

文章编号:1000-8055(2012)11-2511-10

爆震发动机超声速进气道的非定常耦合流场数值研究

温玉芬, 谭慧俊, 张启帆, 程代姝

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016)

摘 要: 采用带化学反应的非定常数数值仿真方法, 对爆震发动机(PDE)内进气道、燃烧室、尾喷管的耦合流场进行了分析, 并着重研究了爆震压力波及其反射波对超声速进气道内流动结构的非定常干扰过程. 对比了 3 种进气道/燃烧室耦合方式下进气道流动特性的差异. 结果表明: 通过在燃烧室内填充以化学恰当比预混的燃料和氧化剂, 数值仿真可获得稳定自持的爆震波. 在爆震波压强作用下所产生的结尾波系和反射激波会发生耦合干扰作用, 它们在流道内的运动传播影响了结尾波系的前传幅度. 通过对比不同进气道/燃烧室耦合方式的流场特征发现: 采用突扩式进气道/燃烧室连接段可利用燃烧室头部固壁的阻碍以及其对爆震高压波的反射作用将大部分的压缩气体存储于燃烧室内, 进而减弱进气道与燃烧室之间的耦合干扰作用, 对提高进气道的工作稳定性有利. 另外, 内凹式燃烧室头部段的引入还为压缩气体提供了额外的存储空间, 故可以进一步缓冲爆震高压, 提高进气道的稳定工作裕度.

关 键 词: 超声速进气道; 脉冲爆震发动机; 耦合流场; 突扩式进气道/燃烧室连接段;
内凹式燃烧室头部

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Numerical investigation on unsteady flow structure in supersonic inlet coupled with pulse detonation engine combustor

WEN Yu-fen, TAN Hui-jun, ZHANG Qi-fan, CHENG Dai-shu

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The flowfield in a supersonic inlet coupled with a pulse detonation engine (PDE) combustor and nozzle was numerically studied by an unsteady CFD method involving chemical reactions. Emphasis was placed on the flow structure of the supersonic inlet which was unsteadily interfered by the detonation wave and its reflected shock. A comparison of the performances of the three models using different coupled methods was also conducted. Results indicate that by injecting premixed fuel and oxidant into the combustor, stable and self-sustaining detonation wave is successfully generated in the combustion process. Due to the pressure perturbation caused by the detonation wave, a shock system and a reflected shock are generated in the duct. Mutual interference between them is observed, and it is found that their transformation in the duct has affected the oscillatory amplitude of the shock system. By comparing the flow characteristics of the three models with different coupled methods, it is noted that due to the buffering effect of the combustor head wall and the

收稿日期: 2011-09-25

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20121115.1028.017.html>

基金项目: 创新基金子项目

作者简介: 温玉芬(1986—), 女, 广东茂名, 硕士生, 主要从事内流空气动力学的计算和实验研究.

effect brought by the reflected shock, the two models which employ the abrupt diverging conjunction of the inlet and the combustor are able to deposit a majority of the compressed air in the combustor, which in turn significantly weakens the interference between the inlet and the combustor and makes a contribution to the stability of the inlet. Furthermore, the concave combustor head introduced can accommodate an extra volume of the high density compressed air, which results in a further reduction of the detonation-induced pressure, and leads to a larger stability margin of the inlet for the pulse detonation engine.

Key words: supersonic inlet; pulse detonation engine; coupled flow field; abrupt diverging conjunction of the inlet and the combustor; concave combustor head

与常规的发动机不同,脉冲爆震发动机(PDE)的工作具有高度的非定常性^[1-4].爆震燃烧所产生的周期性压力振荡会向上游传播到进气道,使得其气流发生振荡.与此同时,在进气道内产生的流动振荡又会向下游传播,进而强化燃烧室的不稳定性^[5].进气道与燃烧室之间建立起来的这种反馈环可能会导致两者发生破坏性的耦合作用,从而使得发动机无法正常工作.至今为止,国内外已经有较多的研究者对PDE超声速进气道进行了数值仿真和实验研究,其中大部分的研究工作^[6-9]均是在进气道出口简单施加了正弦压力波扰动,结果获得了进气道内复杂的非定常流动现象.但由于这些研究所模拟的进气道出口反压与实际爆震燃烧所产生的复杂高压扰动具有很大的区别,因而其得到的进气道流动特性可能与真实的PDE进气道流动特性有较大的不同.后来,Venkata等人^[10]通过在某PDE二元超声速进气道出口喷射气流来模拟爆震管的工作.实验虽然获得了变化较为复杂的扰动反压,但其仍与实际爆震波扰动反压存在着一定的区别,且实验模拟的爆震波频率较低,最大仅为10 Hz.为了获得PDE进气道在真实爆震波作用下的流动特性,国内西北工业大学^[11]在某轴对称超声速进气道出口平面施加一实验获得的PDE爆震室头部表压,研究了进气道扩压段内结尾正激波的运动情况.然而,该研究将进气道与燃烧室相隔离,并未考虑两者的耦合作用.目前仅文献^[12-13]对无阀式PDE超声速进气道与燃烧室在点火条件下的耦合流场进行了研究,但该研究仅着重于分析PDE内的爆震波特性,尚未考虑耦合方式对进气道流动带来的影响.综上所述可以看出,目前国内外对无阀式PDE超声速进气道虽然开展了较多的研究,但针对其在爆震波作用下的研究还比较有限,尤其是对进气道/燃烧室的耦合流场研究还极为少见.

考虑到无阀式PDE进气道与燃烧室之间缺少缓冲下游爆震高压的机械隔离部件,点火起爆后爆震室内所形成的压力波会向上游回传,进而破坏进气道内的结尾波系,甚至在某些极限的情况下会导致进气道不起动.为此,有必要结合实际PDE点火、喷油等的需要,将PDE进气道与燃烧室进行耦合,研究其在爆震高压扰动作用下的流动结构及工作特性.

本文首先设计的工作马赫数为3的轴对称混压式超声速进气道,然后将其与简化的燃烧室、尾喷管进行耦合,采用带化学反应的非定常仿真方法,在燃烧室内模拟形成稳定自持的爆震波,以分析爆震压力波及其反射波对进气道内流动结构的非定常干扰过程,并进一步对比不同进气道/燃烧室耦合方式之间的差异.

1 研究对象

本文共设计了3种不同的进气道/燃烧室耦合方式,所采用的仿真对象包括了进气道、燃烧室、尾喷管在内的爆震发动机基本流道,且各气动部件均为轴对称形式,如图1所示.其中,方案1的进气道与燃烧室直接对连,其耦合方式简单,是本文研究中的基准方案.与基准方案不同,方案2和方案3的设计则与实际PDE更为接近,它们均引入了回流区设计,以满足喷油、掺混、点火以及维持稳定燃烧等的需要,其进气道出口通过突扩的方式与燃烧室耦合.

图2进一步给出了基准方案的关键设计参数.轴对称混压式进气道的设计马赫数为3,使用三锥外压缩方案,各级半锥角依次为10°,18°,27°.进气道唇罩捕获半径 R 为50 mm,喉道高度为0.17 R ,面积总收缩比约为0.33,进气道的总长度 L_{inlet} 为10.68 R .三种方案均采用等直燃烧室,喷管为收敛-扩张型式.但3种方案进气道亚

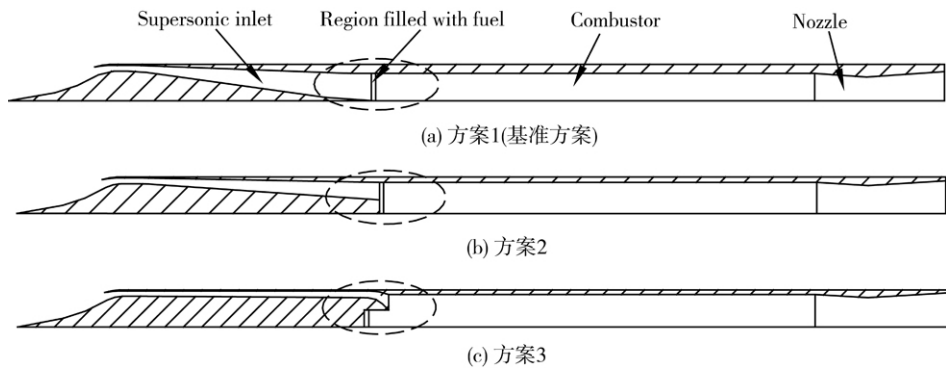


图 1 不同方案的计算模型

Fig. 1 Configurations of different computational models

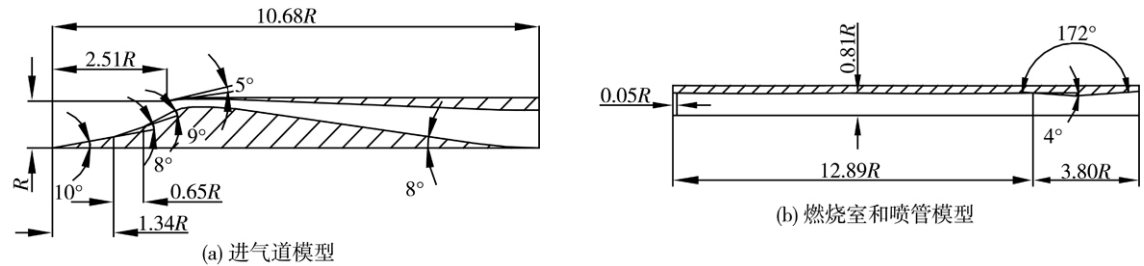


图 2 基准方案计算模型

Fig. 2 Computational geometry of the base model

声速扩压段的扩张角各不相同,分别为 8° , 4° , 0.4° ,且进气道出口面积与燃烧室横截面积之比也不相同,其对应值分别为:1.00,0.81,0.73.另外,在方案3中还进行了专门的回流区设计:燃烧室的头部向进气道中心体的尾部内凹,内凹段长度为 $0.7R$.

2 数值模拟方法

2.1 计算网格

由于计算模型为轴对称形式,故只对它们的

1 个剖面进行网格划分.在进行计算域选取时,在进气道的进口分别向上游和向外侧延长 R ,并在喷管出口向下游延长 $30R$,向外侧延长 $6R$ (如图3(a)所示).整个计算域采用结构化网格填充,网格单元总数约为 6.5 万.考虑到在超声速进气道内存在着激波/边界层相干涉现象,对进气道的近壁网格单元进行了加密,其大部分网格单元的 y^{+} 保持在 40 附近.燃烧室分为高温区和燃料区,其中高温区为爆震波的起爆区域,面积较小,网格布置也较为细密.基准方案的计算网格如图 3 所示.

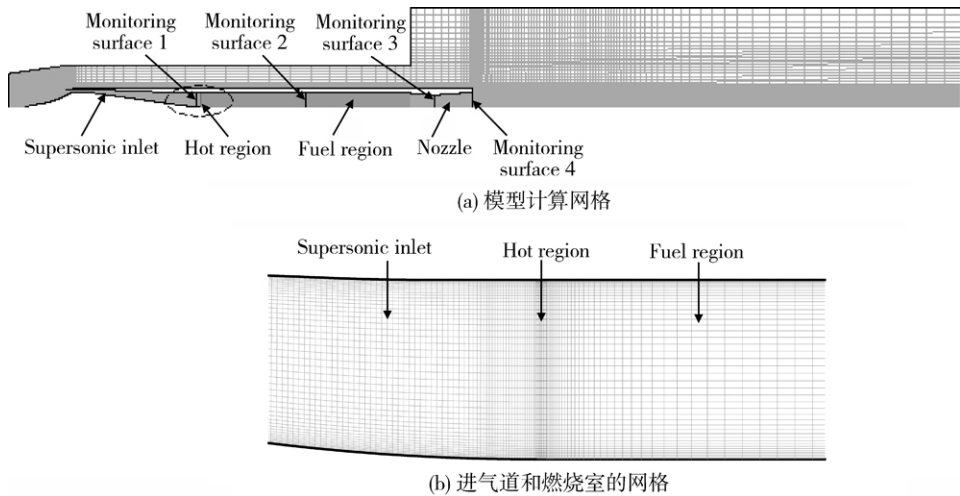


图 3 基准方案的计算网格

Fig. 3 Adopted computational grids of the base model

2.2 边界条件及计算设置

本文采用商业软件 FLUENT 进行仿真,使用了基于有限体积法的 N-S 方程求解器,其中无黏对流通量采用 Roe 平均方式进行 MUSCL (monotonic upstream-centered scheme for conservation laws) 插值,黏性通量采用 2 阶中心差分方式进行离散,时间推进采用隐式格式,湍流黏度采用 $k-\epsilon$ 模型计算.

仿真中,自由来流马赫数设为 3,来流静参数按照 10 km 高度标准大气(26500Pa)条件给定.同时,采用以化学恰当比预混的氢气、空气作为燃料和氧化剂填充于燃料区.为了能够成功地模拟起爆,并产生良好的爆震波,在燃烧室头部的高温区内填充以化学恰当比预混的高温高压氢气和氧气,其压强为 1 MPa,温度为 1500 K. 由于燃烧反应物的温度较高,其比定压热容以温度的多项式表示(见式(1)),式中各项系数根据文献[14]设定.

$$c_p = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + \cdots + a_n T^n \quad (1)$$

由文献[15]可知,爆震燃烧数值计算的时间步长由化学反应的特征时间决定,通常计算时间步长设定为化学反应特征时间的几分之一.根据阿累尼乌斯定律可计算得到在上述初始条件下氢气与氧气的化学反应特征时间约为 10^{-6} s 量级,因此本文选取的计算时间步长为 1×10^{-7} s.

为了获得流场内的一些参数变化规律,在流道内沿流向设置了 4 个监测面,它们分别位于进气道出口面上游附近($x_1 = 10.5R$)、燃烧室中部($x_2 = 17.2R$)、喷管喉道位置($x_3 = 25.1R$)、喷管出口处($x_4 = 27.4R$). 在实际的计算中,首先进行定常计算,然后在其流场基础上进行燃料和氧化剂的填充,最后再进行非定常计算.非定常计算开始即相当于直接进行了点火,可模拟实际过程中的直接起爆方式.

3 算例检验

采用上述仿真方法,对文献[7]中的 PDE 二元超声速进气道(见图 4)内的非定常流动现象进行了分析,并将仿真结果与实验结果进行了对照,以校验仿真手段的可靠性.在文献[7]的实验中,由于对进气道出口截面进行了周期性堵塞,进气道扩压段内产生了结尾激波串,并且该结尾激波串随着出口堵塞度的增大而持续向上游运动.因此,文献[7]中的实验结果可以用来校验研究 PDE 进气道的非定常仿真方法.

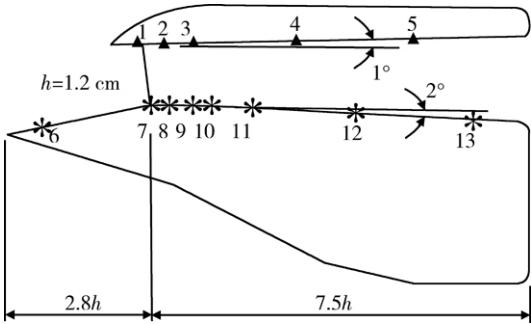


图 4 文献[7]中的二元超声速进气道
Fig. 4 Two-dimensional supersonic inlet in Ref. [7]

图 5 给出了自由来流马赫数为 2.5,攻角为 0° ,堵塞度为 32%,背压扰动频率为 15 Hz 的条件下,本文仿真与文献[7]实验获得的进气道下壁面沿程静压分布规律.图中纵坐标表示壁面静压,以来流总压对其进行无量纲化(表示为 p/p_0^*);横坐标表示沿流向的位置,以喉道高度对其进行无量纲化(表示为 x/h),并且以喉道位置为零点.图 5 表明无论从趋势上还是数值上来看,仿真结果均与实验结果吻合良好.特别是仿真获得的壁面沿程静压分布在后段出现了明显的上升,这表明仿真正确地捕捉到了位于扩压段尾部的结尾激波串.仅在 $x/h = 2$ 处,仿真数据与实验数据出现了一定的偏差,这可能是由于仿真仅对进气道的二维流场进行了数值模拟,忽略了实际中的三维效应所导致的.

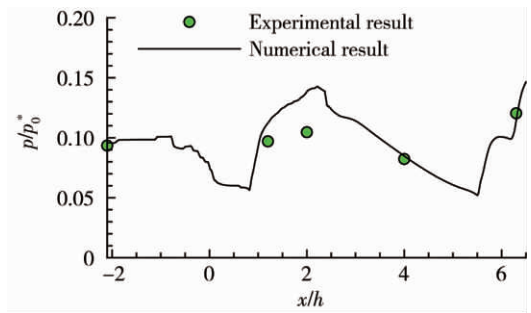


图 5 堵塞度为 32%时仿真和实验获得的下壁面沿程静压(p/p_0^*)对比($Ma = 2.5, f = 15$ Hz)
Fig. 5 Comparison of CFD and experimental wall pressure distributions at the blockage ratio of 32% ($Ma = 2.5, f = 15$ Hz)

另外,作者在文献[16]中还采用了与本文相同的仿真方法对 PDE 亚声速轴对称进气道在冷流和点火条件下的三维非定常流场进行了数值模拟.结果表明:数值仿真较好地模拟了实验中 PDE 进气道的出口压力条件,且其获得的进气道

内流动与实验基本一致. 综上可见, 本文所采用的非定常仿真方法可较准确地模拟进气道内的非定常流动.

4 结果与分析

4.1 基准方案的流动特性分析

仿真结果表明: 在点火($t=0$)后的极短时间内, 高温区内的气体迅速燃烧, 反应物开始不断地转化为燃烧产物. 已燃气体急剧膨胀, 并在火焰锋面上形成了高温高压波. 当 $t=0.05\text{ ms}$ 时, 已燃气体相对于未燃气体的静压比值为 25.6, 速度比值为 0.6. 根据文献[5]所述, 一般的爆震波已燃气体相对于未燃气体的静压比值为 13~55, 速度比值为 0.4~0.7. 可见, 本文非定常仿真得到的高压波特性符合一般爆震波的特征. 图 6 还进一步对比给出了基准方案监测面 2, 3, 4 上已燃气体相对于未燃气体静压比值(p/p_s)的时间历程. 可以看出, 受燃烧反应区的高压驱动, 燃烧室内所产生的高压波以高速向下游传播, 其速度约为 2590.67 m/s, 与文献[5]中氢气/空气混合物(初始压强为 0.2 MPa)所得到的 CJ(Chapman-Jouguet)波理论传播速度(1985.2 m/s)量级相当. 其中, 仿真值较理论值偏大, 这可能是由于本文非定常仿真的初始压强(为 1 MPa)较高且燃烧室头部(填充了氢气/氧气混合物)氧气浓度较大所导致的. 综上所述, 本文成功模拟了起爆过程并在燃烧室头部形成了爆震波.

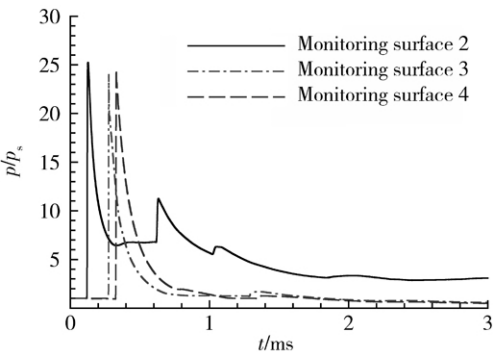


图 6 基准方案不同监测面的静压比值(p/p_s)时间历程

Fig. 6 Time histories of static pressure ratios on different monitoring surfaces of the base model

由于空气与燃烧产物之间形成了一个接触间断面, 且爆震波后气流马赫数非常低, 故自进气道进口源源不断地流进来的空气开始在接触间断面

上游堆积, 进而导致了进气道出口附近的静压迅速升高. 在该高压扰动作用下, 进气道扩压段内首先形成了一道结尾正激波. 随着时间的推移, 该结尾正激波逐渐向上游传播, 并与边界层发生作用, 从而逐渐衍变为莲藕状的激波串结构. 并且在结尾激波串逐渐向通道上游传播的同时, 爆震波也迅速向下游传播, 而后在喷管收敛段形成了一道反射激波. 该反射激波又逐渐向上游运动, 并对进气道内流动产生了较大的影响. 详细过程如下所述.

图 7 所示为结尾激波和反射激波起始位置随时间的变化关系. 图 8 则给出了各典型时刻流道内的静压等值图谱, 其中图 8(b)~图 8(g)分别与图 8(a)中所标示的 $b\sim g$ 位置相对应, 但时刻不同. 以上的图展示了反射激波不断地追赶扩压段内结尾波系并与之相互作用的过程, 该过程主要可以分为以下 3 个阶段: ①独立传播阶段($t=0.25\sim0.85\text{ ms}$, 见图 7 中 MA 段); ②相互干扰阶段($t=0.85\sim1.50\text{ ms}$, 见图 7 中 AB 段); ③合并运动阶段($t=1.50\sim3.00\text{ ms}$, 见图 7 中 BN 段).

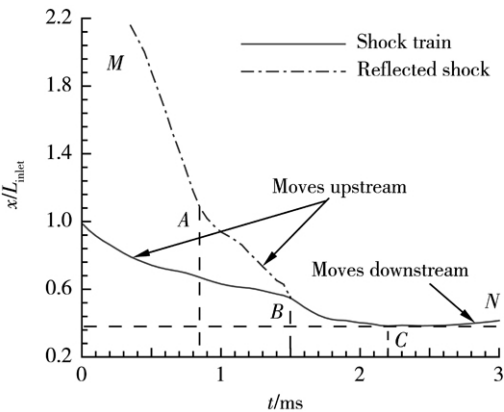


图 7 基准方案结尾波系和反射激波的位置(x/L_{inlet})时间历程

Fig. 7 Time histories of shock system and reflected shock positions of the base model

1) 独立传播阶段, $t=0.25\sim0.85\text{ ms}$: 由图 8(a)可以看出, 当 $t=0.25\text{ ms}$ 时, 爆震波已传播至喷管的收敛段. 由于流道的收缩作用, 随后($t=0.35\text{ ms}$)爆震波在喷管喉道处产生了一道反射激波. 该反射激波以高达 1203 m/s 的速度向上游传播, 约为结尾激波串运动速度(189 m/s)的 6 倍, 故反射激波不断地追赶上游的结尾激波串, 两者间距逐渐减小. 总的来看, 在该阶段, 反射激波尚未受到结尾激波串的明显影响, 其波面保持为平直状态(如图 8(c)), 即结尾激波串和反射激波的运动基本是相互独立的.

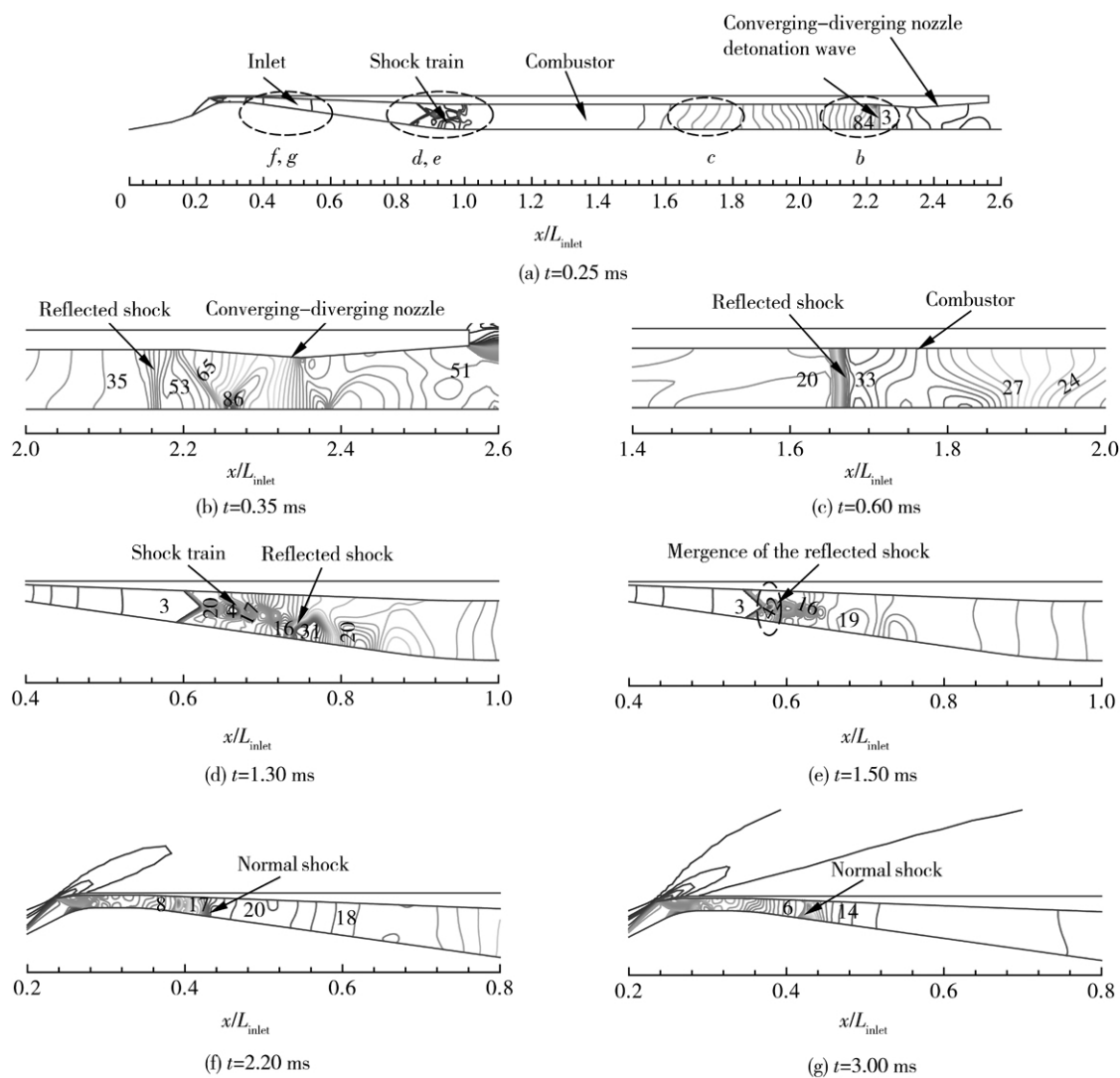


图 8 各典型时刻基准方案进气道的静压 (p/p_0) 分布

Fig. 8 Contour plots of static pressure of the base model at typical moments

2) 相互干扰阶段, $t=0.85\sim1.50$ ms: 随着时间的推移, 反射激波逐渐靠近扩压段, 并与结尾激波串发生相互干扰. 首先, 由于结尾激波串及边界层在通道内外侧分布不对称, 反射激波波面出现了明显的弯曲, 甚至在 $t=1.30$ ms 时刻, 其外侧部分脱离上壁面并向下壁面卷曲 (见图 8(d)); 并且受结尾激波串后部较高静压的影响, 反射激波前后的驱动压强差有所减小, 故其向上游运动的速度由原来的 $1\,203$ m/s 迅速下降至 382 m/s. 另一方面, 反射激波所导致的当地静压上升则不断推动着结尾激波串向上游运动, 但由于此时反射激波的运动速度仍较结尾激波串的运动速度要大, 故反射激波仍在追赶上游的结尾激波串. 最后, 当 $t=1.50$ ms 时, 反射激波传播至第 1 道交叉激波处 ($x/L_{\text{inlet}}=0.57$), 与结尾激波串完全合并 (对应于图 7 中的点 B).

3) 合并运动阶段, $t=1.50\sim3.00$ ms: 反射激波与结尾激波串合并后, 它们一起向上游运动, 其运动速度先快后慢 (见图 7 中 BC 段). 至 $t=2.20$ ms 时, 结尾激波串已衍变为 1 道结尾正激波, 且其运动速度降为 0, 此时它位于最上游位置 (对应于图 7 中的点 C). 随后, 在进气道出口的低压扰动作用下, 结尾正激波开始反向以较低的速度向下游运动 (即图 7 中 CN 段).

综上所述, 在本文的研究条件下, 数值仿真成功地模拟了爆震波的形成和传播过程, 并获得了在爆震扰动反压影响下进气道扩压段内结尾波系的衍化及其与爆震反射激波的相互作用过程, 这对于了解爆震发动机超声速进气道内的非定常耦合流场具有较重要的意义.

4.2 不同方案的流动特性分析

图 9 对比给出了 3 种方案监测面 2 的静压比

值(p_2/p_{s2})时间历程. 该图显示, 3 种方案已燃气体相对于未燃气体的静压比值均在 25~30 之间. 图 10 进一步对比了不同方案爆震波位置随时间的变化关系. 可以看出, 3 种方案的爆震波位置随时间的变化曲线几乎重合, 这表明 3 种方案爆震波传播速度相当. 因此, 在数值仿真中 3 种方案均得到了充分发展的爆震波, 且它们的特性基本一致, 这为进气道/燃烧室耦合方式的对比研究奠定了基础.

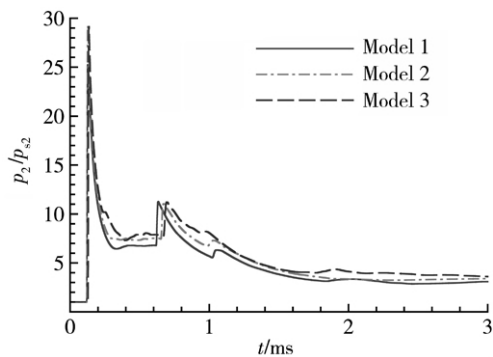


图 9 不同方案监测面 2 的静压比值(p_2/p_{s2})时间历程

Fig. 9 Comparison of static pressure time histories at monitoring surface 2 among different models (p_2/p_{s2})

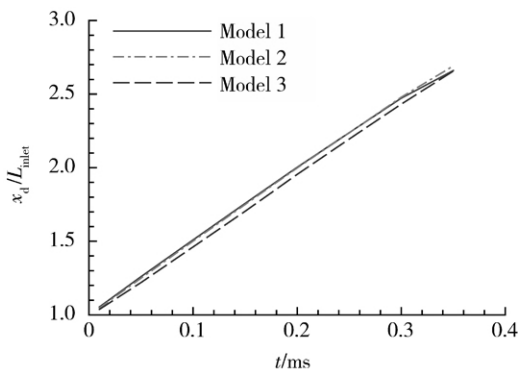


图 10 不同方案爆震波位置(x_d/L_{inlet})的时间历程

Fig. 10 Comparison of detonation position time histories among different models (x_d/L_{inlet})

图 11 给出了结尾激波串运动至最上游时刻流道中心线上的马赫数沿程分布. 由该图可以看出受爆震高压的影响, 3 种方案的流道内均产生了结尾激波串, 但不同方案的结尾激波串特性却存在着较大的差别: 方案 1 和方案 2 的结尾激波串均位于进气道扩压段内, 而方案 3 的结尾激波串则有部分延伸至燃烧室等直段内(图 11 中燃烧室前段马赫数波动段); 并且 3 种方案结尾激波串

所能到达的最上游位置也各不相同. 若定义结尾激波串的起始位置为 x_s , 则 3 种方案结尾激波串所能到达的最上游位置 x_s/L_{inlet} 分别为: 0.383, 0.716, 0.934. 可见方案 3 的结尾激波串位于最下游位置, 此时进气道的稳定工作裕度最大, 方案 2 次之, 而基准方案的进气道稳定工作裕度最小.

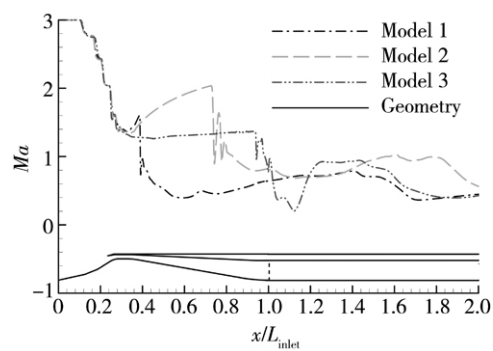


图 11 3 种方案进气道中心线马赫数沿程分布(结尾激波串运动至最上游时刻)

Fig. 11 Comparison of Mach number distributions along the central line among different models (the moment when the shock train reaches its farthest upstream position)

不同方案进气道稳定工作裕度的上述差异是由于进气道与燃烧室耦合方式不同所引起的. 基准方案中进气道与燃烧室直接相接, 即进气道出口面积与燃烧室横截面积比为 1.0, 这就使得爆震所形成的高压扰动尚未得到充分缓冲就直接作用在了整个燃烧室进口面上(即进气道出口平面). 如图 12 所示, 基准方案的爆震静压峰值约为 $60p_0$, 在经过燃烧室后, 进气道出口附近的监测面 1 仍承受着瞬态峰值高达 $35p_0$ 的高压作用. 可见, 采用直接耦合方式的爆震瞬态高压在燃烧室内的缓冲作用尚不到 42%, 其大部分的高压仍需要通过进气道内形成的结尾激波串来进行气动缓冲. 与基准方案不同, 方案 2 和方案 3 采用突扩式进气道/燃烧室连接段, 其进气道出口面积均要显著小于燃烧室横截面积, 这一方面增加了进气道出口的气流速度, 另一方面使得部分爆震高压波作用在了燃烧室的头部固壁上, 削弱了爆震高压导致的作用力. 而在方案 3 中, 燃烧室头部的内凹回流区还能够起到类似于“气动弹簧”的缓冲作用. 因此, 由图 12 可以看出, 方案 2 和方案 3 中监测面 1 的静压峰值分别为 $20p_0$ 和 $10p_0$, 较基准方案分别下降了 42.86% 和 71.43%. 另外, 3 种方案监测面 1 的压强峰值出现时间也不同, 分别

为 1.03,1.25,1.38ms,方案 2 和方案 3 的静压峰值出现较晚,这表明它们的压强扰动波前传速度较基准方案也有所下降.

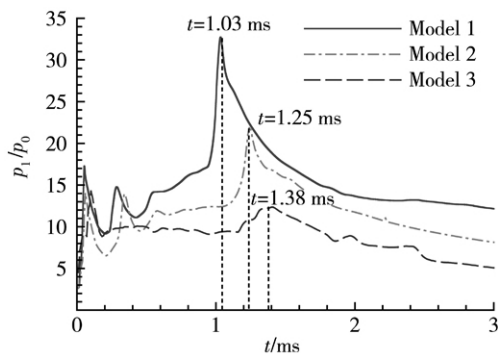


图 12 各方案进气道监测面 1 的静压比值(p_1/p_0) 时间历程

Fig. 12 Comparison of static pressure ratio (p_1/p_0) time histories among different models on monitoring surface 1

3 种耦合方式在承受爆震瞬态高压能力上的差异还可以从流量平衡的角度来理解. 当爆震波在燃烧室头部形成后,空气与燃烧产物之间产生了一个接触间断面,气流在该接触间断面处被切断. 定义气流被切断的时刻为 t_1 ,则 3 种方案的 t_1 分别为 0.01,0.01,0.04 ms. 由于接触间断面的运动速度非常小,故自进气道源源不断地流入的空气开始在接触间断面上游堆积压缩,其密度和静压明显上升. 随着时间的推移,接触间断面在压缩气体的高压驱动作用下逐渐向下游运动,结尾激波串则不断地向上游运动,最终使得被压缩的高密度气体分为 3 部分存储于进气道扩压段、燃烧室等直段和内凹式燃烧室头部段内. 图 13 给出了

结尾激波串运动至最上游位置时刻(定义为 t_2 ,3 种方案对应的 t_2 分别为 2.20,2.20,1.65 ms)流道内的密度等值图谱,由该图可以看出不同方案压缩气体在流道内的存储情况. 表 1 还进一步对 3 种方案在 t_2 时刻的压缩气体存储情况进行了对比,其中 m_1,m_2,m_3 分别表示 t_2 时刻存储于进气道扩压段、燃烧室等直段、内凹式燃烧室头部段内的压缩气体质量, m_{t_1} 表示气流被切断(即 t_1 时刻)之前存储于上述 3 个区间的气体总质量,而 m_d,m_c 则分别表示在 $t_1\sim t_2$ 时间段内进气道进口捕获的气体质量和流道内堆积的气体质量(两者在理论上应该完全相等), Δ 表示 $t_1\sim t_2$ 时间段内 m_d 与 m_c 的相对误差. 其中 m_d 和 m_c 的计算如下式所示:

$$m_d = \dot{m}_0 \cdot (t_2 - t_1) \tag{2}$$

$$m_c = m_1 + m_2 + m_3 - m_{t_1} \tag{3}$$

式中 $\dot{m}_0$ 为 $t_1\sim t_2$ 时间段内进气道进口的捕获流量. 由表 1 数据可知,3 种方案的压缩气体质量与进气道捕获气体质量基本相等(相对误差在 5% 左右),这表明了前文中关于流量平衡理论分析的正确性. 比较表 1 中 3 种方案压缩气体存储质量 m_1,m_2,m_3 还可以发现:当结尾激波串运动至最上游位置时,基准方案中大部分压缩气体存储于进气道的扩压段内,约占总压缩气体质量的 63.85%;而方案 2 和方案 3 中大部分压缩气体则存储于燃烧室等直段和内凹式燃烧室头部段,扩压段内堆积的气体质量仅占总压缩气体质量的 28.66%和 8.17%. 正是由于方案 2 和方案 3 中燃烧室头部固壁的阻碍以及其对爆震高压波的反射作用,大部分的压缩气体存储于燃烧室内,使得

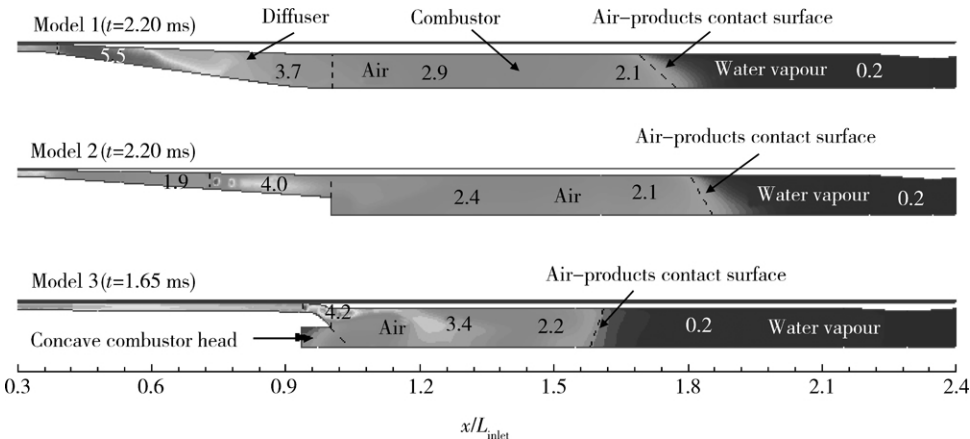


图 13 当结尾波系运动至最上游位置时,不同方案流道内的密度等值图谱

Fig. 13 Contour plots of density of different models,when the shock train reaches its farthest upstream position

表 1 当结尾激波串运动至最上游位置时,不同方案气体压缩质量对比

Table 1 Comparison of the compressed mass flow of different models (the moment when the shock train reaches its farthest upstream position)

Model	m_d/g	m_1/g	m_2/g	m_3/g	m_{t_1}/g	m_c/g	$\Delta/\%$
1	9.10	7.17	4.06		2.60	8.63	5.16
2	9.10	2.82	7.02		1.26	8.58	5.71
3	6.69	0.55	5.64	0.54	0.32	6.41	4.19

其前传高压可以在较大程度上得到缓冲,因而这 2 种方案的进气道出口所感受到的反压较小. 另外,方案 3 中还有部分压缩气体存储于内凹式燃烧室头部段内,所占比例为 8.02%,相比方案 2 而言这可进一步降低作用在进气道出口截面上的压强峰值,因此,采用方案 3 耦合方式的进气道稳定工作裕度最大.

5 结 论

本文设计了工作马赫数为 3 的超声速轴对称混压式进气道,并将其与简化的燃烧室和喷管部件相耦合,而后利用带有化学反应的非定常仿真方法对其耦合流场进行了数值模拟,分析了进气道在爆震压力波及其反射激波作用下的瞬态流动结构,并对比分析了 3 种不同耦合方式下进气道的工作特性. 得到的主要结论如下:

- 1) 仿真获得了静压比值峰值在 25 以上的稳定自持的爆震波. 在其作用下,进气道出口截面形成了一个高压扰动,并致使进气道扩压段内出现了一个结尾波系. 该结尾波系随着扰动反压的改变而在流道内发生振荡,且其形态与结构也随之发生了变化.
- 2) 尾喷管收敛段的流道收缩作用使得爆震波在该处形成了一道反射激波,该反射激波以较高速度向上游传播,逐渐追赶上进气道扩压段内运动速度较低的结尾波系并与之相干涉,最终与结尾波系融合并同步运动,导致了当地静压上升,进而影响了进气道结尾波系的前传幅度.
- 3) 方案 2 和方案 3 中突扩式进气道/燃烧室连接段利用燃烧室头部固壁的阻碍以及其对爆震高压波的反射作用,可将大部分的压缩气体存储于燃烧室内,进而大幅削弱前传的扰动压强峰值,并降低扰动压强的前传速度,因而减弱了进气道与燃烧室之间的耦合干扰作用.

- 4) 方案 3 中内凹式燃烧室头部段的引入还为压缩气体提供了额外的存储空间,故可以进一

步缓冲作用在进气道出口截面上的爆震高压,提高进气道的稳定工作裕度.

参考文献:

[1] Bussing T,Pappas G. An introduction to pulse detonation engines[R]. AIAA-1994-0263,1994.

[2] Eidelman S. Pulse detonation engine:a status review and technology development road map [R]. AIAA-1997-2740,1997.

[3] Daniel C A. An experimental and computational study of pulse detonation engine[D]. Ohio US:University of Cincinnati,2004.

[4] Fernandez R,Nenni J. Pulsed detonation engine inlet experimental and CFD results [R]. NASA TM 2002-211581,2002.

[5] 严传俊,范玮. 脉冲爆震发动机原理及关键技术[M]. 西安:西北工业大学出版社,2005:239-257.

[6] Oh J Y,MA Fuhua,Hsieh S Y,et al. Interactions between shock and acoustic waves in a supersonic inlet diffuser[J]. Journal of Propulsion and Power,2005,21(3):486-495.

[7] Mullagiri S,Segal C. Oscillating flows in inlets of pulse detonation engines[R]. AIAA-2001-0669,2001.

[8] Mullagiri S,Gustavsson J P R,Segal C. Modeling of air intake and engine interaction in pulse detonation engine systems[R]. AIAA-2001-1211,2001.

[9] Hesieh S Y,Yang V. Supersonic inlet aerodynamics of air-breathing pulse detonation engines [C] // 11th Annual Symposium on Propulsion. PA US:Pennsylvania State University,1999:22-29.

[10] Venkata N,Nelson L,Jonas G,et al. Forced oscillations in a mixed-compression inlet at Mach 3. 5 for pulse detonation engine systems[J]. Journal of Fluids Engineering,2006,128(3):494-506.

[11] 王丁喜,严传俊. 脉冲爆震发动机进气道气动性能的数值研究[J]. 力学学报,2005,37(6):777-782.
WANG Dingxi,YAN Chuanjun. Numerical study of the dynamics performance of an inlet for pulse detonation engines[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics,2005,37(6):777-782. (in Chinese)

[12] MA Fuhua,Choi J Y,Yang V. Internal flow dynamics in a valveless airbreathing pulse detonation engine[J]. Journal of Propulsion and Power,2008,24(3):479-490.

[13] Wintenberger E,Shepherd J E. Model for the performance of airbreathing pulse-detonation engines [J]. Journal of Propulsion and Power,2006,22(3):593-603.

[14] 程乃良,牛四通,徐桂英. 纯物质热化学数据手册[M]. 北京:科学出版社,2003.

[15] 王丁喜,严传俊. 脉冲爆震发动机进气道内流场和爆震燃烧的数值研究[D]. 西安:西北工业大学,2005.
WANG Dingxi, YAN Chuanjun. Numerical study of the flowfield of an inlet and the detonation combustion phenomenon for a pulse detonation engine[D]. Xi'an:Northwestern Polytechnical University,2005. (in Chinese)

[16] 温玉芬,谭慧俊,李建中,等. 某气动阀式脉冲爆震发动机进气道流动特性研究[J]. 航空学报,2012,33(1):44-53.
WEN Yufen, TAN Huijun, LI Jianzhong, et al. Investigation on the inlet flow characteristics of a pulse detonation engine with aerodynamic valve[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2012,33(1):44-53. (in Chinese)