

斜爆轰的多波结构及其稳定性研究进展

滕宏辉^{1,†} 姜宗林^{2,3}

¹ 北京理工大学宇航学院, 北京 100081

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

³ 中国科学院大学工程科学学院宇航工程科学系, 北京 100049

摘要 斜爆轰是气相爆轰物理的一个重要研究方向, 在航空航天新型动力领域有重要的潜在应用价值. 作为激波诱导的高速燃烧, 斜爆轰波可以简化为包含能量添加的间断面. 然而, 斜爆轰流动中往往涉及激波、湍流等多种的流体力学现象, 它们和燃烧放热耦合在一起, 导致流动和燃烧机理非常复杂. 一方面, 斜爆轰波具有的多尺度和非线性的特征, 理论研究难以深入; 另一方面, 爆轰波流场高温、高压、高速的特点, 又给实验研究带来了很大的困难. 过去 20 年, 主要借助数值方法, 研究者对斜爆轰波开展了系统的模拟和分析, 在诸多方面取得了明显的进展. 本文首先介绍了理想情况下的起爆区波系结构和波面稳定性研究进展; 其次着眼于推进系统的问题, 关注了非均匀来流效应以及斜爆轰波与稀疏波的作用; 最后对未来的研究工作提出一些建议.

关键词 斜爆轰, 激波, 爆燃波, 起爆, 稳定性

中图分类号: O381 文献标识码: A DOI: 10.6052/1000-0992-19-011

收稿日期: 2019-07-22; 录用日期: 2019-11-22; 在线出版日期: 2019-12-29

[†] E-mail: hhteng@bit.edu.cn

引用方式: 滕宏辉, 姜宗林. 斜爆轰的多波结构及其稳定性研究进展. 力学进展, 2020, 50: 202002

Teng H H, Jiang Z L. Progress in multi-wave structure and stability of oblique detonations. *Advances in Mechanics*, 2020, 50: 202002

© 2020 《力学进展》版权所有

1 引言

气相爆轰是一种通过激波压缩诱导放热, 并通过放热膨胀支持前导激波高速、无衰减传播的现象 (Fickett & Davis 2000, Lee 2008). 作为一种超声速传播的燃烧波, 爆轰波相对于未燃气体的马赫数依赖于可燃气体的种类和压力、温度、当量比等参数, 常温、常压下通常在 5 以上. 这种高强度的前导激波压缩之后, 波后气体达到或超过自燃温度, 从而实现迅速的放热. 严格来说, 前导激波后的燃烧放热接近等压燃烧, 但是如果从爆轰波总体来看, 前导激波和放热构成了一个接近等容燃烧的过程. 由于前导激波的压缩作用, 爆轰燃烧有望实现很高的热循环效率, 为其在空天飞行器中的应用奠定科学基础.

由于爆轰波具有很高的传播速度, 因此, 爆轰发动机的设计不能沿用传统的构型, 而必须另辟蹊径. 目前研究较多的基于爆轰波的发动机有 3 种, 分别是脉冲爆轰发动机 (Kaila-sanath 2003, Roy et al. 2004, 严传俊等 2005, 王家骅和韩启祥 2013, 范玮等 2014), 旋转爆轰发动机 (Braun et al. 2013, 王健平和姚松柏 2017) 和斜爆轰发动机 (Cambier et al. 1990, Pratt et al. 1991, Menees et al. 1992). 三者都是基于爆轰燃烧提高热循环效率, 但是针对的推进需求差别很大, 面临的核心科学问题和关键技术难题也不尽相同 (范宝春等 2012, 2018; Wolański 2013). 其中斜爆轰发动机主要针对高超声速推进, 是一种利用斜爆轰波组织燃烧的冲压发动机. 高超声速科技是航空航天领域的前沿和热点, 目前国际上各大国正在竞相发展以高超声速导弹为代表的新型战略武器, 对未来国防安全可能产生重要影响. 此外, 高超声速飞机有望实现两个小时全球到达, 以及应用于两级入轨系统的下面级, 都是对未来航空、航天可能产生重大影响的前沿技术 (Bertin & Cummings 2003, Urzay 2018). 目前研制的高超声速飞行器, 分为自身无动力的助推-滑翔式和自身有动力的吸气式发动机式两种, 后者机动性更好但是技术难度更大. 吸气式发动机目前主要采用的是超燃冲压发动机 (Curran et al. 1996), 基于碳氢燃料的超燃冲压发动机主要工作在马赫数 5~7 的范围. 在高马赫数下, 比如马赫数 10 左右, 由于燃烧速率的原因以及比冲随着马赫数的增加而下降, 超燃冲压发动机难以应用, 而斜爆轰发动机由于燃烧速率快、热循环效率高, 具有较大的应用潜力.

将爆轰波用于燃烧推进的早期想法是采用正爆轰, 例如图 1 所示的正激波诱导爆轰燃烧. 在超声速气流中喷射燃料, 在下游燃料实现一定程度的混合后, 利用斜激波马赫反射产生的正激波诱导爆轰波, 其中斜激波通过超声速气流与楔面的作用产生. 这种爆轰推进的概念过于理想化, 其核心问题之一在于要保证正爆轰波的马赫数和来流马赫数相同, 否则爆轰波就会向上游或者下游传播. 这在实际流动中是非常困难的, 因此研究者进一步提出了图 2 利用斜爆轰推进的概念. 在这种结构下, 燃料和来

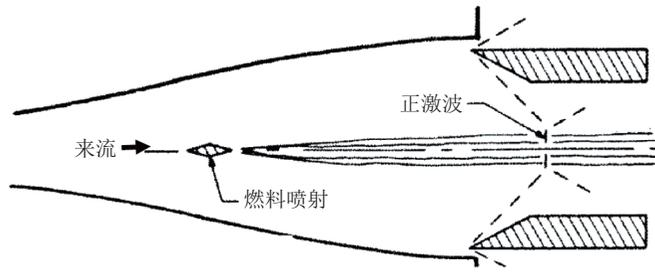


图 1

利用正爆轰推进示意图 (Rubins & Bauer 1994)

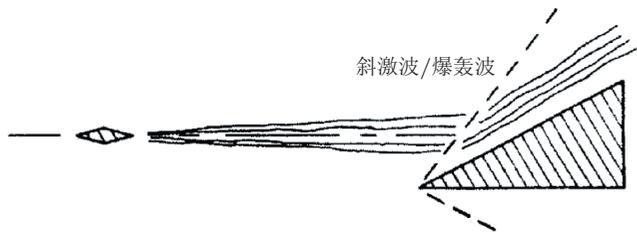


图 2

利用斜爆轰推进示意图 (Rubins & Bauer 1994)

流空气混合后经过斜激波发生燃烧, 形成斜爆轰波. 由于斜激波以及斜爆轰波的角度能够随着来流条件的变化而发生相应改变, 从而解决了爆轰波位置难以驻定的问题, 因此在后续的研究中得到了广泛的关注, 成为斜爆轰发动机研究的雏形. 斜爆轰推进的根本在于高速的来流压制了爆轰波的上传, 而楔面的存在起到了持续点火和稳焰的作用, 抑制了放热区的下传. 因此, 斜爆轰发动机可以采用许多不同的构型, 如图 3 显示的壁面喷射燃料、中心区域斜爆轰燃烧的模式, 也是一种可以应用的方案. 实际上, 在超声速气流中喷射燃料, 实现均匀混合是一个难度很大的过程, 为此在 20 世纪 80 年代曾经广泛开展了理想混合气体中的斜爆轰波研究. 这种研究将弹丸射入到可燃气体中, 从而研究钝头体或者锥-柱组合体诱导的斜爆轰波 (Lehr 1972; 袁生学等 2000; Verreault et al. 2011, 2012; Maeda et al. 2011, 2012, 2013; Yang et al. 2017; 方宜申等 2017). 如果采用合适气体、弹丸外形和速度, 可能在弹丸后方诱导斜爆轰并通过燃烧放热实现弹丸的加速, 被称为冲压加速器 (Kaneshige & Shepherd 1996, Nettleton 2000, Higgins 2006). 冲压加速器的相关实验和模拟工作, 一方面帮助研究者认识了斜爆轰的一些物理现象和机理, 另一方面自身作为一种弹道靶设备可以提供很高的速度, 应用于其他领域的研究中.

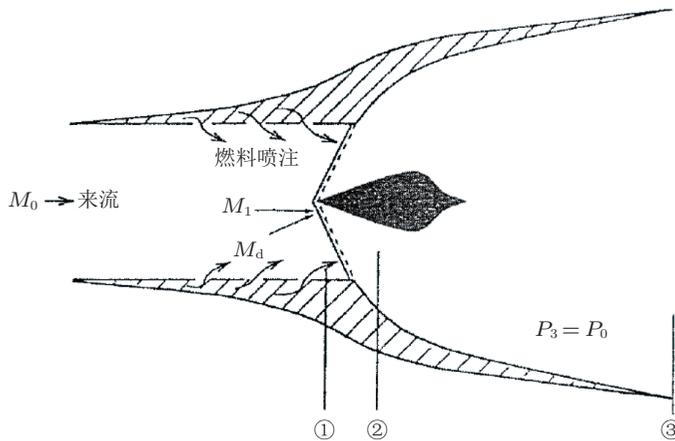


图 3

壁面喷射燃料的斜爆轰推进示意图 (①燃料喷注; ②斜爆轰燃烧; ③膨胀产生推力) (Dabora & Broda 1993)

本文针对斜爆轰燃烧的关键科学问题, 对斜爆轰研究在最近 20 年的研究成果进行了概述. 由于实验方面的困难, 研究成果以数值和理论为主, 重点介绍了作者团队针对斜爆轰前沿问题取得的相关进展, 总体结构安排如下. 第二节介绍了利用激波/爆轰极曲线的方法对斜爆轰波进行分析获得的主要结论. 第三节和第四节介绍了起爆区波系结构和波面结构方面的研究进展, 可以看作爆轰物理研究中起爆机理和胞格结构在斜爆轰研究中的延伸. 第五节和第六节分别介绍了针对来流扰动和波后稀疏波扰动开展的研究, 是进一步联接爆轰物理研究和发动机应用的关键一环. 最后, 对本文的主要结果进行概述, 并且抛砖引玉, 阐述了对进一步研究方向的想法, 供同行参考.

2 斜爆轰波极曲线分析

斜爆轰波和斜激波有着紧密的联系, 如果不考虑化学反应非平衡过程, 即认为化学反应速率无限大、放热在瞬间完成, 则可以借鉴斜激波的分析方法对斜爆轰波进行研究. 此时, 斜爆轰波简化为含有瞬时能量添加的斜激波, 其主体部分简化结构如图 4 所示. 后面的章节会对贴近楔面起点的复杂起爆区进行研究, 目前分析首先忽略起爆区, 研究斜爆轰波面的这种简化结构. 通常燃烧后气体的比热比 γ 和未燃气体比热比是不同的, 放热量也取决于波后状态, 但是在目前的理论研究中先假定这两者都是已知的定值. 根据质量、动量和能量守恒关系, 可以推导出斜爆轰波的基本守恒关系

$$\dot{m} = \rho_1 u_{1n} = \rho_2 u_{2n} \quad (1)$$

$$p_1 + \rho_1 u_{1n}^2 = p_2 + \rho_2 u_{2n}^2 \quad (2)$$

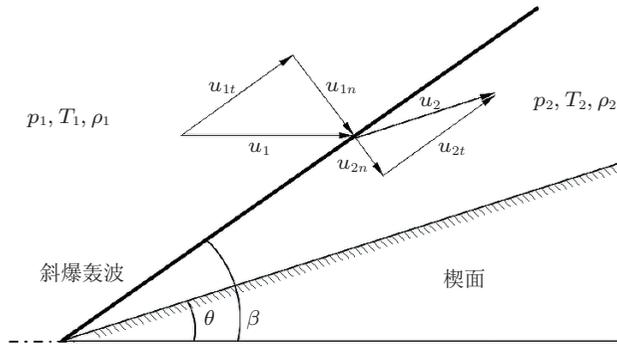


图 4

理想化斜爆轰波示意图

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \tilde{q} + \frac{1}{2} u_{1n}^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} u_{2n}^2 \quad (3)$$

其中, 角度与法向/切向速度关系为

$$\tan \beta = \frac{u_{1n}}{u_{1t}}, \quad \tan(\beta - \theta) = \frac{u_{2n}}{u_{2t}} \quad (4)$$

这里 $p, u, \rho, \gamma, \beta, \theta$ 表示压力、速度、密度、比热比、斜爆轰波角和楔面角度. 下表“1”和“2”表示爆轰波前后. 类似于斜激波关系, 经过斜爆轰波切向速度保持不变, 因此有

$$u_{1t} = u_{2t} \quad (5)$$

所以

$$\frac{u_{1n}}{u_{2n}} = \frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)} \quad (6)$$

由方程 (1) 和 (6) 得到

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_{1n}}{u_{2n}} = \frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)} \quad (7)$$

综合方程 (1) 和 (3) 得到

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) - \tilde{q} = \frac{1}{2} (u_{1n}^2 - u_{2n}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}^2}{\rho_1^2} - \frac{\dot{m}^2}{\rho_2^2} \right) = \frac{1}{2} \dot{m}^2 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (8)$$

由方程 (1) 和 (2) 得到

$$p_2 - p_1 = \rho_1 u_{1n}^2 - \rho_2 u_{2n}^2 = \frac{\rho_1^2 u_{1n}^2}{\rho_1} - \frac{\rho_2^2 u_{2n}^2}{\rho_2} = \dot{m}^2 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (9)$$

再由方程 (8) 和 (9) 得到

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) - \tilde{q} = \frac{1}{2} (p_2 - p_1) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (10)$$

对方程 (10) 进行变换

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2 \frac{\tilde{q}}{p_1/\rho_1}}{\frac{\gamma+1}{\rho_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} + \frac{\frac{\gamma+1}{\rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}{\frac{\gamma+1}{\rho_2} - \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (11)$$

对放热量进行无量纲处理

$$\frac{\tilde{q}}{p_1/\rho_1} = \frac{\gamma \tilde{q}}{\gamma R T_1} = \gamma Q \quad (12)$$

代入方程 (11), 得到

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma q Q}{\frac{\gamma+1}{\rho_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1} + \frac{\frac{\gamma+1}{\rho_1} \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}{\frac{\gamma+1}{\rho_2} - \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (13)$$

对方程 (9) 等式分别除以波前压力 p_1 , 得到

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \cdot \frac{\rho_1}{p_1} \cdot u_{1n}^2 = 1 + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \cdot \frac{\gamma}{\gamma R T_1} \cdot u_1^2 \sin^2 \beta = 1 + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \gamma Ma^2 \sin^2 \beta \quad (14)$$

联立方程 (13) 和 (14) 求解可得

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)} = \frac{(\gamma + 1) Ma^2 \sin^2 \beta}{\gamma Ma^2 \sin^2 \beta + 1 \pm \sqrt{(Ma^2 \sin^2 \beta - 1)^2 - 2(\gamma - 1) Ma^2 \sin^2 \beta \cdot Q}} \quad (15)$$

方程 (15) 给出了楔面角度、斜爆轰波角度和来流马赫数的关系, 在知道来流比热比和放热量的情况下可以计算出三者的定量结果. 该方程在之前的论文 (Teng & Jiang 2012) 中已经给出, 但是没有详细的推导过程. 通常情况下, 斜爆轰波角度是未知的, 利用上述方程可以求解该未知量. 一旦斜爆轰波角度求解出来, 密度比和压力比可以通过方程 (15) 和 (14) 分别求得, 进而利用守恒关系可以得到波后其他参数. 如果将放热量设为 0, 则方程 (15) 退化为经典的斜激波关系 (童秉纲等 1996). 所以, 本章给出的斜爆轰波基本关系式具有普适性、可以兼容激波关系式, 是包含热释放的广义激波关系式. 这是因为推导该方程的时候, 除了质量、动量、能量守恒和速度几何关系, 没有引入新的假设. 反过来, 如果化学反应放热量是负的, 比如高超声速流动中的强激波后, 由于气体离解、电离导致波后化学反应是吸热的, 这个基本关系式仍然成立. 然而, 需要注意的是如果考虑高温真实气体效应, 则比热比会发生变化, 放热量 (或者吸热量) 也是波后温度的函数, 难以显式给出, 因此直接应用该方程会有较大误差, 需要进一步的修正.

为了分析斜爆轰波的特点, 图 5 给出了依据方程 (15) 得到的斜爆轰波极曲线, 同时给出了斜激波的极曲线以进行对比. 斜爆轰波和斜激波的来流马赫数和比热比是相同的, 可以看到两条曲线既有明显的差别, 又存在着一定的联系. 激波极线分为上下

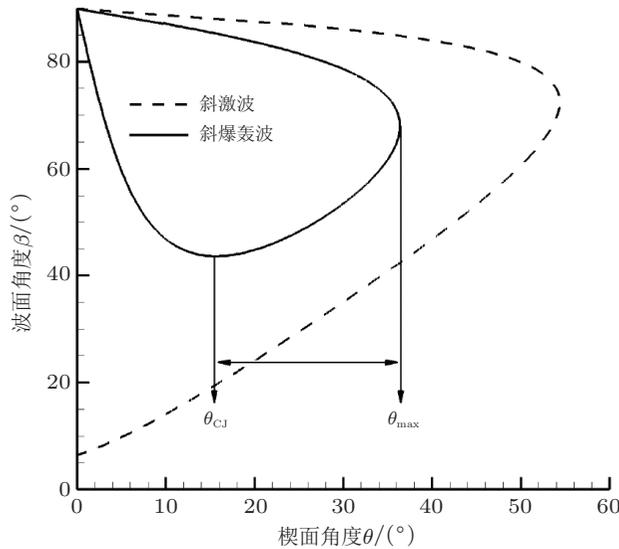


图 5

斜激波与斜爆轰波极线对比

两个分支, 分别称为强斜激波和弱斜激波, 而斜爆轰波分为 3 个分支, 除了相应的强斜爆轰波 (上面分支) 和弱斜爆轰波 (下面分支) 外, 左侧还存在一个分支 (通常认为是没有物理意义的). 实际上强斜爆轰波出现的情况极少, 绝大部分情况下都是弱斜爆轰波. 可以看到对于给定的楔面角度, 如果同时存在附体的斜激波和斜爆轰波, 后者的角度大于前者. 从气体动力学角度分析可知, 燃烧放热会导致波后压力和温度增加, 从而也导致声速增加. 为了匹配这种增加, 斜爆轰波需要更大的角度以对来流气体实现压缩程度的增加.

燃烧放热过程不仅导致斜爆轰角度相对斜激波角度的增加, 而且导致脱体角度的减小. 在斜爆轰推进技术研究中, 为了确保燃烧过程的可控性, 通常希望爆轰波能够附体而不是脱体. 因此, 脱体角度对于斜爆轰发动机的设计是个非常重要的参数. 另一个重要角度是斜爆轰波分支的最低点, 也就是与第三分支的交叉点. 在斜爆轰波分支上, 斜爆轰波后的气流是超声速的, 但是其法向速度对应的马赫数是亚声速的. 随着楔面角度的减小, 波后马赫数逐渐增加, 达到这个特定角度后, 波后气流法向速度对应的马赫数增加到 1, 即对应的波后气流法向速度是声速, 导致出现与 CJ 爆轰波相同的热力学状态, 因此该角度也称为 CJ 斜爆轰波角 (Fusina et al. 2005). 脱体角和 CJ 斜爆轰波角共同组成了一个由马赫数和放热量决定的区域, 只有在这个区域内才能形成过驱动的驻定斜爆轰波, 所以也把这个区域称为斜爆轰波的驻定窗口. 驻定窗口实际上对应弱斜爆轰波极线的这一分支. 可以看到, 如果放热量逐渐降低到 0, 则驻

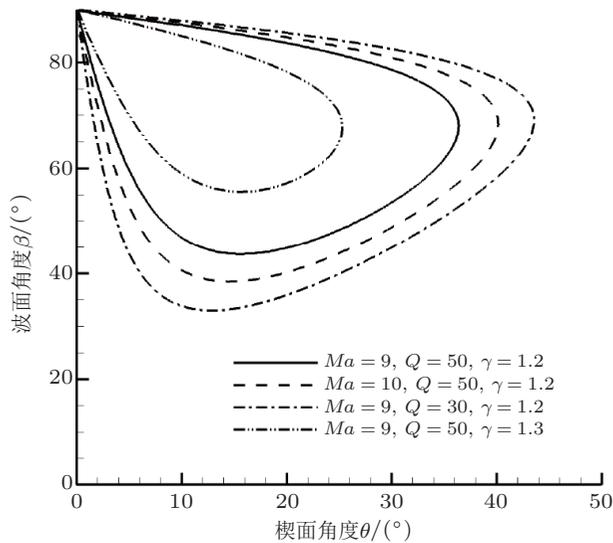


图 6

马赫数、比热比和放热量对斜爆轰极线的影响

定窗口扩大: 一方面脱体偏转角增加, 另一方面对应 CJ 爆轰波的偏转角降低, 趋向于斜激波极线与 Y 轴的交点, 第三分支消失或者说与 Y 轴重合。

为了研究不同的斜爆轰参数对斜爆轰极线以及驻定窗口的影响, 图 6 表示了 3 个主要参数变化时得到的斜爆轰极线, 可以进行定性的分析探讨。其中, 采用实线画出的是马赫数 9, 放热量 50, 比热比 1.2 的极曲线。以这条曲线为基础, 可以看到马赫数、放热量和比热比都会对极曲线的位置产生不同程度的影响。当马赫数增大时, 相同楔面角度对应的斜爆轰波角减小, 极曲线向外扩张, 导致驻定窗口增大; 当放热量减小时, 同样导致相同楔面角度对应的斜爆轰波角减小, 极曲线向外扩张, 以及驻定窗口增大; 当比热比增大时, 相同楔面角度对应的斜爆轰波角增大, 极曲线向内收缩, 导致驻定窗口减小。因此, 从爆轰波驻定的角度来看, 增加马赫数、减小放热量和比热比是更有利于形成驻定爆轰波的, 这个结论可以作为斜爆轰发动机设计的一个指导原则。

3 起爆区波系结构及其影响因素

在上一节的研究中, 斜爆轰波简化处理为斜激波耦合瞬间反应区的结构模型。类似的假设主要关注已经形成的、稳定的斜爆轰波面 (Ashford & Emanuel 1994, Emanuel & Tuckness 2004), 但是真实的斜爆轰波远比这种简化结构要复杂, 在斜爆轰推进技术发展中需要进一步的深入研究。上节图 4 描述的斜爆轰简化结构, 接近于一种达到了稳定状态的斜爆轰波, 或者起爆区足够小而不予考虑的情况。另一方面, 大量研究表

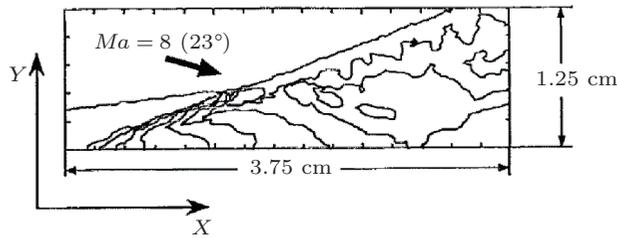


图 7

数值模拟得到的驻定点附近的斜爆轰波结构 (Li et al. 1994)

明, 一个半无限长的楔面诱导的斜激波转变为斜爆轰波时, 接近楔面起点附近会出现两者的结合体, 并诱导复杂的波系结构. 这种过程在斜爆轰中类似于正爆轰中的起爆过程, 过去几十年已经得到了比较充分的研究 (Ciccarelli & Dorofeev 2008). 不同于其他两种爆轰推进 (脉冲爆轰和旋转爆轰), 斜爆轰波的起爆区会在流场或者燃烧室中长时间存在, 是流动波系结构很重要的一部分, 因此有必要对其机理进行深入的研究.

这方面的研究, 目前比较早的结果是 Li 等 (1994) 在 20 世纪 90 年代给出的, 如图 7 所示. 计算模拟不考虑黏性及边界层作用 (Li et al. 1993) 采用单步反应模型模拟氢气燃料, 算例的楔面角度为 23° , 来流马赫数为 8. 图 7 表明, 楔面首先诱导了一道斜激波; 经过斜激波压缩的气体在下游会发生放热反应, 因此导致形成一个燃烧反应带. 燃烧反应带放热, 下游斜爆轰波面的角度抬升, 进而斜激波向斜爆轰波转化. 上述数值模拟的结果也得到了实验证实, 相关研究结果由图 8 给出. 斜爆轰波很难通过实验获得, 因为对来流总温、总压要求很高, 同时要求来流气体实现较好的预混状态. 图 8 采用的实验方法具有很强的创新性, 其原理是利用不同气体中 CJ 爆轰波速度的差异. 该实验采用两种气体, 通过一种气体爆炸形成的气动楔面, 利用另一种气体产生斜爆轰波, 具体的实验技术和方法可参见论文 (Viguier et al. 1996). 这个研究揭示斜激波、斜爆轰波与爆燃波交汇, 形成一个多波点, 并由此点延伸出一条滑移线. 由于试验技术的原因, 斜激波下方的气体会形成反应带, 这是与图 7 结果不同之处, 但是总体上斜爆轰波结构的试验与计算结果是一致的.

进一步的研究发现 (Vlasenko & Sabel'nikov 1995), 图 7 和图 8 显示的斜爆轰波结构是一种可能的多波结构, 但是不是唯一的. 随着马赫数的增加, 斜激波和斜爆轰波面的分界点变得模糊, 从多波点变为一段连续变化的弯曲激波, 波面不存在拐点 (Figuier da Silva & Deshaies 2000). 从斜爆轰波发展的角度看, 上游斜激波到斜爆轰波的变化可以看成是斜爆轰波的起爆过程, 而过渡区可以看作斜爆轰波的起爆区. 根据上述研究结果, 斜爆轰波的起爆过程, 或者说斜激波到斜爆轰波的过渡可以分为两种情况. 一

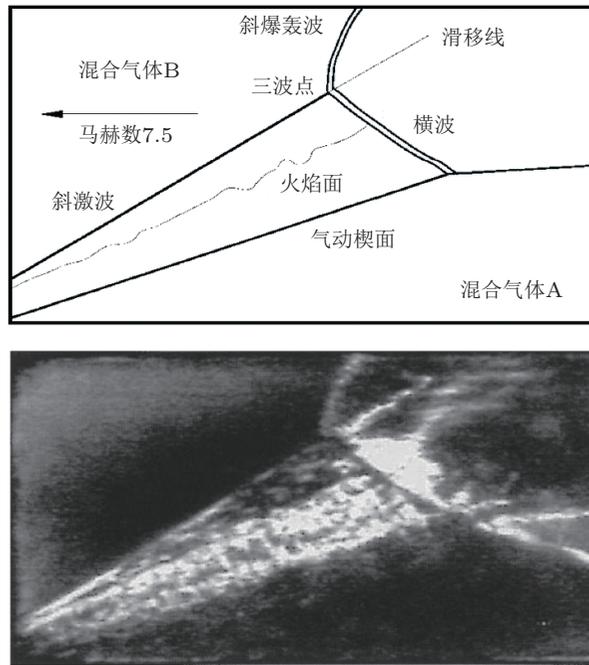


图 8

实验得到的斜爆轰波纹影结果和简化示意图 (Viguier et al. 1996)

种情况是通过多波点实现的, 称为突变过渡, 而另一种情况是通过弯曲激波实现的, 称为渐变过渡.

斜爆轰的突变过渡和渐变过渡现象不难观察到, 但是其中的机理并非显而易见. 对于一定的可燃气体、来流参数和楔面几何角度, 斜爆轰波的过渡结构是确定的. 但是这种确定过程依赖于对数值或者实验流场的观测, 因此研究多波结构形成规律, 进而提出过渡结构预测准则, 成为推动斜爆轰研究深入的一个方向. 为此, 采用三步化学反应模型模拟一种无具体指代的低放热量气体, 对楔面角度为 30° 和不同来流马赫数下的斜爆轰波开展了系统的数值研究 (Teng & Jiang 2012). 鉴于早期的研究认为斜爆轰波的不稳定性对结构类型影响很大, 这里首先研究了给定参数下一维斜爆轰波的不稳定性, 并依据一维波头压力的振荡曲线 (波峰包络线), 分别为稳定即无振荡爆轰、单脉冲振荡爆轰、多脉冲振荡爆轰以及无规则振荡爆轰. 为了进一步开展多波结构的特征分析, 将前 3 种稳定状态分别称为模式 1、模式 2 和模式 3.

应用同样的物理模型和计算程序, 完成了二维斜爆轰波的计算模拟, 得到了突变过渡和光滑过渡的两种斜爆轰波形态. 其典型流场如图 9 所示, 其中突变结构对应较低的马赫数, 渐变结构对应较高的马赫数. 首先, 可以看到这两种结构与之前研究分

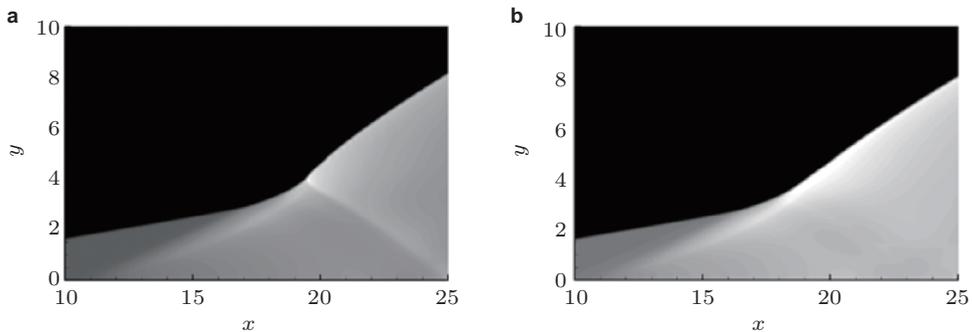


图 9

温度表示的突变和光滑过渡的斜爆轰波结构

析的斜爆轰结构类似,但是本模拟采用不同的反应模型、气体参数乃至激波捕捉格式.因此,该结果表明斜激波到斜爆轰波的过渡结构,或者说斜爆轰波的起爆结构,是一种流动和燃烧共同作用下的一种基本的波系结构.进一步,在给定化学动力学参数的条件下,即保证来流气体不变,通过增加来流马赫数,研究从突变过渡向渐变过渡的转折点,即临界马赫数.由于可燃气体不同放热量对应的 CJ 爆轰马赫数不同,所以采用 CJ 马赫数对来流马赫数进行无量纲化,即这里临界马赫数对应的是 CJ 爆轰马赫数的倍数.

表 1 给出了不同气体中斜爆轰波的临界马赫数和对应的稳定性模式.表中的化学反应的控制温度 T_B/T_S 、活化能 E_B 和放热量 Q 是 3 个主要变量,其中控制温度是所采用的三步链锁反应模型的关键参数 (Short & Quirk 1997, Ng & Lee 2003).上述结果综合说明,虽然随着马赫数的升高,斜爆轰波从突变过渡演化为光滑过渡,但是在临界马赫数附近对应一维爆轰波的稳定性特征是不同的.这一结果的意义在于,厘清了爆轰波稳定性和临界马赫数之间的关系.由于表 1 的 3 个变量均会对爆轰波稳定性产生影响,也会对爆轰波的临界马赫数产生影响,因此把这两者关联起来应该是一个不错的研究参数.通过系列算例的模拟,表 1 给出的结果表明,这两者虽然依赖于相同的变量,但是其自身并不存在必然的对应关系.事实上,反而是简单的采用 CJ 马赫数进行归一化的临界马赫数,体现出在小范围内变化的趋势,可以作为斜爆轰波起爆结构的一个粗略的预测方法.另外,通过对计算数据的进一步分析,发现采用斜激波和斜爆轰波的角度差,可以较好地提供过渡区结构的预测,相关的结果在此不做详细介绍 (Teng & Jiang 2012).

除了过渡区多波结构类型的预测,斜爆轰起爆还有一个基础性研究问题就是起爆长度的预测.在斜爆轰中,起爆长度表征了定常燃烧流场建立的空间尺度,也是斜爆

表 1 不同算例的稳定性和临界马赫数

算例编号	T_B/T_S	E_B	Q	稳定性	M_{cr}
1	0.88	10.0	8.33	模式 1	1.44
2	0.90	10.0	8.33	模式 2	1.46
3	0.92	10.0	8.33	模式 3	1.48
4	0.88	8.0	8.33	模式 1	1.45
5	0.90	8.0	8.33	模式 1	1.47
6	0.92	8.0	8.33	模式 2	1.49
7	0.88	12.0	8.33	模式 1	1.42
8	0.88	14.0	8.33	模式 2	1.41
9	0.88	16.0	8.33	模式 3	1.40
10	0.90	10.0	10.00	模式 2	1.47
11	0.94	10.0	15.00	模式 2	1.49
12	0.98	10.0	20.00	模式 2	1.51

轰发动机设计中的关键参数. 严格来说, 并不存在界限分明、统一的起爆区长度定义, 因为对于突变和渐变两种多波结构, 在斜爆轰波面上游就已经存在爆燃波了. 因此, 除非专门写明, 本文起爆区长度是指从楔面或者说斜激波起始点, 到斜爆轰波起爆区多波结构的最上游位置的距离. 对于之前内容中给出的斜爆轰波结构, 起爆区对应的终止点是爆燃波的最上游位置. 然而, 在某些情况下, 存在终止点是斜激波-斜爆轰波联结处的三波点的可能性. 如此选取终止点或者定义起爆区长度的原因在于, 波面由于三波点或者光滑斜激波导致的起爆区结构比较复杂, 对同一个流场, 沿不同流线起爆区长度是变化的. 因此, 本文对起爆区长度采用了比较严格的定义, 即斜爆轰波开始形成的最短位置, 而爆轰波面的起始位置往往还要靠后一些.

在理想化学当量比的氢气-空气预混气体中, 给定来流压力和温度分别为 1.0 atm (1.013×10^5 Pa) 和 300 K, 并保持 25° 的楔面角度不变, 得到的斜爆轰起爆结构随马赫数的变化如图 10 所示 (Teng et al. 2017). 由图可以看到, 斜爆轰波结构随着马赫数的改变而发生明显的变化, 马赫数从 10 降低到 7, 起爆结构从渐变型转变为突变型, 这之前采用三步反应模型的预测结果是一致的. 起爆结构演化的同时, 起爆区长度随着马赫数的降低而逐渐增加. 为了研究来流马赫数和压力的影响, 图 11 显示了起爆区长度在 4 个马赫数和 3 种压力下的变化曲线. 可以看到起爆长度在马赫数高的时候比较短, 马赫数低的时候比较长; 在压力高的时候比较短, 压力低的时候比较长. 在纵坐标采用对数坐标系之后, 相同压力下的起爆区长度基本落在一条斜直线上, 而且不

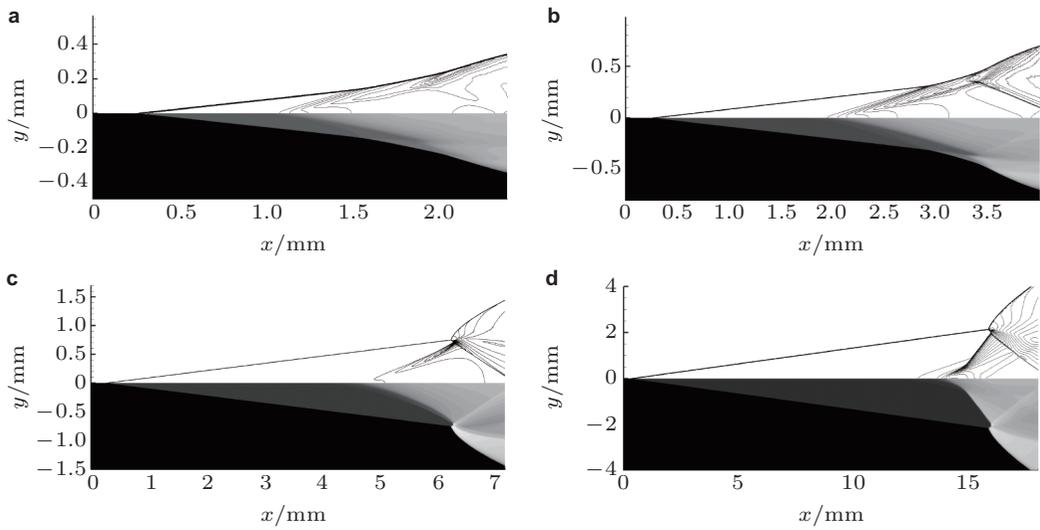


图 10

压力 1.0 atm (1.013×10^5 Pa), 温度 300 K 的化学当量比氢气 - 空气混合气体中, 来流马赫数 10 (a), 9 (b), 8 (c), 7 (d) 的斜爆轰波压力 (上) 和温度 (下) 场

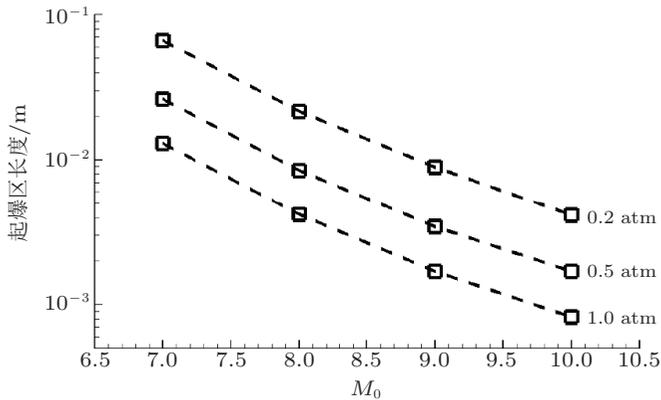


图 11

起爆区长度随马赫数和压力的变化

同的来流压力对应不同的直线, 3 条直线之间近似平行. 这说明压力的影响对起爆区长度基本呈线性变化, 起爆区长度和压力呈一种反比关系. 因此, 如果知道某压力条件下的起爆区长度, 其他压力状态下的长度可以通过简单计算得到.

为了更深入地分析起爆区长度的决定因素, 这里引入了一种简化的理论计算方法. 对于贴近楔面的可燃气体流动, 可以近似认为是处于经过激波压缩后的一种自点火状

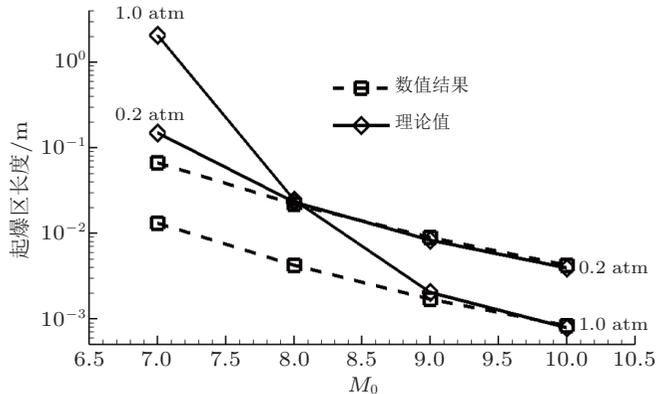


图 12

数值和理论计算得到的起爆区长度变化

态. 由于流动速度比较高, 而且在燃烧之前没有其他波系的干扰, 可以认为接近等容爆炸的过程. 根据等容爆炸 (CVE: constant volume explosion) 理论, 利用 CHEMKIN 对自点火的过程进行计算, 能够获得点火时间; 然后由点火时间乘以波后速度, 即可获得自点火长度. 通过这种理论计算得到的自点火长度, 与数值模拟获得的起爆长度进行了对比, 如图 12 所示. 可以看到在马赫数 10 情况下两者符合得很好, 说明高马赫数下的起爆接近于自点火过程, 起爆区长度主要由化学动力学因素控制, 因此也称为动力学控制 (kinetics-controlled) 起爆. 在马赫数 7 情况下, 理论预测与数值计算结果符合不好, 甚至有数量级的差距. 图 12 的结果进一步显示, 在高压条件下, CVE 理论长度与数值模拟结果符合不好, 而在低压状态下, 两者相对比较一致. 在马赫数 8 和 9 的来流状态下, 这种趋势表现得非常明显. 分析其原因, 氢气燃烧对应着复杂的化学动力学过程, 这种复杂效应体现在数值计算中. 理论预测结果与数值模拟结果的差异说明的假设与简化, 即用等容爆炸过程比拟斜激波后贴近壁面的流动, 忽略了实际流动的主导因素. 在低马赫数条件下, 近壁流动受到了复杂波系的显著影响. 依据图 10(d) 的图像分析可知, 应该是在起爆区尾部, 出现了复杂的爆燃波作用, 超出了理论模型的范畴, 导致理论预测失效. 在这样的来流条件下, 物理过程主要是受气体动力学因素的影响, 因此相应的起爆过程可以称为波控制 (wave-controlled) 或者气体动力学控制 (gas dynamics controlled) 起爆. 对于动力学控制的起爆过程, 上述等容爆炸理论提供了一个很好的预测. 对于波控制或者气体动力学控制的起爆, 预测方法仍然有待完善和提升.

针对起爆区多波结构的研究, 上述两个关键问题, 即斜激波到斜爆轰波的过渡区类型和起爆距离, 可以视为两个最重要的问题, 分别从定性和定量的角度给出了多波

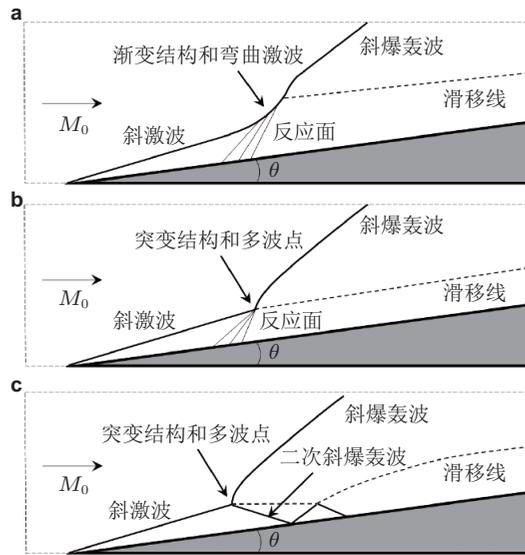


图 13

不同的斜爆轰起爆区结构示意图

结构的特征. 除此之外, 研究者还通过模拟获得了许多不同的波系结构, 其区别主要在于斜激波诱导区末端的局部波系. 由于不同的研究采用不同的模型和参数, 这些结构之间的相互联系还缺乏深入的研究. 图 13 归纳了 3 种典型的局部结构, 分别是渐变结构加爆燃波、突变结构加爆燃波以及突变结构加二次斜爆轰波 (Yang et al. 2018). 最后一种结构并不常见, 然而也是一种稳定结构, 只不过通常在较低的来流马赫数下出现. 其中二次斜爆轰波其实在图 13(b) 的情况下也能够出现, 从波面的起爆多波点向上游延伸, 其贴近壁面的部分仍然为爆燃波. 因此, 这 3 种结构并不是截然分开的, 而是存在渐变和不同结构之间的组合. 近期的研究表明, 结构对气体组元比较敏感, 在乙炔气体以及氢气燃料中, 采用氧气做氧化剂、氩气做稀释气体, 所产生的斜爆轰出现了一些新的特点 (Tian et al. 2019, Fang et al. 2019, Zhang et al. 2019). 由于这些结构对来流马赫数、楔面角度、燃烧模型、化学动力学参数等许多因素敏感, 结构特征的形成机理以及不同结构之间的演化规律仍然有待继续深入研究.

4 波面稳定性及多演化

除了忽略了上一节讨论的起爆区多波结构, 早期关于斜爆轰波的研究还有一个重要认识的局限性, 就是假定斜爆轰波具有光滑的波面. 众所周知, 正爆轰波会发生失稳, 形成具有非定常特性的多波结构, 也称为胞格爆轰波. 过去几十年来, 研究者对一维脉冲爆轰和二维爆轰胞格开展了大量研究 (Bourlioux et al. 1991; Bourlioux & Majda

1992; Gamezo et al. 1999a, 1999b; Sharpe & Radulescu 2011), 获得的胞格宽度被认为是最重要的爆轰动力学参数 (Lee 1984). 然而, 对于斜爆轰波面的失稳, 以及可能诱导的局部小尺度波系结构, 在初期的研究中并没有得到足够关注. 一方面, 由于斜爆轰波很难通过实验获得, 高总温总压的实验设施和高精度的光学测量手段不足, 而计算模拟的精度不够; 另一方面, 斜爆轰更适用于高马赫数 (马赫数 10 及其以上) 高超声速推进, 然而当时缺乏迫切的工程需求, 系统、深入的研究没有展开. 近年来, 斜爆轰推进技术得到了迅速发展, 研究者首先关注了斜激波到斜爆轰波的过渡结构即起爆区多波结构 (Teng et al. 2014a, Liu et al. 2016b), 进而研究了斜爆轰波面稳定性以及进一步演化出的局部多波结构 (Choi et al. 2009, Gui et al. 2011, Zhang et al. 2018b, Han et al. 2019). 爆轰波面稳定性对驻定爆轰整体结构可能会产生影响, 同时通过局部结构或者改变整体结构, 影响斜爆轰的燃烧效率. 从基础研究角度, 斜爆轰波面的失稳是超声速气流中过驱动爆轰波失稳的一个典型流动过程, 波系演化过程也涉及到多种非线性不稳定性的共同作用, 深入开展波面稳定性及其多波结构的研究是很有意义的.

关于斜爆轰波面不稳定性的研究, 较早的结果在 Papalexandris (2000) 采用数值模拟得到的斜爆轰波流场中可以观察到. 由于当时计算条件的限制, 数值模拟采用的网格数并不太多, 但是已经可以观察到斜爆轰波面后方存在一定程度的不稳定性. 在当时的计算技术条件下, 很难确定这些不稳定性现象是计算方法引起的, 还是物理的流动现象引起的, 因此当时没有开展进一步的研究. 这种现象得到了韩国学者的关注, 他们开展了系统研究, 一些结果如图 14 和图 15 所示 (Choi et al. 2007). 这些模拟采用单步反应模型, 给定来流马赫数和楔面角度, 通过变化无量纲的化学反应活化能和网格分辨率, 研究了波面的稳定性. 作为基础算例, 发现在活化能为 20 的情况下, 无论如何加密网格, 都不能得到失稳的波面. 也就是说, 在这种情况下, 波面是稳定的, 不能产生正爆轰常有的三波点. 提高活化能到 25, 计算结果表明在采用较粗的网格时波面仍然是不会失稳的. 但是, 随着网格的加密, 在靠近下游边界处发生了波面失稳, 出现了单向运动的三波点. 进一步加密网格, 在上游部位出现波面失稳, 形成了多个三波点, 如图 14 所示. 在这个波面失稳的算例中, 形成的是左行三波点. 但是由于来流强烈的输运作用, 在计算域内三波点是向下游移动的. 进一步将活化能增加到 30, 发现波面更容易失稳, 采用较粗的网格即可以获得失稳的爆轰波面及其三波点, 计算结果如图 15 所示. 在采用非常小的网格时, 发现不仅会形成面向上游的左行三波点, 而且由于波面的影响, 在下游波面后演化出复杂的流动结构. 此外, 滑移线在粗网格下不会失稳, 在细网格下也出现失稳现象, 可以观察到明显的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性产生的漩涡.

上述研究结果说明, 活化能是影响波面稳定性的核心参数, 具有较高活化能的气体中, 斜爆轰波容易失稳. 另一方面, 说明计算网格分辨率不足将严重影响斜爆轰波

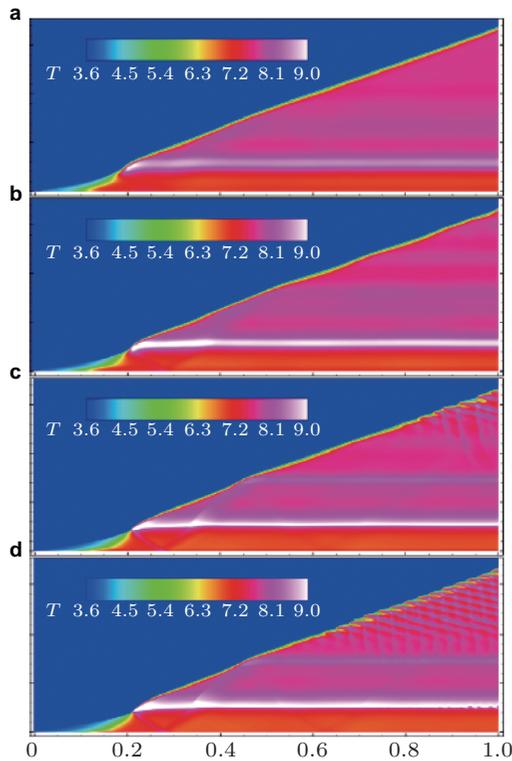


图 14

活化能 25, x 方向网格为 250, 500, 1000, 2000 时斜爆轰温度场 (Choi et al. 2007)

失稳计算模拟的精度, 这也解释了更早研究中斜爆轰波面失稳被忽视的原因. 然而, 该研究也表明, 即使排除了计算精度的影响, 斜爆轰波面刚刚起爆时也有可能存在光滑波面, 说明不稳定性导致局部胞格结构的形成需要满足一定的时空条件, 这是对后续研究具有启发性的结果. 值得注意的是, 图 14 和图 15 的结果依赖于网格分辨率且采用无黏假设, 因此可能并非真实的物理现象. 如果考虑黏性的作用, 真实的流动可能不会显示出如此强的不稳定性. 但是通过这些现象, 可以说明计算精度对波面不稳定性的研究是至关重要的, 深化了对这个问题的认识.

对于波面不稳定性的研究, 由于结果对计算精度或者说网格分辨率非常敏感, 目前通常采用简单反应模型以获得定性的结果. 这是因为基元反应模型对计算资源要求极高, 对比简单的总包反应模型之间, 在相近网格分辨率 (比如保持相同的半反应区网格数) 情况下, 前者的计算量通常要高一个数量级甚至更多. 由于采用简单反应模型, 真实气体效应和热传导、组元扩散等耗散机制通常无法模拟, 因此目前主要开展一些定性的研究. 其中一个核心的问题就是, 在具有较高活化能的来流中, 波面是否一

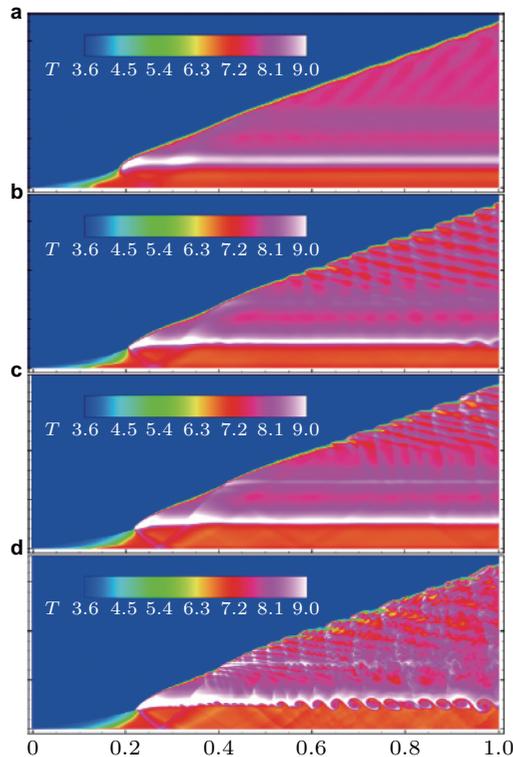


图 15

活化能 30, x 方向网格为 250, 500, 1000, 2000 时斜爆轰温度场 (Choi et al. 2007)

定会失稳. Verreault 等 (2013) 发现, 采用单步反应模型, 对于无量纲活化能 50 的来流, 如果来流马赫数比较高, 导致斜爆轰波的过驱动度达到 1.8 以上, 则波面不会发生失稳. 其中斜爆轰波的过驱动度定义为波前来流马赫数的波面法向投影与 CJ 马赫数的比值的平方. 为了获得斜爆轰的失稳规律, 采用相同的反应模型和参数, 对该问题进行了更进一步的模拟和分析 (Teng et al. 2014b). 首先对自编程序的计算模拟精度进行了验证, 通过加密网格排除了计算结果的网格依赖性. 在此基础上, 获得了固定来流气体 (活化能 50, 来流马赫数 15) 时, 不同楔面角度诱导形成的斜爆轰波, 见图 16. 结果显示, 在较大楔面角的条件下, 即使对于很高过驱动度的斜爆轰波, 其波面仍然会失稳, 如图 16(a). 这个结论与之前的研究结果是矛盾的. 因为早期的研究认为, 较高的来流马赫数或者楔面角度会导致爆轰过驱动度增加, 强爆轰波面不容易发生失稳, 进而存在一个稳定性边界. 这种想法源于正爆轰波的稳定性研究结果: 管道中传播的正爆轰, 随着过驱动度的增加, 存在稳定性边界, 高过驱动度的正爆轰不失稳 (He & Lee 1995). 因此, 之前的研究 (Grismer & Powers 1996, Verreault et al. 2013) 推论这种现象

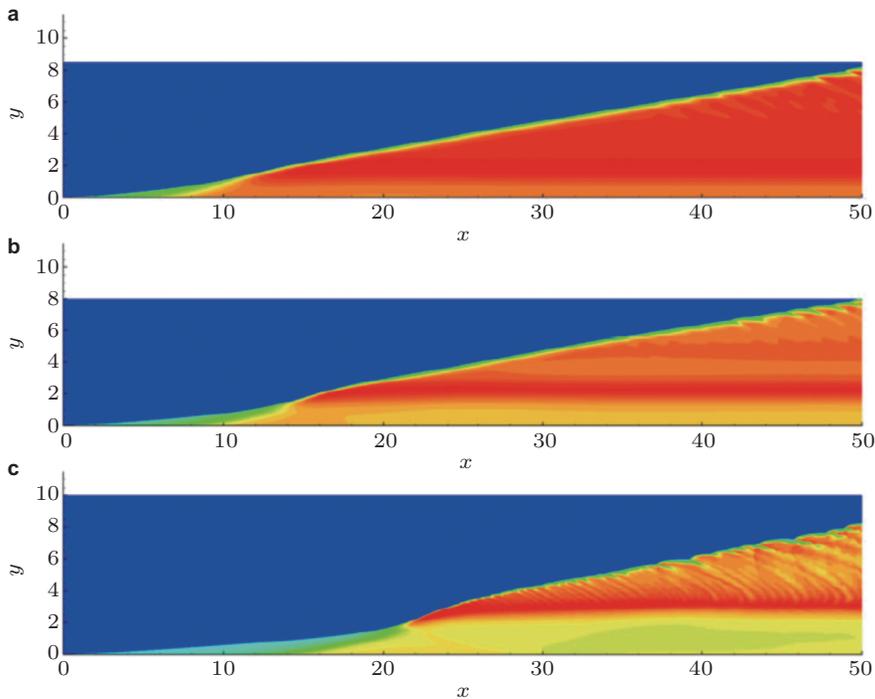


图 16

活化能 50, 马赫数 15 来流下的斜爆轰波面温度, (a) 楔面角度 30° , 过驱动度 2.37; (b) 楔面角度 27° , 过驱动度 2.06; (c) 楔面角度 24° , 过驱动度 1.77

在斜爆轰波中也是存在的, 并给出临界过驱动度 1.73, 即大于该值的情况下斜爆轰波不会失稳. 然而, 图 16 的计算结果表明, 波面失稳仍然会发生, 早期结果可能是由于计算模拟精度不够而没有得出正确的结论. 当然, 随着过驱动度的增加失稳变得困难, 光滑波面长度增加, 这是与之前结果一致的.

为了讨论斜爆轰波面的特征, 图 17 给出了斜爆轰波面的反应区长度在 y 方向的投影随位置的变化规律, 该长度是采用后处理程序, 提取的化学反应度 5% 和 95% 的位置并计算得到的. 在没有化学反应位置, 譬如在前导激波区域, 后处理自动捕捉激波层的厚度. 图 17 显示, 3 种情况下爆轰波起爆后, 都出现化学反应区长度剧烈下降的现象, 但是 3 种状态差别明显. 对第一种状态, 即图 17(a), 波面过驱动度比较高, 化学反应区长度下降幅度比较小, 而且下降之后还会有一个逐步上升, 然后在平台区内逐渐发生振荡. 在观察到反应区长度逐渐开始发生振荡的期间, 来流是均匀的, 因此, 振荡是从小扰动放大而来的. 第三种情况如图 17(c) 所示, 降低趋势非常剧烈, 而且在下降之后马上就出现剧烈的振荡现象. 第二种情况介于上述两者之间, 更接近第一种情况. 这个算例的结果说明, 小扰动导致的振荡是波面失稳的原因, 虽然较高的过驱

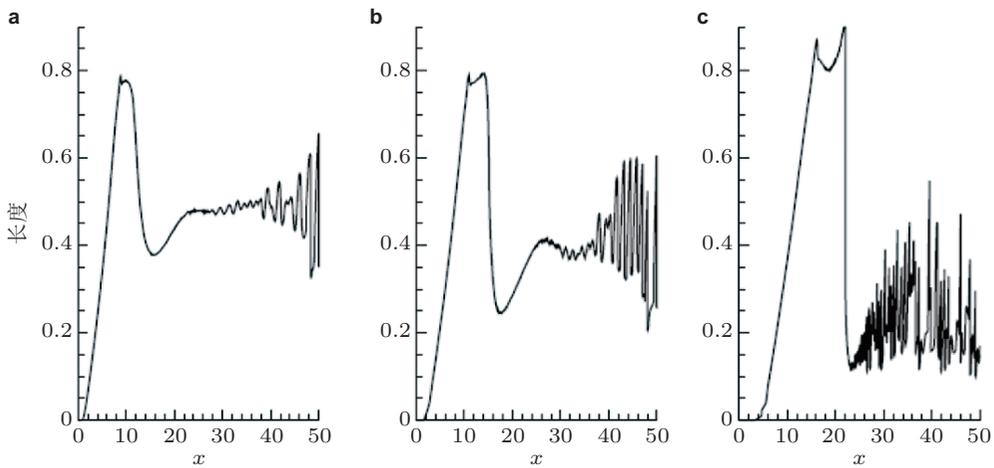


图 17

活化能 50, 马赫数 15 来流下的反应区长度 (a) 楔面角度 30° , 过驱动度 2.37; (b) 楔面角度 27° , 过驱动度 2.06; (c) 楔面角度 24° , 过驱动度 1.77

动度抑制了波面失稳的迅速发展, 但是经过足够长的时空演化, 失稳仍然能够发展起来, 高活化能是导致失稳的根本原因。

上述结果揭示了一个典型的失稳过程, 表明高活化能和低过驱动度是有利于斜爆轰波面的失稳。波面失稳之后形成局部的波系结构, 与一般的正爆轰波存在明显的区别。在一般正爆轰波的胞格结构中, 存在强度相当、方向相反的两组横波传播, 但是沿斜爆轰波面只有一组横波单向传播。因此上述的失稳波面的爆轰胞格本质上是否与正爆轰一致仍然是需要研究的问题。由于高活化能波面失稳变化非常剧烈, 在模拟过程中计算容易溢出, 分析也比较困难, 因此进一步模拟了中等活化能 (30 左右) 条件下的斜爆轰波, 结果如图 18 所示 (Teng et al. 2015)。可以看到爆轰波面在失稳之后形成的局部结构并不是最终状态, 而是会进一步演化形成更复杂的波系结构。当然, 这需要斜爆轰波面能够向下游得到充分的发展, 与初次失稳类似。这说明初次失稳形成的斜爆轰波面仍然是不稳定的, 能够发生二次失稳, 涉及到更复杂的爆轰波动力学过程。

为了对失稳流场进行更充分的研究, 图 19 显示了放大的斜爆轰波面温度场。可以看到第一次失稳发生在靠近上游的位置, 基本特征是波面从平面变为存在“锯齿形”的火焰阵面。而第二次失稳形态更复杂, 从“锯齿形”火焰阵面演变为“拱心石” (keystone) 形状的火焰面。温度场和压力场的综合分析表明: “锯齿形”火焰的形成是由左行横波的形成导致的, 也就是一次失稳导致了一组左行横波的产生。由于来流强烈的输运作用, 在实验室坐标系下, 这组左行三波点是向下游传播的, 这与之前的所有研究结论都是一致的。与此同时, 横波或者说三波点形成的位置并不是固定的, 而是在

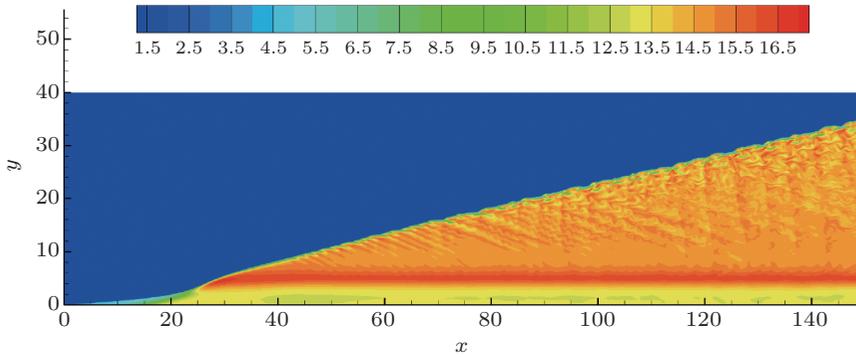


图 18

活化能 31, 马赫数 12, 楔面角度 26° 来流下的斜爆轰温度场

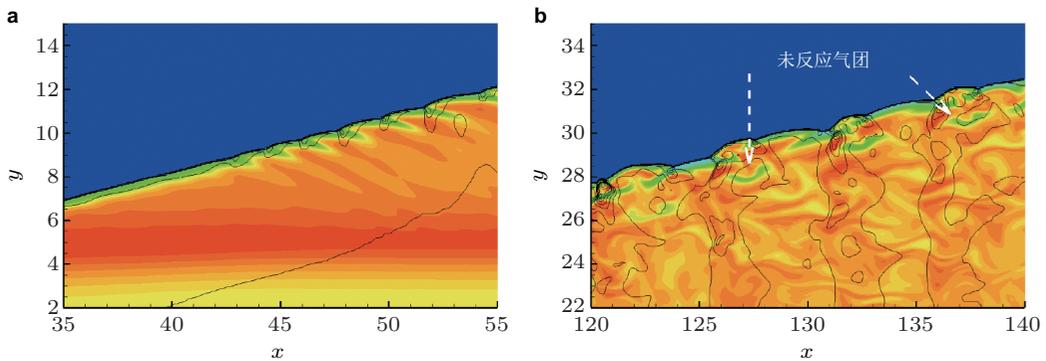


图 19

活化能 31, 马赫数 12, 楔面角度 26° 来流下的局部斜爆轰波温度场

一个区域内变化, 但是总是不断的有新的横波形成. 而图 19(b) 显示的局部结构更为复杂, 出现了一组新的右行横波, 因此“拱心石”形状的火焰面也更接近正爆轰中的胞格爆轰波面. 为了和正爆轰的说法保持习惯上的一致, 本文只对二次失稳的波面称为“斜爆轰波胞格结构”, 而对一次失稳形成的波面称为“不稳定波面”或者“失稳波面”. 斜爆轰波胞格结构本质上和正爆轰胞格结构是一致的, 只不过在高速气流中被扭曲, 形成了一种特有的局部多波结构.

通过分析斜爆轰的二次失稳过程, 可以发现斜爆轰与正爆轰明显区别在于两组反向的三波点不是同时形成的. 左行三波点首先产生, 产生初次失稳; 然后产生右行三波点, 由此导致了第二次失稳以及复杂结构形态. 早期的研究涉及一次失稳现象的较多, 二次失稳的研究较少. 图 20 给出了不同时刻的温度场, 用以分析二次失稳过程. 由图可以看到存在四道横波, 以 TW (transverse wave) 标记. 随着这些 TW 向下游移动,

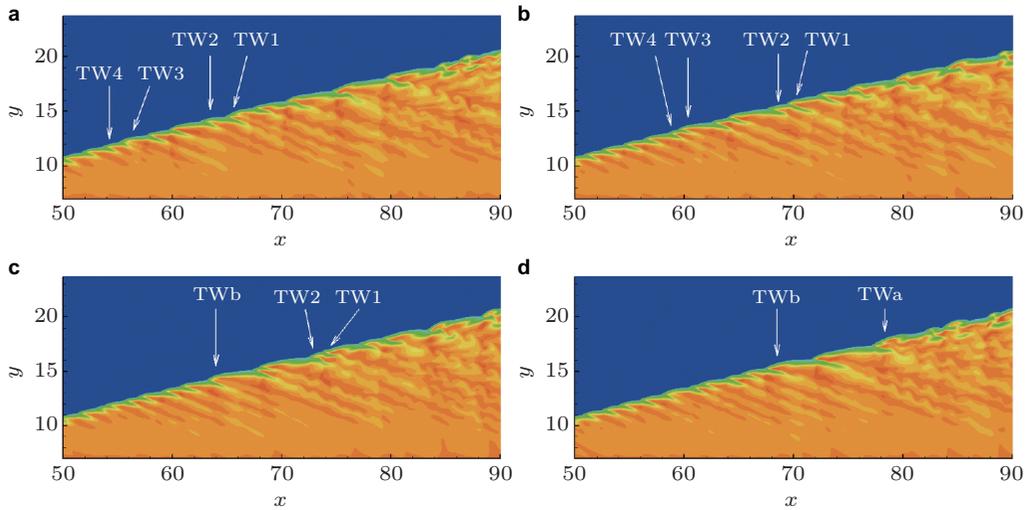


图 20

活化能 31, 马赫数 12, 楔面角度 26° 来流下的不同时刻的温度场

会发生碰撞, 形成更强、同时距离也更大的横波, 即 TW_a 和 TW_b . 新的横波由于间距较大, 波背面会存在大量高温可燃气体. 小扰动在此放大, 形成热点, 产生右行横波, 出现了形态更复杂的二次失稳. 因此, 二次失稳的机制与一次失稳是一致的, 只不过右行横波的形成需要左行横波的存在为其提供孕育条件. 为了更好地研究这个过程, 图 21 显示了模拟横波扫过烟迹片形成的数值胞格, 是采用计算中监测流场最大压力的方式获得的. 可以看到两次失稳过程在不同的活化能状态下都会出现, 说明这种失稳具有普遍性. 活化能对失稳过程有明显的影响, 直观上表述, 活化能较高容易失稳, 而活化能较低不容易失稳. 这是结论对于一次失稳而言的, 而二次失稳受到更复杂因素的影响. 由于这方面的机制比较复杂, 前期的研究工作对此作过一些探讨, 但是没有得出具有普遍性的结论 (Teng et al. 2015).

本节之前的内容, 着重分析斜爆轰波的基本物理现象, 因此选取的来流马赫数较高、放热量也大, 以便突出激波与放热的耦合作用. 然而, 将来能够实际应用的斜爆轰发动机, 其来流条件必定受限于飞行条件, 可能导致不同的结构. 为了研究这种工程背景影响, 本文采用基元反应模型, 采用氢气 - 空气混合气体, 讨论斜爆轰的多波结构. 假设飞行高度为 30 km, 飞行马赫数为 10, 并进一步假设可燃混合气经过发动机进气道的两道 12.5° 的斜激波压缩, 然后进入燃烧室. 利用斜激波关系, 可以得到燃烧室入口马赫数和热力学参数, 也就是斜爆轰波前的可燃气体状态: 马赫数 4.3, 静压 56 kPa, 温度 1021 K. 利用这组参数, 对 15° 的斜劈诱导的斜爆轰波进行计算模拟 (Wang et al. 2015), 结果如图 22 所示. 可以看到这是一种光滑过渡的斜激波/斜爆轰波结构, 明显

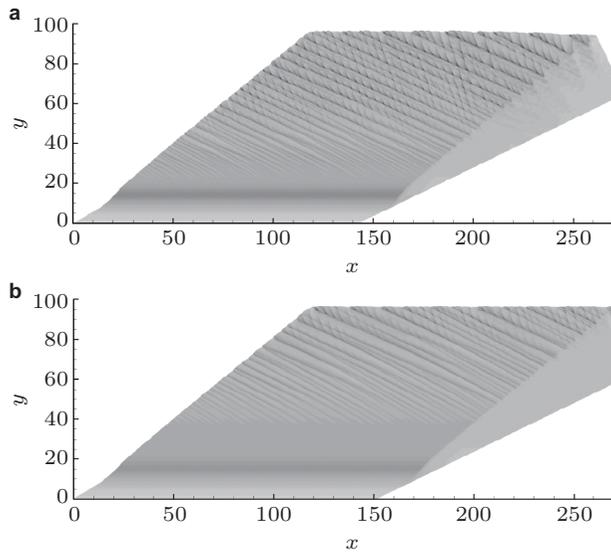


图 21

活化能 31 (a) 和 27 (b), 马赫数 12, 楔面角度 26° 来流下的数值胞格

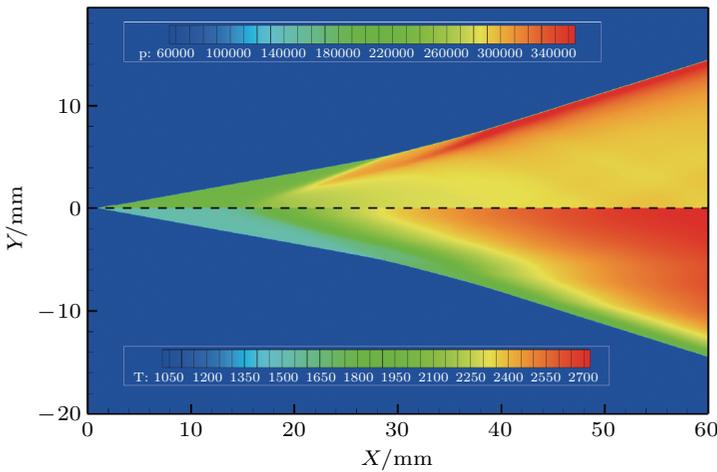


图 22

高空来流条件下, 入口马赫数 4.3 时斜爆轰波压力和温度场

的特点之一是斜激波和斜爆轰波的角度差别比较小. 产生原因是来流密度比较小, 实际对应的化学反应放热量较小.

分析表明, 这种情况下斜激波与燃烧带的耦合可以分成 3 种典型情况. 沿不同平行于 x 轴的直线上, 压力和温度的变化曲线, 总体上可以分为 3 种典型的燃烧放热过

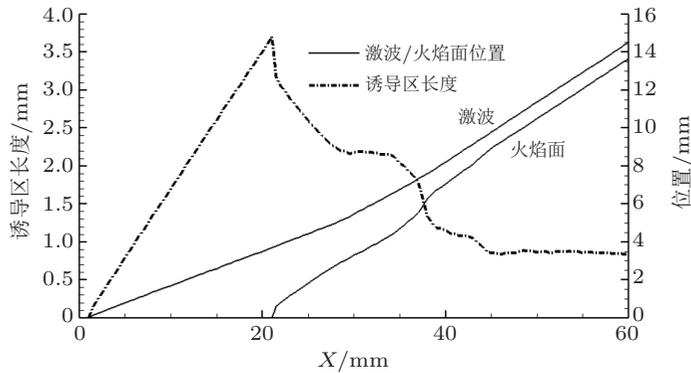


图 23

斜爆轰波 (图 22) 中激波/火焰位置和诱导区长度

程: 对 $y = 3 \text{ mm}$ 的情况, 激波与燃烧是解耦的; 对 $y = 6 \text{ mm}$ 的情况, 激波与燃烧弱耦合; 对 $y = 9 \text{ mm}$ 的情况, 激波与燃烧强耦合. 总体上来讲, 由于来流气体的高温、低压, 爆轰燃烧的增压程度远远低于常温常压来流中的斜爆轰波, 而且此时来流对应的 CJ 马赫数也比较低, 即使来流马赫数 4.3, 斜爆轰波也能驻定. 当然, 由于来流温度比较高, 该马赫数对应的绝对速度并不低, 这是需要注意的. 为了进一步分析这种斜爆轰波的特点, 图 23 显示了在 y 方向上投影的激波/火焰位置和诱导区长度. 由于基元反应模型中放热区长度较长, 通常用诱导区长度对波面附近的特征长度进行量化, 从而能够与单步反应模型中的反应区长度进行比拟. 图 23 显示的斜爆轰波反应区长度变化规律, 与图 17 显示的突变过渡、大放热量情况下的变化规律存在明显不同. 诱导区长度在火焰面开始形成之后, 存在一个下降的过程, 但是下降非常温和, 不存在过冲. 诱导区长度曲线上存在若干个台阶, 对应存在局部的激波和放热平衡现象, 最后的平衡态对应斜爆轰波面, 未发现失稳和复杂横波结构的形成过程.

上述研究从简单反应模型到基元反应模型, 揭示了不同来流、楔面角度条件下的波面稳定性问题. 然而, 波面稳定性非常复杂, 已经开展的研究仍有许多方面没有覆盖. 在上述采用高空来流条件研究的基础上, 需要分析不同来流压缩、燃料喷射方式导致的波前气体参数变化, 进而研究这些变化对斜爆轰的影响. 进一步, 可以利用基元反应模型对不同燃料中的斜爆轰开展研究, 获取更具实用性的碳氢燃料中斜爆轰流动和燃烧特性. 此外, 波面稳定性在实际发动机中遇到的一个突出问题就是来流扰动, 包括大气湍流带来的扰动、燃料喷射导致的非均匀等. 这些扰动同样会导致波面失稳, 但是作为一种强迫失稳, 和本节之前的失稳存在本质的不同. 强迫失稳和小扰动放大的内在失稳往往在实际过程中同时发生, 必须首先分别研究清楚, 才能对波面的稳定性机理获得深入的认识, 从而对工程研制起到推动作用.

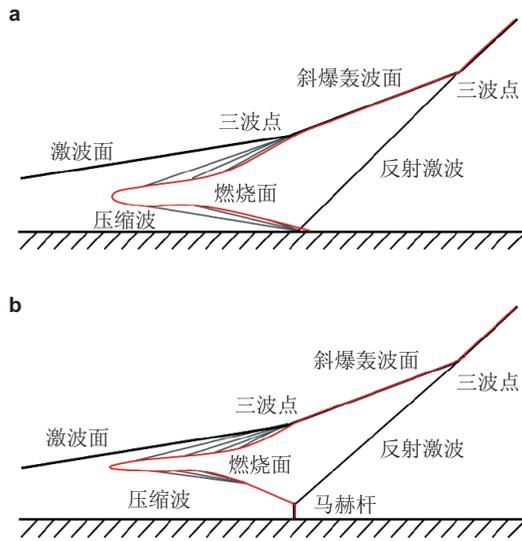


图 24

来流不均匀导致的 V 型火焰和 V+Y 型火焰

5 非均匀来流条件下的斜爆轰波

爆轰波作为一种高效、快速的燃烧方式, 具备应用于高超声速飞行推进系统的潜在能力. 在斜爆轰发动机的研发中, 斜爆轰波的驻定是组织燃烧的基础, 对于实现工程应用至关重要. 然而, 在实际飞行条件下, 发动机来流状态往往包含许多非均匀特征, 与飞行器前体压缩、燃料混合、进气道隔离段气动过程和边界层发展有关. 目前对于斜爆轰波的研究大多聚焦于均匀来流与预混条件下的斜爆轰起爆问题, 对非均匀状态下来流的斜爆轰波起爆结构研究较少. 多伦多大学的研究团队在早期的斜爆轰研究中就对来流非均匀效应进行过探讨, 重点分析了对推力性能等因素的影响 (Sislian et al. 2000, Alexander et al. 2006), 但是对其中的波系结构等模拟精度不高. 最近东京大学的团队 (Iwata et al. 2016, 2017) 研究了非均匀来流 (沿来流垂直方向, 燃料和氧化剂的当量比为 Gaussian 分布) 中的斜爆轰波结构, 从模拟结果抽象出的斜爆轰波起爆结构的示意图如图 24 所示. 由于壁面附近的当量比远离理想当量比, 形成了 V 型火焰和 V+Y 型火焰两种典型的多波结构, 说明非均匀来流对均匀来流中的常规斜爆轰结构存在扭曲作用.

上述研究结果通过来流当量比模拟非均匀混合, 假设沿着来流垂直方向当量比为 Gaussian 分布, 这是一种典型的非理想来流条件模型. 实际来流情况可能更加复杂, 比如存在局部的激波、漩涡结构, 在液体燃料发动机中存在不同尺度、不同蒸发特性的

液滴, 这些都需要结合具体的发动机设计条件、燃料喷注过程等因素综合考虑, 是未来重要的研究方向 (Zhang et al. 2016; Ren et al. 2018, 2019). 但是另一方面, 也需要对更简单的情况下, 比如来流垂直方向当量比为线性分布的情况进行研究, 以揭示最基本的来流非均匀对结构和关键特征量的影响规律. 为此, 开展了起爆区前非均匀来流的影响研究 (Fang et al. 2017), 基本来流参数为海拔 25 km 高空, 飞行马赫数 10, 飞行器前导压缩面为两个偏转角为 12.5° 的楔面. 首先通过上述参数计算压缩过的可燃气体状态, 作为斜爆轰发动机的入口条件 (静压和静温分别为 119 kPa, 998 K, 当地马赫数为 4.3), 假设氢气-空气均匀混合, 获得基础流场. 模拟发现, 沿着垂直来流方向, 起爆位置大概位于 $y = 10$ mm 处, 因此该位置以上为均匀的主流区, 该位置以下当量比均匀变化, 到 $y = 0$ mm 处变为指定的当量比. 实际上, $y = 0$ mm 处的来流底层当量比是本研究的一个重要参数, 在不同的算例中从 0 变化到 2.0, 而主流区的当量比保持为 1.0. 对同一个算例, 起爆区的当量比是线性变化的, 通过 $y = 0$ mm 底层当量比和主流区的当量比 1.0 插值得到. 值得注意的是, 当量比的变化将导致不同来流的组分浓度有所差别, 如何保证流动速度和马赫数不变是十分重要的. 考虑高超声速推进技术的特征, 相对保持来流马赫数不变, 固定来流速度将会是更好的选择. 所以, 下述的算例中, 来流速度均为 3205 m/s, 在当量比 ER (equivalence ratio) 为 1.0 时, 对应马赫数 4.3.

图 25 中给出了固定当量比, 即不考虑起爆区来流非均匀时, 模拟得到的斜爆轰波压力场. 所有算例中, 楔面角度均为 15° , 对应长度单位均为 mm. 给出的模拟结果采用的网格尺寸 0.025 mm, 并经过网格加密到 0.0125 mm 验证, 排除了网格尺度的影响. 图中的黑色曲线表示诱导区的末端, 此处对应温度为 2200 K. 给定当量比为 1.0 时, 对于相同可燃混合物, 应用 CHEMKIN 程序包可计算出相应的 CJ 爆轰波的 ZND 结构. 在该反应结构中, ZND 诱导区的末端温度为 2200 K. 基于 ZND 理论, 此处选择 2200 K 作为确定诱导区末端的准则. 可以看到 3 种情况都是斜激波-斜爆轰波的过渡结构, 从当量比 0.5 的渐变变化到当量比 2.0 的突变, 诱导区末端在壁面附近最靠近上游. 这些结果和第三节、第四节中, 均匀来流斜爆轰波的结果, 没有形态上的区别.

当斜激波前的来流为贫燃混合气, 即壁面当量比 $ER < 1.0$ 时, 所得到的结果如图 26 所示. 斜爆轰波的起爆由斜激波的光滑转变获得, 其结果与图 25 中均匀当量比 0.5 和 1.0 时类似. 从图 26 可以看到, 提高当量比, 可以使得起爆位置向下游轻微移动. 此外, 来流在 $y = 10$ mm 以上区域当量比固定为 1.0, 所以 4 种情况下斜爆轰波面的倾角也相同. 然而, 相对于均匀来流的情况, 非均匀的起爆区导致了更为复杂的反应面. 黑色曲线显示了诱导区末端, 也可以看作反应面. 可以看到壁面当量比低于主流区的 1.0, 导致壁面附近的热释放延迟, 产生了扭曲的反应面. 这些现象与图 24 显示的模拟结果是一致的, 说明扭曲的爆燃波向上游凸起, 表现出“V 形”火焰面的特征.

为了分析非均匀来流导致的斜爆轰波扭曲, 图 27 中显示了极限情况, 即壁面当

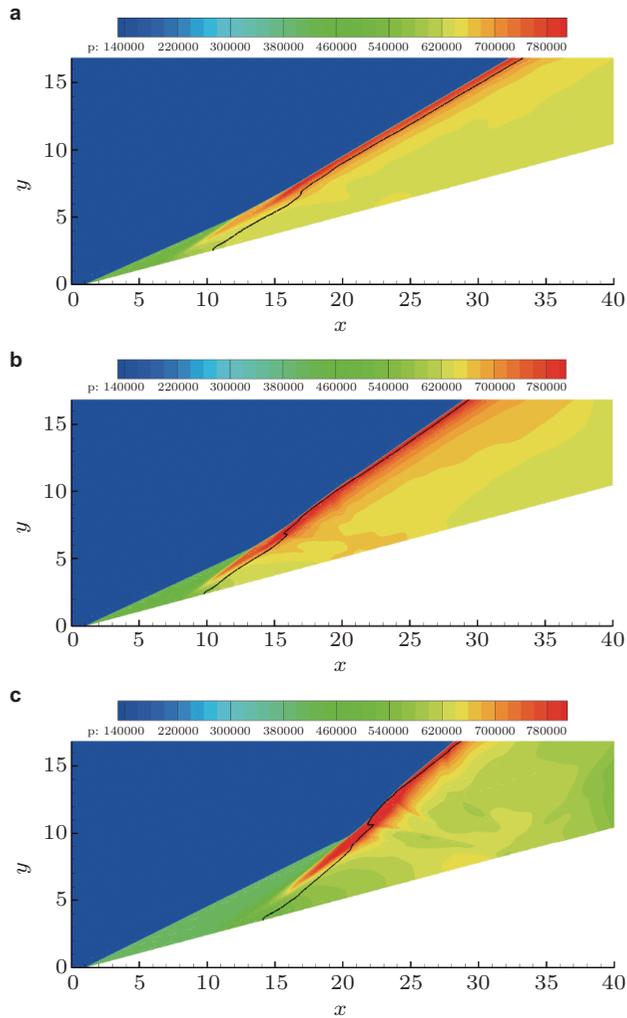


图 25

固定当量比 0.5 (a), 1.0 (b) 和 1.5 (c) 情况下的斜爆轰压力场 (长度单位: mm; 压力单位: Pa)

量比 $ER = 0$ 的算例, 画出了多个物理量的分布. 图中可以观察到, 楔面附近的密度高 (图 27(a)) 但温度低 (图 27(b)). 低温是贫燃的影响所致, 由于压力相同, 导致密度较高. 另外, 密度值主要由 N_2 和 O_2 两种组分贡献, 其中 H_2 的含量很低, 对密度的贡献也不大, 如图 27(c) 所示. OH 组元密度图表明斜爆轰波后的热释放现象十分剧烈, 而在楔面附近则弱到可以忽略. 从温度分布可以看到壁面附近温度不高, 在实际工程应用中, 若能保证壁面附近气体的燃料当量比为 0 或接近 0, 则可以降低壁面的热负荷.

图 28 显示了主流区当量比不变, 保持为 1.0, 而壁面当量 ER 逐渐增加所得到的

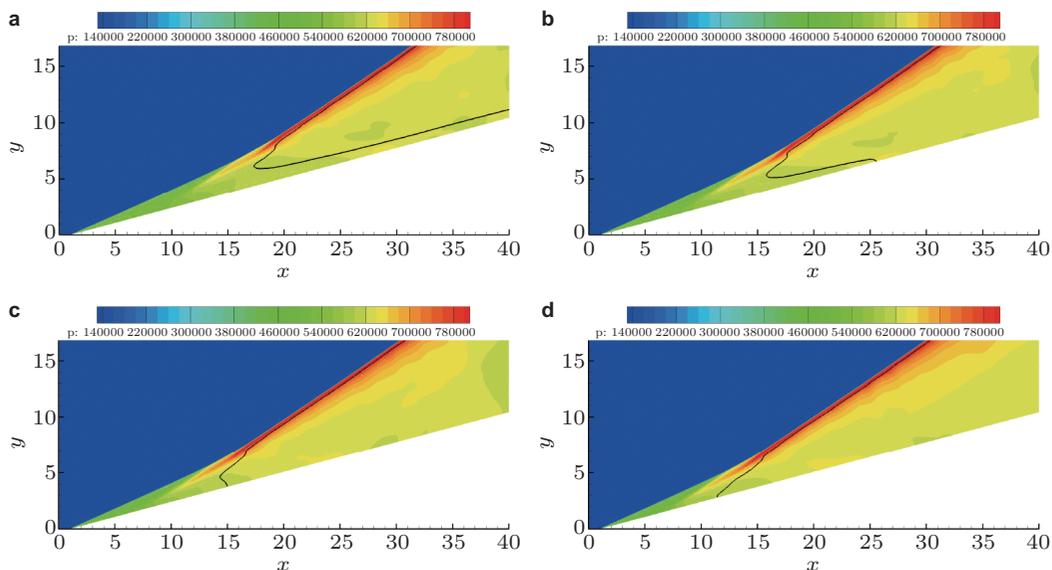


图 26

壁面当量比 $ER = 0.1$ (a), 0.2 (b), 0.3 (c) 和 0.4 (d) 气流产生的压力场 (长度单位: mm; 压力单位: Pa)

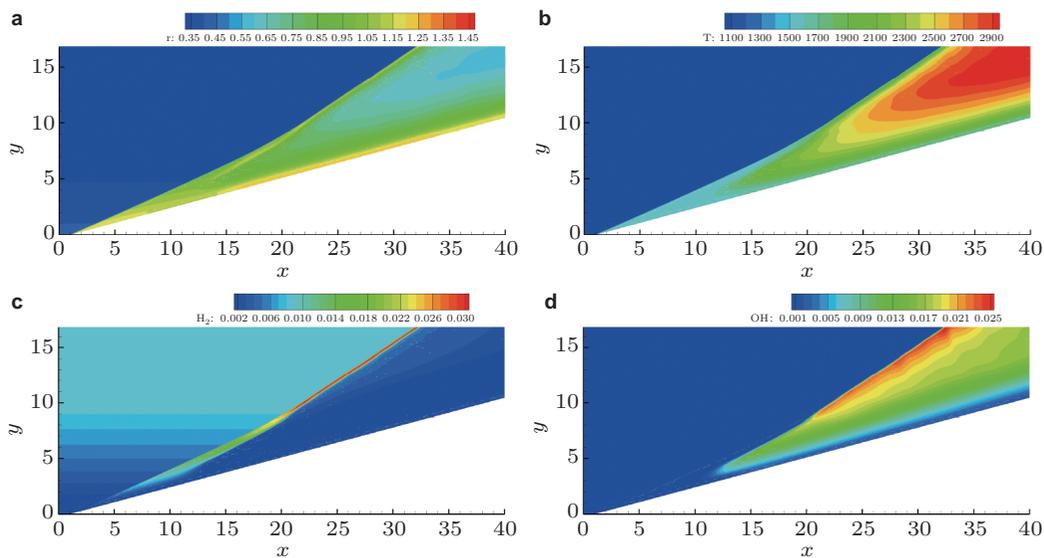


图 27

壁面当量比 $ER = 0$, 斜爆轰总密度 (a), 温度 (b), H_2 密度 (c), 和 OH 密度 (d) (长度单位: mm; 温度单位: K; 密度单位: kg/m^3)

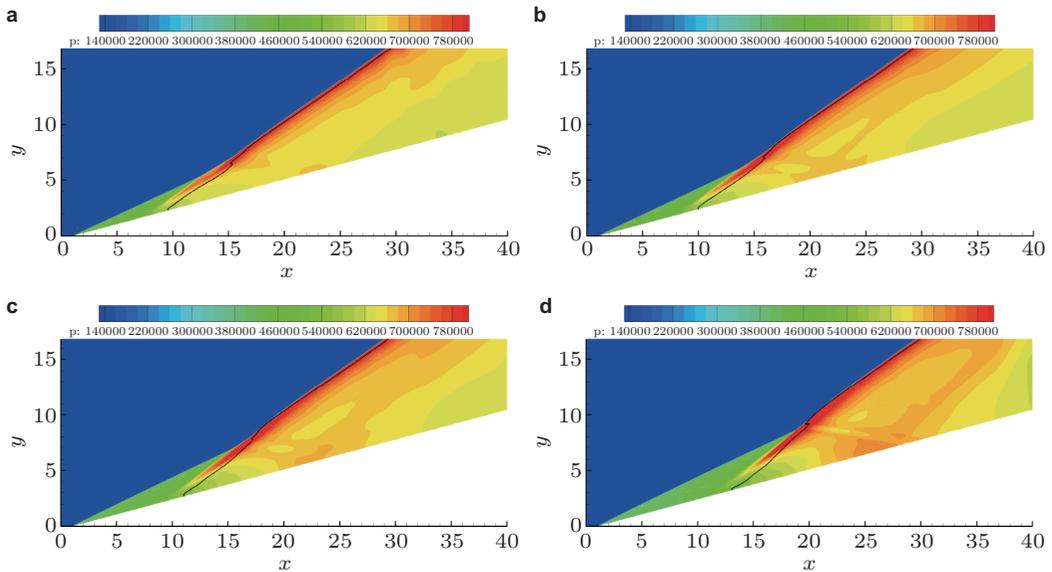


图 28

壁面当量比 $ER = 0.8$ (a), 1.2 (b), 1.6 (c) 和 2.0 (d) 时斜爆轰波的压力场 (长度单位: mm; 压力单位: Pa)

斜爆轰波压力场. 从图中可以观察到, 当 ER 从 0.8 增加到 2.0 时, 反应面的前端会向下游移动, 同时起爆区斜激波的倾角随之增加, 转变类型出现了从光滑类到突变类的过渡. 斜激波倾角变化与壁面当量比 ER 的变化有关: 在来流流速相同的情况下, 当混合物中加入更多的氢气以后, 当地马赫数是下降的, 从而引起斜激波倾角的增加. 另一个值得重视的现象是, 在富燃的混合气的起爆过程中, 并没有观测到扭曲的“V形”火焰. 理论推测楔面附近的富燃来流会像贫燃来流一样, 诱导出相似的波系, 但是需要更高的当量比: 根据图 26 结果, 壁面当量比 0.3 是形成“V形”火焰的一个临界点, 因此富燃情况下需要当量比 3.33 , 才能对应类似的混合不均匀度. 在实际的斜爆轰发动机中, 这种高当量比的非均匀性容易避免, 所以并没有模拟很高 ER 的算例, 也没有观察到“V形”火焰.

为了澄清当量比非均匀性对化学动力学的影响, 图 29 中给出了 $ER = 0.4 \sim 1.6$ 时温度和组元密度的分布图. 低当量比诱导出较为和缓的燃烧波, 所以温度曲线上升较为缓慢, 并导致最终的燃烧产物温度较低. 当 ER 提高到 0.8 时, 产物的温度上升, OH 组元的密度在所有算例中最大. 进一步增加当量比, 燃烧产物的温度曲线几乎相互重叠在一起, 而 OH 组元的密度下降, 意味着热释放的减少. 比较 $ER = 0.4$ 和 $ER = 1.6$ 两个算例, OH 组元密度的曲线几乎彼此重合, 而温度曲线则大相径庭, 这一现象说明

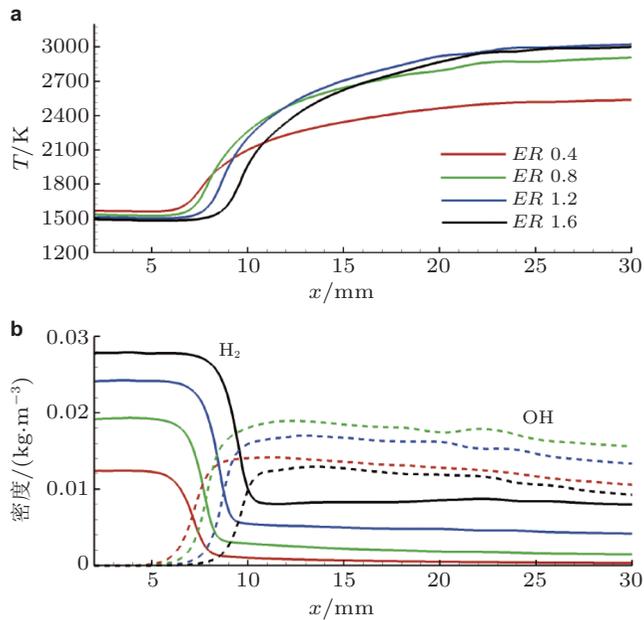


图 29

壁面当量比 $ER = 0.4, 0.8, 1.2$ 和 1.6 时, 楔面上的温度和 H_2/OH 组元密度

贫燃和富燃混合气有着不同的燃烧特征, 这些物理机制和燃烧规律区别有待于进一步的量化分析.

本节的研究模拟了一个非均匀来流中的典型斜爆轰波, 着重分析了起爆区前来流非均匀对其结构和关键特征长度的影响. 然而, 非均匀来流涉及到较多的自由参数, 目前对这方面研究还不够系统和深入. 如前几节所述, 斜爆轰起爆区存在突变、渐变两种总体结构, 每种结构又有若干包含不同波系的子结构, 它们对非均匀来流影响的响应必然存在差异. 另一方面, 非均匀来流包含许多自由参数, 导致模型空间巨大, 给系统性研究带来困难. 目前通常采用等温、等压变当量比, 如果允许存在热力学参数 (如温度、压力、密度) 的变化将更接近实际情况, 但是也导致波系更加复杂、更加多样. 即使对于变当量比的简化模型, 当量比的变化区间、幅度、形式 (线性分布、高斯分布等) 也有多种选择. 从爆轰物理的角度, 对不同结构在各种非均匀来流模型下的系统研究, 是有学术意义的; 从工程应用的角度, 尽可能采用接近实际的流动燃烧模型进行模拟和分析, 可望对发动机的研制起到推动作用.

6 斜爆轰波与稀疏波的作用

本文的前几节中, 所得到的斜爆轰波均假设位于一个半无限长楔面的上方, 由其

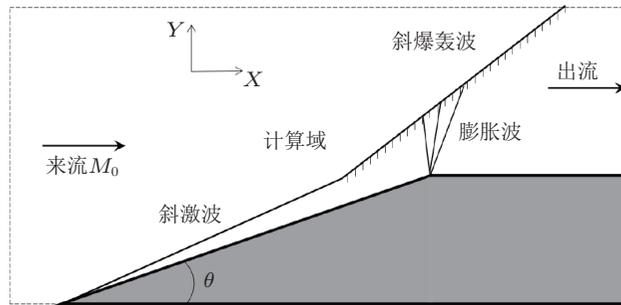


图 30

斜爆轰波与稀疏波模拟示意图

上游的斜激波转变而来. 在从基础研究走向应用的过程中, 需要考虑更多的因素, 其中之一就是抛弃“半无限长楔面”的假设. 在真实的发动机内流中, 能够使用的楔面长度是有限的, 斜爆轰波后的气流需要膨胀、加速, 以产生飞行器所需要的推力. 因此, 近年来国内外学者开展了斜爆轰波与稀疏波的作用规律研究, 对于爆轰物理和爆轰工程应用都有价值 (Papalexandris 2000, Liu et al. 2016a, Bhattarai & Tang 2017, Qin & Zhang 2018). 本研究仍然主要关注基础流动现象和规律方面, 构建了有限长楔面, 研究了楔面诱导的尾部稀疏波对斜爆轰波起爆区结构的影响 (Fang et al. 2018). 计算区域如图 30 所示, 灰色部分为固壁部分, 虚线与灰色部分的上边界构成计算域. 楔面计算条件为滑移固壁边界, 其余边界为一阶零梯度自由边界. 在楔面的转折处形成稀疏波, 它借助声速传播, 对斜爆轰波起爆结构产生影响. 本研究采用的楔面角度和尾部稀疏波的偏转角均为 25° , 即经过斜爆轰波压缩、燃烧后的气流重新膨胀到来流方向.

本研究采用的可燃气体是理想化学当量比的氢气-空气混合气体, 静压和静温分别是 1 atm 和 300 K . 作为基础算例, 首先模拟了无稀疏波的情况, 图 31 给出了马赫数 10 和 7 来流条件下的斜爆轰波温度分布. 由图可以看到, 马赫数 10 和 7 下的斜爆轰波起爆区结构不同: 马赫数 10 条件下, 出现了平滑过渡型起爆区结构; 马赫 7 条件下, 出现了突变过渡型起爆区结构. 不同的马赫数产生的起爆区长度也不同, 马赫数 7 的起爆区长, 几乎是马赫数 10 起爆区的 10 倍. 马赫数 10 的计算域为 $2.5 \text{ mm} \times 2.0 \text{ mm}$, 马赫数 7 的计算域为 $25 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$. 为了排除网格影响, 图 31 上方的结果基于粗网格的计算结果, 下方均为细网格结果. 粗网格的网格量为 500×400 , 细网格的网格量均为 1000×800 . 对比马赫数 10 的结果, 粗细网格间的差别较小; 对于马赫数 7 的结果, 细网格的结果表明起爆位置要靠前一些. 当网格变细以后, 可以看到更精细的流动结构, 如滑移线上出现的小涡结构. 但是, 这些差异对于研究稀疏波的影响基本可以忽略.

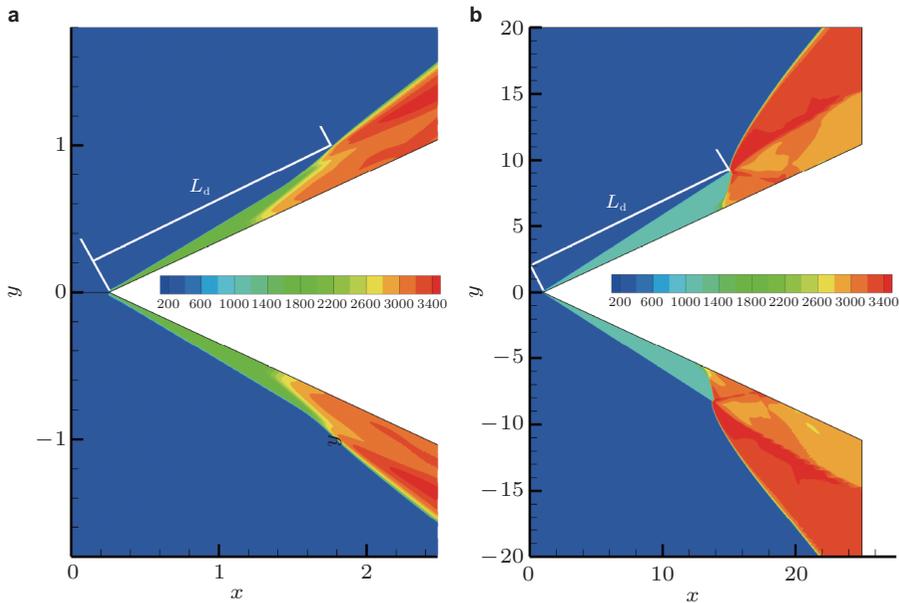


图 31

马赫数 10 (a) 和 7 (b) 时斜爆轰波结构温度图 (长度单位: mm; 温度单位: K)

完成了网格尺度对计算结果影响飞行后, 图 32 和图 33 给出了稀疏波对斜爆轰波起爆区结构影响的结果. 当稀疏波位置足够靠前时, 可能导致楔面不能诱导斜爆轰波的起爆, 低马赫数条件下, 影响更明显. 为了方便讨论, 定义了两个长度 L_e 和 L_d , 用以量化稀疏波的位置. L_e 代表稀疏波产生的位置, 即楔面前沿尖点到拐点位置; L_d 代表在无稀疏波条件下, 斜激波面到斜爆轰波面过渡位置 (即斜爆轰波面形成位置) 在楔面上的投影, 以提供评估稀疏波扰动的基准. 用无量纲数 L_e/L_d 来表征稀疏波和多波点的相对关系. 图 32 和图 33 展示了马赫数 10 和 7 条件下, 不同 L_e/L_d 比值的多波结构. 当 $L_e/L_d = 1.0$ 时, 虽然稀疏波的存在影响了下游的流场, 但是斜爆轰波依然存在, 并且斜爆轰波的起爆位置不受影响. 减小 L_e/L_d , 稀疏波的位置向上游移动, 当 $L_e/L_d = 0.8$ 时, 马赫数 10 情况下斜爆轰波依然存在, 但是有明显弱化现象, 马赫数 7 时斜爆轰波出现了熄爆现象. 继续减小 L_e/L_d 的值至 0.6 时, 两种马赫数条件下, 起爆的波结构消失, 流场表现与无化学反应激波流场相似.

为了对这些现象进行深入的研究, 需要分析不同的稀疏波位置的影响. 对马赫数 10 的情况, 图 32 表示的稀疏波位置虽然不同, 但是两种情况下的流场却十分相似. 而 $L_e/L_d = 0.6$ 时, 楔面不再能成功诱导斜爆轰的起爆, 因此调节稀疏波的位置, 直至获得起爆和熄爆之间的临界状态. 图 34 所示是 $L_e/L_d = 0.65$ 条件下流场结构的压力与温度分布图, 流场没有出现因为斜爆轰的起爆而导致的激波面弯曲现象, 这种现象从

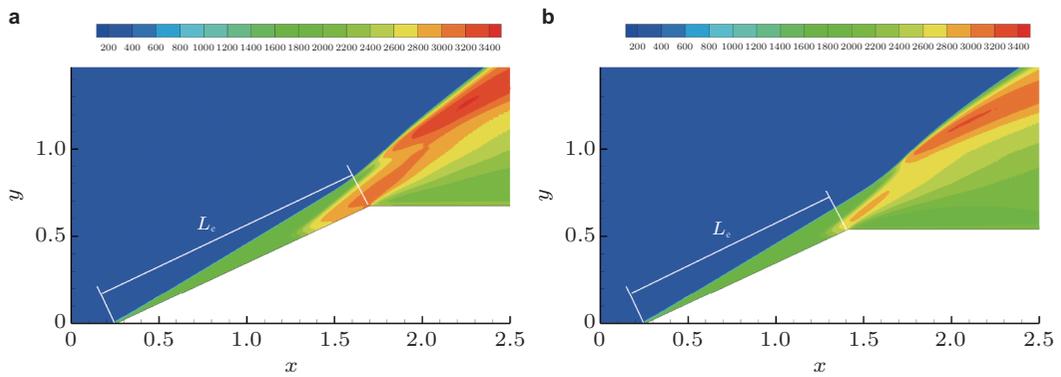


图 32

马赫数 10, $L_e/L_d = 1.0$ (a), 0.8 (b) 的斜爆轰波结构温度场 (长度单位: mm; 温度单位: K)

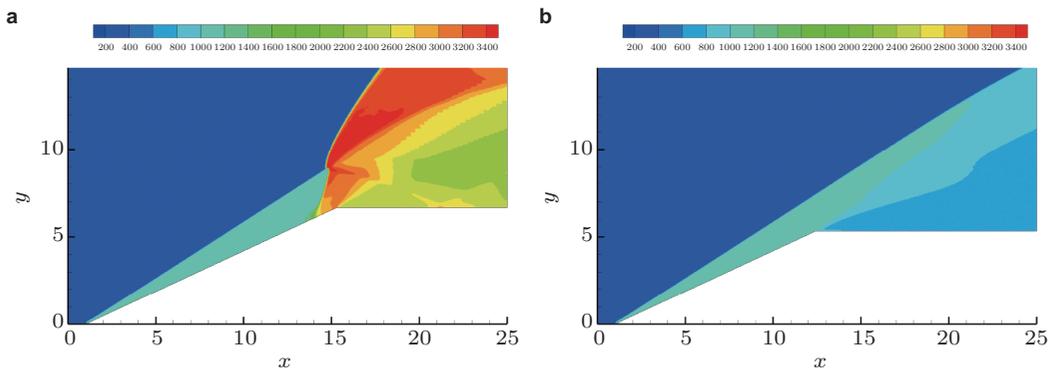


图 33

马赫数 7, $L_e/L_d = 1.0$ (a), 0.8 (b) 的斜爆轰波结构温度场 (长度单位: mm; 温度单位: K)

温度分布图也可以看到. 对比无反应气体的算例, 图 34 的激波面后存在有一道几乎平行于激波面的燃烧带, 虽然此时的稀疏波不足以使放热反应消失, 但是却能使放热反应与斜激波面解耦, 并导致了熄爆. 由此可以推论, 成功起爆与熄爆之间的流场演化, 是放热反应与稀疏波的相互竞争机制的表现.

在马赫数 7, $L_e/L_d = 0.8$ 的状态下, 楔面不能诱导斜爆轰波起爆. 因此增加 L_e/L_d 的值, 以获得其临界状态. 结果显示 $L_e/L_d = 0.85$ 时, 发生了起爆现象, 图 35 给出了对应的流场. 在起爆的初始阶段, 斜爆轰波的流场与 $L_e/L_d = 1.0$ 的波系结构类似. 但是快速起爆后, 这个波系结构会慢慢向下游移动, 如图 35 所示, 并且最终移出计算区域.

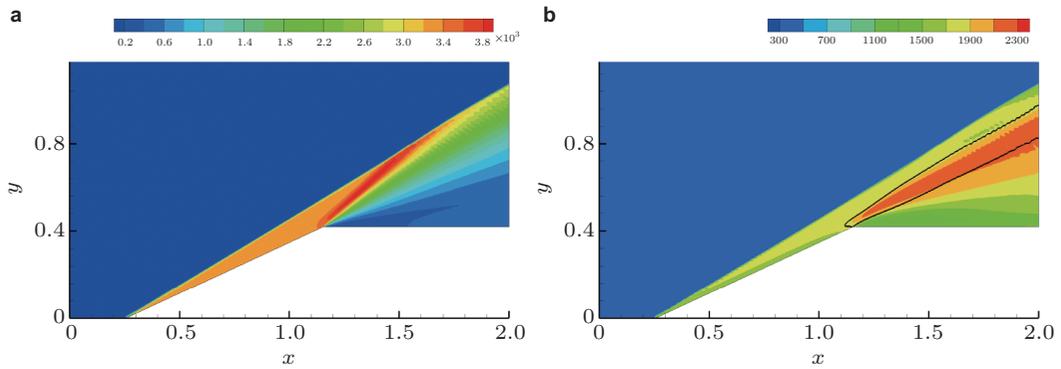


图 34

马赫数 10, $L_e/L_d = 0.65$ 斜爆轰波结构压力 (a) 和温度场 (b) (长度单位: mm; 温度单位: K)

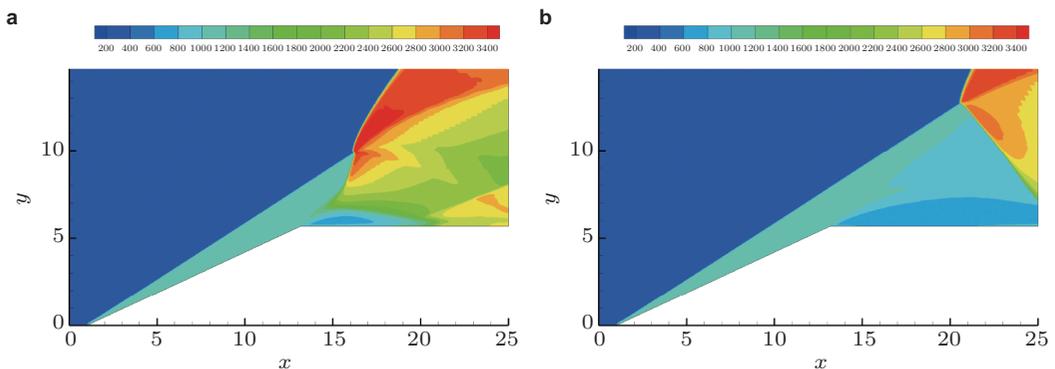


图 35

马赫数 7, $L_e/L_d = 0.85$ 时斜爆轰波流场演化图: (a) 初始形成阶段; (b) 向下游传播过程中的某时刻 (长度单位: mm; 温度单位: K)

在这种情况下, 最终还是要熄爆的, 也没有观察到放热反应与稀疏波竞争形成的解耦情况. 上述结果表明, 当起爆机制不同时, 稀疏波对斜爆轰波的影响是不同的. 根据之前的研究, 马赫数 7 时斜爆轰波是波控制的起爆模式, 马赫数 10 时斜爆轰波是动力学控制 (kinetics-controlled) 的起爆模式. 在动力学控制的情况下, 稀疏波的影响比较平缓, 临界状态出现在 $L_e/L_d = 0.65$ 左右. 在相应临界条件下, 流场的多波结构出现激波与燃烧带解耦的情况, 是成功起爆和完全熄爆的中间演变结构. 在波控制的起爆情况下, 斜爆轰波对稀疏波的影响更为敏感. 临界状态出现在 $L_e/L_d = 0.85$ 左右, 没有发现中间演化结构, 也没有观察到放热反应和稀疏波的相互竞争关系.

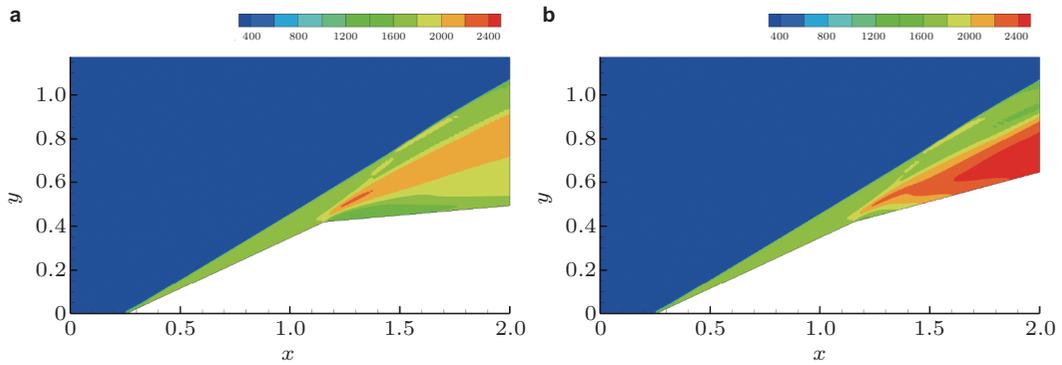


图 36

马赫数 10, $L_e/L_d = 0.65$, 偏转角为 20° (a) 和 10° (b) 的斜爆轰波结构温度场 (长度单位: mm; 温度单位: K)

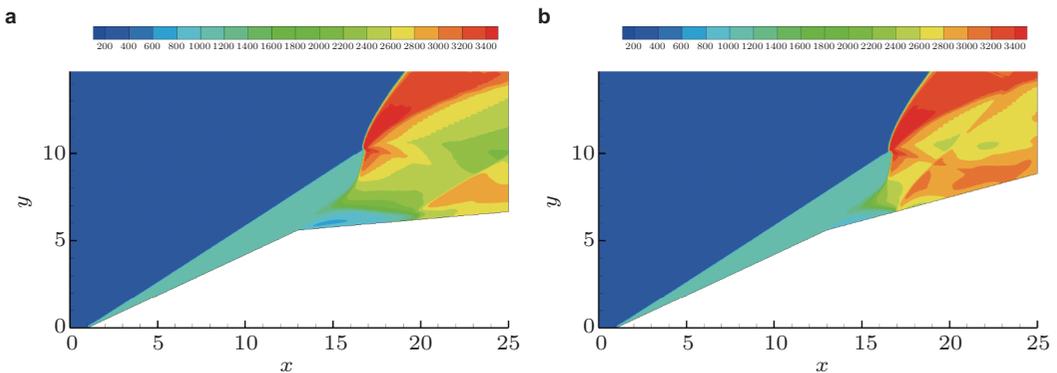


图 37

马赫数 7, $L_e/L_d = 0.85$, 偏转角为 20° (a) 和 10° (b) 的斜爆轰波结构温度场 (长度单位: mm; 温度单位: K)

为了进一步阐明这两种起爆模式在临界条件下的流场的不同特性, 进一步开展了不同偏转角下的计算模拟. 相对于之前算例 25° 偏转角, 将偏转角变为 20° 和 10° . 减少偏转角度实际上削弱了稀疏波的强度, 同时降低了稀疏波对于爆轰波的干扰强度, 相关结果如图 36 和图 37 所示. 动力学控制起爆模式下, 即马赫数 10 的斜爆轰保持了介于起爆与熄爆之间的激波和燃烧反应的解耦结构. 相反, 对于波控制的起爆模式, 马赫数 7 的斜爆轰表明起爆区并没有逐渐移动到下游. 因此, 波控制起爆模式的流场结构比动力学控制起爆的流场结构对稀疏波的影响更为敏感. 当然, 其中涉及到的一些流动机理, 仍然有待于进一步的研究.

斜爆轰波与稀疏波的作用, 其应用方向为有限空间内的斜爆轰流动, 包括冲压加速器 and 斜爆轰发动机. 之前的研究对于爆轰机理关注很多, 但是斜爆轰波与稀疏波的作用研究较少. 本节的研究结果也属于爆轰机理的研究范畴, 对真实的有限几何空间结构缺乏考虑, 下一步的研究需要涉及到斜爆轰波的反射、与边界层和滑移面的相互作用等方面. 如果从基础研究向应用研究进一步拓展, 则斜爆轰波除了需要考虑有限长度壁面的稀疏波, 还要考虑上游壁面与喷管连接处的稀疏波, 即波前稀疏波. 在真实的发动机中, 这些问题又会和前几节所述的波面不稳定性问题、非均匀来流问题耦合在一起, 研究难度非常大, 是未来需要重点关注的问题.

7 结论和展望

如同激波可以分为正激波和斜激波, 爆轰波也可以分为正爆轰波和斜爆轰波. 然而, 由于耦合了放热反应, 斜爆轰波比斜激波复杂得多. 主要借助近年来高速发展的计算流体力学方法, 结合有限的实验结果和理论分析, 研究者对斜爆轰波的认识不断深入, 取得了明显的进展: 揭示了从斜激波到斜爆轰波的起爆区多波结构, 阐明了斜爆轰波面失稳机理以及诱导的局部结构演化过程和规律, 初步获得了简单的非均匀来流条件对斜爆轰波结构和关键特征量的影响规律, 初步探讨了斜爆轰波在稀疏波作用下的熄爆特性以及临界结构动力学. 上述结果深化了对斜爆轰波物理规律的认识, 对于进一步的工程应用也有借鉴意义.

对斜爆轰继续深入研究, 应当立足于其在推进系统中应用的需求, 着力解决其中的关键科学问题. 一方面, 需要更深入地考虑来流条件的影响, 开展发动机进气、燃料喷射与燃烧的耦合研究. 同理想气体中斜爆轰不同, 发动机中的斜爆轰来流条件复杂. 虽然已经对简单模型, 如通过燃料/氧化剂当量比表征的来流不均匀情况进行了研究, 但是无论是基础研究的深度还是应用研究的广度, 都还远远不能满足需要. 除了来流的非均匀性, 还有一个难以回避的问题是来流的非定常性. 而这方面的研究目前关注较少, 缺乏系统的结果. 因此在本文中也就没有开展具体的介绍, 一些较新的结果见 Liu 等 (2018), Zhang 等 (2018a), Yang 等 (2019). 另一方面, 要利用斜爆轰燃烧后的超声速气流产生推力, 需要研究爆轰波后的膨胀过程. 原则上, 超声速气流通过扩张喷管膨胀, 即可实现内能向机械能的转化. 然而, 斜爆轰波后不均匀, 以及激波与燃烧的耦合, 给喷管设计带来了问题和困难. 斜爆轰波与稀疏波的作用可以看作这方面的一个初步探索, 但是真实的流动中的情况要复杂得多, 涉及到爆轰波在壁面上的反射、非对称的膨胀波系控制、可压缩边界层效应等, 都需要开展大量的研究 (Cai et al. 2018, 苗世坤等 2019).

更进一步的, 斜爆轰的研究不仅局限于斜爆轰发动机. 旋转爆轰发动机中的爆轰

波, 是一种介于正爆轰和斜爆轰之间的燃烧波. 在来流速度很低时, 波面传播方向与来流方向近似认为是垂直的, 但是来流速度较高时, 两者之间的夹角小于 90° , 呈现出斜爆轰波的特点. 随着来流速度的变化, 波面传播方向与来流方向的夹角自适应调节, 高速时接近斜爆轰波、低速时接近正爆轰波. 波头附近的复杂结构如果考虑三维效应, 特别是在内外管径差比较大的情况下, 就会更加复杂. 因此, 旋转爆轰波是一种典型的复杂多波结构, 学术界对于其精细的内部波系目前还缺乏深入的理解, 而斜爆轰波的研究对此可以起到促进作用.

致谢 国家自然科学基金资助项目 (11822202; 91641130).

参考文献

- 范宝春, 张旭东, 潘振华, 归明月. 2012. 用于推进的三种爆震波的结构特征. *力学进展*, **42**: 162-169 (Fan B C, Zhang X D, Pan Z H, Gui M Y. 2012. Fundamental characteristics of three types of detonation waves utilized in propulsion. *Advances in Mechanics*, **42**: 162-169).
- 范宝春. 2018. 极度燃烧. 北京: 国防工业出版社 (Fan B C. 2018. Extreme Combustion. Beijing: National Defense Industry Press).
- 范玮, 李建玲, 等. 2014. 爆震组合循环发动机研究导论. 北京: 科学出版社 (Fan W, Li J L, et al. 2014. Induction to A Combined Cycle Engine Based Detonation Combustion. Beijing: Science Press).
- 方宜申, 胡宗民, 滕宏辉, 姜宗林. 2017. 圆球诱发斜爆轰波的数值研究. *力学学报*, **49**: 268-273 (Fang Y S, Hu Z M, Teng H H, Jiang Z L. 2017. Numerical study of the oblique detonation initiation induced by spheres. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, **49**: 268-273).
- 苗世坤, 周进, 刘彧, 刘世杰, 林志勇. 2019. 超声速气流中的斜爆轰研究进展综述. *实验流体力学*, **33**: 41-53 (Miao S K, Zhou J, Liu Y, Liu S J, Lin Z Y. 2019. Review of studies on oblique detonation waves in supersonic flows. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, **33**: 41-53).
- 童秉纲, 孔祥言, 邓国华. 1996. 气体动力学. 北京: 高等教育出版社 (Tong B G, Kong X Y, Deng G H. 1996. Gasdynamics. Beijing: Higher Education Press).
- 王家骅, 韩启祥. 2013. 脉冲爆震发动机技术. 北京: 国防工业出版社 (Wang J H, Han Q X. 2013. Pulse Detonation Engine. Beijing: National Defense Industry Press).
- 王健平, 姚松柏. 2018. 连续爆轰发动机原理与技术. 北京: 科学出版社 (Wang J P, Yao S B. 2018. Principles and Techniques of Continuous Detonation Engine. Beijing: Science Press).
- 严传俊, 范玮, 等. 2005. 脉冲爆震发动机原理及关键技术. 西安: 西北工业大学出版社 (Yan C J, Fan W, et al. 2005. Principles and Key Techniques of Pulse Detonation Engine. Xi'an: Northwestern Polytechnical University Press).
- 袁生学, 赵伟, 黄志澄. 2000. 驻定斜爆轰波的初步实验观察. *空气动力学学报*, **18**: 473-477 (Yuan S X, Zhao W, Huang Z C. 2000. Primary experimental observation of standing oblique detonation waves. *Acta Aerodynamica Sinica*, **18**: 473-477).
- Alexander D C, Sislian J P, Parent B. 2006. Hypervelocity fuel/air mixing in mixed-compression inlets of scramjets. *AIAA Journal*, **44**: 2145-2155.
- Ashford S A, Emanuel G. 1994. Wave angle for oblique detonation waves. *Shock Waves*, **3**: 327-329.

- Bertin J J, Cummings R M. 2003. Fifty years of hypersonics: Where we've been, where we're going. *Progress in Aerospace Sciences*, **39**: 511-536.
- Bhattraai S, Tang H. 2017. Formation of near-Chapman-Jouguet oblique detonation wave over a dual-angle ramp. *Aerospace Science and Technology*, **63**: 1-8.
- Bomjan B, Bhattraai S, Tang H. 2018. Characterization of induction and transition methods of oblique detonation waves over dual-angle wedge. *Aerospace Science and Technology*, **82-83**: 394-401.
- Bourlioux A, Majda A, Roytburd V. 1991. Theoretical and numerical structure for unstable one-dimensional detonations. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, **51**: 303-343.
- Bourlioux A, Majda A J. 1992. Theoretical and numerical structure for unstable two-dimensional detonations. *Combustion and Flame*, **90**: 211-229.
- Braun E M, Lu F K, Wilson D R, Camberos J A. 2013. Airbreathing rotating detonation wave engine cycle analysis. *Aerospace Science and Technology*, **27**: 201-208.
- Cai X, Liang J, Deiterding R, Mahmoudi Y, Sun M. 2018. Experimental and numerical investigations on propagating modes of detonations: Detonation wave/boundary layer interaction. *Combustion and Flame*, **190**: 201-215.
- Cambier J L, Adelman H, Menees G P. 1990. Numerical simulations of an oblique detonation wave engine. *Journal of Propulsion and Power*, **6**: 315-323.
- Choi J Y, Kim D W, Jeung I S, Ma F, Yang V. 2007. Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation. *Proceedings of the Combustion Institute*, **31**: 2473-2480.
- Choi J Y, Shin E J R, Jeung I S. 2009. Unstable combustion induced by oblique shock waves at the non-attaching condition of the oblique detonation wave. *Proceedings of the Combustion Institute*, **32**: 2387-2396.
- Ciccarelli G, Dorofeev S. 2008. Flame acceleration and transition to detonation in ducts. *Progress in Energy and Combustion Science*, **34**: 499-550.
- Curran E T, Heiser W H, Pratt D T. 1996. Fluid phenomena in scramjet combustion systems. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **28**: 323-360.
- Dabora E K, Broda J C. 1993. Standing normal detonations and oblique detonations for propulsion. AIAA Paper: AIAA-93-2325.
- Emanuel G, Tuckness D G. 2004. Steady, oblique, detonation waves. *Shock Waves*, **13**: 327-329.
- Fang Y, Hu Z, Teng H. 2018. Numerical investigation of oblique detonations induced by a finite wedge in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Fuel*, **234**: 502-507.
- Fang Y, Hu Z, Teng H, Jiang Z, Ng H D. 2017. Numerical study of inflow equivalence ratio inhomogeneity on oblique detonation formation in hydrogen-air mixtures. *Aerospace Science and Technology*, **71**: 256-263.
- Fang Y, Zhang Y, Deng X, Teng H. 2019. Structure of wedge-induced oblique detonation in acetylene-oxygen-argon mixtures. *Physics of Fluids*, **31**: 026108.
- Fickett W, Davis W C. 2000. Detonation: Theory and Experiment. New York: Dover Publications.
- Figueria da Silva L F, Deshaies B. 2000. Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: A parametric numerical study. *Combustion and Flame*, **121**: 152-166.
- Fusina G, Sisljan J P, Parent B. 2005. Formation and stability of near Chapman-Jouguet standing oblique detonation waves. *AIAA Journal*, **43**: 1591-1604.

- Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. 1999a. Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations. *Combustion and Flame*, **116**: 154-165.
- Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. 1999b. Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves. *Shock Waves*, **9**: 11-17.
- Grismer M J, Powers J M. 1996. Numerical predictions of oblique detonation stability boundaries. *Shock Waves*, **6**: 147-156.
- Gui M Y, Fan B C, Dong G. 2011. Periodic oscillation and fine structure of wedge-induced oblique detonation waves. *Acta Mechanica Sinica*, **27**: 922-928.
- Han W, Wang C, Law C K. 2019. Three-dimensional simulation of oblique detonation waves attached to cone. *Physical Review Fluids*, **4**: 053201.
- He L, Lee J H S. 1995. The dynamical limit of one-dimensional detonations. *Physics of Fluids*, **7**: 1151-1158.
- Higgins A J. 2006. Ram accelerators: Outstanding issues and new directions. *Journal of Propulsion and Power*, **22**: 1170-1187.
- Iwata K, Nakaya S, Tsue M. 2016. Numerical investigation of the effects of nonuniform premixing on shock-induced combustion. *AIAA Journal*, **54**: 1682-1692.
- Iwata K, Nakaya S, Tsue M. 2017. Wedge-stabilized oblique detonation in an inhomogeneous hydrogen-air mixture. *Proceedings of the Combustion Institute*, **36**: 2761-2769.
- Kailasanath K. 2003. Recent developments in the research on pulse detonation engines. *AIAA Journal*, **41**: 145-159.
- Kaneshige M J, Shepherd J E. 1996. Oblique detonation stabilized on a hypervelocity projectile. *Symposium (International) on Combustion*, **26**: 3015-3022.
- Lee J H S. 1984. Dynamic parameters of gaseous detonations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **16**: 311-336.
- Lee J H S. 2008. *The Detonation Phenomenon*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Lehr H F. 1972. Experiments on shock-induced combustion. *Astronautica Acta*, **17**: 589-597.
- Li C, Kailasanath K, Oran E. 1993. Effects of boundary layers on oblique-detonation structures. AIAA Paper: AIAA-93-0450.
- Li C, Kailasanath K, Oran E S. 1994. Detonation structures behind oblique shocks. *Physics of Fluids*, **6**: 1600-1611.
- Liu Y, Han X, Yao S, Wang J. 2016a. A numerical investigation of the prompt oblique detonation wave sustained by a finite-length wedge. *Shock Waves*, **26**: 729-739.
- Liu Y, Liu Y S, Wu D, Wang J P. 2016b. Structure of an oblique detonation wave induced by a wedge. *Shock Waves*, **26**: 161-168.
- Liu Y, Wang L, Xiao B, Yan Z, Wang C. 2018. Hysteresis phenomenon of the oblique detonation wave. *Combustion and Flame*, **192**: 170-179.
- Maeda S, Inada R, Kasahara J, Matsuo A. 2011. Visualization of the non-steady state oblique detonation wave phenomena around hypersonic spherical projectile. *Proceedings of the Combustion Institute*, **33**: 2343-2349.
- Maeda S, Kasahara J, Matsuo A. 2012. Oblique detonation wave stability around a spherical projectile by a high time resolution optical observation. *Combustion and Flame*, **159**: 887-896.

- Maeda S, Sumiya S, Kasahara J, Matsuo A. 2013. Initiation and sustaining mechanisms of stabilized oblique detonation waves around projectiles. *Proceedings of the Combustion Institute*, **34**: 1973-1980.
- Menees G P, Adelman H G, Cambier J L, Bowles J V. 1992. Wave combustors for trans-atmospheric vehicles. *Journal of Propulsion and Power*, **8**: 709-713.
- Nettleton M A. 2000. The applications of unsteady, multi-dimensional studies of detonation waves to ram accelerators. *Shock Waves*, **10**: 9-22.
- Ng H D, Lee J H S. 2003. Direct initiation of detonation with a multi-step reaction scheme. *Journal of Fluid Mechanics*, **476**: 179-211.
- Papalexandris M V. 2000. A numerical study of wedge-induced detonations. *Combustion and Flame*, **120**: 526-538.
- Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. 1991. Morphology of standing oblique detonation waves. *Journal of Propulsion and Power*, **7**: 837-845.
- Qin Q, Zhang X. 2018. A novel method for trigger location control of the oblique detonation wave by a modified wedge. *Combustion and Flame*, **197**: 65-77.
- Ren Z, Wang B, Xiang G, Zheng L. 2018. Effect of the multiphase composition in a premixed fuel-air stream on wedge-induced oblique detonation stabilisation. *Journal of Fluid Mechanics*, **846**: 411-427.
- Ren Z, Wang B, Xiang G, Zheng L. 2019. Numerical analysis of wedge-induced oblique detonations in two-phase kerosene-air mixtures. *Proceedings of the Combustion Institute*, **37**: 3627-3635.
- Roy G D, Frolov S M, Borisov A A, Netzer D W. 2004. Pulse detonation propulsion: Challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science*, **30**: 545-672.
- Rubins P M, Bauer R C. 1994. Review of shock-induced supersonic combustion research and hypersonic applications. *Journal of Propulsion and Power*, **10**: 593-601.
- Sharpe G J, Radulescu M I. 2011. Statistical analysis of cellular detonation dynamics from numerical simulations: One-step chemistry. *Combustion Theory and Modelling*, **15**: 691-723.
- Short M, Quirk J J. 1997. On the nonlinear stability and detonability limit of a detonation wave for a model three-step chain-branching reaction. *Journal of Fluid Mechanics*, **339**: 89-119.
- Sislian J P, Dubebout R, Schumacher J, Islam M, Redford T. 2000. Incomplete mixing and off-design effects on shock-induced combustion ramjet performance. *Journal of Propulsion and Power*, **16**: 41-48.
- Sislian J P, Schirmer H, Dubebout R, Schumacher J. 2001. Propulsive performance of hypersonic oblique detonation wave and shock-induced combustion ramjets. *Journal of Propulsion and Power*, **17**: 599-604.
- Teng H, Ng H D, Jiang Z. 2017. Initiation characteristics of wedge-induced oblique detonation waves in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Proceedings of the Combustion Institute*, **36**: 2735-2742.
- Teng H, Ng H D, Li K, Luo C, Jiang Z. 2015. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces. *Combustion and Flame*, **162**: 470-477.
- Teng H, Zhang Y, Jiang Z. 2014a. Numerical investigation on the induction zone structure of the oblique detonation waves. *Computers & Fluids*, **95**: 127-131.
- Teng H H, Jiang Z L. 2012. On the transition pattern of the oblique detonation structure. *Journal of Fluid Mechanics*, **713**: 659-669.
- Teng H H, Jiang Z L, Ng H D. 2014b. Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations. *Journal of Fluid Mechanics*, **744**: 111-128.
- Tian C, Teng H, Ng H D. 2019. Numerical investigation of oblique detonation structure in hydrogen-oxygen

- mixtures with Ar dilution. *Fuel*, **252**: 496-503.
- Urzay J. 2018. Supersonic combustion in air-breathing propulsion systems for hypersonic flight. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **50**: 593-627.
- Verreault J, Higgins A J. 2011. Initiation of detonation by conical projectiles. *Proceedings of the Combustion Institute*, **33**: 2311-2318.
- Verreault J, Higgins A J, Stowe R A. 2012. Formation and structure of steady oblique and conical detonation waves. *AIAA Journal*, **50**: 1766-1772.
- Verreault J, Higgins A J, Stowe R A. 2013. Formation of transverse waves in oblique detonations. *Proceedings of the Combustion Institute*, **34**: 1913-1920.
- Viguier C, Figueira da Silva L F, Desbordes D, Deshaies B. 1996. Onset of oblique detonation waves: Comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixtures. *Symposium (International) on Combustion*, **26**: 3023-3031.
- Vlasenko V V, Sabel'nikov V A. 1995. Numerical simulation of inviscid flows with hydrogen combustion behind shock waves and in detonation waves. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, **31**: 376-389.
- Wang T, Zhang Y, Teng H, Jiang Z, Ng H D. 2015. Numerical study of oblique detonation wave initiation in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Physics of Fluids*, **27**: 096101.
- Wolański P. 2013. Detonative propulsion. *Proceedings of the Combustion Institute*, **34**: 125-158.
- Yang P, Ng H D, Teng H, Jiang Z. 2017. Initiation structure of oblique detonation waves behind conical shocks. *Physics of Fluids*, **29**: 086104.
- Yang P, Teng H, Jiang Z, Ng H D. 2018. Effects of inflow Mach number on oblique detonation initiation with a two-step induction-reaction kinetic model. *Combustion and Flame*, **193**: 246-256.
- Yang P, Teng H, Ng H D, Jiang Z. 2019. A numerical study on the instability of oblique detonation waves with a two-step induction-reaction kinetic model. *Proceedings of the Combustion Institute*, **37**: 3537-3544.
- Zhang Y, Fang Y, Ng H D, Teng H. 2019. Numerical investigation on the initiation of oblique detonation waves in stoichiometric acetylene-oxygen mixtures with high argon dilution. *Combustion and Flame*, **204**: 391-396.
- Zhang Y, Gong J, Wang T. 2016. Numerical study on initiation of oblique detonations in hydrogen-air mixtures with various equivalence ratios. *Aerospace Science and Technology*, **49**: 130-134.
- Zhang Y, Yang P, Teng H, Ng H D, Wen C. 2018a. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations. *AIAA Journal*, **56**: 4016-4023.
- Zhang Y, Zhou L, Gong J, Ng H D, Teng H. 2018b. Effects of activation energy on the instability of oblique detonation surfaces with a one-step chemistry model. *Physics of Fluids*, **30**: 106110.

(责任编辑: 戴兰宏)

Progress in multi-wave structure and stability of oblique detonations

TENG Honghui^{1,†} JIANG Zonglin^{2,3}

¹ School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

² State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

³ Department of Aerospace Engineering Science, School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Oblique detonation is an important direction in gaseous detonation physics and has great potential in the application of new-concept aeronautic and astronautic propulsion. As the fast combustion induced by shock, the oblique detonation wave could be simplified into a discontinuity with energy input. However, in oblique detonation flow, there concern several complicated fluid phenomena, such as shock wave and turbulence, which are coupled with the heat release and result in complicated flow and combustion mechanisms. A theoretical investigation is hard to be performed due to the characteristics of multi-scale and nonlinearity. Meanwhile, experimental investigation encounters the difficulties from measuring the flow fields of high temperature, high pressure, and high velocity. In the last two decades, the main progress of oblique detonation is achieved by numerical investigation through comprehensive simulation and analysis. First of all, the multi-wave structure of the initiation region and surface stability are introduced in the ideal inflow conditions. Then, derived from the application in engines, the effects of inflow inhomogeneity and interaction with expansion waves are studied and analyzed. Finally, some suggestions on future work are proposed and discussed.

Keywords oblique detonation, shock, deflagration, initiation, stability

Received: 22 July 2019; accepted: 22 November 2019; online: 29 December 2019

† E-mail: hhteng@bit.edu.cn

Cite as: Teng H H, Jiang Z L. Progress in multi-wave structure and stability of oblique detonations. *Advances in Mechanics*, 2020, 50: 202002

© 2020 *Advances in Mechanics*.



滕宏辉, 北京理工大学教授, 主要研究气相爆轰物理及其应用. 2003 年于中国科学技术大学获学士学位, 2008 年于中国科学院力学研究所获博士学位. 2010—2017 年在中国科学院力学研究所工作, 历任助理研究员、副研究员; 2017 年至今在北京理工大学工作, 历任特别研究员、教授. 在国内外学术期刊上发表论文 50 多篇, 其中包括流体力学和燃烧学权威期刊 *J. Fluid Mech.*, *Phys. Fluids*, *Combust. Flame*, *Proc. Combust.*

Inst. 共 15 篇. 获国家自然科学基金委优青项目、重大研究计划培育项目、面上项目以及若干国防类重点项目资助. 2014 年入选中国科学院青年创新促进会, 2016 年获中国科学院杰出科技成就奖 (集体奖). 现担任中国力学学会激波与激波管专业委员会委员, 中国航空学会燃烧与传热传质专业委员会委员, 中国工程热物理学会新型热力循环专业委员会委员, 《推进技术》《航空学报》等期刊编辑委员会 (青年) 委员.