

文章编号: 1001-1455(2004)03-0193-08

爆轰波管中铝粉尘爆轰的数值模拟*

洪滔, 秦承森

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘要: 用两相流模型对爆轰波管中的铝粉尘的爆轰波进行了研究。模型考虑了气体和颗粒两相间速度和温度的不同及由于管壁引起的对流热传导和粘性引起的耗散, 考虑了由于铝颗粒表面粗糙使得表面积增加的因素。铝颗粒的点火判据使用了新的判据, 即铝颗粒在激波后的气流中温度达到铝的熔点且铝全部熔化即被点火。数值模拟了内径为 15.2cm 的爆轰波管中铝粉尘中爆轰波的传播和发展, 得到了爆轰波速度及铝颗粒点火距离, 还得到了爆轰流场中物理量的分布。从前导激波面到 CJ 面处, 两相间的速度和温度有明显的差别。还考虑了粒子由于粗糙引起的表面积增加对爆轰波的影响, 这个因素对铝颗粒的点火距离的影响较大, 对这里计算的铝粉尘爆轰波的速度基本没有影响。结果表明, 两相流模型可以较好地描述铝粉尘的爆轰过程, 得到具有很粗糙表面、平均粒子直径为 3.4 μ m 的铝粉尘浓度为 304g/m³ 时爆轰波的速度为 1.63km/s, 点火距离为 3mm, 与实验值符合较好。

关键词: 爆炸力学; 爆轰; 两相流; 铝粉尘; 爆轰波管; 数值模拟

中图分类号: O381

国标学科代码: 130*3510

文献标志码: A

1 引言

对铝粉尘爆轰的研究在国防和工业生产中有重要意义。早期的燃料空气炸弹通常采用液体燃料。由于液体燃料易挥发, 性能不稳定, 不易储存且毒性大。如果采用固体燃料如铝粉, 由于铝粉在常温下没有挥发性, 具有稳定的理化性能, 因此容易储存。铝作为燃料在相同当量比的条件下比碳氢燃料释放出更多的能量。由于铝粉尘在空气中容易产生爆轰, 并且价格便宜, 因此成为发展固体燃料空气炸弹的首选燃料。同时铝粉作为炸药和推进剂的添加剂被广泛使用, 在生产过程中可能产生粉尘爆轰, 因此对铝粉尘的爆轰问题进行理论研究是非常重要的。

20 世纪 70 年代后期, S. A. Gubin 等^[1]用两相流模型求解气-液两相爆轰波速度, 在模型中作了许多近似, 如能量是在 CJ 面上瞬时释放的, 而 CJ 面由点火延时的经验公式确定, 这些简化与实际情况有明显的差别。80 年代, P. Wolanski 等^[2]用两相流体力学模型研究定常的粉尘爆轰波的结构。在最初的模型中, 认为粒子的温度与气体相同, 考虑粒子由于与气体的作用引起的加速。在爆轰波前导激波过后, 经一定的点火延时后, 铝颗粒开始燃烧释放出能量, 点火延时由经验公式确定。在后来的研究中修正了粒子与气体的温度相同的假定, 考虑粒子与气流之间的热传导, 这样可以得到粒子的温度变化过程, 从而确定固体颗粒的点火延时^[3]。B. Veyssiere 等^[4]用两相流体力学模型研究在碳氢气体与空气混合气体中散布着悬浮铝颗粒的爆轰波结构问题。A. V. Fedorov 等^[5]用两相流体力学模型研究铝粉尘与氧形成的两相系统的定常爆轰波, 主要研究铝粉尘爆轰波定常解的存在问题。以上研究的均是定常的爆轰波问题。

在铝粉尘爆轰的研究中, 铝颗粒的点火问题是重要的课题之一。铝及其氧化物具有独特的物理性质。铝颗粒在常温下表面上形成稳定、致密的 Al₂O₃ 薄膜, 保护铝不再继续被氧化。铝的熔点为 931.7K, Al₂O₃ 的熔点为 2300K。在含有氧气的高温气体中由于热传导和表面的化学反应导致铝颗粒温度升高而点火。通常认为铝颗粒被加热到 Al₂O₃ 的熔点 (2300K) 导致铝颗粒表面的氧化层破裂后,

* 收稿日期: 2003-07-02; 修回日期: 2003-09-08

作者简介: 洪滔 (1965—), 男, 副研究员。

铝颗粒才能被点火^[6]。

B. Veyssiere 等^[4]用该判据计算铝颗粒在碳氢化合物气体与氧或空气混合物的爆轰波中的点火延时比实验结果长得多。实际上当铝颗粒被加热到熔点变成液态时,粒子变成由很薄的固态氧化层包裹的液态金属。如果氧化层破裂,那么熔化的铝将变成蒸气与氧发生反应,铝颗粒被点火,这意味着点火温度将降低。

由于铝被加热时的热膨胀系数比其氧化物大,铝颗粒在受热过程中,很容易出现裂纹。作者^[7]对铝在加热时产生的热应力进行了分析,结果表明铝颗粒的温度只要升高 70°C 左右,表面的氧化层就会出现裂纹。这意味着铝颗粒从室温被加热到铝的熔点时会出现裂纹,加上气流在铝颗粒表面的剪切作用,壳体有可能破裂,导致点火。因此认为铝颗粒在温度达到铝的熔点且铝完全熔化时被点火,以此作为铝颗粒在爆轰波中的新点火判据。

本文中用两相流模型研究爆轰波管中的一维非定常的铝粉尘爆轰波问题。用新判据来研究铝粉尘的爆轰,得到铝粉尘中爆轰波的变化和发展,爆轰波的结构和参数,考虑了铝颗粒表面粗糙引起表面积增加对铝颗粒点火及爆轰波参数的影响。

2 爆轰波管中的铝粉尘爆轰波分析模型

铝粉尘爆轰模型中假定:流场是一维非定常的;铝颗粒均匀分布在气体中,它们的初始直径相同。颗粒内温度是均匀分布的;颗粒间的相互作用可以忽略,忽略固体颗粒与壁面的作用。不考虑反应的中间产物,放能与压力无关。化学反应释放的能量仅被气体吸收。考虑辐射、管壁摩擦和管壁热传导引起的能量损失。

两相模型中考虑了气体-粉尘颗粒的动量、动量和能量的交换,描述气体和颗粒的运动方程如下。

气体的守恒方程

质量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_1 \rho_1) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_1 \rho_1 u_1) = I_d \quad (1)$$

动量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_1 \rho_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_1 \rho_1 u_1^2) = -\alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} - F_d + I_d u_2 - \frac{4}{D_h} \tau_w \quad (2)$$

能量守恒

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}[\alpha_1 \rho_1 (e_1 + 0.5u_1^2)] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\alpha_1 \rho_1 u_1 \left(e_1 + 0.5u_1^2 + \frac{p}{\rho_1} \right) \right] = \\ & -Q_d + Q_c - F_d u_2 + I_d \left[e_2 + \frac{p}{\rho_2} + 0.5u_2^2 \right] - \frac{4}{D_h} (q_w - q_s) \end{aligned} \quad (3)$$

颗粒的守恒方程

质量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_2 \rho_2) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_2 \rho_2 u_2) = -I_d \quad (4)$$

动量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_2 \rho_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_2 \rho_2 u_2^2) = -\alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} + F_d - I_d u_2 \quad (5)$$

能量守恒

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}[\alpha_2 \rho_2 (e_2 + 0.5u_2^2)] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\alpha_2 \rho_2 u_2 \left(e_2 + 0.5u_2^2 + \frac{p}{\rho_2} \right) \right] = \\ & Q_d + F_d u_2 - I_d \left[e_2 + \frac{p}{\rho_2} + 0.5u_2^2 \right] - Q_r \end{aligned} \quad (6)$$

式中: D_b 是爆轰波管直径。下标 1、2 分别为气体和颗粒, ρ 为密度, u 为速度, p 为压力, e 为内能, α_1 、 α_2 为气体和颗粒的体积分比, 满足 $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ 。 I_d 是由于燃烧时引起单位体积内颗粒的质量变化率, 表达式如下^[8]

$$I_d = -n\rho_2 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \quad (7)$$

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{1}{kd_0^m / \phi^{0.9}} \quad (8)$$

n 是单位体积中铝颗粒数。 R 是液滴半径, 其中 d_0 为初始粒子直径, ϕ 是气体中氧气的摩尔分额。其中 $m = 1.75$, $k = 230850$ 。单位体积中气体对颗粒的作用力 $F_d = n f_d$, 其中^[9]

$$f_d = \frac{1}{2} \pi R^2 C_D \rho_1 |u_1 - u_2| (u_1 - u_2) \quad (9)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re(1 + Re^{2/3}/6)} & Re < 1000 \\ 0.424 & Re \geq 1000 \end{cases} \quad (10)$$

Re 为雷诺数, $Re = 2\rho_1 |u_1 - u_2| R / \mu_1$, μ_1 是气体粘性系数。两相间的对流热传导 $Q_d = 4\pi R^2 n q_d$, 其中

$$q_d = \frac{\beta \lambda_1 Nu (T_1 - T_2)}{2R} \quad (11)$$

$$\beta = \begin{cases} \frac{S_f}{S_s} & T \leq T_{ign} \\ 1 & T > T_{ign} \end{cases} \quad (12)$$

λ_1 为气体热传导系数, T_{ign} 为粒子点火温度, 取为铝的熔化温度。这里 β 是片状铝的表面积 S_f 与相同质量球形铝颗粒表面积之比, 片状铝颗粒表面粗糙, 使得铝颗粒表面积大大增加。考虑到铝片熔化后, 液态铝呈球形, 在铝颗粒被点火后则 $\beta = 1$ 。 Nu 是 Nusselt 数, 表达式为 $Nu = 2 + 0.459 Re^{0.55} Pr^{0.33}$, Pr 为普朗特数。 Q_c 是化学反应释放的能量, $Q_c = I_d q$, 其中 q 是单位质量的铝与氧反应释放的能量。由于铝是蒸气反应, 这里的 q 值已经减去铝的气化热。

如果 $d_p < 0.1d_0$, 即粒子直径只有初始直径的十分之一时, 粒子质量只有原来的千分之一, 这时不再计算两相间的相互作用。因为从以下的计算结果可以看出, 这时气体与颗粒之间的速度、温度差别较小, 忽略两相间的作用对计算结果影响很小。

$q_w = \tau_w u_1$ 是爆轰波管壁面处的粘性力做功, $\tau_w = \frac{1}{2} c_f \rho_1 u_1^2$, 其中 $c_f = 0.074 Re_l^{-1/5}$, $Re_l = \rho_1 u_1 l / \mu_1$, l 是网格中心点与前导激波阵面的距离。 q_s 是气体与管壁的对流热传导损失的能量

$$q_s = \frac{1}{2} c_f u_1 (T_1 - T_0) c_{p1} \quad (13)$$

c_{p1} 是气体比热。 Q_r 是由于管壁吸收的铝颗粒发出的辐射能量

$$Q_r = n\pi r^2 \sigma \epsilon_p (T_2^4 - T_0^4) \quad (14)$$

T_0 为管壁的温度, σ 为 Boltzman 常数, ϵ_p 为铝的发射系数。

化学反应为 $4Al + 3O_2 = 2Al_2O_3$ 。生成的产物 Al_2O_3 的状态为液态, 假定其速度、温度与气体相同, 对气体压力没有贡献。

在爆轰流场中, 由于压力的升高会改变物质的沸点。表 1 列出根据 Clausius-Clapeyron 公式计算得到的不同压力下三氧化二铝的沸点。在计算中, 取 Al_2O_3 沸点 T_{b, Al_2O_3} 为 3800K。如果在计算中, 流场中气体的温度超过 3800K, 将做以下处理。如果 $e_1(i) > e_1(T_{b, Al_2O_3})$, 将发生逆向反应 $2Al_2O_3 = 4Al + 3O_2$, 产物为气态的铝, 生成的铝蒸气质量为 $\Delta m = (e_1(i) - e_1(T_{b, Al_2O_3})) / q$ 。这是

表 1 铝和三氧化二铝在不同压力下的沸点
Table 1 Boiling point of aluminum and its oxide

p /MPa	$T_{b, Al}$ /K	T_{b, Al_2O_3} /K
0.1	2740	3253
0.5	3146	3573
1	3360	3732
2	3606	3904

因为许多金属氧化物不能以气体形式存在,当温度超过沸点时,发生分解^[11]。如果金属氧化物的沸点超过金属的沸点,那么在燃烧时,金属氧化物的沸点限制了火焰的温度,即火焰温度不能超过金属氧化物的沸点。这里也认为爆轰产物不能超过 Al_2O_3 的沸点。

气体采用理想气体状态方程。气体每一组分均有自己的质量守恒方程,气体中组分包括 O_2 、 N_2 、 Al_2O_3 和 Al ,具体的处理方法参见文献[12]。

用具有二阶精度的 MacCormack 差分格式加上 FCT 技术^[13] 求解两相流体力学微分方程组,编制了求解两相系统中爆轰波发展的程序,用于数值模拟点火后两相系统爆轰波的发展过程,得出爆轰波的结构和参数。

3 计算结果

为了将数值模拟结果与实验比较,首先简单介绍文献[14]的实验情况。实验中使用的爆轰波管直径 15.2cm。所有的测量装置都设置在 1.982m 到 3.354m 的管子之间。用装有 2.8g 的 RDX 或 Tetryl 炸药的雷管引爆。用片状铝或球形铝粉尘进行实验。从片状铝的显微照片看,片状铝的表面不光滑,因而具有较大的表面积,实验使用的片状铝的单位质量表面积为 $3 \sim 4\text{m}^2/\text{g}$,铝颗粒的平均直径 d_0 为 $3.4\mu\text{m}$,计算时 β 取为 5。

实验中所使用的铝颗粒尺寸有一定的分布。在数值模拟中,去掉颗粒尺寸较大的粒子这部分能量,认为这部分的粒子的放能对爆轰波没有影响。在这里去掉的是直径为 3 倍平均直径的颗粒,在计算中不计算这部分粒子的放能。实际上这部分粒子数较少,只占粒子总数的 1% ^[14]。由(8)式可知,由于直径较大,燃烧速率越慢,而颗粒越大,点火越晚,在大尺寸颗粒点火时,氧气已经被消耗掉一部分,使大尺寸的颗粒燃烧速率进一步变慢。由(8)式可以估计出直径为 $3d_0$ 的粒子的燃烧速率只有直径为 d_0 的 10% 以下。因而忽略这部分粒子的放能是合理的假设。

实验采用雷管起爆后产生高温高速的气体,这里将点火条件简化为初始条件 $t=0$ 时,左端 $x=0$ 至 $x=l_{\text{ign}}$ 是高温高压并高速运动的气体,其他部分是铝粉尘和空气的两相混合物(图 1)。在 $0 < x \leq l_{\text{ign}}$ 区间, $p=p_{\text{ign}}^0$, $\rho=\rho_{\text{ign}}^0$, $u=u_{\text{ign}}^0$, $T=T_{\text{ign}}^0$, 这里取温度 $T_{\text{ign}}^0=3600\text{K}$, $u_{\text{ign}}^0=1000\text{m/s}$, $\rho_{\text{ign}}^0=3\text{kg/m}^3$ 。调整 l_{ign} 使总能与点火能量相等。边界条件为 $x=0$ 时, $u_1=0$ 。两相混合物中铝颗粒质量密度为 304g/m^3 ,铝粉尘中的粒子数为 $n_0=5.46 \times 10^{12}\text{m}^{-3}$,由此可以计算得到 $\alpha_2 \approx 10^{-4}$ 。网格大小 $dx=0.5\text{mm}$ 。

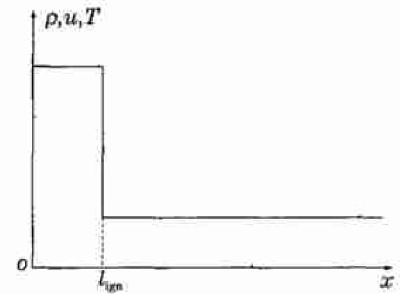


图 1 初始条件示意图

Fig. 1 Schematic figure of initial condition

3.1 $\beta=5$ 时的数值模拟结果

数值模拟点火能量为 2.8g 的 RDX 的情况, RDX 的爆热为 5.63kJ/g 。计算了 $\beta=5$ 的情况,得到了爆轰波的速度。表 2 列出了不同时刻激波阵面的位置,并由此得到爆轰波平均速度。

图 2 显示了数值模拟得到的 $t=500, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000\mu\text{s}$ 时流场中气体压力分布曲线。

数值计算结果表明,在爆轰流场中,虽然气体和颗粒之间的温度、速度趋于一致,但从激波阵面到 CJ 面之间的区域中,气体与颗粒间的温度、速度是有明显的差别的,它们之间的差别是不能忽略的。为了观察两者的区别,以及爆轰波的结构,画出其中

表 2 $\beta=5$ 的计算结果:前导激波的位置和爆轰波平均速度

Table 2 Position of leading shock wave and velocity of detonation as $\beta=5$

$t/\mu\text{s}$	x/m	$D/(\text{km/s})$
0	0.072	—
500	0.849	1.554
1000	1.640	1.582
1500	2.444	1.608
2000	3.254	1.620
2500	4.607	1.626
3000	4.882	1.630

$t=3000\mu\text{s}$ 时从激波阵面到 CJ 点的气体压力、密度及两相的速度和温度曲线 (见图 3 ~ 6), 图中标出了点火点和 CJ 点的位置。

从图 3 可以看到, 在激波后到点火还有一个窄的压力上升的压缩区, 在这个区域里没有化学反应。由于这里的点火距离只有 3mm, 这个区域在这里几乎分辨不出来。达到点火点后, 压力略微上升后开始下降。这是铝粉尘爆轰波与经典的 ZND 理论不同的地方。经典的 ZND 理论假定激波后就是反应区, 激波面的压力是极大值点, 这点称为 Von Neumann 尖点。Von Neuman 尖点后, 爆轰波流场中的压力、速度、密度都是下降的。颗粒速度的变化滞后于气体的速度变化, 从图 5 看出, 气体速度开始下降后, 颗粒的速度仍在上升。

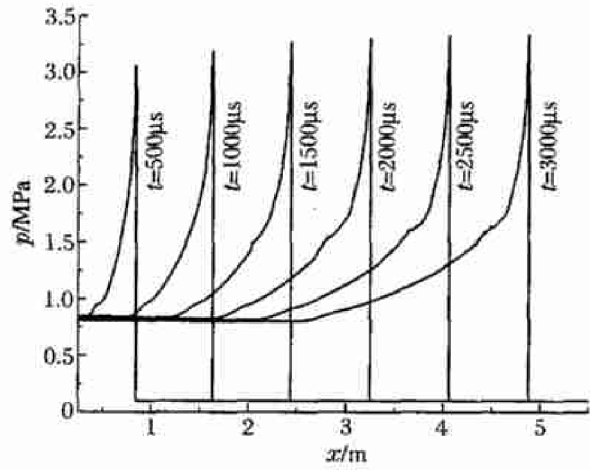


图 2 流场中不同时刻的压力分布

Fig.2 Pressure distribution in flow field at different time

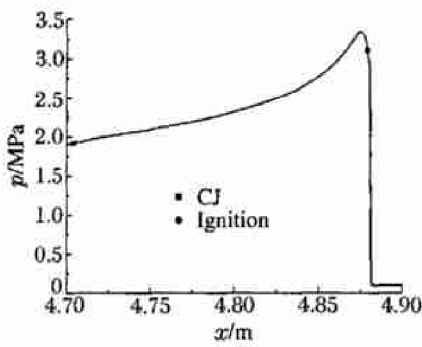


图 3 从前导激波到 CJ 点处的压力分布

Fig.3 Pressure distribution from leading shock front to CJ surface

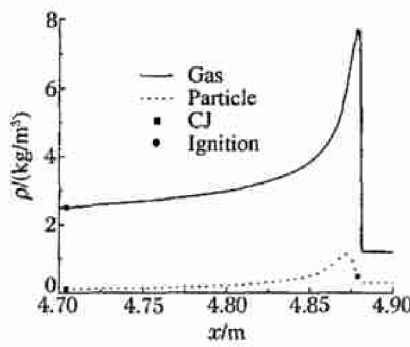


图 4 从前导激波到 CJ 点处的密度分布

Fig.4 Density distribution of gas from leading shock front to CJ surface

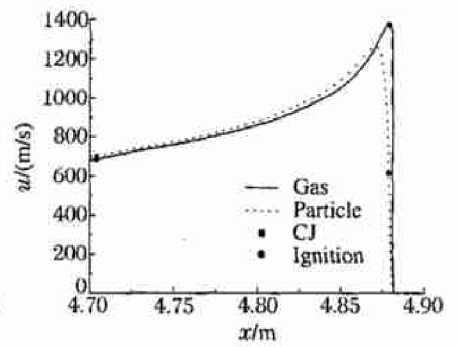


图 5 从前导激波到 CJ 点处的速度分布

Fig.5 Velocity distribution from leading shock front to CJ surface

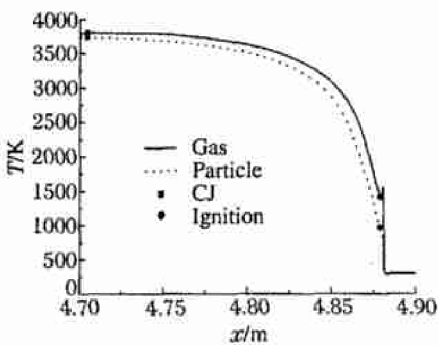


图 6 从前导激波到 CJ 点处的温度分布

Fig.6 Temperature distribution from leading shock front to CJ surface

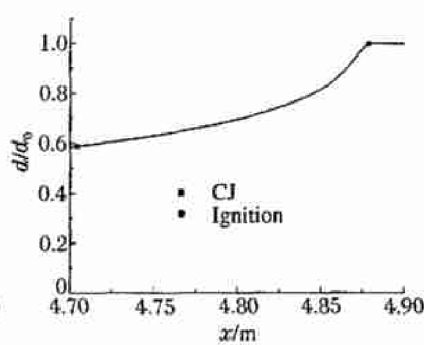


图 7 从前导激波到 CJ 点处的颗粒尺寸变化

Fig.7 Change of particle size from leading shock front to CJ surface

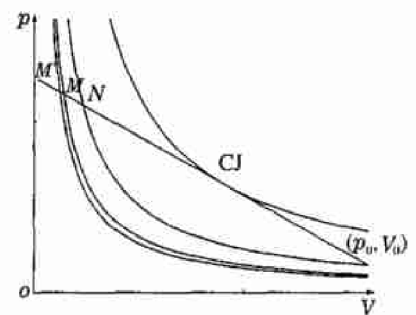


图 8 铝粉尘爆轰波中的气体 Hugoniot 曲线示意图

Fig.8 Schematic figure of Hugoniot curve in gas in aluminum dust detonation

图 6 是两相的温度曲线。从激波阵面到点火点气体的温度在下降,这是因为这个区域中没有化学反应,通过对流热传导将气体能量传到粒子使粒子升温,从而发生点火。在 CJ 点处,两相的温度仍有一定的温差,这是因为粒子热辐射造成的能量损失,这使气体与颗粒间总保持一定的温差。图 7 是颗粒尺寸的变化。

上述分析表明,前导激波后的压力上升是由于颗粒吸热以及颗粒从气流中获取了动能引起,在点火点后,颗粒的速度还在上升,即气流输送给颗粒的能量仍大于化学反应释放出的能量,这时压力还有一小幅上升。爆轰波的这种状态在 (p, V) 面上的变化沿 Rayleigh 线进行(图 8),其中 $V=1/\rho_1$ 。在前导激波后,气体状态达到 N 点,然后,由于颗粒从气体能量达到点火点 M ,过 M 点后由于颗粒从气流获得的能量仍大于化学反应释放的能量,压力继续增加至极值点。此后随着颗粒的温度及速度与气体的温度、速度的差别的缩小,化学反应释放出的能量大于颗粒所获得的能量及其他耗散的能量,压力、密度沿 Rayleigh 线变化到 CJ 点。

数值模拟得到铝粉尘爆轰波在 1.982m 至 3.354m 间的平均速度为 1.61km/s,最后爆速可以达到 1.63km/s。A. J. Tulis 等^[14]由实验结果得到实验中所用的铝粉尘的爆速为 1.65km/s,二者符合较好。计算得到点火距离是 3mm。点火距离是指从爆轰波波阵面到粒子点火处的距离。这与实验中平均爆速为 1.62km/s 的铝粉尘爆轰波的点火距离 3mm 是相同的。

从激波阵面到 CJ 面的距离为 185mm。CJ 面上气相的参数为:密度 2.50kg/m^3 ,速度 687m/s ,温度 3800K ,压力 1.92MPa 。粒子直径 $2.0\mu\text{m}$,这说明到 CJ 面处,铝颗粒中 80% 的铝已经发生燃烧并释放出能量。计算结果表明铝粉尘两相爆轰波具有较宽的反应区,部分能量不能用于支持爆轰波的传播,这是铝粉尘爆轰波速度不高的原因。

3.2 $\beta=1$ 时的数值模拟结果

以下计算 $\beta=1$ 的情况,这意味着不考虑粒子表面的粗糙引起的颗粒表面积增加的因素。表 3 中列出不同时刻激波阵面的位置,并由此得到爆轰波平均速度。从表中可以看出,爆轰波速度与 $\beta=5$ 时基本相同。不同的是计算得到的铝粒子的激波点火距离, $\beta=1$ 时的粒子的点火距离为 7.5mm,比实验值大。图 9 为从激波面到 CJ 面之间的压力分布。

表 3 $\beta=1$ 的计算结果:前导激波的位置和爆轰波平均速度

Table 3 Position of leading shock wave and velocity of detonation as $\beta=1$

$t/\mu\text{s}$	x/m	$D/(\text{km/s})$
0	0.072	—
500	0.832	1.520
1000	1.617	1.570
1500	2.419	1.604
2000	3.227	1.616
2500	4.038	1.622
3000	4.851	1.626

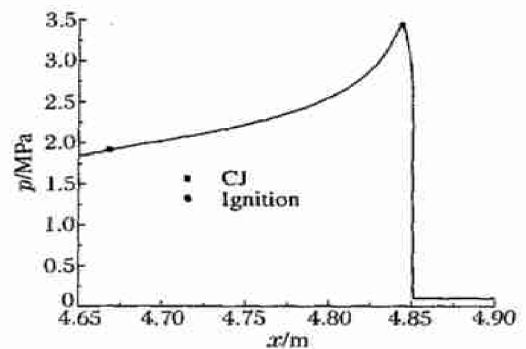


图 9 $\beta=1$ 时从前导激波到 CJ 点处的压力分布
Fig.9 Pressure distribution from leading shock front to CJ surface as $\beta=1$

3.3 不同的点火能量时的数值模拟结果

还数值模拟了用 2.8g 的 Tetryl 的能量起爆的结果(见表 4),并与 2.8g 的 RDX 起爆的结果进行比较,其中 $\beta=5$ 。Tetryl 的爆热为 3.82kJ/g 。图 10 显示了两种起爆能量的数值模拟得到的爆轰波阵面压力极值随传播距离的关系曲线。从以上的结果可知,爆轰波阵面压力极值不在前导激波处,而是在点火点稍微后面的位置。较小的起爆能量开始点火后,开始的压力极值低一些,但随后两者的压力极值趋于一致。1.982m 至 3.354m 两点间的爆速也为 1.61km/s。说明在爆轰波达到稳定后,爆速也趋于一致。这是因为随着爆轰波的传播,初始的起爆条件对爆轰波的影响越来越小。

表 4 前导激波的位置和爆轰波平均速度

Table 4 Position of leading shock wave and velocity of detonation

$t/\mu\text{s}$	x/m	$D/(\text{km/s})$
0	0.049	—
500	0.798	1.498
1000	1.598	1.558
1500	2.376	1.598
2000	3.185	1.618
2500	3.997	1.624
3000	4.811	1.626

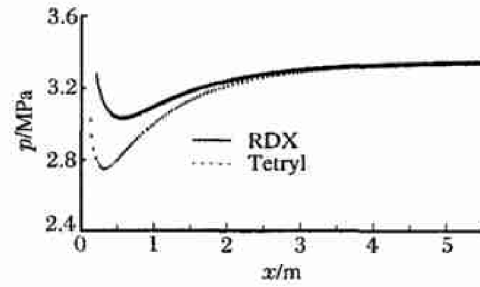


图 10 不同起爆能量的爆轰波阵面压力极值计算结果

Fig. 10 Pressure maximum of detonation at variant position with different ignition energy

4 结 论

对一维非定常的铝粉尘爆轰波进行了初步的数值模拟。以铝颗粒在激波后的流场中温度达到铝的熔点且铝完全熔化时被点火作为铝颗粒点火判据,得到了悬浮铝粉尘中爆轰波速度及爆轰波结构和爆轰波中的物理量分布。得到的爆轰波速度及铝颗粒点火距离与实验结果符合。

对数值模拟所涉及的问题,铝颗粒由于表面粗糙使得表面积增加对铝颗粒的点火距离的影响较大,对铝粉尘爆轰波的速度基本没有影响。

得到爆轰波流场中气固两相的物理量的分布。结果表明铝粉尘爆轰波显示了较突出的非理想爆轰特征。从激波阵面到 CJ 点,气体的速度和温度有明显的差别。只有考虑到这些差别,才能较好地对两相爆轰波进行描述。铝粉尘爆轰波的宽度较宽,有相当部分的能量是在 CJ 面后释放的,这些能量不能用来支持爆轰波的传播。

这里的模型中采用了粒子是单一尺寸的简化,在实际情况下,粒子尺寸具有一定的分布。在以后的改进中应考虑粒子尺寸分布的情况。

参考文献:

- [1] Gubin S A, Sichel M. Calculation of the detonation velocity of a mixture of liquid fuel droplets and gaseous oxidizer[J]. *Combustion Science and Technology*, 1977, 17: 109—117.
- [2] Wolanski P, Lee D, Sichel M. The structure of dust detonations[A]. Brown J R, Manson N, Oppenheim A K, et al. *Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations; AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics*[C]. New York: AIAA, 1984: 241—263.
- [3] Lee D, Sichel M. The Chapman-Jouguet condition and structure of detonation in dust-oxidizer mixtures[A]. *AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics*[C]. New York: AIAA, 1986: 505—521.
- [4] Veyssiere B, Khasainov B A. Steady, plane, double-front detonations in gaseous detonable mixtures containing a suspension of aluminum particles[J]. *Combustion and Flame*, 1991, 85: 241—253.
- [5] Fedorov A V, Khmel T A, Fomin V M. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminum particles-oxygen suspensions[J]. *Shock Waves*, 1999, 9(5): 313—318.
- [6] Friedman R, Macek A. Ignition and combustion of aluminum particles in hot ambient gases[J]. *Combustion and Flame*, 1962, 6: 9—19.
- [7] 洪滔, 秦承森. 铝颗粒激波点火机制初探[J]. *爆炸与冲击*, 2003, 23(4): 295—299.
HONG Tao, QIN Cheng-sen. Mechanism of shock wave ignition of aluminum particle[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2003, 23(4): 295—299.
- [8] Price E W. Combustion of metalized propellants[A]. Kuo K K, Summerfield M. *Progress in Astronautics and Aeronautics: Fundamentals of Solid-propellant Combustion*[C]. New York: AIAA, 1984: 479—513.
- [9] Schlichting H. *Boundary Layer Theory*[M]. New York: McGraw-Hill, 1983.

- [10] Ragland K W, Dabora E K, Nicholls J A. Observed structure of spray[J]. *Physics Fluids*, 1968, 11: 2377.
- [11] Steinberg T A, Wilson D B, Benz F. The combustion phase of burning particle[J]. *Combustion and Flame*, 1992, 91: 200—208.
- [12] 洪滔, 秦承森. 气体-燃料液滴两相系统爆轰的数值模拟[J]. *爆炸与冲击*, 1999, 19(4): 335—342.
HONG Tao, QIN Cheng-sen. Numerical modeling of detonation in gas-fuel droplets system[J]. *Explosion and Shock Waves*, 1999, 19(4): 335—342.
- [13] Book D L, Boris J P, Hain K. Flux-corrected transport II: Generalization of the method[J]. *J Computational Physics*, 1975, 18: 248—283.
- [14] Tulis A J, Selman J R. Detonation tube studies of aluminum particles dispersed in air[A]. 19th International Symposium on Combustion[C]. The Combustion Institute, 1982: 655—663.

Numerical simulation of dust detonation of aluminum powder in explosive tubes

HONG Tao^{*}, QIN Cheng-sen

(*Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

Abstract: The dust detonation of aluminum powder in explosion tubes has been numerically investigated in this paper with a two-phase flow model, in which the different velocities and temperatures for gas and particles, the dissipation due to convective heat transfer and flow viscosity on the tube wall, and the influence of aluminum particle coarsense resulting its surface area increasing have been taken into account. A new criterion of particle ignition and its chemical reaction beginning in the detonation wave is employed and can be described as the particle temperature reaching the melting point of aluminum 931.7K. The aluminum particle diameter is 3.4 μ m and the inner diameter of the explosion tube is 15.2cm in the simulation. The dust detonation development and propagation have been simulated, and the detonation velocity, the ignition distance of particles and distributions of flow variables behind the detonation wave are obtained. There are distinct different velocities and temperatures for gas (air) and aluminum particles in the area from the leading shock front to the CJ surface. When the concentration of very coarse aluminum particles is 304g/m³, the calculated detonation velocity is 1.63km/s and the ignition distance of particles 3mm, that agree with the experimental data well.

Key words: mechanics of explosion; detonation; two-phase flow; aluminum dust; detonation tube; numerical modeling

* Corresponding author: HONG Tao

E-mail address: hongtao@iapcm.ac.cn

Telephone: 010-62014411-3210