

研究爆速直径效应的爆轰 冲击波动力学方法^{*}

孙承纬 赵 峰 高 文

(中国工程物理研究院流体物理研究所 冲击波物理与爆轰物理实验室 成都 610003)

摘要 利用爆轰冲击波动力学 (DSD) 的广义几何光学模型, 得到了圆杆药柱中拟定态二维爆轰波阵面形状的解析解。在两步反应模型假定下建立了 DSD 的边界条件, 用爆速亏损表示阵面上炸药未反应分数, 就可得到渐近爆速与药柱直径的关系, 即得到计算爆速直径效应的模型。本文模型的实际意义是利用直径效应已有的大量实验数据, 给定 DSD 方法所需要的、又难以实验测定的各种常用炸药的爆速曲率常数 $(dD_n / dk)_\alpha$ 以及渐近状态下爆轰波与药柱边界的夹角。

关键词 爆轰 冲击波动力学 直径效应

中图法分类号 O 354.5 O 381

1 引 言

爆轰波在直径较小的均匀圆杆 (或片条) 炸药中传播时, 爆速和阵面形状都会进入一种与初始情形无关的拟定常状态, 称之为拟定常二维爆轰波, 其渐近爆速 D_∞ 与平面一维的 CJ 爆速 D_J 之差, 称为爆速亏损。直径减小到一定程度后, 爆轰的拟定态传播变为不可能, 这个临界值称为临界直径, 它只与炸药本身性质和侧面约束条件有关。如果药柱直径继续减小到极限值, 则导致熄灭。这种直径效应的现象, 表明了曲面爆轰传播的特殊性, 而且不可能用一维平面的 CJ 理论解释。

40 年代末, Eyring 等^[1]首先提出了直径效应中渐近爆速依赖于药柱直径的经验公式及其理论模型。50 年代, Wood 和 Kirkwood^[2]建立了弯曲爆轰波后流场中质量、动量和能量的守恒关系, 表明下游控制面上的物理量不仅依赖于上游控制面的量, 而且与这两个控制面间爆轰产物的流场有关。在药柱中轴线附近区域, 这种流场依赖关系可归结为波阵面中轴点处曲率半径的影响。以后许多研究工作都致力于寻求上述流场或曲率半径的近似表达式, 以及阵面曲率与炸药反应速率的关系。可以证明, 曲面爆轰波后声速点处化学反应是不完全的。以 Wood-Kirkwood 理论为基础的是研究直径效应的局部化方法。

可以理解, 曲率较大 (或药柱半径越小) 的爆轰阵面传播越慢, 爆轰熄灭与该处阵面曲率达到的某种临界值有关。实验得到的杆型炸药中拟定态二维爆轰波阵面形状表明, 边部曲率比中部的大, 边界上的阵面曲率应当首先达到临界值。因此, 只着眼于中轴线附近产

* 1995 年 6 月 20 日收到原稿, 1996 年 2 月 1 日收到修改稿。

物流场的局部化方法,难以给出适用范围广的模型。

近年来爆轰冲击波动力学方法 (Detonation Shock Dynamics DSD)的发展,在曲面爆轰模型、爆轰传播和稳定性方面带来新的概念、方法和进展。DSD的基本思想是用非线性渐近分析研究一维(柱、球面)或二维慢时间尺度的反应流动 Euler方程组,证明在二阶小量意义下爆轰阵面法向速度 D_n 只与其当地平均曲率 κ 有关,表示为 $D_n = D_n(\kappa)$ 。实验表明,一般情形中 $D_n(\kappa)$ 是 κ 的线性函数。例如,Whitham 的冲击波动力学加入 $D_n(\kappa)$ 关系后,就可改造为描述爆轰波传播的 DSD 方程。Lambourn^[3]、Stewart^[4]和 Bdzil^[5]相继提出了他们的模型。我们认为根据 $D_n(\kappa)$ 关系和运动学关系,就可建立类似几何光学的程函方程,用来描述爆轰波阵面形状随时间的变化。但其边界条件必须是力学的,可以用爆轰的两步反应模型、斜冲击波极线及声速条件确定,我们称这个模型为广义几何光学模型^[6]。在简单情形(如均匀圆杆或片条炸药)中这个模型的微分方程有解析解,并且具有与非线性渐近分析结果基本一样的爆轰波阵面的演化方程。这个模型给出的计算编码比较简单^[7],易于纳入流体力学编码,可与波阵面标迹(Front Tracking)计算方法结合,并且有推广为三维 DSD 计算的前景^[8]。

我们讨论 DSD 的广义几何光学模型及其应用于炸药爆速的直径效应问题,给出爆速亏损与药柱直径的依赖关系,临界曲率与临界直径的关系。直径效应参数已有大量实验结果^[9],但是 DSD 方法中最重要的 $(dD_n/d\kappa)_0$ 值和渐近边界角很难直接用实验测量准确,甚至不同方法的结果相差近一个量级。这种直接测量需要多次实验,费用很高,不大可能对多种炸药进行实验。因此,本文的主要目的是建立一个以 DSD 方法为基础的、全局性的直径效应计算模型,藉此用直径效应的实验参数换算得到相应炸药的 DSD 方法参数。

2 爆轰波传播的广义几何光学模型

爆轰波在一个各向同性的爆炸性介质中传播,其阵面形状 F 随时间 t 的变化可用几何光学的程函形式表示

$$F(x, y, z) = t \quad (1)$$

这里 x, y, z 为空间坐标。程函 F 的梯度与法向爆速 D_n 的关系是

$$\text{grad}F = \frac{1}{D_n} \vec{n} \quad (2)$$

即 F 满足的标量方程为

$$|\text{grad}F|^2 = D_n^{-2} \quad (3)$$

我们称 F 的法线族为爆轰途径或光线,其方向向量是 F 的法向量 \vec{n} , D_n^{-1} 相当于光学介质的折射系数。由于 $\vec{n} D_n$ 是梯度场, $\nabla \times (\vec{n} D_n) = 0$ 这意味着它绕炸药内部的任何围道的积分值为零,即

$$\oint \frac{\vec{n} \cdot d\vec{l}}{D_n} = 0 \quad (4)$$

也就是说爆轰波在炸药介质中给定两点间传播的时间与途径无关,由此可导出爆轰传播的 Fermat 原理,或者与其等价的 Huygens 原理。广义几何光学模型认为,方程(3)中 D_n 是阵面平均曲率 κ 的函数,而不是常数。这样并不改变(4)式的结论,但使得(3)式变得极

其复杂, 不能成为解析研究的合适出发点。

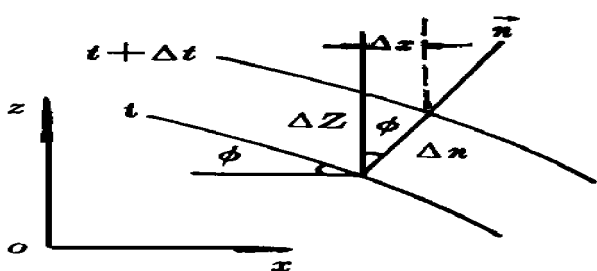


图 1 爆轰阵面的传播

Fig 1 Propagation of detonation front

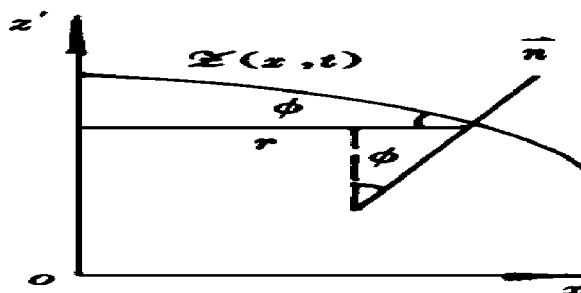


图 2 柱面二维时阵面平均曲率的计算

Fig 2 Calculation of mean curvature of detonation front in cylindrical coordinates

在柱面二维情形中, 广义几何光学模型可导出柱坐标 (x, z) 下较为简单的方程。如图 1 所示两个时刻 t 和 $t + \Delta t$ 的阵面曲线的几何关系是

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{1}{\cos \phi} \frac{\Delta n}{\Delta t} = [1 + (\frac{\partial Z}{\partial x})^2]^{1/2} D_n \quad (5)$$

这里 $Z = Z(x, t)$ 是爆轰阵面曲线形状, x 是横向坐标, z 是拟定态爆轰方向, 也就是药杆或片条的中轴线。在以此药柱的渐近爆速 D_∞ 沿 z 轴方向运动的参考系中观察, 把阵面形状写为

$$Z = \mathcal{F} D_\infty t$$

在上述参考系中看到的曲线 \mathcal{F} 应满足如下方程

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} [1 + (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})^2]^{1/2} D_n(\kappa) - D_\infty \quad (6)$$

对于不十分弯曲的波阵面, κ 和 $(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})^2$ 都是一阶小量。把 $D_n(\kappa)$ 作线性近似

$$D_n(\kappa) = D_J - \mathbb{K} \quad (7)$$

这里 $\mathbb{K} = (dD_n/d\kappa)_{\kappa=0}$ 令几何指数 $N = 0, 1$ 分别表示二维平面和柱面情形, 阵面平均曲率 κ 可统一地用其形状曲线 \mathcal{F} 的空间导数表示为 (图 2)

$$\kappa = - \left[\frac{\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial x^2}}{[1 + (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})^2]^{3/2}} + \frac{N (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})}{x [1 + (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})^2]^{1/2}} \right] \quad (8)$$

从 (6)~ (8) 式中消去 κ , 并略去二阶以上的高阶小量, 我们得到波阵面形状的演化方程

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} = \mathbb{T} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x^2} + \frac{D_J}{2} (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x})^2 + \frac{\mathbb{N}}{x} (\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial x}) - \Delta D \quad (9)$$

式中爆速亏损 $\Delta D = D_\infty - D_J$ 是该药柱的一个负的特性常数, 与炸药种类、装药密度、药柱截面形状、直径和边界约束条件有关。(9) 式与 Stewart^[4] 的渐近分析结果完全相同, 是较典型的 Burgers 方程, 可作为进一步深入研究的出发点。我们只考虑 $t \rightarrow +\infty$ 情形, 这时在以 D_∞ 运动的渐近参考系中波阵面形状不再随时间变化, $\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} = 0$ 其曲线 $\mathcal{F}(x)$ 由如下常微分方程决定

$$\mathbb{T} \frac{d^2 \mathcal{F}}{dx^2} + \frac{D_J}{2} (\frac{d \mathcal{F}}{dx})^2 + \frac{\mathbb{N}}{x} (\frac{d \mathcal{F}}{dx}) - \Delta D = 0 \quad (10)$$

引入新函数 W , 并作变换 $\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \frac{2\Gamma}{D} \frac{dW}{W} \frac{dW}{dx}$

代入 (10) 式得到

$$\frac{d^2W}{dx^2} + \frac{N}{x^2} \frac{dW}{dx} - \frac{D \Delta D}{2\Gamma^2} W = 0 \tag{11}$$

以及

$$\mathcal{L}(x) = \frac{2\Gamma}{D} \ln W + \text{const} \tag{12}$$

约定药柱边界 $x = r$ 处 $\mathcal{L} = Q$ 上述方程解出

$$\mathcal{L} = \begin{cases} \frac{2\Gamma}{D} \ln \left| \frac{\cos(\frac{x}{\Gamma} \sqrt{-D \Delta D / 2})}{\cos(\frac{r}{\Gamma} \sqrt{-D \Delta D / 2})} \right|, & N = 0 \\ \frac{2\Gamma}{D} \ln \left| \frac{J_0(\frac{x}{\Gamma} \sqrt{-D \Delta D / 2})}{J_0(\frac{r}{\Gamma} \sqrt{-D \Delta D / 2})} \right|, & N = 1 \end{cases} \tag{13}$$

这里的 J_0 和后文的 J_1 分别是零阶和一阶 Bessel 函数。直径效应的一个重要实验事实是, 拟定态二维爆轰波同药柱的自由边界或外壳之夹角是一个仅取决于炸药和外壳材料性质的常数, 记为 Q 决定 (13) 式中爆速亏损 ΔD 的边界条件是

$$x = r: d\mathcal{L}dx = -\text{tg}Q \tag{14}$$

反之若已知 ΔD , 上式则定出边界角 Q 图 3 是本文计算结果与实验的比较, $\frac{2\Gamma}{D}$ 是一个关键的参数, 它表征着爆速对阵面曲率的敏感程度。Lamborn^[3] 给出 EDC 炸药 (类似于 PBX-9404, 密度为 1.78g/cm^3) 的 $\Gamma = 0.34\text{mm}$, Bdzil^[10] 拟合实验测量的拟定态波形给出 $\Gamma = 0.23\text{mm}$, 同我们的结果相差较大。图 3 表明我们拟合实验波形的结果是 $\Gamma = 0.058\text{mm}$ 。为了

确定边界角 Q , 我们先作理论上的考察, 然后再回到直径效应问题上来。

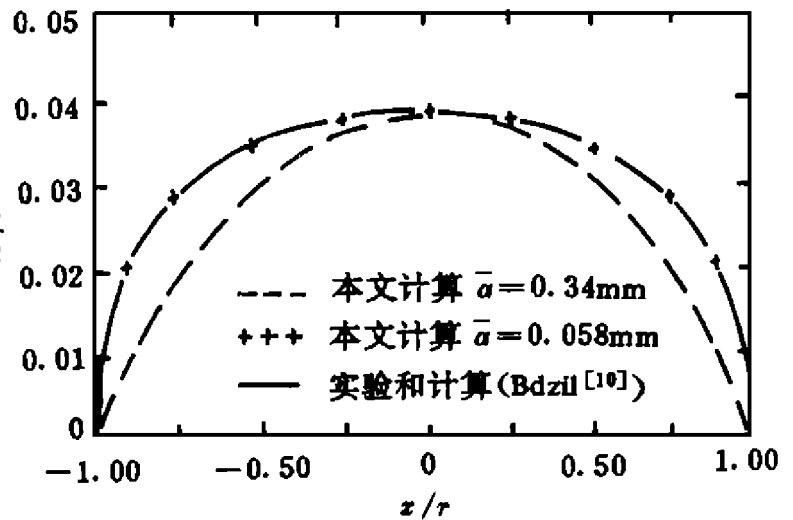


图 3 $r = 12.7\text{mm}$ 的 PBX-9404 圆杆药柱的拟定态二维爆轰波形 (空气边界)

Fig. 3 A asymptotic two dimensional detonation front in PBX-9404 explosive rod with radius $r = 12.7\text{mm}$

- Calculated $\bar{\alpha} = 0.34\text{mm}$;
- +++ Calculated $\bar{\alpha} = 0.058\text{mm}$;
- Experimental and calculated (Bdzil^[10])

3 边界条件

图 4 是波阵面边缘的波系, 假定从边界介质 (外壳或真空) 向爆轰产物中反射稀疏波。边点 E 为 Prandtl Meyer (PM) 奇点, 在前述的参考系中密度 d_0 的未反应炸药以渐近速度 D_∞ 流向阵面, 波前压力设为零, 炸药与爆轰产物的多方指数都是 V , 我们认为边部炸药在声速点处化学反应是不完全的, 有一部分能量在产物的声速点后释放, 对阵面推进无贡献。为此引入两步反应的爆轰模型, 即认为在阵面上瞬时释能为 $(1-W)Q$, 在阵面后缓慢释放对阵面无作用的其余能量 WQ 。这里 Q 为总的反应热, W 为小量。波阵面后粒子速度 \vec{q}_1 的 z, x 方向分量 u_1 和 v_1 是

$$\begin{cases} u_1 = \frac{-D_\infty}{V_+ - 1} [V_+ \sin^2 Q - \cos Q \sqrt{W - \sin^2 Q}] \\ v_1 = (D_\infty + u_1) \operatorname{tg} Q \end{cases} \quad (15)$$

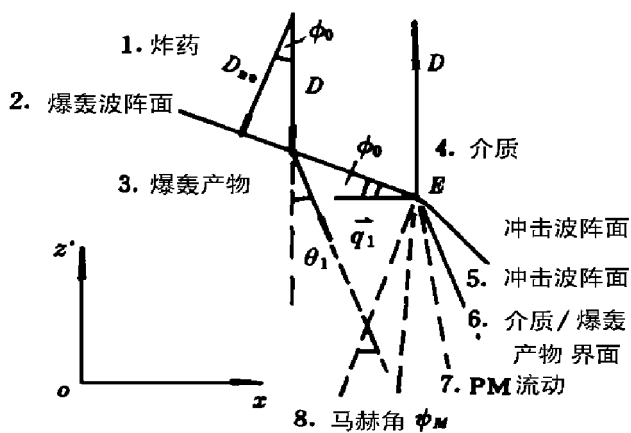


图 4 爆轰阵面边部炸药/介质边界附近的流动

Fig 4 Flow at the explosive/inert interface and at the edge of the detonation front

- 1 Explosive; 2 Detonation front;
- 3 Detonation products (PD); 4 Medium;
- 5 Shock wave; 6 Medium/PD interface;
- 7 PM flow; 8 Mach angle

阵面后的产物密度 d_1 和压力 p_1 是

$$\begin{cases} d_0/d_1 = \frac{1}{V_+ - 1} [V_+ - \frac{1}{\cos Q} \sqrt{W - \sin^2 Q}] \\ p_1 = \frac{d_0 D_\infty^2 \cos^2 Q}{V_+ - 1} [1 + \frac{1}{\cos Q} \sqrt{W - \sin^2 Q}] \end{cases} \quad (16)$$

如果在流体力学计算中得到了产物状态, 则可从 (16) 式解出

$$\cos^2 Q = \frac{(V_+ - 1)p_1^2}{d_0 D_\infty^2 [2p_1 - (1 - W)d_0 D_\infty^2 / (V_+ - 1)]} \quad (17)$$

产物流线经过波阵面后的折转角是 $\operatorname{tg} \theta_1 = -u_1/v_1$, 所以 (15)~(17) 式给定了两步反应的斜爆轰波的 (p, θ) 极线, 由于波阵面后产物的比内能是 $e_1 = p_1 / (V_+ - 1)d_1 - (1 - W)Q$, Bernoulli 定理应当写为

$$c_1^2 = \frac{V_+ - W}{2(V_+ - 1)} D_\infty^2 - \frac{V_+ - 1}{2} (u_1^2 + v_1^2) \quad (18)$$

把 (15) 式代入上式得到

$$c_1^2 - (u_1^2 + v_1^2) = D_\infty^2 \cos Q \left[\frac{V_+}{V_+ - 1} \frac{\sqrt{W - \sin^2 Q}}{\cos^2 Q} - \frac{1}{V_+ - 1} \frac{W - \sin^2 Q}{\cos^2 Q} - \operatorname{tg}^2 Q \right] \quad (19)$$

如果波后状态是超声速的, 上式右部为负, 则不必考虑边界对爆轰传播的影响。反之, 波后状态若为亚声速, 上式右部为正, 则边界稀疏波对爆轰传播产生影响, 使边界角变化, 向声速状态靠拢。这种过程在包含 DSD 的流体力学计算中可以再现。本文只涉及 $t \rightarrow +\infty$ 的渐近或拟定态情形, 边界爆轰阵面后产物应处于声速状态, (19)式右部为零, 这相当于

$$\operatorname{tg} \Omega = \frac{W \sqrt{V^2 - W}}{V_+ W} \quad (20)$$

事实上 (19)和 (20)式同 Bdzil^[5]的结果是一致的, 只是记号和概念的差别。由于 $\Delta D = D_\infty - D_j \approx -W D_j / 2$ (20)式即是用爆速亏损 ΔD 表示的边界条件。

4 直径效应的 DSD 研究方法

从 (13)、(14)和 (20)式可得出决定 W 或者 Γ 的方程式

$$N = 0 \quad \operatorname{tg} \left(\frac{r D_j W}{2 \Gamma} \right) = \frac{\sqrt{V^2 - W}}{V_+ W} \quad (21)$$

$$N = 1 \quad \frac{J_1 \left(\frac{r D_j W}{2 \Gamma} \right)}{J_0 \left(\frac{r D_j W}{2 \Gamma} \right)} = \frac{\sqrt{V^2 - W}}{V_+ W} \quad (22)$$

为了拟合直径效应实验数据, 我们先给出爆速 D (即上述的 D_∞) 随药柱直径 (或片条厚度) 倒数 $1/H$ 的变化关系。从 (21)和 (22)式求出导数 dW/dr , 再变为导数 $dD/d(1/H)$ 的形式, 得到

$$\frac{dD}{d(1/H)} = \begin{cases} -2r^2 D_j W \left[\frac{2\Gamma[V(2V_+ - 1) - W] \cos^2 \left(\frac{r D_j W}{2\Gamma} \right)}{D_j (V_+ - W)^2 \sqrt{V^2 - W}} + \frac{r}{W} \right], & N = 0 \\ -2r^2 D_j W \left[\frac{2\Gamma[V(2V_+ - 1) - W]}{D_j (V_+ - W)^2 \sqrt{V^2 - W} \left[1 - \frac{\Gamma}{r D_j} \sqrt{\frac{-2D_j}{\Delta D} \left(\frac{J_1}{J_0} \right) + \left(\frac{J_1}{J_0} \right)^2} \right]} + \frac{r}{W} \right]^{-1}, & N = 1 \end{cases} \quad (23)$$

这里函数 J_0, J_1 的宗数仍是 $r D_j W / 2 \Gamma$ 参数 $W = (-2 \Delta D / D_j)^{1/2}$ 。利用实验曲线 $D \sim 1/H$ 和 ΔD 的数据, 从 (23)式可确定比较适合的爆速的曲率系数 Γ 或者从 (21)、(23)式定出 W 得到 $\Delta D \sim r$ 关系, 也可与上述实验曲线作比较。易知 (23)式无法给出 $dD/d(1/H)$ 趋于负无穷时, 半径 r 的有限解, 因此不能用它直接得到临界半径 $r_{cr} = H_{cr} / 2$ 。

按 (21)和 (22)式, 我们对 HE-2和 PBX-9404两种炸药作了计算。对 HE-2炸药, 计算用参数为 $D_j = 7.71 \text{ mm}$, $V = 2.95 \text{ km/s}$, $\Gamma D_j = 0.875 \text{ mm}$ ^[7]。对 PBX-9404 $D_j = 8.80 \text{ mm}$, $V = 2.95 \text{ km/s}$ 值则分别取 0.235 mm 和 0.136 mm , 计算得到的爆速随装药半径变化的关系分别列于图 5 和图 6。图 5 中的黑圆点为 PBX-9502炸药的实验测量数据^[9]。

从上述结果可以看出, 对 HE-2炸药, 理论模型及由实验给出的 Γ 值同炸药直径效应实验数据基本吻合。PBX-9404炸药计算结果难以同实验数据完全一致, 无论 Γ 怎样选取,

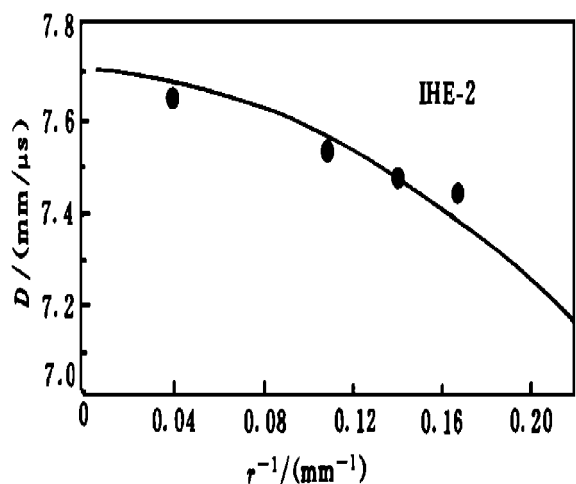


图 5 HE-2炸药圆杆渐近爆速随装药半径变化关系
 ————本文计算结果

◦ 实验测量 PBX-9502炸药数据^[9]

Fig 5 A sym ptotic detonation velocity D in HE-2 explosive rod versus its radius r
 ———— Calculated in this paper; $\bar{\alpha} = 0.875\text{mm}$
 ◦ Experimental data of PBX-9502 explosive rod^[9]

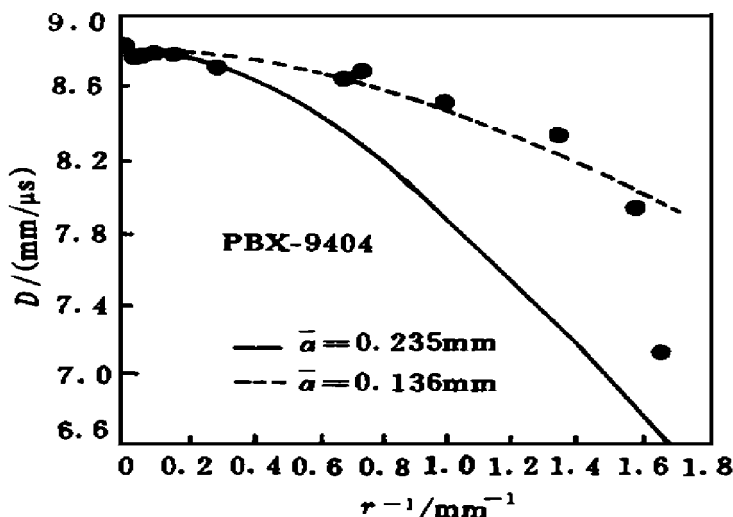


图 6 PBX-9404炸药圆杆渐近爆速随装药半径变化关系

—— $\bar{\alpha} = 0.235\text{mm}$ 计算结果

—— $\bar{\alpha} = 0.136\text{mm}$ 计算结果

◦ 实验测量 PBX-9404炸药数据^[9]

Fig 6 A sym ptotic detonation velocity D in PBX-9404 explosive rod versus its radius r
 ———— Calculated in this paper; $\bar{\alpha} = 0.235\text{mm}$
 ———— Calculated in this paper; $\bar{\alpha} = 0.136\text{mm}$
 ◦ Experimental data of PBX-9404 explosive rod^[9]

无法很好地描述在装药半径接近临界值时爆速的突然减小趋势。Menikoff^[11]完全用数值计算方法给出了由 DSD 模型导出的渐近爆速曲线,但其结果无法与实验对照。

事实上,爆速的直径效应与药柱临界直径问题既有密切关系,又有区别,后者要比前者复杂得多。当爆轰阵面的曲率对反应区的影响已用(7)式或更一般的 $D_n = f(\kappa; D_1)$ 关系概括地表示之后,爆速与波阵面形状(从而与药柱直径)的关系在原理上就变成一个几何问题,这是本文的主要思想。纯几何的处理不适用于药柱边界附近,这里必须考虑力学因素,如本文第 3 节应用的压力和声速条件等,还应当考虑到临界直径下爆轰熄灭的条件。本文模型目前尚不足以确定药柱的临界直径。

由于 HE-2和 PBX-9404代表了两类不同直径效应行为的炸药,这一点也体现在它们的爆速直径效应曲线性态上。可以预料,本模型能基本描述钝感炸药的直径效应,即爆速与装药半径呈缓慢下降关系的情形。对于敏感炸药,本模型有待改进,可能还应引入必要的反应速率因素,不能仅依靠两步反应流动的边界条件。

5 临界直径

目前的 DSD 方法难以对爆轰反应流动的不定常问题深入研究,一般认为若爆轰阵面某处的曲率超过某临界值,该处的爆轰熄灭。这种人为的条件,使得 DSD 方法可应用于一些较复杂的爆轰传播问题,如拐角效应等。

上述两种炸药的临界半径测量分别为 4.5mm 和 0.59mm^[9], 图 7 和图 8 是计算的波阵面平均曲率。容易看出, 曲率随 x 上升, 在边界 $x=r$ 处达到最大值, 意味着爆轰熄灭应从边界开始。

近似认为平均曲率 $\kappa \approx -\partial^2 \mathcal{D} / \partial x^2$, 我们具体写出边界处波阵面的平均曲率 κ_e 的表达式

$$\kappa_e = \begin{cases} \frac{D_J}{T} \left(-\frac{\Delta D}{D_J} + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 Q \right), & N = 0 \\ \frac{D_J}{T} \left(-\frac{\Delta D}{D_J} - \frac{T}{r D_J} \operatorname{tg}^2 Q + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 Q \right) - \frac{\operatorname{tg} Q}{r}, & N = 1 \end{cases} \quad (24)$$

式中 Q 通过 (20) 式与 W 或 ΔD 相联系, 利用上式从 H_0 就可求出相应的边界平均曲率的临界值 $\kappa_{e,cr}$ 。目前, 仅从本文给出的结果, 尚无法确切了解临界直径与临界曲率存在怎样的直接的联系。应当看到, 爆轰阵面能否传播, 不仅同当地的阵面曲率有关, 而且也与反应区内能量的横向输运有关。仅用某一点处的临界曲率来描述爆轰阵面的熄灭和再起爆, 也许会有一些的局限性。我们打算建立能反映反应流的更完善的边界条件, 以期能在理论上预估炸药的临界直径, 或者利用临界直径的测量值, 给出能描述复杂传播现象的 $\kappa_{e,cr}$ 数据。

大体说来, 波阵面慢时间尺度的演化是爆轰冲击波和声迹之间以及边界 PM 奇点附近区域中, 许多局部性的快时间尺度扰动相互作用的平均结果。快时间尺度动力学同起爆过程和炸药-惰性介质界面相互作用等短暂性、局部性现象有关, 但对于爆轰稳定性问题可能起主要作用。如果反应速率对于反应产物的状态非常敏感, 则 ZND 爆轰结构在 Ляпунов 意义下是不稳定的。DSD 方法有助于弄清炸药本构性质对于爆轰传播行为 (包括爆速直径效应) 的影响。因此, 无论为了完善多维爆轰波传播的理论方法, 或是为了进一步探讨起爆或爆速直径效应问题, 都必须致力于目前基本上还不了解的快时间尺度反应区动力学。DSD 方法在钝感炸药工程应用中的重要性, 已引起了广泛的注意。

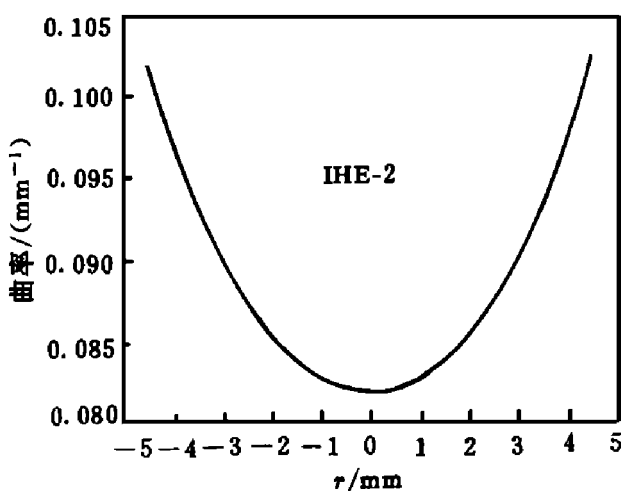


图 7 HE-2 炸药圆杆中渐近爆轰波阵面的曲率

Fig. 7 Curvature of the asymptotic detonation front in HE-2 explosive rod

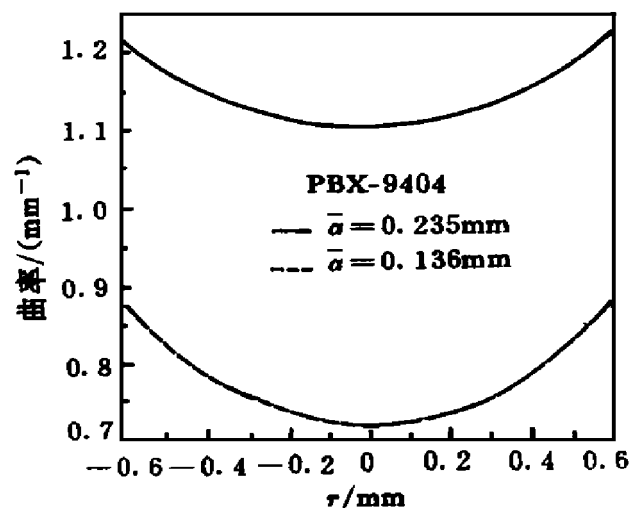


图 8 PBX-9404 炸药圆杆中渐近爆轰波阵面的曲率

Fig. 8 Curvature of the asymptotic detonation front in PBX-9404 explosive rod

参 考 文 献

- 1 Eyring H, Powell R E, *et al*. Chem Rev, 1949 45(1): 69~ 181
- 2 Wood W W, Kirkwood J G. J Chem Phys 1954 22 1920~ 1924
- 3 Lambourn B D, Swift D C. Proc of 9th Symp (Int) on Detonation, 1989 784~ 797
- 4 Stewart D S, Bdzil J B. T& AM Report No. 481, Dept of Theoretical and Applied Mechanics, Univ. of Illinois Urbana, 1986
- 5 Bdzil J B, Stewart D S. Phys Fluids A, 1989 1(7): 1261~ 1267
- 6 孙承纬. 二维爆轰波传播的 DSD 方法. 第三届全国爆轰学术会议文集, 四川省绵阳市, 1992
- 7 高文, 孙承纬, 卫玉章, 等. 钝感炸药内二维爆轰波传播过程的模拟. 第四届全国爆轰学术会议论文集, 河北省山海关, 1994
- 8 Sun Chengwei. Proc of the 4th Int Symp on High Dynamic Pressure, Tours, France, 1995
- 9 Campbell A W, Engelke R. Proc of 6th Symp (Int) on Detonation, 1976 161~ 171
- 10 Menikoff R. Impact of Computing in Science and Engineering, 1989 1: 168~ 179

A DETONATION SHOCK DYNAMICS APPROACH TO THE DIAMETER EFFECT OF EXPLOSIVE STICKS

Sun Chengwei, Zhao Feng, Gao Wen,

(Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,

Southwest Institute of Fluid Physics

P. O. Box 523 Chengdu, Sichuan 610003, China)

ABSTRACT An analytical solution for the quasi-steady two-dimensional detonation front in explosive sticks has been proposed in this paper with the generalized geometrical optics model of detonation shock dynamics (DSD). The boundary conditions for DSD are determined on the assumption that a two-step reaction occurs in explosive on the edge of the detonation front. Expressing the unreacted explosive fraction just behind the edge of the detonation front as a function of the detonation velocity defect of the explosive stick, we obtain a relation between the asymptotic detonation velocity and the stick diameter, i.e., a model for the diameter effect. Since there are many experimental data available, this model can be employed to evaluate the curvature coefficient of the detonation velocity and the angle of the asymptotic detonation front with the stick edge; they are important in the DSD calculation and difficult to be measured.

KEY WORDS detonation, diameter effect, explosive