

爆轰波与激波对撞爆轰状态演化机理研究¹⁾

戴旭刚 张德良 胡宗民 姜宗林²⁾

(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)

摘要 对当量比氢氧混合气体中爆轰波与激波的正面对撞过程进行了二维数值研究. 采用了二阶精度 NND 差分格式与改进的两阶段化学反应模型, 并以数值 $x-t$ 纹影图以及烟迹图记录了对撞过程. 数值研究表明, 透射爆轰波受到膨胀影响首先会衰减, 甚至产生局部解耦现象; 然后由于三波点的碰撞又能再次重新耦合. 在爆轰波对撞过程中, 由于燃烧不均匀性而产生的弱横波对爆轰胞格的形成起着重要作用.

关键词 爆轰波, 激波, 对撞, 三波点, 横波

中图分类号: O381 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2012)06-0953-09

引 言

气相爆轰波传播是流体物理和化学反应流动耦合的超声速燃烧现象. 利用激波与爆轰波对撞来观察碰撞后爆轰波的演化与稳定过程, 以及横波的形成与新胞格结构的建立是研究爆轰机理的有效手段. 许多年来爆轰波与激波相撞问题一直吸引着不少学者, 并在数值分析和实验研究方面做了不少研究. Ng 等^[1] 从一维数值模拟和理论分析的角度研究了激波与爆轰波对撞的稳态波系结构, 阐述了对撞后所存在的爆轰解的类型, 并通过测量透射爆轰波的波速进行实验验证. 韩桂来等^[2] 也对此进行了进一步的跟踪研究, 以一维数值模拟揭示了对撞的相干波系以及对撞的演变过程, 他着重讨论了不同激波强度对碰撞过程的影响, 还揭示了一维爆轰波在对撞后稳定恢复的内在机制为反应区放热的增加. 在实验方面, 由于在扁平矩形管道中, 爆轰波一个方向的横波发展受到限制, 波阵面可近似为二维结构. Botros 等^[3] 以烟迹板为手段, 记录了不同混合气体中的爆轰波与不同强度激波对撞前后胞格大小及其变化, 图 1 给出了在乙炔与氧气混合气体中爆轰波与激波对撞实验的胞格图, 可以看出两波对撞存在一个有限的转变阶段, 之后爆轰波又重新稳定, 且透射爆轰波的胞格将变小. 朱雨建等^[4] 利用 $x-t$ 纹影图与烟迹图分析了这个转变过程, 发现透射爆轰波首先发生衰减, 接着迅速迸发为过驱爆轰, 最后再逐渐平衡为 CJ 爆轰; 并通过理论分析得出透射爆轰唯一稳定

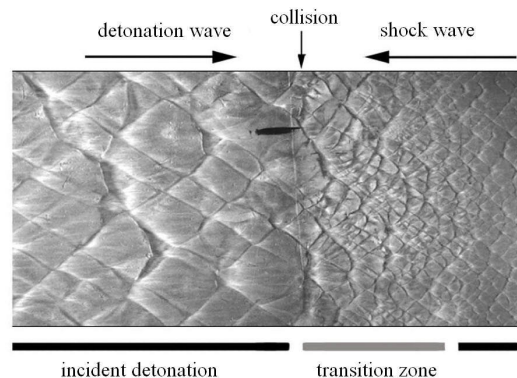


图 1 爆轰波与激波对撞实验烟迹图
($C_2H_2+3O_2$, $Ms = 1.62$, $p_0 = 2$ kPa)

Fig. 1 Smoked foil showing the change in structure of the cellular detonation ($C_2H_2+3O_2$, $Ms = 1.62$, $p_0 = 2$ kPa)

合理的解只能是 CJ 解.

过去的研究进展对于爆轰波与激波相撞过程在数值和实验方面都进行了一定的分析与探索, 使得人们对整个对撞过程有了初步的认识与了解. 但是由于爆轰波的多维性与不稳定性本质, 上述烟迹试验和一维数值模拟研究很难清楚解释对撞过程中爆轰波的自持机理与横波现象背后的物理机制, 所以进一步的深入研究是非常必要的.

两波对撞后, 透射爆轰波的波前气体由于受到激波的压缩作用相比入射爆轰波有了一定的提高, 因此爆轰波的状态也会发生相应的改变, 而胞格作为爆轰状态的表征, 为了匹配新的爆轰状态原先的胞格结构必然会发生演化, 而其中的演化机理是本

2012-03-23 收到第 1 稿, 2012-07-09 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (90916028, 11142006).

2) E-mail: zljia@imech.ac.cn

文研究的重点.

基于以上分析, 本文采用了数值研究和分析手段, 对二维爆轰波的对撞过程进行了详细的数值研究: 结合 $x-t$ 纹影图以及数值烟迹图等, 分析了二维两波相撞的详细过程, 探讨了二维爆轰波相撞后重新稳定的演化机制; 揭示了弱横波的产生与形成新的胞格的过程; 并描述了三波点在横波发展与胞格演化过程中发挥的作用.

1 爆轰波与激波对撞物理过程

在一充满氢氧可燃混合气体的直爆轰管内, 一道稳定爆轰波从左端向右传播, 一道正激波从右端向左传播, 它们在管中正面相撞. 首先入射激波与爆轰波的前导激波发生作用, 产生透射激波和接触间断; 随后透射激波、接触间断先后与爆轰波后反应区发生作用, 影响了爆轰波前导激波与化学反应区的耦合; 而最后爆轰由于其原有的自持机制会重新发展成稳定爆轰波. 记录一维的对撞过程中透射爆轰波后压力如图 2 所示, 可以看出透射爆轰波的压力发展过程为首先衰减随后恢复, 最后平衡为 CJ 爆压, 这与文献 [1,4] 的结果吻合.

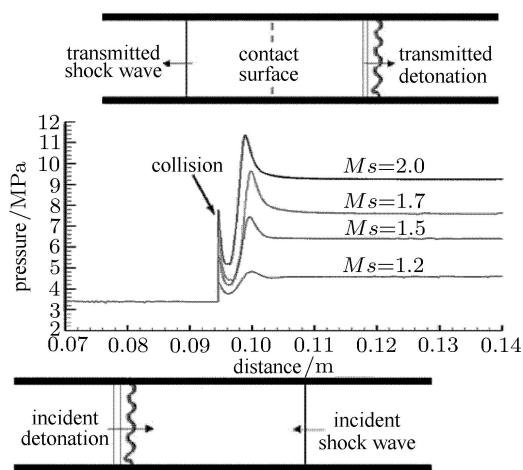


图 2 一维爆轰波与激波对撞压力演化图

Fig. 2 Leading front pressure history of the detonation

2 控制方程组、化学反应模型和算法

气相爆轰是复杂的化学反应流动, 数值模拟时需要处理好流场内的能量释放过程与强间断面的准确捕捉. 能量释放过程由化学反应模型决定, 常用的化学反应模型有单步反应模型、两步模型和多步基元反应模型. 本文采用 Sichel 等 [5] 提出的改进的两步化学反应模型. 该模型与传统的两步模型类似,

也将复杂的化学反应分为诱导阶段与放热阶段; 不同的是该模型考虑了反应过程中的组分变化, 即化学反应达到平衡后组分为 H_2 , O_2 , H , O , HO , HO_2 , H_2O 和 H_2O_2 . 它们的质量分数分别取自基元反应模型的计算结果, 并通过温度拟合热力学参数, 实现了对氢氧爆轰的较为精确的模拟.

假设不考虑气体的黏性、热传导与扩散效应, 采用完全气体假设, 控制方程组为带化学反应源项的二维 Euler 方程组

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho\alpha \\ \rho\beta \\ \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho u\alpha \\ \rho u\beta \\ \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{bmatrix} \rho v\alpha \\ \rho v\beta \\ \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (E + p)v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho\dot{\omega}_\alpha \\ \rho\dot{\omega}_\beta \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 $E = \rho h - p + \rho u^2/2$ 表示单位体积气体的总能. 反应模型的诱导和放热反应速率参数 [6] 选择如下

$$\left. \begin{aligned} \dot{\omega}_\alpha &= \frac{p}{3R_0T} \exp \left[35.1715 - \frac{8530.6}{T} - 7.22 \times 10^{-11} p^2 \exp \left(\frac{21205}{T} \right) \right] \\ \dot{\omega}_\beta &= 1.2 \times 10^8 (1 - \beta) \exp \left(- \frac{8.0 \times 10^3}{T} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

为了准确捕捉强间断面需要采用高精度数值算法, 本文采用二阶精度的 NND 格式 [7] 和 stegerwarming 流通量分裂对上述对撞过程进行数值模拟. 化学反应流动中的刚性问题采用解耦方法处理, 化学反应时间步长取为流动步长的 1/15.

3 结果与讨论

3.1 爆轰胞格的形成与模拟

爆轰波传播过程中一个重要特征就是会形成爆轰胞格, 采用烟迹法可以在实验中清晰地捕捉到胞格结构. 然而在数值模拟中要获得胞格结构通常需要添加人工扰动. 添加扰动的方式一般有两种: 第 1 种为对称的规则扰动, 第 2 种为随机扰动. 数值

研究结果发现初始扰动形式不仅影响形成的胞格大小^[8], 而且影响爆轰的化学反应过程。

本文首先对扰动方式影响进行了数值分析. 数值模拟的算例的初始条件如下: 在一个充满当量比的氢氧混合气体的爆轰管中, 初始压强为一个标准大气压, 初始温度为 293.0 K, 左端给定高温高压区域点火, 在初始阶段在波阵面前后分别对总能量添加 2% 的规则扰动或 10% 的随机扰动. 计算域宽度为 6.0 mm, 采用无滑移固壁边界条件, 计算网格为结构化正交网格, 大小为 0.01 mm. 由这两种扰动方

式所得的爆轰波二维胞格图如图 3 所示.

分别应用具有上述两种胞格爆轰波与激波进行对撞的数值模拟实验, 计算结果表明采用规则扰动的爆轰波在碰撞以后经过调整, 胞格只是横向尺度发生了压缩, 并没有形成如实验研究中观察到的胞格分裂现象. 数值结果表明由于第 1 种扰动所形成的爆轰胞格在横向是绝对对称的, 当与正激波面碰撞时, 横波很难在横向产生并得到发展, 这是不符合物理实际的, 因此本文在以后的计算中都采用了第 2 种扰动的添加方式.

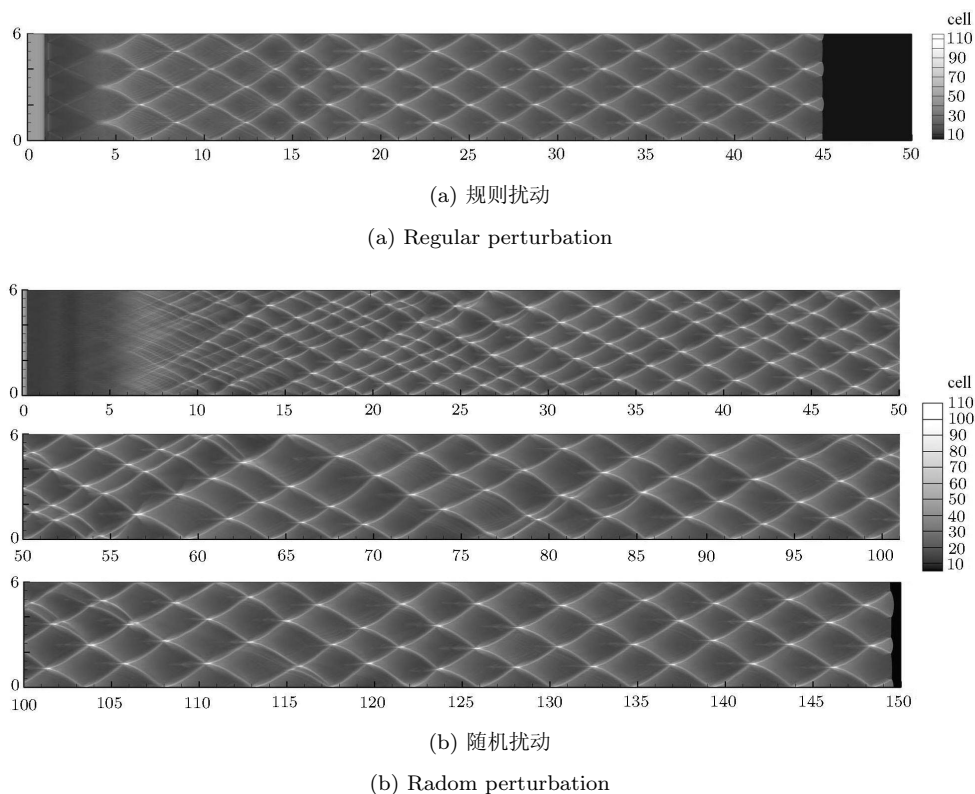


图 3 爆轰波起爆与稳定胞格图

Fig. 3 Detonation cellular patterns after ignition

3.2 对撞物理过程的二维计算及爆速变化

爆轰波与不同马赫数的激波相撞可能产生不同的恢复演化过程. 为了比较不同激波马赫数的对撞结果, 算例的初始条件设置如下: 爆轰管中的可燃气体采用当量比的氢氧混合气体, 初始压强为一个标准大气压, 初始温度为 293.0 K; 一稳态爆轰波由左向右传播, 与向左传播的正激波在 $x = 10.0$ mm 附近发生碰撞; 入射激波马赫数 M_s 分别为 1.5, 1.7, 2.0; 计算域宽度为 6.0 mm, 采用 0.01 mm 正交计算网格与无滑移固壁边界条件. 在计算过程中利用烟迹图技术记录下整个碰撞过程, 获得的计算爆轰胞

格如图 4 所示. 由图可以观察两波相撞后的胞格演化过程: 在初始阶段, 碰撞后的胞格与初始胞格相比纵向有了明显的“压缩”, 这是由于在碰撞初期爆轰波的纵向传播首先受到对撞影响而减速, 但此时在横向上影响尚未显现; 随后胞格形状又逐渐恢复, 新的横波不断产生, 胞格发生分裂形成了新的胞格; 最后同向横波发生了合并, 爆轰波胞格结构重新趋向于稳定. 从图 4 可以看出, 不同马赫数激波与爆轰波的碰撞过程表现出基本类似的物理规律. 入射激波马赫数的改变, 主要影响各自恢复过程的时间长度, 而这在一定程度上表征了爆轰波反应区化学

反应动力学的驰豫时间；此外也不同程度地改变了爆轰波稳态的胞格尺度。

以图 4(b) 激波马赫数 $Ms = 1.7$ 的计算结果为例，在 $y = 3.5\text{ mm}$ 处观察碰撞过程得到 $x-t$ 纹影图如图 5 所示。由图可以看到碰撞开始于 a 点处，随后爆轰波速发生衰减，波阵面与反应区发生解耦；

当爆轰波运动到 b 点处时，发生了三波点碰撞，导致反应区又重新与波阵面耦合，爆轰波开始重新加速，进入了逐渐恢复阶段；当爆轰波到达 c 处时，波速已接近稳定，随后新横波开始形成与发展，爆轰胞格结构逐渐向稳态过渡，同时也可以看出横向波的发展合并现象对爆轰波纵向波速影响并不大。

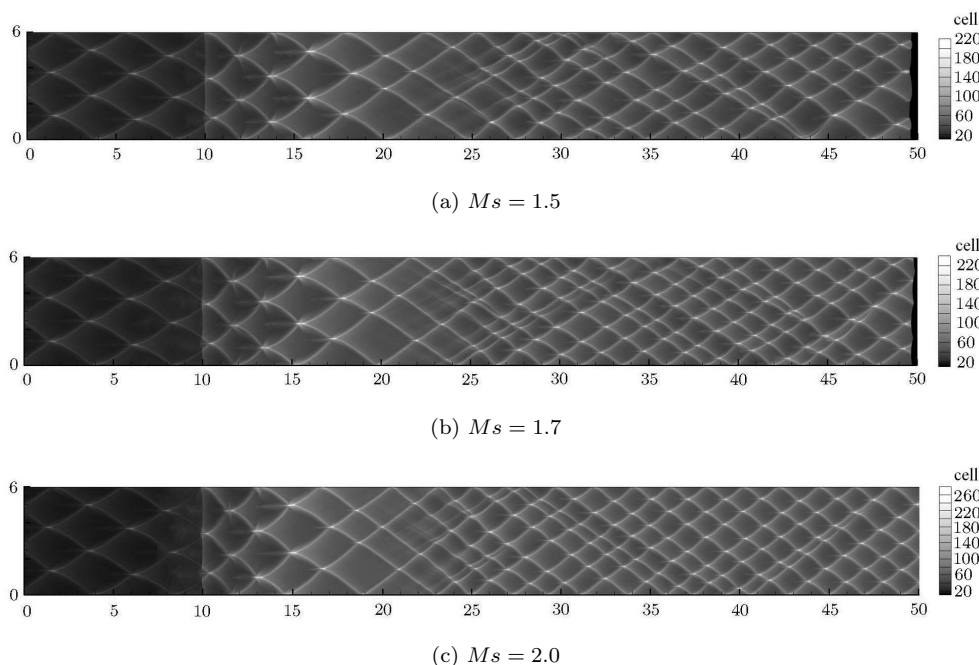


图 4 不同强度入射激波与爆轰波碰撞胞格演化图

Fig. 4 Detonation cellular patterns after collision with shock waves of different strength

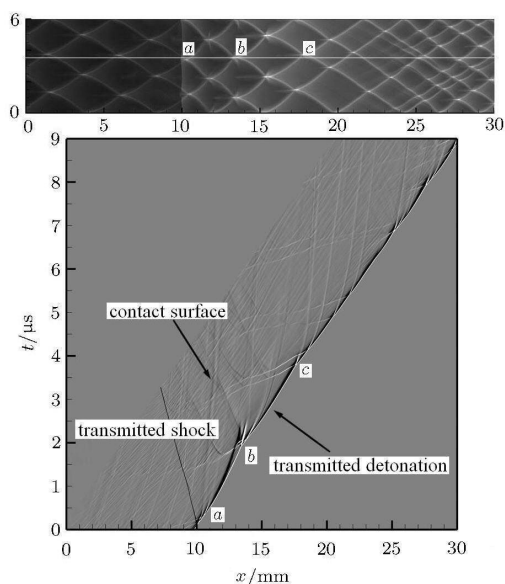


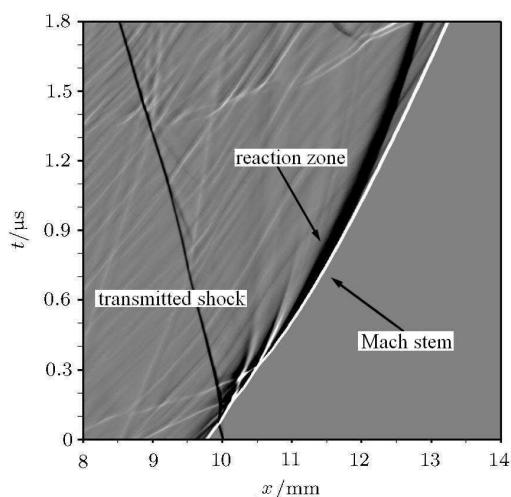
图 5 $y = 3.5\text{ mm}$ 处 $x-t$ 纹影图 ($Ms = 1.7$)

Fig. 5 $x-t$ streak schlieren diagram under incident shock strength $Ms = 1.7$ ($y = 3.5\text{ mm}$)

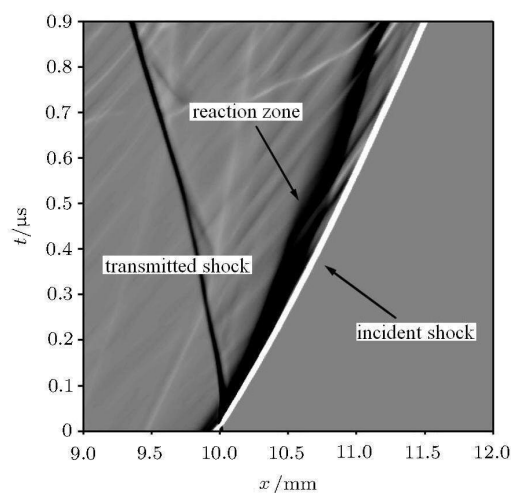
3.3 三波点对波速的影响

由上文可知，在爆轰波碰撞初始阶段，透射爆轰波由于受到反向气流的膨胀作用发生了衰减。为了分别观察对撞对波阵面不同阶段的影响，在 $y = 3.5\text{ mm}$ (对应马赫杆阶段) 和 $y = 4.87\text{ mm}$ (对应入射激波阶段) 处分别给出了对撞过程的 $x-t$ 纹影图如图 6 所示。由图可以看出马赫杆段的波速在碰撞 $0.9\text{ }\mu\text{s}$ 后发生衰减，而入射激波段在 $0.4\text{ }\mu\text{s}$ 后即发生衰减，可见两波碰撞对入射激波的影响要强于对马赫杆的影响。这是因为马赫杆后的化学反应要强一些，受膨胀波的影响小一些。但无论是马赫杆段或是入射激波段，受激波碰撞的膨胀影响后，反应区都逐渐变宽，均发生了局部解耦现象。

下面研究衰减爆轰波的恢复过程。由上文分析可知，三波点的碰撞诱导了反应区与波阵面的重新耦合，对爆轰波的恢复和稳定起了重要作用。为了分析三波点碰撞对于爆轰波恢复的影响，观察了爆轰波演化各个阶段的三波点强度变化，沿胞格图的



(a) $y = 3.5 \text{ mm}$



(b) $y = 4.87 \text{ mm}$

图 6 波阵面不同阶段碰撞初始 $x-t$ 纹影图 ($Ms = 1.7$)

Fig. 6 $x-t$ streak schlieren diagrams of the initial stage ($Ms = 1.7$)

三波点迹线分别记录了 5 条主横波后三波点的压力变化过程如图 7 所示。

由图 7 可以看出各三波点压力变化规律基本相似，但是与一维爆轰波对撞有明显的不同：一维爆轰波在对撞后波后压力即开始衰减；二维爆轰波对撞后不仅呈现出压力周期性的波动，而且三波点压力在爆轰波传播过程中会不断地增强。这是由于反向气流膨胀导致爆轰波阵面化学反应区变宽，发生了不同程度的爆轰波解耦，这为后续的放热反应过程提供了更多的未反应气体（如图 5 中 b 处），而三波点碰撞产生的高温高压区，诱导了这些未反应气体发生剧烈化学反应，反应放热给三波点的发展提供了足够的能量，从而使三波点的强度不断提高。

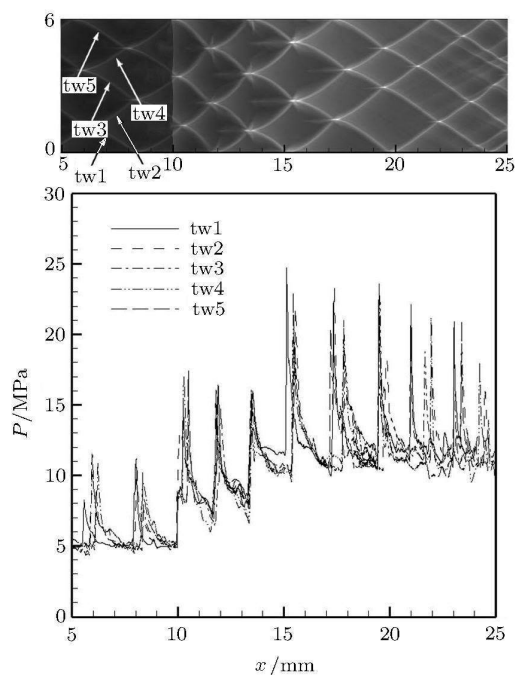


图 7 三波点压力变化曲线

Fig. 7 Histories of the triple point pressure

众所周知，在爆轰波传播过程中，马赫杆与入射激波是相互转换的。随着透射爆轰波的继续传播，新产生的强的马赫杆不断转换为入射激波，从而引起爆轰波波速整体得到提高，最后反应区宽度重新变窄，三波点的压力又逐步趋于稳定。分析整个过程可以看出三波点的碰撞使衰减的爆轰波得以重新恢复，是胞格周期出现的内在“驱动力”，而三波点的运动（胞格结构）支持着爆轰波的状态演化与稳定传播。

3.4 横波现象与弱横波的产生

随着爆轰波速的整体提高，胞格演化进入了胞格分裂阶段。为了研究横波的产生与发展过程，给出了爆轰波碰撞后至新横波出现这一段的胞格图及其压力等值线图（如图 8 所示）。由图可以发现：在初始阶段压力等值线较为规整（ $x = 10 \sim 15 \text{ mm}$ ）；而随着爆轰波的继续传播，波阵面出现了有规律的“毛刺”，而这些“毛刺”逐渐发展形成了具有明显迹线的横波。由此可知，新的横波结构是有一个产生和发展过程的，它是由初始较弱的横波不断发展变强而形成的。

已知横波的发展与扰动密切相关，因此需要回答这样一个问题：上述弱横波的形成是否与初始扰动有关？首先取爆轰波稳定后的一个周期波阵面演

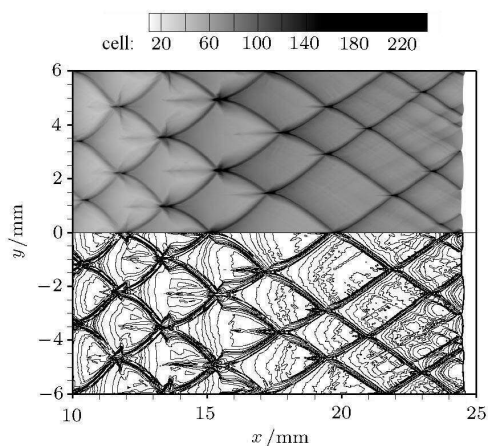


图 8 横波产生胞格图 (上为烟迹图, 下为压力等值线图)
Fig.8 Cellular patterns of transverse waves formation
(upper: numerical soot record, lower: pressure contour)

化过程图 (如图 9 所示), 并在 $y = 4.0 \text{ mm}$, 4.7 mm , 5.5 mm 处分别记录下它们 $x-t$ 纹影图 (如图 10 所示). 由图 9 可以观察到当爆轰波趋近稳定时, 在波阵面处的确仍存在弱的横波. 而且这些弱横波在马赫杆阶段较弱, 在入射激波阶段较强, 并且呈现周期性的变化. 在图 10(b) 中也同样可以看到这种周期性: 波阵面在马赫杆阶段 ($b1$) 是光滑的, 而当由马赫杆衰减为入射激波 ($b2$) 时, 波阵面出现了弱横波; 而当三波点碰撞 ($b3$) 以后, 弱横波消失, 波阵面又重新变得光滑. 其次由图 10(b) 可以发现这些弱横波是在爆轰波后产生, 并传至波前. 而从图 10(a) 中可以看出, 当三波点经过 $y = 4.0 \text{ mm}$ 时 ($a2$), 弱横波消失, 随后 $a3$ 时刻横波又产生; 而图 10(a) 和图 10(c) 图中的横波要早于图 10(b) 中的横波出现 ($a1, c1$ 早于 $b2$), 可以推测横波先到达 $y = 4.0 \text{ mm}$, 5.5 mm , 再到达 $y = 4.7 \text{ mm}$ 处. 上述分析表明, 这

些弱横波是由两边的马赫杆段向中间的入射激波段传播的.

为了进一步说明弱横波形成和发展过程, 最后取其中一个时刻波阵面的数值纹影图 (见图 10). 由图 11 可以看出, 三波点碰撞后未反应气团的剧烈反应产生的燃烧波叠加为柱面波, 而这些柱面波透射横波并传至波前形成了弱横波.

由以上分析可知这些弱横波是伴随着三波点碰撞而产生的, 它的产生与初始扰动无关. 同时也发现这些弱横波是有周期性、方向性. 在一个胞格周期内, 由于三波点碰撞使局部未反应气热力学状态由最弱增至最强, 而这种强烈的燃烧不均匀性是弱横波产生的本质原因.

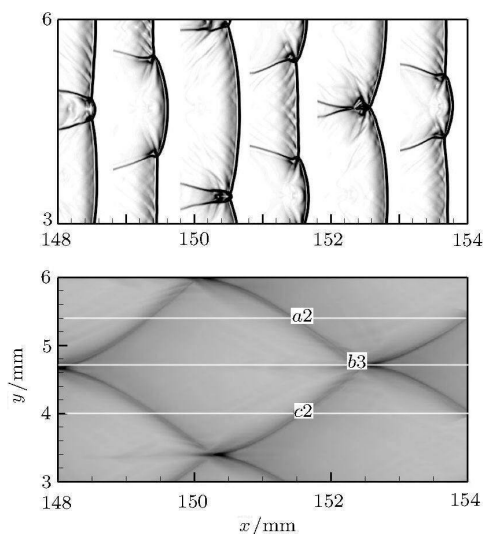


图 9 稳定胞格周期内波阵面演化图
Fig.9 Histories of the detonation front in cellular pattern period

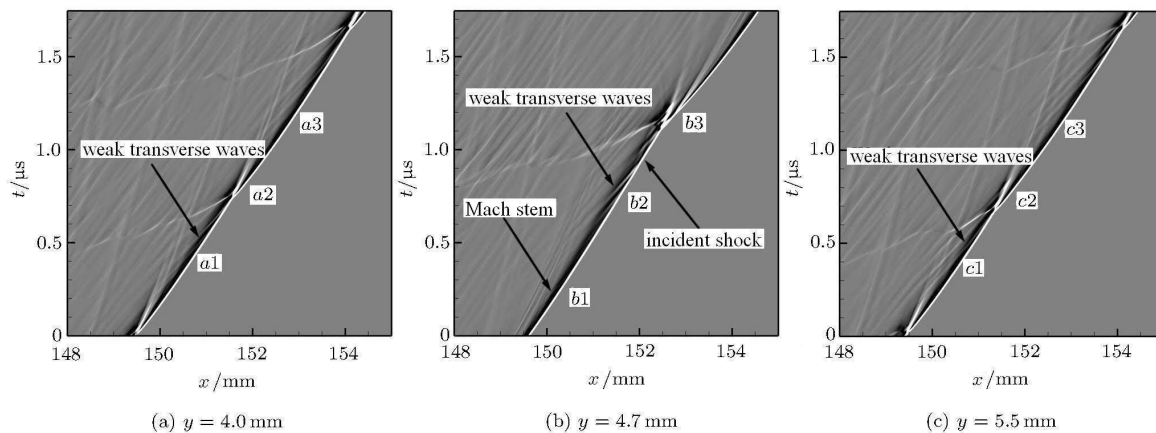


图 10 $y = 4.0, 4.7, 5.5 \text{ mm}$ $x-t$ 纹影图

Fig.10 $x-t$ streak schlieren diagrams at $y = 4.0, 4.7, 5.5 \text{ mm}$

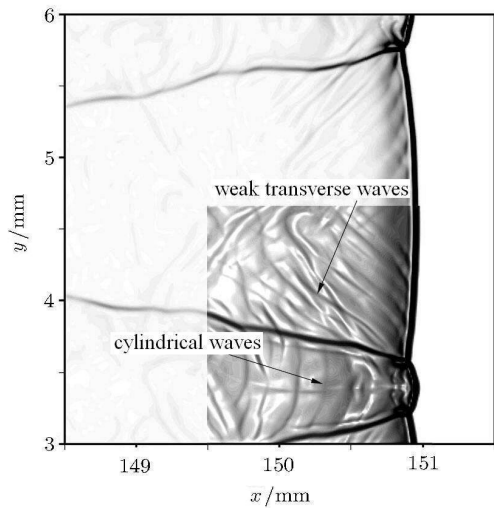


图 11 稳定爆轰波波阵面数值纹影图

Fig. 11 Schlieren photo of detonation front in cellular pattern period

3.5 三波点碰撞对横波发展的影响

弱横波的形成与发展对于形成新的胞格结构起着重要作用，那么弱横波是如何由弱变强的？新发展横波与相邻横波之间是如何相互作用的？三波点碰撞对于弱横波的发展与平衡又起什么作用呢？为此，可以从横波在碰撞前后的强度和曲率变化来说明这些问题。这里有两种情况：图 12 和图 13 是两个

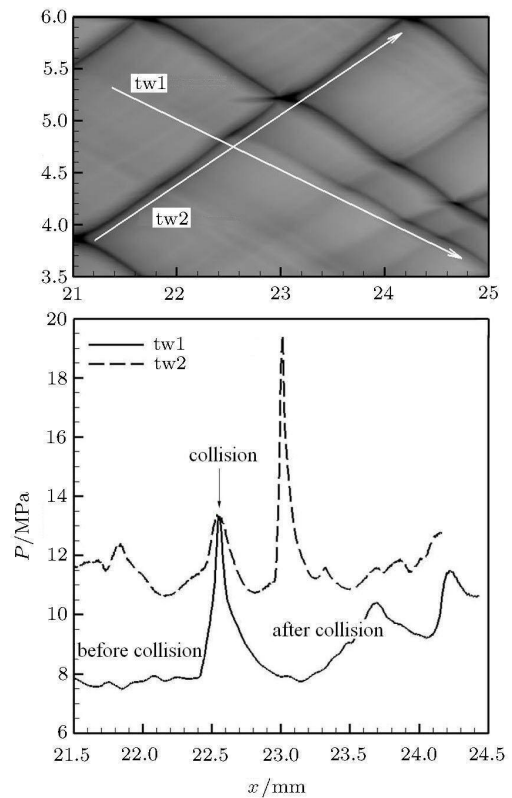


图 12 两个相向横波碰撞波前后压力变化

Fig. 12 Histories of the triple point pressure of collision

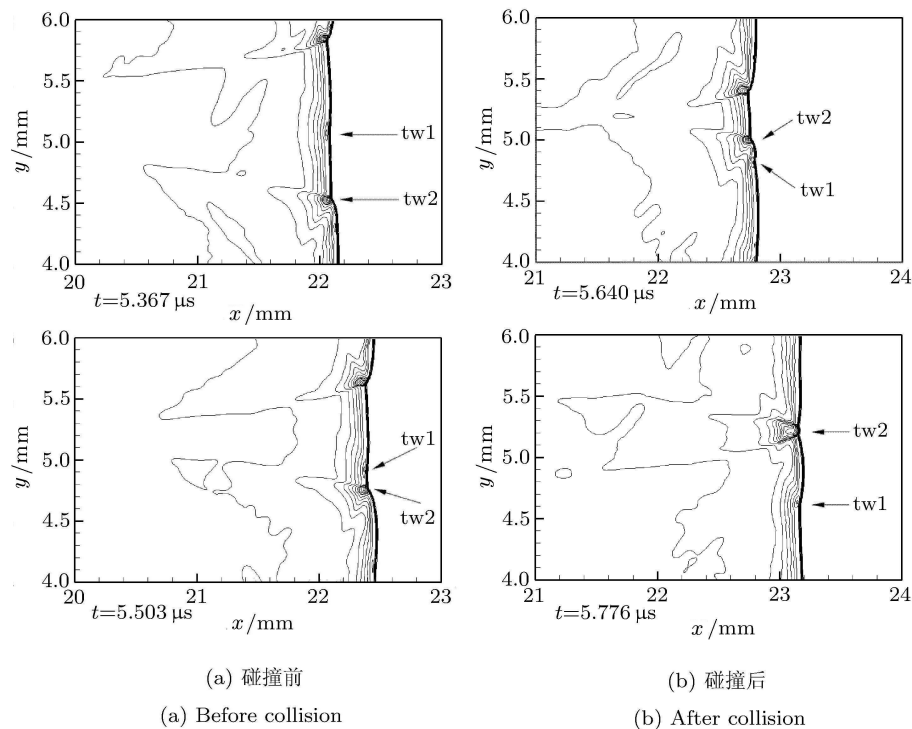


图 13 两个相向横波碰撞前后波阵面曲率变化

Fig. 13 Histories of the detonation front of transverse waves collision

相向碰撞的横波 (tw1 和 tw2) 在碰撞前后的强度和曲率变化图, 图 14 是两个同向的横波 (tw1 和 tw3) 与另一横波 (tw4) 相撞前后的强度图.

由图 12 胞格图中可以看到, 碰撞前 tw1 在胞格中很不明显, 而在碰撞后 tw1 很清晰, 这是因为经过碰撞它变强了. 此外, 从爆轰波阵面的曲率变化也可证实这一点. 碰撞前 tw1 很弱 (见图 13(a)), 它的曲率很小, 但在碰撞后, 横波增强, 马赫杆变强并从波阵面凸出来 (见图 13(b)), 曲率变大了. 众所周知, 这是因为碰撞使横波波后热力学参数升高, 促使化学反应增强, 密度与压力梯度增大, 导致曲率变大. 为了进一步说明这一现象, 沿 tw1 和 tw2 的三波点迹线提取出压力变化曲线如图 12 所示. 可以看出横波 tw1 的压力变化 (实线): 在碰撞之前, 三波点波后压力稳定在 7.6~7.8 MPa 左右, 这是 CJ 理论的爆轰压力值; 而当与 tw2 发生碰撞后, 压力陡然升高, 最后发展成为新的胞格中的横波. 这一结果表明, 在碰撞前横波 tw1 是处于 CJ 爆轰平衡状态. 而当与横波 tw2 发生碰撞后, 横波 tw1 后的反应气体被强化放热, 压力和温度会突然增高, 使 tw1 不断变强, 最后形成了具有相当强度的横波结构.

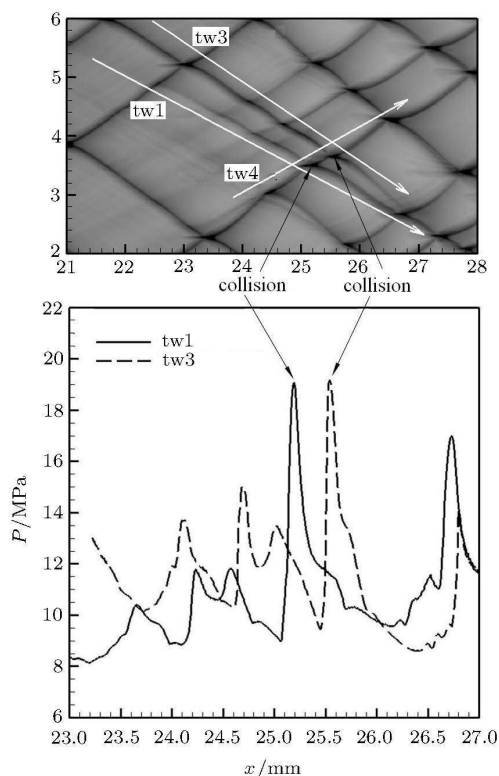


图 14 同向横波合并压力曲线

Fig. 14 Histories of the triple point pressure of transverse waves collision

图 14 是两个同向的横波 (tw1 和 tw3) 与另一横波 (tw4) 相撞前后的胞格与波后压力图. 由图可以看出, 横波 tw1 在与 tw4 发生碰撞前, 强度一直低于 tw3; 但是, 当 tw1 和 tw3 先后与 tw4 发生碰撞后, 形成三波碰撞点, 促使横波 tw1 后的气体反应被强化和放热速率提高, 压力和温度突然增高; 另一方面由于 tw1 增强, 消耗的未反应气体增多, 从而导致后续的横波 tw3 支持的未反应气体减少, 而 tw3 与 tw4 的碰撞更加剧了未反应气体的消耗, 导致在碰撞后 tw3 迅速衰减并最终与 tw1 合并. 另外关于同向横波的合并现象, 对计算中各组横波进行分析, 均是先发生三波点碰撞的横波“吃掉”了后来的横波. 而通过局部横波的合并, 胞格结构又会重新达到平衡, 最终完成与新爆轰状态的匹配.

综上所述, 三波点的碰撞在横波发展过程中有着重要促进作用. 在横波的发展阶段, 弱横波通过与相向横波的对撞, 不断变强发展成新的胞格结构; 而在横波的稳定阶段, 三波点的对撞更是加速了同向横波的合并过程, 使爆轰波快速趋于稳定.

4 结 论

本文通过数值模拟的手段, 利用获得的数值烟迹图、纹影图与 $x-t$ 纹影图, 对氢氧当量比混合气中爆轰波与激波的正面对撞的横波现象进行了较为详尽的研究, 获得了以下结论:

(1) 不同马赫数激波与爆轰波碰撞过程的基本物理规律是一致的. 爆轰胞格首先发生纵向压缩, 再逐步恢复并形成新的胞格, 最后横波合并形成稳定尺度的胞格结构. 而入射激波马赫数变化, 仅仅是影响各自恢复过程的时间长度和最后稳定的胞格尺度.

(2) 两波碰撞对爆轰波入射激波段的影响强于马赫杆段. 在碰撞后, 爆轰反应区会逐渐变宽, 引起局部解耦. 而三波点诱导的化学反应却在不断变强, 对透射爆轰波的恢复起了关键的驱动作用.

(3) 在爆轰波趋近稳定的过程中, 在波阵面处确实存在弱横波的发生. 这些弱横波的出现呈现周期性和方向性, 并伴随着三波点碰撞, 本质是由马赫杆后燃烧反应的不均匀性产生的.

(4) 在爆轰波的恢复过程中, 弱横波的形成和发展对碰撞后新的胞格结构的演化起着支配作用. 弱横波通过三波点碰撞不断产生和发展变强, 形成新的胞格结构. 而同向横波的合并使爆轰波胞格结构最后达到稳定并与新的爆轰状态匹配, 三波点的碰

撞推动了这个过程的发展.

参 考 文 献

- 1 Ng HD, Botros BB, Chao J, et al. Head-on collision of a detonation with a planar shock wave. *Shock Waves*, 2006, 2: 745-750
- 2 韩桂来, 姜宗林, 张德良. 激波与爆轰波对撞的数值模拟研究. *力学学报*, 2008, 40(2): 154-161 (Han Guilai, Jiang Zonglin, Zhang Deliang. Numerical investigation on the collision between detonations and shocks. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2008, 40(2): 154-161 (in Chinese))
- 3 Botros BB, Zhu YJ, Ng HD, et al. The unsteady dynamics of the head-on collision between a detonation and a shock wave, In: Proc. 20th ICDERS, 2005
- 4 朱雨建, 杨基明. 爆轰波与激波对撞的实验研究. *力学学报*, 2008, 40(6): 721-728 (Zhu Yujian, Yang Jiming. An experimental study on head-on collision of detonation with shock. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2008, 40(6): 721-728 (in Chinese))
- 5 Sichel M, Tonello NA, Oran ES, et al. A two-step kinetics model for numerical simulation of explosions and detonations in H₂-O₂ mixtures. *Proc R Soc Lond A*, 2002, 458: 49-82
- 6 McBride BJ, Zehe MJ, Cordon S. NASA Glenn coefficients for calculating thermodynamic properties of individual species, NASA/TP-2002-211556, 2002
- 7 Zhang HX. Non-oscillatory and non-free-parameter dissipation difference scheme. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1988, 6: 143-165
- 8 Sharpe GJ, Quirk JJ. Nonlinear cellular dynamics of the idealized detonation model: regular cells. *Combustion Theory and Modelling*, 2007, 12(1): 1-21

DOI: 10.6052/0459-1879-12-081

(责任编辑: 刘希国)

INVESTIGATION INTO MECHANISMS UNDERLYING HEAD-ON COLLISION OF DETONATIONS WITH SHOCK WAVES¹⁾

Dai Xugang Zhang Deliang Hu Zongmin Jiang Zonglin²⁾

(State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100190, China)

Abstract A 2D numerical study on head-on collision of detonation waves with shock waves of different strengths in the gaseous mixture of hydrogen and oxygen under equivalence-ratio state has been carried out. The NND scheme and chemical model with improved two-step reaction was used and the $x-t$ streak schlieren diagrams and smoke foil photographs were numerically recorded to study the collision process. It was found that the transmitted detonation wave is attenuated firstly and even partially decoupled due to expansion effect. However, the collision of triple points along the detonation front can induce re-coupling which may consequently restore the detonation. In the collision process, the weak transverse waves are generated by inhomogenous combustion in the near wake of the Mach stem. The repeated collision of weak transverse waves can form new cellular structures.

Key words detonation, shock, collision, triple point, transverse wave

Received 23 March 2012, revised 9 July 2012.

1) The project was supported by the National Natural Science Foundation of China (90916028, 11142006).

2) E-mail: zljjiang@imech.ac.cn