

# 一维粉尘爆轰波结构的数值计算

黄婉莉 郭汉彦  
(中国科学院力学研究所)

**摘要** 本文发展了 P. Wolanski 等人建立的关于一维自持粉尘-空气混合物的爆轰模型<sup>[1]</sup>, 考虑了气、固两相通过击波以后的温度弛豫效应。作者根据文献 [2] 中所建立的 Chapman-Jouguet 条件的表述: “在定常爆轰的 C-J 平面上, 我们有  $M=1$  和  $dM=0$ ”, 给出了一种确定自持爆速的有效算法。这一方法具有独立于方程组的积分方式, 因而优于至今人们给出的其他同类算法。用改进后的模型和算法, 作者对粉尘爆轰波结构的基本特征和参数影响作了初步探讨。文中一些理论结果还与国外同类实验结果进行了对比。

**关键词** 两相流 粉尘爆轰 爆轰波结构

## 符号说明

$a$ 气体声速 (m/s)	$A$ Arrhenius 公式的指前因子 (m/s)
$c$ 颗粒材料的比热 ( $\text{m}^2/\text{s}^2 \cdot \text{K}$ )	$C_n$ 颗粒阻力系数
$c_p$ 气体的平均定压比热 ( $\text{m}^2/\text{s}^2 \cdot \text{K}$ )	$D$ 爆轰波速度 $D = u_0$ (m/s)
$D_k$ 管道的水力直径 (m)	$d_p$ 颗粒直径 (m)
$E$ 活化能 (J/kg)	$K$ 颗粒群反应速率 ( $\text{kg}/\text{m}^3 \cdot \text{s}$ )
$M$ 马赫数 $M = u/a$	$Nu$ Nusselt 数
$n$ 颗粒的数密度 ( $1/\text{m}^3$ )	$p$ 压力 (Pa)
$Pr$ Prandtl 数	$Q_0$ 每单位质量颗粒的燃烧热 ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )
$q_r$ 辐射损失 ( $\text{J}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ )	$q_s$ 粘性耗散项 ( $\text{J}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ )
$q_w$ 对流壁面损失 ( $\text{J}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ )	$R$ 气体常数 ( $\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$ )
$Re$ 雷诺数	$T$ 温度 (K)
$u$ 速度 (m/s)	$\gamma$ 气体的比热比 ( $\gamma = c_p/c_v$ )
$\varepsilon$ 辐射本领	$\rho$ 气体密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\rho_p$ 颗粒材料的密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$\sigma_{O_2}$ 每单位体积混合物中氧的质量 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\sigma_p$ 每单位体积混合物中颗粒相的质量 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$\sigma_{p,f}$ 每单位体积混合物中燃料的质量 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\sigma'$ Stefan-Boltzmann 常数	$\beta$ 反应热分配因子
$\phi_a$ 灰份系数	$\phi_s$ 多孔性系数
$\lambda$ 气体热导率 ( $\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^3 \cdot \text{K}$ )	$\mu$ 气体的动力粘性系数 ( $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}$ )
$\tau_w$ 壁面剪切应力 ( $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}^2$ )	

下标的含义: 0 表示初值,  $f$  表示燃料,  $p$  表示颗粒,  $w$  表示壁面,  $a$  表示灰份。

## 1. 引言

对粉尘爆轰波的研究在理论上和实际上都具有重要意义。理论上它属于带化学反应的两

\* 本文中部分结果曾于1988年11月在上海召开的中国工程热物理学会第六届年会上报告过。

1990年1月11日收到原稿, 5月22日收到修改稿。

相流中的冲击波问题,它的特点是极高的传播速度和很大的超压,并且具有较长的反应阵面和明显的反应区结构。粉尘爆轰形成的方式通常有两种:一种是由长管道中的火焰不断加速到爆轰;火焰沿管道不断加速过程中表现为爆燃向爆轰转变中的许多过渡状态,爆轰即是这些不稳定的过渡态的理论上限状态。这方面的研究进展对煤矿巷道、气力输送系统和除尘系统管道的安全防护提供理论依据。另一种是直接由一个很强的击波来产生;比如:采矿操作中凝聚相炸药的爆炸、瓦斯爆炸引发的可燃粉尘参与的混合爆轰。因此许多工业粉尘被拿来作击波点火试验(煤粉、有机粉尘、金属粉末、炸药粉末),考察它们的点火特性。与实验并行的理论工作已有许多,其中有1984年P. Wolanski提出的一维粉尘爆轰模型<sup>[1]</sup>。本文的工作就是将Wolanski的模型和算法中以下两点做了改进:

1. Wolanski的模型中假设固相颗粒温度与气体温度在每一时刻都是相等的。我们修改了该假设,考虑了气、固两相间的温度不平衡,更真实地反映了爆轰波结构中颗粒经历的物理过程。这样处理使我们能够利用颗粒温度做点火阈值,而不仅仅依赖颗粒在击波后的点火弛豫时间的实验数据做点火判据,前者数据可从其它实验得到。利用颗粒温度做点火判据给不同尺度颗粒的点火行为的理论描述带来方便。考虑两相间温度不平衡效应必须解决的难点是颗粒的升温机理。本文对燃烧颗粒的升温过程作了分析,建立了颗粒的升温方程。

2. 关于自持爆速的计算,按定常爆轰理论,对于一个自持传播的爆轰波,该反应区尾部终止于一个声面(通常称为C-J平面),这个声面将反应区与后方的稀疏波隔开,使稀疏波不能侵入反应区而削弱爆轰波。Wolanski的文章中将气相、无损失的爆轰的Zel'dovich公式 $D = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_0}$ 应用于粉尘爆轰,用有效热释放 $Q_{eff}$ 代替 $Q_0$ ,给出一个近似的爆速公式。其中有效热 $Q_{eff}$ 是通过与气相的类比和物理分析给出的。在用迭代法计算爆速的过程中,为避免在马赫数 $M=1$ 处方程组的奇异性引起的数值发散现象,取马赫数 $M=0.95$ 处的截面参量来代替 $M=1$ 处的截面参量。

## 2. 基本方程

我们考虑管道中一维粉尘爆轰波的自持结构。它是由一个先导击波和紧跟其后的点火弛豫区及化学反应区组成。先导击波前为分布均匀的粉尘-氧化剂混合物。在这里我们修改了Wolanski模型中气固两相间的等温假设,建立了颗粒的升温方程。

我们的基本假设是:

1. 两相流为双连续流体;
2. 粉尘颗粒为球形、大小相等、颗粒材料密度为常数;
3. 颗粒内部温度均匀;
4. 气相是完全气体;
5. 两相流为稀相流,忽略颗粒相体积分数;
6. 化学反应为单一的不可逆放热反应,反应过程由颗粒表面的非均相反应控制。

这样对于击波坐标系下一维定常的粉尘爆轰波结构(如图1所示),我们有

1. 守恒方程:

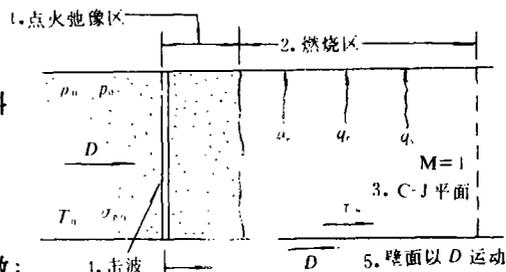


图1 击波坐标系下粉尘爆轰波结构示意图

Fig.1 Dust detonation structure in shock fixed coordinates

1. Relax zone; 2. Barn zone; 3. C-J plane;
4. Shock wave; 5. Wall plane motion

$$\text{质量守恒} \quad \frac{d}{dx} (\rho u + \sigma_p u_p) = 0 \quad (1)$$

$$\text{动量守恒} \quad \frac{d}{dx} (\rho u^2 + \sigma_p u_p^2) = -\frac{dp}{dx} - \frac{4}{D_h} \tau_w \quad (2)$$

$$\text{能量守恒} \quad \frac{d}{dx} \left[ \rho u \left( c_p T + \frac{1}{2} u^2 \right) + \sigma_p u_p \left( c T_p + \frac{1}{2} u_p^2 + \frac{Q_0}{1 - \phi_a} \right) \right] = \frac{4}{D_h} (q_s - q_w - q_r) \quad (3)$$

$$\text{颗粒数守恒} \quad n u_p = n_0 u_{p0} = n_0 u_0 \quad (4)$$

能量方程式(3)中燃烧热通量的变化项  $d[(\sigma_p u_p Q_0)/(1 - \phi_a)]/dx$  的推导详见文献[1]。

2. 状态方程:

$$p = \rho RT \quad \text{并且} \quad h = c_p T = \frac{a^2}{\gamma - 1}, \quad a^2 = \gamma RT \quad (5)$$

3. 氧、燃料质量流密度变化方程:

$$\frac{d}{dx} (\sigma_{O_2} u) = -\phi_{O_2} K \quad (6)$$

$$\frac{d}{dx} (\sigma_{O_2} u) = -\frac{1}{1 - \phi_a} \frac{d}{dx} (\sigma_p u_p) = -K \quad (7)$$

其中  $K$  是颗粒群的反应速率,  $\phi_{O_2}$  是燃料与氧气的化学当量比。

4. 燃烧模型: 这里我们假定燃烧区的化学反应方式为燃料(固)+氧气 $\Rightarrow$ 气体产物+灰份(固)+反应热 $\downarrow$

粉尘爆轰波的结构主要取决于颗粒群的化学反应速率  $K$ 。在稀相流的假设下, 由于忽略颗粒间的直接相互作用, 问题简化为只需确定单个颗粒的燃烧速率, 二者的关系为

$$K = -n \frac{dm_f}{dt} = -n \frac{1}{1 - \phi_a} \frac{dm_p}{dt} \quad (8)$$

Wolanski 利用固体推进剂中有关理论建立了下列单个颗粒燃烧模型<sup>[1]</sup>:

考虑到颗粒的燃烧产物中通常含有灰份, 这些灰份残留于颗粒表面, 对氧气进一步与燃料反应起阻塞作用, 这样就有

$$-\frac{dm_p}{dt} = \rho_p \pi d_p^2 \phi_s (1 - \phi_a) u_b \quad (9)$$

颗粒表面燃烧速度

$$u_b = A \cdot f \cdot [\sigma_{O_2} / (\sigma_{O_2})_0]^{S_1} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (10)$$

其中灰份阻塞系数  $f$

$$f = \left(\frac{m_f}{m_p}\right)^S = \left[ \left(1 - \phi_a \frac{\sigma_{p0} u_0}{\sigma_p u_p}\right) / (1 - \phi_a) \right]^S$$

常数  $\phi_a$  是形成的灰份与烧掉的燃料的质量比。

由方程(4)、(8)、(9)、(10)得颗粒群反应速率为

$$K = 6 (\sigma_p/d_p) \phi_s \cdot A \cdot f [\sigma_{O_2} / (\sigma_{O_2})_0]^{S_1} \exp(-E/RT) \quad (11)$$

两相流效应

根据文献 [3] 中第 6 章 C. T. Crown 的论述, 给出反应颗粒的运动方程

$$m_p \frac{du_p}{dt} = (\rho \cdot \pi d_p^2 C_D / 2) |u - u_p| (u - u_p) \quad (12)$$

式中  $C_D$  采用 Walsh<sup>[4]</sup> 的阻力系数

$$C_D = C_{D,C} + (C_{D,FM} - C_{D,C}) e^{-A \cdot Re_p^N}$$

其中  $C_{D,C}$ ,  $C_{D,FM}$ ,  $A$ ,  $N$  都是  $M_p$  的经验函数。

在现在的模型中, 颗粒与气体间温度是不平衡的, 为建立颗粒升温方程, 参考 Crown<sup>[3]</sup> 给出的单个颗粒的能量方程式 (13), 我们先做如下讨论:

$$m_p \frac{di_p}{dt} = \dot{Q}_p + \frac{dm_p}{dt} (\bar{h}_s - h_p) \quad (13)$$

其中  $\dot{Q}_p$  是颗粒传热速率, 它是由对流换热和辐射引起的,

$$\dot{Q}_p = Nu \pi \cdot d_p \lambda (T - T_p) + \pi d_p^2 \sigma' (\epsilon_w T_w^4 - \epsilon_p T_p^4) \quad (13)'$$

而  $(\bar{h}_s - h_p) \dot{m}_p$  是由于化学反应在两相间的质能转换而引起的能量转移。 $\bar{h}_s$  是颗粒表面上气相的比焓。

现在的模型把颗粒表面与气体之间的速度和温度处理成某种“间断”, 即不考虑颗粒表面的边界层结构。但对反应的颗粒, 边界层中平均温度  $\bar{T}_s$  是高于颗粒或气体中的温度的, 导致产生颗粒表面高温边界层的能量来源于混合物燃烧释放的热量。

因此, 我们建立单颗粒升温方程如下

$$m_p c \frac{dT_p}{dt} = Nu \pi d_p \lambda (T - T_p) + \pi d_p^2 \sigma' (\epsilon_w T_w^4 - \epsilon_p T_p^4) + (1 - \beta) Q_0 \cdot K / n \quad (14)$$

式中  $\beta$  是燃烧热释放机理因子,  $0 < \beta < 1$ 。 $\beta$  反映了颗粒边界层反应热在两相之间的分配情况。当反应热向气相扩散占主导地位时,  $\beta \rightarrow 1$ ; 当反应热向颗粒内部热传导占主导地位时,  $\beta \rightarrow 0$ 。一般地讲, 更复杂的颗粒升温模型由相应更详细的单颗粒流场分布和更复杂的化学反应模型来决定, 但是会增加计算量和由于化学反应带来新的不确定性。

### 3. 计算方法

我们在计算中将先导击波处理为强间断, 而穿过击波的两相流视为冻结流。颗粒靠击波后高温气体加热升温至一定阈值而点火燃烧, 从而释放化学能。

设波前状态为  $u_0$ 、 $\rho_0$ 、 $T_0$ 、 $p_0$ 、 $\sigma_{p0}$ , 对方程 (1)、(2)、(3)、(6) 直接积分得

$$\begin{aligned} \rho u + \sigma_p u_p &= \tilde{\rho}_0 u_0 \\ \rho u^2 + \sigma_p u_p^2 + p + W_1 &= \tilde{\rho}_0 u_0^2 + p_0 \\ \rho u \left( \frac{1}{2} u^2 + c_p T \right) + \sigma_p u_p \left( \frac{1}{2} u_p^2 + c_p T_p + \frac{Q_0}{1 - \phi_a} \right) + Q_w \\ + Q_r - Q_s &= \tilde{\rho}_0 u_0 \left[ (1 - \eta) c_{p0} T_0 + \frac{u_0^2}{2} + \eta c T_0 + \frac{\eta Q_0}{1 - \phi_a} \right] \end{aligned}$$

$$\sigma_{O_2} u - \frac{\phi_{O_2}}{1 - \phi_a} \sigma_p u_p = u_0 (\sigma_{O_2})_0 - \frac{\phi_{O_2}}{1 - \phi_a} \sigma_{p0} u_0$$

其中  $\tilde{\rho}_0 = \rho_0 + \sigma_{p0}$ ,  $\eta = \sigma_{p0} / \tilde{\rho}_0$ , 损失项由 P. Wolauski<sup>[1]</sup> 所给公式计算:

$$W_l = 4 (x / D_h) c_f \rho (u_0 - u)^2 / 2$$

$$Q_w = 4 (x / D_h) (c_f / 2) \rho (u_0 - u) \left\{ c_p T + (u_0 - u)^2 / 2 - c_p (T_w) T_w \right\}$$

$$Q_s = 4 (x / D_h) c_f \rho u_0 (u_0 - u)^2 / 2$$

$$Q_r = 4 (x / D_h) \varepsilon \sigma T^4$$

$$c_f = 0.074 (\text{Re}_x)^{-1/5} = 0.074 (\rho u x / \mu)^{-0.2}$$

这样问题就化为求解上述诸代数方程和下列一阶非线性常微分方程组的初值问题:

$$(*) \begin{cases} \frac{d}{dx} (\sigma_p u_p) = -(1 - \phi_a) K \\ \frac{d}{dx} (u_p) = \frac{3}{4} \frac{c_p \mu}{d_p \rho_p} \left\{ u - u_p \right\} (u - u_p) / u_p \\ \frac{d}{dx} (T_p) = \left[ N_1 \pi d_p \lambda (T - T_p) + \pi d_p^2 \sigma' (\varepsilon_w T_w^4 - \varepsilon_p T_p^4) \right. \\ \quad \left. + (1 - \beta) Q_0 K / n \right] / (m_p c_p u_p) \\ x=0: \sigma_p u_p = (\sigma_p u_p)_0 = (\sigma_p u_p)_0 \\ T_p = T_{p1} = T_0 \\ u_p = u_{p1} = u_0 \end{cases}$$

下标 1 表示紧靠击波后状态。

由于问题中自持爆速  $u_0$  是未知的, 须引入附加条件。本文根据文献 [2] 所给的 Chapman-Jouguet 条件做为确定自持解的定解条件, 即

$$\text{在 } M(x_{CJ}) = 1 \text{ 时, } M'(x_{CJ}) = 0 \quad (15)$$

其中  $x_{CJ}$  是爆轰波结构中 C-J 平面所在位置, 亦是我们沿  $x$  方向数值积分的终止面。

我们数值计算粉尘爆轰波结构的算法如下:

1. 先设一初值  $u_0$ ;

2. 数值积分方程组 (\*), 每对  $x$  积分一步  $\Delta x$ , 则解出该处的  $\sigma_p$ 、 $u_p$ 、 $T_p$ , 用它们并根据前面有关代数式求出该截面上其它变量以及马赫数  $M$  的值;

3. 数值积分一直算到  $M$  数接近 1 时, 再往前积分一步  $\Delta x$ , 方程组 (\*) 无实数解, 积分自动终止;

4. 在积分终止前, 若  $M$  数趋近 1 的形态为单调增, 则取较大爆速值  $D_1 = u_0 + h (h > 0)$ , 回到步骤 2; 若积分终止前  $M$  数呈非单调增变化, 则取较小的爆速  $D_2 = u_0 + h_1 (h_1 < 0)$ , 回到步骤 2。用这种迭代方法求自持爆速, 直到  $D_1$  和  $D_2$  充分靠近。

上述算法中步骤1至3, 使我们对每一给定的爆速  $u_0$  都得到一个爆轰波沿  $x$  方向的完整的状态量分布。步骤4告诉我们如何在迭代的一系列爆速值中选取唯一的值  $D_{CJ}$ 。

大量计算结果表明, 当爆速迭代接近  $D_{CJ}$  时, 所解出的结构剖面在积分终止前一步, 马赫数  $M$  趋近于1的变化率最小, 此时马赫数都在0.99左右。根据式(15)的C-J条件, 我们认为由上述算法得到的  $D_{CJ}$ , 确是我们所要求的自持解。

计算中使用的努塞尔数<sup>[5]</sup>、气体定压比热<sup>[1]</sup>、粘性系数<sup>[1]</sup>如下:

$$Nu = \frac{2e^{-M_p}}{1 + 17M_p/Re_p} + 0.459 Pr^{0.33} \cdot Re_p^{0.55} \frac{(1 + 0.5e^{-17M_p/Re_p})}{1.5}$$

$$Re_p < 10^4, M_p < 6$$

$$c_p(T) = 1005 + 2.56 \times 10^{-2} (T - 295)^{1.296} \quad (\text{m}^2/\text{s}^2 \cdot \text{K})$$

$$\mu(T) = 1.85 \times 10^{-5} + 1.54 \times 10^{-7} (T - 300)^{0.762} \quad (\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s})$$

须要指出, 原文献[1]中给出的粘性系数  $\mu$  的公式 [ $\mu(T) = 1.85 \times 10^{-4} + 1.54 \times (T - 300)^{0.762}$  (gm/cm·s)] 有误。 $\lambda = \lambda(T)$  由文献[6]的物性表给出, 其它参数如下:

$$\rho_p = 750 \text{ kg}/\text{m}^3$$

$$c = 1005 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$Q_0 = 1.272 \times 10^7 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\phi_a = 0.26$$

$$\phi_{0_2} = 0.877$$

$$\varepsilon_p = 0.3$$

$$p_0 = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$\rho_0 = 1.184 \text{ kg}/\text{m}^3$$

$$T_0 = 298 \text{ K}$$

$$Pr = 0.7$$

$$D_h = 6.45 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$\varepsilon_w = 0.8$$

#### 4. 主要结果与讨论

文献[1]提供了小麦、燕麦和空气的混合物中的爆轰的一些实验结果。为与实验数据对比, 我们在计算中燃烧参数取值为  $E/R = 10,000 \text{ K}$ ,  $A = 8.2 \text{ m/s}$ ,  $S = 3$ ,  $S_1 = 2$ ,  $\phi_s = 1$ ,  $\beta = 0.78$ , 取小麦点火温度  $T_{i,g} = 750 \text{ K}$ , 并对初始粉尘浓度  $\sigma_p = 0.305 \text{ kg}/\text{m}^3$ , 颗粒直径  $d_{p0} = 50 \mu\text{m}$  的粉尘云进行计算。

压力与击波后时间变化如图2所示。击波后由于高速气流和颗粒相互作用, 使压力继续上升, 当颗粒燃烧一开始, 压力便开始下降。对给定的粉尘, 影响最大压力  $p_{max}$  的因素有波速, 固相载荷比, 点火弛豫时间等。波速、粉尘浓度  $\sigma_{p0}$  越大,  $p_{max}$  越大。点火弛豫时间越长 (对小于两相流速度弛豫时间而言), 则  $p_{max}$  越大。图2中理论压力曲线还与文献[1]中的实验曲线作了对比。理论计算波速  $D = 1546 \text{ m/s}$ , 而实验波速  $D_0 = 1530 \text{ m/s}$ , 爆轰波结构的长度和压力剖面变化情况二者也符合得很好, 这主要

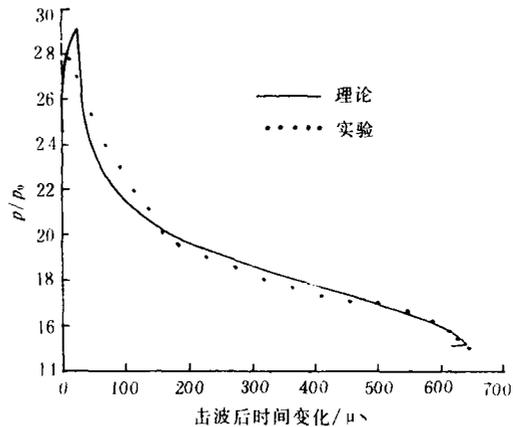


图2 反应区压力随击波后时间变化曲线

Fig.2 Pressure distribution in the reaction zone  
— Theory data; ..... Experimental data

是由于改进的模型考虑了两相间温度不平衡效应，从而改变了颗粒在波阵面中的化学反应速率。

图3显示了击波坐标系下气、固两相的速度分布。在点火弛豫区和燃烧的初始阶段，颗粒迅速减速；然后，当气体加速赶上颗粒后，颗粒跟在气体后保持一定速度差直到C-J平面。两相速度平衡时间约30 μs。

气体、颗粒温度变化见图4。气体通过击波压缩后温度急剧上升，颗粒靠对流传热温度缓慢增加。当颗粒温度增至点火温度时，燃烧开始；由于部份反应热加给颗粒， $T_p$ 迅速上升至最大温度，然后随着燃烧速率的减慢，颗粒通过对流使本身温度与气体温度逐渐接近。图3和图4的计算结果表明在C-J平面处气、固间速度和温度仍未达到平衡，两相流从击波后到C-J平面都是松弛流动，但在C-J平面处速度差和温度差已很小。

图5给出了氧浓度和颗粒浓度变化曲线。由于击波后气体的急剧压缩和颗粒加速相对较慢的缘故，在击波后30 μs内有一个局部富氧区，这给颗粒在击波后点火和燃烧的初始阶段造成有利条件。这点可有如下证明：

将方程(6)、(7)积分得

$$\begin{aligned} \sigma_{O_2} u - \phi_{O_2} \sigma_{p,f} u_p &= \\ u_0 (\sigma_{O_2})_0 - \phi_{O_2} \sigma_{p0} u_0 & \end{aligned}$$

于是当地氧与燃料的浓度比为

$$\frac{\sigma_{O_2}}{\sigma_{p,f}} = \phi_{O_2} \frac{u_p}{u} + \left[ \frac{(\sigma_{O_2})_0}{\sigma_{p0}} - \phi_{O_2} \right] \frac{\sigma_{p0} u_0}{u \sigma_{p,f}}$$

当初始粉尘云满足氧平衡时，即  $(\sigma_{O_2})_0 / \sigma_{p0} = \phi_{O_2}$ ，则  $\sigma_{O_2} / \sigma_{p,f} \geq \phi_{O_2} \Leftrightarrow u_p \geq u$ ，这说明颗粒富氧时间与两相速度平衡时间相等。当初始粉尘云中氧与燃料的浓度比大于或小于  $\phi_{O_2}$  时，分别对应于富氧时间大于或小于两相速度平衡时间。

图6显示了击波后气体和颗粒当地马赫数的变化情况。考察气体马赫数趋近于1的变化形态是确定自持爆速的依据。

研究初始氧浓度对反应区压力波形的影响在图7中给出。图中绘出在纯氧、空气和贫氧

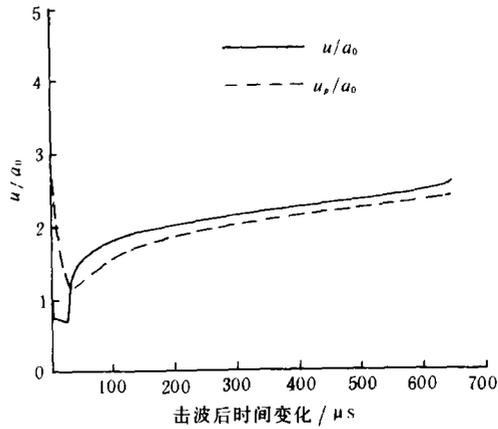


图3 反应区气体颗粒速度随击波后时间变化曲线  
Fig.3 Velocity distribution in the reaction zone

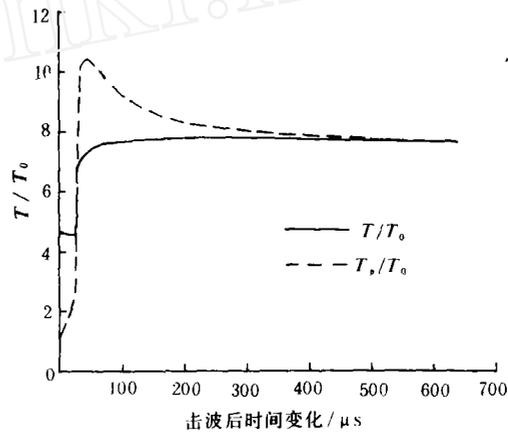


图4 反应区颗粒、气体温度变化  
Fig.4 Variation of temperature in the reaction zone

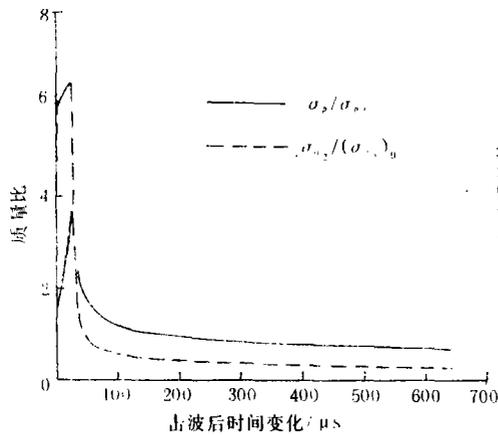


图5 反应区固相、氧浓度变化曲线  
Fig. 5 Variation of concentrations in the reaction zone

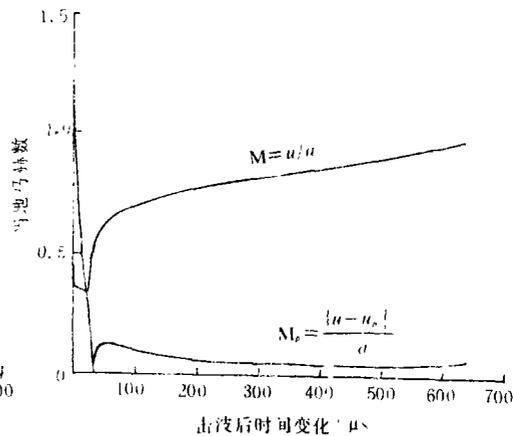


图6 击波后气体、颗粒当地马赫数变化  
Fig.6 Variation of Mach number after shock front

时压力波形。更多的计算结果表明,当氧质量分数从50%增至100%时,爆轰波速度从1606 m/s 增至1608 m/s。改变氧质量分数后,受影响较大的是最大压力  $p_{m,x}$  和爆轰波结构长度。

图8是粉尘浓度和爆轰速度的理论曲线与文献[1]中所给小麦、燕麦实验数据的对比。

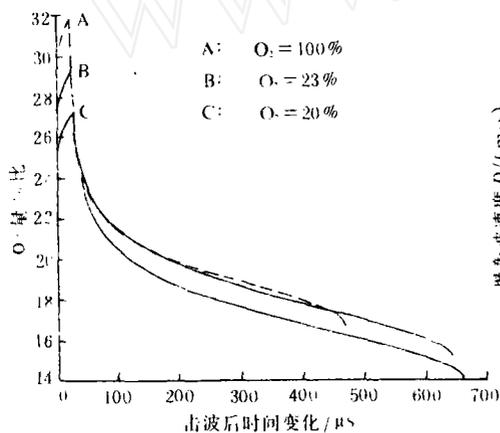


图7 初始氧浓度对反应区压力剖面的影响  
Fig.7 The influence of initial oxygen concentration on the reaction zone pressure profile

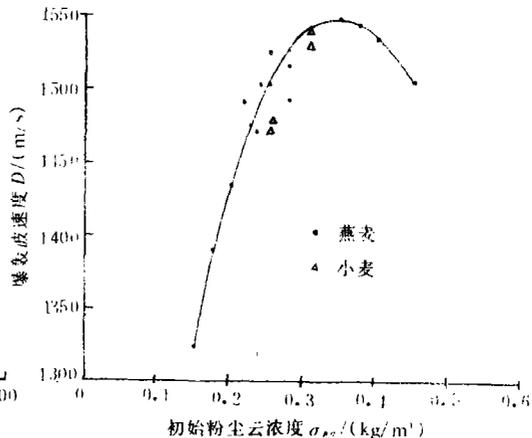


图8 燕麦、小麦粉尘爆轰速度与初始粉尘云浓度关系曲线  
Fig.8 Measured and computed detonation velocities vs. initial dust concentration  
▲ Wheat ○ Oats

对比结果二者符合得较一致。理论曲线指出,当粉尘浓度降低时,爆速从最大值下降;随着爆速下降,曲线的切线斜率变化率越来越小,粉尘浓度趋于一下限值,即自持粉尘爆轰的最小初始粉尘浓度。

对粉尘爆轰,在C-J平面处,化学反应仍在进行,但是已很弱。使爆轰波自持的有效

反应区长度短于整个燃烧区的长度。这是C-J平面处的两相流效应和管壁损失所决定的。

我们在计算中还考察了管壁损失项 $Q_w$ 、 $Q_r$ 、 $Q_s$ 的影响。粉尘爆轰的有效反应区长度比气相爆轰要长,约为一米量级。计算结果,整个阵面总的壁面能量损失 $Q_w + Q_r + Q_s$  燃烧热释放总能量的7%,其中 $Q_w$ 和 $Q_s$ 同量级,辐射热损失较对流和边界粘性耗散项小到可忽略不计。这个结果是对管直径 $D_h = 6.45$  cm的管子得到的,可以想见,对于更粗的管道和更细的粉尘时可能更适于发生爆轰。

### 5. 结论

本文模型考虑了两相流的温度弛豫效应,更接近真实地模拟了粉尘爆轰波的结构。修改后的模型较简单,尚能揭示粉尘爆轰的一些基本性质;整个问题(包括方程和定解条件)的提法是适定的。据它编制的程序可用来考察诸多参数的影响(特别是那些不易直接测量的和瞬态的量)。

粉尘爆轰波的松弛结构强烈地依赖于两相流效应和颗粒的化学反应速率。在C-J平面处,将两相流动处理成平衡流或等温流(P. wolanski模型)都是一种理论近似。化学反应速率的影响作用使得燃烧模型成为模拟粉尘爆轰问题不确定性的最大来源。在现在的计算中,燃烧参数的选择有很大的灵活性。与压力实验曲线较好符合的一组燃烧参数并不一定是唯一的,这给计算结果带来不确定性。这个模型合理参数的选择只能将计算结果与各种条件下的实验作广泛对比来确定,而这样的实验数据现在还很缺乏。

本文给出的算法根据文献[2]中的定解条件,由于该条件和本文的定解算法是借助于无量纲量——马赫数 $M$ 来表述的,故有它的普适意义。它适用于同样一类方程的定解条件,与选用的积分方式无关,与化学反应率表达形式无关。更一般地,只要满足气相是完全气体(物性参数可随温度变化)的不可逆化学反应的两相流的C-J爆轰都可用本文给出的对满足 $M=1$ 且 $dM=0$ 的点做一维搜索的方法来定解。所以本文的算法是较一般的。

### 参 考 文 献

- [1] Wolanski, P. et al., The Structure of Dust Detonations, Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations: AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics edited by J. R. Bowen, N. Manson, A. K. Oppenheim and R. I. Soloukhin, 94 (1984), 211.
- [2] 丁 桦、黄婉莉, 粉尘爆轰的C-J条件, 全国第四届爆炸力学学术会议论文集, EM1-508, (1990), 合肥.
- [3] Smoot, L. D., Pratt, D. T., 著, (傅维标、卫景彬译), 粉煤燃烧与气化, 清华大学出版社, (1983).
- [4] Walsh, M. J., Drag Coefficient Equations for Small Particles in High Speed Flows, *J. AIAA*, 13 (11) (1975), 1526.
- [5] Lee, F. D. et al., Detonability of RDX Dust in Air/Oxygen Mixtures, *J. AIAA*, 24 (11) (1986).
- [6] (美) 埃克特 (Eckert, E. R. G), 德雷克 (Drake, R. M.), 传热与传质分析, 科学出版社, (1983).

## NUMERICAL CALCULATION OF THE STRUCTURE OF 1-D DUST DETONATION

Huang Wanli, Guo Hanyan

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing China)*

**ABSTRACT** The model proposed by wolanski et al.[1] has been developed and a new method for determining the detonation velocity is given here. We considered a model for the reaction zone of dust detonation taking into account the two-phase flow effects and wall losses. The difference from the previous model is that the thermal non-equilibrium between particles and the gas has been considered. For the treatment of C-J condition, using a new result developed in [2] recently (at the C-J plan we have  $M=1$  and  $dM=0$ ), we give an efficient procedure as follows

- 1) Assume a value of the detonation velocity  $D$ .
- 2) Integrate the governing equations starting at the shock.
- 3) As  $M \rightarrow 1$ ,  $dM$  will tend to 0.
- 4) If  $M$  is monotony in the neighborhood of  $M=1$  then choose a higher value of  $D$  and repeat the procedure until  $M$  just becomes non-monotony in the neighborhood of  $M=1$ .

With the above procedure we have obtained very satisfactory numerical results such as the pressure profiles the temperature distribution and the influence of oxygen concentration etc.

**KEY WORDS** two-phase flow, dust detonation, structure of detonation.