DOI: 10.11883/bzycj-2017-0060 文章编号: 1001-1455(2018)05-1057-07

一个端部开口短管气体爆燃外场火焰传播模型*

杜 扬[1,2],齐 圣[1,2],李国庆[1,2],王世茂[1,2],李阳超[1,2]
(1. 中国人民解放军陆军勤务学院油料系,重庆 401331;
2. 中国人民解放军陆军勤务学院火灾爆炸与安全防护重庆市重点实验室,重庆 401331)

摘要: 针对端部开口短管气体爆燃火焰传播问题,通过借鉴 Clanet 等和 Bychkov 等提出的火焰传播模型,在假设绝热、不可压缩的条件下,得到了可燃气体分布与火焰锋面传播的数学模型。以汽油蒸气为实验工质,在全透明实验管道上进行了爆燃实验。通过高速摄影及纹影图像,对所提出的模型进行了验证。结果表明,该模型能够较准确地预测长径比 4∶1 至 10∶1 的端部开口短管气体爆燃外场可燃气体界面与火焰锋面位置。上述成果在可燃气防爆安全领域具有一定应用价值。

关键词: 汽油蒸气;爆燃;火焰锋面;开口管道
中图分类号: O381 **国标学科代码**: 13035 **文献标志码**: A

气体爆燃火焰传播既是内燃机燃烧的典型过程,也是爆燃向爆轰转变的重要控制过程,围绕其传播规律与机理等展开的研究在工程燃烧和防火防爆领域均有重要价值。端部开口管道是研究预混可燃气体爆燃火焰的典型工况之一,其基本条件为:管道一端开敞、另一端密闭,管内充满可燃混合气体,气体在管道密闭端中心处被点燃,火焰向开口端传播。Clanet 等[1]最早将这一爆燃过程划分为 4 个阶段:(1)球形火焰阶段;(2)轴向拉伸为主的指形火焰阶段;(3)火焰侧面触壁后的减速传播阶段;(4)Tulip 火焰阶段。同时,Clanet 等[1]给出一个用于计算第 2 阶段火焰传播的理论模型,对火焰的传播速度、触壁时间等的计算结果均与实验相吻合。Bychkov 等[2]对该模型进行了细化,补充了第 1 阶段的火焰传播模型,并将理论计算结果与直接数值模拟结果进行了对比。Valiev 等[3]进一步考虑了气体的压缩性,并对指形火焰进行了理论、实验与数值模拟研究。然而,上述研究主要着眼于火焰在管内传播的过程,没有考虑火焰传出管道开口端后的发展变化。

事实上,研究外场火焰的传播和可燃气体的分布同样具有学术意义和工程价值,特别是在工业安全领域,爆燃火焰从受限局部到外部的传播往往是火灾爆炸事故发展演变的关键环节。火焰在管道内充分发展的过程,可能受到壁面条件、压力波叠加与反射、流体力学与热力学不稳定性等因素的影响,致使爆燃外流场的状态变得更加复杂而难以描述。然而,如果管道长径比较小,火焰在未形成 Tulip 形态时即传播至外场,其位置、速度等可以基于已有模型与合理的简化假设进行理论分析。本文在实验观测的基础上,将 Clanet 等[1]和 Bychkov 等[2]提出的模型推广至短管外场,计算火焰锋面轴向位置、可燃气云分布的解析解,并与实验结果进行了对比。

1 实验系统

如图 1 所示,实验系统由一端开口的透明玻璃管道、高速摄影/纹影系统、配气系统、点火系统、同步控制系统等构成。玻璃管道断面尺寸(内部)为 100 mm×100 mm,长度分别为 400、600、1 000 mm,对应长径比分别为 4∶1、6∶1、10∶1。实验开始前,管道开口用铝箔纸进行密封,利用循环泵和配气管路将汽油蒸气充入玻璃管道内,利用 GXH-1050 红外气体分析仪检测混合气组分,并控制混合气处于燃烧当量浓度。之后,移除铝箔纸,利用电火花点火器(2 J)点燃可燃混合气,点火位置位于管道封闭端中

* 收稿日期: 2017-02-22; 修回日期: 2017-05-17
基金项目: 国家自然科学基金项目(51276195);重庆市研究生创新项目(CYB15127)
第一作者: 杜 扬(1958—),博士,教授,博士生导师; 通信作者: 齐 圣,qscups@163.com。

部。采用高速 DV(JVC GC-P100BAC,500 Hz)记录从点火至熄灭内外流场全过程火焰特征,采用高速纹影系统(512×512 pixels,2 000 Hz)记录管道开口外部外场未燃混合气的流动与火焰的传播。所有实验在常温(282～288 K)常压下进行。

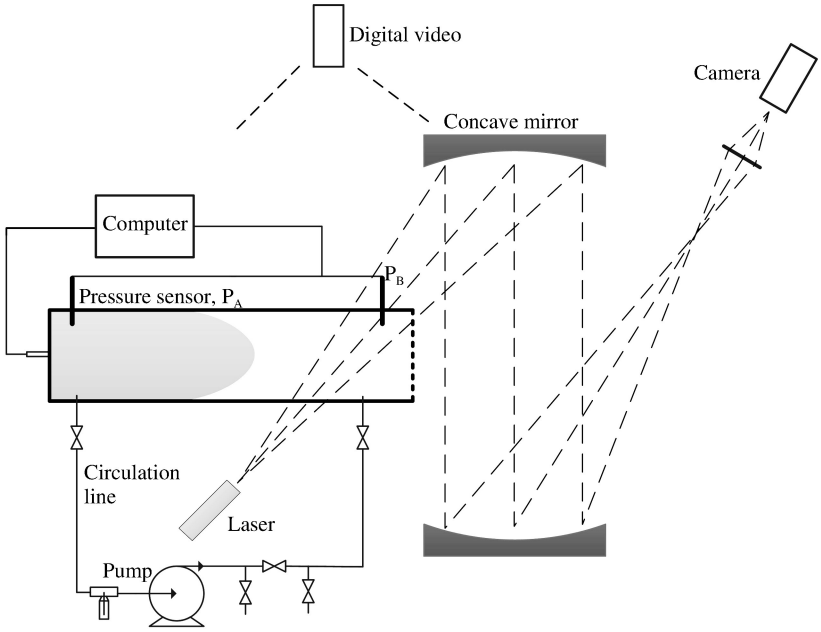


图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Scheme of the experimental system

2 端部开口管道气体爆燃火焰形态演变特征

图 2～3 给出了爆燃发展过程瞬时火焰图像、外场纹影图像,黄色虚线所示为管道开口位置。

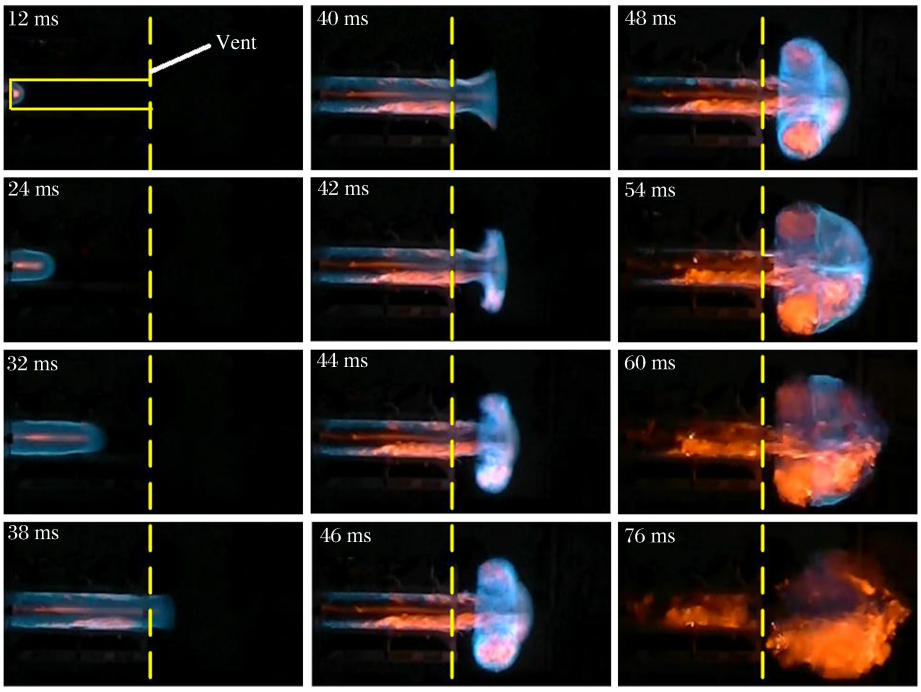


图 2 爆燃火焰高速摄影与纹影图像

Fig. 2 High-speed images of deflagration flame propagation

管道内的可燃混合气体着火后，首先在点火点附近形成半球形火焰锋面，并向四周传播(12 ms)，此时由于火焰距壁面较远，壁面的约束作用可以忽略[2]。随着火焰侧面向侧壁靠近，火焰沿轴向传播的速度逐渐快于沿侧向传播的速度，这就使得火焰沿轴向拉伸，形成指形火焰[1]。燃烧产生的热量使已燃区温度升高，体积膨胀，管道内的未燃气体从远离点火端的管道开口处流出，并在外场形成可燃气云。由于可燃气体与空气的密度不同，通过纹影图像可以观察到两者的交界面，如图 3 所示。混合气体点燃后，燃烧产生的热量使管内气体膨胀，靠近开口处的气体从开口处泄流。随着内场火焰的发展，可燃气分布区的中部不断突出，外部可燃气云的弥散区域不断扩大，形状由较扁的椭圆(球)形逐步过渡到圆(球)形。爆燃火焰传播至外场后，侧面不再受壁面的约束作用，外场已燃区迅速向侧向发展，形成扇形的火焰锋面(40 ms)。之后，侧向流动的已燃气体向内卷曲，形成典型的涡环结构[4-5](42～50 ms)。火焰在已形成的可燃气云中继续传播，并促使气云进一步膨胀(54 ms)。随着外部爆燃的发展，可燃气体和空气间的界面处组分扩散持续进行，可燃组分的浓度不断下降。与此同时，火焰锋面的传播逐步耗尽可燃气体，当其传播至可燃气体与空气交界面附近时，可燃气体浓度低于可燃极限，爆燃反应停止，能量逐渐耗散(76 ms)。

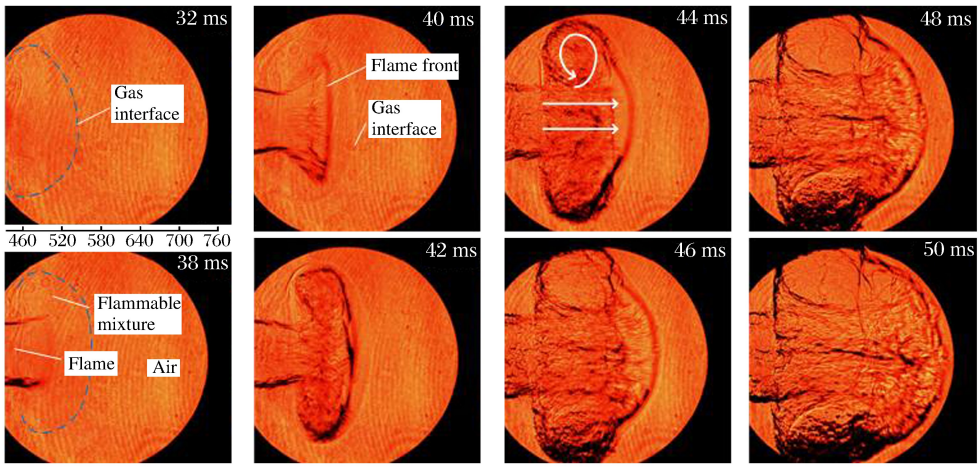


图 3　爆燃火焰纹影图像

Fig. 3　Schlieren photos of deflagration flame propagation

2.1　管道内场火焰

对于充满预混可燃气体的管道，在封闭端点火时，火焰将首先在点火点附近形成球形包络面，并很快沿轴向拉伸，形成指形火焰。爆燃过程中，已燃气体体积 V 的变化为[2]：

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}=\Theta S_{\mathrm{w}}u_{\mathrm{f}} \tag{1}$$

式中：t 为反应时间；Θ 为膨胀比，即未燃气体密度与已燃气体密度之比；u_{f} 为层流火焰速度，S_{w} 为火焰锋面面积。图 4 所示为 Bychkov 等[2]提出的指形火焰简化几何模型。该模型假设：(1)火焰的总面积变化主要由侧面积构成，忽略垂直传播方向的火焰锋面面积，并在求解已燃区体积时，将已燃区简化为圆柱体；(2)由于开口管道内气体爆燃产生的超压(几 kPa 至十几 kPa)远小于大气压力，因此忽略气体压缩性的影响；(3)忽略火焰锋面两侧已燃气体与未燃气体的热交换，即认为已燃气体为绝热系统。据此得到[2]：

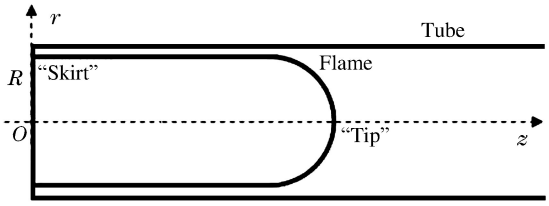


图 4　指形火焰几何特征示意图[2]

Fig. 4　Sketch of the finger-shaped flame[2]

$$\frac{x_{\mathrm{f}}}{r}=\frac{\Theta}{4\alpha}[\exp(2\alpha\tau)-\exp(-2\alpha\tau)]=\frac{\Theta}{2\alpha}\sinh(2\alpha\tau) \tag{2}$$

式中：x_f 为火焰锋面位置，r 为管道半径，$\alpha=\sqrt{\Theta(\Theta-1)}$，无量纲时间 $\tau=u_f t/r$。虽然式(2)是针对圆形断面的开口管道推导出的，Shen 等[6]的实验研究表明，该式同样适用于方形断面、密闭管道内气体爆燃初期火焰锋面的计算。如果管道长径比较大，指形火焰形成后，火焰将发生变形，火焰锋面靠近中轴线的部分会向内凹陷，并逐步形成 Tulip 火焰[7-9]或 Distorted Tulip 火焰[10-11]，爆燃压力也会上升至 100 kPa数量级，式(2)便不再适用。关于 Tulip 火焰的演变机理和关键控制参数至今仍存在一定争议[12]，火焰传播速度也会发生十分复杂的变化。而如果管道长径比较小，在 Tulip 火焰尚未形成之前火焰前锋即传播至外场，则其传播规律仍可以基于式(2)进行分析。

2.2 可燃气云界面

图 5 给出了爆燃发展过程已燃区域与可燃气云分布示意图。灰色区域表示未燃烧的可燃混合气分布区域，橙色区域表示已燃区域。对未燃气体系统，由于其初始状态下体积一定，忽略其及火焰表面的褶皱、变形，认为火焰沿管道断面向未燃区传播，则根据质量守恒定律，内、外场未燃气体体积变化的总和等于燃烧消耗的量，即：

$$\frac{\mathrm{d}V_e}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}V_i}{\mathrm{d}t}=S_w u_f \tag{3}$$

式中：V_e 为未燃气体在外场的体积，V_i 为未燃气体在内场的体积。

将外场未燃气云简化为椭球形，则有：

$$V_e=\pi^2\left(\frac{a-r}{2}\right)^2\left(\frac{a+r}{2}\right)+\frac{4\pi k a^3}{6}+ka\pi r^2\approx\frac{4\pi k a^3}{3} \tag{4}$$

式中：a 为椭圆长轴，k 为变形率。

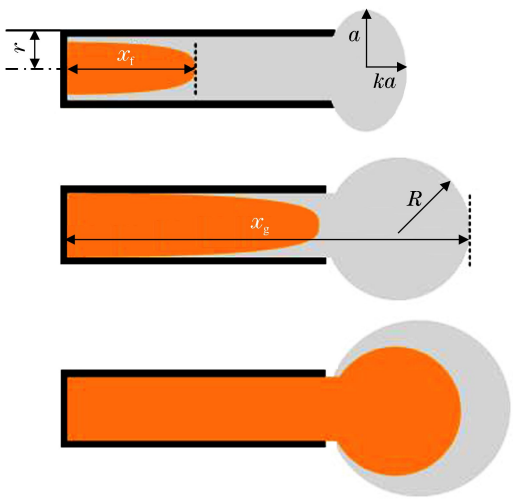


图 5 已燃区域与可燃气体分布示意图

Fig. 5 Sketches and schlieren images of the burnt area and the flammable gas cloud

为了便于求解，将椭球形进一步简化为半径为 R 的球形，后面再根据体积相等的原则进行修正，即令：

$$\frac{4\pi k^2}{3}a^3=\frac{4\pi}{3}R^3 \tag{5}$$

且注意到：

$$V_i=\begin{cases}\pi r^2(L-x_f) & x_f<L\\ 0 & x_f\geqslant L\end{cases} \tag{6}$$

式中：L 为管道长度。S_w 近似取火焰侧面接触壁面时的火焰面积，即 $S_w=2\pi r\Theta r$，并将式(4)、式(6)代入式(3)得：

$$\frac{4\pi}{3}\frac{\mathrm{d}R^3}{\mathrm{d}t}=2\pi r^2\Theta\left(\frac{\mathrm{d}x_f}{\mathrm{d}t}+u_f\right) \tag{7}$$

即：

$$R=\sqrt[3]{\frac{3r^2\Theta}{2}(x_f+u_f t)} \tag{8}$$

由式(5)得 $a=Rk^{-2/3}$，注意到变形率 k 随时间单调增大且不大于 1，此处取 $k=\min(1,\tau/6)$，代入得轴线上的气体界面位置：

$$x_g=2k^{1/3}\sqrt[3]{\frac{3r^2\Theta}{2}(x_f+u_f t)}+L \tag{9}$$

相应地，可燃气云半径 r_g 的大小为：

$$r_g = k^{-2/3}\sqrt[3]{\frac{3r^2\Theta}{2}(x_f + u_f t)} + \frac{r}{2} \tag{10}$$

2.3　外场火焰锋面

当火焰前锋面从开口端离开管道进入外场后，火焰在外场的传播有两方面因素驱动：一是管内火焰侧面燃烧引起的轴向膨胀，二是火焰在外部可燃气云中发生的无约束爆燃。其中，无约束爆燃引起的火焰速度在绝热条件下为 Θu_f，远小于火焰从开口处喷出的实际速度，因此可以仅考虑管内火焰燃烧驱动的轴向火焰传播。通过实验观察可知，火焰进入外场后会向两侧卷曲并逐渐演变形成涡环结构，该结构的几何描述较为复杂，但如果仅关注中部柱状已燃区，仍可以定量地得到火焰沿轴线的传播规律。如图 6 所示，已燃区体积 $V = \pi r^2 x_f$，火焰面积 $S_w \approx 2\pi r x_{in}$，管内火焰未碰触侧壁的火焰面轴向长度 $x_{in} = x_{wall} - x_{out}$，外场火焰轴向长度 $x_{out} = x_f - L$，代入式(3)得：

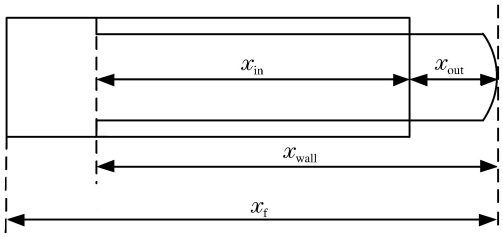


图 6　火焰传播至外场阶段几何特征示意图

Fig. 6　Sketch of the flame behavior during the outflow stage

$$r\frac{\mathrm{d}x_f}{\mathrm{d}t} = 2\Theta u_f(\Theta r - x_f + L) \tag{11}$$

式中：x_{wall}为火焰侧面触壁时的火焰锋面位置，x_{in}为触壁点至开口的距离，x_{out}为外场火焰锋面距离开口的距离。

该式是关于 x_f的微分方程，其通解为：

$$x_f = c\mathrm{e}^{-bt} + \frac{a}{b} \tag{12}$$

$$a = 2\Theta u_f\left(\Theta + \frac{L}{r}\right), \qquad b = 2\Theta\frac{u_f}{r} \tag{13}$$

代入无量纲时间，整理可得：

$$x_f = c\mathrm{e}^{-2\Theta\tau} + r\Theta + L \tag{14}$$

由火焰进入外场开始起算，即 $x_f(0) = \tau(0) = L$，得：

$$c = -r\Theta \tag{15}$$

则 $x_f = -r\Theta\mathrm{e}^{-2\Theta\tau} + r\Theta + L$，与 Bychkov 的模型综合，可以得出端部开口轴向火焰面位置计算式为：

$$\frac{x_f}{r} = \begin{cases} \dfrac{\Theta}{2\alpha}\sinh(2\alpha\tau) & x_f \leqslant L \\ \dfrac{x_f}{r} = -\Theta\mathrm{e}^{-2\Theta(\tau-\tau_{out})} + \Theta + \dfrac{L}{r} & x_f > L \end{cases} \tag{16}$$

3　计算结果与分析

取层流火焰速度 $u_f = 0.36$ m/s(298 K，100 kPa)[13]，膨胀率 $\Theta = \rho_u/\rho_b \approx T_b/T_u = 7.631$[14-15]。分别代入式(9)、式(16)计算轴向上可燃气云界面、火焰锋面位置随时间的变化关系，并与实验所得结果进行对比，图 7 给出了长径比为 4∶1 时的计算结果与实验值。可以看出，对于在管内发展的火焰，采用 Bychkov 等[2]的模型所得计算值(红色实线)与实验结果(红色空心方点)能够很好地吻合，而当火焰进入外场后(t>33 ms)，计算值与实验值不再吻合。相比之下，根据式(16)所计算的火焰锋面位置(红色虚线)则十分接近实验值。在 20～44 ms 之间，可燃气云界面的计算值(黑色实线)与实验值(黑色空心三角)十分接近，而在 44 ms 后(灰色十字)，火焰锋面与已燃气体界面融合为一个界面，可燃气体已全部参与燃烧反应，此时以可燃气云模型计算的结果开始偏离实验值。

根据指形火焰传播规律，本文实验条件下火焰侧面触壁时的火焰前锋面位置 $Z_{tip}(t_{wall}) = \Theta r =$

0.38 m,即是说,火焰前锋到达距离点火点 0.38 m 处时,火焰侧面触壁。考虑到实验所采用的管道长度为 0.4 m,约等于侧面触壁时的火焰前锋面位置,因此在实验条件下,式(2)对管内火焰传播的预测始终是有效的,即可以忽略火焰扭曲变形等,认为火焰从锋面(最右侧)进入外场,直至触壁点进入外场(内场完全燃烧)过程中,始终遵循与内场圆柱火焰相同的规律。当管道长径比增大时,火焰在传播至出口之前,会逐步向 Tulip 火焰过渡,这一过渡开始的时间大约是 $t_{\text{tulip}}=0.33R/u_{\text{f}}$,对应本文的实验条件即 $t_{\text{tulip}}=45.8$ ms。图 8 给出了不同长径比下轴向火焰锋面位置计算结果与实验结果的对比,其中离散数据点所示为实验采集的数据,虚线所示为根据式(9)进行计算所得的结果。可见,随着长径比的增大,计算值与实验值的误差逐步增大。长径比为 6∶1 时,两者最大偏差为 41.1 ms (5.1%);而长径比为 10∶1时,最大偏差为 123 ms(9.6%)。若长径比进一步增大,火焰在管内传播的规律更加复杂,若采用式(9)进行计算则误差也会进一步增大。

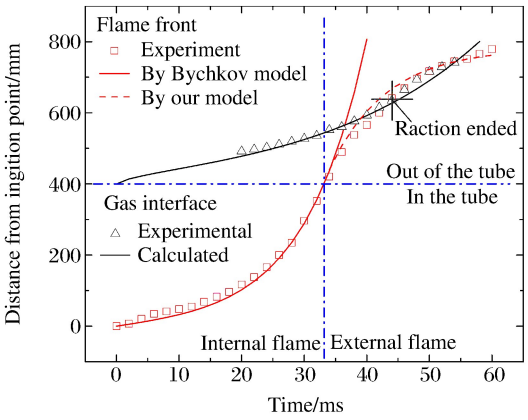


图 7 轴向火焰锋面与未燃气体界面计算结果与实验结果对比

Fig. 7 Comparison of calculated and experimental results of the axial flame front and unburnt gas interface

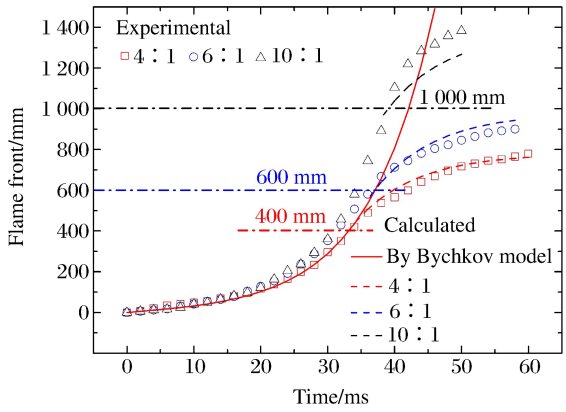


图 8 不同长径比下轴向火焰锋面位置计算结果与实验结果

Fig. 8 Calculated and experimental results of the axial flame front and unburnt gas interface at different aspect ratios

4 结 论

针对端部开口短管气体爆燃问题,在 Clanet 等[1]和 Bychkov 等[2]研究的基础上构建了爆燃外场火焰计算模型。该模型可以计算爆燃外场轴线方向上火焰锋面、未燃气体与空气交界面随时间的变化规律。以汽油蒸气为实验工质,分别在长径比为 4∶1、6∶1、10∶1 的全透明实验管道内进行了爆燃可视化实验,通过高速摄影、纹影图像,记录了爆燃过程的瞬时火焰形态,并将实验结果与模型计算结果进行了对比。结果表明,该模型能够较准确地预测外场可燃气云分布与火焰锋面位置,计算结果在长径比为 4∶1 时与实验值最为吻合。随着长径比的增大,计算误差逐渐增大,长径比为10∶1时计算误差达到 9.6%。本文研究成果弥补了原有理论在外场计算方面的空白,在可燃气防爆安全工程、消防设计与评估等领域具有应用价值。

参考文献:

[1] CLANET C, SEARBY G. On the "tulip flame" phenomenon[J]. Combustion and Flame, 1996,105(1/2):225-238.

[2] BYCHKOV V, AKKERMAN V, FRU G, et al. Flame acceleration in the early stages of burning in tubes[J]. Combustion and Flame, 2007,150(4):263-276.

[3] VALIEV D M, AKKERMAN V, KUZNETSOV M, et al. Influence of gas compression on flame acceleration in the early stage of burning in tubes[J]. Combustion and Flame, 2013,160(1):97-111.

[4] NITSCHE M, KRASNY R. A numerical study of vortex ring formation at the edge of a circular tube[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994,276(1):139-161.

[5] DIDDEN N. On the formation of vortex rings: rolling-up and production of circulation[J]. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP), 1979,30(1):101-116.

[6] SHEN X, WANG Q, XIAO H, et al. Experimental study on the characteristic stages of premixed hydrogen-air flame propagation in a horizontal rectangular closed duct[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2012,37(16):12028-12038.

[7] MARGOLIS G H. Nonsteady flame propagation[J]. Combustion Science and Technology, 1980,22:143-169.

[8] MARKSTEIN G H. A shock-tube study of flame front-pressure wave interaction[C]// Symposium (International) on Combustion. Elsevier Inc., 1957,6(1):387-398.

[9] KERAMPRAN S, DESBORDES D, VEYSSIERE B. Study of the mechanisms of flame acceleration in a tube of constant cross section[J]. Combustion Science and Technology, 2000,158(1):71-91.

[10] XIAO H, MAKAROV D, SUN J, et al. Experimental and numerical investigation of premixed flame propagation with distorted tulip shape in a closed duct[J]. Combustion and Flame, 2012,159(4):1523-1538.

[11] XIAO H, SUN J, CHEN P. Experimental and numerical study of premixed hydrogen/air flame propagating in a combustion chamber[J]. Journal of Hazardous Materials, 2014,268(3):132-139.

[12] PONIZY B, CLAVERIE A, VEYSSIÉRE B. Tulip flame-the mechanism of flame front inversion[J]. Combustion and Flame, 2014,161(12):3051-3062.

[13] HUANG Y, SUNG C J, ENG J A. Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures [J]. Combustion and Flame, 2004,139(3):239-251.

[14] TURNS S R. An introduction to combustion: concepts and applications[M]. McGraw-Hill Education, 1961:543.

[15] LAW C K. Combustion physics[M]. Cambridge University Press, 2010.

A model of gaseous deflagration flame propagation outside the open end of a short duct

DU Yang[1,2], QI Sheng[1,2], LI Guoqing[1,2],
WANG Shimao[1,2], LI Yangchao[1,2]

(1. *Department of Oil, Army Logistics University of PLA, Chongqing* 401331, *China*;
2. *Chongqing Key Laboratory of Fire and Explosion Safety, Army Logistics University of PLA, Chongqing* 401331, *China*)

Abstract: Aiming at the flame propagation problem of gas deflagration in a short tube with one end closed and the other end open, by referring to the flame propagation model proposed by Clanet, et al and Bychkov, et al, and under the condition of adiabatic and incompressible assumption, a mathematical model of flammable gas distribution and flame front propagation was obtained. By using gasoline vapor as experimental working substance, deflagration experiment was carried out based on a fully transparent experimental pipeline. The proposed model was validated by high-speed photography and schlieren images. Results show that under the condition of length-diameter ratios 4∶1 to 10∶1, this model can predict accurately the flammable gas interface position and flame front position in the flow field outside the open end. Above results extend the original theory to outside field calculation, and have certain application value in flammable gas explosion protection and safety design.

Keywords: gasoline vapor; deflagration; flame front; duct with an open end

（责任编辑　张凌云）