

文章编号:1000-8055(2013)04-0792-08

连续旋转爆轰波在无内柱圆筒内的数值模拟

唐新猛^{1,2}, 王健平^{1,2}, 邵业涛¹(1. 北京大学 工学院 力学与空天技术系, 北京 100871;
2. 北京大学 湍流与复杂系统国家重点实验室 北京 100871)

摘 要: 在对同轴圆管内的连续旋转爆轰的已有研究成果进行总结分析后, 提出无内柱的连续旋转爆轰的燃烧室模型. 利用结合了一步化学反应模型的圆柱坐标系下的 Euler 方程三维数值模拟了在这种燃烧室内爆轰波的传播行为. 数值结果表明: 爆轰波由初始起爆的单向传播最终自动收敛稳定到若干个典型爆轰波头的流场结构. 在当前进气条件下, 流量可以达到 $450 \text{ kg/m}^2\text{s}$, 其基于反应物的比冲约为 1900 s . 与同以 H_2/Air 作为燃料时同轴连续旋转爆轰发动机(RDE)燃烧室模型的 2000 s 相比, 基于反应物的比冲十分接近, 但由于内部有可燃气以爆燃形式燃烧等原因, 有 5% 的损失.

关 键 词: 连续旋转; 爆轰波; 无内柱燃烧室; 三维数值模拟; 稳定传播
中图分类号: V439; O381 **文献标志码:** A

3-D simulation of rotating detonation wave in combustion chambers without inner wall

TANG Xin-meng^{1,2}, WANG Jian-ping^{1,2}, SHAO Ye-tao¹(1. Department of Mechanics and Aerospace Engineering,
College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China;
2. State Key Laboratory for Turbulence and Complex System,
Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: Based on summary and analysis of existing results and conclusions on rotating detonation wave in annular combustion chambers, an alternative model of chamber for rotating detonation engines was presented. It has no inner wall. We utilized one step chemistry kinetic model together with the Euler function in three-dimensional space to testify the possibility of continuous rotation. The simulation showing that the detonation spontaneously converged to a propagation structure of two central symmetric detonation waves. Under the present condition, the mass flow could reach as large as $450 \text{ kg/m}^2\text{s}$ and the fuel-based impulse was 1900 s , which is 5 percent lower than that in the annular combustion chamber.

Key words: continuous rotating; detonation wave;
combustion chambers without inner wall;
three-dimensional numerical simulation; self-maintenance stability

经过近百年的发展, 基于等压燃烧方式的燃气涡轮、涡扇发动机等的技术已经十分成熟完善, 要大幅地提高这些机械的推进热效率已经变得十

分困难. 与通常的燃烧相比, 爆轰燃烧由于具有更高的热效率^[1], 且目前已成熟的应用还比较少, 使得爆轰燃烧方式发动机在国内外受到广泛关注.

收稿日期: 2012-04-11

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130417.1353.201304.792_010.html

作者简介: 唐新猛(1987—), 男, 山东临沂人, 博士生, 主要从事计算流体力学、爆轰研究工作.

自20世纪40年代起,爆轰发动机模型有驻定爆轰发动机(standing detonation engine, SDE)和脉冲爆轰发动机(pulse detonation engine, PDE)两类. 研究虽有起伏,但作为新概念空天飞行器推进系统,爆轰发动机研究始终未曾中断. 在这两种模型基础上提出的连续旋转爆轰发动机(rotating detonation engine, RDE),由于将连续性进气概念引入,很有希望突破现有爆轰发动机研究中的诸多限制,成为最近几年爆轰推进研究的新方向.

现有连续旋转爆轰发动机 RDE 的实验与计算研究均采用有内柱的同轴圆筒结构燃烧室,成功实现了爆轰波连续旋转传播. 俄罗斯 Bykovskii 等^[2-3]先后用气体、液体燃料实现了旋转爆轰波的连续多圈传播. 波兰 Wolanski 课题组^[4-5]也对 RDE 的可行性进行了实验研究,在推力性能测量^[5]中,内径为 38 mm,外径为 46 mm 的燃烧室内获得了平均 80 N 的推力,换算为单位面积推力达 3 790 kg/m².

爆轰波的高速、高温、高压特点使得实验手段很难测试得到流场内的详细物理参数或显示三维流场. 数值模拟成为辅助实验及指导实验研究的有力手段. 上世纪90年代初王健平协助名古屋大学 Fujiwara 教授指导研究生 Washizu^[6]首次对同轴圆筒腔内静止预混气中的旋转爆轰波进行了数值模拟研究. Tsuboi 等^[7]用详细化学反应模型对这一问题进行了数值模拟. 对于连续入流旋转爆轰波的数值模拟研究起步较晚,最近的模拟结果分别从不同的视角对于 RDE 循环问题进行了数值分析. 2007 年, Zhdan 等^[8]结合理论分析对连续旋转爆轰波进行了平面内二维数值模拟,获得了与实验定性符合的连续旋转爆轰流场. 邵业涛等^[9]采用圆柱坐标系,数值模拟了有限曲率半径二维圆筒腔内连续旋转爆轰波的多个循环过程并对 RDE 的成功入流机理进行了分析. 随后邵业涛等^[10]用三维数值模拟验证了连续旋转爆轰波可实现由亚声速直至高超声速范围内连续传播的特有优点. Jiang 等^[11]采用基元反应模型三维计算了爆轰波受内外壁曲率作用的影响. 邵业涛等^[12]三维数值模拟了连续爆轰的推进性能.

以上实验和数值模拟的研究工作使得基于有内柱同轴圆筒结构燃烧室模型的 RDE 达到一个比较完整的新概念技术发展程度.

1 模型提出

目前广泛研究的同轴 RDE 的物理模型如下

图 1(a)所示^[13]. 前端连续进气,使用预爆轰管沿圆环腔切线方向周向点火后,爆轰波在外壁约束下在燃烧室内周向连续传播并燃烧燃料. 由于前段连续进气,周向传播的爆轰波会一直持续下去. 产生的高温高压工质轴向向后喷出从而产生连续推力.

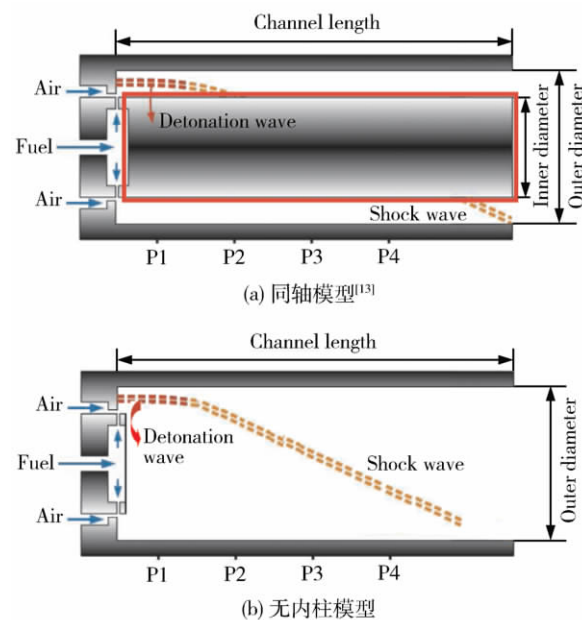


图1 两种 RDE 模型示意图

Fig. 1 Schematics of two chamber models for RDE

这种结构简单,且内外壁结合作用,有利于激波反射,容易维持旋转爆轰波强度,但由于内壁温度较高,且当内径较小时,有限空间内更加难以散热,长时间工作很容易造成内壁烧蚀,面临着很大的热负荷问题. 关于 RDE 中热负荷问题,目前已有研究对其做了比较详细的工作, Naour 等人的研究^[14]表明:对于 H₂/O₂ 燃料, RDE 中的热流量可以达到 12~17 MW/m². 由于连续传播的爆轰波的高温特性, RDE 燃烧室在工作过程中承受着严苛的热考验.

考虑到图 1(a)所示经典 RDE 燃烧室模型中内柱将受到严苛的热负荷,假如将其内柱(红色线所围部分)移除,即如图 1(b)所示,里面的爆轰波是否会继续沿周向连续旋转起来. 为此,本文通过数值模拟进行对这种无内柱的一个设计进行探讨. 与目前的有内柱存在的同轴 RDE 燃烧室模型相比最大的区别就是燃烧室内没有内柱,以减轻热烧蚀,解决热负荷问题. 这一物理结构的不同将在数值设置中影响到方方面面,包括计算网格,边界条件,初始条件等,并在波的行为上也与之前的

同轴结构有较大差异,这些将在下文依次提到。

这一模型提到的无内柱圆筒特点类似于 20 世纪 60 年代在火箭燃烧室内发现的旋转爆轰波 (spinning detonation)^[15-16]。Spinning detonation 是静止无穷长预混气中爆轰波沿轴向不断向前传播,而 continuously rotating detonation 则是从燃烧室顶端连续进气,爆轰波轴向驻定,周向传播。

2 计算方法

2.1 控制方程

数值模拟中,所用坐标系为三维圆柱坐标系,使用一步化学反应模型作为爆轰反应模型^[17]。对于控制方程的选择,已有资料证明采用 Euler 方程^[18]与采用 Navier-Stokes 方程^[19]的计算结果基本一致,本实验室也有直接的关于此问题的研究^[20],结论也是如此,黏性对爆轰波的影响很小。因此控制方程采用守恒型的欧拉方程。混合气体假设为理想气体,忽略扩散、黏性和热传导。控制方程如下:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\partial G}{\partial z} + H = S \quad (1)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_\theta \\ \rho u_z \\ e \\ \rho \beta \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_\beta \end{bmatrix}$$

$$E = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ 2\rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_z \\ (e+p)u_r \\ \rho u_r \beta \end{bmatrix}, \quad F = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho u_\theta \\ \rho u_r u_\theta \\ \rho u_\theta^2 + p \\ \rho u_\theta u_z \\ (e+p)u_\theta \\ \rho u_\theta \beta \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho u_z \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_\theta u_z \\ \rho u_z^2 + p \\ (e+p)u_z \\ \rho u_z \beta \end{bmatrix}, \quad H = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho(u_r^2 - u_\theta^2) \\ 2\rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_z \\ p u_r \\ \rho u_r \beta \end{bmatrix}$$

$$S = [0, 0, 0, 0, 0, \dot{\omega}_\beta]^T \quad (2)$$

这里 u_r 为径向速度, u_θ 为周向速度, u_z 为轴向速度。对流项用 5 阶保单调的 MPWENO (weighed essentially non-oscillatory) 格式求解^[21], 时间方

向采用 3 阶 TVD (total variation diminishing) 的 Runge-Kutta 法。

2.2 初始条件与边界条件

计算模型圆筒外径 $R=6\text{ cm}$, 长 $L=7.95\text{ cm}$ 。初始时, 在中空腔内, 在 $r \in [0.5R, R]$ 区域分布静止可燃气体, 在 $r \in [0, 0.5R]$ 区域分布静止燃烧产物, 如图 2 所示。爆轰波由初始设置的一维计算获得的 ZND (Zel'dovich, von Neumann, Doering theory W) 爆轰波沿周向单向起爆。在进气壁圆面 ($z=0$) 上, $r \in [0, 0.5R]$ 区域为固壁, 无可燃气喷入; $r \in [0.5R, R]$ 区有预混气持续喷入。为模拟物理模型中的小孔阵列进气, 进气模型取 Laval 型喷嘴等熵流进气。入射可燃气体总压为 2 MPa。在进气壁圆面之后, 即 $z>0$ 处, 里面是一个中空的腔, 只有外壁存在。固壁边界条件存在于 $z>0$, $r=R$ 区域和 $z=0, 0<r<0.5R$ 区域。出口边界使用无反射边界条件^[22]。周围环境压强为标准大气压 0.1 MPa。

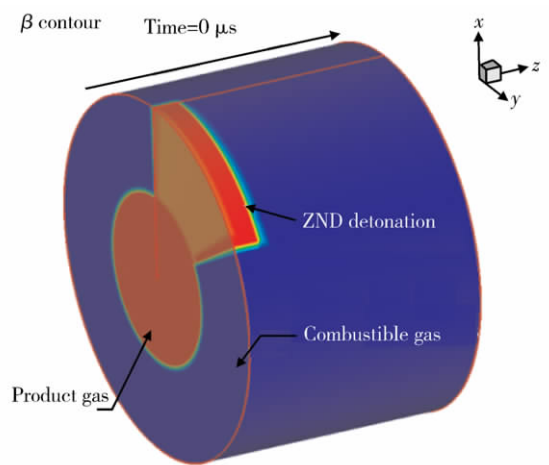


图 2 无内柱燃烧室起爆的初始条件

Fig. 2 Initial conditions of the simulation in a combustion chamber without inner wall

2.3 重叠网格

不同于有内柱存在的同轴模型, 由于在此计算中计算域包含轴线, 为避免轴线奇异性造成虚假波动, 以致计算发散, 不能使用简单的贴体网格。本研究采用重叠网格方法, 在圆筒轴心附近使用正方形网格, 在壁面附近使用贴体结构网格。两种网格重叠处利用线性插值计算, 实现相交区域物理信息的交换。这样一方面解决了奇异的问题, 另一方面也保证了全局内网格尺寸能保持相近尺寸。整体网格如图 3 所示。

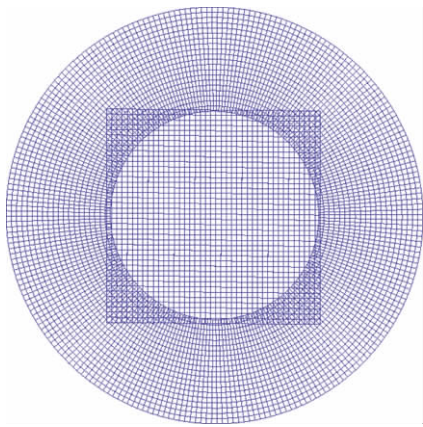


图3 重叠网格系统

Fig. 3 Overlapped grid system

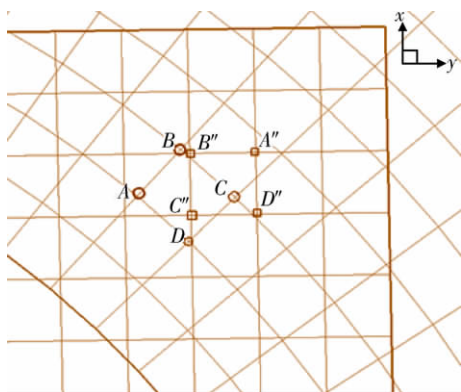


图4 网格点插值示意图

Fig. 4 Interpolation of overlapping grid points

插值关系如图4所示,矩形网格上 C'' 点由临近贴体网格上4点插值.设 C'' 点物理量为 $U(C'')$,网格点 C'' 到相邻4点的距离分别为 $|C''A|$, $|C''B|$, $|C''C|$, $|C''D|$,记为 S_1, S_2, S_3, S_4 ,则相邻4点的权值 IS_i 取值为

$$IS_i = \frac{1}{S_i + \epsilon} \bigg/ \sum_{i=1}^4 \frac{1}{S_i + \epsilon} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (3)$$

则

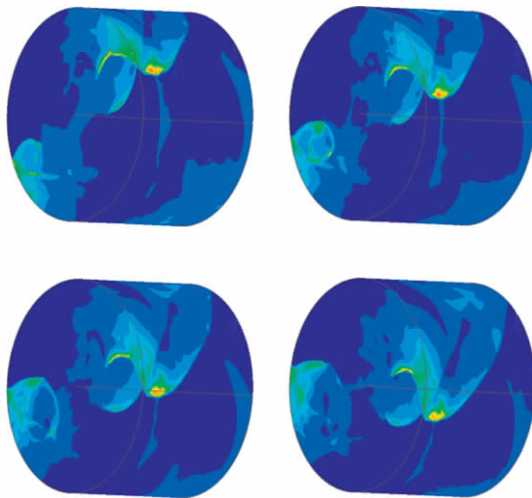
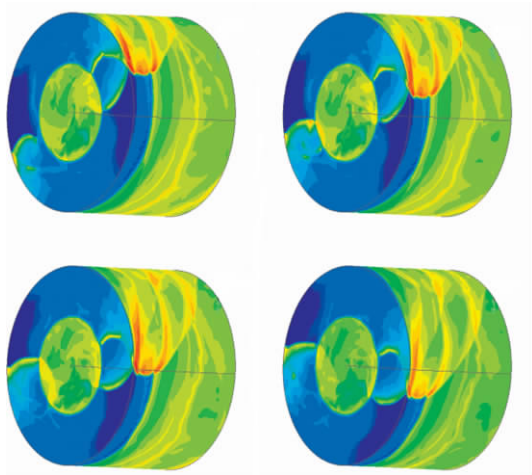
$$U(C'') = IS_1 \times U(A) + IS_2 \times U(B) + IS_3 \times U(C) + IS_4 \times U(D) \quad (4)$$

3 结果与讨论

3.1 实现爆轰波连续传播

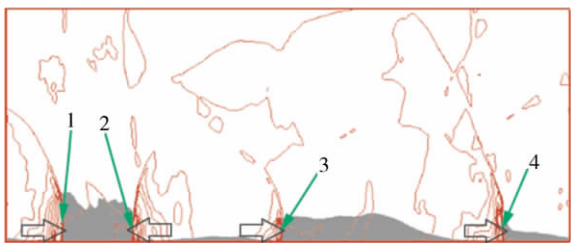
在上述初始设定和起爆条件下,数值模拟显示在该尺寸下的此种燃烧室内,爆轰波在 $t=600 \mu s$ 之后逐渐趋于动态稳定,图5和图6分别为三维数值模拟爆轰波传播至 $t=845, 850, 855, 860 \mu s$ 时得到的压强和温度分布图.从图中可见,此时在燃烧室内已形成两个几乎中心对称的旋转爆

轰波,并已稳定传播.爆轰波主要在外圈燃料入射区域传播.内圈无燃料入射区域,爆轰波衰减为激波.另外,从压力图可以看出,在网格交汇处及中心轴处压强变化平稳,无数值振荡产生,说明重叠网格可较好地计算空心燃烧室内爆轰波的传播.

图5 845,850,855,860 μs 时刻压强图Fig. 5 Pressure at $t=845, 850, 855, 860 \mu s$ 图6 845,850,855,860 μs 时刻温度图Fig. 6 Temperature at $t=845, 850, 855, 860 \mu s$

下面简要分析燃烧室内形成稳定的爆轰波的过程,所在时间区域大体是在 $t=0 \sim 700 \mu s$.图7及图8为这一时间段内压强和可燃气组分在外壁面变化的周向展开示意图.图中等值线为压强等值线,灰色表示可燃气,白色部分表示燃烧产物.按照模型设定预混气从图中的下端喷入,产物从上端流出.图7中有4个爆轰波1,2,3,4.黑箭头所示为其各自传播方向.

在 $t=180 \mu s$ 时,腔内存在凌乱的爆轰波,示为1,2,3,4.黑箭头所示为其各自传播方向.此后

图 7 180 μs 时刻压强与燃料组分分布耦合图Fig. 7 Coupling map of pressure and component contour at $t=180 \mu\text{s}$ 图 8 700 μs 时刻压强与组分分布耦合图Fig. 8 Coupling map of pressure and component contours at $t=700 \mu\text{s}$

这几个爆轰波各自发展演化,并遵循如下规律:爆轰波扫过,伴随着进气处压强的不断变化,并直接影响相应位置的进气量.压强高的位置进气量少甚至不进气(燃烧室模型设为无产物逆流发生),压强低的地方则进气量加大,预混气累积,为爆轰波传播提供必要条件.爆轰波前方若有适当的预混气支持则可自维持传播,如爆轰波 1,2,3;若无足够厚度的预混气供应则减弱为激波,如 4;两爆轰波相撞则两者消失,高温高压产生热点,遇足够厚度的预混气则重新产生爆轰波.同时,波与波之间、波与进气壁及固壁间,均存在碰撞相互作用.在趋于稳定的过程中,燃烧室内不停地进行着这些波的演化,到 $t=700 \mu\text{s}$ 时,开始出现稳定状态的雏形,出现两个相对比较匀称的爆轰波,且其所处位置前后的预混气厚度也很相近,这是保证它们能稳定传播下去的一个核心条件,如图 8 所示. $t=700 \mu\text{s}$ 的状态逐渐地在细部趋于稳定,两个较规则爆轰波形成,两波相距距离正好为圆周半周长,呈中心对称运动,可燃气体区域为规则的三角形.可见对于外径为 6 cm 的无内柱圆筒,经一系列不稳定流动与燃烧后,自动收敛到两个爆轰波可准稳态传播. $t=700 \mu\text{s}$ 之后,新鲜可燃气的三角形区域即爆轰波波面高稳定在约 1.5 cm 上下.

在计算模型上设一个数据监测点 A,位置为

$r=5.8 \text{ cm}, \theta=0, z=1 \text{ cm}$,即在爆轰燃烧室上游离进气壁 1 cm 并靠近外壁处. A 点的位置示意图 9,获得的压强变化如图 10 所示.

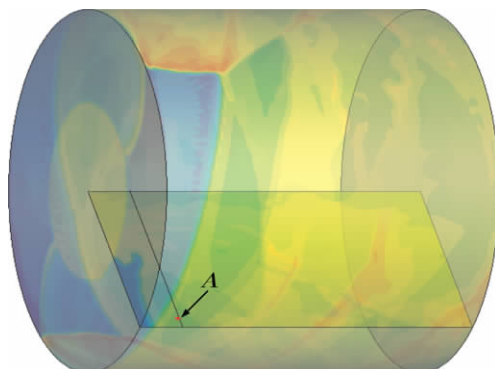
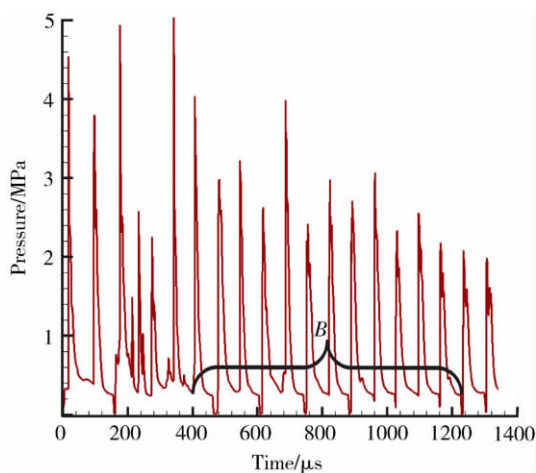


图 9 爆轰波监测点 A 位置示意图

Fig. 9 Position of monitoring point A

图 10 $t=0 \sim 1360 \mu\text{s}$ 内 A 点上压强随时间变化Fig. 10 Pressure change at point A during $t=0 \sim 1360 \mu\text{s}$

由图 10 可见,在 $t=0 \sim 400 \mu\text{s}$ 内,经过此点的爆轰波较不稳定, $t=200 \sim 340 \mu\text{s}$ 内爆轰波来回经过此点,之后爆轰波则周期性地经过此点.由于燃烧室内同时存在两个爆轰波,所以爆轰波经过 A 点的频率增倍.如图 10 中所示方式取时间段 B,在此时间段内有 12 个爆轰波面,其总时间是 $t=830 \mu\text{s}$,可得爆轰波频率 $f=14458 \text{ Hz}$. 同时再由爆轰波传播距离可得外壁面爆轰波速度 $v \approx 2650 \text{ m/s}$.

图 11 和图 12 分别为 $t=1300 \mu\text{s}$ 时 $z=0.2 \text{ cm}$ 处轴切面上压强与温度分布图,可以看到很清晰地两个爆轰波头完全对称的分布在燃烧室内.除爆轰波后区域,燃烧室中间区域同样为高温气团,填充为爆轰产物.这些高温爆轰产物占据着原

来同轴 RDE 模型中中柱的位置,避免了中柱面临的严重散热问题.图 13 为轴切面上反应进行度参数 β 的分布,圆筒腔中心处无新燃料冲入,图中外壁与腔内爆轰波相位相差近 22° ,同时进一步论证了两爆轰波位置近似中心对称.

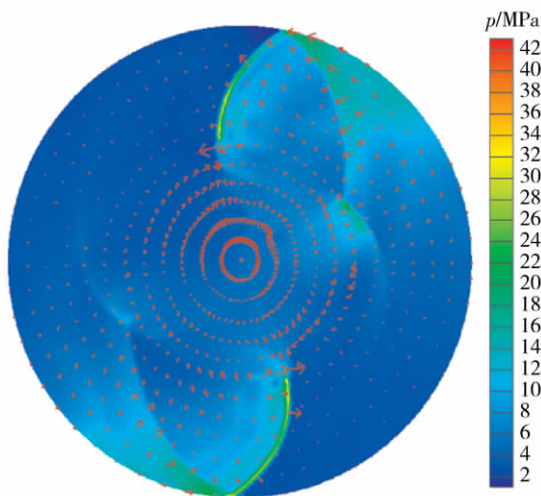


图 11 $t=1300\mu\text{s}$ 时轴切面 ($z=0.2\text{cm}$) 压强分布图

Fig. 11 Pressure contour on horizontal axial section $z=0.2\text{cm}$ at $t=1300\mu\text{s}$

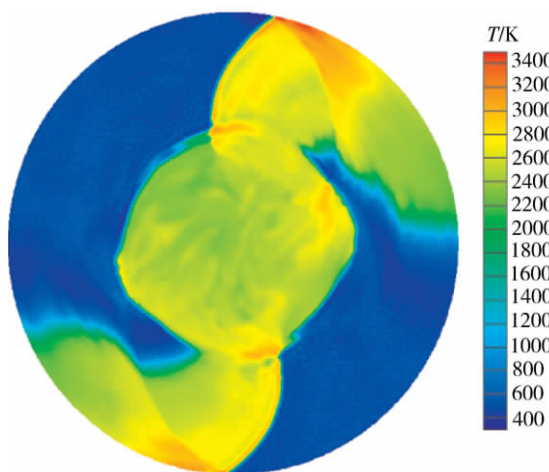


图 12 $t=1300\mu\text{s}$ 时轴切面 ($z=0.2\text{cm}$) 温度分布图

Fig. 12 Temperature contour on horizontal axial section $z=0.2\text{cm}$ at $t=1300\mu\text{s}$

3.2 有无内柱 RDE 燃烧室对比

图 14 展示了稳定后无内柱 RDE 燃烧室的压强分布.图 15 是同轴 RDE 燃烧室的三维数值模拟的压强分布图^[23].对比两者,首先燃烧室内都有爆轰波周向传播,波的主要结构也很相近,都由前端的爆轰波和之后紧随的斜激波构成.有区别的是,在同轴的圆筒式燃烧室模型中,由于内壁的

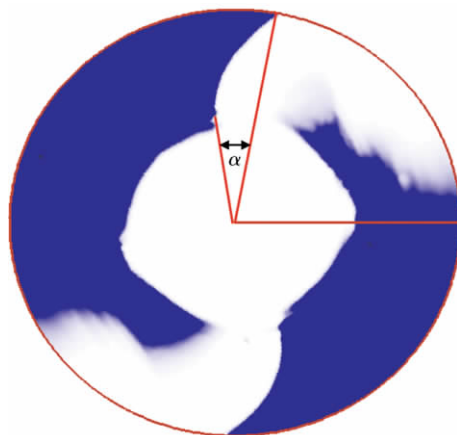
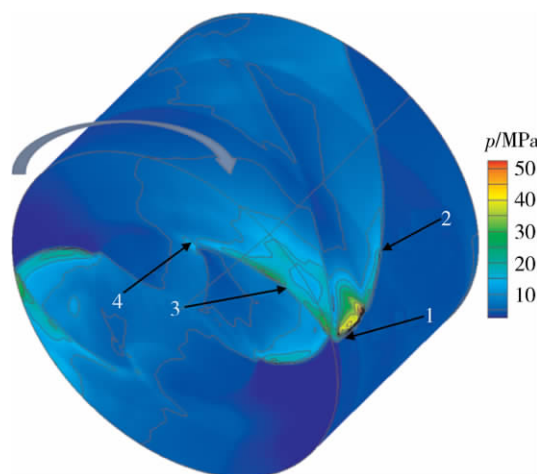


图 13 $t=1300\mu\text{s}$ 时轴切面 ($z=0.2\text{cm}$) 反应进行度参数分布图

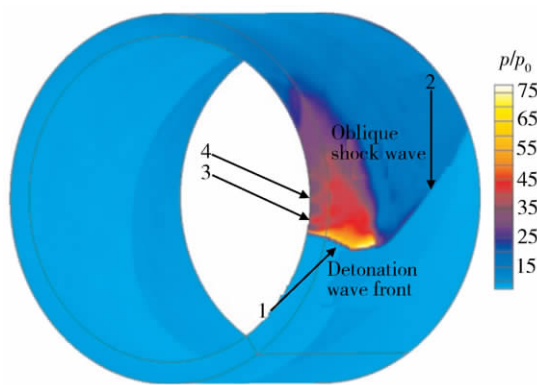
Fig. 13 Component map on horizontal axial section $z=0.2\text{cm}$ at $t=1300\mu\text{s}$



1 爆轰波; 2 斜激波; 3 激波反射; 4 压力振荡

图 14 无内柱 RDE 燃烧室模型内压强分布图

Fig. 14 Pressure contour in RDE model with the chamber without inner wall



1 爆轰波; 2 斜激波; 3 激波反射; 4 激波重复反射

图 15 同轴 RDE 燃烧室模型内压强分布图^[23]

Fig. 15 Pressure contour in RDE model with the annular chamber^[23]

存在,爆轰波后的激波在内外壁间来回反射^[22],如图15中波3和波4所示,激波多次在内外壁之间来回碰撞.在本研究中,爆轰波在外壁面反射后折向内传播,如图14中波3.此后,波3继续传播,在 $r=R$ 处受喷入气体的影响,此处压力有振荡发生,如图14波4所示,但其强度已远没有图15中所示波3强,已不是激波.之后这一压力振荡被逐渐抹平于空腔内的燃烧产物中.图16展示的是在 $r=0.45R$ 处的温度分布图.前面边界条件处我们提到,在进气壁圆面($z=0$)上, $r \in [0, 0.5R]$ 区域为固壁,无可燃气喷入; $r \in [0.5R, R]$ 区有预混气持续喷入.而此处 $0.45R$ 处却出现了未燃气体,如图中蓝色所示低温区域.可见,在燃烧室内 $r=0.5R$ 处,由于不存在壁面,前端进入的气体进入燃烧室后,由于 $r=0.5R$ 处爆轰波未能及时将新充入气体耗尽,新鲜气体向 r 较小区域如 $r=0.45R$ 流动并被相遇的高温气体点燃完成能量转化.由于这部分气体比较少未成足以支持爆轰的气团,这种能量转化方式是以燃烧的方式完成.此处不再存在爆轰波.温度和压强均不如爆轰波高.这一不同于同轴模型的过程对其性能的影响将在下面进行分析.

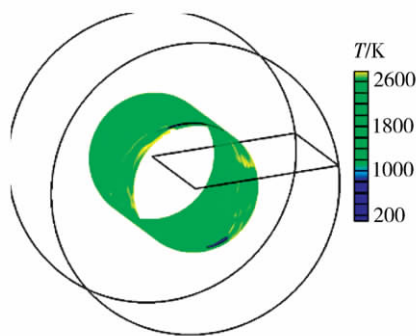


图16 $r=0.45R$ 处温度切片

Fig. 16 Temperature contour at $r=0.45R$

图17是此无内柱RDE燃烧室模型的进气质量流量和燃料的比冲.在当前进气条件下,流量可以达到 $450 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$,其基于反应物的比冲约为 1900 s .已有的文献^[12]数据表明对于同轴RDE燃烧室模型当以 $\text{H}_2/\text{Air}/\text{O}_2$ 作为燃料时其数值比冲约为 2000 s .可见无内柱RDE燃烧室模型与同轴RDE燃烧室模型相比,比冲接近,但有5%的损失.考虑到同轴模型进行数值模拟时,是将内壁设为绝热理想条件的.但是在实际实验和应用中,由于内壁持续保持高温,其接触到的可燃气会被

燃烧从而使得整体比冲降低.而无内柱模型由于没有这一问题,数值中和实际实验和应用中将更为接近.因此,可预见在实验和应用中,有无内柱两个模型的比冲差别将进一步缩小.

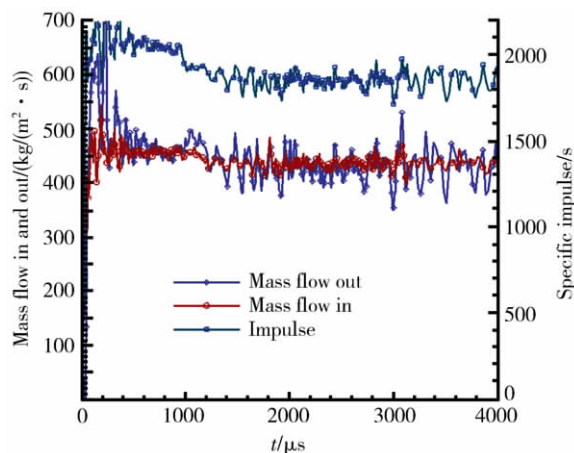


图17 质量流量和基于燃料的比冲

Fig. 17 Mass flux and fuel-based specific impulse

4 结 论

为了避免实际应用中出现烧蚀和严重热负荷问题,本文提出了无内柱圆筒连续旋转爆轰的模型,并通过数值模拟证实了这一模型的可行性.研究结论如下:

- 1) 通过前端外环连续进气,内圆不进气方式,可以实现连续旋转爆轰.
- 2) 在特定尺寸和进气条件下,可以实现动态稳定的轴对称双波面连续旋转爆轰.
- 3) 在爆轰波起爆到稳定的过程中,存在爆轰波与爆轰波之间,爆轰波与激波之间,爆轰波、激波与壁面之间的相互作用.
- 4) 两个相向的爆轰波碰撞,耗尽可燃气,衰减为激波.
- 5) 如前方可燃气充足,激波与壁面作用,产生新热点,进而形成新的爆轰波面.
- 6) 爆轰波面与轴切面呈的有相位差的弧面.在外环壁面反射形成弧形激波后,在 $r=0.5R$ 处与进气流相互作用形成一个压力振荡,但强度较小,已不是激波.
- 7) 与有内柱存在的同轴连续旋转爆轰波相比,比冲减少为5%左右.

对于同轴RDE燃烧室模型,近10年的大量研究工作已使得其达到一个比较完整的新概念技术发展程度.而关于无内柱RDE燃烧室模型,研

究刚刚起步,还有很多工作要做,包括起始和维持其内部的旋转爆轰波所需的客观条件、进气面积极限、喷管性能、相关试验等等。这些将在下一步的研究工作中逐步展开。

参考文献:

- [1] Turns S R. An introduction to combustion: concept and application[M]. New York: McGraw-Hill, Singapore, 2000.
- [2] Bykovskii F A, Vedernikov E F. Continuous detonation of a subsonic flow of a propellant[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2003, 39(3): 323-334.
- [3] 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.
- [4] Wolanski P, Kindracki J, Fujiwara T. An experimental study of small rotating detonation engine[M]. Moscow: Torus Press, 2006.
- [5] Kindracki J, Wolanski P, Gut Z. Experimental research on the rotating detonation in gaseous fuels-oxygen mixtures[R]. Minsk: 22nd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2009.
- [6] Washizu T. Spin structure of three-dimensional detonation[D]. Nagoya: Nagoya University, 1994. (in Japanese).
- [7] Tsuboi N, Hayashi A K. Numerical study on spinning detonations[R]. Heidelberg: Proceedings of the 31st Symposium (International) on Combustion, 2006.
- [8] Zhdan S A, Bykovskii F A, Vedernikov E F. Mathematical modeling of a rotating detonation wave in a hydrogen-oxygen mixture[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2007, 43(4): 449-459.
- [9] 邵业涛, 刘劭, 王健平. 圆柱坐标系下连续旋转爆轰发动机的数值模拟[J]. 推进技术, 2009, 30(6): 717-721. SHAO Yetao, LIU Meng, WANG Jianping. Numerical simulation of continuous rotating detonation engine in column coordinate[J]. Journal of Propulsion Technology, 2009, 30(6): 717-721. (in Chinese)
- [10] SHAO Yetao, WANG Jianping. Change in continuous detonation wave propagation mode from rotating detonation to standing detonation[J]. Chinese Physics Letters, 2010, 27(3): 034705-1-034705-4.
- [11] Jiang X H, Fan B C, Gui Y M, et al. Numerical investigations on the three-dimensional flow patterns of the continuous rotation detonation[R]. Minsk: 22nd International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2009.
- [12] 邵业涛, 王健平, 唐新猛, 等. 连续旋转爆轰发动机流场三维数值模拟[J]. 航空动力学报, 2010, 25(8): 1717-1722. SHAO Yetao, WANG Jianping, TANG Xinmeng, et al. Three-dimensional numerical simulation of continuous rotating detonation engine flowfields[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(8): 1717-1722. (in Chinese)
- [13] Yi T H, Turangan C, Lou J, et al. A three-dimensional numerical study of rotational detonation in an annular chamber[J]. AIAA 2009-634, 2009.
- [14] Naour F L, Falempin B F, Miquel F. Recent experimental results obtained on continuous detonation wave engine[R]. AIAA-2011-2235.
- [15] Duff R E. Investigation of spinning detonation and detonation stability[J]. Physics of Fluids, 1961, 4(11): 1427-1433.
- [16] Jones H. The dynamics of spinning detonation waves[J]. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1976, 348(1654): 299-316.
- [17] Ma F H, Choi J Y, Yang V G. Propulsive performance of airbreathing pulse detonation engines[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(6): 1188-1203.
- [18] Oran E S, Weber J W, Jr., Stefaniw E I, et al. A numerical study of a two-dimensional H_2-O_2-Ar detonation using a detailed chemical reaction model[J]. Combustion and Flame, 1998, 113(1/2): 147-163.
- [19] Weber J W. Physical and numerical aspects of two-dimensional detonation simulations including detailed chemical kinetics on a massively parallel connection machine[D]. Maryland: University of Maryland, 1994.
- [20] 武丹, 王健平. 黏性及热传导对于连续旋转爆轰波的影响[J]. 应用力学学报, 2012, 29(6): 630-635. WU Dan, WANG Jianping. Influences of viscosity and thermal conductivity on detonation waves[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2012, 29(6): 630-635. (in Chinese)
- [21] Balsara D S, Shu C W. Monotonicity preserving weighted essentially non-oscillatory schemes with increasingly high order of accuracy[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 160(2): 405-452.
- [22] Gamezo V N, Desbordes D, Oran E S. Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves[J]. Shock Waves, 1999, 9(1): 11-17.
- [23] ZHOU Rui, WANG Jianping, WU Dan. Three-dimensional phenomenon of continuously rotating detonation engines[R]. Hawaii: 7th International Conference on Computational Fluid Dynamics, 2012.