



论文

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

姜宗林*, 滕宏辉

高温气体动力学国家重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190

*联系人, E-mail: zjiang@imech.ac.cn

收稿日期: 2011-08-31; 接受日期: 2012-02-20; 网络出版日期: 2012-03-19

国家自然科学基金资助项目(批准号: 90916028)

摘要 本文综述并分析了气相规则胞格爆轰在起爆与传播方面的研究进展, 结合高温气体动力学国家重点实验室在爆轰物理方面的研究工作, 进一步研究了气相规则胞格爆轰波起爆的几个关键基础问题. 这些基础问题由一个机制: 非线性波传播/化学反应过程相互作用机制; 两个基本过程: 热点起爆和化学反应带加速过程; 三个关键物理状态: 平衡传播状态、临界起爆状态和稳定胞格尺度等六个关键要素组成, 是统一框架的主要基本元素. 通过六个典型的物理算例, 本文研究了这些关键物理要素的内在机制、表现特征及其客观存在性. 应用气相规则爆轰起爆与传播的统一框架, 我们成功地解释了目前已有的经典爆轰理论、应用 CFD 技术获得的多维爆轰波计算结果和实验研究观察到的胞格爆轰图像的合理性及其依据的关键物理要素.

关键词 气相爆轰波, 规则胞格, 起爆与传播, 热点, 化学反应带, 统一框架

PACS: 82.40.Fp, 47.40.Rs, 82.33.Vx

doi: 10.1360/132011-945

在自然界中观察到的大部分燃烧现象都是在近似等压条件下, 通过分子扩散和热传导机制完成的能量释放过程. 普通的燃烧波通常以每秒几米到几十米的速度传播, 而且燃烧速度与燃烧过程中产生的湍流强度密切相关. 然而, 爆轰波是一种在预混气体中以超声速或高超声速传播的燃烧波, 在某些可燃介质中的传播速度甚至可以高达每秒几千米. 爆轰波通过其前导激波压缩可燃气体实现自燃点火,

并借助燃烧释放的化学能实现自持传播, 维持稳定的激波强度. 爆轰波的这种自持燃烧特性曾经给煤矿, 化工厂和其他存在可燃气体的场所带来了严酷的安全防爆问题, 目前依然是一个重要的研究题目. 爆轰是一种高效快速的能量转换模式, 也为发展高效的热力推进技术提供了潜在的可能性, 目前也出现了一些基于爆轰的推进新概念^[1–3]. 理论计算表明: 对于一种优质的固体炸药, 其爆轰波阵面的能量转

引用格式: 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. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 421–435
Jiang Z L, Teng H H. Research on some fundamental problems of the universal framework for regular gaseous detonation initiation and propagation (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 421–435, doi: 10.1360/132011-945

换率可以高达 10^{10} W/cm^2 . 那么 40 m^2 的爆轰波阵面生产的能量几乎等于地球从太阳系获得的能量密度(地球获得的太阳能的粗略估计 $4 \times 10^{16} \text{ W}$)^[4]. 所以, 爆轰能量转换应用的潜力是难以准确评估的.

爆轰现象是由 Berthelot, Vieille 和 Le Chatelier 在研究火焰传播时观察到的^[5]. 一百多年来, 人们通过实验观察、数值模拟和理论分析对爆轰波的起爆、形成和传播过程进行了大量的研究, 获得了一系列的重要进展, 使得人们对于爆轰现象的起爆机理和传播机制有了比较深入的认识. 对于爆轰现象的早期研究, 人们非常关注为什么爆轰波具有如此高的传播速度, 而且爆轰波的强度可以经久不衰. 假定化学能量的释放尺度与激波厚度相当, Chapman 和 Jouguet^[6,7]分别对一维守恒方程组引入限制条件进行封闭, 得到了爆轰波传播速度的唯一解. 他们的研究结果是爆轰物理研究中一个非常成功的理论分析方法, 后人称之为 CJ 理论, 其计算预测的爆轰波传播速度与实验测量结果符合良好. CJ 理论假定可燃气体化学能量的瞬时释放, 表述的是平衡态条件下宏观稳定传播的爆轰波特征, 所以能够与宏观的测量结果吻合良好. 但是, 由于 CJ 理论忽略了化学反应过程的尺度, 因此在研究爆轰起爆、发展与传播机理方面有其局限性. 考虑化学反应过程的特征尺度, 在 1940 年代早期 Zeldovich、Von Neumann 和 Döring 分别独立提出了描述爆轰波结构的理论: 即爆轰波由前导激波及其后方的有限速率化学反应带构成, 而反应区是由反应诱导区和放热区组成, 该理论后来被称为 ZND 模型^[8-10]. ZND 理论模型对于爆轰物理研究的贡献是巨大的, 它给出了一个清楚的爆轰波物理图像. 假定化学反应的不可逆性, 该模型成为后来发展的一些计算模型的理论基础. 但是, 由于诱导反应与释热过程的不可解耦性, 应用基于 ZND 理论的计算模型对爆轰波进行起爆和传播机制研究时, 获得的计算结果与试验数据存在不同程度的差异.

到了 20 世纪 60 年代, White^[11]采用流场显示技术, 观察到了爆轰波的多波结构与爆轰胞格. 实验结果表明前导激波后方的燃烧是由非常复杂的波系作用和湍流混合控制的, 而相关爆轰胞格的大小和规则性与预混可燃气体的化学反应参数和热力学状态密切相关. 进一步的研究表明: 在低压条件下、掺混了较多惰性气体的爆轰胞格具有良好的规则性, 但是随着压力的升高或者惰性气体的减少, 爆轰胞格

尺度会逐渐减小、其爆轰波阵面表现出越来越多的不规则性. 应用 CFD 技术的数值模拟结果显示^[12]: 具有较低活化能混合气体的爆轰波会形成规则的胞格结构, 而较高的活化能会导致不规则的胞格结构. Pintgen 等人^[13]采用平面激光诱导荧光方法(PLIF)研究了爆轰波阵面附近的流场, 发现规则爆轰的波面也具有更复杂的物理化学结构.

相对于传播过程, 爆轰波的起爆与发展是一个更复杂的物理化学过程, 是爆轰动力学的另一个主要研究方向. 根据点火能量的大小, 爆轰波起爆可以分为直接起爆和爆燃转爆轰两种物理机制^[14]. 直接起爆是在点火能量足够大的条件下, 由起爆激波诱导强烈的化学反应直接形成爆轰波. 在更多的情况下, 起爆仅仅形成爆燃波, 爆燃波在某些条件下逐步发展成为爆轰波, 这个过程称之为爆燃转爆轰(Deflagration to Detonation Transition, DDT). Urtiew 等人^[15]通过实验观察到了在管道中燃烧过程中出现的 DDT 现象, 发现在湍流火焰面附近会发生热点爆炸, 从而导致由燃烧到爆轰波的发展. Thomas 等人^[16]采用湍流射流点火研究了爆轰起爆问题, 也观察到了热点爆炸及其发展过程. 进一步的研究表明: 虽然直接起爆是通过产生强激波实现的, 但是在许多情况下也会观察到热点爆炸形成的过驱动爆轰波首先衰减到 CJ 状态, 然后再发展成为胞格爆轰的过程. 因此, 直接起爆和爆燃转爆轰的最终发展过程的物理本质是一样的, 可以统一称为热点起爆过程^[17]. Lee 等人^[18]以热点现象为基础提出了爆轰波起爆的 SWACER 理论(Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release), 即爆轰波的形成在于激波与化学能量释放的耦合与放大. 这个理论得到了一些数值和实验结果的支持^[19], 然而这种起爆过程的内在物理机制和关键控制参数尚不清楚. 热点是 DDT 过程的一个主要支撑点, 另外一个为火焰面加速, 也有一些研究论文报告了相关的研究进展^[20,21], 但是火焰面结构常常表现得太过复杂, 包含激波反射、热点、湍流和其他的物理过程, 并具有一定的随机性.

一般来讲, 由于爆轰现象包含物理化学过程的复杂性, 爆轰波的三维空间结构和爆轰过程的高动态不稳定性, 使得高精度的实验测量与可靠的数值模拟还是非常困难的, 研究者常常需要根据自己的研究目的, 对爆轰波进行不同程度的简化, 从不同的角度开展爆轰现象的研究, 并获得不同的研究结论.

在理论研究方面, 从 CJ 理论、ZND 模型到 SWACER 机制, 这些理论研究结果从不同侧面反应了爆轰波的某些物理特征和传播机制. 在计算模拟方面, 应用不同的爆轰反应模型, 获得的一维、二维和三维的计算模拟结果也不同程度地表现出与实验结果的一致性和本身内在的规律性, 但是也在一定程度上存在着许多差异. 这些研究进展都具有一定的客观性和科学性, 反应了爆轰波起爆和传播的不同侧面; 但是也具有一定的局限性. 由于目前尚无适当的理论能够给出一个关于爆轰现象的总体描述, 这常常给开展深入的爆轰物理研究时带来一些困惑, 缺乏进一步开展研究的启示性意义.

本文总结了爆轰物理方面的相关研究进展, 结合高温气体动力学国家重点实验室在爆轰物理方面的研究工作, 进一步研究了气相规则胞格爆轰波起爆和传播的统一框架的几个关键基础研究问题. 该统一框架由一个物理机制, 两个基本过程, 三个关键状态等六个基本要素构成. 这里的一个物理机制是指非线性波传播与化学反应带相互作用机制 (Interaction of Nonlinear Wave Propagation and Chemical-Reaction, INWPCR); 两个基本过程是热点起爆过程 (Hot Spot Ignition) 和化学反应带加速过程 (Chemical Reaction Zone Acceleration); 三个关键状态包括平衡传播状态 (Equilibrium Propagation State)、临界起爆状态 (Critical Initiation State) 和稳定胞格尺度 (Stable Cell Size). 这六个基本要素构成了气相规则胞格爆轰波起爆和传播的统一物理框架, 就好像一个物体的骨架, 虽然不能描述精细的物体形态, 但是能够作为整体把握气相规则胞格爆轰波现象的基础. 虽然诸如横波、湍流、剪切层和热传导等物理现象在爆轰现象中也起着重要作用, 并在不同程度上影响着爆轰波的物理特征, 但是作为气相规则胞格爆轰波的基本骨骼框架, 上述的六个要素是最基本、最本质和最关键的.

应用 CFD 计算技术, 通过六个典型物理算例的研究, 本文界定了这六个关键要素的客观存在性, 物理机制和表现特征. 并进一步应用这个统一框架成功地解释了目前存在的爆轰理论、应用 CFD 技术获得的爆轰波计算结果和实验观察到的胞格爆轰现象等研究成果所依据的物理基础. 虽然统一框架的三个关键状态还需要进一步的参数化研究, 考虑非规则胞格爆轰还需要引入其他关键物理要素, 但是统

一框架对于解释已经获得的爆轰波研究结果表现的统一性及其对深入研究爆轰现象的预测性表明了该框架对于开展爆轰物理具有指导意义.

1 爆轰现象的控制方程与数值方法

考虑到爆轰波的激波诱导自点火机制, 热传导与分子扩散作用相对较小, 数值模拟研究常常采用多组元的 Euler 方程. 只有涉及到爆轰波的起爆, 发展和 DDT 过程时, 热传导和分子扩散具有一定的影响的算例, 本文考虑气体黏性的影响并求解 NS 方程. 另外, 由于爆轰波前后气体物理特性的变化, 多组元的化学反应模型是必要的. 本文在计算模拟研究中主要应用多组元 Euler 方程, 必要的情况下增加黏性项, 模拟热传导效应. 多组元二维 Euler 方程可以表述为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + S_c = 0,$$

其中

$$\begin{aligned} U &= [\rho_1 \ \rho_2 \ \cdots \ \rho_n \ \rho u \ \rho v \ e]^T, \\ F &= [\rho_1 u \ \rho_2 u \ \cdots \ \rho_n u \ \rho u^2 + p \ \rho uv \ (e+p)u]^T, \\ G &= [\rho_1 v \ \rho_2 v \ \cdots \ \rho_n v \ \rho uv \ \rho v^2 + p \ (e+p)v]^T, \\ S_c &= [\dot{\omega}_1 \ \dot{\omega}_2 \ \cdots \ \dot{\omega}_n \ 0 \ 0 \ 0]^T, \end{aligned}$$

在上述公式中, $\rho_i (i=1 \cdots n)$ 是第 i 个组元的密度, 气

体总密度可以表示为 $\rho = \sum_{i=1}^n \rho_i$. u 和 v 分别代表 x 方向和 y 方向的速度. e 是单位体积的总能:

$$e = \rho h - p + 1/2 \times \rho(u^2 + v^2),$$

$$h = \sum_{i=1}^n \rho_i h_i / \rho,$$

其中 h 是单位体积的总焓, h_i 是第 i 个组元焓值. 采用理想气体状态方程, 气体压力的表达式为

$$p = \sum_{i=1}^n \rho_i R_i T,$$

其中 R_i 是第 i 个组元的气体常数, T 是可燃气体温度. 本文的计算模拟对控制方程采用了 DCD 格式^[22]进行离散, 该差分格式具有能够精确捕捉激波与接触间断, 并避免数值振荡的特点. 由于化学反应在点火临界点附近的强非线性, 无数值振荡的激波捕捉格式对于提高爆轰波计算模拟精度, 获得合理的化学反应带长度是非常必要的.

在化学反应源项中, $\dot{\omega}_i$ 是第 i 个组元的单位体积质量生成率, 由化学反应模型确定. 本文采用基元反应模型, 由质量作用定律可以得到组分 i 的单位体积质量生成率:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{k=1}^{nq} (v_{ik}'' - v_{ik}') \left[\sum_{i=1}^{ns} (\alpha_{ik} c_{\chi i}) \right] \left[k_{fk} \prod_{i=1}^{ns} (c_{\chi i})^{v_{ik}'} - k_{bk} \prod_{i=1}^{ns} (c_{\chi i})^{v_{ik}''} \right],$$

其中 M_i 为第 i 种组分的摩尔质量, $c_{\chi i}$ 为组分 i 的摩尔浓度, α_{ik} 为第 k 个反应中组分 i 的三体效应系数. 在模拟化学反应过程中, 采用 Arrhenius 定律计算反应速率:

$$k_{fk} = A_k T^{n_k} \exp\left(\frac{-Ea_k}{R_u T}\right),$$

其中 A_k 为频率因子, n_k 为温度指数, Ea_k 为活化能, R_u 为普适气体常数.

考虑到其他燃料的基元反应模型比较复杂, 具有很大的不确定性, 本文以化学反应机制比较成熟的氢气为燃料, 采用了具有 11 组元、23 个化学反应的氢气和空气的反应模型^[23].

2 热点起爆与 INWPCR 机制

爆轰波的热点起爆过程常常发生在含有激波和化学反应放热的复杂流场里, 起爆点的位置也具有一定的随机性, 给计算模拟研究带来许多困难. 为了排除影响起爆的不确定因素, 本文采用了一个典型算例: 即环形激波聚焦诱导的热点起爆过程^[24,25], 其计算域与入射激波运动过程示意图如图 1 所示. 设定一个理想的平面环状激波作为入射激波, 在运动到突扩管道时首先发生绕射. 绕射激波随后在对称轴上聚焦形成高温高压区. 在这个算例中, 能够诱导起爆的高温高压区的位置是确定的, 其热力学状态可以通过调整入射激波强度进行控制, 所以给定适当的初值条件, 这个算例能够产生确定的可燃气体点火、起爆和发展过程. 由于热力学状态是可燃气体发生燃烧的关键参数, 只要这些参数达到临界状态了, 化学反应就发生了, 至于如何使气体达到这样的热力学状态是不重要的. 所以该算例对于热点起爆的计算模拟具有普遍性意义.

图 2 显示了入射激波马赫数 2.71 时两个相继时

刻的流场结构. 由图 2(a) 上半部的压力等值线分布可以看到聚焦后的激波形成了马赫反射, 马赫干略微向前凸起. 由图 2(a) 下半部的温度分布可以看到在马赫干后方形成了高温燃烧区, 并在图 2(b) 的时刻得到了进一步的发展. 马赫干后气体温度在整个流场里最高, 大约为 2400 K. 这表明激波聚焦形成的高温确实点燃了可燃气体.

为了研究这种燃烧现象的物理特征, 图 3 给出了图 2(b) 流场中沿直线 $x=1.8$ 坐标线的压力、温度和组分 OH, H₂, H₂O 的分布. 比较图 3 的压力与温度分布

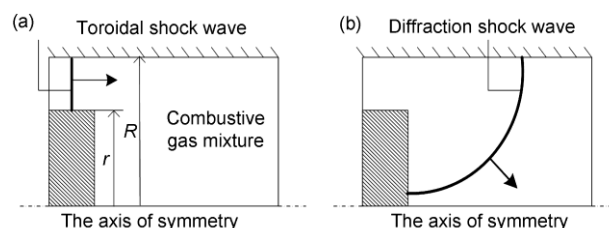


图 1 环形激波聚焦过程示意图

Figure 1 Sketch of the toroidal shock wave focusing.

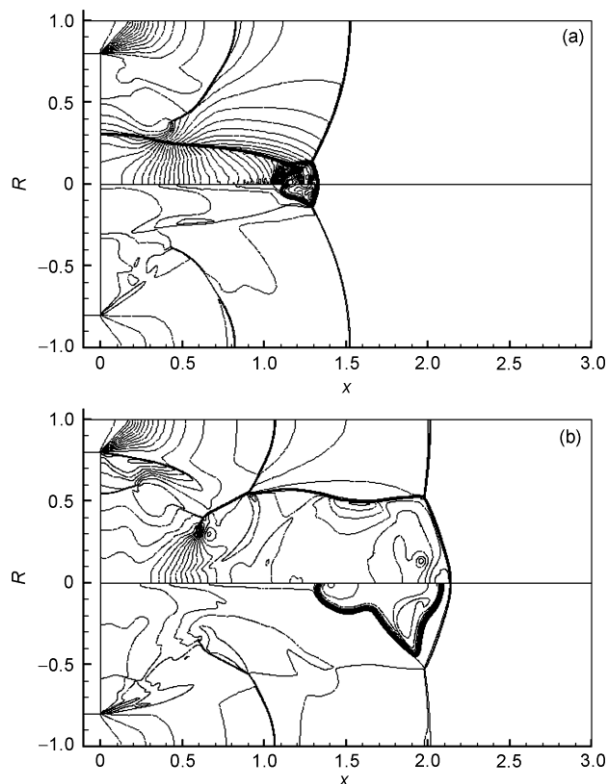


图 2 入射激波马赫数 2.71 时, 相继两个时刻的流场压力等值线分布(a)和温度分布(b)

Figure 2 Pressure (a) and temperature (b) of the flow field at two instants with the incident Ma 2.71.

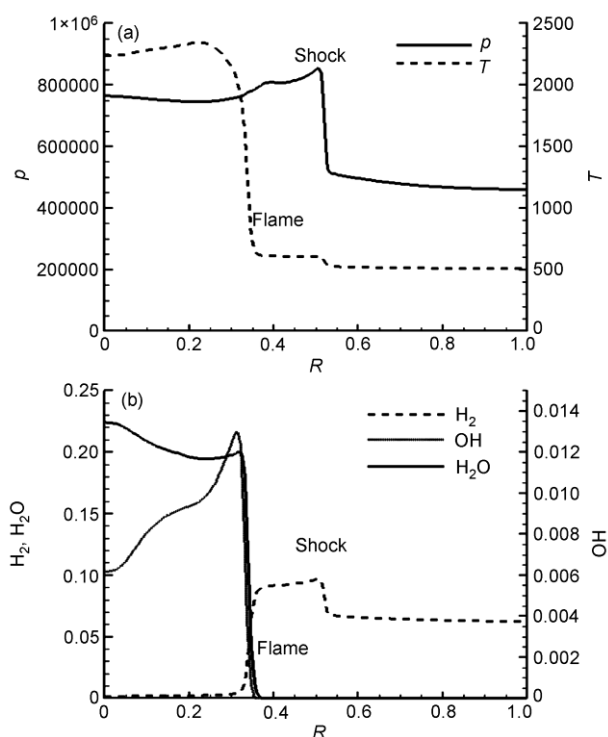


图 3 沿图 2(b)中 $x=1.8$ 流场剖面的压力、温度和组分 OH , H_2 , H_2O 的分布曲线, 入射激波马赫数 2.71

Figure 3 Pressure, temperature (a) and OH , H_2 , H_2O density (b) with the incident Ma 2.71 along the line $x=1.8$ in Figure 2(b).

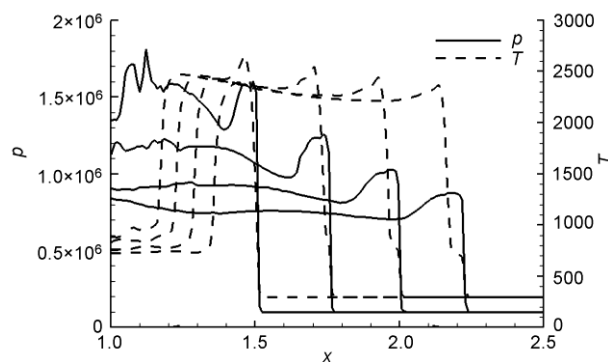


图 4 入射激波马赫数 2.71 情况下, 四个不同时刻沿对称轴上的压力和温度分布曲线.

Figure 4 Pressure and temperature on the axis at four instants with the incident Ma 2.71.

曲线可以看到: 两个间断代表的燃烧带和反射激波是分别独立传播的, 而组分界面与温度起跳间断的紧密耦合表示了爆燃波面的存在.

图 4 给出了不同时刻沿对称轴的压力和温度分布. 对这组时间序列曲线的对比分析表明: 在燃烧带

和激波的移动过程中, 激波在逐渐衰减, 燃烧带逐渐滞后, 两者各自独立传播, 不存在相互耦合的发展趋势. 因此, 马赫数 2.71 的入射激波聚焦虽然点燃了可燃气体, 但仅仅形成了爆燃波, 没有发展成为爆轰, 也没有观察到可能发展成爆轰的趋势.

为了获得热点起爆现象, 需要进一步提高入射激波强度以提升汇聚点附近可燃气体的热力学状态. 马赫数 2.72 的入射激波聚焦起爆过程如图 5 所示. 对比图 5 和 2 可知: 两种条件下的流场激波结构是基本相似的, 但是较强的入射激波在聚焦后产生了更高的热力学状态. 从图 5(a)表示的马赫干后面, 可以观察到形成的蘑菇状火焰结构. 该结构随后发展成为图 5(b)所表示的激波和燃烧带紧密耦合传播的爆轰泡结构(Detonation Bubble). 这种燃烧现象表现出了热点起爆的典型特征, 而且马赫数的微小增加即能够诱导爆轰波的事实表明确实存在一个热点起爆的临界状态.

为了研究图 5 表示的热点起爆的燃烧特征, 图 6 给出了图 5(a)流场中沿 $x=1.05$ 和 1.17 两条坐标线的压力和温度分布曲线. 其中 $x=1.05$ 的坐标线穿过蘑菇状燃烧区, $x=1.17$ 的坐标线穿过马赫干背后的燃烧区. 由图 6 可以看到: 向上游运动的激波和燃烧带相互作用, 耦合形成蘑菇状的爆轰波; 而向下游传播的激波和燃烧带是不相互耦合的, 依然是爆燃波状态. 相对于激波马赫干, 爆轰波虽然出现较晚, 但是传播速度很快. 尽管在图 6 上依然能够观察到两种波阵面位置的差别, 但是随后爆轰波发展迅速吞没了爆燃波, 形成了爆轰泡.

为了研究热点起爆过程的物理机制, 图 7 给出了起爆过程中, 在不同时刻沿对称轴的压力、温度、组分 OH 和 H_2O 分布. 由图 7(a)可见流场中可燃气体的状态达到临界起爆状态后, 压力迅速升高, 很快到达极值点, 然后略微降低到 CJ 状态. 在这个过程中, 燃烧过程继续, 温度持续上升; 组分 OH 极值点变化与压力极值点同步, 表示了燃烧速率与压力高低紧密相关. 图 7 给出的起爆过程表明: 当一定体量的可燃气体达到其临界起爆状态时, 初始的压缩波和化学反应相互作用实现了自我增强. 即燃烧产生的压力波强化了前导激波, 前导激波反过来进一步提升了可燃气体的热力学状态, 促进并加速了燃烧过程. 这种反馈现象是热点起爆的物理机制, 表现为非线性

压力波传播与化学反应带的相互作用(Interaction of Nonlinear Wave Propagation and Chemical-Reaction, INWPCR), 是控制爆轰现象的一种基本物理机制, 而燃烧面前后的温度梯度压力波能够强化前导激波

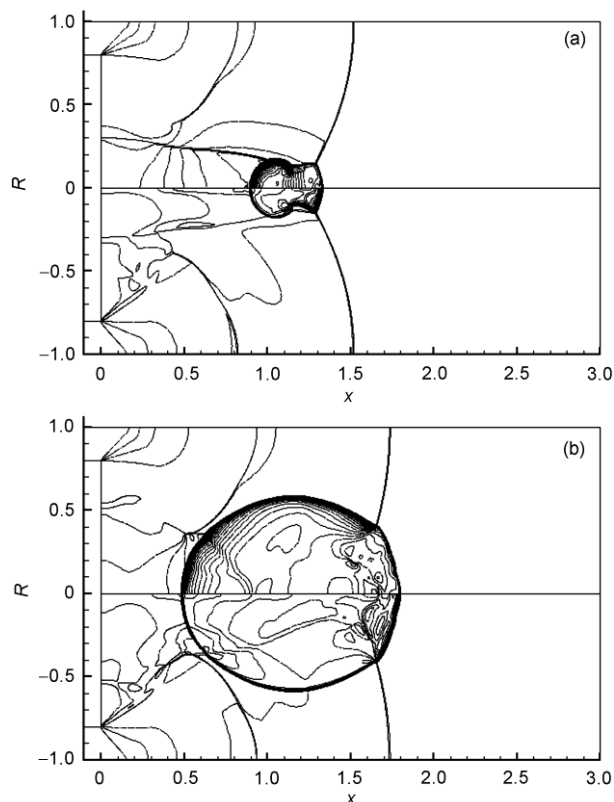


图5 入射激波马赫数 2.72 时, 两个时刻的流场压力等值线(a)和温度分布(b)

Figure 5 Pressure (a) and temperature (b) of the flow field at two instants with the incident Ma 2.72.

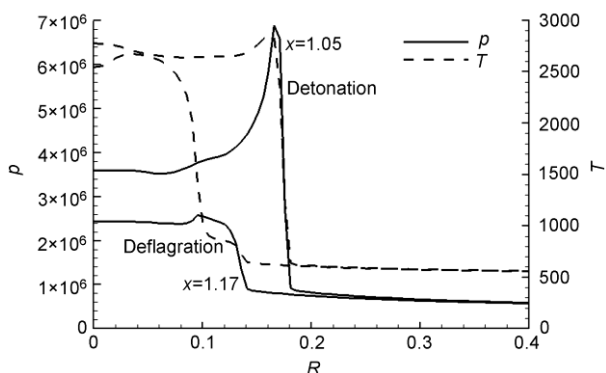


图6 沿图 5(a)中 $x=1.05$ 和 1.17 流场剖面的压力和温度曲线, 入射激波马赫数 2.72

Figure 6 Pressure and temperature with the incident Ma 2.72 along the line $x=1.05$ and 1.17 in Figure 5(a).

的前提条件.

INWPCR 机制与 Lee 提出的 SWACER 理论^[18]实质上是一致的, 都表述了前导激波与化学能之间的相互作用. 即化学能释放是通过压力波的形式与前导激波相互作用, 一方面表现为对化学反应的强化, 即化学能量释放的放大(SWACER 理论); 另一方面表现为化学反应的减弱, 即能量释放的衰减; 前者是一个正反馈过程, 而后者为负反馈过程. INWPCR 机制包含了这两个过程, 是 SWACER 理论的扩展, 具有更普遍的意义. 另外, INWPCR 的正反馈机制发生时, 热点区可燃气体达到的热力学状态称为临界起爆状态(Critical Initiation State). 而 INWPCR 负反馈机制常常发生在胞格爆轰传播过程中, 表现为爆轰波的不断弱化.

图 7 的压力与组分 OH 分布表明热点起爆时发生了明显的过驱动现象, 即压力和燃烧产物出现了峰值, 而且压力峰值明显高于稳定的爆轰波. 进一步考察分析表明: 热点起爆以后, 前导激波不断衰减, 逐步达到 CJ 状态, 发展成稳定的爆轰波. 这里观察到

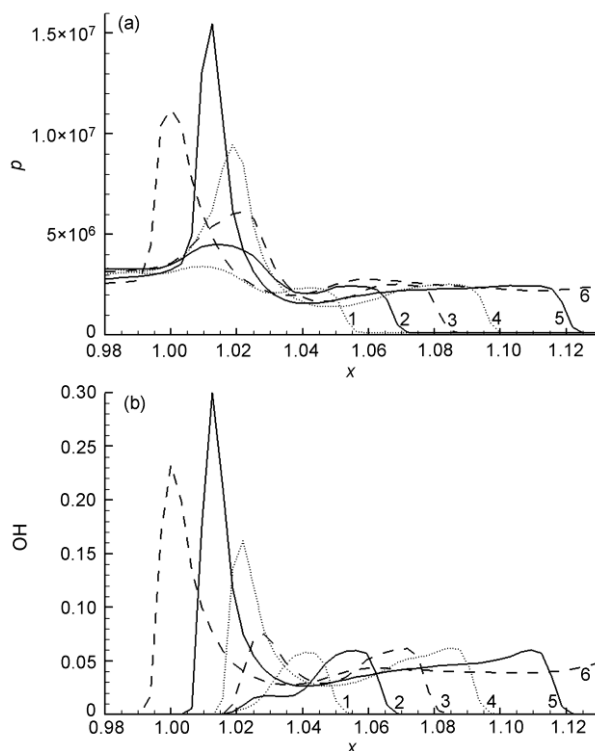


图7 热点起爆发展过程中沿对称轴的压力(a)和 OH 密度(b)分布

Figure 7 Pressure (a) and OH density (b) on the axis when the hotspot initiates the detonation.

的物理现象与直接起爆过程表现出来的特点是一致的. 对于热点起爆, 当热点区气体达到临界起爆状态时, INWPCR 正反馈机制启动, 实现了爆燃波到爆轰波的转变.

3 临界起爆状态

为了研究可燃气体临界起爆状态的存在性与临界性, 本文以激波在可燃气体中与障碍物相互作用诱导的爆轰问题作为算例. 算例的几何域如图 8 所示^[26], 障碍物的间距是可调的. 设定马赫数 2.9 的入射激波, 可燃气体是氢气、氧气和氮气的混合物, 初始温度 300 K, 初始压力 1.0 atm.

图 9 给出了激波与障碍物相互作用和爆轰波形成与发展过程的压力分布. 图 9(a)表示了计算模拟刚

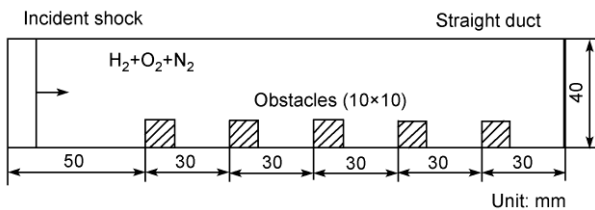


图 8 激波和障碍物作用算例示意图

Figure 8 Sketch of the shock and obstacle interaction.

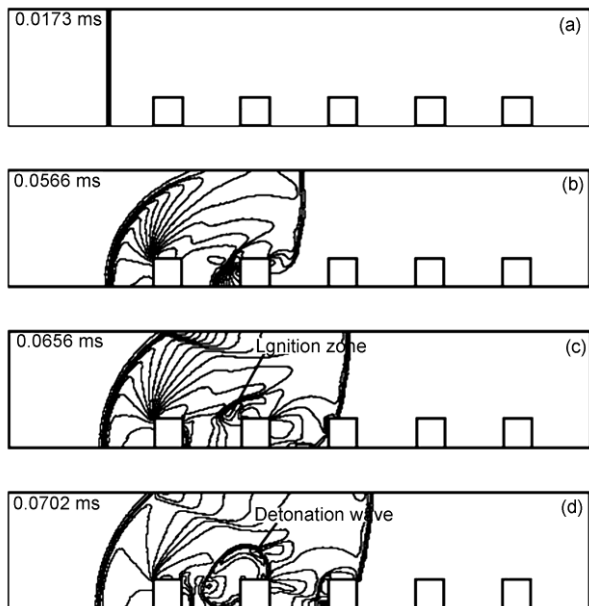


图 9 激波与障碍物相互作用诱导爆轰波发展过程的压力分布, 入射激波马赫数 2.9

Figure 9 Detonation initiation induced by the shock and obstacle interaction with the incident Ma 2.9.

刚开始的流场状态; 图 9(b)表示激波在第一个障碍物处发生反射, 形成了上行激波; 热点现象出现在第二个障碍物的左上方, 是由片状激波诱导的(见图 9(c)); 在 0.0702 ms 时刻, 热点在第二个障碍物的扰动作用下进一步发展成为爆轰泡(图 9(d)). 王春等人^[26]的研究给出激波与障碍物相互作用诱导爆轰波过程的详细描述.

为了考察热点起爆机制, 图 10 给出了中间产物 HO_2 组分和流场温度的分布. 由图 10(a)可以看到入射激波和首个障碍物的作用虽然不足以诱导爆轰, 但是产生了反射激波, 并形成了具有较高化学活性的可燃气体中间产物团, 而且产物团中心部的化学活性最强, 具有明显的热点特征. 产物团在向下游输运的过程中, 不断发生化学反应, 并与第二障碍物发生相互作用, 气流滞止诱导了片状激波. 片状激波扰动提高了反应气体团的热力学状态, 触发了 INWPCR 正反馈机制, 导致了爆轰泡的发生. 小扰动即可导致化学反应加速并产生爆轰, 所以决定可燃气体能够起爆的临界热力学状态是存在的.

为了研究可燃气体起爆状态的临界性, 即证明临界状态的敏感性, 这里给出了初始条件完全一致, 仅仅障碍物间距不同的另外一种流场算例. 图 8 表示

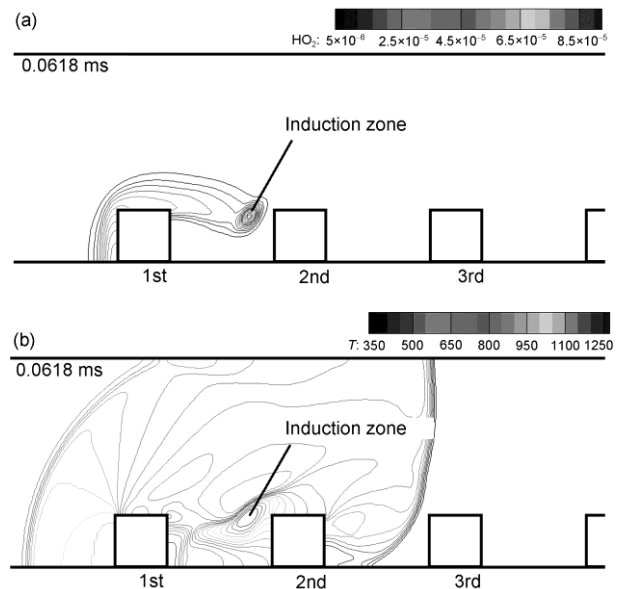


图 10 爆轰波形成过程中, 在 0.0681 ms 时刻流场的 HO_2 组分(a)和温度分布(b)

Figure 10 HO_2 density (a) and temperature (b) at the instant 0.0681 ms.

几何域的障碍物间距为 30 mm, 而图 11 的间距为 40 mm. 激波动力学理论表明较大的障碍物间距能够提高可燃气体中间反应产物团的膨胀程度, 可以略微降低其热力学状态, 使其偏离临界起爆状态, 如果这个临界起爆状态存在的话. 图 11 显示了较大障碍物间距情况下, 在 0.0974 ms 时刻流场的 HO_2 组分(图 11(a))和温度分布(图 11(b)). 可以看到第二个障碍物并没有触正反馈机制, 而热点起爆发生在第三个障碍物的上游. 虽然片状激波的扰动强度是同样的, 但是较大的障碍物间距导致了障碍物后较强的气流膨胀, 降低了反应气体的热力学状态, 使得图 11(a)的热点状态低于图 10(a)热点达到临界状态, 导致这种情况下热点区气体需要更长一点的预反应时间提高其自身的热力学状态. 较大障碍物间距带来的膨胀强度增加是微小的, 导致反应气团热力学状态的降低也是微小的, 但是带来的起爆位置的变化是明显的. 所以, 这个对比研究结果表明临界起爆状态是存在的, 而且具有临界敏感性.

爆轰物理研究表明: 临界起爆状态受到多种因素的影响, 主要的有反应气团的体量、化学反应的进行程度、反应气团的热力学状态、热点区周围的温度梯度等等. 由于化学反应对于温度倚赖的非线性, 使得临界起爆状态对热力学扰动非常敏感, 因此实验过程的热点起爆现象的发生具有一定的随机性. 但

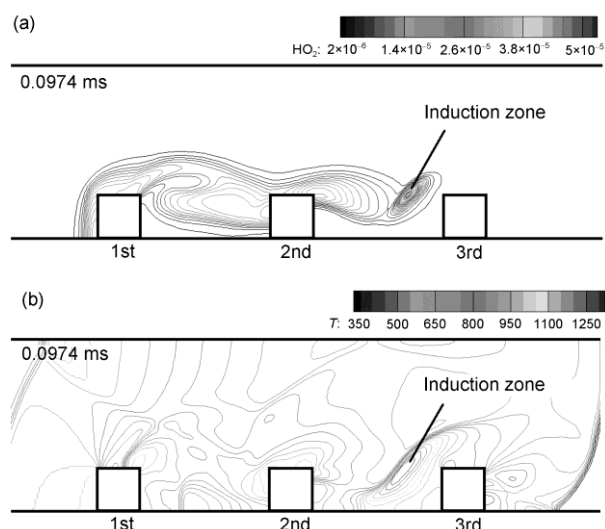


图 11 大障碍物间距条件下, 在 0.0974 ms 时刻流场 HO_2 组分(a)和温度分布(b)

Figure 11 HO_2 density (a) and temperature (b) at the instant 0.0974 ms with the long obstacle distance.

是起爆临界状态是客观存在的, 具有内在的物理特征, 表现为能够启动 INWPCR 正反馈机制, 实现热点到爆轰波的转化. 但是这种临界状态的参数化界定则需要更深入的研究, 而且状态应该与几何区域无关, 仅仅取决于热点区及其周边气体的热力学与热化学状态.

4 化学反应带加速与起爆

所谓的化学反应带是指类似于爆轰前导激波后的化学反应区, 是一条结构简单的燃烧反应区. 为了研究化学反应带加速诱导爆轰起爆过程的气动特性与物理机制, 本文采用图 12 给出的激波与火焰相互作用的算例. 算例的物理过程是首先由电火花点燃可燃气体, 产生不断发展的燃烧面. 然后引入一个入射激波, 使之与运动的燃烧面发生相互作用, 诱导火焰面的畸变与失稳. 畸变火焰面的进一步发展可能导致流场从爆燃波到爆轰波的突变, 这就是本文希望研究的问题. 简单算例有助于消除其他因素影响, 揭示化学反应带运动与发展规律.

Teng 等人^[27]已经考察了电火花点火后形成的爆燃波的发展过程, 并证明了燃烧波是爆燃波而不是爆轰波. 图 13 显示了入射激波远离燃烧区以后, 畸变的燃烧反应带进一步发展成为爆轰波的过程. 由图 13(a)可见, 在流场左端部分存在一个凸面的燃烧反应带. 在图 13(b)表示的时刻, 燃烧反应带的压力梯度发生增强现象, 而且局部温度升高. 燃烧带的化学反应进一步加速, 前导激波进一步强化, 在图 13(c)时刻的流场中形成一个爆轰泡.

一般来讲, 由于火焰的扩散效应, 凸面燃烧反应带的反应速率应该是衰减的. 图 13 表示的燃烧加速起爆现象表明: 对于宽度到达一定程度的燃烧反应带, INWPCR 正反馈机制强于凸面燃烧反应带的扩散衰减机制, 导致了爆燃波到爆轰波的突变. 为了考察

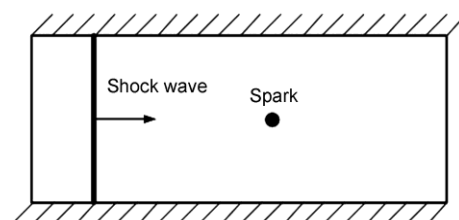


图 12 激波和火焰面相互作用算例示意图
Figure 12 Sketch of the shock and flame interaction.

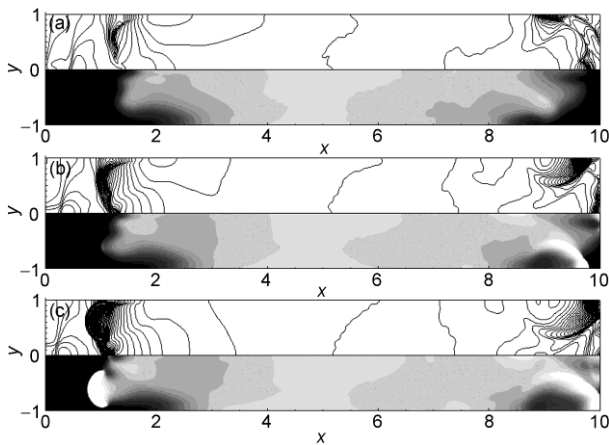


图 13 (a)–(c) 激波和火焰相互作用诱导化学反应带加速诱导爆轰波过程的压力分布(上)和温度云图(下), 入射激波马赫数 1.6

Figure 13 (a)–(c) Pressure (upper) and temperature (lower) when the detonation is initiated by the reaction zone acceleration deriving from the shock and flame interaction with the incident Ma 1.6.

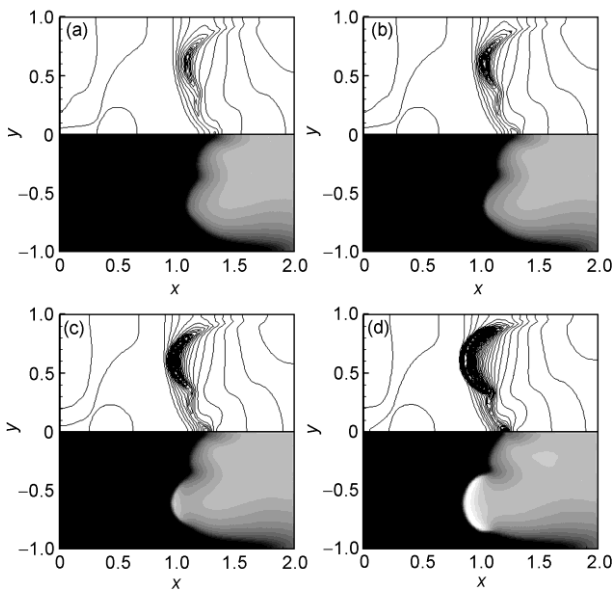


图 14 (a)–(d) 凸面燃烧反应带加速起爆过程的压力分布(上)和温度云图(下)

Figure 14 (a)–(d) Pressure (upper) and temperature (lower) of the detonation initiation by the reaction zone acceleration on the convex flame surface.

燃烧反应带加速的物理特征, 通过缩短时间间隔, 图 14 显示了四幅由化学反应带到爆轰波发展的压力分布(上)和温度云图(下). 由图 14(a)–(c) 的压力分布可见, 化学反应带的前导激波越来越强, 导致燃烧反应速率越来越大. 这表明化学反应导致了压缩波增强,

强化的压缩波反过来又促进了燃烧反应的加速, 进而发展形成了爆轰波. 这就是 INWPCR 正反馈机制, 化学反应带加速与热点起爆体现的基本物理机制是同样的.

图 15 给出了图 14 表示的流场中沿 $x=0.6$ 坐标线的压力和温度分布, 显示了凸面化学反应带加速过程中压力和温度随时间的变化趋势. 图 15(b) 表示爆轰波后的温度也和热点起爆一样在逐步迅速上升, 但是由图 15(a) 的压力分布可见化学反应带的加速过程没有表现出明显的压力过冲特征, 但是化学反应带加速形成爆轰波的过程同样依赖于 INWPCR 正反馈机制. 在传统的爆轰物理研究中, 火焰面加速也是一个重要的基础研究问题, 获得了不少研究者的重视. 但是一般意义下的火焰面总是包含许多的物理现象, 诸如激波反射、热点、湍流、旋涡、燃烧反应带等等. 作为爆轰统一框架的基本过程, 本文提出的化学反应带概念具有更简单、更本质, 更基础的特点, 适合作为统一框架的基本因素.

5 爆轰波平衡传播状态

邓博等人^[28]通过研究稳定胞格爆轰波在变截面管道中的反射和绕射两个典型的传播过程(几何域的偏角分别为正负 20°), 相对稳定爆轰, 首次提出了“超临界”和“亚临界”爆轰波的概念. 本文引用了他们的两个计算结果, 进一步考察气相规则胞格爆轰波的稳定传播状态.

图 16 显示了爆轰波反射过程中的不同尺度胞格的演化过程与三个典型胞格中心线上不同时刻的爆轰压力分布. 通过比较马赫干前后的爆轰压力分布可以看到在反射爆轰波的影响区域, 胞格尺度变小, 爆轰速度增加, 一个胞格内的爆轰压力都相应有所程度的提高. 相对于给定的可燃气体和初始状态对应的爆轰状态, 这种爆轰马赫干被定义为“超临界”爆轰. 传统意义的过驱爆轰波是不能自持的, 而“超临界”爆轰波是能够自持的, 原因是几何区域收缩带来的流动压缩提供了超临界爆轰自持的源动力. 图 16 还表示了一个有趣的物理现象: 即沿胞格中心线的波面压力分布在主三波点前后存在明显差别, “超临界”爆轰波面压力普遍升高, 而胞格节点峰值压力相对于稳定爆轰则明显降低.

图 17 给出了绕射爆轰波的胞格变化特征与四个

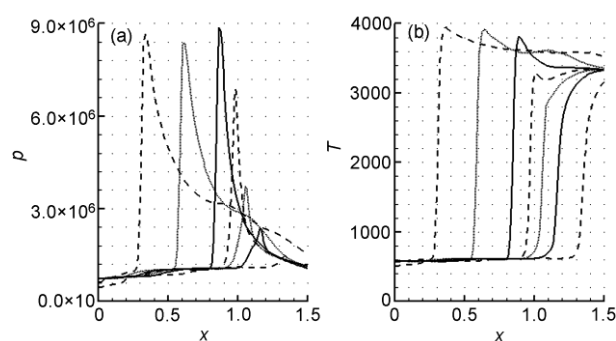


图 15 沿图 14 表示的流场中 $x=0.6$ 坐标线的系列压力(a)和温度(b)分布

Figure 15 Pressure (a) and temperature (b) along the line $x=0.6$ in Figure 14.

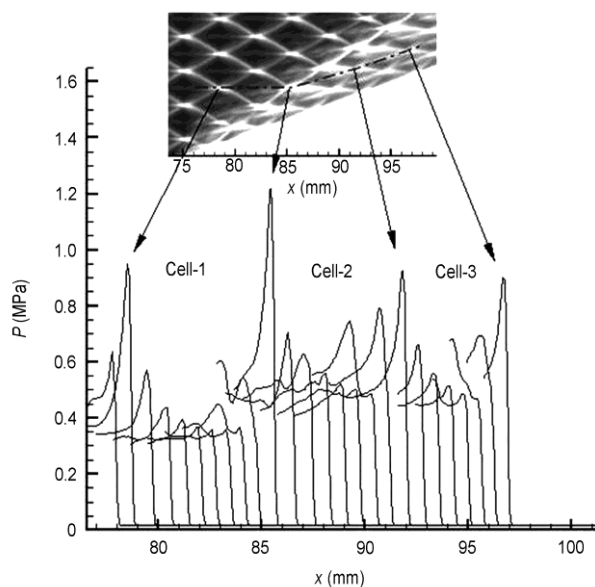


图 16 在爆轰波反射过程中, 沿三个爆轰胞格中心线, 在不同时刻的爆轰压力曲线

Figure 16 The pressure curves at different instants along the cell central line when the detonation reflects from the wedge.

典型胞格中心线上不同时刻的爆轰波面压力分布. 可以看到绕射爆轰胞格尺度变大, 胞格内的压力分布普遍降低, 爆轰以较低的速度稳定传播, 但是胞格节点处的峰值压力则明显提高.

“超临界”爆轰胞格内的波面压力都相应提高, 但是胞格节点的峰值压力降低了. “亚临界”爆轰胞格内的波面压力都相应降低, 但是胞格节点的峰值压力增加了. 进一步的研究分析表明: 无论“超临界”爆轰或者“亚临界”爆轰, 每个胞格内波面压力分布的某种平均值是近似一致的, 也就是三波点诱导的波

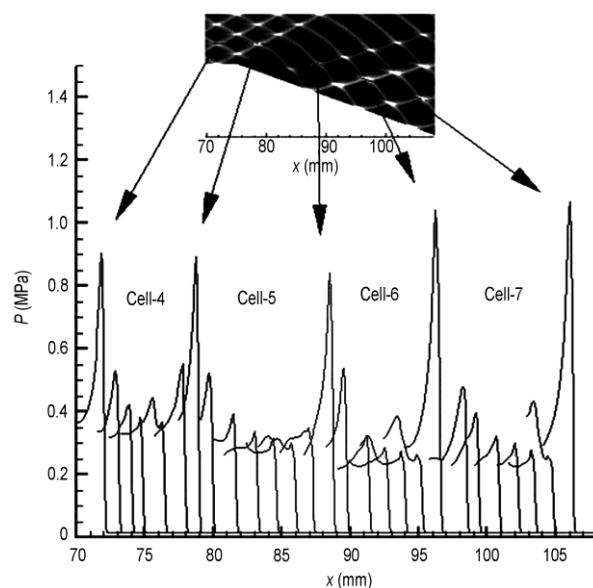


图 17 在爆轰波绕射过程中, 沿四个爆轰胞格中心线在不同时刻的爆轰压力曲线

Figure 17 The pressure curves at different instants along the cell central line when the detonation diffracts in the expansion tube.

面压力分布与胞格其他区域的压力分布是互补的, 它们一起维持了胞格内爆轰波传播平均参数的不变性. 这个平均参数定义为爆轰波平衡传播状态, 仅仅与可燃气体及其初始状态有关.

从一个局部胞格的发展过程来看, 存在着两个基本物理过程: 一个是热点起爆, 是由三波点碰撞的相互作用引起的, 产生过驱的凸状爆轰波面; 另一个是燃烧反应带运动, 伴随着反应速率的不断降低, 伴随凸状爆轰波面的不断弱化. 一个过程的起始就是另外一个过程的结束, 这两种基本过程相辅相成, 构成了爆轰波的周期性自持传播机制. 对于能够稳定传播的爆轰波, 胞格内其他区域的压力降低必定伴随胞格节点处压力的增加, 反之亦然. 这是非定常爆轰阵面能够宏观稳定传播的内在动力学机制. 另外, 实验测量的一般是爆轰波的宏观结构, 获得的是稳定传播爆轰波的平衡状态参数, 而且与 CJ 理论的预测结果吻合良好. 所以爆轰波的平衡传播状态应该与 CJ 状态是等价的, 是某种意义上的热力学和气体动力学参数在一个传播周期里的平均度量. 当然, 在一个胞格的发展过程中, 湍流、旋涡、热传导和分子扩散效应也都是非常重要的因素, 影响着爆轰波阵面的精细结构, 但是热点与化学反应带运动是决定性的, 是胞格爆轰演化的骨骼框架.

6 稳定胞格尺度与柱面爆轰波

对于一定热力学状态下的可燃气体, 其爆轰胞格的统计尺度具有不变性. 随着爆轰波面的持续扩展, 在柱面爆轰波传播的过程中存在一种胞格分裂与横波自生成机制. 这种胞格分裂现象也常常出现在 DDT 过程中, 是可燃气体起爆到稳定传播爆轰波发展的必由之路. 但是, 由于 INWPCR 机制支撑的 DDT 过程发展迅速, 胞格的演化过程太快, 并具有很大的随机性和不规则性, 为胞格自分裂机制的研究带来很大困难. Wang 和 Jiang 等人^[29,30]通过研究柱面爆轰波传播过程, 提出了四种胞格分裂模式, 解释了横波生成与胞格演化的依赖关系. 为了考察胞格演化特征, 本文以柱面爆轰波传播过程中主要的爆轰分裂模式为例开展进一步的分析.

图 18 给出了柱面爆轰波扩展传播过程中生成的胞格分布结构, 其中左图是数值结果^[30], 右图是实验结果^[31]. 由图可见随着柱面爆轰波面的不断扩展, 爆轰胞格不断分裂形成新的胞格, 从而保持了整个传播过程中胞格的统计尺寸基本不变.

图 19 给出了由四个不同时刻爆轰波阵面的三波结构图, 表示了柱面爆轰扩展传播过程中诸多胞格分裂模式中一个典型的胞格分裂过程. 在计算模拟开始后的 14.0 ms 时刻, 由于凸面爆轰波传播带来的非均匀膨胀, 爆轰波的 INWPCR 负反馈机制影响了前导激波和化学反应区的耦合关系, 导致两个三波点之间爆轰波阵面中心部位的弱化, 形成局部内凹的爆轰波面. 凹面燃烧波具有内在的会聚效应, 当这种效应相对于扩展膨胀效应占优时, 爆轰波的 INWPCR 机制由负反馈到正反馈转换, 在 14.5 ms 时刻的爆轰波阵面上汇聚形成一个热点. 15.0 ms 时刻的热点起爆在波阵面上形成一对新的三波结构, 并以相反的方向沿爆轰波阵面运动. 在一个毫秒的时间尺度里, 图 19 表示的柱面爆轰波完成了一个胞格自分裂过程, 形成了一对新的横波结构. 整个分裂过程是在 INWPCR 机制的支撑下, 凸面波扩展膨胀与凹面波会聚强化机制相互竞争的结果.

对于一个稳定传播的理想爆轰波, 化学反应带产生一系列的压缩波以维持恒定强度的前导激波, 而前导激波诱导一个恒定的热力学状态, 使得化学反应带维持一个适当的反应速率, 保障了 INWPCR 机制处于平衡状态. 由于柱面爆轰波扩展传播带来

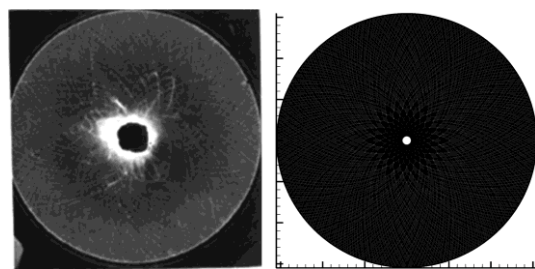


图 18 柱面爆轰扩展传播的胞格结构图, 计算模拟结果(a)和实验照片(b)

Figure 18 Numerical (a) and experimental (b) results of the cylindrical cellular detonation expansion.

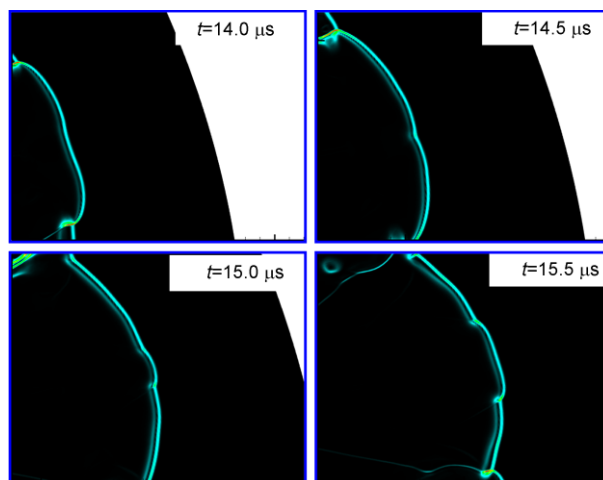


图 19 (网络版彩图)柱面爆轰扩展传播的一个典型的胞格分裂过程

Figure 19 (Color online) The typical cell splitting process in the cylindrical detonation expansion.

了流动膨胀效应, 两个三波点的背向运动又进一步导致了气体膨胀的非均匀性, 而膨胀强度最高的就是两个三波点之间爆轰波阵面的中心部位. 当爆轰胞格超过稳定传播的胞格尺度时, INWPCR 负反馈机制开始起主导作用, 诱导了内凹的波面结构. 当凹状激波和反应带的会聚效应超过了膨胀效应时, 就触发了 INWPCR 正反馈机制, 导致了热点起爆现象, 产生了一对新的三波点, 实现了爆轰胞格的一个自分裂过程. 相对与稳定传播的理想爆轰, INWPCR 负反馈机制开始起主导作用时刻的爆轰胞格尺度是胞格爆轰波的一个特征参数, 本文定义它为稳定胞格尺度, 原因是它能够表征稳定传播爆轰波的结构特征, 与爆轰波传播速度和可燃气体的化学反应能密切相关, 可以通过统计平均获得.

稳定胞格尺度是一个对应爆轰平衡传播状态的胞格特征参数, 是一个临界参数, 表征了 INWPCR 正反馈到负反馈机制转换特征. 至于胞格爆轰自分裂的最大胞格尺度, Wang 等人^[32]开展了一些很有意义的探索性研究, 获得了一个称之为半波定律的判断规则, 有助于理解稳定胞格尺度.

Wang 的计算域是一个二维通道, 中间安装一个分隔平板. 通过调整平板与上壁面的高度, 可以观察爆轰胞格的自适应过程. 在图 20 的算例中, 平板与上壁面的高度为 1.2 个稳定胞格尺度. 由于分隔平板的作用, 初始的均匀胞格分布在分隔平板入口附近有一个过渡过程, 在计算域后部区域到了达稳定分布. 这里的胞格分布在平板上部只有一个胞格; 而下部有 2.5 个胞格, 胞格尺度为 1.12 个稳定胞格. 相比计算初始的爆轰胞格, 有半个胞格丢失了. 在图 21 的算例中, 平板与上壁面的高度为 0.82 个稳定胞格尺度. 获得的稳定胞格分布在平板上部只有半个胞格; 下部有 3 个胞格, 胞格尺度为 1.06 个稳定胞格. 相比计算初始的爆轰胞格, 也有半个胞格丢失了. 数值研究表明平板下部稳定状态的最大胞格尺度是 1.128 个初始胞格尺度, 如果进一步提高胞格尺度, 图 20 算例的平板下部将会突然出现三个胞格. 这个算例表明: 在几何域的约束下, 胞格尺度可以增大或者缩小实现自调整, 但是相对于稳定胞格尺度其变

化量是有限的. 所以稳定胞格尺度是一个很又意义的几何特征度量. 另外, 稳定爆轰胞格的数目总是以半个胞格长度为单位来度量, 是半个胞格的整倍数, 称之为爆轰胞格的半波规律.

7 气相规则胞格爆轰统一框架与应用

气相规则胞格爆轰波的起爆、发展与传播过程耦合了诸多的气体动力学、热力学、化学反应动力学与激波动力学现象, 是一个典型的非线性与多尺度的三维复杂流动过程. 根据目前人们对于爆轰现象的认知, 建立一套精细的理论描述依然是极其困难的. 但是如果能够抽象出控制爆轰起爆与传播过程的基本物理过程和关键控制参数, 建立一个统一的框架体系, 就像一个大象的骨骼框架一样, 虽然不能栩栩如生地体现实际的物理形象, 但是对于把握爆轰现象的概况、提炼关键问题、判断研究方向、逐步完善对爆轰现象的认知是有积极意义的.

本文在总结关于爆轰现象的理论分析、实验观察和计算模拟方面研究成果的基础上, 进一步研究并界定了气相规则胞格爆轰波起爆和传播过程相关的六个关键基础问题: 即一个物理机制, 两个基本过程, 三个关键状态等六个基本物理要素. 其一个物理机制就是非线性波传播/化学反应带相互作用机制; 两个基本过程即热点起爆过程和化学反应带加速过程; 三个关键状态包括爆轰波的平衡传播状态、临界起爆状态和稳定胞格尺度. 本文六个典型算例的研究与分析界定了这六个关键要素的物理机制、表现特点及其客观存在性, 认为这六个基本物理要素能够初步构成气相规则胞格爆轰波起爆和传播的统一框架^[33]. 虽然气相规则胞格爆轰这个术语的界定大大简化了构画统一框架的困难, 由于气相规则胞格爆轰是爆轰现象最基本的研究领域, 其统一框架的提出与发展对于爆轰现象的深入研究依然具有重要意义. 起爆和传播是爆轰现象宏观表现的不同阶段, 从物理机制方面它们是本质上一致的, 所以建立一个框架统一地描述它们也是必要的. 如果建立的气相规则胞格爆轰的统一框架是合理的, 那么应用它解释目前已经发展的爆轰理论应该是可行的.

统一框架认为: 经典的 CJ 理论实际上反映了统一框架的临界传播状态, 是爆轰波宏观气动特性的一个度量. 虽然 CJ 理论是一个理想化的爆轰模型,

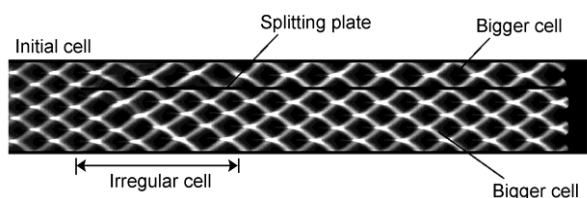


图 20 平面胞格自适应过程计算模拟, 分割平面的高度为 1.2 个稳定胞格尺度

Figure 20 Self-adaption of planar cellular detonation with the splitting width 1.2 times of the steady cell width.

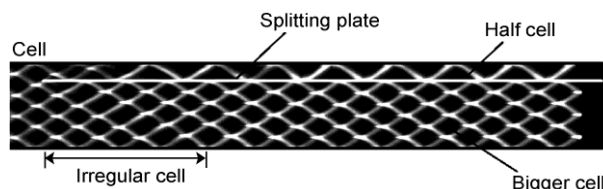


图 21 平面胞格自适应过程计算模拟, 分割平面的高度为 0.82 个稳定胞格尺度

Figure 21 Self-adaption of planar cellular detonation with the splitting width 0.82 times of the steady cell width.

仅仅给出了化学反应能与爆轰速度的关系,但是应用 CJ 理论预测的爆轰参数结果与实验数据符合良好,原因是实验测量应用的传感器尺度和频率响应与爆轰胞格的空间和时间尺度相当,测量的数据是胞格爆轰波状态参数在某种意义上的平均度量.目前发展的小型、高频响传感器能够测量获得一个胞格内爆轰波面压力的周期性变化,而周期性变化的平衡点就是临界传播状态.

ZND 模型反映的是统一框架的化学反应带加速和临界传播状态两个要素,也就是 ZND 爆轰在化学反应带加速基本过程的支撑下以临界传播状态运动. ZND 模型的化学反应带的热释放支持了前导激波以临界速度传播,前导激波诱导的热力学状态为化学反应带提供了恰当的反应条件.虽然从来没有任何实验能够验证 ZND 理论假定的化学反应带诱导区和放热区结构各自独立的物理存在,但是该理论描述出的爆轰波物理图像对于人们理解爆轰现象,建立计算模型具有直观的启示意义.

结合一步爆轰反应模型,应用 CFD 技术求 Navier-Stokes 或者 Euler 方程获得的一维计算结果一般是 CJ 理论的数值化模拟.而采用多步反应模型和基元反应模型的 CFD 计算则往往是 ZND 理论的体现.对于能够获得具有胞格结构的二维与三维爆轰波计算结果,其相关的数学物理方程主要体现了统一框架的五个关键要素:它们分别是非线性波传播/化学反应带相互作用机制(INWPCR)、临界传播状态、热点起爆和化学反应带加速过程.这种类型的爆轰波传播机制能够简单地描述为:在 INWPCR 机制的驱动下,通过热点起爆和化学反应带加速两个基本过程的相互作用,胞格爆轰围绕临界传播状态以胞格尺度为周期性作自持传播.一般来讲,能够体现上述五个关键要素的爆轰计算模型都能够给出形似的胞格结构,但是预测准确的胞格尺度还需要在爆轰物理模型的提炼中考虑更多的物理因素,其中一个关键因素是要合理模拟化学反应带的特征尺度^[34].应用目前的计算模拟技术获得准确的爆轰波物理参数依然是一个挑战性的研究课题,但是应用计算模拟结果去认识爆轰波的普遍物理规律还是有现实意义的,也是计算模拟在爆轰物理研究中得到广泛应用的原因.

爆轰统一框架认为爆轰波起爆源于两个基本过程:一个是热点起爆,另一个化学反应带加速.这两个基本过程可以同时出现,也可以单独诱导,但是它们都依赖

于非线性波传播/化学反应带相互作用的物理机制.热点与化学反应带都广泛存在于普通的燃烧过程中,但是能否诱导爆轰波的发生是有条件的,而这种条件则能够以临界起爆状态作为评估参数.这两种基本过程的运行机制在物理本质上是一样,都得到了 INWPCR 机制的支撑,只是由于参与起爆的可燃气体的体量不同,起爆强度不同,从而表现形态不同而已.

实验观察到的实际爆轰波传播过程体现了统一框架的五个关键要素:也就是在非线性传播/化学反应带相互作用机制的支撑下,热点起爆与化学反应带加速相互耦合使得爆轰波以平均胞格尺度为周期,围绕临界传播状态做准稳态传播.其他的物理机制,诸如热传导、分子扩散、湍流和漩涡效应也在不同物理过程中起着不同程度的重要作用,但是上述五要素是最基本的,缺一不可的,决定了规则胞格爆轰的基本形态与传播特征.

实验观察到的胞格爆轰都是三维的,应用烟迹技术获得的胞格图像与二维计算结果对比表现出的差异就是证明.但是实验的烟迹图像表现出的二维特征与实际爆轰多波结构的关系是需要近一般分析研究的.能够应用胞格爆轰的自适应性和半波规律去解释它们的宏观相似性,而解释它们差异的

困难在于人们对于爆轰波真实的空间结构形态依然把握不够.如果能够开展爆轰波压力的高精度测量,获得沿一个爆轰胞格在时间维度上的波面压力分布,那么通过与二维计算结果的对比可以推论:沿单个胞格中心线真实爆轰波面压力周期性变化的幅度应该更大,原因是三维激波会聚产生的热点爆炸现象应该更强一些,而扩展膨胀产生的爆轰波解耦程度也更大一些,但是临界传播状态是不变的.爆轰波真实的胞格空间结构一直是爆轰物理领域的一个研究难题,一个充满争议的关键参数.可以推测的是:爆轰胞格时空结构的截面形状应该是多边形,能够无缝隙地构成一个平面;而且多边形应该是对称的,保持各边到中心的距离基本相同,满足平均胞格尺度要求.另外,爆轰的三维空间结构应该是爆轰现象的一种内在的物理特性,可以受几何域的影响而变化,但是有其独特的物理规律.

8 结束语

本文通过总结气相规则胞格爆轰波传播与起爆

现象的相关研究进展,系统研究了气相规则胞格爆轰波起爆和传播统一框架的几个基本要素.应用这个统一框架,本文成功地解释了经典爆轰理论、应用CFD 技术获得的多维爆轰波计算结果和实验研究观察到的胞格爆轰现象表现的关键物理要素,给胞格爆轰波传播与起爆一个统一的物理图像.

爆轰传播与起爆的核心物理机制就是非线性波传播与化学反应带相互作用,它控制了热点起爆与反应带加速两个基本过程的发展.而这两个基本物理过程把爆轰波起爆和传播过程统一起来,是胞格爆

轰统一框架理论的基石.三个临界状态参数是爆轰波的关键控制参数与物理特征,具有一定的统计平均意义,是气体动力学、热力学、化学反应动力学和激波动力学诸多物理过程相互作用的综合度量.虽然统一框架的三个关键状态依然需要进一步的量化界定,但是应用统一框架解释已经获得的爆轰波研究结果表现的统表明该统一框架对于深入开展爆轰物理研究具有启示意义.目前的统一框架仅仅是基本的,也是初步的,其发展与完善需要更深入的研究和更多有兴趣学者的参与和贡献.

致谢 作者感谢王春博士,韩桂来博士和刘云峰博士在论文写作中提供的研究结果和进行的有益的讨论.

参考文献

- 1 Roy G E, Frolov S M, Borisov A A, et al. Pulse detonation propulsion: Challenges, current status, and future perspective. *Prog Energy Combust Sci*, 2004, 30(6): 545–672
- 2 Papalexandris M V. A numerical study of wedge-induced detonations. *Combust Flame*, 2000, 120: 526–538
- 3 Hishida M, Fujiwara T, Wolanski P. Fundamentals of rotating detonations. *Shock Waves*, 2009, 19: 1–10
- 4 Fickett W, Davis W C. *Detonation Theory and Experiment*, Dover Publications. New York, Berkeley: INC. Mineola, 1979
- 5 Berthelot M, Vieille E. On the velocity of propagation of explosive processes in gases. *C R Hebd Sceances Acad Sci*, 1881, 93: 18–21
- 6 Chapman D L. On the rate of explosion in gases. *Philos Mag*, 1899, 47: 90–104
- 7 Jouguet E. On the propagation of chemical reactions in gases. *J Math Pures Appl*, 1905, 1: 347–425
- 8 Zeldovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *J Exp Theor Phys*, 1940, 10: 543–568
- 9 von Neumann J. Theory of detonation waves. In: John von Neumann, *Collected Works*, Vol.6. Taub A J, ed. New York: Macmillan, 1942
- 10 Doering W. On detonation processes in gases. *Annu Phys*, 1943, 43: 421–436
- 11 White D R. Turbulent structure in gaseous detonations. *Phys Fluids*, 1961, 4: 465–480
- 12 Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves. *Shock Waves*, 1999, 9: 11–17
- 13 Pintgen F, Eckett C A, Austin J M, et al. Direct observations of reaction zone structure in propagating detonations. *Combust Flame*, 2003, 133: 211–229
- 14 Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. *Annu Rev Phys Chem*, 1977, 28: 75–104
- 15 Urtiew P, Oppenheim A K. Experimental observation of the transition to detonation in an explosive gas. *Proc Roy Soc A*, 1966, 295: 13–28
- 16 Thomas G O, Jones A. Some observations of the jet initiation of detonation. *Combust Flame*, 2000, 120: 392–398
- 17 Lee J H S, Higgins A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation. *Phil Trans R Soc Lond A*, 1999, 357: 3503–3521
- 18 Lee J H S, Knystautas R, Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonations. *Acta Astronaut*, 1978, 5: 971–982
- 19 Bartenev A M, Gelfand B E. Spontaneous initiation of detonations. *Prog Energy Combust Sci*, 2002, 26: 29–55
- 20 Ott J D, Oran E S, Anderson J D. A mechanism for flame acceleration in narrow tubes. *AIAA J*, 2003, 41: 1391–1396
- 21 Gamezo V N, Oran E S. Flame acceleration in narrow tubes: Applications for micro-propulsion in low-gravity environments. *AIAA Paper*, 2005, AIAA-2005-0540
- 22 Jiang Z. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock capturing schemes. *Acta Mech Sin*, 2004, 20: 1–15
- 23 Kee R J, Rupley F M, Meeks E, et al. Chemkin-II: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical and plasma kinetics. UC-405, Sandia National Laboratories, 1996
- 24 Teng H, Jiang Z. Gasdynamics characteristics of toroidal shock and detonation waves focusing. *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2005, 48(6): 739–749
- 25 滕宏辉. 气相爆轰波形成和传播机制的基础问题研究. 博士学位论文. 北京: 中国科学院力学研究所, 2008

- 26 Wang C, Zhang D L, Jiang Z L. Numerical investigation on shock-induced gaseous detonation in a straight duct with multi-obstacles (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2006, 38: 586–592 [王春, 张德良, 姜宗林. 多障碍物通道中激波诱导气相爆轰的数值研究. *力学学报*, 2006, 38: 586–592]
- 27 Teng H, Jiang Z, Hu Z. Detonation initiation developing from the Richtmyer-Meshkov instability. *Acta Mech Sin*, 2007, 23: 343–349
- 28 Deng B, Hu Z M, Teng H F, et al. Numerical investigation on detonation cell evolution in a channel with area-changing cross section. *Sci China Ser G-Phys Mech Astron*, 2007, 50(6): 797–808
- 29 Wang C, Jiang Z, Hu Z M, et al. Numerical investigation on evolution of cylindrical cellular detonation. *Appl Math Mech*, 2008, 29(11): 1487–1494
- 30 Jiang Z, Han G, Wang C, et al. Self-organized generation of transverse waves in diverging cylindrical detonation. *Combust Flame*, 2009, 156: 1653–1661
- 31 Soloukline R. Diverging wave in spin detonation. *IZV Akad Nauk SSSR OTN Mekhan*, 1959, 6: 145
- 32 Wang C, Jiang Z, Gao Y L. Half-cell law of regular cellular detonation. *Chin Phys Lett*, 2008, 25(10): 3704–3707
- 33 Jiang Z. The universe theory for detonation initiations and propagation. In: *The Second International Workshop on Non-equilibrium Flows*, Lijiang, Yunnan, China, Dec. 28–30, 2008
- 34 Liu Y F, Jiang Z L. Study on the chemical reaction kinetics of detonation models (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2011, 41: 1296–1306 [刘云峰, 姜宗林. 详细化学反应模型中温度修正项特性研究. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2011, 41: 1296–1306]

Research on some fundamental problems of the universal framework for regular gaseous detonation initiation and propagation

JIANG ZongLin* & TENG HongHui

State Key Lab of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Research progress on the regular gaseous detonation initiation and propagation is reviewed, and some fundamental problems are studied based on the recent work on the detonation physics in state key lab of high temperature gas dynamics. These problems constituting the universal framework consist of six issues: one mechanism that is the interaction of nonlinear wave propagation and chemical-reaction, INWPCR; two basic procedures, which are the hot spot ignition and the chemical reaction zone acceleration; three key physical states, which are the equilibrium propagation state, the critical initiation state and the stable cell size. These six issues are investigated through six test cases to ascertain their physical mechanisms, dynamic characteristics, and the existence. Then, the universal framework is applied to explain the recent classic detonation theories, multi-dimensional numerical results, and experimental observations on cellular detonation. Reasonable and universal conclusions can be reached on the base of the universal framework, which provides the physical insight for understanding regular gaseous detonation initiation and propagation.

gaseous detonation, regular cell, initiation and propagation, hotspot, chemical reaction zone, universal framework

PACS: 82.40.Fp, 47.40.Rs, 82.33.Vx

doi: 10.1360/132011-945