

# 膨胀波对斜劈稳定斜爆震波特性影响的数值研究<sup>\*</sup>

李志敏<sup>1</sup>, 彭瀚<sup>2</sup>, 栾振业<sup>1</sup>, 龙震宇<sup>1</sup>, 黄玥<sup>1</sup>, 尤延铖<sup>1</sup>

(1. 厦门大学 航空航天学院, 福建 厦门 361005;  
2. 南安普顿大学 工程学院, 英国 南安普顿 SO17 1BJ)

**摘要:** 为探究燃烧室内可能存在的膨胀波对斜爆震稳定燃烧的影响, 基于块结构自适应网格加密的AMROC程序, 求解多组分可压缩化学反应流Euler方程, 研究了膨胀波对斜劈诱导斜爆震流场的影响。发现无限长斜劈模型中, 斜爆震波面角度是缓慢增加的, 膨胀波影响下, 斜爆震波面角度明显下降。从爆震波面角度变化中可以明显看出膨胀波的影响范围和爆震波的衰减程度。来流的低静压不会改变膨胀波影响范围, 但容易导致爆震波衰减直至发生解耦, 因此高马赫数低静压来流条件下斜爆震燃烧的稳定性及燃烧效率需要着重考虑。此外, 使用普朗特-梅耶膨胀波基本原理对膨胀区进行分析, 发现爆燃区流场参数与理论值吻合较好, 且壁面附近前马赫线角度与近似膨胀波前沿较为接近; 基于此, 发展了一种定性评估斜劈末端膨胀波影响范围的手段, 在膨胀波前马赫线角度基础上适当增加 $4^{\circ}\sim 10^{\circ}$ , 可以近似得到膨胀波的前沿位置。

**关键词:** 燃烧室; 斜爆震波; 有限长斜劈; 膨胀波; 解耦

中图分类号: V235.2 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2023) 10-2211055-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2211055

## Numerical Study on Effects of Expansion Wave on Wedge-Stabilized Oblique Detonation Wave

LI Zhi-min<sup>1</sup>, PENG Han<sup>2</sup>, LUAN Zhen-ye<sup>1</sup>, LONG Zhen-yu<sup>1</sup>, HUANG Yue<sup>1</sup>, YOU Yan-cheng<sup>1</sup>

(1. School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China;  
2. School of Engineering, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, United Kingdom)

**Abstract:** In order to explore the effects of possible expansion waves in the combustor on the stable combustion of oblique detonation, based on the AMROC code with adaptive mesh refinement, the multi-component compressible reactive Euler equation was solved, and the effects of expansion wave on oblique detonation wave (ODW) induced by wedge were studied. It is found that in the case of infinite wedge, the angle of ODW increases slowly, and under the influence of expansion wave, the angle decreases significantly. The influence range of expansion wave and the attenuation degree of ODW can be clearly found in the figures of wave angle. The low static pressure of the inflow will not change the influence range of the expansion wave, but probably cause the attenuation of ODW until decoupling. Therefore, the stability and combustion efficiency of oblique detonation under the condition of high Mach number and low static pressure flow should be considered. In addition, Prandtl-Meyer expansion wave was used to analyze the expansion zone, and it is found that the flow field in the deflagration zone is

\* 收稿日期: 2022-11-19; 修订日期: 2023-02-25。

基金项目: 国家自然科学基金 (11972331)。

作者简介: 李志敏, 硕士生, 研究领域为斜爆震燃烧。

通讯作者: 黄玥, 博士, 教授, 研究领域为爆震发动机气动与燃烧。E-mail: huangyue@xmu.edu.cn

引用格式: 李志敏, 彭瀚, 栾振业, 等. 膨胀波对斜劈稳定斜爆震波特性影响的数值研究[J]. 推进技术, 2023, 44(10): 2211055. (LI Zhi-min, PENG Han, LUAN Zhen-ye, et al. Numerical Study on Effects of Expansion Wave on Wedge-Stabilized Oblique Detonation Wave[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2023, 44(10):2211055.)

in good agreement with the theoretical value, and the angle of forward Mach line near the wall is close to the angle of approximate expansion wave. Based on this, a qualitative evaluation method for the influence range of expansion wave at the end of wedge was developed. The front of expansion wave can be approximately obtained by adding  $4^\circ \sim 10^\circ$  to the angle of forward Mach line, which probably can be referred in the design of finite ODW combustor considering the influence of expansion wave.

**Key words:** Combustor; Oblique detonation wave; Finite wedge; Expansion wave; Decoupling

## 1 引言

高超声速推进技术是目前航空航天领域的研究热点和难点,受到了国内外广泛关注。斜爆震冲压发动机没有压气机、涡轮等旋转部件,利用爆震这一特殊的燃烧形式,能将传统冲压发动机从  $Ma6$  提升至  $Ma16$  甚至更高<sup>[1]</sup>。其机械结构简单,燃烧室长度需求短,燃烧速率快、效率高,增压损失更小<sup>[2]</sup>,在高马赫数推进系统中的优势得到广泛的认可,对未来高超声速技术发展具有重要的战略意义。

自斜爆震发动机概念提出以来,不断有研究人员使用简化射弹实验对斜爆震的起爆条件和起爆模式进行研究。Lehr<sup>[3]</sup>开展了高速射弹实验,观察到爆震波的不稳定振荡燃烧模式。Verreault等<sup>[4]</sup>发现不同来流条件下斜爆震燃烧机制不同,分为直接斜爆震波、延迟斜爆震波、不稳定燃烧机制、波分离机制和惰性激波。此外,更多的研究人员选择了数值模拟的方法,Teng等<sup>[5]</sup>研究了斜激波到斜爆震波的两种过渡形式:平滑型和突变型,提出了以斜激波和斜爆震波角度差作为斜爆震过渡类型的判断准则。Qin等<sup>[6]</sup>得到了相似的结论,认为爆震波速度与来流速度的比值决定了该角度差,可以用速度比值判断过渡形式。韩旭<sup>[7]</sup>对横波的产生进行了研究,认为斜爆震波后马赫数小于1时会产生横波。Miao等<sup>[8]</sup>提出以斜爆震波后和诱导激波后压力之比作为判断横波产生的依据,进而可以判断过渡类型。Choi等<sup>[9]</sup>以及Zhang等<sup>[10]</sup>研究了活化能对波面不稳定性的影响,活化能较高时,爆震波面会变得不平滑,出现不稳定现象。理论研究方面,Zhang等<sup>[11]</sup>考虑了化学反应平衡,采用理论方法对爆震波前后气体状态参数进行分析,给出了更加精准的斜激波极曲线计算方法。针对斜爆震发动机实际应用,张等<sup>[12]</sup>利用高超声速风洞,对总长2.8m的发动机模型进行了实验,成功得到稳定燃烧的斜爆震火焰,验证了斜爆震发动机技术的可行性。但由于实验条件限制,无法对燃烧室内部的复杂波系相互作用给出详细的展示。

在客观条件限制下,在实际燃烧室内部,用于诱

导产生斜爆震的斜劈必然是有限长度的。一方面,满足起爆条件后,斜劈尾部往往会被截断,此时截断位置会存在膨胀波;另一方面,爆震燃烧后的气流也需要膨胀、加速以满足推力需求,连接喷管后也需要考虑膨胀波对其产生的影响。实验和数值计算结果都表明,经过膨胀后的过驱斜爆震波往往会逐渐衰减到CJ状态,CJ斜爆震状态具有最小熵增、最小的总压损失,且在该状态波角最小,是一种理想的燃烧室工作状态。杨鹏飞等<sup>[13]</sup>经过计算和分析,认为以CJ爆震为燃烧形式的发动机,在宽空域、宽速域范围内有良好的比冲性能。因此,合理设置有限尺度燃烧室,使斜爆震波更接近CJ状态是斜爆震燃烧室设计的一个重要方向。

目前对于斜劈末端膨胀波对斜爆震驻定特性影响的研究仍局限在数值仿真上。Papalexandris<sup>[14]</sup>使用单步反应机理,研究发现不同长度的斜劈会造成不同的影响:当起爆点在斜劈末端上游时,斜爆震波驻定不会受到影响;当起爆位置在斜劈末端下游时,起爆距离会增加,甚至会无法起爆。Fang等<sup>[15]</sup>针对熄爆的临界斜劈长度做了进一步数值研究,认为该临界斜劈长度与来流马赫数有关。另外指出,膨胀波对不同起爆类型的爆震波(动力学控制起爆和波控制起爆)有不同的影响,波控制起爆类型对膨胀波更加敏感,低马赫数来流的条件下更容易熄爆。Xiang等<sup>[16]</sup>发现斜劈末端的膨胀波可能会影响从斜激波到斜爆震的过渡形式,使其从突变型变为平滑型,且膨胀波的位置对斜爆震的稳定性也会产生影响。

除了常规的下壁面单斜劈模型,研究者也提出了不同的组合斜劈模型。Bomjan等<sup>[17]</sup>研究了双斜劈模型:第一段斜劈诱导产生爆震波,第二段角度较小的斜劈角度使爆震波衰减到CJ状态。Qin等<sup>[18]</sup>研究了由水平台阶连接两段相同角度斜劈的组合斜劈模型,该组合斜劈能减小起爆距离,促进斜爆震形成,能够在特定马赫数范围内,将斜爆震起爆位置控制在第二道斜劈上。Wang等<sup>[19-20]</sup>研究了上壁面出口膨胀波,发现斜爆震波和上壁面出口膨胀波相互作用,

在出口处会产生一个三角回流区,反射波和上壁面转角的相对位置是判断该结构是否稳定的关键因素。Wang等<sup>[21]</sup>也观察到以连续移动的马赫杆为特征的不稳定波系,并发现上壁面膨胀波可以使马赫杆重新稳定。

综上,对于斜劈末端膨胀波影响的研究大多从斜爆震驻定特性的角度,研究斜劈缩短对爆震波的影响。临界斜劈长度的分析是对临界工作状态进行了探究,但实际上,为保证燃烧室内的稳定燃烧,大部分工作状态下斜劈长度都是足够的。该情况下,研究者认为斜爆震波会在膨胀波的减弱下衰减到CJ状态,但对该衰减过程并没有详细的研究。本文使用数值方法,利用多组分Euler方程和基元反应模型对不同过渡形式的斜爆震进行模拟,以波面角度变化作为切入点,首先分析其波面角度的变化规律,同时探究在膨胀波影响下斜爆震波面角度的变化。其后,以波面角度开始变化位置定性分析膨胀波影响范围,并提出寻找近似膨胀波前沿的方法,以对膨胀波的影响范围进行快速和直观的判断。另外,针对不同来流条件下膨胀波的不同影响进行探究,分析来流压力与斜爆震波面衰减直至解耦的关系。对膨胀波影响下斜爆震波的衰减现象进行了深入探究。

## 2 方法

### 2.1 计算方法

使用二维无粘非定常反应流Euler方程和理想气体状态方程作为模拟的控制方程,混合Roe-HLL黎曼求解器用于构造单元间数值迎风通量,结合Min-mod限制器采用MUSCL-Hancock方法来构造二阶精度的空间和时间离散。扩散项采用二阶精度中心差分格式。化学反应源项采用四阶半隐式龙格-库塔方法(GRK4A)积分求解。采用二阶精度Strang分裂法处理化学反应源项引起的刚性问题。该程序基于CFL数(Courant-Friedrichs-Lewy)计算时间步长。使用目标CFL数为0.9的动态自适应时间步长,以确保模拟精度,相应的时间步长间隔为 $10^{-8}$ ~ $10^{-7}$ s。使用了包括9种组分和19步基元反应的详细 $H_2$ -Air反应机理<sup>[22]</sup>。

### 2.2 物理模型和网格无关性分析

图1为计算模型示意图,左边界和上边界均为理想化学当量比的 $H_2$ -Air预混来流,来流压力、温度、马赫数分别以 $T_0$ 、 $p_0$ 和 $Ma_0$ 表示,本文中 $Ma_0$ 固定为5.16,来流压力为40~80kPa,来流温度为600~700K,为高空(30km)高速( $Ma_7$ 以上)飞行条件下经前体压

缩后的气体状态参数。下壁面为滑移壁面。 $L_c$ 为斜劈长度, $L_d$ 为三波点在斜劈方向上的投影长度。本文中涉及到的算例如表1所示,其中Case 1\*~5\*为无限长斜劈模型,Case 1~7为有限长斜劈模型。斜劈截断位置在爆震起爆之后,以在斜爆震波正常起爆的前提下,研究转角膨胀波对斜爆震波面的影响。

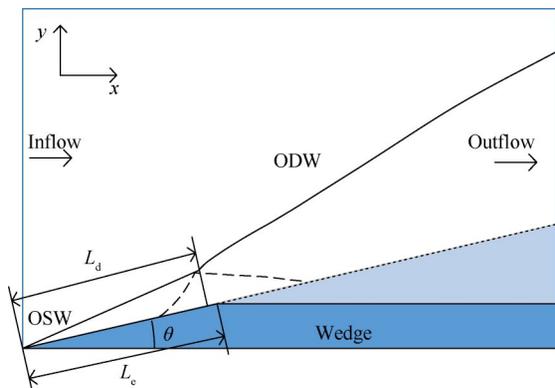


Fig. 1 Schematic of the computational domain

Table 1 Inflow conditions of all presented cases

Case	$\theta/(^\circ)$	$T_0/K$	$p_0/kPa$	Transition pattern	Wedge type
1*	24	625	81.3	Abrupt	Infinite
1	24	625	81.3		Finite
2*	24	700	41.3	Smooth	Infinite
2	24	700	41.3		Finite
3	32	700	51.3	Smooth	Finite
4	32	700	46.3		Finite
5	32	700	41.3		Finite
5*	32	700	41.3		Infinite
6	19	700	41.3	Abrupt	Finite
7	20	700	41.3		

为了研究不同网格分辨率对计算结果的影响,以Case 2\*为例,设置初始网格尺寸为0.1mm,设置加密级数分别为3级(L3)和4级(L4)进行对比,其最小网格尺寸分别为 $25\mu m$ 和 $12.5\mu m$ 。以OH峰值位置作为半反应区的终点,求得最小半反应区长度为0.15mm,相应半反应区内最少网格点数分别为6和12。在斜爆震的数值计算中,一般选择采用半反应区内5~10个网格点的计算精度<sup>[9,23]</sup>。不同网格分辨率计算结果如图2所示,不同加密级数斜爆震流场的温度分布基本一致,起爆距离、三波点位置等关键参数吻合良好。图3表示沿 $y=2.6cm$ 直线的温度和压力分布对比,曲线基本重合,加密级数从L3增加到L4对参数分布的影响非常小。综合衡量计算资源与计算精度,本文所列工况均采用L3加密。

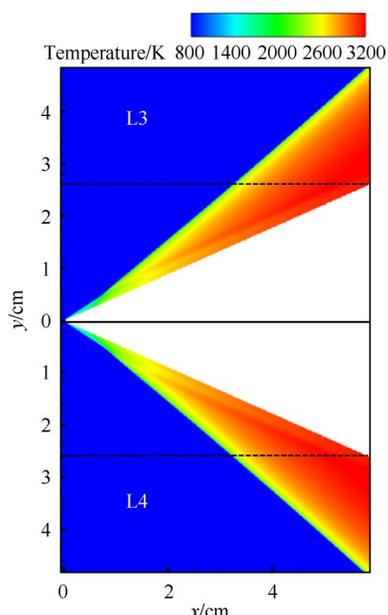


Fig. 2 Temperature fields with different grid scales (case 2\*)

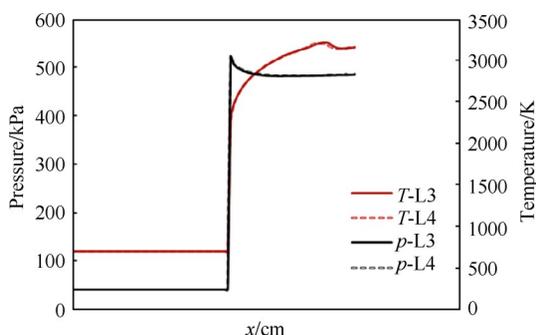


Fig. 3 Temperature and pressure along the line of  $y=2.6\text{cm}$

### 3 结果与讨论

#### 3.1 斜爆震波面角度变化

选取算例 Case 1\*和 Case 2\*, 其来流条件分别为

$T_0=625\text{K}, p_0=81.3\text{kPa}$  和  $T_0=700\text{K}, p_0=41.3\text{kPa}$ , 斜劈角度均为  $24^\circ$ 。两算例中斜激波到爆震波的过渡形式分别为突变型和平滑型, 其诱导区斜激波段 (OSW) 角度一致, 均为  $33.2^\circ$ 。如图 4 所示。

提取斜激波和斜爆震波面的角度, 如图 5 所示。由于使用选取散点的方法, 波面角度提取过程中会存在小幅度的振荡, 而斜激波的角度经过验证为定值, 因此本文将斜激波角度变化曲线进行平直处理。突变型斜爆震波面角度突变位置即为斜激波到斜爆震波的转折位置, 即三波点 (Triple Point, TP) 位置; 而平滑型波面角度连续变化, 实际并不存在明显的三波点结构, 为了方便描述平滑型流场, 本文中仍称斜激波到斜爆震波过渡区域的末端为“三波点”, 如图 4(b) 所示。

从波面角度图 5(a) 中可以得知, 无限长斜劈模型下, 突变型斜爆震波面角度在三波点位置最大, 经过三波点后角度迅速下降, 称三波点之后的区域为过驱斜爆震段 (OD\_ODW), 过驱斜爆震段之后, 波面也并非一条直线, 而是仍然继续缓慢上升。因此称后半段斜爆震为增强段 (Enh\_ODW)。平滑型的斜爆震波面角度具有相似的变化, 但其三波点位置角度变化更加平缓, 从斜激波逐渐过渡到过驱斜爆震段。

图 5(b) 为相同来流条件下, 于三波点后 1mm 位置, 沿  $x$  方向截断斜劈后计算得到的斜爆震波面角度分布, 即 Case 1 和 Case 2。突变型和平滑型的算例中  $L_e/L_d$  均大于 1, 该范围内不会影响到斜爆震起爆<sup>[15]</sup>。有限长斜劈模型中, 突变型斜爆震波 (Case 1) 在斜劈末端膨胀波影响下明显衰减, 波面角度从过驱斜爆震段逐步下降直至不变, 从衰减段 (Atten\_ODW) 逐步过渡到 CJ 状态 (ODW\_CJ)。衰减到 CJ 状态后, 波面振荡明显增强, 开始出现横波。而在平滑型斜爆震

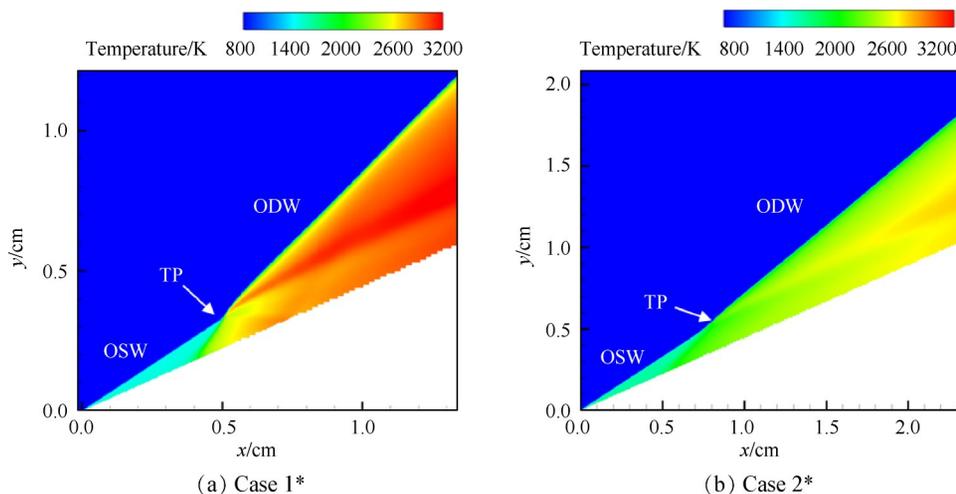


Fig. 4 Temperature fields in case 1\* and case 2\*

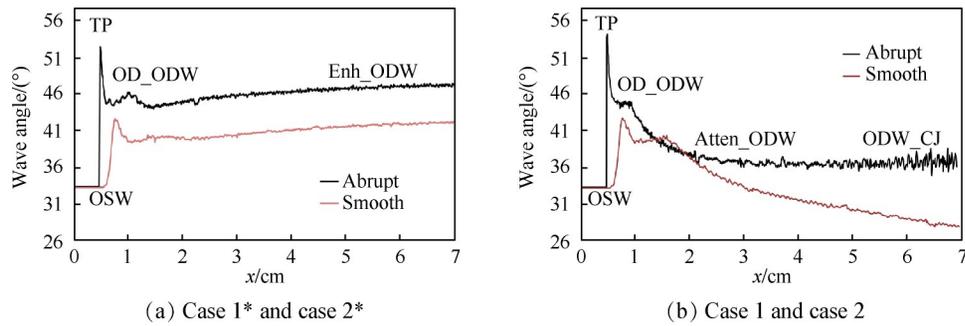


Fig. 5 Wave angles of ODW with smooth and abrupt transition

(Case 2)中,波面角度从过驱斜爆震段开始连续下降,并没有出现接近稳定的CJ状态。结合其流场结构进一步分析,如图6所示,发现在流场下游,激波面(SW)和OH分布前沿之间的距离逐渐增大,OH的分布常被用来表征 $H_2-O_2$ 反应过程中火焰面的强度,说明火焰面和激波面逐渐分离。由于激波压缩作用,穿过激波面后的温度上升,Von Neumann温度仅有1300K左右,此处为ZND模型中的诱导区,存在一定的活性自由基,经过较长的诱导区才逐渐开始反应放热,而且反应区温度也仅有2000K左右,说明爆震波逐渐解耦为激波面和反应面,针对这一现象,下一节将进行详细探索。

### 3.2 来流压力对爆震波解耦的影响

受膨胀波影响的衰减段,波面角度迅速降低,但在不同来流条件下,衰减段波面角度降低情况不同。为凸显膨胀波对爆震波面的影响,扩大膨胀波的影响范围,本节中将斜劈角度增加到 $32^\circ$ ,斜劈长度也进一步缩短。

图7为不同来流压力条件下(Case 3~5)斜爆震流场温度图和OH质量分数等值线图,当来流压力为51.3kPa(Case 3)时,反应面和激波面保持耦合状态,波面角度减小到一个定值而保持不变,此时称之为CJ状态。而当来流压力降低到46.3kPa(Case 4)时,反应面和激波面的耦合关系变弱,两者之间的距离慢慢增大,并且有继续增大的趋势。当来流压力降低到41.3kPa(Case 5)时,激波面和反应面之间的距离更大,爆震波处于严重解耦状态。图8为于 $x=4\text{cm}$ 位置穿过波面的流线上的压力和OH质量分数分布。随着来流压力逐渐降低,压力峰值明显下降,爆震波后压力也有明显差距。当压力为51.3kPa时,压力和OH质量分数开始变化位置基本重合,两者峰值相距约1mm;当压力为46.3kPa时,OH开始变化位置稍滞后,峰值也略有下降,两者峰值位置相距约为4mm;当压力为41.3kPa时,OH开始出现的位置明显滞后于压力突跃位置,OH组分峰值也明显降低,两

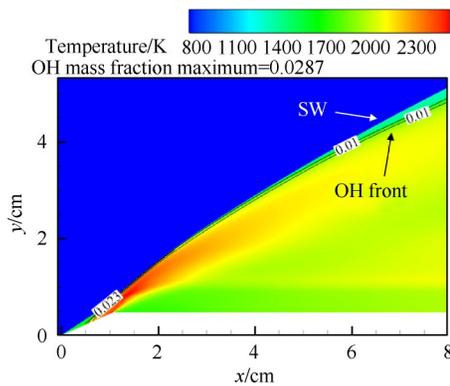


Fig. 6 Temperature fields overlapped with OH mass fraction contours in the case 2

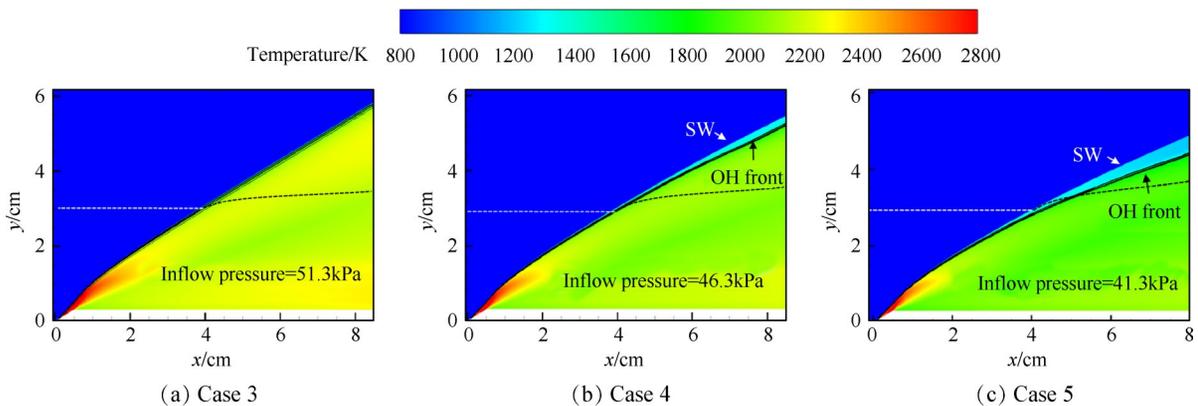


Fig. 7 Temperature fields with different inflow pressure

者峰值位置距离约为10mm左右。说明随着来流压力降低,不仅燃烧面和激波面之间的距离变大,激波强度和火焰强度也会下降。

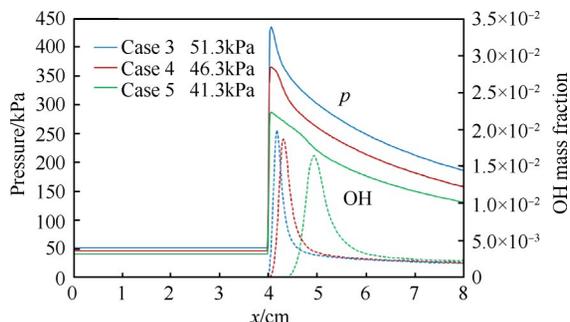


Fig. 8 Pressure and OH mass fraction along the streamline passing through the wave at  $x=4\text{cm}$

图9为对应的波面角度变化图,可以看出,耦合状态的爆震波达到CJ状态时爆震波角度会保持动态的稳定,而解耦状态的激波角度会不断减小。从激波角度的变化趋势预测,在下游流场爆震波将完全解耦,即会发生熄爆现象。另外,在不同来流压力条件下,波面角度开始下降的位置是一致的,但下降速度明显不同,说明来流压力影响爆震波衰减速度,但不会影响爆震波受到膨胀波影响而衰减的范围。

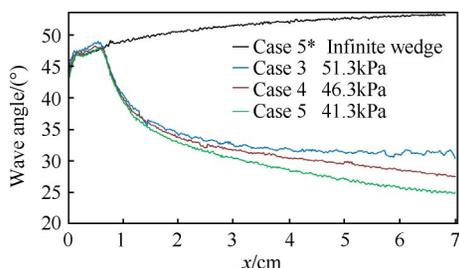


Fig. 9 Wave angles of ODW with different inflow pressure

图10为不同耦合状态(Case 3~5)斜爆震流场中,沿壁面附近流线的温度和压力分布。可以看到经过诱导区和膨胀扇,完全膨胀后的燃烧产物压力基本保持不变,温度有略微上升,说明燃烧产物流场较均匀。随着来流压力降低,反应区温度和压力也相应降低,说明较低的来流压力下,燃烧效率也会相应降低。

从ZND模型的角度,前导激波压缩可燃气体,提高其温度和压力,诱导可燃气体高温下的自点火机制。激波压缩产生自燃后,存在一定厚度的诱导区,该区域温度压力保持不变,随后进入放热区,合成产物释放能量,并驱动燃烧产物膨胀。来流压力降低导致放热区反应不完全,燃烧效率降低,产物膨胀不足以

支持先导激波以一定角度迎向来流,因此先导激波角度随着来流压力降低而有更快的下降速度,如图10所示。正爆震和斜爆震ZND结构中诱导区长度都对来流压力敏感,来流压力降低会导致诱导区长度增加<sup>[24]</sup>。而在斜爆震流场下游,还有先导激波角度降低的影响。双重影响下,诱导区长度越来越大,最终会发生熄爆。在高空高速飞行状态下,进气道压缩后气流静压往往较低,低静压来流可能会对斜爆震燃烧室的持续高效燃烧带来严重挑战。

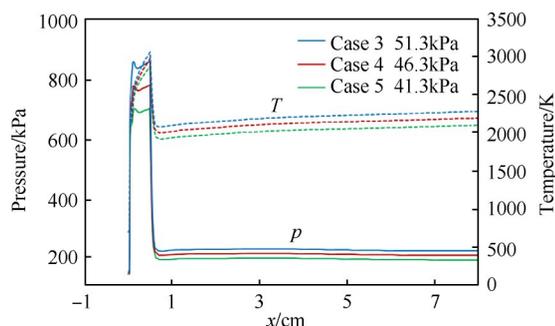


Fig. 10 Temperature and pressure along the streamline near the wall

### 3.3 膨胀波影响范围

根据普朗特-梅耶膨胀波理论,气流流过的凸角偏转角度和马赫数的变化有明确的关系,即普朗特-梅耶函数,并且由于膨胀波的等熵特性,可以推导出其他参数的变化规律。如图11所示,前马赫线和后马赫线的角度分别为:  $\mu_1 = \arcsin\left(\frac{1}{Ma_1}\right)$ ,  $\mu_2 = \arcsin\left(\frac{1}{Ma_2}\right)$ 。

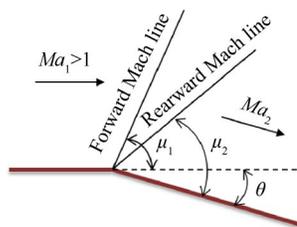


Fig. 11 Schematic of Prandtl-Meyer expansion waves

图12为膨胀波影响下斜爆震流场(Case 1和Case 2)压力分布。膨胀角 $\theta=24^\circ$ ,在膨胀波影响下,流场出现明显的压力分界。突变型斜爆震流场(图12(a))中三波点发出的反射波(RS)相比平滑型斜爆震流场(图12(b))更加明显。图中以黑色实线标示压力分界线,经测量,图12(a)中压力分界线角度为 $51.1^\circ$ ,图12(b)中压力分界线角度为 $48.8^\circ$ 。

将普朗特-梅耶公式应用于膨胀角上游壁面附

近流场,如图13(a)所示,取膨胀角上游马赫数  $Ma_1=2.14$ ,计算得到理论前马赫线角度  $\mu_1=27.86^\circ$ 。 $\theta+\mu_1$ 与黑色实线角度基本一致。另外,经过  $24^\circ$ 膨胀角后,数值计算结果中壁面附近的马赫数  $Ma_2=2.85$ ,理论计算值为2.98,两者也较接近。但滑移线(Slip line)上方的爆震区马赫数分布并没有明显的分界线,普朗特-梅耶膨胀波理论不能直接使用。爆震区气流压缩程度更大,马赫数更低,因此  $\mu_1$ 更大,以图中黑色虚线示意。

在爆震区的膨胀波和爆燃区的膨胀波的共同作用下,波面角度开始下降。而膨胀波实际开始产生影响的位置可以从波面角度的变化图14(a)中得到,爆震波面角度自  $x=0.93\text{cm}$  开始下降,图13中以A点标示,使用白色虚线连接A点与膨胀波的中心点,以此近似作为膨胀波的前沿,经过测量,该近似膨胀波前沿角度  $\mu_a$ 相比爆燃区前马赫线角度  $\theta+\mu_1$ 大  $5.4^\circ$ 。

而对于平滑型斜爆震,如图13(b)所示,同样地,取膨胀角上游马赫数  $Ma_1=2.41$ ,计算得到理论前马赫线角度  $\mu_1=24.52^\circ$ , $\theta+\mu_1$ 与黑色实线角度基本一致。膨胀后壁面附近马赫数  $Ma_2=3.31$ ,与理论计算值3.35

也基本一致。近似膨胀波前沿角度  $\mu_a$ 和理论计算的  $\theta+\mu_1$ 相差  $6.33^\circ$ 。

设置相同的来流条件(Case 2, 5, 6, 7),计算不同  $\theta$ 情况下有限长斜劈诱导的斜爆震,斜劈长度保证  $1 < L_e/L_d < 2$ ,进行相同的分析得到表2。在相同来流条件下,随着斜劈角度  $\theta$ 增大, $\mu_a$ 与  $\theta+\mu_1$ 之间的差值逐渐增大,但整体来说该差值仍然较小。在斜劈角度  $\theta$ 较小时( $\theta \leq 25^\circ$ ),前马赫线  $\theta+\mu_1$ 角度基础上增加  $4^\circ \sim 6^\circ$ 即可近似表示膨胀波影响范围,当斜劈角度  $\theta$ 较大时( $\theta > 25^\circ$ ),前马赫线  $\theta+\mu_1$ 角度基础上增加  $7^\circ \sim 10^\circ$ 即可近似表示膨胀波影响范围。另外,考虑到普朗特-梅耶公式和马赫角的公式都是基于量热理想气体假设,CFD计算过程中比热比并非定值,并且燃烧产物的热力学状态是不均匀的,这可能导致CFD结果与用定比热理论计算马赫角之间的偏差。基于以上分析,本文认为在对精确度要求不高时,可以使用普朗特-梅耶理论对膨胀波的影响范围进行初步判断,以对流场进行快速直观的预测和分析。

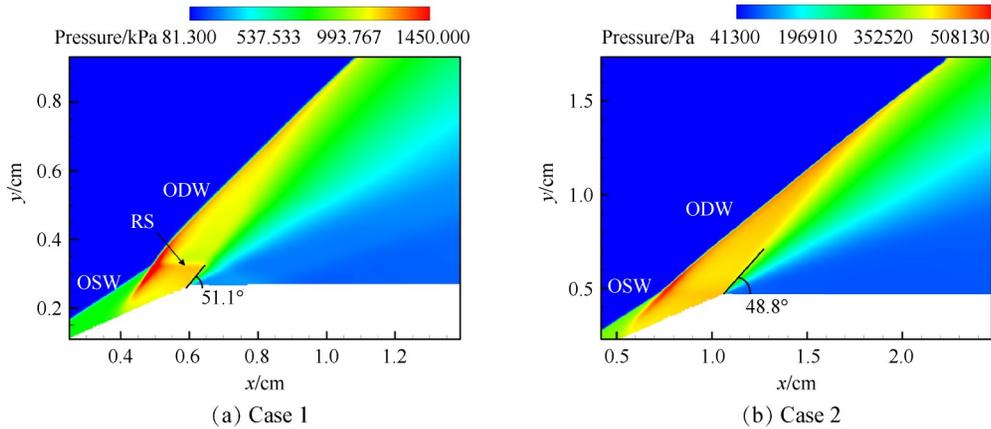


Fig. 12 Pressure fields with the influence of expansion wave

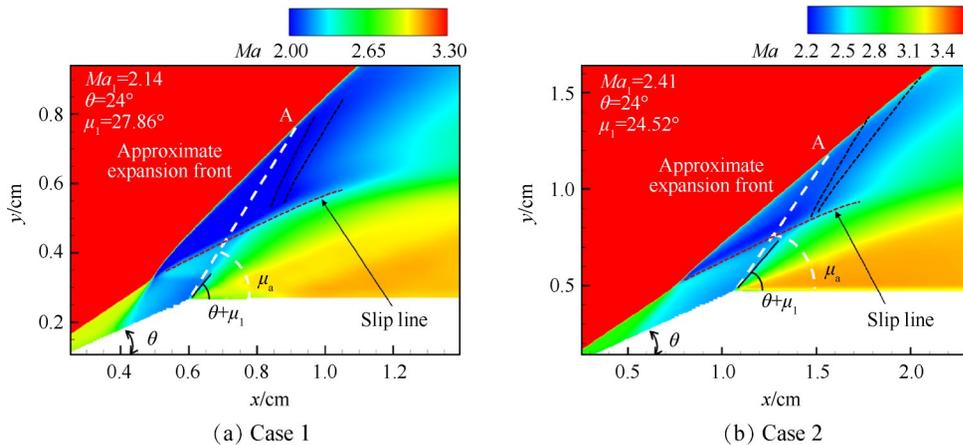


Fig. 13 Mach number fields with the influence of expansion wave

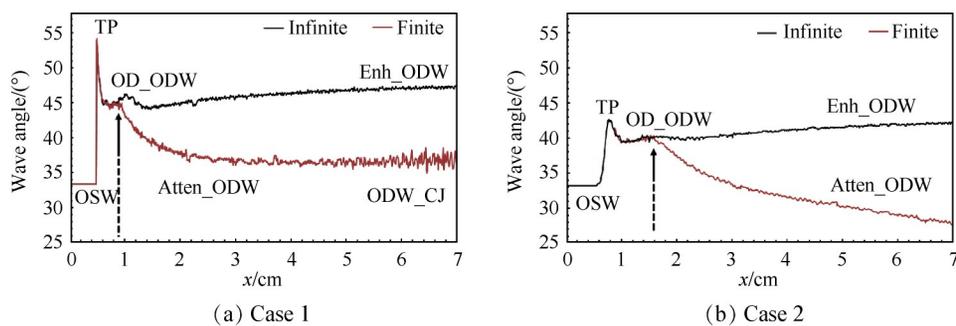


Fig. 14 Wave angles of ODW with the influence of expansion wave

Table 2 Angle of approximate expansion wave and forward Mach line with different wedge angle  $\theta$

$\theta/(\circ)$	$\mu_a/(\circ)$	$(\theta+\mu_1)/(\circ)$	$(\mu_a-(\theta+\mu_1))/(\circ)$
19	45.63	41.35	4.29
20	47.47	43.09	4.39
24	54.85	48.52	6.33
32	72.47	62.68	9.79

## 4 结论

本文通过对不同过渡形式、不同来流条件以及不同斜劈角度的斜爆震进行较全面的数值计算和分析,得出以下结论:

(1)无限长斜劈诱导的斜爆震,其三波点后波面并非此前认为的平直直线,实际上,波面角度是缓慢增大的,即斜爆震波是缓慢增强的。而当斜劈末端存在膨胀波时,波面角度会在一定位置开始减小,爆震波衰减。

(2)当来流压力较高时,波面角度会降低到CJ状态对应的角度;而当来流压力较小时,爆震波会持续衰减,激波面和反应面解耦,激波面的角度会持续减小。高空高速飞行条件下,来流静压的降低可能造成斜爆震波熄爆和燃烧效率降低,这一现象在斜爆震发动机的研究中不容忽视,后续也需要进一步的探究,这对斜爆震发动机进气道的设计也提出了要求。

(3)使用普朗特-梅耶膨胀波理论对斜爆震流场中的膨胀波进行了分析,发现壁面附近的流场分界线与理论前马赫线基本吻合,完全膨胀后马赫数  $Ma_2$  与理论计算值也基本一致。但爆震区流场分界特征并不明显,该理论不能直接使用。

(4)简化斜爆震流场中的膨胀波结构,以从斜劈转角位置出发的一道膨胀波来近似作为膨胀扇的前沿。近似膨胀波前沿角度  $\mu_a$  与爆燃区壁面位置前马赫波角度  $\theta+\mu_1$  比较接近。对爆燃区前马赫线角度适

当增大  $4^\circ\sim 10^\circ$ ,即可近似判定膨胀波的影响范围。但实际上燃烧产物的热力学状态是不均匀的,基于量热理想气体假设的普朗特-梅耶公式和马赫角的公式仅能对该角度进行定性的判断,对于斜爆震流场中膨胀波的影响还需要更加深入的分析。

致谢:感谢国家自然科学基金的资助。

## 参考文献

- [1] Menees G P, Adelman H G, Cambier J L. Analytical and Experimental Investigations of the Oblique Detonation Wave Engine Concept [C]. Madrid: AGARD PEP 75th Symposium, 1991.
- [2] Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. Morphology of Standing Oblique Detonation Waves [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1991, 7(5): 837-845.
- [3] Lehr H F. Experiments on Shock-Induced Combustion [J]. *Astronautica Acta*, 1972, 17(4): 589-597.
- [4] Verreault J, Higgins A J. Initiation of Detonation by Conical Projectiles [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2311-2318.
- [5] Teng H H, Jiang Z L. On the Transition Pattern of the Oblique Detonation Structure [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713: 659-669.
- [6] Qin Q Y, Zhang X B. Study on the Transition Patterns of the Oblique Detonation Wave with Varying Temperature of the Hydrogen-Air Mixture [J]. *Fuel*, 2020, 274: 117827.
- [7] 韩旭. 超声速预混气中爆震波起爆与传播机理研究 [D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2013: 44-46.
- [8] Miao S K, Zhou J, Liu S J, et al. Formation Mechanisms and Characteristics of Transition Patterns in Oblique Detonations [J]. *Acta Astronautica*, 2018, 142: 121-129.
- [9] Choi J Y, Kim D W, Jeung I S, et al. Cell-like Structure of Unstable Oblique Detonation Wave from High-Resolution Numerical Simulation [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2473-2480.
- [10] Zhang Y N, Zhou L, Gong J S, et al. Effects of Activation Energy on the Instability of Oblique Detonation Sur-

- faces with a One-Step Chemistry Model [J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30: 106110.
- [11] Zhang Z J, Wen C Y, Zhang W S, et al. A Theoretical Method for Solving Shock Relations Coupled with Chemical Equilibrium and Its Applications [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2022, 35(6): 47-62.
- [12] 张子健, 韩信, 马凯夫, 等. 斜爆轰发动机燃烧机理试验研究 [J]. 推进技术, 2021, 42(4): 786-794. (ZHANG Zi-jian, Han Xin, MA Kai-fu, et al. Experimental Research on Combustion Mechanism of Oblique Detonation Engines [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(4): 786-794.)
- [13] 杨鹏飞, 张子健, 杨瑞鑫, 等. 斜爆轰发动机的推力性能理论分析 [J]. 力学学报, 2021, 53(10).
- [14] Papalexandris M V. A Numerical Study of Wedge-Induced Detonations [J]. *Combustion and Flame*, 2000, 120(4): 526-538.
- [15] Fang Y S, Hu Z M, Teng H H. Numerical Investigation of Oblique Detonations Induced by a Finite Wedge in a Stoichiometric Hydrogen-Air Mixture [J]. *Fuel*, 2018, 234: 502-507.
- [16] Xiang G X, Li H Y, Cao R H, et al. Study of the Features of Oblique Detonation Induced by a Finite Wedge in Hydrogen-Air Mixtures with Varying Equivalence Ratios [J]. *Fuel*, 2020, 264: 116854.
- [17] Bomjan B, Bhattarai S, Tang H. Characterization of Induction and Transition Methods of Oblique Detonation Waves over Dual-Angle Wedge [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2018, 82/83: 394-401.
- [18] Qin Q Y, Zhang X B. A Novel Method for Trigger Location Control of the Oblique Detonation Wave by a Modified Wedge [J]. *Combustion and Flame*, 2018, 197: 65-77.
- [19] Wang K L, Teng H H, Yang P F, et al. Numerical Investigation of Flow Structures Resulting from the Interaction Between an Oblique Detonation Wave and an Upper Expansion Corner [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 903: A28.
- [20] Wang K L, Zhang Z J, Yang P F, et al. Numerical Study on Reflection of an Oblique Detonation Wave on an Outward Turning Wall [J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32(4).
- [21] Wang A F, Shang J H, Wang Q, et al. Effects of Cowl-Induced Expansion on the Wave Complex Induced by Oblique Detonation Wave Reflection [J]. *Processes*, 2021, 9(7).
- [22] Choi J Y, Jeung I S, Yoon Y. Computational Fluid Dynamics Algorithms for Unsteady Shock-Induced Combustion, Part 1: Validation [J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(7): 1179-1187.
- [23] Teng H H, Zhang Y N, Jiang Z L. Numerical Investigation on the Induction Zone Structure of the Oblique Detonation Waves [J]. *Computers & Fluids*, 2014, 95: 127-131.
- [24] Teng H H, Ng H D, Jiang Z L. Initiation Characteristics of Wedge-Induced Oblique Detonation Waves in a Stoichiometric Hydrogen-Air Mixture [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, 36(2): 2735-2742.

(编辑:朱立影)