

文章编号:1000-8055(2011)07-1599-09

高超声速低温喷管横向射流混合反应过程的非定常数值模拟

邵 艳, 周 进, 赖 林, 汪洪波, 雷 静
(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 基于混合 RANS/LES (Reynolds averaged Navier-Stokes/large eddy simulation) 方法模拟了高超声速低温(HYLTE)喷管倾斜入射横向射流的非定常混合反应过程,研究了不同副喷管喷射角和副喷管间距对射流穿透、混合以及总压损失的影响. 计算表明,射流穿透深度和混合程度随着副喷管喷射角的增大而增大,但是总压损失也随之增大;副喷管间距增大,燃料射流的穿透深度增大而且总压损失略有减小,但反转旋涡对(CVP)的集中会造成射流与来流的接触面积减小,侧面混合变差. 因此优化副喷管喷射角和间距对于提高 HYLTE 喷管混合性能乃至激光器光学性能都十分重要. 通过模拟 HYLTE 喷管和光腔耦合区域的 12 组分 23 方程的反应流场发现,在中心线附近有较强的小信号增益系数,混合 RANS/LES 相比 RANS 方法更能反映流场变量的细节变化.

关 键 词: 高超声速低温喷管; 横向射流; 混合性能; 总压恢复; 穿透深度

中图分类号: TN248.5

文献标志码: A

Unsteady numerical investigation of mixing and reacting for transverse injection in HYLTE nozzle

SHAO Yan, ZHOU Jin, LAI Lin, WANG Hong-bo, LEI Jing

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

Abstract: A hybrid Reynolds averaged Navier-Stokes/large eddy simulation (RANS/LES) approach was applied to simulate the unsteady mixing and reacting process of the angled transverse injection in the hypersonic low temperature (HYLTE) nozzle, while the influences of different injection angles and distances on the penetration height, mixing and total pressure loss were analyzed. It is found that the penetration height and mixing are enhanced with the increase of the injection angle, but together with the increasing total pressure loss. In addition, when the injection distance increases, the penetration height of the fuel injection increases and the total pressure loss decreases a little, but the counter vortex pairs are too close to produce larger contact regions and better lateral mixing. Optimum incident angle and injection distance are essential to enhance the mixing performance of HYLTE nozzle and optical performance of the deuterium fluoride (DF) chemical laser. Moreover, the reacting flowfield of the coupled region, including 12 chemical species and 23 reactions, was simulated. The small signal gain coefficient reaches the maximum in the vicinity of the centerline. Compared with the method of RANS, hybrid RANS/LES approach is more ca-

收稿日期:2010-12-08; 修订日期:2011-03-03

基金项目:国家自然科学基金(11002158)

作者简介:邵艳(1981—),女,湖北鄂州人,博士生,主要从事化学激光器的数值仿真研究.

pable of predicting the changes of flowfield variables.

Key words: hypersonic low temperature (HYLTE) nozzle; transverse injection; mixing performance; total pressure recovery; penetration height

高超声速低温(HYLTE)喷管自1985年^[1]被提出以来就受到广泛关注,目前是用于连续波氟化氢(HF)、氟化氙(DF)等化学激光器的主要增益发生装置. HYLTE 喷管在主喷管扩张段引入了副喷管结构,副喷管周期性交错排列,通过超声速横向射流使反应界面扭曲,其流场具有典型的三维特征. 该喷管流动结构复杂,其喉道高度很小,喷管内边界层较厚,副喷管气流横向倾斜喷入到高超声速来流的混合性能及反应程度是决定激光器性能的重要因素.

为了提高 HYLTE 喷管的混合性能,优化喷管结构参数和激光器性能参数,需要了解射流混合涡旋结构的非定常特性^[2],以往基于定常层流假设的流场求解模式不再具有参考性. 到目前为止,求解 HYLTE 喷管流场的数值方法有两种,一种是蒙特卡罗直接模拟(DSMC)法^[3],一种是基于计算流体力学软件的雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)法^[4],文献^[2]利用大涡模拟对氧碘化学激光器内的亚跨超声速混合过程进行了模拟分析,结果表明了大涡模拟对于低压、低密度、亚跨超声速及包含多介质化学流场的可执行性. HYLTE 喷管是一种气流交差流动喷管,不同于氧碘化学激光器所用喷管,两股射流通过细小的锥形喷管倾斜喷入来流,鉴于本文的研究对象是 HYLTE 喷管的超声速段和光腔的耦合区域,来流和两股射流都是超声速的. 为了了解 HYLTE 喷管内超声速射流与超声速气流的混合燃烧流动的细节,本文运用大涡模拟的方法对其中横向射流的非定常特性进行分析.

1 HYLTE 喷管阵列简介

一种带水冷的 HYLTE 喷管叶片结构及前视图如图1所示,燃烧室出口的含氟氧化剂气流通过主喷管膨胀和加速,主喷管扩张段壁面上分别有交错分布的稀释剂氦气和燃料氙气喷孔,其中氦气孔位于氙气孔上游. 氟原子和氙气反应生成激发态的氟化氙分子作为激光器的增益介质.

副喷管是简单的轴对称喷管,结构参数包括喉部直径 d 、半扩张角 θ_d 、喉部等截面段长度 l 和膨胀比 φ ($\varphi = D^2/d^2$, D 为副喷管出口直径)、副喷

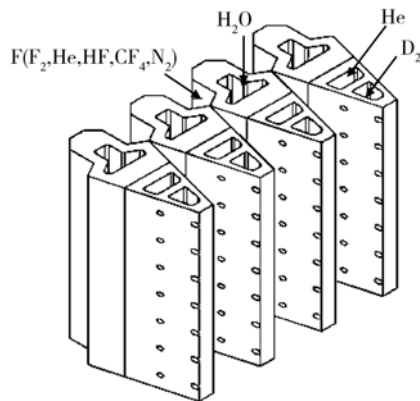


图1 HYLTE 喷管示意图

Fig. 1 Schematic of hypersonic low temperature (HYLTE) nozzle

管喷射角(即轴线与主喷管扩张段壁面夹角) θ_i 、副喷管间距 L_{df} 和基区高度 h_b . 图2给出了副喷管的主要结构参数. 因为副喷管相对于主喷管尺寸很小,有些结构参数的改变对整个流场结构不会有明显影响,属于非敏感参数. 文献^[5]指出副喷管喷射角和副喷管间距是影响混合性能乃至激光器性能的关键参数,因为它们决定了稀释剂和燃料喷入氧化剂主流的方向以及化学反应发生的初始位置.

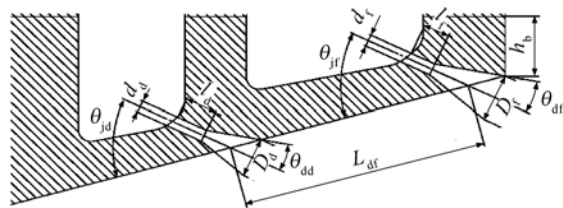


图2 HYLTE 副喷管参数定义

Fig. 2 HYLTE secondary nozzle parameter definition

2 喷管流场数值计算方法

2.1 控制方程

本文采用近期发展起来的混合雷诺平均 Navier-Stokes(RANS)/大涡模拟(LES)方法^[6]来模拟 HYLTE 喷管内介质的非定常流动过程. LES 通过细密的时域数据,能较好地捕捉流场的细节信息,但是需要很高的网格分辨率来处理近

壁区域的湍流小尺度涡结构. 相比而言, RANS 花费的计算代价较小, 可实施性强, 更适合用于近壁区域的模拟. 综合 RANS 和 LES 的优点, 许多学者认为混合 RANS/LES 适合于模拟各种复杂的湍流流动.

由于 RANS 和 LES 的控制方程非常相似, 现有的 RANS 求解方法可以很方便地移植到 LES 的求解中, 通过混合函数在 0 到 1 之间变化, 使得在近壁附近用 RANS 模型求解, 远离壁面的中心区则通过 LES 来进行求解. 该方法将 Menter $k-\omega$ Baseline (BSL) 湍流模型^[7] 和一方程亚格子 (SGS) 模型^[8] 结合起来, 从而得到的控制方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}k\tilde{u}_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] + \\ P_k - \bar{\rho} \left[FC_{d1} \tilde{k} \tilde{\omega} + (1-F) C_{d2} \frac{\tilde{k}^{\frac{3}{2}}}{\Delta} \right] & \quad (1) \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\omega})}{\partial t} + u_j \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{\omega})}{\partial x_j} &= \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_t + \sigma_\omega C_{\mu_1} \bar{\rho} \frac{\tilde{k}}{\tilde{\omega}} \right) \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial x_j} \right] + P_\omega - C_{d3} \bar{\rho} \tilde{\omega}^2 & \quad (2) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \mu_t &= \bar{\rho} \left[F \mu_t^{k-\omega BSL} + (1-F) \mu_t^{SGS} \right] \\ \sigma_k &= \sigma_{kt} F + \sigma_{k2} (1-F) \end{aligned}$$

以上方程中的常数对应值参见文献[7-8], 本文采用类似于 Fan 等人的方法^[9] 构造衔接函数, 令

$$F = \tanh(\eta^4) \quad (3)$$

其中

$$\eta = \max \left[\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega l}, \frac{500 \nu}{\omega l^2} \right]$$

式中 l 是到最近壁面的距离.

过滤后的组分方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{y}_m)}{\partial t} + \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{y}_m - \bar{\rho}\tilde{D}_{i,m} \frac{\partial \tilde{y}_m}{\partial x_i} + \phi_{i,m}^{SGS} + \theta_{i,m}^{SGS} \right\} &= 0 \\ (m = 1, 2, 3, \dots, N) & \quad (4) \end{aligned}$$

式中 N 为组分总数目. 忽略掉亚格子扩散质量通量 $\theta_{i,m}^{SGS}$, 通常认为亚格子组分对流通量

$$\begin{aligned} \phi_{i,m}^{SGS} &= \bar{\rho}(u_i\tilde{y}_m - \tilde{u}_i\tilde{y}_m) = \\ &= (\mu_t^{SGS}/Sc_m)(\partial \tilde{y}_m/\partial x_i) \end{aligned} \quad (5)$$

2.2 数值方法

采用五阶精度的 WENO (weighed essentially non-oscillation) 格式对控制方程的无黏项进行离散, 黏性项用二阶中心差分离散. 为了提高计算

效率和稳定性, 时间离散采用隐式双时间步方法, 内迭代用 LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) 方法进行求解.

计算区域包括 HYLTE 喷管扩张段的一部分和相应的光腔部分, 涉及五类边界条件, 分别为超声速压力入口、超声速压力出口、对称、固壁和周期性 (ws-1 和 ws-2) 边界条件, 如图 3 所示. 周期性边界条件处理起来比较麻烦, 本文的结果是用固壁代替周期性边界得到的. 对应于五阶 WE-NO 边界处理的办法见文献[10].

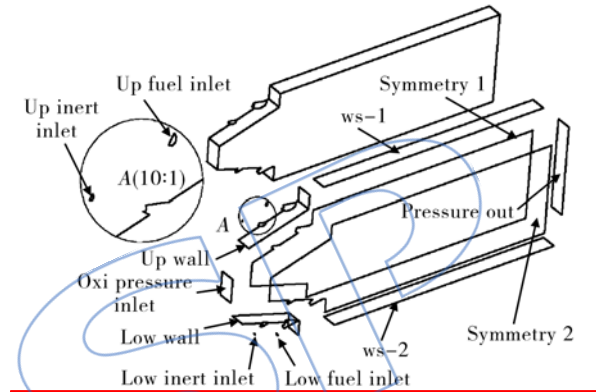


图3 计算区域的边界条件设置

Fig. 3 Boundary conditions of computational domain

因为入口均位于喷管扩张段, 氧化剂来流、燃料射流 (D_2)、稀释剂射流 (He) 都是超声速, 各参数见表 1, 其中 R 指的是等效速比.

表 1 计算条件

Table 1 Computational conditions

	马赫数	总压/kPa	总温/K	等效速比 R
主流	4.63	500	2065	
燃料射流	3.58	400	300	1.22
稀释剂射流	3.85	300	300	1.23

3 结果和讨论

3.1 基准构型

本文采用的 HYLTE 喷管基准构型的副喷管喷射角 θ_j 为 40° , 副喷管间距 L_{df} 取 6 mm. 图 4~图 8 给出了基准构型喷管下的非定常混合流场. 除了图 8 外, 所有图片对应的时刻均为 $70t_c$ ($t_c = L/U_\infty$), 其中 L 为无量纲长度, U_∞ 为来流速度.

由图 4 可以看出主流先被副气流压缩然后再膨胀, 稀释剂 He 对主流也有一定程度的穿透,

He 气流可以形成气幕隔离 F 原子和燃料 D_2 , 避免它们在氧化剂喷管中过早发生反应. 图 5 给出的是 $z=0$ 对称面上的 D_2 射流组分分布及附近流线图, 从图中可以明显观察到 D_2 射流在横向压力梯度作用下轨迹发生弯曲, 经过马赫盘后流速衰减很快, 最终流向与主流流向一致. 在 He 射流和 D_2 射流之间有一个回流区, D_2 射流背流面存在尾迹区, 尾迹涡产生于壁面, 终止于射流.

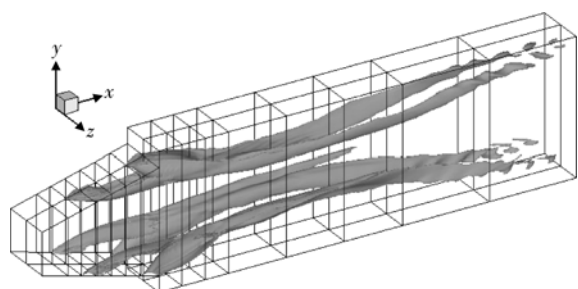


图 4 瞬时主流组分等值面 ($\bar{y}_m=0.2$)

Fig. 4 Instantaneous iso-surface of primary stream distribution ($\bar{y}_m=0.2$)

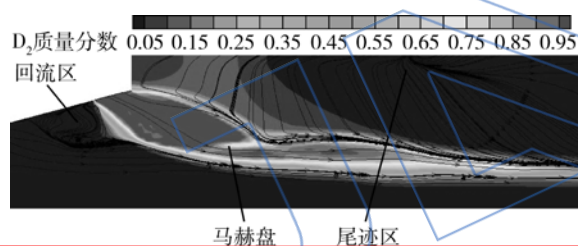


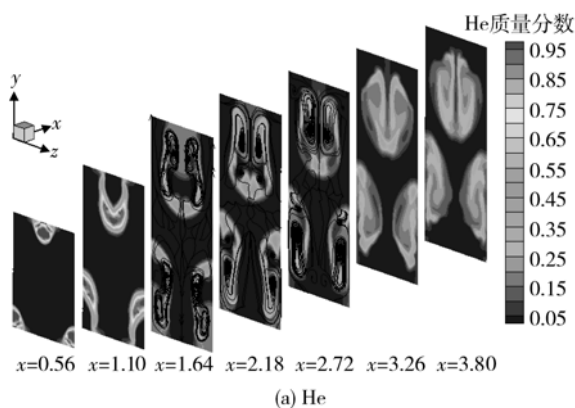
图 5 D_2 射流组分及附近流线 ($z=0$ 截面)

Fig. 5 Instantaneous contours of D_2 concentration and streamlines nearby at $z=0$ cross section

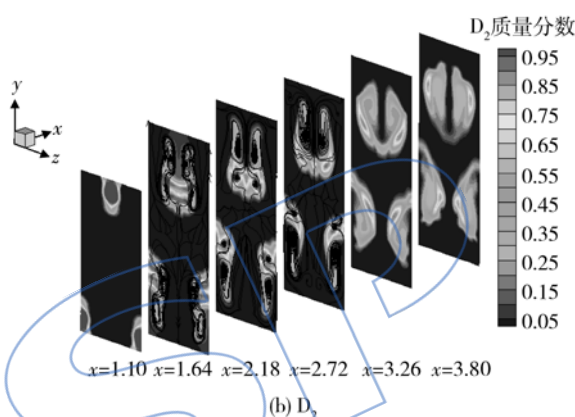
从图 6 可以看出, 由于来流的扰流作用, 在射流两侧会形成反转旋涡对 (CVP), 使得射流横截面由圆形变成扁卵石形并逐渐发展成肾形. HYLTE 喷管中的多股射流与来流相互作用, 反转旋涡对也就比单股射流复杂, 其强度越往下游就越弱.

通过比较图 6 D_2 射流组分和图 7 流向涡横切面云图可以看出, 在 HYLTE 喷管中, 燃料和氧化剂的快速混合主要是通过流向旋涡的方式实现的. 射流在展向平面内的变形是由流向涡的演化造成的.

图 8 给出了基准 HYLTE 喷管型面下 D_2 组分等值面的连续动态演化图像, 时间间隔 $\Delta t=$



(a) He



(b) D_2

图 6 He 和 D_2 射流组分质量分数切面云图

Fig. 6 Instantaneous contours of He and D_2 concentration and streamlines at axial slices

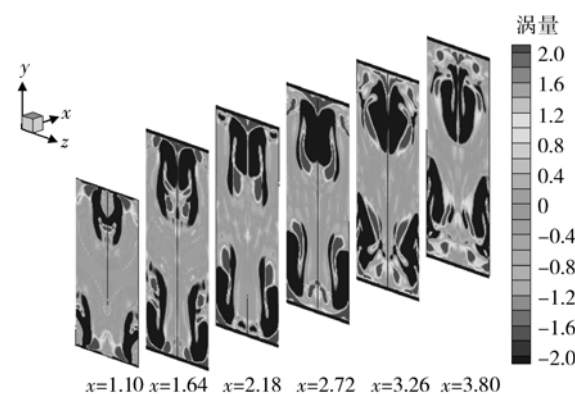


图 7 流向涡切面云图

($x=1.10, 1.64, 2.18, 2.72, 3.26, 3.80$)

Fig. 7 Instantaneous contours of streamwise vortex structures at axial slices

($x=1.10, 1.64, 2.18, 2.72, 3.26, 3.80$)

$2t_c$. 由图可以看出射流对来流的卷吸, 射流界面发生扭曲拉伸, 表面产生褶皱, 但是因为来流马赫数太高, 混合层趋于稳定, 流场中的大涡结构受到了一定程度的抑制.

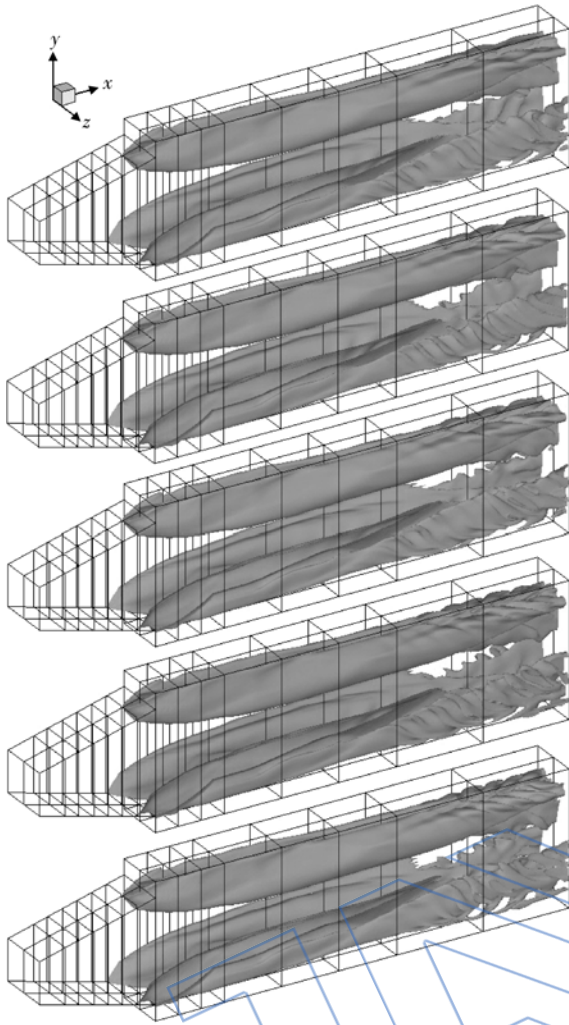
图 8 D_2 组分等值面随时间连续变化图

Fig. 8 Time-series of iso-surface of D_2 distribution
($\bar{y}_m=0.25$), $\Delta t=2t_c$

3.2 副喷管喷射角的影响

图 9 给出了喷射角为 30° 和 50° 时 D_2 射流质量分数的等值面图,其时刻对应于 $70t_c$,大喷射角下射流与来流之间的相互作用更剧烈些,反转旋涡对的强度更大,射流界面的扭曲拉伸也更厉害些.从图 10 可以看出,喷射角增大,射流穿透深度增大,横切面上 D_2 组分质量分数的最大值减小.

3.2.1 相对未混合度

文献[11]采用相对未混合度 χ 作为混合性能的评价指标,用来反映多少射流未与主流进行混合.

$$\chi = \frac{\sigma/f_{\text{avg}}}{F} \quad (6)$$

其中 σ 为未混合度,用面积平均的射流质量分数的标准方差来描述.

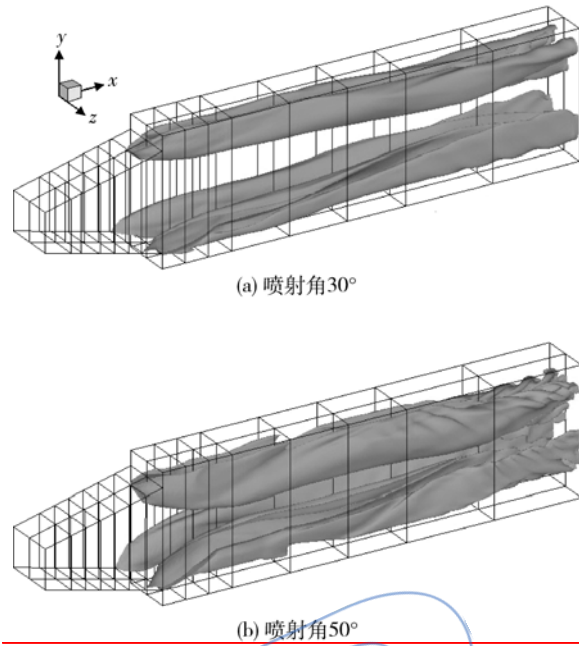


图 9 喷射角 30° 和 50° 时的 D_2 组分等值面
Fig. 9 Instantaneous iso-surface of D_2 distribution
($\bar{y}_m=0.25$) under injection angles
of 30° and 50°

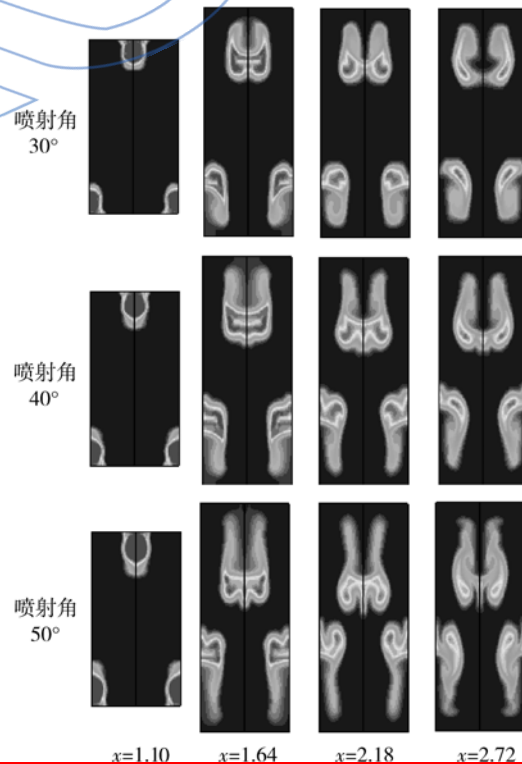


图 10 喷射角改变时不同 x 横截面上 D_2 组分分布
Fig. 10 D_2 distribution at at slices of $x=1.10, 1.64,$
 $2.18, 2.72$ under injection angles of
 $30^\circ, 40^\circ$ and 50°

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{A_{\text{tot}}} \sum A_i (f_i - f_{\text{avg}})^2} \quad (7)$$

式中 A_{tot} 为横截面流通面积; A_i 为网格 i 的流通面积; f_i 为网格 i 的射流质量分数; f_{avg} 为燃料射流流量与总流量的比值, 即燃料射流与氧化剂来流完全混合所能达到的平均质量分数。

$$F = \sqrt{(1 - f_{\text{avg}}) / f_{\text{avg}}}$$

一般认为喷射角越大, 混合得越好, 相对未混合度应该越小。由图 11 可以看出, 虽然喷射角由 40° 增大到 50° , 相对未混合度减小, 但是当喷射角由 30° 增大到 40° , 相对未混合度却是增大的。其中的原因可以通过图 10 和公式 (7) 来解释, 喷射角由 40° 增大到 50° , D_2 组分质量分数的最大值减小较多, 射流横截面积却增大不多, 因此相对未混合度减小; 但喷射角由 30° 增大到 40° , D_2 组分质量分数的最大值减小得不多, 但射流横截面积却增大较多, 造成相对未混合度变大。综上, 由文献 [11] 给出的相对未混合度来描述 HYLTE 喷管中燃料和氧化剂的混合程度存在一定问题, 需要寻找更为准确的衡量指标。

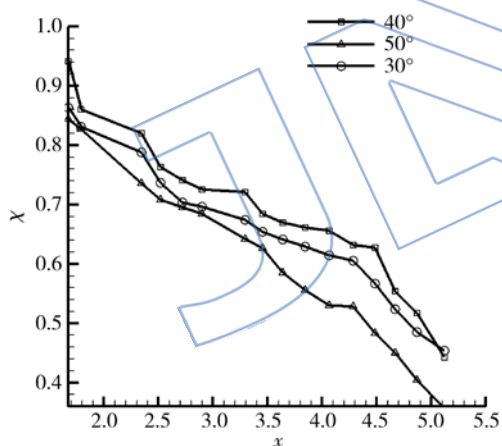


图 11 喷射角改变时的相对未混合度沿流向的分布

Fig. 11 Distributions of the relative unmixedness under injection angles of 30° , 40° and 50°

3.2.2 总压恢复系数

文献 [12] 给出了总压恢复系数 C_p 的计算公式

$$C_p = \frac{p_{0o}}{p_{0i}} \quad (8)$$

其中

$$p_{0i} = \frac{n_p p_{0p} + n_s p_{0s}}{n_p + n_s}$$

其中 p_{0o} 为出口总压, p_{0i} 为入口总压, n_p 和 n_s 分别为主、副气流的摩尔流量, p_{0p} 和 p_{0s} 分别为主、

副气流的入口总压。因为 HYLTE 喷管涉及多股气流混合, 存在三个入口总压, 总压恢复系数的求解稍有不同。

图 12 给出了喷射角变化时总压恢复系数沿流场方向的变化, 可以看出, 喷射角太大, 虽然会增强混合, 但总压损失也更大; 喷射角较小, 穿透不足时总压损失也相对较小些, 这与混合是熵增过程是相符合的。

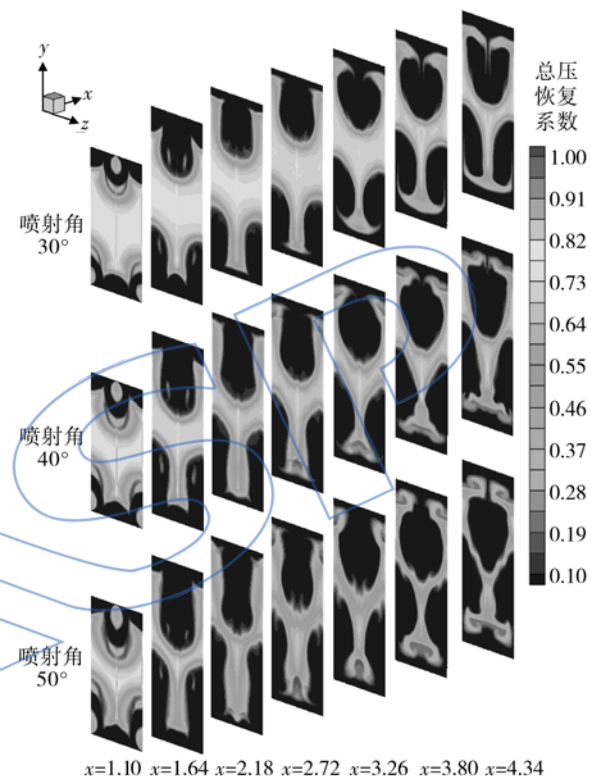


图 12 喷射角改变时的总压恢复系数的切面云图

Fig. 12 Instantaneous contours of total pressure recovery coefficients at axial slices under injection angles of 30° , 40° and 50°

3.2.3 穿透深度

Cohen 等人 [13] 提出了倾斜入射横向射流对主流穿透深度的计算公式

$$\frac{y}{d_{\text{eff}}} = \frac{k}{1 + \cos \theta} R, \quad \begin{cases} y = y_{\text{top}}, & k = 1.51 \\ y = y_{\text{mid}}, & k = 1.05 \end{cases} \quad (9)$$

其中 θ 为喷嘴中心线与来流之间的夹角, d_{eff} 为有效射流直径, y_{top} 和 y_{mid} 分别为马赫盘最高和中间位置高度。这是由实验得到的经验公式, 文献 [14] 指出, 计算得到的穿透深度通常比实验测得的要大。本文通过混合 RANS/LES 方法计算得到的不同喷射角下的穿透深度 (如图 13) 同样印证了这

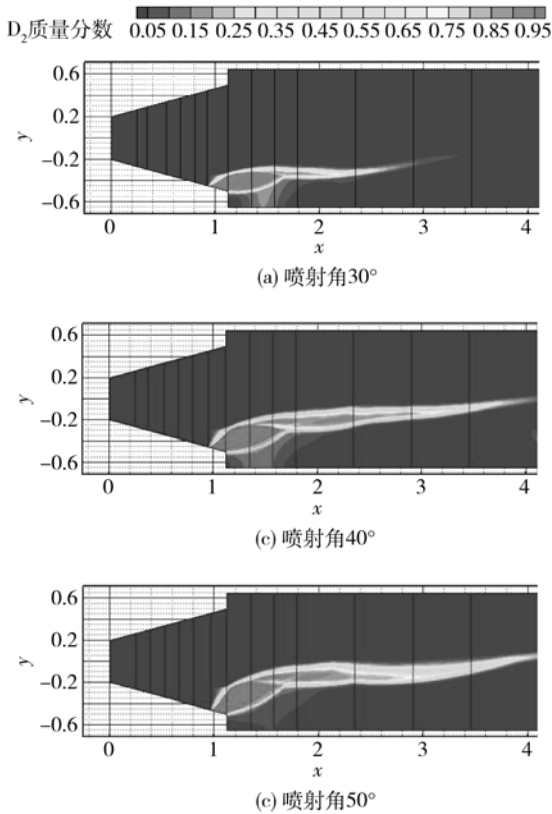


图 13 喷射角改变时 $z=0.25$ 横截面上 D_2 射流的穿透深度

Fig. 13 Penetration height of D_2 at $z=0.25$ cross section under injection angles of 30° , 40° and 50°

一点,这是因为 HYLTE 喷管喉部非常小,计算壁面附近的边界层一般比实验中的边界层要厚一点.可以看出,随着喷射角的增大,穿透深度增大,燃料能充分进入主流核心区,混合效果更好.

3.3 副喷管间距的影响

由于 He 射流对 D_2 射流的遮挡作用,使得主流对 D_2 射流的作用减弱.副喷管间距增大,He 和 D_2 射流之间的低压区增大,遮挡作用增大,所以 D_2 射流穿透深度增大.从图 14 和图 12(40°) 可以看出,间距较小时($4\sim 6$ mm),总压恢复系数基本不变,增大间距,总压损失减小(8 mm 时总压恢复系数略大于 6 mm 时).从图 15 和图 7 可以看出,当副喷管射流间距很小时,反转旋涡对之间的距离较大,而且离主流核心区域较远,燃料和氧化剂来流没有充分混合;当副喷管射流间距很大时,反转旋涡对之间的距离较小,但靠近主流核心区域.也就是说虽然 D_2 射流穿透深度增大,但涡对过度集中,使部分来流从侧面溜走,也没有充分混合.综合考虑,当副喷管间距 6 mm 时, D_2 射流穿

透深度和反转旋涡对作用范围均合适,混合得最好.

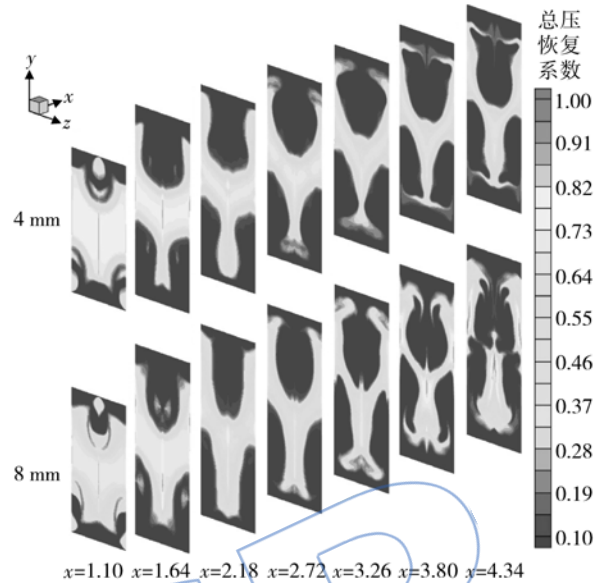


图 14 副喷管间距改变时的总压恢复系数的切面云图
Fig. 14 Instantaneous contours of total pressure recovery coefficients at axial slices under injection distance of 4 mm and 8 mm

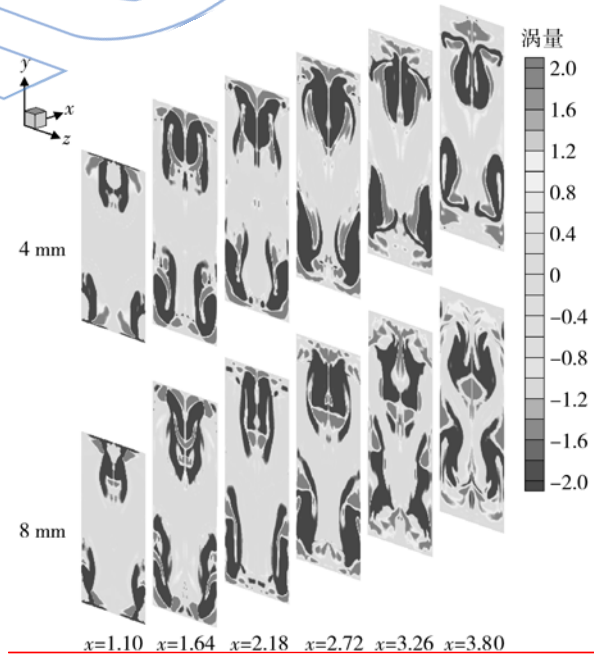


图 15 副喷管间距改变时的流向涡切面云图
Fig. 15 Instantaneous contours of streamwise vortex structures at axial slices under injection distance of 4 mm and 8 mm

3.4 基准构型下的反应流场

为了充分体现 HYLTE 喷管副喷管横向射

流的三维特征,并且尽量真实再现喷管的化学反应过程,同时兼顾大涡模拟的计算成本,采用简化的12组分23方程的化学动力学模型^[15],较完全地模拟了喷管和光腔中多组分的混合反应情况.从图16可以看出, D_2 射流喷入含F来流后,迅速发生反应, D_2 气流消耗很快,其与He射流的相互作用相比冷流情况要弱一些,但是反转旋涡对的存在使得反应界面扭曲,增强了燃料与氧化剂的混合反应.

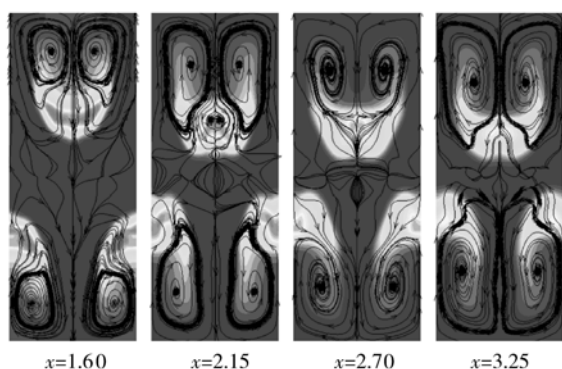


图16 不同 x 横截面上 D_2 组分分布和流线

Fig. 16 D_2 distribution and streamlines at slices of $x=1.60, 2.15, 2.70, 3.25$

图17给出了DF化学激光器输出的典型谱线 $P_2(9)$ 支的小信号增益系数(SSG)在不同横截面上的分布. He 气流的喷入是为了防止 D_2 气流与含F来流过早地在喷管内发生反应,但它不能形成对 D_2 副气流的完整保护,特别是He射流引入的流向旋涡的影响.靠近喷管出口平面(NEP)的介质增益较小,由于流向旋涡加快了底部气流的混合,在NEP下游一段距离后SSG达到最大,并且最大值基本分布于中轴线附近的核心区.随着流场的进一步发展,壁面附近介质增益出现

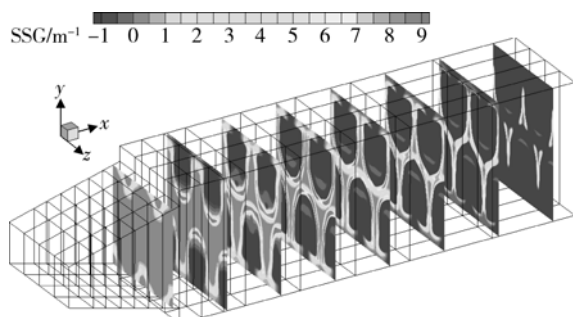


图17 $P_2(9)$ 支谱线的小信号增益切面云图

Fig. 17 Instantaneous contours of SSG distribution of $P_2(9)$ at axial slices

负值,即发生吸收激光的情况.图18给出了分别运用RANS和混合RANS/LES方法计算得到的喷管中轴线上的静压分布,可以看出两者的变化趋势比较吻合,但在喷管后部,混合RANS/LES能捕捉到喷管内明显的压力振荡,说明大涡模拟更能反映各流场变量的细节变化.

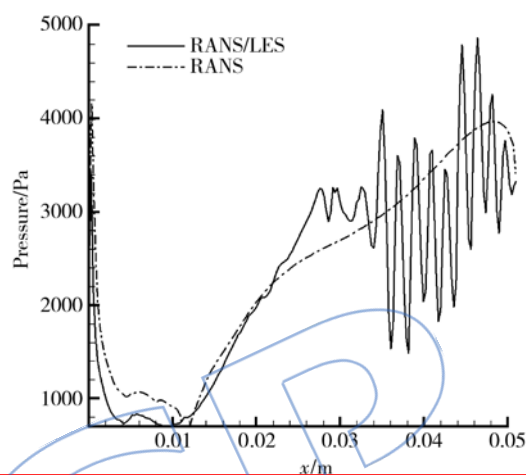


图18 HYLTE喷管中轴线上的静压分布对比

Fig. 18 Comparison of static pressure along nozzle centerline

4 结论

运用混合RANS/LES方法对HYLTE喷管内的非定常混合反应过程进行了数值模拟,分析了副喷管喷射角和副喷管间距对倾斜入射横向往射流混合程度的影响,得到以下结论:在HYLTE喷管中,流向旋涡是增强燃料和氧化剂混合的主要方式.副喷管喷射角越大,反转旋涡对的强度越大,射流界面的扭曲拉伸也越严重.同时射流穿透深度增大,但横切面上 D_2 组分质量分数的最大值降低,而且总压损失也更大;副喷管间距增大,射流穿透深度增大,总压损失减小,但间距过大,反转旋涡对过度集中,反而与侧面来流的混合变差.所以为了达到最优的激光器性能,需要权衡快速混合和总压损失之间的矛盾,需要选择合适的副喷管喷射角和间距.

通过模拟HYLTE喷管光腔耦合段的反应流场发现,在中心线附近介质的小信号增益系数最大,表明主副流混合较强,由于计算没有考虑激光能量输出的影响,下一步的工作是加入辐射传输方程(radiative transport equation),实现光场与流场的耦合数值模拟.

参考文献:

- [1] Smith W. Simple model of the transverse injection chemical laser [R]. AIAA 85-1599, 1985.
- [2] 怀英,贾淑芹,金玉奇. 化学氧碘激光器内流场亚跨超音速混合的大涡模拟研究[J]. 强激光与粒子束, 2009, 21(7): 977-981.
HUI Ying, JIA Shuqin, JIN Yuqi. Large eddy simulation of mixing process in chemical oxygen-iodine laser[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2009, 21(7): 977-981. (in Chinese)
- [3] Lohn P D, Haflinger D E, Fink S F. Fluid dynamics design for space-based lasers[R]. AIAA 99-3574, 1999.
- [4] 袁圣付. 连续波 DF/HF 化学激光器新型增益发生器的理论设计[D]. 长沙:国防科学技术大学, 2002.
YUAN Shengfu. Theoretical design of latest gain generator for continuous wave DF/HF chemical lasers[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2002. (in Chinese)
- [5] 雷静,赖林,王振国. 高超声速低温喷管副喷管参数化设计[J]. 强激光与粒子束, 2007, 19(11): 1766-1770.
LEI Jing, LAI Lin, WANG Zhenguo. Parameterized design for HYLTE secondary nozzle[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2007, 19(11): 1766-1770. (in Chinese)
- [6] Baurle R A, Tam C J, Edwards J R, et al. Hybrid simulation approach for cavity flows: blending algorithm and boundary treatment issues [J]. AIAA Journal, 2003, 41(8): 1463-1484.
- [7] Menter F R. Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1589-1605.
- [8] Yoshizawa A, Horiuti K. A statistically-derived subgrid scale kinetic energy model for large-eddy simulation of turbulent flows[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1985, 54(8): 2834-2839.
- [9] Fan T C, Tian M, Edwards J R, et al. Validation of a hybrid Reynolds-averaged/large eddy simulation method for simulating cavity flameholder configurations [R]. AIAA 2001-2929, 2001.
- [10] 孙明波,梁剑寒,王振国. 二维凹腔超声速流动的混合 RANS/LES 模拟[J]. 推进技术, 2006, 27(2): 119-123.
SUN Mingbo, LIANG Jianhan, WANG Zhenguo. Hybrid RANS/LES simulation of supersonic flow over two-dimensional cavities [J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(2): 119-123. (in Chinese)
- [11] 王卫东. 垂直射流混合的三维湍流数值模拟[J]. 推进技术, 1998, 19(2): 58-62.
WANG Weidong. CFD mixing analysis of vortex generator jets injected into confined crossflow in rectangular duct [J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(2): 58-62. (in Chinese)
- [12] 吕俊明,胡宗民,姜宗林. 亚声速段横向射流对 COIL 性能影响的数值研究[J]. 计算物理, 2008, 25(4): 414-420.
LÜ Junming, HU Zongmin, JIANG Zonglin. Effect of penetration in HPCOIL[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2008, 25(4): 414-420. (in Chinese)
- [13] Cohen L S, Coulter L J, Egan W J. Penetration and mixing of multiple gas jets subjected to a cross flow[J]. AIAA Journal, 1971, 9(4): 718-724.
- [14] Tam C J, Gruber M R. Numerical study of jet injection into a supersonic crossflow[R]. AIAA 99-2254, 1999.
- [15] 邵艳,周进,赖林,等. DF 化学激光器反应动力学模型的简化及其有效性分析[J]. 光电工程, 2010, 37(1): 115-119.
SHAO Yan, ZHOU Jin, LAI Lin, et al. Simplification of a DF chemical laser kinetic model and its validity analysis [J]. Opto-Electronic Engineering, 2010, 37(1): 115-119. (in Chinese)