

文章编号: 1672-9897(2008)02-0040-06

火焰面模型在超燃冲压发动机数值模拟中的应用

邢建文, 乐嘉陵

(中国空气动力研究与发展中心吸气式高超声速技术实验室, 四川 绵阳 621000)

摘要:采用 $k-\omega$ 两方程湍流模型, 火焰面模型和质量加权平均的 Navier-Stokes 方程组求解的方法, 模拟了 DLR 氢燃料直连式超燃冲压发动机湍流燃烧流场, 并与化学反应源项直接采用 Arrhenius 公式模拟及实验得到的结果进行对比, 可以发现湍流脉动对化学反应的影响不能忽略。

关键词:火焰面模型; 湍流燃烧; 超燃冲压发动机; 两方程湍流模型; 有限速率反应

中图分类号: V235.213 **文献标识码:** A

Application of flamelet model for the numerical simulation of scramjet

XING Jian-wen, LE Jia-ling

(China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: A hydrogen fueled scramjet of DLR was numerically simulated by the combination of a $k-\omega$ two-equation turbulence model, the flamelet model and Navier-Stokes equations. The numerical results are compared with experimental data and finite-rate reacting model. Computational results show that the interaction of turbulence and combustion in scramjet can't be ignored. Applying flamelet to simulate turbulent combustion in scramjet is a good choice.

Key words: flamelet model; turbulent combustion; scramjet; two-equation turbulence model; finite-rate reacting

0 引 言

在亚声速湍流燃烧中湍流脉动的影响不可忽略; 在超声速流场中湍流脉动更加剧烈, 反应速率受湍流脉动控制, 湍流脉动的影响更是不可忽略。在过去的 10 多年间, 由于高超声速吸气推进研究的再一次兴起, 一些研究者将注意力转向高速湍流燃烧。实验数据表明在超声速燃烧室组分浓度和温度脉动可分别达到 40% 和 20%^[1]。因此忽略这些脉动对平均反应速率的影响会导致对流场的错误描述, 进而可能错误地预测流场中的主要组分分布。甚至, 湍流燃烧相互作用可能会影响一些设计参数, 如: 燃料的加注方式、火焰稳定、点火延迟、燃烧效率等^[2]。因此应该采用湍流燃烧模型来模拟超声速湍流燃烧。目前, 应用于超声速湍流燃烧比较有代表性的湍流燃烧模型有概率函数密度方法(PDF methods)和火焰面模型(flamelet models)。

由于在概率函数密度方法中, 与湍流输运和化学

反应速率有关的项都以封闭的形式出现, 可以精确计算, 从而避免了对一些重要过程的模拟; 同时, 还可以提供比通常的湍流模型更多的信息, 应该说 PDF 方法是解决有限反应速率和污染物生成等诸类湍流燃烧问题的最合适和最理想的方法, 但联合概率密度函数求解的复杂性和计算量之大给其在工程中的广泛应用带来了很大的困难。火焰面模型将湍流火焰看作嵌入湍流流场内的局部具有一维结构的薄的层流火焰的一个系综, 湍流场中平均火焰结构由层流火焰面系综作统计平均得到。在燃烧模型中既考虑混合过程的影响, 同时也考虑有限化学反应速率的影响, 能用于详细反应机理, 而计算量大大小于 PDF 方法。目前能用于工程应用的仅有火焰面模型。

采用并行软件 AHL3D + 火焰面模型模拟了 DLR 氢燃料直连式超燃冲压发动机, 并与目前常用的方法——直接采用有限速率反应模型(Arrhenius 公式)模拟得到的结果及试验结果进行对比。

收稿日期: 2007-05-22; 修订日期: 2007-10-19

作者简介: 邢建文(1977-), 男, 河南武陟人, 博士生. 研究方向: 吸气式高超声速推进技术. E-mail: xingjwml@163.com

1 物理模型和控制方程

湍流燃烧的火焰面模型在湍流非预混燃烧和湍流预混燃烧中的具体形式不同, 该文所有计算只涉及湍流非预混燃烧的火焰面模型。

1.1 火焰面模型

在低马赫数流动中, 在一定的假设下^[3], 当地的火焰在混合分数空间中呈现一维结构, 这就使得随时间变化的化学反应计算能与流动计算分开。这就是火焰面模型的实质—将复杂化学反应动力学和湍流运动之间强烈的耦合关系解耦。为了获得这个一维结构的薄的层流火焰面, 需要求解层流火焰面方程:

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial \tau} = \frac{\chi}{2Le_i \rho} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} + \rho \dot{\omega}_i \quad (1)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \rho c_p \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} + \sum_{i=1}^n h_i \rho \dot{\omega}_i + q_R + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (2)$$

其中 q_R 为辐射热, χ 为标量耗散率, 即

$$\chi = 2D(\nabla Z)^2$$

求解火焰面方程, 可得到火焰面数据库。求解火焰面方程需要给定标量耗散率 χ 和混合分数 Z 之间的函数关系。Pitsch 等人^[4]提出可以用公式

$$\chi = \chi_u f(Z) / f(Z_u)$$

来模拟。其中, $f(Z) = Z^2 \ln Z$, χ_u 为当量条件下的标量耗散率。这样 χ_u 就作为一个独立的摄动量引入到火焰面方程中, 所有的 ϕ 标量都可以表示为 $\phi = \phi(Z, \chi_u)$ 。给定一系列当量标量耗散率, 求解火焰面方程可得到层流火焰面数据库。

湍流扩散火焰中的平均热力学参数可由层流火焰面系作统计得到

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \int_0^1 \int_0^\infty (Z, \chi_u, t) \tilde{P}(Z, \chi_u; x_i, t) dZ d\chi_u \quad (3)$$

上标“~”为密度加权平均。为此需要给出混合分数 Z 和当量耗散率的联合概率密度函数。但在工程应用中, 通常假定混合分数 Z 和耗散率统计独立, 联合概率密度函数可以用两个边缘概率密度函数的乘积近似

$$\tilde{P}(Z, \chi_u; x_i, t) = \tilde{P}(Z; x_i, t) \tilde{P}(\chi_u; x_i, t) \quad (4)$$

事实上, 式(4)的二重积分很耗时间, 对于非正常火焰面, 二重积分导致计算时间的花费几乎是不可忍受的, 为此, 在实际应用中我们忽略标量耗散率 χ_u 的脉动, 认为标量耗散率 χ_u 的概率服从 δ 函数分布。

假定混合分数 Z 满足 β 函数, 要得到这个概率密度函数, 需要两个平均值 \tilde{Z} 和 \tilde{Z}^2 。这两个平均值需要从湍流流场计算中获得。

1.2 控制方程

在直角坐标系下, 三维质量加权平均的 Navier-Stokes 方程组的形式如下

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial E_v}{\partial z} \quad (5)$$

式中, 变量 $Q = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E_t)^T$, E, F, G 表示无粘通量。湍流模型采用 $k-\omega$ 两方程湍流模型, 与 Navier-Stokes 方程组解耦求解。混合分数的平均值和方差的方程也与 Navier-Stokes 方程组解耦求解。混合分数的平均值和方差的方程为

$$\frac{\partial \tilde{\rho Z}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\rho Z} \tilde{v}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho D} + \frac{\mu_t}{\sigma_Z} \right) \nabla \tilde{Z} \right] \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho Z}^2}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\rho Z}^2 \tilde{v}) = \nabla \cdot \left[\left(\bar{\rho D} + \frac{\mu_t}{\sigma_Z} \right) \nabla \tilde{Z}^2 \right] \\ + 2 \frac{\mu_t}{\sigma_Z} (\nabla \tilde{Z} \cdot \nabla \tilde{Z}) - \overline{\rho \chi} \end{aligned} \quad (7)$$

1.3 数值方法

采用粘性 N-S 方程, MUSCL 外插, 无粘通量采用 Steger-Warming 格式, 粘性项采用 Gauss 定理计算, 时间推进采用 LU-SGS, 湍流模型分别采用高雷诺数的 Kok 的 TNT 模型。

1.4 高速可压缩流动中湍流非预混火焰面模型的一些新特征

相对于低马赫数流的火焰面模型而言, 超声速可压缩流的火焰面模型更加复杂。使得可压缩火焰面模型复杂化的主要问题是:

(1) 可压缩流动的一个特征是速度、密度、压力和温度之间的强耦合, 在超声速流中动能的增加甚至能达到与化学反应释热相同的量级^[5], 完整的火焰面数据库应该包括所有的这些信息^[6]。相反, 基于低马赫数假设的一维扩散火焰面的计算导致一个常压空间, 也忽略了动能的影响。火焰面数据库仅包含混合分数空间中的密度和温度信息。以往的高速流计算工作^[7]中, 火焰面数据库中的温度和连续方程的解被一起存放, 并被用于计算压力。然而, 当使用数据库中的温度时, 就不能计及速度和温度的强耦合作用。更重要的是, 激波捕捉算法不能再使用。

采取 Oevermann^[8]的解决办法: 在超声速燃烧流场中, 只有数据库中的组分质量分数被使用。当地的

温度由能量方程隐式得到。从这个意义上讲,整个层流火焰面模型能被当作可压流状态方程的一个比较复杂的修正。值得注意的是,将不可压火焰面数据库(没考虑动能影响)应用到高速反应流中时,从理论上讲并不完备。但是,不可压火焰面数据库是采用有限速率反应得到的,湍流对平均反应速率的影响通过统计平均得到。因此,采用不可压火焰面数据库的火焰面模型模拟超声速湍流燃烧比直接采用有限速率反应(Arrhenius公式)更合适。

(2)在有间断的可压流中,用于计算湍流扩散火焰的火焰面模型有另一个关键特征。如果一道激波扫过火焰前峰,火焰前峰和激波引起的温度变化量可能处于可比量级。这就意味着,火焰面模型假设一温度和质量分数型面沿火焰前峰(燃烧波)切向的改变远小于沿火焰前峰法向的改变量不再成立。如果出现这种情况,一维火焰面结构不再适用,计算结果也必须得谨慎解释。

尽管将火焰面模型应用于超声速燃烧有一些限制和不确定性,但它的经济适用性很可观(相比PDF),并且火焰面模型也能直接用于LES。因此,可以说火焰面模型是目前在工程应用上模拟超声速湍流燃烧的最佳选择。

2 计算模型及边界条件

DLR氢燃料直连式发动机^[8-9]实验示意图见图1。预热空气通过喷管膨胀进入燃烧室。燃烧室入口高50mm,宽40mm。支板长32mm,高6mm。氢通过支板上的15个喷孔被注入,喷孔直径1mm,喷孔间距2.4mm。为了二维模拟计算将喷孔等效为相同面积的狭缝(slot)。

(1)来流条件和喷流条件

来流和喷流条件见表1。

(2)边界条件

来流由于是超声速来流,其上的流动参数全部固定;出流认为是超声速出流,采用外插边界条件。壁面为绝热无滑移壁。喷口参数固定。

(3)计算网格

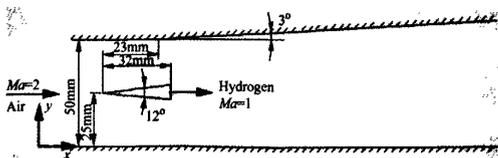


图1 DLR氢燃料直连式发动机实验示意图

Fig.1 Sketch of the DLR scramjet combustion chamber

表1 DLR氢燃料直连式发动机来流和喷流条件
Table 1 Inflow conditions of the air stream and the hydrogen jet

	Air	Hydrogen
Ma	2.0	1.0
v [m/s]	730	1200
T [K]	340	250
ρ [10^3 Pa]	1	1
ρ [kg/m^3]	1.002	0.097
Y_{O_2}	0.232	0
Y_{N_2}	0.736	0
$Y_{\text{H}_2\text{O}}$	0.032	0
Y_{H_2}	0	1

网格总数约25000。壁面附近网格间距 1×10^{-5} m,在支板后网格加密。

3 计算结果与分析

3.1 喷氢不燃烧时的计算结果

保持喷氢但不点火,此时流场中温度很低($< 700\text{K}$)不燃烧。图2给出了喷氢不点火计算所得流场(Sarkar可压缩修正)与实验所得阴影图片的对比。由图2可以看出整个流场是一个复杂的流场结构,在斜劈尖端产生斜激波,在斜劈尾部产生膨胀波,流场中有一系列的激波和反射激波。由图2中的计算和实验结果对比可以看出,计算和实验所得波系比较相似,波系位置也比较接近。由于数值模拟时采用的是二维模型,燃烧室中的激波较强,衰减较慢,激波与剪切层作用明显;而实验的模型是三维的,支板高度只有6mm,其波系衰减很快。图3显示喷氢不点火计算所得沿上下壁面压强分布和中心面压强分布($y = 25\text{mm}$)与实验结果对比,虽然计算结果和实验结果比较一致,但在 $x = 120\text{mm}$ 处下壁面压强, $x = 100\text{mm}$ 处

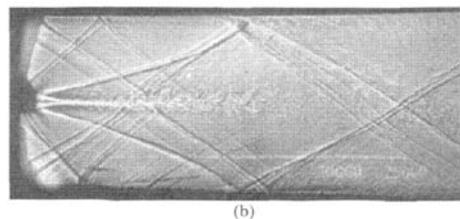
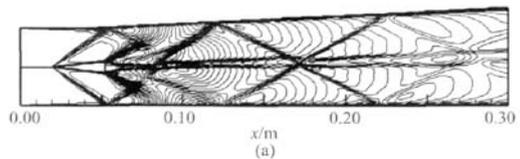


图2 喷氢不点火计算所得流场与实验所得阴影图片的对比

Fig.2 Comparison between shadow picture and hydrogen injection without combustion

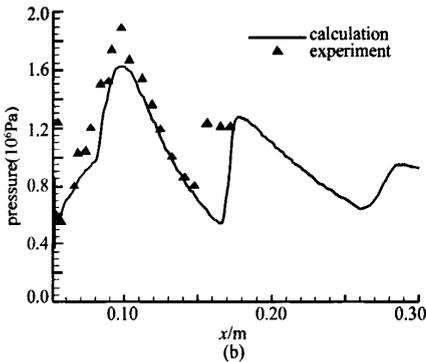
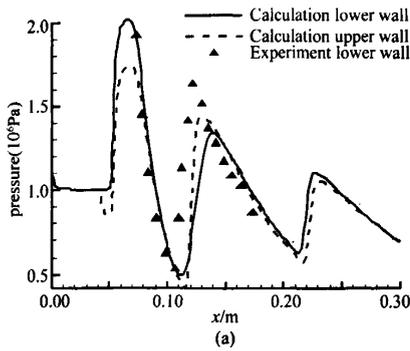


图 3 喷氢不点火计算所得沿上下壁面压强分布和中心面压强分布

Fig.3 Pressure distributions along the upper and lower channel wall and the middle channel (hydrogen injection without combustion $y = 25\text{mm}$)

中心面压强与实验结果相比差别较大,这可能是三维效应导致的。在实验中,氢被通过 15 个孔注入流场,这是一个三维流场。而且,压强测量点靠近流道侧壁,那里拐角和边界层影响比较明显。在计算过程中发现,采用增加混合分数方程来模拟混合过程,比传统方法一求解组分连续方程快捷得多,尤其是组分比较多时。

图 4 给出了沿流向 4 个不同位置的速度剖面。由图可以看出,计算所得剖面与激光多普勒速度仪(LDV)测得的速度剖面比较接近,说明给定的边界条

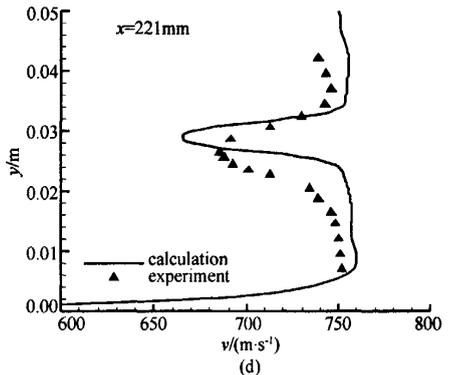
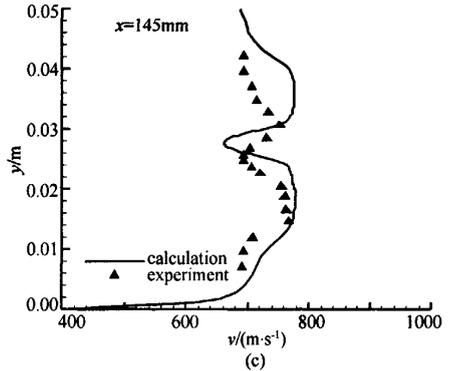
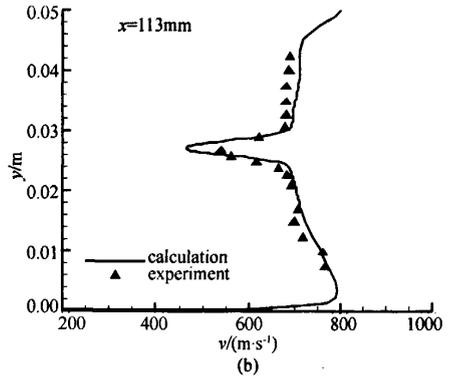
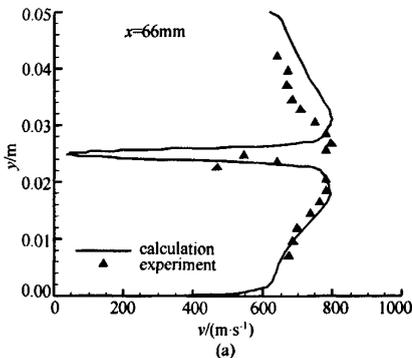


图 4 喷氢不点火计算所得不同流向位置的速度剖面
Fig.4 Cross-stream velocity profiles at different streamwise locations x (hydrogen injection without combustion)

件是合理的,计算软件能比较准确地模拟该状态。

3.2 喷氢燃烧时的计算结果

火焰面数据库生成采用的是 9 组分 19 方程的化学反应模型。当量标量耗散率变化范围从 $\chi_{st} = 0.001\text{s}^{-1}$ 到 $\chi_{st} = 130.625\text{s}^{-1}$ 。对应不同当量标量耗散率间的火焰面内最高温度相差不大于 50K,一共生成了 40 个火焰面。在获得火焰面数据库时,对所有组分取单位刘易斯数 ($Le = 1$)。

为了和没有湍流燃烧模型的计算结果进行对比,还计算了只采用有限速率反应时的燃烧结果,采用的

仍是9组分19方程化学反应模型。两种方法都采用Sarkar的可压缩修正。由图5可知,没有湍流燃烧模型时计算得到的燃烧区比实验的小,燃烧区最窄处在 $x \approx 0.11\text{m}$ 处;而采用火焰面模型得到的燃烧区比实验的大,燃烧区最窄处在 $x \approx 0.13\text{m}$ 处,这与实验比较接近。

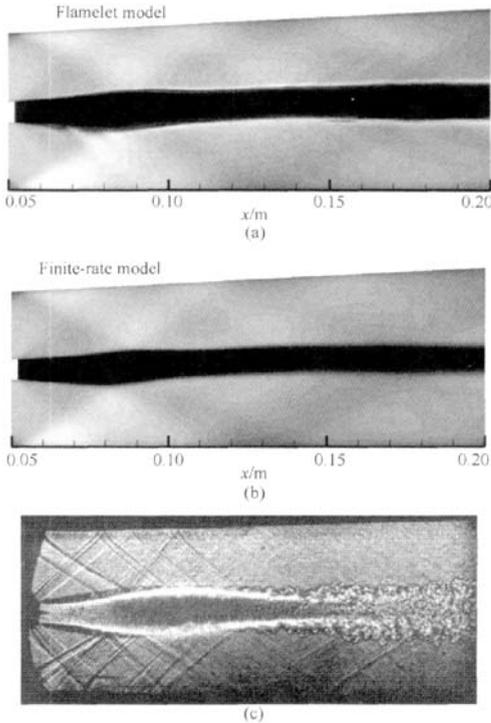


图5 喷氢燃烧时实验所得阴影图与计算所得密度云图的对比

Fig.5 Density contour plots and shadow picture (hydrogen injection with combustion)

图6对比了实验和两种计算方法得到的速度剖面。由图可知,流向速度沿 $y = 25\text{mm}$ 的分布中,靠近喷油嘴附近流速被油流加速,随后流速递减然后增加。在 $x = 100\text{mm}$ 以前,两种方法得到的流向速度都比实验值低,有限速率法得到的流速甚至出现比较大的负值。图6中在沿流向三个不同位置中,火焰面模型得到速度剖面在 $x = 66$ 和 113mm 处和激光多普勒速度仪(LDV)得到的比较接近,在 $x = 195\text{mm}$ 处差别较大。在 $x = 66\text{mm}$ 处,有限速率反应模型得到的速度剖面与实验所得差别较大,明显不如火焰面模型的计算结果好。

图7给出了喷氢点火计算所得沿流向三个截面静温的分布,可以看到,在喷口附近($x = 66\text{mm}$)火焰

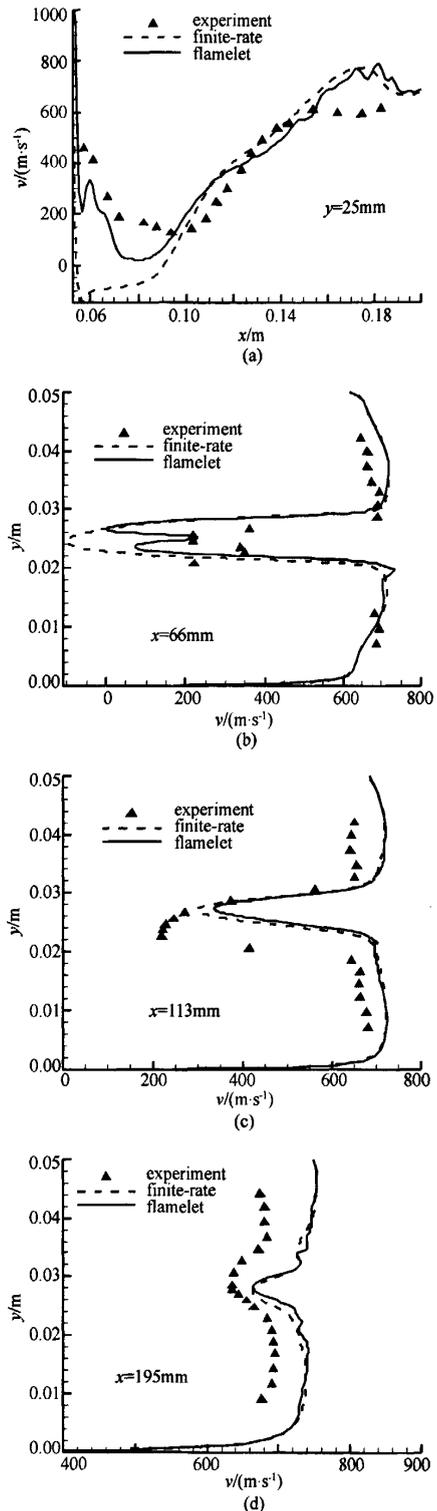


图6 喷氢燃烧时实验与计算所得速度剖面对比
Fig.6 Velocity profiles along the middle of the channel at $y = 25\text{ mm}$ (upper left) and at three different streamwise cross-sections x (hydrogen injection with combustion)

面模型得到的静温剖面与实验结果(CARS方法得到)比较接近,高温区的宽度明显较有限速率反应模型大。由于低温氢的喷入,静温剖面应该像实验测量和火焰面模型的剖面那样,呈双峰结构(Oevermann^[8]采用RANS+火焰面模型模拟2D流场和Berglund^[9]等人采用大涡模拟+火焰面模型模拟3D流场都得到相近的结果)。而有限速率反应模型得到的静温剖面与实验结果差别较大,预测的静温过高,而且仅有一

个峰值(Dinde^[10]等人RANS+有限速率模型模拟3D流场得到相近的结果),说明反应比较剧烈。在 $x=113\text{mm}$ 处,火焰面模型得到的静温剖面与有限速率方法得到的剖面和实验结果比较接近。而在 $x=221\text{mm}$ 处,有限速率反应的结果其峰值与实验结果比较接近,火焰面模型得到的结果其高温区宽度与实验值比较接近。

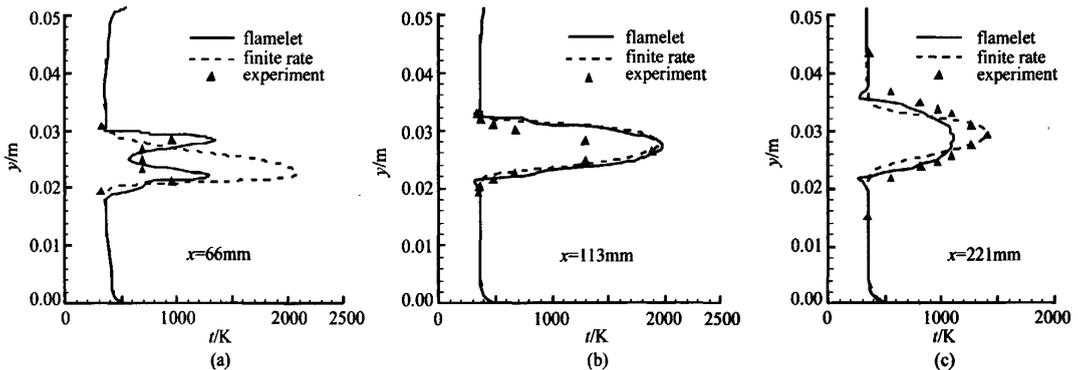


图7 喷氢燃烧时计算所得沿流向三个截面静温的分布

Fig.7 Cross-stream temperature profiles at different streamwise locations x (hydrogen injection with combustion)

4 结论

从两者的数值模拟结果对比,可以确定:

(1)对本算例而言,与有限速率模型的结果相比,湍流和燃烧的相互作用增大了喷孔附近的燃烧区域,减弱了喷孔出口附近燃烧的剧烈程度,有限速率模型由于没有考虑湍流和燃烧的相互作用而过高地预测了喷孔出口附近的燃烧剧烈程度。因此,湍流和燃烧的相互作用不能忽略;

(2)火焰面模型和有限速率反应模型得到的高温区分布有明显差异,尤其是在喷孔附近,这和Baurle^[11]的论述“湍流燃烧相互作用的影响主要体现在点火点附近”一致。

参考文献:

- [1] VILLASENOR R, CHEN J-Y, PITZ R W. Interaction between chemical reaction and turbulence in supersonic nonpremixed H_2 -Air combustion[R]. AIAA 91-0375.
- [2] JOHNNY R N. Effect of turbulence-chemistry interactions in compressible reacting flows[R]. AIAA 94-2311.
- [3] PETERS N. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion[J]. Progress in Energy and Combustion Science. 1984. 10: 319-339.

- [4] PITTSCH H, CHEN M, PETERS N. Unsteady flamelet modeling of turbulent hydro-gen/air diffusion flames[R]. Proc. Combust. Inst., 27: 1057-1064, 1998.
- [5] SABEL' NIKOV V, DESHAIES B. et al. Revisited flamelet model for non-premixed combustion in supersonic turbulent flows[J]. Combustion and Flame 114: 577-584, 1998.
- [6] SECUNDOV, et al. Flamelet model application for non-premixed turbulent combustion. final report under cooperative agreement NoNCCW-75 with NASA[R]. July 1996.
- [7] KUMAR S, TAMARU T. Computation of turbulent reacting flow in a jet assisted RAM combustor[J]. Comput. Fluids 26 (2): 117-133, 1997.
- [8] MICHAEL Oevermann. Numerical investigation hydrogen combustion in a SCRAMJET using flamelet modeling[J]. Aerosp. Sci. Technol. 4, 463-480, 2000.
- [9] MAGNUS Berglund, NIKLAS Wikstrom, CHRISTER Fureby. Numerical simulation of scramjet combustion[R]. FOIR-1650-SE, JUNE 2005.
- [10] PRASHANT D, RAJASEKARAN A, and BABU V. Numerical simulation of the supersonic Combustion of H_2 [J]. Aeronautical Journal, 110(1114), 2006.
- [11] BAURLE R A. Modeling of high speed reacting flows: established practices and future challenges[R]. AIAA 2004-0267.