

# 喷管对脉冲爆轰发动机性能的影响<sup>1)</sup>

李旭东<sup>2)</sup> 王 春 姜宗林

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190)

**摘要** 采用热力学循环分析方法, 从理论上推导了脉冲爆轰发动机 (pulse detonation engine, PDE) 不完全膨胀条件下的热效率公式, 并定量考察了不同燃烧室初始温度下热循环效率随出口压力比的变化, 研究表明气体膨胀越完全, 工质的热循环效率越高. 应用数值模拟方法分别研究了收缩-扩张喷管和扩张喷管, 比较了它们对 PDE 推力和比冲的影响, 考察了它们在 PDE 各个循环阶段的作用. 此外, 还分析了收缩-扩张喷管收缩段引起的反射激波的影响, 理论上反射激波会降低 PDE 热循环效率和比冲, 但当反射激波马赫数小于 1.5 时, 对 PDE 热循环效率的影响很小, 其正面作用占优.

**关键词** 脉冲爆轰发动机, 热循环分析, 喷管, 激波反射, 计算流体力学

中图分类号: O381 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2011)01-0001-10

## 引 言

脉冲爆轰发动机 (pulse detonation engine, PDE) 是一种新型的吸气式推进装置. 它利用爆轰波后瞬间产生的高温高压气体膨胀做功而产生推力. 与传统推进装置相比, PDE 具有热效率高<sup>[1]</sup>、结构简单的优点. 自概念问世以来, 人们对 PDE 进行了大量实验方面和理论方面的研究<sup>[2]</sup>. 在研究初期, 由于人们对爆轰现象的本质理解不够, 导致 PDE 的研究屡受挫折. 现在 PDE 的研究已经获得了很大进展, 许多科研单位都建立了自己的脉冲爆轰推进实验装置<sup>[3-5]</sup>, 但是离工程应用水平还有一定距离.

作为一种运行于非定常态的推进装置, PDE 异于传统的发动机, 人们对其工作特性尚不完全清楚. 在进气道、尾喷管等性能增强装置的构型选择上, 也没有明确的指导原则. 目前实验都在地面进行, 其来流条件与 PDE 真实工况有着显著的差异. 而许多数值模拟研究, 仅仅局限于 PDE 的局部装置如燃烧室; 或者局限于特定的来流条件, 无法给出一般意义下的结果<sup>[6]</sup>. 随着人们对爆轰现象认识的不断深入, 从理论上给出 PDE 系统性能的定性描述, 研究 PDE 系统性能的原则是非常有意义的工作.

在分析 PDE 系统性能方面, 主要有两种研究思路. 一种是分析燃烧室的波系运动, 建立 PDE 工作

过程中的近似模拟. 这种方法应用推力面上的压力积分来计算推力, 并给出了推力的半封闭解, 但是目前的工作仅仅限于直管道 PDE<sup>[7]</sup>. 另一种方法是 Heiser 和 Pratt<sup>[1]</sup> 发展的热力学循环分析. 它着眼于 PDE 工质的热力学循环过程, 给出热力学循环效率, 再依据能量守恒定律给出比冲的计算方法. 这种分析方法避开了在复杂流场所带来的分析困难, 抓住了 PDE 能量转化的本质, 得到的结论更具有普遍意义. 本文将采用后一种方法, 来阐述提高 PDE 系统性能的途径, 并考察不同喷管对 PDE 系统性能的影响.

## 1 热循环分析

### 1.1 PDE 物理模型

本文中简化 PDE 推进系统为图 1 所示, 是一个以氢气-空气为燃料的 PDE 模型. 空气来流在进气道中被压缩, 并在贮室内与燃料充分混合; 当阀门

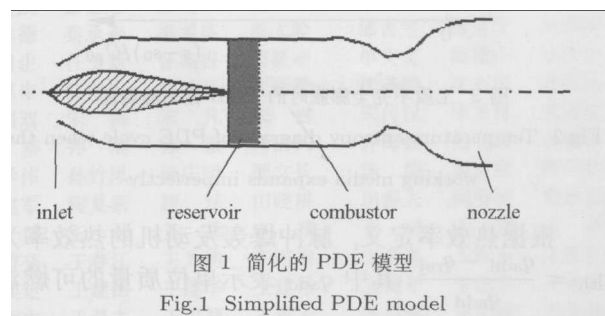


图 1 简化的 PDE 模型

Fig.1 Simplified PDE model

2009-12-14 收到第 1 稿, 2010-03-09 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金重点项目资助 (10632090).

2) E-mail: lixudo@gmail.com

打开时, 氢气-空气混合物进入燃烧室; 经过爆轰过程, 混合物的压力和温度极大地提高; 然后高压气体在喷管中膨胀, 从而达到将热能转化为气流动能的目的。

### 1.2 不完全膨胀时的热循环效率

经典的热循环分析, 总是假设 PDE 的工质理想地膨胀到环境压力, 但这种情况在实际工作环境中很难达到. 当工质的出口压力高于环境压力的时候, 其不完全膨胀的 PDE 循环的温熵图如图 2 所示. 图中 0 表示来流的热力学状态, 1 表示燃烧室在充气结束时的热力学状态. 在 0—1 过程中, 温度为  $T_0$  的来流在进气道中被激波串压缩, 经历一个熵增过程. 在一个循环周期内由于燃烧室入口阀门的关闭时间长于开启时间, 所以可以近似认为气体在贮室内呈滞止状态. 阀门开启之后, 贮室向燃烧室充气, 充气后燃烧室静温为  $T_1$ . 假定 1—4 过程是一个 ZND 的爆轰过程: 气体首先被前导激波压缩 (1—2a), 然后发生化学反应 (2a—4). 点 4 为爆轰 CJ 点, 而 1—4 过程中曲线的隆起是因为考虑了 ZND 爆轰波结构中温度极值的存在<sup>[8]</sup>. 爆轰波后的气体经过等熵膨胀喷出喷管, 图中  $f$  表示喷管出口的热力学状态. 当燃烧室内的气体未经完全膨胀而排出 PDE 时, 设其出口压力为  $P_f$ . 为了方便计算热效率, 在图 2 上添加一个虚构的  $f$ — $e$  过程, 这个过程中, 燃烧室气体继续膨胀到环境压力  $P_e$ , 由一个  $e$ —0 过程封闭温熵图.

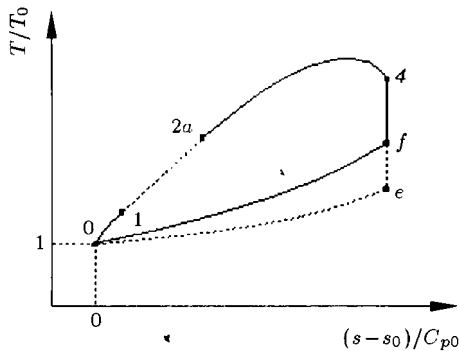


图 2 工质不完全膨胀时的 PDE 循环温熵图

Fig.2 Temperature-entropy diagram of PDE cycle when the working media expands imperfectly

根据热效率定义, 脉冲爆轰发动机的热效率为  $\eta_{th} = \frac{q_{add} - q_{rej}}{q_{add}}$ , 其中  $q_{add}$  表示单位质量的可燃混合气完全燃烧放出的热能, 而  $q_{rej}$  表示由喷管出口气体带走的热能. Heiser 和 Pratt<sup>[1]</sup> 利用爆轰波前后的热力学状态关系, 首先得到了 PDE 的热效率解析

表达, 但是 Heiser 假设爆轰波前后的气体常数没有变化; 其后 Wu 等<sup>[9-10]</sup> 给出了考虑气体常数变化的热效率公式, 但仍然没有考虑不完全膨胀的影响. 现设不完全膨胀时喷管出口温度为  $T_f$ , 初末态的温度之比  $\frac{T_f}{T_0} = \frac{T_f T_e}{T_e T_0}$ . 方便起见, 本文记无量纲喷管出口压力为  $\pi = \frac{p_f}{p_e}$ . 从 0 到  $e$  的每个热力学过程都有解析描述, 重复热循环效率计算过程<sup>[10]</sup>, 就得到了 PDE 工质在出口气体膨胀不完全时的热循环效率

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\bar{q}} \left[ \pi^{\frac{\gamma_2-1}{\gamma_2}} \frac{\gamma_1-1}{\gamma_2-1} \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2 \cdot \frac{1}{M_D^2} \left( \frac{1+\gamma_1 M_D^2}{1+\gamma_2} \right)^{\frac{\gamma_1+1}{\gamma_2}} \psi^{1-\frac{\gamma_2-1}{\gamma_1-1} \frac{\gamma_1}{\gamma_2}} - 1 \right]$$

$$M_D^2 = \frac{\gamma_2^2 - \gamma_1}{\gamma_1^2 - \gamma_2} + \frac{\gamma_2^2 - 1}{\gamma_1^2 - 1} \frac{\bar{q}}{\psi} + \sqrt{\left( \frac{\gamma_2^2 - \gamma_1}{\gamma_1^2 - \gamma_2} + \frac{\gamma_2^2 - 1}{\gamma_1^2 - 1} \frac{\bar{q}}{\psi} \right)^2 - \frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2}}$$

其中,  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  分别表示燃烧前和燃烧后混合物的绝热指数,  $\psi = \frac{T_1}{T_0}$  为燃烧室气体的初始温度和来流气体静温之比.

得到了  $\eta_{th}$  之后, 即可根据能量守恒定律得到推力值和比冲. 推力为

$$F = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) u_3 - \dot{m}_a u_0 \approx \dot{m}_a (\sqrt{u_0^2 + 2\eta_{th} \bar{q}} - u_0)$$

其中忽略了氢气的质量流率. 对于比冲按定义有

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}_f g} = \frac{\sqrt{u_0^2 + 2\eta_{th} \bar{q}} - u_0}{fg}$$

式中  $f$  为燃料与空气的质量流率之比.

为了较真实地模拟 PDE 的工作环境, 本文取海拔高度 9.3km,  $Ma = 2.1$  的来流作为 PDE 的工况. 此时来流  $u_0 = 636 \text{ m/s}$ ,  $T_0 = 226 \text{ K}$ ,  $p_0 = 0.26 \times 10^5 \text{ Pa}$ . 化学平衡分析<sup>[11]</sup> 给出当量氢气-空气混合物燃烧前后  $\gamma_1 = 1.4$ ,  $\gamma_2 = 1.18$ , 燃料-空气混合物的无量纲热值  $\bar{q} = 22.47$ . 在此运行条件下, PDE 热循环效率  $\eta_{th}$  与喷管出口压力比  $\pi$  的关系如图 3 所示, 基于燃料的比冲  $I_{sp}$  与喷管出口压力比  $\pi$  的关系如图 4 所示. 容易看出, PDE 热循环效率是随着出口压力的降低而增加的. 在理想情况下 ( $\pi = 1$  时), 出口气体得到完全膨胀, 气体温度最大限度降低, 气体的热能最大限度地转化为气体的动能, 从而达到了最高的热循环效率. 在本文选取

的 5 个燃烧室初始温度下，PDE 的热循环效率和比冲（基于燃料）都随着出口压力的升高而降低。在燃烧室初始温度比较高 ( $\psi = 3.5$ )、出口压力为环境压力 10 倍时，PDE 的热循环效率只有完全膨胀 ( $\psi = 1.0$ ) 时的 55%，而比冲只有完全膨胀时的 68%。在 PDE 适应的来流 Mach 数范围内，仅仅通过进气道压缩很难将燃烧室温度提高到 3.5 倍来流静温，而只在 1~2 倍之间。这种情况对应着图 4 和图 5 中  $\psi = 1.5$  的曲线。比较  $\pi = 1$  和  $\pi = 10$  的情况，不难发现，在低燃烧室初始温度下，出口压力对热循环效率和比冲有更大的影响， $\pi = 10$  时的热循环效率只有完全膨胀时的 15%，而比冲仅为 26%。这也从另外一个方面印证，提高燃烧室初始温度对于 PDE 是十分重要的，在一定程度上可以弥补由于气体不完全膨胀而带来的负面效应。

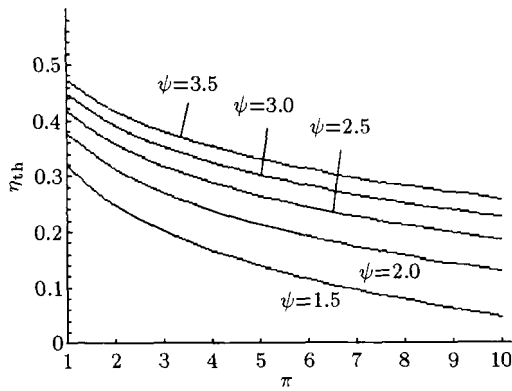


图 3 工质不完全膨胀时热循环效率  $\eta_{th}$  与出口压力比  $\pi$  的关系  
Fig.3 Relationship between  $\eta_{th}$  and exit pressure  $\pi$  when the working media expands imperfectly

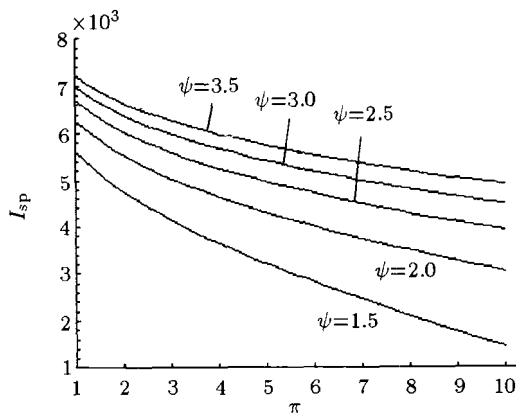


图 4 工质不完全膨胀时基于燃料的比冲  $I_{sp}$  与出口压力比  $\pi$  的关系

Fig.4 Relationship between fuel-based  $I_{sp}$  and exit pressure  $\pi$  when the working media expands imperfectly

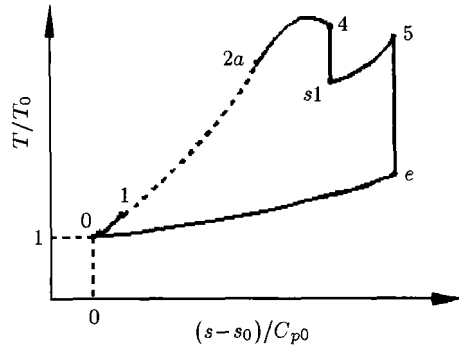


图 5 爆轰波后气体经历激波压缩的温熵图

Fig.5 T-S diagram of the gas behind the detonation wave when it is compressed by shockwave again

通常情况下，爆轰波后稀疏波区域长度约为波阵面至封闭端距离的一半 [12]，而在这个区域中气体处于高温高压状态。如果爆轰管尾端没有膨胀装置，那么 PDE 大部分气体由于来不及膨胀，会在高温高压状态下以极低的动能转化率喷出管口，从而导致热效率和推力的降低。为了尽量提高 PDE 系统性能，一个设计良好的膨胀装置是不可缺少的。

### 1.3 爆轰波后流场内激波的影响

在很多情况下，PDE 内的爆轰波后不可避免地出现激波。例如，采用收缩-扩张喷管后，在喷管喉道处将产生反射激波。当爆轰产物被反射激波再次压缩，这部分工质的热循环路径将发生变化，图 5 表示了这一过程。

其中点 4 为爆轰后 CJ 状态。气体在等熵膨胀（未达到完全）到状态点  $s_1$  后经历激波过程达到状态点 5。与标准的 PDE 热循环过程相比，4—e 成为不等熵膨胀过程， $\frac{T_e}{T_4}$  将发生变化。4—e 过程的熵增为

$$\Delta S = S_2 - S_1 = C_{p4} \ln \frac{T_e}{T_4} - R_4 \ln \frac{p_e}{p_4}$$

对两边取指数，并经过简单的代数运算，得到

$$\frac{T_e}{T_4} = \kappa \left( \frac{p_e}{p_4} \right)^{\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2}}$$

其中  $\kappa = \exp \left( \frac{\Delta S}{C_{p4}} \right)$  定义为膨胀影响因子。 $\kappa$  的物理意义在于，当膨胀过程为非等熵 ( $\Delta S > 0$ ) 时， $\kappa > 1$ ，喷管出口温度会高于等熵膨胀的情况，出口气体带走的热能增加，使热循环效率下降。此条件下的热循环效率为

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\bar{q}} \left[ \kappa \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_2 - 1} \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right)^2 \right]$$

$$\frac{1}{M_D^2} \left( \frac{1 + \gamma_1 M_D^2}{1 + \gamma_2} \right)^{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_2}} \psi^{1 - \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_1 - 1} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} - 1}$$

研究表明爆轰波后气体的熵增对 PDE 的工作效率不利. 假设 4—5 过程中某流体质团经历了马赫数为  $M_r$  的反射激波的作用, 则

$$\Delta S = C_{p4} \ln \frac{T_5}{T_{s1}} - R_4 \ln \frac{p_5}{p_{s1}}$$

而  $\frac{p_5}{p_{s1}}$  和  $\frac{T_5}{T_{s1}}$  都可以通过激波关系式写成  $M_r$  的函数, 所以最终有

$$\kappa = \frac{(\gamma_2 + 1)M_r^2 + 2}{M_r^2(\gamma_2 + 1)} \left[ 1 + \frac{2\gamma_2(M_r^2 - 1)}{\gamma_2 + 1} \right]^{\frac{1}{\gamma_2}}$$

在  $\gamma_2 = 1.18$  的情况下,  $\kappa$  与  $M_r$  的关系如图 6.

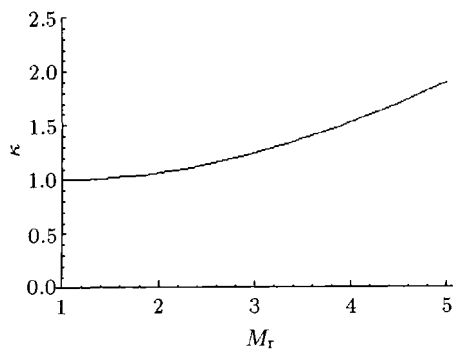


图 6  $\kappa$  与  $M_r$  的关系

Fig.6 Relationship between  $\kappa$  and  $M_r$

应用前述飞行工况, 对于不同的  $\kappa$ , 图 7 表示了不同马赫数反射激波条件下 PDE 的热循环效率, 其中  $\kappa$  与反射激波马赫数  $M_r$  的对应情况如下:  $\kappa = 1.0$  对应等熵压缩,  $\kappa = 1.012$  对应  $M_r = 1.5$ ,  $\kappa = 1.058$  对应  $M_r = 2.0$ ,  $\kappa = 1.136$  对应  $M_r = 2.5$ ,  $\kappa = 1.243$  对应  $M_r = 3.0$ . 由图可以看到, 反射激波压缩过气团的做功效率会降低, 而且反射激波马赫数越大 (例如  $M_r = 3.0$ ) 时, 热效率降低越明显. 同时也可以看到, 反射激波只有在足够强的时候, 才

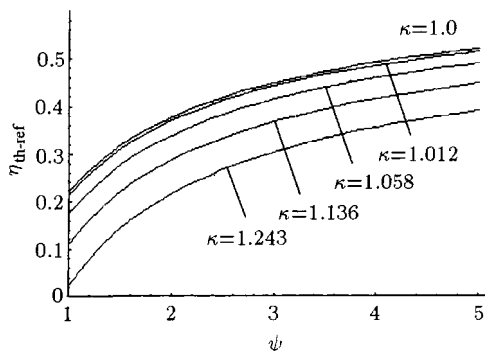


图 7 在不同的  $\kappa$  下 PDE 的热循环效率

Fig.7 Thermodynamic cycle efficiency of PDE under different  $\kappa$

会对热循环效率造成显著的影响. 当燃烧室内反射激波较弱时 ( $M_r < 1.5$ ), PDE 的热循环效率虽有下降, 但并不显著. 一般来讲, 反射激波在传播中由于波阵面的扩大而迅速弱化<sup>[13]</sup>, 所以其影响较小, 收缩-扩张喷管带来的热循环效率增益是总体上占优的. 对于比冲有同样的结论 (图 8).

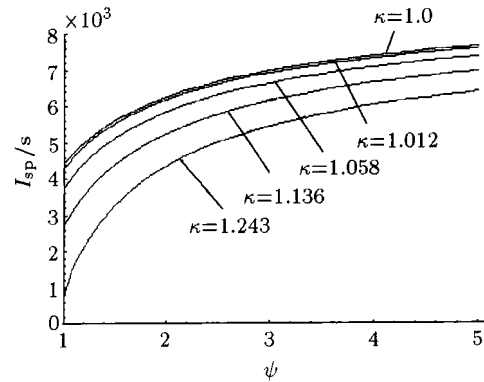


图 8 在不同的  $\kappa$  下 PDE 基于燃料的比冲

Fig.8 Fuel-based  $I_{sp}$  of PDE under different  $\kappa$

## 2 数值计算

理论分析表明 PDE 应用一个喷管使气体充分膨胀是十分有利的, 但是 PDE 的排气过程是一个非定常过程, 排气压力在随时间变化, 所以理论上描述某特定喷管的性能是困难的. 为了进一步考察喷管对 PDE 性能的影响, 本文采用 CFD 对 PDE 附加各种喷管时的工作过程进行了研究.

### 2.1 计算条件

本文计算中空间离散采用二阶精度的 MUSCL-Hancock 格式, 时间离散采用了一阶向前差分. 在求解局部 Euler 方程时使用 HLLC 近似黎曼求解器<sup>[14-15]</sup>, 化学反应源项采用基元反应模型. 计算区域如图 9 所示, 长 150 cm, 高 50 cm, 其中 PDE 的爆轰管长 50 cm, 直径  $d = 10$  cm, 喷管的长度为 15 cm. 计算区域采用了四边形网格划分.

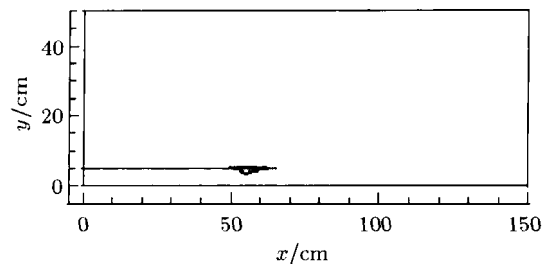
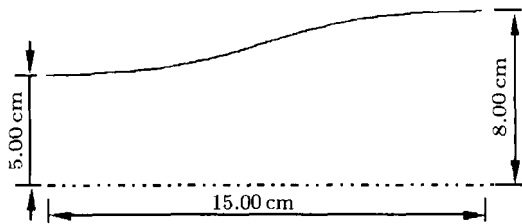


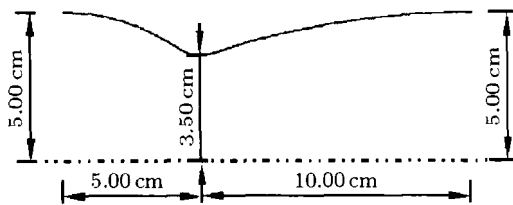
图 9 计算区域

Fig.9 Computational domain

本文采用了扩张喷管 (D-nozzle) 和收缩-扩张喷管 (CD-nozzle) 开展研究. 扩张喷管的几何参数如图 10(a) 所示, 它是由  $y = \tanh(x)$  在  $(-2, 2)$  之间的部分经过平移、拉伸而来; 收缩-扩张喷管的几何参数如图 10(b) 所示, 它是由 3 段圆弧拼接而成. 两个喷管型线在入口处和出口处的斜率都为 0.



(a) 扩张喷管  
(a) Divergent nozzle



(b) 收缩-扩张喷管  
(b) Convergent-divergent nozzle

图 10 喷管几何

Fig.10 Geometry of nozzles

本文把 PDE 一个热力学循环简化为充气、封闭和排气阶段. 设定充气时间  $\tau_{\text{refill}} = 1.8 \text{ ms}$ , 爆轰管封闭时间  $\tau_{\text{close}} = 1.9 \text{ ms}$ , 扫气时间  $\tau_{\text{purge}} = 0.3 \text{ ms}$ . PDE 爆轰管左边界根据 PDE 所处的循环阶段不同而有所变化. 在封闭阶段, 左边界为固壁; 在充气过程中, 左边界为入流边界, 充气的总压  $P_0 = 2.06 \times 10^5 \text{ Pa}$ , 总温为  $T_0 = 228 \text{ K}$ . 在充气阶段内充入预混的氢气-空气混合物, 而在扫气阶段充入空气. 在整个循环过程中,  $y = 0$  的位置为对称轴,  $x = 150 \text{ cm}$  和  $y = 50 \text{ cm}$  的边界为无反射边界条件. 本文的计算从充气阶段开始, 第 1 个循环开始时, 流场充满了静止的环境大气.

## 2.2 计算结果

### 2.2.1 流场特征

PDE 多次循环以后充气时燃烧室内部和喷管出口端附近流场与首次循环是不相同的, 尤其是燃烧室内的流动会对可燃气的热力学参数产生显著的影响. 所以在考察 PDE 系统性能时, 必须考虑多个循环 [9], 讨论其稳定后工作过程的结果才是有意义

的. 对于不同喷管, 本文取 8 个循环的计算结果进行分析. 图 11 显示了附加收缩-扩张喷管 PDE 在第 3 个循环的密度梯度场演化. 图 11(a) 为循环开始时刻 (充气阶段开始), 上一个循环扫气阶段中充入的空气已运动至  $x = 4.75 \text{ cm}$  处, 在这里形成一个接触间断, 同时上一个循环封闭阶段在喷管中形成的激波仍然存在. 此时喷管喉道仍处于壅塞状态 (图 13 中喷管喉道处的声速线存在于整个循环过程中), 形成了一个“气塞”, 有利于降低充气速度, 提高充气过程的热力学参数. 在充气过程中 (图 11(b)), 由于充气压力比爆轰管内压力高很多, 所以在充气过程中形成了一道激波.

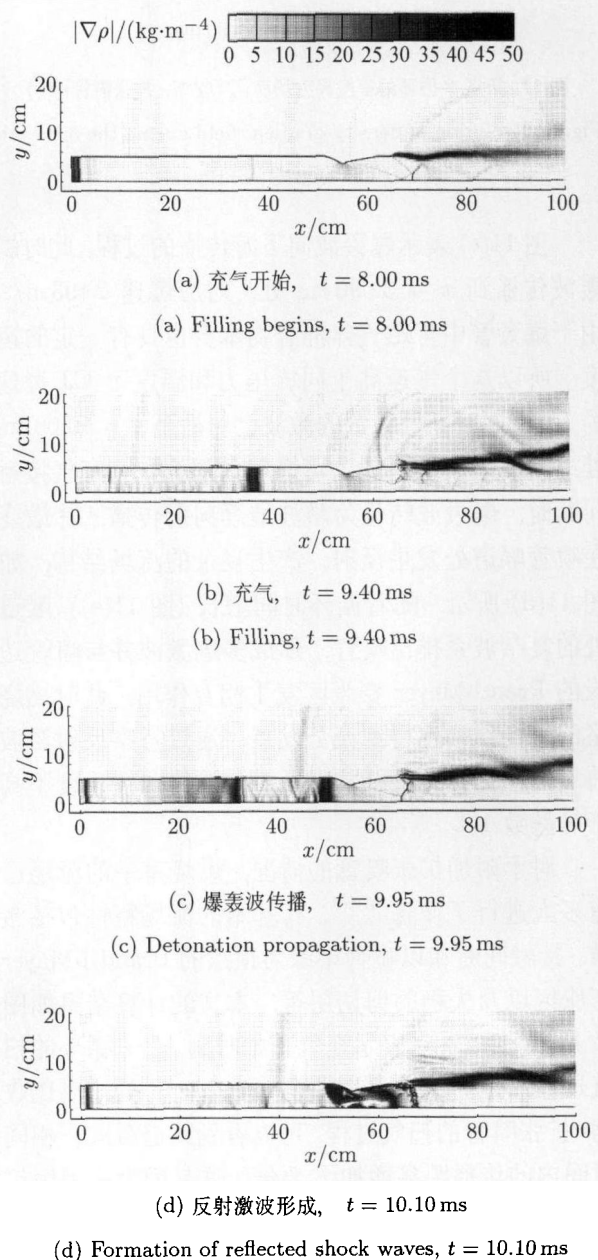


图 11 第 3 个循环的密度梯度场演化 (收缩-扩张喷管)  
Fig.11 Evolution of density-gradient field during the 3rd cycle  
(using CD-nozzle)

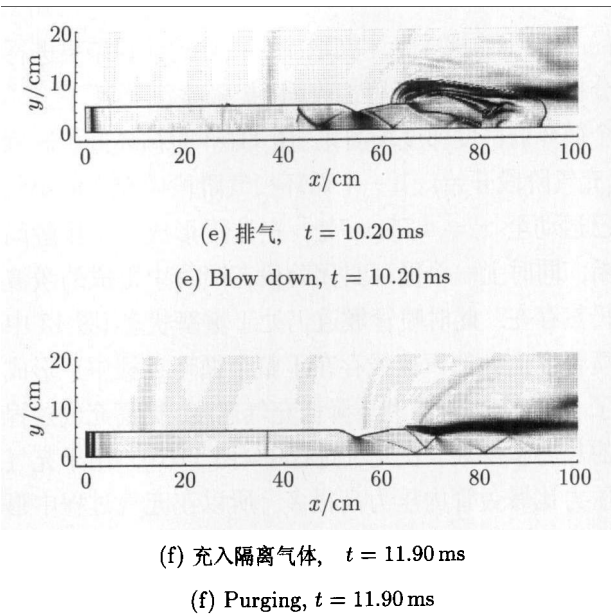


图 11 第 3 个循环的密度梯度场演化 (收缩-扩张喷管)(续)

Fig.11 Evolution of density-gradient field during the 3rd cycle (using CD-nozzle)(continued)

图 11(c) 表示爆轰波向下游传播的过程, 此时爆轰波传播到  $x = 32.90$  cm 处, 对应爆速 2193 m/s. 由于爆轰管中可燃气体混合物本身也具有一定的速度, 所以这个爆速高于同样压力和温度下 CJ 爆速约 10%. 同时充气导致的激波已传播至  $x = 50.00$  cm 处. 当爆轰波最终赶上可燃气体混合物-空气接触间断时, 爆轰波转化为激波继续向前传播, 并最终在喷管喉道处发生反射, 产生复杂的流场结构, 如图 11(d) 所示. 随着循环时间增长 (图 11(e)), 喉道处的复杂波系排出喷管, 形成多道激波并与喷管边缘的 Prandtl-Meyer 膨胀区发生相互作用, 此时燃烧室的流场结构也得到充分发展. 通过考察反射激波前后的压力比, 可以发现反射激波的传播速度不高于马赫数 1.3.

对于附加扩张喷管的情况, 燃烧室中的流场已有多人进行了计算<sup>[6,16]</sup>. 其基本的流场特性包括激波、接触间断和以喷管尾缘为顶点的 Prandtl-Mayer 膨胀区以及失稳的剪切层等. 本文的计算结果如图 12 所示. 图 12(a) 表示充气开始时刻, 上一循环的扫气过程产生的激波已运动至  $x = 17$  cm 处, 对比收缩-扩张喷管的扫气过程, 可以看到这道激波在相同时间内的传播距离增加了 2 倍. 这是因为在采用扩张喷管后, 排气过程末段的稀疏波产生了更强的抽吸作用. 图 12(b) 表示了 9 ms 时的燃烧室流场. 从左向右依次是可燃气体与空气的接触间断、充气产生的前导激波、扫气气流与燃烧产物的接触间断、燃烧产物与空气的接触面. 从充气前导激波的时刻

与位置, 再次看到了采用扩张喷管时, 可燃气体的速度大大高于应用收缩-扩张喷管的情况. 对于总温总压一定的来流气体, 速度越高, 气体温度和压力就越低. 所以充气速度过高对 PDE 性能是不利的. 图 12(c) 表示爆轰波在燃烧室中的传播, 此时充气气流在喷管出口处由于过度膨胀形成一道激波.

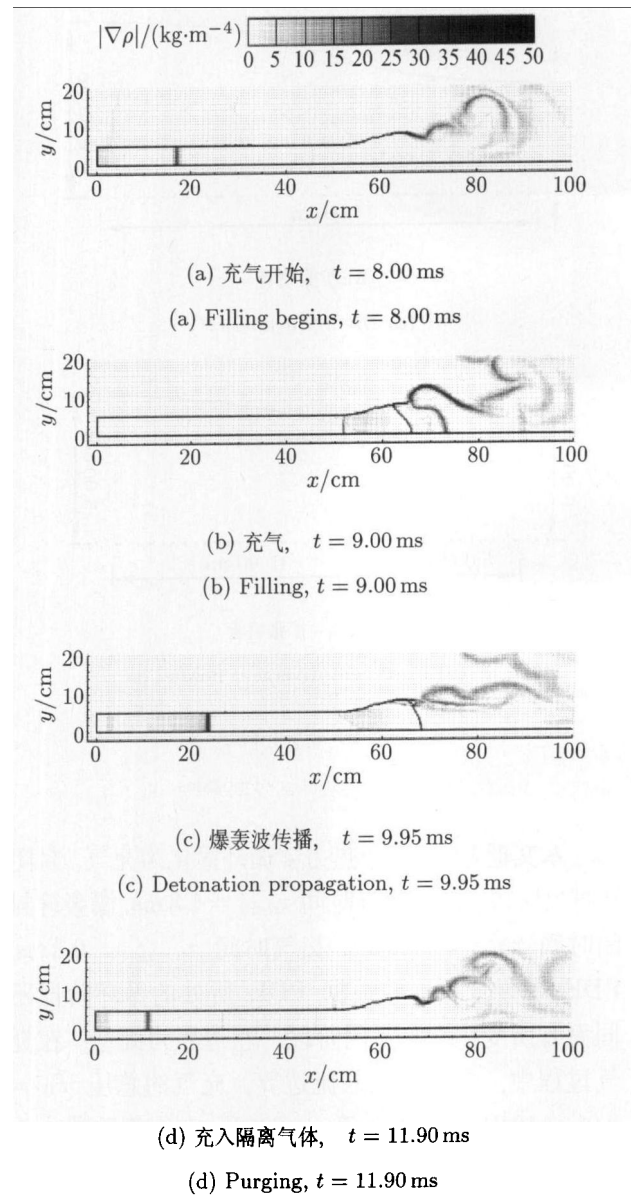


图 12 第 3 个循环的密度梯度场演化 (扩张喷管)

Fig.12 Evolution of density-gradient field during the 3rd cycle (using D-nozzle)

Eidelman 等<sup>[6]</sup>对锥形和钟型喷管进行了比较, 认为在相同来流条件下, 钟型喷管虽然推力最大值高于锥形喷管和收缩喷管, 但是随后也产生了较大的负推力. 本文研究表明, 由于 Eidelman 考虑的是单循环, 相当一个无限长时间的排气过程, 所以导致燃烧室内气体非定常膨胀过度, 产生较大负推力. 在 PDE 多循环运行过程中, 当燃烧室内压力低于一

定值，就应当进入下一个循环，从而有效地抑制负推力的作用时间。Yungster<sup>[16]</sup> 在多循环 PDE 数值模拟研究中也计算了锥形喷管和钟型喷管。他认为扩张喷管能在维持最高循环频率的同时，获得比直管道更高的比冲，其中采用钟型喷管后的比冲为直管道的 1.4 倍。所以本文以扩张类喷管的代表钟型喷管，通过与收缩-扩张喷管的比较，进一步给出它们的性能差别。

### 2.2.2 收缩-扩张喷管中反射激波的影响

采用收缩-扩张喷管时，爆轰波到达喉道处将产生反射激波。从燃烧室内的特征线图来考察反射激波对燃烧室内气体动力学过程的影响是很方便的。

取对称轴  $y = 0$  上在不同时刻的物理量，以  $(u + c, 1)$  作为速度矢量，得到的流线就是  $C^+$  特征线；用  $(u - c, 1)$  作为速度矢量，作出的流线就是  $C^-$  特征线。

图 13 给出了第 3 个循环的部分特征线，由图可以看出， $y = 0$  上的声速点一直位于  $x = 56 \text{ cm}$  处，偏向喉道下游。因为在多维收缩-扩张喷管流场中，声速线(面)是弯曲的，起于喉道上游壁面处，穿过喉道截面，与喷管轴线交于喉道截面下游<sup>[17]</sup>。在一个热力学循环中反射激波在爆轰管内来回反射了 4 次，但是声速线始终存在，说明喷管喉道始终处于壅塞状态，收缩-扩张喷管中始终保持着最大的体积流量。所以反射激波并没有降低燃烧产物的排出速率。此外通过考察反射激波前后的热力学参数，发现其马赫数都在 1.3 以下，说明反射激波对热循环效率的影响是有限的。

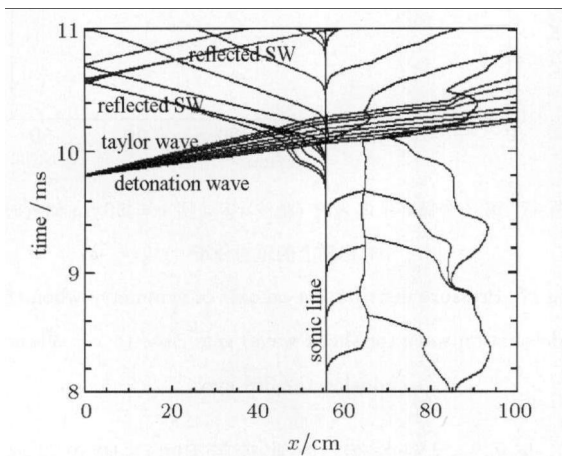


图 13 第 3 个循环中  $y = 0$  直线上的特征线图

Fig.13 Characteristic line on line  $y = 0$  during the 3rd cycle

### 2.2.3 喷管对系统性能的影响

采用推力面上的压力积分来统计瞬时推力

$$F(t) = \int_A [p(t) - p_a] n_x dS$$

然后通过时间平均得到循环内的平均推力

$$\bar{F} = \frac{1}{t_{\text{cycle}}} \int_{t_{\text{cycle}}} F(t) dt$$

图 14 表示采用 8 次循环，附加不同喷管时 PDE 平均推力和基于燃料的比冲。从图中可以看出，PDE 推力从第 3 个循环后已经基本平稳。首次循环中，附加扩张喷管所产生的平均推力和比冲都大于附加收缩-扩张喷管的 PDE；而以后的循环中，其平均推力和比冲都远远小于附加收缩-扩张喷管的 PDE。

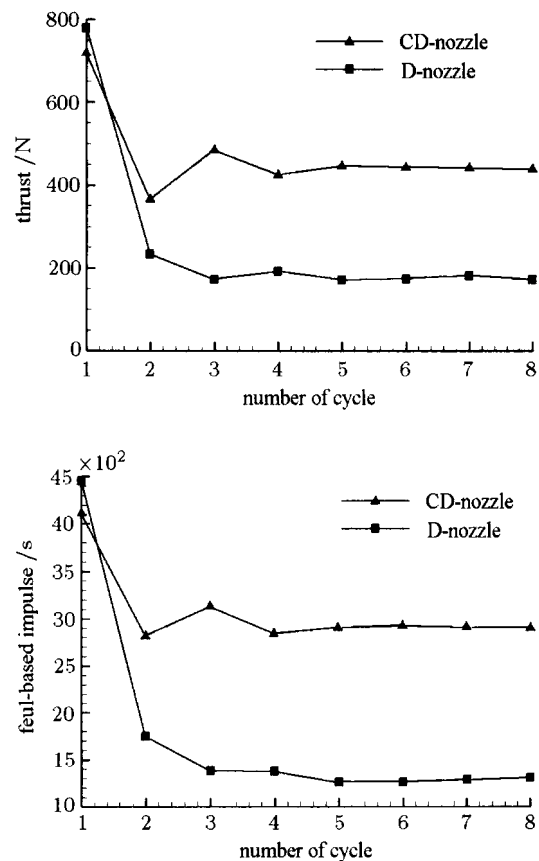


图 14 PDE 在不同喷管上的平均推力和平均比冲

Fig.14 Average thrust and impulse of PDE under different types of nozzle

进一步分析表明：首次循环中充气阶段喉道处产生的反射激波较强，压缩了燃烧室末端的气体混合物，使其平均温度和压力升高。当爆轰波传播到这个高压区时，爆速增高，在喉道导致了强烈的反射激波 ( $> 1.5 \text{ Mach}$ )，产生了很大的负推力 (图 15,  $t = 2 \text{ ms}$  处)。其次在首次循环中，PDE 吸入的可燃混合物较多，而 4 ms 的循环时间对于附加了收缩-扩张喷管的 PDE 是不能够满足让燃烧产物完全排出做功的，而对于扩张喷管，排气过程则能够迅

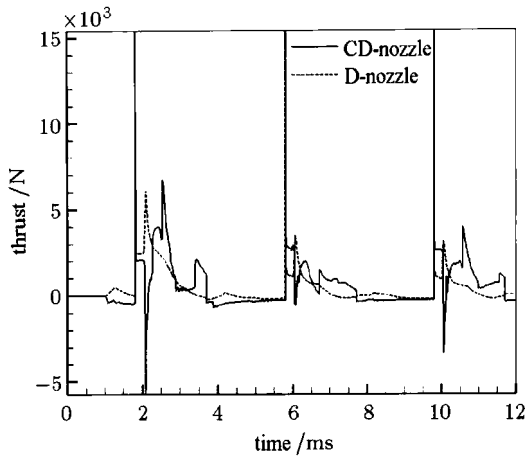


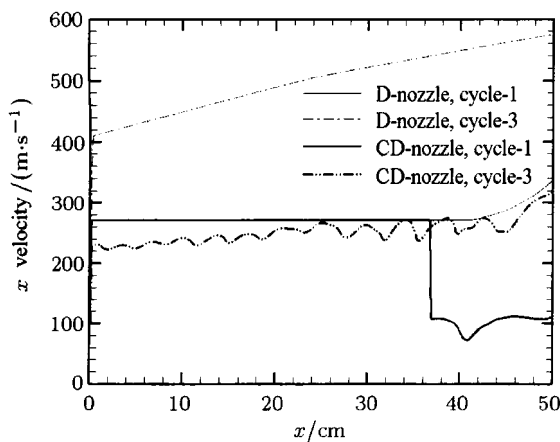
图 15 附加不同喷管时 PDE 前 3 个循环的瞬时推力曲线

Fig.15 Instantaneous thrust of PDE using different types of nozzle in the first 3 cycles

速完成. 这两种原因使得附加扩张喷管的 PDE 首次循环推力和比冲均高于附加收缩-扩张喷管的情况.

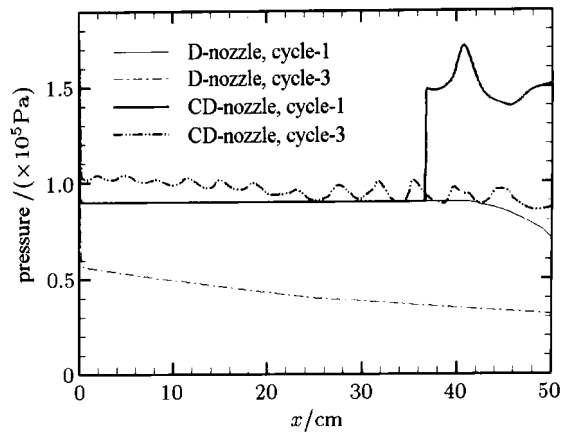
在随后的两个循环内, 附加扩张喷管产生的推力和比冲, 都低于附加收缩-扩张喷管的情形. 从图 15 中推力曲线变化看出, 采用扩张喷管时, 推力衰减相当快; 而采用收缩-扩张喷管时, 由于稀疏波无法通过喷管喉道处的声速面传入燃烧室中, 其推力曲线衰减相对缓慢. 另外, 虽然收缩-扩张喷管喉道的阻碍形成了一个推力谷底, 但是当反射激波传播到封闭端面之后, 又产生一个推力峰值, 它甚至高于高压高温气体通过扩张喷管时的推力峰值. 所以采用收缩-扩张喷管时能得到较高的推力.

此外, 充气过程中热力学参数较低, 也是导致扩张喷管比冲较低的原因. 在前 3 个循环中, 附加扩张喷管的 PDE 在相同的充气总压和总温下充气速度越来越高. 图 16 显示第 1 个和第 3 个循环轴线上速度和压力的对比, 第 3 个循环的充气速度高出



(a) 充气速度

(a) Fill-in velocity



(b) 充气压力

(b) Fill-in pressure

图 16 附加不同喷管时燃烧室内轴线上的充气参数

Fig.16 Fill-in parameters on axis of symmetry under different types of nozzle

第 1 个循环 0.5 倍以上, 而压力约为第 1 个循环的一半, 温度有类似的情况. 而采用收缩-扩张喷管时, 第 3 个循环的热力学参数和第 1 个循环非常接近: 速度相比略有下降, 压力相比略有上升. 而爆轰波后的热力学参数是随着波前参数非线性增长的, 这使得应用收缩-扩张喷管的 PDE 燃烧室压力几乎高出一倍 (图 17), 这大大提高了对外做功能力.

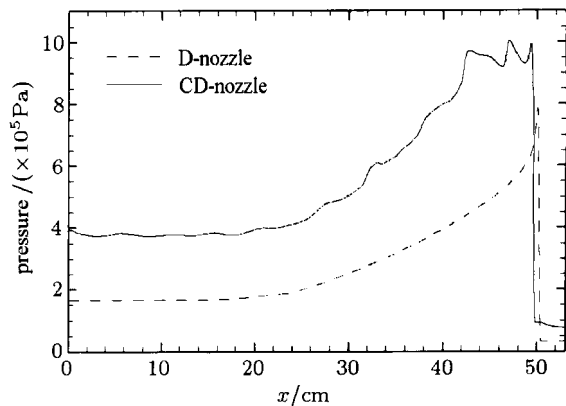


图 17 第 3 个循环中爆轰波 (激波) 运动到  $x = 50$  cm 附近时对称轴上的压力分布

Fig.17 Pressure distribution on axis of symmetry when the detonation wave (or shock wave) gets close to  $x = 50$  cm during the 3rd cycle

另外, 尽管收缩-扩张喷管和扩张喷管在提高 PDE 性能方面的表现有差别, 但是在加速出口气体方面, 都有着积极作用. 图 18 显示了第 3 个循环中的出口压力, 在燃烧室内激波冲出喷管口以后, 两种情况下的出口压力都降低至环境压力附近. 对于收缩-扩张喷管, 这自然是合理的; 对于扩张喷管,



由于燃烧室气体的排出是一个非定常的过程，高亚声速气体受到稀疏波作用，极易发展成超声速流动，这一点本文的计算结果也体现得十分明确。一旦扩张喷管中产生了超声速流动，对于热能向动能的转化是起积极作用的。

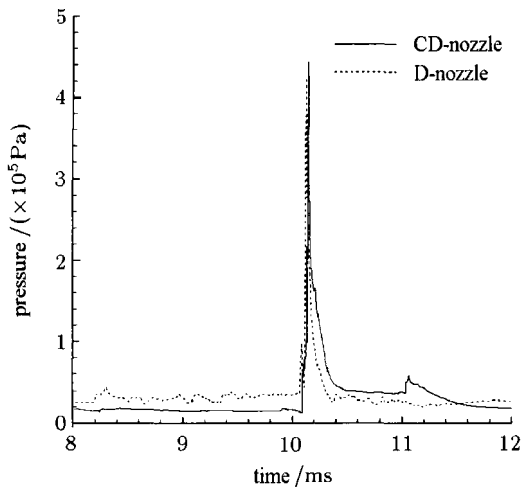


图 18 第 3 个循环的出口压力对比

Fig.18 Comparison of nozzle exit pressure during the 3rd cycle

### 3 结 论

本文应用理论分析研究了基于氢气 - 空气燃料的脉冲爆轰发动机在爆轰产物不完全膨胀时的热循环效率，并对影响工质膨胀的喷管，利用 CFD 技术进行了深入考察，获得如下进展：

(1) 定量研究了 PDE 的出口压力对热循环效率的影响。燃烧室内高温气体的充分膨胀是提高 PDE 热循环效率的有效方法，所以膨胀喷管对 PDE 是十分必要的。

(2) 理论分析和多循环数值模拟结果都表明，收缩 - 扩张喷管能够在充气过程中有效地提高可燃气的热力学参数，在排气过程中可以延缓推力衰减。相对于扩张喷管，收缩 - 扩张喷管可以在同等来流条件下使 PDE 获得更高的热循环效率和推力。

(3) 本文针对收缩喷管喉道产生反射激波的问题进行了理论分析和数值计算。分析结果表明：反射激波是降低 PDE 性能的，但喷管收缩段产生的反射激波 Mach 数都在 1.5 以下，对热循环效率产生的影响有限，对燃烧室动力学的影响也不明显。

### 参 考 文 献

1 Heiser WH, Pratt DT. Thermodynamic cycle analysis of pulse detonation engines. *Journal of Propulsion and Power*, 2002, 18(1): 68-76

2 Roy GD, Frolov SM, Borisov AA, et al. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 30(6): 545-672

3 李牧, 严传俊, 郑龙席等. 脉冲爆轰发动机喷管实验研究. *实验流体力学*, 2006, 20(3): 13-17(Li Mu, Yan Chuanjun, Zheng Longxi, et al. Experimental investigation on pulse detonation engine nozzles. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2006, 20(3): 13-17(in Chinese))

4 牟乾辉, 王超, 赵伟等. 液体燃料脉冲爆轰发动机模拟试验研究. 见: 第十届全国激波与激波管学术讨论会文集, 黄山, 2002 年 10 月. 285-289 (Mu Qianhui, Wang Chao, Zhao Wei, et al. Experiments of pulse detonation engine using liquid fuel. In: Proceedings of the 10th National Symposium on Shock Wave and Shock Tube Technology, Huangshan, October 2002. 285-289(in Chinese))

5 Cooper M, Shepherd JE. The Effect of Nozzle and Extension on Detonation Tube Performance. 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Indianapolis, Indiana, 7-10 July 2002, AIAA 2002-3628

6 Eidelman S, Yang XL. Analysis of the pulse detonation engine efficiency. AIAA 90-0460

7 Wintenberger E, Austin JM, Cooper M, et al. An Analytical Model for the Impulse of a Single-Cycle Pulse Detonation Engine. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, 19(1): 22-38

8 Fickett W, Devis WC. Detonation. California: University of California Press, 1979

9 Wu YH, Ma FH, Yang V. System performance and thermodynamics cycle analysis of air-breathing pulse detonation engines. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, 19(4): 556-567

10 Wu YH. System performance and thermodynamic cycle analysis of air-breathing pulse detonation engines. [PhD Thesis]. Harrisburg: Pennsylvania State University, 2002

11 McBride BJ, Gordon S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. NASA Reference Publication 1311, June 1996

12 Endo T, Fujiwara T. A simplified analysis on a pulse detonation engine model. *Trans Jpn Soc Aeronaut Space Sci*, 2002, 44(146): 217-222

13 Whitham GB. A new approach to problems of shock dynamics part i two-dimensional problems. *J Fluid Mech*, 1957, 2: 145-171

14 Toro EF. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics, 2nd ed. Berlin: Springer, 1999

15 Sun M, Takayama K. Conservative smoothing on an adaptive quadrilateral grid. *Journal of Computational Physics*, 1999, 150(1): 143-180

16 Yungster S. Analysis of nozzle effects on pulse detonation engine performance. AIAA 2003-1316

17 Ma FH, Choi JY, Yang V. Thrust chamber dynamics and propulsive performance of single-tube pulse detonation engines. *Journal of Propulsive and Power*, 2005, 21(3): 512-526

(责任编辑: 周冬冬)

## NOZZLE EFFECTS ON PERFORMANCE OF PULSE DETONATION ENGINES<sup>1)</sup>

Li Xudong<sup>2)</sup> Wang Chun Jiang Zonglin

(*Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences,  
Beijing 100190, China*)

**Abstract** Thermal efficiency of pulse detonation engines (PDEs) was formulated with thermodynamic cycle analysis when the exhaust flow is not perfectly expanded, the quantitative relation of PDEs thermal efficiency and nozzle exit pressure ratio was examined under different initial combustor temperature, the closer the exhaust pressure gets to ambient pressure, the higher efficiency PDE could achieve. Effects of the CD-nozzle and the D-nozzle on PDE performance are investigated by numerical simulations; the obtained thrust and impulse of PDE are compared with each other for different cases, and nozzle effects on each period of the PDE cycle are also investigated. In addition, the influence of reflected shock waves from the convergent section of a CD-nozzle is also studied to show that the reflected shock waves actually affect the thermodynamic cycle efficiency more or less, but when the shock Mach number is less than 1.5, PDE thermal efficiency reduction is quite slight and the positive effects of nozzle are dominated.

**Key words** pulse detonation engine, thermodynamic cycle analysis, nozzle, shock wave reflection, computational fluid dynamics

---

Received 14 December 2009, revised 9 March 2010.

1) The project supported by the State Key Programme of National Natural Science Foundation of China (10632090).

2) E-mail: lixudo@gmail.com