

连续旋转爆轰发动机参数特性的 三维数值模拟

武 丹^{1,2}, 刘 岩^{1,2}, 王健平^{1,2}

- (1. 北京大学 工学院 燃烧推进中心和应用物理技术研究中心, 北京 100871;
2. 北京大学 工学院 湍流与复杂系统国家重点实验室, 北京 100871)

摘 要: 采用一步化学反应模型, 基于任意坐标系下 Euler 控制方程, 对连续旋转爆轰发动机(CRDE)进行了三维数值模拟研究, 详细分析了来流总压对 CRDE 参数特性的影响. 研究发现: 随着来流总压的增大, 爆轰波峰值随之增大, 但是燃烧室头部 Laval 型喷注段的壅塞比基本不变. 不同来流总压下, 可燃气体在燃烧室头部均以亚声速入射. 随着来流总压的增大, 燃烧室内流场的平均压强增大, 但是其平均轴向流速基本不变. CRDE 的流量、推力和比冲均随着来流总压的增加而变大; 但是, 不同来流总压下, CRDE 的流量与 Laval 型喷注段最大流量之比不变, 并且此比值约等 Laval 型喷注段的壅塞比. Laval 型喷注段最大流量与来流总压成正比, 因此以上分析从理论上进一步解释了 CRDE 的流量与来流总压成正比的原因.

关 键 词: 连续旋转爆轰发动机; 参数特性; 来流总压; 三维数值模拟; 壅塞比; 平均轴向流速; 推进性能

中图分类号: V430; O381

文献标志码: A

Three-dimensional numerical simulation of the parametric properties of continuously rotating detonation engine

WU Dan^{1,2}, LIU Yan^{1,2}, WANG Jian-ping^{1,2}

- (1. Center for Combustion and Propulsion and Center for Application Physics Technology, College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China;
2. State Key Laboratory of Turbulence and Complex System, College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: Based on Euler equations with one-step chemical reaction model in generalized coordinates, three-dimensional numerical simulation of the continuously rotating detonation engine (CRDE) were performed to investigate the effect of inlet total pressure on its parametric properties. It is found that the peak value of the detonation wave increases with the inlet total pressure; however, the choking ratio of the injection Laval nozzle along the head end is not influenced by it. Across the whole head end of CRDE, combustible gas is injected into the combustion chamber subsonically for different inlet total pressures. With the increase of inlet total pressure, the average pressure inside the chamber increases obviously, but the average axial velocity changes little. The mass flux, force and specific impulse of CRDE increase with the inlet total pressure. However, the ratio of the mass flux of CRDE to the maximum mass flux of the injection Laval nozzle remains the same under different inlet total pressures, almost equal to the choking ratio of the injection Laval nozzle. As the maximum mass flux of the injection Laval nozzle has a linear growth with the inlet total pressure,

the above analysis provides a theory explanation about why the mass flux of CRDE increases linearly with the inlet total pressure.

Key words: continuously rotating detonation engine; parametric properties; inlet total pressure; three-dimensional numerical simulation; choking ratio; averaged axial velocity; propulsive performance

连续旋转爆轰发动机(continuously rotating detonation engine, CRDE)是利用爆轰原理来工作的一类新型推进发动机. 所谓连续, 即只需初始起爆一次, 爆轰波便可持续地旋转传播下去.

相对于传统燃气涡轮发动机, CRDE 具有以下几方面优点: ①燃气涡轮发动机以近似等压燃烧的方式来提高工作流体的内能并获得推力, 而 CRDE 利用爆轰波使工作流体进行近似等容燃烧. 在标准大气状态下, 在压缩比相等时, 爆轰循环比等压循环具有更高的热效率^[1]; ②爆轰波传播速度快, 利用爆轰作为燃烧室内燃烧方式, 热能释放速度快; ③由于可燃气可直接由爆轰波增压, 省去了压气机、涡轮等增压装置, 使得 CRDE 结构简单, 较轻的发动机即可实现大推力, 大幅地提高推质比. 相对于同样利用爆轰波完成能量转化的脉冲爆轰发动机(pulse detonation engines, PDE), CRDE 本质上不受来流、脉冲频率、多次起爆等不利瓶颈问题限制. 基于此, CRDE 十分符合火箭以及空天飞行器高超声速飞行对发动机的要求, 发展潜力大, 成为近几年爆轰推进研究的新方向.

目前, 各种气体、液体燃料下连续爆轰的可行性已经在实验上得到验证^[2-3]. 俄罗斯^[2-3]、美国^[4]、法国^[5]、日本^[6]、波兰^[7]、中国^[8-18]等国家开展了相关的研究工作. 在国内, 北京大学燃烧推进中心率先对 CRDE 进行了系统的探索和实践: 实验上, 采用自行设计的 CRDE 燃烧室模型, 采用不同的燃料与氧化剂, 进行了一系列相关的实验研究, 实现了连续爆轰, 取得了初步的结果^[8]. 数值模拟方面, 邵业涛等^[9-11]模拟了二维和三维圆环腔内连续旋转爆轰波的多个循环过程, 对 CRDE 的成功入射机理和推进性能进行了分析, 并且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; 周蕊等^[12]对 CRDE 进行热力学分析, 验证了其热效率高的优势; 唐新猛等^[13]提出无内柱的 CRDE 燃烧室模型并对其稳定传播机理和推进性能进行了分析. 同时, 国内其他高校也展开了与 CRDE 相关的研

究, 如国防科技大学^[14-15]、南京理工大学^[16-18]等.

爆轰波具有高温、高压、高速的特点, 目前实验手段可测得的物理参数十分有限. 基于北京大学燃烧推进中心课题组的程序库, 本文对 CRDE 进行三维数值模拟研究, 详细分析来流总压的改变对 CRDE 参数特性的影响, 以更深入地认识 CRDE 的工作特性和连续爆轰波的传播机理, 为 CRDE 的实验研究提供参考.

1 数值方法和物理模型

1.1 数值方法

由于本文的目的是探讨 CRDE 的参数特性, 不需要详细获得 CRDE 燃烧室内流场的细微波结构, 因此, 一步化学反应模型^[19]足以获得所需要的爆轰流场. 黏性和热传导对于爆轰波传播的影响较小^[20], 基本可以忽略, 因此控制方程采用守恒型欧拉方程. 可燃气体为预混的、满足化学当量比的 H_2/Air 混合气体. 计算中假设混合气体为理想气体, 忽略扩散、黏性和热传导, 控制方程如下:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} = \mathbf{S} \quad (1)$$

其中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \\ \rho \beta \end{bmatrix} \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho \dot{\omega}_\beta \end{bmatrix} \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho \bar{U} \\ \rho \bar{U} u + p \xi_x \\ \rho \bar{U} v + p \xi_y \\ \rho \bar{U} w + p \xi_z \\ \bar{U}(p + e) \\ \rho \bar{U} \beta \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho \bar{V} \\ \rho \bar{V} u + p \eta_x \\ \rho \bar{V} v + p \eta_y \\ \rho \bar{V} w + p \eta_z \\ \bar{V}(p + e) \\ \rho \beta \end{bmatrix} \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho \bar{W} \\ \rho \bar{W} u + p \zeta_x \\ \rho \bar{W} v + p \zeta_y \\ \rho \bar{W} w + p \zeta_z \\ \bar{W}(p + e) \\ \rho \bar{W} \beta \end{bmatrix}$$

$$\bar{U} = u \xi_x + v \xi_y + w \xi_z$$

$$\bar{V} = u \eta_x + v \eta_y + w \eta_z$$

$$\bar{W} = u \zeta_x + v \zeta_y + w \zeta_z$$

根据理想气体的状态方程

$$p = \rho RT \quad (2)$$

$$e = \frac{p}{\gamma-1} + \beta \rho q + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2} \rho w^2 \quad (3)$$

依照 Arrhenius 定律, 反应速率计算如下:

$$\dot{w}_\beta = \frac{d\beta}{dt} = -A' \rho \beta \exp(-E_a/RT) \quad (4)$$

式中 p 为压强; T 为温度; ρ 为密度; e 为单位体积总能; u, v, w 分别为 3 个方向的速度, β 为反应进行度参数, $\beta=1$ 表示未反应的新鲜气体, $\beta=0$ 表示达到化学平衡态的反应产物; A' 为指前系数. 式中比热比 γ , 单位质量反应物的放热量 q , 气体常数 R , 活化能 E_a 等爆轰反应模型参数值在文献[19]中有详细介绍. 对流项采用 5 阶保单调的 monotonicity preserving weighted essentially non-oscillatory (MPWENO) 格式求解, 时间方向采用 3 阶 total variation diminishing (TVD) Runge-Kutta 法求解. 三维数值模拟时, 利用 message passing interface (MPI) 进行并行计算以加快速度. 计算域平均分为 24 块, 平均网格大小为 0.2 mm. 文献[11]对上述数值方法和网格的收敛性进行了详细验证.

1.2 物理模型

CRDE 的燃烧室为同轴圆环腔结构, 如图 1 所示. 初始时, 整个流场为静止的预混好的可燃气体, 燃烧室头部放置一段一维爆轰波进行起爆.

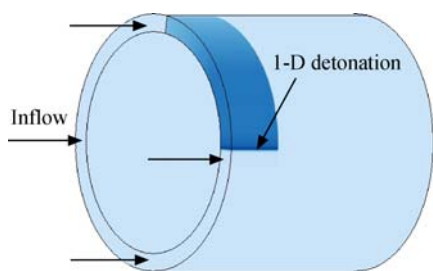


图 1 CRDE 燃烧室物理模型

Fig. 1 Physical model of CRDE combustor

燃烧室一端为封闭端, 开有密集的 Laval 管型小孔, 可燃气体由此轴向喷入. 计算时, 假设预混好的可燃气体通过此 Laval 型喷注段在整个闭口段圆环截面均匀入射, 不考虑射流扩散及混合问题. 来流总温 (T_0) 和来流总压 (p_0) 是定值, 进气壁上每个网格点入流参数根据燃烧室头部的当地压强 p_w 由一维理想气体动力学理论进行计算. Laval 型喷注段出口面积与喉道面积比为 $A_w/A_{throat}=10$, 喷注段内等熵流动的关系式为

$$\frac{A_w}{A_{throat}} = \frac{1}{Ma} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (5)$$

式中 Ma 为 Laval 型喷注段出口处可燃气体的出流马赫数, 也即是燃烧室头部可燃气体的入流马赫数. 当来流总温 T_0 、来流总压 p_0 为定值时, 出口马赫数存在两个实根: $Ma_1 (<1)$, $Ma_2 (>1)$, 分别为 Laval 型喷注段喉道处达到壅塞条件而出口流速为亚声速和超声速时的临界马赫数实解, 此时对应两个临界压强值 p_1 和 p_2 . 燃烧室头部边界条件设置如下:

1) 当 $p_w > p_0$ 时, 可燃气体不能喷入, 此时燃烧室头部设为反射边界条件;

2) 当 $p_1 < p_w < p_0$ 时, 可燃气体在 Laval 型喷注段内亚声速流动, 并亚声速喷入燃烧室;

3) 当 $p_2 < p_w < p_1$ 时, Laval 型喷注段处于壅塞状态, 流量为最大值并保持不变, 可燃气体亚声速喷入燃烧室;

4) 当 $p_w < p_2$ 时, Laval 型喷注段处于壅塞状态, 流量为最大值并保持不变, 可燃气体超声速喷入燃烧室.

因此, p_1 为 Laval 型喷注段达到壅塞状态的临界压强, p_2 为可燃气体超声速入射的临界压强.

燃烧室出口端使用无反射边界条件, 背压为 0.05 MPa, 内外壁使用反射边界条件.

2 结果和讨论

在不同的算例中, 来流总压分别为 0.5, 1, 2 MPa. 当爆轰波达到稳定循环时, 不同来流总压下, 燃烧室内的波结构基本一致. 以来流总压为 2 MPa 为例进行分析, 图 2 给出了爆轰波传播至 1700 μs 时温度的分布, 此时爆轰波已绕圆环腔周

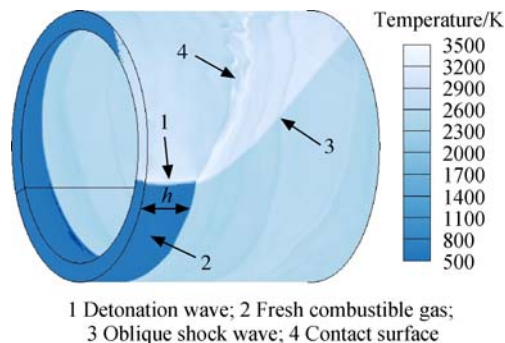


图 2 燃烧室温度分布图 ($p_0 = 2$ MPa)

Fig. 2 Temperature distribution in combustor ($p_0 = 2$ MPa)

向旋转传播 12 周,达到稳定循环状态.从图中可以清晰地看到爆轰波、斜激波和接触间断构成的三波交汇结构,与实验结果^[2]定性符合.爆轰波波速为 1840 m/s,与理论 Chapman-Jouget(CJ)爆轰波速度值 1984 m/s 接近(相差 7%).来流总压对 Laval 型喷注段的壅塞比、燃烧室内流场的平均压强和轴向速度以及 CRDE 推进性能参数的影响将分别在下面进行分析.

2.1 壅塞比

在圆环腔的燃烧室内,爆轰产物受高温膨胀及激波等的作用,趋向外壁,在燃烧室内外壁之间形成一定的压强梯度^[13,18].取中间层为研究对象,不同来流总压下燃烧室头部压强沿周向的分布如图 3 所示,图中横坐标 θ 为燃烧室周向角.由图可见,爆轰波扫过处压强陡然上升,大于来流总压,可燃气体无法喷入燃烧室;但是爆轰波过后,燃烧产物在稀疏波的作用下,压强很快下降到来流总压以下,可燃气体开始可以喷入燃烧室.此后,稀疏波继续作用直至压强维持在一个稳定状态.喷入燃烧室内可燃气体的压强随着来流总压的增加而变大,由此形成的爆轰波的峰值也随之而变大.

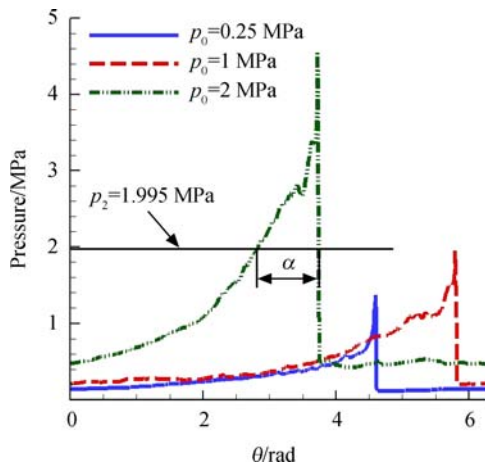


图3 燃烧室头部中间环面上的压强沿周向的分布图
Fig. 3 Pressure distribution of the midradius along circumference of the head end in combustor

当来流总压为 2 MPa 时,Laval 型喷注段喉道达到壅塞状态和出口流速为超声速时所对应的临界压强分别为 1.995 MPa 和 0.015 MPa.此时,燃烧室头部的压强最低值约为 0.5 MPa,均明显大于 0.015 MPa.因此,在燃烧室头部可燃气体始终以亚声速喷入燃烧室.在来流总压为 0.5 MPa 和 1 MPa 的算例分析中,也能观察到这一现象.因此,在燃烧室头部可燃气体亚声速入流这一

特征不受来流总压的影响.

当来流总压为 2 MPa 时,燃烧室头部压强小于 1.995 MPa 区域内的 Laval 型喷注段会处于壅塞状态.此时,定义在燃烧室头部 Laval 型喷注段处于壅塞状态的区域与燃烧室环腔面积之比为壅塞比,计算公式如下:

$$\sigma = \frac{2\pi - \alpha}{2\pi} = 1 - \frac{\alpha}{2\pi} \quad (6)$$

其中 α 所代表的区域如图 3 所示.经计算,图 3 中来流总压为 2 MPa 时,Laval 型喷注段的壅塞比约为 0.86.由于爆轰波的自维持(self-sustention)和自适应(self-adaption)特性,在连续旋转爆轰波的整个传播过程中,Laval 型喷注段的壅塞比均在 0.85~0.88 的范围内,且不随来流总压的改变而改变.

2.2 平均轴向压强和流速

不同来流总压下沿燃烧室轴向方向,燃烧室内流场的平均压强和轴向流速的变化如图 4 和图 5 所示,图中横坐标 z 为燃烧室轴向坐标.

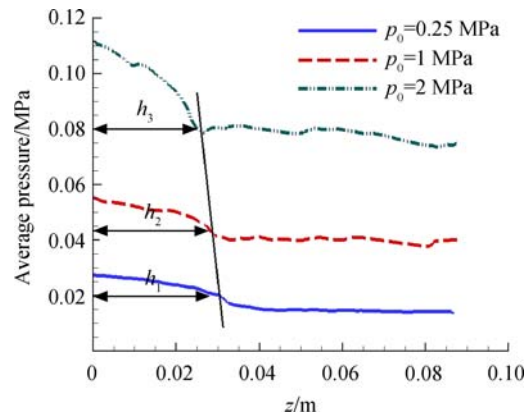


图4 不同来流总压下燃烧室内流场的平均压强沿轴向方向的分布

Fig. 4 Average pressure distribution in combustor along axial direction for different inlet total pressures

从图 4 和图 5 可知,燃烧室内流场的平均压强随着来流总压的增大而显著增加,但是来流总压对其平均轴向速度的影响不大.不同来流总压下,燃烧室内流场的平均压强和平均轴向速度的总体变化趋势一致.从燃烧室入口段到爆轰波波头高度(h)处,平均压强下降显著;在这部分区域内,平均轴向速度基本线性增加.在不包含爆轰波后的下游区域,流场的平均压强不变,但是平均轴向速度缓慢增加,这是稀疏波和斜激波共同作用的结果.如图 6 所示,紧跟爆轰波后的区域,爆轰

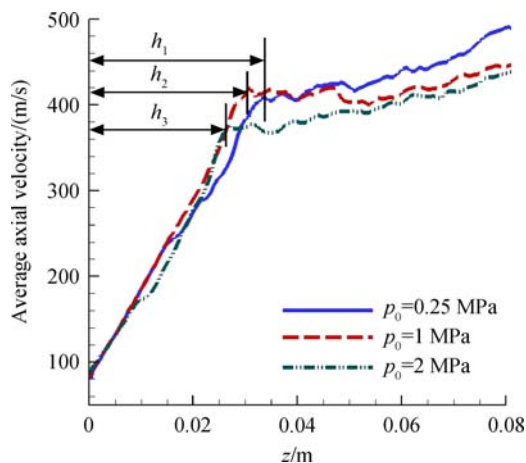


图5 不同来流总压下燃烧室内流场的平均轴向速度沿轴向方向的分布

Fig. 5 Average axial velocity distribution in combustor along axial direction for different inlet total pressures

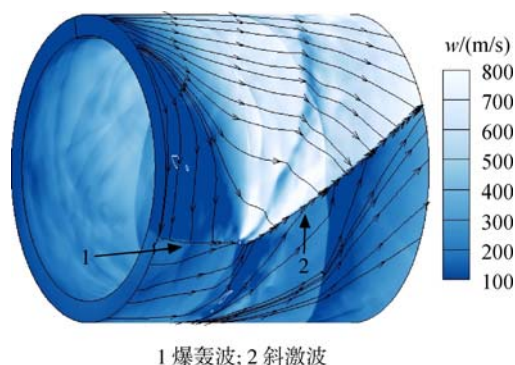


图6 燃烧室内轴向速度 w 和流线分布图 ($p_0 = 2$ MPa)

产物主要沿周向运动;在不包含爆轰波后的下游区域,爆轰产物在稀疏波和斜激波的共同作用下,爆轰产物周向速度迅速下降,轴向速度显著增加。在燃烧室出口处,爆轰产物基本沿轴向方向喷出形成推力^[12]。

2.3 推进性能

喷入燃烧室内的可燃气体 (H_2/Air) 的流量 $\dot{m}$ (即 CRDE 流量), 以及 Laval 型喷注段的最大流量 $\dot{m}_{max}$ 计算公式如下:

$$\dot{m} = \oint_{head} \rho w dA \quad (7)$$

$$\dot{m}_{max} = K \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} A_{throat} \quad (8)$$

其中 K 与气体性质有关,在本文的数值模拟中,对于预混好的 H_2/Air 混合气体, $K=0.03439$ 。

在没有考虑尾喷管的情况下,直接根据燃烧

室出口处的数值模拟结果,CRDE 的推力 F 和比冲 I_{sp} 的计算如下:

$$F = \oint_{exit} (\rho w^2 + p - p_{\infty}) dA \quad (9)$$

$$I_{sp} = \frac{F}{g \dot{m}_f} \quad (10)$$

式中 p_{∞} 为环境背压; $\dot{m}_f$ 为 H_2/O_2 可燃气流量。

当来流总压为 0.5 MPa 时,燃烧室的流量、推力和比冲随时间的变化如图 7 所示。由图可知,爆轰波运行稳定后,CRDE 的推进性能参数保持恒定。这是因为虽然爆轰波在燃烧室内的传播是非定常的,但是整体来看,其流场始终维持动态稳定。

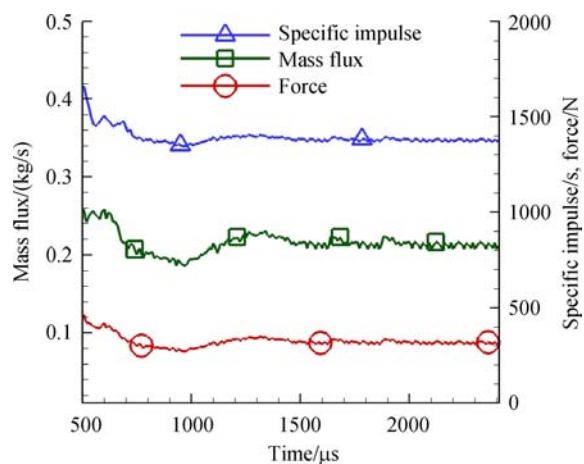


图7 CRDE 的流量、推力和比冲随时间的变化 ($p_0 = 0.5$ MPa)

Fig. 7 Temporal variations of mass flux, force and specific impulse of CRDE ($p_0 = 0.5$ MPa)

表 1 显示了不同的来流总压下 CRDE 的流量, Laval 型喷注段的最大流量, 两者之比以及 Laval 型喷注段的壅塞比。从表中可以看到, 随着来流总压的增大, CRDE 的流量增大, 但是其与 Laval 型喷注段的最大流量的比值基本不变, 并且此值约等于 Laval 型喷注段的壅塞比。例如, 来

表 1 不同来流总压下 CRDE 的流量、Laval 型喷注段的最大流量、两者之比和 Laval 型喷注段的壅塞比

Table 1 CRDEs' mass flux, injection Laval nozzles' maximum mass flux, their ratios and choking ratios of injection Laval nozzle for different inlet total pressures

p_0/MPa	$\dot{m}/(\text{kg/s})$	$\dot{m}_{max}/(\text{kg/s})$	$\dot{m}/\dot{m}_{max}$	σ
0.5	0.1003	0.1153	0.8699	0.85~0.88
1	0.1979	0.2305	0.8586	0.85~0.88
2	0.3979	0.4610	0.8631	0.85~0.88

流总压为 2 MPa 时, CRDE 的流量与 Laval 型喷注段的最大流量的比值为 0.8631, 在 Laval 型喷注段的壅塞比范围内 0.85~0.88. 造成这一现象的原因是, 在燃烧室头部, 压强从来流总压下降至喷注段壅塞的临界压强所需的区域极短, 如图 3 所示, 基本可以忽略.

因此, CRDE 的流量可由下面公式进行估算

$$\dot{m} = \sigma \dot{m}_{\max} = \sigma K \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} A_{\text{throat}} \propto p_0 \quad (11)$$

不同来流总压下, CRDE 的流量跟随 Laval 型喷注段的最大流量线性增加, 而 Laval 型喷注段最大流量与来流总压成正比. 以上分析从理论上进一步解释了 CRDE 的流量与来流总压成正比的原因.

不同来流总压下, CRDE 的推力和比冲的变化如图 8 所示. 从图中可以看到, 推力和比冲均随着来流总压的增大而变大.

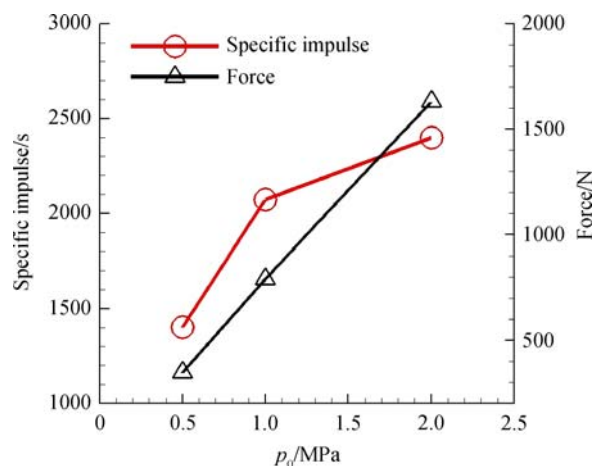


图 8 CRDE 推力和比冲随来流总压的变化

Fig. 8 Force and specific impulse variations with inlet total pressures

3 结 论

基于三维数值模拟, 本文对不同来流总压下 CRDE 的参数特性进行了分析, 得出如下结论:

1) 随着来流总压的变大, 爆轰波的压强峰值也变大; 但是由于爆轰波的自维持和自适应特性, 燃烧室头部 Laval 型喷注段的壅塞比基本不变. 在燃烧室头部, 不同来流总压下, 可燃气体始终以亚声速喷入燃烧室.

2) 随着来流总压的增大, 燃烧室内流场的平均压强显著增加, 但是其平均轴向速度变化不大; 在不包含爆轰波后的下游区域, 燃烧室内流场的

平均压强基本不变, 其平均轴向速度的增加是斜激波和稀疏波共同作用的结果.

3) 随着来流总压的增大, CRDE 的流量、推力和比冲均随之增大. 然而, 不同来流总压下, CRDE 的流量与 Laval 型喷注段最大流量之不变, 且此值约等于 Laval 型喷注段的壅塞比. 由于 Laval 型喷注段最大流量与来流总压成正比, 以上分析从理论上进一步解释了 CRDE 流量与来流总压成正比的原因.

参考文献:

- [1] Bratkovich T E, Aarnio M J, Williams J T, et al. An introduction to pulse detonation rocket engines (PDREs) [R]. AIAA 97-2724, 1997.
- [2] Bykovskii F A, Vedernikov E F. Continuous detonation of a subsonic flow of propellant [J]. Combustion Explosion and Shock Waves, 2003, 39(3): 323-334.
- [3] Bykovskii F A, Zhdan S A, Vedernikov E F. Continuous spin detonations [J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(6): 1204-1216.
- [4] Schwer D, Kailasanath K. Numerical investigation of physics of rotating-detonation-engines [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2195-2201.
- [5] Davidenko D M. Numerical simulation of H_2/O_2 continuous spin detonation with a detailed chemical mechanism [R]. California, US: 21st International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2011.
- [6] Hishida M, Fujiwara T, Wolanski P. Fundamentals of rotating detonations [J]. Shock Waves, 2009, 19(1): 1-10.
- [7] 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.
- [8] 王健平, 石天一, 王宇辉, 等. 连续旋转爆轰发动机的实验研究 [C] // 第十四届全国激波与激波管学术会议论文集. 黄山: 中国力学学会, 2010: 181-184.
- [9] SHAO Yetao, WANG Jianping. Change in continuous detonation wave propagation mode from rotation detonation to standing detonation [J]. Chinese Physics Letter, 2010, 27(3): 034705. 1-034705. 4.
- [10] 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)
- [11] SHAO Yetao, LIU Meng, WANG Jianping. Continuous detonation engine and effects of different types of nozzle on its propulsion performance [J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2010, 23(6): 647-652.
- [12] 周蕊, 王健平. 连续旋转爆轰发动机热力学性质的数值模拟 [J]. 航空动力学报, 2011, 26(1): 16-24.

- ZHOU Rui, WANG Jianping. Numerical investigation of thermodynamic performance on continuously rotating detonation engines[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(1):16-24. (in Chinese)
- [13] 唐新猛,王健平,邵业涛. 连续旋转爆轰波在无内柱圆筒内的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2013, 28(4):792-799.
TANG Xinmeng, WANG Jianping, SHAO Yetao. 3-D simulation of rotating detonation wave in combustion chambers without inner wall[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(4):792-799. (in Chinese)
- [14] 刘世杰,林志勇,孙明波,等. 旋转爆轰波发动机二维数值模拟[J]. 推进技术, 2010, 31(5):634-640.
LIU Shijie, LIN Zhiyong, SUN Mingbo, et al. Two-dimensional numerical simulation of rotating detonation wave engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(5):634-640. (in Chinese)
- [15] Liu S J, Lin Z Y, Liu W D, et al. Experimental and three-dimensional numerical investigations on H_2 /Air continuous detonation wave[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers; Part G Journal of Aerospace Engineering, 2013, 227(2):326-341.
- [16] 姜孝海,范宝春,董刚,等. 旋转爆轰流场的数值模拟[J]. 推进技术, 2007, 28(4):403-407.
- JIANG Xiaohai, FAN Baochun, DONG Gang, et al. Numerical investigation on the flow field of rotating detonation wave[J]. Journal of Propulsion Technology, 2007, 28(4):403-407. (in Chinese)
- [17] ZHANG Xudong, FAN Baochun, PAN Zhenhua, et al. Experimental and numerical study on detonation propagating in an annular cylinder[J]. Combustion Science and Technology, 2012, 184(10/11):1708-1717.
- [18] 马虎,封锋,武晓松,等. 压力条件对旋转爆震发动机的影响[J]. 弹道学报, 2012, 24(4):94-98.
MA Hu, FENG Feng, WU Xiaosong, et al. Effect of pressure condition on rotating detonation engine[J]. Journal of Ballistics, 2012, 24(4):94-98. (in Chinese)
- [19] 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.
- [20] 武丹,王健平. 粘性及热传导对于爆轰波的影响[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]. Journal of Applied Mechanics, 2012, 29(6):630-635. (in Chinese)

(编辑:陈 越)