

# 多孔火药填充床中燃烧转爆轰(DDT) 的模拟与分析

周彦煌

(华东工学院弹道所, 南京210014)

王升晨

(机电部二〇二研究所, 山西)

**摘要** 随着火炮装药装填密度的提高和火箭推进剂中硝胺组份的增加, 它们的总体性能虽有改善, 但同时使燃烧转爆轰的感度也加大。在一定条件下, 粒状高能固体火药填充床中, 将出现 DDT 现象。本文着重研究燃烧转爆轰前的过程。描述 DDT 过程的两相反应流体动力学模型用 MacCormack 有限差分格式求解, 得到的转爆距离和爆轰速度与试验观察结果符合得很好。计算表明, 粒状药床中的两种转变机制似乎是可以相互转化的。

**关键词** 燃烧 爆轰 两相流 数值模拟

## 一、问题的提出

在一定的环境条件下, 火炮发射药填充床中或高能固体火箭推进剂中, 可能出现燃烧向爆轰的转变(以下简称 DDT)。这个问题之所以引起人们的广泛关注, 主要有两个原因。就火炮来说, 随着装填密度的提高, 膛内异常压力波问题越来越突出。强烈的压力波动可能导致装药颗粒破碎, 并伴随空隙率下降。火焰在破碎颗粒床中的传播, 可能引发 DDT 现象, 引起膛炸。在推进剂中, 随着硝胺等高能组份的引入, 起爆感度也随之增加。这可能与推进剂中存在疵点及裂缝有关。在疵点或裂缝处, 存在一定量的松散状态微粒。火焰在这种呈松散态的微粒床中传播, 有可能使燃烧发生变异, 由对流燃烧发展为爆轰, 导致发动机爆炸。因此, DDT 的研究, 对火炮装药设计及炮药和箭药研制都具有重要的现实意义。

## 二、概 述

关于粒状火药或炸药填充床内燃烧向爆轰转变(DDT)的实验研究, 多采用如图1所示的导爆管作实验手段<sup>[1,2]</sup>。对 DDT 的实验现象, 有关文章已作了详细的讨论<sup>[1~6]</sup>, 并提出了不同转变机制。然而, 要对 DDT 现象作出满意的解释, 还有很多工作要做。本文着重讨论它的物理模型及数值模拟方法, 并根据模拟结果及其与试验结果的比较, 对 DDT 转变机制提出新的见解。

本文将在下一节中给出 DDT 的理论模型。作为模拟用的例子, 请参看文献[2](图1)。其导爆管由无缝钢管制成, 内径16.3mm, 外径51mm, 两端密封, 内腔(填充床)长295.4mm。

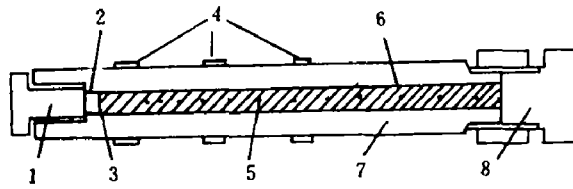


Fig. 1 Cross section of steel DDT tube

1. Ignitor bolt,
2. Ignitor,
3. Ignitor/charge bed interface,
4. Strain gages,
5. Ionization probe location,
6. Charge bed,
7. Tube,
8. Bottom closure

图 1. 试验装置示意图

1. 点火堵头, 2. 点火具, 3. 点火具与填充床之间界面,
4. 应变片, 5. 离子探针位置, 6. 装药床,
7. 钢质管, 8. 密封堵头

点火具长 6.3mm, 点火剂 0.35g。沿轴向安装有离子探针, 用以检测强烈燃烧阵面通过的时间。同时在外壁贴有应变片, 检测管子的应变。颗粒为改性双基推进剂, 主要配方为硝化棉(Nc)、硝化甘油(NG)、铝粉(Al)、高氯酸铵(Ap)及奥托今(HMX)。颗粒有三种几何形状(表 1): 方块形、粉状和卷曲成刨花状的带状药。用电子显微镜观察, 方块状和粉沫状颗粒的几何形状不规则, 带状药更是形态各异。点火开始, 离子探针处于断路状态。探针能否启动, 取决于燃烧猛烈程度。若燃烧较温和, 火焰温度较低, 探针无输出。

表 1 基本特征量计算值与试验的比较

Table 1 Comparison of the predicted fundamental parameters with test results\*

序号		药形	空隙率	填充率	粒间应力	诱导长度/(mm)		爆速/(m/s)		图号
计算	试验**	尺寸/mm	$\varphi_{r_0}/(\%)$	$\varphi_{p_0}/(\%)$	$\tau_r$	计算	试验	计算	试验	—
No. 1	1104	方块形 1.6×1.6×1.6	40.4	59.6	未考虑	237	232	3500	4970	2
No. 2	—	方块形 3.2×3.2×3.2	40.4	59.6	考虑	>300	>300	—	—	—
No. 3	710	带状 0.5×1.6×25	35.6	64.4	考虑	198	194	4447	5390	3
No. 4	709	带状 0.5×1.6×25	45.7	54.3	考虑	174	172	4314	5390	—
No. 5	1217	粉状 $d_p=0.10\sim1.20$	46.3	53.7	考虑	140	138	5880	4700	4
No. 6	1217	粉状 $d_p=0.10\sim1.20$	46.3	53.7	未考虑	150	138	4340	4700	6

\* 试验值引自文献[2]; \*\* 见文献[2]中的表 1。

### 三、控制方程及辅助方程

我们在这里给出的描述 DDT 过程的控制方程与文献[7、8]给出的两相流内弹道控制方程大体上相似, 即均采用双连续假定, 认为每一相都是连续的, 但彼此是分离的。两相之

间由耦联关系式联系在一起。但对几个关键的本构关系式要作必要的改进:首先,相对火炮和火箭来说,DDT 是一个更加高压的非理想过程,必须选择合适的状态方程;固相的可压缩性也是不可忽略的;此外,还应考虑颗粒的变形和破碎。下面简要地给出 DDT 控制方程及辅助关系式。

我们假定,气、固两相混合物占据的微元体积为  $V_r$ ,其中气相占据的部分为  $V_g$ ,而固相占据的部分为  $V_s$ ,于是有

$$V_r = V_g + V_s \quad (1)$$

按多相流中的约定,每一相的体积分数为

$$\varphi_i = V_i / \Sigma V_i \quad (2)$$

且有

$$\Sigma \varphi_i = 1.0 \quad (3)$$

其中  $i$  分别为  $p$  和  $g$ 。按习惯, $\varphi_g$  称之为空隙率, $\varphi_s$  称之为填充率。

#### 1. 气相连续方程

$$\frac{\partial A \varphi_g \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (A \varphi_g \rho_g u_g) = A \dot{m}_b \quad (4)$$

式中  $A$  为装药床横截面积; $\dot{m}_b$  为装药燃气生成速率; $\rho_g$  为气相密度; $u_g$  为气相速度。

#### 2. 气相动量方程

$$\frac{\partial A \varphi_g \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (A \varphi_g \rho_g u_g^2) + A \varphi_g \frac{\partial p_g}{\partial x} = A \dot{m}_b u_g - A D_f \quad (5)$$

式中  $p_g$  为气体压力; $u_s$  为固相速度, $D_f$  为相间阻力。

#### 3. 气相能量方程

$$\frac{\partial A \varphi_g \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial A \varphi_g \rho_g E_g u_g}{\partial x} + \frac{\partial A \varphi_g p_g u_g}{\partial x} + A p_g \frac{\partial \varphi_g}{\partial t} = A \dot{m}_b H_b - A Q_c - A D_f u_g \quad (6)$$

式中  $E_g$  为气相内能  $e_g$  与动能  $u_g^2/2$  之和; $H_b$  为火药燃烧释放焓,即  $H_b = f/(\gamma-1) + u_g^2/2$ ;  $f$  为火药力; $Q_c$  为相间热交换。

#### 4. 固相连续方程

$$\frac{\partial A \varphi_s \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (A \varphi_s u_s \rho_s) = - A \dot{m}_b \quad (7)$$

式中  $\rho_s$  为颗粒密度。

#### 5. 固相动量方程

$$\frac{\partial A \varphi_s \rho_s u_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (A \varphi_s \rho_s u_s^2) + A \varphi_s \frac{\partial p_s}{\partial x} = - A \dot{m}_b u_s + A D_f + F \frac{\partial \varphi_s \tau_s}{\partial x} \quad (8)$$

式中  $\tau_s$  为颗粒间作用力。

#### 6. 气体状态方程

我们采用文献[9]提出的气体状态方程,即

$$\frac{p_g}{\rho_g R T_g} = \frac{1}{1 - b_r(\rho_g) \cdot \rho_g} \quad (9)$$

此式在  $\rho_g = 0.1 \sim 5.0 \text{ g/cm}^3$  范围内均适用。式中系数  $b_r(\rho_g)$  为

$$b_r(\rho_g) = 1.1831 \times 10^{-3} - 1.0326 \rho_g \times 10^{-6} + 1.7722 \rho_g^2 \times 10^{-9} - 2.0576 \rho_g^3 \times 10^{-12}$$

$$+ 1.1472\rho_0^4 \times 10^{-15} - 0.2986\rho_0^5 \times 10^{-18} + 0.02945\rho_0^6 \times 10^{-21} \quad (10)$$

### 7. 固相状态方程

在恒温条件下,对固相热力学状态——Helmholtz 自由能作适当简化,得到

$$\rho_p = \rho_{p0} \left( \frac{N p_p}{K_r} + 1 \right)^{1/N} \quad (11)$$

式中  $K_r$  为材料的体积模量;  $p_p$  为颗粒承受的压缩应力,它是气体压力  $p_g$  与颗粒间应力  $\tau_p$  之和,即

$$p_p = p_g + \tau_p \quad (12)$$

为了与严格推导的本构关系符合,可将  $N$  当作可调参量。

### 8. 颗粒间应力

这里采用的颗粒间应力,取自文献[10]。此文将粒间应力归纳为空隙率的分段函数。第一阶段为弹性变形,第二阶段为弹-塑性变形,最后为塑性变形。

$$\tau_p = \begin{cases} \frac{4G(\alpha_0 - \alpha)}{3\alpha(\alpha - 1)} & (\alpha_0 \geq \alpha > \alpha_1, \text{弹性段}) \\ \frac{2}{3}Y \left\{ 1 - \frac{2G}{Y\alpha}(\alpha_0 - \alpha) + \ln \left[ \frac{2G(\alpha_0 - \alpha)}{Y(\alpha - 1)} \right] \right\} & (\alpha_1 \geq \alpha > \alpha_2, \text{弹-塑性段}) \\ \frac{2}{3}Y \ln \left( \frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) & (\alpha_2 \geq \alpha \geq 1, \text{塑性段}) \end{cases} \quad (13a)$$

式中  $\alpha = 1/q_p$ ;  $G$  为剪切模量;  $\alpha_0$  为初始值,  $Y$  为材料屈服强度。塑性变形首先在外表处出现,逐渐向颗粒中心传递。式中分段特征量为

$$\alpha_1 = (2G\alpha_0 + Y)/(2G + Y) \quad (13b)$$

$$\alpha_2 = (2G\alpha_0)/(2G + Y) \quad (13c)$$

### 9. 辅助关系式

辅助关系式包含燃烧质量生成率  $m_b$ 、相间阻力  $D_f$  及相间传热  $Q_s$  等,它们分别为

$$m_b = \frac{3}{r_p} \varphi_p \rho_p r_b \quad (14)$$

$$D_f = \frac{\varphi_p \rho_g (u_g - u_p)^2}{\varphi_g d_p} \cdot c_f \quad (15)$$

$$Q_s = S_p h_i (T_g - T_p) \quad (16)$$

式中  $r_p$  和  $d_p$  分别为颗粒当量半径和直径;  $r_b$  为颗粒表面的法向燃速;  $c_f$  为摩擦系数,我们采用文献[11]的结果。关于  $S_p$  可以理解为颗粒表面积;  $h_i$  为相间换热系数,一般由对流和辐射两个部分构成。  $T_g$  为气体温度;  $T_p$  为颗粒表面温度。根据我们的最新测定结果,火药颗粒填充床内的努塞尔特数为

$$N_{p,p} = 1.45 \times 10^{-2} R_{p,p}^{0.937} P_p^{1/3} \quad (17)$$

式中  $P_p$  为普朗特数,  $R_{p,p}$  为以颗粒当量直径  $d_p$  计算的雷诺数。该式使用范围为  $3300 < R_{p,p} < 88200$ 。

这里有必要说明的是,我们之所以没有给出固相能量方程,是因为在本文条件下,高瞬态的表面加热,加热层只有很薄的一层,升温层厚度一般远小于颗粒半径。因此,颗粒内部温度基本不变,没有必要考虑固相热焓的变化,所以我们只要用简化方法求得颗粒表面

温度  $T_m$ , 用以判别其是否着火就可以了。

到此为止, 我们得到 15 个独立方程(3)~(17), 含有因变量  $\varphi_g, \varphi_p, \rho_g, b, (\rho_g), \rho_p, u_g, u_p, p_g, p_p, \tau_p, E_g, D_f, Q_s, N_{sp}, \dot{m}_s$  共 15 个。方程组封闭。给定合适的初始条件和边界条件, 方程组可以求解。在本文计算中, 时间是从点火具击发起算的, 点火输入量是作为边界输入源“嵌入”主程序的, 同时忽略了与管壁的摩擦及传热作用。

### 四、计算与分析

#### 1. 与试验结果的比较

我们看到, 方程(4)~(8)是一组偏微分方程, 更确切地说是一组非线性拟双曲型方程。其余方程可统称为辅助方程。我们采用 MacCormack 格式编制了程序, 以人机对话形式或文件形式输入基本参量如下:

导爆管(装药)长度	$L=295.4\text{mm}$	导爆管(装药)直径	$d=16.3\text{mm}$
火药燃速系数	$u_1=0.9 \times 10^{-9}(\text{m/s})/\text{Pa}$	火药燃速指数	$\nu=1.0$
火药力	$f=9.0 \times 10^5\text{J/kg}$	颗粒初始密度	$\rho_{p0}=1650\text{kg/m}^3$
初始气体压力	$p_{g0}=p_{p0}=10^5\text{Pa}$	初始温度	$T_{g0}=T_{p0}=288\text{K}$
颗粒屈服强度	$Y=5.2 \times 10^7\text{Pa}$	颗粒剪切模量	$G=3.5 \times 10^9\text{Pa}$

并给定如表 1 的装填条件, 计算得到了不同时刻气体压力  $p_g-x$ , 气流速度  $u_g-x$ , 空隙率分布  $\varphi_g-x$  及不同位置  $x_i$  处  $p_g-t$  曲线。对于 No. 1、No. 3 和 No. 5, 分别如图 2~4 所示。除特殊说明外, 物理量均使用 SI 单位。计算中, 距离步长均取  $\Delta x=1.27\text{mm}$ 。

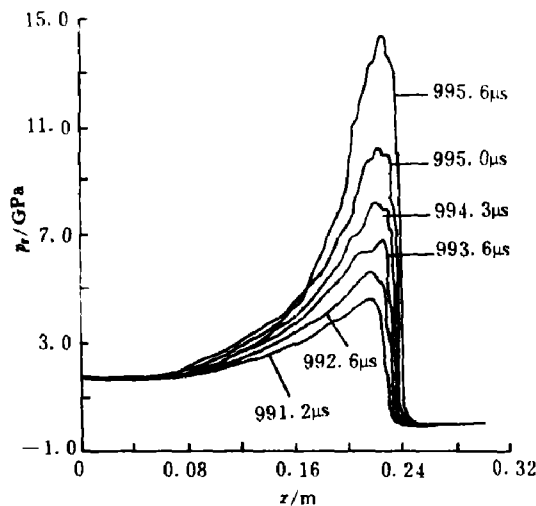


图 2a No. 1 立方体颗粒填床不同时刻压力分布 ( $p_g-x$ )

Fig. 2a Pressure-distance ( $p_g-x$ ) profiles in packed bed of No. 1 cubes particles

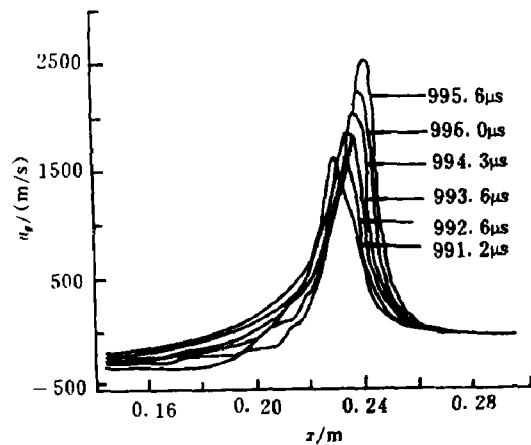


图 2b No. 1 立方体颗粒填床不同时刻速度分布 ( $u_g-x$ )

Fig. 2b Velocity-distance ( $u_g-x$ ) profiles in packed bed of No. 1 cubes particles

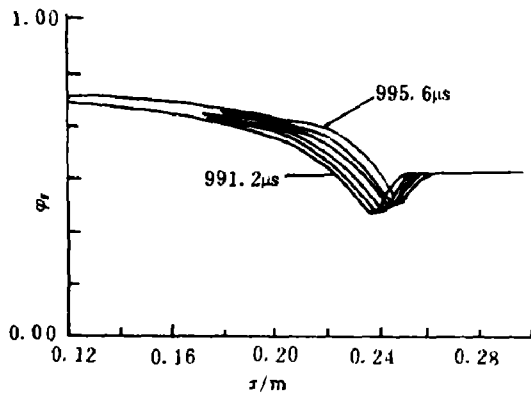


图 2c No.1 立方体颗粒填床不同时刻空隙率分布( $\varphi_r-x$ )

Fig. 2c Porosity—distance ( $\varphi_r-x$ ) profiles in packed bed of NO.1 cubes particles

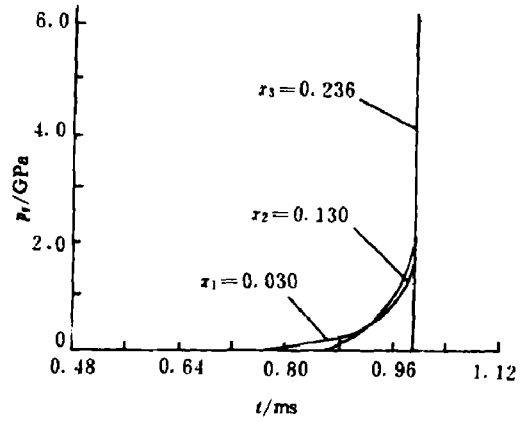


图 2d No.1 立方体颗粒填床不同位置压力随时间的变化( $p_r-t$ )

Fig. 2d Pressure—time variation ( $p_r-t$ ) at various locations in packed bed of No.1 cubes particles

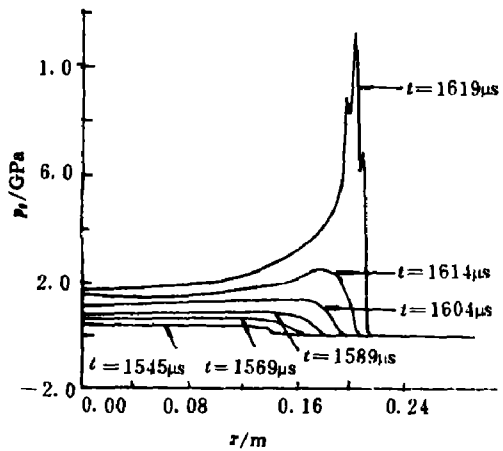


图 3a No. 3 带状药填充床不同时刻压力分布( $p_r-x$ )

Fig. 3a Pressure—distance profiles ( $p_r-x$ ) in packed bed of No. 3 shredded propellant

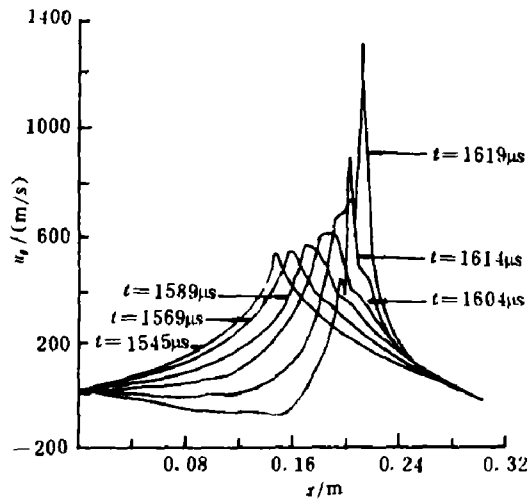


图 3b No. 3 带状药填充床不同时刻速度分布( $u_r-x$ )

Fig. 3b Velocity—distance profiles ( $u_r-x$ ) in packed bed of No. 3 shredded propellant

从表 1 及图 2~4 看到, DDT 的诱导长度与颗粒大小及装药填充率有关, 即与此表面积(单位体积内装药的表面积)有关。从表 2 可以看出, 在装药填充率  $\varphi_r = 0.50 \sim 0.70$  的范围内, 诱导长度与比表面积呈反比。对粉状药 (No. 5),  $d_p = 100 \sim 1200 \mu\text{m}$ , 诱导长度不到 0.140m。对卷曲成“刨花状”的带状药, 尺寸为  $0.5\text{mm} \times 1.6\text{mm} \times 25\text{mm}$  (No. 3), 诱导长度接近于 0.200m。对于棱长为 1.6mm 的立方状火药 (No. 1), 诱导长度超过了 0.230m。如

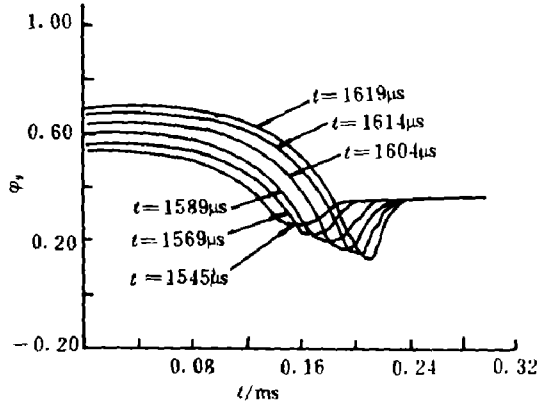


图 3c No. 3 带状药填充床不同时刻空隙率分布( $\varphi_p-x$ )

Fig. 3c Prosoity—distance profiles ( $\varphi_p-x$ ) in packed bed of No. 3 shredded propellant

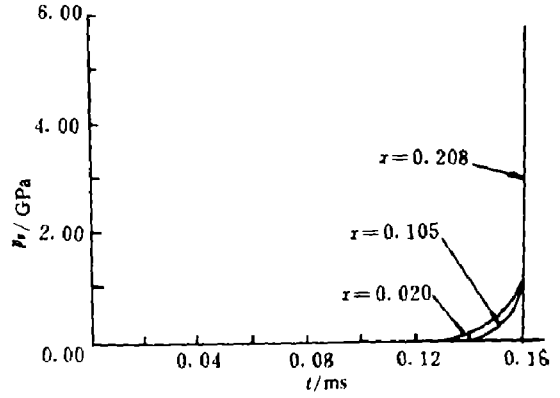


图 3d No. 3 带状药填充床不同位置压力随时间的变化( $p_p-t$ )

Fig. 3d Pressure—time variation ( $p_p-t$ ) at various locations in packed bed of No. 3 shredded propellant

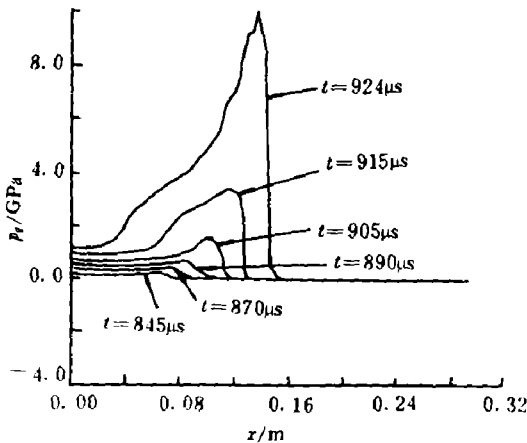


图 4a No. 5 粉状药填充床不同时刻压力分布( $p_p-x$ )

Fig. 4a Pressure—distance profiles ( $p_p-x$ ) in packed bed of No. 5 powdered propellant

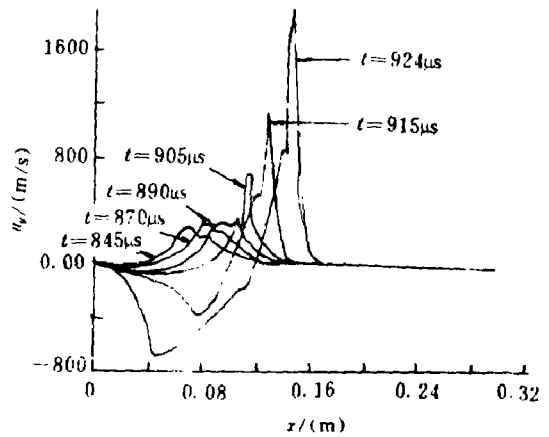


图 4b No. 5 粉状药填充床不同时刻速度分布( $u_p-x$ )

Fig. 4b Velocity—distance profiles ( $u_p-x$ ) in packed bed of No. 5 powdered propellant

将其棱长增加一倍(No. 2),在 300mm 长的导爆管内,实验与我们的计算均表明,不会形成 DDT。从表 1 和表 2 中 DDT 的诱导长度的计算值与实验结果比较来看,误差均不大于 5%,符合程度是良好的。

图 5 是计算得到的点火波阵面速度与试验结果<sup>[2]</sup>的比较(No. 5)。在 100mm 以内,计算得到的点火阵面速度只有几十 m/s 到几百 m/s,比试验外推值稍低一些。火焰面发展到 100mm 之后,计算火焰速度达到大约 3000m/s,与试验值相当。到 200mm 之后,计算得到的火焰速度迅速增加。当火焰传播到 260mm 之后,实测爆速为 4700m/s,而相应 DDT 程

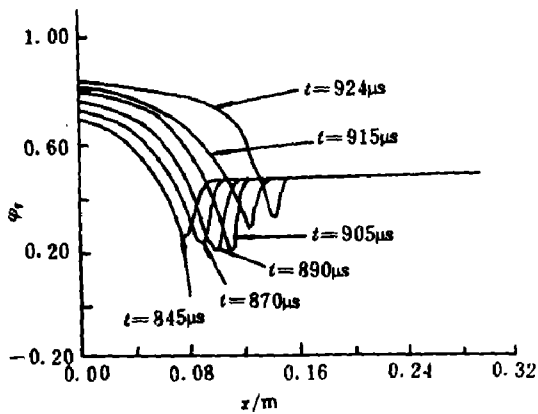


图 4c No. 5 粉状药填充床不同时刻空隙率分布( $\varphi_v-x$ )

Fig. 4c Porosity—distance profiles ( $\varphi_v-x$ ) in packed bed of No. 5 powdered propellant

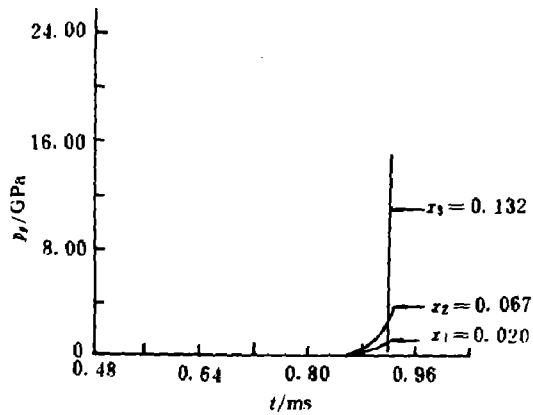


图 4d No. 5 粉状药填充床不同位置压力随时间的变化( $p_p-t$ )

Fig. 4d Pressure—time variation ( $p_p-t$ ) at various locations in packed bed of No. 5 powdered propellant

表 2 诱导长度与比表面积的关系

Table 2 Run-up to detonation versus initial specific surface

火药形状	立方体(No. 2)	立方体(No. 1)	带状(No. 4)	粉状(No. 5)
火药尺寸/(mm)	3.2×3.2×3.2	1.6×1.6×1.6	0.5×1.6×25	$d_p=0.10\sim1.20^{**}$
比表面积 $\frac{S_p \varphi_p^*}{V_p}$	1.125	2.25	2.894	4.0275
诱导长度/(mm)	试验	>300	232	174
	计算	>300	237	172

\*  $S_p$ : 颗粒表面积( $\text{mm}^2$ ),  $V_p$ : 颗粒体积( $\text{mm}^3$ ), \*\*  $d_p$  的平均值  $d$ , 取 0.4mm。

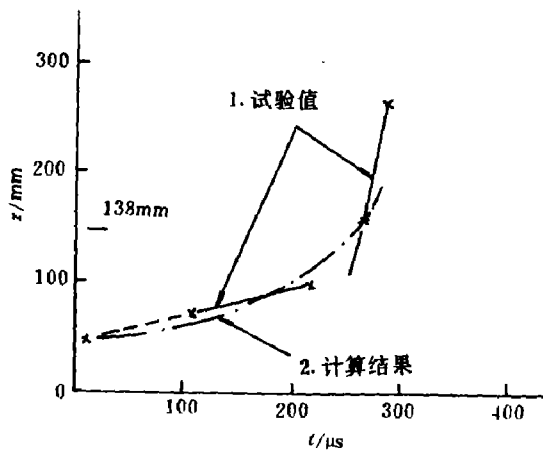


图 5 燃烧波阵面计算结果与实验的比较(No. 5)

Fig. 5 Comparison of the predicted ignition (flame) front with test results (No. 5)

1. Test value, 2. Predicted results



序计算值却达到了 5880m/s,超过了实测速度。表 1 上我们还给出了其它各发计算爆速与试验爆速的比较。总的说,我们发展的 DDT 模型及程序,估算得到的诱导长度和爆速,都与试验值符合得较好。从而说明,我们的程序基本可以满足工程估算的需要。

## 2. 计算结果分析

从图 3a 和图 4a,可以看出,从点火具引燃开始,在相当长的时间或距离内,填充床反应区处于缓慢燃烧状态,温度较低。最大压力处于点火端附近。随着时间的增长,最大压力点逐步前移, $p_r-x$  曲线呈现为中间高两端低的拱形状态。这个时期,可能不足以启动离子探针。当最大压力点移到点火波阵面附近时,装药床相应地在点火波阵面附近形成了局部稠密区(见图 2c、3c 和图 4c)。这时压力梯度值  $\partial p/\partial x$  进一步加大。这种局部稠密区的前移速度,决定了点火阵面的前进速度。这样,最大压力点越来越接近于点火阵面,最后赶上和超过了点火阵面。在本文条件下,最大压力点由点火端前移到点火阵面附近,大约要经历 1000 $\mu$ s 左右。但由此状态过渡到 DDT,使压力上升到 1000MPa 以上,一般只需几十微秒。我们不妨把前者叫诱导期。对于 No. 5,诱导期为 845 $\mu$ s 左右,此后只要再经历 79 $\mu$ s,最大压力则迅速地从 240MPa 上升到 10000MPa 以上。相应气流向前速度最大达 1900m/s,向后最大值达 -800m/s。点火阵面前移速度迅速接近稳态爆轰速度(分别见表 1 和图 4b)。

从图 3a 上看到,因带状药(No. 3)的比表面积比粉状药(No. 5)小些,火焰发展速度相对弱些,发展到 DDT 的诱导期也相应长些,大约要 1545 $\mu$ s。

在图 2d、3d 及 4d 上,我们给出了不同位置的  $p_r-t$  曲线。以图 2d 为例, $x_1$ 、 $x_2$ 、 $x_3$  分别为 30、130 和 236mm。 $x_2$  处压力  $p_{r_2}$  上升时刻比  $x_1$  处的  $p_{r_1}$  晚大约 160 $\mu$ s,但 50 $\mu$ s 之后, $p_{r_2}$  迅速赶上,并超过了  $p_{r_1}$ 。至于  $p_{r_3}$ ,几乎是成垂直上升的, $p_{r_3}$  从 0.1MPa 上升到 8000MPa,大约只用 10 $\mu$ s 时间。这说明, $x_3$  处属稳态爆轰区。

## 3. 关于转变机制的讨论

在这里,我们从计算得到的结果,特别是  $p_r-x$  曲线特性出发,来讨论一下 DDT 的转变机制。我们从图 4a 看到,直到 845 $\mu$ s,仍属正常燃烧状态,温度较低,不可能使离子探针启动。但到了大约 905 $\mu$ s,相应点火阵面传播到 100mm 左右,由压力高峰处同时向前和向后产生了两个压缩波。此时的火焰传播长度,大约为诱导长度的 3/4。这种反应速率突然增长现象,似乎象在此处产生了“热爆炸”。这多少像第二种转变机制。但从图 2a、3a 及 6a 来看,好象只有一个向前传播的压缩波,似乎没有向后传播压缩波的迹象。这又好象是第一种转变机制。事实上,图 4a 与图 2a、3a 及 6a 的差别,仅仅是  $\tau_r$ 、 $m_b$  以及颗粒尺寸不同,而使用的是同一模型和程序,也就是说,图 4a 显示出,“热爆炸”是 DDT 的原动力。而图 2a、3a 和 6a 显示出 DDT 的转变机制是压缩波—冲激波—稳态爆轰。所以,我们认为,DDT 转变机制不仅与火(炸)药的组份有关,还与颗粒物理及几何特性有关(尺寸、形状、填充率及热物性)。我们推测,相同组份的火(炸)药材料,在不同装填条件下,可能有不同的转变机制。从这个意义上说,两种机制是可以相互转化的,并无严格的界限。我们这种设想,还有待实验证实。

此外,我们还就颗粒的可压缩性、颗粒间应力  $\tau_r$  及反应速率  $m_b$  进行了对比计算。其中 No. 6 与 No. 5,仅仅  $\tau_r$  不同,诱导长度增加了大约 10mm,但诱导时间反而缩短了大约 10 $\mu$ s。其他问题因篇幅限制,不再叙述。

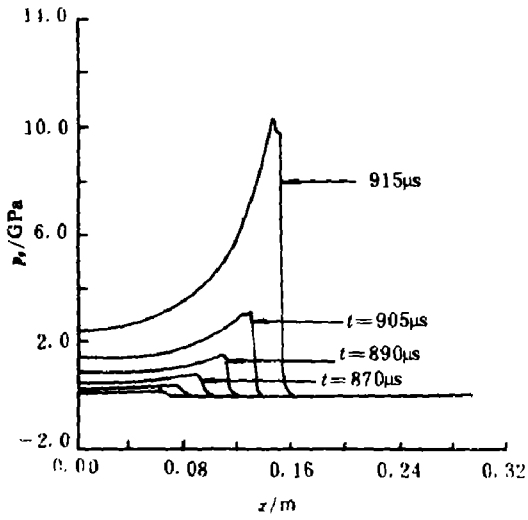


图 6a No. 6 粉状药填充床不同时刻压力分布( $p_r-x$ )

Fig. 6a Pressure—distance ( $p_r-x$ ) profiles in packed bed of No. 6 powdered propellant

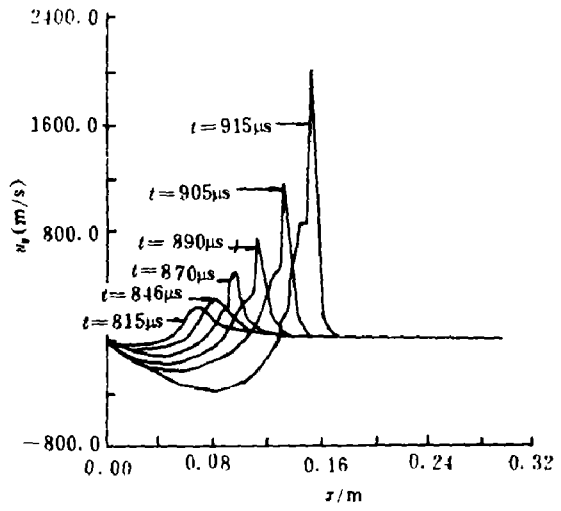


图 6b No. 6 粉状药填充床不同时刻速度分布( $u_r-x$ )

Fig. 6b Velocity—distance ( $u_r-x$ ) profiles in packed bed of No. 6 powdered propellant

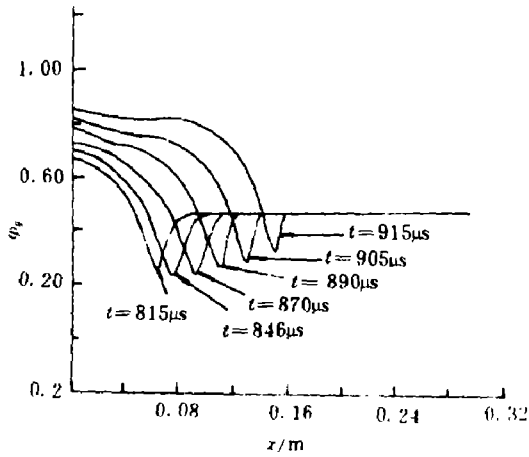


图 6c No. 6 粉状药填充床不同时刻空隙率分布( $\phi_v-x$ )

Fig. 6c Porosity—distance ( $\phi_v-x$ ) profiles in packed bed of No. 6 powdered propellant

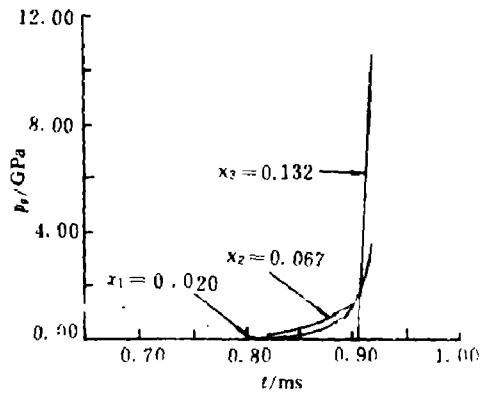


图 6d No. 6 粉状药填充床不同位置压力随时间的变化( $p_r-t$ )

Fig. 6d Pressure—time ( $p_r-t$ ) at various locations in packed bed of No. 6 powdered propellant

### 五、结论与讨论

通过以上分析,可得到如下看法。

(1)本模型描述了多孔填充床中 DDT 的基本物理过程,所编制的程序可以用于 DDT 问题的模拟和工程估算。

(2)本程序模拟得到的诱导长度,火焰阵面传播速度与试验数据比较,结果基本一致。

(3)本文采用的本构关系式和辅助关系式,及初、边条件拟定方法是可行的。

(4)本文程序中采用 MacCormack 格式及小步长( $\Delta x = 1.27\text{mm}$ )措施进行 DDT 模拟,实践证明是可行的。

(5)我们提出了 DDT 转变机制可以相互转化的见解,还有待试验证实。

(6)本文模型及程序还有待改进。当填充率  $\varphi_p > 85\%$  时,诱导长度模拟结果与试验值相比偏大。

### 参 考 文 献

- [1] 曲作家,于津平等. 华东工学院学报,1989,(2):14~20
- [2] Bernecker R R, Price D. Combustion and Flame, 1982, 48:219~231
- [3] Price D, Bernecker R R. Combustion and Flame, 1974, 22:119~129
- [4] Baer M R, Gross R J, Nunziato J W. Combustion and Flame, 1986, 65:15~30
- [5] Buller P B, Lembeck M F, Krier H. Combustion and Flame, 1982, 46:75~93
- [6] Butler P B, Krier H. Combustion and Flame, 1986, 63:31~48
- [7] 王升晨,周彦煌. 兵工学报,1987,(4):10~19
- [8] 周彦煌,刘千里,王升晨. 兵工学报,1989,(1):2~9
- [9] Wang S Y, et al. Prog Energy Combust Sec, 1985:311~331
- [10] Carrall M M, Holt A C. J Appl Phys, 1972, 43(4):1626~1635
- [11] 周彦煌,孙兴长等,兵工学报,1984,(4):11~14

## MODELING OF DEFLAGRATION—TO—DETONATION TRANSITION (DDT) IN POROUS PROPELLANT BEDS

Zhou Yanhuang

(East China Institute of Technology, Nanjing 210014)

Wang Shengchen

(Shanxi Mechanical & Electrical Institute, Shanxi)

**ABSTRACT** With decreasing the porosity of charge beds in guns and increasing niframine content of solid propellants in rockets, the overall performance of these systems is improved, except that the sensitivity of deflagration-to-detonation transition (DDT) is strengthened. Under certain conditions, DDT can occur in the high-energy granulated solid propellant beds. The emphasis of this paper is on the transient event prior to detonation. A reactive two-phase flow model of this phenomenon is established and solved with the MacCormack finite difference scheme. The detonation run-up distance and the detonation velocity predicted by computation were in good agreement with the experimental observations. The calculated results show that the two kinds of transition mechanism of granular solid propellant beds appear to be changeable from one to another.

**KEY WORDS** combustion, detonation, two-phase flow, numerical calculation