

热射流点火对爆震管内火焰加速及爆震波触发影响的数值研究

赵 炜¹, 韩启祥¹, 王家骅¹, 张桂花²

(1. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016;

2. 湖北水利水电职业技术学院 机电工程系, 武汉 430070)

摘 要: 为研究热射流点火对爆震管内火焰加速及爆震波触发的影响,运用34步26组分丙烷基元反应进行了二维数值模拟,获得了5种不同的热射流发生器几何结构下的爆震管内火焰传播规律及缓燃向爆震转捩(deflagration to detonation transition, DDT)的时间与距离。结果表明:爆震管中湍流在火焰加速阶段起着重要作用,在爆震波触发阶段激波与火焰相互作用占有主导地位。根据DDT过程的定义,得到DDT时间在1.4~2.0 ms之间,同时发现热射流发生器长度为150 mm,热射流发生器孔径在8 mm时DDT时间最短,热射流发生器长度及孔径对DDT距离的影响不大。

关 键 词: 脉冲爆震发动机; 热射流; 火焰加速; 爆震波触发; 缓燃向爆震转捩

中图分类号: V235.22

文献标志码: A

Numerical study on effect of hot jet ignition on flame acceleration and detonation initiation in detonation tube

ZHAO Wei¹, HAN Qi-xiang¹, WANG Jia-hua¹, ZHANG Gui-hua²

(1. College of Power and Energy Engineering,
Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. Department of Mechanical and Electrical Engineering,
Hubei Water Resources Technical College, Wuhan 430070, China)

Abstract: To study the effect of hot jet ignition on flame acceleration and detonation initiation in detonation tube, 2-D numerical simulations with propane mechanism including 34 reaction steps among 26 chemical species were performed, and the flame propagation law in detonation tube and deflagration to detonation transition (DDT) time and distance were obtained with 5 different configurations of hot jet sub-chamber. The results show that turbulence plays a key role during flame acceleration process in detonation tube, and the shock/flame interaction dominates the detonation initiation. According to the definition of DDT process, the DDT time is between 1.4–2.0 ms, and the minimum value is obtained in the hot jet sub-chamber with 150 mm length and 8 mm in orifice diameter. The hot jet sub-chamber length and orifice diameter exert a minor effect on the DDT distance.

Key words: pulse detonation engine; hot jet; flame acceleration; detonation initiation; deflagration to detonation transition (DDT)

脉冲爆震发动机(pulse detonation engine, PDE)是一种利用周期性触发爆震波产生推力的

非稳态推进系统。和传统的航空燃气涡轮发动机相比,它能够以相对简单、紧凑的结构提供更高效

的能量转化效率(爆震循环效率接近定容循环),可以作为具有较宽马赫数飞行范围的航空航天器的低成本推进装置。

PDE 工程实际运用的一个核心问题就是快速、可靠地触发爆震波,进而提高 PDE 的工作频率使推力达到准稳态化^[1]。爆震波的触发分为直接触发与间接触发两种方式,前者所需的临界触发能量跟燃料的性质有关,常用的碳氢燃料的触发能量约为 $10^2 \sim 10^6 \text{ J}$ ^[2],如此巨大的能量需求在实际运用中是不现实的。因此,爆震波的触发通常采用弱点火的方式,通过火焰加速过程来完成 DDT。严格意义上来说,火焰加速过程与爆震波的触发是 DDT 过程的两个不同的阶段^[3]。典型的火焰加速过程如下:在预混可燃混气中通过火花塞点火产生初始的层流火焰,层流火焰面失稳、褶皱转变为湍流火焰,湍流火焰加速,在合适的条件下就会触发爆震波。在火焰加速过程中,湍流燃烧起着重要作用,但其在火焰加速中的作用机理仍然是一个未解决的难题。而且,火焰加速过程对边界条件和初始条件相当敏感,即点火方式、点火位置、爆震管的几何尺寸、表面粗糙度等条件的不同会造成不同的火焰加速机制^[4]。相对于火焰加速阶段,目前学术界对于爆震波的触发过程有较深的定性认识,并提出了几种可以部分阐明爆震波触发机理的理论,如 Lee 提出的激波与能量相干放大(shock wave amplification by coherent energy release, SWACER)机制^[5],Urtiew 等提出的 hot pot 理论^[6]及 Zeldovich 等的反应梯度理论^[7]。综合以上理论来看,爆震波触发主要满足以下几个条件:①可燃的新鲜混气;②新鲜可燃混气与已燃气体的迅速掺混;③在足够大空间内的高速率能量释放。

正如前文所言,DDT 过程对于边界条件较为敏感,因此 DDT 时间与 DDT 距离并不能作为描述 DDT 过程的统一参数。但就工程应用来说,缩短 DDT 时间与距离对 PDE 高频工作具有重要意义。早在 20 世纪 40 年代,Shchelkin^[8]发现在光滑圆管内设置螺旋障碍物能够极大地缩短 DDT 过程,这种障碍物被称为 Shchelkin 螺旋。随后关于爆震管内障碍物对火焰加速/爆震波触发有着大量的研究^[9-12],Shchelkin 螺旋与其他类型的障碍物在 PDE 中也有着广泛的研究^[13-16]。虽然爆震管内增加障碍物极大地促进了火焰加速过程,但不可避免地给 PDE 带来了性能上的损失。为追求在低阻力下爆震波触发的方法,有研究者改进点

火方式促进火焰加速过程,以此来缩短 DDT 过程。Shimada 等^[17]首次把轴向热射流点火运用于 PDE 上,通过单/多循环试验得到了热射流发生器结构对 DDT 过程的影响,并可视化证明了热射流点火比传统火花塞点火的优越性。文献[18-22]通过试验或者数值模拟的方法探索了热射流点火对管内火焰加速/爆震波触发的影响,研究表明:热射流点火能够快速形成较强的湍流初始火焰,并且热射流诱导下游未燃混气形成的湍流流动能够促进火焰加速过程。在某些条件下,热射流能够直接触发爆震波^[23]。

目前并没有统一的理论来描述 DDT 过程。对于热射流点火,改变热射流发生器几何形状,热射流的位置与方向,都对 DDT 过程产生较大的影响。本文结合已有的相关文献所得到的结果,利用数值模拟的方法对横向热射流点火的预混单循环爆震进行了研究,初步探讨了热射流点火对管内火焰加速过程及热射流发生器几何结构对 DDT 过程的影响,旨在为横向热射流在 PDE 上的运用提供一定的设计参考。

1 计算模型与数值方法

1.1 计算模型

考虑到计算成本问题,本文采用了二维的计算模型,详细几何参数如图 1 所示。计算域总长度为 1560 mm,热射流发生器垂直于爆震管安装,用来产生横向热射流点燃爆震管内的可燃混气,其中心线与爆震管的封闭端距离为 70 mm,等于一个通道高度 H 的距离。爆震管设置了 8 组扰流片,堵塞比(blockage ratio, BR)约为 0.23。

1.2 数值方法

本文采用基于压力的分离求解器(Fluent V6.3)求解二维瞬态时均 Navier-Stokes(N-S)方程。压力修正方程采用 PISO(pressure implicit split-operator)方法求解,此算法被认为对瞬态问题的求解有较大优势,并在爆震燃烧计算中有成功的运用^[24]。其中时间项采用 1 阶隐式离散,空间对流项与扩散项分别采用 2 阶迎风格式与 2 阶中心差分格式。湍流模型选用带切应力传输(shear stress transmission, SST)的 $k-\omega$ 模型。燃烧模拟选择了涡耗散概念(eddy-dissipation concept, EDC)模型。为考虑化学动力学因素的影响,采用了 34 步 26 组分的丙烷基元反应机理^[25],此机理被认为能够较好地满足爆震波结构及其动力

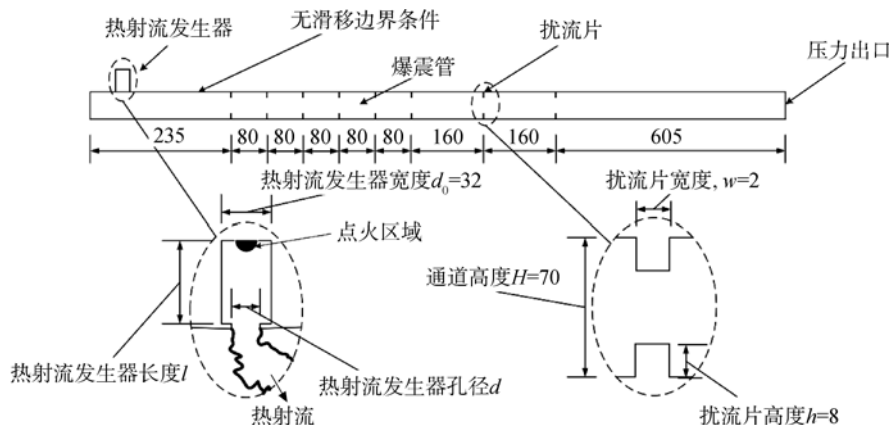


图1 计算模型结构图(单位:mm)

Fig. 1 Configuration of computational model (unit:mm)

学特性的模拟.图2为数值模拟与试验^[22]中获得的爆震波压力历程对比,两者压力峰值及趋势上很接近.可以认为此数值方法具有一定的可靠性.

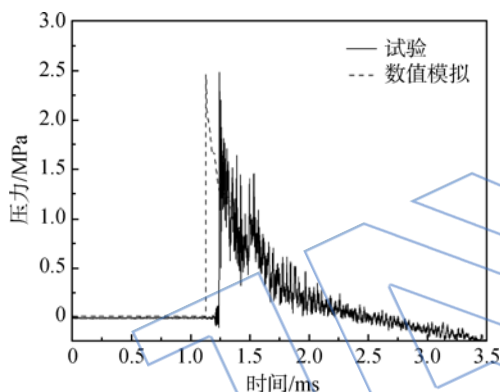


图2 试验与数值模拟中爆震波压力对比图

Fig. 2 Comparison of detonation pressure between experiment and numerical simulation

1.3 边界条件与初值

在本文中化学反应为加入氮气稀释的丙烷与氧气化学恰当比反应,化学反应式为 $C_3H_8 + 5(O_2 + \beta N_2)$,其中 β 为预混气体中氮气体积分数与氧气体积分数之比(空气中 $\beta=3.61$),由于在丙烷与空气的预混气中难以触发爆震波,相关试验结果^[22]表明,当 β 小于 2.21 时才能够成功触发爆震波.这里计算取 $\beta=1.98$,以保证爆震波的成功触发.在热射流发生器封闭端给一个半径较小、温度为 2500 K 的高温区,用来模拟火花塞点火后的初始层流火焰.整个计算域初始压力为 101325 Pa.详细的计算工况如表1,其中工况1与工况2分别表示改变热射流发生器长度 l 与热射流发生器孔径 d 所进行的两组模拟计算.

表1 计算工况详细参数

Table 1 Detail parameters of computation working condition

计算 工况	混合物	β	热射流发生器结构参数		
			d_0 /mm	l /mm	d /mm
工况1	$C_3H_8 + 5(O_2 + \beta N_2)$	1.98	32	85,120,150,190,220	24
工况2				150	4,8,16,24,32

2 计算结果与讨论

2.1 爆震管内火焰加速与缓燃向爆震转换

图3为工况2中采用 $l=150$ mm, $d=16$ mm 的热射流发生器得到的射流火焰进入爆震管($t=1.29$ ms)到爆震波触发前($t=2.64$ ms)的爆震管内火焰加速过程,以温度云图来表示(图中横坐标

L 为爆震管长度,图中数据为障碍物编号). $L=0$ mm 为爆震管封闭端.从点火 $t=0$ ms 到 $t=1.29$ ms(图中并没有给出),在热射流发生器中火焰基本以平面层流形式传播,热膨胀使火焰锋面前的未燃气体流动,通过小孔形成射流,并在射流剪切层内形成一对涡旋,见图3(a)中的流线所示.由于射流一侧为封闭端死区,迫使射流逐渐向爆震

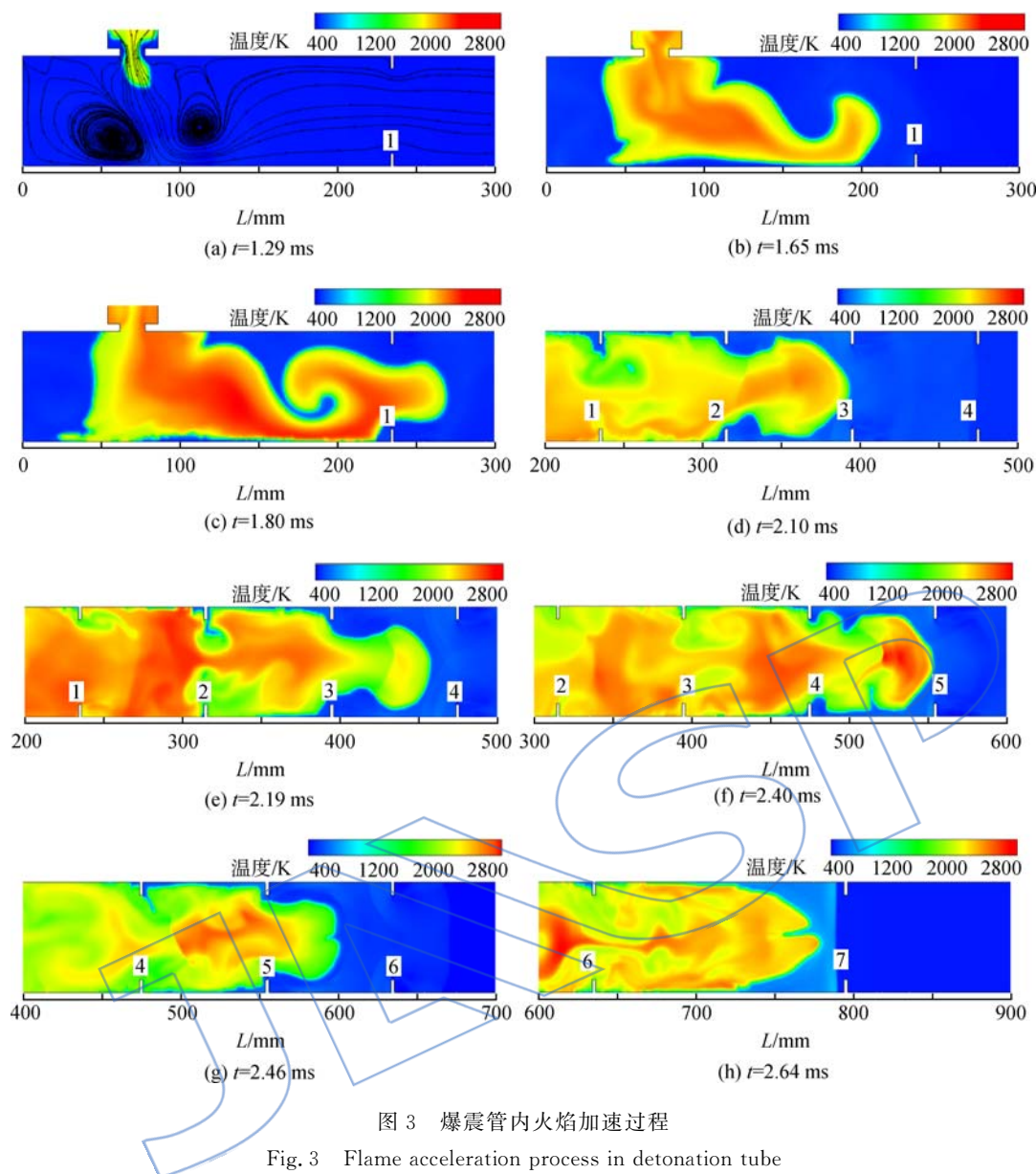


图3 爆震管内火焰加速过程

Fig. 3 Flame acceleration process in detonation tube

管下游移动. 未燃混气的流动诱导火焰向爆震管下游运动, 热射流碰壁后被卷入下游的涡旋, 并通过障碍物 1. 在 $t=2.10$ ms 时, 火焰锋面前一个 H 的距离可以观察到压缩波, 绝对压力在 0.25 MPa 左右. 压缩波扫过未燃气体使其热力学状态有所变化(使压力、温度、密度都有所提高), 同时增强了流动的动力学不稳定性. 加上通过障碍物带来的湍流效应, 使火焰面增加, 燃烧加剧, 放热增强, 其最终结果就是火焰以更快的速度传播. 而火焰速度的增加又加强了上述几种因素, 形成一种火焰加速的反馈机制^[9]. 在 $t=2.64$ ms 时, 可以发现火焰锋面与前导激波很接近, 这种状态在有的文献中被称为快速火焰(fast deflagration)^[26]. 此时的火焰传播速度约为 650 m/s, 马赫数为 1.2 左右. 此状态为爆震波触发前火焰传播的最终形式,

其形成过程是由前述的一系列的气动力与流体动力机制所带来的, 在合适的条件下即会触发爆震波.

图 4 显示了爆震波触发时的详细过程. 左侧为温度变化历程, 右侧为对应的压力历程. 图 4(a)显示了在 $t=2.655$ ms 时, 7 号障碍物下游的圆弧状火焰面与激波已经耦合, 温度高达 3000 K, 可以认为已经形成了“爆震波核”(detonation kernel). 两侧与化学反应区还没有耦合的激波绕射通过障碍物, 压缩“爆震波核”两侧产生两个高压点, 压力达到 12 MPa 左右. 在 2.670 ms 时, 火焰面迅速扩张到整个通道, 并在壁面形成马赫反射, 形成高温高压点, 与此同时由于激波在障碍物处的滞止, 也会形成高压点. 由于爆震波是耦合有化学反应的激波, 其通过障碍物的发展规律与激

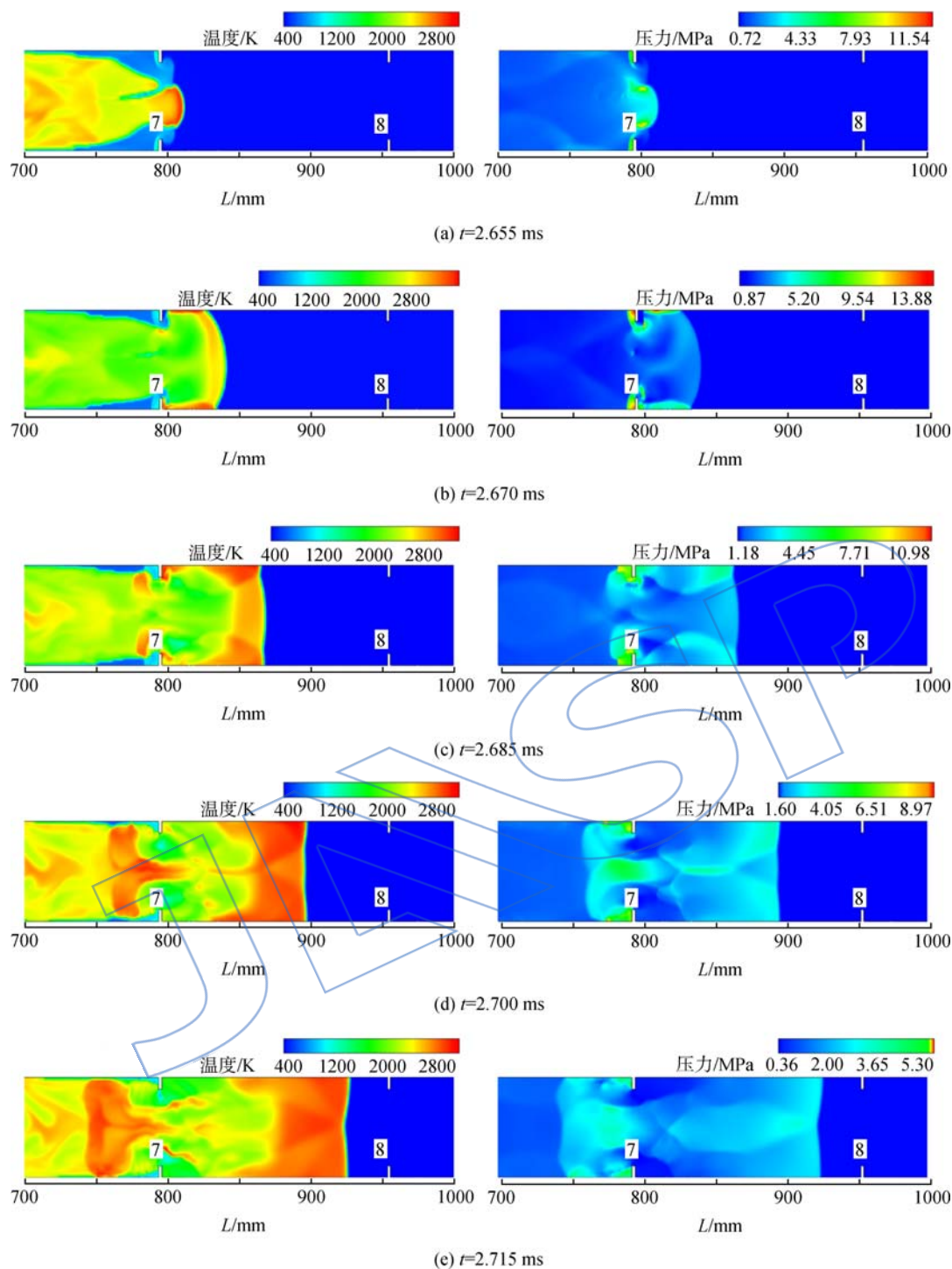


图4 爆震波触发时的过程

Fig. 4 Process of detonation initiation

波绕射障碍物规律类似,此时湍流效应并不占主导因素,而激波与火焰的相互作用占有主导因素.在 $t=2.685$ ms 爆震波碰壁的反射激波(横波)与爆震波、马赫杆组成的“三波点”结构,在随爆震波向下游运动的同时横向运动,爆震波锋面近似于一道平面.当爆震波回传进入上游区域,由于当地并没有可燃混气释放能量驱使爆震波持续运动,爆震波逐渐衰减为声学激波,此道激波也称之为

回传爆震波(retonation wave).文献[27]通过高速摄影观察到爆震波触发后有较强的发光区域向上游运动,这也证明了回传爆震波的存在.在随后的时间中,反射激波(横波)会横向运动,交叉、分离并在壁面再次反射,并随着爆震波与回传爆震波的远离而逐渐衰减,爆震波的传播速度也会趋向于稳定.

图5给出了在爆震管内火焰加速过程中火焰

面的相对位置与压力变化过程. 横轴的零点表示点火时刻(图中未标出), 纵轴的零点为爆震管封闭端. 图中虚线表示火焰加速过程中所监测到的火焰锋面位置与时刻的对应关系, 其斜率表示火焰传播的平均速度, 从左至右 8 个分段的斜率依次表示的平均速度分别为 450, 554, 966, 1 932, 1 946, 1 856, 1 864, 1 832 m/s, 采用软件 CHEMKIN 计算得到的 C-J(Chapman-Jouguet)速度为 1 971 m/s. 可以认为在后 4 段已经是爆震波稳定传播的阶段. p_1 到 p_6 为相对应的火焰面监测点位置处的压力变化历程, 在 p_1 位置先于火焰面检测到前导激波, 但两者已经非常接近, 这时处于快速火焰状态(与图 3(h)所示对应). 在 p_2 处几乎同时检测到了压力突跃与火焰锋面, 表明火焰面与前导激波已经耦合, 此时爆震波已经形成. 几乎在同一时刻 p_1 处有一个明显的二次压力突跃, 这是回传爆震波运动到上游区域所造成的. 当爆震波越过最后一道障碍物, 其传播速度在光滑管道中趋于稳定.

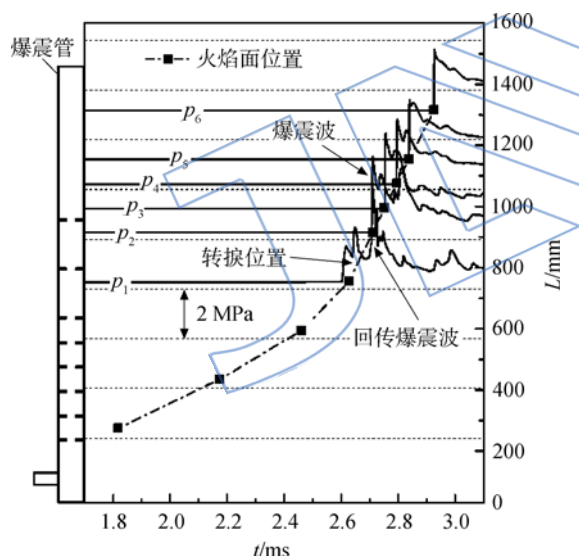


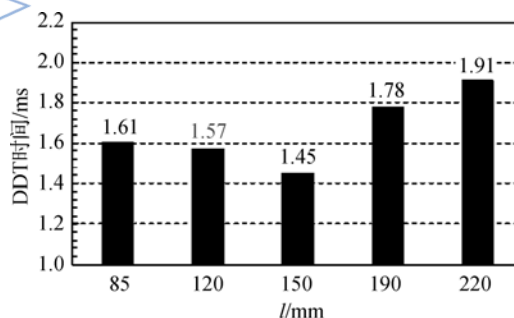
图 5 激波与爆震管内火焰传播距离随时间变化图

Fig. 5 Distance-time diagram of shock and flame propagation in detonation tube

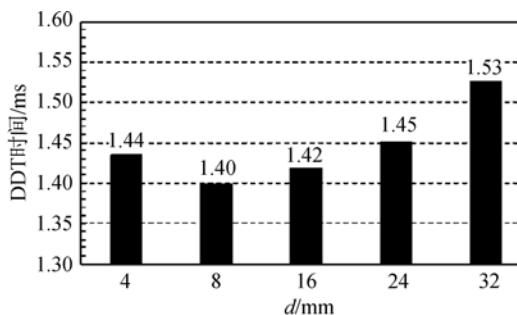
2.2 不同热射流发生器几何结构对 DDT 时间与距离的影响

本文定义 DDT 时间为从热射流进入爆震管到爆震波触发这段过程的时间, 并没有考虑从点火到火焰射流进入爆震管这段过程的时间. 图 6 为采用不同热射流发生器几何结构对 DDT 时间的影响. 其中图 6(a)对应于工况 1, 图 6(b)对应于工况 2. 从图 6(a)可以看出, 在给定热射流发生

器孔径 $d=24$ mm 的情况下, 热射流发生器长度对 DDT 时间的影响较大, DDT 时间随热射流发生器长度增加先减小后增加. 在 $l=150$ mm 时 DDT 时间取得最小值为 1.45 ms, 可以认为在工况 1 的条件下, $l=150$ mm 是一个比较优化的取值. 图 6(b)给出了热射流发生器长度 $l=150$ mm 的情况下, 改变热射流发生器孔径 d 时的 DDT 时间变化. 从图中可以看出, 热射流发生器孔径对 DDT 时间的影响较小, 但也有与图 6(a)相似的变化趋势, 在 $d=8$ mm 时取得最小值. 通过分析计算结果发现, 对于图 6(b), 当热射流发生器孔径 d 小于 8 mm, 在热射流持续喷出时段内处于壅塞状态, 此时可以认为热射流发生器孔为临界截面. 故在 $d=8$ mm 时热射流的强度较高, 其对爆震管中混气的扰流作用及提供的点火能量也较大. 而当热射流发生器孔径 d 在 16 mm 以上时, 热射流为亚声速射流, 并且随着热射流发生器孔径的变大射流速度也会减小, 故当 d 大于 16 mm 时热射流提供给爆震管内混气的点火能量及射流产生的湍流效应较弱, 并随着热射流发生器孔径的增大而减小. 对于图 6(a), 在 $d=24$ mm 时热射流都为亚声速射流, 爆震管封闭端处由于燃烧导致压力升高, 热射流的速度会逐渐减小并发生倒



(a) $d=24$ mm



(b) $l=150$ mm

图 6 DDT 时间随热射流发生器几何结构的变化

Fig. 6 DDT time varying with hot jet sub-chamber configuration

流,并且热射流的持续时间并不随热射流发生器长度的增加而增加,其中在 $l=150\text{ mm}$ 时热射流的持续时间最长,可以认为此种工况下提供给爆震管内混气的点火能量最大. 总体来说,热射流发生器几何结构的改变意味着射流造成的初始湍流的不同,由于湍流/火焰相互作用的机制造成了火焰加速快慢程度的不同,所带来的效果就是 DDT 时间的区别.

图 7 表示 DDT 距离随热射流发生器几何结构的变化趋势. 总体上看,DDT 距离随热射流发生器几何结构的变化不大,但也有与 DDT 时间相似的变化趋势. 9 组不同的数据表明了爆震波触发都集中在最后两组障碍物之间 ($800\sim 1000\text{ mm}$). 这说明在爆震波触发的阶段,湍流效应并不起主导作用,此时火焰与激波的相互作用才是主要因素,具体说就是火焰、前导激波与钝体的相互作用,跟当地的几何条件有关.

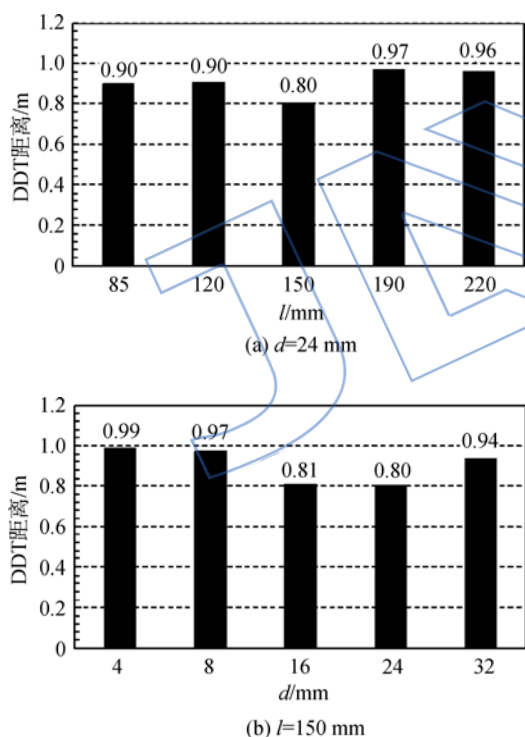


图 7 DDT 距离随热射流发生器几何结构的变化

Fig. 7 DDT distance varying with hot jet sub-chamber configuration

3 结 论

本文采用一组 34 步 26 组分的丙烷基元反应机理,利用二维非稳态数值计算的方法对横向热射流点火对爆震管内火焰加速及缓燃向爆震转换的过程进行了模拟,结果表明:在爆震管内火焰加

速阶段,湍流对火焰加速起着主导作用,并与火焰加速形成一种相互促进的反馈机制. 热射流带来的初始湍流能够迅速地在爆震管头部形成较强初始火焰,放热迅速,这有利于火焰加速过程从而缩短 DDT 时间. 在爆震波触发的阶段,火焰、激波与障碍物之间的相互作用是关键,在合适的条件下会从快速火焰转捩成爆震. 通过对 DDT 过程的研究表明,热射流发生器长度对 DDT 时间有着较大的影响,热射流发生器孔径对 DDT 时间影响不大,得出计算工况下热射流发生器的最优结构为 $l=150\text{ mm}$, $d=8\text{ mm}$. 分析认为热射流的强度以及持续时间是造成这种影响的关键因素,而热射流发生器几何结构对 DDT 距离影响不大,原因在于缓燃向爆震转捩的阶段主要与转捩点周围的条件有关.

参考文献:

- [1] Dean A J. A review of PDE development for propulsion applications[R]. Reno, NV: 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2007.
- [2] Kaneshige M, Shepherd J E. Detonation database[R]. Pasadena, CA: GALCIT Technical Report FM97-8, 1997.
- [3] Ciccarelli G, Dorofeev S. Flame acceleration and transition to detonation in ducts[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2008, 34(4): 499-550.
- [4] Lee J H S. Handbook of shock waves[M]. New York: Academic Press, 2000.
- [5] Lee J H S. The detonation phenomenon[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [6] Urtiew P A, Oppenheim A K. Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas[J]. Proceedings of the Royal Society of London: Series A Mathematical and Physical Sciences, 1966, 295(1440): 13-28.
- [7] Zeldovich Y B, Librovich V B, Makhviladze G M, et al. On the onset of detonation in a nonuniformly heated gas[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1970, 11(2): 264-270.
- [8] Shchelkin K I. Initiation of detonation in gases in rough tubes[J]. Technical Physics, 1947, 17(5): 613.
- [9] Sorin R, Zitoun R, Desbordes D. Optimization of the deflagration to detonation transition: reduction of length and time of transition[J]. Shock Waves, 2006, 15(2): 137-145.
- [10] Kuznetsov M S, Matsukov I D, Alekseev V I, et al. Photographic study of unstable turbulent flames in obstructed channels[R]. Heidelberg, Germany: 17th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 1999.
- [11] Johansen C T, Ciccarelli G. Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel[J]. Combustion and Flame, 2009, 156

- (2):405-416.
- [12] Kessler D A, Gamezo V N, Oran E S. Simulations of flame acceleration and deflagration-to-detonation transitions in methane-air systems[J]. *Combustion and Flame*, 2010, 157(11):2063-2077.
- [13] Kailasanath K. Review of propulsion applications of detonation waves[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(9):1698-1708.
- [14] WANG Ke, FAN Wei, YAN Yu, et al. Operation of a rotary-valved pulse detonation rocket engine utilizing liquid kerosene and oxygen[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2011, 24(6):726-733.
- [15] 李建中, 王家骅, 范育新, 等. 煤油/空气气动阀式脉冲爆震发动机试验[J]. *航空动力学报*, 2005, 20(5):802-806.
LI Jianzhong, WANG Jiahua, FAN Yuxin, et al. Experimental investigation on kerosene/air pneumatic valve pulse detonation engine[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2005, 20(5):802-806. (in Chinese)
- [16] 张义宁, 王家骅, 张靖周. 多循环吸气式脉冲爆震发动机推力直接测量[J]. *推进技术*, 2006, 27(5):459-462.
ZHANG Yining, WANG Jiahua, ZHANG Jingzhou. Impulse of cyclic air-breathing pulse detonation engine[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2006, 27(5):459-462. (in Chinese)
- [17] Shimada H, Kenmoku Y, Sato H. A new ignition system for pulse detonation engine[J]. *AIAA-2004-308*, 2004.
- [18] Lieberman D H, Parkin K L, Shepherd J E. Detonation initiation by a hot turbulent jet for use in pulse detonation engines[J]. *AIAA-2002-3909*, 2002.
- [19] Ishii K, Akiyoshi T, Gonda M, et al. Effects of flame jet configurations on detonation initiation[M]. Berlin: Springer, 2009:239-244.
- [20] 于军力, 秦亚欣, 高歌. 射流点火对爆震管中爆燃转爆震影响的实验[J]. *航空动力学报*, 2011, 26(5):1043-1047.
- YU Junli, QIN Yaxin, GAO Ge. Experimental investigation on effects of flame jet ignition on deflagration to detonation transition in tube[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2011, 26(5):1043-1047. (in Chinese)
- [21] Thomas G O, Jones A. Some observations of the jet initiation of detonation[J]. *Combustion and Flame*, 2000, 120(3):392-398.
- [22] ZHAO Wei, HAN Qixiang, ZHANG Qi. Experimental investigation on detonation initiation with a transversal flame jet[J]. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2013, 49(3):171-177.
- [23] Knystautas R, Lee J H S, Moen I, et al. Direct initiation of spherical detonation by a hot turbulent gas jet[J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1979, 17(1):1235-1245.
- [24] 秦亚欣, 于军力, 高歌. 环形爆震室中火焰加速数值模拟及验证[J]. *航空动力学报*, 2011, 26(8):1744-1749.
QIN Yaxin, YU Junli, GAO Ge. Numerical simulation and experimental study on flame acceleration in annular detonation duct[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2011, 26(8):1744-1749. (in Chinese)
- [25] Petrova M V, Varatharjan B, Williams F A. Theory of propane autoignition[R]. Reno, Nevada: 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2004.
- [26] Kuznetsov M, Alekseev V, Yankin Y, et al. Slow and fast deflagrations in hydrocarbon-air mixtures[J]. *Combustion Science and Technology*, 2002, 174(5/6):157-172.
- [27] 何小民, 张彭岗. 缓燃向爆震转换过程中火焰和压力波发展规律试验[J]. *航空动力学报*, 2008, 23(11):2036-2042.
HE Xiaomin, ZHANG Penggang. Investigation on the mechanism of wave and flame in the deflagration to detonation transition process[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2008, 23(11):2036-2042. (in Chinese)