

文章编号: 1000-8055(2010)04-0821-08

双燃烧室冲压发动机超声速混合层 混合增强数值研究

晏至辉, 陈 逖, 于江飞, 刘卫东

(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 研究了具有双燃烧室冲压发动机超声速燃烧室工程背景的特定超声速混合层的混合增强措施——低速流入口加入沿流向振荡. 研究表明: 它对二维混合层的混合增强效果明显, 加振荡后流场燃烧强度加大, 但仍属于较弱燃烧强度; 振荡频率决定着涡量聚集区域的位置和大小, 振幅决定着涡量分配和聚集的均匀程度.

关 键 词: 双燃烧室; 混合增强; 混合层; 超声速燃烧; 数值模拟

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

Numerical study on mixing enhancement for supersonic mixing layer in dual combustor ramjet

YAN Zhi-hui, CHEN Ti, YU Jiang-fei, LIU Wei-dong

(College of Aerospace and Materials Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Numerical simulations were carried out for a mixing enhancement measure - streamwise surge plus low velocity flow inlet - for specific supersonic mixing layer in dual combustor ramjet's (DCR's) supersonic combustor. The results show that, if streamwise surge is added at low velocity flow inlet, the positive impact on mixing enhancement is evident, and the burning intensity is increased, however it still belongs to weak combustion. The frequency determines the location and scale of vortices assembling region, and the swing determines uniform degree of distributed and assembled vortices.

Key words: dual combustor; mixing enhancement; mixing layer;
supersonic combustion; numerical simulation

高超声速吸气式推进技术是发展新一代低成本、高性能天地往返运输系统和高超声速巡航导弹的关键技术^[1]. 液体碳氢燃料超燃冲压发动机特别适合于小型低成本高超声速飞行器, 为解决有限长度燃烧室中碳氢燃料的混合困难、着火迟延时间长、难以稳定燃烧等问题, 美国约翰霍普金斯大学提出了双燃烧室冲压发动机方案^[2-4].

双燃烧室冲压发动机超燃室内超声速混合层发展缓慢, 且燃烧室气流速度非常高, 导致燃料与

来流的混合成为难点问题, 燃料/空气混合不充分必然导致发动机燃烧效率降低, 采取一定的混合增强措施非常必要. 混合层通过外加激励以增强混合效果, 在理论和工程上有着重要意义. Wang 和 Fiedler^[5]的圆管中不可压混合层入口处低速部分加振荡的试验表明, 一定参数下引入振荡可极大地提高混合效率. 罗纪生^[6]、曹伟^[7]分别对二维亚声速和超声速无反应可压混合层低速入口部分加入沿流向的振荡进行了数值模拟, 结果证

收稿日期: 2009-03-27; 修订日期: 2009-08-27

作者简介: 晏至辉(1982-), 男, 江西万年人, 博士生, 主要从事超声速燃烧技术的研究.

实了这种方法也能增强混合,且对于对流马赫数小于1的超声速混合层,加入振荡比在入口处引入 T-S (Tollmien-Schlichting) 波更为有效。

本文采用非定常大涡模拟方法,对具有双燃烧室工程应用背景的受限空间二维超声速混合层进行了在低速流入口即亚燃室出口加沿流向振荡,定性分析了加入振荡后有反应混合层的演化规律,并定量研究了振荡的频率和振幅对无反应混合层演化的影响。

1 计算方法及验证

1.1 控制方程

经过滤的大涡模拟控制方程如下:

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

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} + \tilde{\tau}_{ij})}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E} + P) \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial (\bar{q}_i + \tilde{q}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial (\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} + \tilde{\tau}_{ij}))}{\partial x_j} \quad (3)$$

此处

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= 2\mu S_{ij}, \\ \tilde{\tau}_{ij} &= 2\mu^{\text{gs}} S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \end{aligned}$$

一方格子模型对应的湍动能方程^[8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} k \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu^{\text{gs}}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\Delta} \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \mu^{\text{gs}} &= C_\mu \bar{\rho} k^{\frac{1}{2}} \Delta, \Delta = \left(\Delta_x \Delta_y \Delta_z \right)^{\frac{1}{3}} \\ P_k &= - \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \end{aligned}$$

经验常数 σ_k 取 1.0. 利用 Menon 等提出的 LDKM (localized dynamic ksgs model) 模型^[8], 对湍动能方程在网格滤波的基础上再进行一次检验滤波(以 $=$ 表示), 最后可得到

$$C_\mu = - \frac{L_{ij} D_{ij}}{2 D_{ij} D_{ij}} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} L_{ij} &= \overline{\rho u_i u_j} - \frac{\overline{\rho u_i} \overline{\rho u_j}}{\bar{\rho}} - \frac{1}{3} \bar{\rho} \cdot \\ &\quad \left(\overline{\rho u_k u_k} - \frac{\overline{\rho u_k} \overline{\rho u_k}}{\bar{\rho}} \right) \delta_{ij} \\ D_{ij} &= \bar{\rho} \bar{\Delta} \left(\frac{\overline{\rho u_k u_k}}{2 \bar{\rho}} - \frac{\overline{\rho u_k} \overline{\rho u_k}}{2 \bar{\rho} \bar{\rho}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \\ &\quad \left(\bar{S}_{ij} - \frac{1}{3} \bar{S}_{kk} \delta_{ij} \right) \\ C_d &= \frac{\bar{\mu} \bar{\Delta}}{\bar{\rho}} \frac{\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \right)}{\left(\frac{\overline{\rho u_k u_k}}{2 \bar{\rho}} - \frac{\overline{\rho u_k} \overline{\rho u_k}}{2 \bar{\rho} \bar{\rho}} \right)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

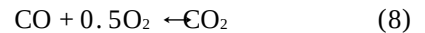
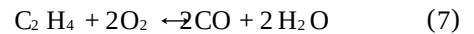
组分标量方程经过 Favre 平均和空间滤波后

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{y}_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \left(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{y}_m - \bar{\rho} D_{i,m} \frac{\partial \tilde{y}_m}{\partial x_i} + \phi_{i,m}^{\text{gs}} + \theta_{i,m}^{\text{gs}} \right) = \bar{w}_m \quad (6)$$

这里 $\phi_{i,k}^{\text{gs}}$ 和 $\theta_{i,k}^{\text{gs}}$ 分别代表亚格子组分对流量、亚格子扩散质量通量. 忽略亚格子项 $\theta_{i,k}^{\text{gs}}$, 通常认为

$$\phi_{i,m}^{\text{gs}} = \bar{\rho} [u_i y_m - \tilde{u}_i \tilde{y}_m] = - \frac{\tilde{u}_i}{S_{C_m}} \frac{\partial \tilde{y}_m}{\partial x_i}$$

S_{C_m} 是组分 m 的施密特数. 过滤后的化学反应生成率 $\bar{w}_m$ 通过 Arrhenius 定律和质量作用定律采用过滤后的各物理量直接进行计算, 具体公式见文献[9]. 冷流流场计算时 $\bar{w}_m = 0$. 本文采用气体碳氢燃料乙烯 C_2H_4 近似模拟高温燃气中尚未燃烧的燃料成分^[10-11], 为简化的两步化学反应模型



1.2 数值方法和边界条件

采用有限体积方法对控制方程进行空间离散. 离散化方程采用隐式耦合求解方法, 点隐式线性方程解法与代数多重网格 (AMG) 方法相结合. 求解时, 无黏项采用 Roe 格式进行求解, 并使用 MUSCL (monotone upstream-centred schemes for conservation laws) 格式实现三阶精度, 黏性项采用二阶中心差分格式, 用二阶隐式双时间法进行时间推进. 采用双时间法时, 非定常物理时间步跨度不能太大, 低于特征时间 4 个量级左右较为合适, 在如此小的时间内可认为混合层发展是准定常过程, 虚拟时间步长取 10 的量级即可满足要求.

壁面采用无滑移条件和绝热条件. 燃烧室出

口边界条件由内点外插得到. 燃烧室入口采用压力远场边界条件, 给定来流的马赫数、静压、静温、湍流参数以及上下入口气流的质量分数.

1.3 算例验证

本文用 Goebel 和 Georgiadis 等^[12-13]的超声速混合层实验对程序计算超声速混合层流场的适用性进行了验证. 为了将计算结果与实验结果相对照, 所有条件均与 Goebel 的实验条件相对应. 实验中的混合区长度为 500 mm, 上下流入口高度均为 24 mm, 尖劈的厚度为 0.5 mm, 气流夹角 2.5° , 实验段等直, 上下均为固体壁面. 计算中为了方便, 根据实验的结果取混合区的长度为 450 mm. 表 1 给出了实验入口来流参数, 对流马赫数 $Ma = 0.46$. 数值计算上下入口湍流强度均给定为 1%.

以通流时间的 3 倍为时间段, 把计算得到的结果时均化, 并与实验结果相比较 (见图 1(a) 和

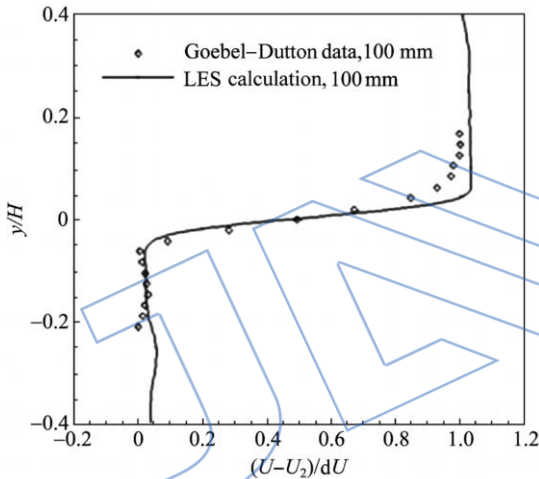
(b)). 可以发现在 $X = 100, 150\text{ mm}$ 处的时均统计的速度剖面与实验结果比较吻合, 这表明程序在计算此类二维问题的适用性较好.

将 $X = 150\text{ mm}$ 处湍流强度的时均统计结果与实验结果对照 (见图 1(c) 和 (d)), 可以发现在 150 mm 时均统计预报结果流向脉动速度和横向脉动速度值均大于实验值, 尤其是横向脉动速度,

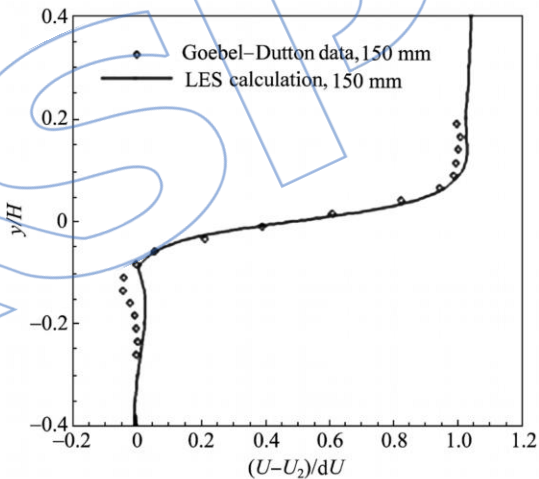
表 1 Goebel 混合层实验的流动参数

Table 1 Flow conditions of the Goebel experiment

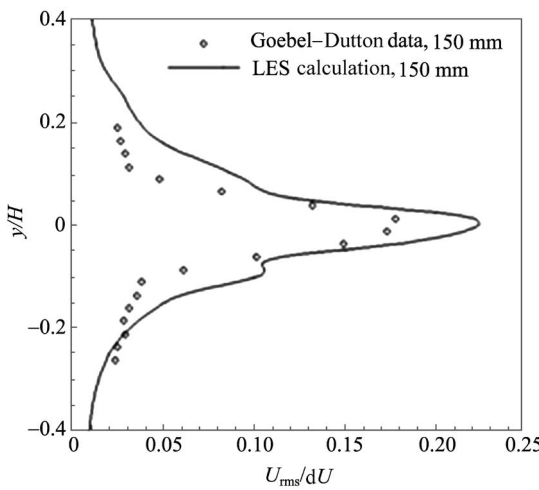
	下层来流	上层来流
Ma	1.91	1.36
$U/(\text{m/s})$	700	399
T/K	334	215
p/kPa	49	49



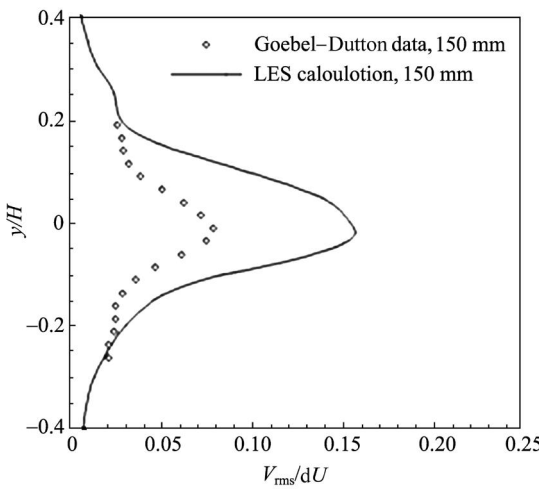
(a) $X=100\text{ mm}$ 处的时均速度剖面



(b) $X=150\text{ mm}$ 处的时均速度剖面



(c) $X=150\text{ mm}$ 处的流向和横向湍流强度剖面



(d) $X=150\text{ mm}$ 处的流向和横向湍流强度剖面

图 1 Goebel 混合层时均量的计算与实验结果对比

Fig. 1 Time-averaged variables comparison for Goebel mixing layer between calculation and experiment

约为实验值的两倍.该结果是因为二维数值模拟与混合层实际的三维特性相悖,但二维混合层的研究在一定程度上反映了流体流动混合同样,具有重要研究价值和参考意义.

2 物理模型和网格划分

图 2 为本文的物理模型——双燃烧室冲压发动机超声速燃烧室的二维简化模型及其网格划分.本文研究的特定混合层与文献[7]有很大不同,发展空间受上下壁面的限制,并且隔板后缘底部有一定厚度 $d=4\text{ mm}$.物理模型入口气流基本参数见表 2,燃烧流场的上入口来流为含有燃料

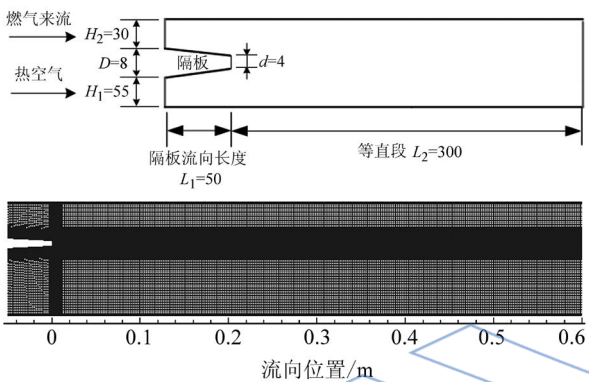


图 2 二维物理模型简图及网格划分 (单位:mm)
Fig. 2 Schematic of 2-D physical model and grids (unit:mm)

表 2 物理模型入口气流基本参数

Table 2 Basic parameters at entrance of physic model

	p/kPa	T/K	Ma	组分				
				C_2H_4	O_2	CO_2	H_2O	N_2
热空气	60	667	2.77	0	0.2330	0	0.0520	0.7150
富油燃气	60	1328	1.2	0.1059	0.0103	0.1205	0.1566	0.6067

3 计算结果与分析

3.1 入口自然激励和加振荡的人工激励对无反应混合层的影响

一般来说,混合层的外激励总是存在的,因为来流中总有湍流度.本小节考虑了入口处仅给 3%湍流度的自然激励的工况 Air/A0W0,入口处仅给振荡的人工激励的工况 Air/A0.05W0.1(入口无湍流度),和入口同时给了上述两种激励的工况 Air/A0.05W0.1 共三种工况,分析在本文给定的基本参数下,不同激励方式对混合层的影响.图 3~图 5 分别为这三种工况混合层发展的某一

乙烯的高温富油燃气,为减小计算量,冷流流场的上入口来流用空气来代替燃气组分.采用多区拼接网格技术划分计算域网格,为提高网格品质,全计算域一律采用结构化网格,局部区域采用网格自适应加密.大涡模拟(L ES)计算网格的要求比较严格,本文流向采用了较密网格以减少非定常湍流发展计算中的截断误差;在具有大涡结构的混合层区域,纵向的最大网格与最小网格面积比不能过大,否则数值耗散很严重致使计算得到的大涡结构沿流向消失.

低速流入口加沿流向振荡后的流速公式为

$$u_2 = U_2 + \frac{U_1 + U_2}{2} A \sin\left(W \frac{t}{t^*}\right) \tag{9}$$
$$t^* = L/U, U = (U_1 + U_2)/2$$

其中 U_1 和 U_2 分别为高速流入口(下入口)、低速流入口(上入口)气流平均速度, A 为振荡幅值, W 为振荡频率, t 为时间, t^* 为流动特征时间,是特征长度 L 与特征速度 U 之商,特征长度定义为隔板后缘厚度 d 的一半.工况编号例子如: Air (Gas)/A0.05W0.2.其中, Air 表示研究对象为上入口气流为空气流的无反应超声速混合层, Gas 表示上入口气流为富油燃气的有反应超声速混合层, A 表示扰动振幅为 0.05, W 表示扰动频率为 0.2.本章中基本工况为 Air/A0W0.

稳定时刻的瞬态流场图.

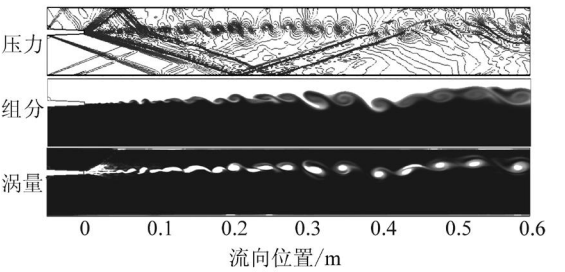


图 3 工况 Air/A0W0 流场结构 (基本工况)
Fig. 3 Flowfield for case Air/A0W0 (basic case)

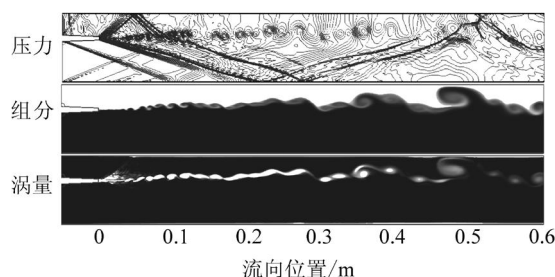


图 4 工况 Air/ A0.05W0.1 流场结构
(入口无湍流强度情况)

Fig. 4 Flowfield for case Air/ A0W0
(no turbulent strength at entrance)

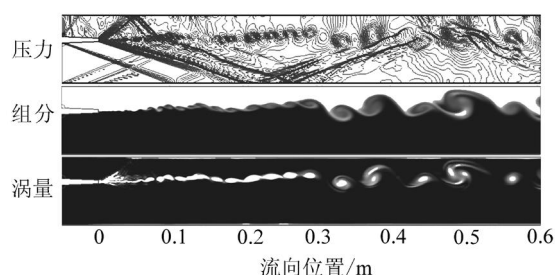


图 5 工况 Air/ A0.05W0.1 流场结构

Fig. 5 Flowfield for case Air/ A0.05W0.1

比较三种工况结果,在 0.2 m 之前混合层发展状况很相似。0.2 m 后,入口给振荡的后两个工况,开始出现涡的拉伸,0.3 m 开始合并,并且涡的尺度也比入口仅给湍流度的工况 Air/ A0W0 有很大增加;给振荡的两个工况,混合层各阶段发展距离相同,涡的形态和演化规律基本一致。

在入口设置湍流度时,相当于在入口加入了无规则扰动,将其叠加在流向振荡的周期性扰动基础之上,即为第三种工况,比起入口只有周期性扰动的第二工况,流场湍流度较大,流场参数脉动更大,涡强比前者稍大,同一流向位置混合层中涡结构也比前者大。

计算结果表明了在混合层中,周期性扰动对涡发展的影响很大,基本上决定了拟序结构的形态,表明涡系演化对外部单频激励很敏感,人工激励(可控制的单频弱激励)对波/涡发展有相位锁定作用,使大涡结构在空间、时间相干性更好^[14],可以采用 T-S 波、低速流入口加沿流向振荡等非定常弱激励实行涡控制;而无规则扰动则促进了较小尺度涡的产生,混合和燃烧主要在小尺度涡中,涡越小其中混合得越充分,所以可以预计来流的湍流度较大的时候,混合层中的混合会更好。

与实际情况相一致,下文在研究低速流入口

加流向振荡的各种工况时,均默认给定 3 % 的入口湍流度,与振荡激励相叠加,同时影响混合层发展。

3.2 加入沿流向振荡的有反应混合层演化情况

首先以富油燃气 $Ma = 1.6$ 的燃烧工况(其余入口参数均不变)为基础,定性分析亚燃室出口气流加入沿流向振荡 A0.05W0.2 后有反应超声速混合层的演化过程,并研究了混合层形态变化对燃烧的影响。该工况记为 Gas/ A0.05W0.2。

图 6 为涡量等直线图,数值范围取 1 000 ~ 100 000,它反映了工况 Gas/ A0.05W0.2 有反应混合层从加入振荡时刻开始到混合层稳定发展的演化过程。点划线 S 和 P 是两条时间线。S 线以前,混合层不受振荡扰动的影响;S 线和 P 线之间的时间段,振荡开始对流场施加激励,涡卷起变得缓慢,但是卷起的尺度变得很大;P 线以后的时间,低速流入口的沿流向振荡已经充分发挥了作用,A、B 和 C 分别为三个涡的卷起和形成过程,可以看到振荡作用于流场前后,混合层发展特性差别很大,作用后混合层中涡直接卷起成大尺度涡,而作用前混合层卷起的小尺度涡必须经过合并才能形成大尺度涡,说明低速流入口的沿流向振荡对混合层的混合增强效果明显。

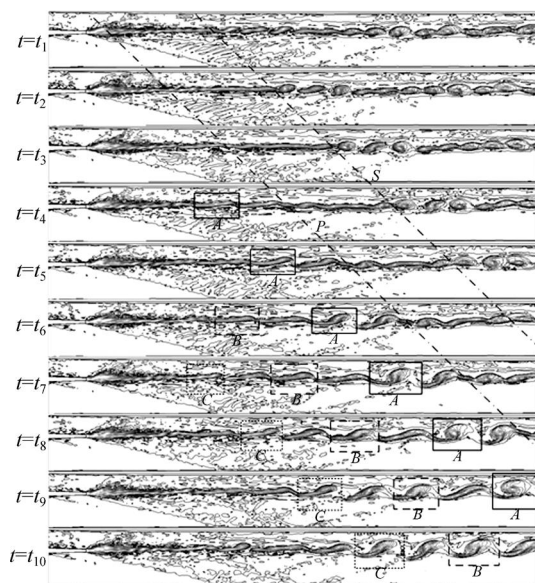


图 6 工况 Gas/ A0.05W0.2 有反应混合层演化
涡量组图

Fig. 6 Vorticity charts for the evolution of reacting
mixing layer of case Gas/ A0.05W0.2

$t = t_{10}$ 时刻,工况 Gas/ A0.05W0.2 燃烧流场结构如图 7 所示。位于隔板后缘回流区的全场

CO 最高质量分数为 0.057,云图显示取数值分布范围 $0 \sim 0.005$ 。与无振荡激励的燃烧工况相比,隔板后缘燃烧情况没有改变,但是混合层形态决定了化学反应区,所以 CO 分布随混合层形态变化而有很大变化,加入振荡后涡结构变大,混合层区域 CO 生成量有明显增加。

图 8 是工况沿流向反应生成的 CO 和 CO_2 的净质量流率曲线。图中对加振荡工况,拟合 CO 和 CO_2 曲线的直线斜率即两者的平均反应生成

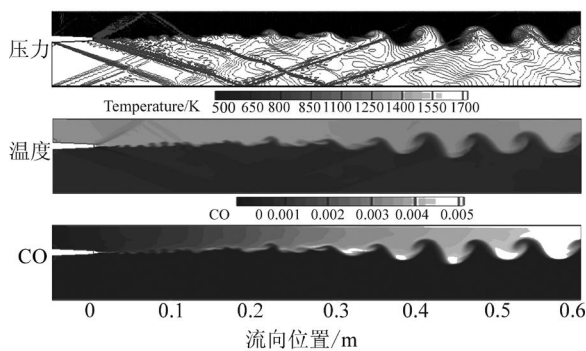


图 7 $t = t_{10}$ 时工况 Gas/A0.05W0.2 燃烧流场结构

Fig. 7 Reacting flowfield for case Gas/A0.05W0.2

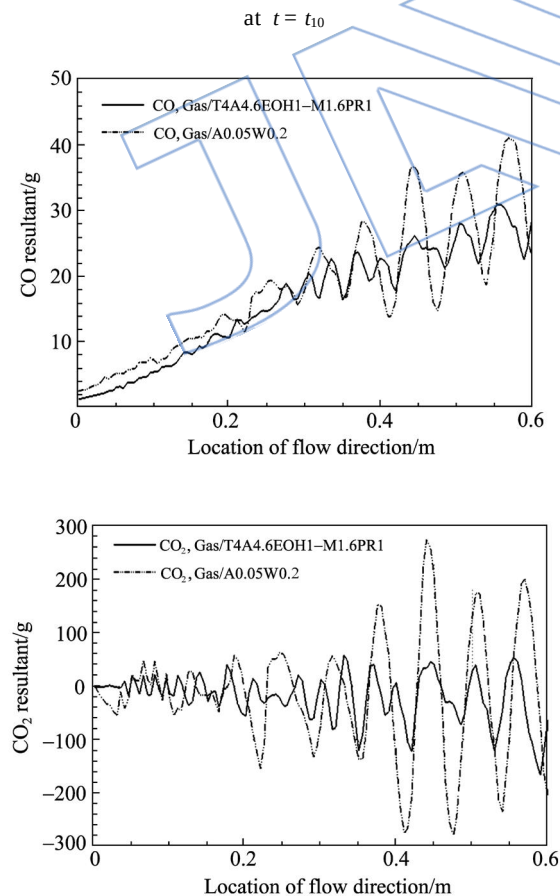


图 8 沿流向 CO 和 CO_2 反应生成的净质量流率图

Fig. 8 Net mass rate for resultants CO and CO_2

率分别为 51.7 g/m 和 -3.3 g/m ,而对于基本工况,分别为 47.9 g/m 和 -36.2 g/m ,加振荡工况斜率均大于基本工况斜率,表明了加振荡后流场比加振荡前的反应生成物增多,反应和燃烧强度更大了, CO_2 平均反应生成率为负是因为其参加的生成 CO 的逆反应速率大于正反应速率;曲线波动的细节完全随着混合层大尺度涡演化而变化,再次说明了混合层的形态和涡结构位置决定着化学反应区的位置。但是温度云图可知,流场温度基本不变,表明燃烧强度基本没有变化,仅使燃烧范围增加了,该工况燃烧强度属于较弱强度。

由于混合层形态完全决定着化学反应区的位置,下面将对冷流流场无反应混合层发展进行定量、详细深入分析,不考虑化学反应,研究低速流入口沿流向振荡的频率和幅值变化对混合层增长情况的影响。

3.3 频率变化对无反应混合层增长的影响

首先,保持低速流入口沿流向振荡的振幅为 A0.05 不变,分别计算频率为 W0.05, W0.1 和 W0.2 的三种工况(如图 9 所示),研究频率变化对冷流流场无反应混合层增长情况的影响。

由于厚度 4 mm 隔板后缘的激励作用,各频率工况下,混合层发展的第一阶段在流向位置 $0 \sim 0.04 \text{ m}$ 之间,可以看出涡卷起和形成阶段是一致的,均很短暂;随着频率 w 增加,在第二阶段——涡的非线性失稳区^[14],涡的拉伸和合并过程提前,同一流向位置上,合并后的涡尺度增大,说明振荡频率加大时,混合层增长速度较快,混合的效果较好。

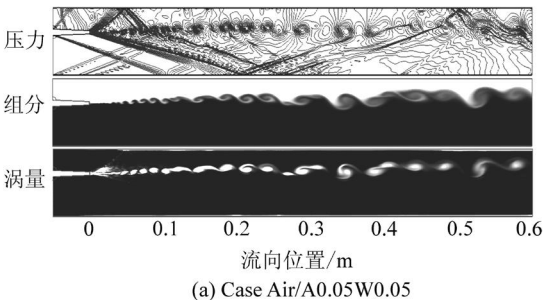
可见,引入沿流向振荡激励能大幅提高混合效果,振荡频率 w 决定涡量聚集区域的位置和大小,是影响混合层展向涡尺度的重要参数,实际中应选择一个最佳频率。另外,对于频率较大的 W0.1 和 W0.2 两工况,合并后的大涡结构已经和上壁面作用,气流掺混和混合层发展受到边壁的限制,涡尺度越大,受到的抑制也就越大。

3.4 幅值变化对无反应混合层增长的影响

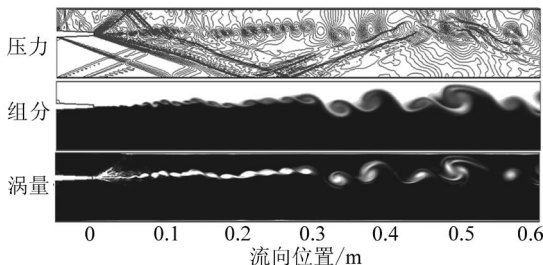
保持低速流入口沿流向振荡的频率为 W0.1 不变,分别计算振荡幅值为 A0.01, A0.05 和 A0.15 的三种工况(如图 10 所示),研究振幅变化对冷流流场无反应混合层增长情况的影响。

流向位置 $0 \sim 0.3 \text{ m}$ 段,受振荡的激励作用,混合层中卡尔文-亥姆霍兹(K-H)不稳定波发展很快,小涡很快产生,这一段为涡量重新聚集、小

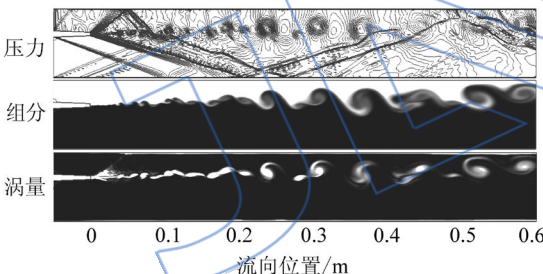
涡合并成大涡的准备过程. 上入口低速流沿流向振荡的幅值越大, 低速流速度波动得越剧烈, 混合层中心线不再是直线, 而变为折线, 涡量聚集得也越不均匀.



(a) Case Air/A0.05W0.05



(b) Case Air/A0.05W0.1



(c) Case Air/A0.05W0.2

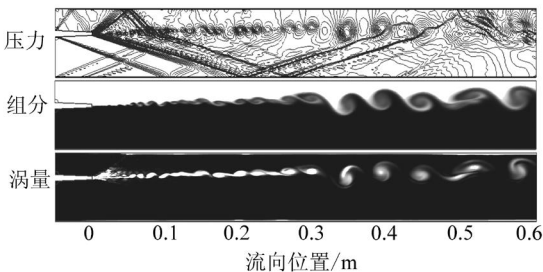
图 9 振荡频率变化对混合层增长的影响

Fig. 9 Effects of varied surge frequency on the evolution of mixing layer

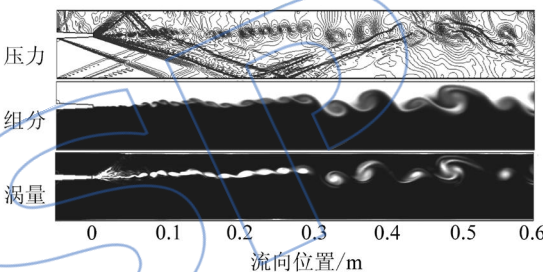
流向位置 0.3 m 至出口段, 小尺度涡合并为大涡, 并向下游发展, 可以看到不同幅值, 涡核的个数相同. 但是幅值越大, 涡量分配越不均匀, 涡的尺度差别也就越大. A0.01 时, 涡尺度基本一致; A0.05 时, 混合层沿流向的涡尺度为一大一小间隔分布; A0.15 时, 混合层的涡尺度为一大两小间隔分布, 且大涡尺度更大, 小涡尺度更小, 可以认为是大涡上面附带小涡. 与前一小节相同的是, 后两种工况的混合层大涡结构发展到较大尺度时, 同样被上壁面边界所限制而受到抑制.

综上所述, 引入沿流向振荡激励能大幅提高混合效果, 振荡频率决定涡量聚集区位置和大小,

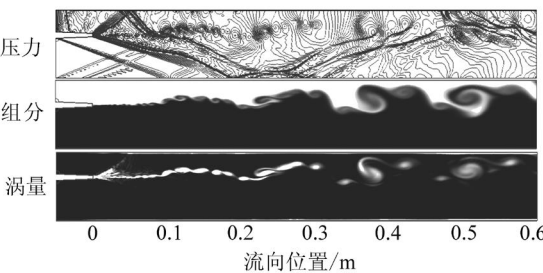
振幅决定涡量聚集的均匀程度. 在实际中应具体问题具体分析, 对特定情况的混合层同时考虑混合效果和添加振荡所需能量, 可以选择一个最佳频率和振幅, 从而引入沿流向振荡的单频周期性激励能够使混合层达到满足要求的混合效果.



(a) Case Air/A0.01W0.1



(b) Case Air/A0.05W0.1



(c) Case Air/A0.15W0.1

图 10 振荡幅值变化对混合层增长的影响

Fig. 10 Effects of varied surge swing on the evolution of mixing layer

4 结 论

本文通过数值计算研究了以双燃烧室冲压发动机超声速燃烧室为应用背景的低速流入口加沿流向单边振荡的受限空间超声速混合层混合增强措施, 得到的结论如下:

1) 在混合层中, 人工可控制的单频弱激励对波/ 涡发展有相位锁定作用, 可以采用其实行涡控制; 而无规则的自然激励则促进了较小尺度涡的产生, 来流的湍流度较大时, 气流掺混更好.

2) 低速流入口加入沿流向振荡对二维混合层的混合增强效果明显;加振荡后流场的燃烧强度加大,但仍属于较弱燃烧强度。

3) 振荡频率加大,混合层增长速度较快,振荡频率决定着涡量聚集区域的位置和大小;幅值越大,涡量分配越不均匀,涡的尺度差别也就越大,振幅决定着涡量分配和聚集的均匀程度。

参考文献:

- [1] 张新宇. 高超声速吸气式发动机的研究进展与发展趋势[J]. 力学进展, 2001, 31(3): 478-480.
ZHANG Xinyu. Advances and trends for the research of hypersonic airbreathing engine[J]. Advances in Mechanics, 2001, 31(3): 478-480. (in Chinese)
- [2] Waltrup P J, White M E, Zarlingo F, et al. History of ramjet and scramjet propulsion development for U. S. navy missiles[R]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 1997, 18(2): 234-243.
- [3] Billig F S, Waltrup P J, Stockbridge R D. Integral-rocket dual-combustion ramjets: a new propulsion concept[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1980, 17(5): 416-424.
- [4] 于江飞, 晏至辉, 刘卫东. 双燃烧室冲压发动机为动力的高超声速飞行器[J]. 导弹与航天运载技术, 2008(5): 26-30.
YU Jiangfei, YAN Zhihui, LIU Weidong. Hypersonic vehicle with dual-combustor ramjet[J]. Missiles and Space Vehicles, 2008(5): 26-30. (in Chinese)
- [5] Wang G R, Fiedler H E. Some flow phenomena in a confined plane wake[C]// International Conference on Flow Interaction cum Exhibition/ Lectures on Interaction of Science and Art, 2nd. Berlin: HF Institut, TV Berlin, 1997: 12-14.
- [6] 罗纪生, 张哲, 周恒. 增强可压缩混合层混合的一种方法[J]. 中国科学A辑, 2000, 30(11): 1033-1039.
LUO Jisheng, ZHANG Zhe, ZHOU Heng. A method of mixing enhancement for compressible mixing layer[J]. Science in China (Series A), 2000, 30(11): 1033-1039. (in Chinese)
- [7] 曹伟, 周恒. 二维超音速混合层增强混合的研究[J]. 中国科学A辑, 2002, 32(2): 150-157.
CAO Wei, ZHOU Heng. Investigation on mixing enhancement for two-dimensional supersonic mixing layer[J]. Science in China (Series A), 2002, 32(2): 150-157. (in Chinese)
- [8] Menon S, Yeung P K, Kim W W. Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence[J]. Computers and Fluids, 1996, 25(2): 165-180.
- [9] 孙明波. 超声速来流稳焰凹腔的流动及火焰稳定机制研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008.
SUN Mingbo. Flow and flameholding mechanisms of cavity flameholders in supersonic flows[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2008. (in Chinese)
- [10] Movik G A, Bowles J V, Huynh L C. Analysis of a hydrocarbon scramjet with augmented preburning[R]. AIAA 92-3425, 1992.
- [11] 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)
- [12] Goebel S G, Dutton J C. Experimental study of compressible turbulent mixing layers[J]. J. AIAA, 1991, 29(4): 538-546.
- [13] Georgiadis N J, Alexander J D, Reshotko E. Hybrid Reynolds-averaged Navier-Stokes/large-eddy simulations of supersonic turbulent mixing[J]. J. AIAA, 2002, 41(2): 218-229.
- [14] 童秉纲, 张炳喧, 崔尔杰. 非定常流与涡运动[M]. 北京: 国防工业出版社, 1993.