

来流边界层效应下斜坡诱导的斜爆轰波*

刘彧 周进† 林志勇

(国防科学技术大学, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2014年3月1日收到; 2014年6月19日收到修改稿)

以超声速预混气中的斜爆轰波为研究对象, 对其在来流边界层效应下的特性进行了实验研究. 在马赫数为3的超声速预混风洞中, 通过斜坡诱导产生了斜爆轰波. 当来流的当量比较低时, 预混气中产生的是化学反应锋面与激波面非耦合的激波诱导燃烧现象. 此时边界层分离区中的化学反应放热将使分离区尺度显著增大, 流场非定常性显著增强, 激波位置剧烈振荡. 当来流的当量比较高时, 预混气将产生斜爆轰波. 此时边界层分离区会影响到斜爆轰波起爆时的形态. 在小尺度分离区下, 斜爆轰波起爆时呈突跃结构(有横波); 在中等尺度分离区下, 流场固有的非定常性使斜爆轰波呈间断突跃结构; 在大尺度分离区下, 斜爆轰波起爆则呈完全的平滑结构(无横波).

关键词: 斜爆轰波, 激波诱导燃烧, 边界层分离, 非定常性

PACS: 47.40.Rs, 82.40.Fp, 47.32.Ff, 47.40.-x

DOI: 10.7498/aps.63.204701

1 引言

在高超声速飞行器研究领域, 爆轰发动机是重要的发展方向^[1-8]. 其中斜爆轰发动机概念的提出因其较超燃冲压发动机具有更高的热力效率、更短的燃烧室尺寸以及更简单的燃烧室构型而备受瞩目^[9]. 然而, 在高超声速飞行器中, 总是存在来流边界层. 无论对于进气道还是燃烧室, 边界层的影响是难以避免的. 大量研究表明, 边界层的分离有可能导致进气道不起动或发生颤振^[10]. 同样, 对于斜爆轰发动机来说, 燃烧室中斜爆轰波入射到燃烧室壁面上与边界层的相互作用也必将对发动机的性能产生影响, 但这种影响的程度及机理目前还不清楚. 此外, 斜爆轰发动机的概念中, 通常用悬空斜劈来诱导产生斜爆轰波并使其驻定在斜劈上, 但这种悬空斜劈在维持斜爆轰波的同时承受了强烈的热负荷(尤其是斜劈前缘处). 若将斜劈悬空方案改为壁面斜坡方案, 则能大大降低热负荷, 但同时带来了来流边界层的影响. 弄清这种影响的机理并

设法加以人为控制, 显然具有重要的应用价值.

我们知道, 超声速气流通过斜坡产生激波, 会带来激波与边界层相互作用(shock wave-boundary layer-interaction, SWBLI)问题. 由于边界层对逆压梯度十分敏感, 当激波强度足够时, 能够引起边界层的分离. 在过去的几十年中, 人们对SWBLI的相关问题进行了大量研究^[11-17], 然而关于爆轰波与边界层相互作用的研究报道则十分稀少. Fay^[18]最早在理论上研究了边界层效应对爆轰波传播的影响. 他指出, 爆轰波波后流动的边界层导致流线扩张, 从而使爆轰波波面发生弯曲, 进而导致爆轰波传播速度下降. 这种下降在较小尺度的管子中更为显著, 因为此时流动扩张的尺度与管子的尺寸可相比拟. Fay以及众多学者^[19-22]随后又都对这一现象进行了大量研究, 但他们的研究始终以静止气体中的爆轰波为对象, 所涉及的边界层都是波后流动的边界层, 由于波前气体静止, 因而不存在来流边界层. 同样, 对于超声速气流中的斜爆轰波, Li等^[23]也研究了斜劈表面上的边界层(同样是波后流动边界层)对斜爆轰波的影响, 研究结果表明, 斜

* 国家自然科学基金(批准号: 91016028, 91216121)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yuesefuliu@sina.com

劈表面上的边界层对整个斜爆轰波的结构基本没有影响. Choi等^[24]研究了预混气中的激波与边界层相互作用下的燃烧问题, 确认了两种燃烧机制: 其一为激波入射点处分离泡支持的边界层火焰, 其二为向上游传播的非稳态斜爆轰波. 当流动驻留时间足以使预混气完全燃烧时, 将会产生爆轰波, 否则, 燃烧只能是边界层火焰或斜激波诱导的燃烧. Choi等的研究针对的是预混气中的入射斜激波, 因此, 预混气中斜坡诱导的斜爆轰波与来流边界层的相互作用仍然鲜有研究.

本文针对超声速来流边界层效应下斜坡诱导的斜爆轰波开展了实验研究, 探索了斜爆轰波与边界层的相互作用机理. 这为爆轰发动机, 尤其是斜爆轰发动机所涉及的基础问题提供了重要的理论支撑, 对于发动机的性能优化具有重要的指导意义. 由于本文的实验内容涉及来流边界层, 斜爆轰实验研究中常用的射弹方法显然无法应用于本文的实验. 而激波管方法则由于实验时间过短同样不适用于本文实验. 因此, 只有在超声速高焓预混风洞中才能够开展实验, 这也是本文工作的特色之一. 然而, 在高焓预混风洞中开展斜爆轰实验也有其固有的不足, 主要表现为在风洞中产生高焓、高马赫数的预混气是较为困难的. 因此, 本文实验的来流马赫数 ($Ma = 3$) 尚不足以使斜爆轰波驻定, 当斜爆轰波起爆后, 将会向上游传播. 尽管如此, 在斜爆轰波的起爆过程中, 来流边界层的影响仍然十分显著.

2 实验系统及实验条件

本文实验是在试验段横截面尺寸为42 mm (宽) × 162 mm (高) 高焓预混风洞中进行的, 如图1所示. 实验系统由高焓空气加热器^[25]、设计马赫数为3的预混阵列喷管、预混段、试验段以及第二扩张段组成. 高焓空气加热器产生热空气, 通过预

混阵列喷管加速到超声速, 在喷管出口处与燃料氢进行掺混, 并在下游的预混段中进一步混合, 最终在试验段中形成均匀的超声速预混气. 整个系统在出口处连接真空罐.

斜坡试验件可装入试验段的顶部或底部, 用来诱导产生斜激波. 斜坡试验件的构型如图2所示. 本文设计了四种不同角度的斜坡试验件, 分别为 36° , 39° , 42° 和 45° . 不同角度的斜坡, 长度均为60 mm, 所有斜坡的宽度均为22 mm, 也就是与两侧壁面之间各留出10 mm 缝隙以消除侧壁边界层的影响.

流场显示技术采用高速阴影和基于氢氧基的平面激光诱导荧光技术 (OH-planar laser induced fluorescence, OH-PLIF) 相结合的方法. 关于这两种流场显示技术的细节可参阅范洁川的专著^[26], 本文在此不再赘述. 本文实验中, 通过采集壁面压力来判断边界层分离区尺度的变化, 以便与高速阴影的观测结果相互印证. 压力传感器的布置已在图2中标明. 此外, 还需说明的是, 在预混段的壁面处也布置了一处压力传感器 (标记为 P_p , 图1中已标出), 此处是距离斜坡底角425 mm 的远上游, 因此可认为此处的压力即为来流压力 (记为 P_∞).

实验中, 高焓空气的静温为850 K, 静压13 kPa, 氢气/空气预混气的当量比可变, 实验中选取0.16, 0.45, 0.65 和 0.95 四种当量比. 实验系统按照预先设定的时序运转, 如图3所示. 可以看出, 从 t_h 到 t_p 的时间段内, 来流为超声速热空气, 此时来流经过斜坡将会产生惰激波. 而超声速预混来流形成于 t_p 之后. 至 t_b 时刻, 预混气中加入了惰性吹除气体. 因此, 从 t_p 到 t_b 这一段时间是实验的有效时间. 在这一时间段内, 超声速预混气通过斜坡可实现斜爆轰波的起爆. 由于超声速预混气形成于超声速热空气之后, 因此, 预混气的起爆是通过惰激波诱导实现的.

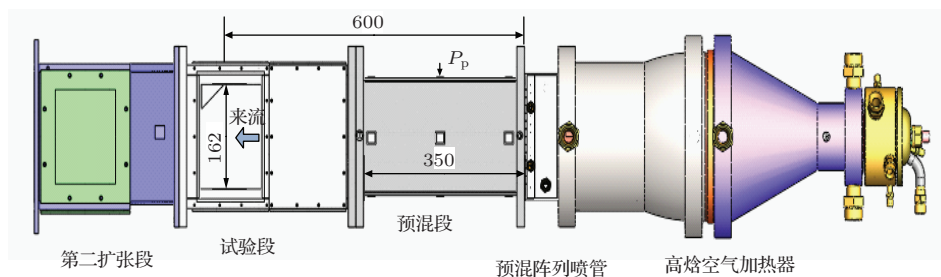


图1 实验系统示意图 (P_p 为预混段测压点位置, 长度单位为 mm)

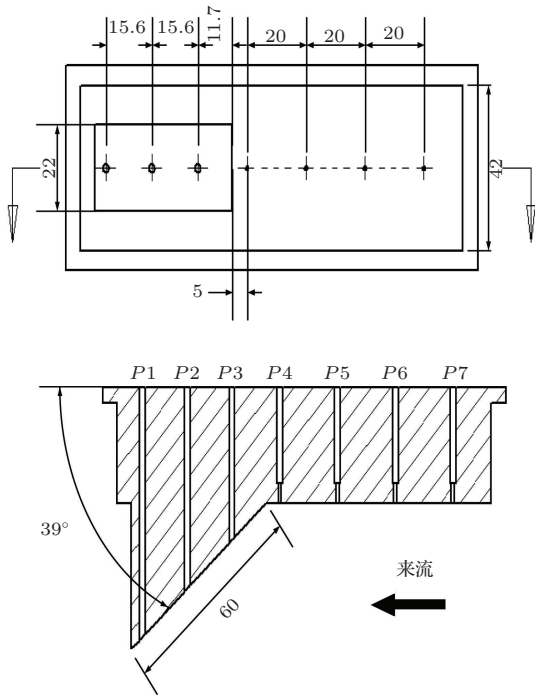


图2 斜坡试验件构型(P1—P7为各个测压点位置,长度单位为mm)

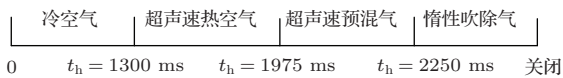


图3 实验时序

3 实验结果与分析

上一节中已经提到,在超声速预混风洞中,超声速预混气形成于超声速热空气之后(通过预混阵列喷管在超声速热空气中喷入燃料氢),因而预混气的起爆是在惰性斜激波基础上实现的.那么,在预混气经过斜坡之前,惰性斜激波与来流边界层的相互作用便已经发生,这种相互作用也必然会对随后的预混气的起爆产生影响.而本文实验中,惰性斜激波与来流边界层的相互作用属于典型的SWBLI问题,其中边界层分离区尺度以及SWBLI所固有的流场非定常性^[27]是影响预混气起爆的最主要的两个方面.前人对于这两方面的研究已经相当成熟,故在此直接给出一般性结论,即随着斜坡角度的增大,惰性斜激波引起的边界层分离区的尺度增大,流场非定常性更加显著.图4给出了具有大尺度分离区的激波与边界层相互作用的流场结构示意图,可以看出该流场包含了分离激波、再附激波、分离区等复杂流场结构.本文在此基础上进一步研究其对随后的预混气起爆的影响.

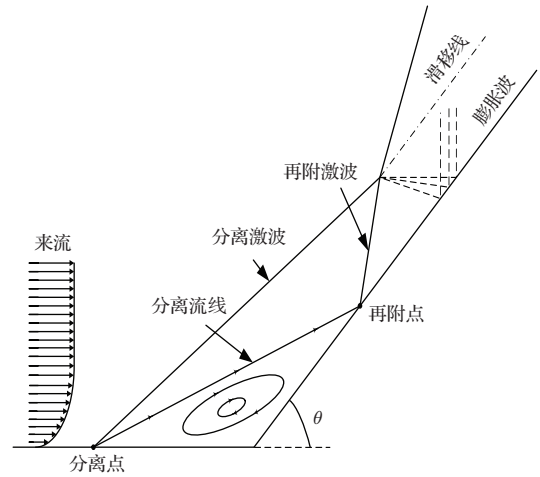


图4 具有大尺度分离区的激波与边界层相互作用的流场结构示意图

3.1 斜激波强度及当量比对起爆的影响

本文实验的首要条件是通过斜坡在超声速预混气中产生斜爆轰波(本文称之为起爆),而斜激波强度及来流当量比是决定起爆能否成功的关键因素,因此二者对起爆的影响需要进行研究确认.表1给出了不同角度的斜坡以及不同当量比下的起爆结果.结果表明:当斜激波强度不足时(即斜坡角度不够大时),无论当量比为多少,都无法起爆(如表1中所示的36°斜坡的起爆结果);而当斜激波强度足够时,在较高的当量比下,可以使预混气起爆,产生斜爆轰波(如表1中所示的39°,42°以及45°斜坡在当量比大于0.45时产生斜爆轰波);但若当量比较低时,由于预混气活性较弱,则可能仍无法起爆(如表1中所示的39°斜坡在当量比为0.16时无法起爆),或者产生的是化学反应锋面与激波面非耦合的激波诱导燃烧现象(如表1中所示的42°及45°斜坡在当量比为0.16时产生激波诱导燃烧).

3.2 激波诱导燃烧与边界层的相互作用

上一小节明确了不同激波强度和当量比对于超声速预混气起爆的影响,确认了两种燃烧机制,即激波诱导燃烧(低当量比)和斜爆轰波(较高当量比).对于前者,化学反应锋面和激波面是非耦合的,化学应对激波的支持不足,使得火焰速度低于来流速度,因而激波可以驻定在斜坡上.对于后者,化学反应锋面与激波面紧密耦合,在化学反应放热的支持下,斜爆轰波起爆后迅速向上游传播

(当前的来流速度尚不足以使斜爆轰波驻定). 因此, 这两种燃烧机理与边界层的相互作用机理存在差异. 本小节首先对低当量比时的激波诱导燃烧与边界层的相互作用进行讨论.

表1 不同实验条件下的起爆结果 (θ 为斜坡角度, Φ 为当量比)

Φ	θ			
	36°	39°	42°	45°
0.16	未起爆	未起爆	激波诱导燃烧	激波诱导燃烧
0.45	未起爆	斜爆轰波	斜爆轰波	斜爆轰波
0.65	未起爆	斜爆轰波	斜爆轰波	斜爆轰波
0.95	未起爆	斜爆轰波	斜爆轰波	斜爆轰波

图5所示为 $\theta = 45^\circ$, $\Phi = 0.16$ 工况下的高速阴影图, 此工况下预混气通过斜坡产生激波诱导燃烧. 其中第一帧处于热空气阶段 ($t_h < t = 1867 \text{ ms} < t_p$, 见图3), 故此时的激波为惰性激波,

可以看到, 惰性激波产生的逆压梯度已经使来流边界层发生了分离. 第二到第五帧处于预混气阶段 ($t_p < t < t_b$), 故为激波诱导燃烧情形, 此时, 阴影图显示边界层的分离区进一步增大, 使得激波的位置也进一步向下游偏移. 同时, 大尺度分离区与激波相互作用所固有的非定常性也变得十分显著, 使得激波的位置剧烈振荡.

图6给出了沿程各点的压力随时间的变化. 可以看到, 当激波诱导燃烧发生时, 斜坡壁面上三个测压点 ($P1, P2, P3$) 的压力比惰性激波阶段有所下降, 尤以 $P2$ 和 $P3$ 最为显著. 这是由于边界层分离区增大后, 再附点向下游移动, 使得 $P2$ 和 $P3$ 被分离区覆盖, 导致压力下降. 而对于斜坡上游各点 ($P4, P5, P6, P7$, 见图2), 在激波诱导燃烧时, 压力都存在一定程度的上升, 尤以 $P7$ 最为显著, 这是边界层分离点向上游移动的表现, 亦即边界层分离区增大的表现. 以上通过压力对分离区尺度变化的判断与图5的阴影图所示相互符合.

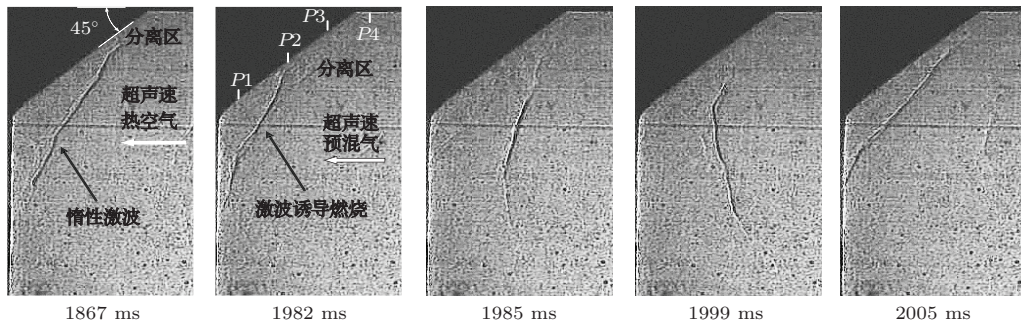


图5 $\theta = 45^\circ$, $\Phi = 0.16$ 工况下的高速阴影图

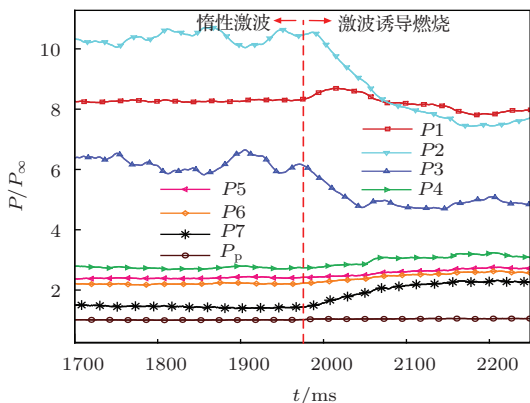


图6 $\theta = 45^\circ$, $\Phi = 0.16$ 工况下沿程各点压力 (P) 随时间 (t) 的变化

激波诱导燃烧之所以比惰性激波产生更大尺度的分离, 原因在于边界层分离区中存在化学反

应放热. 图7给出了斜坡表面及其上游边界层分离区中的OH基分布图, 图中显示斜坡上的OH基分布(图7(a))比较靠近斜坡表面, 表明火焰锋面与激波面没有耦合在一起, 这符合激波诱导燃烧的特征, 而斜坡上游的边界层分离区中的大量OH基(图7(b))表明这里确实存在剧烈的化学反应. 这是由于分离区经过分离激波的压缩作用以及自身的高静温而导致的自燃现象. 因此, 边界层中的化学反应放热使其更难抵抗逆压梯度从而更易分离. 这可以用Délery^[28]进行的激波与边界层相互作用的实验来解释. 在Délery的实验中, 对壁面加热同样使得边界层分离区增大, 表明边界层受热时, 抗分离能力下降. 而其机理在于边界层受热时, 流体温

度升高,当地声速增大,因而当地马赫数减小,导致边界层中的亚声速层增厚,从而使得逆压梯度更容易通过亚声速层向上游传播.

3.3 斜爆轰波的起爆以及边界层分离对起爆形态的影响

由3.1节已经知道,当预混气的当量比较高时,在一定的斜坡角度下能够起爆斜爆轰波.此时其与边界层的相互作用与激波诱导燃烧情形存在较大差异.本节着重对边界层分离对起爆的影响进行分析.

3.3.1 小尺度分离区下的斜爆轰波起爆

图8给出了 $\theta = 39^\circ$, $\Phi = 0.45$ 工况下的阴影图,这个工况代表了典型的突跃型^[29](具有横波结构)斜爆轰波的起爆.对于不同的当量比, 39° 斜坡下的流场结构也基本相同,故在此仅给出 $\Phi = 0.45$ 工况下的阴影图.在图8中可以看到, 39° 斜坡下的惰性斜激波所引起的边界层分离区是很小的.将斜爆轰波出现的时刻定义为0时刻,转变点的出现表明此时斜爆轰波首先在斜坡顶端处形成.随后,横波结构出现,并自下游向上游扫过.当横波到达斜坡底角时,整个爆轰波基本呈正爆轰波,随后整体继续向上游传播.在此工况下,由于斜坡角度不大,惰性激波强度不足,故边界层分离区非常小,来流

并不能明显感受到它的存在,因此,边界层效应并不显著,几乎对斜爆轰波的起爆没有影响.

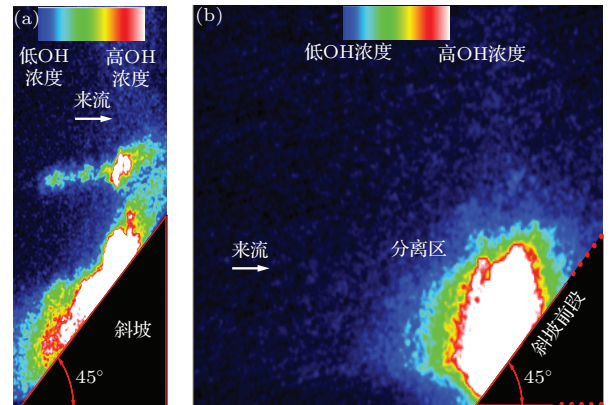


图7 (网刊彩色) OH基分布 (a) 斜坡上的OH基分布; (b) 边界层分离区中的OH基分布

图9给出了相应的沿程压力随时间的变化.可以看到,在惰性激波阶段,斜坡上游各点(P_4 , P_5 , P_6 , P_7)只有 P_4 的压力显著大于来流压力,而 P_5 , P_6 和 P_7 的压力与来流压力(P_p 处的压力)相当,这表明边界层分离点的位置应位于 P_4 与 P_5 之间,即非常靠近斜坡底角.也就是说,边界层分离区的尺度是很小的,这与图8阴影所示相互符合.由于斜爆轰波起爆后向上游传播,使得斜坡上游各点的压力在预混气阶段骤增.

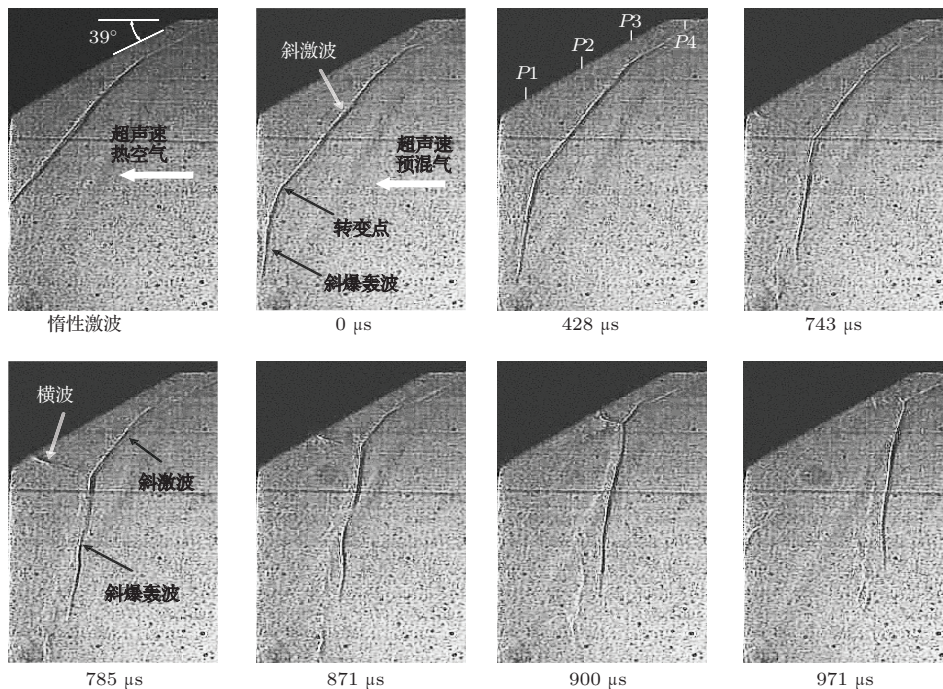


图8 $\theta = 39^\circ$, $\Phi = 0.45$ 工况下(小尺度分离区)的斜爆轰波起爆过程及形态(突跃型)

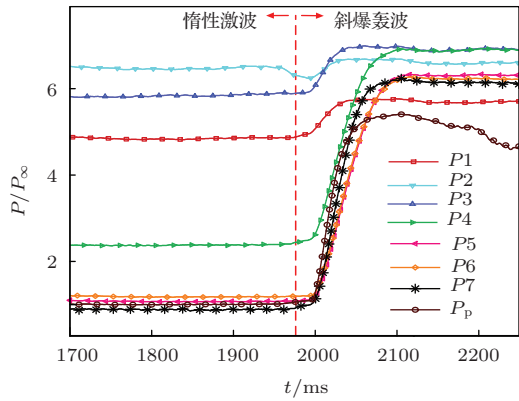


图9 $\theta = 39^\circ, \Phi = 0.45$ 工况下各点压力 (P) 随时间 (t) 的变化

以上实验结果表明, 当边界层分离区尺度较小时, 边界层效应对斜爆轰波起爆的影响并不显著, 此时斜爆轰波起爆时将呈现典型的突跃结构 (有横波).

3.3.2 中等尺度分离区下的斜爆轰波起爆

当增大斜坡角度时, 惰性激波产生的边界层分离区将会增大, 此时边界层效应对斜爆轰波起爆的影响将变得显著. 图 10 给出了 $\theta = 42^\circ, \Phi = 0.95$ 工况下斜爆轰波起爆时的阴影图. 由于不同当量比

下的流场结构基本相同, 故对于 42° 斜坡, 同样仅给出 $\Phi = 0.95$ 这一种当量比的工况作为代表. 由图 10 可以看出, 42° 斜坡下边界层分离区比 39° 时明显增大, 我们将此时的分离区尺度定义为中等尺度. 在中等尺度分离区下, 斜爆轰波起爆过程中, 横波时而出现时而消失, 即斜爆轰波呈间歇突跃结构. 这种间歇性是由分离区所固有的非定常性造成的. 图 11 的示意图描述了此时边界层效应对斜爆轰波起爆的影响机理. 对于中等尺度的边界层分离区, 由于流场的非定常性, 斜爆轰波起爆过程中, 当分离区在某个时刻 (t_1) 缩小到较小尺度时, 此时边界层效应减弱, 斜爆轰波的结构将仍呈现突跃结构. 而当分离区在另一时刻 (t_2) 增大到较大尺度时, 分离区将充当一个角度较缓的气动斜坡, 覆盖在真实的物理斜坡上面, 这一气动斜坡的缓冲作用将使得斜爆轰波呈现平滑结构 (无横波). 这一结果符合 Teng 等^[29] 提出的斜爆轰波突跃与平滑结构的转变判据. 综上, 在中等尺度分离区下, 流场的非定常性导致了斜爆轰波起爆的间歇突跃结构.

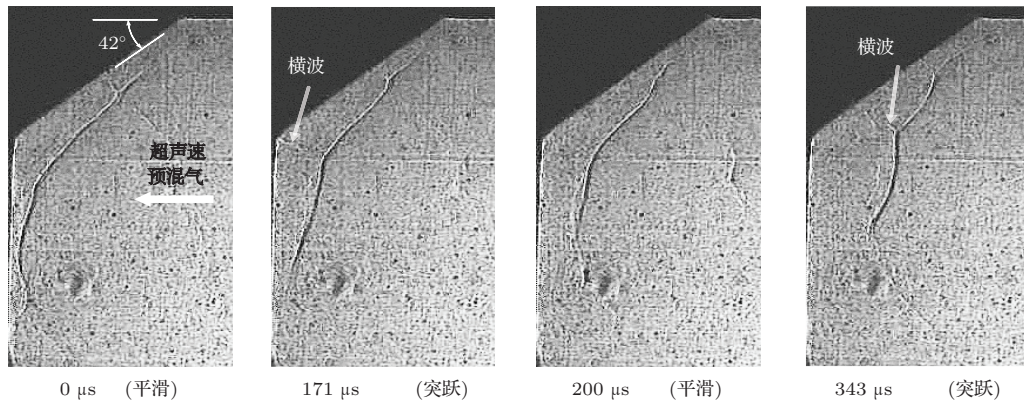


图 10 $\theta = 42^\circ, \Phi = 0.95$ 工况下 (中等尺度分离区) 的斜爆轰波起爆形态 (间歇突跃型)

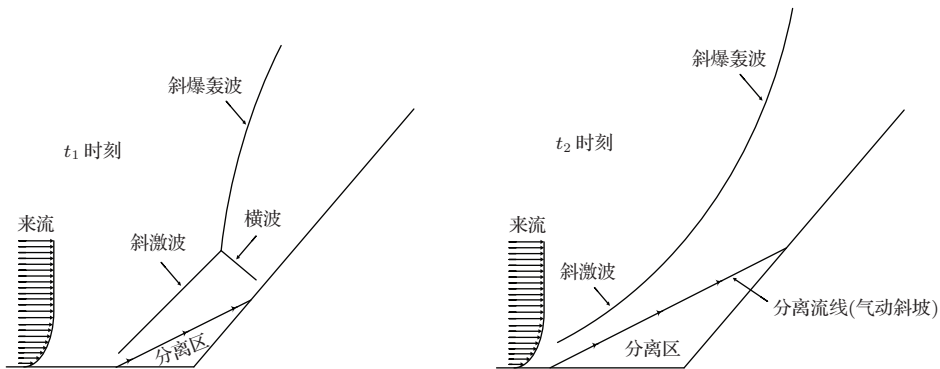


图 11 中等尺度分离区下流场非定常性对斜爆轰波起爆形态的影响示意图

3.3.3 大尺度分离区下的斜爆轰波起爆

当继续增大斜坡角度到 45° 时,边界层的分离区进一步增大,此时分离区已属大尺度分离.尽管流场仍具有强烈的非定常性,但此时边界层分离区

尺度始终在大尺度范围内变动,因而分离区始终充当着角度较缓的气动斜坡的作用.故此时斜爆轰波的起爆形态始终呈现平滑型,横波结构完全消失,如图12所示.

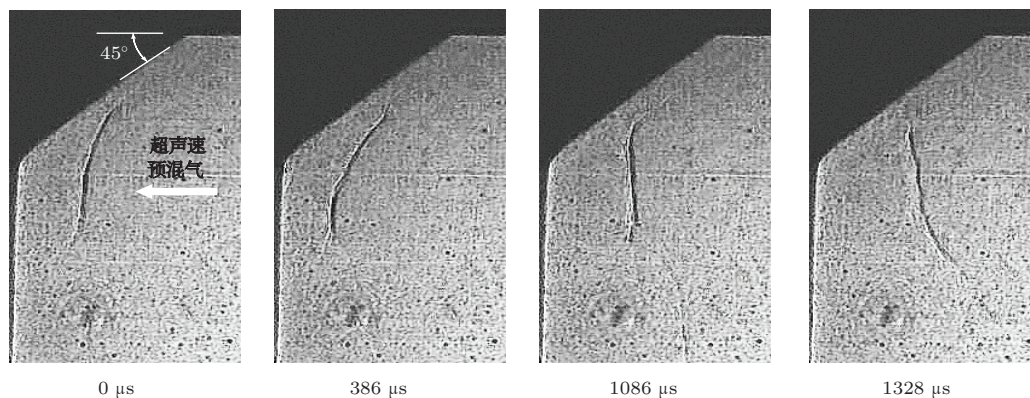


图12 $\theta = 45^\circ$, $\Phi = 0.95$ 工况下(大尺度分离区)的斜爆轰波起爆形态(平滑型)

4 结 论

本文在马赫数为3的超声速预混风洞中,针对斜坡诱导的斜爆轰波在来流边界层效应下的特性开展了实验研究.设计了角度从 36° 到 45° (间隔 3°)变化的四种斜坡,并选取了四种不同的当量比.实验发现,当斜激波强度不足时,难以使预混气起爆;当斜激波强度足够,但当量比较小时,则可使预混气产生激波诱导燃烧现象;而当当量比较大时,则可产生斜爆轰波.对于激波诱导燃烧情形,化学反应放热使其比惰性激波能够导致更大的边界层分离区以及更强的流场非定常性.对于斜爆轰波,其起爆时的形态亦受到了边界层分离的显著影响.在小尺度分离区下,边界层效应对斜爆轰波的起爆几乎没有影响,此时斜爆轰波起爆时呈典型的突跃结构(有横波).对于中等尺度分离区,流场的非定常性使得斜爆轰波起爆时呈间歇性突跃结构(横波时而出现时而消失).对于大尺度分离区,分离区的气动斜坡效应使得斜爆轰波起爆时呈现完全的平滑结构(无横波).

参考文献

[1] Han X, Zhou J, Lin Z Y, Liu Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 054701
 [2] Han X, Zhou J, Lin Z Y 2012 *Chin. Phys. B* **21** 124702

[3] Huang Y, Ji H, Lien F S, Tang H 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 114701
 [4] Shen H, Liu K X, Zhang D L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 124705
 [5] Liu S J, Lin Z Y, Sun M B, Liu W D 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 094704
 [6] Yan C J, Fan W, Huang X Q, Zhang Q, Zheng L X 2002 *Prog. Natural Sci.* **12** 1021 (in Chinese) [严传俊, 范玮, 黄希桥, 张群, 郑龙席 2002 自然科学进展 **12** 1021]
 [7] Zhou R, Wang J P 2013 *Shock Waves* **23** 461
 [8] Pan Z, Fan B, Zhang X, Gui M, Dong G 2011 *Combust. Flame* **158** 2220
 [9] Valorani M, Giacinto M D, Buongiorno C 2001 *Acta Astronaut.* **48** 211
 [10] Herrmann D, Siebe Frank, Gülhan A 2013 *J. Propul. Power* **29** 839
 [11] Spaid F W, Frisett J L 1972 *AIAA J.* **10** 915
 [12] Ganapathisubramani B, Clemens N T, Dolling D S 2007 *J. Fluid Mech.* **585** 369
 [13] Quan P C, Yi S H, Wu Y, Zhu Y Z, Chen Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 084703 (in Chinese) [全鹏程, 易仕和, 武宇, 朱杨柱, 陈植 2014 物理学报 **63** 084703]
 [14] Zhu Y Z, Yi S H, He L, Tian L F, Zhou Y W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014702
 [15] Zhang Q H, Yi S H, Zhu Y Z, Chen Z, Wu Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 044701
 [16] He L, Yi S H, Tian L F, Chen Z, Zhu Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 24704
 [17] Wu Y, Yi S H, Chen Z, Zhang Q H, Gang D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184702 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 陈植, 张庆虎, 冈敦殿 2013 物理学报 **62** 184702]
 [18] Fay J 1959 *Phys. Fluids* **2** 283
 [19] Dabora E K, Nicholls J A, Morrison R B 1965 *Proc. Combust. Inst.* **10** 817

- [20] Murray S B 1984 *Ph.D. Dissertation* (Montreal: McGill University)
- [21] Sommers W P, Morrison R B 1962 *Phys. Fluids* **5** 241
- [22] Murray S B, Lee J H 1986 *Prog. Astronaut. Aeronaut.* **106** 329
- [23] Li C, Kailasanath K, Oran E S 1993 *31th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, January 11–14, 1993
- [24] Choi J Y, Jeung I S, Yoon Y 1998 *Proc. Combust. Inst.* 2181
- [25] Lin Z Y, Li D P, Zhou J, Huang Y H 2007 *J. Propulsion Technol.* **28** 616 (in Chinese) [林志勇, 李大鹏, 周进, 黄玉辉 2007 推进技术 **28** 616]
- [26] Fan J C 2002 *Modern Flow Visualization* (Beijing: National Defense Industry Press) pp47–55, 240–257 (in Chinese) [范洁川 2002 近代流动显示技术 (北京: 国防工业出版社) 第 47—55, 240—257 页]
- [27] Babinsky H, Harvey J K 2011 *Shock Wave-Boundary-Layer Interactions* (New York: Cambridge University Press) pp373–389
- [28] Délerly J 1992 *La Recherche Aérospatiale* 1992-1
- [29] Teng H H, Jiang Z L 2012 *J. Fluid Mech.* **713** 659

Ramp-induced oblique detonation wave with an incoming boundary layer effect*

Liu Yu Zhou Jin[†] Lin Zhi-Yong

(Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 1 March 2014; revised manuscript received 19 June 2014)

Abstract

The behavior of reacting shock wave in supersonic premixed flow with the effect of incoming boundary layer is investigated experimentally. A supersonic premixed flow at a Mach number of 3 encounters a ramp, and an oblique detonation wave (ODW) is produced. Four ramp angles (θ) are designed from 36° to 45° (interval of 3 degree) and the equivalence ratio (Φ) can be varied. At a lower equivalence ratio, the ODW cannot be initiated and instead the shock-induced combustion (SIC) comes into being. It is discovered that the overall flow field presents more significant unsteadiness for SIC than for inert shock wave because the separation region is greatly enlarged for SIC due to heat release by chemical reactions in the separation region. As for the ODW, it is prone to propagating upstream after initiated for current experimental conditions. For 39° ramp, the separation region of boundary layer is relatively small, and the ODW presents an abrupt pattern for which a transverse wave exists. However, larger separation region for 42° ramp and its unsteadiness make the transverse wave intermittently appear. For 45° ramp, the even larger separation region makes the transverse wave thoroughly disappear and the ODW presents a smooth pattern.

Keywords: oblique detonation wave, shock-induced combustion, boundary layer separation, unsteadiness

PACS: 47.40.Rs, 82.40.Fp, 47.32.Ff, 47.40.-x

DOI: 10.7498/aps.63.204701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91016028, 91216121).

† Corresponding author. E-mail: yuesefuliu@sina.com