

气相爆轰物理的若干研究进展*

姜宗林[†] 滕宏辉 刘云峰

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 爆轰现象的研究已经有一百多年的历史了, 爆轰物理的研究取得了许多重要进展. 本文从爆轰的经典理论、胞格爆轰波的多波结构、气相爆轰波形成机理、气相爆轰波传播机制等方面综述了相关的若干研究进展, 评述了这些进展的科学性与局限性, 并探讨了将来可能的研究方向. 这些研究进展主要包括: CJ (Chapman–Jouguet) 理论和 ZND (Zel’dovich, von Neumann, Döring) 模型、爆轰波多波结构、爆轰胞格特征、直接起爆和爆燃转爆轰过程、热点起爆机制、爆轰波稳定性、扰动爆轰波的传播等. 爆轰波是以超声速传播的自持燃烧现象, 涉及了激波相互作用、燃烧化学反应、湍流扩散和流动不稳定性等复杂的气动物理过程, 相关研究具有重要的学科理论意义. 另外, 爆轰燃烧具有高效的热化学能释放特点, 在先进的热力推进技术方面有着重要的应用背景, 因此相关研究也具有重要的工程应用价值.

关键词 气相爆轰波, 爆轰波形成, 爆轰波传播, 热点起爆, 胞格结构, 稳定性

1 引言

爆燃波和爆轰波是自然界里存在于预混可燃气体中的两种不同的燃烧形式. 爆燃波通过热传导、分子扩散和湍流输运机制点燃波面前方的可燃气体来完成燃烧过程, 通常以亚声速传播, 波后的压力和密度降低. 爆燃波的传播速度还与可燃气体的气动热力学状态密切相关, 可以在一定的范围内变化. 在碳氢燃料与空气的混合气体中, 作为层流火焰, 爆燃波可产生的传播速度最低约为 0.5 m/s; 随着分子扩散和湍流输运作用的强化, 高强度湍流爆燃波的传播速度可高达 1000 m/s 左右. 爆轰波是一种比较少见的燃烧现象, 能够以超声速或者高超声速传播, 波后压力和密度明显升高. 爆轰通过前导激波压缩实现可燃烧气体的自点火, 并借助迅速释放的化学反应放热实现爆轰波的自持传播. 对于氢气与氧气混合气体, 其爆轰波的传播速度可以高达 2000 m/s. 一般来讲, 对于一定初始状态的可燃混合气体, 形成的爆轰波具有唯一确定的传播速度.

爆燃波广泛存在于自然界中, 是人类认识最

早的物理现象, 与人类文明的发展密切相关. 相对来讲, 人们对爆轰波的认知却要迟得多. 相关的观察与研究起源于近代的煤矿瓦斯矿难和化工厂可燃烧混合气爆炸, 其强大的破坏能力远远超过了人们对爆燃波的把握与理解, 引起高度重视. 目前关于爆轰现象的研究有两个重要的应用背景: 一方面是防止爆轰波的形成, 或者弱化已经形成的爆轰波从而降低其破坏能力, 达到防止发生严重爆炸灾害的目的. 这方面的研究对于煤矿瓦斯爆炸、化工厂可燃气体泄露、各种产生可爆粉尘场所的爆炸事故的发生、预防和处理具有重要意义. 另一方面是基于爆轰燃烧的热力推进技术. 关于爆轰现象的研究进展表明: 爆轰波是一种高速、高效的燃烧形式, 具有等容燃烧的热力学特征, 能够迅速释放更多的机械能, 因此在航空航天工程领域具有重要的应用前景.

目前正在研究的爆轰推进技术有脉冲爆轰发动机、旋转爆轰发动机、斜爆轰冲压推进和爆轰助推系统^[1-7]. 这些推进技术具有明显的热力学特征方面的优势, 已经从实验室概念研究发展到飞行实验研究, 成为吸气式高超声速飞行器推进技术

收稿日期: 2011-06-08, 修回日期: 2011-07-11

* 国家自然科学基金项目 (90916028) 资助

[†] E-mail: zljjiang@imech.ac.cn

研制的重要研究方向. 利用爆轰产生的高温高压气体作为高焓激波风洞的驱动气源, 还能够研制出高性能的激波风洞驱动器, 从而建成先进的高超声速地面模拟设备, 形成复现高超声速流动的能力, 这也是爆轰现象应用的重要研究方向^[8-9]. 另外, 天体物理领域的超新星爆发本质上也是爆轰波的形成过程, 不过燃烧放热是通过热核聚变来实现的, 这方面的研究对于认识超新星爆发、恒星的演化乃至宇宙大爆炸理论都有重要的参考价值^[10].

2 爆轰波的经典理论和模型

2.1 CJ 理论和 ZND 模型

爆轰现象是由 Berthelot 和 Vieille^[11] 在研究火焰传播时观察到的. 关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^[12] 和 Jouguet^[13] 分别对一维守恒方程组引入限制条件进行封闭, 发现对应动量守恒的 Rayleigh 线和对应于能量守恒的平衡态 Hugoniot 曲线相切可以得到一个最小速度, 如图 1 所示. 而同时满足动量和能量守恒的解只有一个, Chapman 认为这个速度就是爆轰波传播的速度. Jouguet 提出, 爆轰波持续传播的条件为在化学反应达到平衡后相对于激波波面而言的流动速度是声速, 因而波后的扰动不能向前赶上爆轰波波面并使其熄爆. 相对于 Chapman 的最小速度假设, Jouguet 的声速准则有一定的物理意义, 他们都得到了爆轰波传播速度的唯一解^[12-13]. 这个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, 其计算预测的爆轰波传播速度与实验测量结果符合良好, 后人称之为 CJ 理论. 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爆轰波的特征, 所以能够与宏观的测量结果吻合良好. 但是, 由于 CJ 理论忽略了爆轰波的复杂结构和化学反应区尺度与反应过程, 虽然在预测爆轰波宏观特性方面表现良好, 但是在指导爆轰起爆、发展与传播机理的研究方面有其局限性.

在 20 世纪 40 年代早期, 考虑前导激波后方化学反应区的特征尺度与反应过程, Zeldovich^[14], von Neumann^[15] 和 Döring^[16] 分别独立提出了能够描述爆轰波结构的理论模型. 他们假定爆轰波由前导激波及其后方的有限速率化学反应区构成, 化学反应区是由反应诱导区和放热区组成, 而

反应诱导过程的结束是放热过程的开始, 该理论后来被称为 ZND 模型, 图 2 给出了这个模型的物理概念示意图. ZND 模型认为: 前导激波的压缩效应诱导了可燃气体高温下的自点火机制; 而化学反应释放的能量使燃烧气体膨胀, 支撑前导激波以一定马赫数传播. 类似于传统的燃烧现象, 化学反应区是一个温度升高, 压力基本持平的过程, 燃烧气体的热力学参数在放热区的末端达到 CJ 状态. ZND 模型考虑了爆轰燃烧的非平衡过程, 并提出了能够解释爆轰波自持传播的化学反应过程与前导激波相互作用机制. 因此这是一个完整的爆轰波理论模型, 首次把爆轰波的化学反应过程与激波动力学过程成功地结合在一起.

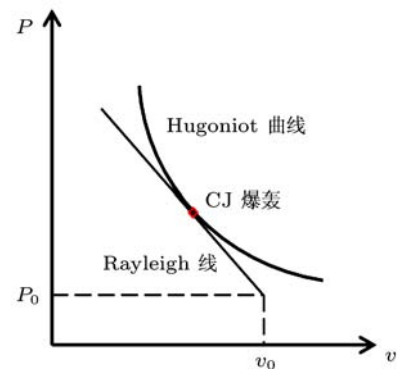


图 1 爆轰波的 CJ 理论及其物理概念示意图

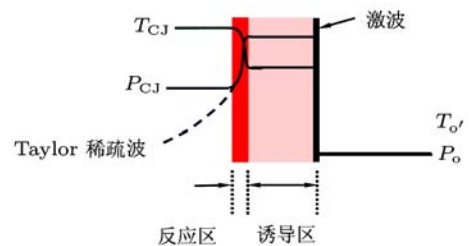


图 2 爆轰波 ZND 模型及其物理示意图

ZND 理论模型对于爆轰物理研究的贡献是巨大的, 它给爆轰波一个清楚的物理图像, 指明了爆轰现象的研究方向. 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流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) 计算模型的理论基础. 但是, 由于爆轰化学反应区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. 另外, 进一步的研究表明, 利用 ZND 理论推导出的爆轰动

力学参数 (如起爆临界能量、爆轰传播极限等) 与实验结果也存在不同程度的偏离。

近年来人们应用基元反应模型改进 ZND 模型的化学反应区结构, 获得了更合理的计算结果. 随着人们对爆轰波复杂结构认知的不断深入, 多维爆轰理论得到了重视与发展, 但是一维爆轰理论对于爆轰物理研究的推动作用依然是基础性的。

2.2 爆轰波的多波结构与爆轰胞格

在 20 世纪 50 年代晚期和 20 世纪 60 年代早期, 随着烟迹技术、高速纹影和干涉测量系统的应用, 人们发现爆轰波的前导激波后方存在着复杂的燃烧过程, 爆轰波包含了周期性的多维横波结构、三波点、剪切流动及其他的相互作用. 这些研究进展揭示了一维爆轰理论模型与实际爆轰现象的差别, 开启了爆轰物理研究的新领域^[17-18]。

图 3 显示了在圆管道中传播的爆轰波的纹影图像和在烟迹片上发生反射后形成的胞格图案. 可以看到爆轰波的前导激波并不是一个平面, 其后方也不是 ZND 模型所假定的规则的诱导区和反应区, 而是存在着复杂的多波结构. 图 3(a) 的纹影显示图像表明: 与爆轰波运动垂直方向存在着横向运动的激波, 这些横波与前导激波三波点的运动轨迹就是常见的菱形爆轰胞格图案. 图 3(b) 所示的烟迹片上的反射图案是爆轰波正面碰撞的结果, 表示了爆轰波本质上的三维性. 可以推测实际爆轰波面是由前导激波和横向激波构成的蜂窝状结构, 这种结构本身与可燃烧气体的物理特性紧密相关. 对于碳氢燃料和氧气的混合物, 爆轰波的横波结构是非常复杂的, 可以看作很多频率的往复横波的叠加, 体现为非规则胞格爆轰; 而对于较为简单的可燃混合气体, 如掺混了氩气的氢氧混合气体, 爆轰波的横波运动与三波点的复现只有一种频率, 表现为规则胞格爆轰。

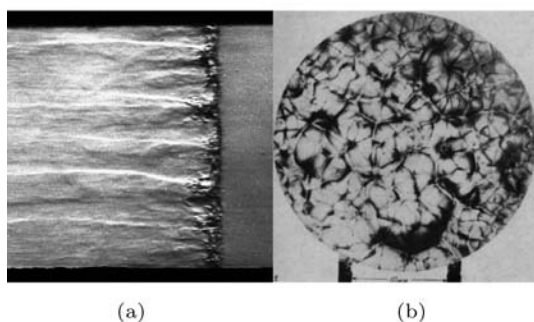


图 3 纹影 (a) 和烟迹 (b) 显示的爆轰波结构

上述规则气相爆轰波的传播过程在烟迹片上形成的“鱼鳞”状胞格结构的形成机理可以通过图 4 的波相位图表示出来. 爆轰波从 A 点到 D 点完成一个传播周期. 这个周期以一两个三波点的碰撞为起点, 并以另外两个三波点的碰撞为终点. 在胞格周期的前半段, 两个三波点间的波阵面以较高的马赫数向前传播, 爆轰波速度大于相同时刻相邻胞格内的波面速度, 三波点与壁面较强的剪切作用留下的轨迹形成了 AC 和 AB 两条迹线. 同时由于两个横波的背向传播产生的膨胀效应, 前导激波不断弱化, 化学反应带不断变宽. 在胞格周期的后半段, 胞格内爆轰波的马赫数不断降低, 而且由于在 B 点和 C 点发生了新的横波碰撞, 产生了两个面向传播的三波点, 胞格内原来的马赫干过渡为入射波. 同时入射波马赫数不断降低, 前导激波与化学反应带发生了一定程度的解耦. 最终两个面向运动的横波在 D 点碰撞生成新的马赫干, 完成一个传播周期. 图 4 的这种波相位图是通过大量的烟迹实验结果总结出来的, 很好地解释了爆轰波传播的宏观波动力学过程. 胞格结构形成与发展过程表明, 虽然爆轰波宏观上是以稳定的速度传播的, 实际上爆轰波的运动速度在一个胞格内是随着其在传播过程中不同位置而作周期性变化的。

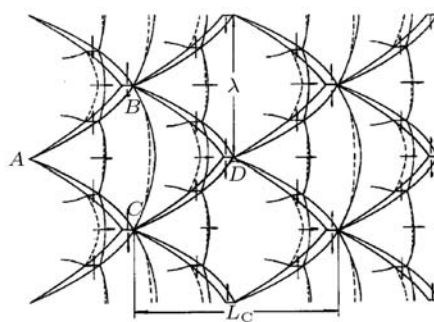


图 4 规则气相爆轰波胞格形成示意图

大量的实验研究表明: 对于一定热力学状态下的可燃气, 其爆轰胞格的统计尺度具有不变性, 称为稳定胞格尺度, 表征了稳定传播爆轰波的动力学特征. 但是其爆轰胞格也具有一定的自适应性, Wang 和 Jiang 等^[19] 对此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, 这有助于理解稳定胞格尺度. Wang 和 Jiang 等应用的计算域是一个二维通道, 中间安装一个分裂平板. 通过调整平板与上壁面的间距, 来

观察爆轰胞格的自适应过程. 在图 5 的算例中, 平板与上壁面的间距为 1.2 个稳定胞格尺度. 由于分裂平板的作用, 初始的均匀胞格分布在分裂平板入口附近有一个过渡过程, 在计算域后部形成稳定分布. 这里的胞格分布在平板上部只有一个胞格, 下部有 2.5 个胞格, 胞格尺度为 1.12 个稳定胞格. 相比初始胞格, 有半个胞格丢失了. 在图 6 的算例中, 平板与上壁面的高度为 0.82 个稳定胞格尺度. 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. 相比初始胞格, 也有半个胞格丢失了. 数值研究表明平板下部稳定状态所能容忍的最大胞格尺度是初始胞格尺度的 1.128 倍, 如果上移平板导致胞格尺度增加, 图 5 算例的平板下部将会突然出现 3 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, 但是相对于稳定胞格尺度, 其变化量是有限的. 另外, 稳定爆轰胞格的数目总是半个胞格的整倍数, 称之为爆轰胞格的半波规律, 这规律广泛地存在于流动显示的实验结果中.

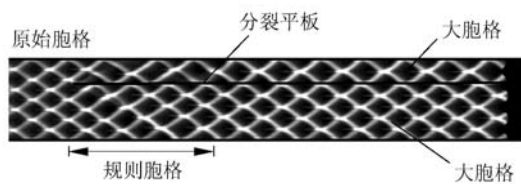


图 5 平面胞格自适应过程计算模拟, 分割平面与上壁面的间距为 1.2 个稳定胞格尺度

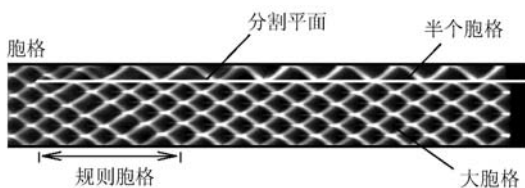


图 6 平面胞格自适应过程计算模拟, 分割平面与上壁面的间距为 0.82 个稳定胞格尺度

爆轰波胞格结构表明 ZND 理论所假设的一维爆轰波结构与实际爆轰波结构差异很大, 但是基于 ZND 理论的 CFD 计算模型是能够用来捕捉爆轰胞格的, 原因是 ZND 理论反映了前导激波与化学反应带的相互作用机制. 关于计算模型的进一步研究表明: 虽然基于 ZND 理论的 CFD 计算模型都能够获得爆轰胞格, 但是能够准确计算稳定胞格尺度的计算模型需要更正确地模拟化学反应动力学机制 [20].

爆轰波的传播速度很快, 涉及高温高压的燃烧过程和激波与化学反应的紧密耦合, 并受到湍流、剪切层和漩涡等复杂气体物理现象的影响, 是一个非常困难的研究领域. 过去几十年大量的烟迹实验和近十几年激光诱导荧光等流场测量技术的发展, 使得爆轰波的实验研究得到了许多有价值的结果, 但是由于相关研究是气体动力学、化学反应动力学、热力学和激波动力学的交叉与综合, 并涉及爆轰波的精细结构, 所以关于爆轰波胞格结构的更深入研究可能要依赖于 CFD 模拟技术的提升和精确爆轰物理模型的发展.

3 气相爆轰波形成机理研究进展

3.1 爆轰波的形成过程

爆轰波的形成可以分别通过直接起爆和爆燃转爆轰 (deflagration-to-detonation transition, DDT) [21] 两种基本过程实现. 两者的区别在于直接起爆需要较强的点火源, 通过瞬间的能量释放形成强激波, 进而发展成为爆轰波, 整个过程受到起爆能量的影响很大; 而 DDT 过程需要的起爆能量较小, 是由爆燃波在一定条件下逐渐发展成为爆轰波的, 受到湍流、激波相互作用、剪切层失稳和燃烧等诸多不稳定性因素的影响. 过去几十年对直接起爆研究的比较多, 建立了相对比较成熟的量化理论. 直接起爆研究表明: 对于给定热力学状态的可燃混合气体, 如果点火源的能量足够大、释放速率足够高, 则存在唯一的一个临界能量, 如果点火能量大于这个值就会直接形成爆轰波. 最早的直接起爆的理论是由 Zel'dovich 等 [22] 建立的, 该理论认为要实现直接起爆, 起爆冲击波的马赫数在衰减到 CJ 马赫数时, 其传播距离必须大于 ZND 爆轰的诱导区长度. 这个基于 ZND 模型得到的临界起爆能量比实验研究结果小得多, 但是它把冲击波衰减和传播距离与时间联系起来的研究方法为后续研究提供了思路. Lee 等 [23] 发现平面爆轰直接起爆的临界能量正比于诱导区长度, 柱面爆轰直接起爆的临界能量正比于诱导区长度的平方, 球面爆轰直接起爆的临界能量正比于诱导区长度的立方. 以此可以推论: 对于给定热力学状态的可燃气体, 平面、柱面和球面爆轰波的起爆能量存在一个不变的临界起爆长度, 即

$$R = \left(\frac{E_{\text{spherical}}}{P_0} \right)^{1/3} = \left(\frac{E_{\text{cylindrical}}}{P_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{E_{\text{planar}}}{P_0} \right)$$

这个特征尺度建立了不同维度爆轰波起爆能量之间的关联, 给出了起爆临界能量和诱导区长度之间的关系. 由于诱导区长度和爆轰胞格尺度常常成正比, 因此起爆能量和胞格尺度也有相同的比例关系, 这样可以通过测量胞格尺度来确定起爆能量, 是一种简便的研究方法.

然而上述方法具有一定的经验性, 只是定性地确定了起爆能量的变化规律, 还缺乏严格的理论基础. 进一步的实验研究表明: 在直接起爆的情况下, 前导强激波通常要衰减到 CJ 爆轰波以下, 即传播马赫数接近 CJ 马赫数一半的时候, 然后通过 DDT 过程, 发展为爆轰波. 这种以 CJ 马赫数一半速度传播的准定常爆轰波的发展取决于两种物理因素: 一个因素是波面曲率的扩展使前导激波不断衰减, 另一因素是化学反应放热使其得到增强. 两者物理机制的互相竞争在适当的起爆能量条件下达到平衡. Lee^[24] 提出采用 CJ 爆轰马赫数和爆轰胞格尺度建立起爆能量计算方法, 代替 Zel'dovich 提出的 CJ 马赫数和诱导区长度理论. 应用这种爆轰起爆理论得到球面爆轰波的临界起爆能量为

$$E = 14.5\pi\gamma p_0 M_{CJ}^2 \lambda^3$$

其中, γ 是混合气体的绝热指数, p_0 是混合气体的初始压力, M_{CJ} 是混合气体中的 CJ 爆轰波马赫数, λ 是胞格尺度. 这个理论计算的结果和一系列的实验结果符合的较好^[25].

关于爆燃转爆轰过程, 早期的研究曾经认为这是一个爆燃波连续加速到爆轰波的发展过程, 因此对 DDT 的转变长度 (run-up length) 进行了大量的实验研究. 相关研究表明, 这种爆燃波的加速过程受流场的初始和边界条件影响很大, 不同条件下研究结果的可重复性很差. Urtiew 和 Oppenheim^[26] 的实验研究发现 DDT 实质上包含了两个阶段, 即爆燃波的逐渐加速过程和爆轰波的突然形成过程. 首先, 在一定的条件下低速的火焰能够不断地连续加速成为高速的湍流火焰; 然后在边界层失稳区域或者湍流火焰面附近 (turbulent flame brush) 能够产生局部的爆炸中心即起爆热点 (hot spot). 热点起爆产生的更强的压缩波在向外传播过程中诱导更强的化学反应, 形成爆轰泡 (detonation bubble). 这个研究结果将具有很大不确定性的爆燃波加速过程从爆轰波形成的 DDT 过程中分离出去, 对于研究爆轰波的形成具有重要的推进作用.

3.2 热点起爆机制

在爆轰波的 DDT 过程中, 热点是一个关键的物理现象. 对于直接起爆过程爆轰波的形成并不是由于强激波直接诱导过驱动爆轰波, 而是经历一个复杂的物理化学过程^[27-28]. 在 Taylor 稀疏波的作用下, 点火源形成的强激波会衰减到一个较低的马赫数, 一般是 0.5 ~ 0.6 倍的 CJ 马赫数, 然后通过局部的热点爆炸形成过驱动爆轰波, 进而衰减为胞格爆轰波. 这个过程观察到的爆炸现象在本质上与 DDT 过程研究中观察到的热点起爆过程是相同的. 首先, 爆轰波形成前流场中不存在强激波, 而只有较弱的激波或者较强的压缩波; 其次, 初始较弱激波在一定条件下和燃烧反应耦合, 导致局部的热点爆炸形成过驱动爆轰波; 最后驱动爆轰逐渐衰减, 失稳成为胞格爆轰波. 这种热点起爆过程广泛存在于 DDT 过程和直接起爆过程, 是最基本的爆轰波形成机制.

热点起爆是一个非常迅速的爆炸过程, 而且热点的出现往往具有随机性, 由于实验手段的限制很难对其内部的热化学反应过程进行研究. 为了解释弱激波或者压缩波在热点起爆过程中形成强激波的现象, Lee 提出了 SWACER (shock wave amplification by coherent energy release) 理论^[29]. 这个理论认为热点周围的流场存在化学反应诱导时间 (或温度) 梯度, 如果梯度场产生的自发反应波路径与激波/压缩波轨迹重合, 就会导致激波/压缩波在传播过程中不断受到化学反应释放能量的支持而加速, 最后达到较高的马赫数, 实现激波和化学反应的耦合传播, 即形成爆轰波. 这个理论对爆轰波的热点起爆过程给出了较好的定性解释, 也得到了一些实验^[30] 和数值结果^[31] 的支持.

由于 SWACER 理论本质上是一维的, 因此一些研究者利用一维的数值模拟技术进行了深入的细化研究. Bartenev 等^[32] 对诱导时间梯度作用下的爆轰波形成过程进行了总结, 阐述了不同的线性梯度分布情况下对应的不同的爆炸过程, 给出了爆轰波形成的必要条件. Montgomery 等^[33] 引入了不同尺度的正弦扰动对线性梯度分布进行了修正, 研究了扰动频率对爆轰波起爆最小点火长度的影响. Sharpe 等^[34] 研究发现在线性温度梯度场作用下, 能够形成爆轰的温度梯度和化学反应放热率密切相关, 因此不同的可燃混合气体中起爆所需的温度梯度范围是不同的. Ng 等^[35] 采用三步反应模型研究了爆轰波的不稳定性对起爆过程的影响, 发现不稳定的爆轰波需要更大的起爆

能量, 柱形和球形爆轰波的曲率能够影响不稳定性因此也会影响临界起爆能量. Gu 等^[36]利用基元反应模型对 3 种不同半径的球形热点的反应面传播过程进行了数值模拟, 得到了 5 种不同的化学反应波的传播方式 (热爆炸、爆轰波、准稳态爆轰波、爆燃波和层流火焰). 研究发现反应面的传播方式取决于热点温度梯度, 因此热点温度梯度和化学反应特征时间一起可以决定热点的发展变化, 这是对梯度理论的定量化推广. 由于热点起爆出现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, Teng 和 Jiang^[37]研究了环形激波聚焦诱导的热点起爆过程. 他们的研究表明: 当一定体量的可燃气体达到起爆状态时, 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. 王春等^[38]对多障碍物通道中的起爆过程进行了数值模拟, 在几乎相同的几何参数条件下得到了不同的热点起爆位置. 这表明可燃气体起爆状态具有临界特征, 而且对流场扰动具有敏感性.

在爆轰现象的研究中, 火焰面加速也是重要的研究问题, 获得了不少研究者的重视. Oran 等^[39]研究了激波、火焰面、边界层相互作用导致的燃烧面增强及其产生的 DDT 过程. 他们发现激波与层流火焰面的作用会借助 Richtmyer-Meshkov 不稳定性产生不规则的湍流火焰面, 在湍流火焰面附近的未反应区内可燃气体的压力扰动会被非线性放大形成热点; 如果存在适当的诱导时间与温度梯度场, 热点就会形成爆轰泡, 否则热点形成的弱激波可能很快衰减, 保持其湍流燃烧状态; 数值结果还显示形成爆轰的热点位置随着初始激波马赫数的变化而改变, 具有很大的不确定性. 从他们的研究结果看, 热点依然是火焰面加速的起爆源. Sivashinsky 等^[40-41]模拟了爆燃波在狭窄管道中传播发生起爆的情况, 认为层流边界层产生的流动阻力在起爆过程中发挥了重要作用. 起爆首先发生在阻力较大的边界层失稳区, 然后向流动内部传播. 湍流并不是形成爆轰的关键因素, 但是湍流造成了流动的随机性, 影响了热点的分布. 而一般意义下的火焰面总是包含更多的物理现象, 诸如激波反射、热点、湍流、旋涡、燃烧反应带等物理现象, 这些现象从不同方面影响爆轰波的起

爆与发展, 将来依然是爆轰物理的一个主要研究方向.

4 气相爆轰波传播机制研究进展

4.1 爆轰波的多维结构

CJ 理论与 ZND 模型认为爆轰波的传播是波后燃烧放热后气体膨胀驱动的, 给出了爆轰波宏观传播的特征参数. 然而复杂爆轰波面结构的发现表明, 爆轰波传播过程还受到横向波和燃烧反应变化的影响. 由于测量手段的限制, 早期对爆轰波传播机理的研究主要是观察烟迹片记录的爆轰波三波点运动轨迹. Kaneshige 和 Shepherd^[42]归纳总结了大量的实验结果, 给出了氢气、甲烷、乙炔等常见混合气体在不同热力学参数下的胞格尺度, 并通过分析各种条件下的胞格尺度, 得到了一些定性的规律: 化学当量比的混合气体能够形成一定尺度的胞格, 而增加燃料或者氧化剂的比例都会导致胞格宽度增加; 在能够形成爆轰波条件下, 可燃混合气体的压力越小, 温度越低, 其胞格宽度越大; 在混合气体中添加稀释气体也能够增加爆轰波的胞格宽度. Gavrikov 等^[43]研究了胞格宽度受到爆轰波稳定性的影响, 进而建立了一种根据气体性质确定爆轰波胞格宽度的方法. Oran 等^[44]对氢氧爆轰波进行了数值模拟, 发现除了通常的三波点轨迹, 还存在着另一种较弱的三波点轨迹, 这是由于波后未反应气团燃烧产生的横波引起的. Gamezo 等^[45-46]采用单步放热化学反应模型的数值模拟重复了这个结果, 并且发现波后未反应气团的存在与可燃气体的化学反应参数密切相关, 较高的活化能有利于形成波后未反应气团, 进而导致较复杂的胞格结构. 这些计算结果与实验结果也是定性一致的.

胞格结构是由横波和前导激波相互作用产生的, 因此对横波的形成与发展的研究是分析胞格结构, 探索爆轰波传播机制的关键. Radulescu 等^[47]使爆轰波通过带有吸波功能壁面的管道, 发现如果横波被削弱, 则爆轰波将会弱化成为各自独立传播的前导激波和火焰面. 这个结果说明横波的产生对爆轰波的稳定传播是必需的, 而爆轰胞格是爆轰稳定传播过程的一种表现形式. Sharpe 等^[48]采用高精度的数值模拟研究了横波和三波点碰撞及其反射过程, 解释了波后未反应气团的形成以及新三波结构的发展规律. Pintgen 等^[49]利用平面激光诱导荧光技术实现了对爆轰波面附近流场的直接观察, 发现对于不同的混合

气体, 不仅横波马赫数相差很大, 而且横波附近的流场也会形成很大差异. Mass 等^[50] 利用数值模拟研究了具有较高活化能的混合气体的爆轰波, 发现 Kelvin-Helmholtz 不稳定性对三波点后剪切面附近的流场具有很大的影响, 能够形成新的燃烧带, 说明横波及其诱导的一系列复杂结构对爆轰波传播的影响作用很大. Jiang 等^[51] 对二维柱面爆轰波的发展进行了数值模拟, 提出了爆轰波发展过程中的 4 种横波形成机制. 这些机制能够在爆轰波面逐渐扩展的情况下不断形成新的横波, 从而使得柱面胞格结构的平均尺度维持基本不变.

虽然二维爆轰波的计算模拟研究已经能够从某种程度上反应爆轰波的物理特征, 但是爆轰波实际上是三维的, 因此对三维爆轰波进行研究更有利于爆轰物理研究的发展. Williams 等^[52] 模拟了方管道中的三维爆轰波传播, 发现三维爆轰波的胞格宽度和二维模拟的结果是基本一致的, 因此利用二维数值模拟技术研究爆轰波的传播机制也是有意义的. 然而, 由于在垂直于爆轰波的运动方向上, 存在着分别沿横向和纵向运动的两组相互垂直的激波波系, 因此波后的流场结构特别是涡结构会变得非常复杂, 也影响了爆轰波的多波结构与波后的化学反应进程. Tsuboi 等^[53] 模拟了方截面管道中的爆轰波, 发现三维爆轰波还存在一种三波点轨迹沿着对角线运动的模式; 他们还通过对圆截面^[54] 和不同的环形截面^[55] 管道中的螺旋爆轰波的模拟, 分析了螺旋爆轰三波点轨迹的运动及其后方的流场特征.

在爆轰推进技术研究需求的推动下, 近几十年来, 出现许多关于爆轰推进方面的基础研究. Li 等^[56] 研究了斜爆轰波的结构, 发现在斜爆轰波面上游存在一个无反应的斜激波面, 两者通过一个突变的拐点联结. 在斜激波下方的混合气体经过激波压缩、能够自燃形成爆燃波. Choi 等^[57] 发现斜爆轰波面上存在由三波点和横波构成的小尺度多维复杂结构, 而且和正爆轰波中的胞格结构明显不同. 董刚等^[58] 的研究发现在一些条件下, 具有多维复杂结构的斜爆轰波是不稳定的, 能够周期性地转化为爆燃波, 其振荡燃烧规律受到多种气体动力学因素的影响. 最近几年还出现了一些关于旋转爆轰推进概念的研究^[59]. 张旭东等^[60] 对旋转爆轰三维流场结构进行了数值模拟, 分析了侧向稀疏波对于爆轰波面的影响. 邵业涛等^[61] 对多爆轰循环过程进行了计算模拟, 分析了可燃气体喷射、提前燃烧、爆轰波结构等实现连续爆轰

的几个关键物理问题, 研究了旋转爆轰推进模型的比冲和推进性能.

4.2 爆轰波的稳定性

爆轰波稳定性是爆轰物理的一个重要研究方向. 由于燃烧放热反应通常遵循 Arrhenius 定律, 因此化学反应进程对于温度变化非常敏感, 具有显著的非线性特征, 是导致一维爆轰波振荡传播以及多维胞格爆轰波出现的主要原因. 爆轰波稳定性表征了化学反应动力学参数对爆轰波传播过程的影响程度, 主要源于前导激波和燃烧反应耦合作用. 这种稳定性本质上是一维的, 可以利用一维的理论和数值模拟技术进行研究, 而且随着计算机技术的发展, 数值模拟已经成为爆轰波稳定性研究的主要手段. 早期对于爆轰波稳定性的研究通常假设爆轰波前后的绝热系数不变, 采用单步不可逆反应模型. Erpenbeck 等^[62-63] 对一维和二维爆轰波进行了稳定性分析, 并利用渐进理论得到了爆轰波的稳定性边界. He 等^[64] 研究了活化能对一维爆轰波的影响, 发现随着活化能的增加, 爆轰波从稳定传播发展为间歇爆轰波, 最后由于震荡幅度过大, 爆轰波不能稳定传播. Sharpe 等^[65] 采用更精细网格的模拟结果显示: 即使对于很大的活化能, 爆轰波也能持续传播, 不过传播形式类似于爆轰波形成过程中的热点起爆, 是一个不断熄灭、不断起爆的过程.

爆轰波的稳定性受到多个参数的影响, 如反应活化能、放热量、气体绝热指数、过驱动程度等. 不同参数的可燃气体爆轰波的稳定边界不同, 一般来说燃烧放热与激波耦合程度越弱, 爆轰波就越不稳定. 然而, 上述研究均采用了一维不可逆化学反应, 忽略了化学反应内部进程对稳定性的影响. Ng 等^[66] 采用两步反应模型发现, 放热区和诱导区长度的比值决定了爆轰波的稳定性, 这个值越小爆轰波越不稳定. Short 等^[67] 利用三步反应模型研究了一维爆轰波不稳定性, 发现支链化学反应的阈值温度对爆轰波的稳定性有非常大的影响, 爆轰波随着该温度的升高而逐渐失稳. 采用更精细的化学反应模型得到的计算结果与单步反应的结果是定性一致的, 但是完善化学反应模型的应用将爆轰波稳定性研究成果建立在更合理的物理图像的基础上, 具有更普遍的物理意义. Watt 等^[68] 对一维爆轰波稳定性受到曲率的影响进行了理论分析, 发现爆轰波对曲率的变化也非常敏感, 较小的曲率变化就会使爆轰波发生明显的失

稳, 理论结果得到了进一步的数值计算验证。

对于一维爆轰波稳定性的研究成功解释了爆轰波中前导激波和燃烧反应的耦合作用机制, 然而真实爆轰波的稳定性还受到横波的影响. Clavin 等^[69]采用渐进方法对过驱动爆轰波进行了多维稳定性分析, 给出了横向扰动线性增长率与频率的色散关系, 发现多维爆轰波总是不稳定的. 在此基础上, 他们获得了爆轰波面的非线性发展方程, 并对这个方程进行求解, 得到了爆轰波面的形成发展过程, 预测结果和实验研究结果是定性一致的^[70]. Stewart 等^[71]应用爆轰激波动力学 (detonation shock dynamics) 理论, 采用解析方法给出了爆轰波面的发展方程^[72]. 他们通过数值求解这个偏微分方程, 得到了胞格爆轰波的传播过程, 并且推导出了爆轰波胞格宽度的确定方法。

4.3 扰动爆轰波的传播

绕射和反射是爆轰波传播中常见的两个典型过程, 具有明确的应用背景. 与激波传播形态不同, 爆轰波是自持传播的, 因此绕射波、反射波和横波能够明显影响燃烧放热反应, 进而影响爆轰波的传播过程。

对于爆轰波的绕射, 由于受到流动膨胀的影响, 绕射的前导激波被弱化, 同时也弱化了波后的化学反应, 能够导致爆轰波解耦和熄爆. Lee^[13]分析了平面爆轰波绕射发展成为球面爆轰波的过程, 在总结了大量的实验结果后指出: 绕射后能否发展形成球面爆轰波与平面爆轰波运动经由的管道尺度有关系; 如果圆截面管道的直径大于 13 倍的胞格尺度, 平面爆轰波绕射后就能够形成球面爆轰波. 这个研究成果把管道尺度和胞格尺度这两个重要参数关联在一起, 是爆轰波传播研究方面一个具有工程应用价值的重要结果. Ohyagi 等^[73]对爆轰波后台阶绕射进行了实验研究, 发现绕射后在下壁面反射的前导激波能够形成较高的局部温度和压力, 从而形成新的爆轰波. Jones 等^[74]的研究表明爆轰波绕射解耦之后, 在自身原有横波的作用下也能够通过横波碰撞重新形成绕射爆轰波. Arient 等^[75]采用 ZND 爆轰波作为初始条件对爆轰波后台阶绕射过程进行了数值模拟, 发现绕射过程受气体性质的影响很大: 对于活化能较小的混合气体, 绕射容易形成爆轰波, 对于活化能较大的气体, 则不容易形成爆轰波. 李辉煌等^[76]利用双曝光全息干涉方法研究了爆轰波在突扩管道和绕射角成 30° 时的爆轰波传播过程, 比较了激

波和爆轰波绕射的区别. 邓博等^[77]数值模拟了爆轰波在楔面和扩张管道中的反射与绕射过程, 发现楔面反射会导致胞格宽度变小, 但是形成的过驱动爆轰波在三波点的峰值压力反而较小; 而绕射导致胞格宽度变大, 三波点峰值压力也较大, 他们的研究揭示了在爆轰波的传播过程中, 三波点碰撞、马赫干、入射波、化学反应进程的相互依存关系。

与爆轰波绕射研究不同, 在爆轰波反射研究中不需要考虑前导激波和燃烧反应区的解耦问题. Li 等^[78]发展了可用于爆轰波的 CCW 关系, 研究了弱过驱动爆轰波的反射过程, 发现在不考虑横波扰动的情况下, 爆轰波的宏观传播过程主要受到过驱动程度的影响. Thomas 等^[79]利用烟迹技术研究了爆轰波的楔面反射过程, 分析了不同混合气体爆轰波在不同反射角和绕射角情况下胞格结构的变化过程. Guo 等^[80]对爆轰波马赫反射进行了实验研究, 分析了胞格结构和三波点轨迹的变化及其影响因素. 胡宗民等^[81-82]研究了爆轰波从规则反射到马赫反射的转变过程, 分析了马赫干及其后方的波系结构, 从激波动力学的角度揭示了胞格结构发生变化的原因。

爆轰波的实际传播过程往往不是单一的绕射或者反射过程, 而是经历多个绕射和反射过程的组合, 具有一定的工程应用背景. Chao 等^[83]研究了方截面管道中交叉排列的圆柱障碍物对爆轰波传播的影响, 发现在不同几何配置的条件下能够分别形成 CJ 爆轰波、速度连续变化的准爆轰波和高速爆燃波. 这些燃烧现象的传播主要依赖于激波压缩、热传导和湍流混合的共同作用, 进而通过燃烧产物的膨胀推动波的传播. 爆轰波传播主要依赖于激波压缩, 而爆燃波主要依赖于湍流混合, 而准爆轰波的传播机制依然是未知的. 朱雨建等^[84]对爆轰波和孔珊结构相互作用进行了实验研究, 观察了经过反射、绕射后形成的爆燃波重新加速形成爆轰波的过程, 分析了不同气体中激波压缩和湍流输运对于爆轰波形成和传播的影响. 王昌建等^[85-86]对爆轰波在弯曲和分叉管道中的传播过程进行了实验和数值模拟, 研究了绕射解耦和反射重新起爆的一系列过程, 分析了爆轰波重新形成、稳定传播的条件. 复杂条件下, 爆轰波、准爆轰波和高速爆燃波的形成与传播机理是非常困难的研究方向, 这方面的机理研究与数理方程发展依然是任重道远。

5 结论和展望

过去几十年里, 关于爆轰波形成和传播机理研究都取得了很大的进展. 然而解决工程应用的需求, 特别是爆轰推进技术研究方面的需求, 还有许多必须研究的爆轰物理问题.

在爆轰波形成机理的研究方面, 对于爆轰波直接起爆已经建立了定量的计算模型, 可以确定最低起爆能量. 但是这种起爆能量与起爆方式和能量释放速率有关, 具有一定的经验性与不确定性. 而工程实际中的点火过程往往应用较低的点火能源, 爆轰形成一般经过爆燃转爆轰过程. 对于热点形成与起爆机制, 目前已经有了定性的解释理论, 但是热点形成的临界起爆条件还不清楚, 更缺乏定量评估的结果. 对于爆燃波加速形成爆轰波的过程, 其本质上受燃烧反应带与非线性压力波相互作用的控制, 也依赖于临界起爆条件的形成. 因此, 如何建立起热点和燃烧反应带局部区域的热力学参数与气动参数联系, 是爆轰波形成研究的核心问题之一. 可燃气体起爆固然与几何条件有关, 但是临界起爆条件应该主要依赖于可燃气体的气体和热化学动力学参数, 依赖于热点和燃烧反应带的局部参数变化规律与化学反应动力学进程. 因此如何通过分析不同流场状态下的起爆特征, 应用局部参数及其变化规律, 建立客观的临界起爆准则则是爆轰波起爆研究的关键问题之一.

在爆轰波传播机理的研究方面, 人们已经把握了横波发展及其运动在爆轰波传播过程中发挥作用的物理机制, 也认识到对于不同可燃气体的爆轰波, 前导激波马赫数和横波强度可能相差很大, 化学反应进程也不相同, 从而形成了不同爆轰胞格结构. 然而, 应用目前爆轰物理的研究成果正确地再现这一物理现象依然是非常有挑战性的课题. 问题是我们对高温高压下化学反应过程, 化学反应对温度变化的非线性依赖、湍流燃烧的影响程度、复杂激波相互作用还缺乏足够的把握. 另外, 爆轰波的形成和传播过程的机制在本质上是一致的, 热点起爆现象与三波点碰撞是同样的物理过程, 而且具有较高活化能的非规则爆轰波, 传播过程也可以看作一个不断的熄灭-热点爆炸-重新起爆的过程. 所以, 开展爆轰波的形成与传播的综合研究, 有助于推动爆轰物理统一理论的发展.

在爆轰波结构的研究方面, 人们了解了实际爆轰波与现在大量研究的一维、二维爆轰波的联系和区别, 认为一维爆轰波传播源于前导激波和

燃烧反应的耦合作用; 二维爆轰波引入了横向扰动的影响; 而真实的三维爆轰波具有更加复杂的物理结构. 但是从 CJ 理论、ZND 模型到 SWACER 机制, 这些理论研究假定了不同的爆轰波结构, 从不同侧面反应了爆轰波的某些物理特征和传播机制, 都具有一定的客观性和科学性, 同时也具有一定的局限性. 所以, 从真实的三维爆轰波结构出发, 建立关于爆轰现象的统一描述理论, 对于深入开展爆轰物理研究应该具有启示性和推动性意义.

在爆轰波的计算模拟研究方面, 已经建立了爆轰波简化反应模型, 广泛应用于爆轰波的形成、传播和稳定性方面的研究, 并且得到了许多定性结果, 不同程度地推动了爆轰物理的研究. 但是这些爆轰物理模型主要是一维的, 大部分采用了简化的化学反应模型, 具有一定的经验性. 采用更合理的基元反应模型和高精度的计算方法对于研究爆轰波多维结构及其稳定性将是一个重要的研究方向.

参考文献

- 1 Kailasanath K. Recent developments in the research on pulse detonation engines. *AIAA Journal*, 2003, 41(2): 145-159
- 2 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
- 3 Viguier C, Gourara A, Desbordes D. Three-dimensional structure of stabilization of oblique detonation wave in hypersonic flow. *Proceedings of the Combustion Institute*, 1998, 27(2): 2207-2214
- 4 Kasahara J, Fujiwara T, Endo T, et al. Chapman-Jouguet oblique detonation structure around hypersonic projectiles. *AIAA Journal*, 2001, 39(8): 1553-1561
- 5 Bykovskii F A, Zhdan S A, Vedernikov E F. Realization and modeling of continuous spin detonation of a hydrogen-oxygen mixture in flow-type combustors. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2009, 45(6): 716-728
- 6 Wolanski P, Kindracki J, Fujiwara T. An experimental study of small rotating detonation engine. In: Roy G, Frolov S, Sinibaldi J. eds. *Pulsed and Continuous Detonations*. Moscow: Torus Press, 2006. 332-338
- 7 Hishida M, Fujiwara T, Wolanski P. Fundamentals of rotating detonations. *Shock Waves*, 2009, 19(1): 1-10
- 8 俞鸿儒, 李斌, 陈宏. 激波管氢氧爆轰驱动技术的发展进程. *力学进展*, 2005, 35(3): 315-322
- 9 Jiang Z, Zhao W, Yu H R. Demonstration of some concepts for developing long-test duration shock tunnels. In: *Proceedings of 28th Symp on Shock Waves*, July 16-23, 2011
- 10 Hillebrandt W, Niemeyer J C. Type Ia supernova explosion models. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2000, 38(1): 191-230
- 11 Berthelot M, Vieille E. On the velocity of propagation of explosive processes in gases. *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci.*, 1881, 93: 18-21

- 12 Chapman D L. On the rate of explosion in gases. *Philos. Mag.*, 1899, 47: 90-104
- 13 Jouguet E. On the propagation of chemical reactions in gases. *J. De Mathematiques Pures et Appliquees*, 1905, 1: 347-425
- 14 Zel'dovich Y B. On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of experimental and theoretical physics*, 1940, 10: 543-568
- 15 von Neumann J. Theory of detonation waves. In: John von Neumann. *Collected Works*. Vol.6, ed. A.J. Taub. New York: Macmillan, 1942
- 16 Döring W. On detonation processes in gases. *Ann. Phys.*, 1943, 43: 421-436
- 17 White D R. Turbulent structure in gaseous detonations. *Phys. Fluids*, 1961, 4: 465-480
- 18 Soloukhin R. Multi-headed structure of gaseous detonation. *Combust. Flame*, 1965, 9: 51-58
- 19 Wang C, Jiang Z, Gao Y. Half-cell law of regular cellular detonation. *Chinese Physics Letters*, 2008, 25(10): 3704-3707
- 20 Liu Y, Jiang Z. Reconsideration on the role of the specific heat ratio in Arrhenius law applications. *Acta Mechanica Sinica*, 2008, 24(1): 261-266
- 21 Lee J H S. Initiation of gaseous detonation. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 1977, 28: 75-104
- 22 Zel'dovich Y B, Librovich V B, Makhviladze G M, et al. On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas. *Astronautica Acta*, 1970, 15: 312-321
- 23 Lee J H S, Lee B H K, Knystautas R. Direct initiation of cylindrical gaseous detonations. *Phys. Fluids*, 1966, 9: 221-222
- 24 Lee J H S. Dynamic parameters of gaseous detonations. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1984, 16: 311-336
- 25 Lee J H S, Knystautas R, Frieman A. High-speed turbulent deflagration and transition to detonation in H₂-Air mixtures. *Combust. Flame*, 1984, 56: 227-239
- 26 Urtiew P, Oppenheim A K. Experimental observation of the transition to detonation in an explosive gas. *Proc. Roy. Soc. A*, 1966, 295: 13-28
- 27 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
- 28 Radulescu M I, Higgins A J, Murray S B. An experimental investigation of the direction initiation of cylindrical detonations. *J. Fluid Mech.*, 2003, 480(1): 1-24
- 29 Lee J H S, Knystautas R, Yoshikawa N. Photochemical initiation of gaseous detonations. *Acta Astronautica*, 1978, 5:971-982
- 30 Thomas G O, Jones A. Some observations of the jet initiation of detonation. *Combust. Flame*, 2000, 120: 392-398
- 31 Khokhlov A M, Oran E S. Numerical simulation of detonation initiation in a flame brush: the role of hot spots. *Combust. Flame*, 1999, 119: 400-416
- 32 Bartenev A M, Gelfand B E. Spontaneous initiation of detonations. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2002, 26: 29-55
- 33 Montgomery C J, Khokhlov A M, Oran E S. The effect of mixing irregularities on mixed-region critical length for deflagration-to-detonation transition. *Combust. Flame*, 1998, 115: 38-50
- 34 Sharpe G J, Short M. Detonation ignition from a temperature gradient for a two-step chain-branching kinetics model. *J. Fluid Mech.*, 2003, 476: 267-292
- 35 Ng H D, Lee J H S. Direct initiation of detonation with a multi-step reaction scheme. *J. Fluid Mech.*, 2003, 476(1): 179-211
- 36 Gu X J, Emerson D R, Bradley D. Modes of reaction front propagation from hot spots. *Combust. Flame*, 2003, 133: 63-74
- 37 Teng H, Jiang Z. Gasdynamics characteristics of toroidal shock and detonation waves focusing. *Science in China Series G-Physics and Astronomy*, 2005, 48(6): 739-749
- 38 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(5): 586-592
- 39 Oran E S, Gamezo V N. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion. *Combust. Flame*, 2007, 148: 4-47, 586-592
- 40 Brailovsky I, Sivashinsky G. Hydraulic resistance as a mechanism for deflagration- to-detonation transition. *Combust. Flame*, 2000, 122: 492-499
- 41 Kagan L, Sivashinsky G. The transition from deflagration to detonation in thin channels. *Combust. Flame*, 2003, 134: 389-397
- 42 Kaneshige K, Shepherd J E. Detonation database, explosion dynamics laboratory report FM97-8. California Institute of Technology, Pasadena, CA, September, 1999
- 43 Gavrikov A I, Efimenko A A, Dorofeev S B. A model for detonation cell size prediction from chemical kinetics. *Combust. Flame*, 2000, 120: 19-33
- 44 Oran E S, Weber J W, Stefaniw E I, et al. A numerical study of a two-dimensional H₂-O₂-Ar detonation using a detailed chemical reaction model. *Combust. Flame*, 1998, 113: 147-163
- 45 Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves. *Shock Waves*, 1999, 9: 11-17
- 46 Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations. *Combust. Flame*, 1999, 116: 154-165
- 47 Radulescu M I, Lee J H S. The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes. *Combust. Flame*, 2002, 131: 29-46
- 48 Sharpe G J. Transverse waves in numerical simulations of cellular detonations. *J. Fluid Mech.*, 2001, 447(1): 31-51
- 49 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
- 50 Mass L, Austin J M, Jackson T L. Triple-point shear layers in gaseous detonation waves. *J. Fluid Mech.*, 2007, 586(2): 205-248
- 51 Jiang Z, Han G, Wang C, et al. Self-organized generation of transverse waves in diverging cylindrical detonations. *Combust. Flame*, 2009, 156(8): 1653-1661
- 52 Williams D N, Bauwens L, Oran E S. Detailed structure and propagation of three-dimensional detonations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 1996, 26(2): 2991-2998
- 53 Tsuboi N, Katoh S, Hayashi A K. Three-dimensional numerical simulation for hydrogen/air detonation: rectangular and diagonal structures. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2002, 29(2): 2783-2788
- 54 Tsuboi N, Eto K, Hayashi A K. Detailed structure of spinning detonation in a circular tube. *Combust. Flame*, 2007, 149: 144-161
- 55 Tsuboi N, Daimon Y, Hayashi A K. Three-dimensional numerical simulation of detonations in coaxial tubes. *Shock Waves*, 2008, 18(5): 379-392
- 56 Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation structures behind oblique shocks. *Physics of Fluids*, 1994, 6(4): 1600-1611

- 57 Choi J Y, Kim D W, Jeung I S. Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2473-2480
- 58 董刚, 范宝春, 李鸿志. 圆锥激波诱导的爆燃和爆轰不稳定性研究. *兵工学报*, 2010, 31(4): 401-408
- 59 Bykovskii F A, Zhdan S A, Vedernikov E F. Continuous spin detonations. *Journal of Propulsion and Power*, 2006, 22(6): 1204-1216
- 60 张旭东, 范宝春, 归明月, 等. 旋转爆轰的三维结构和侧向稀疏波的影响. *爆炸与冲击*, 2010, 30(4): 338-341
- 61 邵业涛, 王健平, 唐新猛, 等. 连续旋转爆轰发动机流场三维数值模拟. *航空动力学报*, 2010, 25(8): 1717-1722
- 62 Erpenbeck J J. Stability of idealized one-reaction detonations. *Phys. Fluids*, 1964, 7: 684-696
- 63 Erpenbeck J J. Nonlinear theory of two-dimensional detonations. *Phys. Fluids*, 1970, 13: 2007-2026
- 64 He L, Lee J H S. The dynamical limit of one-dimensional detonations. *Phys. Fluids*, 1995, 7(5): 1151-1158
- 65 Sharpe G J, Falle S A E G. One-dimensional numerical simulations of idealized detonations. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1999, 455: 1203-1214
- 66 Ng H D, Radulescu M I, Higgins A J, et al. Numerical investigation of the instability for one-dimensional Chapman-Jouguet detonations with chain-branching kinetics. *Combustion Theory and Modelling*, 2005, 9: 385-401
- 67 Short M, Quirk J J. On the nonlinear stability and detonability limit of a detonation wave for a model three-step chain-branching reaction. *J. Fluid Mech.*, 1997, 339(1): 89-119
- 68 Watt S D, Sharpe G J. Linear and nonlinear dynamics of cylindrically and spherically expanding detonation waves. *J. Fluid Mech.*, 2005, 522: 329-356
- 69 Clavin P, He L, Williams F A. Multidimensional stability analysis of overdriven gaseous detonations. *Phys. Fluids*, 1997, 9 (12): 3764-3785
- 70 Clavin P, Denet B. Diamond patterns in the cellular front of an overdriven detonation. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 044502
- 71 Yao J, Stewart D S. On the dynamics of multi-dimensional detonation waves. *J. Fluid Mech.*, 1996, 309: 225-275
- 72 Stewart D S. The shock dynamics of multidimensional condensed and gas-phase detonations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 1998, 27(2): 2189-2205
- 73 Ohayagi S, Obara T, Hoshi S, et al. Diffraction and reinitiation of detonations behind a backward-facing step. *Shock Waves*, 2002, 12: 221-226
- 74 Jones D A, Kemister G, Tonello N A, et al. Numerical simulation of detonation reignition in H₂-O₂ mixtures in area expansions. *Shock Waves*, 2000, 10: 33-41
- 75 Arient M, Shepherd J E. A numerical study of detonation diffraction. *J. Fluid Mech.*, 2005, 529: 117-146
- 76 李辉煌, 朱雨建, 杨基明. 爆轰波通过扩张喷管的双曝光全息实验和数值研究. *爆炸与冲击*, 2005, 25(5): 445-450
- 77 邓博, 胡宗民, 滕宏辉, 等. 变截面管道中爆轰胞格演变机制的数值模拟研究. *中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学*, 2008, 38(2): 206-216
- 78 Li H, Ben-Dor G. A modified CCW theory for detonation waves. *Combust. Flame*, 1998, 113(1): 1-12
- 79 Thomas G O, Williams R L. Detonation interaction with wedges and bends. *Shock Waves*, 2002, 11: 481-492
- 80 Guo C M, Zhang D L, Xie W. The mach reflection of a detonation based on soot track measurements. *Combust. Flame*, 2001, 127: 2051-2058
- 81 胡宗民, 高云亮, 张德良, 等. 爆轰波在楔面上反射数值分析. *力学学报*, 2004, 7(4): 385-392
- 82 Hu Z, Jiang Z. Wave dynamic processes in cellular detonation reflection from wedges. *Acta Mechanica Sinica*, 2007, 23(1): 33-41
- 83 Chao J, Lee J H S. The propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations. *Shock Waves*, 2003, 12: 277-289
- 84 朱雨建, 杨基明, Lee J H S. 两种不同气体中的高速爆燃波及其向爆轰的转变. *实验力学*, 2008, 23(2): 110-117
- 85 Wang C J, Xu S L, Guo C M. Gaseous detonation propagation in a bifurcated tube. *J. Fluid Mech.*, 2008, 599(1): 81-110
- 86 王昌建, 徐胜利, 费立森, 等. 弯管内爆轰波传播的流场显示和数值模拟. *力学学报*, 2006, 38(1): 9-15

SOME RESEARCH PROGRESS ON GASEOUS DETONATION PHYSICS*

JIANG Zonglin[†] TENG Honghui LIU Yunfeng

State Key lab of high temperature gas dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract Research on the detonation phenomena has been conducted for over one hundred years, and many important progresses in the detonation physics have been achieved. In this paper, the classic detonation theories and the multi-wave structure of cellular detonation are reviewed as well as the mechanism of detonation initiation and propagation. Then scientific meaning and limitation are commented and potential future research directions are pointed out. These progresses include the CJ theory and ZND model, detonation multi-wave structure, characteristics of the detonation cell, direct initiation and DDT, hot spot initiation mechanism, detonation stability, the propagation of the disturbed detonation, et al. Gaseous detonations are self-sustained supersonic combustion phenomena, involving shock wave interaction, combustion chemical reactions, turbulence, and hydrodynamic instability. Therefore they are very complicated and have also meaningful theoretical importance. On the other hand, the detonation achieves very efficient heat release and has potential applications in the advanced thermal propulsion technology, which constitutes important engineering background for related studies.

Keywords gaseous detonation, detonation initiation, detonation propagation, hot spot initiation, cellular structure, instability



姜宗林, 研究员, 于 1993 年在北京大学获得博士学位, 导师为周培源教授. 毕业后留校任副教授, 1994 年赴日本东北大学任激波研究中心副教授. 1999 年入选中科院百人计划, 在中科院力学所任研究员至今. 目前主要研究领域为高温气体流动、激波与爆轰物理. 现任高温气体动力学国家重点实验室主任, 中国空气动力学学会副理事长, 国际激波研究院执行委员, 同时任三个国际学术期刊编委和两个系列国际会议咨询委员会成员. 在国内外学术杂志发表学术论文 106 篇, 其中 SCI 收录 50 余篇. 2005 年 7 月获得国际激波研究院荣誉成员称号, 2008 年 6 月获得“第六届明斯克国际传热与传质论坛”重要学术贡献奖.

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

[†] E-mail: zljjiang@imech.ac.cn