

# 含尘气体中的非定常激波\*

耿继辉 汤明钧\*\*

(南京理工大学动力工程学院 南京 210094)

(\* \* 南京理工大学化工学院 南京 210094)

**摘要** 对含尘气体中非定常激波进行了实验研究和数值模拟。实验在垂直两相激波管中实现。气体与含尘气体之间分界面的形成以及分界面处粉尘浓度的瞬时测定为实验研究提供了有效的手段。在双流模型基础上,应用时间分裂法,将 TVD 格式和 MacCormack 格式分别应用于气相和颗粒相方程,模拟了激波与含尘气体相互作用现象,讨论了含尘气体物理参数对激波传播行为的影响。计算结果与实验现象符合较好。

**关键词** 含尘气体 非定常激波 实验研究 数值模拟

## 1 引言

许多实际工程问题都涉及到气体与固体颗粒两相混合物的气体动力学,如火箭中添加金属颗粒的推进剂燃烧特性分析;爆炸波在含尘埃大气中的传播;工业粉尘爆炸的预报及泄爆等。含尘气体中的激波结构研究始于五十年代末。Carrier<sup>[1]</sup>在1958年首次理论研究了含尘气体中的驻止激波波后松弛区内流动参数变化现象,通过运用两个简单的近似表达式表明 Nusselt 数以及阻力系数与 Reynolds 数的关系,获得了简单的速矢曲线,主要描述气相和颗粒相的速度,同时给出了松弛区的长度。尽管 Carrier 的分析具有历史意义,但由于结果的精度不高,实际工程中很少应用这些结果。

继 Carrier 开创性工作之后,许多研究工作者<sup>[2~5]</sup>对含尘气体中定常激波松弛区进行了深入的研究,这些工作大多数采用了进一步完善的阻力系数以及 Nusselt 数的表达式。所考虑的因素涉及到气相的可压缩性,颗粒加速、颗粒相与气相的体积比、装药比,局部压力梯度以及气相与颗粒相相对加速度引起的虚质量等。Gottlieb 和 Coskunes<sup>[5]</sup>详细讨论了这些情形。

当一激波由气相介质传入含尘气体中时,由于相间的动量和能量交换,激波的传播行为是非定常的。随着颗粒相的能量吸收,初始激波的冻结间断面逐渐削弱,一定时间后,处于分界面的颗粒经过加速和加热与气相达到新的平衡(力学平衡和热学平衡),透射激波发展成为部分弥散激波或完全弥散激波<sup>[6]</sup>,这时的部分弥散激波可以由上面讨论的定常激波来处理。

作者旨在对激波与含尘气体的初始相互作用以及激波的非定常传播行为进行实验研

\* 国家自然科学基金资助项目 19232042。

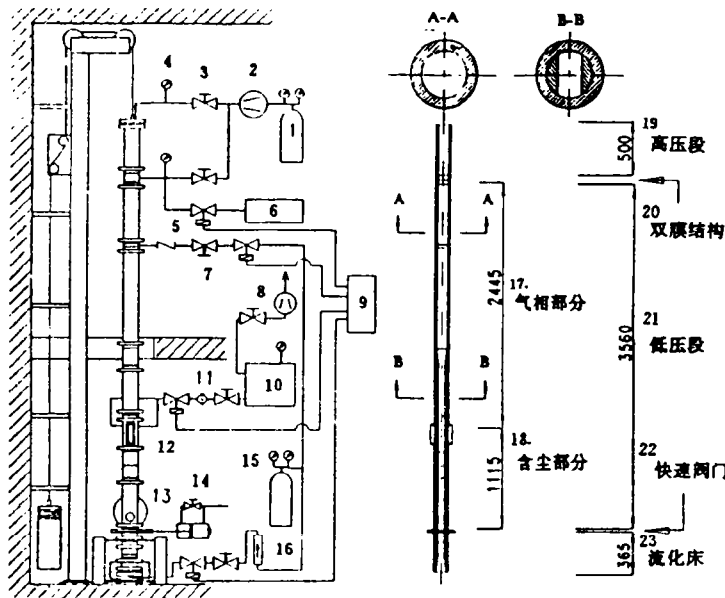
1993年10月4日收到原稿,1994年4月4日收到修改稿。

究,并作相应的数值模拟。

## 2 实验研究

### 2.1 实验装置

如图1所示,垂直两相激波管主要由高压段、低压段和流化床三部分组成,长分别为0.5 m,3.56 m和0.365 m。就横截面几何形状而言,低压段由圆管(剖面A—A)和拟矩形管(剖面B—B)构成,两管之间有一平滑的过渡段,圆管内径为56 mm,外径为104 mm,可



1. 氦气瓶;2. 压缩机;3. 气阀;4. 压力计;5. 电磁阀;6. 减压罐;7. 计量气阀;8. 真空泵;9. 延时器;  
10. 真空罐;11. 粉尘分离器;12. 测试窗口;13. 泄压罐;14. 快速闸门;15. 实验气体;16. 流量计  
1. Helium bottle;2. Compressor;3. Valve;4. Manometer;5. Solenoid valve;6. Dump tank;7. Scale valve;  
8. Vacuum pump;9. Timer;10. Tank;11. Dust-gas separator;12. Test window;13. Dump tank;14. Shutter;  
15. Driven gas bottle;16. Gas flow meter;17. Gas-phase section;18. Dust-Containing section;  
19. High pressure section;20. Double-film structure;21. Low pressure section;  
22. Fast valve;23. Fluidized bed

图1 两相激波管

Fig. 1 Two-phase shock tube

承受100MPa静压。就功能而言,低压段又由气相部分和气固两相部分构成,前者包含圆管和拟矩形管,而后者只存在于拟矩形管中,两者之间将形成一个分界面(如图2所示)。分界面位于测试窗口上部,测试窗口为20 mm×135 mm,5个压力传感器安装在测试段,用于测量气相介质和含尘气体中的压力波形以及激波速度。光测系统如图3所示,激波与分界面的相互作用由阴影法拍摄,每发试验可连续记录四幅照片,最小间隔为1 μs。由He-Ne激光器和半导体光电管组成的消光器用于粉尘浓度的瞬态测量<sup>[7]</sup>,激光束位于分界面下方4 mm处。

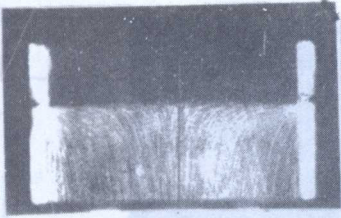
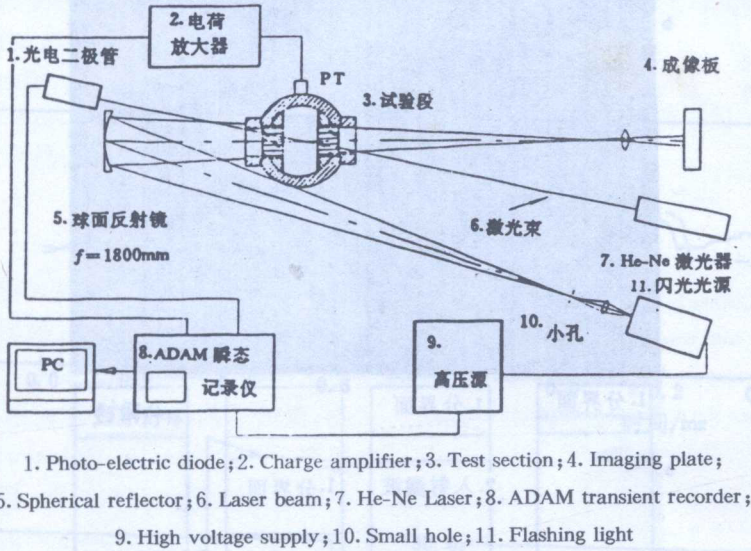


图 2 气固两相混合物分界面典型照片  
Fig. 2 Typical picture of a planar interface of a gas-particle mixture

实验之前,一定量的粉尘置于流化床中,低压段中的所有阀门调到适当位置使得实验过程中既能在试验段形成两相混合物的分界面,又能使管内初始压力保持  $p_1 = 0.5 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。实验时,低压段及流化床中的电磁阀门开启 5 s 左右,这段时间里,在低压段中已形成了气相与气固两相混合物两部分,然后关闭所有电磁阀门,2s后,触发快速闸门 14



1. Photo-electric diode; 2. Charge amplifier; 3. Test section; 4. Imaging plate;  
5. Spherical reflector; 6. Laser beam; 7. He-Ne Laser; 8. ADAM transient recorder;  
9. High voltage supply; 10. Small hole; 11. Flashing light

图 3 光测系统

Fig. 3 Optical system

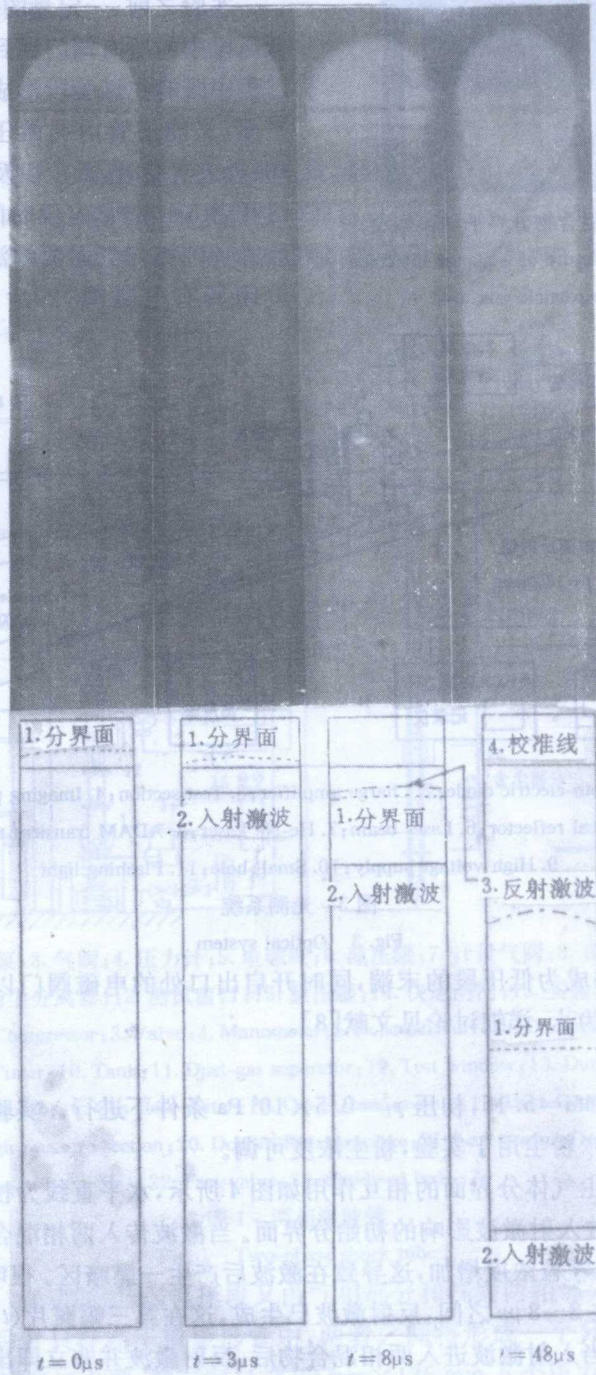
(图 1),使其关闭并成为低压段的末端,同时开启出口处的电磁阀门以维持分界面,直到激波到达试验段为止,详细讨论见文献[8]。

2.2 实验结果

实验在马赫数  $Ma = 5.15$ ,初压  $p_1 = 0.5 \times 10^5 \text{ Pa}$  条件下进行。实验气体为氮气,平均直径为  $10 \mu\text{m}$  的玉米粉尘用于实验,粉尘浓度可调。

入射激波与含尘气体分界面的相互作用如图 4 所示,水平直线为校准线。第一幅照片 ( $t = 0 \mu\text{s}$ ) 展示尚未被入射激波影响的初始分界面。当激波传入两相混合物后,分界面开始加速,入射激波后的颗粒浓度增加,这导致在激波后产生一黑暗区。很明显在  $t = 3 \mu\text{s}$  还没有反射激波产生。在  $3 \sim 8 \mu\text{s}$  之间,反射激波已生成,这在第三幅照片 ( $t = 8 \mu\text{s}$ ) 中可以清楚地看到。换句话说,当入射激波进入两相混合物后,反射激波并非立即出现,而是有一延迟时间。由于反射激波在超声速流中传播,在实验室坐标系中反射激波往下运动,但它与运动着的分界面之间的距离随时间增加而变大,正如  $t = 48 \mu\text{s}$  照片中所显示的。第四幅照片中有多余的扰动,这来自于不同的几何形状缺陷[8]。

图 5 给出了典型的颗粒浓度与压力波形实测结果。图 5 a 展示了颗粒浓度随时间变



1. Interface; 2. Incidence shock wave; 3. Reflected shock wave; 4. Calibrating line

图4 激波与两相分界面相互作用典型阴影照片及示意图 ( $Ma=5.15, p_1=0.5 \times 10^5 \text{ Pa}$ )

Fig. 4 Typical shadowgraphs of the interaction of a shock wave with a two-phase interface and their sketches ( $Ma=5.15, p_1=0.5 \times 10^5 \text{ Pa}$ )

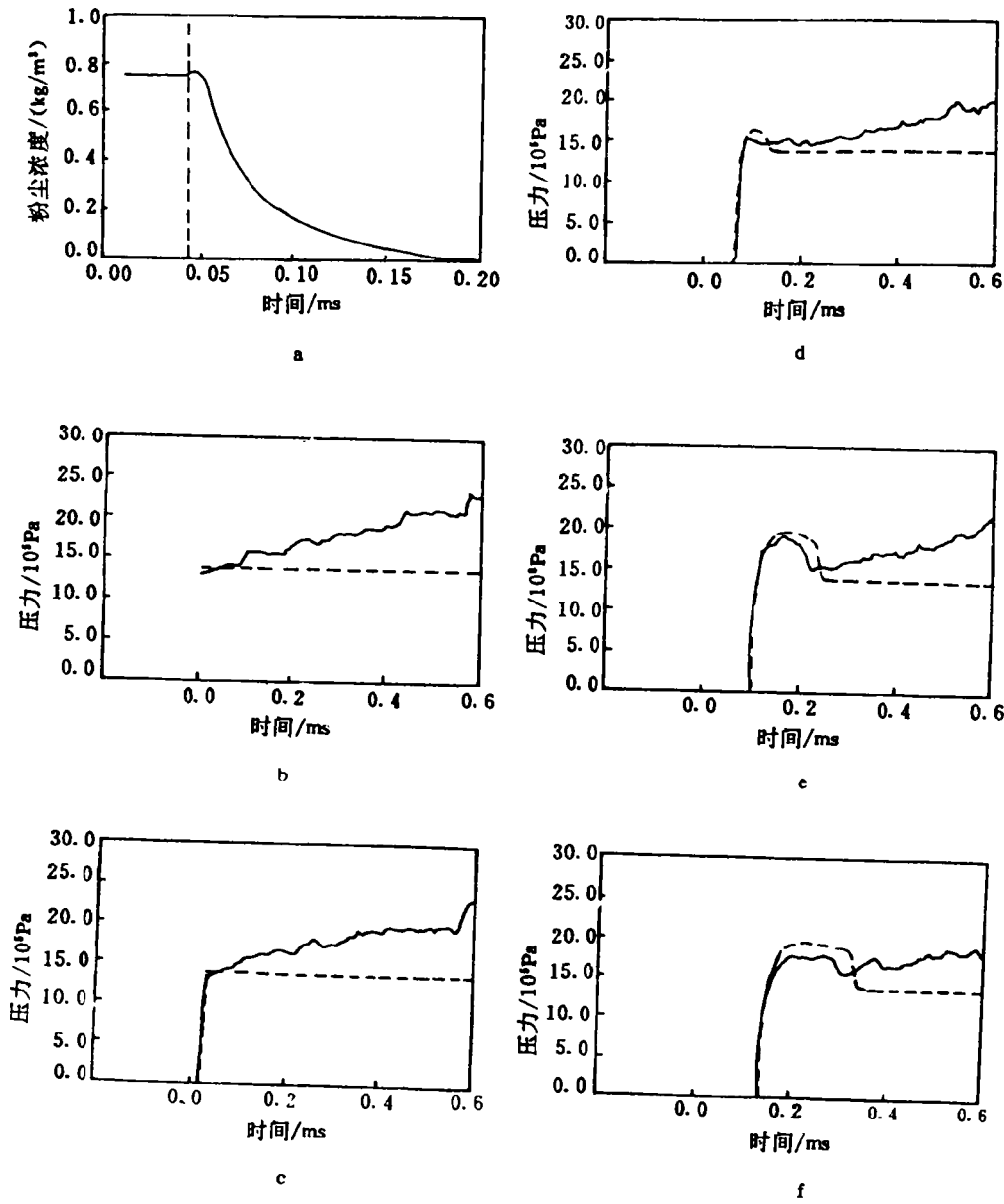


图 5

a. 分界面处粉尘浓度; b, c. 气相中的压力波形; d, e, f. 含尘气体中的压力波形

Fig. 5

a. Particle concentration at a interface; b, c. Pressure history in the dust-free gas;

d, e, f. Pressure history in the dusty gas

化, 在  $t = 43 \mu\text{s}$  (这里的时间从入射激波传至第一个压力传感器时刻开始计算), 入射激波进入含尘气体, 分界面处颗粒浓度增加。当分界面运动到激光光束位置, 并继续往下运动,

浓度很快下降直到为 0。由于气相激波后的颗粒松弛,两相混合物中的压力曲线(图 5 d~f)与气相(图 5 b~c)中的明显不同。图 5 e 和 5 f 中压力迹线在入射波后忽然下降,这也说明反射激波的存在。图 5 b~f 中的虚线为计算结果,在 3.3 节中进一步讨论。

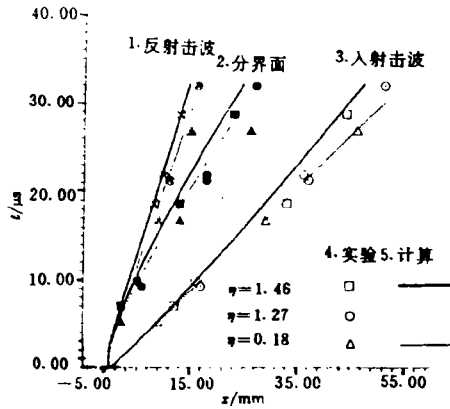


图 6 实验与计算比较  
Fig. 6 Comparison of experimental data with numerical results  
1. Reflected shock wave; 2. Interface;  
3. Incidence shock wave; 4. Experimental;  
5. Computational

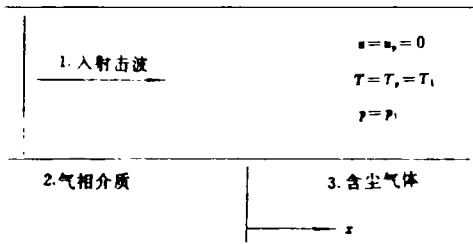


图 7 流场示意图  
Fig. 7 Schematic diagram of the flow field  
1. Incidence shock wave;  
2. Gas-phase medium; 3. Gas with dust

图 6 展示了不同装载比  $\eta$  下,入射激波、分界面及反射激波迹线的实验结果。 $\eta$  定义为

$$\eta = \sigma_p / \rho$$

其中:  $\sigma_p$  和  $\rho$  分别为初始粉尘浓度和气体密度。空心、实心及打“×”记号分别表示实测的入射激波、分界面和反射激波位置。很明显,装载比小的分界面加速快。图中曲线代表计算结果。

### 3 数值模拟

#### 3.1 物理模型

示意图 7 描述了本文所讨论的流场。含尘气体从  $x=0$  延伸到  $\infty$ ,入射激波从气相介质传入两相混合物,只要激波在气相介质中传播,激波后的参量(压力  $p$ 、密度  $\rho$ 、温度  $T$  和速度  $u$ )均由 Rankine-Hugoniot 关系确定。 $t=0$  时,正激波进入两相介质。激波前两相介质处于热力学平衡,即  $u = u_0 = 0, T = T_0 = 237$  K。并假设:

- 1) 气相介质视为完全气体;
- 2) 固体颗粒为球形、不可压,并具有相同直径,热传导率和比热为常数;
- 3) 颗粒内部温度均匀分布;
- 4) 颗粒相所占据体积忽略不计;
- 5) 颗粒之间的相互作用忽略不计;
- 6) 不考虑颗粒重力的影响;
- 7) 粘性及热传导体现在气相与固相的耦合项中。

基于双流体模型,气相一维不定常 Euler 方程为<sup>[8]</sup>

$$\partial Q / \partial t + \partial F / \partial x + I = 0 \tag{1}$$

颗粒相的方程形式为

$$\partial Q_p / \partial t + \partial F_p / \partial x + I_p = 0 \tag{2}$$

其中:

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ u(e + p) \end{bmatrix}, I = \begin{bmatrix} 0 \\ -f_r \\ -q_r - u_r f_r \end{bmatrix} \quad (3a), (3b), (3c)$$

$$Q_r = \begin{bmatrix} \sigma_r \\ \sigma_r u_r \\ e_r \end{bmatrix}, F_r = \begin{bmatrix} \sigma_r u_r \\ \sigma_r u_r^2 \\ u_r e_r \end{bmatrix}, I_r = \begin{bmatrix} 0 \\ f_r \\ q_r + u_r f_r \end{bmatrix} \quad (4a), (4b), (4c)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (5)$$

$$e_r = \sigma_r C_p T_r + \frac{1}{2} \sigma_r u_r^2 \quad (6)$$

这里  $C_p$  为颗粒相的比热;  $f_r$  为颗粒相作用于气相的阻力, 由相间相对速度引起;  $q_r$  表示气相与颗粒相之间热交换, 由相间温度差决定。  $f_r$  与  $q_r$  具体表示为

$$f_r = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho \sigma_r}{D_r \rho_r} (u_r - u) |u_r - u| \quad (7)$$

$$q_r = 6 \cdot \left( \frac{Nu}{Pr} \right) \cdot \left( \frac{u \sigma_r C_p}{D_r^2 \rho_r} \right) \cdot (T_r - T) \quad (8)$$

Nusselt 数  $Nu$  为 Reynolds 及 Prandtl 数的函数, 简单表示为

$$Nu = 2 + 0.459 Re^{0.55} Pr^{0.33} \quad (9)$$

其中

$$Re = \frac{\rho D_r |u_r - u|}{\mu} \quad (10)$$

$$Pr = \frac{C_p \mu}{\lambda} \quad (11)$$

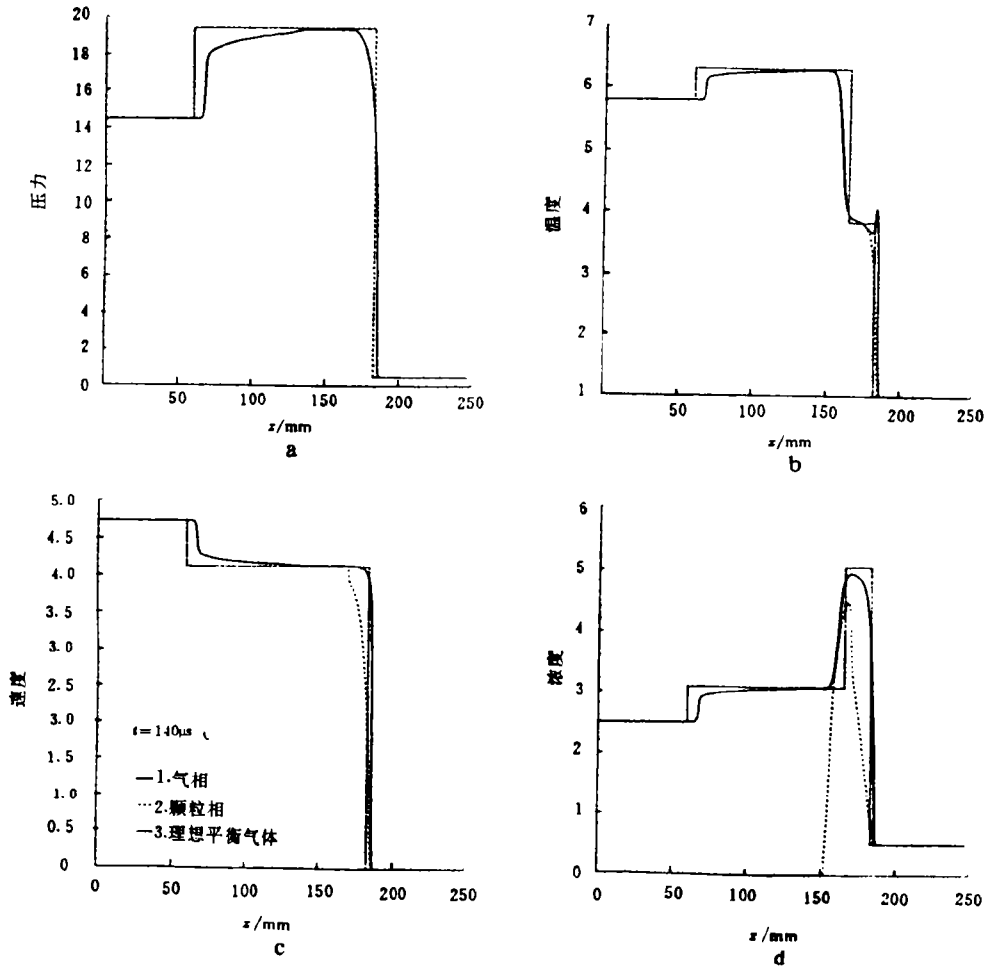
$C_p$ 、 $\mu$ 、 $\lambda$ 、 $D_r$  和  $C_D$  分别为气相等压比热, 气体动力粘性系数、气体热传导系数、颗粒直径和阻力系数。

本文中用于方程组(1)和(2)无量纲化的参考值为特征长度  $L^* = 0.3 \text{ m}$ , 密度  $\rho^* = 1.2056 \text{ kg/m}^3$ , 压力  $p^* = 1.02 \times 10^5 \text{ Pa}$ , 温度  $T^* = 273 \text{ K}$ , 速度  $u^* = \sqrt{p^*/\rho^*} = 285.6 \text{ m/s}$ , 特征时间  $t^* = L^*/u^* = 1.0504 \text{ ms}$ 。没有特殊声明时, 下文图中各物理量均为无量纲量。

### 3.2 数值方法

应用双流体模型的优点在于: 对于单一相(气相或颗粒相)可用各自的现有数值处理方法, 达到目前为止最佳的求解。由于气相方程组(1)是一双曲型系统, 将一种高分辨率的激波捕捉方法, TVD 技术<sup>[9]</sup>应用于(1)。基于这样一个事实: 激波扫过颗粒相的瞬时, 颗粒相物理参数不会有间断的变化, 颗粒相方程组(2)则由 MacCormack 格式<sup>[10]</sup>来处理。方程(1)和(2)之间的耦合通过时间分裂法来实现。

以上的数值处理方法可以用理想平衡气体精确解<sup>[4,11]</sup>来检验。理想平衡气体的含义在于: 将粉尘颗粒作为第二种“气体”的分子, 含尘气体则视为两种气体的混合物, 这里称之为理想平衡气体。当激波传入这一气体时, 波后状态瞬时达到平衡。理论上讲此平衡态应该与激波进入含尘气体后气相与颗粒相建立起新的平衡状态相一致。鉴于这一点, 图



1. Gas-phase; 2. Particle-phase; 3. Idealized equilibrium gas

图8 数值结果与理想平衡气体精确解比较 ( $Ma=5.0, \eta=1.0, D_p=10 \mu\text{m}$ )

Fig. 8 Comparison of numerical results with the exact solution for the idealized equilibrium gas

( $Ma=5.0, \eta=1.0, D_p=10 \mu\text{m}$ )

8 给出了  $t=140 \mu\text{s}$  时刻数值结果与精确解的比较。可以看出,两者符合很好。从另一方面说明,本文所采用的数值方法是成功的。反射激波位置滞后于理想平衡气体精确解反映了反射激波的形成有一定延迟时间。

### 3.3 计算结果与实验现象的比较与讨论

与实验初始条件一致,含尘气体中无量纲初温  $T/T^*=T_0/T_0^*=1.0$ ; 初压  $p/p^*=0.5$ ; 速度  $u/u^*=u_0/u_0^*=0$ 。而装载比  $\eta$ , 激波马赫数  $Ma$  可变。

图 5 b~f 给出了数值计算压力波形,由虚线表示。激波阵面到达压力传感器位置的时刻与实测值完全重合。气相介质中激波阵面后压力实测波形(图 5 b 和 c)有增大趋势,



这是由于激波管的构造所致,因为在低压段,从圆形管到拟矩形管有一过渡段,使横截面积减小,根据 Geatrix 和 Gottlieb(1982)<sup>[12]</sup>的理论分析,波后压力将增加。而本文的理论计算中没有考虑面积变化这一因素,所得结果则为一平台。

在含尘气体中(图 5 d~f),理论计算压力上升前沿与实测波形一致,而后所达到的计算峰值比实测值大。图 5 e 和图 5 f 相类似,峰值之后压力略有减小,反射激波到达时压力迅速下降,最终回到初始入射激波后状态,这一过程与图 8 a 所表征的相对应。图 5 e 和图 5 f 中计算反射波到达时间偏大。

图 6 给出了不同装载比条件下入射激波、分界面以及反射激波迹线的计算结果。当激波进入装载比大的含尘气体时,入射激波衰减快,分界面加速慢,相应地,反射激波形成快。计算结果与实验现象符合较好。

### 3.4 含尘气体物理参数的影响

Reynolds 数  $Re$  对激波传播行为的影响示于图 9。根据方程(10)的定义,在同一马赫数

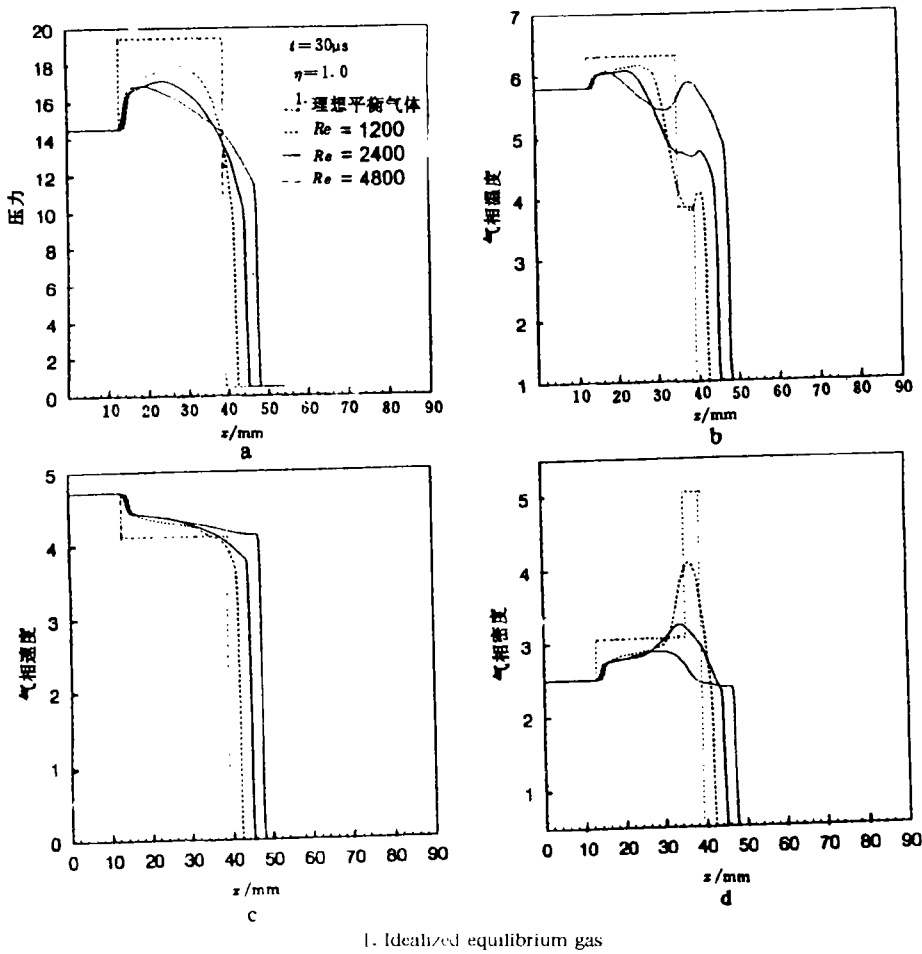


图 9 Reynolds 数对气相参量的影响 ( $Ma=5.0$ )

Fig. 9 Influence of Reynolds number on gas phase parameter ( $Ma=5.0$ )

条件下  $Re$  的大小取决于颗粒尺寸,也即小直径颗粒对应于小 Reynolds 数。图 9 表明,  $Re$  减小时,数值解趋近理想平衡气体精确解,说明  $Re$  越小,颗粒与气相达到热力学平衡速率越快。另一方面,也导致入射激波衰减加剧,这可以从图 9 中激波到达位置差别看出,即  $Re$  大的粉尘云中的激波在同一时间里传入含尘气体越深。相应地,激波的冻结参量越大。值得提及的是,气相温度在激波阵面处有一上冲(Overshoot),此上冲现象是由于气、固两相能量交换所引起的<sup>[13]</sup>。 $Re$  对温度上冲的影响是明显的。

粉尘装载比  $\eta$  对气相和颗粒相参量影响示于图 10。 $\eta$  增加,颗粒相作用于气相的阻力增大,反射压缩波强度加大,致使气相温度(图 10 c)增加,而气相速度(图 10 a)减小。同时,激波衰减加剧。另一方面,颗粒相速度减小(图 10 b)。然而有趣的是,大装载比粉尘云分界面处的颗粒温度上升快(图 10 d),此现象由反射压缩波引起的气相温度增加所致。这一似乎反常的现象对研究粉尘云的激波点火机理是很重要的<sup>[8]</sup>。

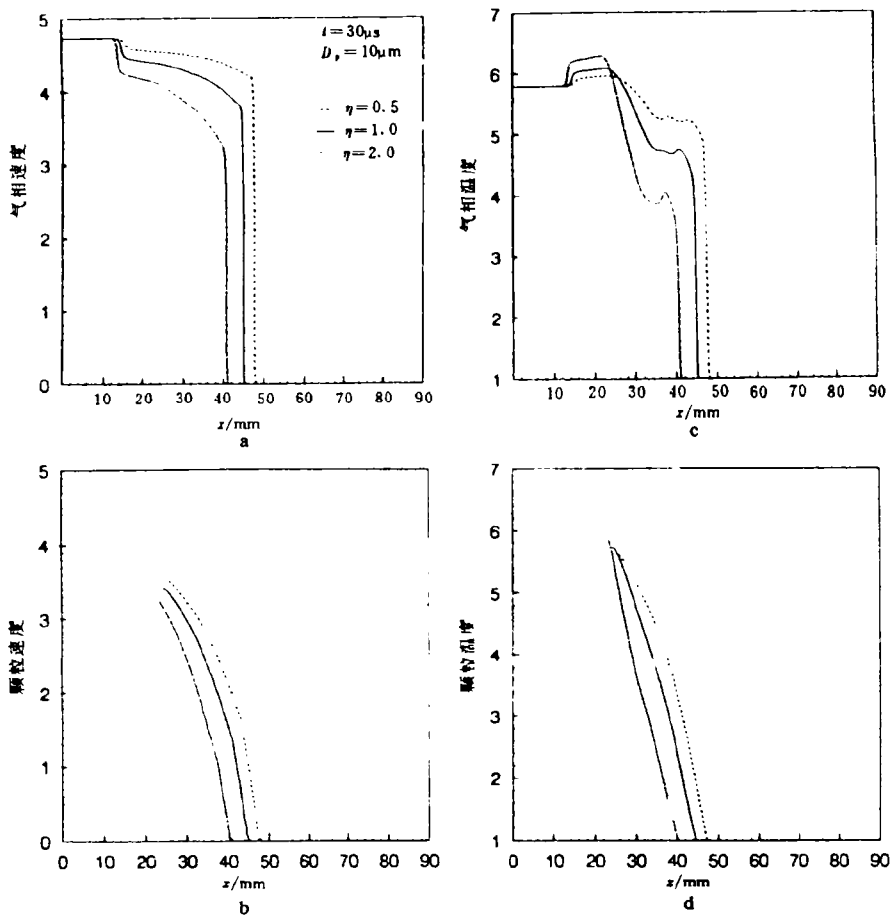


图 10 颗粒装载比的影响( $Ma=5.0$ )

Fig. 10 Influence of loading ratio ( $Ma=5.0$ )

图 11 给出了 Prandtl 数  $Pr$  对两相速度和温度的影响。比起速度参量,温度受  $Pr$  的影响要显著得多。随  $Pr$  增加,气相温度上冲幅值变大,而且其发展过程长。然而,颗粒相的温

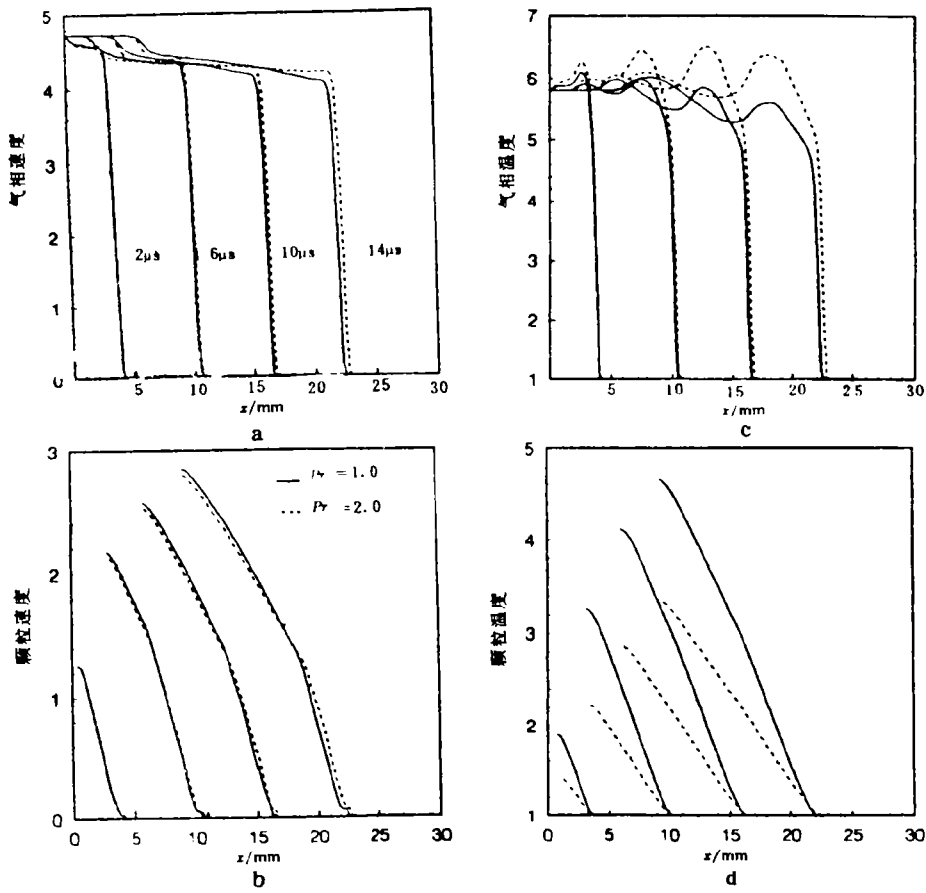
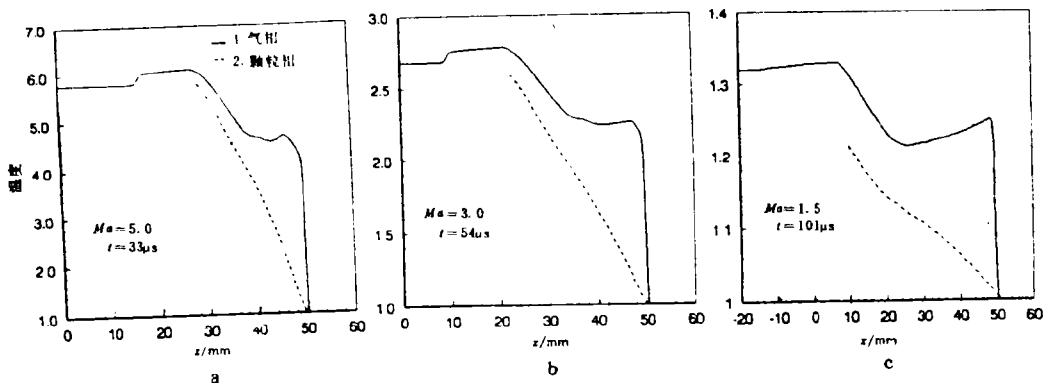


图 11 Prandtl 数的影响 ( $Ma=5.0, \eta=1.0, D_p=10 \mu m$ )

Fig. 11 Effects of Prandtl numbers ( $Ma=5.0, \eta=1.0, D_p=10 \mu m$ )



1. Gas-phase; 2. Particle-phase

图 12 激波强度的影响 ( $\eta=1.0, D_p=10 \mu m$ )

Fig. 12 Effects of the shock strength ( $\eta=1.0, D_p=10 \mu m$ )

度上升却减慢。这一现象可以由表达式(9)加以定性解释。因为  $P_r$  的增加使  $q$  减小,带来气相与颗粒相之间能量交换率的下降。

激波强度对气相和颗粒相温度空间分布的影响示于图 12。图中考虑了  $Ma=5.0, 3.0$  和  $1.5$  激波传播到同一  $x=50\text{ mm}$  处的情形。比较图 12 a、b 可以看出,  $Ma$  减小, 激波阵面与分界面之间的距离拉大, 气体温度上冲减弱, 在  $Ma=1.5$  情形下(图 12 c), 温度上冲现象已完全消失。

## 4 结 论

采用对称流方法, 在垂直两相激波管中产生了一个完善的气体与气固两相混合物分界面, 为研究平面激波与两相混合物分界面的相互作用以及激波非定常传播行为提供了手段。实验观测表明, 激波传入含尘气体后, 反射激波形成有一定延迟时间。

采用本文的数值处理方法成功地模拟了含尘气体中激波的非定常传播行为。计算结果与实测符合较好。研究表明, 含尘气体的物理参数对激波传播行为影响是显著的, 尤其是颗粒装载比大小和气相介质的 Prandtl 数变化带来的结果直接关系到粉尘云激波点火机理的讨论。

## 参 考 文 献

- 1 Carrier G F. *J Fluid Mech*, 1958, (4): 376~382
- 2 Soo S L. *Amer. Institute Chem. Engr J*, 1961, (7): 384~391
- 3 Rudinger G. *Phys Fluids*, 1964, (7): 658~663
- 4 Marble F E. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1970, (2): 397~446
- 5 Gottlieb J J, Coskunes C E. *UTIAS Report*, 1985, 295
- 6 Miura H, Gloss I L. *Proc Roy Soc Lond Ser A*, 1983, 385: 85~105
- 7 Geng J H, *et al. Exper Fluids*, 1993, 15(1): 42~48
- 8 耿继辉. 粉尘云的激波点火. [博士论文]. 南京: 南京理工大学, 1993
- 9 Harten A. *J Comp Phys*, 1983, 49: 357~393
- 10 McCormack R W. *AIAA* 69-354, 1969
- 11 Ford C A, *et al. J Aeronaut Sci*, 1956, 23: 189
- 12 Geatrix D R, Gottlieb J J. *UTIAS Rep.* 1982, 268
- 13 Marconi F, *et al. AIAA J*, 1980, 19(10): 1294~1301

## UNSTEADY SHOCK WAVES IN DUSTY GASES

Geng Jihui, Tang Mingjun\*

(College of Power Eng., Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094)

(\* College of Chemical Eng., Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094)

**ABSTRACT** Unsteady shock waves in dusty gases have been investigated experimentally and numerically. Experiments are conducted in a two-phase shock tube in which a planar interface between the gas and the dusty gas is placed and a shock is generated in the gas, the particle concentration in the vicinity of the interface is measured temporally. On the basis of the two-fluid model

---

and the timestep splitting method, the TVD and MacCormack schemes are employed to deal with gas and particle phase equations respectively. Phenomena of interactions between shock waves and dusty gases are simulated. Effects of physical parameters in dusty gases on the behaviour of shock wave propagation are discussed. Numerical results are in good agreement with observations.

**KEY WORDS** dusty gas, unsteady shock wave, experimental investigation, numerical simulation