斜爆震发动机的流动与燃烧机理

滕宏辉^{1*}, 杨鹏飞¹, 张义宁², 周林²

1. 北京理工大学宇航学院, 北京 100081;

2. 北京动力机械研究所, 北京 100074

*联系人, E-mail: hhteng@bit.edu.cn

收稿日期: 2020-04-25; 接受日期: 2020-06-05; 网络出版日期: 2020-07-29

国家自然科学基金(编号: 11822202)资助项目

摘要 斜爆震发动机是一种用于吸气式高超声速飞行器的新型动力系统. 它利用斜爆震波实现超声速气流中的高效燃烧, 具有放热快、比冲高、燃烧室短、运动部件少等科学和技术优势, 是高超声速推进技术的前沿方向. 这种发动机的关键是斜爆震波的起爆与波系控制, 因此需要对燃烧室的流动与燃烧机理进行深入研究. 在激波与燃烧耦合作用下, 斜爆震会形成具有多波结构的起爆区, 是一种受燃料性质影响的复杂波系结构. 这种波系结构通过高速来流的作用驻定在楔面上, 然而其对来流参数变化非常敏感, 因此需要对可能出现的非定常波动力学过程进行研究. 此外, 受限空间中的斜爆震结构, 即斜爆震波系结构与发动机几何约束的作用, 也是斜爆震发动机研制必须面临的问题. 本文对上述几个方面的研究进展进行了综述, 在总结研究成就的基础上, 阐释了斜爆震发动机研制面临的关键问题, 提出了下一步研究需要重点关注的方向.

关键词 斜爆震, 激波, 爆震发动机, 高超声速

PACS: 47.40.Ki, 47.40.Nm, 47.70.Fw

1 气相爆震物理与爆震发动机

爆震波是一种通过前导激波压缩实现预混可燃气体自点火, 进而利用燃烧放热实现前导激波高速、无衰减、自持传播的燃烧波. 爆震波存在于预混气体或者部分预混气体中, 也可以存在于凝聚态炸药以及可燃粉尘、液滴与空气混合物中. 爆震波的传播速度通常在km/s的量级, 早期研究者不理解为什么爆震波会有如此高的传播速度(比常见的爆燃燃烧高3个量级), 而且能够持续、无衰减传播. Chapman和Jouguet分别

独立对这个问题进行了研究, 得到了相同的结论, 因此后人将其统一称为CJ (Chapman-Jouguet)理论^[1]. 用CJ理论可以精准地预测爆震波传播速度, 描述了平衡态条件下宏观稳定的爆震波传播特征, 至今仍是爆震理论研究领域的里程碑. 然而, CJ理论是基于波前和波后状态的理论, 忽略了燃烧放热过程, 爆震起爆、传播过程等方面的研究在此框架下无法进行. 为了弥补这个缺陷, 20世纪40–50年代, Zeldovich, von Neumann和Döring分别独立提出了相似的、描述爆震波结构的理论模型, 后来统称为ZND (Zeldovich-von

引用格式: 滕宏辉, 杨鹏飞, 张义宁, 等. 斜爆震发动机的流动与燃烧机理. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 090008

Teng H H, Yang P F, Zhang Y N, et al. Flow and combustion mechanism of oblique detonation engines (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 090008, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0144](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0144)

Neumann-Döring)模型^[1]. 在ZND模型中, 前导激波的压缩将可燃气体的温度提升到自燃温度以上, 引发燃烧放热反应, 放热反应释放的能量反过来又推动了燃烧气体膨胀, 支撑了前导激波无衰减的传播. 这种一维的模型认为, 放热反应区发生在激波压缩后的气体中, 燃烧放热的能量添加导致温度升高, 同时压力、速度等参数不断变化, 最终在放热区的末端达到CJ状态. 该模型考虑了燃烧的有限放热速率及其相关的空间结构, 提出了流动与燃烧的相互作用机制, 是一个完整的、里程碑式的理论模型.

20世纪60年代开始, 随着测试技术的进步, 研究者对爆震现象的研究日益深入, 发现ZND模型偏离了实际情况, 开始了对爆震波内部结构的深入探索. 研究发现, ZND模型给出的激波-放热耦合结构是不稳定的, 在小扰动的作用下即可失稳. 这是因为化学反应对温度的变化非常敏感, 温度的小幅增加可以导致放热速率的大幅提升, 进而通过正反馈作用导致波面失稳. 这种失稳在理想的一维爆震波中表现为脉冲式的振荡传播, 瞬时速度围绕CJ速度振荡; 在多维爆震波中导致纵向和横向扰动在波头上不断放大, 进而形成胞格爆震波. 图1显示了典型的波头结构和爆震胞格, 可以看到前导激波不是平面, 而是由多道曲面激波构成; 同时曲面激波与其后放热区的耦合情况比较复杂, 有的部分比较强、有的部分比较弱. 较弱的部分可以

视为入射激波, 较强的部分可以视为马赫杆, 两者通过一道从马赫杆向入射激波方向传播的横波联结, 联结点称为三波点. 入射激波和马赫杆通过三波点的往复运动不断互相转化, 三波点的运动轨迹通过烟迹片记录下来, 就形成了爆震胞格. 过去50年, 对于胞格爆震波的研究实际上已经成为爆震物理最重要的一个分支. 借助烟迹片显示技术, 研究者对爆震胞格进行了大量研究和分析, 基本获取了常见燃料在不同压力、温度、当量比状态下的胞格空间尺度特性^[2]. 近来, 借助数值模拟技术获得了胞格动态演化过程, 揭示了这种多维波系结构形成的机理. 实验和数值模拟均发现, 对包含波面复杂结构的爆震波进行扰动, 如利用粗糙壁面、吸波壁面、障碍物、孔板透射, 只要爆震波没有解耦, 扰动后消除后会迅速回复到平衡状态的胞格爆震, 因此胞格爆震是激波和燃烧耦合的一种稳定形式, 而这种稳定指的是胞格尺寸等重要参数在统计意义上的不变性.

从热力学角度来说, 爆震燃烧存在两个核心优势, 即高放热速率和高热循环效率. 放热速率的优势源于爆震波传播速度快, 常温常压下爆震波的传播速度在1500 m/s以上, 马赫数通常在4以上. 这样一种高速传播的燃烧波, 如果能有合适分布的预混气体, 就可以在短时间内实现大量的化学能向机械能的转变. 热循环效率的优势源于爆震波是一种自增压燃烧, 即通过爆震波前导激波的压缩实现高压条件下的放热. 按照燃烧放热与环境(周围系统)的作用, 可以将其人为地划分为等容燃烧和等压燃烧两种理想情况, 实际过程往往介于两者之间. 在等容燃烧中, 热量的释放作用导致增压, 而放热区压力的提升可以带来热循环效率的提高. 爆震燃烧使得波后压力明显升高, 通常认为近似等容燃烧. 如果将激波压缩过程和放热过程分别看待, 燃烧放热发生在激波压缩后的气体中, 放热也可以看作一种先增压、再近似等压燃烧的两阶段过程. 虽然对具体物理过程的视角不同, 但是爆震燃烧可实现较高热循环效率的结论是相同的.

爆震燃烧的上述两种优势, 为其在空天动力系统中的应用奠定了科学基础. 然而, 爆震波不仅会失稳形成胞格结构, 导致流动过程非常复杂, 而且速度高、对来流条件变化敏感, 不容易组织宽裕度的定常燃烧. 这导致在发动机燃烧室中组织可控爆震燃烧的难度很大, 阻碍了其在航空航天推进系统中的应用.

图1 (网络版彩图)爆震波的波头温度(a)、压力梯度(b)与胞格结构(c)

Figure 1 (Color online) Temperature (a), pressure gradient (b) and cellular structures (c) of a detonation wave.

经过几十年的探索,研究者提出了脉冲爆震、旋转爆震和斜爆震三种形式的发动机,初步构建了基于爆震推进的动力系统解决方案.脉冲爆震发动机的原理是利用上游间歇启闭、下游开口的管道作为燃烧室,通过周期性进气、混合、起爆,形成向下游传播的爆震波,爆震波后高温高压气体向下游喷射产生推力.这种发动机适用于亚声速和超声速等多种情况,但是进气和排气的流动机理复杂,高频低阻阀门设计、高效非定常热功转化等,对其设计提出了很大的挑战.旋转爆震发动机在环形燃烧室中利用周向运动的爆震波组织燃烧,避免了脉冲爆震发动机频率低、重复起爆的缺点,是目前国际爆震推进领域的研究热点,但其适用马赫数上限尚不清楚,对旋转爆震波的精确控制是面临的主要挑战.

斜爆震发动机(Oblique Detonation Engine, ODE)是一种很早就被提出的概念,其原理是在高速预混气体中触发斜爆震波,组织超声速燃烧.这种发动机中斜爆震波是朝向上游的,有别于脉冲爆震的向下游传播,或者旋转爆震的侧向传播.实现斜爆震波在燃烧室内的驻定燃烧,需要根据其传播特性,对来流进行匹配性约束,其中高马赫数来流是稳定的必要条件之一.因此,这种发动机不具备地面低速自启动能力,而更适用于较高马赫数的高超声速飞行器.国外学者提出了两种斜爆震发动机-飞行器构型(图2)^[3],可见这是一种基于乘波体飞行器的发动机,其构型类似于超燃冲压发动机(Scramjet).然而,ODE的设计理念是燃料喷射后优先混合,达到一定均匀度后通过楔形体诱发

斜爆震波实现混气快速燃烧释热,与Scramjet边混合边燃烧有本质区别. Scramjet中的燃烧,是一种超声速来流中的燃烧,燃烧波相对于可燃气体并不是超声速的,而ODE中的斜爆震波本身是超声速的,因此也有人把爆震燃烧称为真正的超声速燃烧.另一种利用斜爆震波的方案是冲压加速器(Ram Accelerator),这可以看作一种简化版的斜爆震发动机,其原理是在充满可燃气体的长管道中射入高速射弹,利用射弹诱导的斜爆震波推动其自身进一步加速.冲压加速器实现加速的关键在于合适的斜爆震位置,为此需要对气体的爆震波特性以及射弹外形进行精确计算和设计.冲压加速器避开了在高总压超声速气流中混合困难的问题,一方面用来研究斜爆震波的特性和燃烧机理,另一方面作为一种弹道靶设备,被用于开展冲击动力学、气体物理效应的研究.

斜爆震推进的概念在20世纪50-60年代提出,并随着冲压加速器的探索,在20世纪80年代晚期至90年代初期迎来第一次研究高峰,美国、苏联、加拿大、法国、澳大利亚等纷纷开展研究.然而,当时的结论认为斜爆震发动机的性能优势要在飞行马赫数10甚至更高才能发挥出来,同时斜爆震波驻定困难,容易向上游或下游传播,导致应用难度大.因此,斜爆震的研究陷入低谷,后续的高超声速推进技术发展一分为二:一方面开展马赫数10以上的基于火箭动力的助推-滑翔式高超声速飞行器研制,另一方面开展马赫数7以下的基于超燃冲压的高超声速飞行器研制.过去20年,高超声速领域取得了长足的技术进步,助推-滑翔式的高超声速武器进入装备阶段,马赫7以下超燃冲压发动机技术取得了突破.在此基础上,发展适用于马赫数10及其以上的、基于吸气式推进系统的新型高超声速飞行器,成为下一步高超声速技术发展的必然趋势.

在斜爆震研究的第一个高峰期过后,经过30年的积累,学术界对斜爆震的认识更加深入,为研制斜爆震发动机提供了科学基础.为了在高速气流中利用斜爆震波组织稳定的燃烧,实现化学能到机械能的转化,首先必须掌握斜爆震波的波系结构.早期斜爆震波的研究基于波后化学反应速率无限大、放热在瞬间完成的假设,主要侧重于斜爆震波的极曲线分析并获得波面角度、波后状态对来流参数的依赖关系^[4],同时相应的理论分析也指出了驻定斜爆震波的多种流动图像,即存在欠驱动、弱过驱动和强过驱动的解^[5].考虑

图2 外压缩(a)和混合压缩(b)式斜爆震发动机示意图^[3]. 图片已获得授权

Figure 2 Schematics of the oblique detonation engine: external-compression (a) and mixed-compression (b) [3]. Copyright©2006 American Institute of Aeronautics and Astronautics.

波后燃烧化学反应的放热过程, 研究者发现斜爆震波是由无反应的斜激波、起爆区、一系列的压缩波和斜爆震波波面构成的复杂流动^[6,7], 如图3所示. 从斜爆震波形成及发展的角度看, 上游斜激波到斜爆震波的转变可以看成是斜爆震波的起爆过程, 而过渡区可以看作斜爆震波的起爆区. 在此基础上, 斜爆震的起爆过程涉及两种不同的结构, 除了通过多波点实现转变, 另一种是斜激波和斜爆震波通过一段弯曲的激波连接在一起^[8]. 通常将前者称为突变起爆, 后者称为渐变起爆, 它们之间的差别和预测准则一直是斜爆震研究的焦点之一^[9,10]. 另一个焦点是斜爆震波面的失稳及其诱导的小尺度波面结构, 借助日益强大的数值模拟算法和计算资源^[11], 研究者发现波面上规则的三波点结构与正爆震波的胞格结构类似, 随着无量纲活化能的增加, 波面上三波点结构会变得越来越无序. 进一步研究表明^[12,13], 对较高活化能的气体, 斜爆震波面失稳形成小尺度结构是一个不可避免的趋势, 相对于低来流马赫数, 较高的来流马赫数导致失稳延迟, 但是不会彻底抑制波面失稳. 由于前者一般对应突变起爆而后者对应渐变起爆, 因此小尺度波面结构在突变起爆下游的波面上更容易出现. 基于上述对过渡区结构和波面不稳定性的研究结果, 目前对于斜爆震波结构的理解如图4所示^[14].

上述关于斜爆震的研究, 主要还是从爆震物理的研究理念出发, 侧重于斜爆震条件下的激波和燃烧导致的复杂现象, 以期掌握超声速来流中强间断和放热耦合的机制和规律. 然而, 对于斜爆震发动机的研制来说, 上述研究还存在明显不足. 首先, 上述研究大部分都是基于简单总包反应模型, 多数是单步放热模型, 在推动机理研究的同时, 导致化学反应模型过度简化, 难以对实际流动进行仿真的问题. 其次, 上述研究基本不考虑来流的复杂性, 比如非均匀混合和非定常来流,

图3 早期的斜爆震波结构示意图^[6]. 图片已获得授权

Figure 3 Schematic of the basic structure of oblique detonations in the early studies^[6]. Copyright©1994 American Institute of Physics.

图4 斜爆震波结构示意图. (a) 突变起爆; (b) 渐变起爆^[14]. 图片已获得授权

Figure 4 Schematic of the initiation structure of oblique detonations. Abrupt transition (a) and smooth transition (b)^[14]. Copyright©2018 American Institute of Aeronautics and Astronautics.

而这些因素在发动机来流中是不可避免的. 最后, 上述研究关注的是二维半无限长楔面, 即二维平面流动, 不考虑有限长度楔面以及发动机几何限制造成的影响, 是一种简化的理想情况. 针对上述三个问题, 学术界近几年开展了许多研究, 下面对相关方向的重要进展分别进行介绍.

2 不同燃料中的斜爆震波系结构

早期的研究采用简化反应模型阐明了多种参数对斜爆震波系结构的影响, 典型的化学动力学参数如活化能或放热量、典型流体动力学参数如来流马赫数, 以及几何参数如楔面角度. 常用的简化反应模型有单步放热和两步诱导-放热, 其在不同的精度上考虑激波压缩后的反应过程. 然而, 简化反应模型只能开展定性的研究, 而定量的研究, 特别是给定来流和几何条件的流场结构, 还需要采用基元反应模型才能开展. 基元反应模型本身比较复杂, 通常是国际学术界不同团队长期合作开发出来的, 爆震领域对模型本身一般不进行特别研究. 爆震理论和数值研究所采用的基元模型, 一般是纯粹的化学反应模型, 即不考虑流动的影响, 可以从低速燃烧领域借鉴. 本文工作涉及的爆震化学反应模型种类多, 而且流动模拟也涉及不同的离散方法和格式, 为了不影响内容的连续性, 对这些技术性的内容放在附录中统一介绍.

在前期采用简化反应模型进行研究的基础上, H_2 -

Air混合气体中的斜爆震波得到了进一步研究. 这是因为 H_2 是一种常见的、有突出优点的燃料, 它质量能量密度大、声速高容易混合、点火起爆能量低、反应机理明确. 在化学恰当比的 H_2 -Air混合气体中(H_2 - O_2 - N_2 , 2:1:3.76, 压力1 atm, 温度300 K), 高速来流诱导的斜爆震波如图5所示(马赫数7~10, 楔面角度 25°)^[15]. 可以看到随着马赫数降低, 诱导区的斜激波角和反应区的斜爆震波角都在增大, 同时起爆位置向下游移动, 比如马赫数10时起爆区长度大约为2 mm, 而马赫数7时起爆区长度增加为15 mm左右. 与此同时, 斜激波到斜爆震波的起爆区波面也在发生变化, 起爆方式从渐变起爆发展为突变起爆. 突变起爆和渐变起爆的差别曾有不少数值分析, 研究者提出了多种判别准则. 文献[9]采用三步反应模型对该问题进行了系统的研究, 发现斜爆震波和斜激波的角度差为起爆结构的变化提供了一种普适性比较好的预测准则: 较大的角度差对应突变起爆、较小的角度差对应渐变起爆. 角度差小的时候, 斜激波到斜爆震波容易过渡, 通过弯曲激波的逐渐加速即可实现, 因此表现为渐变起爆; 而角度差大的时候, 斜激波到斜爆震波难以过渡, 只有通过类似热点的突变起爆来实现. 对比图5的结果, 角度差随着马赫数的降低而增大, 因此这些结果与以前的理论预测是一致的. 此外, 观察诱导区末端的流场可以发现, 渐变起爆的反应面上存在压缩波, 而在突变起爆的反应面上, 压缩波变成了激波, 而且由于激波和反

应面耦合在一起, 诱导区末端实质上是一种斜爆震波. 这种起爆区波系的差别, 受流动和化学反应放热多种参数的影响, 研究者至今对其缺乏深入的认识.

上述结果模拟的是常温常压下预混可燃气来流, 对应地面的冲压加速器中的流动条件. 为了研究斜爆震发动机中的流动, 需要考虑飞行器的乘波体构型, 以确定合适的斜爆震波前来流条件. 可燃气体在进入燃烧室之前必然经过前体压缩, 因此爆震波前可燃混合气体具有较高的静温. 为了更好地模拟实际发动机中的流动, 研究人员首先结合斜激波理论和标准大气参数对来流参数进行理论计算^[16]. 假设飞行器高度为30 km, 飞行马赫数为10, 气体经过两道 12.5° 的楔面压缩之后进入燃烧室, 不考虑混合过程及其造成的总压损失, 由此得到的气体马赫数约为4.3, 压力56 kPa, 温度1021 K. 这组来流参数在楔面角度 15° 时诱导的斜爆震如图6所示. 可以看到, 斜激波面和斜爆震波面之间存在一个转变区, 这说明斜爆震波是渐变起爆. 起爆区的位置在 $x=30$ mm左右, 贴近壁面的火焰面出现较早, 贴近波面的火焰面出现较晚. 对比常温常压气体中的斜爆震波, 可以发现这种斜爆震波的起爆区结构类似图5(a)马赫数10的情况, 而起爆区长度要高一个量级, 比图5(d)马赫数7的长度还要长.

为了开展进一步的定量分析, 斜爆震波沿平行于y轴的直线上的激波/火焰面位置(诱导区无火焰面, 位置定为0), 以及将两者相减得到的诱导区长度在y轴方

图 5 化学恰当比 H_2 -Air混合气体中, 斜爆震压力(上)和温度(下), 马赫数为10 (a); 9 (b); 8 (c); 7 (d)^[15]. 图片已获得授权

Figure 5 Pressure (upper) and temperature (lower) fields of the oblique detonations in a stoichiometric H_2 -Air mixture. (a) $Ma=10$; (b) $Ma=9$; (c) $Ma=8$; (d) $Ma=7$ [15]. Copyright©2016 The Combustion Institute.

向的投影绘制在图7中. 激波和火焰面位置通过沿平行于y轴的直线从上到下扫描温度变化得到, 激波的识别特征是温度首次达到1100 K, 即明显超过波前温度1021 K, 火焰面识别特征是温度首次达到2070 K, 对应CJ爆震波诱导区末端温度. 如果上述温度位于两个网格中间, 则通过网格纵坐标的线性插值得到其位置. 结果显示, 随着取样位置向下游的移动, 最初激波高度线性增加, 在 $x=20$ mm之后, 火焰面开始出现, 并影响激波形成了具有弯曲激波面的起爆区. 随后激波和火焰面紧密耦合在一起, 两者基本平行. 由于上游反应尚未发生, 诱导区长度首先持续增长, 随后火焰面出现起爆区长度开始下降, 经历了复杂的下降过程后, 达到稳定状态. 在下降过程中存在一个平台, 在 $x=30$ mm附近, 说明激波和燃烧的耦合达到了一个相对平衡状态, 但是后来这个状态又被打破, 诱导区长度从

图 6 (网络版彩图)前体压缩后的 H_2 -Air混合气体中, 斜爆震波压力(上)和温度场(下)

Figure 6 (Color online) Pressure (upper) and temperature (lower) fields of oblique detonations in a pre-compressed H_2 -Air mixture.

图 7 前体压缩后的 H_2 -Air混合气体中, 斜爆震波的诱导区长度和激波/火焰面位置^[16]. 图片已获得授权

Figure 7 Induction zone length and location of shock/flame front of oblique detonation in a pre-compressed H_2 -Air mixture [16]. Copyright©2015 AIP Publishing LLC.

2 mm左右下降到0.8 mm左右才达到最终稳定状态. 这种结构和突变起爆结构存在很大不同, 以前的研究表明^[12], 突变起爆结构的诱导区长度, 从上游到下游先上升后下降, 但是下降后还存在一个二次上升过程. 第一个上升过程对应斜激波波面, 之后的下降是斜爆震起爆导致的, 而二次上升过程对应斜爆震波面. 在渐变起爆中, 一次上升和下降过程均出现, 但是二次上升过程没有出现, 体现了两种起爆方式对诱导区长度变化的影响.

对比上述结果, 可以发现即使是相同种类(化学恰当比 H_2 -Air混合气体)的来流, 起爆区结构也随着来流气体动力学参数的变化差别很大. 高空来流条件下的结构倾向于渐变起爆结构, 这是因为发动机对应的高空来流, 空气比较稀薄, 而经过激波压缩之后静温比较高. 这种高温、低密度来流, 单位体积放热量比较低, 因此斜爆震波波角与斜激波波角差别较小. 根据之前的研究^[9], 较小的角度差导致起爆区出现渐变结构. 高静温的来流, 采用较小的楔面角度(15°)就能实现起爆. 起爆区长度是高温和低密度竞争的结果: 前者有利于点火, 而后者不利于建立斜爆震波. 另一方面, 低密度导致放热量不足, 斜爆震角和斜激波角差别较小, 出现渐变起爆.

上述高空来流条件的影响对于认识斜爆震在发动机中的流动特性是非常重要的, 但是研究只针对固定飞行高度和马赫数开展. 为了能够更有针对性, 研究人员近期对不同飞行高度和马赫数的影响进行了模拟, 图8显示了斜爆震温度场随着飞行高度发生变化. 气体仍然为化学恰当比的 H_2 -Air混合气体, 飞行马赫数固定为10, 气流经前体压缩总体偏转角为 24° , 采用两道等强激波压缩实现, 斜爆震诱导楔面角度为 19° . 虽然采用了不同的偏转角、压缩方式、楔面角度, 30 km对应的斜爆震波结构基本保持不变, 仍然是渐变起爆结构, 在此不再重复展示. 可以看到, 随着飞行高度的降低, 斜爆震逐渐向突变起爆转变, 而飞行高度的增加导致起爆区逐渐模糊, 仍然保持渐变起爆. 根据标准大气模型, 温度随高度变化较小, 斜爆震结构的变化应当是来流密度或压力的变化导致: 高度降低带来密度增加, 由此导致放热量提升, 斜激波与斜爆震波角度差增大, 进而诱导突变结构. 马赫数对斜爆震结构也有影响, 一般规律是在相同的飞行高度, 高马赫数导致渐变结构, 低马赫数导致突变结构, 这和本节第

图 8 (网络版彩图)前体压缩后的 H_2 -Air混合气体中, 斜爆震波温度场随飞行高度的变化. (a) 20 km; (b) 25 km; (c) 35 km; (d) 40 km

Figure 8 (Color online) Temperature fields of oblique detonations in a pre-compressed H_2 -Air mixture: the flight altitude is (a) 20 km; (b) 25 km; (c) 35 km; (d) 40 km.

一个算例显示的规律是类似的, 因此不再详细讨论. 上述结果说明, 在斜爆震发动机中, 波系结构受到飞行条件的影响, 相对于冲压加速器更容易出现渐变起爆, 但是两种起爆结构都可能出现. 渐变起爆出现在相对高空、高马赫数条件下, 突变起爆出现在相对低空、低马赫数条件下, 这个规律对于爆震发动机的设计具有参考价值.

在对氢气与空气混合气体中的斜爆震波结构进行研究的同时, 对其他燃料中的斜爆震波系结构的研究也在开展. 燃料性质对爆震波的影响一直是爆震物理一个重要的研究方向^[17-19], 不同的燃料对应不同的反应活化能以及放热曲线, 再加上燃料、中间粒子、产物的热物性变化, 导致现象非常复杂, 研究者对其中许多问题还缺乏机理层面的认识. 爆震物理研究中用的最多的燃料是 H_2 和 C_2H_2 , 用的最多的氧化剂是空气和 O_2 . 作为氧化剂的空气, 发生反应的本质上也是 O_2 , N_2 可以看作稀释气体. 另一种常用的稀释气体是Ar, 通常和 O_2 混合以调节爆震波的稳定性、速度等参数. 在上述 H_2 -Air斜爆震研究的基础上, 研究人员进一步开展了 H_2 - O_2 -Ar和 C_2H_2 - O_2 -Ar斜爆震的研究^[20]. 在70% Ar稀释的化学恰当比的 H_2 - O_2 混合气体(H_2 - O_2 -Ar 2:1:7, 压力1 atm, 温度300 K)中, 高速来流诱导的斜爆震波如图9所示(马赫数6.5–8.0, 楔面角度25°). 可以看到这一组斜爆震与常温常压 H_2 -Air混合气体中的斜爆震波有类似之处: 较低的来流马赫数导致突变起爆, 较高的来流马赫数导致渐变起爆; 突变起爆结构更加复

杂, 有比较明显的滑移线以及向右下方延伸的斜激波(以及斜激波反射等). 然而, 之前研究的常温常压 H_2 -Air中的斜爆震波, 突变起爆到渐变起爆的转变马赫数在8.0–9.0之间, 这组斜爆震波的相应马赫数在7.0–7.5之间, 说明稀释气体对波系结构还是产生了明显的影响. 在给定的马赫数下, 70%Ar稀释的斜爆震波相对于 H_2 -Air中斜爆震波, 更接近渐变过渡. 这是因为Ar是一种单原子分子, 比热比大于双原子分子 N_2 , 进而导致相同马赫数下, Ar稀释混合气体中斜激波波后温度高、点火延迟时间短, 因此马赫数对起爆类型的敏感区向低马赫数移动.

除了对马赫数敏感区的影响, 研究还发现Ar稀释气体中的斜爆震结构对于初始压力敏感. 比如对图9(b)显示的马赫数7的斜爆震, 如果来流压力从1.0 atm降低到0.5 atm同时保持其他参数不变, 斜爆震就会变为渐变结构, 而这种情况在 H_2 -Air斜爆震波中不存在^[20]. 为了找到其原因, 首先对 N_2 稀释混合气体的比例进行调整, 发现 H_2 - O_2 - N_2 (2:1:7)的气体 and H_2 -Air (H_2 - O_2 - N_2 , 2:1:3.76)的气体相同, 其结构也对压力不敏感. 通过对不同压力、不同稀释比例的两种混合气体进行大量模拟和分析, 找到了能够对这种结构的压力敏感性进行判别的参数 R_L . 该参数是一个比值, 分子是诱导区长度, 分母是放热区长度, 均根据斜爆震波后紧贴壁面流线的温度变化来定义. 保持反应气体的摩尔量不变, 即0.3 atm的 2H_2 - O_2 , 添加不同的稀释气体(如添加7Ar, 则得到1.0 atm的 H_2 - O_2 -Ar 2:1:7), 得到

图 9 (网络版彩图) $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-Ar}$ (2:1:7)混合气体中斜爆震波温度场, 来流马赫数为: (a) 6.5; (b) 7.0; (c) 7.5; (d) 8.0^[20]. 图片已获得授权

Figure 9 (Color online) Temperature fields of oblique detonations in a $\text{H}_2\text{-O}_2\text{-Ar}$ (2:1:7) mixture, (a) $Ma=6.5$; (b) $Ma=7.0$; (c) $Ma=7.5$; (d) $Ma=8.0$ [20]. Copyright©2019 Elsevier Ltd.

的该参数随稀释气体摩尔数的变化如图10所示. 总体来说, R_L 在 N_2 稀释气体中较高, 在 Ar 稀释气体中较低. R_L 低意味着放热反应的距离和诱导反应是可比的, 从流动和放热耦合角度, 意味着诱导区容易被放热区改变. 反之, R_L 高意味着诱导区不容易受放热区影响, 结构的敏感性较低. 因此, 起爆结构对压力的敏感性是由燃料的放热特性决定的, 可以通过 R_L 对敏感性进行判别. 这和起爆结构对马赫数或温度的敏感性不同: 对压力的敏感性只存在于部分气体中, 对温度的敏感性在所有气体中都存在, 两者从不同角度反映了稀释气

体对斜爆震波系的复杂影响.

在氢气爆震的基础上, 研究人员还研究了 C_2H_2 燃料, 即 $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2\text{-Ar}$ 混合气体中的斜爆震, 这种混合气体之所以在爆震物理研究中得到广泛应用, 是因为其与氧气的混合气体特别容易起爆. 起爆能量和胞格宽度的三次方成正比, 由此可见 C_2H_2 爆震波胞格宽度比较小. 为了降低实验成本和提升安全性, 爆震实验希望在较细的管道中开展. 由于可以用较小直径的管道容纳较多的胞格, 过去几十年采用 C_2H_2 燃料开展了大量平衡态爆震的研究, 积累了较多的爆震物理方面的研究成果. 即使考虑到斜爆震发动机以 C_2H_2 为燃料的可能性不大, 研究者仍然对其开展了模拟和分析, 以期从机理角度深化对斜爆震的认识^[21,22]. 在85% Ar 稀释的化学恰当比的 $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ 混合气体中($\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ 1:2.5, 压力20 kPa, 温度298 K), 高速来流诱导的斜爆震波如图11所示(马赫数7-10, 楔面角度 25°). 可以看到气体种类的改变对斜爆震结构的变化规律没有产生影响, 依然是低来流马赫数导致突变起爆, 高来流马赫数导致突变渐变起爆, 前者靠近上游起爆距离短, 后者靠近下游起爆距离长. 然而, 燃料种类的改变也带来了一些不同, 比如马赫数7的来流诱导的斜爆震波, 如图11(a)所示, 就显示出了一种特殊的波系结构. 这种结构的特点在于在突变起爆点的下方, 存在一个连接二次斜爆震波的正爆震. 这段正爆震长度很短, 但是反映出诱导区末端的波系发生了定性的变化, 说明斜爆

图 10 化学恰当比的 $\text{H}_2\text{-O}_2$ (2:1)混合气体, R_L (诱导区与反应区长度比)随稀释气体(N_2 和 Ar)稀释比的变化^[20]. 图片已获得授权

Figure 10 The R_L (ratio of the induction length to the reaction length) as a function of the dilution ratio (N_2 and Ar) in a stoichiometric $\text{H}_2\text{-O}_2$ mixture [20]. Copyright©2019 Elsevier Ltd.

图 11 (网络版彩图) 85%Ar 稀释的 $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ (1:2.5) 混合气体中的斜爆震温度场, 马赫数为: (a) 7.0; (b) 8.0; (c) 9.0; (d) 10.0^[21]. 图片已获得授权

Figure 11 (Color online) Temperature fields of oblique detonations in a $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ (1:2.5) mixture with a 85% Ar dilution, (a) $Ma=7.0$; (b) $Ma=8.0$; (c) $Ma=9.0$; (d) $Ma=10.0$ [21]. Copyright©2019 The Combustion Institute.

震波起爆区结构的复杂性. 另一组结果如图12所示, 保持气体的压力、温度和楔面角度不变(压力5 kPa, 温度298 K, 楔面角度 25°), 调节稀释气体比例和来流马赫数, 得到了两个相似的爆震波结构. 这两个结构的共同特点是均从反应面向右下方延伸出两道斜激波, 而通常只有一道斜激波. 这种双斜激波结构的形成是由火焰面决定的, 从三波点向左下方延伸的火焰面强度不一致, 总体上分成了两段, 上半段是斜爆震波, 下半段是普通火焰面. 为了匹配不同反应面后的气体参数, 从两段联结处又形成了一道斜激波, 与波面上起爆三波点延伸出的斜激波组成了双波结构. 虽然图12显示的结果均是基于渐变结构, 这种现象在突变结构

中也存在, 如果仔细观察, 图11(a)中两道斜激波就已经有迹可循了. 此外, 不同稀释比例的气体对起爆区长度和结构的研究还有一些不同于氢气燃料的情况, 在此不再详细列举.

总体上, 研究者目前对于斜爆震波的基本结构已经有了一定的研究, 在起爆区类型及其预测方面做了不少工作, 但是对于起爆区的波系结构, 特别是涉及不同燃料、复杂反应机理的斜爆震, 还存在很大的不足. 下一步的研究, 需要对其中的波系结构形成机理进行深入分析, 掌握起爆区波系变化规律, 建立结构、起爆区长度等关键参数的预测模型.

3 非定常来流中的斜爆震稳定性

以发动机应用为目标的斜爆震流动, 来流条件的影响是一个至关重要的问题. 传统的爆震物理中, 研究对象通常是在静止的预混气体中传播的非定常爆震波, 这种研究是认识运动气流中爆震波动力学的基础, 但是不能直接为爆震发动机的研制提供帮助. 在对静止气体中的爆震波研究中, 一些研究者发现波前气体燃料分布的空间非均匀, 比如存在流向或者法向的密度梯度, 会导致更加复杂的波动力学过程^[23,24]. 对于发动机中的斜爆震波, 来流不仅存在燃料空间分布上的非均匀, 而且可能是非定常的, 从而引出一系列新的波动力学和燃烧释热规律. 以前的研究者对燃料空间分布的非均匀研究较多, 比如非均匀混合会影响斜爆震发动机的推力性能^[25]. 近年来, 国内外学者采用

图 12 (网络版彩图) 不同Ar 稀释比例的 $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ (1:2.5) 混合气体中的斜爆震温度场: (a) 稀释比例70%, 马赫数10; (b) 稀释比例90%, 马赫数8^[22]. 图片已获得授权

Figure 12 (Color online) Temperature fields of oblique detonations in a $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ (1:2.5) mixture: (a) 70%Ar dilution, $Ma=10$, (b) 90%Ar dilution, $Ma=8$ [22]. Copyright©2019 AIP Publishing.

燃料-氧化剂的当量比对来流中燃料在空间分布上的非均匀进行建模, 研究了不同情况下的斜爆震波结构和稳定性, 观察到了反应面相对于均匀混合来流的变形、扭曲^[26,27]. 此外, 也有研究者关注以煤油-空气为燃料的斜爆震^[28], 其中煤油液滴的燃烧为扩散燃烧, 与预混气体燃烧存在很大差别, 且多相介质会与强激波发生干扰, 造成接触面失稳产生复杂的流动现象^[29,30], 从而给斜爆震波的波系和稳定性带来影响. 然而, 燃料-氧化剂在空间分布上的非均匀虽然不能完全避免, 但是可以通过各种措施削弱. 爆震燃烧本质上是一种预混燃烧, 因此工程设计上需要尽力趋近于理想的预混情况. 研究表明, 在高空、高速的发动机来流条件下, 空间分布上的非均匀对斜爆震波结构影响较小, 这对发动机的设计是一个有利的情况^[27].

非定常来流效应是面向发动机的斜爆震流动和燃烧机理研究不可避免的问题, 相对于燃料在空间分布上的非均匀更加重要. 然而, 非定常效应的研究比非均匀性的研究要困难得多, 这是因为非定常流动的模拟参数多、计算量大、现象复杂、分析困难. 为了降低研究难度, 减少不必要的因素, 目前的研究一般采用简单的化学反应模型, 来流的参数变化形式也比较简单. 在高空飞行状态下, 飞行器速度、高度、姿态(比如攻角)的改变都会给燃烧室入口来流带来变化, 而且不同参数的变化量往往差别很大. 作为最简单的一种情况, 研究人员首先研究了来流速度突变情况下的斜爆震结构演化^[14]. 这个过程与实际的飞行过程并不对应, 目前所选取的参数是独立变化的, 来流压

力、温度、速度绝对值均保持不变, 只是飞行攻角发生改变的一种简化情形. 基于单步不可逆放热化学反应模型(采用波前参数无量纲化, 放热量50, 比热比1.2, 活化能20, 马赫数12), 首先模拟获得了楔角为18°和24°对应的斜爆震结构, 均为渐变起爆结构, 前者靠近下游(约为 $x=100$), 后者靠近上游(约为 $x=30$).

基于已经建立的稳定的斜爆震流场, 图13显示了来流角度突变导致的斜爆震波从上游向下游传播的过程, 0时刻代表来流角度开始突变, 无量纲时间由无量纲长度和速度导出. 无量纲长度为半反应区长度, 无量纲速度为波前声速的 $1/\sqrt{1.2}$ (其中1.2为混合气体比热比). 可以看到, 随着角度的突变, 斜爆震波的起爆区向下游移动, 并经过大概20个无量纲时间达到稳定状态. 虽然初始和最终的稳定斜爆震波都是渐变起爆结构, 但是在中间的过程中会出现突变起爆结构, 如图13(a)所示的“kink-like structure”. 在整体起爆区向下游移动的过程中, 壁面附近的波移动速度快、远离壁面区域的波移动速度慢, 形成了“reactive front spike”, 如图13(b)所示. 总体上, 这种突变导致的斜爆震波结构变化, 经历了起爆区从上游向下游传播的过程. 然而, 来流角度突增的流场演化, 如图14所示, 和上述过程存在本质差别. 可以看到, 当来流角度从18°突然增加到24°时, 并未导致爆震波向上游传播, 而是通过斜激波变强在原来的诱导区形成了新的高温区. 高温区导致了新的爆炸热点, 即“new explosion region”, 进而实现了起爆区位置变化. 这种起爆区位置变化或者说流场演化过程, 本质上是一种重新起爆, 而且从时间上看比第

图 13 (网络版彩图)来流角度突变时(24°减小到18°)诱导的斜爆震结构演化密度场. (a) $t=4.8$, (b) $t=9.3$, (c) $t=13.7$, (d) $t=18.3$ ^[14]. 图片已获得授权

Figure 13 (Color online) Evolution of the oblique detonation density fields when the wedge angle decreases from 24° to 18°. (a) $t=4.8$, (b) $t=9.3$, (c) $t=13.7$, and (d) $t=18.3$ [14]. Copyright©2018 American Institute of Aeronautics and Astronautics.

图 14 (网络版彩图)来流角度突变时(18° 增加到 24°)诱导的斜爆震结构演化密度场. (a) $t=1.0$, (b) $t=2.1$, (c) $t=3.2$, (d) $t=4.3$ ^[14]. 图片已获得授权

Figure 14 (Color online) Evolution of the oblique detonation density fields when the wedge angle increases from 18° to 24° . (a) $t=1.0$, (b) $t=2.1$, (c) $t=3.2$, (d) $t=4.3$ [14]. Copyright©2018 American Institute of Aeronautics and Astronautics.

一种爆震波向下游传播要快很多, 大概在无量纲时间5左右.

上述结果表明, 即使对于非常简单的斜爆震波系, 来流突变也可能导致复杂的结构演化过程. 这种演化过程受到很多因素的影响, 导致角度的变化引起的波系结构演化是不可逆的. 有研究者对来流角度连续变化导致的斜爆震波演化过程进行模拟, 也发现同样的角度下可能导致不同的斜爆震结构, 源于角度变化引起的结构变化存在弛豫现象^[31]. 这和上述结果是类似的, 从不同角度说明了非定常斜爆震波的复杂性. 对于来流的变化, 数值模拟结果显示斜激波区域能够迅速改变, 而斜爆震波区域响应较慢, 因此流场从上游(激波主导)到下游(爆震波主导)重新建立. 上述复杂性可以笼统地归结于斜激波和斜爆震波对来流变化响应速度的不同. 这种响应在图14中体现为“New explosion region”, 而在图13中体现为从壁面到远离壁面区域的流场逐渐建立过程, 可以看到图13(b)和(d)在壁面附近的流场是相同的. 这些结果一方面揭示了影响非定常斜爆震波的关键机制, 另一方面也证实这种研究思路是可行的. 真实的来流情况更加复杂, 可能涉及更多的激波与燃烧相互作用机制, 要想获得深入的认识, 有必要基于上述思路开展大量的简化模型研究.

在上述来流突变引起的非定常斜爆震基础上, 进一步开展了更复杂的来流扰动中的斜爆震研究. 原则上, 这种来流扰动在物理上仍然是非常简单的, 即以三角函数表征的连续扰动. 与上述扰动前后平衡结构发生变化相比, 这种情况对应的来流情况是扰动前后

的参数不变的一系列扰动. 这种情况仍然与真实发动机中的流动相差较远, 但是在来流中引入连续扰动的工作之前尚未开展, 这种基本的简化模型是开展进一步复杂模型研究的基础^[32]. 由于涉及扰动与起爆区的复杂作用, 本研究采用两步诱导-放热模型, 连续扰动采用压力保持不变, 对密度和温度引入正弦或者余弦扰动的形式, 相关的参数选取见附录.

单周期扰动和连续的多周期扰动导致的非定常斜爆震波流场如图15和16所示. 这两个流场所选取的扰动波数均为0.2, 即无扰动斜爆震波的化学反应诱导区长度为对应扰动波长的0.2倍. 由于来流温度扰动量仅为初始温度的20%, 在图上是看不到来流中的扰动的, 但是波面明显受到了扰动的影响. 可以看到, 首先波面会后退, 然后贴近壁面附近的波面向上游移动, 如图15(b)和(c)所示. 贴近壁面的波面响应快, 这和之前的结果一致, 不同之处在于向上游是波面的发展而非重新起爆, 这是因为来流扰动是连续变化的, 体现了扰动性质对波动力学过程的影响. 在这种运动过程中, 波面上产生了三波点, 并向下游传播. 在图15(d)中, 斜爆震波经过扰动回到了初始位置, 第一个三波点向下游移动接近出口边界, 但是在起爆区附近又产生了新的向下游传播的三波点. 经过一个完整的扰动周期, 波面上产生了两个三波点.

对于连续的多周期扰动中的非定常斜爆震波, 首先排除了开始的几个周期, 以避免初始静止斜爆震波的影响. 图16显示了流场已经达到准定常状态的一个周期, 可以看到第一个时刻和最后一个时刻的流场是

图 15 (网络版彩图)扰动波数0.2的单脉冲扰动下斜爆震波温度场演化过程(TP: 三波点): (a) $t=0.0$, (b) $t=12.4$, (c) $t=16.9$, (d) $t=27.4$ [32]. 图片已获得授权

Figure 15 (Color online) Temperature fields of oblique detonation with single-pulse disturbance and the wave number is 0.2 (TP: triple point). (a) $t=0.0$, (b) $t=12.4$, (c) $t=16.9$, (d) $t=27.4$ [32]. Copyright©2019 Cambridge University Press.

图 16 (网络版彩图)扰动波数0.2的连续扰动下斜爆震波温度场演化过程(TP: 三波点). (a) $t=49.2$, (b) $t=50.7$, (c) $t=52.2$, (d) $t=53.6$, (e) $t=55.1$, (f) $t=56.6$, (g) $t=58.1$, (h) $t=59.5$ [32]. 图片已获得授权

Figure 16 (Color online) Temperature fields of oblique detonation with multi-pulse disturbance and the wave number is 0.2 (TP: triple point). (a) $t=49.2$, (b) $t=50.7$, (c) $t=52.2$, (d) $t=53.6$, (e) $t=55.1$, (f) $t=56.6$, (g) $t=58.1$, (h) $t=59.5$ [32]. Copyright©2019 Cambridge University Press.

完全相同的. 在这一个完整的周期中, 原始波面, 即图 16(a)所示的第一个三波点 TP1 已经向下游传播, 离开了计算域, 而原来的第二个三波点 TP2 到达了原来第一个三波点的位置. 与此同时, 起爆区附近的振荡导致了新的三波点, 即 TP3 的形成, 并传播到了 TP2 原来的位置. 由于具体的三波点形成和传播过程受到很多因素的影响, 在此不再进行分析. 然而, 从上述现象可以得出结论, 在连续扰动中波面上虽然可以观察到多个三波点(如果采用更大的区域则可能观察到 3 个及其以上三波点), 但是每个周期只形成了一个三波点. 这和单脉冲扰动的情况, 即一个周期可以形成两个三波点, 形成了鲜明的对比. 采用更高的扰动波数, 也可以观察到类似的现象; 如果采用较低的波数, 比如 0.05, 则可能出现单脉冲扰动形成三波点, 而连续扰动不形成三波点的情况. 这说明虽然连续扰动看似导致了具有更强不稳定性的波面, 但是后续周期对流场影响, 其实质是抑制了波面三波点和小尺度结构的形成. 这种机理是非定常来流中影响波面失稳的关键因素. 此外, 图 16 首尾两个流场的完全对应, 也说明波面的失稳是一种外来扰动导致的强迫失稳. 之前的研究表明, 在定常来流中也可能形成斜爆震波面上小尺度结构, 类似于正爆震胞格, 其出现位置和时间带有一定的随机性(在一定区域的波面上随机出现). 因此, 图 15 和 16 显示的失稳, 和之前定常来流中的失稳存在本质的不同, 否则就会导致不同周期的波面错位, 影响流场的周期性. 本研究所选取的基准斜爆震波是比较稳定的, 在有限长的计算域内波面不会出现内在不稳定性导致的失稳. 对于定常来流条件下就存在波面失稳的斜爆震波, 其在外来扰动情况下的失稳, 是一个值得研究的问题.

为了对斜爆震波振荡燃烧的特性进行量化分析, 不同位置的波面振荡幅度展示在图 17 中. 对于给定扰动波数的流场, 首先使其达到准定常状态, 然后沿着多条平行于 x 轴的直线, 如 $y=5$, 记录波面振荡中所达到的最上游和最下游位置, 并将两者相减得到振荡幅度 A . 可以看到对于较低的扰动波数, 如 $N=0.01$ 和 0.05 , 随着监测位置向下游移动, 振荡幅度先增加后减小, 在起爆区附近($y=5-15$)达到最大. 然而, 对于 $N=0.05$ 的情况, 已经可以观察到下游波面振荡幅度的再次上升. 这种趋势在 $N=0.20$ 时变得更加明显, 振荡幅度过了起爆区之后迅速下降, 然后整个波面的振荡幅度上升到一

图 17 (网络版彩图)非定常斜爆震波不同位置的波面振荡幅度

Figure 17 (Color online) Oscillation amplitude of the detonation front in unsteady flow.

个较高的平台, 如图中蓝线所示. 进一步提升扰动波数, 起爆区的振荡幅度降低, 波后的振荡幅度相对于起爆区仍然是高的, 但是相对于同位置的低波数情况, 基本相同. 如果以下游波面为研究对象, 可以发现中等的扰动波数导致了最大的振荡幅度, 波数增加和降低都会导致振荡减弱. 这种现象和共振有类似之处, 暗示斜爆震波存在一个内在的固有振荡频率, 但是进一步的深入研究仍然有待以后开展. 此外, 如果扰动波数很高, 可以看到波面振荡反而被极大的削弱, 如图中粉线所示. 从振荡的角度看, 过高的扰动频率失去了对整体结构的扰动能力, 但是波面上会产生极其复杂的小尺度结构. 这说明包含复杂波面结构的斜爆震波反而不容易发生整体的大幅度振荡, 即胞格结构对于爆震波的宏观燃烧稳定性起到了有益的作用, 这和正爆震波中对于胞格作用的认识是一致的.

4 几何约束对波系结构和稳定性的影响

斜爆震波在推进系统中的应用, 不仅需要研究上述激波和燃烧耦合机理, 而且必须关注其与复杂的几何边界的相互作用. 由于激波和燃烧的耦合非常复杂, 里面还有许多基础问题没有搞清楚, 目前对斜爆震波与几何边界作用的研究较少, 这方面的研究应当是下一阶段的研究重点之一. 从几何构型上来说, 斜爆震发动机需要保持主流以较高马赫数超声速流动, 因此不应该存在较复杂的几何结构或运动部件. 然而, 之前的研究一般采用二维半无限长楔面, 即不考虑楔面

尾部膨胀以及流道上壁面限制的二维平面流动, 是一种过于简化的理想情况. 在实际的流动中, 楔面不可能是无限长的, 燃烧产物必然要进入喷管膨胀, 进而才能产生推力. 由于目前对于斜爆震发动机总体方案的研究比较落后, 对喷管流动的研究几乎没有. 这种情况下, 对不同几何条件的研究, 仍然局限于燃烧室内的情况. 本文主要介绍了两个方面的研究进展, 一个是考虑轴对称的斜爆震波, 另一个是考虑燃烧室内壁面与斜爆震波的相互作用.

轴对称斜爆震波的研究前期主要是围绕冲压加速器开展的, 这是因为冲压发动机的弹丸一般采用轴对称构型^[33]. 这方面的研究对于冲压发动机也有意义, 因为许多冲压发动机的设计都是基于轴对称构型的设计, 可以带来一些工程上的好处. 轴对称锥激波后的流动称为Taylor-Maccoll流, 其特点是波后流线逐渐趋向于锥面, 而非二维平面流动的平行于楔面, 此外密度和温度在波后都是不均匀的. 基于单步不可逆放热化学反应模型(采用波前参数无量纲化, 放热量30, 比热比1.2, 活化能30, 马赫数8)模拟得到了不同锥面角度的斜爆震波^[34], 如图18所示. 可以看到半锥角较大时, 锥激波诱导的斜爆震波与二维平面斜爆震波类似, 首先会通过斜激波与燃烧的耦合实现起爆, 然后会发生波面失稳, 形成三波点和局部的小尺度结构. 这里对波面失稳过程没有进行深入研究, 但是结果显示三波点下游的波面, 相对于二维平面情况更容易与放热区解耦. Han等人^[35]采用全三维模拟对锥激波后的斜爆震进行了模拟, 结果显示锥面上的三波点和横波结构和二维平面斜爆震波的情况有明显的差别, 而且存在圆周方向的不对称性. 如果降低半锥角, 如图18(b)所示, 则会形成另一种新的斜爆震结构. 这种结构经历了两个起爆过程, 即一次起爆之后激波和燃烧带解耦, 进而在出口边界附近实现了二次起爆. 二次起爆的形成会受到激波和燃烧在弱耦合状态的影响, 即激波和燃烧没有实现完全的解耦, 而是形成了一种临界结构. 这种弱耦合的临界结构及其诱导的起爆, 在正爆震波中经常被观察到, 关键在于为什么在斜爆震波中产生了这种临界结构. 分析表明, 锥形流动的特点, 即流线趋向于锥面、密度和温度不均匀, 是形成临界结构的根本原因. 这种结构反映了锥激波与放热耦合的复杂性, 在二维平面激波后的斜爆震波中没有被观察到.

为了对锥面激波后的斜爆震波进行更详细的分

析, 图19显示了具有相同诱导区斜激波角的斜爆震温度场对比. 为了流场具有可比性, 可以选择具有相同

图 18 (网络版彩图)马赫数8.0诱导的锥面斜爆震压力(上, 黑线表示半反应区位置)和温度(下)场, 半锥面角度: 40° (a) 和 34° (b)^[34]. 图片已获得授权

Figure 18 (Color online) Pressure (upper, the black line denotes the location of half-reaction zone) and temperature (lower) fields of the conical detonations with $Ma=8.0$ and the semi-cone angel is 40° (a); 34° (b) ^[34]. Copyright©2017 AIP Publishing.

图 19 (网络版彩图)具有相同诱导区斜激波角的轴对称(上半部分)和平面(下半部分)斜爆震温度场(黑线表示半反应区位置). (a) 马赫数8, 半锥角 36° ; (b) 马赫数10, 半锥角 27° ^[34]. 图片已获得授权

Figure 19 (Color online) Temperature field (the black line denotes the location of half-reaction zone) of the conical (upper) and planar (lower) oblique detonations with the same oblique shock angle; Ma and the semi-cone angel are (a) 8 and 36° , (b) 10 and 27° ^[34]. Copyright©2017 AIP Publishing.

的斜爆震波角和诱导区斜激波角, 但是两者不可兼得. 这里选择后者是为了更好地研究诱导区的参数分布, 对起爆机理获得深入的认识. 首先, 计算给定的马赫数和半锥角条件下锥面激波的斜激波角, 然后根据二维斜激波关系计算所需要的楔面角, 并利用这个楔面角进行数值模拟, 结果如图19所示. 可以看到, 相对于轴对称激波, 平面激波与楔面的夹角较大, 这是因为所采用的楔角分别为 33° (马赫数8)和 25° (马赫数10). 对于相同的来流马赫数和波角, 不考虑非平衡效应, 平面和锥面斜激波后紧贴激波区域的温度是相同的. 但是锥面斜激波后的温度不均匀, 越接近壁面静温越高, 因此可以看到两种情况下都是锥面激波压缩后先点火, 同时壁面附近的流场出现高温区. 然而, 在点火产生的压缩波向激波面延伸、会聚, 最后形成起爆的过程中, 锥面激波后的流动显示出明显的延迟. 可以看到平面斜爆震波很快就实现了起爆, 而锥面斜爆震波的起爆位置相对靠后. 因此, 在相同的诱导区斜激波角情况下, 锥面斜爆震波相对平面斜爆震波, 点火位置靠前、起爆位置靠后. 加上图18显示的起爆-解耦-再起爆新型结构, 说明这种轴对称的斜爆震波受到锥型流的影响, 产生了一些独特波系结构和流动特征.

除了锥激波诱导的斜爆震波, 关于几何条件的研究主要关注有限长楔面对二维平面斜爆震波的影响. 研究者很早就发现如果楔面之后存在后台阶, 就会产生膨胀波, 在楔面不够长的情况下会导致爆震波熄爆^[36]. 将后台阶抬升一定的角度转换成大楔面角-小楔面角度的起爆方式, 则在一定程度上可以获得近CJ状

态的斜爆震波^[37]. 在两段楔面之间引入一小段台阶, 利用激波之间的相互干扰则可以为调控斜爆震波的起爆位置提供一种方法^[38]. Fang等人^[39]研究发现, 有限长度楔面的斜爆震波, 在不同的马赫数下爆震波熄爆过程存在较大的差异: 马赫数较高时的熄爆是斜激波与燃烧面解耦, 而马赫数较低时的熄爆下斜爆震波起爆后向下游持续传播. 上述结果主要研究了波后稀疏波与斜爆震波的相互作用, 即考虑了有限长度楔面的尾部波系, 而实际上斜爆震波需要在流动通道中触发、驻定, 与楔面相对的另一侧壁面也会产生重要影响. 因此, 基于简化的存在拐角的两段式上壁面, Wang等人^[40]开展了斜爆震波与更复杂波系的相互作用研究.

图20显示了基于两步诱导-放热反应模型得到的斜爆震波在上壁面上发生马赫反射的流场, 其中下楔面角度固定为 25° , 上壁面拐角固定为 55° , 其他流动和化学反应参数设置和选取见附录. 为了在合适的位置添加上壁面扰动, 首先模拟了上边界为自由边界的斜爆震波, 获得了流道高度(本模拟选取140)对应的波面位置. 如果斜爆震波正好与上壁面相交于此位置, 则是最理想的情况. 数值结果显示如果壁面位置向下游移动, 则会导致斜爆震波在壁面上发生马赫反射. 发生马赫反射之后, 有可能形成稳定的结构, 如图20所示, 也有可能发生失稳导致爆震波持续前传, 如图21所示. 稳定斜爆震波存在一个最大下移距离, 这个距离受来流马赫数的影响: 马赫数7.0时, 下移距离为5能够诱导稳定结构, 下移距离为10则稳定结构不存在; 马赫数为

图 20 (网络版彩图)斜爆震波在上壁面反射温度场. (a) 马赫数7.0, 下移距离5; (b) 马赫数7.5, 下移距离15^[40]. 图片已获得授权
 Figure 20 (Color online) Temperature of the oblique detonation reflected on the upper wall. (a) $Ma=7.0$ and the downstream distance is 5; (b) $Ma=7.5$ and the downstream distance is 15^[40]. Copyright©2020 AIP Publishing.

图 21 (网络版彩图)斜爆震波在上壁面反射形成的非定常结构温度场(黑线表示声速面), 马赫数7.0, 下移距离9. (a) $t=317$, (b) $t=1530$, (c) $t=1830$, (d) $t=1910$ ^[40]. 图片已获得授权

Figure 21 (Color online) Temperature of the unsteady structures result from the refrection of the oblique detonation on the upper wall (the black line denotes the sonic front): $Ma=7.0$ and the downstream distance is 9. (a) $t=317$, (b) $t=1530$, (c) $t=1830$, (d) $t=1910$ [40]. Copyright©2020 AIP Publishing.

7.5时, 下移距离为15, 仍然能够形成稳定结构, 如图20(b)所示. 对马赫数7.0的情况, 研究发现当下移距离从8变为9时, 斜爆震结构开始失稳, 其流场演化过程如图21所示. 可以看到一开始形成的结构与稳定结构类似, 均是斜爆震波在上壁面发生马赫反射. 然后经过了相对比较慢的流场演化之后, 下楔面上的反射激波诱导的亚声速区与马赫杆之后的亚声速区合并, 形成了热壅塞. 这种热壅塞导致稳定结构不能维持, 斜爆震波不断向上游移动, 直到最后从左侧边界移出计算域. 上述现象说明如果斜爆震波打在上壁面上, 可能形成稳定结构, 也可能由于热壅塞无法形成稳定结构. 稳定结构的边界取决于波面与拐角的距离, 也和来流马赫数有关, 较大的马赫数有利于形成稳定结构.

如果上壁面拐角在斜爆震波面平衡位置上游, 则会诱导另一种结构, 如图22所示. 此时用拐角在流动方向上, 距离下楔面起始位置($x=0$)的距离来表示其位

置, 分别为100和90. 可以看到两种结构是类似的, 均在拐角下游形成了一个高温区, 且高温区流动是亚声速的. 对流线的追踪发现这个高温区是一个回流区, 在其边缘存在放热, 但是高温主要是由回流流动引起的. 回流区的形成机理比较复杂, 总体上来说是由于斜爆震燃烧导致的高压(波面下游)和膨胀波导致的低压(拐角后)相互作用引起的. 值得注意的是, 虽然超声速来流中拐角会导致中心膨胀波, 但是在这种结构中其原位置已经被回流区导致的压缩波取代, 此处可以看到明显的温升. 这种结构也受来流马赫数的影响, 如图22(b)所示, 可以看到较低的来流马赫数下, 波面会出现失稳并伴随较大的波后亚声速区, 而在较高的来流马赫数下是不存在的. 目前对这些斜爆震波与几何条件影响的研究还处于起步阶段, 其中的结构特性、局部失稳机制、宏观稳定性及其影响因素, 都有待于进一步研究.

图 22 (网络版彩图)斜爆震波在上壁面膨胀波作用形成的温度场(黑线表示声速面). 马赫数和拐角的位置: (a) 7和100; (b) 6和90

Figure 22 (Color online) Temperature of the oblique detonation affected by the expansion waves derived from the upper corner (the black line denotes the sonic front). (a) $Ma=7.0$, the length before the corner is 100; (b) $Ma=6.0$, the length before the corner is 90.

5 总结与展望

面向斜爆震波在高超声速推进系统中的应用, 研究者对斜爆震波的流动和燃烧机理进行了研究. 这些研究的诸多认识, 是建立在前人对正爆震和斜爆震的大量研究基础之上的, 与之前的超声速来流中强间断和放热耦合的机制和规律研究有千丝万缕的联系. 然而, 这些研究毕竟不同于最基础的爆震物理研究, 有着明确的应用背景. 其中的一些问题, 比如非定常效应对爆震波结构的影响, 是面向发动机的研究所特有的. 上述这种研究作为应用基础研究, 与直接针对工程的应用研究又有不同, 可以看到不少算例在参数选取上与实际应用还存在比较大的差距. 这是因为应用基础研究要研究的毕竟还是科学问题, 探索普遍规律, 在一些情况下不惜采用极端的参数来凸显问题、获取规律.

对于斜爆震发动机的研究虽然已经取得了一些进展, 但是目前仍然难以满足工程应用的需求. 从科学认识上来看, 对于本文涉及的三个主要方向, 学术界对其关键问题的研究, 还存在深度和广度上的严重不足. 对波系结构及其受燃料的影响, 主要的困难在于起爆区波系结构的复杂性和不可预测性. 以前的研究思路是在波系的主要特征, 如渐变/突变起爆、反应区耦合压缩波/斜激波, 与关键参数之间建立唯象的、定性的联系. 然而, 如果对其中的波系相互作用缺乏深入认识, 这种思路在遇到更复杂的情况时, 比如考虑时间

非定常和空间非均匀来流时, 就会遇到无法逾越的困难. 对来流条件的影响, 除了考虑时间和空间效应的叠加, 还要考虑目前采用的模型过于简化, 未来的研究不仅要考虑燃料效应的影响, 还要考虑波面失稳及其诱导的小尺度结构的影响. 上述研究成果进一步还要结合发动机的几何构型, 考虑斜爆震波的反射以及与膨胀波的相互作用.

目前斜爆震的应用基础研究总体上还处于起步阶段. 之前研究的一个不足在于大部分是数值模拟, 另外两种手段, 即实验和理论, 应用较少. 过去几十年, 数值模拟技术发展非常迅速, 伴随着计算资源的迅速增长, 在很大程度上改变了相关工程学科的研究范式. 然而, 如果想推动斜爆震发动机一步步深入、走向应用, 其他两种手段也应该发挥作用. 目前对主要流动现象已经有了比较深入的了解, 对于关键现象和机理的验证性实验, 包括地面风洞实验、地面弹道靶实验以及更成熟条件下的飞行实验, 都需要逐渐开展起来. 基于大量数值模拟结果的分析 and 少量的实验验证, 研究者有望逐渐建立和完善斜爆震理论体系, 并与工程应用互相促进. 然而, 目前斜爆震发动机的工程应用得到的关注和支持还不够, 发动机总体以及相关飞行器的研究很少. 为了推动斜爆震推进技术的研究, 需要开展飞行器发动机的一体化论证, 充分发挥工程项目的牵引作用, 明确应用基础研究的内容、范围和目标, 更好地实现基础与应用的衔接.

参考文献

- 1 Fickett W, Davis W C. Detonation: Theory and Experiment (Dover Books on Physics). New York: Dover Publications, 2000
- 2 Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation Database. Technical Report, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology, 1997
- 3 Alexander D C, Sislian J P, Parent B. Hypervelocity fuel/air mixing in mixed-compression inlets of scramjets. *AIAA J*, 2006, 44: 2145–2155
- 4 Gross R A. Oblique detonation waves. *AIAA J*, 1963, 1: 1225–1227
- 5 Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. Morphology of standing oblique detonation waves. *J Propulsion Power*, 1991, 7: 837–845
- 6 Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation structures behind oblique shocks. *Phys Fluids*, 1994, 6: 1600–1611
- 7 Viguier C, Figueira da Silva L F, Desbordes D, et al. Onset of oblique detonation waves: Comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixtures. *Symposium (Int) Combust*, 1996, 26: 3023–3031
- 8 Figueira da Silva L F, Deshaies B. Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: A parametric numerical study. *Combust Flame*, 2000, 121: 152–166
- 9 Teng H H, Jiang Z L. On the transition pattern of the oblique detonation structure. *J Fluid Mech*, 2012, 713: 659–669
- 10 Miao S, Zhou J, Liu S, et al. Formation mechanisms and characteristics of transition patterns in oblique detonations. *Acta Astronaut*, 2018, 142: 121–129
- 11 Choi J Y, Kim D W, Jeung I S, et al. Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation. *Proc Combust Institute*, 2007, 31: 2473–2480
- 12 Teng H H, Jiang Z L, Ng H D. Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations. *J Fluid Mech*, 2014, 744: 111–128
- 13 Teng H, Ng H D, Li K, et al. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces. *Combust Flame*, 2015, 162: 470–477
- 14 Zhang Y, Yang P, Teng H, et al. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations. *AIAA J*, 2018, 56: 4016–4023
- 15 Teng H, Ng H D, Jiang Z. Initiation characteristics of wedge-induced oblique detonation waves in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Proc Combust Institute*, 2017, 36: 2735–2742
- 16 Wang T, Zhang Y, Teng H, et al. Numerical study of oblique detonation wave initiation in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Phys Fluids*, 2015, 27: 096101
- 17 Zhang B, Liu H, Yan B. Investigation on the detonation propagation limit criterion for methane-oxygen mixtures in tubes with different scales. *Fuel*, 2019, 239: 617–622
- 18 Zhang B, Liu H, Wang C. On the detonation propagation behavior in hydrogen-oxygen mixture under the effect of spiral obstacles. *Int J Hydrogen Energy*, 2017, 42: 21392–21402
- 19 Zhang B, Liu H, Wang C. Detonation propagation limits in highly argon diluted acetylene-oxygen mixtures in channels. *Exp Thermal Fluid Sci*, 2018, 90: 125–131
- 20 Tian C, Teng H, Ng H D. Numerical investigation of oblique detonation structure in hydrogen-oxygen mixtures with Ar dilution. *Fuel*, 2019, 252: 496–503
- 21 Zhang Y, Fang Y, Ng H D, et al. Numerical investigation on the initiation of oblique detonation waves in stoichiometric acetylene-oxygen mixtures with high argon dilution. *Combust Flame*, 2019, 204: 391–396
- 22 Fang Y, Zhang Y, Deng X, et al. Numerical study of wedge-induced oblique detonation in acetylene-oxygen-argon mixtures. *Phys Fluids*, 2019, 31: 026198
- 23 Mi X C, Higgins A J, Ng H D, et al. Propagation of gaseous detonation waves in a spatially inhomogeneous reactive medium. *Phys Rev Fluids*, 2017, 2: 053201, arXiv: 1703.09321
- 24 Watanabe H, Matsuo A, Chinnayya A, et al. Numerical analysis of the mean structure of gaseous detonation with dilute water spray. *J Fluid Mech*, 2020, 887: A4
- 25 Sislian J P, Dudebout R, Schumacher J, et al. Incomplete mixing and off-design effects on shock-induced combustion ramjet performance. *J Propulsion Power*, 2000, 16: 41–48
- 26 Iwata K, Nakaya S, Tsue M. Wedge-stabilized oblique detonation in an inhomogeneous hydrogen-air mixture. *Proc Combust Institute*, 2017, 36:

2761–2769

- 27 Fang Y, Hu Z, Teng H, et al. Numerical study of inflow equivalence ratio inhomogeneity on oblique detonation formation in hydrogen-air mixtures. *Aerospace Sci Tech*, 2017, 71: 256–263
- 28 Ren Z, Wang B, Xiang G, et al. Effect of the multiphase composition in a premixed fuel-air stream on wedge-induced oblique detonation stabilisation. *J Fluid Mech*, 2018, 846: 411–427
- 29 Liang Y, Zhai Z G, Luo X S. Interaction of strong converging shock wave with SF₆ gas bubble. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 064711
- 30 Wu Z, Huang S, Ding J, et al. Molecular dynamics simulation of cylindrical Richtmyer-Meshkov instability. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2018, 61: 114712
- 31 Liu Y, Wang L, Xiao B, et al. Hysteresis phenomenon of the oblique detonation wave. *Combust Flame*, 2018, 192: 170–179
- 32 Yang P, Ng H D, Teng H. Numerical study of wedge-induced oblique detonations in unsteady flow. *J Fluid Mech*, 2019, 876: 264–287
- 33 Seiler F, Igra O, eds. Hypervelocity Launchers (Shock Wave Science and Technology Reference Library). Switzerland: Springer International Publishing, 2016
- 34 Yang P, Ng H D, Teng H, et al. Initiation structure of oblique detonation waves behind conical shocks. *Phys Fluids*, 2017, 29: 086104
- 35 Han W, Wang C, Law C K. Three-dimensional simulation of oblique detonation waves attached to cone. *Phys Rev Fluids*, 2019, 4: 053201
- 36 Papalexandris M V. A numerical study of wedge-induced detonations. *Combust Flame*, 2000, 120: 526–538
- 37 Bhatrai S, Tang H. Formation of near-Chapman-Jouguet oblique detonation wave over a dual-angle ramp. *Aerospace Sci Tech*, 2017, 63: 1–8
- 38 Qin Q, Zhang X. Study on the effects of geometry on the initiation characteristics of the oblique detonation wave for hydrogen-air mixture. *Int J Hydrogen Energy*, 2019, 44: 17004–17014
- 39 Fang Y, Hu Z, Teng H. Numerical investigation of oblique detonations induced by a finite wedge in a stoichiometric hydrogen-air mixture. *Fuel*, 2018, 234: 502–507
- 40 Wang K, Zhang Z, Yang P, et al. Numerical study on reflection of an oblique detonation wave on an outward turning wall. *Phys Fluids*, 2020, 32: 046101
- 41 Yan C. Methods and Application of Computation Fluid Dynamics (in Chinese). Beijing: Beihang University Press, 2006 [阎超. 计算流体力学方法及应用. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006]
- 42 Fu D X. Computational Aerodynamics (in Chinese). Beijing: China Astronautic Publishing House, 1996 [傅德薰. 计算空气动力学. 北京: 宇航出版社, 1996]
- 43 Hoffmann K A, Chiang S T. Computational Fluid Dynamics for Engineers-Volume II. Wichita: Engineering Education System TM, 1993
- 44 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. *Combust Theor Model*, 2005, 9: 385–401
- 45 Burke M P, Chaos M, Ju Y, et al. Comprehensive H₂/O₂ kinetic model for high-pressure combustion. *Int J Chem Kinet*, 2012, 44: 444–474
- 46 Varatharajan B, Williams F A. Chemical-kinetic descriptions of high-temperature ignition and detonation of acetylene-oxygen-diluent systems. *Combust Flame*, 2001, 124: 624–645
- 47 Toro E F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. 3rd ed. Berlin: Springer-Verlag, 2009
- 48 Zhang D L. A Course in Computational Fluid Dynamics (in Chinese). Beijing: Higher Education Press, 2009 [张德良. 计算流体力学教程. 北京: 高等教育出版社, 2009]
- 49 Liou M S. Ten years in the making-AUSM-family. AIAA Paper, 2001, AIAA-2001-2521
- 50 Liou M S. A sequel to AUSM: AUSM+. *J Comput Phys*, 1996, 129: 364–382
- 51 Kim K H, Kim C, Rho O H. Methods for the accurate computations of hypersonic flows. *J Comput Phys*, 2001, 174: 38–80
- 52 Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J Comput Phys*, 1983, 49: 357–393
- 53 Zhang H X. Non-oscillatory and non-free-parameter dissipation difference scheme (in Chinese). Acta Aerodyn Sin, 1988, 6: 143–164 [张涵信. 无波动、无自由参数的耗散差分格式. 空气动力学报, 1988, 6: 143–164]
- 54 Jiang Z L. On dispersion-controlled principles for non-oscillatory shock-capturing schemes. Acta Mech Sin, 2004, 20: 1–15
- 55 Li X L, Fu D X, Ma Y W. Review for group velocity control schemes (in Chinese). Acta Aerodyn Sin, 2014, 32: 577–582 [李新亮, 傅德薰, 马延文. 捕捉激波的群速度控制方法. 空气动力学报, 2014, 32: 577–582]
- 56 van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method. *J Comput Phys*, 1979, 32: 101–136

- 57 Liu X D, Osher S, Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes. *J Comput Phys*, 1994, 115: 200–212
- 58 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J Comput Phys*, 1996, 126: 202–228
- 59 Deng X, Xie B, Teng H, et al. High resolution multi-moment finite volume method for supersonic combustion on unstructured grids. *Appl Math Model*, 2019, 66: 404–423

附录A 爆震数值模拟方法

A1 控制方程

气相爆震波能够稳定自持地高速传播, 同时涉及流动和燃烧反应, 强激波表现为数学上的强间断问题, 化学反应流的求解则面临数值求解的刚性问题, 这为爆震的模拟技术带来了巨大的挑战. 面对多样的爆震波问题, 则需要根据所关注的内容对控制方程、化学反应模型进行适当简化, 并合理地选用高精度的激波捕捉格式获得可信的数值结果. 爆震波的传播速度快, 对于激波与放热耦合的爆震波波动力学问题的研究中, 黏性对其宏观的传播特征影响不大, 相关的数值研究大多采用了忽略黏性和热传导的Euler方程; 但对于受限空间内爆震波的传播则涉及激波/爆震波与壁面的反射, 此时黏性边界层的存在则会在一定程度影响其物理流动特征, 需要谨慎处理. 这里给出多组分的二维Navier-Stokes方程的表达形式, 忽略黏性项便可获得对应的Euler方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} = \frac{\partial G_1}{\partial x} + \frac{\partial G_2}{\partial y} + S, \quad (\text{a1})$$

其中各项分别为

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho Y_1 \\ \dots \\ \rho Y_{ns-1} \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, F_1 = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u Y_1 \\ \dots \\ \rho u Y_{ns-1} \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E+p) \end{bmatrix}, F_2 = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v Y_1 \\ \dots \\ \rho v Y_{ns-1} \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ v(E+p) \end{bmatrix}. \quad (\text{a2})$$

$$G_1 = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{Sc} \rho D_1 \frac{\partial Y_1}{\partial x} \\ \dots \\ \frac{1}{Sc} \rho D_{ns-1} \frac{\partial Y_{ns-1}}{\partial x} \\ \tau_{11} \\ \tau_{12} \\ q_x + u\tau_{11} + v\tau_{12} \end{bmatrix},$$

$$G_2 = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{1}{Sc} \rho D_1 \frac{\partial Y_1}{\partial y} \\ \dots \\ \frac{1}{Sc} \rho D_{ns-1} \frac{\partial Y_{ns-1}}{\partial y} \\ \tau_{21} \\ \tau_{22} \\ q_y + u\tau_{21} + v\tau_{22} \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\omega}_1 \\ \dots \\ \dot{\omega}_{ns-1} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{a3})$$

能量输运项:

$$q_x = A \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{Sc} \sum_{i=1}^{ns} \rho D_i \tilde{h}_i \frac{\partial Y_i}{\partial x},$$

$$q_y = A \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{1}{Sc} \sum_{i=1}^{ns} \rho D_i \tilde{h}_i \frac{\partial Y_i}{\partial y}. \quad (\text{a4})$$

其中,

$$A = \frac{\gamma RT^*}{(\gamma-1)U^{*2}} \cdot \frac{\mu}{Pr}, Re = \frac{\rho^* U^* L^*}{\mu^*}, Sc = \frac{\mu^*}{\rho^* D^*},$$

$$Pr = \frac{\tilde{C}_p \tilde{\mu}}{\tilde{k}}, \tau_{ij} = \begin{cases} \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), & i \neq j \\ \mu \left(2 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \text{div} V \right), & i = j \end{cases}. \quad (\text{a5})$$

控制方程中 u, v 代表的是 x, y 方向的速度, p, ρ, T 分别代表的压力、密度和温度, Y_i 表示组分 i 的质量分数(对于总包反应模型, 需将其换成对应的化学反应过程变量), ns 表示总的组分数. Pr 为普朗特数, Re 为雷诺数, Sc 为施密特数, μ 为黏性系数, D 表示的是物质的扩散系数. 带星号(*)的物理量是选取的参考量, 其选取方式任意, 但会直接影响“ A ”的表达形式和状态方程的无量纲化形式. 在笛卡尔坐标系下, 使用规则的矩形网格在进行比较复杂的外形计算时不容易控制网格分布和处理边界条件, 为此本程序采用一般曲线坐标系处理复杂边界问题, 关于曲线坐标系下各个变量的具体表达形式可以参考文献[41–43].

A2 化学反应模型

爆震波的传播涉及复杂的化学反应过程, 在降低

计算难度并有效保持结果可信的基础上, 发展出了简化的总包反应模型. 总包反应模型具有成本低、效率高、参数可调的特点, 适合于基础性和模型化的研究, 能够较为全面地掌握爆震波的传播特点. 基元反应模型相对而言更接近燃料的化学反应过程, 但高昂的计算代价会严重限制其在工程方面的应用, 同时会导致使用的网格量下降、计算精度偏低. 因此研究人员需要根据具体的问题合理地选择化学反应模型. 这里给出常见的单步反应模型、两步诱导-放热反应模型和基元反应模型的介绍.

(i) 单步反应模型: 包含两个组分, 即反应物和生成物. 组分控制方程的反应速率由Arrhenius形式进行刻画, 涉及的参数主要有放热量 Q , 比热比 γ , 指前因子 k 和活化能 E_a . 在实际使用中一般要调整指前因子 k 保持一维正爆震波半反应区长度 $l_{1/2}$ 为单位1, 因此单步反应模型中的可变参数有三个: 放热量 Q , 比热比 γ , 活化能 E_a .

$$\dot{\omega} = \rho k (1 - \lambda) \exp\left(-\frac{E_a}{T}\right). \quad (\text{a6})$$

(ii) 两步诱导-放热反应模型^[44]: 包含三个组分, 即反应物、中间产物和生成物. 采用两个组分控制方程分别模拟诱导反应和放热反应, 且反应速率可选用Arrhenius形式. 得益于诱导过程和放热过程的分别处理, 该模型涉及的化学反应参数主要有放热量 Q , 比热比 γ , 诱导反应的指前因子 k_1 和活化能 E_1 , 放热区的指前因子 k_R 和活化能 E_R . 调整诱导反应指前因子 k_1 , 保持一维正爆震波的诱导区长度为单位1, 则两步反应模型的可变参数有5个, 因此两步反应模型可以较为容易地调整爆震波的化学反应结构, 对其流动特征和传播特性进行研究. 方程(a7)和(a8)给出的是反应速率方程, T_s 是一维CJ爆震波前导激波波后温度, 其中 λ_1 和 λ_2 分别是诱导反应和放热反应的过程变量, $H(1-\lambda_1)$ 是阶跃函数其取值规则为: $H(1-\lambda_1)=1.0$, $\lambda_1>0$; $H(1-\lambda_1)=0.0$, $\lambda_1\leq 0$:

$$\dot{\omega}_1 = H(1-\lambda_1) \rho k_1 \exp\left[E_1\left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T}\right)\right], \quad (\text{a7})$$

$$\dot{\omega}_2 = [1 - H(1-\lambda_1)] \rho k_R (1 - \lambda_2) \exp\left(-\frac{E_R}{T}\right). \quad (\text{a8})$$

(iii) 基元反应模型: 尽可能多地考虑化学反应过程中产生的各个组分, 是化学反应流体力学中最基

本、最重要的化学反应模型之一. 基元反应模型主要通过若干基本粒子组元之间的化学反应实现, 可以描述宏观的燃烧、离解等过程. 由于涉及的化学反应较多, 相比分步反应更能反映燃料的燃烧特性. 通常的基元反应模型是非常复杂的, 例如高链烃燃烧的全反应涉及几十种基本粒子和上千个基元反应, 即使通过详细化学反应模型简化的反应机制也达上百个反应之多, 而且其中很多反应的化学动力学过程目前还不清楚. 常见的氢气/氧气简化基元反应模型相对简单, 通常涉及大约10种基本粒子和20个左右的基元反应. 基元反应模型能够完整系统地描述整个燃烧系统的化学反应过程, 但是其较低的模拟效率制约了其应用. 在采用基元反应模型的氢氧爆震数值模拟中, 通常求解化学反应源项的时间要占整个数值计算时间的80%以上. 如果模拟碳氢燃料的爆震燃烧, 随着模型的复杂程度增加, 越来越多的时间被用来求解源项.

对于具有 ns 个反应组分, nq 个基元反应方程式的来说, 可以得到组分 i 的单位体积质量生成率:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_{k=1}^{nq} (v_{ik}'' - v_{ik}') \left[\sum_{l=1}^{ns} (\alpha_{ik} C_{\chi l}) \right] \times \left[K_{fk} \prod_{i=1}^{ns} (C_{\chi i})^{v_{ik}'} - K_{bk} \prod_{i=1}^{ns} (C_{\chi i})^{v_{ik}''} \right], \quad (\text{a9})$$

其中 M_i 是第 i 种组分的摩尔质量, v_{ik}' 和 v_{ik}'' 分别是组分 i 在第 k 个基元反应中反应前后的化学计量系数, K_{fk} 和 K_{bk} 分别是正向和逆向反应速率常数, α_{ik} 为第 k 个反应中的组分 i 的第三体效应系数, $C_{\chi i}$ 为组分 i 的摩尔浓度.

本文中所采用的基元反应模型分别为: $\text{H}_2\text{-O}_2$ 的反应机理采用的是适用于高压燃烧的8组分(H_2 , O_2 , H_2O , H , O , OH , HO_2 , H_2O_2), 27个可逆反应的模型^[45]; $\text{C}_2\text{H}_2\text{-O}_2$ 的反应机理采用的是简化的适用于高温燃烧的15组分(H , O_2 , OH , O , H_2 , H_2O , HO_2 , CO , CO_2 , CHO , CH_2O , CH_3 , C_2H_2 , HCCO , CH_2CO), 25个基元反应的模型^[46].

A3 激波捕捉格式

对可压缩的爆震流动问题进行数值求解时, 涉及数值通量的求解方法、空间差分格式以及时间推进方式的选择^[41,42,47,48]. 数值通量的求解常见的是通量分裂技术, 其主要分为三类: 流通矢量分裂(FVS), 其针对流通量本身进行分裂而后构造差分格式, 不需要进行大

量的系数矩阵运算, 具有计算量小、耗散偏大的特点, 代表性的方法是Steger-Warming, van Leer, Lax-Friedrichs等方法^[48], 通量差分分裂(FDS), 其针对流通矢量的导数进行分裂, 利用Riemann近似求解通量, 需要进行大量的矩阵运算, 计算量大, 耗散偏小, 代表性方法为Roe, HLL, HLLC方法^[47]; AUSM类分裂方法, 其采用马赫数分裂并将压力项单独处理的方法进行通量的求解, 其分裂思想类似于FVS, 而计算精度能够达到FDS的水平, 且具有构造格式简单的特点, 其代表性方法是AUSMD/V, AUSM+, AUSMPW+等方法^[49-51]. 相对而言, 空间差分格式的选择面比较广并且在逐渐的发展和改进, 针对强激波物理问题的求解也发展出了很多耗散小、无振荡的高精度激波捕捉格式. 常见的激波捕捉格式/思路主要有总变差不增方法(TVD类)^[52]、无振荡无自由参数耗散算法(NND)^[53]、色散可控耗散算法(DCD)^[54]、群速度控制(GVC)^[55]、基于守恒律单调迎风格式(MUSCL)^[56]和加权基本无振荡格式(WENO)^[57,58]等. 非定常流动需要求解时间项, 以获得不同时刻的流场物理量. 对于时间推进, 有显格式

(Runge-Kutta等)和隐格式(LU-SGS等)方法. 前者简单、易行, 单步计算量小, 但受迭代稳定性限制, 导致时间步长无法放大; 后者的时间步长通常可以取较大的值, 但格式相对比较复杂, 单步计算量大、计算资源需求高. 对于本文研究的激波-燃烧耦合的复杂流动, 即使不考虑隐格式对时间步长的限制, 物理问题的时间尺度仍会限制计算的时间步长. 针对爆震的数值模拟, 有研究人员采用非结构网格结合VPM (volume integrated average and point value based multi-moment) 和BVD(boundary variation diminishing)方法, 发展出了适用于有限体积方法的VPM-BVD格式^[59], 能够很好地获得波面的精细细胞格结构和复杂构型的爆震流动模拟. 具体到研究问题本身, 考虑到计算效率和成本以及关注的问题, 则需要合理地选用不同的求解方法.

A4 边界条件

边界条件的处理在数值计算中至关重要, 针对不同的物理模型和研究关注的问题, 需要设置对应的边界条件. 边界条件一般能够分为两类: 固壁边界条件

表 a1 算例参数说明

Table a1 Parameters of some cases in this paper

算例	化学模型	数值通量求解	差分格式	参数设置
图1	两步反应	AUSMPW+	三阶MUSCL	$Q=16.8$, $\gamma=1.4$, $E_t=4.9T_s$, $k_R=3.1$
图5	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	H_2 -Air, $P_0=1.0$ atm, $T_0=300$ K
图6	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	H_2 -Air, 飞行高度 $H=30$ km
图8	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	H_2 -Air, 飞行高度 $H=20-40$ km
图9	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	H_2 -O ₂ -Ar, $T_0=298$ K
图10	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	H_2 -O ₂ -N ₂ /Ar, $T_0=298$ K
图11	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	C_2H_2 -O ₂ -Ar, $P_0=20$ kPa, $T_0=298$ K
图12	基元反应	Steger-Warming	二阶DCD	C_2H_2 -O ₂ -Ar, $P_0=5$ kPa, $T_0=298$ K
图13	单步反应	HLLC	二阶MUSCL	$Q=50$, $\gamma=1.2$, $E_a=20$
图14	单步反应	HLLC	二阶MUSCL	$Q=50$, $\gamma=1.2$, $E_a=20$
图15	两步反应	Steger-Warming	二阶DCD	$Q=25$, $\gamma=1.2$, $E_f=4.0T_s$, $k_R=1.0$
图16	两步反应	Steger-Warming	二阶DCD	$Q=25$, $\gamma=1.2$, $E_f=4.0T_s$, $k_R=1.0$
图18	单步反应	HLLC	二阶MUSCL	$Q=30$, $\gamma=1.2$, $E_a=30$
图19	单步反应	HLLC	二阶MUSCL	$Q=30$, $\gamma=1.2$, $E_a=30$
图20	两步反应	AUSMPW+	三阶MUSCL	$Q=25$, $\gamma=1.2$, $E_f=4.0T_s$, $k_R=1.0$
图21	两步反应	AUSMPW+	三阶MUSCL	$Q=25$, $\gamma=1.2$, $E_f=4.0T_s$, $k_R=1.0$
图22	两步反应	AUSMPW+	三阶MUSCL	$Q=25$, $\gamma=1.2$, $E_f=4.0T_s$, $k_R=1.0$

和非固壁边界条件. 对于固壁, 滑移边界要求壁面垂直方向的速度为 0, 即 $\mathbf{n} \times \mathbf{V} = 0$; 无滑移壁面要求壁面处的速度为 0, 即 $\mathbf{V} = 0$; 等温壁面则要求壁面温度 T_w 为常数; 绝热壁面则要求壁面温度 T_w 沿着壁面法向的梯度为 0. 对于外流, 出流条件可以采用外推、外插方法得到或者采用无反射边界条件. 对于内流, 超音速出口, 可以像外流的出流条件一样采用外推的方法处理; 对于亚音速出口, 应当给定出口的背压. 对于斜爆震波的计

算, 入口条件一般为超声速入口, 出口超声速可采用直接外推的边界条件.

A5 算例参数统计

本文中所出现的计算算例默认情况下均采用忽略黏性的 Euler 方程, 时间推进采用的是具有时间三阶精度的三步 Runge-Kutta 方法, 化学反应模型、数值通量求解方法、差分格式以及参数设置由表 a1 给出.

Flow and combustion mechanism of oblique detonation engines

TENG HongHui^{1*}, YANG PengFei¹, ZHANG YiNing² & ZHOU Lin²

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

² Beijing Power Machinery Institute, Beijing 100074, China

Oblique detonation engine is a novel type of ram propulsion system employed in air-breathing hypersonic flight vehicle. It utilizes oblique detonation waves to achieve the high-efficient combustion in supersonic flow. Benefiting from the scientific and technological advantages such as rapid energy release, high specific impulse, short combustor and fewer moving parts, research on the oblique detonation engines becomes the frontier of hypersonic propulsion technologies. To initiate and adjust the wave structures of the oblique detonations, it is critical to conduct systematic investigation on flow and combustion mechanism in the engine combustors. Due to the coupling of shock waves and combustion, the initiation zone of oblique detonations has the feature of complicated multi-wave structures, which are affected by the properties of the mixtures. Furthermore, these structures are constrained to the wedge by the high speed inflow, very sensitive to the change of inflow parameters. Hence, research on the related unsteady processes is also critical. Finally, the oblique detonation waves in confined spaces involve the interaction of the shock waves and the geometry structures, which is an unavoidable problem in the engineering application. In this paper, research progress of the above aspects has been summarized and commented, clarifying the underlying problems in the application and pointing out the future research trends.

oblique detonations, shock wave, detonation engine, hypersonic

PACS: 47.40.Ki, 47.40.Nm, 47.70.Fw

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0144](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0144)