

ИНГИБИРОВАНИЕ ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ АЭРОЗОЛЕМ КАПЕЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

УДК 536.46:614.834

А. Ю. Крайнов, В. А. Шаурман

Томский государственный университет, 634050 Томск

Исследуется вопрос о распространении волны горения в газе, запыленном каплями жидкости. Получены зависимости стационарной скорости распространения пламени от параметров аэрозоля. Выявлена область параметров аэрозоля, в которой ее влияние на распространение волны горения наиболее существенно. Получены зависимости критического значения параметра, характеризующего внешний теплоотвод на срыве горения, от параметров аэрозоля, и проведено их сравнение с аналогичными зависимостями для взвеси инертных частиц в горючем газе. Выявлено, что для относительно небольших частиц дисперсной фазы критические значения параметра теплоотвода для аэрозолей ниже, чем для газозвеси. С увеличением размера частиц дисперсной фазы критические значения теплоотвода на срыве горения становятся одинаковыми.

Одним из способов огнепреграждения при горении газов является создание на пути пламени водяной завесы в виде аэрозоля капельной жидкости. Взаимодействие волны горения с облаком аэрозоля рассматривалось экспериментально и теоретически авторами [1–3]. В некоторых условиях (например, выработанное пространство угольных шахт) к устройствам пожаротушения и огнепреграждения предъявляются определенные требования к скорости их срабатывания и скорости создания завесы. Естественно, имеются ограничения на расходные характеристики устройств, подающих тушащие составы [3]. В связи с этим необходимо создавать такие тушащие составы, которые наиболее эффективно взаимодействуют с высокотемпературной зоной волны горения для понижения температуры реакции и, как следствие, уменьшения скорости распространения пламени. В данной работе исследуется взаимодействие волны газового пламени с облаком аэрозоля с целью выяснения его параметров, наиболее эффективно влияющих на снижение скорости распространения пламени по газу.

Рассматривается полубесконечная трубка заданного диаметра, заполненная горючим газом, на конце которой расположен источник воспламенения газовой смеси. Стенки трубки теплоизолированы либо термостатированы при начальной температуре газовой смеси. На некотором расстоянии от источника в исходную смесь введен аэрозоль капельной жидкости с известными дисперсностью и теплофизическими характеристиками жидкости. После инициирования горения источником воспламенения по газу начинает распространяться волна горения, которая, пройдя некоторое расстояние, выходит на стационарный режим и встречает на своем пути облако аэрозоля. Начинается взаимодействие волны горения с облаком. Предполагается, что тепло- и массообмен между газом и каплями происходит в квазистационарном режиме. Скорость химической реакции описывается законом Аррениуса, процесс испарения капель жидкости подчиняется закону Клапейрона — Клаузиуса.

С учетом сделанных предположений запишем систему уравнений, которая описывает процесс горения в такой системе.

Изменение температуры газовой фазы происходит за счет химической реакции, теплообмена с каплями жидкости, прихода энтальпии с массой пара и теплообмена газа со стенками трубки:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q k_0 \rho_0 \eta \exp(-E/RT_1) - 4\pi r^2 \alpha N (T_1 - T_2) + (c_1 T_1 - c_2 T_2) N \frac{4}{3} \pi \rho_2 \frac{dr^3}{dt} - \sigma (T_1 - T_w). \quad (1)$$

Изменение температуры капли определяется теплообменом с окружающим газом и потерей тепла на испарение:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_2 c_2 r^3 \frac{dT_2}{dt} = 4\pi r^2 \alpha N (T_1 - T_2) + L \frac{4}{3} \pi \rho_2 \frac{dr^3}{dt}. \quad (2)$$

Уравнение диффузии для концентрации горючего имеет вид

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \eta k_0 \exp(-E/RT_2). \quad (3)$$

Изменение размера капель описывается уравнением

$$\frac{4}{3} \pi \rho_2 \frac{dr^3}{dt} = \frac{D 4\pi r}{3} (\rho_s - \rho_1). \quad (4)$$

Плотность насыщенных паров вблизи поверхности капли определяется законом Клапейрона — Клаузиуса:

$$\rho_s = A \exp(-L/RT_2). \quad (5)$$

Закон сохранения массы среды имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_1 + \frac{4}{3} \pi r^3 N \rho_2 \right) = 0. \quad (6)$$

Начальные условия для системы уравнений (1)–(6):

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0, \quad \eta(x, 0) = 1, \quad \rho_1(x, 0) = \rho_0, \quad r(x, 0) = r_0. \quad (7)$$

Граничные условия:

$$T_1(0, t) = T_a, \quad \frac{\partial T_1(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \eta(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial \eta(\infty, t)}{\partial x} = 0. \quad (8)$$

Принятые обозначения: t — время, x — координата, T — температура, η — концентрация, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, λ — коэффициент теплопроводности газа, α — коэффициент теплообмена, D — коэффициент диффузии, Q — теплота химической реакции, E — энергия активации химической реакции, k_0 — предэкспонент, R — универсальная газовая постоянная, r — радиус капли, N — счетная концентрация капель, L — теплота фазового перехода, A — константа в уравнении Клапейрона — Клаузиуса, σ — коэффициент теплообмена газа со стенками трубки. Индексы: 0 — начальные условия, 1 — газ, 2 — капли, s — поверхность капли, w — поверхность стенки трубки.

Система уравнений (1)–(8) записывалась в безразмерных переменных и параметрах с использованием в качестве масштабов величин $t_* = c_1 \rho_1 R T_a^2 \exp(-E/RT_a) / (EQ \rho_0 k_0)$,

$$x_* = \sqrt{t_* \lambda_1 (c_1 \rho_0)}, \quad T_* = RT_*^2/E, \quad r_* = r_0:$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial \vartheta_1}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial \xi^2} + \eta \exp\left(\frac{\vartheta_1}{1 + \beta \vartheta_1}\right) - \frac{B}{\bar{x}} \bar{r}^2 (\vartheta_1 - \vartheta_2) + \\ &+ (\vartheta_1 - C \vartheta_2 + (1 - C)/\beta) \frac{R}{C} \frac{d\bar{r}^3}{d\tau} - \omega (\vartheta_1 - \vartheta_w), \\ \frac{d\vartheta_1 \bar{r}^3}{d\tau} &= \frac{\bar{r}^3}{\bar{x}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) + \bar{L} \frac{d\bar{r}^3}{d\tau}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = Le \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - \gamma \eta \exp\left(\frac{\vartheta_1}{1 + \beta \vartheta_1}\right), \\ \frac{d\bar{r}^3}{d\tau} &= Le \frac{3C}{\bar{x}} \bar{r} (\bar{\rho}_s - \bar{\rho}_1), \quad \bar{\rho}_s = \bar{A} \exp\left(\frac{L}{E} \frac{\vartheta_2}{1 + \beta \vartheta_2}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Начальные условия:

$$\vartheta_1(\xi, 0) = \vartheta_2(\xi, 0) = \vartheta_0 = -1/\gamma, \quad \eta(\xi, 0) = 1, \quad \bar{\rho}(\xi, 0) = 1, \quad \bar{r}(\xi, 0) = 1.$$

Граничные условия:

$$\vartheta_1(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \vartheta_1(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial \eta(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0.$$

Здесь $\tau = t/t_*$; $\xi = x/x_*$; $\vartheta = E/(RT_*^2) \cdot (T - T_a)$; $\bar{r} = r/r_0$; $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$. В результате обезразмеривания системы уравнений (1)–(8) образовались безразмерные параметры, традиционные для теории горения: $\gamma = c_1 \rho_0 RT_*^2/QE$, $\beta = RT_a/E$, $Le = D/(\lambda_1/c_1 \rho_0)$, и параметры, характеризующие соответственно массовую концентрацию аэрозоля ($B = 4\pi r_0^3 c_2 \rho_2 N/3c_1 \rho_0$), размер капель аэрозоля ($\bar{x} = c_2 \rho_2 r_0/3\alpha t_*$), внешний теплоотвод ($\omega = t_* \sigma/c_1 \rho_0$), теплоту фазового перехода (L/E), отношение теплоемкостей фаз ($C = c_2/c_1$) и свойства реагирующего газа ($\bar{L} = LR/E\beta^2 c_2$).

Система уравнений решалась методом прогонки на сетке, сгущающейся в зоне химической реакции. Сгущение сетки проводилось путем преобразования координат. Стационарная скорость распространения фронта горения определялась методом установления. В методике численного решения системы уравнений предусмотрен сдвиг расчетной области вместе с движущимся фронтом горения. Когда фронт горения выходит за половину расчетной области, граничная точка на левой границе расчетной области исключается из расчета, а на правой — добавляется одна точка расчетной сетки, в которой значения переменных соответствуют начальным данным (7). При первом сдвиге на левой границе расчетной области меняется тип граничного условия для температуры (ставится условие $\partial \vartheta/\partial \xi = 0$), с которым производится дальнейший расчет до установления.

Формально-кинетические параметры реакции в газе взяты соответствующими метановоздушной смеси [4]. Теплофизические характеристики жидкости соответствуют воде. На основании этих данных вычислены параметры задачи: $C = 1,5$, $L/E = 0,1846$, $\gamma = 0,08$, $\beta = 0,069$, $\bar{L} = 5,65$.

Основная задача численного исследования — изучение влияния массовой концентрации капель в газе, их размера и внешнего теплоотвода на динамику распространения пламени. Вначале исследовалось горение газа в трубке с теплоизолированными стенками. После инициирования горения горячей стенкой волна горения выходит на стационарный режим распространения и встречает на своем пути запыленную каплями воды область. Тепло химической реакции идет на прогрев и испарение капель жидкости; образующиеся пары разбавляют газовую смесь. После перестройки структуры волны горения

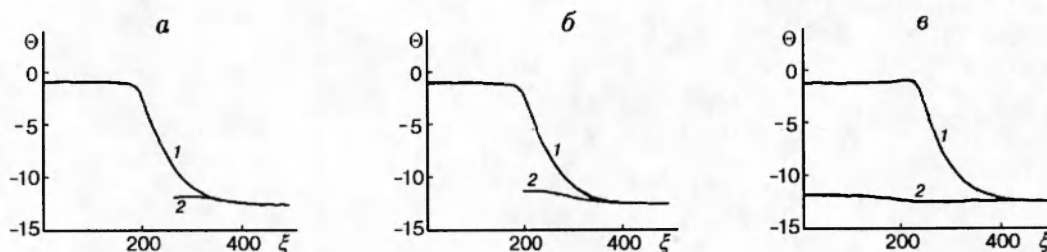


Рис. 1. Структура волны горения при различных значениях параметра α :
1 — температура газа; 2 — температура капель; $\alpha = 10^2$ (а), 10^4 (б), 10^5 (в)

при прохождении некоторого расстояния устанавливается стационарное значение скорости распространения, зависящее от параметров дисперсной фазы.

На рис. 1 представлена структура фронта пламени при различных значениях параметра α , характеризующего размер капель. При $\alpha = 10^2$ капли жидкости успевают испариться в зоне прогрева перед фронтом реакции. При $\alpha = 10^4$ капли жидкости начинают испаряться в зоне прогрева и заканчивают испарение вблизи фронта реакции. С увеличением массовой концентрации скорость пламени падает, в результате чего капли такого размера уже успевают испариться перед зоной реакции. В случае $\alpha = 10^5$ капли испаряются медленно и их исчезновение происходит далеко позади фронта реакции. При этом профиль температуры имеет небольшой максимум в зоне химической реакции.

Вначале температура капель в волне горения увеличивается, при этом их размер немного уменьшается, испарение происходит медленно. При достижении некоторого значения температура перестает изменяться, начинается интенсивное испарение. В зависимости от массовой концентрации и размера капель жидкости стационарная скорость горения ведет себя по-разному (рис. 2). При $\alpha = 10^5$ с увеличением массовой концентрации скорость пламени падает незначительно в широком диапазоне изменения параметра B . Это обусловлено тем, что при больших значениях α капли не успевают сколько-либо значительно повлиять на температуру фронта из-за небольшой площади контакта газ — жидкость и температура в зоне реакции практически не отличается от адиабатической. В случае, когда в газе присутствуют частицы малого размера, площадь контакта газ — жидкость большая (при одинаковых массовых концентрациях жидкости). Частица успевает за короткое время прогреться и испариться во фронте пламени, понизив при этом температуру в зоне реакции. С увеличением массовой концентрации скорость пламени уменьшается. В промежуточной области изменения размера капель зависимость скорости пламени от массовой концентрации имеет перегиб (рис. 2, кривая 2). При малых массовых концентрациях жидкости стационарная скорость пламени остается достаточно большой и частицы не успевают испариться во фронте пламени и поэтому слабо влияют на скорость распространения пламени. В этой области изменения B зависимость $u(B)$ имеет выпуклый характер. С ростом B поверхность взаимодействия газ — жидкость увеличивается, расход тепла на прогрев и испарение капель из фронта горения повышается, скорость пламени уменьшается. В связи с этим время пребывания частиц во фронте пламени увеличивается, и они уже успевают испариться в зоне прогрева и повлиять на скорость распространения пламени, понизив температуру в зоне химической реакции. В этой области изменения B зависимость $u(B)$ имеет вогнутый характер. В зависимостях стационарной скорости

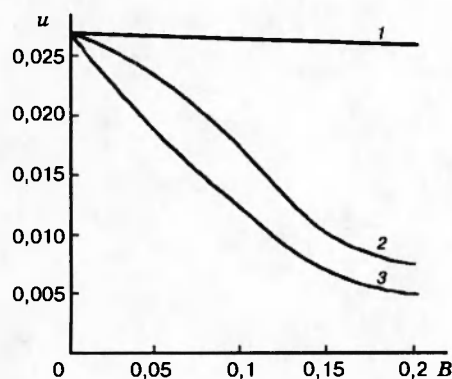


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость скорости пламени от массовой концентрации капель жидкости: $\beta = 0,069$; $\gamma = 0,08$; $\omega = 0$; $C = 1,5$; $L/E = 0,1846$; $\bar{L} = 5,65$; $\varkappa = 10^5$ (1); 10^4 (2) и 10^2 (3)

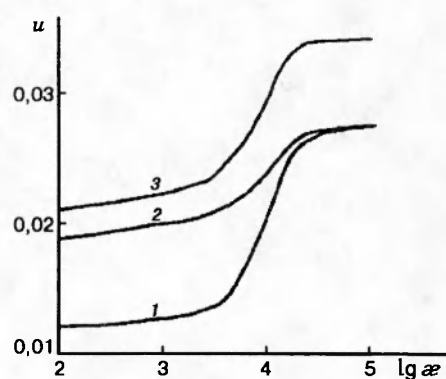


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость скорости пламени от размера капель жидкости: $\beta = 0,069$; $\gamma = 0,08$; $\omega = 0$; $C = 1,5$; $L/E = 0,1846$; $\bar{L} = 5,65$; 1 — $B = 0,05$; 2 — $B = 0,1$; 3 — $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,087$, $\beta = 0,1$

распространения пламени от $\lg \varepsilon$ при различных массовых концентрациях жидкости имеется область резкого изменения зависимости $u(\lg \varepsilon)$ (рис. 3). Причем чем больше массовая концентрация частиц, тем более выражен этот скачок, который соответствует значениям $\varepsilon \approx 10^4$. Видно, что при $\varepsilon > 10^4$ капли слабо влияют на скорость пламени, и для получения эффекта торможения пламени в газе с заданными физико-химическими свойствами необходимо создание аэрозоля с размером капель воды, соответствующим $\varepsilon < 10^4$.

С ростом теплоты химической реакции в газе (это соответствует увеличению γ и β и уменьшению параметра \bar{L}) стационарная скорость пламени увеличивается. При этих скоростях капли размером, соответствующим $\varepsilon = 10^4$, уже не успевают прогреться и испариться во фронте реакции даже при больших массовых концентрациях жидкости, и перегиб зависимости $u(\lg \varepsilon)$ смещается в сторону меньших значений $\lg \varepsilon$. Для значений $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,087$, $\bar{L} = 4$ перегиб соответствует $\lg \varepsilon \approx 5 \cdot 10^3$.

Как показывают расчеты, при любых значениях параметров B и ε срыв горения не наблюдается. Это является следствием того, что тепло химической реакции остается в системе. При наличии теплоотвода через боковые стенки трубки тепло химической реакции будет расходоваться не только на нагрев и испарение капель жидкости, но и отводиться в окружающую среду через стенки трубки. Влияние теплоотвода в стенку иллюстрирует рис. 4. Здесь представлены зависимости стационарной скорости горения (при фиксированных значениях параметров B и ε) от ω . С увеличением ω скорость пламени вначале убывает почти линейно, а по достижении некоторого критического значения ω_* резко уменьшается, и дальнейший рост ω приводит к срыву горения. (Расчеты проводились для размеров капель из области их значений, когда капли начинают интенсивно испаряться во фронте пламени.)

Период установления стационарной скорости на пределе горения весьма большой и требует проведения многочасовых расчетов. Поэтому значения ω_* можно определить только с некоторой заданной точностью (в данной работе не хуже 5%). На рис. 5 представлены

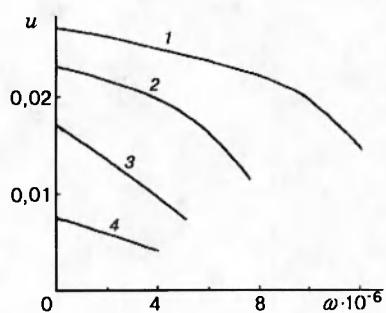


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость стационарной скорости пламени от внешнего теплоотвода в системе газ — капли жидкости:

$\beta = 0,069$; $\gamma = 0,08$; $\varkappa = 10^4$; $C = 1,5$; $L/E = 0,1846$; $\bar{L} = 5,65$; $B = 0$ (1), 0,05 (2), 0,1 (3) и 0,2 (4)

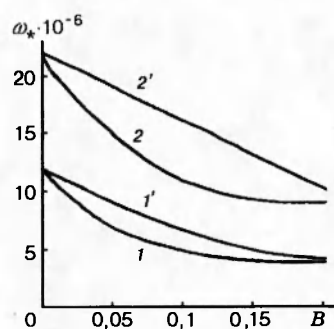


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость критического теплоотвода от массовой концентрации дисперсной фазы:

$\varkappa = 10^4$; $C = 1,5$; $L/E = 0,1846$; $\bar{L} = 5,65$; 1, 1' — $\gamma = 0,08$, $\beta = 0,069$; 2, 2' — $\gamma = 0,1$, $\beta = 0,087$ (1, 2 — аэрозоль, 1', 2' — инертные частицы)

зависимости ω_* от массовой концентрации жидкости при двух значениях теплоты химической реакции. Видно, что с повышением B значения ω_* уменьшаются, а с увеличением теплоты химической реакции возрастают.

Наряду с жидкостями в установках пожаротушения и огнепреграждения используют порошки различных модификаций. В связи с этим возникает вопрос, какой ингибитор предпочтительнее использовать и в какой области параметров, характеризующих дисперсную фазу. В работах [5, 6] исследован вопрос о распространении волны горения в запыленном инертными частицами газе и выявлены зависимости скорости распространения пламени от параметров, характеризующих дисперсную фазу. Сравнение эффективности тушащей способности аэрозоля и инертных порошков проводилось в предположении, что теплофизические характеристики частиц и капель и их начальные размеры одинаковы, но частицы не испаряются. Расчеты показывают, что в присутствии крупных инертных частиц или жидкости скорость распространения пламени в этих средах одинакова и близка к стационарной скорости пламени в чистом газе. Это указывает на то, что относительно крупные капли жидкости прогреваются в волне горения, не успевая сколь-либо значительно испариться. Поэтому ведут они себя как инертные частицы, и их воздействие на замедление фронта пламени одинаково. В случае мелкодисперсной фазы жидкости замедление скорости распространения пламени больше, чем в присутствии инертных частиц того же размера. Это объясняется увеличением затрат тепла на испарение капель и связанное с этим уменьшение температуры в зоне реакции. Критические значения внешнего теплоотвода из системы газ — частицы при малых \varkappa значительно различаются (величина ω_* для системы газ — частицы выше, см. рис. 5, кривые 1', 2'), а при увеличении \varkappa они становятся почти одинаковыми со значениями ω_* для системы газ — капли жидкости.

Таким образом, использование жидкостей для огнепреграждения эффективнее, чем использование инертных частиц, если размеры дисперсной фазы меньше некоторого значения. При увеличении размера частиц дисперсной фазы, начиная с некоторого его значения, эффективность воздействия на пламя аэрозоля или взвеси инертных частиц становится одинаковой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shebeko Yu. N., Korolchenko A. Ya., Trunev A. V., et al. The influence of a superheated water aerosol on a premixed methane-air flame // Combustion, Detonation, Shock Waves. Proc. of the Zel'dovich Memorial: Int. Conf. on Combustion. Moscow, 1994, V. 1, 2. P. 139-141.
2. Krainov A. Yu., Shaurman V. A. Inhibition of gas flame by spray // Chemical Gas Dynamics and Combustion of Energetic Materials: Int. Workshop. Tomsk, 1995.
3. Стрижевский И. И., Заказнов В. Ф. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.
4. Математическая теория горения и взрыва // Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.
5. Губин Е. И., Дик И. Г. Распространение пламени в запыленном газе // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 25-30.
6. Дик И. Г., Губин Е. И., Крайнов А. Ю. Нестационарное взаимодействие волны горения с пылевым облаком // Инж.-физ. журн. 1988. Т. 55, № 2. С. 236-243.

Поступила в редакцию 9/XI 1995 г.
