

非预混条件下的旋转爆轰燃烧室 双波头演化过程数值模拟

孟庆洋, 赵宁波, 郑洪涛, 刘 潇, 祁 磊, 金 杉
(哈尔滨工程大学 动力与能源工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 针对旋转爆轰燃烧室双波头演化过程中流场结构变化的问题, 对非预混条件下的旋转爆轰燃烧室从起爆到形成稳定的双波头过程进行了数值模拟研究。研究表明, 从起爆到形成稳定爆轰过程, 燃烧室主要经历了起爆、爆轰波碰撞和稳定爆轰三个阶段; 在爆轰波碰撞阶段, 首次碰撞是两个爆轰波间的碰撞, 由于碰撞点处缺少新鲜混合气, 从而在碰撞结束后衰减为两个压力波。第二次碰撞是两个压力波间的碰撞, 因为在第二次碰撞点附近存在新鲜混合气来支撑爆轰波的持续传播, 故碰撞结束后产生了一个爆轰波和一个较弱的压力波; 第二次碰撞发生后, 燃烧室内的压力波反射叠加并形成局部高压区, 此高压区压缩气体使气体温度升高, 高温气体引燃混合气后, 最终发展成为第二个爆轰波; 稳定阶段, 两个爆轰波均能稳定自持传播, 爆轰波峰面压力可达 1.45 MPa, 波后温度为 2500 K, 爆轰波速度稳定在 1738 m/s, 产生的推力与比冲分别为 79.76 N 和 2312.15 s; 斜激波的存在使燃烧室出口平面流场产生了较大波动。

关 键 词: 旋转爆轰; 非预混; 双波头; 碰撞; 流场特性

中图分类号: V231

文献标志码: A

Numerical study on the two-wave transition process in rotating detonation combustor under separate injection condition

MENG Qingyang, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao,
LIU Xiao, QI Lei, JIN Shan

(College of Power and Energy Engineering,
Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: In order to analyze the flow field structure of the two-waves evolution in the rotating detonation engine, a numerical simulation was conducted to investigate the formation process of two detonation waves under the separate injection condition. The results showed that from ignition to stable detonation, three phases including ignition phase, collision phase and stable phase, were included in the process. The first collision happened in two detonation waves, but two pressure waves were formed due to lack of fresh mixed gas around the collision zone. Then, the second collision happened in two pressure waves. As a result, the detonation wave and shock wave were formed due to the existence of mixed gas around the second collision zone. After the second collision, a high pressure zone was formed due to the pressure wave reflection and overlay, then the gas was compressed by the high

收稿日期: 2017-12-25

基金项目: 国家自然科学基金(51709059); 黑龙江省自然科学基金(QC2017045);

中央高校基本科研业务费专项资金(HEUCFJ170304, HEUCFP201719, HEUCFM180302)

作者简介: 孟庆洋(1991—), 男, 博士生, 主要研究旋转爆轰推进技术。E-mail: mqy405141@hrbeu.edu.cn

引用格式: 孟庆洋, 赵宁波, 郑洪涛, 等. 非预混条件下的旋转爆轰燃烧室双波头演化过程数值模拟[J]. 航空动力学报, 2019, 34(1): 51-62. MENG Qingyang, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao, et al. Numerical study on the two-wave transition process in rotating detonation combustor under separate injection condition[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(1): 51-62.

pressure zone and the temperature of the gas was increased, the high temperature gas ignited the fresh mixed gas, finally, the second detonation wave was formed. When the detonation wave was stable, the wave pressure reached 1.45 MPa, the temperature was 2500 K, and the velocity was 1738 m/s. Besides, the thrust on the outlet was 79.76 N and the specific impulse was 2312.15 s. A significant fluctuation was created by oblique shock wave on the outlet.

Key words: rotating detonation; non-premixed; two-waves; collision; flow field characteristic

作为一种先进燃烧技术,旋转爆轰燃烧相比于传统等压燃烧具有化学反应速度快、燃烧效率高、污染物排放少等诸多优点,在航空、航天与燃气轮机领域具有极高的潜在应用价值。对于实际工作过程中的旋转爆轰燃烧室(rotating detonation combustor, RDC)而言,通常采用非预混燃烧方式^[1],由于旋转爆轰燃烧过程具有高温、高压的特点,且爆轰波旋转频率高,若想通过实验设备清晰地观察爆轰波传播和捕捉演变过程比较困难,所以通过数值模拟的方法来分析爆轰波的一系列动态演变过程以及流场变化特性成为研究旋转爆轰燃烧室的重要手段。

近年来,国内外研究人员针对旋转爆轰燃烧室已经开展了较多的实验和数值模拟研究,实验中多采用燃料和氧化剂分开喷注的方式,即在非预混条件下开展实验。俄罗斯的 Lavrentyev 流体力学实验室^[2-3]、美国的 Wright-Patterson 空军实验基地^[4-7]、法国国家科学院燃烧和爆轰实验室^[8-9]、波兰华沙工业大学^[10-11]等科研机构先后对 RDC 进行了实验研究,主要考察了能够形成稳定旋转爆轰波的 RDC 的结构尺寸、不同燃料种类对爆轰波形态以及对 RDC 的性能的影响等。Suchocki 等^[12]通过改变进气流量和当量比来获得以 H_2/Air 为推进剂的 RDC 的可操作极限,在实验中发现当空气流量足够大时,RDC 内会出现双波头现象,同时 RDC 出口推力高于单波头时产生的推力。Anand 等^[13]针对不同进气流量和结构研究了 RDC 内的 4 种传播不稳定特性,实验得出随着爆轰波波头数的增加,RDC 的稳定性也随之提高,由于 RDC 内燃烧流场的高瞬态性和高温高压性,使得对流场的观测和测量较为困难,所以对 RDC 的数值模拟研究显得尤为重要。Frolov 等^[14]以氢气/空气为推进剂,首次采用三维数值模拟方法研究非预混进气形式下的旋转爆轰燃烧室流场特性,并将数值模拟结果与实验数据进行了对比分析,发现爆轰波前预混气高度在 100~150 mm 之间变动,与文献^[15]中的实验测量值较

为接近。以二维旋转爆轰燃烧室为研究对象,并将燃料小孔简化为环缝,Driscoll 等^[16-17]模拟分析了空气流量、氢气流量、氢气喷注位置和出口背压对 RDC 内冷态掺混过程的影响,研究发现将氢气小孔移到空气环缝内有利于掺混的进行,背压的增加可强化掺混效果;此外,其数值模拟结果还指出,当空气入射面积一定时,氢气入射孔数目会存在一个最优值,使氢气与空气的掺混效果达到最佳。在国内,武丹等^[18-19]通过改变 RDC 进气总压对旋转爆轰燃烧室内的不稳定性进行了研究,结果表明当进气总压足够高时,爆轰波强度呈现周期性变化,而在相同进气条件下,双波头爆轰波则能够稳定传播。姚松柏等^[20-21]采用数值模拟的方式分析了 RDC 内自点火现象以及多波头的形成过程,研究结果发现多波头的形成与燃烧室头部进气形式密切相关。

虽然国内外利用实验和数值模拟对 RDC 传播模态和不稳定性进行了较多的研究,但通过实验仍无法清晰且详细地观察和分析出多波头的产生和碰撞等一系列燃烧室内的流场变化过程,并且许多数值模拟研究采用预混进气和多点起爆的方式来获得多个爆轰波头,所以模拟结果与实验产生多波头的过程存在较大偏差。

目前针对旋转爆轰传播模态进行的实验大多研究旋转爆轰波稳定之后,在改变外界条件时,爆轰波传播模态开始转变进入下一个稳定模态的过程,而对于从起爆到形成稳定旋转爆轰的过程研究甚少,而该过程又是决定爆轰波起爆后最终传播模态的重要阶段,所以对该阶段的分析变得尤为重要。

通过对非预混形式进气结构的数值计算方法能够较真实地模拟出 RDC 工作时燃烧室内流场的结构变化,从而可以获得更接近实际工况的数据。本文采用环缝/小孔结构的非预混进气方式,以 H_2/Air 为推进剂对旋转爆轰燃烧室从起爆到形成稳定爆轰波的过程进行了三维数值模拟,并详细分析了爆轰波对撞湮灭、局部高压区的产生

以及爆轰波再生并最终形成双波头的过程。室外半径。

1 数学与物理模型

1.1 物理模型

图 1 为 RDC 的计算域模型图。为清晰地观察进气结构,通过轴线(x 轴)将图 1 截开,图 2 为截面图。从图 1 和图 2 可以看出,空气通过截面型线为拉瓦尔喷管形的环缝以平行于轴线方向喷入燃烧室内,空气进口平面在 yz 平面上,氢气在集气腔内通过 90 个小孔进行喷注,产物从出口排出。图 2 中的具体尺寸由表 1 给出,其中 L_n 为空气进气环缝高度, L_c 为燃烧室长度, Δ 为空气进气环缝宽度, W_n 为空气环缝喉部宽度, W_h 为氢气进气小孔直径, R_{in} 为燃烧室内半径, R_{out} 为燃烧

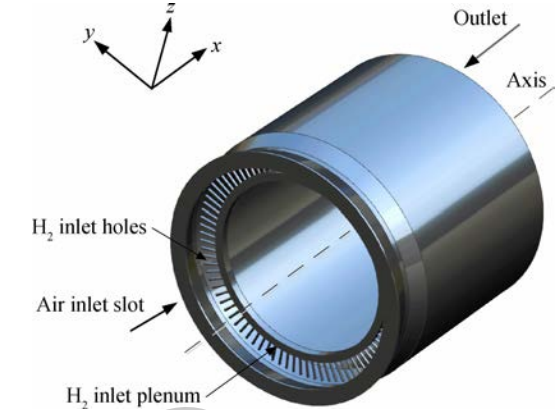


图 1 RDC 计算域模型图

Fig. 1 Computational domain of RDC

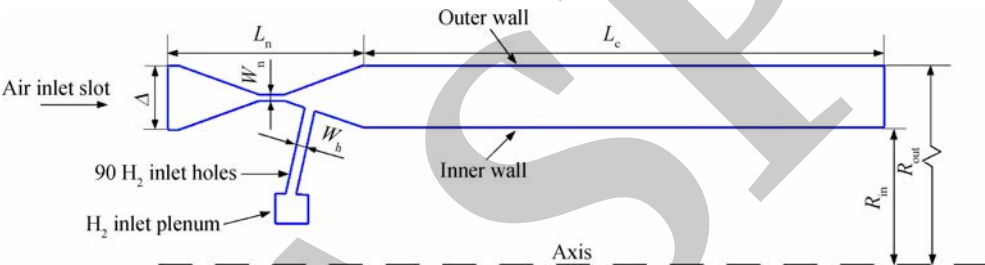


图 2 RDC 截面图

Fig. 2 Cross section of RDC

表 1 RDC 结构尺寸

Table 1 Structure sizes of RDC

L_n/mm	L_c/mm	Δ/mm	W_n/mm	W_h/mm	R_{in}/mm	R_{out}/mm
15.0	40.0	5.0	0.6	0.8	35.0	40.0

1.2 求解方法

采用空间离散精度较高的 3 阶 MUSCL (monotonic upwind scheme for conversation laws)重构格式对方程进行离散,使用对流场计算中激波分辨率较强的 AUSM(advection upstream splitting method)方式对矢量进行分裂计算,并配合 $k-\epsilon$ 双方程湍流模型来封闭控制方程,化学反应选择 H_2/Air 总包反应 ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + 3.76\text{N}_2$),由 Arrhenius 公式计算化学反应速率常数 k_f ,即

$$k_f = AT^b \exp(-E/RT) \tag{1}$$

其中: A 指前因子 $A=1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$, T 为温度, R 为气体常数,活化能 $E=2.343 \times 10^8 \text{ J/kg}$,温度指数 $b=0$ 。为验证求解方法的可行性,先对一维爆轰参数进行了数值模拟验证,将初始压力 $p_0=0.1$

MPa,温度 $T_0=300 \text{ K}$,当量比为 1 的静止的氢气和空气的混合气充入一端封闭的直管,随后在封闭的一端引燃混合气,最终在直管出口得到爆轰波,表 2 为模拟得到的爆轰波参数与使用 NASA 计算程序 (chemical equilibrium with applications, CEA)得到的理论爆轰参数的对比,其中 T 为爆轰波温度, p 为爆轰波波面压力, D 为爆轰波波速。从表 2 可以看出,数值模拟得到的爆轰波

表 2 数值模拟结果与 CEA 理论值对比

Table 2 Comparison of simulation and CEA

求解方法 及误差	T/K	p/MPa	$D/(\text{m/s})$
CEA	2942	1.55	1964
数值模拟	2890	1.5	1953
误差/%	1.8	3.2	0.5

参数与 CEA 理论值存在极小偏差,所以此求解方法能够较准确地描绘爆轰波,模拟结果可信度较高。

1.3 边界条件

如图 2 所示,空气以质量流量 $\dot{m}_{\text{air}}$ 、总温 T_{air} 通过环缝喷入燃烧室,质量流量为 $\dot{m}_{\text{H}_2}$ 、总温为 T_{H_2} 的氢气进入集气腔后通过小孔后与空气进行掺混,燃烧室出口压力为 p_b ,具体边界条件参数由表 3 给出。起爆点火前,先模拟氢气与空气冷态掺混过程,待气体充满燃烧室后进行起爆。图 3 给出了起爆前燃烧室内气体的马赫数分布与点火时刻的温度分布。由图 3(a)、图 3(b)可知,空气在入口扩张段并且还未与氢气接触时为超声

速,在与氢气掺混后,气体变为亚声速,所以起爆前燃烧室内的流体始终为亚声速流动。起爆方式采用热射流起爆形式,通过预爆管出口的高温高压气体引燃已经在燃烧室内掺混好的氢气和空气的混合气。起爆参数按照 H_2/Air 的预爆管出口参数进行设置,预爆管沿切向进入燃烧室,起爆区域压力 p_{init} 为 1.55 MPa,温度 T_{init} 为 2942 K,切向速度 V 为 1964 m/s,点火时温度分布如图 3(c) 所示。

表 3 边界条件参数
Table 3 Parameters of boundary conditions

$\dot{m}_{\text{air}}/(\text{kg/s})$	T_{air}/K	$\dot{m}_{\text{H}_2}/(\text{kg/s})$	T_{H_2}/K	p_b/Pa
0.1	300	0.003	300	101325

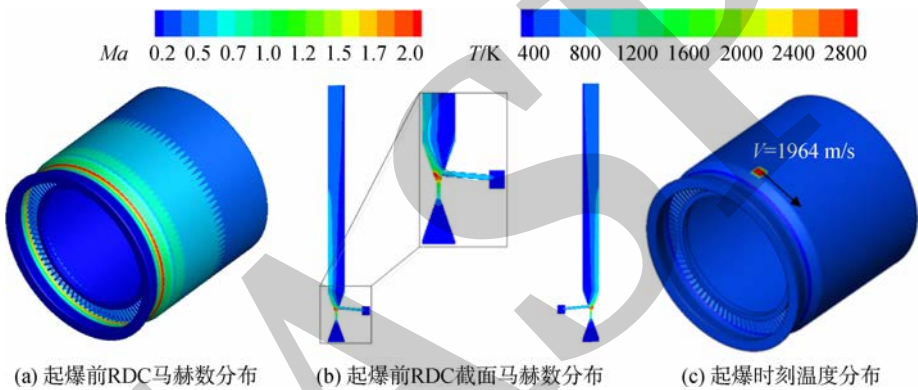
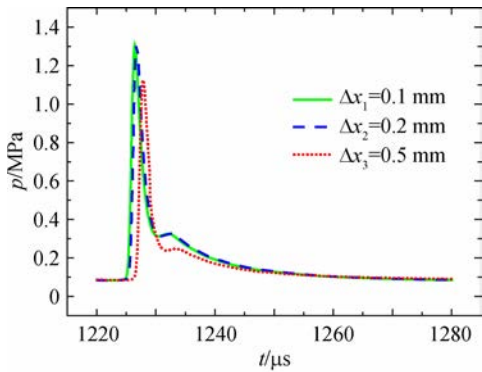


图 3 起爆前 RDC 马赫数分布与起爆时 RDC 温度分布
Fig. 3 Mach number and temperature distribution before ignition

1.4 网格及时间步无关性验证

对计算域进行了六面体网格划分,为定义最佳网格尺寸和恰当的时间步长,在时间步长为 $\Delta\tau_2=0.02\mu\text{s}$ 时,模拟计算了最大网格尺寸分别为 $\Delta x_1=0.1\text{mm}$ 、 $\Delta x_2=0.2\text{mm}$ 和 $\Delta x_3=0.5\text{mm}$ 的三组模型,监测了三组不同尺度网格的燃烧室在点 $P_1(17,39.8,0)$ 处压力随时间的变化,如图 4(a) 所示,发现当最大网格尺度为 Δx_2 时,继续减小网格尺度已不会对计算结果产生明显影响。在当最大网格尺度为 Δx_2 时,对三种不同的计算时间步长 $\Delta\tau_1=0.01\mu\text{s}$ 、 $\Delta\tau_2=0.02\mu\text{s}$ 和 $\Delta\tau_3=0.05\mu\text{s}$ 的燃烧室模型进行了模拟,并监测点 $P_2(17,35.2,0)$ 处压力随时间的变化,如图 4(b) 所示,从图 4(b) 中可以发现当时间步长为 $\Delta\tau_1$ 时得到的模拟结果与时间步长为 $\Delta\tau_2$ 得到的模拟结果误差较小,在可接受范围。考虑计算的准确性并兼顾计算的时耗性,采用最大网格尺寸为 0.2

mm,计算时间步长为 $0.02\mu\text{s}$ 进行计算。为考察网格尺度与时间步长对计算结果的影响,在不同网格尺度和不同时间步长下,通过数值模拟计算获得了 9 组结果,且模拟结果中均产生了双波头现象,如表 4 所示。图 5(a) 为爆轰波稳定时的压力分布,图 5(b) 是文献[22]在爆轰波稳定时的压力分布,由图可知两爆轰波形态定性一致。



(a) 网格无关性验证

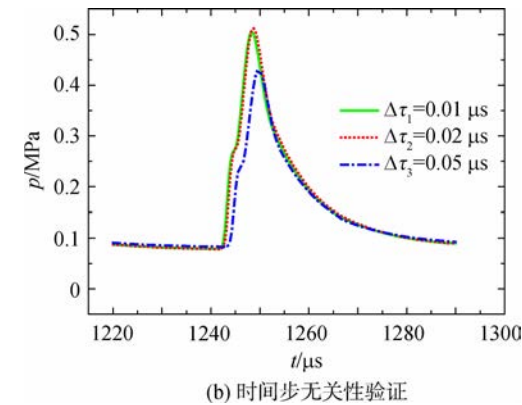


图 4 点 P_1 与点 P_2 处的压力变化曲线
Fig. 4 Pressure history of P_1 and P_2

表 4 不同参数下的模拟结果
Table 4 Results of various conditions

最大网格尺寸	$\Delta\tau_1$	$\Delta\tau_2$	$\Delta\tau_3$
Δx_1	✓	✓	✓
Δx_2	✓	✓	✓
Δx_3	✓	✓	✓

注:✓ 表示数值模拟结果出现双波头现象。

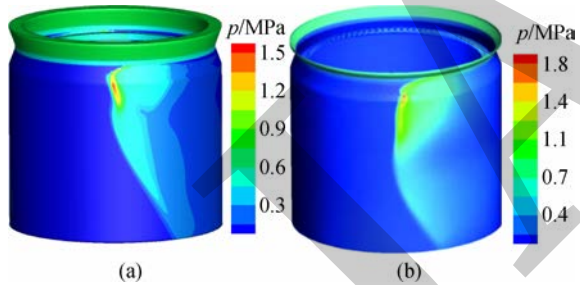


图 5 压力分布
Fig. 5 Pressure distribution in RDC

2 计算结果与分析

2.1 起爆阶段

将起爆时刻作为 0 时刻,图 6 为起爆后三个时刻的压力在平面 $x_1 = 16.65\text{ mm}$ 上的分布图。由图 6 可知,在 $t = 8\text{ }\mu\text{s}$ 时,产生了沿逆时针方向传播的压力波,波峰前沿面靠近外壁面附近的压力高达 2.5 MPa ,压力波锋面后温度超过 2800 K ,同时在顺时针方向产生了相对较弱的压力波。当 $t = 16\text{ }\mu\text{s}$ 时,顺时针方向较弱的压力波强度逐渐增强,并在 $t = 26\text{ }\mu\text{s}$ 时,其强度与逆时针方向的压力波强度基本相同。

图 7 为 $t = 26\text{ }\mu\text{s}$ 时刻在平面 $x_1 = 16.65\text{ mm}$

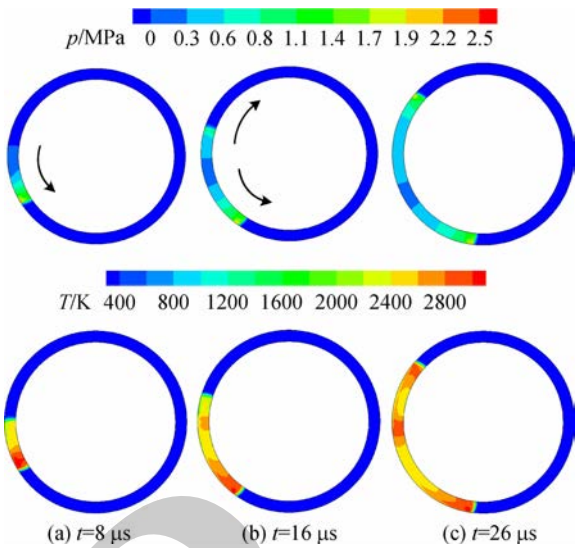


图 6 起爆后压力与温度分布
Fig. 6 Pressure and temperature distribution after ignition

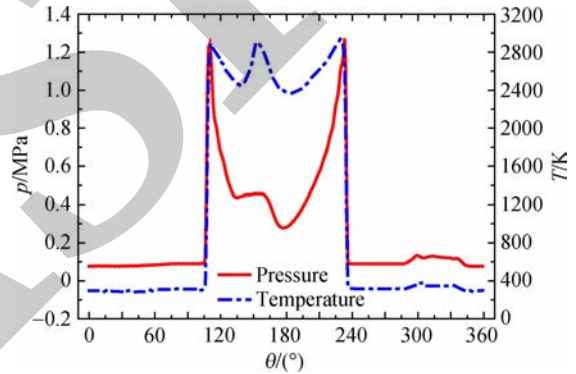


图 7 $t = 26\text{ }\mu\text{s}$ 时刻平面 x_1 上压力和温度沿周向的分布
Fig. 7 Pressure and temperature distribution along circumference on the plane x_1 at $t = 26\text{ }\mu\text{s}$

的中环线(内外半径间的圆环线)上压力与温度的分布。从图中曲线可以明显看出,压力存在两个大小基本相等的峰值,峰值压力达到 1.2 MPa 左右。温度则存在三个峰值,峰值温度约为 2800 K 。图中的两个压力峰值曲线与其中的两个温度峰值曲线已经耦合,说明在 $t = 26\text{ }\mu\text{s}$ 时爆轰波已经形成,耦合的两组曲线对应图 6(c)中已经形成的两个爆轰波,而中间的温度峰值是起爆时的高温产生的结果。

2.2 爆轰波对撞阶段

图 8 为平面 $x_1 = 16.65\text{ mm}$ 上的压力分布,图 9 为该平面上温度与氢气的分布。起爆阶段完成后,燃烧室内产生了相对传播的两个爆轰波,并在 $t = 66\text{ }\mu\text{s}$ 时发生对撞,在对撞点附近形成局部高压区,此区域的压力高达 3.4 MPa 。由图 9(a)

可知,对撞点附近温度超过 3 400 K。图 9(b)的氢气分布表明在对撞时刻,对撞点附近基本没有氢气喷入,这将导致对撞过后由于缺乏可燃气体燃烧时能量的支撑而使爆轰波无法继续传播。

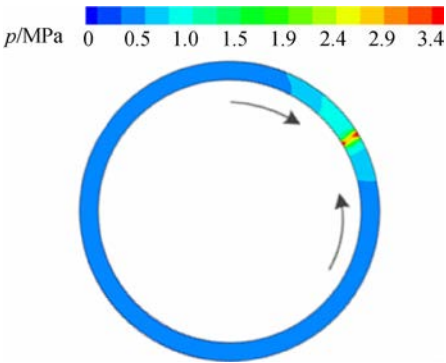


图 8 $t=66\mu\text{s}$ 时刻压力分布

Fig. 8 Pressure distribution at $t=66\mu\text{s}$

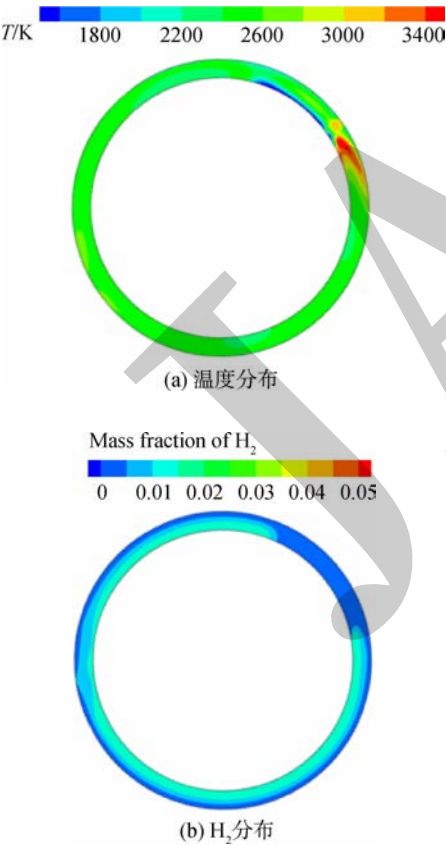


图 9 $t=66\mu\text{s}$ 时刻温度与 H_2 的分布

Fig. 9 Temperature and H_2 distribution at $t=66\mu\text{s}$

图 10 为 $t=148\mu\text{s}$ 时刻平面 $x_2=15.65\text{ mm}$ 上压力、温度和反应速度的分布。图 11 为 $t=148\mu\text{s}$ 时燃烧室内压力和温度在平面 $x_2=15.65\text{ mm}$ 中环线上的分布。如图 10 所示,经过对撞后,两个爆轰波强度都明显下降,虽然缺少新鲜可燃混

合气燃烧的能量支撑未能形成爆轰,但仍然存在沿各自原方向继续传播的透射压力波。当 $t=148\mu\text{s}$ 时两个压力波即将再次对撞,此时两个压力波波峰面的压力较低,从图 10(b)中可以看出此时燃烧室内温度的分布较混乱,且由图 10(c)可知此时两个压力波波峰面处均未有剧烈的化学反应发生,即没有火焰锋面跟随压力波一同传播,并从图 11 中可以看出,此时在燃烧室内未出现压力与温度耦合的情况,说明压力峰面后没有化学反应区,且压力峰值最高仅为 0.3 MPa,远小于爆轰波峰值压力,所以此刻燃烧室内不存在爆轰波。

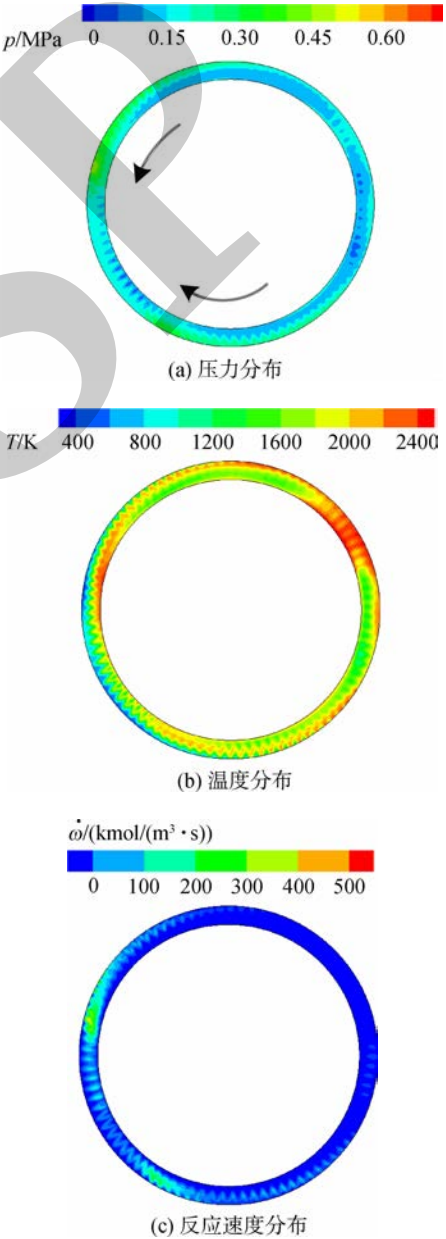


图 10 $t=148\mu\text{s}$ 时刻不同参数在燃烧室内的分布

Fig. 10 Various parameters distribution in combustor at $t=148\mu\text{s}$

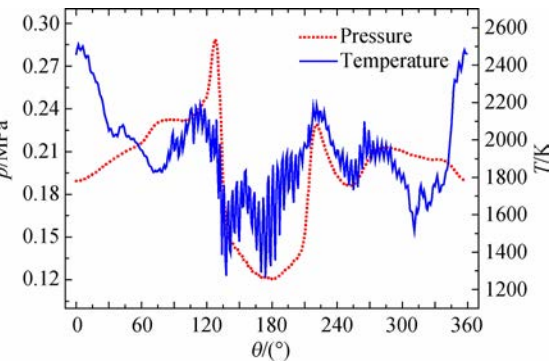


图 11 $t=148\mu\text{s}$ 时刻压力和温度在平面 x_2 上沿周向的分布

Fig. 11 Pressure and temperature distribution along circumference on the plane x_2 at $t=148\mu\text{s}$

在 $t=174\mu\text{s}$ 时两个压力波再次发生对撞,图 12 为经过对撞点的平面 $x_3=14.5\text{ mm}$ 上压力、温度和氢气的分布。此时对撞点处最大压力为 2.4 MPa 左右,如图 12(a)所示。从图 12(b)中可以看出由于两压力波对撞产生的高压压缩气体从而使对撞点处的温度超过 2000 K 。与第一次爆轰波对撞时不同,由图 12(c)与图 9(b)的对比可知此次对撞点处周围存在充足的新鲜混合气,且由于对撞点处产生的高温、高压气体必将引燃新鲜混合气,从而为爆轰波的形成提供能量。

图 13 为压力波对撞后在平面 $x_4=14.2\text{ mm}$

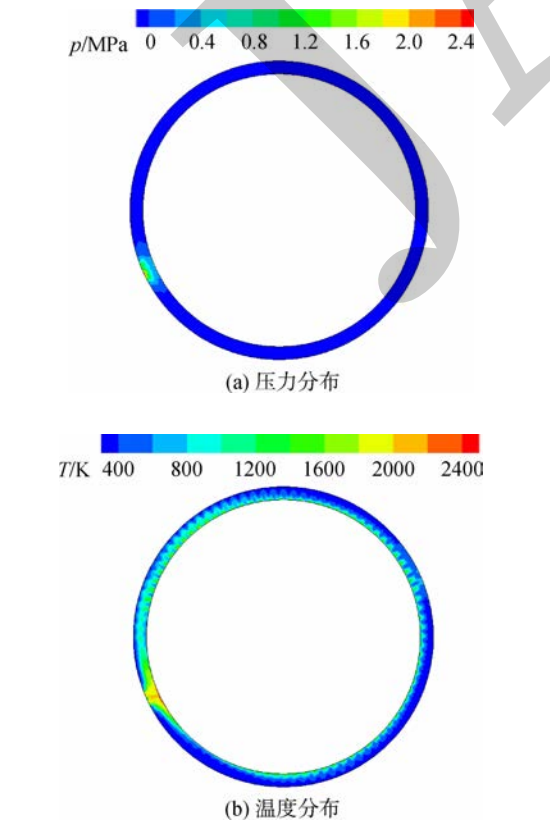


图 13 $x_4=14.2\text{ mm}$ 处 RDC 的压力分布

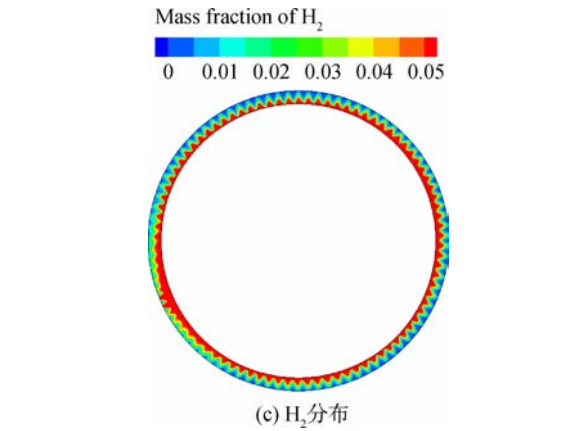


图 12 $t=174\mu\text{s}$ 时刻不同参数在燃烧室内的分布

Fig. 12 Various parameters distribution in combustor at $t=174\mu\text{s}$

上不同时刻的压力分布。在压力波发生第二次对撞后,同样产生了沿着各自原来方向继续传播的透射压力波,即图 13(a)中的压力波 1 和压力波 2,且图中表明压力波 2 的强度大于压力波 1 的强度。为进一步分析第二次对撞后燃烧室内的流场情况,图 14 给出了平面 x_4 上压力与温度在中环线上的变化曲线,此时压力仍然存在两个峰值,峰值最高可达 1.8 MPa ,对应图 13(a)中的压力波 2,另一压力峰值仅为 0.3 MPa ,对应图 13(a)中的压力波 1;由于氢气为小孔进气,所以氢气在周向上为非均匀分布,在小孔位置处气体会先混合燃烧放热,所以在周向上该平面的温度分布并不均匀,显示在曲线上为持续的震荡。从图 14 中还可以看出,压力波 2 的压力峰值曲线与温度锋值曲线已经耦合,所以压力波 2 已形成爆轰。由上文图 12(c)的氢气分布可知,爆轰波 2 的波面前此时已进入新鲜混合气,这为爆轰波的持续稳定传播提供了前提条件。随着时间推移,强度较弱的压力波 1 逐渐衰减直至消失,而爆轰波 2 则继续稳定传播,如图 13(b)、图 13(c)所示,在 $t=197\mu\text{s}$ 时燃烧室内只存在一个爆轰波头。

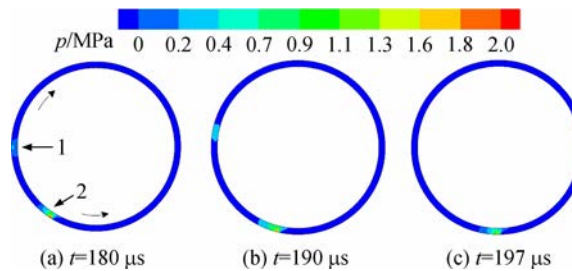


图 13 $x_4=14.2\text{ mm}$ 处 RDC 的压力分布

Fig. 13 Pressure distribution in RDC at $x_4=14.2\text{ mm}$

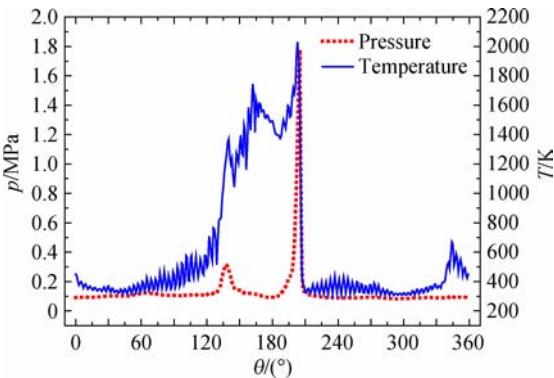


图 14 $t=180\ \mu\text{s}$ 时刻压力温度在平面 $x_4=14.2\ \text{mm}$ 上沿周向的分布

Fig. 14 Pressure and temperature distribution along circumference on the plane $x_4=14.2\ \text{mm}$ at $t=190\ \mu\text{s}$

为分析第二个爆轰波头的形成过程,过燃烧室轴线做截面,如图 15 所示。图 16 为压力在平面 $x_1=16.65\ \text{mm}$ 上的分布。由图 15(a)可以看出,在燃烧室轴向上存在一段低压区域(图中方框区域),这是由于第二次对撞结束后,对撞点处产

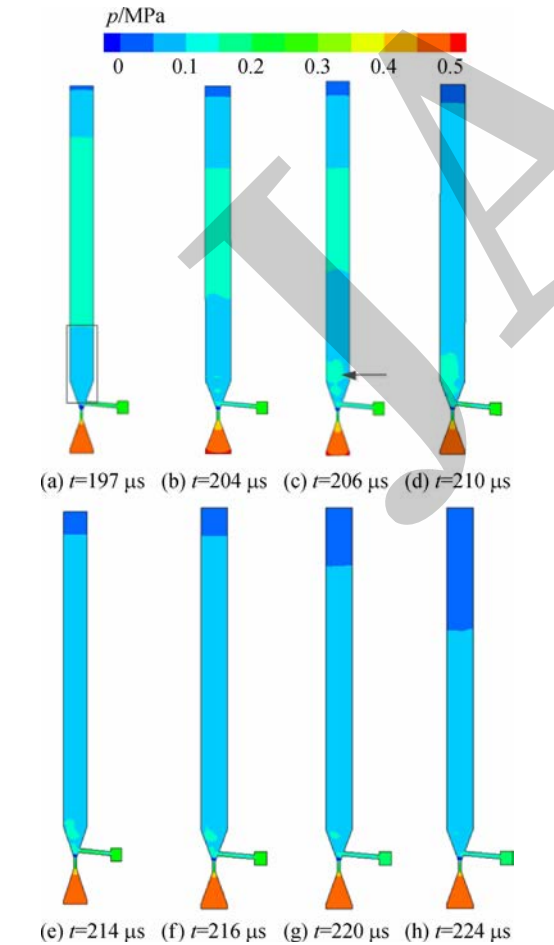


图 15 不同时刻压力分布

Fig. 15 Pressure distribution at various times

生的压力波向四周传播,从而导致对撞点处的压力逐渐下降,形成低压区。同时,对撞时产生的高温产物开始向四周扩散,此时空气与氢气有相对较高的进气压力,随着对撞点处压力继续下降,气体开始喷入燃烧室,当刚喷入的气体与高温产物接触后产生了二次压力波^[23](图 15(c)中箭头所示),该压力波在燃烧室传播过程中受到外壁面的收敛压缩作用,逐渐在外壁面处叠加,如图 16(a)~图 16(c)所示,最终形成局部高压区,如图 16(d)箭头所示。在高压区处的气体受到高压压缩,气体温度升高^[21,24-25],产生高温区,这为第二个爆轰波的形成提供了前提条件。

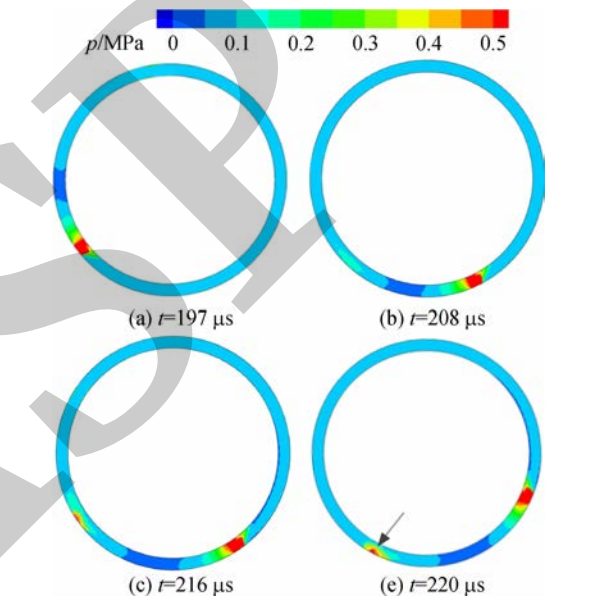


图 16 $x_1=16.65\ \text{mm}$ 处不同时刻的压力分布

Fig. 16 Pressure distribution at various times at $x_1=16.65\ \text{mm}$

图 17 为从高温区的产生到形成第二个爆轰波波头过程中平面 $x_1=16.65\ \text{mm}$ 上温度的分布。图 17(a)中黑色圆圈标注为高温区,此时其周围并没有温度较低的新鲜可燃气体,但此处的高温气体沿着顺时针方向流动如图 17(b)所示,流动速度小于前方的爆轰波。随着爆轰波与高温区距离持续增加,爆轰波后(即高温产物前)的压力逐渐小于当地进气压力,部分区域满足进气条件,新鲜燃料开始进入燃烧室,如图 17(c)所示,当高温区接触到新鲜混合气后会引燃气体,气体温度逐渐上升,产生火焰锋面,并逐渐发展,如图 17(d)、图 17(e)所示,当 $t=400\ \mu\text{s}$ 时,两个爆轰波已经基本形成,如图 17(f)所示。

2.3 稳定阶段

当 $t=1100\ \mu\text{s}$ 时两爆轰波已基本稳定,如图 18

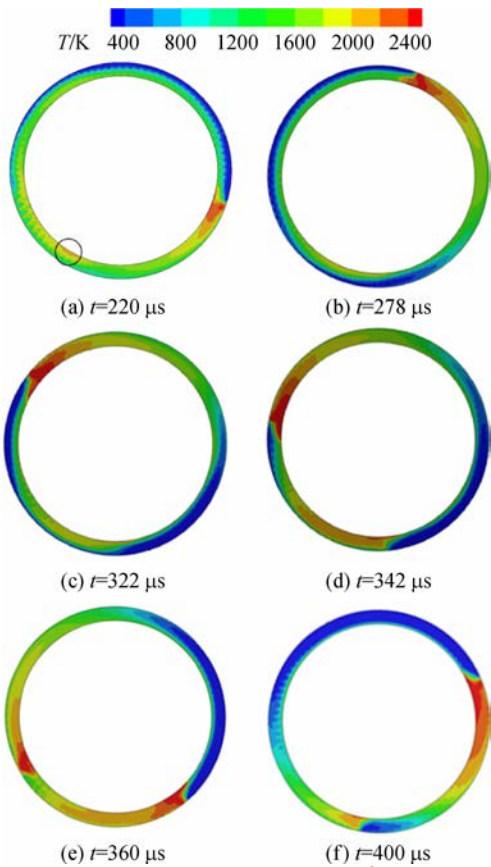


图 17 不同时刻的温度分布

Fig. 17 Temperature distribution at various time

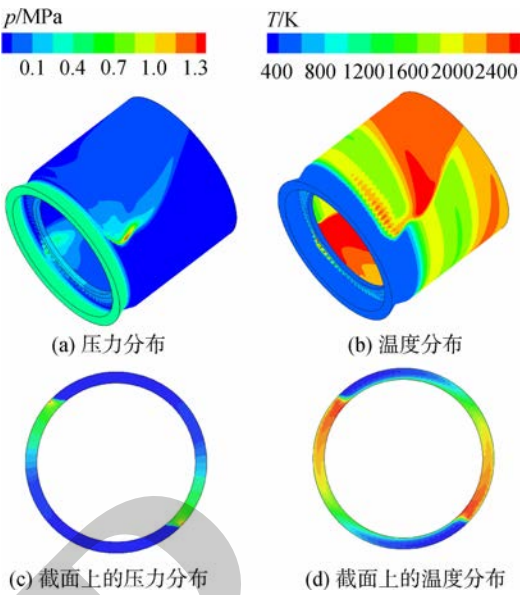


图 18 $t=1100\mu\text{s}$ 时刻压力温度的分布

Fig. 18 Pressure and temperature distribution at $t=1100\mu\text{s}$

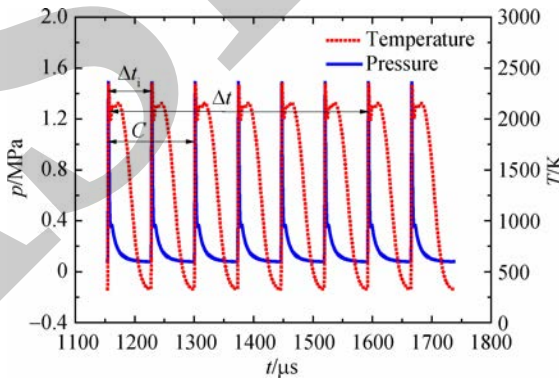


图 19 外壁面处压力与温度的变化

Fig. 19 Pressure and temperature history on outer wall

所示,其中图 18(a)、图 18(b)分别为爆轰波稳定时的压力与温度分布。从图 18(c)、图 18(d)中可以发现稳定后的两爆轰波几乎关于轴线对称。图 19 为 $P_1(17,39.8,0)$ 点处的压力与温度关于时间的变化曲线,从图中可以看出压力与温度的阶跃时间基本一致,爆轰波的压力锋面与温度锋面已经耦合,爆轰波峰值压力基本不变,爆轰波已达到稳定状态。图 19 中 $\Delta t=432\mu\text{s}$ 为爆轰波传播三个周期的时间, C 为爆轰波的一个周期,则爆轰波的平均周期 $\bar{C}=\Delta t/3=144\mu\text{s}$, Δt_i 为相邻压力峰值间的时间间隔,则对应的频率 $f_i=1/\Delta t_i$, P_1 点处到轴线的距离为 39.8 mm ,则得出爆轰波传播速度为 1738 m/s 。通过式(2)~式(4)可计算出稳定后燃烧室推力 F 与比冲 I_{sp} 分别为 79.76 N 和 2312.15 s

$$F = \oint_{\text{outlet}} (\rho V_x^2 + p_{\text{out}} - p_{\infty}) dA \quad (2)$$

$$I_{\text{sp}} = \frac{F}{\dot{m}_f g} \quad (3)$$

$$\dot{m} = \oint \rho V_x dA \quad (4)$$

式中 ρ 为气体密度, V_x 为燃烧室出口轴向速度,

p_{out} 燃烧室出口为压力, p_{∞} 为无穷远处压力, $\dot{m}_f$ 为 H_2 质量流量, g 为重力加速度。

将模拟得到的爆轰波参数与以燃烧室初始时刻气体参数 (0.1 MPa , 250 K , 当量比约为 1) 为参考值得到的爆轰波 CJ 理论值进行对比,如表 5 所示。模拟得到的爆轰波速度值与 CEA 得到的 CJ 速度值误差主要是由于旋转爆轰燃烧室中爆轰波传播过程中侧向膨胀引起的,侧向膨胀导致了爆轰波速度产生较大的亏损^[26-27],在侧向稀疏波的影响下,爆轰波的化学反应区会发生变化,反应速率下降,反应区宽度变宽,爆轰波波速下降。

图 20 为外壁面点 $P_1(17,39.8,0)$ 和内壁面点 $P_2(17,35.2,0)$ 的压力值随时间的变化曲线,由于外壁面对爆轰波的收敛压缩作用和内壁面对爆轰波的发散稀疏作用,使爆轰波在靠近外壁面

处的压力远大于内壁面处的压力,且从曲线可以看出外壁面处的峰值压力可达 1.45 MPa,而内壁面处的峰值压力仅为 0.45 MPa。

表 5 模拟结果与 CJ 参数的对比

Table 5 Comparison of simulation results and CJ parameters			
CJ parameters			
求解方法 及误差	T/K	p/MPa	$D/(\text{m/s})$
数值模拟	2500	1.45	1738
CEA	2750	15.0	1971
误差/%	9	3	16

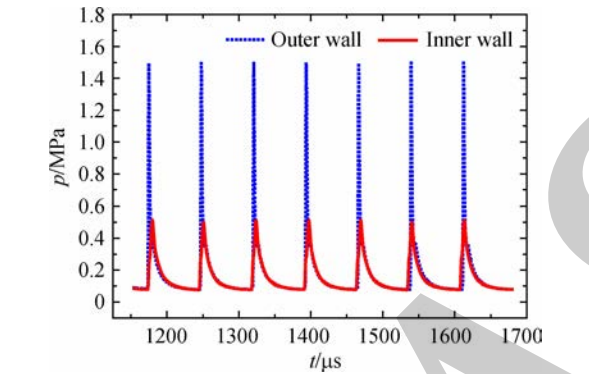


图 20 内外壁面压力变化

Fig. 20 Pressure history on inner and outer wall

图 21 为压力、温度和轴向速度在平面 $x_5 = 15\text{ mm}$ (燃烧室进口)以及 $x_6 = 55\text{ mm}$ (燃烧室出口)中环线上的分布。爆轰波传播方向为从 $\theta = 0^\circ$ 向 $\theta = 360^\circ$ 传播。从图 21(a)、图 21(b)可知爆轰波前气体压力约为 0.1 MPa,温度为 270 K,燃烧室进口平面的中环线上爆轰波压力与温度均小于燃烧室外壁面处的爆轰波压力与温度,在爆轰波后压力下降幅度大于温度下降的幅度, $\theta = 90^\circ$ 和 270° 时温度下降到约 300 K,表明此处开始为新鲜的未燃气体区。受斜激波的影响,燃烧室出口平面上压力、温度和轴向速度均出现了波动,但压力与温度波动幅度较小,而轴向速度受斜激波影响较大。

图 22 为在三个周期内数值模拟得到的爆轰波频率和压力峰值与实验结果^[25]的对比。图 22(a)为爆轰波频率对比图,其中 f_{ave} 为三个周期中 6 个 f_i 的平均值, f 为实验得到的平均频率,从图中可知频率相对误差仅为 1.9%。图 22(b)为爆轰波压力峰值对比图, p_{exp} 为实验得到的平均压力峰值, p_{sim} 为数值模拟得到的压力峰值,从图中可

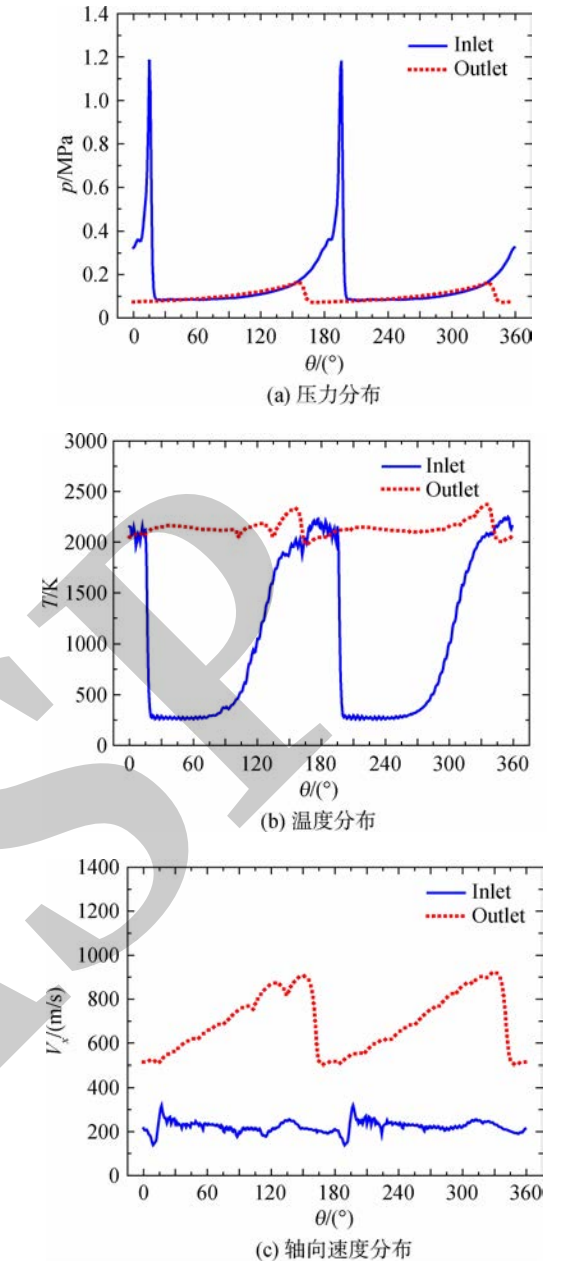


图 21 燃烧室进口与出口参数在周向上的分布

Fig. 21 Parameters distribution on inlet and outlet of combustor along circumference

知压力峰值误差为 9.5%。根据以上分析可知模拟结果与实验结果误差较小,计算结果较为可信。

为更直观地了解从起爆到爆轰波稳定的过程,图 23 给出了从起爆到形成双波头爆轰波过程的时序图,从图中可以清楚地看出该过程共发生了两次激波对撞,分别发生在起爆后 66 μs 和 174 μs 时刻,在此期间燃烧室内不存在爆轰波,即燃烧室处于熄火状态,直到第二次激波对撞后燃烧室内产生一道爆轰波,随后在 220 μs 时刻出现了高压区,并逐渐发展成为另一道爆轰波,最终燃烧室内形成了同向传播的两道爆轰波。

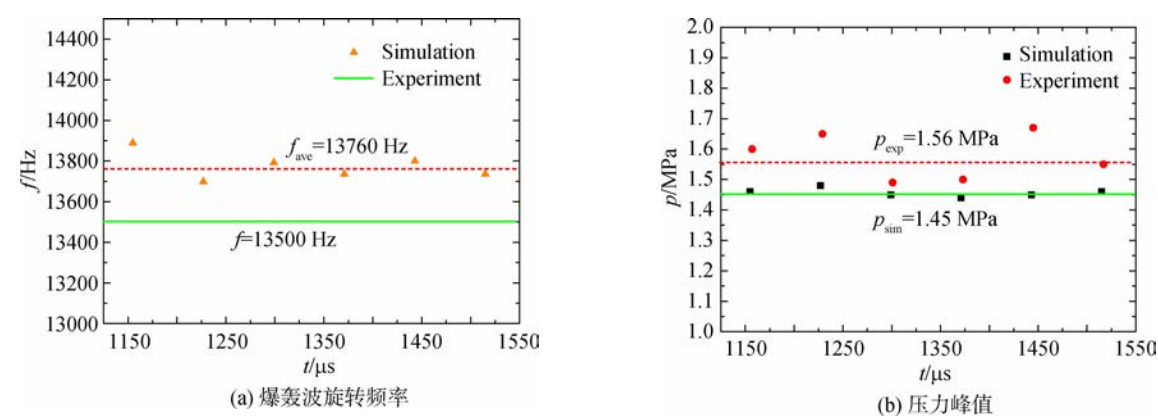


图 22 数值模拟结果与实验对比

Fig. 22 Comparison of simulation and experiment

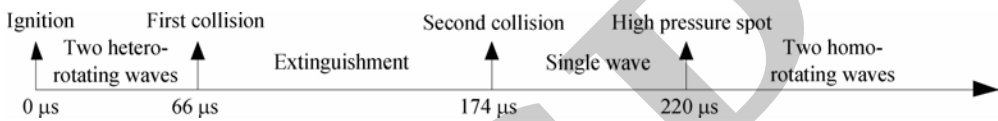


图 23 爆轰波形成过程时序图

Fig. 23 Schematic diagram of the formation of detonation time sequence

3 结 论

1) 在该物理模型下以氢气/空气为推进剂,通过热射流起爆方式在旋转爆轰燃烧室内获得了双波头,稳定时的爆轰波压力为 1.45 MPa,温度达到 2500 K,爆轰波速度可达 1738 m/s。

2) 在爆轰波形成过程中,爆轰波以及压力波之间的对撞为主要过程,并且该过程中存在燃烧室内没有爆轰波传播的熄火阶段;在预混气充足的条件下,局部高压区的出现是爆轰波再度形成的主要因素。

3) 斜激波对出口轴向速度的影响较大,从而导致燃烧室出口速度产生不稳定波动,合理控制斜激波并减少出口处流场的波动是今后值得研究的重要课题。

4) 爆轰波稳定后,模拟所得爆轰波传播频率和压力峰值与实验误差分别为 1.9% 和 9.5%,燃烧室获得的推力 F 与比冲 I_{sp} 分别为 79.76 N 和 2312.15 s。

参考文献:

[1] LU F K, BRAUN E M. Rotating detonation wave propulsion: experimental challenges, modeling, and engine concepts[J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30(5): 1125-1142.

[2] BYKOVSKII F A, VEDERNIKOV E F. Continuous spin detonation in annular combustors[J]. Combustion, Explo-

sion, and Shock Waves, 2005, 41(4): 449-459.

[3] BYKOVSKII F A, ZHDAN S A, VEDERNIKOV E F. Continuous spin detonation[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(6): 1204-1216.

[4] THOMAS L M, SCHAUER F R, HOKE J L, et al. Build-up and operation of a rotating detonation engine[R]. AIAA 2011-602, 2011.

[5] RUSSO R M, KING P I, SCHAUER F R, et al. Characterization of pressure rise across a continuous detonation engine[R]. AIAA 2011-8046, 2011.

[6] SHANK J C, KING P I, KARNESKY J, et al. Development and testing of a modular rotating detonation engine[R]. AIAA 2012-0120, 2012.

[7] THEUERKAUF S W, KING P I, SCHAUER F, et al. Thermal management for a modular rotating detonation engine[R]. AIAA 2013-1176, 2013.

[8] LENTSH A, BEC R, SERRE L, et al. Overview of current french activities on PDRE and continuous detonation wave rocket engines[R]. AIAA 2005-3232, 2005.

[9] LENAOUR B, FALEMPIN F, MIQUEL F. Recent experimental results obtained on continuous detonation wave engine[R]. AIAA 2011-2235, 2011.

[10] KINDRACKI J. Experimental research on rotating detonation in liquid fuel-gaseous air mixtures[J]. Aerospace Science & Technology, 2015, 43: 445-453.

[11] KINDRACKI J, WOLANSKI P, GUT Z. Experimental research on the rotating detonation in gaseous fuels-oxygen mixtures[J]. Shock Waves, 2011, 21(2): 75-84.

[12] SUCHOCKI J, YU S T, HOKE J, et al. Rotating detonation engine operation[R]. AIAA 2012-0119, 2012.

[13] ANAND V, GEORGE A S, DRISCOLL R, et al. Charac-

- terization of instabilities in a rotating detonation combustor[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2015, 40(46):16649-16659.
- [14] FROLOV S M, DUBROVSKII A V, IVANOV V S. Three-dimensional numerical simulation of the operation of a rotating-detonation chamber with separate supply of fuel and oxidizer[J]. Russian Journal of Physical Chemistry B, 2013, 7(1):35-43.
- [15] BYKOVSKII F A, ZHDAN S A, VEDERNIKOV E F. Continuous spin detonation of fuel-air mixtures[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2006, 42(4):463-471.
- [16] DRISCOLL R, GEORGE A T, ANAND V, et al. Numerical investigation of inlet injection in a rotating detonation engine[R]. AIAA 2015-0879, 2015.
- [17] DRISCOLL R, AGHASI P, GEORGE A T, et al. Three-dimensional numerical investigation of reactant injection variation in a H₂/air rotating detonation engine[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2016, 41(9):5162-5175.
- [18] WU D, ZHOU R, LIU M, et al. Numerical investigation of the stability of rotating detonation engines[J]. Combustion Science & Technology, 2014, 186(10/11):1699-1715.
- [19] WU D, LIU Y, LIU Y, et al. Numerical investigations of the re-stabilization of hydrogen-air rotating detonation engines[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2014, 39(28):15803-15809.
- [20] YAO Songbai, LIU Meng, WANG Jianping. Numerical investigation of spontaneous formation of multiple detonation wave fronts in rotating detonation engine[J]. Combustion Science & Technology, 2015, 187(12):1867-1878.
- [21] YAO Songbai, MA Zhuang, ZHANG Shujie, et al. Re initiation phenomenon in hydrogen-air rotating detonation engine[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2017, 42(47):28588-28598.
- [22] 徐雪阳, 卓长飞, 武晓松, 等. 非预混喷注对旋转爆震发动机影响的数值研究[J]. 航空学报, 2016, 37(4):1184-1195.
- XU Xueyang, ZHUO Changfei, WU Xiaosong, et al. The effect of non-premixed injection on rotating detonation engine[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(4):1184-1195. (in Chinese)
- [23] DUBROVSKII A V, IVANOV V S, FROLOV S M. Three-dimensional numerical simulation of the operation process in a continuous detonation combustor with separate feeding of hydrogen and air[J]. Russian Journal of Physical Chemistry B, 2015, 9(1):104-119.
- [24] SMIRNOV N N, NIKITIN V F, PHYLLIPPOV Y G. Deflagration-to-transition in gases in tubes with cavities[J]. Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2010, 83(6):1287-1316.
- [25] DENG Li, MA Hu, XU Can, et al. The feasibility of mode control in rotating detonation engine[J]. Applied Thermal Engineering, 2018, 129:1538-1550.
- [26] 周朱林, 刘卫东, 刘世杰, 等. 基于侧向膨胀影响爆震波的自持机理[J]. 航空动力学报, 2013, 28(9):1967-1974.
- ZHOU Zhulin, LIU Weidong, LIU Shijie, et al. Numerical investigation on unsteady characteristics of tip leakage vortex of transonic compressor rotor[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(9):1967-1974. (in Chinese)
- [27] 张旭东, 范宝春, 归明月, 等. 旋转爆轰的三维结构和侧向稀疏波的影响[J]. 爆炸与冲击, 2010, 30(4):337-341.
- ZHANG Xudong, FAN Baochun, GUI Mingyue, et al. Three-dimensional numerical investigation on structure and radial variation of rotating detonation flow field[J]. Explosion and Shock Waves, 2010, 30(4):337-341. (in Chinese)

(编辑:李岩梅)