

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 с кислородом, разбавленными CO_2 и Kr 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 фронта 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.

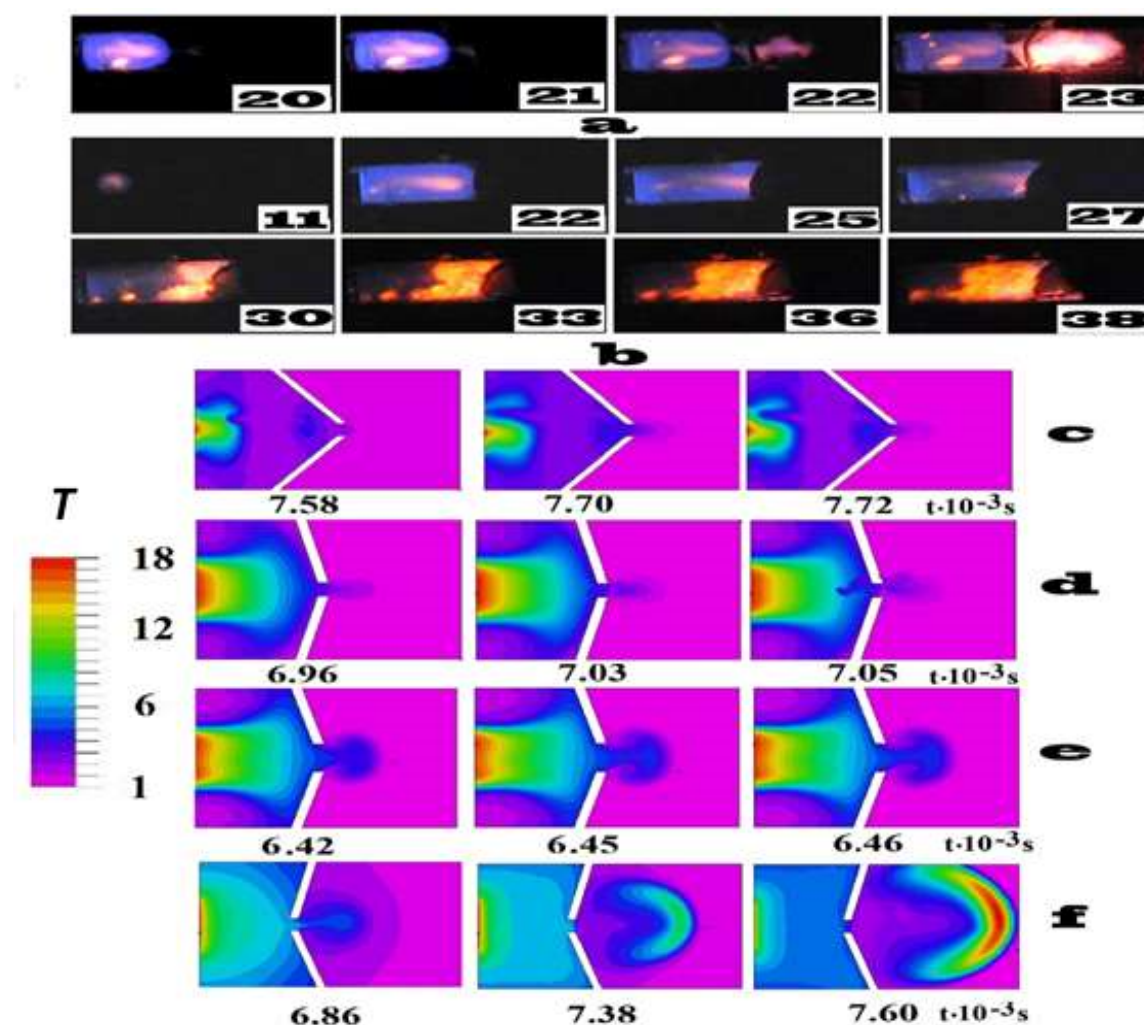


Рис.1. Результаты скоростной съёмки распространения пламени через воронку 14 см в диаметре: а) диффузор, б) конфузор. Смесь 15.4% CH₄ + 30.8% O₂ + 46% CO₂ + 7.8% Кг при начальном давлении 170 мм рт. ст., скорость съёмки 600 кадров/с. Число на кадре соответствует номеру кадра после инициирования воспламенения.

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°;

е) - конфузор, угол раскрытия 150°, большее отверстие; f) - диффузор, угол раскрытия 150°, отверстие как в d); Шкала изменения безразмерной температуры приведена слева.

На Рис.1 представлены результаты скоростной киносъёмки распространения ФП в горючей смеси через диффузор/конфузор, описанный выше. Как видно из Рис.1, в наших условиях ФП проникает через диффузор, но не проникает через конфузор.

Качественное рассмотрение проникновения пламени через диффузор и конфузор проводилось на примере двумерной 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 двумерном канале, показала качественное согласие с экспериментами [4]. Начальные значения и безразмерные параметры были выбраны те же, что и в [4]. Будем рассматривать двумерную задачу:

$$\rho T = P, \quad (a)$$

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

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

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

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

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

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

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

Где $K = u_x + v_y$ – член, учитывающий вязкую диссипацию; σ^2 – двухмерный 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 $Sc = \nu/D$, 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, температура, давление и концентрация 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 $l_d^2 = D t_d$ 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 согласно [7 22] считается малой.

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:

$$\rho [C_t + vC_y + uC_x] = \nabla^2 C - \beta n W,$$

$$\rho [n_t + vn_y + un_x] = \nabla^2 n + 2\beta n W,$$

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

Начальное условие для концентрации исходного вещества изменяется на $C_0=1$. Условие иницирования $T = 10$ 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 $T_t = T - T_0$.

Как видно из Рис.1, результаты моделирования находятся в качественном согласии с результатами эксперимента, приведёнными на Рис. 1 а, б. Действительно, в

согласии с опытом пламя проникает через диффузор (Рис. 1а, f), а проникновение пламени через конфузор не наблюдается (Рис. 1b, с, d), имеет место тушение пламени. 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 решения вопросов взрывобезопасности.

Литература

- [1] Thomas 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] Nickolai M.Rubtsov, Boris S.Septyarskii, Kirill Ya.Troshin, Victor I.Chrenysh, Georgii 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