

滑移爆轰过程中爆炸产物的有效多方指数 γ_0 的确定

邵丙璜 陈维波 周一以 李国豪 张登霞 石 成

在爆炸的工作范围内, 求取爆炸产物的多方指数 γ_0 有着广泛的实际意义。本文利用Prandtl-Meyer 绕流解, 求取了爆炸产物的侧向飞散角 ϕ_0 和工作条件下爆炸产物的有效多方指数 γ_0 之间的关系式。然后通过高压脉冲 X 光照相方法来确定爆炸复合工作范围内的几种炸药的有效多方指数值。它的优点在于给出了在真实工作下有效 γ_0 , 同时方法十分简便、直观。

前 言

爆炸产物的多方指数, 是爆炸复合中的一个需要考虑的重要因素。

爆轰波上的多方指数 γ 值, 可以通过一些近似模型所建立的经验或半经验的公式来计算。例如朗道—斯坦纽柯维奇所代表的 J-C 模型^[1], Mader 所应用的稠密气体模型 (B-K-W 方程)^[2] 以及液体模型 (L-J-D 模型)。但是在爆炸复合中所遇到的许多非标准的、非单质的低爆速炸药, 一时难于从计算中求得确切的 γ 值。

在用试验方法测定爆轰波头后的产物的多方指数 γ 时, 通常采用阻抗匹配的方法^[3,4], 求取 γ 值, 一般能测量到较可靠的数据。但是, 这类方法测定的是爆轰波上(即 C-J 点上)的 γ_H 值。

在爆炸复合的滑移爆轰过程中, 在复板上作用的是从爆压 P_H 一直衰减到数百大气压的一个压力范围。它所对应的是一个小于 γ_H 的有效 γ_0 。我们用 γ_0 表示它。

应该指出, 目前在考虑爆炸载荷做功时, 一般地直接应用 C-J 点上的 γ_H 值来代替实际上的 γ 值。因为 γ_H 可通过成熟的试验方法来测定。因此, 有效 γ_0 值的提出和确定具有一定的普遍意义。

基 本 原 理

图 1 中给出了爆炸复合的示意图。当爆轰波由左向右推进时, 令 O-O' 表示爆轰波阵面。设炸药有足够宽度, 且远离引爆端。则过程可认为是二维的定常问题。

当炸药在空气中爆炸时, 则在炸药上侧出现 O-S 的斜激波。它的右侧为常压下的空

气，左侧为激波压缩后的空气。O-D为爆炸产物和空气的分界面。我们可以分别求得分界面O-D两侧的压力P和飞散角 ϕ_0 之间关系式。并利用分界面压力相等条件，求出 ϕ_0 和 γ_0 之间对应关系。因此当 ϕ_0 角测定后， γ_0 也相应确定了。

当炸药厚度大于极限厚度时，由于爆轰波传播的速度 V_d 将不随炸药的厚度变化，也即炸药的侧向稀疏不再影响爆速的变化。因此稳定爆轰下的侧向飞散角 ϕ_0 是一个不随炸药侧面的支承形式而变化。当研究的是凝聚体的猛炸药，则x光可拍摄下清晰的侧向飞散角 ϕ_0 的姿态。这时 ϕ_0 和 γ_0 之间有严格的对应关系。

当研究的是低密度的硝铵类炸药时，需要在炸药的侧壁AB面上复盖一层金属箔。以提高飞散角的边沿的清晰度。

大量的滑移爆轰下复板运动试验表明，对于许多炸药而言，转折角 ϕ 和炸药与复板间的质量比R有着如下关系，如图2所表示。

当R趋于无穷大时， $\frac{1}{\phi}$ 趋于 $\frac{1}{\phi_0}$ 。也即当R大于某定值 R_m 时， ϕ 和 ϕ_0 的差别将小于测量允许误差。试验表明，对于硝铵炸药， $R_m = 20 \sim 30$ 。

由于硝铵炸药的极限厚度是相当大的，而爆炸复合经常是在小于极限厚度下工作的。因而在满足 $R > R_m$ 条件下，实验所测定的 ϕ_0 （或 γ_0 ）只是这种炸药厚度下的有效 γ_0 ，是一种近似的结果。

现在具体求解 $\phi_0 - \gamma_0$ 之间关系。

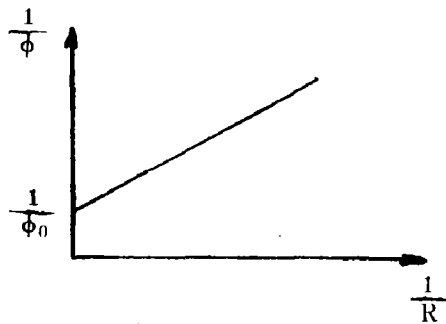


图2 质量比R和转折角 ϕ 关系

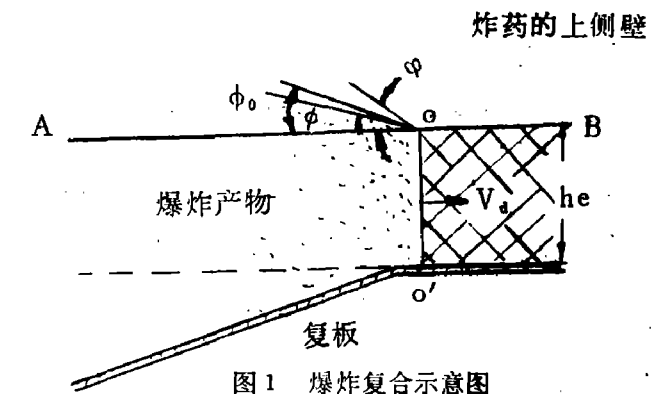


图1 爆炸复合示意图

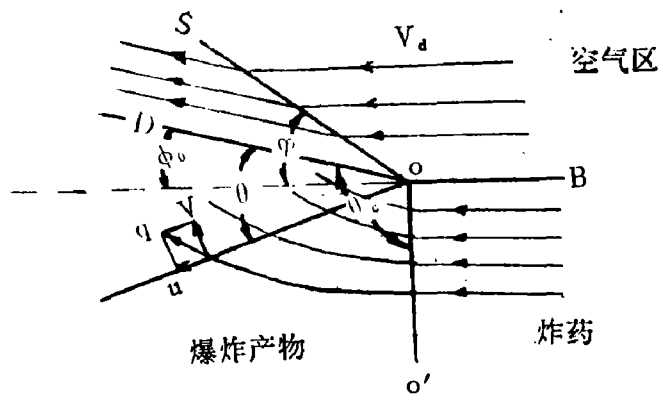


图3 Prandtl-Meyer 流动模型

根据上述的讨论。显然，当坐标原点O置于爆轰波阵面O-O'上时，爆炸产物这一侧（即DOB下侧）可简化一个绕BOD钝角流动的Prandtl-Meyer流问题如图3所表示。斯坦纽柯维奇考虑了向真空飞散的情况^[1]。

我们用脚注*表示在分界面上的情况，则侧向飞散角 ϕ_0 可写成如下形式：

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \sin^{-1} \left[\frac{\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma} \frac{U_*}{V_d} \right] - \frac{\pi}{2} \quad (1)$$

在边界 OD 上, 伯努利方程为:

$$\frac{1}{2} U_*^2 + \frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} V_*^2 = \frac{1}{2} \frac{\gamma^2}{\gamma^2-1} V_d^2 \quad (2)$$

这里 U_* 、 V_* 分别表示爆炸产物在该点的径向速度和切向速度。当产物向真空飞散时, 在边界 OD 上密度 $\rho_* = 0$, 也即声速 C_* 和 V_* 均等于零, 则 $U_* = \sqrt{\frac{\gamma^2}{\gamma^2-1}} V_d$ 。 V_d 为爆速。则代入 (1) 式为:

$$\phi_0 = \frac{\pi}{2} \left(\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right)$$

这就是斯坦纽柯维奇所给出的向真空飞散的侧向飞散角^[1]。

根据 $V_* = C_*$ ^[5] 的推论结果和 $C_*^2 = C_H^2 \left(\frac{p_*}{p_H} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ (脚注 H 表示爆轰波上的状态), 由 (2) 式可知:

$$\frac{p_*}{p_H} = \left[1 - \frac{\gamma^2-1}{\gamma^2} \left(\frac{U_*}{V_d} \right)^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3)$$

通过中间变量 U_*/V_d , 由 (1)、(3) 两式建立了在边界 OD 上爆炸产物这一侧的压力 p_*/p_H 和飞散角 ϕ_0 之间关系。如图 4 所表示。

现在我们讨论爆炸产物外侧 (即 DOB 的上侧), 高速气流通过斜激波 OS 后沿着边界 OD 流动中的 p_* 和 ϕ_0 关系。这是一个经典的绕尖劈流动问题^[6]。我们不难得到斜激波 OS 后面的压力公式为:

$$\frac{p_*}{p_1} = \frac{2\gamma_a}{\gamma_a+1} M_1^2 \sin^2 \varphi - \frac{\gamma_a-1}{\gamma_a+1} \quad (4)$$

这里 p_1 为大气压, γ_a 为气体的绝热指数, 理想气体的 $\gamma_a = 1.4$ 。 M_1 为激波 OS 右侧空气来流的马赫数。 $M_1 = V_d/C_0$, C_0 为静止空气中的声速 ($C_0 = 333$ 米/秒)。 $\angle \varphi$ 为 $\angle SOA$

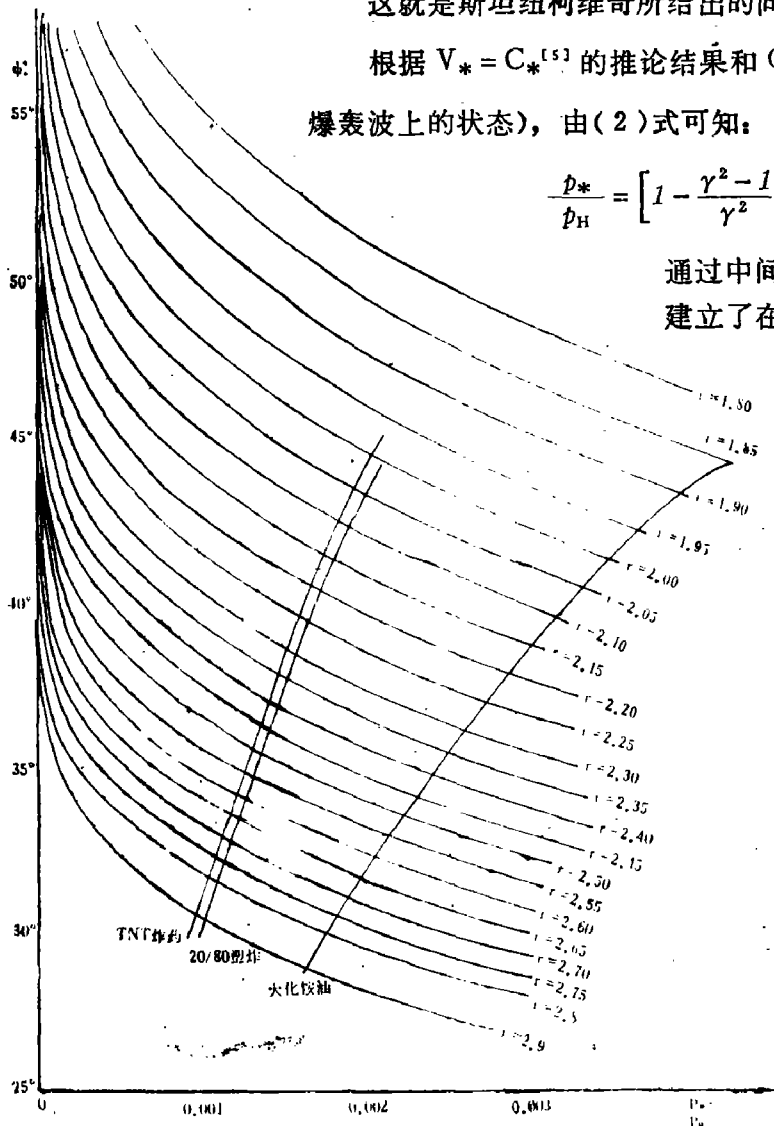


图 4 爆炸产物和空气的界面上的 $P_* - \phi_0$ 关系

角，即激波和炸药上侧面 AB 的夹角。同样地 ϕ_0 和 φ 之间存在如下关系

$$\phi_0 = \tan^{-1} \left\{ \frac{\frac{2}{\gamma_a - 1} (M_1^2 \sin^2 \varphi + 1) C_0 + \varphi}{\frac{2}{\gamma_a - 1} + M_1^2 \sin^2 \varphi \left(1 + \frac{\gamma_a + 1}{\gamma_a - 1} \cot^2 \varphi \right)} \right\} \quad (5)$$

(4)、(5) 两式通过中间量 φ ，建立了 p^*/p_1 和 ϕ_0 之间对应关系。这样根据不同炸药的爆速 V_d ，给出不同的马赫数 ($\frac{V_d}{C_0} = M_1$) 下的 $p^* \sim \phi_0$ 曲线族。我们知道从铵油炸药 ($V_d = 2000$ 米/秒) 到铸装梯恩梯 ($V_d = 7000$ 米/秒) 相应的 M_1 为 6 到 21。相应的激波压力为 34 到 245 大气压。后者激波温度达到 6800°K，空气将强烈电离， γ_a 将由 1.4 下降到 1.2~1.3 左右。图 5 中给出了 Saul Feldman^[7] 的不同 M_1 值下的实际气体的 $p^* \sim \phi_0$ 关系曲线。在图 5 中，根据炸药的 V_d 和实测的 ϕ 角，不难查到相应的压力 p^*/p_1 值。然后将 p^*/p_1 折换成 p^*/p_H (p_H 为爆压)，根据测定的 ϕ_0 和 p^*/p_H 由图 4 中找到相应的炸药的有效 γ_0 值。

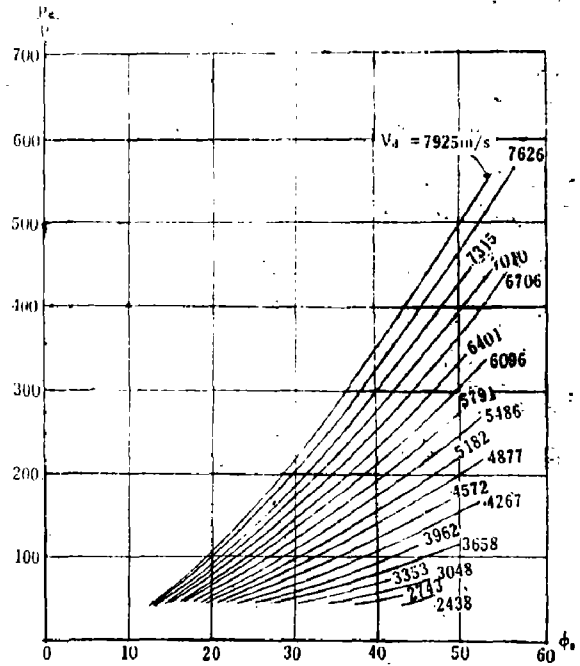


图 5 真实气体的 $P^*/P_1 \sim \phi_0$ 关系曲线族

实验装置

我们采用高压脉冲 x 光射线闪光照相方法来测定炸药爆轰产物的飞散角 ϕ_0 ，然后利用上述关系式或曲线族，求取平均 γ_0 。

实验中使用 x 光照相机为 400~1000KV，闪光周期约 10^{-8} 秒。采用数控制式同步机，能准确地给出时间间隔。为了提高动态 x 光射线底片的清晰度，采用了 3YG 稀土材料增感屏。

在 x 光照相时，底片位于爆炸点附近，它的保护是很重要的。本实验中炸药与底片之间距离保持在 500 毫米左右。x 光底片夹在两个增感屏中间。并密封在黑色暗袋中。为了确保暗袋不受爆炸破坏，把 x 光底片暗袋装在硬铝板做的保护盒中。实验中发现，若增感屏受到激波挤压很容易引起底片的局部变黑。严重影响了底片的质量。因此为了减少保护盒在爆炸过程中受到的冲击变形，保护盒采用漂移式。为了得到清晰的照片和准确的飞散角 ϕ_0 ，每

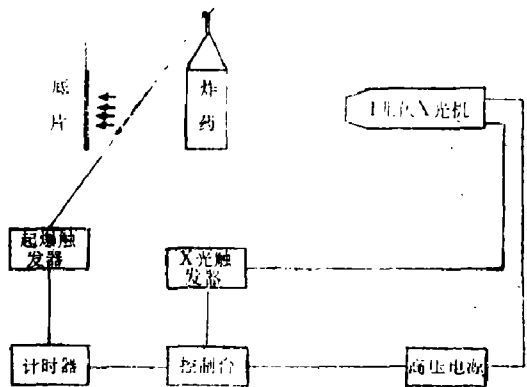


图 6 爆炸产物飞散角测量装置示意图

一次实验都要做到影像对光,使被测物的影像投影到底片盒上的轮廓清晰、适中。

图6中给出了爆炸产物飞散角测量装置示意图。

实验结果

1. 多方指数 γ_0 的测定

实验中选用了四种炸药,即工业上常用的梯恩梯炸药,爆炸加工中应用的塑性炸药,铵油炸药和二号岩石炸药。前两种为猛炸药爆速较高,可以直接拍摄到爆炸产物向空气飞散的 ϕ_0 角。后两种为低爆速炸药,需要在炸药上侧面覆盖一层薄金属箔(实验中使用的为0.1毫米厚的铜箔),才能拍摄下爆炸产物的飞散角 ϕ_0 的姿态。然后应用公式(1)、(3)、(4)、(5)各式或图4、图5中的曲线族,可方便地求取有效的多方指数 γ_0 。典型的实验照片和结果如图7所表示和表1所列出。

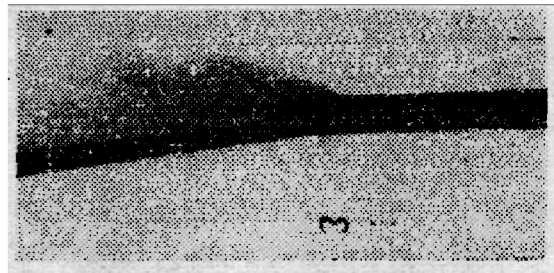


图7 典型的脉冲X光照片

表1 四种炸药的有效多方指数 γ_0

炸药品种	密度(克/厘米 ³)	爆速(米/秒)	飞散角 ϕ_0 °	指数 γ_0	药厚(毫米)
梯恩梯	1.64	6950	37.3°	2.40	30
20/80塑性炸药	1.47	6500	39.8°	2.28	≥3
6%铵油炸药	0.62	~2000	44°	~1.87	30
二号岩石炸药	0.7	~2660	42.5°	~1.94	

2. 炸药的厚度以及爆炸复合中复板厚度对飞散角的影响

实验中观察到,当炸药大于极限厚度时(20/80塑性炸药的极限厚度为3毫米),随着炸药厚度的增加,爆炸产物的飞散角基本保持在 $\pm 1^\circ$ 的实验误差范围内。结果如表2所给出。

表2 炸药厚度与飞散角 ϕ_0 的关系

炸药厚度(毫米)	3	4	5	6	8
飞散角 ϕ_0 (度)	39°	40°	40°	38.5°	38°
多方指数 γ_0	2.28	2.24	2.24	2.32	2.36

实验中还观察到:当炸药质量与复板的质量之比 R 增加时,炸药处于稳定爆轰而且厚度大于极限厚度时,则向空气中的飞散角 ϕ_0 保持不变。如表3中所给出。

表3 质量比 R 和侧向飞散角 ϕ_0 关系

炸药品种	密度(克/厘米 ³)	爆速(米/秒)	质量比 R	飞散角 ϕ_0	γ_0
20/80塑性炸药	1.47	6500	0.26	41°	2.20
同上	1.47	6500	0.32	39°	2.28
20/80塑性炸药	1.47	6500	0.38	38°	2.36
同上	1.47	6500	0.90	39°	2.28
同上	1.47	6500	0.94	41°	2.20

从上述变炸药厚度与变质量比的实测结果看出,当炸药大于极限厚度时,可以不计及厚度方向的影响。从而表明在上述条件下所测定的 γ_0 具有可靠性。

由于滑移爆表下,所测量到的 γ_0 反映了一个压力范围下的情况。因此这种测量方法和结果可近似地应用到其他工程问题上去。

结 论

迄今在有关的文献中,列举的多方指数,一般均指在 C-J 条件下的多方指数 γ_H 。然而我们不仅需要知道爆轰波上的 γ_H , 而且还需要知道在实际工作压力时的 γ_0 值,才能求得更确切的计算结果。

在爆炸复合工作中,迄今在研究炸药爆炸驱动复板运动时,常用的经验或半经验公式^[1,2,3]中甚至还未包括爆炸产物多方指数 γ 值。或者应用 C-J 点上的多方指数 γ_H 于整个复板的运动过程。这都将给结果带来偏差。我们认为有效的多方指数 γ_0 的提出和确定不仅对于爆炸复合有意义,而且对于其他爆炸工作也有所裨益。

x光照相法测定爆炸产物的飞散角。这种方法简便、直观。而且给出的是工作条件下的 γ_0 。

由于 x 光有较强的透射能力,以及光的绕射作用。因此在照片上的边缘不够清晰,这给数据测量带来误差。实验总的偏差量可达 $\pm 2.5\%$ 。但给工程应用提供了足够可靠数据。

在没有高压脉冲 x 光机设备情况下,可利用电磁法或光测手段,同样可以测定飞散角 ϕ_0 , 从而根据上述关系式或图表求得 γ_0 值。

当研究是硝酸类炸药时,由于它具有相当大的极限厚度。则在某一小于极限厚度的特定炸药厚度上进行实验,那么测定的只是该厚度下的 γ_0 值。

致 谢

有关 x 光照相是黄良佐、边小兵、周燕军同志提供的。谈庆明同志在方案讨论中给予了宝贵意见。本课题最早是郑哲敏教授提出的,并给予了宝贵的指导,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] ϕ . A. 鲍姆, 爆炸物理学, 科学出版社, 1963

- [2] C. A. Mader, LA-2900, July 1963.
- [3] J. K. Rigdon and I. B. Akst. Proceeding fifth symposium on detonation, P 59.
- [4] R. L. Jameson and Howkins, Proceeding fifth symposium on detonation.
- [5] К. П. Станюкович. Доклады Академии наук СССР, 55, P 315, 1947.
- [6] A. H. Shapiro, The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow 1953.
- [7] Saul Feldman, Hypersonic Gas Dynamic Charts For Equilibrium Air, January, 1957.
- [8] A. A. Ezra, Principles and practice of Explosive Metal Working, Book Vol. 1, 1973.
- [9] B. Crossland, V. Shriman, 2nd Int. Conf. of the Center for high energy forming, 1963.
- [10] Yu Takizawa, Takeshi Izuma, Tadao onzawa, Masahno Fujita, 5th Int. Conf. on high energy rate fabrication 1975.

DETERMINATION OF EFFECTIVE ADIABATIC EXPONENTIAL OF EXPLOSIVE PRODUCTS UNDER LATERAL SLIPING DETONATION

Shao Bing-huang Chen Wei-bo Zhou Yi-yi Li Guo-hao
Zhang Deng-xia Shi Cheng

In this paper, the motion of explosive products has been studied with Prandtl-Meyer flow.

The functional relation between the lateral flying angle ϕ_0 of explosive products and the effective adiabatic exponent of explosive products under working conditions has been established.

The angle ϕ_0 can be measured by flash x-ray photography directly. Substituting ϕ_0 into the established formula, the exponent γ_0 can be determined. The concept and the value of effective adiabatic exponent is useful in many practical working conditions and the method is also very simple.