

文章编号: 1001-1455(2007)02-0143-08

气相爆轰波正反射激波加速研究*

王昌建^{1,2}, 郭长铭^{1,3}, 徐胜利^{1,3}

(1. 中国科学技术大学力学和机械工程系, 安徽 合肥 230026;

2. 中国科学技术大学火灾国家重点实验室, 安徽 合肥 230026;

3. 北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京 100081)

摘要: 实验采用压力传感器测量了指定点压力时间曲线。数值模拟基于二维反应欧拉方程和基元反应模型, 采用二阶附加半隐的龙格-库塔法和 5 阶 WENO 格式分别离散时间和空间导数项, 获得了指定点数值压力时间曲线。理论分析基于爆轰理论和激波动力学, 分析了气相爆轰波反射过程所涉及的复杂波系演变并获得了反射激波速度。结果表明: 本文数值模拟和理论计算定性上重复并解释了实验现象。气相爆轰波在右壁面反射后, 右行稀疏波加速反射激波。其加速原因是: 尽管激波波前声速减小, 但激波马赫数增大, 波前气流速度减小。在低初压下, 可能还由于爆轰波后未反应或部分反应气体的作用, 导致反射激波加速幅度比高初压下大。

关键词: 爆炸力学; 正反射; 激波动力学; 气相爆轰波; 基元反应

中图分类号: O381

国标学科代码: 130 · 3510

文献标志码: A

1 引 言

近年来, 由于脉冲爆轰发动机的研究和燃料输送管道抑燃抑爆的工程应用, 特别是煤矿瓦斯爆炸事故的频繁发生, 导致气相爆轰的研究又得到重视。对于爆轰波斜反射现象, 如规则反射和马赫反射, 已有大量的实验和数值研究^[1-6]。爆轰波的正反射, 相对于斜反射较简单, 但仍有不少的问题有待于解决。

气相爆轰波在两端封闭的直管内传播, 其后紧随一束稀疏波。当爆轰波在端壁面反射后, 反射激波在完全反应的爆轰产物中传播, 基本不再有化学反应释放的能量支持。但实验表明, 反射激波存在明显加速现象。该过程涉及到反射激波分别与反向、同向稀疏波的作用, 还涉及到稀疏波与接触区、壁面的作用, 十分复杂。因此, 本文中基于实验、数值计算和理论分析, 拟对气相爆轰波正反射激波加速现象进行研究, 目的是认识反射激波加速机制和波系演变的唯象规律。

2 实 验

2.1 实验装置

实验是在内截面为 40 mm × 40 mm、壁厚为 5 mm 的方形爆轰管中进行, 如图 1 所示。爆轰管由三部分组成: 0.50 m 的起爆段、4.93 m 的过渡段和 1.20 m 的实验段。T₁~T₆ 为压电传感器。在爆轰管左端, 采用

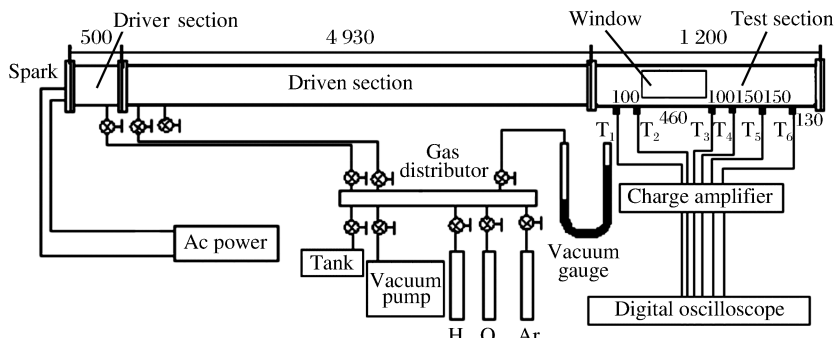


图 1 实验装置图

Fig. 1 Schematic of experimental facilities

* 收稿日期: 2005-11-22; 修回日期: 2006-10-01

基金项目: 中国博士后科学基金项目(2005037167); 北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室开放基金项目(KFJJ04-2)

作者简介: 王昌建(1975—), 男, 博士, 讲师。

高压放电点燃不同初压的实验气体($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{Ar}$),经燃烧转爆轰,形成自持爆轰波进入实验段。指定点压力信号经传感器后,由电荷放大器放大送入瞬态波形存贮器。两传感器间的爆轰波和反射激波平均速度可由时间间隔和距离计算得出。

2.2 实验结果与讨论

对应图1各传感器位置,测量了不同初压 p_0 对应的指定点压力时间曲线。图2给出了典型的各指定点压力时间曲线,横轴为时间,纵轴为压力所对应的电压。为使压力时间曲线便于分析,作图时对图2作如下处理:传感器 T_1 、 T_2 、 T_3 所测电压值不变, T_4 、 T_5 、 T_6 所测的电压值分别加128 mV。图2表明:每条压力时间曲线上均有两次脉冲跳跃,分别代表入射爆轰波和爆轰波在右壁面反射后的反射激波。尽管爆轰波在壁面反射后,反射激波峰值压力最大可达约 $2.5p_{\text{CJ}}$ 。但随着反射激波与稀疏波的作用,到 T_6 传感器位置,其峰值压力已衰减至略小于爆轰波峰值压力。到 T_1 传感器位置,反射激波峰值压力已远小于爆轰波峰值压力。

图3给出了不同初压下反射激波的平均速度。图3表明:反射激波自右向左传播,其平均速度在爆轰管6.63 m至5.54 m的区域内不断增大。对于预混气体初压为33.33 kPa和40.00 kPa,反射激波平均速度从约900 m/s被加速至约1 200 m/s,加速幅度为约33%。对于预混气体初压为20.66 kPa和24.00 kPa,反射激波平均速度从约950 m/s被加速至约1 700 m/s,加速幅度为约80%。实际上,根据Gordon-McBride计算程序^[7]可知,对应于初压分别为20.66、24.00、33.33和40.00 kPa,CJ爆轰波马赫数分别为5.04、5.06、5.09、5.11,其变化幅度仅1.4%。这也表明,随着初压升高,爆轰波强度略为增大。相应地,爆轰波后的稀疏波及反射激波强度也略为增大,则反射激波加速幅度略为增大。而实验表明:低初压下,反射激波加速幅度较大。可能的原因是:预混气初压较低,其化学组元摩尔浓度小,化学反应速率相对较慢。由于爆轰波自身三维结构特性,尤其实验管道冷壁效应或热损失,在爆轰波阵面后留下较多的未反应或部分反应气体。当反射激波经过这些未反应或部分反应气体时,由于温度进一步升高,加速其化学反应,释放能量,产生弱压缩波或激波,从而导致反射激波加速。随着初压提高,化学反应越完全,基本上不存在未反应或部分反应气体,则其对反射激波加速的影响大大减小,基本可忽略。因此,在低初压下,除右行稀疏波加速反射激波外,爆轰波后未反应或部分反应气体对反射激波加速也有较大贡献,导致反射激波加速幅度比高初压大。

3 数值模拟

3.1 控制方程及数值方法

采用带基元反应的二维Euler方程描述真实爆轰问题。基元反应模型为:9组元48反应模型^[8],组元为 H_2 、 O_2 、 H 、 O 、 OH 、 HO_2 、 H_2O_2 、 H_2O 、 Ar 。爆轰气体采用: $(1-\varphi)(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \varphi\text{Ar}$ 。控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (1)$$

式中: $\mathbf{Q} = [\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_{\text{NS}}, \rho u, \rho v, \rho E]^T$; $\mathbf{F} = [\rho_1 u, \rho_2 u, \dots, \rho_{\text{NS}} u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho E + p)u]^T$; $\mathbf{G} = [\rho_1 v, \rho_2 v, \dots, \rho_{\text{NS}} v, \rho uv, \rho v^2 + p, (\rho E + p)v]^T$; $\mathbf{S} = [S_1, S_2, \dots, S_{\text{NS}}, 0, 0, 0]^T$; $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_{\text{NS}}$ 为组元密度, ρ 为总密度, p 为压力, u 、 v 分别为 x 、 y 方向速度, E 为单位质量总能, S_i 为第 i 组元的质量生成速率。

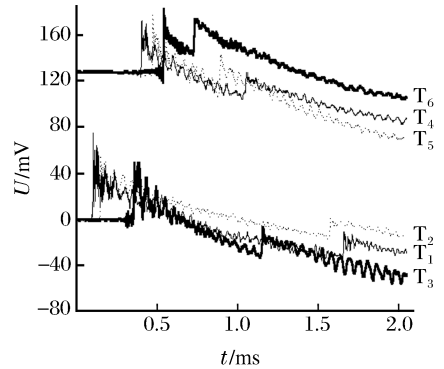


图2 典型压力时间曲线

Fig. 2 Typical pressure history

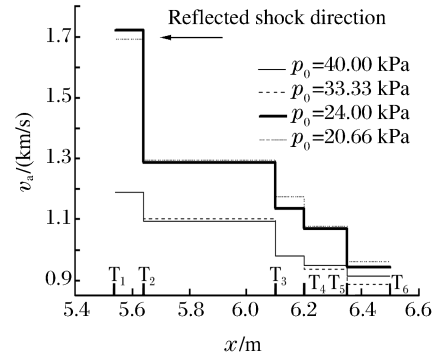


图3 不同初压下反射激波的平均速度实验值
Fig. 3 Experimental average velocity of reflected shock at different p_0

采用二阶附加半隐的龙格-库塔法(additive semi-implicit Runge-kutta methods)^[9]全耦合求解,能较好处理爆轰化学反应所引起的刚性问题。空间项采用 5 阶 WENO 格式离散^[10]。

3.2 数值结果与讨论

计算域与图 1 的爆轰管一致,在 0.5 m 长的起爆段内采用高温高压点火。在对应于传感器位置的计算域相应位置,设置数值传感器,记录指定点压力时间曲线,从而获得反射激波平均速度。图 4 给出了不同初压下反射激波平均速度计算值。图 4 表明:对于预混气体初压为 20.66、24.00、33.33 和 40.00 kPa,反射激波平均速度从约 1 000 m/s 被加速至约 1 500 m/s,加速幅度为约 50%。图 5 给出了不同初压下反射激波平均速度计算与实验值对比。图 5 表明:低初压下反射激波平均速度计算值与实验值吻合较好;高初压下二者相差较大。可能的原因是:(1)实验管道壁面具有一定的粗糙度并存在粘性边界层和热损失,而数值计算采用绝热固壁,这导致爆轰波及其反射激波速度实验值较计算值小;(2)实验管道内爆轰波及其反射激波等的传播,应考虑粘性、热传导、辐射等的影响,同时爆轰过程具有强湍流效应,而数值计算采用欧拉方程来描述这一复杂过程,有一定的不足;(3)尽管数值计算采用 9 组元 48 反应的基元反应模型,能较好地描述爆轰化学反应过程,但不同条件下真实的爆轰化学反应仍与模型之间可能存在差异。尽管如此,但反射激波平均速度的总体趋势一致,即:爆轰波在右壁面反射后,反射激波的平均速度在爆轰管 6.63 m 至 5.54 m 区域内不断增大。

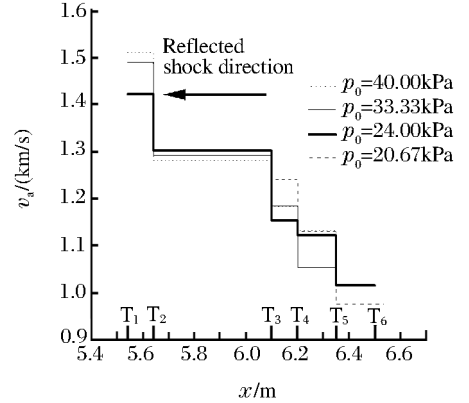


图 4 不同初压下反射激波平均速度计算值
Fig. 4 Numerical average velocity of reflected shock at different p_0

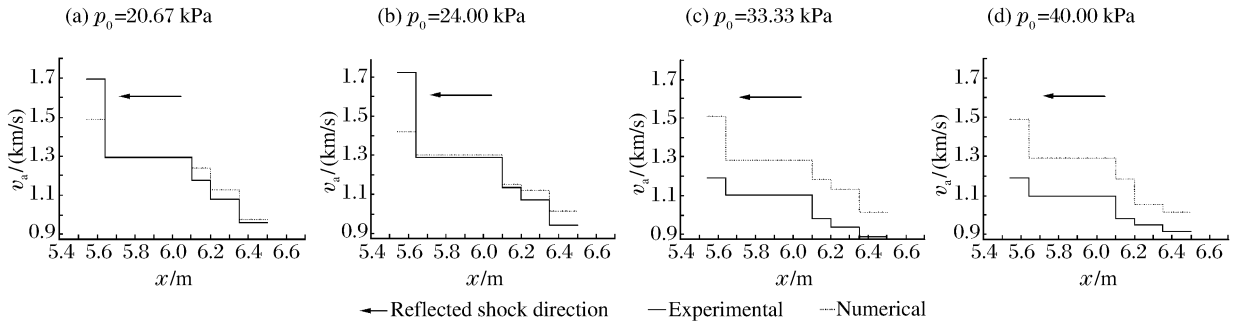


图 5 不同初压下反射激波平均速度计算与实验值对比

Fig. 5 Comparison between numerical and experimental average velocities of reflected shock at different p_0

4 理论分析

上述实验和数值结果均表明:爆轰波在右壁面反射后,反射激波的平均速度在爆轰管 6.63 m 至 554 m 的区域内不断增大。那么,是什么导致反射激波的加速?在爆轰波反射后,除反射激波外,管道内主要存在稀疏波。A. S. Shapiro^[11]运用激波极线图解了波前静止的无化学反应流场中反向传播的激波与稀疏波作用,结果表明:反向稀疏波可导致激波加速。对于当前爆轰产物流场,反射激波在爆轰波所诱导的非定常流中传播。那么稀疏波又是怎样加速反射激波的?下面将基于爆轰理论^[12]和激波动力学^[13]详细讨论这一问题。

4.1 波系演变与计算推导

爆轰波在管道右壁面反射后,波系演变涉及到反射激波与反向稀疏波作用、稀疏波在右壁面的反射、反射稀疏波与接触区作用及与反射激波作用等。在此过程中,由于稀疏波区域较大(当爆轰波在右壁面反射时,自右壁面至管道总长 1/2 处,均有稀疏波存在),可能出现反射激波与同向和反向稀疏波同时作用及反向稀疏波间的相互作用,导致更为复杂的波系演变。因此,为解析爆轰波反射及反射激波传

播过程,特作如下假设:(1)爆轰波结构满足 CJ 假设,即跨过波阵面,化学反应瞬间完成。(2)反射激波首先与反向入射稀疏波(紧随爆轰波后)作用完成后,才与同向的反射稀疏波作用。(3)忽略粘性、热传导及辐射的影响,计算时爆轰反应物、产物的比热比 γ 均取 1.4。上述复杂过程依次分解如下。

4.1.1 爆轰波在右壁面的反射

如图 6 所示,爆轰波以爆速 D 在静止的 1 区中传播,波后气流速度为 u_2 。当爆轰波碰到右壁面时,2 区运动的气流与固壁接触,为满足边界条件,必然反射一道以速度 w_s 在 2 区传播的左行激波,同时在该反射激波后 4 区的气流速度 $u_4=0$ 。

对于反射激波有

$$\frac{u_4 - u_2}{c_2} = -\frac{2}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) \quad (2)$$

$$\frac{p_4}{p_2} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left((M_s)^2 - 1 \right) \quad (3)$$

$$\frac{c_4}{c_2} = \sqrt{1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \left(\gamma(M_s)^2 - \frac{1}{(M_s)^2} - (\gamma - 1) \right)} \quad (4)$$

式中: p_2 、 u_2 和 c_2 分别为爆轰波后 CJ 面的爆轰压力、气流速度和声速; p_4 、 u_4 和 c_4 分别为反射激波后 4 区的压力、气流速度和声速; M_s 为反射激波马赫数。

CJ 面上的爆轰参数^[12]满足: $D = 2 \left(\frac{\gamma^2 - 1}{2} Q \right)^{\frac{1}{2}}$, $p_2 = \frac{\rho_1 D^2}{\gamma + 1}$, $u_2 = \frac{D}{\gamma + 1}$, 其中 Q 为反应放热, ρ_1 为 1 区的密度。结合上述激波关系式(2)~(4),可确定 4 区的参数(如 p_4 、 u_4 、 c_4 等)和反射激波绝对速度。

4.1.2 左行反射激波与右行稀疏波作用

爆轰波在右壁面反射后,左行反射激波 S 和紧随爆轰波后的右行稀疏波 R 在 2 区相碰后,形成一道左行透射激波 ST 和一束右行透射稀疏波 RT,如图 7 所示。图 7 表明:为满足右壁面固壁边界条件,紧随爆轰波的稀疏波 R 后流场(即 3 区)气流速度为 0。明显地,5 区和 6 区的气流速度比 3 区的气流速度大;透射激波前后的压力比 p_5/p_3 是增加的,即激波增强,激波马赫数增大。然而,激波后 5 区的绝对压力却更低了 ($p_5 < p_4$)。相对于 2 区而言,由于经过稀疏波 R 的作用,3 区的声速也减小。因此,左行激波与右行稀疏波作用,激波马赫数增大,透射激波波前声速减小,波前气流速度也减小。对于透射稀疏波而言,其波前后压力比 p_6/p_4 增加,即透射稀疏波更弱 ($p_6 < p_4$)。

对于透射激波 ST 有

$$\frac{u_5 - u_3}{c_3} = -\frac{2}{\gamma + 1} \left(M_{s1} - \frac{1}{M_{s1}} \right) \quad (5)$$

$$\frac{p_5}{p_3} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left((M_{s1})^2 - 1 \right) \quad (6)$$

$$\frac{c_5}{c_3} = \sqrt{1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \left(\gamma(M_{s1})^2 - \frac{1}{(M_{s1})^2} - (\gamma - 1) \right)} \quad (7)$$

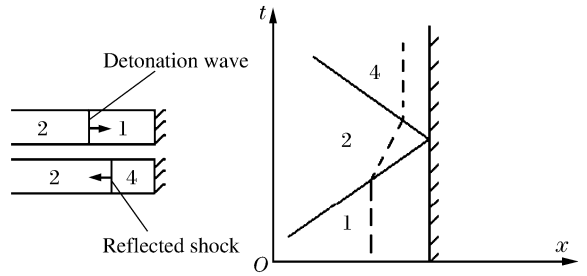


图 6 爆轰波在右壁面的反射

Fig. 6 Detonation reflection on the right solid wall

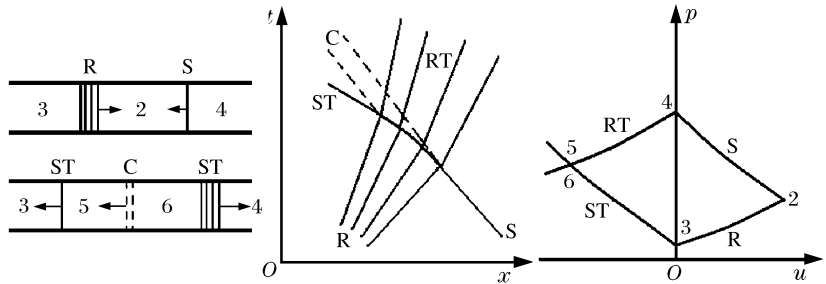


图 7 反射激波与反向稀疏波作用

Fig. 7 Interaction between the reflected shock and the rarefaction waves propagating in reverse direction

式中： p_5 、 u_5 和 c_5 分别为透射激波 ST 后 5 区的压力、气流速度和声速； p_3 、 u_3 和 c_3 分别为透射激波 ST 前或稀疏波 R 后 3 区的压力、气流速度和声速； Ms_1 为透射激波 ST 的马赫数。

对于稀疏波 R 有

$$u_3 = 0 \tag{8}$$

$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \tag{9}$$

$$\frac{c_3}{c_2} = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \tag{10}$$

对于透射稀疏波 RT 有

$$\frac{u_6 - u_4}{c_4} = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{p_6}{p_4}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right) \tag{11}$$

$$\frac{c_6}{c_4} = \left(\frac{p_6}{p_4}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \tag{12}$$

式中： p_6 、 u_6 和 c_6 分别为透射稀疏波 RT 后 6 区的压力、气流速度和声速。

由于激波穿过稀疏波区时，其强度是逐渐增强的。因此，在透射激波和透射稀疏波之间形成的不是接触面，而是一个熵非均匀的接触区。对于接触区满足： $u_5 = u_6$ ， $p_5 = p_6$ 。结合式(5)~(12)，可求出 5 区和 6 区的参数及透射激波 ST 的绝对速度。

4.1.3 右行稀疏波在右壁面的反射

当右行稀疏波 RT 碰到右壁面时，为满足固壁边界条件，必然反射一束左行稀疏波，同时 7 区的气流速度 $u_7 = 0$ ，如图 8 所示。

对于反射稀疏波有

$$\frac{u_7 - u_6}{c_6} = -\frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{p_7}{p_6}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right) \tag{13}$$

$$\frac{c_7}{c_6} = \left(\frac{p_7}{p_6}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \tag{14}$$

根据式(13)~(14)，可计算出 7 区参数 p_7 、 u_7 和 c_7 。

4.1.4 左行反射稀疏波与接触区作用

当左行反射稀疏波 RR 赶上接触区 C 并与之作用，产生一束反射稀疏波 RRR 和一束透射稀疏波 RRT，如图 9 所示。

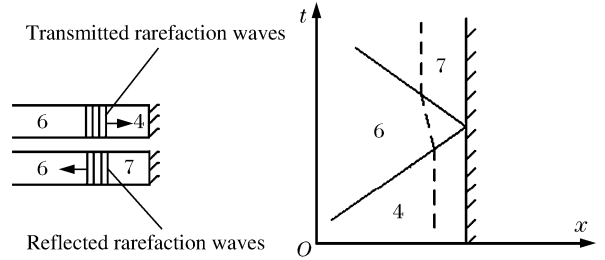


图 8 右行稀疏波在右壁面的反射

Fig. 8 Reflection of right-traveling rarefaction waves on the right solid wall

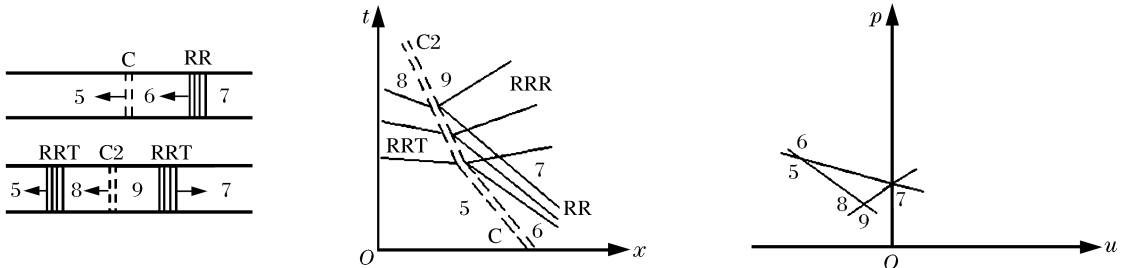


图 9 左行稀疏波与接触区作用

Fig. 9 Interaction between left-traveling rarefaction waves and the contact region

对于左行稀疏波 RRT 有

$$\frac{u_8 - u_5}{c_5} = -\frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{p_8}{p_5}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} - 1 \right) \tag{15}$$

$$\frac{c_8}{c_5} = \left(\frac{p_8}{p_5}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \tag{16}$$

式中： p_8 、 u_8 和 c_8 分别为透射稀疏波 RRT 后 8 区的压力、气流速度和声速。

对于右行稀疏波 RRR 有

$$\frac{u_9 - u_7}{c_7} = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{p_9}{p_7}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right) \tag{17}$$

$$\frac{c_9}{c_7} = \left(\frac{p_9}{p_7}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \tag{18}$$

式中： p_9 、 u_9 和 c_9 分别为反射稀疏波 RRR 后 9 区的压力、气流速度和声速。

对于接触区 C2, 必须满足： $u_8 = u_9$, $p_8 = p_9$ 。结合式(15)~(18), 可计算出 8 区、9 区的参数 p_8 、 u_8 和 c_8 , p_9 、 u_9 和 c_9 。

4.1.5 左行激波与左行稀疏波作用

左行激波 ST 相对于波前超声速, 相对于波后亚声速。左行稀疏波 RRT 以当地声速传播, 必然会赶上左行激波。当 RRT 与 ST 作用后, ST 变成强度更弱的激波 S1T 向左传播, 而 RRT 从激波上反射稀疏波 R1R 向右传播, 如图 10 所示。

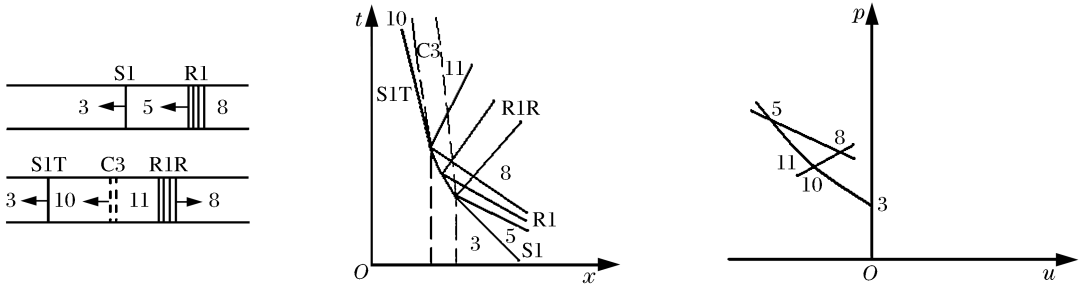


图 10 左行激波和左行稀疏波作用

Fig. 10 Interaction between left-traveling shock and left-traveling rarefaction waves

对于左行激波 S1T 有

$$\frac{u_{10} - u_3}{c_3} = -\frac{2}{\gamma + 1} \left(Ms_2 - \frac{1}{Ms_2} \right) \tag{19}$$

$$\frac{p_{10}}{p_3} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left((Ms_2)^2 - 1 \right) \tag{20}$$

$$\frac{c_{10}}{c_3} = \sqrt{1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \left(\gamma(Ms_2)^2 - \frac{1}{(Ms_2)^2} - (\gamma - 1) \right)} \tag{21}$$

式中： p_{10} 、 u_{10} 和 c_{10} 分别为左行激波 S1T 后 10 区的压力、气流速度和声速。

对于右行稀疏波 R1R 有

$$\frac{u_{11} - u_8}{c_8} = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{p_{11}}{p_8}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right) \tag{22}$$

$$\frac{c_{11}}{c_8} = \left(\frac{p_{11}}{p_8}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \tag{23}$$

式中： p_{11} 、 u_{11} 和 c_{11} 分别为反射稀疏波 R1R 后 11 区的压力、气流速度和声速。

对于接触区 C3, 必须满足： $u_{10} = u_{11}$, $p_{10} = p_{11}$ 。结合式(19)~(23), 可计算出 10 区、11 区的参数 p_{10} 、 u_{10} 和 c_{10} , p_{11} 、 u_{11} 和 c_{11} , 及左行激波 S1T 的绝对速度。

4.2 理论计算结果及讨论

根据上节的公式, 可计算出不同初压下反射激波速度理论值, 如图 11 所示。要说明的是: 图 11 中的横坐标并不表示爆轰管道实际位置, 只是代表理论计算时的状态点。如 5 代表爆轰波在右壁面反射

后反射激波后状态;5~2代表反射激波与右行稀疏波作用;2~1代表反射激波与左行反射稀疏波作用。图11表明:当爆轰波在右壁面反射后,右行稀疏波与反射激波作用,导致反射激波马赫数增大,尽管波前声速减小,但波前气流速度也减小,从而反射激波绝对速度增大。反射激波从约1030 m/s被加速至约1800 m/s,加速幅度为约75%。当右行稀疏波在右壁面反射后,反射稀疏波赶上反射激波,导致反射激波减速。对比图3和图11,表明:实验测量的反射激波平均速度上限值在理论值范围内,即实验测点位于反射激波与右行稀疏波作用区域。实验测量的反射激波平均速度下限值(在右壁面附近,即爆轰波刚反射后),略低于理论下限值。其可能的原因是:(1)真实的爆轰波结构是三维的,其诱导激波由入射激波和马赫杆交替组成。这导致在右壁面附近的反射激波非平面,且沿波阵面其速度也是不一致的。如果在壁面测点处的反射激波是由爆轰波的入射激波反射产生,则其速度明显较小。(2)由于实验管道壁面并非绝热固壁,存在热损失,同时还存在粘性边界层。而理论计算忽略了他们的影响,这导致爆轰波及其反射激波速度实验值较理论值小。(3)反射激波与右行稀疏波作用的同时,也可能受到该稀疏波的反射稀疏波影响,导致反射激波速度实验值较理论值小。(4)在爆轰波反射前后的流场中,比热比 γ 在空间、时间上是不断变化的,理论计算时假定其为定值1.4,也导致理论与实验值之间的偏差。但总的来说,实验值基本在理论值范围内。

5 结论

(1)本文数值模拟和理论计算定性上重复并解释了实验现象:爆轰波在右壁面反射后,反射激波加速。其加速机制是右行稀疏波加速左行反射激波。在低初压下,除该加速机制外,可能还存在另外一种加速机制。加速机制是:由于爆轰波的三维效应,尤其实验管道的冷壁效应或热损失,在爆轰波后留下较多的未反应或部分反应气体。在反射激波再加温作用下,产生压缩波或激波,导致反射激波加速。

(2)左行反射激波与右行稀疏波作用后,尽管波前声速减小,但激波马赫数增大,波前气流速度减小,这是右行稀疏波导致反射激波加速的原因。

参考文献:

- [1] Ciccarelli G, Boccio J L. Detonation wave propagation through a single orifice plate in a circular tube [C]// Twenty-seventh International Symposium on Combustion, Pittsburgh: The Combustion Institute, 1998: 2233-2239.
- [2] Thomas G O, Williams R L. Detonation interaction with wedges and bends [J]. Journal of Shock Waves, 2002, 11: 481-492.
- [3] Guo C, Zhang D, Xie W. The Mach reflection of a detonation based on soot track measurements [J]. Journal of Combustion and Flame, 2001, 127: 2051-2058.
- [4] Arkar R. Mach reflection of gaseous detonations [D]. New York: Rensselaer Polytechnic Institute, 1997.
- [5] 胡宗民, 高云亮, 张德良, 等. 爆轰波在楔面上反射数值分析[J]. 力学学报, 2004, 36(4): 385-391.
HU Zong-min, GAO Yun-liang, ZHANG De-liang, et al. Numerical simulation of gaseous detonation reflection over wedges with a detailed chemical reaction model [J]. Acta Mechanica Sinica, 2004, 36(4): 385-391.
- [6] 张德良, 谢巍, 郭长铭, 等. 气相爆轰胞格结构和马赫反射数值模拟 [J]. 爆炸与冲击, 2001, 21(3): 161-167.
ZHANG De-liang, XIE Wei, GUO Chang-ming, et al. Numerical simulation of cellular structures and Mach reflection of gaseous detonation waves [J]. Explosion and Shock Waves, 2001, 21(3): 161-167.

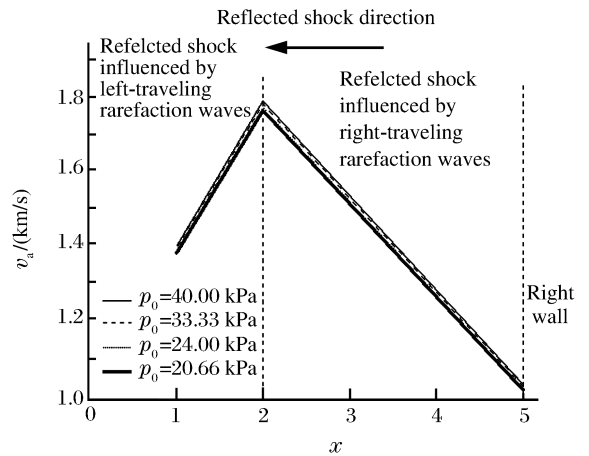


图11 不同初压下反射激波速度理论计算值

Fig. 11 Theoretically computed velocity of reflected shock at different p_0

- [7] Gordon S, McBride D J. Computer Program for a Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rockets Performance, Incident and Reflected Shocks, Chapman-Jouguet Detonations [R]. NASA SP-273, 1971.
- [8] Oran E S, Young T R, Boris J P, et al. Weak and strong ignition: I. Numerical simulation of shock tube experiments [J]. *Journal of Combustion and Flame*, 1982, 48: 135-148.
- [9] ZHONG Xiao-lin. Additive semi-implicit Runge-Kutta methods for computing high-speed Nonequilibrium reactive flows [J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 128: 19-31.
- [10] SHU Chi-wang. Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws [R]. NASA/CR-97-206253, 1997.
- [11] Shapiro A S. The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow: Volume II [M]. New York: The Ronald Press Company, 1954: 1014-1030.
- [12] Fickett W, Davis W C. Detonation [M]. Berkeley, CA: University of California Press, 1979.
- [13] 陈强. 激波管流动的理论 and 实验技术 [M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1979.

Study on acceleration of shock generated by normal reflection of gaseous detonation wave

WANG Chang-jian^{1,2*}, GUO Chang-ming^{1,3}, XU Sheng-li^{1,3}

(1. *Department of Mechanics and Mechanical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;*

2. *State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;*

3. *State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)*

Abstract: Acceleration of the shock generated by normal reflection of gaseous detonation wave was experimentally, numerically and theoretically investigated. The piezo-electric transducers were employed to obtain the pressure history at the specific port. Based on two-dimensional reactive Euler equations and detailed chemical reaction model, numerical simulation was performed. The 2nd additive semi-implicit Runge-Kutta method and 5th order WENO scheme were respectively used to discretize the time and space terms. The numerical pressure history at the specific port was also obtained. Based on detonation theory and shock dynamics, the complicated wave evolution involved in the process of gaseous detonation reflection was analyzed and the velocity of reflected shock was obtained. The results show that numerical simulation and theoretical analysis qualitatively reproduce and explain the experimental phenomena. After gaseous detonation reflects on the right wall, the right-traveling rarefaction waves accelerate the reflected shock. The reason is that the shock Mach number increases and the gas flow velocity ahead of the shock decreases even though the acoustic velocity ahead of the shock decreases. Possibly due to the left unreacted or partly reacted mixture behind gaseous detonation wave, the reflected shock accelerates at low initial pressure more than at high initial pressure.

Key words: mechanics of explosion; normal reflection; shock dynamics; gaseous detonation wave; detailed chemical reaction model

* Corresponding author: WANG Chang-jian
E-mail address: chjwang@ustc.edu.cn
Telephone: 86-551-3607322