

# 部分预混层流火焰结构的数值研究

陆阳, 赵平辉, 叶桃红, 唐鹏, 陈义良

(中国科学技术大学热科学和能源工程系, 安徽合肥 230027)

**摘要:** 针对部分预混层流火焰, 在分析了常见火焰面方程不足的基础上, 使用了一套详细考虑了组分不同输运系数的火焰面方程对其进行数值模拟。模拟结果与物理空间求解结果间的比较表明, 此套方程能够在保证相容性的同时获得相当好的模拟精确度。此外, 在火焰面方程中采用不同的标量耗散率模型对部分预混火焰进行了数值计算, 结果显示标量耗散率模型的精确程度对于模拟结果有着重要影响。进一步利用火焰面方程数值研究了部分预混层流火焰结构对于标量耗散率变化的响应, 捕捉到其在低标量耗散率下区别于非预混火焰的双火焰结构的存在, 并讨论了此现象产生的原因。

**关键词:** 部分预混; 层流火焰面方程; 标量耗散率; 火焰结构

**中图分类号:** TK16 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2010.01.006

## Numerical study of the structures of partially premixed laminar flames

LU Yang, ZHAO Pinghui, YE Taohong, TANG Peng, CHEN Yiliang

(Department of Thermal Science and Energy Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

**Abstract:** Partially premixed laminar flames were numerically simulated using a specific set of flamelet equations to take into account different diffusion effects. Results from the flamelet equations and those from physical space showed good consistency while consistency was also maintained within the whole equation system. Additionally, two different models of scalar dissipation rate were used in later simulations and the results indicated that a more precise model would lead to better accuracy. Furthermore, the response of the structure of partially premixed flames to the variation of scalar dissipation rates was studied using these flamelet equations. A double-flame structure which is totally different from non-premixed flame was captured at low scalar dissipation rates. Reasons for the phenomenon were also discussed.

**Key words:** partially premixed; laminar flamelet equation; scalar dissipation rate; flame structure

## 0 引言

部分预混燃烧作为一种稳定安全的燃烧组织方式, 被广泛应用于锅炉、内燃机、燃气轮机等实际燃

烧室中。典型的部分预混燃烧现象有: 燃料射流的抬举火焰(lifted flame)、液体燃料的蒸发燃烧以及局部熄火和再点燃的燃烧等。本文所研究的部分预混燃烧的定义是:

收稿日期: 2009-02-27; 修回日期: 2009-06-11

基金项目: 国家自然科学基金(50776085)资助。

作者简介: 陆阳, 男, 1981年生, 博士。研究方向: 流动及燃烧数值模拟。E-mail: Luyang@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 陈义良, 教授。E-mail: ylchen@ustc.edu.cn

燃料与少于当量混合所需量的氧化剂混合之后,与另一股氧化剂在反应区进行剧烈化学反应的现象。

事实上,在非预混的燃烧组织方式下,总会出现具有部分预混特征的燃烧情况<sup>[1]</sup>。由于其重要性,对部分预混燃烧问题的实验和数值研究从未间断过<sup>[2-5]</sup>,比如 Sandia 值班火焰<sup>[2]</sup>系列就是部分预混燃烧实验。国内在此领域的研究相对较少,且主要集中在实验<sup>[6-7]</sup>方面,本文则从数值模拟角度对部分预混火焰进行研究。尽管实际燃烧工况往往属于湍流燃烧范畴,但层流火焰的研究对相应的湍流火焰研究有着重要意义。在火焰面模型中,就是把湍流火焰面看作是由层流火焰面组成的;层流火焰结构的准确把握直接成为研究湍流燃烧中至关重要的组成部分。总之,为了准确模拟部分预混湍流燃烧现象,开展部分预混层流火焰的研究十分必要。

针对部分预混层流燃烧问题,本文选择对碰撞射流火焰作为讨论的背景,以剔除多维情况可能给分析带来的不确定性影响;选用守恒标量混合物分数来描述部分预混火焰结构,使用考虑组分不同输运系数的火焰面方程和变密度影响的标量耗散率模型对层流火焰进行数值模拟,通过与物理空间中计算结果的对比,考察这种方法的可行性。在此基础上,研究了层流部分预混火焰的结构及其变化规律。

## 1 理论模型

本文考察的范围限定在低速一维对撞的部分预混层流火焰,假定火焰不受体积力的影响,忽略 Soret 效应和火焰辐射。

### 1.1 简化的火焰面方程组的不足

化学反应是在分子尺度上发生的,而不同组分的输运性质差别很大。对于燃烧问题,特别是在当今普遍使用详细机理来深入研究燃烧现象的背景下,数值模拟中加入各种组分不同输运性质的考虑显得尤其重要。至今仍在使用的、形式非常简单的火焰面方程<sup>[8]</sup>如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Y_i}{\partial t} &= \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} + \frac{S_i}{\rho} \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} - \frac{1}{\rho c_p} \sum_{i=1}^N S_i h_i \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\chi$  表示标量耗散率;  $Z$  表示混合物分数;  $Y_i$ ,  $S_i$ ,  $h_i$  分别对应第  $i$  种组分的质量分数、质量生成率

和标准生成焓。其全部组分的  $Le$  数相等且都等于 1 的假定过于粗糙。为了考虑不同组分输运系数的影响,先是有学者对组分方程进行改良,在扩散项中引入不同  $Le$  数  $Le_i$ <sup>[9]</sup>:

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} = \rho \frac{\chi}{2Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} + S_i \quad (2)$$

之后又有进一步对方程组的改造<sup>[10-11]</sup>,考虑的因素越来越接近于真实情况。Coffee 等<sup>[12]</sup>给出的一个描述组分扩散速度  $V_{ix}$  的表达式为

$$V_{ix} = V_{ix}^D + V^C = -\frac{1}{X_i} D_i \frac{\partial X_i}{\partial x} + \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{X_k} D_k \frac{\partial X_k}{\partial x} \quad (3)$$

这个表达式较好地平衡了潜在的运算量和模型精度的要求,可以作为建立能够考虑组分不同输运性质的火焰面方程的出发点。

另一方面,严格来说火焰面方程中标量耗散率和自变量混合物分数  $Z$ ,以及方程的形式本身应该作为一个完整的体系加以考虑。但以往的研究中往往只关注了整个体系中某一方面的模型细化,而忽视了体系内部各部分间的相容性。以文献<sup>[10]</sup>中给出的火焰面方程为例:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \rho \frac{\chi}{2Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} - S_i + \frac{1}{2} \left\{ \rho \chi \frac{1}{Le_i^2} \frac{\partial Le_i}{\partial Z} + \frac{1 - Le_i}{2Le_i} \left( \frac{\partial(\rho \chi)}{\partial Z} + \rho \chi \frac{c_p}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\lambda}{c_p} \right) \right) \right\} \frac{\partial Y_i}{\partial Z} = 0 \\ \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\rho \chi}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} - \frac{\rho \chi}{2c_p} \frac{\partial c_p}{\partial Z} \frac{\partial T}{\partial Z} + \frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^N S_i h_i - \sum_{i=1}^N \frac{\rho \chi}{2Le_i} \frac{c_{pi}}{c_p} \frac{\partial Y_i}{\partial Z} \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

其作者给出的标量耗散率  $\chi$  的模型为

$$\chi = \frac{a_s}{\pi} \exp(-2[\operatorname{erf}^{-1}(1-2Z)]^2) \quad (5)$$

其中,  $a_s$  表示流场拉伸率;  $\operatorname{erf}^{-1}$  是误差函数的反函数。乍看上去这个方程没有任何问题,但实际上它们不适合一起使用,原因在于推导它们时的前提不一致。其中推导关系式(5)时假定了密度  $\rho$  是常数,推导方程(4)时则假设恒定的摩尔质量。在低速假设下,压力  $p$  可近似认为是不变的,即有关系:

$$p = \frac{\rho}{W} RT = \text{Const} \quad (6)$$

理想气体的密度  $\rho$  在摩尔质量  $W$  一定的前提下应该和温度成反比关系,而不应该是常数。如果联合使用式(4),(5),也就破坏了体系内部的相容性,值得商榷。

## 1.2 详细火焰面方程及相容性分析

要想使用在混合物分数空间中建立的火焰面方程来给出比较精确的火焰面数据库, 需要考虑各个组分不同输运系数并兼顾整个方程组体系的相容性.

不同于 Bilger<sup>[13]</sup> 提出的基于元素质量分数的混合物分数定义, 我们采用 Pitsch 和 Peters<sup>[11]</sup> 给出一个基于如下控制方程和边界条件的混合物分数  $Z$  的定义:

$$\rho \frac{\partial Z}{\partial t} + \rho u_x \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D_Z \frac{\partial Z}{\partial x} \right) \quad (7)$$

其中,  $D_Z$  表示混合物分数的扩散系数;  $Z$  在氧化剂流等于 0, 在燃料流等于 1. 再利用关系式(3), 并对组分方程进行坐标变换, 所得到的火焰面方程形式为:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \frac{\rho \chi Le_Z}{2Le_i} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} - S_i - \frac{\rho \chi Le_Z}{2Le_i} \frac{Y_i}{W} \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} + \\ & \frac{\rho \chi}{2} \sum_{k=1}^N \left( \frac{Le_Z Y_i}{Le_k} \frac{\partial^2 Y_k}{\partial Z^2} + \frac{Y_i Y_k Le_Z}{W Le_k} \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) - \\ & \frac{1}{4} \left[ 2\rho \chi \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{Le_Z}{Le_i} \right) + \frac{Le_Z - Le_i}{Le_i} \cdot \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial(\rho \chi)}{\partial Z} + \rho \chi \frac{c_p Le_Z}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\lambda}{c_p Le_Z} \right) \right) \right] \frac{\partial Y_i}{\partial Z} - \\ & \frac{1}{4} \left[ 2\rho \chi \frac{Y_i}{W} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{Le_Z}{Le_i} \right) + \frac{Le_Z}{Le_i} \cdot \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial}{\partial Z} \left( \rho \chi \frac{Y_i}{W} \right) + \rho \chi \frac{c_p Le_Z}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\lambda}{c_p Le_Z} \frac{Y_i}{W} \right) \right) \right] \frac{\partial W}{\partial Z} + \\ & \frac{1}{4} \sum_{k=1}^N \left[ 2\rho \chi Y_i \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{Le_Z}{Le_k} \right) + \frac{Le_Z}{Le_i} \cdot \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial}{\partial Z} (\rho \chi Y_i) + \rho \chi \frac{c_p Le_Z}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\lambda}{c_p} Y_i \right) \right) \right] \frac{\partial Y_k}{\partial Z} + \\ & \frac{1}{4} \sum_{k=1}^N \left[ 2\rho \chi \frac{Y_i Y_k}{W} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{Le_Z}{Le_k} \right) + \frac{Le_Z}{Le_k} \cdot \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial}{\partial Z} \left( \rho \chi \frac{Y_i Y_k}{W} \right) + \rho \chi \frac{c_p Le_Z}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \cdot \right. \right. \\ & \left. \left. \left( \frac{\lambda}{c_p Le_Z} \frac{Y_i Y_k}{W} \right) \right) \right] \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \\ & \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\rho \chi Le_Z}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} - \frac{\rho \chi Le_Z}{2c_p} \frac{\partial c_p}{\partial Z} \frac{\partial T}{\partial Z} + \frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^N S_i h_i - \\ & \frac{1}{4} \left[ 2\rho \chi \frac{\partial Le_Z}{\partial Z} + (Le_Z - 1) \cdot \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial \rho \chi}{\partial Z} + \rho \chi Le_Z \frac{c_p}{\lambda} \frac{\partial}{\partial Z} \left( \frac{\lambda}{c_p Le_Z} \right) \right) \right] \frac{\partial T}{\partial Z} + \\ & \sum_{i=1}^N \frac{\rho \chi Le_Z}{2Le_i} \left( \frac{\partial Y_i}{\partial Z} + \frac{Y_i}{W} \frac{\partial W}{\partial Z} \right) \left( 1 - \frac{c_{pi}}{c_p} \right) \frac{\partial T}{\partial Z} = 0 \quad (8) \end{aligned}$$

方程中标量耗散率  $\chi$  的原始定义为  $\chi = 2D_Z (\nabla Z)^2$ . 在对撞火焰中, 考虑密度  $\rho$  可变, 下标无穷所指为氧化剂流, 假设 Schmidt 数和 Chapman-Rubensin 数等于 1, 即有

$$Sc_Z = \frac{\mu}{\rho D_Z} = 1, C = \frac{\rho \mu}{(\rho \mu)_\infty} = 1 \quad (9)$$

Kim 等<sup>[14]</sup> 得到的标量耗散率  $\chi$  和混合物分数  $Z$  之间有显式函数关系式

$$\chi = \chi_s \frac{\varphi}{\varphi_s} \frac{\exp(-2[\operatorname{erf}^{-1}(1-2Z)]^2)}{\exp(-2[\operatorname{erf}^{-1}(1-2Z_s)]^2)} \quad (10)$$

其中,  $\varphi = \frac{3}{4} \frac{(\sqrt{\rho_\infty/\rho} + 1)^2}{2\sqrt{\rho_\infty/\rho} + 1}$ . 这样, 式(7)~(10)构成了一个完整的火焰面方程组体系. 在这组方程基础上, 再添加一个前人<sup>[12]</sup> 建议的假设:

$$Le_Z = \frac{\lambda}{\rho D_Z c_p} = 1 \quad (11)$$

对式(8)作简化, 可以得到新的火焰面方程<sup>[15]</sup>. 我们用新的火焰面方程数值模拟了部分预混火焰.

这里给出的假设并没有破坏整个体系的相容性, 下面作一个简要说明.

由式(9)可以得到关系

$$\rho^2 D_Z = \rho \mu = (\rho \mu)_\infty \quad (12)$$

由于氧化剂流处的物理条件一般是一定的, 可以认为上式为常数. 另一方面, Law<sup>[16]</sup> 指出  $\lambda/c_p \sim T^{0.7}$ , 结合式(6), (11)可得关系式

$$\rho^2 D_Z = \rho \lambda / c_p \sim T^{-1} \cdot T^{0.7} = T^{-0.3} \quad (13)$$

即方程左边是关于温度  $T$  变化非常微弱的函数, 基本上也可以认为是常数.

## 2 计算和分析

### 2.1 部分预混火焰算例说明

为了保证足够的部分预混浓度以确保部分预混性质能在算例中充分体现出来, 同时也为了避免指定的工况在实际应用中出现难以点燃或者容易熄火的情况, 本文用于模拟的火焰与 Bennett 等<sup>[4]</sup> 在实验中采用的部分预混火焰条件相同: 燃料流为甲烷; 用作预混的氧化剂流含有 25% 体积分数的氧气, 其余为氮气; 第二股氧化剂流为普通空气, 其中氧气体积分数为 20.9%. 燃料流量固定为 330 cm<sup>3</sup>/min, 预混气的当量比可以通过改变预混氧化剂的流量进行调节. 当预混氧化剂流量为 630 cm<sup>3</sup>/min 时, 预混气的当量比为 4.107, 整体当量混合物分数为 0.256; 而当预混氧化剂流量调整为 1 050 cm<sup>3</sup>/min 时, 预

混当量比相应变为 2.464, 整体的当量混合物分数变为 0.397. OPPDIF<sup>[17]</sup> 是一个被广泛使用于在物理空间中精确求解拉伸对撞射流层流火焰的软件包, 这里用它的计算结果作为衡量火焰面方程计算结果准确程度的准绳. 求解火焰面方程使用的是在软件包 DVODE 基础上编写的非稳态火焰面计算程序<sup>[15]</sup>, 具体的方程形式和标量耗散率模型已经在 1.2 节中清楚地描述过. 机理采用董刚等<sup>[18]</sup> 提出的甲烷 19 步反应机理, 热力学参数和不同组分的输运参数均取自 CHEMKIN.

## 2.2 火焰面方程的验证

要比较实际物理空间对撞火焰的计算结果和火焰面方程在混合物分数空间的计算结果, 需要首先将两者对应起来. 对于火焰面方程的求解, 为了避免熄火情形, 当量混合的标量耗散率不宜过大或者过小, 这里选取的是当量标量耗散率为  $10.155 \text{ s}^{-1}$ , 相应拉伸率  $a_s$  为  $49 \text{ s}^{-1}$ . 对应到实际对撞流场中, 令对撞的速度相同, 对撞射流间距  $L$  设为  $0.75 \text{ cm}$ , 则对撞射流速度  $U$  可用下式<sup>[19]</sup> 得到:

$$U = \frac{a_s \cdot L}{2} \quad (14)$$

求得对撞速度等于  $18.39 \text{ cm/s}$ . 未燃的氧化剂流和燃料流温度均为  $298 \text{ K}$ , 压力为一个标准大气压. 图 1 给出了 OPPDIF 和火焰面方程计算结果的比较.

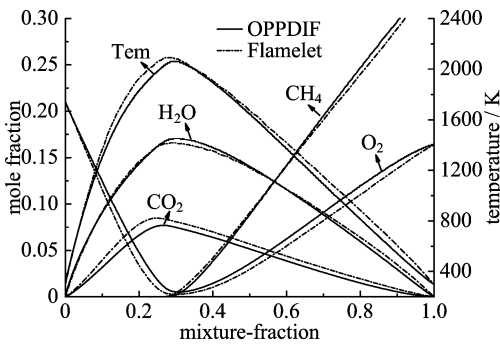


图 1 组分摩尔分数和温度在混合物分数空间分布

Fig. 1 Profiles of species mole fractions and temperature

从图中可以看出, 尽管存在些许差距, 使用本文采用的火焰面方程计算的结果和实际流场的计算结果吻合得相当好, 说明利用详细的火焰面方程得出的结果能够较好地描述层流拉伸部分预混火焰的结构.

## 2.3 火焰面方程中标量耗散率模型的影响

在 1.2 节中特别强调了标量耗散率和火焰面方

程匹配的重要性, 本文推荐采用考虑变密度因素推导出的标量耗散率表达式 (10). 图 2 给出了使用 OPPDIF, 使用考虑变密度影响的标量耗散率模型 (flamelet\_varrho) 和使用不考虑变密度影响的标量耗散率模型 (flamelet\_no\_varrho) 这三种情况下部分预混火焰计算值的比较. 从图中可以清楚地看出, 尽管仅仅是改变了标量耗散率的模型, 考虑变密度影响的模拟结果相对于没有考虑变密度效应的结果依然得到了不小的改善, 更加趋近物理空间中 OPPDIF 的计算结果. 可见, 对于标量耗散率更为准确的建模是使用火焰面方程精确模拟部分预混火焰中非常重要的环节.

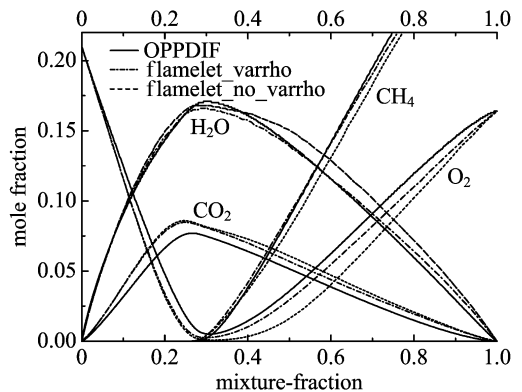


图 2 组分摩尔分数在混合物分数空间分布

Fig. 2 Profiles of species mole fractions

## 2.4 部分预混火焰结构对标量耗散率变化响应

部分预混燃烧的燃料流中掺有氧化剂, 不同于非预混燃烧中燃料流完全是由燃料组分或者是被惰性成分稀释后的燃料组分组成的. 部分预混火焰的结构是否有与非预混火焰结构不相同的地方呢? 针对这个问题我们开展了进一步的数值研究.

图 3, 图 4 分别给出的是当量比为 4.107 的部分预混火焰的温度及反应放热速率和非预混火焰<sup>[20]</sup> 的温度及反应放热速率, 当量混合面上标量耗散率不同时, 在混合物分数空间的分布. 从图 3 中可以看出这样一个趋势, 随着当量混合面上标量耗散率从  $10.155 \text{ s}^{-1}$  逐步减小到  $0.5 \text{ s}^{-1}$ , 除了在当量混合物分数附近存在高温区之外, 在偏向燃料一侧, 出现了第二个高温区; 此高温区的范围随着标量耗散率的不断减小而变得愈发明显. 在图 4 中, 当量混合面上标量耗散率也是从  $10.155 \text{ s}^{-1}$  逐渐减小到  $0.5 \text{ s}^{-1}$ ; 但无论标量耗散率如何变化, 都没有出现类似部分预混火焰的第二个高温区, 而始终只有在

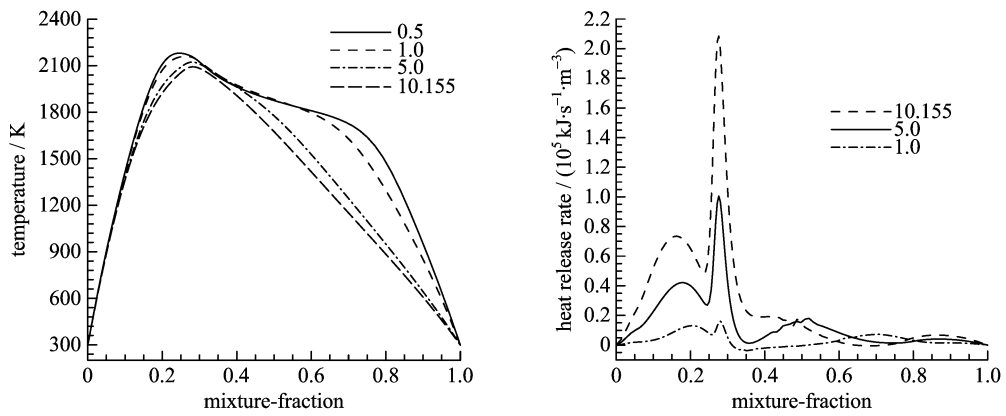


图 3 当量比为 4.107 的部分预混火焰

Fig. 3 Partially-premixed flame of equivalence of 4.107 for fuel stream

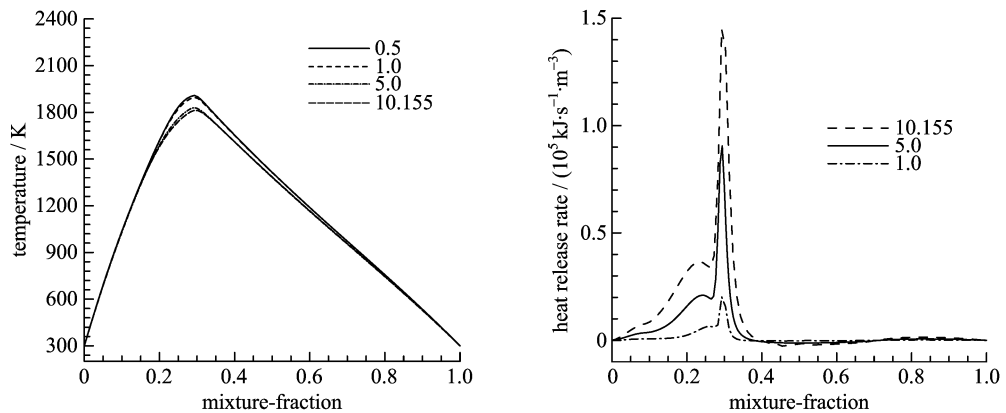


图 4 非预混火焰

Fig. 4 Non-premixed flame

当量混合物分数附近出现的唯一高温区. 部分预混火焰在标量耗散率比较小时所表现出的双火焰现象可以这么理解: 在当量混合物分数附近的主高温区的存在是由于富燃料流与氧化剂流相遇发生反应, 从而呈现出典型的非预混火焰的特征; 由于富燃料流当中混有的氧化剂逐渐增加, 同时标量耗散率的变小有利于主高温区对预混燃料进行加热, 在超过临界条件时, 燃料流内预混燃烧特征的反应最终得以发生.

当量混合面上的标量耗散率从  $10.155 \text{ s}^{-1}$  继续增大时, 部分预混火焰和非预混火焰的整体结构十分相似, 均只拥有一个在当量混合物分数附近的高温区. 随着当量混合面上的标量耗散率的增加, 温度的峰值逐渐减小, 温度在混合物分数空间的整体分布更加远离 Burke-Schumann 无限快化学反应的温度分布.

## 2.5 部分预混程度对火焰面结构的影响

介于预混火焰与非预混火焰之间的部分预混火焰具有相当大的燃料流当量比可变范围. 图 3, 图 4 分别对应于燃料流当量比为 4.107 以及无穷大(完全非预混)的情况, 图 5 给出的是燃料流当量比为 2.464 的部分预混火焰温度分布及反应放热速率示意图. 从这三张图中可以清楚地看出: 随着燃料流中预混程度的提高(从完全非预混到当量比为 4.107 到当量比为 2.464), 双火焰结构从无到有, 而开始产生预混燃烧特征所需要的当量混合面上的标量耗散率在数值上逐渐变大; 在相同的标量耗散率下(例如都等于 1.0 时), 燃料流部分预混程度越高, 则预混燃烧特征表现得越明显.

综合 2.4, 2.5 两小节的模拟结果及其分析可以知道: 部分预混火焰结构对于标量耗散率变化的敏感程度是随着部分预混程度的增加而变大的, 而 2.

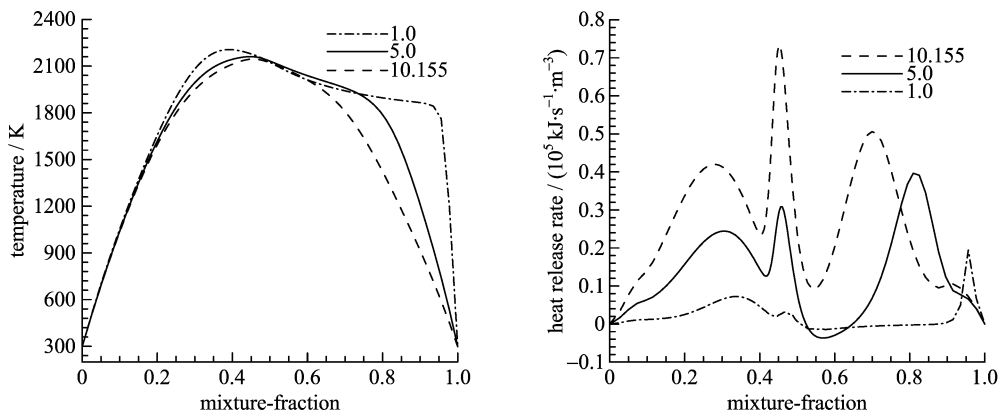


图 5 当量比为 2.464 的部分预混火焰

Fig. 5 Partially-premixed flame at equivalence of 2.464 for fuel stream

3 小节则说明对标量耗散率的准确把握对于火焰面结构的模拟有着十分重要的影响. 这也就意味着对于预混程度较高的部分预混火焰, 流场中各处标量耗散率的大小能否精确得到直接影响部分预混火焰能否被准确地数值模拟.

### 3 结论

本文在现有的层流扩散火焰面方程基础上, 考虑了足够详细的输运过程和变密度对标量耗散率的影响, 对层流部分预混火焰开展了较为详细的数值研究, 得到了以下结论:

(I) 拉伸的层流部分预混火焰能够在混合物分数空间中, 利用恰当的火焰面方程进行比较精确地数值模拟;

(II) 更为接近真实情况的标量耗散率模型对部分预混火焰的准确模拟有着重要影响;

(III) 部分预混火焰在足够低的标量耗散率下会由单火焰结构演变为具有两个高温区的结构, 这个双火焰结构的存在是部分预混火焰有别于非预混火焰的重要特征;

(IV) 部分预混燃烧的双火焰有着不同的产生原因: 当量混合面附近的主火焰反映了其非预混燃烧的特征, 而靠近部分预混燃料流一侧的第二个高温区则是由于预混燃烧产生的;

(V) 随着部分预混程度的增加, 原本需要在低标量耗散率下才能显现的预混燃烧特征在较大的标量耗散率值就已经开始出现; 而在同一个低标量耗散率下, 预混燃烧特征会随着部分预混程度的增加而表现得更为显著.

### 参考文献 (References)

- [1] Rogg B, Behrendt F, Warnatz J. Turbulent non-premixed combustion in partially-premixed diffusion flamelets with detailed chemistry [C]// Twenty-first Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, PA: Combustion Institute, 1986: 1 533-1 541.
- [2] Barlow R S, Frank J H. Effects of turbulence on species mass fractions in methane/air jet flames [C]// Twenty-seventh Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, PA: Combustion Institute, 1998: 1 087-1 095.
- [3] Nguyen Q V, Dibble R W, Carter C D, et al. Raman-LIF measurements of temperature, major species, OH, and NO in a methane-air bunsen flame [J]. Combustion and Flame, 1996, 105: 499-510.
- [4] Bennett B A V, McEnally C S, Pfeifferle L D, et al. Computational and experimental study of axisymmetric coflow partially premixed methane/air flames [J]. Combustion and Flame, 2000, 123: 522-546.
- [5] Claramunt K, Consul R, Perez-Segarra C D, et al. Multidimensional mathematical modeling and numerical investigation of co-flow partially premixed methane/air laminar flames [J]. Combustion and Flame, 2004, 137: 444-457.
- [6] Yuan Guangjie, Du Dexing, Zhang Peng, et al. A study on the optimum range of dual-fuel combustion for diesel engines [J]. Chinese Internal Combustion Engine Engineering, 2002, 23(1): 56-59.  
元广杰, 杜德兴, 张鹏, 等. 柴油机双燃料复合燃烧的最佳运行范围研究 [J]. 内燃机工程, 2002, 23(1): 56-59.

- [7] Du Dexing. Influence of partial premixing on the sooting limits of diffusion flames [J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2000, 6(3): 230-232.  
杜德兴. 部分预混对扩散火焰中碳烟成核的影响[J]. *燃烧科学与技术*, 2000, 6(3):230-232.
- [8] Peters N. Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion [J]. *Prog Energy Combust Sci*, 1984, 10:319-339.
- [9] Mauss F, Keller D, Peters N. A Lagrangian simulation of flamelet extinction and re-ignition in turbulent jet diffusion flames [C]// Twenty-third Symposium(International)on Combustion. Pittsburgh, PA: Combustion Institute, 1990: 693-698.
- [10] Barhs H, Peters N, Brehm N, et al. Simulation of pollutant formation in a gas-turbine combustor using unsteady flamelets [C]// Twenty-seventh Symposium ( International ) on combustion. Pittsburgh, PA: Combustion Institute, 1998: 1 841-1 847.
- [11] Pitsch H, Peters N. A consistent flamelet formulation for non-premixed combustion considering different diffusion effects[J]. *Combustion and Flame*, 1998, 114:26-40.
- [12] Coffee T P, Heimerl J M. Transport Algorithms for premixed, laminar steady-state flames[J]. *Combustion and Flame*, 1981,43: 273-289.
- [13] Bilger R W, Starner S H, Kee R J. On reduced mechanisms for methane air combustion in nonpremixed flames[J]. *Combustion and Flame*, 1990, 80:135-149.
- [14] Kim J S, Williams F A. Structures of flow and mixture-fraction fields for counterflow diffusion flames with small stoichiometric mixture fractions[J]. *SIAM Journal of Applied Mathematics*, 1993, 53: 1 551-1 566.
- [15] Lu Yang, Zhao Pinghui, Chen Yiliang. Numerical study on influence on strained laminar non-premixed flame [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2009, 30(11):1 957-1 960.  
陆阳, 赵平辉, 陈义良. 层流拉伸非预混火焰影响因素的数值研究[J]. *工程热物理学报*, 2009, 30(11):1 957-1 960.
- [16] Law C K. *Combustion Physics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
- [17] Lutz A E, Kee R J, Grcar J F, et al. Technical Report SAND96-8243[R]. Livermore, CA: Sandia National Laboratories, 1997.
- [18] Dong Gang, Liu Hongwei, Chen Yiliang. General, nitrogen-containing semi-detailed chemical kinetic mechanism for methane laminar premixed flame[J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2002, 8(1): 44-48  
董刚, 刘宏伟, 陈义良. 通用甲烷层流预混火焰半详细化学动力学机理[J]. *燃烧科学与技术*, 2002, 8(1):44-48.
- [19] Poiset T, Veynante D. *Theoretical and Numerical combustion* [M]. Pennsylvania: R. T. Edwards, Inc, 2005.
- [20] Sung C J, Liu J B, Law C K. Structural response of counterflow diffusion flames to strain rate variations [J]. *Combustion and Flame*, 1995, 102:481-492.