

爆風の減衰式

田中 一三*

1. まえがき

爆薬の爆発によって生ずる衝撃波、すなわち爆風は、爆発源からの距離とともに減衰するもので、その減衰を表わす実験式はいくつかある。最も簡単な形は、べき関数を用いるもので、例えば爆風圧力が、距離の n 乗に逆比例する、というような表わし方をする。この表式はたしかに簡単過ぎるのであるが、 n を定数ではなく距離の関数とみなせば、これによつて任意の関数を表示することもできるわけで、ここで扱う減衰式の表示には便利である。

爆風の減衰を理論的に考えるとき、それは球形爆薬の爆発から放出された、球面衝撃波として取扱われる。衝撃波を記述する流体力学の基礎方程式は、非線形双曲形微分方程式で、一般的な解析解を得ることは困難である。ただ理想的な場合として、非常に強い球面衝撃波では、波頭圧力は距離の3乗に逆比例すること、および非常に弱くなった極限では、波頭圧力は、大気圧との差圧として、距離の1乗に逆比例すべきことが言われている。

最近では電子計算機の普及により、解析的には解けない式でも、数値計算ならば解けるようになった。その結果、爆風圧の減衰の問題も、適当な初期条件、境界条件を与えて、基礎方程式の数値解が得られている。例えば H. L. Brode の計算¹⁾では、爆源のすぐ近くでは、波頭圧力はほぼ距離の3乗に逆比例するが、約5気圧に下つた点では、2.5乗に逆比例し、1気圧の点で約2乗、0.15気圧で約1.5乗と変化することになっている。(これらの圧力値は、すべて大気圧との差圧、overpressure である)

波頭圧力が距離の n 乗に比例するとしたときの、べき指数 n は圧力と距離を対数グラフにプロットしたときの、曲線の勾配にほかならない。1,000トン爆発のデータ²⁾にもとづく指数は、波頭圧力が5気圧、1気圧、および0.15気圧の点で、それぞれ-2.4、-1.9および-1.3で、先の Brode の計算値は、これによく一致していると言える。

筆者の報告は、球面衝撃波の基礎方程式に、適当な

仮定を導入して、単純化を試みたものである。その結果、やはり一組の減衰式を導き出すことができる。ただし理論の中いくつかの定数が現われ、実際の数値は定数のとり方によつて左右される。この報告では、妥当な条件にもとずいてそれらの定数を定めると、得られる減衰特性が、上記のデータとよく一致することを示した。

2. 基礎方程式の変形

球面衝撃波の基礎方程式は、球対称流れの流体力学方程式で表わすことができ、オイラーの方式を使えば、次のように書ける。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0 \quad (2)$$

ここに u , ρ および p は、それぞれ粒子速度、気体の密度および圧力で、おのおのが距離 r と時間 t の関数である。(1)式は運動方程式、(2)式は連続方程式である。(2)式の第4項にかかる因子2は、球対称流れに関する特徴で、軸対称流れではこれが1になり、平面衝撃波では0になる。

第3の式としては、次の状態式を使う。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} \right) (p\rho^{-\gamma}) = 0 \quad (3)$$

γ は比熱比である。この式は、粒子の径路に沿つてエントロピーの変化が無いという意味で、エントロピー S を用いれば、

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial r} = 0 \quad (3')$$

と同等である。

上の(1),(2),(3)式を、球面衝撃波の基礎方程式とする。

ここで座標変数を r, t から x, R に変換する。 R は時刻 t における衝撃波面の位置、 x は r/R で定義される相対距離である。式で書けば、

$$\begin{aligned} R &= R(t) \\ x &= x(r, t) = r/R(t) \end{aligned} \quad (4)$$

昭和42年10月15日受理
* 東京工業試験所第7部 平塚市新館

となり、 R は t のみの関数、 x は r と t の関数である。基礎方程式の座標変換を、このように変換することは、G. Taylor の報告²⁾にも現われている。

その上で、3個の従属変数を次のように置く。

$$u(r, t) = u_1(R)u_2(x) \quad (5)$$

$$\rho(r, t) - \rho_0 = \rho_1(R)\rho_2(x) \quad (6)$$

$$p(r, t) - p_0 = p_1(R)p_2(x) \quad (7)$$

ここに ρ_0, p_0 は、それぞれ未擾乱気体中の密度と圧力である。従つて (6) 式右辺は、 ρ_0 を単位にとつた condensation を、(7) 式右辺は overpressure を表わしている。しかし以下混乱がなければ、これらを単に密度および圧力と呼ぶ。

(5)~(7) 式は、3個の変数を、 R の関数と x の関数に、変数分離したことになっている。このような分離をしたとき、添字1の関数を減衰関数、添字2の関数を波形関数と呼ぶことにする。前者は t のみの関数であるから、衝撃波形の時間変化を受持ち、後者は相対距離のみの関数で、一定時刻における波のプロファイルを受持っている。

(5)~(7) 式の p, ρ, u を (1)~(3) の基礎方程式に代入し、(4) の変換式を考慮して若干の変形を行なうと、次のようになる。

$$x \frac{dR}{dt} \left(-\frac{u_1'}{u_1} R - \frac{u_2'}{u_2} x \right) + u_1 u_2 \left(\frac{u_2'}{u_2} x + \frac{1}{\rho_0 + \rho_1 \rho_2} \frac{\rho_1 \rho_2}{u_1^2 u_2^2} \frac{p_2'}{p_2} x \right) = 0 \quad (8)$$

$$x \frac{dR}{dt} \left(-\frac{\rho_1'}{\rho_1} R - \frac{\rho_2'}{\rho_2} x \right) + u_1 u_2 \left\{ \frac{\rho_2'}{\rho_2} x + \frac{\rho_0 + \rho_1 \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \left(\frac{u_2'}{u_2} x + 2 \right) \right\} = 0 \quad (9)$$

$$x \frac{dR}{dt} \left(-\frac{p_1'}{p_1} R - \frac{p_2'}{p_2} x \right) + u_1 u_2 \left\{ \frac{p_2'}{p_2} x + \gamma \frac{\rho_0 + \rho_1 \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \left(\frac{u_2'}{u_2} x + 2 \right) \right\} = 0 \quad (10)$$

ここで関数の肩につけたプライムは、それぞれ相当する独立変数に関する微分を表わす。(5)~(7) 式から明らかのように、添字1の減衰関数は R 、添字2の波形関数は x による微分である。

ここで先に行なつた変数分離を有効にするため、波形関数を消去してしまうことを考える。

(8)~(10) 式の中には、 $(f_2'/f_2)x$ のような項がいくつかあるが、これらはもし関数 f_2 が

$$f_2 \propto x^k \quad (11)$$

を満足するならば、単なる定数 k に等しい。そのことを利用して、波形関数を次のようにおく。定数 k, m および n は、さしあつてはきめない。

$$\begin{aligned} u_2(x) &= x^k, & \rho_2(x) &= x^m, \\ p_2(x) &= x^n \end{aligned} \quad (12)$$

(12) の仮定の物理的意味を考える。例えば圧力に関して言えば、(7) 式と組み合わせて

$$p(r, t) - p_0 = x^n p_1(R) \quad (13)$$

となる。(11) 式を満足するだけならば、(12) 式には任意定数がかかってもよいのだが、それは $p_1(R)$ のような減衰関数に含めてしまう。

(13) 式右辺の表わす波形は、Fig. 1 に描かれている。図の衝撃波は左から右へ進むものである。

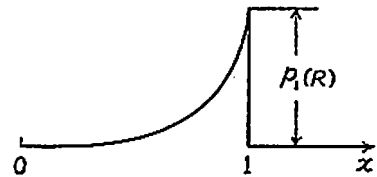


Fig. 1 x^n approximation of shock wave profile

相対距離 x は、(4) 式の定義から、波頭で常に1であり、それより内部に入るに従つて小さくなる。従つて n が正の数であれば、波形のプロファイルは、波頭で最大値をとり、図のように後になるほど減少する形をとる。その上、 $x=1$ では $x^n=1$ であるから、波頭における圧力値は、減衰関数 $p_1(R)$ が受持つことになる。 $p_1(R)$ は、 $R=R(t)$ によって、波頭の到達距離 R を媒介変数とした、 t のみの関数である。

このような意味をもつて、(12) 式を (8)~(10) 式に代入すると、波形関数の大部分は消去され、さらに減衰関数だけを残すために、 $x=1$ の波頭における関数形を考慮すると、そこでは (12) 式から波形関数はすべて1になる。その結果、基礎方程式は次のように替ける。

$$\begin{aligned} \frac{D}{u_1} \left(\frac{u_1'}{u_1} R - k \right) + \left\{ k + n \frac{\rho_1}{u_1^2} \frac{1}{\rho_0 + \rho_1} \right\} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{u_1} \left(\frac{\rho_1'}{\rho_1} R - m \right) + \left\{ m + (k+2) \frac{\rho_0 + \rho_1}{\rho_1} \right\} &= 0 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{D}{u_1} \left(\frac{p_1'}{p_1} R - n \right) + \left[n + \gamma(k+2) \frac{\rho_0 + p_1}{p_1} \right] = 0 \quad (16)$$

ここに

$$D = dR/dt$$

は、衝撃波の伝播速度である。

一般に衝撃波面では、局所的に

$$\frac{u_1}{D} = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \quad (17)$$

が成立していると考えられる。この条件を用いると、(14)~(16)式は次のようになる。一部分式の順序を入れかえた。

$$\frac{R}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dR} - m + \frac{\rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \left\{ m + (k+2) \frac{\rho_0 + \rho_1}{\rho_1} \right\} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{R}{p_1} \frac{dp_1}{dR} - n + \frac{\rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \left\{ n + \gamma(k+2) \frac{\rho_0 + p_1}{p_1} \right\} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{R}{u_1} \frac{du_1}{dR} - k + \frac{\rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \left\{ k + n \frac{\rho_1}{u_1^2} \frac{1}{\rho_0 + \rho_1} \right\} = 0 \quad (20)$$

以上の手続きは、波頭における関数形のみを考えてきているが、減衰関数の性質を調べるには、これで十分なことは、Fig. 1からも明らかである。

3. 減衰関数の導出

前節に得た(18)~(20)式は、すべて波頭における関数値の、距離 R に対する微分方程式である。これらは原理的には、上から順に解いて行くことができる。すなわち(18)式から $\rho_1(R)$ を求め、その結果を(19)式に代入し、得られた $p_1(R)$ をまた(20)式に代入する、という具合である。しかし実際の計算は、それほど簡単ではない。

まず(18)式の積分は

$$\log \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{m}{k+2} \log \frac{(k+2)\rho_1 + (k+2-m)\rho_0}{(k+2)\rho_0 + (k+2-m)\rho_1} = -(k+2-m) \log \frac{R}{R_a} \quad (21)$$

となる。ただし境界条件として

$$R = R_a \quad \text{にて} \quad \rho = \rho_0$$

を用いた。添字 a は、爆薬表面での値とする。従つて R_a は、球形爆薬の半径である。

(21)式から、これを ρ_1 について解いて、一般的に $\rho_1(R)$ の関数形を求めることは困難である。しかし特別な場合の近似式を作ることはできる。

爆源から遠くて、 $\rho_1 \ll \rho_0$ とみなされる領域では、(21)式は近似的に

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \simeq A \left(\frac{R}{R_a} \right)^{-(k+2-m)} \quad (22)$$

を与える。ここに A は定数で、次の値を持つ。

$$A = \frac{\rho_0}{\rho_0} \left(\frac{k+2}{k+2-m} \frac{\rho_0}{\rho_0} + 1 \right)^{\frac{m}{k+2}} \quad (22')$$

逆に爆源の近くで、 $\rho_1 \gg \rho_0$ が成り立つならば、ここでは

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \simeq \left(\frac{R}{R_a} \right)^{-(k+2)} \quad (23)$$

と書ける。

次に p_1 と R の関係を求める(19)式は、右辺に含まれる $\rho_1(R)$ が、陽関数として表わせないために、このままでは解きにくい。従つて、次のような間接法をとる。

(18)式と(19)式から R を消去すると、次のように ρ_1 と p_1 の関係式を得ることができる。これが解けるならば、先の(21)式と組み合わせることにより、 ρ_1 を媒介とした、 p_1 と R の関係が得られよう。

$$\frac{\rho_1}{p_1} \frac{dp_1}{d\rho_1} = \left\{ \gamma(k+2) \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\rho_0 + p_1}{p_1} - n \right\} \div \left\{ (k+2) \frac{\rho_1}{\rho_0} - (k+2-m) \right\}$$

上の式は p_1 に関する線形微分方程式に還元され、一応次のように解を書くことができる。

$$\frac{p_1}{\rho_0} = \gamma(k+2) \left\{ (k+2) \frac{\rho_1}{\rho_0} + h \right\}^{r + \frac{n}{h}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{-\frac{n}{h}} \times \int_0^{\frac{\rho_1}{\rho_0}} \left\{ (k+2)y + h \right\}^{-\left(r+1+\frac{n}{h}\right)} y^{\frac{n}{h}} dy \quad (24)$$

ただし

$$h = k+2-m \quad (25)$$

である。

(24)式は、遠いところで

$$\rho_1 \rightarrow 0 \quad \text{にて} \quad p_1 \rightarrow 0$$

を満たすようにした。

(24)式の積分は、一般的には不可能である。従つて各定数が与えられた上での、数値積分によるほかはない。しかしこれも特別な場合の近似式は、次のように求められる。

爆源から遠いところで、 $\rho_1 \ll \rho_0$ の成り立つ領域では、簡単に

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx \frac{\gamma(k+2)}{k+2-m+n} \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (26)$$

となる。従つてこれを(22)式に代入すると、

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \propto \left(\frac{R}{R_a}\right)^{-(k+2-m)} \quad (27)$$

である。

爆源の近くで、 $\rho_1 \gg \rho_0$, $\rho_1 \gg \rho_0$ のときの近似式は、この条件を直接(19)式に入れても、簡単に

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \propto \left(\frac{R}{R_a}\right)^{-\gamma(k+2)} \quad (28)$$

が得られる。

最後に u_1 に関する(20)式は、 $\rho_1(R)$ の解析解が得られない以上、解くことができない。従つて以下には爆源から、遠いところでの、近似解だけを与える。

(20)式に、 $\rho_1 \ll \rho_0$ および $\rho_1 \ll \rho_0$ の条件を用いると

$$\frac{R}{u_1} \frac{du_1}{dR} = k - n \frac{\rho_1 \rho_1}{\rho_0^2 u_1^2}$$

が得られる。これに(22)および(26)式を代入して若干の変形を行なうと、次のように u_1^2 に関する、線形微分方程式となる。

$$\frac{1}{2} \frac{d(u_1^2)}{dR} = k \frac{u_1^2}{R} - n \frac{\rho_0 \gamma(k+2) A}{\rho_0 h+n} \left(\frac{R}{R_a}\right)^{-2h-1}$$

これを解いて、

$$R \rightarrow \infty \text{ にて } u_1 \rightarrow 0$$

を満たすようにすると、

$$\frac{u_1}{a_0} = A \sqrt{\frac{n(k+2)}{(h+n)(h+k)}} \left(\frac{R}{R_a}\right)^{-h} \quad (29)$$

$$= \sqrt{\frac{n(k+2)}{(h+n)(h+k)}} \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (29')$$

が得られる。ここに h は(25)式で定義された数、そして a_0 は、

$$a_0 = \sqrt{\gamma(\rho_0/\rho_0)}$$

で定義される未擾乱気体中の音速である。

4. 数値計算

以上得た結果に、実際の数値計算を行なう。そのと

き最も重要なのは、3個の指数 k , m および n の選定である。

これらはもともと、波形関数を(12)式のようなベキ関数に仮定したときの、指数であつた。しかし今までの計算をふり返ると、衝撃波の波頭における減衰関数だけを問題にして、波の後部は考えていない。従つてこの指数の意味も、(12)式のベキというよりは、

$$k = \left(\frac{d \log u_2}{d \log x}\right)_{x=1} = \left(\frac{x}{u_2} \frac{du_2}{dx}\right)_{x=1}$$

$$m = \left(\frac{d \log \rho_2}{d \log x}\right)_{x=1} = \left(\frac{x}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dx}\right)_{x=1} \quad (30)$$

$$n = \left(\frac{d \log p_2}{d \log x}\right)_{x=1} = \left(\frac{x}{p_2} \frac{dp_2}{dx}\right)_{x=1}$$

のような、波頭での勾配と考えることができる。

(30)式右辺は、ベキ関数ならば x にかかわらずいたる所で一定値をとる。(30)式の意味は、波の後部がベキ関数からずれていても、波頭における右辺の値が一定ならば、それを指数とみなすことにより、今までの結果が使えるということである。

最も簡単な場合として、直立衝撃波に見られるような、ステップ関数の波形を仮定してみる。このとき3個の指数は

$$k = m = n = 0$$

である。そうすると密度に関しては、(21)式より、いたるところで

$$\rho_1 \propto R^{-2}$$

が成り立つことになり、圧力に関しては、爆源から遠いところは(27)式より

$$\rho_1 \propto R^{-2}$$

爆源の近くでは(29)式より

$$p_1 \propto R^{-2\gamma}$$

が得られる。

すなわち圧力(厳密には overpressure)は、爆源の近くでは距離の 2γ 乗、遠くでは距離の2乗に逆比例して減衰することになる。ここに現われた数字、2は、基礎方程式にさかのぼれば、(2)の連続方程式中の因子2から来ている。この因子は、球対称方程式の特徴であつたから、一次元衝撃波ならばこれが0となり、従つて減衰は起らないことになる。

流速 u_1 に関しては、爆源の近くでは、(29)式から

$$u_1 \approx 0$$

となる。

さて実際の爆発衝撃波では、(30)式の指数はすべ

て正の値をとるはずである。これらの数値をきめるための仮定はいろいろ考えられるが、筆者の計算は、次の二つから出発する。

- (a) 衝撃波は減衰した極限では音波になる。
- (b) 爆源のすぐ近くでは、波頭圧力は距離の3乗に逆比例して減衰する。

まず (a) 項について、音波まで減衰したところでの (17) 式を考えると、そこでは波の伝播速度 D は a_0 になる。従つて

$$\frac{u_1}{a_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \sim \frac{\rho_1}{\rho_0}$$

が得られる。これを (29') 式と組み合わせると

$$\frac{n(k+2)}{(h+n)(h+k)} = \frac{n(k+2)}{(k+2-m+n)(2k+2-m)} = 1 \quad (31)$$

でなくてはならない。

音響学的極限での、圧力と密度の関係は、 $p \rho^{-\gamma} = \text{const.}$ の断熱法則に従う。この関係は

$$\frac{d(\log p)}{d(\log \rho)} = \gamma$$

と書けるが、この左辺を変形して

$$\frac{d[\log(p_0 + p_1)]}{d[\log(\rho_0 + \rho_1)]} = \frac{\rho_0 + \rho_1}{\rho_0 + \rho_1} \frac{dp_1/dR}{d\rho_1/dR}$$

とし、この右辺に $\rho_1 \ll \rho_0, p_1 \ll p_0$ における (18) 式および (19) 式を代入すると、結局

$$\gamma = \frac{\gamma(2+k)}{k+2-m+n}$$

が得られる。これから

$$m = n \quad (32)$$

の関係が出てくる。

(32) 式の関係を先の (32) 式に代入すると

$$k+1 = m \quad (33)$$

が得られる。この関係は

$$k+2-m=1$$

と書き直してみると、(27) 式右辺の指数が -1 であることを意味している。すなわち爆源から遠く離れたところで、圧力が距離の1乗に逆比例することは、音響学的仮定からの帰結である。

(b) の条件は、(29) 式の指数に

$$\gamma(k+2) = 3 \quad (34)$$

の関係を与える。上の (32)~(34) の三式を解くと、 $\gamma = 1.40$ として

$$k=0.143, \quad m=n=1.143 \quad (35)$$

が得られる。

こうして定められた3個の指数を用いて、減衰関数が次のように計算される。

まず (24) 式の数値積分を行なつて、 p_1 と ρ_1 の関係が、Fig. 2 のように得られる。

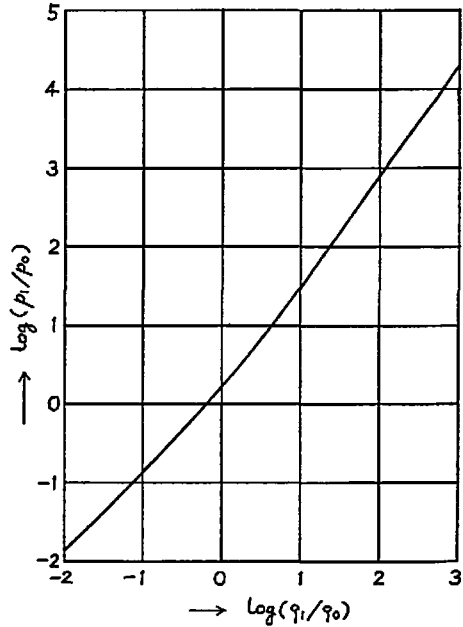


Fig. 2 Derived relation between shock front overpressure and density

次に距離 R との関係を求めるため、(21) 式を計算するが、そこで (p_a/p_0) の値が必要になる。これには Fig. 2 の関係があるので、 (p_a/p_0) の方から定めても同じである。一方をきめれば、他方は定まってしまう。

Fig. 3 および Fig. 4 は、

$$\text{case A} \quad \begin{cases} \rho_a/\rho_0 = 500 \\ p_a/p_0 = 6,700 \end{cases}$$

$$\text{case B} \quad \begin{cases} \rho_a/\rho_0 = 2,000 \\ p_a/p_0 = 47,000 \end{cases}$$

の二つの場合について、密度および圧力の、距離による減衰曲線を計算した結果である。これらの数字は、 p_a が爆源での圧力として、妥当なオーダーになるように選んでみたものである。

Fig. 4 には、1,000 トン爆発のデータ²⁾にもとづく圧力の減衰曲線を、点線で書き入れた。文献には爆薬の半径 R_a の記述がなかつたので、図には爆薬の比重を 1.0 として算出した R_a を用いてある。比重の高い爆薬ならば、点線はその分だけ右へ移動する。

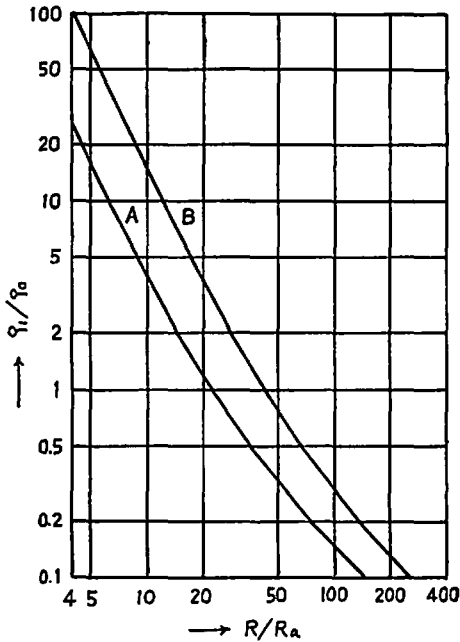


Fig. 3 Attenuation of shock front density

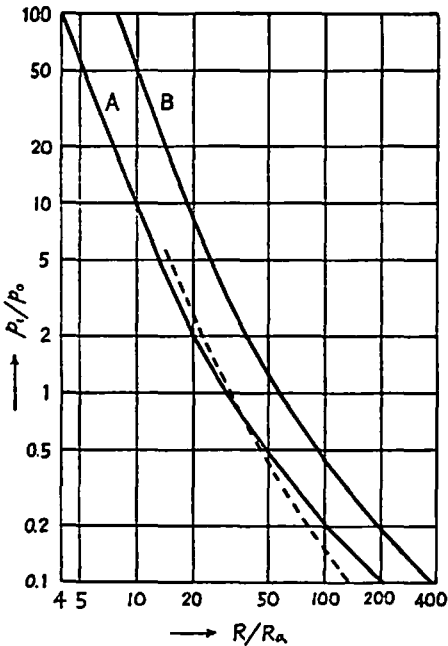


Fig. 4 Attenuation of shock front over pressure

粒子速度 u_1 を与える (29) の近似式は、距離の 1 乗に逆比例した減衰式となる。

5. 考察とまとめ

爆発衝撃波の減衰の問題は、まともに方程式を解こ

うすると非常にむづかしい。爆源における境界条件一つをとってみても、かなり複雑である。それは時間の関数として変化するもので、単に

$$R=R_a \quad \text{にて} \quad p=p_a$$

というようなわけには行かない。

もちろんあくまでも厳密性を重んじた解は必要であるが、一方では上のような簡単な境界条件で間に合うような、簡便式の存在も望まれる。それは厳密性のあるていど犠牲にした近似式でなければならない。この報告で述べた理論も、そうしたものの一つである。

この報告では、まず球面衝撃波の基礎方程式、(1)~(3) から出発する。そして (4) 式の座標変換を行なうと、3 個の変数が (5)~(7) のように、変数分離できることを仮定した。この仮定は G. Taylor³⁾ も採用しているが、実際にはかなり厳しい条件であつて、この点に第 1 の近似が存在する。

第 2 の近似は、波形関数を (12) 式のようなベキ関数に仮定したこと、あるいは衝撃波頭において、(30) 式で定義される 3 個の指数が、いつも一定であることの仮定である。これはこの理論の中心仮定をみなすもので、この上に立つて、はじめて方程式が解けるわけである。

次に問題になりそうなのは、衝撃波面での (17) 式の使用である。(17) 式は、連続方程式を衝撃波のような不連続面に適用したものにほかならないが、その連続方程式は、すでに (2) 式で使っているからである。

これについては次のように考えられる。3 個の基礎方程式は、極限としての衝撃波をも含むが、元来は連続流れの式である。この理論では、基礎方程式を変形して使うので、変形後の式が、衝撃波のような不連続面に適用できるという保証はない。そこで (17) 式によつて、外部から衝撃波としての条件を導入してやるのである。

こうして得られた結果は、前述の

$$R=R_a \quad \text{にて} \quad p=p_a$$

のような、簡単な境界条件が適用できる形になっている。すなわち爆源での p_a がきまれば、Fig. 2 から爆源での p_a が定まり、以下 (21) 式から、任意の距離 R での値が求められるからである。

しかし本当は、上記のような境界条件にこだわることは、あまり意味がない。なぜならば R_a は爆源ということになっているが、これが爆源から進んだ点であっても、距離 R_c での圧力を P_c とおく境界条件を用いても、このような近似理論では矛盾は起らないからである。従つてこの理論を検討するときに、問題にす

べきことは、変数の絶対値ではなくて、その減衰指数である。Fig. 4 のような両対数グラフでは、その勾配が重要であつて、位置のズレは、あまり大きな意味を持たない。

その意味で、Fig. 4 における文献値とのズレを眺めると、試みにとつた case A, case B の二つの場合について、case A は数値はよく合っているが、勾配が少し違つており、case B のものは、数値は少し高いが、勾配は比較的合っている。従つて case B の計算の基礎にとつた境界条件が、より妥当であつたことになる。ただし前にも述べたように、case B の曲線を得るための境界条件は、唯一のものではなく、この曲線上の任意の点を爆源とみなして、同じ勾配の曲線が得られるのである。

この理論では、衝撃波面での ρ_1 と p_1 は、いつでも (24) 式、あるいは Fig. 2 のような、一定の関係の上になくなくてはならない。これが大きな制約になつてゐる。爆源での境界条件でも、これを満たすもの以外は採用できない。このあたりに、この種の近似理論の限界がある。

文 献

- 1) H. L. Brode, J. Appl. Phys., 26, 766 (1955)
- 2) S. Glasstone, "The Effects of Nuclear Weapons", chap. III, U. S. Atomic Energy Commission, 1957
- 3) G. Taylor, Proc. Roy. Soc., 201 A, 159 (1950)

Simple Formulae Describing Decay of The Blast Wave

by K. Tanaka

Decay of the blast wave which is generated by an explosion in the open air is studied theoretically. For avoiding complicated calculation, this paper adopts a simplifying method which presents simple formulae convenient for the practical use. With this method, the hydrodynamic equations describing the spherical shock wave are transformed into ordinary differential equations. In this case parameters at the shock front are considered as functions of propagating distance only. An assumption introduced is that the profile of each parameter, at any time, can be approximated by appropriate power function as x^n , where x denotes dimensionless distance from the coordinate center. Equations can easily be solved and give the decay of the pressure and the density of the shock front. Boundary condition at explosion surface supplies constants necessary for the calculation.

(Government Chemical Industrial Research Institute, Tokyo)

ニ ュ ー ス

Australia-Icianz—新工場

Imperial Chemical Industries of Australia & New Zealand Ltd. はオーストラリア北海岸の Port Headland 附近に火薬工場を建設中である。オーストラリア ICI が既に製造しているスラリータイプの

火薬と ANFO がオーストラリア鉱業用として製造されるであろう。オーストラリア ICI は 5 年以上 Goldsworthy Mining Ltd. にオーストラリアドルで \$ 2.4×百万ドルの火薬類を供給する契約をしている。(European Chem. News 10-13-67 p. 28)

木村 真