下で、気体及び固体の爆発に比し低い。温度はかなり高くなり得るけれども、爆速が低いから、熱損失を考えると実際には遙かに低下するであろう。

iii) 炭塵爆発の実験で見出された最高爆速は 900m/sec 程度と報告されている。この程度の速度では安定な爆轟波として成立し得るか否か甚だ疑問である。仮に成立したとしても上の計算の様に高々 2000m/sec に過ぎぬと云う事は炭塵爆発を理解する一つの有用な資料となるであろう。(爆轟安定の条件については次報で詳述する)

炭塵粒子の燃焼時間を粒度の函数として求め、反応帯の幅即ち爆轟波面の厚さを推定する事とする。反応帯の幅が爆轟の安定性を支配する主因子である事は Eyring 氏等により詳細に論じられた所であるから、ここではその結果を利用して、爆轟安定の条件を探る事とする。

II 炭塵粒子の反応速度

ここでは爆轟波の成立に就ては触れぬ、それは極めて困難な問題であるからである。そこで爆轟の爆轟等強力な点火源を用いて、一時的にせよ炭塵中に爆轟波が形成されたとした時、それが果して安定に維持されるか否かを考える。

この場合、爆轟波は強力なエネルギーを持つ点火源であるから、この中に巻き込まれた粒子は殆ど活性化エネルギーを要せずして反応する。従つてこの際の主な律速因子は拡散抵抗である。即ち酸素が炭塵表面にさえ到達出来れば、反応は直ちに生ずるのである。この仮定は Eyring 氏等の理論と実験の結果に照しても妥当であろう。即ち氏等は爆轟の波面中の活性化エネルギーは殆ど零である事を指摘しているからである。

爆轟波中の拡散過程を厳密に取扱う事は殆ど望みがない。ここでは、Hottel, Burk-Schumann 氏等の計算はその儘では適用出来ない。そこで今、次の様な拡散過程を想定する。即ち最初 r_0 の半径を持つ粒子が波面中で反応して半径 r になつた時粒子表面の拡散層の厚は (r_0-r) であると仮定する。

そして最初の粒子大以外のガス空間は激しい渦流によつて完全に一様な混合ガスで充されるものと考えらる。

上の仮定は熱拡散の場合から類推して導かれたもので、拡散層がガス空間に迄伸びようとする傾向と、粒子及びガスの激しい流動が拡散層を振り切ろうとする傾向とを考えその中間を探つたものである。

以上の仮定に基いて1箇粒子の燃焼速度式を書くと、

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{a_0 - a}{D} \int_{r_0}^r \frac{dr}{4\pi r^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで m_0 を最初の粒子重量、 dm を dt 時間の燃焼量、 a_0 は最初の酸素重量 (1粒子に割当られた酸素)、 b' をある比例恒数、右辺分子は粒子が r の半径になつた時の酸素残存量、右辺分母は拡散抵抗を与えるもので、 D は拡散恒数である。

$$\text{今 } a_0/b'r_0^3 = 1 + \alpha \quad \dots\dots\dots (2)$$

と置くと、
 $\alpha = 0$ の時は完全燃焼
 $\alpha > 0$ の時は酸素過剰で α は過剰率
 $\alpha < 0$ の時は酸素不足で α は不足率

を示す事になる。

x を燃焼比とすると、

$$x = (m_0 - m)/m_0 = (r_0^3 - r^3)/r_0^3 \quad \dots\dots\dots (3)$$

* 弱い点火源を用いた時の火焰傳播の初期段階では拡散抵抗よりも寧ろ化学反応抵抗が律速因子になることは第十報で論ずる。

$$\therefore \frac{dx}{dt} = -\frac{1}{m_0} \frac{dm}{dt} = -\frac{1}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho} \frac{dm}{dt} \quad \dots\dots (4)$$

(ここに ρ は密度)

(4)を(1)に代入して

$$\frac{dx}{dt} = \frac{a_0 \left(1 - \frac{x}{1+\alpha}\right)}{\frac{4\pi r_0^3 \rho}{3} \times \frac{1}{4\pi D r_0} \left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\}}$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3a_0 D \left(1 - \frac{x}{1+\alpha}\right)}{r_0^2 \rho \left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\text{今 } f(x, \alpha) = \frac{\left(1 - \frac{x}{1+\alpha}\right)}{\left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\text{とおけば、} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{3a_0 D}{r_0^2 \rho} f(x, \alpha) \quad \dots\dots (7)$$

(7)式は粒子の燃焼速度を粒度 (r_0) 及び濃度 (a_0) の函数として与えるもので、この式から得られる知見を述べよう。

i) 濃度の影響

(1)式の次元を見ると a_0 は g/cm^2 で表すべき事が分る。今 n を 1cc 中の粒子数とすれば a_0 は

$$a_0 = n \times \frac{4}{3} \pi r_0^3 \times \rho \times b \times (1+\alpha) \quad \dots\dots\dots (8)$$

b は 1g の炭塵を完全燃焼させるに必要な酸素量で前記炭塵に就ては $b=2.25$, 又 $\rho=1.2$ とする。(8)を(7)に代入すること、

$$\frac{dx}{dt} = 28.4 D (1+\alpha) n r_0 f(x, \alpha) \quad \dots\dots (9)$$

即ち、爆轟波面中に於る粉塵系の燃焼速度は $n r_0$ に比例する。

ii) 粒度の影響

次に粒度の影響のみを抽出して見る、今各粒子を m ヶ宛に分割したとすると分割された粒子の半径は $r_0 m^{-\frac{1}{3}}$ となる。従て

$$m (n r_0 m^{-\frac{1}{3}}) / n r_0 = m^{\frac{2}{3}}$$

となるから、燃焼速度は $m^{\frac{2}{3}}$ に比例して増減する事になる。この場合半径の比は $r_0 m^{\frac{1}{3}} / r_0 = m^{\frac{1}{3}}$ であるから、「燃焼速度は半径の自乗に逆比例して変化する」事を示している。

iii) 燃焼時間

次に1ヶ粒子の燃焼時間を計算する。

それには(5)式を積分する必要がある。

$$3D a_0 / r_0^2 \rho = A \quad \text{とおくと}$$

$$\frac{dx}{dt} = A \frac{\left(1 - \frac{x}{1+\alpha}\right)}{\left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

但し(10)式に於て、

$$1 - \frac{x}{1+\alpha} > 0, \quad \infty > \alpha > -1 \dots\dots\dots(11)$$

の条件がある事は最初の想定で定つている。
 今次の様におく

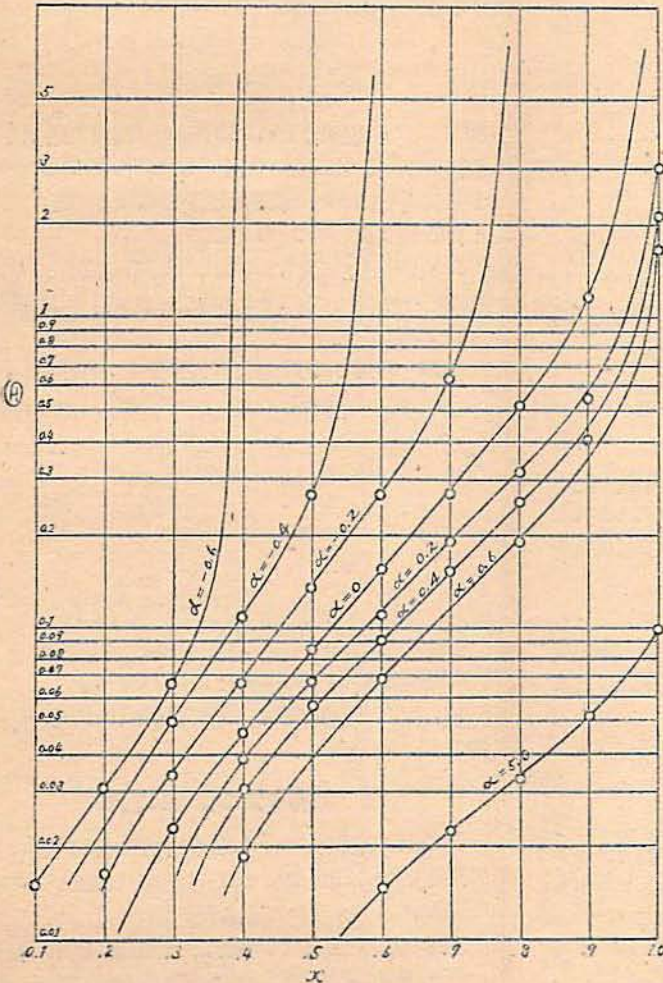
$$\textcircled{H}(1+\alpha) \equiv \int_0^t A dt = \int_0^x \frac{\left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\}}{\left(1 - \frac{x}{1+\alpha} \right)} dx \dots\dots(12)$$

積分して、

$$\begin{aligned} \textcircled{H} &= \log \left(1 - \frac{x}{1+\alpha} \right) + \frac{1}{2} \log \frac{(1-f_0+f_0^2)}{(1+f_0)^2} \\ &\quad - \frac{1}{2} \log \frac{(1-f+f^2)}{(1+f)^2} + \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{(2f_0-1)}{\sqrt{3}} \\ &\quad - \sqrt{3} \tan^{-1} \frac{(2f-1)}{\sqrt{3}} \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

但しここに $f_0 = \sqrt{\frac{1}{\alpha}}$, $f = \sqrt{\frac{(1-x)}{\alpha}}$... (14)

図 36



併し $\alpha=0$ の場合は上の積分は成立しないから、別に計算して、

$$\textcircled{H}_{\alpha=0} = \log(1-x) + 3 \left\{ (1-x)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right\} \dots\dots\dots(15)$$

$\alpha \geq 0$ の場合は x の変域は $0 \leq x \leq 1$
 $\alpha < 0$ の場合は x の変域は $0 \leq x \leq (1-\alpha)$

上式(13)(15)を用い、各種の α を与えた時の \textcircled{H} を x の函数として数値計算した結果を図36に示した。

次に、(12)式左辺の $\int_0^t A dt$ の積分を行わればならぬ。このAは定義により $A = 3D a_0 / r_0^2 \rho$ であるが、ここで拡散係数Dは時間によらず一定であると仮定すると、 \textcircled{H} は又

$$(1+\alpha)\textcircled{H} = \frac{3a_0 D}{r_0^2 \rho} t \dots\dots\dots(16)$$

となる。従てDの値が分れば図36と(16)式から燃焼時間が分る。

拡散係数の絶対値を評価する為、Eyring 氏等の絶対反応速度論を応用する。

即ち拡散係数は次式で表す事が出来る。

$$D = \lambda^2 \cdot \frac{kT}{h} \cdot \left(\frac{F^{**}}{F} \right) \cdot e^{-\epsilon_0/kT} \dots\dots(17)$$

ここに λ は分子間距離 (図37を見よ)、 h はプランク恒数、 k はボルツマン恒数、 ϵ_0 は T^0 abs に於る拡散の活性化エネルギー、 F は初期状態の状態和、 F^{**} は分子が入り替つて拡散が起る時の活性状態の状態和である。

F と F^{**} の相異点は活性状態では並進自由度が一つ減少している事であるから、回転と振動の状態和と共に殆ど同一であるとして

$$\frac{F}{F^{**}} = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{1}{2}}}{h} \cdot v_f^{-\frac{1}{3}} \dots\dots(18)$$

ここに m は分子質量、 v_f は自由空間を表す。

(18)式を(17)式に代入して、

$$D = \frac{\lambda^2 kT}{h} \frac{h}{(2\pi mkT)^{\frac{1}{2}} \cdot v_f^{\frac{1}{3}}} \cdot e^{-\epsilon_0/kT} \dots\dots\dots(19)$$

今の場合には、 T は充分大きく而も拡散に要するエネルギーは一般にかなり小さいから $-\epsilon_0/kT$ は殆ど零に近く、従てこの指数項を無視する事が許される。

$$\therefore D = \frac{\lambda^2}{v_f^{\frac{1}{3}}} \cdot \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \dots\dots(20)$$

自由空間の3乗根は自由行路と同じ

であり、ここでも又氏等の理論がそのまま適用されるものとする。即ち「反応帯の幅と爆轟空間の半径との比が或る値以上になると、爆轟波側面よりの損失が大きくなり、爆速は著しく低下し、最早安定な爆轟が成立し得ない様になる」

この「或る値」は爆轟空間の周辺の性状（密閉強度が主である）により異なるので推定が困難であるが、炭坑内の様に密閉された場所では側面膨脹による損失は少いから限界値は可成り大きくなる筈である。

併し Eyring 氏等の理論では側面損失の内 Material loss (連続式の不成立) を考えるだけで、Momentum 及び Energy loss に就ては無視している事を思うと、限界値は理論より更に低くなることになる。

従て今の所反応帯幅の限界値を想定する理論的実験的根拠はないのであるが、只 Eyring 氏の理論と実験から次のことだけは言えるであろう。

「反応帯幅に対する空間半径の比が1以下の場合には理想爆速に可成り近い安定爆轟が生ずるであろう」

ここではこの仮定に基いて若干の考察を加えたい。今半径 1 m の円筒形坑道中に完全混合比濃度の炭塵が浮遊しているとす。この中を 1900 m/sec の理想爆速を持つ爆轟波が進行し始めた時の速度が安定に維持されるためには反応帯の幅は 1 m 以上であつてはならぬ。その為には粒子は $\frac{1}{1900} = 0.00053$ sec 以内に燃焼せねばならない。

所が表 20 の計算によると $\alpha=0$ の場合 1μ 粒子で $t=0.0012$ sec であり、上の条件に合う為には粒子が 0.5μ 以下である必要がある。

又酸素過剰の $\alpha=+5.0$ の場合には、理想爆速は約 1000 m/sec であるから、1 m の反応帯を持つ為には燃焼時間は 0.001 sec 以内でなければならぬ。表 20 によればこの条件を充すには粒子が $1 \sim 2 \mu$ 程度であれば良いことになる。又酸素不足の $\alpha=-0.4$ の場合には理想爆速は図 35 より約 1800 m/sec であり燃焼時間は 0.0005 sec 以内である事が要求される。その為には粒子半径は 1μ 以下である事を要する。

以上の内最も条件の良いのは $\alpha=5.0$ の場合即ち酸素過剰の場合であるがこの時は理想爆速は低く約 1000 m/sec であるから、実際は更にこれを下廻ることになるであろう。従来の実験で得られた最高爆速は 900 m/sec 程度である⁴⁷⁾と云う事実は、上の模式的な理論計算が実際と左程懸離れたものでない事を示す様に思わ

れる。

実際問題としては 1μ 以下の炭塵微粒子が 130 g/m^3 以上の高濃度で一様に分散している様な条件は容易には形成されないであろうから、「純粹に炭塵爆発のみで 2000 m/sec 近くの安定爆轟を生ずる可能性は少い」とのと推論しよう。

併し前報の計算 (図 35) によると 1000 m/sec 以上の理想爆速を与える炭塵濃度は極めて広い領域に亘つている事 ($\sim 30 \sim 500 \text{ g/m}^3$) が分るから、微粒炭塵の多い坑道内では局部的に爆轟条件の充される可能性は大きい。従て、暫く安定爆轟は起らないにしても 1000 m/sec 前後の局部的乃至は断続的爆轟の成立は充分考え得る事である。而も実際には坑内にはメタンガスが少量存在するのが普通であり、メタンが空気中酸素を消費する率が少い場合には、メタンの混在により炭塵爆発の傳播は一層容易になる事が予想される。

IV 成 果

i) 爆轟波面中に於る炭塵粒子の反応機構として酸素の拡散抵抗を重視し、化学反応抵抗を無視して燃焼速度式を樹て、燃焼速度と粒度及び濃度の関係を導いた。即ち半径 r_0 の粒子が単位空間に n 箇存在するとき、全粉体の質量燃焼速度は nr_0 に正比例し、一箇粒子の燃焼速度は半径の自乗に逆比例する。

ii) 燃焼速度式を積分し、拡散係数の値を推定して、粒子燃焼時間の絶対値を粉体濃度及び燃焼比の函数として求めた。その結果完全混合比濃度 (133 g/m^3) の場合 1μ 粒子ならば千分の 1.2 秒程度で燃える事を見た。低濃度の場合には更にこの時間は短縮せられた。半径 1μ 粒子、 22 g/m^3 濃度で燃焼時間は 1 万分の 3 秒程度となつた。

iii) この結果は前章の特数計算値と結び付け Eyring 氏等の爆轟安定理論に基いて、炭塵爆発の安定性を考察した。半径 1 m の坑道中で爆速 1000 m/sec 以上の安定爆轟が生ずる為には、炭塵は 1μ 半径又はそれ以下の微粒子である事を要し濃度は約 20 g/m^3 以上である事を要する。この条件は実際には可成り成立困難と思われるから、炭塵のみで安定爆轟を生ずる可能性は左程大きくないであろうと結論される。併し同時に 1000 m/sec 程度又はそれ以下の局部的爆轟乃至は断続爆轟の可能性は相当大きく、而もメタンの共存を考えると炭塵爆轟の危険性は更に増加するであろう。

第十報 粉体爆発の初期過程に於る爆発限界条件に就て

I 緒 言

前報に於ては粉体粒子が爆轟反応を行う場合の過程

を考察した。併し著者が第 6 乃至第 7 報で実験した様な粉体爆発の初期過程に於ては勿論爆轟波の生成は見られず従てその反応過程も前章の場合とは大いに趣き

を異にする。本報では、この初期過程を実験結果に基づいて模型化しそれに従って燃焼傳播の限界条件式を導いて見よう。

実験結果によれば、炭塵爆発の初期過程に於て火焰の傳播を左右する主因子は、

i) 濃度：爆発燃焼の傳播に最適な濃度は理論的完燃比より遙かに大きい。従てこの場合酸素は著しく不足し、揮発分が漸く燃焼するに足るのみである。

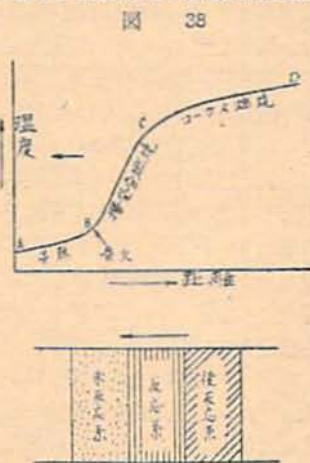
ii) 揮発分：可燃性揮発分を容易に放出するもの程傳播は容易である。即ち初期過程では揮発分燃焼が主体となつており、コークス燃焼は爆轟過程に於る様な重要な意味を持たない。

iii) 粒度：粒度は浮遊性と反応速度に密接な関係を持つから、微粒子の存在は粉体爆発には不可欠の条件である。

iv) 反応速度：単位時間に単位空間で発生する熱量の大きい程傳播は激しくなる。この為には濃度が大きく、酸素分圧が大きく、粒度が小さく、反応抵抗の少ないもの程好適である。

今、上記の事実に基き、炭塵爆発の初期火焰傳播を模型図(図38)の

様に想定しよう。即ち図は火焰面前後の反応を温度曲線で示したもので、A-B間で輻射と傳導の熱を受けて揮発分を放出し、Bで発火しCで燃焼を終る。以後のコークス燃焼は酸素不足の爲除々に進行するのみである。



以上の想定に基き、火焰傳播の限界条件式を理論的に考察する事とする。従来、限界条件式としては僅かに Jaekel 氏の式を見るのみであり而もそれは完全反応を仮定し発生熱と吸収熱の関係を示したもので、反応論的考察は全く含まれていない。著者がこゝで限界条件式を反応論的に導かうと試みたのも、この為であつて、その際若干形式的な仮定を設けねばならなかつたのは、現象の複雑さから云つて止むを得ない事であつた。

II 限界条件式の誘導

炭塵爆発の初期過程が揮発分燃焼を主体とするもの

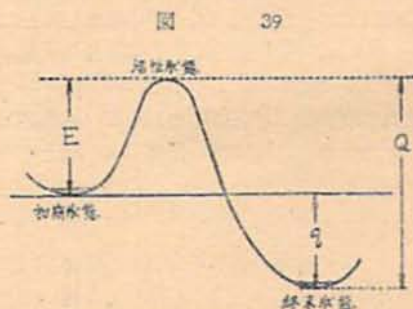
であればそれは結同種の気体爆発反応に異ならぬ。気体爆発反応の理論として現在最も体系化されているのは、Semenoff, Hinshelwood 氏等による均一反應連鎖機構説である。これによれば気体の温度 T と爆発限界圧 P との関係は次式で示される。

$$\log P = \frac{A}{T} + B,$$

併し気体の熱爆発は實際は極めて不均一反應であり、火焰傳播現象が重要な役割を演ずる事が後藤康平教授により確認された。後藤氏は爆発をエネルギーの互親的傳播過程として扱い、上式と同形の限界条件式を導いた。この考え方は先に Andrew 氏、及び新美政義氏、が固体爆発反応に対して適用したものである。

著者はこの考え方を基とし、若干の異なる見解を加えて炭塵爆発の場合に応用して見よう。

今系のエネルギー準位を図 39 で表す時、熱量 Q に



対する活性化熱 E の比、即ち Q/E 又は $(q+E)/E$ の大きい程爆発の傳播は容易であり、この値がある限界値以下では爆発は起らぬと云うのが、後藤氏等の考えの基礎である。温度 T にある反応系のエネルギー分布が Maxwell 法則に従うとすれば、分子が E 以上の活性化熱を得て反応する確率は $e^{-E/RT}$ であり、これは T/E の大きい程大となる。併し自発的な反応傳播を考へる場合、温度 T を決定するものは反応熱 Q に他ならぬから、 Q/E の大きい程反応確率の増す事は当然である。併しここで注意すべきは、熱量 Q が授受される時の効率である。Andrew 氏は固体爆轟を等温連鎖反応として扱い、 Q の効率を 100% とした。即ち一分子が n 個に分解する時その各々は $\frac{Q}{n} = E$ のエネルギーを以て未分解分子に衝突しそれを活性化する。その時の反応確率は $e^{-(E-E)/RT}$ である、又若し 2 個の分解分子が同時に 1 個の未分解分子に衝突した時の反応確率は $e^{-(E-2E)/RT}$ となる、と述べている。固体爆轟の場合の様に、反応確率が殆ど 1 に近い時には上の様なエネルギー連鎖が成立つかも知れぬが、粉体爆

発の場合の様に緩慢で而も拡散過程を経なければならぬ時は無効な衝突が多数存在する筈であり、その結果は温度上昇となつて現れるであろう。即ち熱量は末反応系を加熱し、それに相応して反応確率が増すと考えた方が適當である。

次に気体爆発に就ては、後藤氏はQの効率を活性化確率 γ にて表し、限界条件として $\frac{\gamma Q}{E} \geq 1$ を与えた。そして γ を Arrhenius 式にて表し

$$k_p e^{-E/RT_0} \cdot \frac{Q}{E} \geq 1$$

とした。ここに p_0 は限界圧、 T_0 は爆発温度である、今考えようとする炭塵爆発は自発的な過程であり、系の温度を上昇させるのは反応熱Qであるから、上式の様に T_0 とQを独立な量として扱う事は妥当でない。

そこで著者は限界条件式の誘導に当り、次の諸仮定を前提とする事にした。

- i) 一次元の傳播を考える。
- ii) 粉塵系は均一濃度で、単位空間の温度は一様であり、分子の活性化確率は $e^{-E/RT}$ で表し得る。
- iii) 単位空間に単位時間に発生する熱量の一部が隣接単位空間に流入してその温度を上昇させそれに相当した反応を生ぜしめる。

iv) 初期過程の火焰傳播では揮発分燃焼が主である。揮発分燃焼の主な反応抵抗としては、化学抵抗と拡散抵抗がある。粉塵の粒度が小で、濃度が大きなる時は揮発分と酸素との相互拡散は容易であり、殊に初期過程では圧力も低く、温度も余り高くないから、拡散抵抗より寧ろ化学抵抗が重要である。そこで先づ拡散抵抗を無視して論を進める事とし、次節で兩者を考えた場合に就て補足する。

擬、炭塵爆発が起る為には外部からある一定量以上のエネルギーが単位空間に与えられなければならない。(起爆条件)。そしてこれが自動的に傳播する為には、単位空間に発生する熱量が隣接単位空間を起爆するに充分でなければならぬ。(傳爆条件)。

今、系に外部エネルギーWが与えられ、系の温度が T_1 になつたとする。揮発分全分子 n_0 の内、酸素(分圧 P_{O_2})と衝突して反応し得る分子数 n_1 は、その衝突により活性化熱E以上のエネルギーを得た分子数でありそれは次式で表される。

$$n_1 = k \frac{P_{O_2} \cdot n_0}{\sqrt{T_1}} \cdot e^{-E/RT_1} \dots\dots\dots (1)$$

酸素量は炭塵濃度が増すにつれ減少するから、

$$P_{O_2} \propto (a - n_0) \dots\dots\dots (2)$$

但し a は最大濃度に於ての揮発分分子数で、通常の低濃度では、 $a > n_0$ であるから、

P_{O_2} を一定と見ても良い。

又、(1)式中右辺分母の $\sqrt{T_1}$ (は指数項中の T_1 に比し影響が少いから、無視する事とすると、(1)式は $n_1 = f(a - n) n_0 e^{-E/RT_1} \dots\dots\dots (3)$

1分子の反応熱を q とすれば反応により放出される全熱量は $n_1 q$ 、この内 $1/a$ が隣接単位空間に流れその温度を T_2 に上昇せしめるものとする。その時その単位空間中の反応分子数 n_2 は、上と同じ考え方から、 $n_2 = f \cdot (a - n_0) \cdot n_0 \cdot e^{-E/RT_2} \dots\dots\dots (4)$

自動的に反応が傳播する為には $n_2 \geq n_1 \dots\dots\dots (5)$ の条件が充たされなければならぬ。(3)、(4)式を見れば、(5)の条件は結局、 $T_2 \geq T_1$ なる事であり、これは又別の形で書けば、 $n_1 q/a \geq W \dots\dots\dots (6)$

となる。これに(3)式の n_1 を代入して、 $f \cdot q \cdot (a - n_0) n_0 e^{-E/RT_1} \geq aW \dots\dots\dots (7)$

所が粉塵系単位空間の平均熱容量をCとすれば、 $C \cdot T_1 = W \dots\dots\dots (8)$ 従て、 $f \cdot q \cdot (a - n_0) n_0 e^{-E/C/RW} \geq aW \dots\dots\dots (9)$

即ち限界条件式として次式を与える事が出来る。 $f \cdot q \cdot (a - n_0) \cdot n_0 \cdot e^{-E/C/RW} = aW \dots\dots\dots (10)$

次にこの一般式から、特殊な場合に就ての条件式を導かう。

(イ) 爆発下限界と点火エネルギー
下限界附近では濃度が小さいから、Cは一定と見て良く、又 $a - n_0 \approx a$ と置く事が出来る。従て、(10)式は $f' \cdot q \cdot a \cdot n_0 \cdot e^{-E/C/RW} = aW$
対数をとる、 $\log \frac{n_0}{W} = \frac{A}{W} + B \dots\dots\dots (11)$

ここに、 $A = \frac{E \cdot C}{R}$ 、 $B = \log a / f' \cdot a \cdot q$

(11)式は粉塵濃度と限界点火エネルギーの關係を与えるもので、Wの代りに T_0 、 n_0 の代りにPを置けば、Semenoff氏、又は後藤氏の限界条件式と同じ形になる。

濃度の大きい点火エネルギーは少くて良い事は実験結果と一致するから、下限界曲線の形状がこの理論式に合致するか否かは明瞭でない。実験14で火花電圧を点火エネルギーの測定としたが、測定結果の(11)式への適合性は一般には余り良くない。寧ろ電圧の平方根をWの測定とする方が良く合う。

要するに実験では点火エネルギーの調節が容易でないから、(11)式の様な理論式が成立つ事は確認し得なかつたから、気体爆発と類似の条件式が成立つであろう事は推定される。

(ロ) 反応熱と点火エネルギー
発熱量の異なる炭塵が同じ濃度に分散する場合、反応

* 爆発の場合には逆に拡散抵抗が主となる事は前章に於て既に詳述した。

熱 q と限界点火エネルギーの関係は、(10)式より、

$$\log \frac{q}{W} = \frac{A}{W} + D \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$\text{茲に } A = \frac{CE}{R}, \quad D = \ln \frac{s}{n_0 f' \cdot a(a-n_0)}$$

即ち、反応熱が大きいと点火エネルギーは少なくて良い。

(ハ) 上限濃度と点火エネルギー

粉塵の濃度が大きい時は、粉塵系の比熱は粉塵濃度に比例すると考えて良いから、

$$C = n_0 \cdot C_d$$

とおき、(10)式に入れ、対数をとると、

$$\log \frac{n_0(a-n_0)}{W} = \frac{cn_0}{W} + d \quad \dots\dots\dots(13)$$

$$\text{ここに、} \quad C = EC_d/R; \quad d = \log \frac{s}{fg}$$

(13)式は爆発上限濃度と点火エネルギーの関係を与える理論式で、高濃度の所で濃度が増せば、点火エネルギーも又増さねばならぬ事を示している。実験¹⁴でもこの傾向は表れているが、更に高濃度の所は実験出来なかつたので(13)式への適合性は不明である。

(13)式左辺の $n_0(a-n_0)$ は n_0 が $\frac{a}{2}$ に近づくにつれて、 n_0 による変化が少くなり一定値に近づくが、右辺の n_0 が増すから、 W も増さねばならぬ。

(ニ) 粒度と点火エネルギー

炭塵から放出される揮発分と酸素との相互拡散による混合が充分速かに完了する為には、炭塵の粒度が充分小でなければならぬ。今迄の考察は粒度を充分小と仮定して来た。この条件が充されない場合には、反応速度は揮発分の乾溜速度に影響される事になる。揮発分乾溜速度は粉体表面積に比例する。同一濃度の粉塵系に於て全表面積 s_0 と粒度 r_0 の間には、粒子を球形とすると、

$$s_0 \propto \frac{1}{r_0} \quad \dots\dots\dots(14)$$

の関係がある。

従て、基本式(10)の n_0 (揮発分子数) を全表面積に比例する項 $\frac{1}{r_0}$ で置かえて、

* 半径 R の球を n 個の等しい球に分割すると体積は同じで $\frac{4}{3} \pi R^3 = n \times \frac{4}{3} \pi r_0^3$, 全表面積は $S = 4\pi R^2$,

$$S_0 = n \cdot 4\pi r_0^2 \text{ である。従て } S_0 = 4\pi R^2 / r_0 = \frac{SR}{r_0},$$

故に $s_0/s = R/r_0$ 即ち $s_0 \propto \frac{1}{r_0}$ となる。尚粒子が球形でなくて薄片帯状、又は多孔状の時は表面積は粒度によつて余り変らないが、併し拡散抵抗は粗粒の場合の方が大きくなる。

$$f \cdot g \cdot (a-n_0) \cdot \frac{1}{r_0} \cdot e^{-EC/RW} = sW \quad \dots\dots\dots(15)$$

上式の $(a-n_0)$ は酸素濃度を示す項であるから粒度の影響は受けない。(15)式の対数形をとり、

$$\log \frac{1}{r_0 W} = \frac{A}{W} + B' \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$\left(\text{ここに } A = EC/R; \quad B = \log \frac{s}{f \cdot g(a-n_0)} \right)$$

上式は粒度と点火エネルギーの関係を示す式で、粒度が小な程点火エネルギーは少なくて良い事を示している。

以上、酸素の拡散抵抗を全く無視した場合に就て限界条件式を導いた。実際には粉体反応に於ては、たとえ粒度が如何に微細であつても、拡散抵抗が反応の傳播に多少の影響を与える事は否定出来ない。殊に(16)式の様に粒度の影響を示す時に拡散抵抗を全く無視するのは、少し大膽にすぎたかも知れぬ。そこで次に拡散を考慮に入れた場合について簡単な考察を加える事にする。

III 擴散抵抗を考えた時の限界条件式

今、固体の反応に対する Fishbeck¹⁰⁾ の取扱方法を探り、

$$\text{反応速度} = \frac{\text{反応推進力}}{\text{化学反応抵抗} + \text{擴散抵抗}}$$

とする。

半径 r_0 の炭塵から揮発分が放出され、半径 r_1 の球状に拡がったとする。外部にある酸素との反応は最初この r_1 の球面上で生じ、次第に内部に向うが、火焰面が r に来た時、拡散層の厚さは、 (r_1-r) であると仮定し、更に初期反応の間は、外部酸素濃度は一定で、温度も全体が均一に T_1 であると仮定すると、反応速度は次式で表しうる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{p_{02}}{\frac{1}{k \cdot 4\pi r^2} + \int_{r_1}^r \frac{dr}{D \cdot 4\pi r^2}} \quad \dots\dots\dots(17)$$

(ここに左辺は単位時間の反応分子数、 k は反応速度恒数、 D は拡散恒数)

揮発分が全部燃焼して火焰面が r_0 に達する迄の時間を τ_e とすると、

$$\tau_e = \frac{s}{p_{02}} \left(\frac{r_1}{k} + \frac{r_1^2}{6D} \right) \quad \dots\dots\dots(18)$$

上式の誘導は下註に示す (p.159)。ここで r_0 は r_1 に比し充分小さいものと考え、 r_1^2 は揮発分含量に比例し、従つて又最初の粒度 r_0^3 に比例する事になるから、 r_1 の代りに粒度 r_0 を入れ、

$$\tau_e = f' \frac{\left(\frac{r_0}{k} + \frac{r_0^2}{6D} \right)}{p_{02}} \quad (f' \text{ はある恒数}) \quad \dots\dots\dots(19)$$

上式中 k は化学反応抵抗であるから、

$$k = \frac{k_0 n_0}{\sqrt{T_1}} e^{-E/RT_1} \dots\dots\dots(20)$$

拡散恒数の温度函数は複雑であるが今簡単に、

$$D = D_0 T_1^2 \dots\dots\dots(21)$$

と仮定する。又前の(2)式 $p_{O_2} \propto (a-n_0)$ を用いる事とし、(20)、(21)を(19)式に入ると

$$\tau_c = f_0 \left(\frac{r_0 \sqrt{T_1}}{k_0 n_0 e^{-E/RT_1}} + \frac{r_0^2}{6D_0 T_1^2} \right) / (a-n_0) \dots\dots(22)$$

扱、 τ_c の逆数を単位時間の反応量と見做し、 g/τ_c を単位時間の発熱量とすると、前に(6)式を導いたのと同じ考え方から、爆発が自発する為には次の条件が充たされねばならぬ。

$$g/\tau_c = sW \dots\dots\dots(23)$$

ここに W は与えられた外部エネルギー、 s はある係数。

即ち、限界条件式としては、

$$g/\tau_c = sW$$

を採る事が出来る。従て(22)式より、

$$f_0 \left(\frac{r_0 \sqrt{T_1}}{k_0 n_0 e^{-E/RT_1}} + \frac{r_0^2}{6D_0 T_1^2} \right) = sW$$

T_1 に(8)式を用い、

$$f_0 \left(\frac{r_0 \sqrt{W/C}}{k_0 n_0 e^{-E/RT_1}} + \frac{C^2 r_0^2}{6D_0 W^2} \right) = sW \dots\dots(24)$$

(24)式は拡散抵抗を考えた場合の限界条件式である。

(19)式より分る様に、化学反応抵抗が優勢な場合には、粒子の燃焼時間は半徑に比例し、拡散抵抗が優勢な場合には、半徑の自乗に比例する。実際にはこの中間の値をとるものと推定されるが、一般的に云つて、強い点火源を用いた時の初期過程では化学反応抵抗が優勢であり、強い点火源を用い、爆轟反応に近い様な時には拡散抵抗が優勢になるのではないかと、著者は考へている。

* n_0 を全揮発分量、 n を時間 t の時の揮発分量、 x を比反応量とすると、 $x = \frac{n_0 - n}{n_0} = \frac{r_1^3 - r^3}{r_1^3}$;

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dt} = \frac{1}{\frac{4}{3} \pi r_1^3 s_0} \frac{dn}{dt}; \quad (s_0 \text{ は比}$$

重) これを(17)式に入れ、分母の積分を行うと、

$$\frac{dn}{dt} = \frac{p_{O_2} s_0}{r_1(1-x)^{-2/3} k + r_1^2 \{ (1-x)^{-1/3} - 1 \} 3D};$$

これを積分し、 $t=0$ にて $x=0$ の条件を入ると

$$t = \left\{ \frac{r_1}{k} [1 - (1-x)^{1/3}] + \frac{r_1^2}{2D} [1 - (1-x)^{2/3}] - \frac{r_1^2}{3D} x \right\} \frac{s_0}{p_{O_2}};$$

完全燃焼迄の時間 τ_c は $x=1$ とおいて、

$$\tau_c = \frac{s_0}{p_{O_2}} \left(\frac{r_1}{k} + \frac{r_1^2}{6D} \right);$$

IV 成 果

従来、粉体爆発の限界条件としては、僅かに Jaeckel⁴⁾ 氏の簡単な式が提出されておるに過ぎぬが、この式は反動的考察を欠いているので、対象が粉体であると云う特殊性が見失われている。

著者は反動的考察を加味して、点火エネルギーと下限及び上限濃度、反応熱、又は粒度との関係式を導いた。この際先づ簡単のため、爆発の初期過程は揮発分の燃焼傳播に他ならぬものとし、拡散抵抗を無視し化学反応抵抗を重視して限界条件式を導いた。又拡散抵抗をも考えた場合に就ても、基本式を与えた。

爆轟反応に於ては拡散抵抗が優勢になるが、この場合に就ては既に前報で述べた。

結 語

以上著者は粉体爆発に関する基礎的事項に就て実験的に、又理論的に種々の角度より、検討を加へ、従来曖昧であつた諸事項を明かにし、2、3の新知見を得た。即ち、粉体爆発に関連する浮遊性、帯電性、堆積状態に於ての燃焼性等に就て実験し、次で粉体爆発の初期過程を実験室的規模に於て種々の角度から研究した。

又従来殆ど顧みられなかつた理論的考察を試み、粉体爆発が理想的条件下に生じた場合の最高爆速、温度、圧力等を算出し、又粒子燃焼時間の絶対値を推定し、爆轟安定の条件を論じ、更に初期過程の傳播条件式を誘導した。

これらの研究より得られた諸成果のうち最も重要な項目を摘記すれば次の如くである。

1) 風箏法により粉体の浮遊性を測定し、浮遊量 W と風速 P の間に $W = kP^3$ の関係が成立つ事、粉体の浮遊性は粒度によつて支配されるものではなくて、浮遊粉体相互の凝集性が第一義的な重要さを持つ事、異種粉体を混合すると一般に粉体の浮遊性は著しく減少する事等を確めた。

2) 浮遊粉体の帯電性に就て実験し、粉塵系は正負粒子の混合したもので、帯電の符号は粉体表面の化学的性質、及び粒度分布により変化する。異種帯電の粒子は凝集し易く従て浮遊性と帯電性は密接に関連する。2成分系粉体の特異な浮遊曲線は帯電量の測定から理解する事が出来た。又帯電エネルギーの粉体爆発に於る役割に就て論じ、個々粒子の放電が爆発の傳播を助ける様な事はないものと断定した。

3) 高温ベネ秤により粉体の燃焼過程を追求し、粉体爆発の際の反応過程を推定する資料とした。特に炭塵に就て粒度、酸素分圧と燃焼性能の差異及び点火直前の酸素吸収現象等に就て検討を加えた。

4) 各種点火源の性能を検討し、粉体爆発の限界濃度を測定するには電橋切断法が最適である事を確め、それに従って各種粉体の限界濃度を測定した。発火する最適濃度は概ね $400 \sim 600 \text{ g/m}^3$ の範囲であり、これは完全燃焼比混合率より数倍濃い、初期過程では揮発分燃焼が主体となつている事が多い事は高濃度を要する一因である。固体表面反応が参与する場合も拡散抵抗が大きいから初期の反応のみが爆発伝播に有効に作用するから高濃度を要する事になる。強力な点火源であれば反応速度が早くなるから限界濃度は大いに低下する。

5) 固体爆薬の粉末例えばピクリン酸はアンストラセン等の非爆発性固体の粉末よりも却て粉体爆発を生じ難い。粉体爆発は単位空間に生ずる反応熱が大で、発火点の低い程容易に起るが、この場合粒度、浮遊性、濃度、反応速度等が密接に関連しているの一般的な事は言えぬが、上の場合ピクリン酸は反応熱が少く高濃度でなければ爆薬としての性能(大きい反応速度)を発揮出来ず、その上浮遊性も悪いので粉体爆発は生じにくい。

6) 特殊な点火源として閃光電球よりの輻射線を用いた場合につき実験し粉体爆発に於ては粒子間熱輻射の授受が爆発伝播に重要な役割を演ずるであろう事を確めた。

7) 炭塵爆発に対する消滅効果に就て実験し、ホロゲン化アルカリ等が顕著な消滅効果を示す事を知った。そしてその効果の順位は気体又は固体爆発に対する場合と同様であり、爆発反応はすべて類似の連鎖過程を持つ事が推定された。

8) 粉体爆発の初期過程を回転写真に撮影し、火焰伝播の諸特性を明かにした。即ち火焰面の不連続性、不安定性、戻り爆発等の現象を把握し、粒子燃焼時間及び火焰伝播速度の概略値を知る事が出来た。一般に粉体爆発の初期伝播速度は緩慢で 10 m/sec 程度であり、最適濃度は $200 \sim 500 \text{ g/m}^3$ 程度であるが、条件の良い時には数 10 cm の距離で既に数 10 m/sec 時には 100 m/sec 近く迄速度が増大する。

9) 特に炭塵に就て詳しく実験し、炭種、空気中酸素含量、窒素気流中熱処理、又は添加物の有無等が火焰伝播に如何なる影響を与えるかを調べ、有用な知見を得た。

10) 初期過程の火焰伝播を更に別角度から眺める為シユリーレン写真を撮影し粉体爆発の特性を検討した。

11) 炭塵が理想的爆轟を行つた場合の諸特徴を水力学的爆轟理論より計算した。

計算の結果最高値は完全混合比の時であり、爆速は 1900 m/sec 、温度は 3400° abs 程度の値を示し濃度がこれより上下すると特徴 D (爆速)、 T (爆温)、 W (ガ

ス流速)は略々濃度の対数に正比例して減少してゆく。只圧力のみは高濃度の方が高いが、一般に圧力は低く完全燃焼の時 22 気圧の程度にすぎない。

12) 炭塵の爆轟が実際問題として起り得るか否か一起るとすれば如何なる条件下で可能かの問題を探る為、粒子燃焼時間の絶対値を反応速度理論に基づいて算出した。実際、爆轟波中の粒子燃焼は主として酸素の拡散抵抗により支配されるものと仮定した。

計算結果から推定すると、安定な炭塵爆轟の生ずる可能性は少く、若し生ずるとすれば 1μ 以下の微粒子が適当の濃度で浮遊している時であり、而もその爆速は 1000 m/sec 程度又はそれ以下であろうと推定された。

13) 最後に揮発分燃焼を主とした粉体爆発の初期過程に於る限界条件式を誘導し、点火エネルギーと上限及び下限濃度、反応熱、粒度との関係を求め、気体爆発の限界条件式と同型の式を得た。この際、初期過程では爆轟反応の場合と異り拡散抵抗よりも化学反応抵抗が重要であると考えた。又別に、拡散抵抗をも考えた場合に就ても考慮した。

謝意

本研究を通じて終始御懇篤なる指導と御鞭撻を賜つた山本祐徳教授に衷心よりの感謝を捧げる、又熱心に実験を援助せられた米田國昭、柳沢剛、浦野慶吉の諸氏及びシユリーレン写真撮影に絶大の援助を賜つた岡島慶三郎教授、花田実、堀三郎の諸氏、更に炭塵試料を供与せられた飯業技術試験所九州支所長中西信氏及び根岸現所長に深甚の感謝を捧げる。

本研究は文部省自然科学研究助成交付金及び東京大学第一工学部総合研究松田奨学資金の援助を受けて行われたものであり篤く御礼申上げる。

文 献

- 39) H. Eyring, Chemical Review 45 70—179 (1949)
- 40) Spezifischen Wärme, Enthalpie, Entropie, Dissoziation techer. Gase: E. Justi, 1938, Berlin
- 41) The Theory of Rate Processes: Glasstone, Laidler & Eyring, 1941 p. 524
- 42) H. P. Gurney & J. Lurie, Ind. Eng. Chem. 15 1170 (1923)
- 43) Steinbrecher; loc. cit (23), p. 59
- 44) G. Jaekel; Zeit. tech. Phys. 5 67 (1924)
- 45) Chemical Kinetics and Chain Reactions: Semenov, 1935, Oxford, or Kinetics of Chemical Change: Hinshelwood, 1940, Oxford.
- 46) 後藤原平, 物理化学の進歩 16 152 (昭17)
- 47) K. K. Andrew & J. B. Chariton, Trans.

- | | |
|---|---|
| Farad. Soc. 31 797 (1935) | I 245, 308 |
| 48) 新美政義, 火兵学会誌 32 396 (昭14) | 50) Tu, Davis, & Hottel. Ind. Eng. Chem. 26 |
| 49) Fischbeck; Zeit. Electrochem. 39 316 (1933) | 749 (1934) |
| or Eucken-Jackob: Der Chemie Ingenieur Bd. 3 | |

Studies of Dust Explosion (VIII, IX, X)

Theoretical Part

By Tsutomu Hikita

(VII) The ideal detonation characteristics of a typical kind of coal dust were computed on the basis of the hydrodynamic theory of detonation.

Calculated detonation velocity and temperature show a maximum at the dust concentration of the complete combustion ratio and then they decrease proportionally to the logarithm of conc. with the increasing or decreasing concentrations.

In case of the coal having 7,000 kcal. per kg., the max. values of D, P and T are 1900 m/sec, 22 atm. and 3,440°K respectively.

(IX) Actually, however, the combustion of coal needs a certain time interval, by the measure of which the value of characteristics will change. Hence, the author evaluated a most probable value of the reaction time by introducing an assumption that the diffusion resistance of oxygen into intact carbon surface is the rate determining factor. For example, in case of one micron coal dust the time of combustion is 0.3 millisecc. Then the Eyring's theory of stability of detonation was applied and the possibility of stable detonation of coal dust, exclusive of the effect of fire-damp, was discussed with the conclusion that the ideal detonation would not occur but the degenerated explosion having the detonation velocity less than 1,000 m/sec. might be able to propagate.

(X) Finally the author introduced the theoretical equations describing the relation between the ignition energies, upper or lower limits of dust concentrations and the particle sizes, the equation being formally coincident with that introduced by Semenov for gaseous explosion, where the author adopted the assumption that at the initial stage of dust combustion, the resistance of chemical reaction would be more predominant than that of diffusion on the contrary to the case of reaction in the detonation front.

(Laboratory of Explosives, University of Tokyo)