

无需压力数据及总温假设的超燃冲压发动机 一维分析模型

王曦, 仲峰泉, 邢云绯, 陈立红, 张新宇

(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室(筹), 北京海淀区 100190)

摘要 本文发展了具有一定通用性的超燃冲压发动机流动与性能分析的一维模型。本文模型无需实验测量的静压数据和总温/释热分布假设, 通过求解质量、动量、能量守恒微分方程来获得燃烧室内的流动参数分布。该模型考虑了燃烧室横截面变化、壁面的摩擦和热损失、燃料添质和混合过程, 并采用总包反应对燃烧进行了模拟, 而且针对隔离段内的激波与边界层相互作用过程进行了模型修正。通过模型计算结果与实验测量的静压分布比较, 初步验证了模型的可靠性。

关键词 超燃冲压发动机, 一维分析模型, 燃烧, 混合, 激波与边界层相互作用

1. 引言

超燃冲压发动机燃烧室实际工作过程非常复杂, 其内部流动涉及到隔离段内的激波、边界层以及它们之间的相互作用, 燃烧段内燃料喷射、混合、燃烧, 壁面传热和摩擦等许多复杂的物理现象。若对此复杂流动过程采用二维或三维计算, 耗时耗力, 因此, 具有一定普适性的一维模型就成为发动机内流分析的快速有效手段。

目前有关于超燃冲压发动机燃烧室的一维分析的研究主要有两类方法。一类是以实验测量的壁面静压数据作为基础进行分析^[1-5], 这类方法需要依赖实验测量数据或者总温/释热分布假设, 因此模型的普适性较差; 另一类方法无需实验数据输入, 通过直接求解气流的动力学微分方程, 并对混合和燃烧过程进行模拟和数学处理^[6-8]。其中, 第二类方法已有的研究主要集中于氢气或者简单碳氢化合物, 而针对气态煤油的分析模型未见报道。因此, 发展气态煤油超声速燃烧的一维分析模型是本文的主要目标。

本文发展的超燃冲压发动机燃烧室一维分析模型无需实验静压数据和总温/释热分布假设。由气体动力学的基本守恒定律出发, 通过求解偏微分方程, 并考虑了燃烧室横截面的变

化、添质、混合、壁面摩擦和换热, 以及燃烧释热过程。由于氢气、气态碳氢燃料在强迫点火条件下能快速点火, 本文采用了文献^[8]提出的“supersonic combustion is mixing controlled”概念, 也就是燃烧由混合速率来控制: 只要燃料与空气充分混合, 燃烧就立即发生, 从而忽略了点火延迟时间。同时, 由于燃烧释热将导致隔离段内出现激波串结构和边界层分离现象, 微分方程无法给出正确的激波间断解。因此, 本模型还对隔离段内的静压、马赫数分布进行了修正。

本文发展的一维分析模型可以快速给出静压、马赫数、总温、总压、壁面热流等发动机燃烧室内的流动参数分布, 同时还能给出发动机燃烧室推力、总压损失、摩擦力等参数信息, 为发动机流动与性能分析提供参考。

2. 一维计算模型

2.1 基本方程

基本的微分方程包含了下面三个假设: 流动参数只在轴向发生变化; 流动是稳态的; 流动气体是热完全气体。

1) 质量方程

一维稳态连续性方程的微分形式为:

$$\frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{U} \frac{dU}{dx} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \quad (1)$$

其中, 上式中的 $d\dot{m}/dx$ 和 dA/dx 分别表示了燃烧室内的添质和变截面效应。

2) 动量方程

一维的动量守恒方程表示为下面的形式:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{\gamma M^2}{2U^2} \frac{dU^2}{dx} + \frac{2\gamma M^2 c_f}{D} + \frac{\gamma M^2}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} = 0 \quad (2)$$

摩擦系数 C_f 是采用高速边界层流动的摩阻关系

式^[9]并结合 Ekert 的参考焓值法计算给出, D 是水利直径, 用 $D = 4A/P_w$ 计算, P_w 为周向长度。

3) 气体状态方程

理想气体状态方程表示为

$$p = \frac{\rho RT}{MW} \quad (3)$$

一维微分形式的状态方程变为

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{MW} \frac{dMW}{dx} \quad (4)$$

dMW/dx 反应了由于燃烧所产生的的化学物质的组分变化。

4) 能量方程

一维能量守恒方程的微分形式

$$\frac{d\left(h + \frac{U^2}{2}\right)}{dx} = \frac{dQ}{dx} + \frac{dh_{pr}}{dx} \quad (5)$$

$$-\left[\left(h + \frac{U^2}{2}\right) \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} - \left(h_{added} + \frac{U_{added}^2}{2}\right) \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx}\right]$$

其中 $dQ = q_w P_w dx$, 热流密度 q_w 采用参考焓值法计算^[10], h_{pr} 是燃烧反应发生时放出的热量。(5) 式左边可以写成

$$\frac{d\left(h + \frac{U^2}{2}\right)}{dx} = C_p \frac{dT}{dx} + U dU \quad (6)$$

对 (5) 式两边同除 $C_p \cdot T$, 并且令

$dH = dh_{pr} - \left[\left(h + U^2/2\right) - \left(h_{add} + U_{add}^2/2\right)\right] d\dot{m}/\dot{m}$, 那么有:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dx} + \frac{U^2}{C_p \cdot T \cdot U} \frac{dU}{dx} = \frac{1}{C_p \cdot T} \frac{dQ}{dx} + \frac{1}{C_p \cdot T} \frac{dH}{dx} \quad (7)$$

其中, 定压比热用多项式来拟合

$$C_{p_i} = \frac{R_u}{MW_i} (a_{0,i} + a_{1,i} T + a_{2,i} T^2 + a_{3,i} T^3 + a_{4,i} T^4) \quad (8)$$

5) 模型完整方程

结合 (1)、(2)、(4)、(7) 式可以得到静温的微分表达式:

$$\frac{dT}{T} = \frac{(\gamma-1)M^2}{1-M^2} \frac{dA}{A} + \frac{1-\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dQ}{C_p \cdot T} \quad (9)$$

$$+ \frac{1-\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dH}{C_p \cdot T} - \frac{\gamma(\gamma-1)M^4}{1-M^2} 2c_f \frac{dx}{D}$$

$$- \frac{(1+\gamma M^2)(\gamma-1)M^2}{1-M^2} \frac{d\dot{m}}{\dot{m}} + \frac{(\gamma-1)M^2}{1-M^2} \frac{dMW}{MW}$$

再结合 $U^2 = M^2 \cdot \gamma \frac{R_u}{MW} T$ 的微分形式

$$\frac{dU^2}{U^2} = \frac{dM^2}{M^2} + \frac{d\gamma}{\gamma} - \frac{dMW}{MW} + \frac{dT}{T}$$

$$\frac{dM^2}{M^2} = -\frac{2\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{1-M^2} \frac{dA}{A} + \frac{1+\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dH}{c_p T} \quad (10)$$

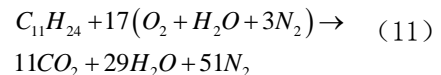
$$+ \frac{\gamma M^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{1-M^2} 4f \frac{dx}{D} + \frac{1+\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dQ}{c_p T}$$

$$+ \frac{2(1+\gamma M^2) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{1-M^2} \frac{d\dot{m}}{\dot{m}} - \frac{d\gamma}{\gamma}$$

$$- \frac{1+\gamma M^2}{1-M^2} \frac{dMW}{MW}$$

6) 燃烧模型

燃烧反应采用正十一烷的一步反应模型, 如下所示:



由于气态燃料在强迫点火条件下点火延迟时间可以忽略, 所以燃烧过程很大程度上受燃料与空气的混合程度影响。因此, 本文未采用有限速率化学反应模型, 而是采用混合控制燃烧的模型, 并且计算中假设燃烧效率为 85%, 该效率与马赫数 2-2.5 超声速燃烧室内气态煤油的燃烧效率基本接近。

7) 混合模型

燃料和空气的混合模型采用“混合效率”的概念, 混合效率是指混合完全可供燃烧的燃料质量流量与喷射口出口的质量流量之比^[11]。与主流空气发生反应的燃料的流量由下式决定:

$$\dot{m}_f = \eta_m \dot{m}_{f0} \quad (12)$$

其中, \dot{m}_f 是发生反应的燃料流量, η_m 是混合效

率, \dot{m}_{f0} 是燃料总流量。而混合效率的取值由 0 到 1, 对应了轴向范围由喷射点到混合长度, 混合长度采用文献^[12]给出的经验公式, 该公式适用于气态燃料垂直喷射:

$$\frac{L_m}{b} \cong 0.179C_m e^{1.72\phi_0}, \phi_0 \leq 1 \quad (13)$$

其中, L_m 是混合程度, b 是喷射的横向尺度; 对于煤油这样的大分子燃料来说, 混合系数 C_m 取 45; ϕ_0 是当量比。

对于垂直射流的情况, 混合效率采用经验公式^[13]:

$$\eta_m = \left\{ \frac{x}{L_m} + \frac{1}{(50+1000\alpha)} \right\}^\alpha \quad (14)$$

其中, η_m 是混合效率, x 为轴向方向距喷射点的长度, α 取 0.6, 反映了混合速率大小。

根据此模型编写程序, 采用迎风格式计算了气态煤油当量比分别为 0.2、0.4、0.7 的算例, 喷射点位于距入口 300mm 处, 喷射孔采用 5 个直径为 1mm 的小孔, 煤油总温 750K。燃烧室的入口宽度 80mm, 高度 40mm, 燃烧室分为四段, 长度分别为 200mm、400mm、400mm、400mm, 后面三段分别有 1° 、 2° 、 3° 的扩张角 (燃烧室示意图见图 1), 壁面为恒温壁, $T_w = 1000K$ 。入口马赫数为 2.5, 总温 1700K, 空气流量为 1.5kg/s, 总压 1.3MPa。

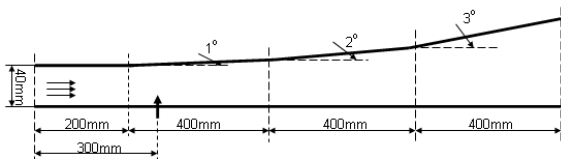


图 1. 燃烧室示意图

通过计算对比了三个算例的静压分布 (图 2)、马赫数分布 (图 3)、总温分布 (图 4)、总压分布 (图 5)。在当量比较高的情况下, 会出现马赫数跨声速的情况, 在求解微分方程 (9) 和 (10) 时, 需要对跨马赫数情况进行处理, 所用的方法就是在式 (9)、(10) 的分母 $1-M^2$ 上修正一个小量, 来避免方程的奇异性, 如式 (15) 所示:

$$\begin{cases} 1-M^2-0.001(if1-M^2 < 0) \\ 1-M^2+0.001(if1-M^2 > 0) \end{cases} \quad (15)$$

如图 2 所示, 静压随着当量比的增加而上升, 在当量比 0.7 时, 最大静压约为来流静压的 4 倍。图 3 为平均马赫数分布, 当量比达到 0.7 时, 局部马赫数将低于 1, 说明随着当量比的增加, 燃烧释热使得气流处于亚声速, 但随着下游通道的扩张和释热量的减小, 气流又很快恢复到超声速状态。燃烧室的总温分布由图 4 给出, 在当量比 0.7 时, 可以获得约 2600K 的最大总温。由于壁面采用了恒温壁条件, 壁面热损使得总温略有下降。图 5 为总压分布, 总压损失主要集中在燃烧区, 对于当量比 0.2、0.4、0.7 对应的燃烧室出口总压占来流总压之比分别为 38.5%、34.6%、37.2%。

表 1 是计算得到的分别对应三个当量比以及无燃烧条件下的燃烧室推力 (定义为压力产生的推力减去摩擦产生的阻力) 和摩擦力总量。

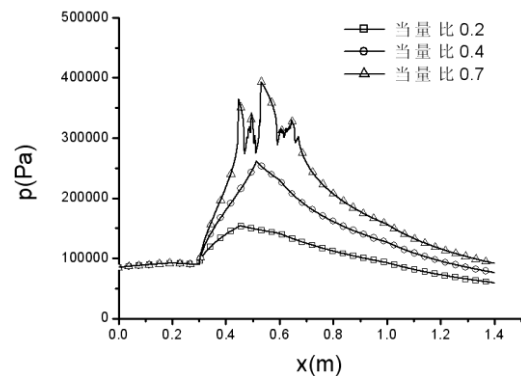


图 2. 不同当量比的燃烧室静压分布

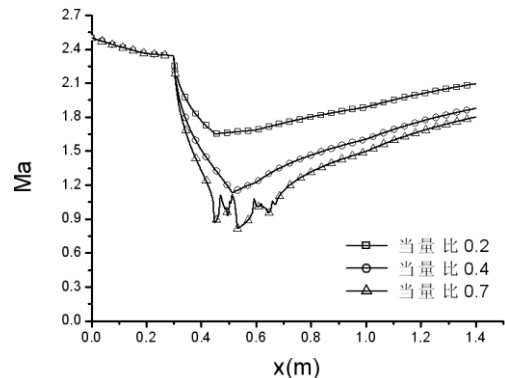


图 3. 燃烧室内流的马赫数分布

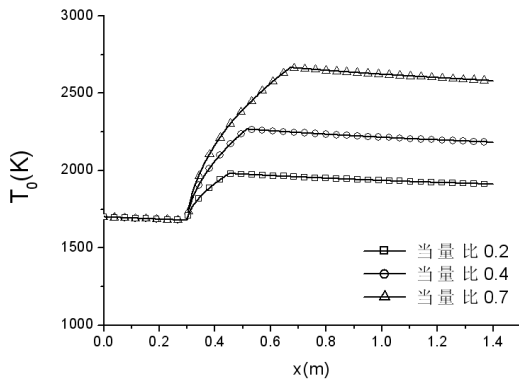


图 4. 燃烧室内流的总温分布

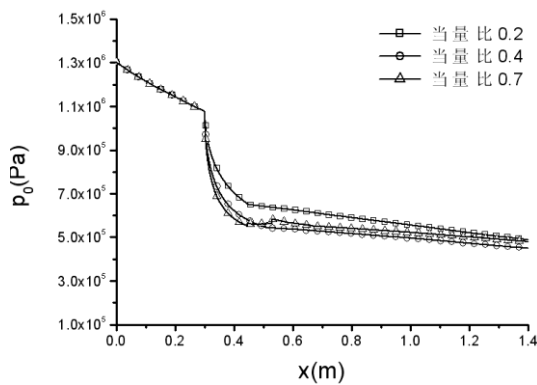


图 5. 燃烧室内流的总压分布

表 1. 燃烧室产生的推力和摩擦力

当量比	0.0	0.2	0.4	0.7
推力/N	24.36	214.36	426.71	630.24
摩擦力/N	267.12	252.26	239.78	239.04

2.2 隔离段的压力修正

真实情况下, 燃烧段内的化学反应释热会使压力升高, 导致隔离段出口静压比入口静压要高。为了调整这种情况, 隔离段内会产生斜激波串或正激波串, 造成激波串与边界层的相互作用, 使得边界层分离。前面的微分方程组无法模拟这个物理过程, 因此, 需要进一步对隔离段内静压、马赫数进行模型修正。

由于隔离段内激波串具有比较复杂的物理机制, 首先需要确定激波串长度, 本文采用较常用的经验关系式 (16) [14] 来计算激波串的长度:

$$\frac{L}{H} = \frac{\sqrt{\frac{\theta}{H}}}{\sqrt[4]{\text{Re}_\theta}} \cdot \frac{\left\{ 50 \left(\frac{p_e}{p_i} - 1 \right) + 170 \left(\frac{p_e}{p_i} - 1 \right)^2 \right\}}{(M_i^2 - 1)} \quad (16)$$

其中, L 表示激波串长度, H 是隔离段入口的高度, θ 表示入口边界层的动量厚度, Re_θ 是入口边界层动量厚度的雷诺数, 角标 i 、 e 分别表示隔离段入口和出口的物性参数, p 、 M 分别代表静压和马赫数。获得激波串长度后, 用 Waltrup 和 Billig 提出的静压曲线 [14] 式 (17) 进行修正:

$$\frac{p(x)}{p_u} = 1 + \left(\frac{p_d}{p_u} - 1 \right) (3 - 2\chi) \chi^2, \chi = \frac{x - x_u}{x_d - x_u} \quad (17)$$

其中, 角标 u 代表修正段的起始点, 角标 d 代表隔离段出口处的物理量, x 则代表修正段内某点距起始点的距离。

对于隔离段内的马赫数分布修正, 忽略了壁面摩擦效应, 但考虑了变截面的影响, 根据动量守恒原理有:

$$M = \left\{ \frac{\gamma^2 M_i^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2 \right)}{\left(1 + \gamma M_i^2 - \frac{pA}{p_i A_i} + \frac{\bar{p} \Delta A}{p_i A_i} \right)^2} - \frac{\gamma-1}{2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

其中, 角标 i 表示隔离段入口处的物理量, 无角标的物理量表示除隔离段入口处其他任意位置的物理量, 此外, $\bar{p} = (p + p_i) / 2$,

$\Delta A = A - A_i$ 。式 (18) 与文献 [15] 给出的隔离段马赫数公式 (6-88a) 相似, 但本文推导的 (18) 式适用于变截面的隔离段构型, 比文献 [15] 的公式更具有普适性。

修正之后静压分布如图 6 所示, 隔离段内的静压有所升高, 而且当量比越高, 升高的现象越明显, 并向上游推进。低当量比时, 修正前后的计算结果差别很小, 这是由于低当量比时对应了燃烧段内静压较低, 隔离段进出口的压差较小, 起过渡压差作用的激波串长度会变短, 强度也会减小。

图 7 是修正之后的马赫数分布, 可以看到在隔离段由于存在激波串, 马赫数在隔离段内逐渐下降。模型修正后计算得到的三个算例的推力和摩擦力在表 2 列出。与表 1 比较, 推力和摩擦力变化都不大, 这是因为推力的产生主要在具有较大扩张段的下游扩张段, 因此隔离段模型的修正对推力和摩擦力影响很小。

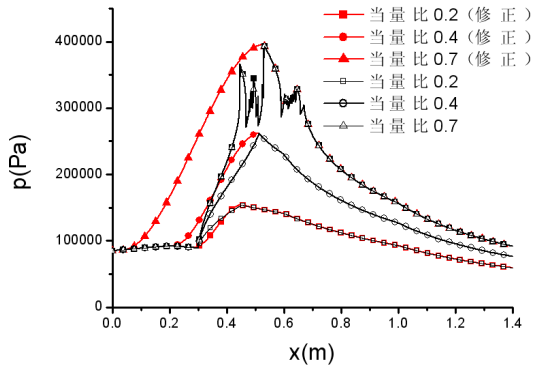


图 6. 修正后的燃烧室静压分布

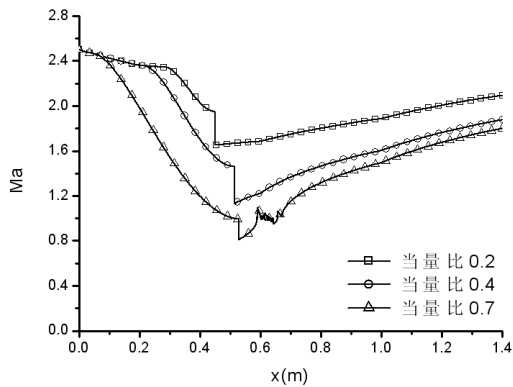


图 7. 修正后的燃烧室马赫数分布

表 2. 修正后燃烧室产生的推力和摩擦力

当量比	0.2	0.4	0.7
推力/N	207.34	428.66	698.30
摩擦力/N	258.60	254.73	253.23

3. 与实验结果对比

1) 气态煤油超燃结果 (1)

文献[16]是采用气态煤油作为燃料喷注燃烧，喷油孔位于距燃烧室入口 242mm 处，采用的是 5 个孔径 1.0mm 的小孔。实验室沿轴向分为四段并且带有扩张角，四段长度分别为 70mm、334mm、322mm、344mm，扩张角分别为 0°、1°、3°、4°，配有单凹腔，位于 283mm 处。燃烧室入口横截面高 51mm、宽 70mm，入口马赫数约 2.38，总温 1800K，总压 1.1MPa。

图 8 是当量比为 0.45、煤油为超临界态喷射的实验数据与计算结果的比较。燃烧后的扩张段内的静压计算结果与实验数据吻合的很好。在隔离段和燃烧段，计算的压力曲线与实

验结果曲线基本相似，但是计算给出的压力最大值比实验结果要低，这主要是由于实验设备的燃烧段有凹腔结构，在凹腔内产生了集中燃烧的低速区，使得局部压力升高。而且在隔离段，计算给出的压力升高起始点比实验结果滞后，这是由于计算压力最大值比实验值偏低，同时本文采用的激波串修正模型还有待进一步改善。

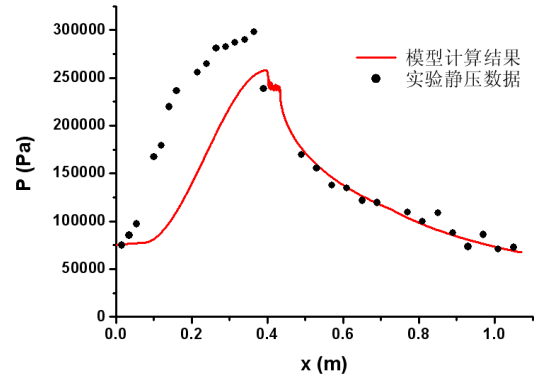


图 8. 当量比 0.45 的超临界煤油燃烧实验静压数据与模型计算结果比较

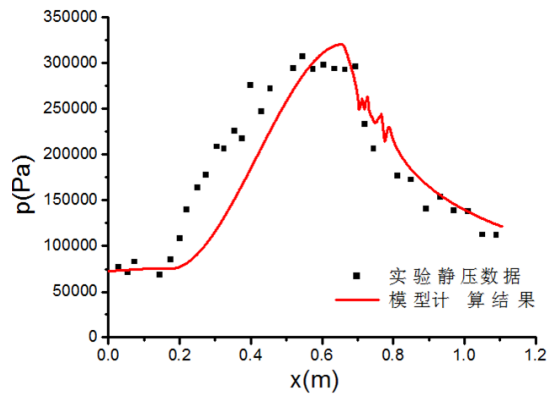


图 9. 当量比 0.9 的超临界煤油燃烧实验静压数据与模型计算结果比较

2) 气态煤油超燃结果 (2)

文献[17]也是采用气态煤油作为燃料喷注燃烧，与上一个实验相比，这个实验的喷油孔更远离燃烧室入口，距燃烧室入口 573mm，并采用一排 9 个孔径 1.0mm 的小孔；此外燃烧室入口的高为 70mm、宽 51mm。实验室轴向也分为四段且带有扩张角，长度分别为 115mm、370mm、293.5mm、327mm，扩张角分别为 0°、1°、3°、4°。在喷射孔下游 47mm 处配有双凹腔。入口马赫数

约 2.4, 总温 1750K, 总压 1.12Mpa。

图 9 是当量比较高时 (0.9) 的超临界态煤油喷注的实验数据与计算结果的对比。计算结果总体上与实验结果吻合的较好, 尤其是燃烧段与扩张段内的计算结果。但是隔离段的计算结果还是比实验结果低, 同样说明激波串模型需要进一步修正。

3) 氢气超燃结果

文献[18]采用的是氢气作为燃料喷注燃烧。选择了文献中的第一个和第二个燃烧室模型的实验结果。

第一个燃烧室模型是在距入口 140mm 处垂直喷射氢气, 喷射孔排布在燃烧室上下两侧, 采用 16 个孔径为 1.6mm 的小孔。燃烧室分为两段, 第一段长 295mm 并带有 14° 的扩张角, 第二段长 300mm 带有 1.5° 扩张角, 均是双侧扩张, 无凹腔结构。燃烧室入口横截面高 51mm、宽 70mm。入口马赫数 2.5, 总温 1900K, 总压 1.3MPa。喷射当量比为 0.46。第二个燃烧室模型与第一个模型很相似, 所不同的是第一段缩短到 140mm, 扩张角不变, 第二段变长到 532mm, 扩张角变为 2.5°, 而且在喷射孔后紧接着有个凹腔结构。氢气当量比为 0.7。

氢气燃烧也采用一步总包反应, 同时, 根据实验经验, 将氢气的燃烧效率提高到了 90%。

图 10 是模型的计算结果与第一个燃烧室模型的实验数据比较。可以看出静压的计算结果与实验结果基本吻合, 由于没有凹腔结构产生的二维效应, 计算结果的燃烧区域基本与实验结果一致。

图 11 是第二个燃烧室模型的实验数据与计算结果的比较。从图中看到计算结果与实验结果吻合的较好。但是, 静压计算结果的最高点比实验测量的压力最高点略偏下游, 这可能是由于实验中紧靠喷射点的凹腔起到了充分燃烧的作用, 使得燃烧集中在凹腔内, 即对应了压力的最高点。

从喷注气态煤油和喷注氢气作为燃料的计算结果来看, 本文提出的模型对氢气喷注燃烧的发动机燃烧室流动的模拟比喷注气态煤油的燃烧室模拟更符合实验数据。这是因为煤油是大分子燃料, 本模型采用总包反应来模拟燃烧

过程, 缺乏对煤油混合和燃烧过程的精确模拟。此外, 燃烧室内存在凹腔结构, 将导致集中释热和流动的多维效应, 也会影响模拟的准确预测。

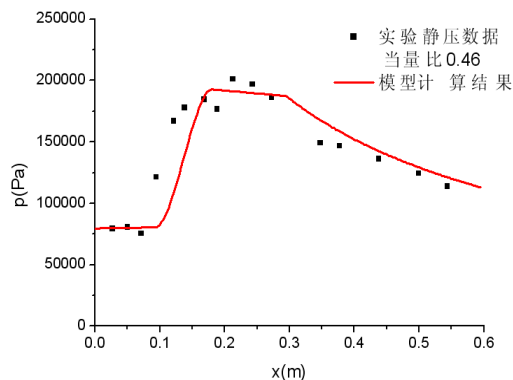


图 10. 氢气喷注燃烧模型 1 实验数据与模型结果比较

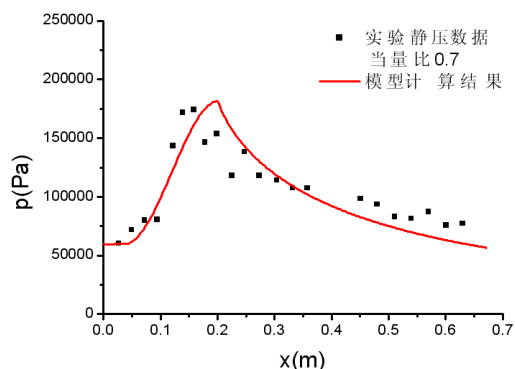


图 11. 氢气喷注燃烧模型 2 实验数据与模型结果比较

4. 总结

本文发展了超燃冲压发动机燃烧室的一维通用分析模型。模型直接求解气体动力学基本微分方程, 无需实验静压数据和总温假设。能快速给出静压、马赫数、总温、总压以及燃烧室净推力、摩擦力等参数, 为分析发动机性能提供参考。

本模型能够较好的模拟发动机燃烧室的静压分布, 尤其是能够很好的模拟扩张段的静压分布。但是由于一维分析给出的参数分布体现的是其横截面内的平均值, 所以不能很好地反应发动机燃烧室内的多维流动效应。同时, 对隔离段的修正模型能够模拟出与真实隔离段相似的曲线, 但是隔离段的修正模型发展并不完善, 还需进一步改进。

参考文献

- [1] 仲峰泉, 范学军, 俞刚. “带主动冷却的超声速燃烧室传热分析”. 推进技术, 2009年10月, 第30卷第5期.
- [2] 路艳红, 凌文辉, 刘敬华, 叶中元, 马祥辉. “双模态超燃燃烧室计算”. 推进技术, 1999年6月, 第20卷第3期.
- [3] 刘敬华, 凌文辉, 刘兴洲, 刘陵, 张榛. “超音速燃烧室性能非定常准一维流数值模拟”. 推进技术, 1998年2月, 第19卷第1期.
- [4] 陈强, 陈立红, 顾洪斌, 张新宇. “释热分布对超燃冲压发动机性能的影响及优化”. 推进技术, 2009年4月, 第30卷第2期.
- [5] 张鹏, 俞刚. “超燃燃烧室一维流场分析模型的研究”. 流体力学实验与测量, 2003年3月, 第17卷第1期.
- [6] Timothy F. O'Brien, Ryan P. Starkey, Mark J. Lewis. “Quasi-One-Dimensional High-Speed Engine Model with Finite-Rate Chemistry,” JPP, vol. 17, No. 6, 2001
- [7] Sean M. Torrez, Nathan A. Scholten, Daniel J. Micka, James F. Driscoll, Michael A. Bolender, David B. Doman, Michael W. Oppenheimer. “A Scramjet Engine Model Including Effects of Precombustion Shocks and Dissociation,” 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 21 - 23 July 2008, Hartford, CT.
- [8] Cristian Birzer and Con J. Doolan. “Quasi-One-Dimensional Model of Hydrogen-Fueled Scramjet Combustors”. JPP, Vol. 25, No. 6, 2009.
- [9] White, F. M., Viscous Fluid Flow, 1st ed., McGraw-Hill, New York, 1974, pp. 28, 29, 511.
- [10] Eckert, E. R. G., “Engineering Relations for Heat Transfer and Friction in High-Velocity Laminar and Turbulent Boundary Layer Flow Over Surfaces With Constant Pressure and Temperature,” Transactions of the ASME, Aug. 1956.
- [11] Anderson, G. Y., “An Examination of Injector/Combustor Design Effects on Scramjet Performance,” Proceedings of the 2nd International Symposium on Air Breathing Engines, Sheffield, England, Mar. 1974.
- [12] Pulsonetti, M. V., Erdos, J., and Early, K., “An Engineering Model for Analysis of Scramjet Combustor Performance with Finite Rate Chemistry,” AIAA Paper 88-3258, 1988.
- [13] Rogers, R. C., “Mixing of Hydrogen Injected from Multiple Injectors Normal to a Supersonic Airstream,” NASA TN D-6476, Sep. 1971.
- [14] Waltrup, P. J., and Billig, F. S., “Prediction of Precombustion Wall Pressure Distributions in Scramjet Engines,” Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 10, No. 9, Sep. 1973.
- [15] Heiser, W.H. and Pratt, D.T., Hypersonic Airbreathing Propulsion, AIAA Education Series, AIAA Pub., Washington DC, 1994.
- [16] Xuejun Fan, Gong Yu, Jianguo Li, and Xinyu Zhang. “Investigation of Vaporized Kerosene Injection and Combustion in a Supersonic Model Combustor”. JPP, Vol. 22, No. 1, January-February 2006.
- [17] Feng-Quan Zhong, Xue-Jun Fan, Gong Yu, Jian-Guo Li, Chih-Jen Sung. “Performance of supersonic model combustors with staged injections of supercritical aviation kerosene,” Acta Mechanica Sinica, No. 5, 2010.
- [18] G. Yu, J. G. Li, X. Y. Zhang, L. H. Chen. “Experimental Investigation on Flameholding Mechanism and Combustion Performance in Hydrogen-Fueled Supersonic Combustors,” Combust. Sci. and Tech., 174: 1_27, 2002.

A One-dimensional Analytical Model without Pre-given Parameters for Scramjet Applications

Xi Wang, F.Q. Zhong, Y.F. Xing, L.H. Chen, X.Y. Zhang

(State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, CAS, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

Abstract A one-dimensional analytical model to evaluate scramjet performance was developed. Without the need of experimental static pressure data and assumptions for stagnation temperature or heat release, the model solves a series of differential equations, according to the conservation principles of mass, momentum and energy, to achieve the properties of the flow in a scramjet. The effect of area change, friction and heat transfer through the wall, mass injection and fuel mixing are considered, as well as combustion that is simulated via a global reaction model. The process of shock waves-boundary layer interaction in the isolator is also included in the model and the corresponding modification of the model is introduced. Compared to the experimental data of the wall pressure distribution for combustion of supercritical kerosene and hydrogen, the model gives relatively satisfactory results and validation of the present model is proven in the paper.

Keywords scramjet, one dimensional analytical model, supersonic combustion, mixing, shock-boundary layer interaction