

文章编号: 1000-8055(2009)04-0760-06

超声速燃烧气动斜坡喷注器研究

吴海燕, 周 进, 邵 艳, 张顺平, 孙明波
(国防科技大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 为增强超声速燃烧过程的燃料混合, 设计了通过喷嘴阵列形成流向涡强化混合的气动斜坡实验件. 在直连式实验台上对气动斜坡实验件进行了纹影及油流谱等冷试实验研究. 并采用大涡模拟(LES)方法数值模拟了超声速流场中气动斜坡的流动及燃烧特性. 结果表明: 气动斜坡喷注器的喷嘴阵列设计能有效加速喷流后流向涡的卷起, 提高掺混特性; 其燃烧过程也能使喷流形成的剪切层上抬, 增进混合; 由于喷流方向与主流方向夹角较小, 总压损失也较物理斜坡、横向喷流等混合增强方式小.

关 键 词: 超声速燃烧; 气动斜坡; 大涡模拟; 喷注器

中图分类号: V435

文献标识码: A

Study of aerodynamic ramp injector in supersonic combustion

WU Haiyan, ZHOU Jin, SHAO Yan, ZHANG Shurping, SUN Mingbo

(College of Aerospace and Material Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The aerodynamic ramp was used to enhance mixing in supersonic combustion by forming two stream eddies. And the aerodynamic ramp was designed with injectors array. The schlieren and oil flow experiment of aerodynamic ramp were conducted on the straight united supersonic experimental equipment. The supersonic flow and combustion were simulated by the method of large eddy simulation (LES). The results show that the designed injectors array has the ability to accelerate the roll up course of streamwise vortices after the injection, which is beneficial for the mixing. And the combustion course enables the rise of the injection shear layer. Due to the smaller angle of injection, the ratio of total pressure loss of aerodynamic ramp is less than the physical ramp and transverse injection stream.

Key words: supersonic combustion; aerodynamic ramp; large eddy simulation; injector

随着航空技术的发展, 吸气式超燃冲压发动机作为高超声速飞行器的动力装置受到了广泛关注. 突破超声速燃烧的关键技术, 研制高性能超燃冲压发动机具有重要的民用价值和军事意义. 由于超燃发动机内流动为超声速, 燃料在燃烧室内的驻留时间只有毫秒量级且穿透深度受到限制. 为了保证燃料的燃烧效率, 必须设计混合增强装置. 其中流向涡增强技术通过在燃烧室内形成一对稳定的流向驻涡实现对来流与燃料的掺混, 达

到混合增强的目的. 物理斜坡、支板等混合增强构型都应用了流向涡增强技术. 但由于它们都要侵入主流, 给超声速流动带来较大的流动损失, 同时也面临着复杂的热防护问题.

气动斜坡喷注器采用多喷嘴组合的方式, 通过设计不同喷注角度让燃料喷流相互作用, 并抬升主流, 从而在流场中形成类似于物理斜坡的气动斜坡, 为喷注的燃料提供一对流向涡以增强混合, 实现推进剂与主流空气的高效掺混^[1]. 气动

收稿日期: 2008-04-28; 修订日期: 2008-09-25

作者简介: 吴海燕(1980-), 女, 湖北武汉人, 博士生, 主要研究方向为: 燃烧理论. E-mail: why800103@163.com

斜坡没有侵入主流的物理结构, 避免了较大的流动损失, 实现了喷注器与混合增强装置的一体化设计. 目前国外对气动斜坡喷注器、气动斜坡与凹腔组合结构等的流动及燃烧机理问题进行了比较深入研究, 但在我国相关工作才刚刚开展还没有进行深入研究. 鉴于此本文对 9 喷嘴阵列的气动斜坡进行了实验及仿真研究.

1 实验装置及实验件

1.1 直连式实验台

直连式超声速燃烧实验系统, 包括空气加热器、超燃实验段、气体供应系统以及测控系统 4 部分, 可模拟飞行高度 23 km, 飞行马赫数 5.27 的超声速巡航条件. 空气加热器为轴对称设计, 出口处马赫数 2.01、静温 780 K、静压 0.07 MPa, 其热空气各组分的质量百分比为: O₂ 占 23.2%, N₂ 占 68.4%, H₂O 占 8.1%, 其余 0.3%. 超燃实验段采用矩形截面燃烧室, 为了实现对流场结构的研究, 超燃实验段侧壁开窗安装石英玻璃.

1.2 气动斜坡结构

本文研究的超声速斜坡喷注器喷嘴(如图 1 所示)为 3×3 阵列排布^[2], 其喷嘴间距 L 与喷嘴直径 d 的关系如图所示, 喷孔直径为 1 mm. 为减小喷流对主流带来的阻力, 设计第一列喷嘴喷注方向与流动方向成 15° 夹角的平行喷注; 为在流场中尽快卷起流向涡结构, 设计第二列喷嘴喷注方向与流动方向成 30° 夹角, 且中轴两侧的喷嘴其喷注方向与中轴夹角为 15°, 三个喷嘴对喷; 第三列喷嘴喷注方向与流动方向成 45° 夹角, 中心两侧喷嘴喷注方向与中轴夹角 30°, 三喷嘴对喷. 对于二维的仿真, 将 3×3 的阵列喷嘴简化成 3 个喷嘴, 其喷注方向如图 2 所示. 实验件照片如图 3 所示. 在气动斜坡后的测压孔如图所示, 这些孔也可连接氢气供应系统, 通过氢横向喷流实现对气动斜坡喷注器的点火. 在气动斜坡前的测压孔位于发动机身部, 图中未标出.

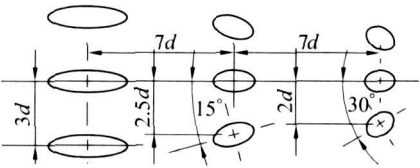


图 1 喷嘴分布及展向喷注角度

Fig. 1 Distribution of injectors and the spanwise injection angle

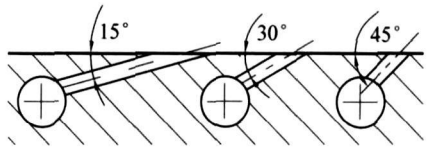


图 2 横向喷注角度

Fig. 2 Streamwise injection angles

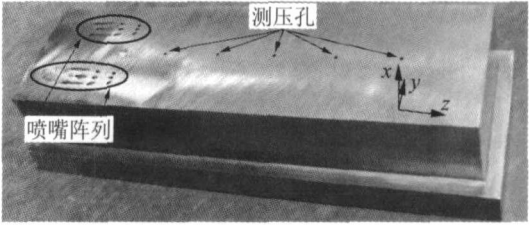


图 3 气动斜坡实验件照片

Fig. 3 Photo of aerodynamic ramp

2 计算模型与数值方法

2.1 流动控制方程

本文利用盒式滤波函数及 Favre 平均对可压缩的超声速燃烧流场进行过滤, 保留大涡分离小涡, 得到大涡模拟的亚格子应力模型^[3], 对于壁面流场采用混合 RANS/LES 方法, 并采用 $k-\omega$ SST 模型模拟耗散区湍流. 得到的可压缩大涡模拟无量纲控制方程如下^[4]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial (\tau_{ij} + \tilde{\tau}_{ij})}{\partial x_j} \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\rho \tilde{E})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{E} + p) \tilde{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re(\gamma - 1) Ma_\infty^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu^{sgs}}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{Re} \frac{\partial [\tilde{u}_j (\tau_{ij} + \tilde{\tau}_{ij})]}{\partial x_j} \tag{3}$$

其中

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \\ \tilde{\tau}_{ij} = 2\mu^{sgs} S_{ij}$$

Smagorinsky 的亚格子模型给出的粘性系数

$$\mu^{sgs} = \rho \left(C_s \Delta \right)^2 \sqrt{\pi} Re \tag{4}$$

其中 $0.10 \leq C_s \leq 0.24$, 本文取 $C_s = 0.10$, $\pi = |2S_{ij} S_{ij}|$, $\Delta = \left[\Delta x \Delta y \Delta z \right]^{1/3}$

2.2 化学反应动力学模型

燃烧模型建立的目的就是确定在湍流的情况

下各组元的燃烧速率,从而得到因为化学反应而引入控制方程的源项.这里采用修正的 Arrhenius 有限速率模型,模拟燃料 H_2 与来流中 O_2 的化学反应.化学反应通式可以写为

$$\sum_{j=1}^N v_j' M_j \rightleftharpoons \sum_{j=1}^N v_j'' M_j \quad (5)$$

其中 v_j', v_j'' 分别是反应物和生成物的化学当量系数, k_f, k_b 分别是正反应和逆反应的反应速率常数, M 是组分标志.

将质量作用定律用于每一基元反应,然后对其求和,便可得到组分 i 的净生成速率

$$\dot{\omega} = (v_i'' - v_i') \left(k_f \prod_{j=1}^N C_j^{v_j'} - k_b \prod_{j=1}^N C_j^{v_j''} \right) \quad (6)$$

式中 C_j 指每个反应物或生成物的摩尔浓度.

反应速率常数修正的 Arrhenius 公式

$$k = A_0 T^m \exp \left(- \frac{E_a}{R_u T} \right) \quad (7)$$

式中 A_0 是指前因子, m 是温度指数, E_a 为反应活化能, R_u 为通用气体常数.

本文参照文献[5],采用氢氧七组分八方程简化的化学反应动力学模型对燃烧流场进行仿真研究.

2.3 数值方法及边界条件

由于大涡模拟的误差强烈依赖于数值离散格式的选择,因此本文选用五阶精度的 WENO 格式对控制方程的无粘项进行离散. WENO 格式通过选择性地对 ENO 重构值进行加权处理,以在光滑区满足更高阶的计算要求,而在间断区保持原有的 ENO 性质.所有的粘性通量用二阶中心差分离散,在时间推进上采用二阶精度的具有 TVD 保持性质的 Runge-Kutta 方法^[6]. CFL 数取为 0.5.

二维计算域为 $36\text{ mm} \times 270\text{ mm}$,上壁面沿流向有 2° 的扩张角.计算区域分为 4 块,用 4 台微机组成的集群分布式 MIMD 并行计算系统进行计算,总网格节点数为 124×864 ,并在喷流和边界层分布区域进行网格加密.受到计算能力的限制三维计算域沿流向相应缩短,为 $22\text{ mm} \times 36\text{ mm} \times 160\text{ mm}$,扩张方式和网格加密方式与二维的一致,用 10 台微机进行并行计算,总网格节点数为 $50 \times 60 \times 104$.为方便生成结构网格,将喷孔形状按照等面积方法等效为正方形,然后再按喷注角度向喷注面投影成矩形.

计算中对于壁面边界采用无穿透无滑移绝热

条件;对于超声速出口,不提物理边界条件,只提数值边界条件;对于超声速的入口,只提物理边界条件.仿真计算的工况与实验一致.

3 结果与讨论

3.1 激波/边界层相互作用

图 4 是纹影实验拍到的激波系结构,实验中采用水平刀口,能更好地反映垂直于流向的密度梯度.限于实验段观测窗口的范围,仅对喷嘴处的流场进行了拍摄.图 5 是二维气动斜坡流场数值纹影的仿真结果,该数值纹影是计算得到的流场密度值沿流动方向的导数,相当于垂直刀口的情況.可以看到,计算结果与实验结果有相同的激波结构、相近的激波角度.不同的是实验中由喷流引起的三道弓形激波打到燃烧室上壁面时,引起边界层分离,分离形成的回流区相互作用合并,反射成一道分离激波;而计算中反射成三道分离激波,这主要是采用的 RANS/LES 模型在仿真激波边界层分离时高估了壁面附近流动粘性,导致计算回流区作用范围过小,回流区未合并,致使反射的分离激波相互独立.

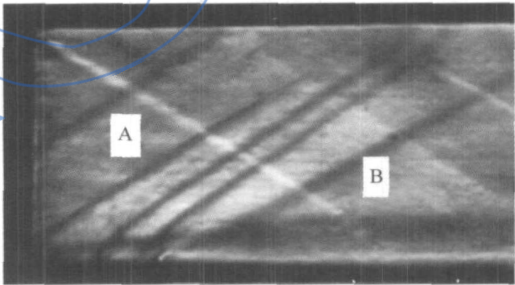


图 4 纹影实验照片
Fig. 4 Schlieren photograph of experiment

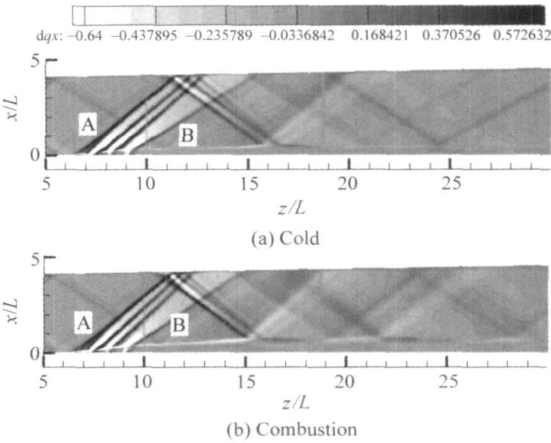


图 5 二维流向密度梯度的计算结果
Fig. 5 2D results of streamwise density grads

从图4、图5中看出在第一个燃料喷注处高压的欠膨胀气流对高速来流形成阻碍, 导致喷流上游形成弓形激波, 同时沿壁面较大的逆压梯度使壁面边界层分离, 形成分离激波. 两同侧激波相交形成一道较强的 λ 激波(图中标记为A). 在该区域内由于边界层分离形成了低速回流区, 燃烧生成的OH基在这里聚集, 使得该回流区温度较高有一定的稳定火焰能力. 由于流向3个喷嘴间距较短, 在这么短的距离内边界层没有充分发展, 因此在第二和第三个燃料喷注处只有喷流引起的弓形激波, 没有分离激波. 由于喷流后其下游形成一个低压区, 喷流在此折回并撞击壁面形成一道再附激波, 且第一、第二个喷嘴的再附激波会分别与第二、第三个喷嘴的弓形激波相交并增强, 而只有第三个喷嘴的再附激波是独立的, 强度也较弱(图中标记为B). 由于激波在固壁上的反射仍为激波, 上述激波会在上壁面形成反射激波. 这几道反射激波穿过主流打到喷流引起的剪切层上, 气流穿越激波时方向的改变导致剪切层向下偏转, 流道扩张, 气体在此膨胀, 形成一系列膨胀波. 当较弱的激波打在剪切层上, 不引起剪切层改变时, 会反射一道压缩波, 具体的情况可直接求解激波极线方程. 激波对剪切层的这种振荡作用引起了剪切层发展的不稳定, 增进了剪切层中涡的脱落和串级过程, 对燃料的混合有促进作用. 但激波熵增给流场带来的总压损失会降低发动机的推力性能.

对比图5可以看到, 由于燃烧的作用, 喷流气体受热膨胀, 导致喷流剪切层上抬, 流道压缩作用更强, 激波强度增加, 激波对剪切层的作用点提前, 波系更复杂. 另外, 燃烧的扰动作用使流动湍流度增加, 导致边界层分离, 也是剪切层上抬的原因之一.

3.2 流向涡卷吸过程

二维结果能有效的反映超声速流场中激波系的相互作用, 及展向涡的发展过程, 但对于气动斜坡这类三维流动特征明显的喷注器, 三维的数值模拟是必须的. 图6和图7是燃烧情况下组分 H_2 的分布(z 表示沿流向距第一个喷孔中心的位置), 从其流向分布可以看到由于第一组喷嘴喷注角度较小, 喷注后流向涡没有迅速卷起; 随着第二组喷流的加入, 迅速卷起两方向相反的流向涡. 在其后方, 由射流引起的回流区卷吸来流, 有将喷流柱抬高的趋势; 在第三组喷流过后, 流向涡能量增

强对来流的卷吸作用也增强, 同时来流绕流并挤压喷流柱将其抬升. 由于第二、第三组喷嘴有对喷结构, 喷注时燃料的撞击对喷流柱造成扰动, 增进了其与来流的混合作用. 当喷流充分发展被完全抬离壁面时, 用于流向涡的作用沿流向的3个喷流柱已完全合并成一个, 内部氢的质量分数趋于均匀.

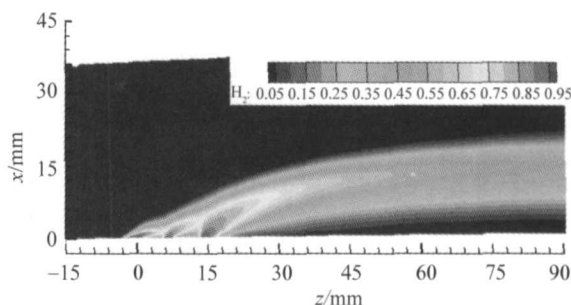


图6 H_2 组分浓度在喷注平面的三维计算结果

Fig. 6 3 D result of H_2 mass fraction in the injection plane

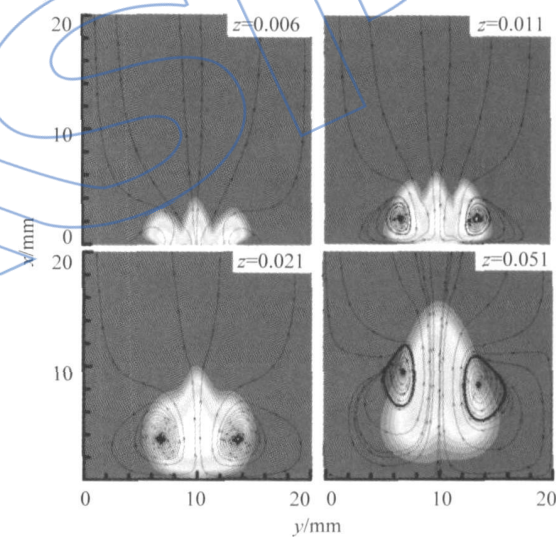


图7 H_2 组分沿流向分布的三维计算结果

Fig. 7 3 D result of H_2 mass fraction along streamwise

从图8和图9中可以看出, 燃烧的产物 H_2O 主要分布在喷流柱的边缘, 这与二维计算结果基本相同. 研究 H_2O 质量分数沿流动横向的分布发现(y 表示距流道下壁面的距离): 在流动底壁第一列喷孔后方, 由于来流的绕流及回流区卷吸来流作用使此处混合较充分, 生成的 H_2O 较丰富. 第二列喷嘴对喷作用使喷流柱收缩, 来流在此处扩张形成回流区, 卷吸燃料, 生成的 H_2O 也较丰富. 第三列喷嘴过后由于对喷角度增大, 来流扩张并形成绕流, 挤压喷流柱上抬, 回流区增大混合增强, 生成较多的 H_2O . 随后沿流向 H_2O 不断减

少,表明喷流柱逐步上抬.由于第一列喷孔为平行喷射,来流绕流喷孔使喷流柱形成波浪型边界,增加了燃料与来流的接触面积,有利于燃烧反应.

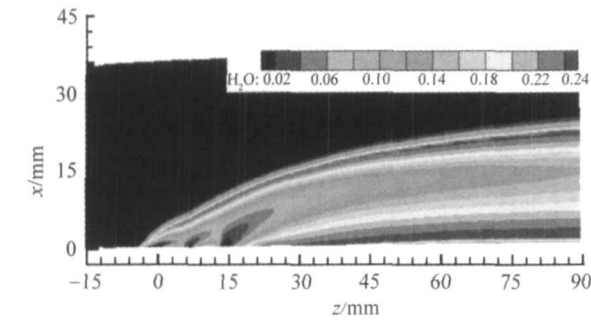


图 8 H_2O 组分浓度在喷注平面的三维计算结果
Fig. 8 3 D result of H_2O mass fraction in the injection plane

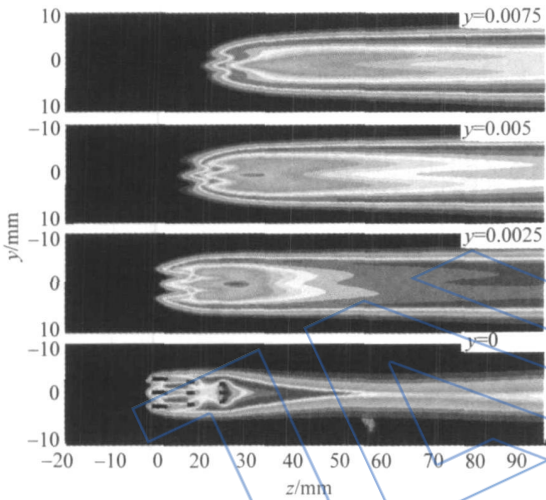


图 9 H_2O 组分沿纵向分布的三维计算结果
Fig. 9 3 D result of H_2O mass fraction along transverse

本文针对气动斜坡喷嘴阵列形成流向涡的过程进行了超声速冷试油流谱实验.该实验采用无色透明无机械杂质的甲基硅油($\text{H}-201$)为流动载体,碳粉颗粒为示踪粒子.选用的硅油 $25\text{ }^\circ\text{C}$ 下粘度为 $0.5\text{ Pa}\cdot\text{s}$,密度为 $960\sim 975\text{ kg/m}^3$,其闪点大于 $300\text{ }^\circ\text{C}$ 适合油流冷试实验.冷试中喷注气体为 N_2 .

图 10 是本文油流谱实验的照片,油流谱实验得到超声速燃烧室壁面的摩擦力线,反映了燃料喷流与主流间的相互作用.喷嘴附近涡的卷起及抬升过程、激波与边界层相互作用等控制了壁面摩擦力场的形成.同样也影响了燃料喷流的掺混及扩散过程.图 10 与图 9 的壁面计算结果有相似之处,虽然图 9 是燃烧过程中组分 H_2O 的质量分数,但也可反映壁面低速回流区的分布,反映回流区间的剪切、滑移等相互作用,从而反映壁面摩擦

力线.虽然这两图的物理概念不同,但它们都受同样的流动机理控制,都是喷流在对撞、剪切、膨胀过程中形成回流及涡结构相互作用的结果.从图 10 中可以明显看到每个喷嘴前方由喷流引起的弓形激波的痕迹,以及气动斜坡形成过程中气流卷吸作用形成的回流区印记.虽然由于加工误差导致喷孔外形粗糙,但对流动没有造成本质的影响,与计算结果有可比性.

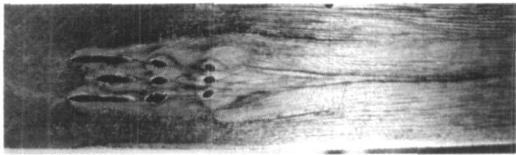


图 10 气动斜坡油流谱实验照片
Fig. 10 Photo of oil flow experiment

3.3 气动斜坡压力分析

实验中采用压力传感器测量了气动斜坡所在壁面的流场静压,测量位置如图 3,测量值见图 11.图中压力计算值是三维计算结果中喷嘴阵列中轴面上的静压计算值,其中壁面计算值取该中轴面与气动斜坡所在壁面的交线上的压力计算值,而流场计算值取该中轴面的中心线上的压力计算值.可以看出,燃烧室前段由于激波的作用,静压变化较大,但随着燃烧室的扩张,静压是不断下降的,这符合超声速的流动特征.但实验的结果却显示,在安装气动斜坡的壁面上,压力是略微上升的,直到最后与出口大气压匹配,这与超声速流动是相矛盾的.这表明在气动斜坡后由于两个气动斜坡都产生较强的流向涡对,因此在两气动斜坡中间,也就是压力测量位置出现了局部亚声速区.在该亚声速区内,外界压力会影响上游流动,

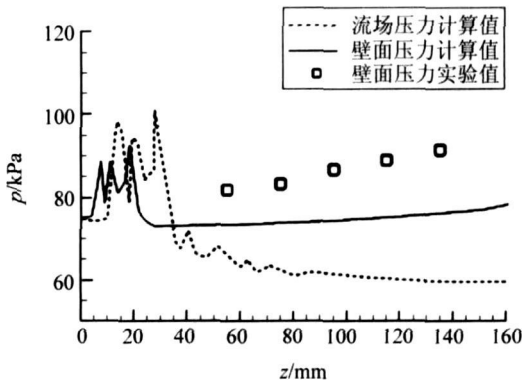


图 11 流场压力曲线
Fig. 11 Static pressure distribution

导致压力不断升高, 并与出口压力匹配. 从计算的壁面静压值也可以看到类似的现象, 所不同的是: 计算结果取得是中心喷嘴所在位置($y = 11\text{ mm}$)处壁面压力变化值, 而实验测得的是对称面($y = 0\text{ mm}$)处壁面压力值; 另外计算的区域比真实的实验段长, 因此壁面压力计算值没有实验值增长的快.

由于实验段尺寸的限制, 无法安装总压测量设备, 本文利用等熵高速流动的总-静压关系式估算气动斜坡冷流场总压损失比为 18.7%. 而相同的实验条件采用物理斜坡的冷流场总压损失比通常在 21%~25%, 横向喷流的总压损失比通常也有 18%~26%, 可见合理的设计喷嘴阵列既能实现高效的混合, 又能有效减小混合增强装置为流场带来的总压损失, 从而提高发动机性能.

4 结 论

采用大涡模拟方法能有效模拟超声速流场中气动斜坡喷注器的流动及燃烧特征, 仿真结果与实验结果相一致. 发现超声速流场中燃烧使喷流形成的剪切层上抬, 燃烧产物主要分布在喷流柱边缘; 设计的喷嘴阵列能为流场提供一对反向的流向涡, 对燃料与来流实现有效的混合; 在两气动

斜坡中间由于流向涡的卷吸作用形成了局部的亚声速区, 该区域能滞留燃料有很好的混合增强作用. 由于喷注角度逐渐增大, 喷流形成的激波损失较小, 总压损失较小.

参考文献:

[1] Jacobsen L S, Gallimore S D. Improved aerodynamic ramp injector in supersonic flow [J]. AIAA Journal, 2003, 19 (4): 663-673.

[2] Cox-stouffer S K, Gruber M R. Further investigation of the effects of ‘ aerodynamic ramp ’ design upon mixing characteristics [R]. AIAA Paper 99 2238, 1999.

[3] Genin F, Menon S. LES of supersonic combustion of hydrocarbon spray in a scramjet [R]. AIAA Paper 04 4132, 2004.

[4] Chalot F, Marquez B, Ravachol M, et al. Large eddy simulation of a compressible mixing layer: study of the mixing enhancement [R]. AIAA Paper 99 3358, 1999.

[5] Joseph M, Powers S P. Accurate spatial resolution estimates for reactive supersonic flow with detailed chemistry [J]. AIAA Journal, 2005, 43(5): 1088-1099.

[6] Gamier E, Sagaut P, Deville M. Large eddy simulations of shock / boundary layer interaction [J]. AIAA Journal, 2002, 40(10): 767-774.