

激波诱导的燃烧粉尘云边界层的结构¹⁾

范宝春 陆守香 龚昌超 李鸿志

(南京理工大学, 南京 210094)

摘要 足够强的激波扫过铺有可燃粉尘的界面时, 波后形成燃烧的粉尘云边界层. 为揭示其内部结构, 本文对该现象进行了实验和理论两个方面的研究. 理论计算表明燃烧粉尘云边界层可分为三个区域: 诱导区、反应区和扩散区, 诱导区的粉尘浓度最高, 计算获得的粉尘云轮廓和点火延迟与实验结果基本吻合.

关键词 悬浮两相流, 边界层, 粉尘爆炸, 激波, 非均相燃烧

引 言

当激波扫过铺有粉尘的壁面时, 在激波诱导的波后气流的作用下, 壁面粉尘被卷扬以致形成粉尘云边界层. 如果激波足够强, 悬浮的可燃粉尘则可能点火燃烧甚至发展为爆炸. 工业灾害中粉尘爆炸就与此过程密切相关.

壁面粉尘在激波作用下的卷扬、点火与燃烧是一个非常复杂的问题, 人们用激波管对此进行过实验研究, 讨论惰性颗粒的卷扬高度^[1,2], 粉尘浓度^[3]和可燃颗粒的点火延迟^[4]. 理论研究则仅限于惰性颗粒^[1,5-8].

本文对沉积于壁面的可燃粉尘在激波作用下的卷扬、点火与燃烧现象进行了实验和理论两方面的研究. 实验采用方型激波管. 阴影摄影技术和激光消光技术分别用来记录粉尘云的形状和粉尘浓度, 压力传感器和光敏二极管用来测试激波强度的变化和激波作用下粉尘的点火延迟. 理论计算时先对带化学反应的两相悬浮流的基本守恒方程进行一系列的处理, 包括边界层假设, 实验室坐标向激波坐标的转换和 Lees-Dorodnitsyn 变换等等, 再利用 BOX 方法、Runge-Kutta 方法经本文修改的 PSIC(particle source in cell) 方法求得方程的数值解. 计算结果初步揭示了燃烧粉尘云边界层的内部结构. 计算结果与某些实验结果也较为吻合.

1 实验研究

实验装置如图 1 所示. 一根水平放置的方型激波管全长 1.9m, 包括 0.1m 驱动段、1.5m 被驱动段和 0.3m 试验段, 其截面积为 0.02m×0.02m. 为了便于铺粉, 驱动段上盖可以揭开, 如图设置的 YCW-A 型压阻传感器用于测试压力和激波传播速度. 第一个传感器还作为触发信号触发火花光源和数据采集系统. 第三个压力传感器和与其同一位置的光敏二极管用来测试激波作用下粉尘的点火延迟, 测试信号如图 2

¹⁾ 国家自然科学基金资助项目.

1993-11-24 收到第一稿, 1995-03-13 收到修改稿.

所示. 激光消光测试系统包括 HJ-1 型氦氖激光器、光敏二极管和 A/D 转换器, 测试信号如图 3 所示. 瞬态阴影摄影系统由 ES-89 型时间延迟器、GY-89 型数字式高压电源, 亚微秒量级火花光源, Fresnel 透镜和相机组成. 阴影技术通常不适于自身发光的系统, 为此专门配置了焦距为 0.56m 的 Fresnel 透镜, 火花光源位于其焦距之外, 而试验段内的燃烧粉尘则位于其焦距之内, 这样可大大减少火焰光对阴影照片的影响, 如此获得的清晰的阴影照片如图 4 所示.

激波管的底壁预先铺满厚度均匀的可燃粉尘. 点燃驱动段内的点火药头, 燃烧

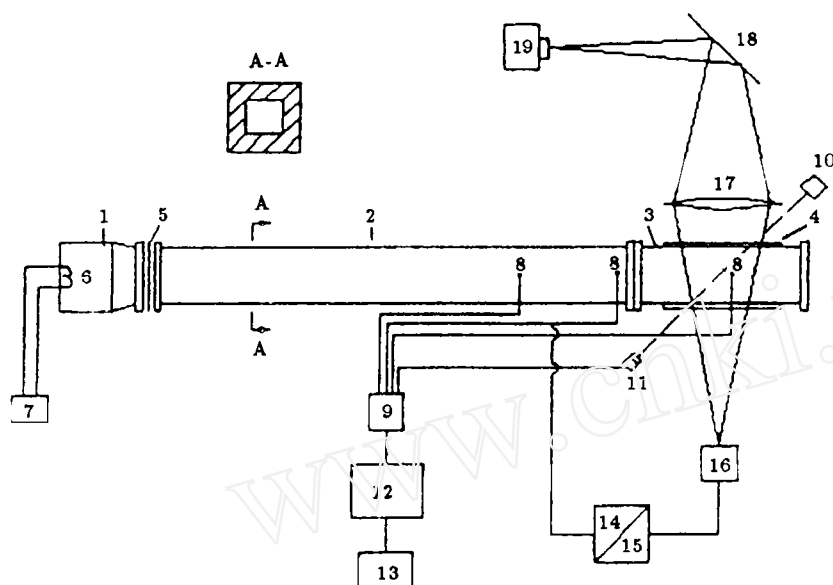


图 1 实验装置

Fig.1 Experimental apparatus

1. driver section, 2. driven section, 3. test section, 4. test window,
5. diaphragm, 6. igniter, 7. ignition system, 8. pressure transducers,
9. amplifier, 10. He-Ne laser, 11. photo diode, 12. A/D converter, 13. PC computer,
14. time delay instrument, 15. digital supply voltage meter, 16. spark light source,
17. fresnel lens, 18. reflecting mirror, 19. camera

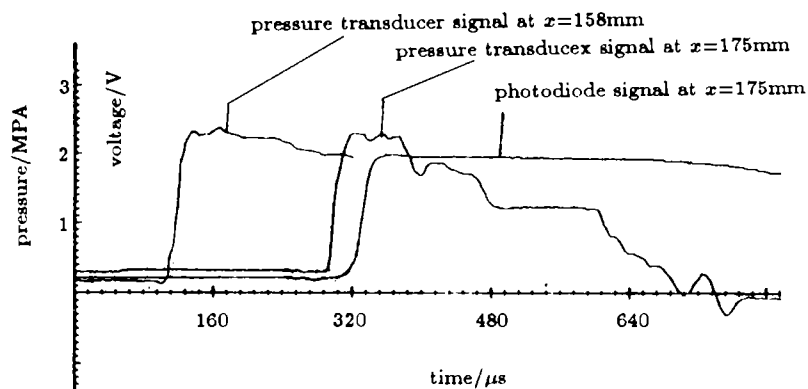


图 2 激波后压力信号和点火信号

Fig.2 Typical records of pressure profiles and dust ignition

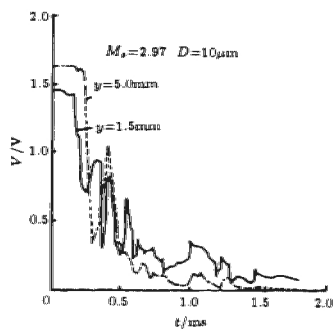


图 3 激波后粉尘浓度变化实验结果

Fig.3 Experimental results of dust concentration variations measured by laser extinction



图 4 激波诱导的燃烧粉尘云的阴影照片

Fig.4 Shadow photograph of burning corn particle cloud induced by shock wave with $M_s = 5$

产生的高压气体破膜后形成激波, 在被驱动段内传播时使壁面粉尘卷扬与点火。当激波位于试验段时, 火花光源发光, 相机拍摄管内瞬态流场的阴影照片。

2 基本方程

为了使问题简化, 基于如下假设:

- (1) 试验段内激波稳定传播, 波后主气流参数在空间均匀分布。
- (2) 气体为完全气体。
- (3) 粉尘颗粒为直径一致、温度均匀的小球, 与气相比, 忽略颗粒自身的体积和热运动。
- (4) 边界层内采用 Prandtl 假设, 即 $\delta(x) \ll L$, 其中 $\delta(x)$ 为边界层厚度, L 为特征长度。
- (5) 燃烧释放的热首先用来加热颗粒和燃烧产物, 然后通过热传导加热其它组分。

在激波坐标中有守恒方程

气相

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = \Gamma \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - f_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -f_y \quad (3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{P_r} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \left(1 - \frac{1}{P_r} \right) \frac{\partial}{\partial y} \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial \frac{(u_s u)^2}{2}}{\partial y} \right) + S_Q + u_s \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

颗粒相

$$\frac{d\rho_p}{dt} = -\Gamma - \rho_p \left(\frac{\partial u_p}{\partial x} + \frac{\partial v_p}{\partial y} \right) \quad (5)$$

$$\frac{du_p}{dt} = F_x \quad (6)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = F_y + F_L - g \quad (7)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{1}{C\rho_p} \{ \rho_p Q_p + S_{Qp} \} \quad (8)$$

其中 ρ 表示气相密度, p 为压力, $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$ 为有效粘性系数, μ_t 由 Cebeci-Smith 混合长度模型给出^[9]. T 为温度, u, v 分别为激波坐标中的切向和法向速度, u_s 为激波传播速度, C 和 C_p 为颗粒比热和气体定压比热, $H = h + \frac{(u_s - u)^2}{2} + \frac{v^2}{2}$ 为总焓, 即实验室坐标中的滞止焓, h 为比焓. 无脚标表示气相, 脚标 “ p ” 表示颗粒相, Γ 为单位体积的混合物内因颗粒燃烧导致气相质量的生成率.

$$f_x = \rho_p F_x - \Gamma(u_p - u)$$

$$f_y = \rho_p(F_y + F_L - g) - \Gamma(v_p - v)$$

其中 F_x 和 F_y 为粘性阻力在 x 和 y 方向上的分量, 有

$$F_x = \frac{u - u_p}{\tau} \quad (9)$$

$$F_y = \frac{v - v_p}{\tau} \quad (10)$$

其中 $\tau = \frac{4d^2 \bar{\rho}_p}{3C_D Re_p \mu}$, d 为颗粒直径, $\bar{\rho}_p$ 为颗粒材料密度, C_D 和 Re_p 分别为阻力系数和颗粒 Reynolds 数.

运动颗粒在剪切流边界层中所受的升力用 Saffman 升力公式表示

$$F_L = \text{Sgn} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{3K}{2\pi d \bar{\rho}_p} (u - u_p) \left(\rho \mu \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \right)^{1/2} \quad (11)$$

$$S_Q = \Gamma(\beta Q_c + H_p - H) - \rho_p [Q_p + (u_p - u_s)F_x + v_p(F_y + F_L - g)] \quad (12)$$

$$S_{Qp} = \Gamma[(1 - \beta)Q_c - (u_p - u)(u_p - u_s) - (v_p - v)v_p] \quad (13)$$

其中 Q_c 为颗粒燃烧热, β 为燃烧热在两相中分配的分配因子, 其值根据假设 (5) 通过计算确定.

Q_p 表示两相间的对流热传导, 有

$$Q_p = \frac{6}{d\bar{\rho}_p} h_t (T_f - T_p) \quad (14)$$

其中 T_f 为颗粒表面气相薄膜的恢复温度, h_t 为薄膜的平均热传导系数^[10].

设挥发份在气相的反应速度极快, 颗粒消耗率由颗粒的界面反应速度和界面挥发速度所决定, 采用非均相 Arrhenius 方程

$$R_s = A \exp\left(-\frac{E}{\bar{R}T_p}\right) \rho_{O_2} \quad (15)$$

其中 A 为频率因子, E 为活化能, $\bar{R}$ 为气体常数, ρ_{O_2} 为氧气浓度.

颗粒半径 R 的变化率方程为

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\nu}{\bar{\rho}_p} R_s \quad (16)$$

其中 ν 为颗粒的化学反应计量系数.

颗粒质量变化方程为

$$\frac{dm_p}{dt} = 4\pi\bar{\rho}_p R^2 \frac{dR}{dt} \quad (17)$$

氧气质量分数 Y_{O_2} 的变化方程为

$$\frac{dY_{O_2}}{dt} = \frac{\nu\rho_{O_2} - \rho}{\rho^2} \left(-\frac{n_p}{\nu} \frac{dm_p}{dt} \right) \quad (18)$$

3 边界条件

该问题有三个边界: 激波阵面、边界层外边界和壁面.

根据假设, 边界层外边界上参数分布均匀, 法向梯度为零, 其值由 Rankine-Hugoniot 激波关系式给出, 并用脚标 “e” 表示, 即

当 $y = \delta(x)$ 时

$$u = u_e, \quad p = p_e, \quad T = T_e, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (19)$$

$x = 0, y = 0$ 点是方程的奇点, 为此取 $x = \varepsilon$ 代替激波边界, ε 为某个小量. 假设 $x < \varepsilon$ 处的壁面无颗粒飞扬, $x = \varepsilon, y \leq \delta(\varepsilon)$ 处的参数可由 Blasius 方程求得. 壁面处有

$$u_p = u_s, \quad v_p = 0, \quad T_p = T_0 \quad (20)$$

其余 $x > \varepsilon, y = 0$ 的壁面条件为

$$u_p = u = u_s, \quad T = T_W, \quad T_p = T_0, \quad v_p = v_{pW}, \quad \rho_p = \rho_{pW} \quad (21)$$

脚标 “W” 表示壁面值, 根据 Mirels 假设^[5], 即壁面剪切力保持某阈值 τ_W , 进而推得

$$T_W = T_0 + \left(T_e + r \frac{u_e^2}{2C_p} \frac{\alpha p_0^{0.8} x^{0.3}}{0.39} \left(\frac{u_s}{a_0} \right)^{1/2} \left(\frac{u_s}{u_e} \right)^{4/5} \right) \quad (22)$$

其中 r 为复温因子, α 为壁面传热特性, a_0 为波前声速

$$\rho_p W = \rho_e \left(2.7 \frac{W + \frac{1}{3}}{2W + 7.1 + B} \right) \quad (23)$$

其中卷扬系数 B 由下式给出

$$\frac{B}{\ln(1+B)} = 1.991 \times 10^2 \frac{M_s^2 p_0}{(p_0 x)^{1/5}} \frac{(W + \frac{7}{3})^{1/5} (W - 1)^{8/5}}{W} \quad (24)$$

$$W = \frac{u_s}{u_c}$$

$$M_s = \frac{u_s}{a_0}$$

壁面剪切力 τ_w 的方程为

$$\tau_w = \sigma g d \rho_p \quad (25)$$

其中 σ 为常数, g 为重力加速度.

4 数值方法

Lees-Dorodnitsyn 变换常用于气相边界层方程, 变换后的方程便于数值计算. Outa^[11] 将这种变换推广至惰性颗粒悬浮流的边界层方程. 对于带化学反应的颗粒悬浮流, 颗粒燃烧使气相的质量守恒方程出现源项, 这给该变换的进一步推广带来困难. 本文将气相密度视作两部分, 即 $\rho = \rho_i + \rho_c$, ρ_i 代表气相的固有密度, ρ_c 表示颗粒燃烧向气相输送的质量, 称之为生成密度. 于是方程 (1) 写成

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i v) = 0 \quad (26)$$

$$\rho_i u \frac{\partial \phi}{\partial x} + \rho_i v \frac{\partial \phi}{\partial y} = \Gamma \quad (27)$$

其中 $\phi = \frac{\rho_c}{\rho_i}$. 引进固有密度 ρ_i 的流函数 ψ , 使 $\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho_i u$, $\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho_i v$, 这样可将 Lees-Dorodnitsyn 变换推广至带化学反应的两相流的情形, 有无穷纲量

$$\xi = \frac{x}{\lambda} \quad \text{和} \quad \eta = \frac{1}{\sqrt{2\xi}} \int_0^{\bar{y}} \frac{\rho}{\rho_c} d\bar{y}$$

其中 $\lambda = u_s \tau$, $\bar{y} = \frac{y}{\lambda} \sqrt{Re_\lambda}$, $Re_\lambda = \frac{\rho_c u_c \lambda}{\mu_e}$, 无量纲函数写成

$$f = \frac{y}{\sqrt{2\xi\lambda}\sqrt{\rho_c u_c \mu_e}}, \quad f' = \frac{\partial f}{\partial \eta} = \frac{u}{u_c}, \quad v^* = \frac{v}{u_c} \sqrt{Re_\lambda}$$

$$\theta = \frac{H}{C_p T_c}, \quad p^* = \frac{p}{\rho_c u_c^2}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_c}$$

变换后, 守恒方程写成

$$\sqrt{2\xi}\rho^*v^* = -(f + 2\xi\frac{\partial f}{\partial \xi} - \eta f') \quad (28)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial \eta} = -\sqrt{\frac{2\xi\lambda}{\rho_e u_e \mu_e}} \frac{\mu_e}{\rho^* \rho_e u_e^2} f_y \quad (29)$$

$$(bf'')' + (1 - \phi)ff'' + m_1 = 2\xi(1 + \phi)\left(f'\frac{\partial f'}{\partial \xi} - f''\frac{\partial f}{\partial \xi}\right) \quad (30)$$

$$\frac{1}{P_r}(b\theta')' + (1 + \phi)m_2\theta' + m_3 = 2\xi(1 + \phi)f'\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \quad (31)$$

其中 $b = \rho^*\mu_{\text{eff}}^*$

$$m_1 = -\frac{1}{\rho^*}\left(\eta\frac{\partial p^*}{\partial \eta} - 2\xi\frac{\partial p^*}{\partial \eta} - \frac{\lambda}{\rho_e u_e^2}f_x\right)$$

$$m_2 = f + 2\xi\frac{\partial f}{\partial \xi}$$

$$m_3 = \frac{u_e^2}{C_p T_e}\left(1 - \frac{1}{P_r}\right)\left[b\left(f' - \frac{u_s}{u_e}\right)f''\right]' + \frac{u_e u_s}{\rho^* T_e}\left(\frac{\partial p^*}{\partial \xi} - \eta\frac{\partial p^*}{\partial \eta}\right) + \frac{2\xi\lambda S_Q}{\rho_e u_e T_e \rho^* C_p}$$

上述方程可用二阶精度的 BOX 格式求解。

根据颗粒轨迹模型, 颗粒相被离散为若干沿确定轨迹运动的颗粒群, 这些轨道由方程 (6), (7) 来描述, 并用四阶 Runge-Kutta 方法求解。由于颗粒轨迹一般不通过气相流场的计算格点, 为了处理气相与颗粒相之间的耦合效应, 本文按 PSIC (particle source in cell) 方法的思路对计算格式作如下处理。

考虑某一以格点为中心的计算胞格, 设有若干颗粒轨迹从其中穿过。对于定常流动, 即使颗粒发生化学反应, 沿颗粒轨迹的颗粒数流率 N 为常数, 从而可用壁面处颗粒数流率来表示

$$N = \frac{\rho_{pw} v_{pw}}{m_{p0}} \Delta x_p \quad (32)$$

其中 m_{p0} 为颗粒点火前的初始质量, Δx_p 为壁面处相邻轨迹间的距离。格点上颗粒数密度为

$$n_p = \Sigma N_i \Delta t_i / (\Delta x \Delta y) \quad (33)$$

其中脚标 i 表示穿过计算胞格的第 i 条轨迹, Δt_i 为颗粒沿第 i 条轨迹穿越胞格的时间, Δx 和 Δy 为胞格的边长。

如果颗粒在燃烧过程中保持球形, 格点上有

$$\Gamma = \frac{\pi \bar{\rho}_p}{6} \Sigma N_i ((d_{p,i})_{\text{in}}^3 - (d_{p,i})_{\text{out}}^3) / \Delta x \Delta y \quad (34)$$

其中 $d_{p,i,\text{in}}$ 和 $d_{p,i,\text{out}}$ 分别表示第 i 条轨道中颗粒在进入胞格和流出胞格时的直径。

取计算胞格内的平均值为中心格点的值

$$u_p = \Sigma N_i \Delta t_i u_{p,i} / (\Sigma N_i \Delta t_i) \quad (35)$$

$$v_p = \Sigma N_i \Delta t_i v_{p,i} / (\Sigma N_i \Delta t_i) \quad (36)$$

$$T_p = \Sigma N_i \Delta t_i T_{p,i} / (\Sigma N_i \Delta t_i) \quad (37)$$

5 结果与讨论

基于上述模型, 对激波诱导的燃烧粉尘云进行了数值模拟, 计算所用初始参数与实验条件一致. 初始直径为 $30\mu\text{m}$ 的玉米粉, $\bar{\rho}_p = 1300\text{kg/m}^3$, $C = 1288.6\text{J/kg}\cdot\text{K}$, $Q_C = 22071\text{KJ/kg}$, $A = 1 \times 10^4\text{m/s}$, $E/R = 5000\text{K}$.

粉尘在激波作用下于壁面附近形成燃烧的粉尘云, 图 5 为燃烧粉尘云的轮廓线, 对应于激波 Mach 数 $M_s = 5$, 其中实线为计算曲线, 虚线是根据实验照片复制的, 两者基本相符.

被卷扬的颗粒在高温气体中受热, 经一段时间后点火燃烧, 从而在粉尘云内形成带状预混火焰. 从激波扫过到火焰出现所经历的时间定义为点火诱导时间, 它可用如前所述的实验方法测定. 计算时需给出点火判据, 本文在颗粒点火前后均采用由 Arrhenius 定律描述的反应模型, 根据不同分配因子所绘制的颗粒直径变化曲线的分叉点对应于 $\zeta = \frac{d_{p0} - d_p}{d_{p0}} = 0.001$, 以此为点火判据所绘制的点火诱导时间随激波强度变化的计算曲线为图 6 中实线, 图中离散点为本文实验值.

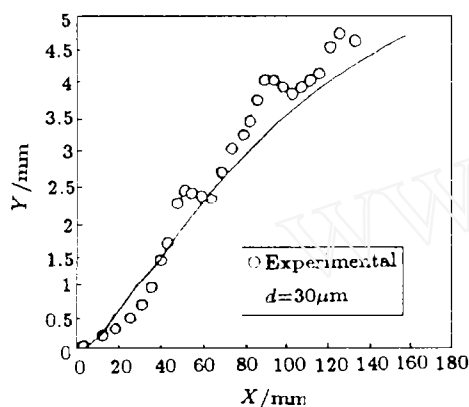


图 5 燃烧粉尘云轮廓线
Fig.5 Profile of burning
corn particle cloud

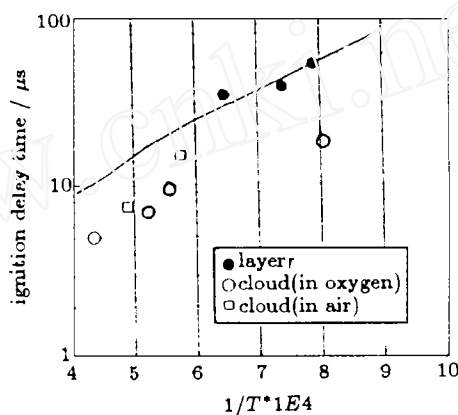


图 6 点火延迟随激波强度变化曲线
Fig.6 Effects of shock strength
on ignition delay

计算结果还进一步揭示了粉尘云的内部结构. 图 7 是根据计算结果绘制的结构图, 靠近壁面的区域称为诱导区, 卷扬颗粒在该区域内加热直至点火从而进入反应区, 该区实质是一个带状预混火焰, 在反应区和扩散区交接处, 颗粒燃烧殆尽. 反应结束时流场参数不等于主气流参数, 故还需一段梯度较大的扩散区来调节, 图 7 中虚线为等氧气质量分数线.

颗粒飞扬初期升力为主导因素, 这导致颗粒的加速. 随着颗粒上升, 阻力逐渐成为主导因素, 于是颗粒在法向减速. 图 8 为反映这一趋势的颗粒法向速度的变化曲线. 图 9 为粉尘云中颗粒速度矢量图, 它描述了燃烧颗粒在粉尘云内部的运动姿态. 颗粒在法向的加速导致颗粒数密度的降低, 反之则使其增大. 无论是可燃颗粒还是惰性颗粒, 粉尘云内皆存在两个高密度区域一个接近壁面另一个在粉尘云的外边界. 颗粒直径在诱导区几乎保持常数, 在反应区则不断收缩, 直至颗粒消失, 如图 10 所示. 因此对于颗粒浓度分布曲线, 燃烧粉尘与惰性粉尘的差异较大, 惰性粉

尘仍有两个高浓度区域, 但燃烧粉尘仅在壁面附近浓度最高, 在粉尘云的外边界其值趋于零.

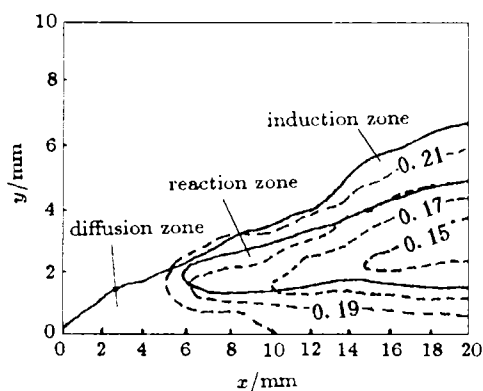


图 7 燃烧粉尘云结构和等氧质量分数线
Fig.7 Structure of burning dust cloud and contours of oxygen mass fraction

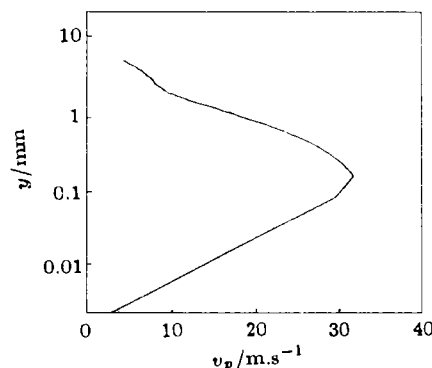


图 8 颗粒法向速度变化曲线
Fig.8 Variation of vertical particle velocity with distance from wall

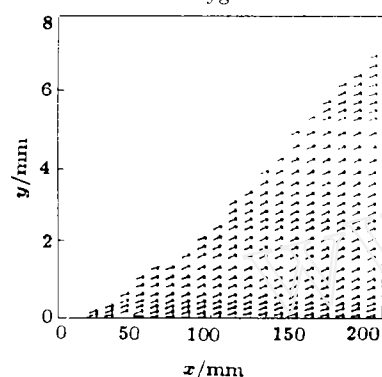


图 9 颗粒速度矢量图
Fig.9 Vector plots of particle velocity

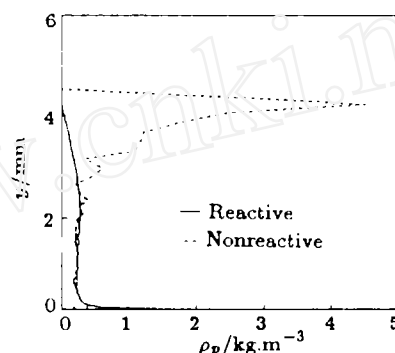


图 10 颗粒浓度分布曲线
Fig.10 Profiles of particle concentration

6 结 论

在本文采用的实验设备内实现了激波对壁面可燃粉尘的卷扬与点火. 用自行设计的阴影摄影系统有效地排除了火焰发光的影响, 成功记录了激波后燃烧粉尘云的阴影图像.

在数值研究中, 将气相密度分为固有密度和生成密度, 从而使 Lees-Dorodnitsyn 变换推广到带化学反应的两相边界层的情形, 进而利用 BOX 方法、Runge-Kutta 方法和经本文推广的 PSIC 方法对激波诱导的粉尘云边界层的内部流场进行模拟. 根据计算结果将其分为三个区域: 诱导区、反应区和扩散区.

激波诱导的沉积粉尘的卷扬与燃烧是一个非常复杂的现象, 本文在若干细节特别是壁面条件的处理上较为粗糙, 欲想探求其中的机制, 还需进一步对沉积粉尘内激波诱导的波系进行研究以求得到更合理的边界模型.

参 考 文 献

- 1 Fletcher B. *Appl Phys*, 1976, 9: 197
- 2 Boiko VM et al. *Prog. in Astronautics and Aeronautics. AIAA*, 1983, 2: 293
- 3 Bracht K, Merzkirch W. *Int J Multiphase Flow*, 1979, 5: 301
- 4 Boiko VM et al. *Combustion, Explosion and shock waves*, 1987, 23: 122
- 5 Mirels H. *AIAA J*, 1984, 22: 1582
- 6 Hwang CC. *Int J Multiphase Flow*, 1986, 12: 655
- 7 Kuhl AL et al. *AIP Conference Proceeding* 208, 1990: 762
- 8 Sakakita H et al. *Proc 17th ISSW*, 1990: 563
- 9 Cebeci T, Bradshaw P. *Physical and computational aspects of convective heat transfer*. Verlag New York Inc. New York, 1984
- 10 Ural EA. *Proc 13th ISSW*, 1981: 809
- 11 Outa E et al, *Proc 13th ISSW*, 1981: 655

THE STRUCTURE OF COMBUSTION DUST CLOUD WITHIN BOUNDARY LAYER INDUCED BY SHOCK WAVE

Fan Baochun Lu Shouxiang Gong Changchao Li Hongzhi
(*Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210014, China*)

Abstract When a sufficiently strong shock wave passes over a surface laden with combustible particle, a combustion dust cloud will be induced within the boundary layer, which is investigated both experimentally and theoretically to reveal its structure. It is shown from the computational results that the combustion dust cloud boundary layer consists of an induction zone, a reaction zone and a diffusion zone. The highest particle concentration occurs in the induction zone. Computed and measured results for the profile of the dust cloud are in good agreement.

Key words suspension two-phase flow, boundary layer, dust explosion, shock wave, heterogeneous combustion