

# 炸药爆炸作用下飞片的运动

朱兆祥 蒋大和 (中国科学技术大学)

(1980年4月8日收到)

## 摘 要

刚性飞片在炸药爆炸作用下的一维抛掷问题, 仅当爆炸气体多方指数等于三时可以求得解析解; 一般情况下须利用计算机求出数值解. 本文利用了爆炸气体中反射冲击波的“弱”击波特性, 使飞片运动和飞片后方流场之间相互耦合的复杂问题解耦而归结为求解常微分方程问题; 然后用小参数摄动法求出多方指数接近于三的各种炸药驱动飞片问题的近似解析解. 所得飞片终速和数值解符合很好; 从而给出了用爆速和多方指数等两个炸药示性参量表出的估算飞片运动的良好近似公式.

## 一、引 言

炸药爆炸驱动飞片技术在材料冲击性能研究, 爆炸合成金刚石和金属爆炸复合问题中有重要的应用. 估计飞片速度的方法和提高飞片速度的途径是人们所关心的问题.

在一维平面爆轰和刚性飞片的假定下, 正规的解决飞片运动问题的办法是在飞片后方的爆炸气体的流场 II (图 1) 中求解气体方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \\ p = p(\rho, S) \end{cases} \quad (1.1)$$

式中  $p, \rho, S, u$  是气体的压力、密度、比熵和粒子速度, 而以爆轰波  $\mathcal{O}$  在尚未启动的飞片表面上的反射冲击波的迹线  $\mathcal{R}$  作为一个边界, 以飞片运动的迹线  $\mathcal{F}$  作为另一个边界. 这两个边界都是未知的:  $\mathcal{R}$  的位置和其上的状态参量受爆轰波后方中心稀疏波流场 I 所制约, 也为飞片初期运动情况所制约;  $\mathcal{F}$  的位置和紧贴飞片的气体状态参量受到流场 II 和飞片惯性的制约. 对这种复杂问题的一般性解法, 目前只有数值解<sup>[1]</sup>. 在假定反射冲击波为弱击波, 并假定爆炸气体具有多方气体状态方程  $p = A\rho^\gamma$  且当多方指数  $\gamma = 3$  的条件下, 曾经得到解析解<sup>[1], [2]</sup>, 求出飞片表面爆炸气体声速  $a$  和飞片运动速度  $u$  为

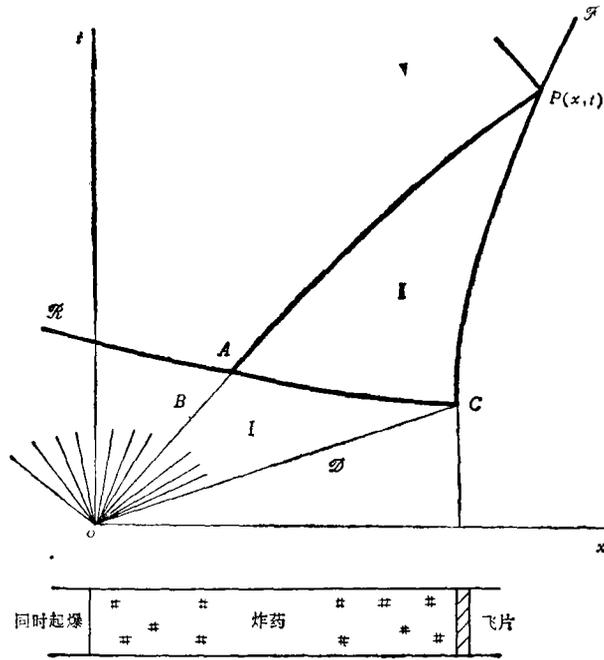


图 1

$$a = \frac{\lambda H}{t} \tag{1.2}$$

$$u = D \left\{ 1 + \frac{27M}{16} \left( 1 - \frac{1}{\lambda} \right) - \frac{\lambda H}{Dt} \right\} \tag{1.3}$$

式中  $D$  为炸药爆速,  $M = \frac{\rho_m h}{\rho_e H}$  为飞片质量和炸药质量之比 ( $\rho_m, \rho_e$  分别为飞片密度和炸药的装药密度,  $h, H$  分别为飞片厚度和炸药层厚度), 而  $\lambda$  为一无量纲量

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32}{27M} \left( 1 - \frac{H}{Dt} \right)}} \tag{1.4}$$

这个解析解只能用单一的示性参量即爆速  $D$  来反映炸药性能对飞片运动的影响, 而无视于另一个重要的示性参量多方指数  $\gamma$  的影响, 而后者常常不是无关紧要的.

本文鉴于绝大多数高能炸药爆炸气体的多方指数都非常接近于三这一特点, 用摄动法得出了用两个示性参量  $D$  和  $\gamma$  表示的飞片运动的解析解; 对于飞片终速来说, 其精度可以以炸药爆速的百分之一以内的误差和电子计算机的数值结果相比.

在摄动过程中我们引入了 Riemann 引出的著名参量  $N$ :

$$N = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \tag{1.5}$$

当  $\gamma = 3$  时,  $N = 1$ . 所以实际高能炸药的  $N$  值和一相差甚微, 我们把这个差值  $\epsilon$  作为小参数, 而有

$$N = 1 + \epsilon, \quad \epsilon = N - 1 = \frac{1}{\gamma - 1} - \frac{1}{2}, \quad \gamma = \frac{2N + 1}{2N - 1} = \frac{3 + 2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \tag{1.6}$$

当 $\gamma$ 在2.5到3.5之间变化时,相应的 $N$ 值和 $e$ 值的变化范围如表1所示.十种常用炸药的 $\gamma$ 值则如表2所示(资料来源摘自文献[3],132页),可见它们大都在表1所列范围之内,而相应的参数 $e$ 是很小的.

$\gamma$	$N$	$e$
2.5	1.1667	0.1667
2.6	1.1250	0.1250
2.7	1.0882	0.0882
2.8	1.0556	0.0556
2.9	1.0263	0.0263
3.0	1.0000	0.0000
3.1	0.9762	-0.0238
3.2	0.9545	-0.0455
3.3	0.9348	-0.0652
3.4	0.9167	-0.0833

炸 药	装 药 密 度	$\gamma$
硝基甲烷	1.128	2.17
PETN	1.67	2.55
液态TNT	1.447	2.64
B炸药	1.713	2.76
奥克托尔	1.809	2.79
硝化甘油	1.59	2.83*
DATB	1.788	2.90
RDX	1.80	2.98
HMX	1.90	3.0
TNT	1.640	3.16

(\*计算值,其余都是实验值)

## 二、基本假定和控制方程

跟通常的做法一样,除开假定(1)一维平面爆轰和(2)刚性飞片之外,我们又假定(3)爆轰过程是平稳自持的,和(4)爆炸气体具有多方气体的状态方程;于是爆轰波波阵面上的压力、密度、声速和粒子速度分别是<sup>[1]</sup>:

$$p_{CJ} = \frac{\rho_e D^2}{\gamma + 1}, \quad \rho_{CJ} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_e, \quad a_{CJ} = \frac{\gamma D}{\gamma + 1}, \quad u_{CJ} = \frac{D}{\gamma + 1} \quad (2.1)$$

爆轰波 $\mathcal{D}$ 在飞片表面反射后的冲击波 $\mathcal{R}$ 的强度并非是很弱的,以在飞片表面上刚形成时最强,以后在传播过程中逐渐衰减.最大强度 $Z$ 是 $\gamma$ 的缓变函数,经计算<sup>[2]</sup>,当 $\gamma=3$ 时,

$$Z = \frac{p_{II} - p_I}{p_I} = \frac{\gamma + 1 + \sqrt{17\gamma^2 + 2\gamma + 1}}{4\gamma} = 1.3874$$

式中下标 I, II 分别表示冲击波的前后方.有意思的是在这种中等强度的冲击波前后方熵值 $S$ 的变化很小,跨过冲击波的特征线的Riemann不变量 $\alpha$ 值的变化也很小,因而具有弱击波的特性.例如当 $\gamma=3$ 时,

$$\frac{S_{II} - S_I}{c_v} = 1_{II} \frac{p_{II}}{p_I} \left( \frac{\rho_{II}}{\rho_I} \right)^\gamma = 0.0459$$

$$\frac{\alpha_{II} - \alpha_I}{\alpha_I} = \frac{|u_{II} - u_I|}{a_I} - \frac{2}{\gamma - 1} \frac{a_{II} - a_I}{a_I} = -0.0135$$

所以我们可以近似地假定(5)反射冲击波 $\mathcal{R}$ 后方的流场 II 为均熵的,和(6)跨过 $\mathcal{R}$ 的 Riemann 不变量仍保持不变.

在这套假定下,飞片运动问题的数学表述可以大大简化.

每单位面积飞片的运动方程是:

$$\rho_0 h \frac{du}{dt} = p \quad (2.2)$$

式中  $p$  为爆炸气体施加到飞片上的压力, 由假定(5)和式(2.1):

$$p = p_{CJ} \left( \frac{\rho}{\rho_{CJ}} \right)^\gamma = p_{CJ} \left( \frac{a}{a_{CJ}} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} = \frac{\rho_e D^2}{\gamma+1} \left( \frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{a}{D} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.3)$$

飞片速度  $u$  和紧贴飞片的气体粒子速度相同, 而后者必须满足到达飞片表面点  $P(x, t)$  的右行特征线  $AP$  上的相容关系:

$$u + \frac{2a}{\gamma-1} = a(t) \quad (2.4)$$

式中 Riemann 不变量  $a$  仅仅是特征线  $AP$  到达飞片表面时刻  $t$  的函数, 但沿  $AP$  是常数; 而由假定(6)它可以近似地等于中心稀疏波区 I 中特征线  $OA$  的不变量, 后者可由熟知的 I 区的简单波解得到.

简单波  $OA$  的特征线是一直线, 其方程为:

$$u + a = \frac{x}{t} \quad (2.5)$$

过其上任意点  $B(x_B, t_B)$  可以有一条来自爆轰波  $\mathcal{O}$  的左行特征线, 其相容关系为:

$$u - \frac{2a}{\gamma-1} = u_{CJ} - \frac{2a_{CJ}}{\gamma-1} = -\frac{D}{\gamma-1} \quad (2.6)$$

于是可从上面二式解出点  $B$  的声速和粒子速度:

$$a = \frac{D}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{x_B}{t_B}, \quad u = -\frac{D}{\gamma+1} + \frac{2}{\gamma+1} \frac{x_B}{t_B} \quad (2.7)$$

从而得出  $OA$  的 Riemann 不变量为:

$$a = u + \frac{2a}{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma+1} \left( \frac{4x_B}{t_B} - \frac{\gamma-3}{\gamma-1} D \right) \quad (2.8)$$

这些结果都是熟知的. 设  $\gamma=3$  时,  $a=a_0$ ,  $u=u_0$ ,  $a=a_0$  则由上式可知

$$a_0 = u_0 + a_0 = \frac{x_B}{t_B} \quad (2.9)$$

代入(2.8)式, 可得

$$a = \frac{4}{\gamma+1} \left( a_0 - \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \cdot \frac{D}{4} \right) \quad (2.10)$$

这个关系对于特征线  $OA$  严格地成立, 而由假定(6), 这个关系对于特征线  $AP$  近似地成立 (关于这一点的细致论证见第四节). 此式或可写作

$$u + \frac{2a}{\gamma-1} = \frac{4}{\gamma+1} \left( u_0 + a_0 - \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \cdot \frac{D}{4} \right) \quad (2.11)$$

当  $\gamma=3$  时, 此式两边恒等, 但由于此时特征线  $AP$  为直线, 故  $u_0 + a_0 = \frac{x}{t}$ . (2.11) 式和(2.2)

式一起构成飞片运动的控制方程组.

现在把全部参量无量纲化, 即令

$$\bar{x} = \frac{x}{H}, \quad \bar{t} = \frac{Dt}{H}, \quad u = \frac{u}{D}, \quad i = \frac{a}{D} \quad (2.12)$$

代入方程(2.2)和(2.11) (为书写简便起见, 在本节和下节中, 将代入后字母上加一横全部取消), 得控制方程组为:

$$\begin{cases} M \frac{du}{dt} = \frac{1}{\gamma+1} \left( \frac{\gamma+1}{\gamma} a \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\ u + \frac{2a}{\gamma-1} = \frac{4}{\gamma+1} \left( u_0 + a_0 - \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \cdot \frac{1}{4} \right) \end{cases} \quad (2.13)$$

飞片运动的初始条件为:

$$t = 1, \quad u = 0 \quad (2.14)$$

考虑到 $\gamma$ 和 $\varepsilon$ 的关系(1.6), 飞片运动的控制方程变成:

$$\begin{cases} M \frac{du}{dt} = \frac{1+2\varepsilon}{4(1+\varepsilon)} \left\{ \frac{4(1+\varepsilon)}{3+2\varepsilon} a \right\}^{3+2\varepsilon} \\ u + (1+2\varepsilon)a = \frac{1+2\varepsilon}{1+\varepsilon} \left( u_0 + a_0 + \frac{\varepsilon}{2} \right) \end{cases} \quad (2.15)$$

(t = 1, u = 0)

此式可以用 $\varepsilon$ 作为小参数按摄动法求解.

### 三、摄 动 解

设

$$u = u_0 + \varepsilon u_1 + \dots, \quad a = a_0 + \varepsilon a_1 + \dots \quad (3.1)$$

代入(2.15)式, 按 $\varepsilon$ 的幂级数展开, 令等式两边 $\varepsilon$ 同幂次的系数相等, 就可得出各级近似的方程组, 其中零级近似为:

$$\begin{cases} \frac{du_0}{dt} = \frac{a_0^3}{\mu} \\ u_0 + a_0 = \frac{x_0}{t} \end{cases} \quad (t = 1; u_0 = 0) \quad (3.2)$$

这里  $\mu = \frac{27M}{16}$ ,  $x_0$ 为展式 $x = x_0 + \varepsilon x_1 + \dots$ 的首项, 其时间导数即为  $u_0$ , 故可对第二式求时

间导数后与第一式消去  $\frac{du_0}{dt}$  得出关于声速的方程:

$$\frac{da_0}{dt} + \frac{a_0}{t} + \frac{a_0^3}{\mu} = 0, \quad (t = 1; a_0 = 1) \quad (3.3)$$

其解即为(1.2)–(1.4)的无量纲形式:

$$a_0 = \frac{\lambda}{t}, \quad u_0 = 1 + \mu \left( 1 - \frac{1}{\lambda} \right) - \frac{\lambda}{t} \quad (3.4)$$

式中

$$\lambda = \left\{ 1 + \frac{2}{\mu} \left( 1 - \frac{1}{t} \right) \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

一级近似方程组为:

$$\begin{cases} \frac{du_1}{dt} = -\frac{a_0^3}{\mu} \left( 2 + 2 \ln \frac{4a_0}{3} + \frac{3a_1}{a_0} \right) \\ u_1 + a_1 + 2a_0 = u_0 + a_0 + \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.6)$$

把零级近似解  $a_0$ ,  $u_0$  代入后合并得:

$$\frac{du_1}{dt} + \frac{3\lambda^2 u_1}{\mu t^2} = \left( \mu + \frac{3}{2} - \frac{\mu}{\lambda} \right) \frac{3\lambda^2}{\mu t^2} + \left( \ln \frac{4\lambda}{3t} - 2 \frac{2\lambda^3}{\mu t^3} \right) \quad (3.7)$$

( $t=1; u_1=0$ )

其解为:

$$u_1 = \mu + \frac{3}{2} - \tau(t) \quad (3.8)$$

式中

$$\tau(t) = \frac{\lambda^3}{\mu} \left\{ \mu^2 + \frac{17\mu}{4} + \frac{19}{4} + \ln \frac{3}{4} - \left( 1 + \frac{\mu}{2} \right)^2 \ln \lambda + \frac{15}{2t} - \left( \frac{3}{4} + \ln \frac{4\lambda}{3t} \right) \frac{1}{t^2} \right\} \quad (3.9)$$

而由(3.6)<sub>2</sub>可得:

$$a_1 = -\frac{\mu}{\lambda} - \frac{2\lambda}{t} + \tau(t) \quad (3.10)$$

于是就得出飞片速度和飞片表面爆炸气体声速的近似解析表达式:

$$\begin{cases} u = u_0 + \varepsilon u_1 = 1 + \mu \left( 1 - \frac{1}{\lambda} \right) - \frac{\lambda}{t} + \varepsilon \left( \mu + \frac{3}{2} - \tau \right) \\ a = a_0 + \varepsilon a_1 = \frac{\lambda}{t} + \varepsilon \left( -\frac{\mu}{\lambda} - \frac{2\lambda}{t} + \tau \right) \end{cases} \quad (3.11)$$

飞片位置  $x(t)$  容易从第一式的简单积分得出, 作用在飞片上的压力  $p(t)$  则可从第二式经简单运算得出, 兹略.

当  $t \rightarrow \infty$  时,

$$\begin{cases} \lambda_\infty = \left( 1 + \frac{2}{\mu} \right)^{-\frac{1}{2}} \\ \tau_\infty = \frac{\lambda_\infty^3}{\mu} \left\{ \mu^2 + \frac{17\mu}{4} + \frac{19}{4} + \ln \frac{3}{4} - \left( 1 + \frac{\mu}{2} \right)^2 \ln \lambda_\infty \right\} \end{cases} \quad (3.12)$$

我们可以得到飞片的终速为:

$$u_\infty = 1 + \mu \left( 1 - \frac{1}{\lambda_\infty} \right) + \varepsilon \left( \mu + \frac{3}{2} - \tau_\infty \right) \quad (3.13)$$

两种极端的情况是:

(1)  $\mu \rightarrow 0$ , 相应于爆炸气体向真空飞散的情况,

$$\lambda_\infty \rightarrow 0, \quad u_\infty = 1 + \frac{3}{2} \varepsilon \quad (3.14)$$

(2)  $\mu \rightarrow \infty$ , 相应于爆轰波遇到刚壁的情况,

$$\lambda_\infty \rightarrow 1, u_\infty = 0 \quad (3.15)$$

### 四、结果的讨论

飞片速度随时间的变化关系可自(3.11)式算出如图2所示, 图中只画出了在  $M=1$  的情况下三种不同多方指数的  $\frac{u}{u_\infty} \sim \frac{Dt}{H}$  曲线. 可见飞片的增速过程在初始阶段是很快的. 多方指数高的炸药比多方指数低的炸药能使飞片较快达到终速.

然而对爆速相同的炸药而言, 多方指数越低的炸药可以得到越高的终速. 当  $M$

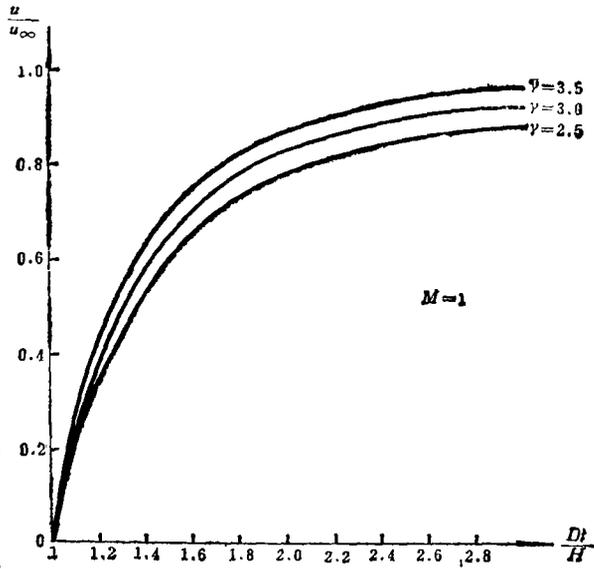


图 2

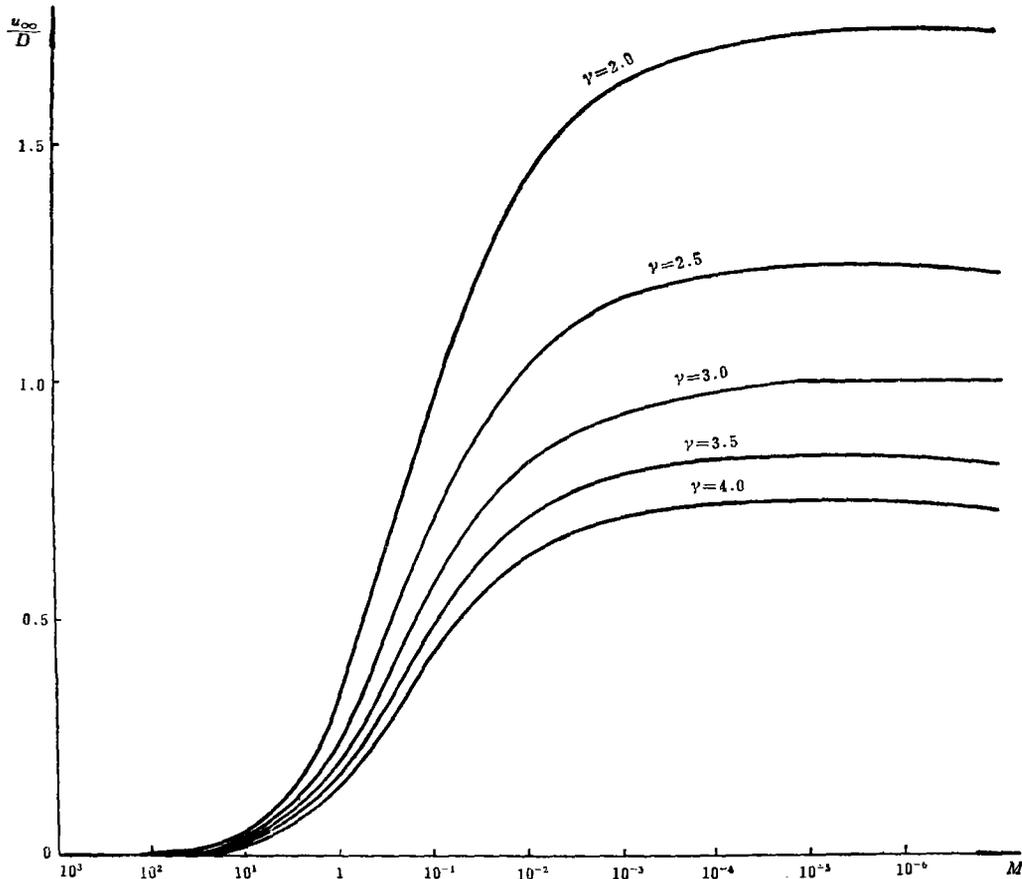


图 3

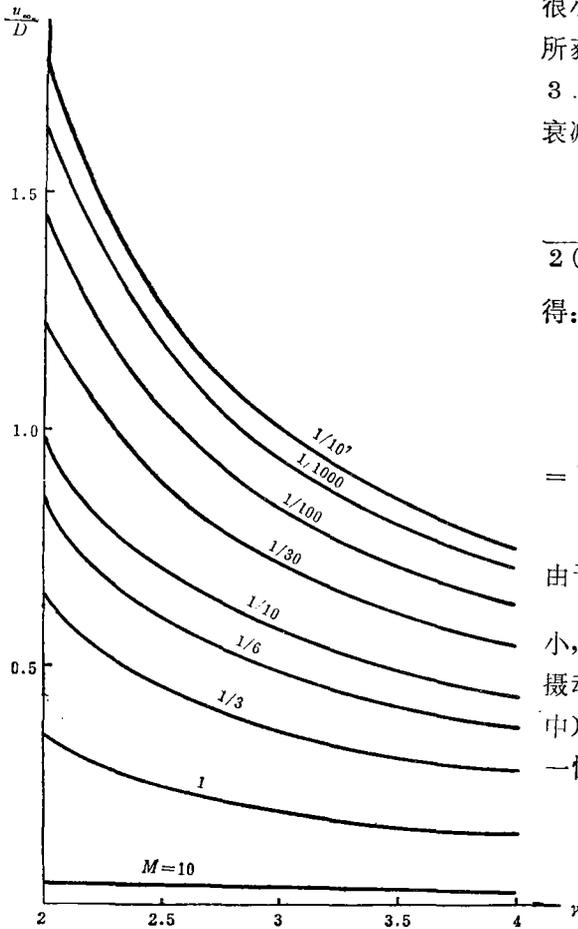


图 4

很小即飞片相对地很轻时，由  $\gamma$  值不同的炸药所获得的飞片终速可以是相差很悬殊的，见图 3。各种不同  $M$  值下飞片的终速随  $\gamma$  的增高而衰减的情况见图 4。

如果引进单位质量炸药的化学能  $E =$

$$\frac{D^2}{2(\gamma^2 - 1)},$$

并计算无量纲速度  $u_\infty/\sqrt{E}$ ,

得:

$$\begin{aligned} \frac{u_\infty}{\sqrt{E}} &= \sqrt{2(\gamma^2 - 1)} \frac{u_\infty^0 + \epsilon u_\infty^1}{D} \\ &= \frac{4 u_\infty^0}{D} \left\{ 1 + \epsilon \left( \frac{u_\infty^1}{u_\infty^0} - \frac{3}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (4.1)$$

由于圆括弧中的量  $\frac{u_\infty^1}{u_\infty^0} - \frac{3}{2}$  对各种  $M$  来说都很小，一般在 0.05 左右，最大不过 0.14，因此摄动项的影响极小，即多方指数  $\gamma$  (反映在  $\epsilon$  中) 对  $u_\infty/\sqrt{E}$  是不敏感的，如图 5 所示，这一性质是文献<sup>[1]</sup>中早就指出的。

以上的讨论对提高飞片终速提供了选择的途径，即高的终速来自高化学能和低质量比；如果没有化学能的数据，则应选高爆速，低多方指数的炸药。

为了检验摄动解的精确程度，我们取  $\gamma = 2.5, 3.0, 3.5$ ;  $M = 1, \frac{1}{3}, \frac{1}{6}, \frac{1}{10}$  按(3.13)

式计算了飞片终速，和文献<sup>[1]</sup>提供的数值解相比较如表 3。

表 3

$\frac{u_\infty}{D}$	$\gamma = 2.5, \epsilon = 0.1667$		$\gamma = 3.0, \epsilon = 0$		$\gamma = 3.5, \epsilon = -0.1000$	
	数值解	摄动解	数值解	摄动解	数值解	摄动解
$M = 1$	0.2363	0.2408	0.1932	0.1930	0.1635	0.1643
$M = \frac{1}{3}$	0.4420	0.4493	0.3623	0.3619	0.3083	0.3095
$M = \frac{1}{6}$	0.5857	0.5950	0.4809	0.4802	0.4097	0.4114
$M = \frac{1}{10}$	0.6860	0.6981	0.5634	0.5638	0.4809	0.4832

从表 3 可见，摄动解跟数值解的相对误差是很小的，一般的在千分之一到百分之一的范围之内。 $\gamma = 3$  时的摄动解并没有摄动法的影响，而只有“弱”击波假定的影响，从表上可见

这种影响在第四位小数上. 从此可见, 引入“弱”击波假定并应用摄动法而且只取到一级近似的解析解的结果是令人满意的. 而且这个解同时考虑了炸药爆速和多方指数等两个示性参数的影响, 能够比较接近于实际炸药所产生的效果.

摄动法结果的精确程度, 使人们相信这个方法是行之有效的. 但是前面关于(2.11)式的推导中实际上假定了在摄动过程中特征线  $OAP$  的位置是不动的, 这个含糊的表述是需要进一步澄清的.

为此, 我们在图 6 中把摄动过程中反射冲击波、飞片迹线和一条右行特征线的变化细致地表示出来. 我们用虚线  $CA_0, CP_0, A_0P_0$  分别表示多方指数  $\gamma=3$  时的反射冲击波  $\mathcal{R}_0$ , 飞片迹线  $\mathcal{F}_0$  和右行特征线  $\alpha_0$ ; 由于  $\gamma=3, A_0P_0$  是由特征线  $OA_0$  延长的直线段.

在用摄动法求解  $\gamma \neq 3$  的问题时, 我们设实线  $CA, CP$  是摄动后的反射冲击波  $\mathcal{R}$  和飞片

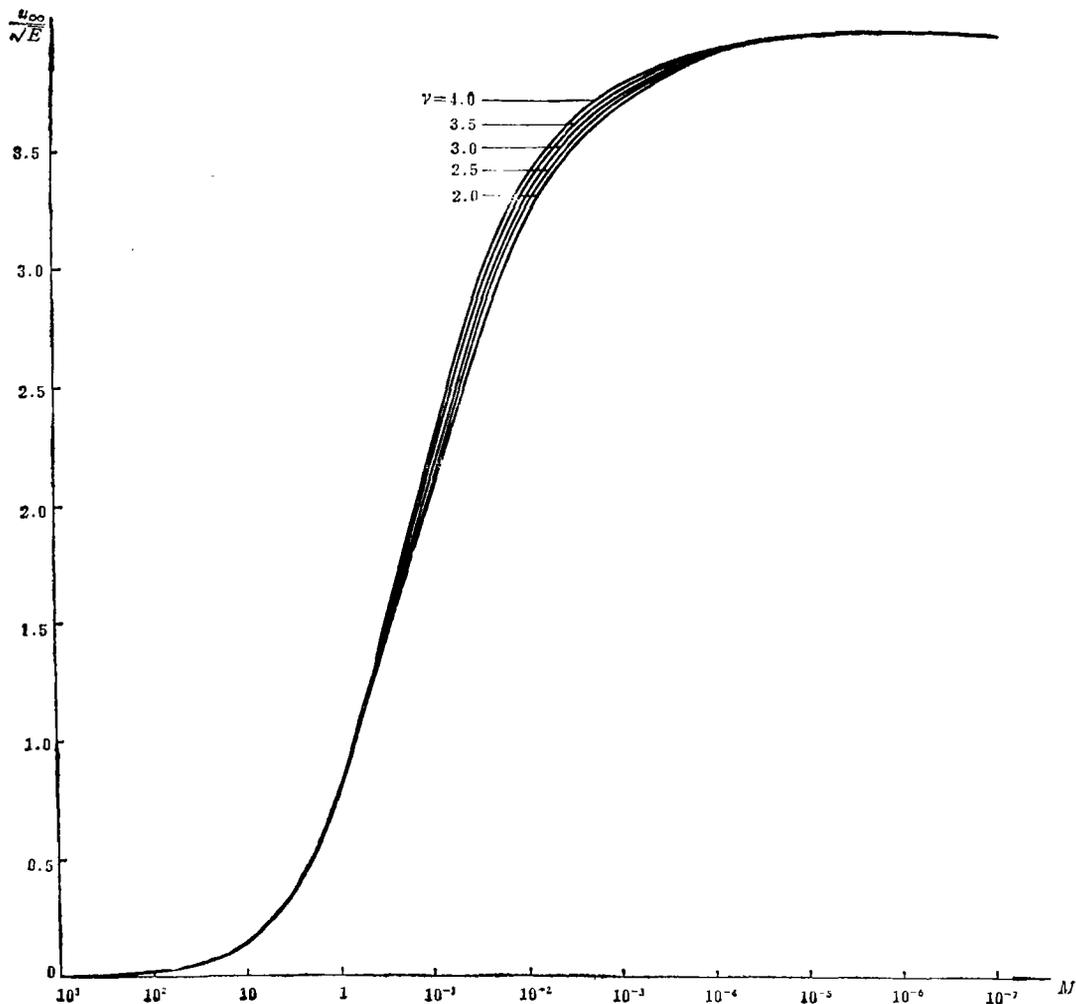


图 5

迹线  $\mathcal{F}$  的位置, 相应的右行特征线的位置则可以因采取的摄动步骤的不同而异.

第一种可能的步骤是使新的特征线  $OA'$  经过在  $OA_0$  上任选之点  $B_0$ , 从而新老特征线在

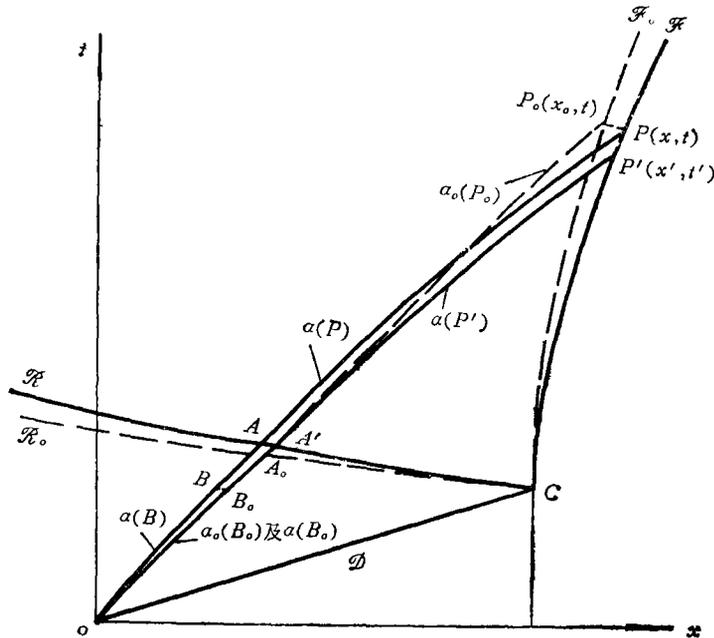


图 6

$OA_0$  段重合, 但有不同的 Riemann 不变量  $\alpha(B_0)$  和  $\alpha_0(B_0)$ , 两者之间满足关系(2.10). 新特征线  $OA'$  的延长段  $A'P'$  不再是直线, 它和飞片迹线  $\mathcal{F}$  交于  $P'(x', t')$ . 可注意的是它和  $\gamma=3$  时的相应点  $P_0(x_0, t)$  的纵横坐标都不相同. 由假定(6)我们应有

$$\alpha(P') = \alpha(B_0), \quad \alpha_0(P_0) = \alpha_0(B_0) = \frac{x_{B_0}}{t_{B_0}}$$

把它们代入(2.8)式, 代替旧的(2.10)式, 我们所能得到的合理表式应是:

$$\alpha(P') = \frac{4}{\gamma+1} \left( \alpha_0(P_0) - \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \cdot \frac{D}{4} \right)$$

第二种步骤是在摄动过程中保持自变量  $t$  不变, 即选择右行特征线通过  $\mathcal{F}$  上的  $P(x, t)$ , 这样就不能要求它同时通过  $B_0$  点, 而是通过  $B_0$  邻近同时刻的  $B$  点; 这样新特征线的位置将是  $OBAP$ , 其中  $OA$  段是直线,  $AP$  段是曲线. 由假定(6):

$$\alpha(P) = \alpha(B), \quad \alpha_0(P_0) = \alpha_0(B_0)$$

这里  $\alpha(B)$  和  $\alpha_0(B_0)$  之间不再严格满足(2.8)式, 从而  $\alpha(P)$  和  $\alpha_0(P_0)$  也不满足(2.10)式.

因此这两种可能的摄动步骤都无法使(2.10)式严格地满足, 从而在第二节的表述中, (2.10)式只能看成是一个假定, 这个假定至少隐含着  $\alpha(P)$  和  $\alpha(P')$  之间 (或者  $\alpha(B)$  和  $\alpha(B_0)$  之间) 只有二级小量的差异. 尽管从计算结果的精度是令人满意的, 但对这个隐含的假定的严密论证尚付阙如.

### 参 考 文 献

1. Aziz, A. K., Hurwitz, H., Sternberg, H. M., Energy transfer to a rigid piston under detonation loading, *Phys. of Fluids*, 4 (1961)380—384.
2. Баум, Ф. А., Станюкович, К. П., Шехтер, Б. И., *Физика Взрыва*(1959). (中译本《爆炸物理学》, 科学出版社, 1963. p.447.)
3. 张宝平等, 《爆炸及其作用》上册, 国际工业出版社 (1979) p.132.

## On the Motion of Flying Plate under Explosive Attack

Chu Chao-hsiang Jiang Da-ho

*(University of Science and Technology of China)*

### Abstract

The one-dimensional problem of the motion of the rigid plate under explosive attack has an analytic solution only when the polytropic index of detonation product equals to three. In general, a numerical analysis is required. In this paper, however, by utilizing the "weak" shock behavior of the reflection shock in the explosion product, and applying the small parameter perturbation method, an analytic, first-order approximate solution is obtained for the problem of flying plate driven by various high explosives with polytropic indices other than but nearly equal to three. Final velocities of flying plate obtained agree very well with numerical results by computer. Thus an analytic formula with two parameters of high explosive (i. e. detonation velocity and polytropic index) for estimation of the velocity of flying plate is established.