

DOI: 10.11883/bzycj-2018-0482

孔板扰动对爆轰波胞格结构特性影响的实验研究*

武郁文, 褚 驰, 翁春生, 郑 权

(南京理工大学瞬态物理国家重点实验室, 江苏 南京 210094)

摘要: 实验采用稳定预混气 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$ 及不稳定预混气 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 和 CH_4+2O_2 , 在圆形爆轰管内通过烟膜手段记录了爆轰波的胞格结构, 得到了胞格尺寸与初始压力之间的关系式; 研究了胞格结构在扰动上下游的变化过程, 分析了胞格不稳定性对胞格结构特征的影响, 获得了爆轰波经过扰动后重新恢复至平衡状态的特征尺度。结果表明: 爆轰波经过扰动后, 对于稳定预混气, 在扰动下游主胞格结构变得不规则, 没有出现次生胞格; 对于不稳定预混气, 扰动下游初始爆轰波的次生模式被抑制, 由于爆轰波自身的不稳定性, 随后出现了局部爆炸点及精细胞格结构; 爆轰波在扰动下游传播了一段距离后恢复至平衡状态, 该长度在 8~15 倍之间的胞格尺寸范围内变化, 并且随初始压力的变化趋势并不明显。研究结果反映出爆轰波经过孔板扰动后恢复至平衡态所需的长度与爆轰波流体动力学厚度相当。

关键词: 爆轰波; 孔板扰动; 胞格不稳定性; 特征尺度

中图分类号: O381

国标学科代码: 13035

文献标志码: A

爆轰波是一种以超音速自持传播的燃烧波, 与激波不同, 爆轰波面是不稳定的, 具有不可忽略的厚度特征以及三维非定常的湍流结构^[1-2]。尽管理想一维 ZND(Zel'dovich-von Neumann-Döring)模型给出了爆轰波层流结构, 但它不能很好地预测临界起爆能量和临界管径等爆轰动力学参数。Lee^[3]发现爆轰波的胞格宽度 λ 与爆轰波动力学参数关系紧密, 例如对于大多数碳氢燃料与氧气构成的混气, 临界管径 d_c 与胞格宽度 λ 的关系为: $d_c = 13\lambda$; 将这些混气用 80% 的氩气稀释以后, 临界管径 d_c 则增大至 30λ ^[4]。文献^[5-7]中指出爆轰波三维湍流结构及其动力学参数与爆轰波的自持传播机制息息相关。

为了深入了解爆轰波的内在结构, 人们尝试用不同方式对爆轰波施加外在的扰动。Sorin 等^[8]研究了包括突扩、锥形扩张及双反射壁面等条件对爆轰波的传播特性的影响, 期望能够表征爆轰波的传播过程以及量化不同条件下爆轰波能够自持传播的准则。Lv 等^[9]利用数值模拟对预混气活性和前导激波的衍射过程对爆轰波在突扩段重新起爆的影响进行了分析, 发现激波反射后的局部起爆点和马赫反射后的激波相互作用激励了爆轰波的自持传播过程。Wu 等^[10]研究了三种突扩比条件下氩气稀释程度对 $\text{C}_2\text{H}_2-\text{O}_2$ 预混气形成的爆轰波的传播过程的影响, 观察到了两种不同衍射模式对应的爆轰波胞格结构特征。喻健良等^[11]通过在管道内放置薄膜片扰动, 研究爆轰波在通过障碍物前后传播速度及胞格结构的变化。Zhang 等^[12]研究了大堵塞比的孔板对 CH_4-O_2 爆轰波传播的扰动机制, 分析了衍射、激波反射和胞格不稳定性对爆轰波传播特性的影响。结果表明当堵塞比大于 0.7 时, 爆轰波的传播受到激波反射机制和衍射机制共同作用的影响。刘杰等^[13]和赵焕娟等^[14]采用烟膜手段研究了爆轰波马赫反射的非自相似特性, 发现爆轰波在楔面的马赫反射三波点轨迹线为波动的曲线, 该曲线处于无反应极限(frozen limit)和化学反应平衡极限(equilibrium limit)之间。

上述研究让人们认识到爆轰波具有三维非稳态的湍流结构, 因此需要建立有关爆轰波特征长度的认识。Soloukhin^[15]通过考虑在爆轰波面后的非稳态气体动力过程, 首次提出了流体动力学厚度(hydrodynamic thickness)概念。朱雨建等^[16]以及 Botros 等^[17]通过对爆轰波施加激波干涉, 研究了正面对撞前后两波相干及爆轰波胞格结构的演变过程, 结果显示爆轰波重新获得平衡的距离约为数倍的胞格

* 收稿日期: 2018-11-30; 修回日期: 2019-06-17

基金项目: 国家自然科学基金(11702143, 11802137); 中央高校基本科研业务费专项(30918011343)

第一作者: 武郁文(1987—), 男, 博士, 副研究员, y.wu@njust.edu.cn。

长度。Li 等^[18] 通过研究爆轰波在楔面上的马赫反射,发现在化学反应平衡极限中达到自相似性的过渡区长度约为 6 至 10 倍的 λ 。目前为止,尽管人们尝试用不同的方法试图建立对爆轰波特征长度的普遍认识,但仍未获得比较理想的结果。Lee^[19] 提出一种观点,认为爆轰波三维结构具有的湍流效应与机械波动、热波动和化学反应平衡的弛豫速率有关,因此爆轰波面的流体动力学厚度应与爆轰波受到扰动后重新获得平衡所需的尺度相当。这提供了一种间接测量爆轰波流体动力学厚度的思路。

基于此,本文采用实验手段在爆轰波传播路径上放置圆形孔板,通过施加突然的扰动来观察爆轰波胞格结构的变化,分析在扰动前后爆轰波的演化过程,获得爆轰波流体动力学厚度。从之前的研究可以看出,当圆形孔板的堵塞比较大时,前导激波的衍射作用会抑制爆轰波的传播,爆轰波在孔板下游解耦^[12,20-21];当堵塞比较小时,入射爆轰波经过孔板后,前导激波的衍射距离较短,前导激波和反应区未解耦,透射爆轰波仍可以维持自持传播^[10]。本文选择三种预混气 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$, $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 和 CH_4+2O_2 , 利用烟膜手段记录孔板扰动前后爆轰波胞格结构,研究不同初始压力条件下爆轰波胞格结构在扰动下游的演化过程,获得爆轰波经过扰动后重新恢复至平衡状态的特征长度。

1 实验系统

实验系统包括了驱动段和测试段两部分,如图 1 所示。驱动段为长 1 m 的不锈钢圆管,驱动段前端壁面安装了高能火花塞,放电能量约为 2J。驱动段内放置了一段 Shchelkin 螺旋,其作用是在驱动段之内形成自持传播的爆轰波。测试段为长 3 m 的聚碳酸酯圆管,其内径 $D=50.8$ mm,测试段末端始终保持封闭。将一不锈钢圆形孔板放置于测试段内,其外径为 D ,其内径 $d=38$ mm,厚度为 3 mm。采用了稳定预混气 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$ 和不稳定预混气 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 、 CH_4+2O_2 研究爆轰波胞格不稳定性对扰动下游胞格结构变化特征的影响。预混气的配置是采用分压配比的方式充填至高压气瓶并静置 24 h 以上,以保证气体充分混合。实验采用压力传感器 Omega-PX309 来监测混气配置时与充填时的压力,其测量误差为 $\pm 2\%$ 。实验通过烟膜记录爆轰波的胞格结构,其厚度约为 100 μm ,同时放置在圆形孔板的上游和下游。试验所测得的爆轰波的胞格宽度 λ 为毫米量级,烟膜的厚度对爆轰波传播的影响可以忽略。

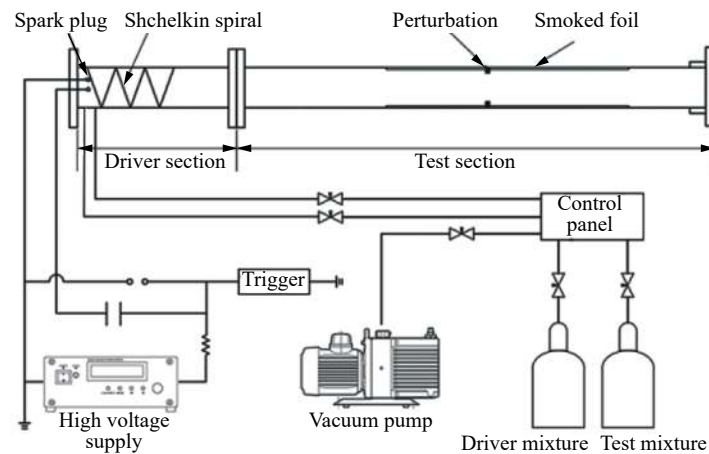


图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental system

2 实验结果与讨论

2.1 胞格结构及尺寸

首先采用烟膜记录了测试段内三种预混气形成的爆轰波在无扰动情况下自持传播时形成的胞格,由图 2 所示。从图 2(a)中可以看出,对于稳定混气 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$,烟膜记录的入射波、马赫杆和横波交汇的三波点的轨迹呈现较为规则的鱼鳞状的结构,由于采用 50% 的氩气稀释,爆轰波的横波较弱,在胞格

内基本没有三波点的分叉以及次生的胞格结构。相对地, 对于不稳定混气 $C_2H_2+5N_2O$ 和 CH_4+2O_2 , 在烟膜上不仅可以观察到主胞格结构, 同时主胞格中还存在横波分叉与交汇的现象, 形成了精细的次生的胞格。这是由于不稳定混气的爆轰波的横波强度较高, 横波分叉产生了横向爆轰波 (transverse detonation), 于是在主胞格结构内形成次生的小胞格。我们通过测量烟膜上爆轰波胞格相邻的横波族的间距, 可以得到三种预混气形成的爆轰波胞格尺寸 λ 。

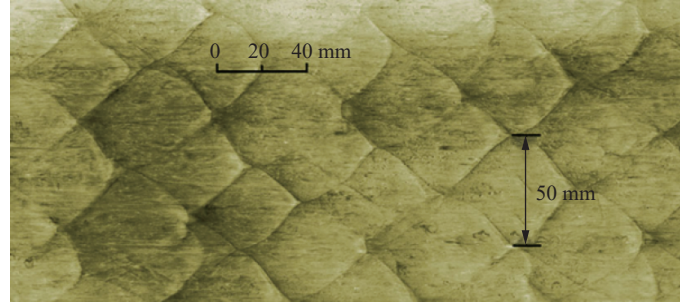
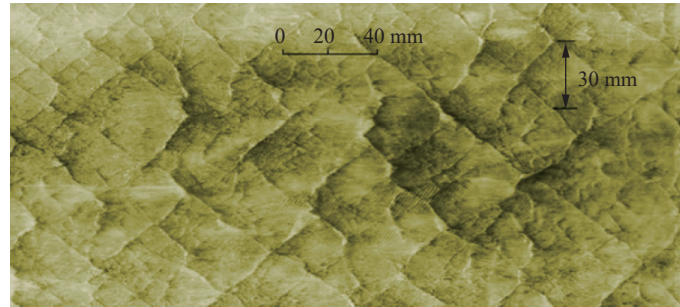
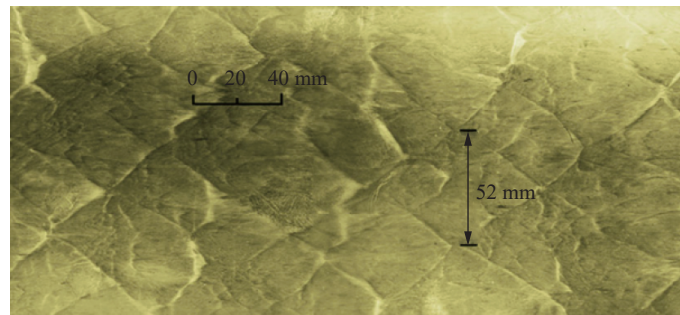
(a) $2H_2+O_2+3Ar, p_0=8.0$ kPa(b) $C_2H_2+5N_2O, p_0=2.5$ kPa(c) $CH_4+2O_2, p_0=10.0$ kPa

图 2 三种预混气形成的爆轰波自持传播时的胞格结构

Fig. 2 Self-sustained propagating detonation structures with three premixed mixtures

图 3 分别给出了稳定混气 $2H_2+O_2+3Ar$, 不稳定混气 $C_2H_2+5N_2O$ 和 CH_4+2O_2 在不同的初始压力 p_0 条件下的爆轰波胞格尺寸。图 3(a) 给出了本文及文献 [22] 的 $2H_2+O_2+3Ar$ 爆轰波胞格尺寸的实验数据。作为参照, 来自 Detonation database^[23] 中 $2H_2+O_2+2Ar$ 的胞格尺寸数据也在图 3(a) 中给出。图 3(b) 为本文及文献 [24] 测量的 $C_2H_2+5N_2O$ 的爆轰波胞格尺寸实验数据, 而图 3(c) 为本文及文献 [23] 测量的 CH_4+2O_2 的爆轰波胞格尺寸数据。从图中可以看出, 本文测量的三种预混气的爆轰波胞格尺寸与他人的实验结果符合得较好。

胞格尺寸 λ (mm) 与初始压力 p_0 (kPa) 之间的关系可以由公式 $\lambda = ap_0^{-b}$ 表示^[13,25]。据此对图 3 中的胞格尺寸数据进行拟合, 得到上述三种预混气的胞格尺寸 λ 与初始压力 p_0 之间的函数关系, 其参数 a 、 b 如表 1 所示。

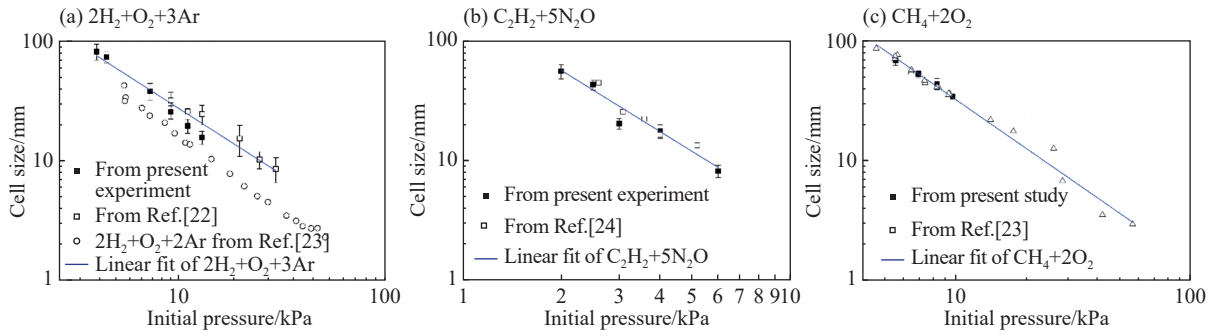


图 3 实验测得三种预混气形成的爆轰波胞格尺寸

Fig. 3 Experimentally measured detonation cell sizes of three premixed mixtures

表 1 胞格尺寸 λ 与初始压力 p_0 之间的函数关系参数

Table 1 Parameters of correlation between cell size λ and initial pressure p_0

预混气类型	a	b
$2H_2+O_2+3Ar$	425.12	1.15
$C_2H_2+5N_2O$	183.57	1.70
CH_4+2O_2	1 216.35	1.36

2.2 扰动对爆轰波胞格结构的影响

为了分析孔板扰动对爆轰波胞格结构的影响,每次实验中均在孔板扰动的上游和下游放置了烟膜,观察爆轰波经过扰动后胞格结构的演化过程。爆轰波自持传播的方向均为从左向右。图 4 为预混气为 $2H_2+O_2+3Ar$ 的爆轰波在不同初始压力 p_0 条件下经过扰动后的胞格特性。可以看到,爆轰波在扰动上游的状态为充分发展自持传播的爆轰波,三波点轨迹呈现规则的胞格结构,胞格尺寸大小均匀,且随着 p_0 的增大,胞格尺寸 λ 逐渐

变小。当爆轰波经过扰动之后,爆轰结构受到扰动的影响,从烟膜上可以看到三波点轨迹部分消失,同时相邻横波族间距的变化导致主胞格结构变得不规则,使得胞格尺寸 λ 在一定范围内波动。在爆轰波传播一段距离以后,扰动对胞格结构的影响逐渐消失,烟膜上出现规则的胞格形态,因此爆轰波传播重新恢复到平衡状态。也就是说,爆轰波在经过扰动后传播一段距离后便会“忘记”扰动对其影响,恢复之前的状态。

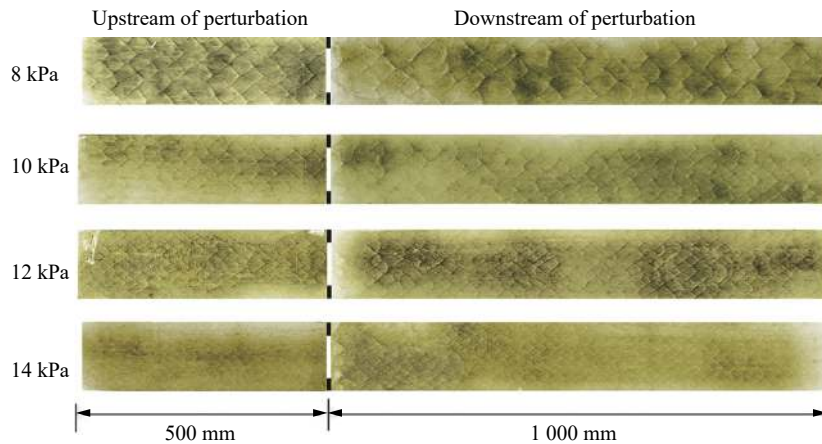


图 4 $2H_2+O_2+3Ar$ 爆轰波经过扰动的胞格结构变化

Fig. 4 The evolution of detonation cellular structure with the perturbation for $2H_2+O_2+3Ar$ mixtures

不稳定预混气 $C_2H_2+5N_2O$ 爆轰波经过扰动后的胞格特性如图 5 所示。从扰动下游的烟膜放大图(图 5(b))可以看出,当 $p_0=2.0$ kPa 时,在扰动下游紧靠孔板位置处胞格结构几乎消失,爆轰波以单头螺旋爆轰波的状态在管内传播。在扰动下游 200 mm 左右的距离可以观察到精细的小胞格出现在一条界线之后,这是由于被扰动抑制的次生胞格重新激发,横波分叉形成的横向爆轰波附着在主三波点轨迹

上。随后在传播过程中由于爆轰波的不稳定性出现多个局部爆炸点(local explosion), 这些小胞格随着爆轰波的传播逐渐增长, 并在传播了 800 mm 的距离后恢复至平衡状态。与图 4 中 $p_0=8.0$ kPa 的 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$ 爆轰波胞格变化特性相比, 尽管在扰动上游两种预混气形成的爆轰波胞格尺寸相当, 在扰动下游胞格结构演化过程不同, $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 爆轰波胞格结构的变化过程更复杂, 在扰动下游胞格尺寸 λ 的跨度从细小的小胞格直至几倍于扰动前的尺寸。当初始压力 $p_0=2.5$ kPa 时, 爆轰波在扰动后的胞格特性变化与 $p_0=2.0$ kPa 相似, 先是爆轰波不稳定性被抑制, 然后在传播一段距离以后出现精细的胞格结构, 胞格尺寸逐渐增大最后恢复至平衡状态。从图 5(a) 可以看到随着 p_0 的增大, 爆轰波在扰动下游恢复至平衡状态所需的距离会逐渐缩短。

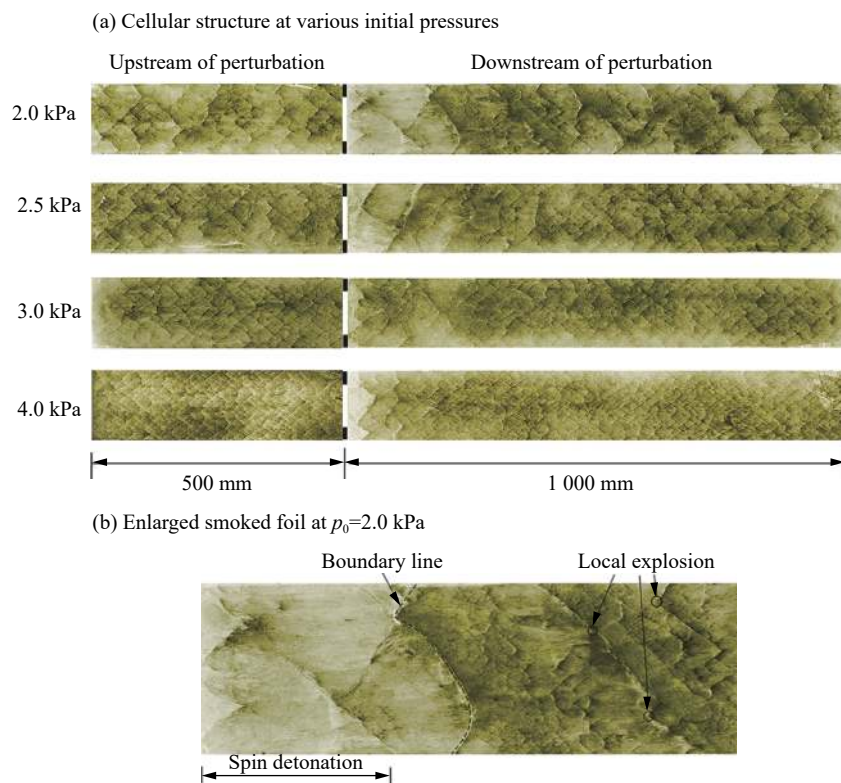


图 5 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 爆轰波经过扰动的胞格结构变化

Fig. 5 The evolution of detonation cellular structure with the perturbation for $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ mixtures

图 6 给出了不稳定预混气 CH_4+2O_2 爆轰波经过扰动的胞格特性。与不稳定预混气 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 类似, 在扰动下游初始阶段, 在烟膜上只留下了少数的爆轰波三波点轨迹, 次生的胞格被抑制, 爆轰波的胞格尺寸变大(如图 6(b) 所示)。随后在烟膜上观察到了精细的小尺寸胞格结构, 随着爆轰波向下游发展, 胞格尺寸变大, 而爆轰波逐渐恢复到平衡状态。

对于三种预混气形成的爆轰波, 经过扰动后爆轰波的胞格结构受到影响, 胞格结构变得不规则, 在传播了一段距离后恢复至平衡状态, 整体形态最终与扰动前趋于一致, 胞格尺寸与扰动前的大小相当。随着初始压力 p_0 的增大, 恢复至平衡状态所需的距离缩短。对于 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3\text{Ar}$ 预混气, 在扰动下游爆轰波相邻横波族的间距变化使得主胞格结构变得不规则, 但没有出现次生胞格, 胞格尺寸的变化范围较小。对于两种不稳定预混气 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 和 CH_4+2O_2 , 扰动对爆轰波的影响主要表现为爆轰波的次生胞格被抑制, 在烟膜上仅留下少数三波点轨迹。由于爆轰波自身的不稳定性, 传播一段距离之后出现了局部爆炸点及精细胞格结构。从烟膜上可以观察到, 不稳定预混气的爆轰波胞格尺寸的变化幅度远大于稳定预混气。

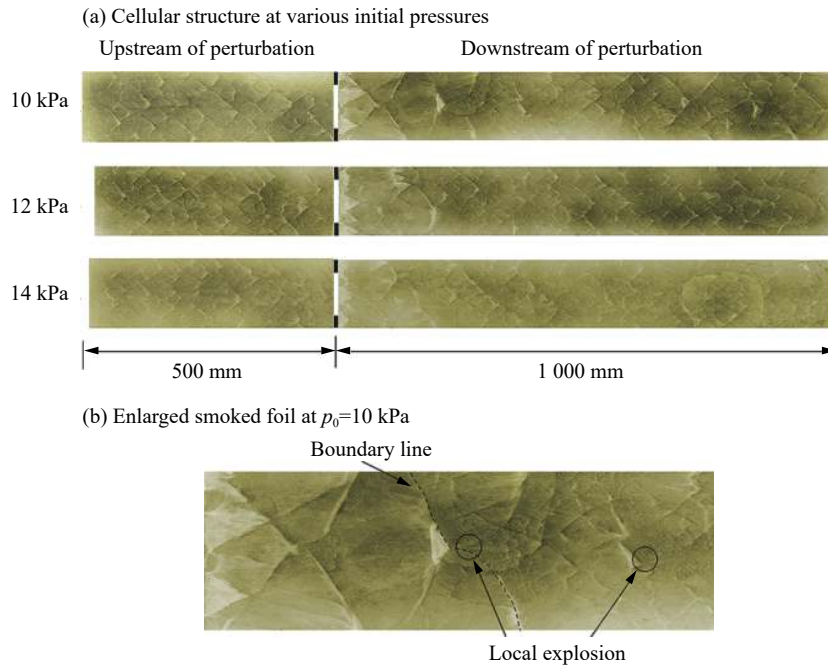


图 6 $\text{CH}_4+\text{2O}_2$ 爆轰波经过扰动的胞格结构变化

Fig. 6 The evolution of detonation cellular structure with the perturbation for $\text{CH}_4+\text{2O}_2$ mixtures

2.3 过渡区长度

根据 Lee^[19] 的观点, 爆轰波流体动力学厚度可以通过爆轰波受扰动后重新达到平衡状态的长度来测量, 因此我们通过烟膜记录的爆轰波胞格结构来判断爆轰波在扰动下游何处重新达到平衡状态, 从而测量爆轰波流体动力学厚度。用长度约为 1 m 的烟膜记录了三种预混气形成的爆轰波在扰动下游的胞格结构, 同时记录了在相同初始压力条件无扰动情况下相同位置处的爆轰波胞格结构作为参照, 如图 7 所示。为了更清晰地反映出爆轰波胞格结构变化特征, 通过手绘的方式描出了爆轰波三波点轨迹。对于不稳定混气 $\text{C}_2\text{H}_2+5\text{N}_2\text{O}$ 和 $\text{CH}_4+\text{2O}_2$, 主要记录主胞格三波点轨迹, 忽略次生精细胞格特征。由

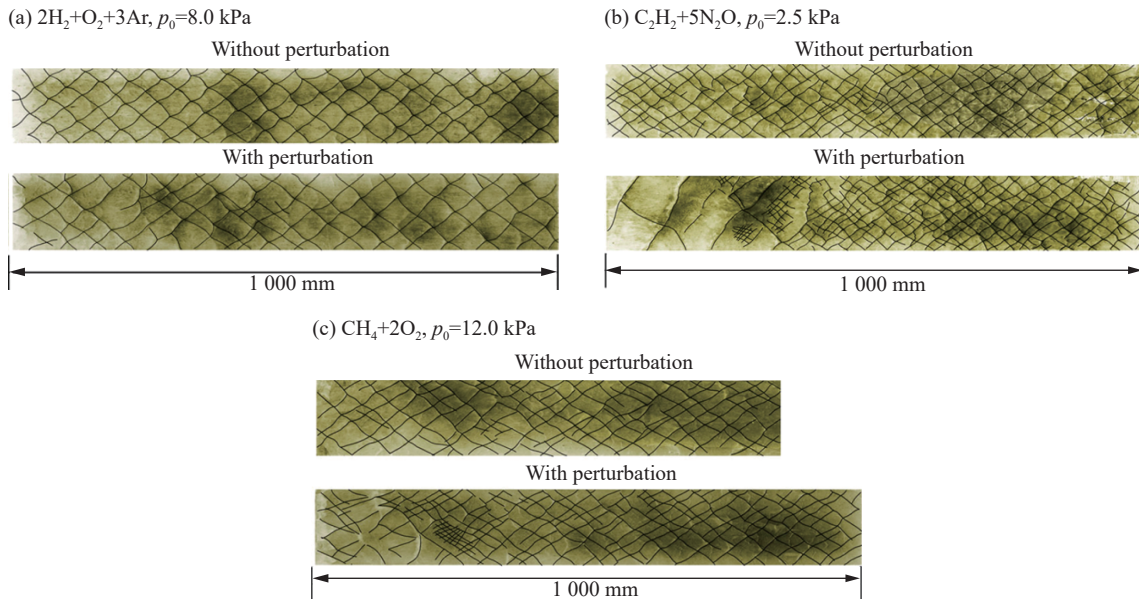


图 7 无扰动及有扰动情况下爆轰波胞格结构变化对比

Fig. 7 Comparison of detonation cellular structure variations with and without perturbation

图可知, 三种预混气形成的爆轰波经过扰动后需要传播一段距离然后恢复至平衡状态, 定义其为过渡区长度 L_T , 该长度与爆轰波流体动力学厚度相当。

通过对图 7 中无扰动及有扰动情况下胞格结构的对比, 得到了三种预混气形成的爆轰波经过扰动后的过渡区长度随着初始压力 p_0 的变化情况, 如图 8(a) 所示。为了反映爆轰波自身不稳定性对过渡区长度的影响, 通过表 1 的关系式得到不同初始压力 p_0 对应的胞格尺寸 λ 对过渡区长度进行无量纲化处理, 得到 L_T/λ 随 p_0 的变化趋势, 如图 8(b) 所示。从图中可以看出, 对于三种不同稳定性的预混气, L_T/λ 在 8~15 之间的范围内变化, 并且随初始压力 p_0 的变化趋势并不明显, 考虑到用于判断过渡区长度的手绘烟膜具有一定的主观性, 可以认为无量纲化过渡区长度 L_T/λ 约为 10^1 量级。该结果与文献 [19] 的实验结果保持一致, 该文献中发现当爆轰波经过楔面形成马赫反射并达到自相似性时, 过渡区长度为 6~10 倍的爆轰波胞格尺寸。因此, 我们认为爆轰波流体动力学厚度约为 10 倍左右的胞格尺寸 λ 。

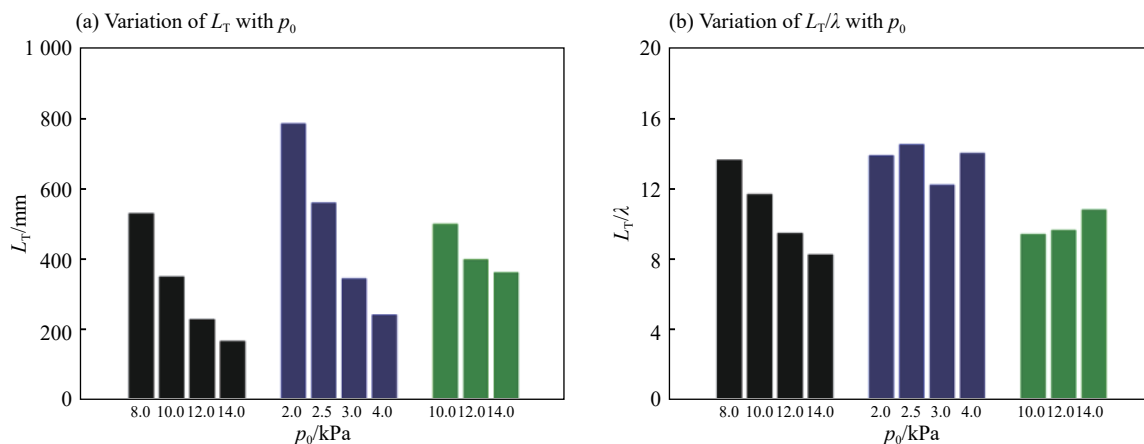


图 8 过渡区长度随着初始压力 p_0 的变化趋势

Fig. 8 Variation of the transition length with the initial pressure p_0

3 结 论

对爆轰波经过孔板扰动后的胞格特性进行研究, 得到以下结论。

(1) 在无扰动的情况下, 对于稳定预混气, 三波点的轨迹呈现较为规则的结构, 基本没有三波点的分叉以及次生的胞格结构; 对于不稳定预混气, 在烟膜上不仅可以观察到主胞格结构, 同时, 在主胞格中还存在横波分叉与交汇的现象, 形成了精细的次生的胞格。同时, 本研究得到了三种预混气的胞格尺寸 λ 与初始压力 p_0 之间的关系式。

(2) 当爆轰波经过扰动后, 对于稳定预混气, 在扰动下游主胞格结构变得不规则, 没有出现次生胞格; 对于不稳定预混气, 扰动下游伊始爆轰波的次生胞格被抑制, 由于爆轰波自身的不稳定性, 传播一段距离之后出现了局部爆炸点及精细胞格结构。对于三种预混气形成的爆轰波, 在扰动下游传播了一段距离后恢复至平衡状态。

(3) 经过扰动后的爆轰波过渡区长度 L_T 在 8~15 倍之间的胞格尺寸 λ 范围内变化, 并且随初始压力 p_0 的变化趋势并不明显, 这反映了爆轰波经过孔板扰动后恢复至平衡态所需的特征尺度与爆轰波流体动力学厚度相当。

参考文献:

- [1] LEE J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [2] SHEPHERD J E. Detonation in gases [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32(1): 83–98. DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.006.

- [3] LEE J. Dynamic parameters of gaseous detonations [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1984, 16(1): 311–336. DOI: 10.1146/annurev.fluid.16.1.311.
- [4] DESBORDES D, GUERRAUD C, HAMADA L, et al. Failure of the classical dynamic parameters relationships in highly regular cellular detonation systems [M] // *Dynamic Aspects of Detonations*. WashingtonDC: AIAA, 1993: 347–359. DOI: 10.2514/5.9781600866265.0347.0359
- [5] 姜宗林, 滕宏辉. 气相规则胞格爆轰波起爆与传播统一框架的几个关键基础问题研究 [J]. *中国科学: 物理学力学天文学*, 2012, 42(4): 421–435.
JIANG Zonglin, TENG Honghui. Research on some fundamental problems of the universal framework for regular gaseous detonation initiation and propagation [J]. *Scientia Sinica: Physica, Mechanica and Astronomica*, 2012, 42(4): 421–435.
- [6] 张薇, 刘云峰, 滕宏辉, 等. 气相爆轰波传播过程中的自点火效应 [J]. *爆炸与冲击*, 2017, 37(2): 274–282. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)02-0274-09.
ZHANG Wei, LIU Yunfeng, TENG Honghui, et al. Auto-ignition effect in gaseous detonation propagation [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2017, 37(2): 274–282. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)02-0274-09.
- [7] 颜秉健, 张博, 高远, 等. 气相爆轰波近失效状态的传播模式 [J]. *爆炸与冲击*, 2018, 38(6): 1435–1440. DOI: 10.11883/bzycj-2017-0167.
YAN Bingjian, ZHANG Bo, GAO Yuan, et al. Investigation of the propagation modes for gaseous detonation at near-limit condition [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2018, 38(6): 1435–1440. DOI: 10.11883/bzycj-2017-0167.
- [8] SORIN R, ZITOUN R, KHASAINOV B, et al. Detonation diffraction through different geometries [J]. *Shock Waves*, 2009, 19(1): 11–23. DOI: 10.1007/s00193-008-0179-1.
- [9] LV Y, IHME M. Computational analysis of re-ignition and re-initiation mechanisms of quenched detonation waves behind a backward facing step [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2015, 35(2): 1963–1972. DOI: 10.1016/j.proci.2014.07.041.
- [10] WU Y W, ZHENG Q, WENG C S. An experimental study on the detonation transmission behaviours in acetylene-oxygen-argon mixtures [J]. *Energy*, 2018, 143: 554–561. DOI: 10.1016/j.energy.2017.11.019.
- [11] 喻健良, 张东, 闫兴清. 管道内全阻塞障碍物对气相爆轰波传播特性的影响 [J]. *爆炸与冲击*, 2017, 37(3): 447–452. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)03-0447-06.
YU Jianliang, ZHANG Dong, YAN Xingqing. Influences of blocked obstacles on propagation of gaseous detonation in pipeline [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2017, 37(3): 447–452. DOI: 10.11883/1001-1455(2017)03-0447-06.
- [12] ZHANG B, LIU H. The effects of large scale perturbation-generating obstacles on the propagation of detonation filled with methane-oxygen mixture [J]. *Combustion and Flame*, 2017, 182: 279–287. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.04.025.
- [13] 刘杰, 赵焕娟, 杜忠华, 等. 气相爆轰波马赫反射非自相似性特征的实验 [J]. *航空动力学报*, 2016, 31(3): 588–597. DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.2016.03.009.
LIU Jie, ZHAO Huanjuan, DU Zhonghua, et al. Experiment on non-self-similar of Mach reflection of gaseous detonation wave [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2016, 31(3): 588–597. DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.2016.03.009.
- [14] 赵焕娟, 严屹然, 张英华, 等. 预混气爆轰马赫反射实验研究 [J]. *推进技术*, 2017, 38(11): 2572–2579. DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2017.11.021.
ZHAO Huanjuan, YAN Yiran, ZHANG Yinghua, et al. Experimental studying on Mach reflection of detonation wave of premixed mixtures [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(11): 2572–2579. DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2017.11.021.
- [15] SOLOUKHIN R I. Multiheaded structure of gaseous detonation [J]. *Combustion and Flame*, 1966, 10(1): 51–58. DOI: 10.1016/0010-2180(66)90027-7.
- [16] 朱雨建, 杨基明. 爆轰波与激波对撞的实验研究 [J]. *力学学报*, 2008, 40(6): 721–728. DOI: 10.3321/j.issn:0459-1879.2008.06.001.
ZHU Yujian, YANG Jiming. An experimental study on head-on collision of detonation with shock [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2008, 40(6): 721–728. DOI: 10.3321/j.issn:0459-1879.2008.06.001.
- [17] BOTROS B, NG H, ZHU Y, et al. The evolution and cellular structure of a detonation subsequent to a head-on interaction with a shock wave [J]. *Combustion and Flame*, 2007, 151(4): 573–580. DOI: 10.1016/j.combustflame.2007.07.018.
- [18] LI J, REN H L, WANG X H, et al. Length scale effect on Mach reflection of cellular detonations [J]. *Combustion and Flame*, 2018, 189: 378–392. DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.11.002.

- [19] LEE J H S, RADULESCU M I. On the hydrodynamic thickness of cellular detonations [J]. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2005, 41(6): 745–765. DOI: 10.1007/s10573-005-0084-1.
- [20] CICCARELLI G, BOCCIO J L. Detonation wave propagation through a single orifice plate in a circular tube [J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1998, 27(2): 2233–2239. DOI: 10.1016/s0082-0784(98)80072-6.
- [21] PINTGEN F, SHEPHERD J E. Detonation diffraction in gases [J]. *Combustion and Flame*, 2009, 156(3): 665–677. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.09.008.
- [22] ZHANG B, SHEN X B, PANG L, et al. Detonation velocity deficits of $H_2/O_2/Ar$ mixture in round tube and annular channels [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2015, 40(43): 15078–15087. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2015.09.036.
- [23] SHEPHERD J E. Detonation database[DB/OL]. (2005-01-25)[2015-08-28]. http://shepherd.caltech.edu/detn_db/html/db.html
- [24] ZHAO H, LEE J H S, LEE J, et al. Quantitative comparison of cellular patterns of stable and unstable mixtures [J]. *Shock Waves*, 2016, 26(5): 621–633. DOI: 10.1007/s00193-016-0673-9.
- [25] GAO Y, NG H D, LEE J H S. Minimum tube diameters for steady propagation of gaseous detonations [J]. *Shock Waves*, 2014, 24(4): 447–454. DOI: 10.1007/s00193-014-0505-8.

Experimental research on the influence of orifice plate perturbation on detonation cellular structure characteristics

WU Yuwen, CHU Chi, WENG Chunsheng, ZHENG Quan

(*National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology,
Nanjing 210094, Jiangsu, China*)

Abstract: The influence of orifice plate perturbation on detonation cellular structure was experimentally investigated. The cellular structure of detonation wave was recorded in a circular detonation tube with the smoked film method. The stable mixture $2H_2+O_2+3Ar$ and unstable mixture $C_2H_2+5N_2O$ and CH_4+2O_2 were used. The correlation between cell size and initial pressure was obtained. The variations of cellular structure upstream and downstream of perturbation were studied, and influence of cellular instability on cellular structure characteristics was analyzed. The characteristic length scale of detonation recovery from perturbation was obtained. The results show that after the perturbation the main cell structure becomes irregular when no secondary cells appear for the stable mixture, while for the unstable mixture, the secondary modes of the detonation wave downstream of the perturbation are initially suppressed, subsequently the local explosions and fine cells are generated due to the cellular instability. The detonation wave propagates some distance and recovers to the equilibrium state. This characteristic length varies within the range of 8 to 15 times the cell size, while it does not change with the initial pressure. The result implies that the characteristic length scale of the detonation wave recovery from the perturbation is equivalent to the detonation hydrodynamic thickness.

Keywords: detonation wave; orifice plate perturbation; cellular instability; characteristic length scale

(责任编辑 王小飞)