

障碍物扰动对预混火焰发展的影响*

余立新 孙文超 吴承康

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 研究了半开口管道中障碍物对预混火焰传播的影响. 结果表明, 由于障碍物引起的扰动, 使火焰在传播过程中不断加速, 同时管内压力上升. 根据火焰速度的量级, 在受限管道中的火焰传播可以分为 3 种状态: 熄火态、雍塞态和爆轰态. 在贫燃极限附近, 火焰加速一段距离后自动熄灭; 在雍塞态, 最大火焰速度略低于燃烧产物声速, 基本上不受阻塞比变化的影响; 随着当量比的上升, 对敏感气体而言, 火焰传播由爆燃转变为爆轰, 最大火焰速度随阻塞比的增加而降低; 而对于非敏感气体, 则不存在爆燃转爆轰现象. 管内压力随障碍物阻塞比的变化并不呈现单调规律. 同时用非稳态可压缩流体模型模拟了管内的火焰加速和压力发展过程, 计算结果和实验结果吻合得较好.

关键词 当量比 障碍物 火焰加速 管内压力 可压缩流体模型

自从 1926 年 Chapman 和 Wheeler 率先开创有障碍物管道中的火焰传播研究工作以来, 障碍物产生的扰动引起火焰加速现象已经被很多实验所证实. 例如, 在一重复布置障碍物的管道中, 甲烷/空气混合物的火焰速度可达到 500 m/s 以上^[1]. Lee 等人用 H_2 , C_2H_2 , C_2H_4 , CH_4 和 C_3H_8 等气体研究了封闭管道中火焰的加速现象^[2~6]. 结果表明, 对于敏感气体如 H_2 和 C_2H_2 , 在一定条件下, 燃烧会由爆燃转为爆轰. 这方面的研究大多以安全问题为背景. 而对于开口管道, 则缺乏各种燃料的数据. 但当前在实际中, 也不乏开口体系的应用, 如现已广泛应用于电力系统的一种燃气除灰装置^[7], 是一燃烧气体燃料的半开口系统. 因此, 研究半开口管道中非稳态燃烧的加速机制具有重要意义.

在密闭容器中, 尽管燃烧模式可能不同(爆燃、爆轰, 等等), 但在最终平衡状态时, 压力上升基本上是相同的, 相应于定容爆炸压力 Δp_{cv} , 并仅和燃料/空气混合物的化学性质有关. 而对于开口容器的爆炸而言, 则不存在最终的平衡压力, 瞬态的压力上升取决于容器的形状、开口面积以及混合物的燃烧速率. 对于大部分碳氢化合物/空气混合物, 由于层流火焰速度主要取决于预混可燃气的化学动力因素及其输运性质, 当处于化学当量比时, 其值一般不大于 1 m/s. 然而, 对于有扰动的流场, 层流火焰在本质上是不稳定的, 燃烧率受未燃气体的气体动力流场结构的强烈影响. 本文通过改变障碍物的结构, 获得了半开口管道中流场扰动对火焰传播的影响, 同时应用可压缩流体模型, 模拟了半开口管道中的火焰速度和瞬态压力的发展, 将实验测量值和模拟数值进行了比较.

1 实验方案

可燃气和空气经过充分混合后, 充满火焰传播管, 关闭进气阀, 点燃混合气体, 预混火焰

开始在管道中传播. 火焰传播管为一端接近封闭、一端敞开的钢管, 内径为 $D = 80 \text{ mm}$, 长度为 $L = 5 \text{ m}$. 管内均匀布置圆环型障碍物, 圆环内径为 d , 外径等于管道内径 D , 障碍物间距 200 mm , 阻塞比 $BR = 1 - (d/D)^2$ 分别为 $0.212, 0.315, 0.438, 0.609$ 和 0.75 , 见图 1. 实验所使用的可燃气体包括氢气、乙炔、水煤气($58.5\% \text{H}_2, 30\% \text{CH}_4, 5.4\% \text{N}_2, 6.1\% \text{CO}$)和甲烷.

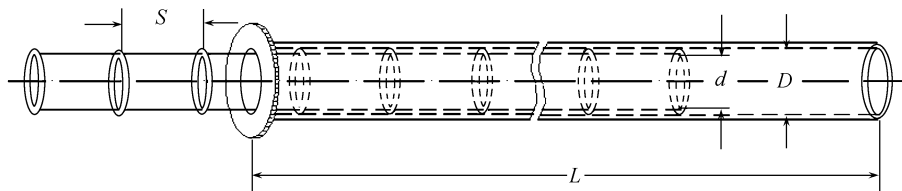


图 1 火焰传播管与障碍物排列示意图

初始预混火焰进入火焰传播管后, 由于障碍物产生的扰动, 火焰由封闭端沿着管道向开口端加速传播. 为了测量火焰传播过程中速度和压力的变化, 在管道的不同位置布置了火焰离子探针(沿中心线)和应变式压力传感器(在壁面). 当火焰经过时, 通过 8 通道高速数据采集仪(最高采样频率为 400 kHz)采集的气体电离信号和压力信号, 即可得到燃烧波在管道中的传播速度和瞬态压力.

2 实验结果和分析

本文中, 当量比定义为 $\phi = \text{实际燃料空气比} / \text{化学当量比}$.

实验中发现, 湍流引起的火焰加速可以根据最终准稳态火焰速度的量级而划分为 3 种不同的火焰传播状态. 准稳态火焰速度不仅取决于燃气种类和浓度, 同时与障碍物的结构(即: 圆环内径、阻塞比和障碍物间距)有关, 在不同火焰传播状态之间, 火焰速度在量级上都产生跃变. 在贫燃极限附近, 火焰速度非常低. 当火焰穿过障碍物时, 由于障碍物引起的扰动和压力损失, 火焰不能向前传播, 最终熄灭, 本文将这种状态称为火焰传播的“熄灭态”. 文献[8]指出, 当圆环内径小于某一临界值时, 火焰将不能向前传播, 该临界直径取决于圆环前后的压力比值以及混合气浓度和点火条件. 在以下图中, 在“熄灭态”中的最终火焰速度以零表示. 当火焰传播从“熄灭态”进入“壅塞态”时, 速度发生跃变, 此时, 火焰速度大致相应于燃烧产物的声速. 随着当量比的上升, 火焰速度再次发生跃变, 由爆燃转变为爆轰, 此时, 火焰速度在 1000 m/s 以上.

2.1 障碍物对管道中火焰传播的影响

2.1.1 火焰在管道中的加速过程 由图 2 可以看出, 由于火焰燃烧速率和气体动力学流动结构之间的正反馈机制, 同时考虑到火焰与壁面的摩擦及管道的散热损失, 火焰传播加速一段距离后趋于准稳态传播. 此时火焰速度达到最大值, 最后达到一准稳态, 此后火焰速度不再上升. 且混合气当量比越大, 火焰加速越快,

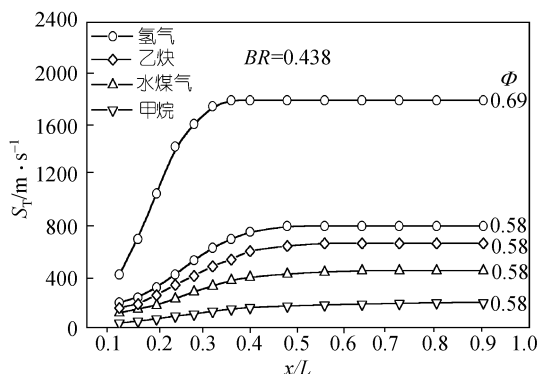


图 2 火焰速度随传播过程的变化

到达准稳态距离也越短. 如对氢气而言, 当 $\Phi = 0.69$ 时, 在 $x/L = 0.36$ 处, 火焰速度即达到最大值, 为 1786 m/s. 而当 $\Phi = 0.58$ 时, 火焰传播在 $x/L = 0.48$ 处才到达准稳态, 最大火焰速度只有 800 m/s. 同时火焰加速速率也取决于燃料种类, 在管道结构和当量比相同的条件下 ($BR = 0.438$, $\Phi = 0.58$), 氢气、水煤气和甲烷到达准稳态传播的距离分别 $x = 0.48 L$, $0.64 L$, $0.8 L$, 三者的最大火焰速度分别为 800, 450 和 200 m/s.

2.1.2 火焰传播的 3 种不同状态 火焰在障碍物管道中传播时, 对敏感气体如氢气和乙炔气而言, 根据其最大火焰速度的量级, 可以明显划分为 3 种不同的火焰传播状态. 在贫燃点火极限附近, 虽然形成了初始火焰, 但由于障碍物扰动的影响, 火焰在传播一小段距离后自动熄灭, 不能继续向前传播, 此即为熄火态. 增大当量比 Φ , 火焰不再熄灭, 在传播过程中不断加速, 最终火焰速度接近燃烧产物声速, 火焰传播进入雍塞态. 随着当量比的继续增大, 火焰速度又一次发生跃变, 由爆燃转变为爆轰, 此时火焰速度接近 C-J 爆轰值. 而对于较不敏感气体, 如水煤气和甲烷, 实验中则未见到爆燃转爆轰现象发生. 见图 3.

图 4 显示了障碍物阻塞比对氢气火焰传播状态的影响. 从图中可以看出, 尽管氢气的贫燃点火极限是 $\Phi \approx 0.1$, 但由于障碍物的强烈扰动, 当 $\Phi \leq 0.32$ 时, 并未探测到火焰信号, 说明火焰很快就熄灭了. 在雍塞态, 根据可压缩流体理论, 摩擦和反应放热将驱动流体以声速流动. 然而, 由于障碍物引起的动量损耗和管壁的热损失, 火焰速度实际上小于燃烧产物的声速, 实测的火焰速度比相应的等压声速小 100 m/s 左右, 且作为混合物当量比的函数, 和等压声速的趋势基本一致. 同时, 火焰速度基本上不随障碍物阻塞比的变化而变化, 这和雍塞状态下的流动特性相吻合. 火焰传播进入爆轰态后, 随着阻塞比的增大, 火焰穿过阻塞板时, 压力损失增大, 导致最大火焰速度单调下降. 如在 $\Phi = 1.02$ 处, 对应于 $BR = 0.315, 0.438, 0.609$ 的最大火焰速度分别为 1900, 1800 和 1480 m/s, 降幅达 420 m/s 之多. 同时, 爆轰的范围也相应缩小, 在 $BR = 0.609$ 的条件下, 当 $\Phi \geq 1.2$ 时, 爆轰又被抑制. 由此可以推断存在某一临界值, 当障碍物阻塞比超过此临界值时, 任何当量比的混合物都将不再发生爆轰.

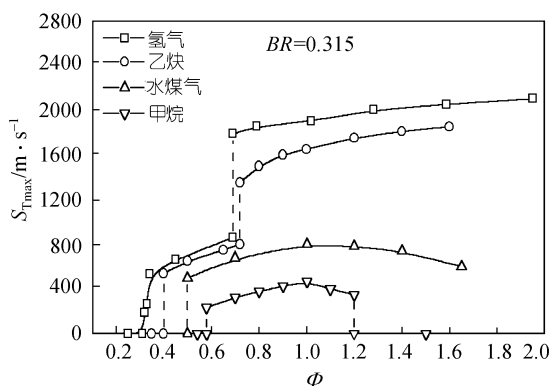


图 3 火焰最大速度随燃料种类和当量比的变化

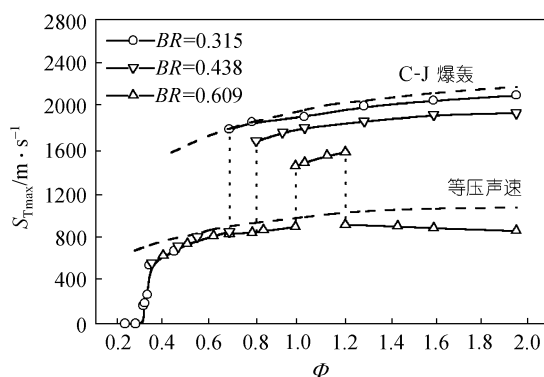


图 4 障碍物阻塞比对火焰传播状态的影响(氢气)

2.2 障碍物扰动对管内压力的影响

2.2.1 障碍物对管内压力发展的影响 火焰在管内加速传播, 不断推动并压缩未燃气体, 导致管内压力不断上升, 见图 5(a). 由图 2 可知, 对于甲烷/空气混合物, 在阻塞比 $BR = 0.438$,

当量比 $\Phi = 0.58$ 时, 其最大火焰速度只有 200 m/s, 远远低于燃烧产物声速(~ 800 m/s), 可近似认为是不可压流动, 此时管道中各处的压力基本相同. 而氢气和乙炔的压力发展趋势和火焰加速规律非常接近, 由图 4 可知, 此时流动已处于壅塞态, 火焰传播速度接近声速, 流体的可压缩性对压力脉动的影响已不可忽略, 压力的传递呈现出单向的特性. 随着压力波的向前推移, 压力逐渐上升, 最终达到准稳态.

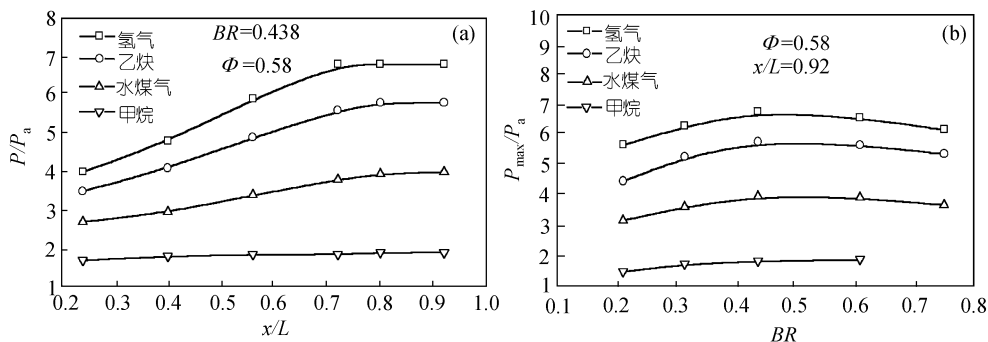


图5 障碍物扰动对管内压力的影响

P_a 为大气压. (a) 管内各点最高压力沿管道的分布, (b) 管内最大压力随阻塞比的变化

2.2.2 障碍物对管内最大压力的影响 图 5(b)显示了障碍物阻塞比对管内最大压力的影响. 很显然, 压力随障碍物阻塞比的变化并不呈现单一规律, 其中甲烷混合气的压力随着阻塞比的增加略有上升. 而其他 3 种气体混合物则具有相似的规律性, 即在阻塞比小于 0.5 时, 随着阻塞比的增大, 最大压力上升. 但当阻塞比大于 0.5 时, 最大压力随着阻塞比的增大反而下降. 在阻塞比 $BR = 0.5$ 附近, 压力达到最大值.

3 数值模拟

通过前面的实验结果分析可以知道, 当燃料当量比、障碍物结构满足一定条件时, 火焰传播会发生爆燃转爆轰现象. 当爆轰出现时, 会产生激波, 此时火焰传播机制与爆燃时完全不同, 目前尚不能从理论上将这两种机制统一研究. 因此, 在下面所述的数值模型中, 不考虑激波对燃烧的影响, 即仅模拟爆燃状态(亚声速)下的火焰发展过程.

3.1 湍流模型

本文用可压缩流体的 $k-\epsilon$ 湍流模型和预混气体燃烧模型模拟了障碍物扰动引起的火焰加速和压力发展过程. 计算是二维轴对称的. 由于在火焰传播过程中湍流 March 数 M_t 较大, 在前人研究的基础上^[9], 本文考虑了湍流 March 数对黏性耗散和压力膨胀的影响, 对现有的可压缩性 $k-\epsilon$ 湍流模型进行了修正.

3.1.1 $k-\epsilon$ 湍流模型的可压缩修正 湍能 k 方程:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j k)}{\partial x_j} = D_{ij} + P_{ij} + \Pi_{ij} - \epsilon_{ij} - \frac{\overline{\rho' u_i''}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

其中, 右端各项的具体表达式如下:

应力扩散项

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i''} + (\overline{p' u_i''}) \delta_{ij} - \overline{\tau_{ij}''} \right], \quad (2)$$

它包括湍能扩散项 $\frac{1}{2}\overline{\rho u_i'' u_j''}$, 压力扩散项 $(\overline{p' u_i''})\delta_{ij}$ 和黏性扩散项 $-\overline{\tau_{ij}' u_i''}$.

湍能产生项

$$P_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}, \quad (3)$$

压力膨胀项

$$\Pi_{ij} = \overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}}, \quad (4)$$

湍能耗散项

$$\varepsilon_{ij} = \overline{\bar{\rho} \varepsilon} = \overline{\tau_{ij}' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}}. \quad (5)$$

采用梯度模拟

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2}\overline{\rho u_i'' u_j''} - \overline{p' u_i''} \delta_{ij} &= \frac{\mu_t}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j}, \\ -\overline{\rho' u_i''} &= \frac{\mu_t}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i}. \end{aligned}$$

采用 Boussinesq 假设, 有

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\bar{\rho} K + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right).$$

压力膨胀项 Π_{ij} 和湍能耗散项 ε_{ij} 中含有脉动膨胀项 $d' = \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}$. 流体的可压缩性主要体现在密度的脉动, 而密度的脉动又与脉动膨胀项 d' 密切相关.

对高 Reynolds 数流动, 假设各向同性, 湍能耗散可分解为^[10]

$$\bar{\rho} \varepsilon = \mu \left(\overline{\omega_{ij} \omega_{ij}} + \frac{4}{3} \mu \overline{d' d'} \right) = \bar{\rho} \varepsilon_s + \bar{\rho} \varepsilon_d, \quad (6)$$

式中, $\omega_{ij} = \nabla \times u_i''$, $d' = \nabla \cdot u_i''$, $\bar{\rho} \varepsilon_s$ 是不可压耗散, $\bar{\rho} \varepsilon_d$ 是膨胀耗散. ε_d 由下式给出^[11~13]:

$$\varepsilon_d = 0.15 H(M_t) \varepsilon_s, \quad (7)$$

$$H(M_t) = \begin{cases} (M_t^2 - M_{t0}^2), & M_t \geq M_{t0}, \\ 0, & M_t < M_{t0}, \end{cases} \quad (8)$$

这里, 湍流 March 数 $M_t = \sqrt{2K}/c$, c 为声速, $M_{t0} = 0.25$.

对于压力膨胀项, 有^[14,15]

$$\Pi_{ij} = \overline{p' d'} = 0.2 M_t^2 \bar{\rho} \varepsilon_s - 0.4 M_t^2 \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}. \quad (9)$$

在以上所有方程中, 上标 ' 表示 Reynolds 脉动, 上标 '' 表示 Favre 脉动.

3.1.2 控制方程 控制方程如下:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \bar{\sigma}_{ij}), \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{P_r} + \frac{\mu_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} \right] + \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \bar{\rho}\varepsilon + \frac{\partial\bar{p}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial x_j} \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_f)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{Y}_f)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_Y} \right) \frac{\partial\tilde{Y}_f}{\partial x_j} \right] + \bar{R}_{fu}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}f)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j f)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial f}{\partial x_j} \right], \quad (14)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \bar{\sigma}_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} \cdot F(M_t) - \frac{\mu_t}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial x_j} \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} - \bar{\rho}\varepsilon \cdot G(M_t), \quad (15)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\bar{\sigma}_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial x_j} \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} \right) - C_2 \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (16)$$

其中,

$$\tilde{h} = C_p \tilde{T} + \tilde{Y}_f Q_f, \quad (17)$$

$$f = \tilde{Y}_f - \frac{\tilde{Y}_{O_2}}{\beta}, \quad (18)$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (19)$$

$$\bar{\sigma}_{ij} = -\mu_t \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\bar{\rho}k + \mu_t \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \right), \quad (20)$$

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (21)$$

$$F(M_t) = 1 - 0.4M_t, \quad (22)$$

$$G(M_t) = \begin{cases} 1 + 1.5(M_t^2 - M_{t0}^2) - 0.2M_t^2, & M_t \geq M_{t0}, \\ 1 - 0.2M_t^2, & M_t < M_{t0}, \end{cases} \quad (23)$$

式中, $\tilde{Y}_f$ 为燃料质量分数, $\tilde{Y}_{O_2}$ 为氧气质量分数, f 为混合物分数, Q_f 为燃料单位质量反应放热, β 为计量函数(假定基于质量的燃烧计量方程为 $\{F\} + \beta\{O_2\} \rightarrow (1 + \beta)\{P\}$), $F(M_t)$ 和 $G(M_t)$ 为给定函数. 符号 $—$ 表示 Reynolds 平均, $\sim$ 表示 Favre 平均. 模型所用常数见表 1.

表 1 模型常数

C_μ	C_1	C_2	σ_h	σ_Y	σ_f	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	0.7	0.7	0.7	1.0	1.3

3.2 燃烧模型

燃烧的组元守恒方程中含有与化学反应速率有关的源项. 本文采用 EBU 模型模拟平均化学反应速率^[16]:

$$\bar{R}_{fu} = -C_{EBU} \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} \tilde{Y}_{lim}, \quad (24)$$

式中, $\tilde{Y}_{lim} = \min[\tilde{Y}_f, \tilde{Y}_{O_2} / \beta, \tilde{Y}_p]$, $C_{EBU} = 4.0$.

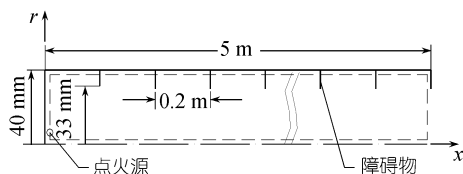


图 6 计算域

3.3 计算网格

图 6 为所采用的计算域(二维轴对称), 其中沿轴向和径向分别布置了 $502 \times 22 = 11044$ 个节点. 假定从 $t = 0$ 时刻起流动即处于湍流状态, 在管道封闭端由一平面点火源点火, 且在 $t = 0$ 时只有 20% 的燃料燃烧, 化学反应速率和有效黏性系数取决于耗散率

初值 ε_0 .

3.4 边界条件

(i) 轴线: 取轴对称条件, 即令轴向速度、湍能和湍能耗散率的径向梯度为零, 同时令径向速度为零.

(ii) 壁面: 以壁函数作近似.

(iii) 出口: 假定出口截面上各点的法向速度的一阶导数为常数, 并根据总体质量守恒原则, 从内点的速度分布来获得出口截面上的速度.

(iv) 障碍物: 假定障碍物厚度忽略不计, 障碍物边界处流体黏性为无限大, 边界上的速度赋为零.

3.5 计算结果

图 7 为计算出的管内预混火焰在障碍物管道中不同时刻的火焰面形状. 由图可以看出, 火焰穿过障碍物时发生变形, 且随着火焰向前传播. 由于障碍物的存在, 扰动强度增大, 火焰阵面进一步畸变, 轴线处火焰引导阵面移动速度逐渐加速, 这与樊未军¹⁾测量的实验结果定性地吻合.

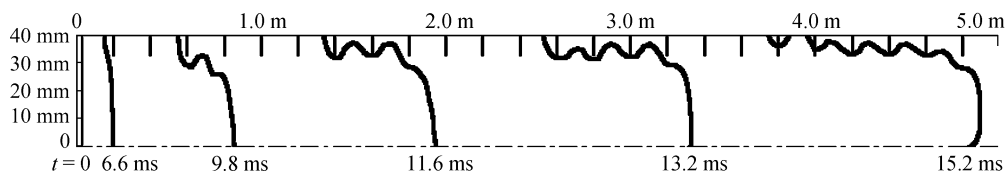


图 7 不同时刻的火焰面形状

图 8 为最大火焰速度和管内压力的计算结果与实验测量值的比较. 可以看出, 两者吻合得较好, 说明用上述湍流模型模拟管内预混火焰的发展过程是适宜的. 然而, 由于在模型中没有考虑激波对火焰燃烧的影响, 用本模型尚无法预测火焰由爆燃转爆轰的情况, 同时也不能给出火焰熄灭的混合气浓度范围.

4 结论

本文针对 4 种不同混合气体, 比较系统地研究了半开口管道中障碍物扰动对预混火焰传

1) 樊未军. 气脉冲除灰技术燃烧和除灰过程研究. 中国科学院力学研究所博士学位论文, 1999

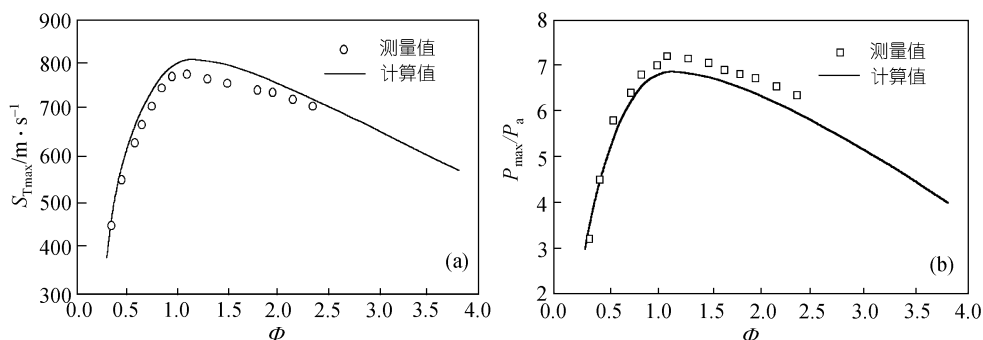


图8 计算结果和实验测量值的比较

乙炔, 障碍物内径 $d = 60 \text{ mm}$. (a) 最大火焰速度, (b) 管内最大压力

播的影响, 同时应用修正后的可压缩性 $k-\varepsilon$ 湍流模型模拟了管内的火焰加速和压力发展过程, 结果表明:

(i) 可燃预混气被点燃后, 由于障碍物扰动的影响, 火焰在管道中不断加速, 同时管内压力上升, 并最终到达一准稳态传播.

(ii) 火焰在管道中的传播可分为3种传播状态, 即熄火态、雍塞态和爆轰态. 在贫燃极限附近, 初始火焰传播一段距离后自动熄灭. 增大混合气当量比, 火焰传播进入雍塞态. 随着当量比的进一步上升, 对敏感气体而言, 火焰传播由爆燃转变为爆轰, 火焰速度产生跃变. 而对于非敏感气体, 则不存在爆燃转爆轰现象.

(iii) 在雍塞态, 最大火焰速度受阻塞比变化的影响不明显, 略低于燃烧产物的声速. 而在爆轰态, 随着阻塞比的增加, 最大火焰速度逐渐降低, 且爆燃转爆轰的浓度范围变小.

(iv) 管内压力随障碍物阻塞比的变化并不呈现单调规律, 在阻塞比 $BR = 0.5$ 附近, 压力达到最大值.

(v) 用非稳态可压缩流体模型模拟了管内的火焰加速和压力发展过程, 计算结果和实验结果比较吻合.

参 考 文 献

- 1 Chan C, Lee J H S, Moen I O, et al. Turbulent flame acceleration and pressure development in tubes. In: Proceedings of the First Specialist Meeting of The Combustion Institute, Bordeaux, 1981. 479~487
- 2 Moen I O, Donato M, Knystautas R, et al. J H S flame acceleration due to turbulence produced by obstacles. Combustion and Flame, 1980, 39: 21~32
- 3 Moen I O, Lee J H S, Hjertager B H, et al. Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosions. Combustion and Flame, 1982, 47: 31~52
- 4 Lee J H, Knystautas R, Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H_2 -air mixtures. Combustion and Flame, 1984, 56: 227~239
- 5 Hjertager B H, Fuher K, Parker S J, et al. Flame acceleration of propane-air in a large-scale obstructed tube. Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations, 1984, 94: 504~522
- 6 Lee J H, Knystautas R, Chan C K. Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes. In: 20th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1984. 1663~1672

- 7 余立新, 孙文超, 吴承康. 气脉冲除灰技术应用研究. 燃烧科学与技术, 2001, 7(3): 223~227
- 8 Thibault P, Liu Y K, Chan C, et al. Transmission of an explosion through an orifice. In: 19th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, 1982. 599~606
- 9 Hjertager B H. Simulation of transient compressible turbulent reactive flows. Combustion and Technology, 1982, 27: 159~170
- 10 Sarkar S, Erlebacher G, Hvssaini M Y, et al. The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence. Icase Report, 1989. 79~89
- 11 Zeman O. Dilatation dissipation: the concept and application in modeling compressible mixing layers. Phys Fluids A, 1990, 2(2): 178~188
- 12 Sarkar S. The Pressure-dilatation correlation in compressible flows. Phys Fluids A, 1992, 4(12): 2674~2682
- 13 Wilcox D C. Progress in Hypersonic Turbulence Modeling. AIAA-91-1785. 1991
- 14 梁德旺, 王国庆. 两方程湍流模型的可压缩性修正及其应用. 空气动力学学报, 2000, 18(1): 98~104
- 15 Haidinger F A, Friedrich R. Numerical simulation of strong shock/turbulent boundary layer interactions using a reynolds stress model. Z Weltraumforsch, 1995, 19: 10~18
- 16 Magnussen B F, Hjertager B H. On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. In: 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, 1976. 719~729