

文章编号:1000-8055(2012)05-0993-06

凹腔前缘角对超声速燃烧室性能的影响

贾 真, 吴 迪, 朴 英, 薛梅新

(清华大学 航天航空学院, 北京 100084)

摘 要: 针对带有不同前缘角的凹腔内流动和燃烧过程, 分别在冷态和燃烧条件下探讨了前缘角对凹腔内流动损失及阻力特性的影响。研究表明: 在壁面垂直喷射的喷口上游和凹腔内部均会形成低速、高温回流区, 有利于点火及火焰稳定; 燃烧反压通过边界层的亚声速区域上传, 形成激波/边界层干扰结构。减小前缘角, 可使剪切层分离位置提前, 更偏向凹腔内部, 导致凹腔后壁面再附激波增强, 进而增大了总压损失, 降低了总压恢复系数; 亦可导致凹腔前、后壁面压差阻力增大, 阻力系数上升。进一步认识了凹腔内部流场及稳焰增混机理, 进而为优化凹腔结构设计提供依据。

关 键 词: 凹腔; 前缘角; 激波/边界层干扰; 总压恢复系数; 阻力系数

中图分类号: V231.2

文献标志码: A

Effect of cavity leading edge angle on performance of super-sonic combustor

JIA Zhen, WU Di, PIAO Ying, XUE Mei-xin

(School of Aerospace, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The effect of cavity leading edge angle on flow field and cavity drag characteristics in a supersonic combustor under the condition with/without chemical reactions was numerically investigated. It is found that low velocity and high temperature recirculation zones form in cavity and upstream boundary layer of wall orifice, respectively, which are induced by a bow shock produced by the normal fuel jet interacting with the supersonic cross flow and expected to facilitate the fuel ignition and enhance the flame stabilization. A shock/boundary layer interaction phenomenon arises from an intense back pressure fluctuation induced by combustion spreading upstream through subsonic region of boundary layer. Decreasing the leading edge angle moves separation point of free shear layer ahead, which strengthens the reattaching shock at angled back wall and consequently increases the total pressure loss, in other words, decreases the total pressure recovery coefficient as well as the drag coefficient. This investigation provides insight into the characteristics of flow field inside supersonic combustor with/without combustion and corresponding mechanism of fuel-air mixing enhancement, which is crucial for optimization of the cavity structure.

Key words: cavity; leading edge angle; shock/boundary layer interaction; drag coefficient; total pressure recovery coefficient

随着高超声速飞行器发展需求的不断增长, 超燃冲压发动机成为飞行马赫数 $Ma > 5$ 的飞行器的首选动力装置。超燃冲压发动机中关键的核

心技术之一是超声速燃烧室设计, 虽然国内外已取得大量研究成果, 并有 X-43, X-51 等初步的飞行验证试验, 但目前仍有一些关键技术, 比如燃料

收稿日期: 2011-06-15; 网络出版地址: www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120525.1516.201205.993_006.html

作者简介: 贾真(1983—), 男, 甘肃白银人, 博士生, 主要从事超声速燃烧室性能研究。

增强混合及稳定燃烧技术等,亟待取得突破^[1-2]. 超声速空气流过有限尺寸的燃烧室,燃料在其停留时间为 1~2 ms,并且高马赫数流体的可压缩效应显著降低混合层的增长率. 所以如何有效地增强燃料和空气的混合并实现稳定燃烧是目前超声速燃烧室研究重点之一. 支板^[3-4]、斜坡^[5]等结构的燃料喷射装置都得到了一定的混合增强效果,但其均有总压损失和阻力较大的缺点. 自俄罗斯中央航空发动机研究院(CIAM)^[6-7]提出凹腔火焰稳定器,因其结构简单、稳焰效果好并且具有低阻、小总压损失的优点,得到了广泛的研究,并被证明是未来最具潜力的应用于超燃冲压发动机的火焰稳定器^[8].

目前,对凹腔的几何参数的流场机理有较多的研究成果. Baurle 等人^[9]对凹腔长深比 L/D 和后缘角 θ 影响规律进行仿真研究,很好地反映了凹腔内的回流过程,发现浅凹腔质量交换率较小,并且增大 L/D ,燃料驻留时间缩短,总结为凹腔深度对燃料驻留时间起决定作用. Gruber 等人^[10-11]采用实验和计算相结合,通过对 7 种结构的开式凹腔火焰稳定器的冷流流动机理研究发现:对于声学凹腔,来流从凹腔前缘脱落,在凹腔后缘处产生激波,压力梯度较大,流动具有较强的非定常性;而对于火焰稳定凹腔, L 和 θ 决定了剪切层的空间发展特性,不断减小 θ ,前缘拐点压缩波变为膨胀波,流场更加稳定,倾斜凹腔后壁能明显抑制凹腔自激振荡特性,但对点火/火焰稳定的影响很小.

而对凹腔前壁面结构的研究较少,本文定义凹腔前壁和上游壁面所成角度为前缘角 α ,以传统的前缘角 $\alpha=90^\circ$ 的凹腔作为基准结构,模拟前缘角 α 的变化对燃烧室的流动和传热特性的影响机理.

1 数值计算方法与物理模型

1.1 求解方程

本文在空间上采用有限体积法离散二维多组份雷诺平均 Navier-Stokes(N-S)方程组,时间上采用 Runge-Kutta(R-K)方法. 对连续方程、动量守恒方程、能量守恒方程、湍流模型、状态方程和组分方程进行耦合隐式求解. 以下给出笛卡尔坐标系下守恒型微分方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} + S \quad (1)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho f_i \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \\ \rho f_i u \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + P \\ (\rho E + p)v \\ \rho f_i v \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \\ \rho D_i \partial f_i / \partial x \end{bmatrix},$$

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_y \\ \rho D_i \partial f_i / \partial y \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ C_i \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\tau_{yy} = -\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right),$$

$$q_x = k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{ns} \rho D_i h_i \frac{\partial f_i}{\partial x},$$

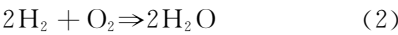
$$q_y = k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{i=1}^{ns} \rho D_i h_i \frac{\partial f_i}{\partial y}$$

u, v 为 x, y 方向的速度分量, T 为绝对温度, p 为压强, μ 为黏度, $\mu = \mu_t + \mu_l, \mu_l$ 为层流黏度,应用 Sutherland 公式计算, μ_t 为湍流黏度,由 $k-\omega$ 剪切应力运输(SST)湍流模型得到. k_{eff} 为有效传热系数, E 为单位体积总能量.

本文计算的问题是固壁受限的超声速内流问题,伴有激波/边界层干扰、燃烧等强湍流流动. 基于此,选择 Menter 的 $k-\omega$ SST 湍流模型,该模型在近壁低雷诺数边界层内采用标准 $k-\omega$ 模型,而在边界层外的高雷诺数主流区,转化为标准 $k-\epsilon$ 模型,既吸收了两种模型的优点,又回避了两者的缺点,对激波和边界层干扰这类具有强烈非平衡效应的现象能达到较高的计算精度.

考虑到流场具有强湍流特性,选择涡耗散模型控制湍流-化学反应相互作用机理. 氢气的化学反应机理具有总包反应及二方程、八方程、十九方程等多步化学反应机理. 便于简化计算,且单步总包

反应能够满足所需要精度,本文选择总包反应机理:



假定空气和氢气为理想气体,比定压热容是温度的一元函数,对流项选用具有 total variation diminishing 特性的二阶迎风差分格式,扩散项用中心差分格式.

1.2 物理模型

图 1(a) 是带基准凹腔的二维燃烧室结构示意图,由等直段和扩张段构成,在等直段下壁面有一个深 $D=10\text{ mm}$,长深比 $L/D=4$,后缘角 $\theta=90^\circ$ 的火焰稳定凹腔. 氢气在距凹腔前缘 12 mm 的上游壁面垂直喷射,喷嘴直径 $d=1\text{ mm}$. 图 1(b) 为凹腔结构,前缘角 α 为 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. 将计算区域分块划分结构化网格,近壁面局部加密.

模拟高度 $H=30\text{ km}$ 、飞行马赫数 $Ma=6$ 的状态,经过进气道、隔离段减速增压,以气流马赫数 $Ma=2$ 进入燃烧室,空气总压为 1.56 MPa 、静压为 0.2 MPa 、总温为 1860 K ,壁面采用无滑移、绝热边界条件,出口为超声速流动时,参数一阶外推得到.

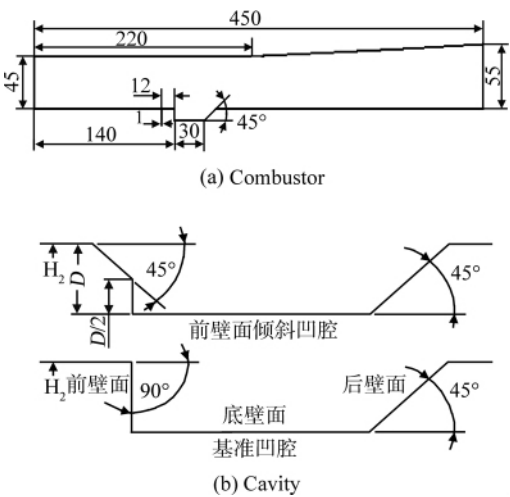


图 1 燃烧室结构图(单位:mm)
Fig. 1 Supersonic combustor(unit:mm)

1.3 算例验证

选择文献[12]的实验作为标准算例,以此来验证本文的数值模拟方法的准确性. 燃烧室结构及进口参数如图 2 和表 1.

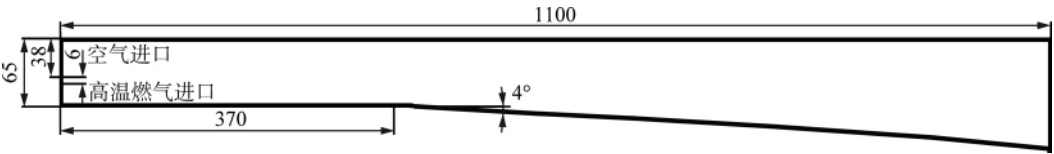


图 2 双燃烧室结构图(单位:mm)
Fig. 2 Dual-combustors ramjet(unit:mm)

表 1 燃烧室进口参数^[12]
Table 1 Flow parameters of the combustor^[12]

	p_s/MPa	T_s/K	Ma	质量分数				
				C_2H_4	O_2	CO_2	H_2O	N_2
空气	0.0977	492	2.09		0.233		0.052	0.715
高温燃气	0.1731	1772	1.25	0.1059	0.0103	0.1205	0.1566	0.6067

从图 3 的壁面静压分布图看出,计算出的静压分布趋势和实验结果吻合较好,预测出了燃烧室内的波系位置.

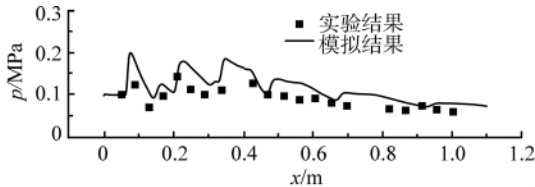


图 3 计算结果同实验的壁面静压比较
Fig. 3 Wall static pressure comparison of experiment and numerical calculation

2 计算结果分析

2.1 燃烧室流动与燃烧特性

选择带前缘角 α 为 45° 和 90° 的凹腔的燃烧室流场进行比较. 图 4 为冷态流场静压等直线图,两种结构的燃烧室流场有一定的类似性,超声速气流流过凹腔,在凹腔前缘均产生压缩波系并产生剪切层,剪切层横跨整个凹腔,撞击在后壁面,形成较强的再附激波. 相比 $\alpha=90^\circ$ 的凹腔,更小的前缘角导致剪切层在流向发展距离更长,剪切层撞

击后壁面形成的再附激波角更大,所以激波更强.再附激波入射到燃烧室上壁面并同扩张段产生的膨胀波系相交、穿越、再反射并逐渐衰减,最后在出口处消失.

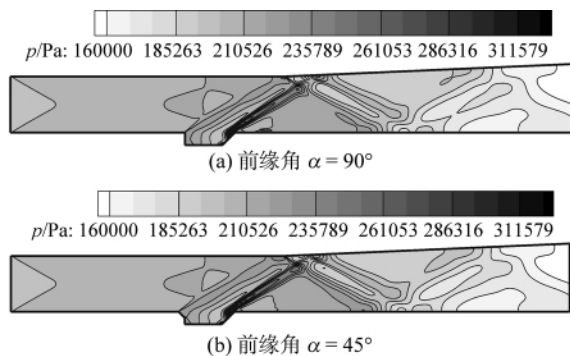


图 4 冷态流场静压等直线图

Fig. 4 Pressure distribution of flow without reaction

图 5 为燃烧工况的静压等直线图,在燃料喷口处形成一道弓形激波,在燃烧室靠近上壁处出现明显的激波/边界层干扰现象.这主要是因为燃料在喷口下游开始燃烧,导致当地压力迅速升高并通过边界层的亚声速区向上游传播,足够大的燃烧反压形成的逆压梯度引起边界层分离、突起,形成激波/边界层干扰的典型结构——激波串.但在这两幅图中只能看到一道明显的激波,这主要是工况的当量比较低,且燃烧是逐步释热,燃烧反压并不很高.激波系在向下游传播过程中不断衰减,在扩张段基本消失.

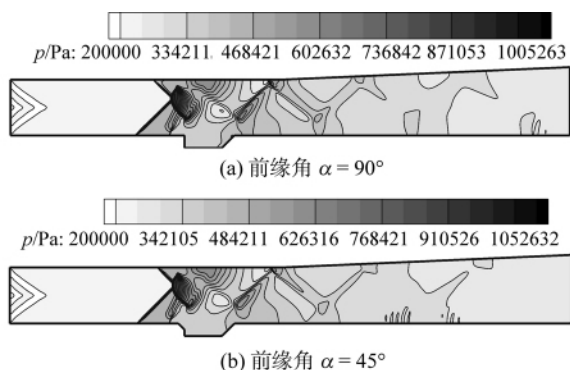


图 5 燃烧流场静压等直线图

Fig. 5 Pressure distribution of flow with reaction

将凹腔展开为前壁面、底壁面、后壁面如图 1(b)所示,静压分布曲线如图 6,不同前缘角的凹腔壁面静压曲线具有相似性.①在前壁面,随着减小 α ,静压曲线下移,主要源于前缘形成的压缩波

不断减弱,前壁面所受压力降低;②在底壁面,尽管前壁面差异明显,但在此段四条曲线基本重合,说明前壁面结构对底壁面的静压分布影响不大;③在后壁面,静压曲线先下降、再上升、再下降,形成一个波谷和一个波峰.波谷位置即是剪切层撞击后壁的位置,可以看出,前缘角对撞击点的位置基本没有影响,但会显著影响再附激波的强度,即,伴随着 α 减小,波谷上移,再附激波更强,这同图 4 分析.

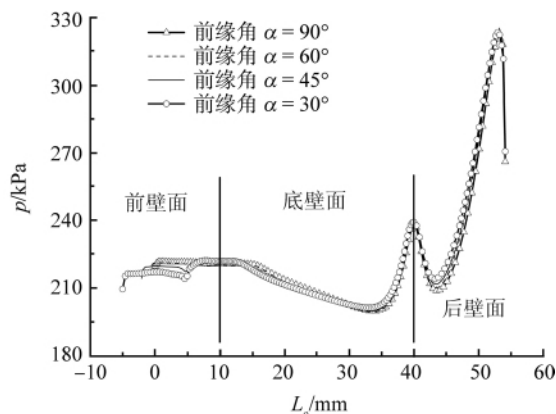


图 6 凹腔等效长度的壁面静压分布

Fig. 6 Wall pressure distribution of cavity

从图 7(a)的燃烧室温度等值线图看出,温度的最高区域在凹腔内部.对比图 8(a)的流线图,在凹腔内部形成大的低速、高静温回流区,有利于燃料和空气的混合和点火.在燃烧工况图 7(b),燃料垂直喷射形成的弓形激波引起边界层分离,在上游形成较小的回流区,能够起到一定的稳定燃烧作用.燃烧主要集中在下壁面附近,说明壁面垂直喷射虽然结构较简单,但总压损失大,并且燃料穿透主流深度有限,一般需配合其他燃料喷射装置同时使用以达到较高的燃烧效率.

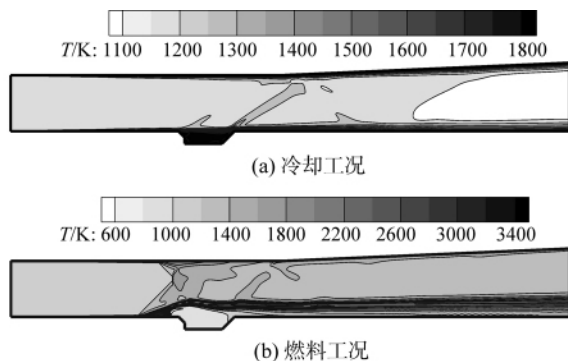


图 7 燃烧室温度等值线分布图

Fig. 7 Static temperature contours of combustor

剪切层从燃料喷口处开始分离如图8(b)所示,前缘角 α 越小,更容易形成大涡,燃料更容易被卷吸入凹腔内部。的凹腔流线图可看到形成大的回流区,在燃烧工况,在燃料喷嘴上游由于喷射形成的弓形激波引起边界层分离形成小的回流区,能够起到形成流场在凹腔内形成低速、高温的回流区,有利于燃料进入凹腔后发生自燃,形成较稳定的燃烧火焰。

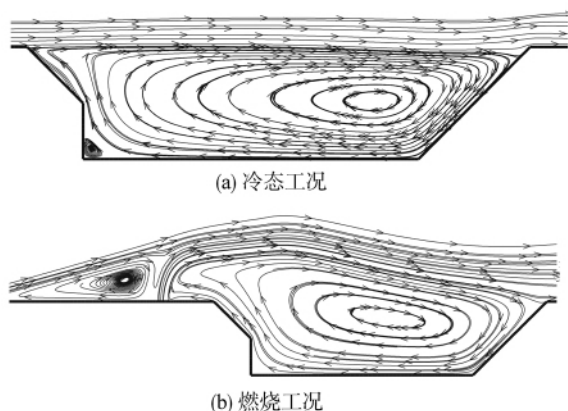


图8 凹腔流场的流线图

Fig. 8 Streamline of cavity flow field

总之,减小凹腔前缘角不会实质性地改变流场波系结构,而会影响到前缘激波与后壁面再附激波强度,进而会影响到总压损失与阻力。再者减小前缘角会提前剪切层的分离位置,有利于燃料被剪切层带入凹腔,对火焰稳定产生积极影响。

2.2 燃烧室流动损失与阻力特性

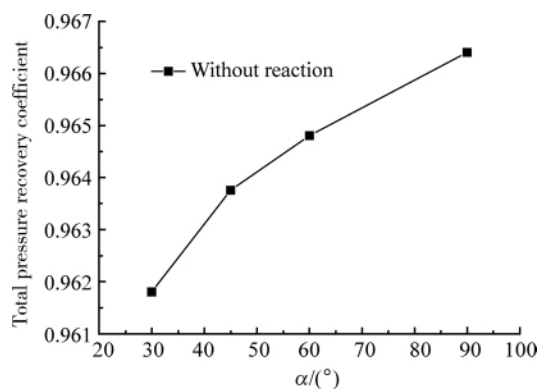
图9为燃烧室进出口总压恢复系数随前缘角 α 的变化曲线。在冷态工况,总压损失主要是激波损失和黏性耗散损失,随着 α 从 90° 减小到 30° ,总压恢复系数不断下降从接近96.7%下降到不到96.2%,这同前面对流场波系结构分析一致,减小 α 导致凹腔后壁再附激波强度增加,总压损失增加。对燃烧工况,由图9(b)易知,总压恢复系数下降到70%左右,这说明燃烧导致大量的总压损失,而 α 对燃烧工况的总压损失影响不大。所以设计合理的燃烧室结构及合理布置燃料释热策略将尽可能提高循环效率,增加推力增益。

燃烧室的内阻力由内型面和燃料增强混合装置决定,在此重点分析凹腔的阻力。凹腔的阻力由前、后壁面的压差阻力和摩擦阻力构成。通过计算,所有工况的摩阻占压差阻力的5%左右,所以可忽略摩阻影响。

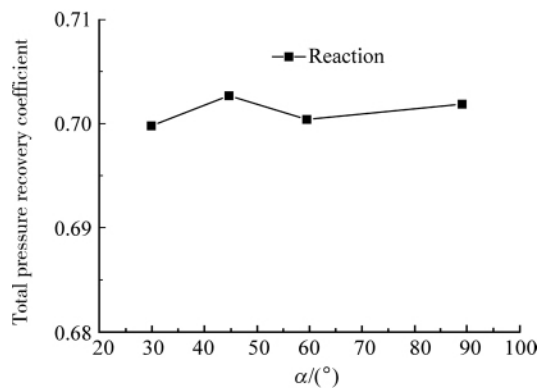
定义凹腔的阻力系数 C_f 为

$$C_f = \frac{F_{\text{cavity}}/A_{\text{cavity}}}{\rho v^2/2} \quad (3)$$

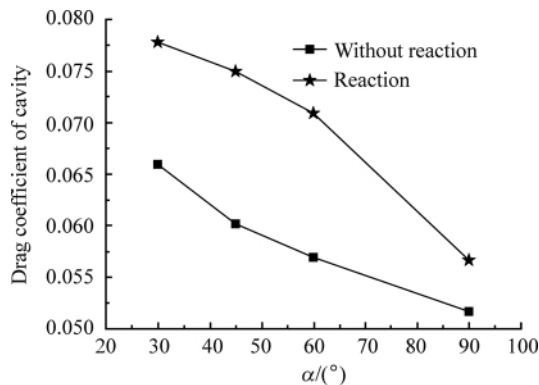
其中 F_{cavity} 为凹腔阻力; A_{cavity} 为凹腔截面积; ρ, v 分别为燃烧室进口密度和速度,计算得凹腔阻力系数受前缘角 α 的影响如图10所示,冷态工况的 α 从 90° 减小到 30° , C_f 从大概0.52增加到接近0.67,这主要是减小 α 导致前缘压缩波减弱,前壁面压强降低、而后壁面再附激波增强,后壁压强升高,导致压力差增大。而对于热态工况,阻力系数



(a) 冷态工况



(b) 燃烧工况

图9 总压恢复系数随 α 的变化Fig. 9 Total pressure recovery coefficient vs. α 图10 凹腔阻力系数随前缘角 α 的变化Fig. 10 Drag coefficient of cavity vs. α

曲线整体上移,分析原因是燃料在凹腔后壁面附近开始剧烈燃烧,使后壁面受压力更大,压差阻力更高。当 α 从 90° 减小到 30° , C_f 从大概0.57增加到接近0.77。分析其原因为减小 α 使燃料更容易进入剪切层,并在凹腔后壁面的高温区发生燃烧,使其局部壁面静压升地更高,导致凹腔的压差阻力更大,阻力系数更高。

3 结 论

通过以上的燃烧室冷态和燃烧工况的计算结果的分析讨论,可以总结以下几点:

1) 壁面垂直喷射燃料在喷口上游形成回流区,对点火及火焰稳定有一定的促进作用,凹腔内形成低速、高温回流区,是主要的火焰稳定区。

2) 凹腔前缘角不会实质性地改变流场内波系结构,但减小凹腔前缘角将减弱前缘分离激波强度,较明显增强后壁面再附激波强度,导致燃烧室内总压恢复系数降低,凹腔前后壁面的压差阻力增大即凹腔阻力系数增大。

3) 减小凹腔前缘角将使剪切层从喷口开始分离,燃料更容易被剪切层带入凹腔,对稳定火焰起到一定的积极作用。

4) 减小凹腔前缘角在冷态工况会增强凹腔后壁面再附激波强度,增大总压损失,而在燃烧工况,影响规律不明显。

参考文献:

- [1] Vinogradov V, Grachev V, Petrov M. Experimental investigation of 2-D dual mode scramjet with hydrogen fuel at Mach 4-6[R]. AIAA-1990-5269, 1990.
- [2] 司徒明. 煤油超燃冲压发动机性能分析[J]. 推进技术, 1998, 19(2): 18-22.
SITU Ming. Performance analysis of hydrocarbon-fueled scramjet[J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(2): 18-22. (in Chinese)
- [3] Niioka T, Terada K, Kobayashi H, et al. Flame stabilization characteristics of strut divided into two parts in supersonic airflow[J]. Journal of Propulsion and Power, 1995, 11(1): 112-116.
- [4] Brandstetter A, Denis S R, Kau H P. Flame stabilization in supersonic combustion [R]. AIAA-2002-5224, 2002.
- [5] Rogers R C, Capriotti D P, Guy R W. Experimental supersonic combustion research at NASA Langley[R]. AIAA 1998-2506, 1998.
- [6] Roudakov A S, Schikhmann Y, Semenov V, et al. Flight testing of an axisymmetric scramjet-Russian recent advances[R]. International Astronautical Federation, IAF Paper 93-S4. 458, 1993.
- [7] Rodriguez C G. CFD analysis of the CIAM/NASA scramjet[R]. AIAA-2002-4128, 2002.
- [8] Owens M G, Tehranian S, Segal C, et al. Flame-holding configurations for kerosene combustion in a Mach 1.8 airflow[J]. Journal of Propulsion and Power, 1998, 14(4): 456-461.
- [9] Baurle R A, Tam C J, Dasgupta S. Analysis of unsteady cavity flows for scramjet applications [R]. AIAA-2000-3617, 2000.
- [10] Gruber M R. Fundamental investigation of an integrated fuel injector/flameholder concept for supersonic combustion[R]. AFRL-PR-WP-TR-1998-2111. 1998.
- [11] Gruber M R, Baurle R A, Mathur T, et al. Fundamental studies of cavity-based flameholder concept for supersonic combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(1): 146-153.
- [12] 王春, 司徒明, 马继华, 等. 高温富油燃气超声速燃烧数值模拟[J]. 推进技术, 2000, 21(2): 60-63.
WANG Chun, SITU Ming, MA Jihua, et al. Numerical simulation on supersonic combustion of fuel-rich hot gas [J]. Journal of Propulsion Technology, 2000, 21(2): 60-63. (in Chinese)