

弯管内爆轰波传播的流场显示和数值模拟¹⁾

王昌建^{*,†,2)} 徐胜利^{*,†} 费立森^{*} 郭长铭^{*}

^{*}(中国科学技术大学力学和机械工程系, 合肥 230026)

[†](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 采用激光纹影系统拍摄了爆轰波在不同位置的流场照片. 用二阶附加半隐的龙格-库塔法和五阶 WENO 格式分别离散欧拉方程时间和空间导数项, 用基元反应来描述爆轰化学反应过程, 获得了压力、温度、典型组元质量分数分布及数值胞格结构和爆轰波平均速度. 结果表明: 受壁面稀疏波和压缩波影响, 爆轰波阵面发生畸变. 但由于弯管曲率半径较大, 未出现爆轰波熄灭. 靠近凹壁面的激波强度大于凸壁面侧, 且凹壁面侧的反应区宽度较凸壁面侧要窄. 弯管出口处的三波点数目较入口处减少, 爆轰波衰减. 在出口直段, 受扰动的爆轰波可恢复为自持爆轰波. 爆轰波流场、胞格结构、平均爆轰波速度的计算和实验结果定性一致.

关键词 气相爆轰波, 基元反应, 数值模拟, 纹影照相

中图分类号: O381 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2006)01-0009-07

引 言

气相碳氢燃料主要采用管道输送. 研究表明: 燃料输送管道存在大量的弯管、分叉管和环形管及阀门、连接管头等. 因此, 研究爆轰波在非等直管道中传播对预防意外爆炸事故有重要意义. 从学术兴趣方面看: 气相爆轰波在直管中传播主要涉及诱导激波和化学反应区的相互作用. 在弯曲管道中, 壁面几何结构会影响诱导激波强度和波后气流温度, 从而间接地影响化学反应过程. 因此, 该问题包含了诱导激波、化学反应及几何壁面之间的相互作用.

已有较多的文献研究激波在弯管中传播问题. Takayama 等^[1] 和 Edwards^[2] 研究了平面激波在 90° 弯管中传播时复杂波系间的相互作用. 结果表明: 弯管凹、凸壁面激波速度比与弯管曲率半径有关. 激波在弯管传播过程中, 受到入射激波、反射激波、稀疏波及稀疏波在凹壁面的反射波共同作用. 在弯管下游一定的距离内, 受扰动的激波可恢复为平面激波. 定性地看, 爆轰波在大曲率半径的弯管中的传播现象与平面激波相似. 与激波明显不同的是, 爆轰波阵面为非平面结构, 且波阵面上存在横波.

当弯管曲率半径较小, 爆轰波会熄灭, 可能会发生二次起爆. Thomas 和 Williams^[3] 采用烟迹技术研究了爆轰波在弯头中的传播. 结果表明当弯头曲率半径较小时, 低初压预混气爆轰会局部熄灭, 而高初压预混气的爆轰能维持. 弯头曲率半径增大, 爆轰就越容易成功传播. 小曲率半径弯头的烟迹结果表明: 在凹壁面发生马赫反射. 夏昌敬^[4,5] 利用压力传感器和烟迹技术研究了丙烷-空气非稳定爆轰波在 90° 弯管中的传播特性. 王昌建等^[6] 采用压力传感器和烟迹技术研究了气相爆轰波在半圆形弯管中的传播现象. 进一步的研究表明^[7]: 与直管不同, 爆轰波在复杂管道(如半圆形弯管)中传播, 基于压力传感器所测量的爆轰波平均速度, 不能准确地描述爆轰波所受到几何壁面的扰动, 原因是所测速度不是波阵面上同一点的速度. 另外, 表征宏观胞格结构的烟迹技术仅定性地记录爆轰波三波点的传播历史, 不能动态地反映波阵面受扰动时的波系演变过程. 因此, 本文目的是: 在实验方面试图发展基于激光的流场显示方法, 以观察几何壁面对爆轰波阵面的影响. 同时, 采用基元反应描述爆轰化学反应过程, 通过化学反应流场的数值研究, 以搞清半圆形弯管中爆轰波传播所伴随的力学和化学机制.

2004-11-29 收到第 1 稿, 2005-09-02 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金(10172083)、国家自然科学基金委和中国工程物理研究院联合基金(10076018)及北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室开放基金(KFJJ03-2)资助项目.

2) E-mail: chjwang@ustc.edu.cn

1 实验方法概述

实验研究是在横截面为 $40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ 方形爆轰管中进行. 图 1 给出了实验段的示意图. 两个矩形光学观察窗 $Wr1$, $Wr2$ 分别嵌入弯管的上游和下游直段, 观察窗的可视长度为 170 mm . 3 个 $\phi 90\text{ mm}$ 的圆形光学观察窗 $Wc1$, $Wc2$, $Wc3$ 分别嵌入弯管的不同位置, 观察窗的中心和相邻弯曲段连接处之间的圆心角为 10° . 该实验段入口与 6.2 m 长的直爆轰管相连. 在直爆轰管的另一端, 采用高压放电点燃不同初压的实验气体 ($75\%(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + 25\%\text{Ar}$), 经燃烧转爆轰, 形成自持爆轰波进入实验段.

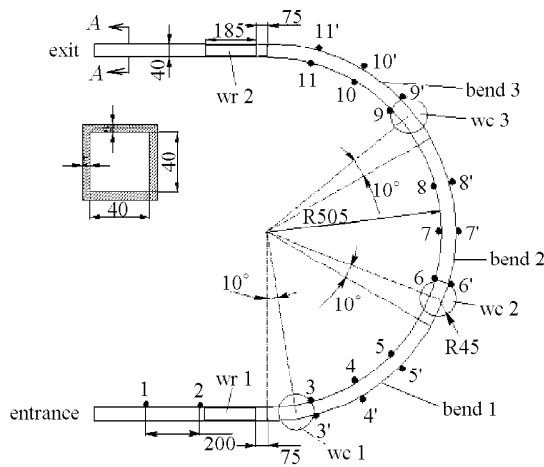


图 1 实验段示意图

Fig.1 Schematic of test section

图 2 给出了用于拍摄爆轰波阵面的激光纹影系统示意图. 该系统的特点在于: (1) 采用红宝石激光 (其中心波长为 694.3 nm) 作为单色光源. (2) 采用滤光片 (其中心波长为 694.3 nm , 半带宽为 15 nm) 来滤除爆轰化学反应所产生的自发光, 允许红宝石激光通过并成像于普通照相机底片. (3) 纹影图单次拍摄, 通过改变延时时间, 获得系列纹影图片. 延时误差大约为 $\pm 2\mu\text{s}$.

2 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 $(1 - \phi)(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \phi\text{Ar}$.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} = \hat{S} \quad (1)$$

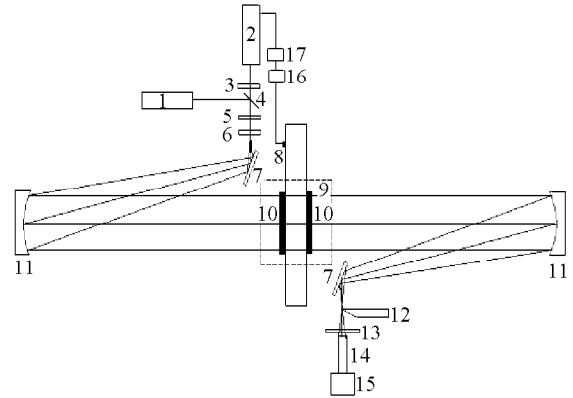


图 2 纹影系统示意图

Fig.2 Schematic of schlieren system

1 He-Ne 激光器; 2 红宝石激光器; 3 光强调节器; 4 半透镜; 5 光束调节器; 6 扩束镜; 7 反射镜; 8 传感器; 9 实验段; 10 观察窗; 11 凹面反射镜; 12 刀口; 13 滤光片; 14 照相物镜; 15 照相机; 16 电荷放大器; 17 延时器

1 He-Ne laser; 2 ruby laser; 3 light intensity adjustor;
4 pellicle mirror; 5 beam adjustor; 6 beam expander;
7 turning mirror; 8 transducer; 9 test section; 10 windows;
11 concave mirrors; 12 knife edge; 13 filter; 14 object lens;
15 camera; 16 charge amplifier; 17 delay generator

其中

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \mathbf{Q}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J} (\xi_x \mathbf{F} + \xi_y \mathbf{G})$$

$$\hat{G} = \frac{1}{J} (\eta_x \mathbf{F} + \eta_y \mathbf{G})$$

$$\hat{S} = \frac{\mathbf{S}}{J}, \quad J = \left| \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)} \right|$$

$$\mathbf{Q} = \{\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_{NS}, \rho u, \rho v, \rho E\}^T$$

$$\mathbf{F} = \{\rho_1 u, \rho_2 u, \dots, \rho_{NS} u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho E + p)u\}^T$$

$$\mathbf{G} = \{\rho_1 v, \rho_2 v, \dots, \rho_{NS} v, \rho uv, \rho v^2 + p, (\rho E + p)v\}^T$$

$$\mathbf{S} = \{S_1, S_2, \dots, S_{NS}, 0, 0, 0\}^T$$

$\rho_1, \dots, \rho_{NS}$ 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.

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. 空间项采用五阶 WENO 格式离散^[10]. 详细过程见文献 [7].

3 结果及讨论

3.1 流场显示结果

图 3 给出了初压为 13.33 kPa 气相爆轰波在半圆形弯管中传播的系列纹影图。所有纹影图被放大并相应于观察窗位置排列。纹影图为相同实验条件、不同时间延时的多次实验拍摄获得。

shot 1 表明：在半圆形弯管上游，爆轰波阵面横波清晰可见，且胞格尺寸均匀（见文献 [6] 图 3），这表明爆轰波自持传播。shot 2 至 shot 4 给出了不同延时畸变的爆轰波阵面。这表明：由于来自凸壁面稀疏波和凹壁面压缩波影响，沿凸壁面一侧的波阵面及化学反应区明显宽于沿凹壁面一侧。shot 5 至 shot 9 表明：在弯管 2，弯管 3 中传播的爆轰波受到压缩波、稀疏波及稀疏波在凹壁面的反射波共同作用，由于弯管曲率半径较大，爆轰波阵面畸变并不严重。在凹、凸壁面两侧波阵面及化学反应区宽度基本相同。爆轰波传播时未出现爆轰熄灭及二次起爆。shot 10 至 shot 12 表明：当爆轰波由半圆形弯管进出口直段，其波阵面并未严重畸变。结合文献 [6] 图 3, shot 12 还表明：此时，爆轰波已基本恢复至自持爆轰波。

图 4，图 5 分别给出了初压为 16.00 kPa 和 26.67 kPa 的爆轰波传播纹影图。表明：随着初压的升高，化学反应区宽度减小。由于曲率半径较大，其传播特性与图 3 基本相似。

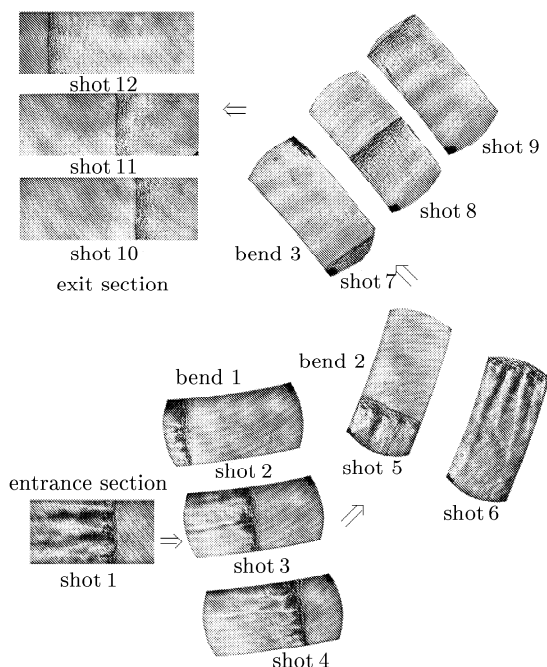


图 3 不同时刻爆轰波流场纹影图 (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 13.33 kPa)

Fig.3 Schlieren images of detonation flow field at different time (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 13.33 kPa)

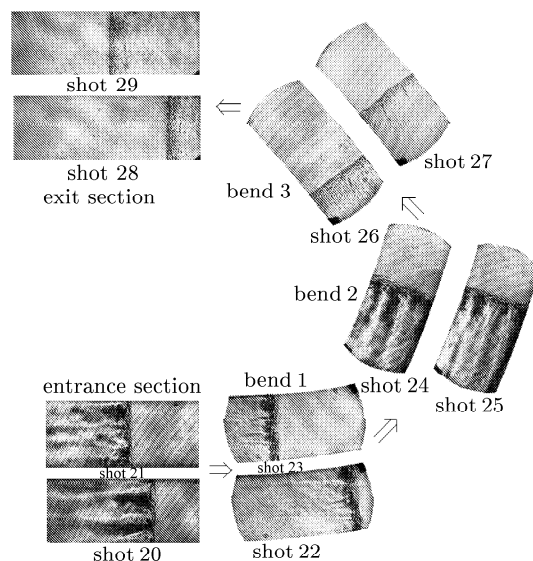


图 4 不同时刻爆轰波流场纹影图 (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 16.00 kPa)

Fig.4 Schlieren images of detonation flow field at different time (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 16.00 kPa)

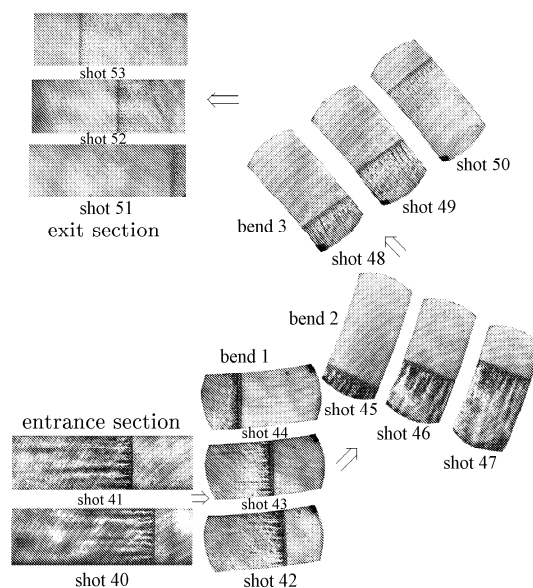


图 5 不同时刻爆轰波流场纹影图 (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 26.67 kPa)

Fig.5 Schlieren images of detonation flow field at different time (75% (2H₂+O₂) + 25%Ar, p₀ = 26.67 kPa)

3.2 爆轰流场计算结果

由于原始计算域较大，本文仅给出与实验观察窗 WC1, WC2, WC3, WR2 所对应的区域 1 (包括入口直段)，区域 2，区域 3 和出口直段内的波阵面和胞格结构图。数值模拟预混气体为 75%(2H₂+O₂)+25%Ar，初压为 8.00 kPa，初温为 300 K。

图 6~图 9 分别给出了区域 1, 区域 2, 区域 3 和出口直段内的压力、温度和 OH 质量分数分布. 图 6 表明: 帧 1 位于入口直段某一位置, 此时爆轰波自持传播, 有相对规则的横波结构, 三波点数为 12, 在计算域宽度方向大约有 6 个爆轰胞格. 当爆轰波进入弯管时, 来自凸壁面的稀疏波衰减受扰动部分诱导激波. 来自凹壁面的压缩波使诱导激波增强. 由于该半圆形弯管曲率半径较大, 爆轰波阵面畸变并不严重. 帧 2~7 的温度和 OH 质量分数场表明: 凸壁面一侧的化学反应区较凹壁面一侧略宽, 但诱导激波和化学反应区并未出现明显分离. 也就是说, 即使稀疏波衰减了爆轰波强度, 但它并没有导致爆轰波熄灭.

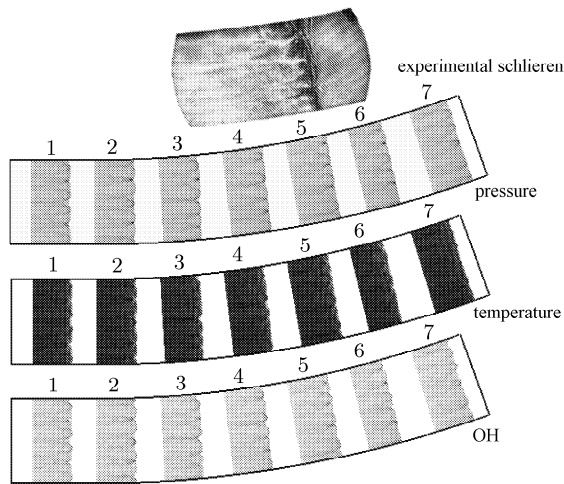


图 6 区域 1 内的数值结果和实验纹影图

Fig.6 Numerical results and experimental schlieren image at Section 1

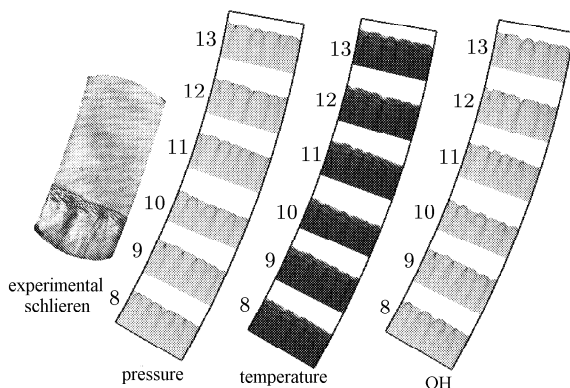


图 7 区域 2 内的数值结果和实验纹影图

Fig.7 Numerical results and experimental schlieren image at Section 2

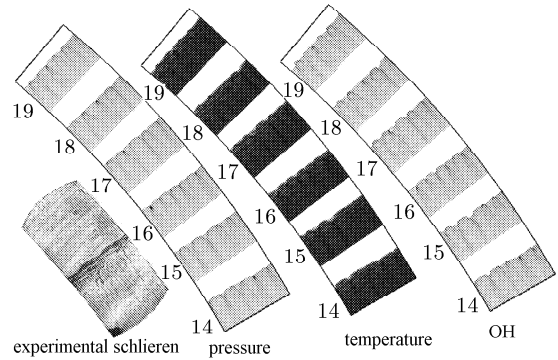


图 8 区域 3 内的数值结果和实验纹影图

Fig.8 Numerical results and experimental schlieren image at Section 3

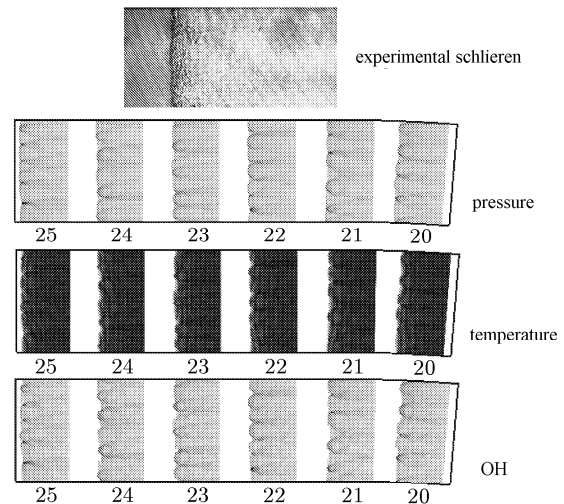


图 9 出口直段内的数值结果和实验纹影图

Fig.9 Numerical results and experimental schlieren image at exit section

图 7 表明: 爆轰波进入区域 2, 诱导激波受到压缩波、稀疏波及稀疏波在凹壁面的反射波共同作用. 在凸壁面一侧稀疏波起主导作用. 在凹壁面一侧, 尽管受到稀疏波及其反射波的作用, 但压缩波仍起主导作用. 因此, 凸壁面一侧的诱导激波弱于凹壁面一侧. 图 8 给出了与图 7 相似的爆轰波传播特性, 但三波点数已由 12 减少为 11, 这表明: 爆轰波在半圆形弯管传播过程中, 其强度衰减.

当爆轰波由半圆形弯管进入出口直段, 畸变的爆轰波阵面逐渐得到恢复, 并逐渐重建自持胞格爆轰. 图 9 表明: 在出口直段的爆轰波结构已非常接近自持爆轰, 但三波点数仍为 11, 并没恢复到 12. 这说明爆轰波还没达到自持传播. 随着时间的推移, 最终会形成自持爆轰波向前传播.

要说明的是：由于实验爆轰管长度和红宝石激光器固定延时的限制，对于预混气 $75\%(2\text{H}_2+\text{O}_2)+25\%\text{Ar}$ ，仅能获得 $p_0 \geq 10.67 \text{ kPa}$ 的纹影照片。随着初压提高，欲获得收敛的自持胞格爆轰，需减小网格尺度，从而导致计算量大大增加。本文考虑计算量，数值模拟选择预混气初压为 8.00 kPa ，因此本文计算结果仅能与纹影图进行定性对比，结果表明：计算爆轰波阵面并未严重畸变，凸壁面一侧的诱导区宽于凹壁面一侧。这些与实验结果是一致的。

3.3 数值胞格结构

图 10 给出了 $p_0 = 8.00 \text{ kPa}$, $T_0 = 300 \text{ K}$ 区域 1, 区域 2, 区域 3 及出口直段的数值胞格结构。Strehlow^[11] 研究表明：对于氢氧爆轰，稀释剂氩的浓度大于 50%，才会形成规则的爆轰波胞格。本文预混气稀释剂 Ar 的浓度为 25%，在入口直段的数值胞格结构表明：自持爆轰波胞格轻微不规则。图 11 的实验胞格结构也证明了这一点。

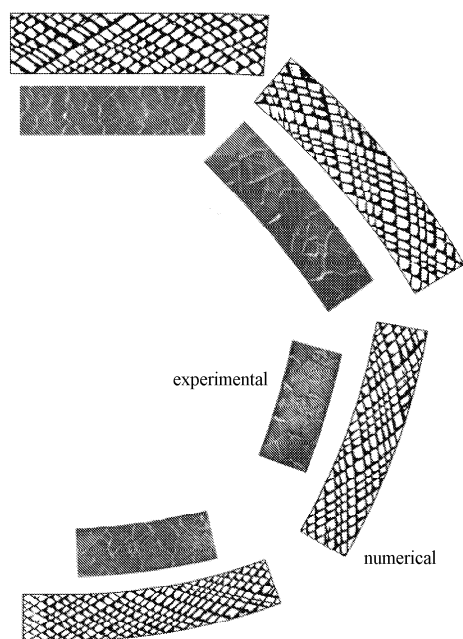


图 10 数值和实验胞格结构 ($p_0 = 8.00 \text{ kPa}$)

Fig.10 Numerical and experimental cellular pattern at $p_0 = 8.00 \text{ kPa}$



图 11 实验胞格结构 ($p_0 = 8.00 \text{ kPa}$)

Fig.11 Experimental cellular pattern at $p_0 = 8.00 \text{ kPa}$

由于半圆形弯管曲率半径较大，壁面几何结构对诱导激波和横波的影响较小。在图 10 的数值胞格结构中，很难分辨凹壁面一侧的胞格较凸壁面一侧的胞格小。但爆轰波在弯管传播过程中，三波点数减少，即胞格尺寸增大，表明：爆轰波衰减。

与相同条件下的实验胞格结构对比，数值胞格结构在弯管宽度方向胞格数目较多。可能的原因是：实验中管道壁面有热损失和黏性边界层损失，导致爆轰平均速度低于 CJ 值，并产生较大胞格。数值胞格结构定性上更相似于高初压下的实验胞格结构。实验结果^[7]表明：凹壁面一侧的胞格尺寸比凸壁面一侧小。但数值结果并没有给出这一结论，可能是由于计算中忽略黏性的影响。实验和数值结果均表明：爆轰波在半圆形弯管传播过程中胞格变大，爆轰波衰减。

3.4 爆轰传播平均速度

表 1 给出了初压为 8.00 kPa 爆轰波沿凸、凹壁面的平均速度。表 1 表明：在入口直段，爆轰波自持传播，其平均速度为 2135.0 m/s 。当爆轰波刚进入弯管时，沿凸壁面一侧，由于受稀疏波影响，其平均速度减小大约 50 m/s 。沿凹壁面一侧，由于受到压缩波作用，其平均速度增加约 105 m/s 。爆轰波在弯管传播过程中，沿凹、凸壁面其平均速度均轻微减小。在出口直段，沿内壁面一侧爆轰平均速度为 2136.7 m/s ，表明：爆轰波在该侧已恢复至自持胞格爆轰。沿外壁面一侧爆轰平均速度为 2162.3 m/s ，略大于自持爆轰平均速度。这表明：爆轰波在该侧是超驱动的，还没恢复至自持胞格爆轰。

在相同条件下，将计算爆轰波平均速度与文献^[6]实验值进行对比。表明：沿凸壁面一侧，计算平均速度与实验值一致。但沿凹壁面一侧，在爆轰波整个传播过程中，实验平均速度总是减小，明显不同于计算值。这可能由于管道壁面的黏性边界层和热损失。然而，计算平均速度变化趋势与 $p_0 \geq 13.33 \text{ kPa}$

表 1 $p_0 = 8.00 \text{ kPa}$ 的爆轰波平均速度

Table 1 Average detonation speed at $p_0 = 8.00 \text{ kPa}$

Average detonation speed / ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)					
	entrance section	Part 1	Part 2	Part 3	exit section
I	2135.0	2084.8	2072.0	2058.3	2136.7
II	2135.0	2240.9	2239.2	2234.9	2162.3

注：I 为沿凸壁面平均速度；II 为沿凹壁面平均速度。

Note: I and II denote the average speeds along the convex wall and the concave wall, respectively.

的实验值定性上一致.

4 结 论

(1) 受稀疏波和压缩波的影响, 爆轰波阵面在半圆形弯管内发生畸变. 诱导激波在凹壁面附近强于凸壁面, 沿凹壁面附近的反应区宽度较沿凸壁面窄. 在出口直段, 受扰动的爆轰波可恢复为自持爆轰波.

(2) 爆轰波在半圆形弯管中传播过程中, 三波点数减少, 胞格变大, 爆轰波衰减. 凹壁面附近的胞格尺寸较凸壁面附近区域小, 但数值胞格结构未能反映该现象.

(3) 沿半圆形弯管凹、凸壁面, 爆轰波平均速度计算值与高初压下实验值定性一致. 平均速度不能反映波阵面受畸变的程度.

(4) 本文条件下, 半圆形弯管曲率半径较大, 爆轰波畸变程度不严重, 未出现爆轰波熄灭.

参 考 文 献

- 1 Takyama K, Honda M, Onodera O. Shock propagation along 90 degree bends. *Rep Inst High Speed Mech*, 1977, 35: 83~111
- 2 Edwards DH, Fearnley PJ, Nettleton MA. Shock's diffraction in channels with 90° bends. *Journal of Fluid Mechanics*, 132: 257~270
- 3 Thomas GO, Williams RL. Detonation interaction with wedges and bends. *Shock Waves*, 2002, 11: 481~492
- 4 夏昌敬. 可燃气体爆轰波在弯曲管道中传播特性研究. [博士论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2003 (Xia Changjing. Studies of propagation characteristics of gaseous detonation through the bends. [Ph D Thesis]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2003 (in Chinese))
- 5 夏昌敬, 周凯元, 沈兆武等. 可燃气体非稳定爆轰波通过 90° 圆弯传播特性的实验研究. 实验力学, 2002, 17(4): 438~443 (Xia Changjing, Zhou Kaiyuan, Shen Zhaowu, et al. Experimental investigation characteristics of unsteady gaseous detonation through 90° round bend. *Journal of Experimental Mechanics*, 2002, 17(4): 438~443 (in Chinese))
- 6 王昌建, 徐胜利, 郭长铭. 气相爆轰波在半圆形弯管中传播现象的实验研究. 爆炸与冲击, 2003, 23(5): 448~453 (Wang Changjian, Xu Shengli, Guo Changming. Experimental investigation on gaseous detonation propagation through a semi-circle bend tube. *Explosion and Shock Waves*, 2003, 23(5): 448~453(in Chinese))
- 7 王昌建. 气相爆轰波在复杂管道中传播的研究. [博士论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2004 (Wang Changjian. Study on gaseous detonation propagation through tubes with complex geometry. [Ph D Thesis]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2004 (in Chinese))
- 8 Oran ES, Young TR, Boris JP, et al. Weak and strong ignition. I. Numerical simulation of shock tube experiments. *J Combustion and Flame*, 1982, 48: 135~148
- 9 Zhong Xiaolin. Additive semi-implicit Runge-Kutta methods for computing high-speed nonequilibrium reactive flows. *Journal of Computational Physics*, 1996, 128: 19~31
- 10 Shu Chiwang. Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws. NASA/CR-97-206253, 1997
- 11 Strehlow R. The nature of transverse waves in detonations. *Astronautica Acta*, 1969, 14: 539~548

SCHLIEREN VISUALIZATION AND NUMERICAL SIMULATION ON GASEOUS DETONATION PROPAGATION THROUGH A BEND TUBE¹⁾

Wang Changjian^{*,†,2)} Xu Shengli^{*,†} Fei Lisen^{*} Guo Changming^{*}

^{*}(Department of Mechanics and Mechanical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

[†](State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract Gaseous detonation propagation through a semi-circle bend tube was experimentally and numerically investigated. The laser schlieren system was employed to obtain the images of detonation front at the different position. The 2nd additive semi-implicit Runge-Kutta method and 5th order WENO scheme were respectively used to discretize the time and space terms of reactive Euler equations. Detailed chemical reaction model was utilized to describe the processes of detonation chemical reactions. The contours of pressure, temperature, OH mass fraction, numerical cellular pattern and average detonation speed were obtained. Experimental and numerical results show that, influenced by the rarefaction waves and compression waves, the detonation front is distorted. Due to the shallow curvature of the bend tube, the detonation front is not so seriously distorted and there is no evidence of detonation failure. The leading shock along the concave wall is much stronger than that along the convex wall. The reaction zone along the convex wall is also wider than that along the concave wall. The triple-point number decreases in the process of detonation propagation through the bend tube, and therefore the detonation wave is degenerated. However, it can be recuperated to self-sustaining cellular detonation at the exit section. The computed detonation flow field, cellular pattern and average speed are qualitatively consistent with those from the experiments.

Key words gaseous detonation wave, detailed chemical reaction model, numerical simulation, schlieren photograph

Received 29 November 2004, revised 2 September 2005.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10172083), Joint Fund of NSFC and China Academy of Engineering Physics (10076018) and Open Foundation of State Key Laboratory of Explosion Science and Technology of Beijing Institute of Technology (KFJJ03-2).

2) E-mail: chjwang@ustc.edu.cn