

DOI: 10.11918/j.issn.0367-6234.201607066

# 受限空间内超声速混合层生长特性

魏祥庚<sup>1,2</sup>, 曹东刚<sup>2</sup>, 秦飞<sup>2</sup>, 吴继平<sup>1</sup>

(1. 高超声速冲压发动机技术重点实验室(国防科学技术大学), 长沙 410073;

2. 燃烧、热结构与内流场重点实验室(西北工业大学), 西安 710072)

**摘要:** 为获得受限空间内激波作用下的超声速混合层生长规律, 以支板喷射超燃冲压发动机典型流道为研究对象, 开展了 2.3Ma 氢气射流与 2.0Ma 空气来流所形成的超声速混合层的生长特性研究. 基于 OpenFOAM 计算平台, 采用大涡模拟方法, 数值研究了超声速混合层的流场结构和特征, 流场结构和组分分布与实验结果吻合较好. 通过超声速混合层组分浓度、厚度、可压缩效应及总压损失的分析, 获得了超声速混合层的生长特性. 研究表明: 受限空间内超声速混合层的生长过程具有 4 个典型阶段, 支板末端的膨胀波/激波结构会显著减流马赫数, 从而降低混合层的可压缩性, 促进混合层的生长; 激波与混合层的相互作用能够增强局部湍流强度, 获得涡量增益, 加快混合层的生长速率, 促进混合效率, 但同时会引起较大的总压损失, 降低发动机性能. 发动机设计时要综合考虑波系结构与混合层相互作用带来的混合增强和总压损失, 实现性能优化.

**关键词:** 超声速混合层; 激波; 波系结构; 受限空间; 可压缩性; 大涡模拟

中图分类号: V431

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2017)10-0072-06

## Study on the supersonic mixing layer growth in confined space

WEI Xianggeng<sup>1,2</sup>, CAO Donggang<sup>2</sup>, QIN Fei<sup>2</sup>, WU Jiping<sup>1</sup>

(1. Science and Technology on Scramjet Laboratory (National University of Defense Technology), Changsha 410073,

China; 2. Science and Technology on Combustion, Internal Flow and Thermal-Structure Laboratory

(Northwestern Polytechnical University), Xi'an, 710072, China)

**Abstract:** The supersonic mixing layer formed by a planar thin hydrogen jet at 2.3 Ma and a 2.0 Ma surrounding airflow in a scramjet engine model is studied in order to investigate the growth characteristics with consideration of shocks. Flow field structure and features of the supersonic mixing layer are achieved by using large eddy simulation method with the OpenFOAM software. Reasonable agreements are obtained between calculation and experiment in terms of flow field structure and component distribution. The component concentration, the thickness, the compressibility effect and the total pressure loss are analyzed. Results show that four developing regions can be observed for the growth of the mixing layer. The expansion-fan/shock-wave pattern at the injector exit makes the convective mach number decrease dramatically, leading to a reduction in compressibility effects and a contribution to the development of the mixing layer. The interaction of shock/mixing layer results in local amplification of turbulence and gain of vorticity, which is beneficial to the supersonic mixing. However, the increasement in total pressure loss is unavoidable in the presence of shocks because they can bring performance losses of the scramjet. Thus a tradeoff between the enhanced mixing efficiency and the decreased total pressure recovery should be considered in the scramjet optimization design.

**Keywords:** supersonic mixing layer; shock wave; shockwave series; confined space; compressibility; large eddy simulation

湍流掺混是动力系统中最为常见且极为重要的流动现象, 掺混过程的优化组织可以强化燃料与氧气的混合(非预混燃烧)或是促进燃气与周围气流的热量交换(预混燃烧), 对于缩短燃烧室长度、提高燃烧效率、优化发动机能量管理有着重要的指导意义<sup>[1-2]</sup>. 随着高超声速飞行技术的发展, 高速可压流动中的湍流掺混成了该领域的研究热点, 也是高

超声速推进系统中的关键技术之一. 德国宇航院的 Papamoschou 等<sup>[3]</sup>以支板喷射超燃冲压发动机为对象, 开展了激波作用下混合层结构的实验研究, 研究指出由于高速条件下气流的可压缩性增强, 使得混合层的生长速率减弱, 湍流强度与雷诺应力也相应减小, 混合层的稳定性增强, 并建议采用对流马赫数  $Mc$  作为研究参数来表征混合层的可压缩性. Furby 等<sup>[4]</sup>以 HyShot 为研究对象, 分析了混合层发展过程中的旋涡类型及演化过程. Gutmark 等<sup>[5]</sup>分析了自由空间内可压缩混合层生长速率与对流马赫数之间的关系, 指出当对流马赫数增大时, 可压缩混合层的生

收稿日期: 2016-07-16

基金项目: 高超声速冲压发动机技术重点实验室开放基金(20110302021)

作者简介: 魏祥庚(1979—), 男, 博士, 副教授

通信作者: 魏祥庚, realysnow@nwpu.edu.cn

长速率趋于不可压缩混合层生长速率的 20%。文献 [6-8] 对比了自由空间中不同对流马赫数条件下混合层的生长过程, 研究结果均表明随着对流马赫数的增加, 当混合层中的大尺度结构相对于当地流动的马赫数大于 1 时, 当地流动受到大尺度结构的阻碍而产生激波, 混合层中会出现小激波结构。文献 [9-11] 研究结果表明当激波打到混合层上之后能够强化流体微团的旋转运动, 增强局部的组分输运, 进而促进混合过程。Zhang 等<sup>[12]</sup> 以自由空间内的可压混合层为研究对象, 讨论了激波对混合层发展过程的影响, 研究表明在激波/混合层的作用点附近, 由于激波的压缩作用会使得混合层厚度降低, 但在作用点下游, 由于涡量的增加使得混合层厚度显著增大。

对于高超声速飞行器而言, 由于燃烧室进口气流为超声速, 燃料与空气需要在有限的空间和极短的时间内完成高效掺混, 进而组织燃烧。与自由空间内高速可压流动中的湍流掺混相比, 高超声速推进系统中的混合层发展不仅受其自身的可压缩性影响, 同时也受到流道几何结构的约束, 其生长特性更为复杂。此外, 由于冲压流道内往往具有复杂的波系结构, 波系/混合层的相互作用也是混合层生长的重要影响因素。为了研究受限空间内超声速混合层的生长特性, 本文

以支板喷射超燃冲压发动机典型流道为研究对象, 基于计算软件 (open field operation and manipulation, OpenFOAM), 采用大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 对 2.3Ma 氢气射流与 2.0Ma 空气来流所形成的超声速混合层进行了研究, 获得了混合层的流动结构和流场特征, 分析了受限空间内超声速混合层的生长特性, 有助于加深对受限空间内超声速混合层特征的认识和对复杂波系作用下湍流掺混过程的理解。

## 1 物理模型和计算方法

### 1.1 物理模型

本文以支板喷射超燃冲压发动机为研究对象, 其流道构型如图 1 所示<sup>[13]</sup>, 定义空气设备喷管喉部为  $x=0$ , 支板前端位于  $x=95$  mm 处, 支板末端位于  $x=175$  mm 处。冷态空气经喷管加速后以 2.0Ma 的速度进入燃烧室内, 中心支板对来流空气进行适当的压缩, 并为燃料喷注提供载体, 氢气通过支板内置的喷管加速后以 2.3Ma 的速度进入燃烧室, 与空气来流形成超声速混合层。设备喷管的喉部高度为 20.12 mm, 燃烧室入口截面为 35.4 mm×40.0 mm, 中心支板全长 80 mm, 支板末端高度为 2 mm, 氢气喷嘴出口高度为 0.6 mm。氢气流量和空气流量分别为 2.4、740 g/s。

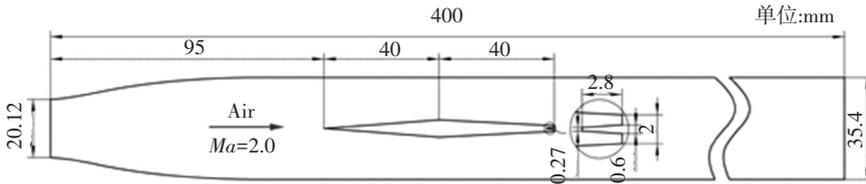


图 1 流道构型示意

Fig.1 Channel geometry

### 1.2 计算方法

大涡模拟结合了直接数值模拟的准确性和雷诺时均模式的快速性, 计算精度较高, 是湍流掺混燃烧数值模拟的有效方法, LES 作为研究燃烧流动的有效手段已经得到了广泛的认可, 并且逐渐被用于研究各种类型发动机的燃烧流动细节。描述湍流混合过程的基本控制方程为可压 Navier-Stokes 方程组, 对连续方程、动量方程、能量方程、组分方程采用 Favre 平均并进行滤波运算后可以得到描述湍流掺混的 LES 控制方程组<sup>[14-15]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^{\text{sgs}}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j + \tilde{q}_j - \tilde{u}_i \bar{\tau}_{ij} + H_j^{\text{sgs}} + \sigma_j^{\text{sgs}}] &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_m) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{Y}_m \tilde{u}_j - \bar{\rho} \tilde{Y}_m \tilde{V}_{j,m} + Y_{j,m}^{\text{sgs}} + \theta_{j,m}^{\text{sgs}}) &= 0. \end{aligned}$$

式中: “-”为空间滤波; “~”为采用 Favre 平均后大于滤波尺度的求解参数项; 上标“sgs”为小于滤波尺度的亚格子模型求解参数项;  $\rho$  为密度;  $u_j$  为速度;  $p$  为压力;  $\delta_{ij}$  为单位张量函数;  $\tau_{ij}$  为应力项;  $E$  为能量;  $Y_m$  为组分  $m$  的质量分数;  $q$  为热通量;  $\theta$  为扩散通量。在 LES 的求解过程中, 对于大尺度旋涡进行直接求解, 对于比滤波尺度小的流动结构通过亚格子模型进行模拟。本文以 OpenFOAM 为计算平台, 使用对于可压缩流动具有较好适用性的 rhoReactingFoam 求解器进行计算, 采用 Menon 等<sup>[16]</sup> 使用的 oneEqEddy 亚格子模型对亚格子项进行封闭:

$$\begin{cases} \tau_{ij}^{\text{sgs}} = -2\nu_k \tilde{S}_{ij} + \frac{2}{3} k^{\text{sgs}} \delta_{ij}, \\ \nu_k = C_k \sqrt{k^{\text{sgs}}} \Delta, \\ \frac{\partial k^{\text{sgs}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j k^{\text{sgs}}) = -\tau_{ij}^{\text{sgs}} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - C_c \frac{(k^{\text{sgs}})^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\nu_k}{\sigma_k} \frac{\partial k^{\text{sgs}}}{\partial x_j} \right). \end{cases}$$

空间离散采用二阶精度的 TVD 格式,考虑背压对于流动的影响,空气来流与燃料射流均从喷管喉部开始进行计算,计算入口的边界参数(压力、速度、温度、组分)全部给定,见表 1.流道出口仍以超声速流动为主,根据特征线理论,超声速出口参数可以根据场内信息进行外插计算得到.时间离散采用二阶隐式 Crank-Nicholson 格式,时间步长选取为  $1 \times 10^{-8}$  s,计算的最大 CFL 数不超过 0.3.网格划分采用结构化网格,对氢气射流出口和燃烧室中心区域的网格进行了加密以便更好地捕捉混合层中的流动结构.为了更为真实地模拟受限空间内的流动状况,采用无滑移绝热壁面,结合大涡模拟对壁面处网格的要求,通过附面层对壁面网格质量进行了提升,壁面处第 1 层网格的厚度约为 0.01 mm,从而使得  $y^+ \leq 1$ ,并使用文献[13]中通过实验和计算所提取出的二维平面特征进行计算,网格总数为 74 万,燃烧室计算区域和网格划分如图 2 所示.

表 1 空气来流和氢气射流的入口边界条件

Tab.1 Inlet conditions of the air stream and the hydrogen jet

参数	$Ma$	$p/\text{Pa}$	$T/\text{K}$	$Y_{\text{O}_2}$	$Y_{\text{N}_2}$	$Y_{\text{H}_2}$
空气	1.0	205 000	240	0.233 6	0.766 4	0
氢气	1.0	195 000	260	0	0	1

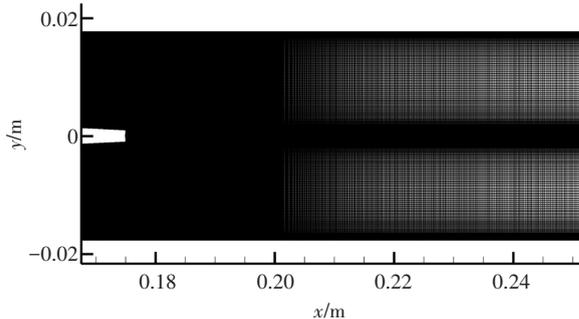


图 2 计算网格

Fig.2 Computational grid

## 2 结果与分析

在支板喷射超燃冲压发动机中,空气来流经中心支板适当压缩后仍以超声速进入燃烧室,燃料经过支板内置的喷管膨胀加速后射入燃烧室,空气来流与氢气射流形成超声速混合层,进而主导燃烧室内的湍流掺混过程.图 3 给出了实验纹影图<sup>[13]</sup>,计算所得的数值纹影结果以及 5 000 个时间步统计平均纹影结果,可以看出计算捕捉到了与实验观察结果相一致的主要流场特征:由于中心支板的挤压作用,超声速空气来流进入流道后会在支板前缘形成斜激波,由于受到冲压流道自身几何构型的约束,激波在燃烧室壁面进行反射并向下游传播;中心支板的菱形结构使得支板前部形成压缩型面,后部形成

扩张型面,因此会在转折点( $x = 135$  mm)处形成膨胀波;气流进入燃烧室后,由于流道的突然扩展,会在支板后缘形成一系列的膨胀波系,气流经过支板尾部的膨胀波系后向喷流中心偏转,进而在喷嘴附近又形成两道斜激波;激波在向下游的传播过程中,不仅受流道约束会在固壁面进行反射,而且会与混合层相互作用,整个流场表现出以混合层为主导且伴随多种波系结构的复杂特征.

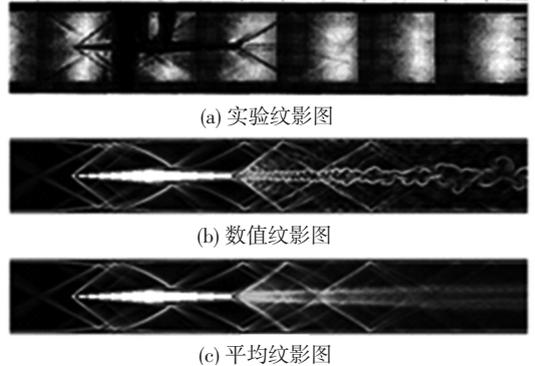


图 3 实验纹影图、数值纹影图与平均纹影图对比

Fig.3 Comparisons of experimental schlieren photograph, averaged numerical schlieren image, and instantaneous numerical schlieren image

图 4 给出了沿流向 4 个不同位置处  $\text{H}_2$  的摩尔分数分布曲线.

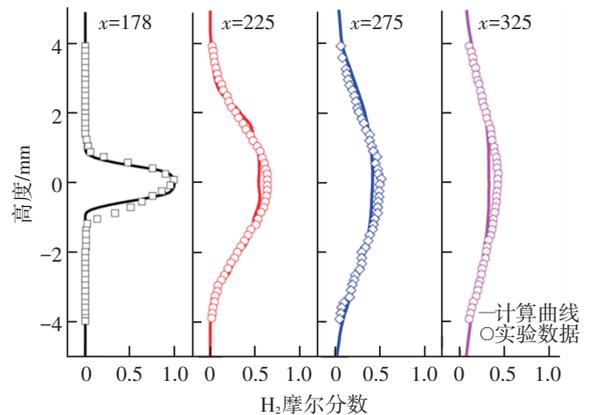


图 4 不同位置处  $\text{H}_2$  的摩尔分数分布实验与计算对比

Fig.4 Calculated and measured  $\text{H}_2$  profiles at different locations

从图 4 中可以看出计算曲线与实验数据吻合良好,验证了计算方法的合理性与可行性.流道内混合层的发展主导着混合过程的进行,湍流掺混首先发生在氢气射流与空气来流相接触的剪切层中,伴随着剪切层的生长过程,氢气射流与空气来流实现质量、动量和能量的交换.在初始阶段( $x = 178$  mm)各组分分布区域较为固定且燃料区与氧化剂区域之间存在着巨大的浓度梯度,燃料经支板喷射进入燃烧室后与空气来流之间形成速度不连续的间断面,由于间断面的不稳定性,剪切层产生波动进而发展成为旋涡,强化湍流.伴随着流动的发展,氢气射流与

空气来流相互卷吸,射流与周围流体的掺混自边缘逐渐向中心发展,混合层逐渐向两侧扩展,混合层厚度逐渐增大,当混合层充分发展以后( $x = 325 \text{ mm}$ ),中心射流与周围流体之间大的参数梯度逐渐被抹平,主要组分的浓度曲线逐渐变得平稳。

为了进一步描述复杂波系作用下受限空间内超声速混合层的生长特性,定义混合层厚度  $\delta$  作为表征参数<sup>[17]</sup>为

$$\delta(x) = |R_1(x)|_{\varphi=0.5} - |R_2(x)|_{\varphi=1.5},$$

其含义为局部当量比  $\varphi = 0.5$  (氢气质量分数  $Y_{H_2} = 1.431\%$ ) 的等值线到局部当量比  $\varphi = 1.5$  (氢气质量分数  $Y_{H_2} = 4.25\%$ ) 的等值线的距离。图 5 给出了混合层厚度沿流道方向的分布曲线,从图 5 中可以看出,混合层的生长过程可以分为 4 个阶段:回流生长区 ( $175 \text{ mm} < x < 178 \text{ mm}$ )、初始生长区 ( $178 \text{ mm} < x < 187 \text{ mm}$ )、快速生长区 ( $187 \text{ mm} < x < 275 \text{ mm}$ ) 和饱和生长区 ( $275 \text{ mm} < x < 300 \text{ mm}$ )。由于中心支板在流道内形成类后向台阶构型,因此会在支板末端底部形成一个较小的低速回流区,如图 6 所示,支板末端回流区的存在可以促进燃料与空气的混合,使混合层厚度增大,但对混合层的生长起不到决定作用;回流区结束后,中心氢气射流与周围空气来流汇合,通过剪切作用进行横向输运,初始生长区内混合层的厚度很小,并且生长缓慢;进入快速生长区后,混合层生长速度显著提高,混合层厚度不断增加,并且伴随着与激波的相互作用,在图 5 中表现为混合层厚度曲线出现拐点。

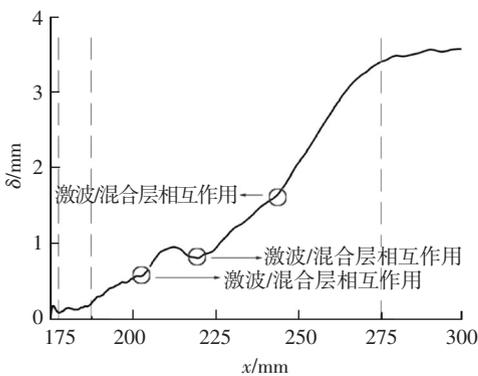


图 5 混合层厚度沿流道方向的分布曲线

Fig.5 Mixing layer thickness distribution along the channel

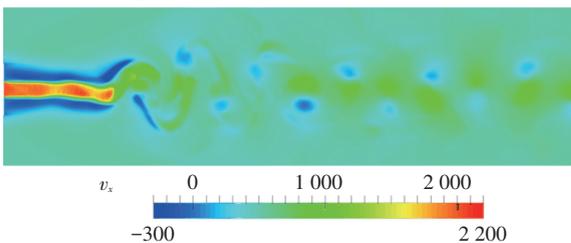


图 6 x 方向速度云图

Fig.6 Contour of x-velocity

图 7 给出了流场中通过压力梯度表征的波系结构,图 8 给出了流场中相应的涡量分布,当激波打到混合层上以后(如  $x = 223 \text{ mm}$ ),由于压缩作用会使得混合层的厚度有所减低,与此同时入射激波会迫使外侧的空气来流进入内侧的燃料射流中,而且激波引起的局部逆压梯度会强化剪切层上、下两侧流体微团的旋转运动,诱导形成涡量增益,增强两股气流在垂直方向的输运过程。入射激波引起的剧烈扰动能够激励剪切层 K-H 不稳定性,会增大局部的湍流强度,获得涡量增益,增大混合层中旋涡结构的卷起与合并速度,促进混合层上、下两侧燃料与空气的掺混,使得临近作用点下游的混合层生长速率增大。需要指出的是激波/混合层的相互作用受到激波强度与混合层内外两侧气体参数梯度的共同影响,随着流动向下游的发展,激波强度逐渐减弱,混合层内外两侧气体的参数梯度也逐渐减小,当激波强度较大且气体参数梯度较小时,激波会穿透混合层,表现出折射特征,对混合层的压缩作用也较为显著,但整体上还是可以促进混合过程的进行,这与文献[15]中观测的趋势一致。在快速生长区之后,混合层经过充分发展,进入饱和生长区,混合层的生长速率减慢,其厚度趋于稳定,标志着混合过程的基本结束。

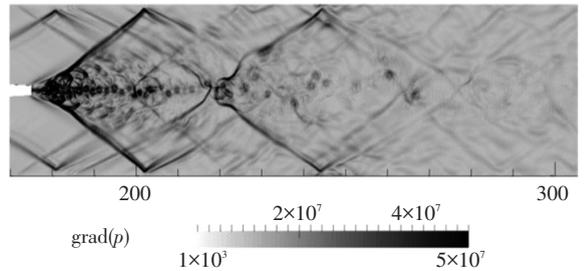


图 7 压强梯度云图

Fig.7 Contour of pressure gradient

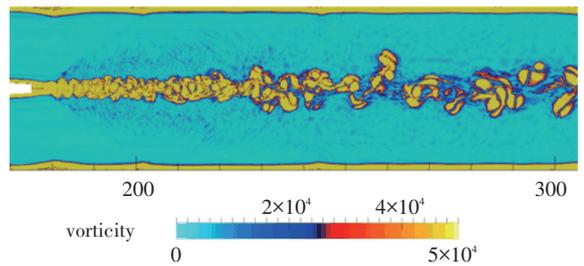


图 8 涡量分布云图

Fig.8 Contour of vorticity

根据文献[15]的分析,该工况中氢气射流与空气来流的对流  $Ma > 1$ <sup>[13]</sup>,这就意味着可压缩效应比较显著,混合层的生长速度应该比较缓慢,实现充分掺混需要更长的距离。然而,从图 5 中可以看出,初始生长区中混合层的生长速率的确比较缓慢,但是经过很短的距离后混合层就开始迅速发展,进入快速生长区,混合层的生长速率显著增大。为了分析这

一现象,图 9、10 分别给出了流场中时均化的马赫数和声速分布云图.氢气射流通过燃料喷嘴以  $2.3Ma$  的速度进入燃烧室,与  $2.0Ma$  的空气来流进行掺混,从图 9 可以看出,在支板末端形成了亚声速的回流区,有利于燃料与空气的掺混.随着流动向下游的发展,亚声速的回流区逐渐减小,两股气流通过界面处的剪切作用进行动量交换,混合区域内呈现出以跨声速流动为主的流场特征.

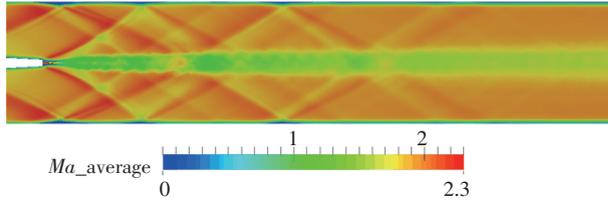


图 9 时均化马赫数云图

Fig.9 Time-averaged contour of Ma number

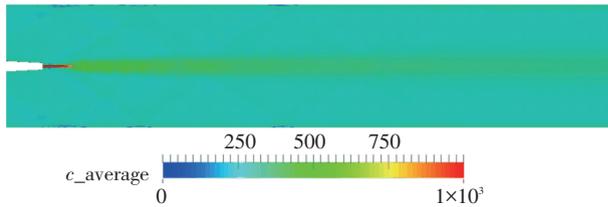


图 10 时均化声速云图

Fig.10 Time-averaged contour of sound speed

根据声速的定义为

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

可知气体中声速  $c$  的大小直接代表了气体的可压缩性的大小,气体中的声速越大,则气体的可压缩性就越小.从图 10 中可以看出,氢气射流与空气来流通过混合层实现掺混,混合核心区的声速相对于氢气射流的声速有所降低,相对于空气来流的声速却有所提高,这表明在剪切层内混合气体的可压缩性发生了显著地变化.为了量化可压缩效应,图 11 给出了文献[3]提出的对流马赫数  $Mc$  和 Slessor 等<sup>[18]</sup> 提出衡量混合层可压缩效应的参数  $\Pi c$  沿流道方向的分布. $Mc$  和  $\Pi c$  的定义式分别为:

$$Mc = \frac{|U_1 - U_2|}{c_1 + c_2},$$

$$\Pi c = \max(\sqrt{\gamma_i - 1/c_i}) |U_1 - U_2|.$$

式中: $U$  为气体速度; $c$  为气体中的声速; $\gamma$  为气体比热比.从图 11 中可以看出,在喷射截面  $x = 175$  mm 处,氢气射流 ( $Ma = 2.3$ ) 与空气来流 ( $Ma = 2.0$ ) 的对流马赫数约为 1.3, Slessor 数约为 3.75,说明两股超声速气流所形成的混合层在开始阶段具有很强的可压缩性,经过很短的距离后,对流马赫数与 Slessor 数迅速降低,当初始生长区结束后, $Mc$  降为 0.3,降幅约为 77%, $\Pi c$  降为 0.4,降幅约为 88%,这都表明

混合层的可压缩效应显著降低,混合层的生长速率大幅度提高.结合图 3 中的流场结构可以看出,由于流道扩张在支板末端形成膨胀波系,气流方向偏离流道方向,受到流道几何构型和两股气流所形成的气动压缩面的约束,在膨胀波下游会形成再附激波使得气流的整体流动方向与流道方向一致,支板末端的这种膨胀波/激波结构会使得混合层的可压缩效应大幅度减小,从而改变混合层的生长特性.这与通常所说的高对流马赫数混合层的生长速率较小并不矛盾,只是与自由空间相比,受限空间内混合层的对流马赫数成为受复杂波系结构影响的空间函数,初始对流马赫数并不能全面描述混合层的生长特性.

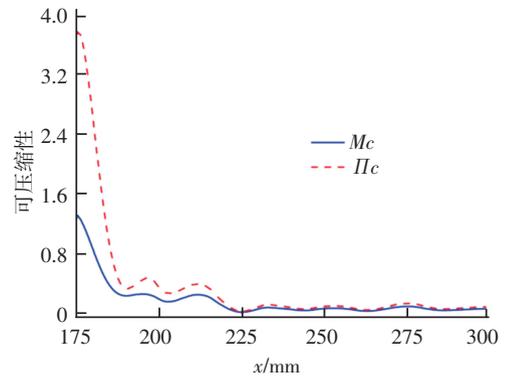


图 11  $Mc$  和  $\Pi c$  沿流道的分布

Fig.11  $Mc$  and  $\Pi c$  distributions along the channel

需要强调的是,虽然受限空间内的波系结构一方面能够降低混合层的可压缩性,整体上增大混合层的生长速率,另一方面激励 K-H 不稳定波的发展,强化局部湍流强度,获得焓量增益,使得局部混合层的生长速率进一步增大,从而促进湍流掺混,提高混合效率,但冲压流道中的复杂波系结构不可避免地会引起较大的流动损失,降低发动机的整体性能.以喷射截面  $x = 175$  mm 处的总压为参考,图 12 给出了总压损失沿流道方向的分布曲线.

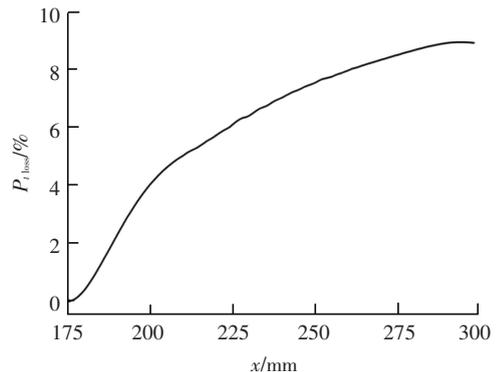


图 12 沿流道方向的总压损失分布曲线

Fig.12 Total pressure loss distribution along the channel

从图 12 中可以看出沿着流道方向总压损失不断增大,在流道上游,激波强度较大,引起较大的总

压损失,总压损失的上升速率较快,随着流动向下游的发展以及波系向下游的传播,激波强度逐渐减小,总压损失的上升速率趋于缓慢,在混合层生长阶段,总压损失接近 9%。因此在实际的发动机设计过程中,需要对激波提高的混合效率和引起的总压损失进行综合考虑,实现优化设计。

### 3 结 论

1) 受限空间内混合层的对流马赫数是受复杂波系结构影响的空间函数,支板末端所形成的膨胀波/激波结构会使对流马赫数迅速降低,显著减弱可压缩效应,从而提高混合层的生长速率,使得混合层经过较短距离后进入快速生长区。

2) 激波强度与混合层内外两侧气流的参数梯度共同影响着两者之间的相互作用,由于激波的压缩效应,在作用点附近混合层的厚度会略微减小,但在作用点下游,激波会强化湍流,获得涡量增益,促进混合层的生长。

3) 受限空间内的复杂波系结构在促进湍流掺混,提高混合效率方面具有积极的作用,但同时会引起较大的总压损失,在实际发动机设计过程中需要对其进行综合考虑,实现优化设计。

### 参考文献

[1] KUMAR A, BUSHNELL D H, HUSSAINI M Y. Mixing augmentation techniques for hypervelocity scramjets[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1989, 5(5): 514-522. DOI:10.2514/3.23184.

[2] 张漫. RBCC 燃烧室湍流喷雾燃烧及其稳定机制研究[D]. 西安:西北工业大学, 2010.

[3] PAPAMOSCHOU D, ROSHKO A. The compressible turbulent shear layer: an experimental study[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 197: 453-477. DOI:10.1017/S0022112088003325.

[4] FUREBY C, CHAPUIS M, FEDINA E, et al. CFD analysis of the HyShot II scramjet combustor[J]. *Proceeding of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2399-2405. DOI:10.1016/j.proci.2010.07.055.

[5] GUTMARK E J, SCHADOW K C, YU K H. Mixing enhancement in supersonic free shear flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1995, 27: 375-417. DOI:10.1146/annurev.fl.27.010195.002111.

[6] LI Qibing, FU Song. Numerical simulation of high-speed planar mixing layer[J]. *Computers & Fluids*, 2003, 32(10): 1357-1377. DOI:10.1016/S0045-7930(02)00104-4.

[7] SANDHAM N D, REYNOLDS W C. Three-dimensional simulations of large eddies in the compressible mixing layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 224: 133-158. DOI:10.1017/S0022112091001684.

[8] VREMAN A W, SANDHAM N D, LUO K H. Compressible mixing layer growth rate and turbulence characteristics[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 320(1): 235-258. DOI: 10.1017/S0022112096007525.

[9] MARBLE F E, HENDRICKS G J, ZUKOSKI E E. Progress toward shock enhancement of supersonic combustion process[C]//AIAA/SAE/ASME/ASEE 23rd Joint Propulsion Conference. San Diego, California: AIAA, 1987: 932-950. DOI: 10.2514/6.1987-1880.

[10] LU P J, WU K C. On the shock wave enhancement of confined supersonic mixing flows[J]. *Physics of Fluids A*, 1991, 3(12): 3046-3062. DOI:10.1063/1.857849.

[11] HUH H, DRISCOLL J F. Shock-wave-enhancement of the mixing and the stability limits of supersonic hydrogen-air jet flames[J]. *PSymposium (International) on Combustion*, 1996, 26(2): 2933-2939. DOI:10.1016/S0082-0784(96)80135-4.

[12] ZHANG Yunlong, WANG Bing, ZHANG Huiqiang, et al. Mixing enhancement of compressible planar mixing layer impinged by oblique shock waves[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2015, 31(1): 156-169. DOI: 10.2514/1.B35423.

[13] GERLINGER P, BRUGGEMANN D. Numerical investigation of hydrogen strut injections into supersonic airflows[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2000, 16(1): 22-28. DOI: 10.2514/2.5559.

[14] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流大涡数值模拟的理论和应用[M]. 北京:清华大学出版社, 2008.

[15] 王振国, 孙明波. 超声速湍流流动、燃烧的建模与大涡模拟[M]. 北京:科学出版社, 2013.

[16] MENON S, YEUNG P K, KIM W W. Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence[J]. *Computers & Fluids*, 1996, 25(2): 165-180. DOI: 10.1016/0045-7930(95)00036-4.

[17] KIM J H, YOON Y, JEUNG I S. Numerical study of mixing enhancement by shock waves in model scramjet engine[J]. *AIAA Journal*, 2003, 41(6): 1074-1080. DOI: 10.2514/2.2047.

[18] SLESSOR M D, ZHUANG M, DIMOTAKIS P E. Turbulent shear-layer mixing: growth-rate compressibility scaling [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 414(1): 35-45. DOI: 10.1017/S0022112099006977.

(编辑 张 红)