

# 基于释热前推的双模态燃烧室模型研究

田璐, 陈立红, 陈强, 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** 本文针对原有燃烧室一维分析方法的缺陷, 提出了基于释热前推的运算机制, 并在修正 Billig 激波串长度基础上提出了“相交激波加摩擦流”(“X”-SHOCK 模型)的隔离段模型, 且指出了该模型与原有 Billig 隔离段模型各自的适用范围。利用本模型方法根据直连台和自由射流台的实验数据, 进行了计算和对比。研究表明, 本改进模型可以有效得对双模态燃烧室内的沿程参数进行计算, 获得与实验压力数据吻合较好的结果。此外, 当燃烧室流场的二维性较强, 且释热量较大时, 隔离段处宜采用“相交激波加摩擦流”模型, 否则仍采用 Billig 隔离段模型。

**关键词** 隔离段模型, 释热分布, 双模态燃烧室, 一维分析

## 引言

随着近年来高超声速飞行器的迅猛发展, 单一的超燃冲压工作模式已不能满足飞行器对发动机宽马赫数范围工作的需求。因而, 研究双模态发动机的特性, 并提高其工作性能已成为各国研究人员的重点目标。然而, 双模态燃烧室内耦合多种复杂的物理现象, 如激波与膨胀波及边界层的相互作用、热力喉道的形成等等。这给实验研究和 CFD 计算均带来了相当的困难。加之, 化学反应与湍流作用尚未明确, 燃烧湍流模型尚未成熟, 且二维三维流场计算量大, 寻找一种快速有效的发动机性能评估有段非常重要。

一维分析模型以其简单易行的特点, 成为了一种被国内外研究人员广为采用的评估方法。现有一维分析方法从求解方程的角度可以分为两类, 一类是 William Heiser 等人在著作 HAP<sup>[1]</sup>中提到的基于气动常微分方程组的超燃燃烧室一维模型, 另一类是 Bussing 等人<sup>[2]</sup>最早提出的求解非定常准一维 Euler 方程的方法。

HAP 的一维分析模型将燃烧室内的物理化学过程大致分为绝热压缩、等压释热和膨胀释热三过程, 大大简化了燃烧释热的分析。但该模型也存在明显缺陷, 其等压假设与实验结果相差较远, 且燃料只能在一个位置喷射等等; 张鹏等人<sup>[3]</sup>对 HAP 的模型进行了改进,

放弃了等压燃烧的假设, 采用实验取得壁面静压数据进行多点拟合, 降低了数据选取中的人为因素。陈强等人<sup>[4]</sup>则通过给定燃烧室内不同的释热分布与实验静压数据进行对比, 指出凹腔均匀释热的假设与实验结果较为吻合。除以上给定实验压力分布或总温分布/释热分布的分析手段, 一维分析还可通过对混合和燃烧过程进行模拟, 从而直接求解气动常微分方程组<sup>[5-6]</sup>。Brien 等人<sup>[5]</sup>结合有限化学反应速率模型, 在考虑面积变化、摩擦力、添质、燃料混合以及壁面传热的条件下, 利用准一维分析计算了火箭基组合发动机(RBCC)和碳氢燃料超燃冲压发动机内的压力分布及燃料点火位置, 较好得符合了实验结果。Birzer 等人<sup>[6]</sup>则利用混合控制燃烧的思想对氢燃料超燃冲压发动机建立了准一维分析模型。

对于求解准一维 Euler 方程的方法, 其将摩擦力、面积变化、质量添加等因素均作为源项添加在了 Euler 方程的右端。这种方法的优点在于在未知激波位置的情况下, 可以处理其非定常的工作过程。该方法根据对于化学反应的不同处理可以两类, 一类是在 Euler 方程的基础上增加组分连续方程<sup>[7]</sup>, 但这种处理对多组分的碳氢燃料并不适用; 另一类是直接采用平衡假设, 将化学反应的放热作为源项加在能量方程的右端<sup>[8]</sup>。

综上所述, 现有的一维分析模型隔离段模型较为单一, 均采用 Billig<sup>[9]</sup>提出的隔离段模

型。此外，从物理机制上均无法体现出燃烧室释热使得压力前推的真实物理现象。而这一缺陷将可能对发动机的性能分析造成严重的影响。因此，本文在求解一维常微分方程组的基础上，提出了释热前推的物理机制，并在隔离段内建立了“相交激波加摩擦流”（以下简称“X”-SHOCK 模型）的模型，与 Billig 隔离段模型相互补充。另外，通过与直连台以及自由射流台数据的对比，对模型分析的可行性进行了验证。

## 1 物理模型

### 1.1 模型机制

本模型的计算机制接近于真实燃烧的物理现象，其基本思想为燃烧释热使得压力通过边界层前传，并在隔离段中产生激波串。

模型中是否利用压力前传，将由释热后计算所得的沿程最低马赫数确定，若其满足边界层分离的条件式(1)，则认为压力前推，需通过隔离段内的激波串来匹配压力，否则将不采用隔离段模型。激波串由燃烧室的最高压力确定。

$$(Ma)_{\min} < 0.762(Ma)_i \quad (1)$$

其中， $Ma_{\min}$  为计算所得沿程最小马赫数， $Ma_i$  为隔离段入口的马赫数。

如果前一次前推的激波串强度不足，燃烧室内仍将“热壅塞”（ $Ma_{\min}$  接近 1），则再一次压力前推，计算新一次的激波串强度，直到计算完成。前推后激波串的长度及激波串后的马赫数决定了不同的发动机燃烧状态。

目前，本模型可以计算五种不同的发动机状态，即纯超燃模态、激波串超燃模态、激波串亚燃模态、正激波亚燃模态及进气道不起动。

### 1.2 隔离段模型

燃烧室内，燃料与高温来流混合、燃烧，化学反应释热形成高压，高压将通过边界层向上游传播，在隔离段内形成激波串结构。如前所述，若计算满足边界层分离的条件，隔离段内将形成激波串，而激波串结束位置的参数将作为下游燃烧室一维分析计算的初始条件。在本模型中，隔离段处有两模型可供选择，其一

为 Billig 隔离段模型，其二则为笔者提出的 TSR 模型，下文将提到其不同的适用范围。

#### 1) Billig 隔离段模型

Waltrup 和 Billig 等人<sup>[9]</sup>结合理论分析，提出了基于实验数据的激波串公式，其中包括了隔离段长度公式(2)以及静压曲线公式(3)。对于隔离段内马赫数的曲线，HAP<sup>[1]</sup>中利用了冲量函数的计算方法，在考虑变截面的情况下，马赫数曲线可修正为式(4)。

$$\frac{L}{H} = \frac{\sqrt{\frac{\theta}{H}}}{\sqrt[3]{Re_{\theta}}} \cdot \frac{\{50(\frac{P_{\max}}{P_i} - 1) + 170(\frac{P_{\max}}{P_i} - 1)^2\}}{(M_i^2 - 1)} \quad (2)$$

$$\frac{p(x)}{P_i} = 1 + \left( \frac{P_{\max}}{P_i} - 1 \right) (3 - 2\chi) \chi^2, \chi \equiv \frac{x - x_u}{x_d - x_u} \quad (3)$$

$$M = \left\{ \frac{\gamma^2 M_i^2 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_i^2 \right)}{\left( 1 + \gamma M_i^2 - \frac{pA}{P_i A_i} + \frac{\bar{p}\Delta A}{P_i A_i} \right)^2} - \frac{\gamma - 1}{2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

其中，L 为激波串长度，H 为隔离段的高度， $A_i$ 、A 分别为隔离段进口及计算位置的截面积， $x_u$ 、 $x_d$  分别为激波串起始结束位置流向方向的坐标值；

$P_{\max}$  为燃烧室内的最高压力， $\theta$ 、 $Re_{\theta}$  分别为隔离段进口的动量厚度和利用前者计算的雷诺数； $M_i$ 、 $P_i$  分别为为隔离段进口的马赫数及压力，P、M 即为计算得到的隔离段沿程压力和马赫数； $\bar{p}$  则为 P 与  $P_i$  的平均值，为  $\Delta A$  为 A 与  $A_i$  的差值。

#### 2) “X”-SHOCK 模型

通过分析直连台的数据以及观察实验纹影图像，可以发现当流场二维性很强，且燃烧释热量较大，模态接近亚燃以及亚燃模态时，在燃烧区之前形成“X”型激波，且并推到距离喷孔较远的位置，如图 1(a)所示。此时，隔离段的长度和压力计算采用上文的 Billig 激波串公式不再合适。因此，本文提出相交激波（“X”-SHOCK）模型，简图如图 1(b)所示，边界层分离产生一对相交激波，这里假设两侧激波强度相同，不考虑滑移。相交激波后与释热点之间为摩擦流，前推的总长度需重新考虑。

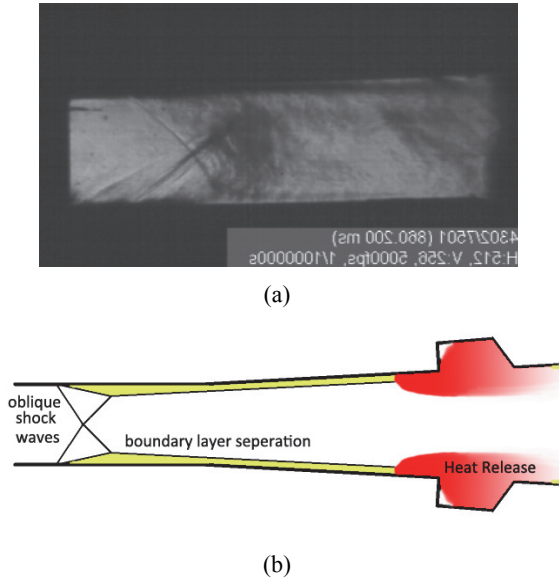


图1 实验纹影图及相交激波模型示意图

实践证明，此时 Billig 公式，即式(1)得到激波串长度已远远小于实际前推长度。究其原因，Billig 利用憋反压的冷流实验数据或三维性较强的单孔喷射进行拟合，这与二维性较强的多排小孔喷射有所不同。再者，由 Billig 等文献中的对比图，如图 2 所示，可以看出拟合过程，为照顾高压比时的激波串长度，低压力时激波串长度与实验值相差较大，而直连台实验的压比在 2~3.5 之间，均落在该图偏差较大的区域。于是，笔者对 TSR 模型的前推长度利用直连台数据重新进行拟合，其形式仍采用式(2)的形式，新的对比图如图 3 所示，拟合出的关系式如式(5)所示。

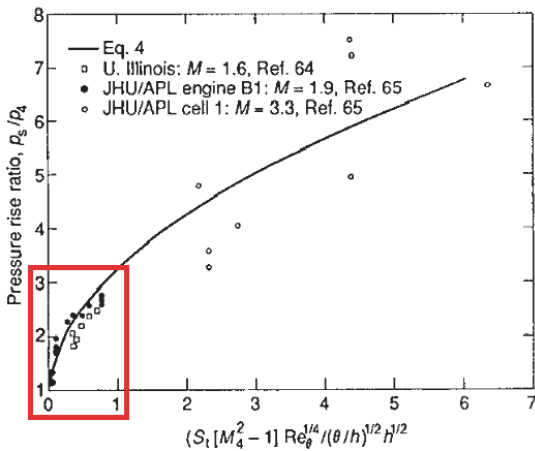


图2 Billig 文献中激波串长度的拟合

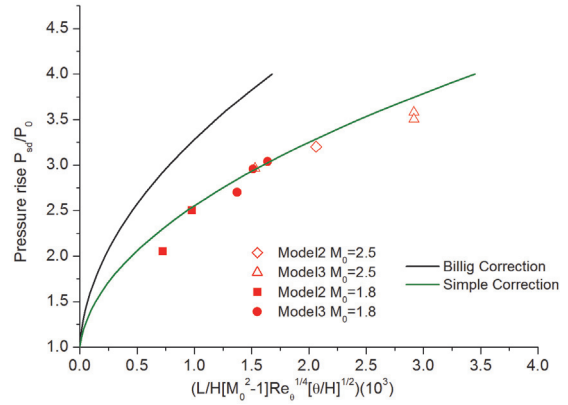


图3 直连台数据及拟合曲线

$$\frac{L}{H} = \frac{\sqrt{\frac{\theta}{H}} \cdot \{100(\frac{P_{sd}}{P_0} - 1) + 350(\frac{P_{sd}}{P_0} - 1)^2\}}{\sqrt[4]{Re_0} \cdot (M_0^2 - 1)} \quad (5)$$

需要注意的是，相交激波结束芯流与边界层内各状态参数不同，截面不均匀，这一特点与利用冲量函数的 Billig 模型不同，需要一个参数平均化过程，以便下游的燃烧室一维计算。此处，本文采用截面压力对面积平均，速度对质量平均的方法，依次对各个参数进行计算，使得平均后的截面压力值与下游上传的燃烧压力峰值相等。

此外，对于上述两种隔离段模型，边界层的起始点有着相同的选择，即，在计算均匀性较强的直连台模型时选在喷管喇叭处，而计算自由射流模型时则选在前体起始点。

### 1.3 燃烧室流场控制方程

本文在隔离段模型之后，采用求解广义一维气动常微分方程组的方法，方程如式(6)~(11)所示。

连续性方程：

$$\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{d\sigma}{\sigma} \quad (6)$$

动量守恒：

$$\frac{dp}{p} + \gamma Ma^2 \left( \frac{dV}{V} + 2C_f \frac{dx}{D} + \frac{d\dot{m}}{\dot{m}} \right) = 0 \quad (7)$$

能量守恒：

$$\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) Ma^2 \frac{dV}{V} - \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right) \frac{C_{pv} dT_t}{C_p T_t} \quad (8)$$

状态方程：

$$\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dT}{T} = 0 \quad (9)$$

马赫数定义微分式：

$$\frac{dV}{V} = \frac{dMa}{Ma} + \frac{1}{2} \frac{dT}{T} \quad (10)$$

等熵关系微分式

$$\frac{dp_t}{p_t} = \frac{dp}{p} + \frac{\gamma Ma^2}{(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2)} \frac{dMa}{Ma} \quad (11)$$

同时,气体粘性系数满足 Sutherland 公式,各气体组分的定压比热容随温度变化,利用多项式拟合的结果;摩擦系数采用 JAXA 改进上世纪 70 年代美国空军提出的摩擦阻力经验公式,即(12)式,

$$C_f = 0.38(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2)^{-0.467} / (\ln Re_x)^{2.58} \quad (12)$$

对于燃烧释热,本模型采用一步无限化学反应速率,可分段给定释热,亦可改变释热的形式,如均匀、递减、递增等等,另含有混合控制燃烧<sup>[6]</sup>的模块。

此外,本文将跨声速的处理与芯流面积的处理联系起来。对于亚燃模态,将释热结束点作为“声速点”,通过迭代芯流面积,使得马赫

数在“声速点”附近非常接近 1,再利用 Shock-jump 关系式<sup>[10]</sup>计算声速点后参数;对于超燃模态,芯流再附位置选在释热的结束位置。

目前可计算的燃料有乙烯和煤油,其中,煤油采用 C<sub>12</sub>H<sub>24</sub> 作为分子式。

## 2 算例验证

### 2.1 直连台数据

首先选择单边扩张的直连实验台构型,利用乙烯燃烧的压力数据对本模型方法进行验证。本文使用的构型为“等直段+扩张段 1+扩张段 2”的组合,沿程设有三个顶凹腔 a、b、c,示意图如图 4 所示。燃料喷射位置位于各凹腔前缘 60mm 处,笔者考察了两种凹腔组合、两种来流条件的三组算例,表 1 显示了各算例的具体参数及计算结果。

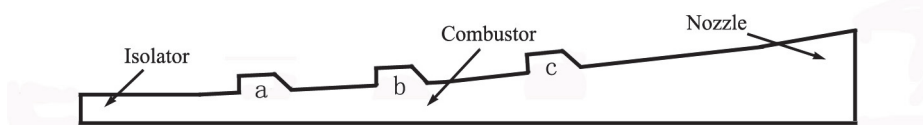


图 4 直连台构型示意图

表 1 直连台算例的参数及结果

算例编号	凹腔位置	当量比	隔离段进口马赫数	隔离段进口总温 (K)	燃烧效率 (%)	当量效率 (%)
1	ac	0.52	2.5	1370	66.2	34.4
2	bc	0.52	2.5	1370	92	47.8
3	bc	0.56	1.8	1000	79.9	44.7

图 5~7 分别为根据算例 1~3 计算所得的沿程压力与马赫数分布图,图中的灰色方块标示了释热分布及燃烧当量效率。其中,算例 1 采用了 Billig 隔离段模型,而算例 2、3 则采用了“X”-SHOCK 模型。此外,以上三个算例,当量比接近,但燃烧效率却不尽相同。究其原因,不难发现,算例 1 为 ac 凹腔组合,两者距离较远,释热集中在两凹腔附近,释热比较分散。算例 2、3 均为 bc 凹腔组合,两凹腔距离较近,释热连成一片,相对集中。

因而,通过这三组数据,可得到以下三点结论:

本模型方法可以对双模态燃烧的沿程参量进行计算,且所得压力分布与实验压力数据吻合较好;

1) 针对隔离段模型的选择,可以发现,释热较集中,当量效率较高时,燃烧产生的高压容易使隔离段中形成“X”型激波,宜选用“X”-SHOCK 模型;反之,释热量小且较分散时,隔离段应选用 Billig 隔离段模型。

2) 针对释热分布,可以看到,凹腔的距离与其有很大关联。通过计算对比当量直连台数据,得到当凹腔间距小于 3 倍凹腔长度时,其间存

在明显的释热分布；而凹腔间距大于 5 倍凹腔距离时，释热主要集中于凹腔附近。

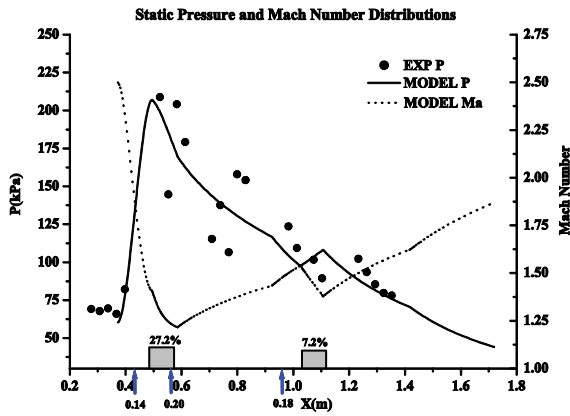


图 5 实验 1 沿程压力与马赫数分布

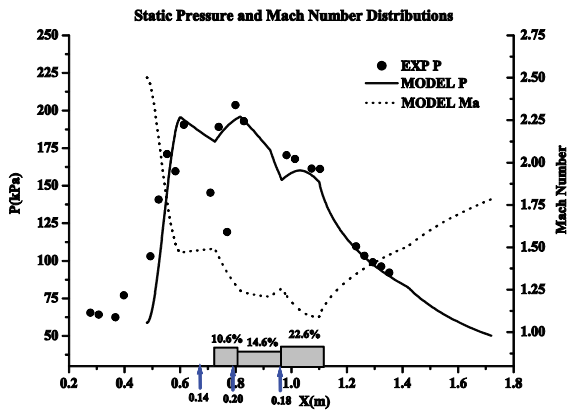


图 6 实验 2 沿程压力与马赫数分布

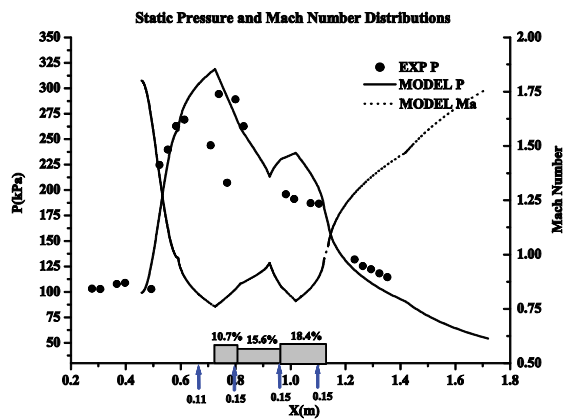


图 7 实验 3 沿程压力与马赫数分布

## 2.2 自由射流台数据

为进一步验证本模型方法对三维发动机实验的适用性，本文对自由射流台的一系列数据进行了计算和对比，图 8 即为其中一组对比结果。实验工况为隔离段进口马赫数 2.75，总温 1700K，流量 1.78kg/s，O<sub>2</sub>，N<sub>2</sub>，H<sub>2</sub>O 的摩

尔分数分别为 20.9%、58.67%、20.43%。煤油从隔离段下游燃烧室侧壁喷入发动机，当量比为 0.87。

由图 8 可以看到，本模型同样可以满足自由射流数据的计算要求，计算所得压力曲线与静压数据吻合较好。同时，对于自由射流数据的计算均采用了 Billig 隔离段模型，可以推断，隔离段模型的选择除了与释热分布及释热量有关外，还和流场三维或二维特性相关。此外，模型还计算得出了发动机的推力增益为 1231N，与实验真实测量得到的 1054N 较为接近，进一步验证了本模型方法的可靠性。

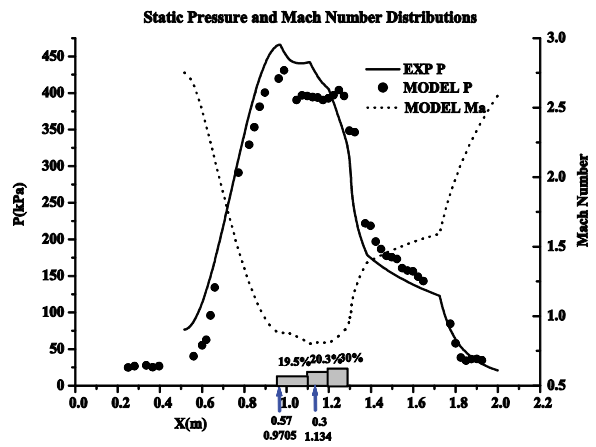


图 8 自由射流实验沿程压力与马赫数分布

## 3 结 论

本文以准一维气动常微分方程组为依托，提出了释热使得压力前推的计算机制，并改进了现有的隔离段模型，提出了除现有 Billig 隔离段模型之外的“X”-SHOCK 模型。通过与直连台、自由射流台大量数据的对比，验证了本模型方法的可行性，且对隔离段模型的选择给出了依据。此外，通过对直连台数据的计算发现了释热分布与凹腔位置及距离的关系，主要结论如下：

(1) 本模型方法从物理上符合真实燃烧的压力前推机制，经过对大量实验数据的计算，验证了其对双模态燃烧室的分析具有可行性；

(2) 隔离段模型的选择与燃烧流场的均匀性及释热分布情况有关。当燃烧流场二维性较强，且释热量大较为集中时，应选用本文提出的“X”-SHOCK 模型。否则，仍选用传统的 Billig 隔离段模型。

(3) 凹腔作为有效的稳焰装置,对释热分布有着较大的影响。双凹腔燃烧室的释热分布不仅与凹腔位置有关,还和其距离有着很大的关联。研究表明,两凹腔距离在三倍凹腔长度之内时,明显得释热易产生在两凹腔之间,而此距离大于五倍凹腔长度时,释热分布主要集中在凹腔附近且分布均匀。

#### 参考文献

- 1 Heiser W H, Pratt D T, Deley D H. Hypersonic Airbreathing Propulsion. American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc, Washington, D.C.1994.
- 2 Bussing T R A, Murman E M. A one-dimensional unsteady model of dual-mode scramjet operation. AIAA Paper, 83-0422.
- 3 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,2003,17(1): 88~82.
- 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,2009,30(2):135-138
- 5 Timothy F. O'Brien, Ryan P. Starkey, Mark J. Lewis. Quasi-One-Dimensional High-Speed Engine Model with Finite-Rate Chemistry. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(6): 1366-1374.
- 6 Cristian Birzer and Con J. Doolan. Quasi-One-Dimensional Model of Hydrogen-Fueled Scramjet Combustors. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25(6): 1220-1225.
- 7 王兰.超音速燃烧冲压发动机燃烧室数值模拟[硕士学位论文].西安:西北工业大学,2001.
- 8 刘敬华,凌文辉,刘陵等.超音速燃烧室性能非定常准一维流数值模拟.推进技术,1998,19(1).
- 9 Waltrup, P. J., and Billig, F. S., "Prediction of Precombustion Wall Pressure Distributions in Scramjet Engines," Journal of Spacecraft and Rockets, 1973, 10(9).
- 10 Reduced-Order Modeling of Turbulent Reacting Flows with Application to Ramjets and Scramjets. Journal of Propulsion and Power, 2011, 27(2): 371-382.

## MODEL STUDY OF DUAL-MODE SCRAMJET COMBUSTOR BASED ON BACK PRESSURE DUE TO HEAT RELEASE

TIAN Lu, CHEN Lihong, CHEN Qiang, CHANG Xinyu

State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China

**Abstract** A mechanism of back pressure match due to combustion was implemented on the basis of traditional one-dimensional model. A new isolator model with "two reflected shock and friction flow" ("X"-SHOCK Model) was provided in order to supplement the original Billig Model. The suitable choices between these two models were further discussed as well. The model study was testified by data acquired from direct-connect scramjet facility and free jet engine facility. The results showed that the model in this paper performed well in calculating parameters along the dual-mode combustor. The calculated pressure agreed well with the experimental one. In addition, when the flowfield of combustion was relatively two-dimensional and the amount of heat release is comparatively large and concentrated, "X"-SHOCK Model was preferred. Otherwise, Billig Model should be used instead.

**Key words** isolator model, heat release distribution, dual-mode combustor, one-dimensional analysis