

DOI: 10.11883/bzycj-2018-0223

用于爆轰驱动的射流起爆实验研究*

陆星宇^{1,2}, 李进平², 陈 宏^{1,2}, 俞鸿儒²

(1. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049;

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)

摘要: 爆轰驱动激波风洞的自由来流模拟范围与驱动气体的爆轰极限密切相关, 爆轰极限越宽则模拟范围越大。驱动气体一般是通过点火管进行起爆的, 提高点火管的起爆能力可以拓宽爆轰极限。为了提高点火管起爆能力, 就点火管口径、点火气体爆轰敏感性和单/双点火管 3 种因素的影响进行了实验研究。在不同的点火管初始条件下, 对驱动段波速进行了测量。结论如下: (1) 提高点火管口径可以显著提升起爆能力; (2) 点火气体爆轰敏感性对起爆能力有影响, 点火管为缩径内型面时, 低敏感性气体起爆能力更强, 点火管为等径内型面时则低敏感性气体和高敏感性气体的起爆能力大体持平; (3) 在保证射流同步的前提下, 双点火管能够提高起爆能力, 为保证射流同步性需使用化学恰当比的氢氧混气等爆轰敏感性强的点火气体。

关键词: 爆轰; 湍流射流; 起爆; 激波风洞; 爆轰驱动

中图分类号: O381; O358

国标学科代码: 13035

文献标志码: A

激波风洞是高超声速地面实验的主要装备之一。在激波风洞的各种驱动方式中, 爆轰驱动具有结构和运行简单、实验成本低的特点, 获得了广泛应用^[1-3]。如图 1(a) 所示, 爆轰驱动激波风洞主要由高压驱动段、低压被驱动段、喷管和真空舱组成, 高压段与低压段之间以膜片相隔。在膜片破开的瞬间, 气体压差导致一道向下游(图中右侧)传播的激波, 通过控制激波速度可将被驱动气体(通常为空气)恰好压缩到实验所需的总温总压, 再经过喷管加速即得到模拟所需的自由来流。

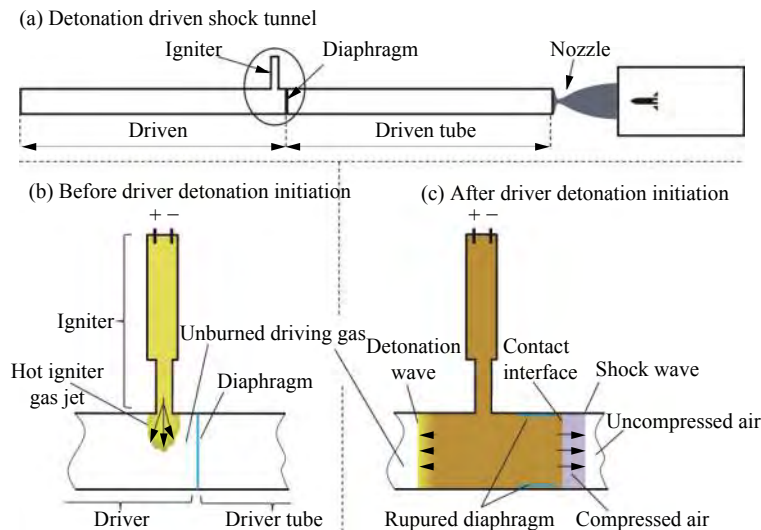


图 1 爆轰驱动激波风洞及射流起爆过程示意图

Fig. 1 Schematics of detonation driven shock tunnel and jet initiation process

* 收稿日期: 2018-06-20; 修回日期: 2018-07-26

基金项目: 国家自然科学基金(11472280); 中国科学院“关键技术人才”项目

第一作者: 陆星宇(1989—), 男, 博士研究生, luxingyu@imech.ac.cn;

通信作者: 李进平(1978—), 男, 博士, 高级工程师, lijiping@imech.ac.cn。

激波速度受到膜片两侧压差影响,由于爆轰驱动是利用驱动段内的可燃气体爆轰来获得高压气体的,而爆轰与爆燃产生的压力不同,所以只有确保驱动气体瞬间起爆才能保证模拟的准确性。驱动气体的组分由实验工况决定,一般要以可燃或惰性气体对化学恰当比的可燃混气加以稀释,以满足不同工况需求。当稀释度过高时,驱动气体就难以直接起爆,转而出现在爆燃,这会改变风洞运行模式,无法发挥其优越性能。

因此,直接起爆的稀释度范围决定了风洞的模拟范围。若将驱动气体直接起爆的临界稀释度定义为“爆轰极限”,那么可以说爆轰极限越宽,模拟范围也就越宽。爆轰极限更一般的定义是爆轰波能够自持传播的临界条件,包含初始条件和边界条件。以氢氧反向爆轰驱动激波风洞为例,目前的驱动气体爆轰极限约为 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3.76\text{N}_2$,在常规运行方式下模拟来流的总温下限为3 200 K。为了进一步降低模拟总温,俞鸿儒^[4]提出了“小驱大”的运行方式,用该方法可以在实验中将模拟的自由来流总温降至2 600 K。但是,小驱大的方式导致来流总压损失了50%。如果将驱动气体的爆轰极限提高到 $2\text{H}_2+\text{O}_2+7\text{N}_2$,则在常规运行方式下即可模拟2 600 K来流总温,而不会导致总压损失。由此可见,通过拓宽爆轰极限可以显著扩大风洞的参数模拟范围。

爆轰极限与点火方式的起爆能力密切相关。Matsui^[5]对常压氢/空气混合物进行了起爆实验,结果表明增加起爆能量可以把氢气的爆轰极限从 $V(\text{H}_2)=17\%\sim 57\%$ 拓展至 $12\%\sim 70\%$ 。所以提高点火方式的起爆能力是拓宽驱动气体爆轰极限的有效方法。

驱动气体一般是利用点火管来起爆的。点火管是一根细管,一端与驱动段连通,另一端有电爆丝或火花塞。电爆丝在高压电容的作用下瞬间爆炸,引燃点火管内的气体,火焰在点火管内加速,燃烧产物从点火管出口喷出,形成高温射流,如图1(b)所示。驱动气体在射流的作用下瞬间发生爆轰,爆轰波向驱动段上游的未燃混合气体中传播,同时爆轰产生的高温高压反应产物冲破激波风洞驱动段与被驱动段之间的膜片,产生一道向下游传播的激波,如图1(c)所示。

按照点火管出口处气体燃烧模态的不同,一般将点火管分为两类:爆轰点火管和射流点火管,两者分别利用爆轰波和热射流起爆驱动气体。Inada等^[6]认为两类点火管的本质区别在于点火火焰锋面中是否存在爆轰胞格的横波结构,有横波结构则归为爆轰起爆,否则视作射流起爆。这种区分是从被起爆气体的胞格形成机制角度来考量的,在爆轰起爆中,点火气体形成的爆轰波本身有胞格结构,使被起爆气体能够直接“承袭”其横波,进而过渡为自身的爆轰结构。而射流起爆过程中,射流火焰并未直接提供胞格,被起爆气体的胞格结构可能来自于局部爆炸或射流的激波。射流的产生有不同的方法,既可以利用爆轰敏感性低的混气爆燃直接获得射流,也可以用爆轰敏感性高的气体先形成爆轰,再强行破坏胞格结构来获得射流,破坏方法包括在点火管出口设置膜片或使点火管出口直径小于爆轰稳定传播的临界直径等。

爆轰点火管的电爆丝常常无法直接引发爆轰,而是需要经历一个爆燃转爆轰(deflagration-to-detonation transition, DDT)的过程,所以提高爆轰点火管起爆能力的主要方法在于加速DDT。Shchelkin^[7]提出了一种非常有效的DDT加速方法—内螺纹型面。Shchelkin方法的有效性得到了实验验证^[8],并且在脉冲爆轰发动机和爆轰驱动激波风洞点火管上广泛应用^[9]。加速DDT的另一个方法是在流道中设置障碍物, Lee等^[10]对障碍物参数进行了大量实验研究,细节参见文献[11-13]。Akbar等^[14]研究了利用添加剂加速航空煤油DDT的方法,但效果不显著。Li等^[15]对脉冲爆轰发动机加速DDT的方法进行了综述。

射流点火管则更加复杂,起爆能力的影响因素尚未完全明确。张欣玉等^[16]分析了点火管长度和内部障碍物对点火管起始爆轰能力的影响,结论认为点火管缩径形成的射流点火具有较强点火能力,且点火能力主要取决于点火管长度,越长点火越强,而扰流结构反而削弱点火能力。林伟等^[17-18]研究了壁面反射和射流速度对起爆能力的影响,认为射流与壁面越接近、射流速度越高,则起爆能力越强。

虽然前人的研究取得了相当的进展,但目前爆轰起始问题仍缺乏普适性的定量规律,甚至定性的机理描述也缺乏统一的认识^[19]。以射流起爆为例,最早发现射流直接起爆现象的Knystautas等^[20]认为强湍流导致的热燃烧产物与未燃气体剧烈掺混是起爆的决定性因素, Bezmelnitsin等^[21]和 Medvedev等^[22]则认为激波与射流火焰的相互作用才是起爆的根本原因。关于各种起爆机理的假说详见 Thomas等的综述^[23]。

由于现有理论在指导爆轰驱动点火管起爆能力优化这种复杂工程问题方面存在困难, 此类研究仍以实验为主。本文中, 基于前人的一些定性经验, 围绕提高爆轰驱动点火管起爆能力这一目标, 就点火管口径、单/双点火管、点火气体爆轰敏感性 3 种因素对起爆能力的影响开展实验研究。

1 实验设备与方法

1.1 激波管与点火管

实验在中国科学院力学研究所高温气体动力学实验室的 BBF-100 激波管上进行, 如图 2(a) 所示。BBF-100 激波管内径为 100 mm, 全长为 11.5 m, 其中驱动段长 5 m, 被驱动段长 6.5 m, 两段之间以涤纶薄膜隔开。驱动段内为氢氧氮组成的可燃混合气体, 被驱动段内为空气。

实验中采用了 4 种不同口径 \varnothing 的点火管, 如图 2(b)~(e) 所示。点火管的内腔由两段构成, 靠近电爆丝的一段长 164 mm, 内径为 40 mm; 与驱动段连接的一段长 224 mm, 内径分别为 20、30、40 和 50 mm。点火管与驱动段的轴线相互垂直, 通过螺纹连接。点火管的电爆丝阻值为 5~7 Ω , 电爆丝的电源为 600 V 直流高压电容。

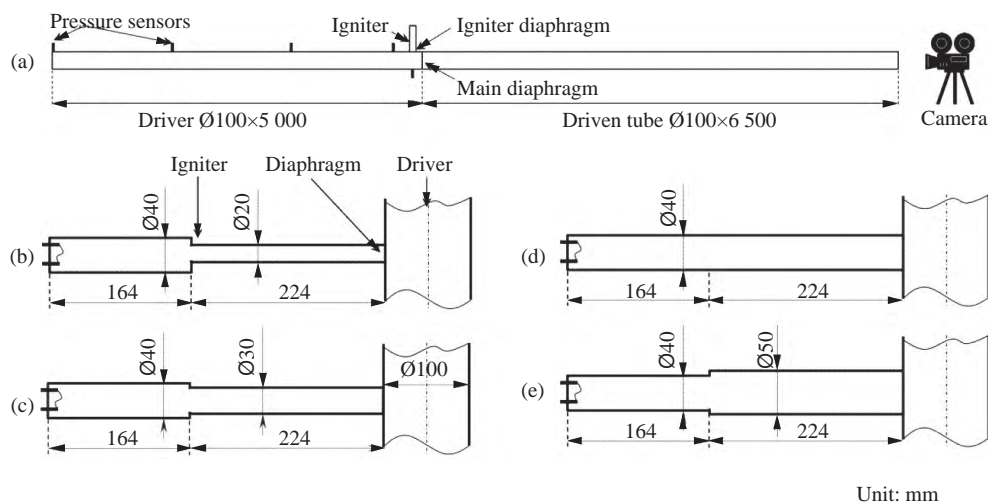


图 2 BBF-100 激波管(a)与点火管(b)~(e)

Fig. 2 BBF-100 shock tube (a) and igniters (b)~(e)

传统的点火管与驱动段是连通的, 点火气体与驱动气体相同。这种点火管的起爆极限大约在 $2\text{H}_2+\text{O}_2+3.76\text{N}_2$ 附近, 继续扩大爆轰极限非常困难, 因为点火气体的能量受到驱动气体的限制。为了解决这一问题, 本文在点火管与驱动段之间添加了一道膜, 这样就可以在点火管内使用化学恰当比的混气并提高点火管压强, 从而显著提高点火管的起爆能力。

1.2 实验方法

实验前, 驱动段内填充氮气稀释的氢氧混合气体, 组分配比为 $2\text{H}_2+2.47\text{O}_2+5.53\text{N}_2$, 初始压强 p_d 为 150 kPa; 被驱动段为常压空气; 点火管内填充不同的点火气体, 如化学恰当比的 $\text{CO}-\text{O}_2$ 、 H_2-O_2 等, 不同实验中初始压强 p_i 不同。

定义 p_i/p_d 为“点火压比”, 无论点火管如何设计, 通常总能通过提高 p_i/p_d 实现直接起爆。若定义恰好直接起爆驱动气体时的点火压比为临界压比, 则可以用临界压比来衡量点火管本身的起爆能力: 临界压比越高, 则起爆能力越差。例如, 当点火管出口直径增大时, 若对应的临界压比降低, 则认为口径增大有助于提高点火管的起爆能力。选择临界压比而不是点火管能量作为点火管起爆能力的评价指标主要是因为点火管能量的计算和实验测量困难。如下文所述, 实际的起爆过程中, 点火管的能量并非瞬间完

全释放到驱动气体中,而是经过了相对漫长的过程,而且这个释放过程还因点火气体的燃烧模态、流道形状等因素的差异而存在显著区别。这种复杂性使得计算和测量直接起爆驱动气体所需的实际点火管能量非常困难,所以选择了从临界压比这个角度来衡量点火管的起爆能力。

驱动段内是否直接起爆是通过波速来确定的。驱动段上装有4枚压电传感器,如图2(a)所示。通过测量驱动气体燃烧产生的压力波依次经过各个传感器的时间差算出波速的平均值。当各段测得的平均波速均与C-J理论爆速很接近时(误差小于1.5%),则认为发生了直接起爆。

另外,在进行单点火管实验时,点火管出口对侧的位置上也安装了一枚压电传感器,用于测定点火管内火焰加速的时间,在使用双点火管时,该压电传感器由另一根点火管替代。在本研究中只关心驱动段是否能够直接起始爆轰,因此被驱动段的压力为常压,未测量进入被驱动段的激波速度。

爆轰的起爆具有一定的随机性,在临界状态附近这种随机性尤为显著。为了确保实验结果可靠,临界压比的判定以3次相同工况实验均直接起爆为标准,当重复性实验中出现一次爆燃或DDT时,则视为该工况对应的压比小于临界压比。

2 实验结果与讨论

2.1 点火管口径

为了确定在爆轰驱动激波风洞这种环境中,点火管出口直径对起爆能力的影响,对图2(b)~(e)所示的4根点火管进行了驱动气体起爆实验,4根点火管出口直径与驱动段直径之比分别为0.2、0.3、0.4和0.5(驱动段直径为100 mm),点火气体均为 $2\text{CO}+\text{O}_2$ 。

各点火管在不同点火压比下测得的驱动段平均波速如图3所示。实验表明,随着点火管口径的增加,对应的临界压比逐渐降低,说明点火管口径与点火管的起爆能力呈正相关。图中的4条虚线分别对应4个点火管的临界压比,当点火管的压比超过临界压比时,测得的驱动气体波速均在C-J理论爆速1700 m/s附近,低于该值时则爆速散布程度急剧增加,可能出现直接起爆、DDT或爆燃3种情况。

定性而言,实验结果与前人研究结论一致。Dorofeev等^[24]对 H_2 -air混合物进行过大尺度的射流起爆实验,当氢空气为化学恰当比时,射流直径要大于等于200 mm才能实现射流起爆。Carnasciali等^[25]研究了点火气体与被起爆气体组分不同时的起爆过程,认为射流管道的出口直径对起爆的影响规律与爆轰起爆中的临界管径类似,当管径超过某个值时

才可能实现爆轰起爆。临界管径定义如下:在一根等截面直管与无限大空间连通,管道和空间中充满相同的可燃混气,当管道直径不低于某个临界值时,一道从管道传入空间中的平面爆轰波就能在进入无限大空间后发展为球爆轰,这个临界值便称为临界管径。目前一般认为当管径大于临界管径时,爆轰波稳定传播所需的细节波系结构才能存在。Lieberman等^[26]研究了射流管径对 C_3H_8 - O_2 混合物爆轰极限的影响,当射流管径从3 mm增大到19 mm时,可以起始爆轰的极限氮气稀释度从30%增长到40%。

定量角度,点火管口径与驱动段之比从0.2增大到0.5时,临界压比从6.8降至2.5,降幅较显著。可见,扩大点火管口径在提高起爆能力方面具有实用意义。

增大点火管口径也会引入其他问题,比如开孔直径增大会降低驱动段的管壁强度。为了避免使用口径过大的点火管,又对点火气体爆轰敏感性在提高起爆能力方面的作用进行了研究。

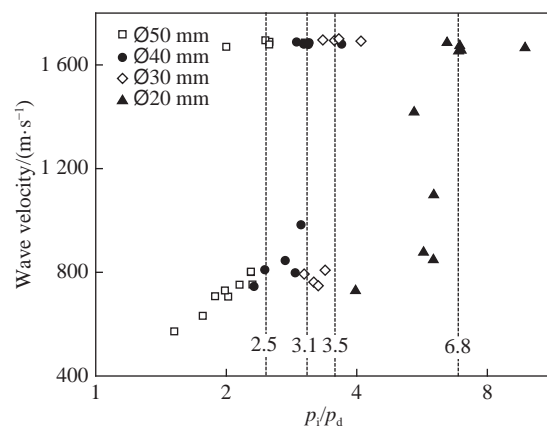


图3 不同点火管的驱动气体爆燃压力波或爆轰波速度分布

Fig. 3 Driver gas deflagration pressure wave or detonation wave velocity distribution of different igniters

2.2 点火气体爆轰敏感性

驱动气体的爆轰敏感性对起爆的影响显而易见, 其爆轰敏感性越强, 相应的爆轰极限就越宽。当驱动气体相同时, 点火气体的爆轰敏感性也可能对起爆有重要影响。为了确定点火气体爆轰敏感性的影响, 本文中选取了爆轰敏感性极强和极弱的 2 种气体: H_2 和 CO 。在所有可燃气体中, H_2 的爆轰敏感性仅次于 C_2H_2 , 化学恰当比的氢氧混气在很小的点火能量下即可直接起始爆轰。 CO 的爆轰敏感性则非常弱, $CO-O_2$ 的反应中没有链分支反应, 无法形成支链爆炸, 所以纯净的 $CO-O_2$ 化学恰当比混气甚至无法形成自持爆轰, 无论外界提供的起爆能量有多高^[27]。

为了明确点火气体的爆轰敏感性对点火过程的影响, 进行了点火观察实验。利用 Photron 高速相机对上述 2 种点火气体的射流过程进行了拍摄, 采样频率为 $100\ 000\ s^{-1}$ 。实验中将激波管被驱动段端盖打开, 将相机放在端盖后面, 沿管道轴向拍摄上游的射流, 拍摄角度如图 2(a) 所示。为了保护相机并提高图像清晰度, 将主膜片换成了 2 cm 厚的有机玻璃。此外, 还利用点火管出口对面处的压电传感器 P5 测量了从发出点火信号到点火压力波到达传感器 P5 的时间。

表 1 给出了不同条件下的点火管火焰传播时间, 表中 t_p 为初始时刻 (电源信号触发时刻) 到传感器 P5 测到射流冲击波的时间, t_f 为初始时刻到火焰面到达传感器 P5 的时间 (通过高速摄影判断), t_p 和 t_f 从压力波和火焰面 2 个角度反映了火焰传播的快慢, 下标 m 表示多次实验的平均值, σ 为样本标准差, 标准差越大说明随机性越强。

表 1 点火管火焰传播时间
Table 1 Igniter flame propagation time

Ingredients	\varnothing/mm	$t_{p,m}/ms$	$\sigma(t_p)/ms$	$t_{f,m}/ms$	$\sigma(t_f)/ms$
$2CO+O_2$	20	13.370	2.219	13.907	2.253
$2CO+O_2$	30	12.050	1.293	12.543	1.295
$2H_2+O_2$	30	0.405	0.019	0.395	0.021

观测发现点火气体的爆轰敏感性对射流形态有决定性影响, 上述 2 种点火组分的燃烧模式完全不同: 低敏感性的 $2CO+O_2$ 形成了典型的爆燃射流, 火焰传播时间长达 12 ms, 说明火焰面传播速度慢。高速摄影观察到膜片破碎后很长一段时间才出现明亮的火焰, 随后是火舌状的燃烧产物射流, 火焰形态呈现出湍流射流的特征, 如图 4(a) 所示。点火管膜片残骸的边缘不规则且有大量熔融颗粒, 如图 4(b) 所示, 这是压力破膜残骸的典型特征, 说明火焰面的传播速度低于声速。高敏感性的 $2H_2+O_2$ 则发展成了爆轰, 火焰传播时间仅约 0.4 ms, 比前者小一个量级, 而且压力波和燃烧产物几乎同时到达传感器 P5, 说明激波与化学反应面可能是耦合的, 符合爆轰波的特征。高速摄影捕捉到的图像中射流火焰面整齐, 形状类似于球爆轰, 如图 4(c) 所示。点火管膜片残骸边缘整齐干净, 是爆轰波剪切破膜的典型特征, 见图 4(d)。

在明确了点火气体爆轰敏感性对射流的影响后, 为了进一步对比这两种爆轰敏感性不同的气体在起爆能力方面的差异, 对点火管进行了起爆实验。实验以化学恰当比 H_2-O_2 和 $CO-O_2$ 作为点火气体, 分别使用了缩颈的 $\varnothing 30\ mm$ 点火管和等径的 $\varnothing 40\ mm$ 点火管, 点火管内型面参数见图 2。

测得的驱动气体波速随点火压比的分布如图 5 所示。图 5(a) 为缩颈点火管的实验结果, 数据显示点火气体为 $2CO+O_2$ 时临界压比为 3.5, 而点火气体为 $2H_2+O_2$ 时临界压比则为 4.9, 爆轰敏感性低的混气起爆能力更强。等径点火管的结果则不然, 如图 5(b) 所示, $2H_2+O_2$ 对应的临界压比约为 3.0, 而 $2CO+O_2$ 对应的临界压比则约为 3.1, 几乎处于同一水平, 说明在起爆能力方面, 点火气体爆轰敏感性并不能唯一地决定起爆能力, 点火管内型面对起爆能力也有重要作用。

这两组实验反映出点火管内型面对火焰的激励作用具有选择性: 在缩径型面的点火管中爆燃的起爆能力更强, 在等径型面的点火管中爆轰和爆燃的起爆能力不相上下。一种可能的解释是, 缩颈处形成

的压力波反射有利于爆燃火焰的强化,促进了未燃气体与燃烧产物的掺混,提高了火焰传播速度,使得爆燃射流变得更猛烈,所以缩颈型面的点火管中爆燃射流的起爆能力更强。在等径型面的点火管中,由于没有了阻碍,爆燃失去了重要的火焰强化边界条件,而爆轰的传播则基本未受影响,因此爆燃在起爆能力方面的相对优势消失。

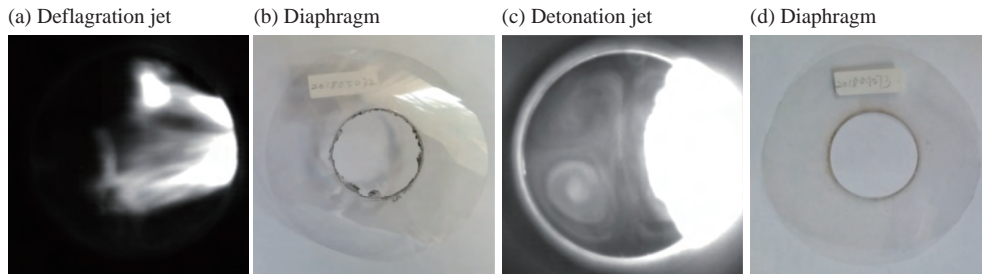


图 4 射流火焰与膜片

Fig. 4 Jet flame and diaphragms

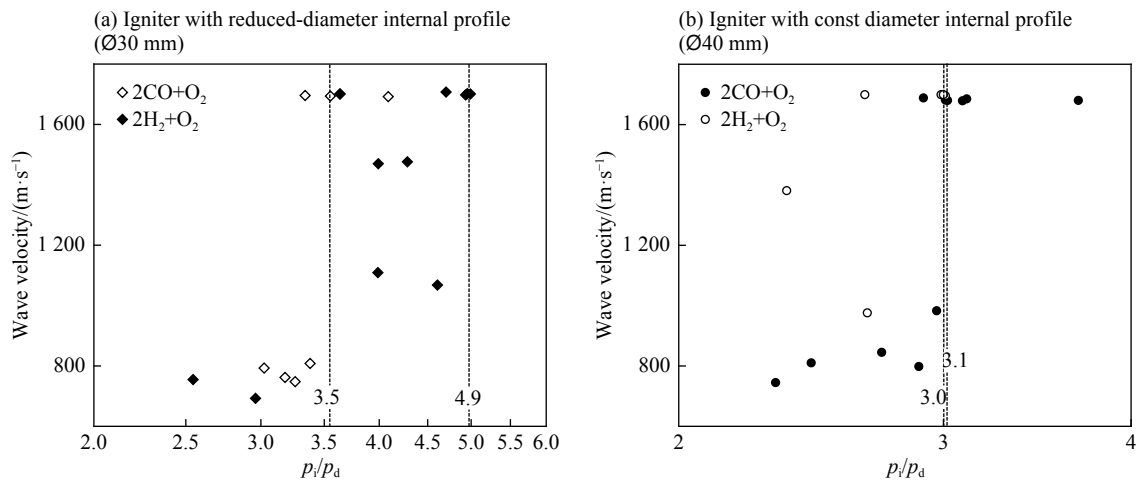


图 5 不同点火气体组分对应的驱动气体爆燃压力波或爆轰波速度分布

Fig. 5 Driver gas deflagration pressure wave or detonation wave velocity distribution for different ignition gas components

综上所述,本组实验得到的主要结论如下:(1)点火气体的爆轰敏感性决定了点火管内的燃烧模态,敏感性越高越容易形成爆轰,敏感性越低越容易出现爆燃;(2)点火管内型面对火焰的激励作用呈现出选择性,在缩径型面的点火管中爆燃的起爆能力更强,在等径型面的点火管中爆轰和爆燃的起爆能力大体持平。

2.3 单/双点火管

双点火管能够提高单位时间内输入驱动段的能量,而且 2 个点火管的射流相互撞击也有利于爆轰的产生。为了验证双点火管在起爆能力方面的提升效果,对双点火管进行了起爆实验。实验中,在驱动段上安装了 2 根点火管,口径分别为 30 mm 和 20 mm,即图 2(c)和(b)。两点火管同轴,出口相对。实验前,两根点火管同时充气,初始压强也完全相同。为了保证掺混的均匀程度,燃料(H₂或 CO)和 O₂是各分 2 次缓慢充入的,早期的重复性实验表明这种充气方法能够保证点火管内气体均匀预混。驱动段工况与 2.1 节中的参数相同。

图 6 给出了两种点火气体的起爆结果统计,其中图 6(a)和(b)对应的点火气体分别为 2H₂+O₂和 2CO+O₂。每张图中除了给出了 $\phi 20\text{ mm}+\phi 30\text{ mm}$ 双点火管的驱动段气体波速,还给出了使用 $\phi 30\text{ mm}$ 单点火管时的数据作为对比。

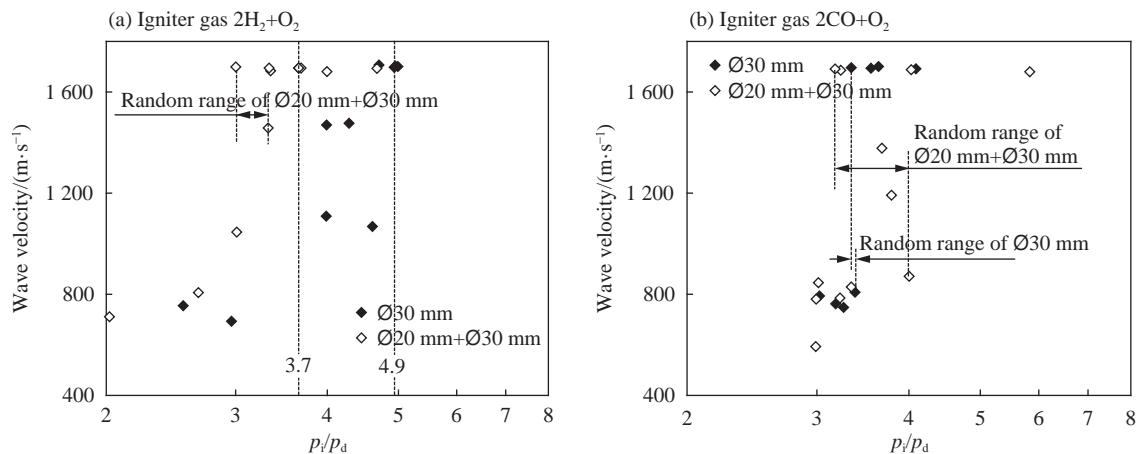


图 6 单/双点火管的驱动气体爆燃压力波或爆轰波速度分布

Fig. 6 Driver gas deflagration pressure wave or detonation wave velocity distribution in single/double igniters

实验结果显示,当点火气体为 $2\text{H}_2+\text{O}_2$ 时,单点火管和双点火管对应的临界压比分别为 4.9 和 3.7,双点火管的起爆能力明显更强。相反,在点火气体为 $2\text{CO}+\text{O}_2$ 时,双点火管可靠起爆的临界压比约为 4,而单点火管的临界压比为 3.5,双点火管起爆能力比单点火管低。

在点火气体为 $2\text{CO}+\text{O}_2$ 时,双点火管之所以没有体现出更强的起爆能力,是由于 2 个点火管的射流没有实现同步。理想情况下, $2\text{CO}+\text{O}_2$ 的 2 个射流应该同时冲破点火管膜片,射流在驱动段内相撞,如图 7(a) 所示。而实际情况却是右边的射流率先进入了驱动段,还抢先抵达了对面点火管的出口,如图 7(b) 所示。图 7(b) 对应的真实过程如图 7(d)~(g) 所示:右边射流率先射入驱动段,并且快速膨胀。这个射流是未燃点火气体和燃烧产物的混合湍流,当射流遇到从对面管壁反射的激波后,被压缩的未燃气体被瞬间点燃,形成了图 7(f) 中火焰左端的明亮区。之后,右射流的火焰继续向左侧发展,直到右射流火焰到达左侧管壁时,左射流依然没有出现,如图 7(g) 所示。

而点火气体为 $2\text{H}_2+\text{O}_2$ 的双点火管则出现了图 7(c) 中预期的双射流对撞。图 7(h)~(k) 为这一过程的时序照片:图 7(i) 对应时刻右侧射流进入驱动段,图 7(j) 时刻左侧射流进入驱动段,图 7(k) 为 2 个射流相向膨胀的瞬间,两者最终将在驱动段中相撞。

由表 1 中的火焰传播时间标准差可以看出,点火管内的火焰传播时间存在一定的波动性,当 2 个点火管的传播时间相差过大时就无法保证射流同步性了。基于点火管膜片的耐压水平和高速摄影获得的火焰图像,可以估计出冲击波和射流火焰面在驱动段管道内的传播速度在 $1\,200\sim 2\,700\text{ m/s}$ 的范围内,驱动段管道直径为 100 mm ,则火焰面从点火管出口到达对侧壁面的时间为 $0.04\sim 0.08\text{ ms}$ 。由表 1 可知, $2\text{H}_2+\text{O}_2$ 的工况中标准差在 0.02 ms 左右,能保证 2 个射流在驱动段内相遇,而 $2\text{CO}+\text{O}_2$ 的火焰传播时间标准差为 $1\sim 2\text{ ms}$,远远超出了 $0.04\sim 0.08\text{ ms}$ 的范围,因此后者的射流显然无法同步。

实验还发现火焰加速的随机性在双点火管中被显著放大,导致在很大的点火压比范围内起爆与否是随机的。图 6 中以虚线标记出了单/双点火管起爆成功的工况中的最小点火压比 $(p_i/p_d)_{y,\min}$ 和起爆失败工况的最大点火压比 $(p_i/p_d)_{n,\max}$,当点火压比处在两者之间时起爆结果是随机的。图 6 中单点火管只在很窄的点火压比范围内会出现起爆结果的不确定性,而使用双点火管时这个随机的压比范围则大得多。

综上所述,使用双点火管确实能够提高起爆能力,但前提是保证 2 个点火管的射流同步性。为了满足射流同步性,点火组分要选择爆轰敏感性高的气体(如化学恰当比的氢氧)。

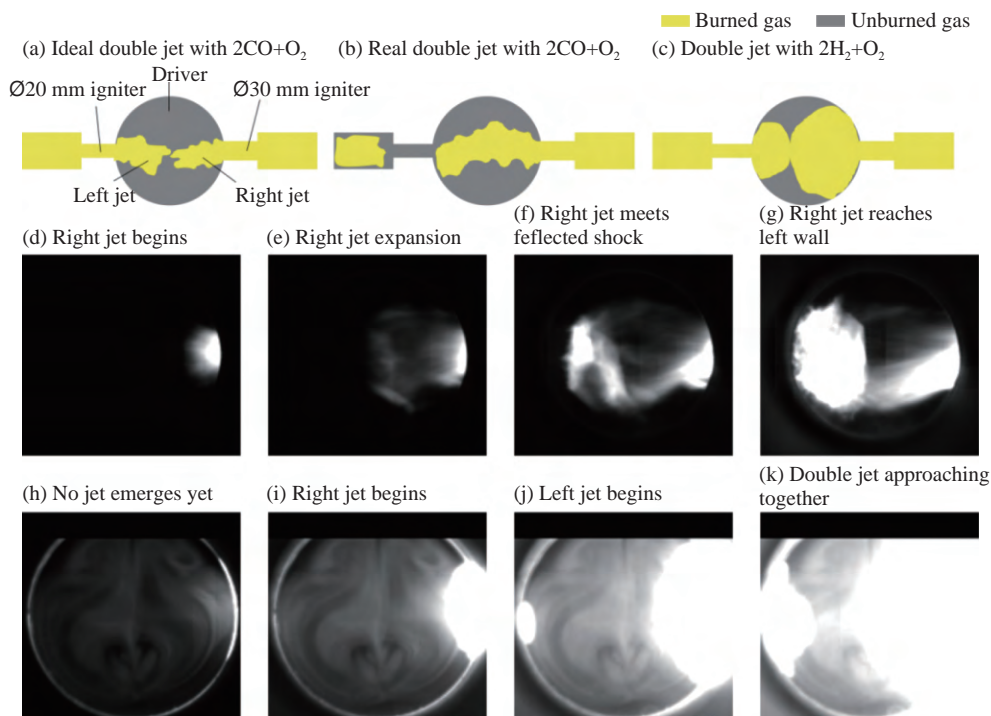


图 7 双点火管射流过程 ((a)~(c) 为示意图, (d)~(g) 为 2CO+O₂ 时序照片, (h)~(k) 为 2H₂+O₂ 时序照片)

Fig. 7 Double igniters jet process ((a)–(c) are schematics, (d)–(g) are sequential photos of 2CO+O₂ jets, (h)–(k) are sequential photos of 2H₂+O₂ jets)

3 结 论

基于拓展爆轰驱动激波风洞的模拟范围这一需求,从提高点火管起爆能力来拓宽驱动气体爆轰极限的角度入手,对点火管口径、点火气体爆轰敏感性、单/双点火管 3 种因素对起爆能力的影响进行了实验研究,主要结论如下:

(1) 点火管口径增大能够提高起爆能力,在本研究的范围内,口径增大对临界压比的降低效果较显著。

(2) 点火气体爆轰敏感性对起爆能力有影响:点火管为缩径内型面时,低敏感性气体起爆能力更强;为等径内型面时两种爆轰敏感性不同的点火气体起爆能力大体持平。

(3) 双点火管能够提高起爆能力,但必须保证射流同步,为保证同步性需使用化学恰当比氢氧等爆轰敏感性强的点火气体。

在爆轰驱动激波风洞的实际应用中,如果驱动气体平均分子量小(如含氢量很高),则建议使用等径双点火管、H₂-O₂ 点火气体;若驱动气体平均分子量大(如氮氧等比例很高),则推荐采用缩颈单点火管、CO-O₂ 作为点火气体。如需进一步提高点火能量,则可以采用增大点火管口径和提高点火管充气压强的方法。

参考文献:

- [1] 俞鸿儒, 赵伟, 袁生学. 氢氧爆轰驱动激波风洞的性能 [J]. 气动实验与测量控制, 1993, 7(3): 38–42.
YU Hongru, ZHAO Wei, YUAN Shengxue. Performance of shock tunnel with H₂-O₂ detonation driver [J]. Aerodynamic Experiment and Measurement & Control, 1993, 7(3): 38–42.
- [2] OLIVIER H, JIANG Z, YU H R, et al. Detonation-driven shock tubes and tunnels [J]. Progress in Astronautics and Aeronautics, 2002, 198: 135–203.
- [3] 姜宗林, 李进平, 赵伟, 等. 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究 [J]. 力学学报, 2012, 44(5): 824–831. DOI: 10.6052/0459-1879-12-160.

- JIANG Zonglin, LI Jinping, ZHAO Wei, et al. Investigating into techniques for extending the test-duration of detonation-driven shock tunnels [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012, 44(5): 824–831. DOI: 10.6052/0459-1879-12-160.
- [4] 俞鸿儒. 大幅度延长激波风洞试验时间 [J]. *中国科学: 物理学·力学·天文学*, 2015, 45(9): 094701.
YU Hongru. A big increase in shock tunnel test times [J]. *Science China: Physics, Mechanics and Astronomy*, 2015, 45(9): 094701.
- [5] MATSUI H. Characteristics of hydrogen explosions [J]. *Journal of Safety Science and Technology*, 2005, 1(6): 3–7.
- [6] INADA M, LEE J H, KNYSTAUTAS R. Photographic study of the direct initiation of detonation by a turbulent jet [J]. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 1993, 153: 253–253.
- [7] SHCHELKIN K L. Some methods for control of detonation [J]. *Soviet Journal of Technical Physics*, 1940, 10: 823–827.
- [8] SCHAUER F, STUTRUD J, BRADLEY R. Detonation initiation studies and performance results for pulsed detonation engine applications [C] // 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2001: 1129.
- [9] GRONIG H, OLIVIER H, HABERMANN M. Development of a detonation driver for a shock tunnel [J]. *Review of High Pressure Science and Technology*, 1998, 7: 879–884.
- [10] LEE S Y, CONRAD C, WATTS J, et al. Deflagration to detonation transition study using simultaneous Schlieren and OH PLIF images [C] // 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 2000: 3217.
- [11] LINDSTEDT R P, MICHELS H J. Deflagration to detonation transitions and strong deflagrations in alkane and alkene air mixtures [J]. *Combustion and Flame*, 1989, 76(2): 169–181.
- [12] SANTORO R J, CONRAD C, LEE S Y, et al. Fundamental multi-cycle studies of the performance of pulse detonation engines [C] // Proceedings of the ISABE 2001 Conference. 2001.
- [13] COOPER M, JACKSON S, AUSTIN J, et al. Direct experimental impulse measurements for detonations and deflagrations [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2002, 18(5): 1033–1041.
- [14] AKBAR R, THIBAUT P, HARRIS P, et al. Detonation properties of unsensitized and sensitized JP-10 and Jet-A fuels in air for pulse detonation engines [C] // 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 2000: 3592.
- [15] LI C, KAILASANATH K. Detonation initiation in pulse detonation engines [C] // 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2003: 1170.
- [16] 张欣玉, 俞鸿儒, 赵伟, 等. 氢氧爆轰直接起始的射流点火方法研究 [J]. *气动实验与测量控制*, 1996, 10(2): 63–68.
ZHANG Xinyu, YU Hongru, ZHAO Wei, et al. Turbulent jet initiation of oxy-hydrogen direct detonation [J]. *Aerodynamic Experiment and Measurement & Control*, 1996, 10(2): 63–68.
- [17] 林伟, 周进, 林志勇, 等. 热射流起爆过程的试验研究 [C] // 第四届高超声速科技学术会议会议日程及摘要集. 北京, 2011: 12.
- [18] 林伟. 爆震燃烧热射流起爆机理研究 [D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2010.
- [19] LEE J H S, HIGGINS A J. Comments on criteria for direct initiation of detonation [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1999, 357(1764): 3503–3521.
- [20] KNYSTAUTAS R, LEE J H, MOEN I, et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet [C] // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1979, 17(1): 1235–1245.
- [21] BEZMELNITSIN A V, DOROFEEV S B, YANKIN Y G. Direct comparison of detonation initiation by turbulent jet under confined and unconfined conditions [R]. Moscow, Russia: Russian Research Centre Kurchatov Institute, 1997.
- [22] MEDVEDEV S P, KHOMIK S V, OLIVIER H, et al. Jet-initiated hydrogen detonation phenomena [M] // *Shock Waves*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005: 807–812.
- [23] THOMAS G. Some observations on the initiation and onset of detonation [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2012, 370(1960): 715–739. DOI: 10.1098/rsta.2011.0368.
- [24] DOROFEEV S B, BEZMELNITSIN A V, SIDOROV V P, et al. Turbulent jet initiation of detonation in hydrogen-air mixtures [J]. *Shock Waves*, 1996, 6(2): 73–78. DOI: 10.1007/bf02515190.
- [25] CARNASCIALI F, LEE J H S, KNYSTAUTAS R, et al. Turbulent jet initiation of detonation [J]. *Combustion and Flame*, 1991, 84(1/2): 170–180. DOI: 10.1016/0010-2180(91)90046-e.
- [26] LIEBERMAN D, PARKIN K, SHEPHERD J. Detonation initiation by a hot turbulent jet for use in pulse detonation engines [C] // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 2002: 3909.

[27] LEWIS B, von ELBE G. Combustion, flames and explosions of gases [M]. Amsterdam: Elsevier North-Holland Press, 2012.

Experimental study on jet initiation for detonation driver

LU Xingyu^{1,2}, LI Jinping², CHEN Hong^{1,2}, YU Hongru²

(1. School of Engineering Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

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

Abstract: The free-flow simulation range of the detonation driven shock tunnel is closely related to the detonation limit of the driving gas. The wider the detonation limit, the larger the simulation range. The driving gas is generally detonated through the igniter (ignition tube). Increasing the detonation capability of the ignition tube can broaden the detonation limit. In order to improve the ignition capacity of the igniter, the effects of three factors, the diameter of the ignition tube, the detonation sensitivity of the ignition gas, and the single/double igniter tube, were investigated experimentally. The velocity of the driven segment was measured under different initial conditions in the igniters. The conclusions are as follows. Firstly, improving the caliber of the ignition tube can significantly enhance the ability to initiate. Secondly, the ignition gas detonation sensitivity has an impact on the detonation capability: when the igniter is a reduced-diameter internal profile, the low-sensitivity gas has a stronger detonation capability; when the igniter pipe is of the same diameter internal profile, the result is reversed. Finally, if the synchronization of the jets can be ensured, the double igniters can improve the detonation ability. In order to ensure the synchronization, it is necessary to use a sensitive ignition gas like hydrogen oxygen mixtures of equivalent ratio.

Keywords: detonation; turbulent jet; detonation initiation; shock tunnel; detonation driver

(责任编辑 张凌云)