

文章编号: 1000-8055(2010)03-0496-07

气相爆震波衍射现象的数值研究

李海鹏, 何立明, 罗俊, 曾昊, 武卫
(空军工程大学 工程学院, 西安 710038)

摘 要: 对不同条件下气相爆震波在突扩管道和带扩散段管道中的衍射过程进行了数值研究. 结果表明: 起爆管的直径和临界爆震管直径对爆震波能否成功衍射传入主爆管起到决定性的作用. 壁面反射激波与爆震波相互作用在邻近壁面处产生高温、高压区域, 有助于减少爆震的诱导时间以及横波间距. 扩散段扩散角越小时, 反射激波强度越大. 高强度的反射激波会将爆震波分为 3 段, 在分界点处产生高温、高压点, 对爆震波的衍射传播起到支持作用.

关 键 词: 气相爆震波; 衍射; 脉冲爆震发动机 (PDE); 数值模拟

中图分类号: O381; V231.2+2

文献标识码: A

Numerical investigation on gaseous detonation diffraction

LI Haipeng, HE Liming, LUO Jun, ZENG Hao, WU Wei

(The Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

Abstract: Gaseous detonation diffraction in abruptly expanded tube and gradually expanded tubes was numerically investigated at different filling and expanding angles. Detonation tube diameter and critical tube diameter are vital to the successful diffraction. Interaction of the wall reflected shock and the detonation wave produces a high temperature and high pressure region, helping to reduce the detonation inducement time and the distance between transverse waves. The small expanding angle can generate strong reflected shock. If the reflected shock is strong enough, it will separate the detonation wave into 3 parts generating high temperature, high pressure regions at the cut-off points, providing a support to detonation diffraction.

Key words: gaseous detonation wave; diffraction; pulse detonation engine (PDE); numerical simulation

脉冲爆震发动机(PDE)是当前研究的热点, 其工程应用要求工作频率高于 100 Hz, 直接起爆需要很高的能量, 间接起爆要求有较短的爆燃转爆震(DDT)距离, 针对航空用液体燃料较难起爆的问题, 研究者提出了起爆管技术, 用填充易起爆混合物的小管内的爆震波起爆尺寸较大的主爆震管内的可爆混合物. 爆震波从小管传入主爆震管时的衍射过程是主爆震管能否成功起爆的关键环

节. Sinibaldi J O 和 Brophy C M^[1] 等人研究了不同当量比的乙烷-氧气的衍射过程, Schultz E^[2] 研究了爆震波通过突然的面积变化从受限制区域传到不受限制区域时的衍射过程. 本文用数值方法对不同的起爆管、主爆管内填充物及连接段扩散角度条件下的爆震波衍射过程进行了研究, 分析了该过程的流场情况、波系结构以及不同因素对爆震波衍射传播的影响.

收稿日期: 2009-02-14; 修订日期: 2009-07-13

基金项目: 空军工程大学学术基金(XS0901009)

作者简介: 李海鹏(1981-), 男, 山东招远人, 博士生, 主要从事气动热力理论、爆震波及脉冲爆震发动机研究.

E-mail: lhp1210@163.com

1 理论分析

自维持的爆震波能否从小管通过突然的面积变化衍射传入一个较大的区域, 关键因素有两个: 小管的物理尺度和爆震的反应尺度^[2]. 爆震波后的能量释放率和膨胀率之间的竞争使衍射传播可能出现三种结果(图 1): ①亚临界状态, 膨胀率大于能量释放率, 激波从反应区解耦出来并且迅速退化为无反应激波; ②临界状态, 能量释放率与膨胀率相当, 爆震波衍射入较大区域后, 激波从反应区解耦出来, 但在主爆管内重新点燃混合物, 爆震波得以重建; ③超临界状态, 能量释放率大于膨胀率, 激波和反应区耦合在一起, 爆震波成功衍射传入大管.

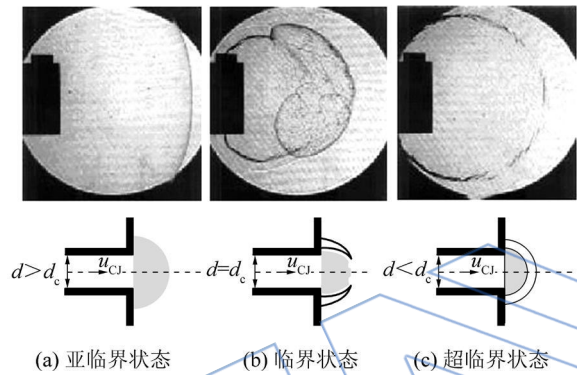


图 1 爆震波衍射现象纹影图与示意图^[2]
Fig. 1 Schlieren and schematic of detonation diffraction

爆震波衍射过程中的扰动传播过程如图 2 所示. 当爆震波通过突然的面积变化时, 在拐角处产生了一道膨胀波(图 2(b)), 该膨胀波对爆震波产生侵蚀作用, 使得爆震波分成两段: 中心区域是未受扰动的爆震波, 爆震波形状为平面波; 边缘区域为衍射爆震波, 波形为曲面波. 两段爆震波的交点为衍射爆震波和未受扰动爆震波的分界点. 由图 2(a)可以看出, 随着爆震波向下游传播, 膨胀波继续向中心区域侵蚀, 使得未受扰动的爆震波变得越来越小, 而衍射激波变得越来越大. 分界点也逐渐向中心区域移动, 将分界点的轨线与水平线的夹角定义为扰动传播角 α , 则 α 可由下式求得

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\sqrt{c_z^2 - (V_{CJ} - u_{rz})^2}}{V_{CJ}} \right)$$

式中 V_{CJ} 为 Chapman Jouguet (C-J) 爆震波速, c_z 为爆震波后反应区的声速, u_{rz} 为爆震波后反应区的流动速度. 可见, 扰动传播角 α 表征了爆震波抵抗膨胀的能力, α 越大爆震波的膨胀率就越大, 爆

震波越不容易成功地从小管传入大管^[1-6].

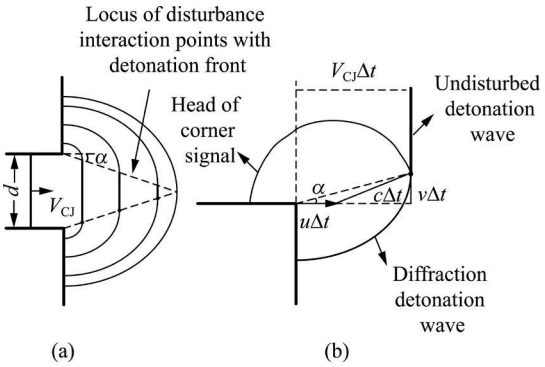


图 2 爆震波衍射过程中扰动传播示意图^[2]
Fig. 2 Schematic of disturbance propagation during detonation diffraction

2 数学物理模型及计算条件

采用带化学反应的二维轴对称 Euler 方程描述该物理化学过程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \mathbf{W} = \mathbf{S}$$

其中

$$\begin{cases} \mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, \dots, \rho k, \rho u, \rho v, E]^T \\ \mathbf{F} = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(p + E)]^T \\ \mathbf{G} = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(p + E)]^T \\ \mathbf{W} = \frac{v}{y} [\rho, \rho u, \rho v, \dots, \rho k, \rho u, \rho v, p + E]^T \\ \mathbf{S} = [\dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2, \dots, \dot{\omega}_k, 0, 0, 0]^T \end{cases}$$

ρ 为混合物密度; u, v 分别为 x, y 方向的速度分量; E 为总内能; p 为混合气压力. $E = \rho \oint c_v dT + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + \sum_{i=1}^k \rho h_i^0(0), \rho = \sum_{i=1}^k \rho_i, \rho_i = \rho Y_i, p = \sum_{i=1}^k \frac{\rho_i}{M_i} RT, c_v = \sum_{i=1}^k X_i c_{vi}, c_{vi}$ 为组分 i 的比定容热容, M_i, Y_i, X_i, h_i^0 分别为组分 i 的摩尔质量、质量分数、摩尔分数、标准生成焓, T 为混合气温度, $\mathbf{W}$ 为轴对称修正源项. $\dot{\omega}_i$ 为组分 i 的净生成率.

利用 FLUENT 中的有限速率反应模型, 采用 9 组分 31 个化学反应的 CHEMKIN 基元反应机理^[7]进行数值模拟, 文中计算均用同一种物理模型, 小管的直径取为 3cm, 管长 10cm; 大管直径 7.5cm, 管长 40cm. 高能区设在小爆震管的封闭端, 点火压力为 20×10^5 Pa, 温度为 2000 K. 取了

三种填充情况进行模拟: ①起爆管和主爆管均填充化学恰当比的氢气和氧气混合物, 填充压力和温度分别为 1×10^5 Pa 和 300 K; ②起爆管填充化学恰当比的氢气和氧气混合物, 主爆管填充化学恰当比的氢气和空气混合物, 填充压力和温度分别为 1×10^5 Pa 和 300 K; ③起爆管和主爆管均填充化学恰当比的氢气和空气混合物, 填充压力和温度分别为 1×10^5 Pa 和 300 K. 研究过渡段扩张角对爆震波衍射的影响时取了扩张角 30° 和 45° 两个值.

3 计算结果讨论与分析

3.1 不同填充情况下的爆震波衍射过程

3.1.1 起爆管和主爆管均填充 H_2O_2

图 3(a) 所示的为在起爆小管中稳定前传的爆震波(计算出的波面压力为 16.1×10^5 Pa, 波速约 2800 m/s). 图 3(b) 显示, 爆震波由起爆管传入主爆震管, 在两管交接处由于面积突扩, 发生了衍射现象, 衍射过程与混合气性质、初始条件、起爆管几何形状等有关^[2]. 当平面爆震波传入主爆震管后, 爆震前锋开始出现弯曲, 形状逐渐变为球形, 由于突然的面积变化在小管出口转角处产生了膨胀波, 之后膨胀波以恒定的角度向爆震前锋的中心侵蚀, 扰动传播角约为 23° , 如图 4(a) 所示. 数值模拟结果显示, 该算例中爆震前锋可以克服膨胀波的侵蚀作用继续传播, 爆震前锋更加弯曲并且逐渐扩展到大管壁面, 如图 4(b) 所示. 从大管壁面反射的激波和爆震前锋相交作用, 在壁面附近产生了一个压力和温度极高的区域, 这一高温、高压区域可以减小反应诱导时间和横波间距. 靠近壁面处爆震前锋变得平坦起来. 爆震前锋的中间部分曲率也逐渐减小, 见图 3(c). 根据 Crocco 定理^[8], 曲面激波的下游会产生旋转, 因此无黏超声速流应该会产生涡, 图 3(c) 显示, 由于爆震衍射和后继波相互作用, 在起爆管和主爆震管连接区域附近产生了强旋涡, 并且随着爆震波的传播, 涡也向下游移动(图 5). 图 3(d) 显示, 爆震波在主爆震管上下壁面产生的反射激波在主爆震管中间相交, 产生了一个高压区, 之后又由该高压区产生新的反射激波传向上下壁面. 由图 3(e) 可见, 球形爆震波已逐渐变为稳定的平面波并向敞口端进一步传播, 但是波后流场仍比较复杂. 算得爆震波速度约 2 780 m/s, 与文献[2]结果吻合.

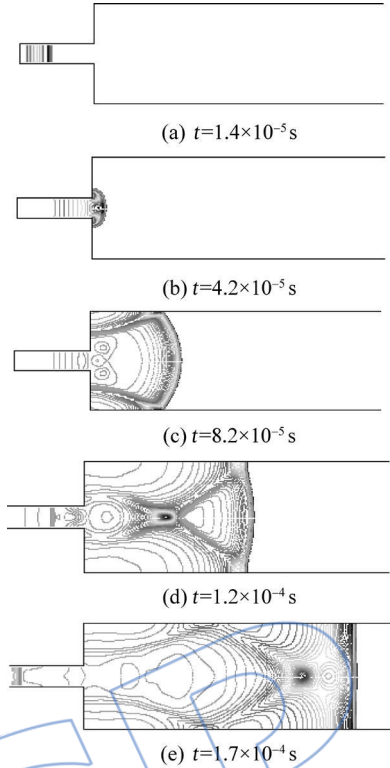


图 3 H_2O_2 中的爆震波在突扩管道中的衍射过程 (压力等值线图)

Fig. 3 H_2O_2 detonation diffraction in the abruptly expanded tubes (isobars)

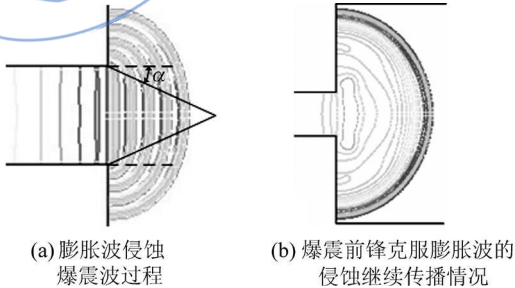


图 4 膨胀波侵蚀爆震波过程及爆震前锋克服膨胀波的侵蚀继续传播情况(压力等值线图)

Fig. 4 Expansion wave eroding detonation wave process and detonation wave continuous propagation overcoming expansion wave erosion (isobars)

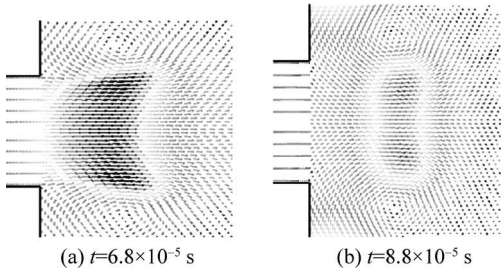


图 5 起爆管与主爆震管连接区域内涡的传播过程 (速度矢量图)

Fig. 5 Schematic of moving vortices in the connecting region (vectors of velocity)

起爆管左端壁面中心和主爆管左端上壁面中点处压力随时间变化情况见图 6。刚开始时起爆管左端壁面压力很高, 这是为了产生爆震而设置的高能区引起的, 壁面压力逐渐衰减至 7×10^5 Pa 并保持不变, 直到又有另一组激波和膨胀波撞击此处壁面。主爆震管左壁面第一个峰值信号显示爆震波约在 $t = 5 \times 10^{-5}$ s 时达到壁面(峰值压力 14.21×10^5 Pa 略低于 H_2 -Air 理论值 16.128×10^5 Pa), 而第二个峰值信号是由于爆震波在上下壁面反射并撞击左壁面形成的。之后壁面上依然有峰值出现, 但是峰值逐渐变小, 说明反射波的强度逐渐减小。

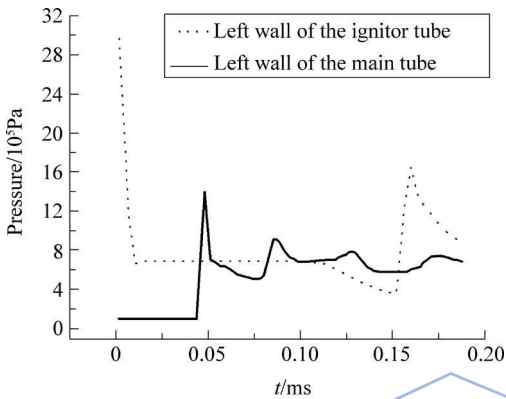


图 6 起爆管与主爆震管左端壁面压力变化曲线
(起爆管、主爆管均填充 H_2-O_2)
Fig. 6 Pressure history at the left wall of the ignitor tube and the main tube (the ignitor tube and the main tube are filled with H_2-O_2)

3.1.2 起爆管填充 H_2-O_2 主爆管填充 H_2 -Air

该研究更接近于实际情况, 使用含易起爆燃料的小爆震管起爆含有较难起爆燃料的主爆震管, 爆震波能否成功地在不同大小、不同燃料的管道间传递是关键。数值模拟得到的爆震波传播过程中的压力等值线图如图 7 所示。图 7(a) 可见爆震波在小管内产生。图 7(b) 显示, 爆震波已传入主爆管。从壁面反射的激波点燃了靠近壁面的混合物, 在壁面附近形成了高温、高压区, 见图 7(c), 从壁面反射的激波在大管中央相交, 也产生了一个高压区, 见图 7(d)。图 7(e) 显示, 球形爆震波逐渐变成了稳定的平面爆震波并向右端敞口端进一步传播。当球形爆震波变成稳定的平面爆震波后, 计算出爆震波速为 1926.5 m/s, 这与文献[9]中的 1971 m/s 比较接近。根据压力值和计算的爆震波速度值可以确定爆震波成功地从起爆管传入了主爆管。表明了由起爆管来引发主爆管内的爆震反应方法的可行性。

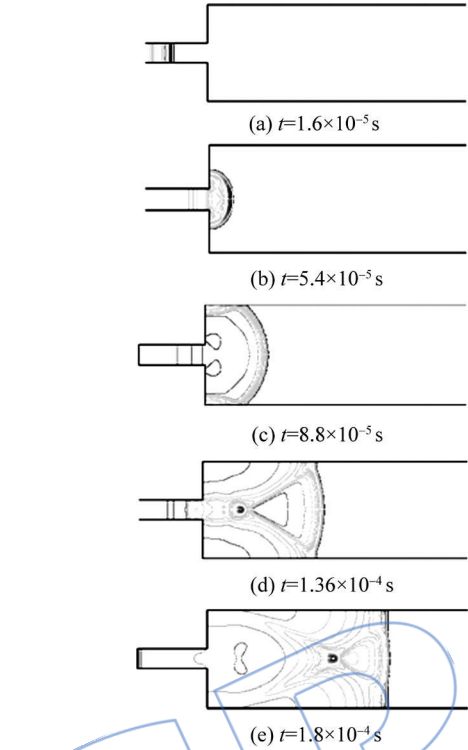


图 7 爆震波经突扩管道由 H_2-O_2 混合物衍射传入 H_2 -Air 混合物(压力等值线图)
Fig. 7 Detonation wave in H_2-O_2 diffracts into H_2 -Air through abruptly expanded tubes (isobars)

起爆管和主爆震管左端壁面处的压力随时间变化见图 8。对比图 8 和图 6 可见, 两种情况下起爆管端面压力变化情况基本一致; 而图 8 中的主爆管端面的第一个峰值信号压力低于图 6(b) 主爆管的第一个峰值信号压力, 表明 H_2 -Air 混合物产生的爆震强度低于 H_2-O_2 混合物。

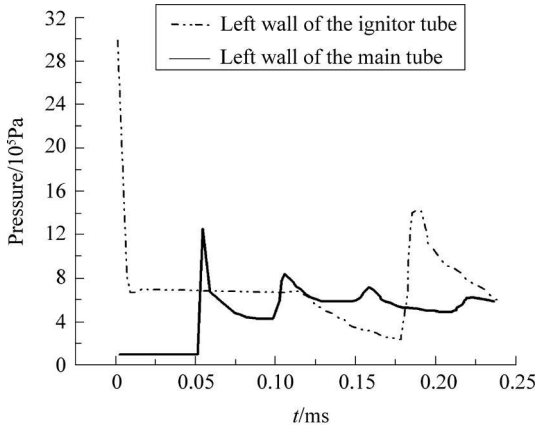


图 8 起爆管与主爆震管左端壁面压力变化曲线
(起爆管填充 H_2-O_2 , 主爆管填充 H_2 -Air)
Fig. 8 Pressure history at the left wall of the ignitor tube and the main tube (the ignitor tube is filled with H_2-O_2 , and the main tube is filled with H_2 -Air)

3 1 3 起爆管和主爆管均填充 H_2 Air

由图 9(a) 可见, 爆震波已经在起爆管中形成, 由于填充的是 H_2 Air 混合物, 所以爆震波压力较低. 图 9(b) 显示, 当爆震波传出爆震管后, 爆震波依旧以球形激波的形式向外扩张, 最高压力也有 12.6×10^5 Pa, 但最高压力只集中在中心位置, 并非像图 3(b), 图 7(b) 那样是分布在整个球形激波上的, 从图中的温度分布看, 此时的激波和燃烧区已经发生了解耦, 爆震波没有成功的传入主爆震管. 图 9(c)~ 图 9(e) 也表现出了这点, 虽然激波依然以球形激波的形式传播, 并在壁面产生反射, 但是由于没有燃烧区能量的支持, 激波的强度随着时间的推移逐渐减小.

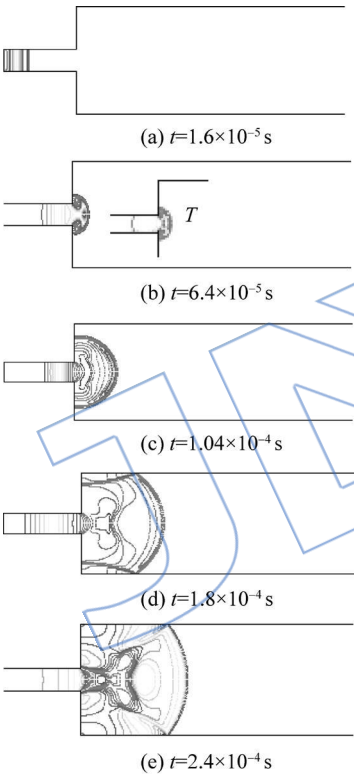


图 9 H_2 Air 中的爆震波在突扩管道中的衍射过程 (压力等值线图)

Fig. 9 H_2 Air detonation diffraction in the abruptly expanded tubes (isobars)

起爆管和主爆管左端壁面处的压力变化曲线如图 10 所示. 可以看出, 起爆管推力壁的压力变化曲线与之前两个算例基本一致, 只是平台压力略低一些, 但是由于爆震波没有成功传入主爆震管, 主爆震管壁面上的压力要比图 6、图 8 中的压力低很多, 但仍可从曲线上看出激波在壁面的反射.

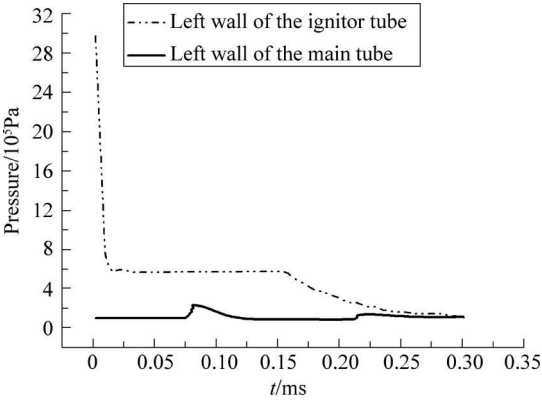


图 10 起爆管与主爆震管左端壁面压力变化曲线 (起爆管、主爆管均填充 H_2 Air)

Fig. 10 Pressure history at the left wall of the ignitor tube and the main tube (the ignitor tube and the main tube are filled with H_2 Air)

3 2 不同扩张角下的爆震波衍射情况

3 2 1 扩张角为 30°

起爆管与主爆震管扩散过渡段的扩张角为 30° 时的数值模拟结果如图 11 所示. 由图 11(c) 可看到爆震波已经传入主爆管, 在主爆管的壁面上发生了反射, 并且在起爆管和扩散段的交接处有涡产生. 在 $t=1.4 \times 10^{-4}$ s 时刻(图 11(d)), 反射激波在中心位置相交, 而涡的位置也向下游移动了. 图 11(e) 显示, 爆震波成功传入主爆震管, 并以平面波的形式向前传播.

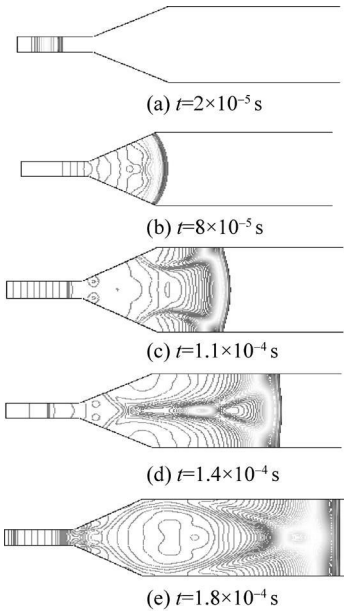


图 11 爆震波在 30° 扩散管道中的衍射过程 (压力等值线图)

Fig. 11 Detonation diffraction through the 30° gradually expanded tubes (isobars)

爆震波在扩散段中的详细衍射过程如图 12 所示. 爆震波以球形激波的形式在扩散段内传播 (图 12(a)). $t=5.2 \times 10^{-5}$ s 后爆震波在扩散段内分为上中下 3 段, 每段都是曲面激波, 而在每两段的交点, 都有一个高压点 (图 12(b)). 这是由于爆震波在扩散段的壁面发生反射, 反射后的激波与中心激波相交, 在交点位置产生高温、高压点. 高温、高压点会点燃附近的燃气混合物, 有利于爆震波抵抗膨胀波的侵蚀. 图 12(c) 显示起爆 $t=5.6 \times 10^{-5}$ s 后爆震波依旧分为 3 段, 但每段的分界点没有 $t=5.2 \times 10^{-5}$ s 时那么明显, 高温、高压点还存在, 但强度在逐渐变低.

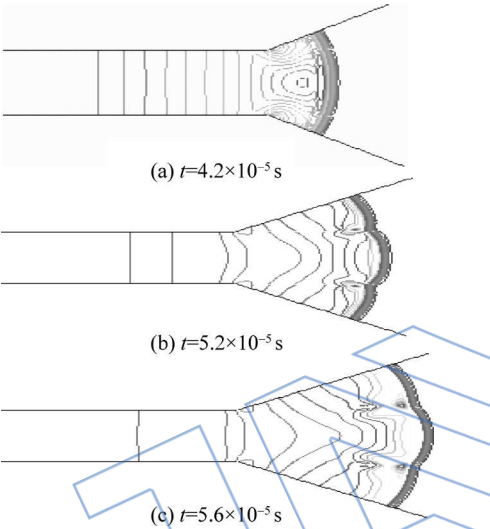


图 12 30° 扩散段中的爆震波衍射细节 (压力等值线图)

Fig. 12 Details of detonation diffraction in the 30° expanding region (isobars)

可见, 爆震波在扩散通道里的衍射过程与突扩通道中的衍射过程不同. 突扩通道中, 爆震波直接面对的是膨胀波的侵蚀, 而在扩散通道中, 爆震波会在壁面产生反射激波, 并与爆震波在靠近轴线的位置相交, 产生高温、高压点, 对爆震波成功传入主爆管起到很大的促进作用.

3 2 2 扩张角为 45°

起爆管与主爆震管扩散过渡段的扩张角为 45° 时的数值模拟结果如图 13 所示. 由图 13(a) 可见, 爆震波已经在起爆管中形成. 在 $t=7 \times 10^{-5}$ s (图 13(b)) 时刻, 爆震波传到扩散段出口, 爆震波呈球形激波的形式传播, 同时也在起爆管出口位置产生两个涡; 在 $t=1 \times 10^{-4}$ s (图 13(c)) 时, 涡向下游移动了, 并且爆震波已经传入主爆管并在主

爆管壁面产生反射; 在 $t=1.3 \times 10^{-4}$ s (图 13(d)) 时, 反射激波在主爆震管中央相交, 并再次发生反射; 图 13(e) 时, 爆震波成功传入主爆震管, 以平面波形式前传.

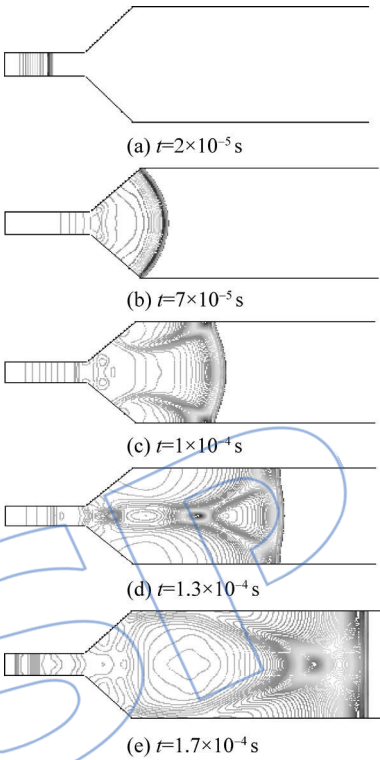


图 13 爆震波在 45° 扩散管道中的衍射过程 (压力等值线图)

Fig. 13 Detonation diffraction through the 45° gradually expanded tubes (isobars)

爆震波在 45° 角的扩散段中的详细衍射过程如图 14 所示. 爆震波并未像扩散角为 30° 时分为

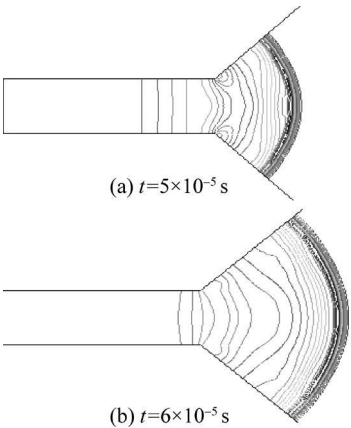


图 14 45° 扩散段中的爆震波衍射细节 (压力等值线图)

Fig. 14 Details of detonation diffraction in the 45° expanding region (isobars)

3 段, 而是一直呈球形. 说明当扩散角增大时, 爆震波在壁面反射后产生的反射激波的强度减小, 对爆震波影响也相应减小, 无法为爆震波成功衍射传入主爆管提供更多的能量支持. 文献[10] 的实验结果也表明, 小张角的连接段有利于爆震波的再触发, 本文模拟结果与其实验结果相符.

4 结 论

1) 爆震波由起爆管进入突扩主爆震管道时发生衍射, 在管道交界处产生了旋涡, 涡随着爆震波的传播也向下游移动. 起爆管的直径和混合物性质所要求的爆震管临界直径之间的关系对爆震波能否成功衍射传入主爆震管起到了决定性的作用, 当起爆管直径大于临界直径, 爆震波可成功传入面积更宽广的主爆震管. 平面爆震波传入主爆震管后, 其形状变为半球形, 膨胀波从接触面发散并传入前导激波后的区域. 爆震波在主爆震管内传播时, 壁面的反射激波与爆震波相互作用会在邻近壁面的区域产生一个高温、高压区域, 该区域可以减少爆震波的诱导时间以及横波间距.

2) 带扩散过渡段的爆震波衍射, 当爆震波传入扩散过渡段后, 会在扩散段壁面产生反射, 该反射激波的强度受扩散角的影响, 扩散角越小时, 反射激波强度越大. 而当反射激波强度大到一定程度时, 反射激波会将传入扩散段的爆震波分为 3 段, 在分界点处产生高温、高压点, 对爆震波的扩散起到了支持作用, 有利于爆震波成功衍射传入主爆震管.

参考文献:

[1] Sinibaldi J O, Brophy C M, LI C, et al. Initiator detonation

diffraction studies in pulsed detonation engines[R]. AIAA 2001-3466

[2] Schultz E. Detonation diffraction through an abrupt area expansion[D]. California: California Institute of Technology, 2000

[3] LI Chiping, Kailasanath K. Detonation diffraction in pulse detonation engines[R]. AIAA 2000-3470

[4] Yi T H, Wilson D R, Lu F K. Detonation wave propagation in an ejector-augmented pulse detonation rocket[R]. AIAA 2006-0953

[5] Brophy C M, Werner S, Sinibaldi J O. Performance characterization of a valveless pulse detonation engine[R]. AIAA 2003-1344

[6] Santoro R, Conrad C, Saretto S, et al. Studies of overdriven detonation wave transition in a gradual area expansion for PDE applications[R]. AIAA 2004-3397

[7] Konnov A A. Remaining uncertainties in the kinetic mechanism of hydrogen combustion[J]. Combust. and Flame, 2008, 152(4): 507-528

[8] Yi T H, Emanuel G. Unsteady shock generated vorticity[J]. Shock Waves, 2000, 10(3): 179-184

[9] 严传俊, 范玮, 黄希桥, 等. 脉冲爆震发动机原理及关键技术[M]. 西安: 西北工业大学出版社, 2005

YAN Chuanjun, FAN Wei, HUANG Xiqiao, et al. Theory and key technology of pulsed detonation engine[M]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University Press, 2005. (in Chinese)

[10] 韩启祥, 王家骅. 预混气爆震波在不同直径管间的传播特性[J]. 航空动力学报, 2005, 20(2): 225-229

HAN Qixiang, WANG Jiahua. Investigation on characteristics of detonation wave propagation in tubes with different diameter[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(2): 225-229 (in Chinese)