

ПРОНИКНОВЕНИЕ ПЛАМЁН РАЗБАВЛЕННЫХ МЕТАНО- КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ ЧЕРЕЗ ДИФFUЗОРЫ И КОНFUЗОРЫ

Н.М. Рубцов*, Г.И. Цветков и В.И. Черныш

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А.Г. Мержанова Российской академии наук, г. Черноголовка, Россия

*nmrubtss@mail.ru

В случае техногенной аварии в атмосферу может быть выброшено существенное количество легковоспламеняющегося газа. После смешения с атмосферным воздухом, получившаяся взрывчатая смесь при воспламенении может подвергнуть опасности целостность помещения, в котором произошла авария. В связи со сложностью, как физико-химических процессов горения, так и геометрии реактора, особенности распространения пламени и нагрузки на фрагменты реактора сложной геометрии не могут быть к настоящему времени рассчитаны с нужной точностью. Полная система уравнений Навье-Стокса для сжимаемой реагирующей среды с целью описания медленных процессов турбулентного горения может быть приемлемо упрощена и решена для неизотермических потоков только в приближении малого числа Маха [1, 2]. При этом любое сравнение экспериментально зарегистрированного движения фронта пламени (ФП) с результатом численного моделирования может считаться достоверным только в качественном аспекте, поскольку теоремы единственности для уравнений Навье-Стокса в сжимаемой реагирующей среде отсутствуют. Кроме того, подавляющее большинство кинетических параметров не известно с достаточной точностью, чтобы сделать адекватные выводы на основе численного моделирования, и вопрос полноты кинетического механизма также всегда является открытым. Таким образом, целесообразными являются качественные расчёты, позволяющие проследить тенденции развития процессов в условиях выполняемых экспериментов.

В работе описано экспериментальное исследование проникновения пламени через конфузор и диффузор. Опыты проводили со стехиометрическими смесями метана и кислорода, разбавленными CO_2 и K_2 при начальных давлениях 100–200 мм рт. ст. и начальной температуре 298 К. Использовали горизонтально расположенный цилиндрический кварцевый реактор длиной 70 см и диаметром 14 см [3] в который вставлялась воронка в положении диффузор/конфузор. Использовали коническую воронку диаметром 14 см с углом раскрытия 90° , носик воронки составлял 1 см длиной

и 1 см в диаметре, материал – оргстекло. Два электрода инициирования пламени искровым разрядом были расположены у торца реактора, который был вакуумно уплотнён в двух шлюзах из нержавеющей стали, снабженных вводами для напуска и откачки газов. Один из шлюзов был снабжен дверцей безопасности, которая открывалась наружу, когда полное давление в реакторе превышало 1 атм.

Воронка была уплотнена так, что волна горения могла её сдвинуть, но проникнуть через препятствие могла только через центральное отверстие. Горючую смесь (15.4% CH_4 + 30.8% O_2 + 46% CO_2 + 7.8% Kr) готовили предварительно; CO_2 добавляли, чтобы уменьшить скорость ФП и соответственно повысить качество съемки; Kr добавляли, чтобы уменьшить энергию пробоя газовой смеси. Реактор заполняли горючей смесью до необходимого давления. Затем осуществляли искровой разряд (энергия разряда 1.5 Дж). Киносъемка динамики распространения фонта горения осуществлялась с боковой стороны реактора с использованием цветной скоростной цифровой камеры Casio Exilim F1 Pro [3]. Изменение давления в ходе горения регистрировали пьезоэлектрическим датчиком, синхронизированным с разрядом.

На рисунке 1 представлены результаты скоростной киносъемки распространения ФП в горючей смеси через диффузор/конфузор, описанный выше. В наших условиях ФП проникает через диффузор, но не проникает через конфузор (рис. 1).

Качественное рассмотрение проникновения пламени через диффузор и конфузор проводилось на примере двухмерной плоской задачи в проекции «вид сбоку» с целью сопоставления результатов качественного расчета с экспериментальными. Как известно из литературы [1], взаимосвязь основных факторов, обуславливающих неустойчивость пламен, гидродинамического и акустического, можно учесть при рассмотрении уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды в акустическом приближении (что соответствует существенно дозвуковым пламенам).

Система безразмерных уравнений Навье-Стокса в приближении малого числа Маха [1, 2, 4], описывающая распространение пламени в двухмерном канале, показала качественное согласие с экспериментами [4]. Начальные значения и безразмерные параметры были выбраны те же, что и в [4]. Будем рассматривать двумерную задачу:

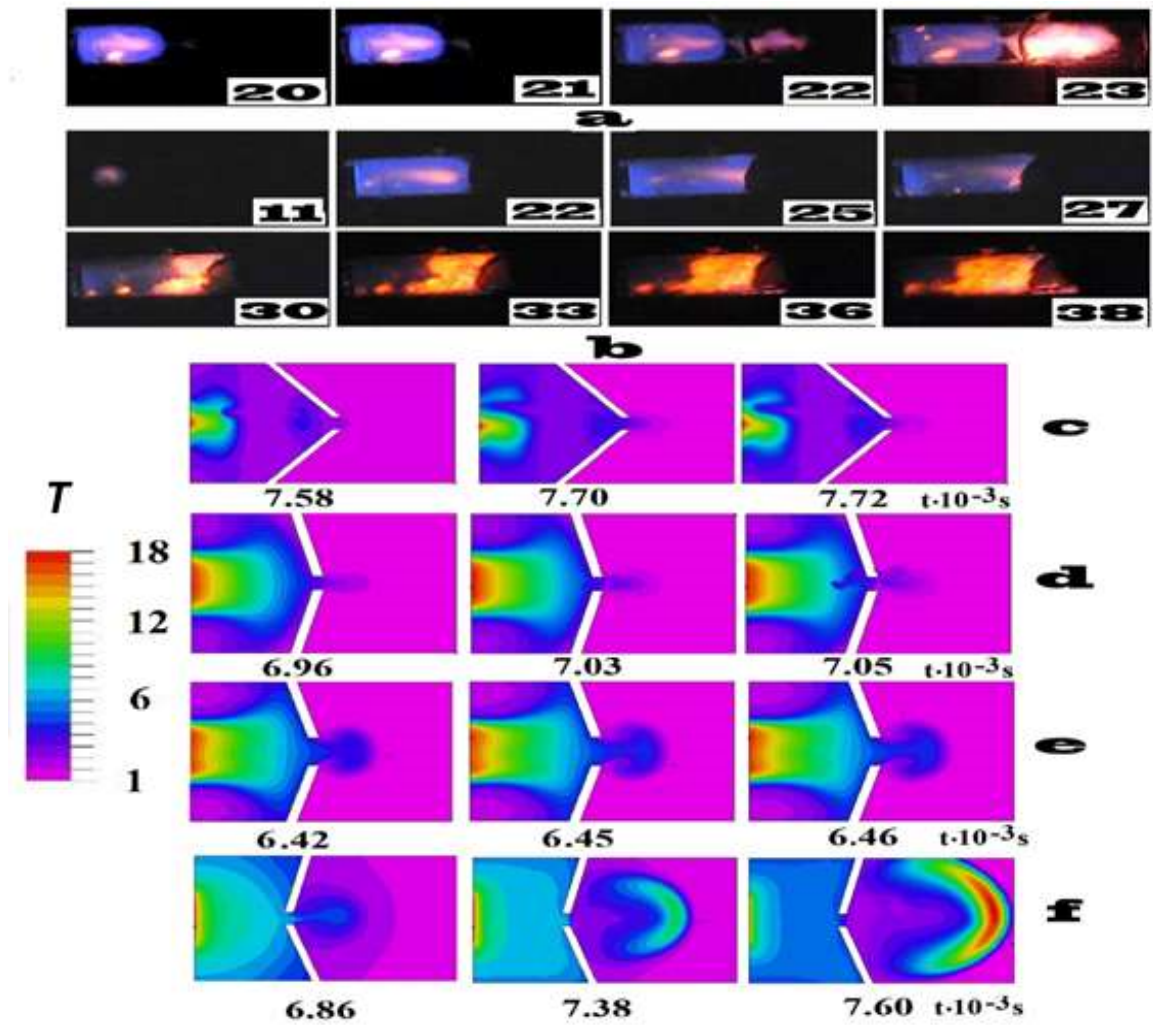


Рисунок 1. Результаты скоростной съёмки распространения пламени через воронку 14 см в диаметре: а – диффузор, б – конфузор. Смесь 15.4% CH_4 + 30.8% O_2 + 46% CO_2 + 7.8% K_t при начальном давлении 170 мм рт. ст., скорость съёмки 600 кадров/с. Число на кадре соответствует номеру кадра после инициирования воспламенения. Результаты численного расчёта изменения безразмерной температуры пламени для реакции первого порядка для распространения пламени через препятствие: с – конфузор, угол раскрытия 90° ; d – конфузор, угол раскрытия 150° ; e – конфузор, угол раскрытия 150° , большее отверстие; f – диффузор, угол раскрытия 150° . Шкала изменения безразмерной температуры приведена слева.

$$\rho T = P, \quad (\text{a})$$

$$\rho_t + (\rho v)_y + (\rho u)_x = 0, \quad (\text{б})$$

$$\rho \left[u_t + v u_y + u u_x \right] + \frac{P_y}{\gamma M^2} = \frac{1}{\text{Fr}} + \text{Sc} \left(\nabla^2 v + \frac{1}{3} K_y \right), \quad (\text{в})$$

$$\rho \left(v_t + v v_y + v u_x \right) + \frac{P_x}{\gamma M^2} = \frac{1}{\text{Fr}} + \text{Sc} \left(\nabla^2 u + \frac{1}{3} K_x \right) \quad (\text{г}) \quad (1)$$

$$\rho \left[T_r + v T_y + u T_x \right] - \frac{(\gamma-1)P_t}{\gamma} - (\gamma-1)M^2 \left[P_t + u P_x + v P_y \right] = \nabla^2 T + \beta_1 W, \quad (\text{д})$$

$$\rho \left[C_t + v C_y + u C_x \right] = \nabla^2 C - \beta W, \quad (\text{е})$$

$$W = (1-C) \exp \left(\zeta - \frac{\zeta}{T} \right), \quad (\text{ж})$$

$$P_u - \frac{1}{M^2 \nabla^2 P} = q (C_p - 1) \beta_1 W_t, \quad (3)$$

Где $K = u_x + v_y$ – член, учитывающий вязкую диссипацию; σ^2 – двумерный оператор Лапласа; $P(x, y, t) = P_0(t) + \gamma M^2 p_2(x, y, t) + O(M^3)$, где $P_0(t)$ – статическое давление, которое рассчитывается на основе законов сохранения [5]; $p_2(x, y, t)$ – динамическое давление; (u, v) – компоненты скорости в направлениях (x, y) соответственно; ρ – плотность; T – температура. Химическая реакция представлена одностадийной реакцией Аррениуса первого порядка; P – давление; C – концентрация реагирующего вещества; $1-C$ – степень превращения реакции; ζ – безразмерный коэффициент, имеющий смысл E/R , где E – энергия активации, R – газовая постоянная. Безразмерный параметр – критерий Шмидта $\text{Sc} = \nu/D$, где D – коэффициент диффузии, ν – кинематическая вязкость; γ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме; β_1 характеризует выделение тепла на единицу концентрации C ; β – кинетический коэффициент (пропорциональный второму числу Дамкёлера [6]). Плотность, температуру, давление и концентрацию обезразмеривали с использованием начальных значений: $\rho_0 = 0.001 \text{ г/см}^3$ [7], $T_0 = 1$, $P_0 = \rho_0 T_0$, $\zeta = 10.5$, $\gamma = 1.4$, $\beta = 0.2$, $\beta_1 = 0.3$, $C_p = 0.3 \text{ кал/г.град}$ [7] и $C_0 = 0$, соответственно. Число Льюиса

полагается равным $Le=1$, что предполагает равенство $Sc=Pr$, где $Pr=\rho_0 C_p \nu / \lambda$, λ – коэффициент теплопроводности и C_p – теплоемкость при постоянном давлении. Масштабы длины и скорости определены, как $l_d^2 = Dt_d$ и $U_d = l_d / t_d$, соответственно. Тогда число Рейнольдса с учетом выбора l_d и U_d имеет вид $Re = l_d U_d / \nu = 1 / Sc$. Число Фруда $Fr = U_d^2 / g l_d$, где g – ускорение свободного падения, принималось равным 0. Число Маха определено, как $M = U_d / c_0$ и принято равным 0.025, где c_0 – скорость звука. Очевидно, если $M=0$, то колебания давления отсутствуют. При $M \rightarrow 0$ исходное значение среднего давления P_0 становится намного выше, чем среднее значение $\rho_0 U_d^2$ для колебаний давления около среднего давления P_0 . Поле скоростей в зависимости от градиента давления определялось этими колебаниями давления вокруг его среднего значения. Если используется стандартное представление давления, тогда обычная замена переменных $P = P_0 p$ приводит к появлению фактора $1/M^2$ в члене $\text{grad} p$ в уравнении импульса [2]. $P_{tt} = D^2 P / Dt^2$, D/Dt – материальная производная. В расчетах принималось, что значения давления удовлетворяют волновому уравнению (последнее уравнение (1)), которое в допущении малых возмущений, вносимых волной, можно получить из уравнений неразрывности и сохранения импульса с учетом внутренних источников энергии и в пренебрежении членами, имеющими порядок $1/M^4$ [8].

В ряде расчетов скорость реакции задавалась не уравнением Аррениуса, а с помощью простейшего цепного механизма



где C – безразмерная концентрация исходного вещества, n – безразмерная концентрация активного промежуточного продукта, w_0 и W – скорости реакций зарождения и разветвления реакционных цепей соответственно. В дальнейших расчётах скорость реакции зарождения w_0 для процесса распространения пламени считается малой [7].

Температурная зависимость скорости реакции $n + C \rightarrow 3n + \text{продукты}$ описывается законом Аррениуса. В этом случае уравнения (е) и (ж) системы (1) заменяли на следующие уравнения:

$$\rho [C_t + \nu C_y + u C_x] = \nabla^2 C - \beta n W,$$

$$\rho [n_t + \nu n_y + u n_x] = \nabla^2 n + 2\beta n W,$$

$$W = C \exp\left(\zeta - \frac{\xi}{T}\right)$$

Начальное условие для концентрации исходного вещества изменяется на $C_0=1$. Условие инициирования $T=10$ на правой границе канала (начальная безразмерная температура $T=1$); в канале находится одиночная вертикальная преграда с центрально расположенным отверстием или сферическая сетчатая преграда. Граничные условия (включая препятствие) $C_x = 0, C_y = 0, n = 0, u = 0, v = 0, \rho_x = 0, \rho_y = 0$, а также конвективный теплообмен $T_t = T - T_0$.

Результаты моделирования находятся в качественном согласии с результатами эксперимента (рис. 1a, 1b). Действительно, в согласии с опытом пламя проникает через диффузор (рис. 1a, 1f), а проникновение пламени через конфузор не наблюдается, имеет место тушение пламени (рис. 1b, 1c, 1d). Такое качественное отличие от процесса проникновения пламени через плоское препятствие с центральным отверстием [4] указывает на заметную роль взаимодействия акустических колебаний в реакторе, содержащем препятствие, с распространяющимся фронтом горения. Кроме того, численный эксперимент показывает, что при более широком отверстии воронки пламя проникает через конфузор, т.е. существует критический диаметр отверстия; угол раскрытия воронки слабо влияет на проникновение пламени. Результаты экспериментов могут быть использованы для совершенствования численных моделей распространения пламени и решения вопросов взрывобезопасности.

Литература

- [1] Th. Alasard, Archive for Rational Mechanics and Analysis, 180, (2006) 1–73.
- [2] A. Majda, Applied Mathematical Sciences, Springer-Verlag, New York, 1984, p. 150.
- [3] N.M. Rubtsov, B.S. Seplyarskii, K.Ya. Troshin, V.I. Chrenysh, G.I. Tsvetkov, Mendeleev Comm., 21, (2011) 218–221.
- [4] N.M. Rubtsov, The Modes of Gaseous Combustion, Springer International Publishing, 2016, p. 302
- [5] Nicoud, F., J. Comput. Phys. 158, (2000) 71 – 82.
- [6] V. Akkerman, V. Bychkov, A. Petchenko, L.-E. Eriksson, Combustion and Flame, 145, (2006) 675-687
- [7] B. Lewis, G. Von Elbe, Combustion, Explosions and Flame in Gases, New York, London.: Acad.Press, 1987, p.566
- [8] Clavin, P. ,Ann. Rev. Fluid Mech., 26, (1994) 321–352