

## ЛАМИНАРНОЕ ПЛАМЯ В МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЯХ

А. Е. Сидоров, В. Г. Шевчук

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета  
им. И. И. Мечникова, 65026 Одесса, Украина, incomb@ukr.net

Представлена простая кондуктивная модель ламинарного пламени в мелкодисперсных пылях, частицы которых горят в диффузионном режиме. В основу модели положено предположение о широких зонах горения в пылях, так что основной вклад в формирование теплового потока в предпламенную зону вносит тепло, выделяющееся на горящих частицах вблизи границы зоны горения и предпламенной зоны. Показано, что нормальная скорость пламени возрастает с уменьшением размера частиц и увеличением концентрации горючего и окислителя. Максимальные скорости достигаются при условии равенства объемных теплоемкостей твердой и газовой фаз, что соответствует концентрации горючего, в несколько раз превышающей ее стехиометрическое значение. Результаты расчетов подтверждены экспериментальными данными по зависимости нормальной скорости пламени от концентрации горючего для газозвесей магния, алюминия, циркония, железа и бора.

Ключевые слова: ламинарное пламя, нормальная скорость пламени, металлическая пыль.

## ВВЕДЕНИЕ

Нормальная скорость распространения пламени  $v_n$  является важнейшей характеристикой предварительно перемешанных смесей горючего с окислителем. Для введения ее в качестве физико-химического параметра горючей смеси необходимо, чтобы толщина зоны горения  $l_b = v_n \tau_b$  ( $\tau_b$  — время горения частиц) и толщина предпламенной зоны  $a/v_n$  ( $a$  — температуропроводность газа) были много меньше характерного геометрического масштаба пламени (радиуса трубы, горелки или облака горючего). Для газозвешных пламен, в которых эти величины составляют доли миллиметра [1], в большинстве практических случаев введение параметра  $v_n$  оправданно. Для горючих пылей этот вопрос принципиально связан с механизмом теплопередачи в волне горения. При кондуктивной теплопередаче толщина предпламенной зоны такая же, как и в газах, а толщина зоны горения в мелкодисперсной пыли равна нескольким миллиметрам [2], т. е. ситуация близка к таковой в газах. При радиационной теплопередаче толщина предпламенной зоны сопоставима с характерной длиной пробега излучения  $L \approx 4r_0\rho_s/3B$  (где  $B$  — массовая концентрация горючего,  $\rho_s$  — плотность горючего,  $r_0$  — исходный радиус частиц), составляющей десятки сантиметров и даже метры, и возможность использования понятия нормальной скорости пламени становится сомнительной. Непосредственные измерения радиа-

ционных потоков из зоны горения и экспериментальные исследования зависимости скорости распространения пламени от размера частиц [3] свидетельствуют в пользу преимущественно кондуктивного механизма теплопередачи в аэрозвезях, по крайней мере для мелкодисперсных частиц. Для этого случая качественный вид профилей температур частиц  $T_s$  и газа  $T_g$  в стационарной волне горения представлен на рис. 1.

В предпламенной зоне ( $x \leq 0$ ) температура газа превышает температуру частиц. На границе предпламенной зоны и зоны горения (в точке  $x = 0$ ) при температуре газа  $T_{g,ign}$  происходит воспламенение частиц. В этот момент

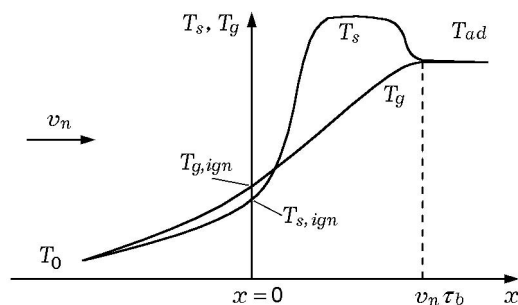


Рис. 1. Профили температур в стационарной волне горения:

$x \leq 0$  — предпламенная зона,  $0 \leq x \leq v_n\tau_b$  — зона горения,  $x > v_n\tau_b$  — послепламенная зона,  $T_g$  — температура газа,  $T_s$  — температура частиц

их температура достигает значения  $T_{s,ign}$  и начинает быстро расти за счет реакции окисления. При горении частиц в диффузионном режиме их температура в зоне горения значительно превышает температуру газа и сравнивается с ней в момент полного выгорания частиц или окислителя, становясь равной адиабатической температуре горения  $T_{ad}$ . Прогрев газа в предпламенной зоне осуществляется за счет кондуктивного потока тепла, а скорость пламени находится из условия его равенства входящему в зону горения потоку энтальпии  $q_n = v_n c_s B (T_{s,ign} - T_0) + v_n c_g \rho_g (T_{g,ign} - T_0)$ . Здесь  $c_g$  и  $c_s$  — удельные теплоемкости газовой и твердой фаз.

В аналитических моделях [3, 4] в качестве кондуктивного потока тепла берется величина  $q_c = \lambda \frac{T_{ad} - T_{g,ign}}{v_n \tau_b}$ , где  $T_{ad}$  — адиабатическая температура горения на границе зоны горения и послепламенной зоны ( $x = v_n \tau_b$ ), т. е.  $q_c$  задается средним градиентом температуры газа в зоне горения,  $\lambda$  — теплопроводность. При этом выражение для скорости пламени

$$v_n = \sqrt{\frac{\lambda(T_{ad} - T_{g,ign})}{\tau_b [c_s B (T_{s,ign} - T_0) + c_g \rho_g (T_{g,ign} - T_0)]}}$$

качественно правильно передает зависимость скорости от размера частиц. В случае диффузионного режима горения  $\tau_b \sim r_0^2$  и  $v \sim 1/r_0$ , что соответствует данным экспериментов [3]. Однако для зависимости скорости пламени от концентрации твердой фазы обнаруживаются существенные несоответствия с экспериментом. Действительно, максимальная температура горения  $T_{ad}$  достигается для стехиометрического состава  $B_{st}$ , однако по мере увеличения концентрации должно возрастать время горения частиц за счет выгорания окислителя, т. е. максимальное значение  $v_n$  должно достигаться при  $B_{max} \leq B_{st}$ . В то же время эксперименты свидетельствуют, что для пылей, частицы которых горят в диффузионном режиме, это имеет место при значениях  $B$ , в несколько раз превосходящих  $B_{st}$  [2]. Более того, в экспериментах это значение даже не достигнуто. Указанного недостатка лишены развиваемые в [5] дискретно-континуальные модели распространения пламени в газовзвесах, учитывающие детальный механизм тепловыделения в предпламенной зоне и зоне горения. Однако их применение в каждом конкретном случае представляет собой весьма сложную процедуру и нуждается

в детальной информации о термокинетических свойствах горящих частиц.

В данной работе развивается упрощенная модель ламинарного пламени в пылях, требующая минимальных сведений о физико-химических параметрах исходной системы и достаточная для использования в инженерных расчетах.

### ШИРОКОЗОННАЯ МОДЕЛЬ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В ПЫЛЯХ

Из общих физических соображений можно полагать, что пыли, в отличие от газовых смесей, относятся к реагирующим системам с так называемыми широкими зонами горения [6], иными словами, скорость пламени должна слабо зависеть от условий в конце зоны горения и, наоборот, быть чувствительной к условиям в ее начале.

Рассмотрим кондуктивную модель ламинарного пламени в пылях мелкодисперсных частиц в следующих предположениях.

1. Реакцией окисления в предпламенной зоне пренебрегаем. Детальные расчеты, проведенные в работе [7], показывают, что это допущение неприменимо в задачах зажигания газовзвесей, однако мало сказывается на скорости распространения пламени.

2. Газовзвесь в предпламенной зоне считаем однотемпературной, т. е.  $T_s = T_g$ . Для этого характерное время теплообмена частиц с газом  $\tau \cong r_0^2 \rho_s / 3aB$  должно быть меньше характерного времени их пребывания в предпламенной зоне  $\tau_p \cong a/v_n^2$ , т. е.  $r_0^2 < a^2 3B / v_n^2 \rho_s$ . Полагая следующие параметры равными типичным значениям:  $a = 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с (для температуры газа в интервале между  $T_0 = 300$  К и  $T_{ign} = 1300$  К),  $B = 200$  г/м<sup>3</sup>,  $v_n = 0.1$  м/с,  $\rho_s = 2 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, находим, что  $r_0 < 25$  мкм, т. е. пыль должна быть мелкодисперсной. В этом случае объемная теплоемкость взвеси  $\bar{c}\rho = c_s B + c_g \rho$ .

3. В предположении постоянной мощности тепловыделения в зоне горения одномерной стационарной волны ( $W = \text{const}$ ) для температуры газа в области  $0 \leq x \leq v_n \tau_b$  справедливо уравнение

$$\bar{c}\rho v_n \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + W. \quad (1)$$

С учетом соотношения  $q = -\lambda \frac{dT}{dx}$  уравнение (1) принимает вид

$$\frac{dq}{dx} - \frac{\bar{c}\rho v_n}{\lambda} q = -W. \quad (2)$$

На границе зоны горения и послепламенной зоны

$$q(x = v_n \tau_b) = 0. \quad (3)$$

Решение (2), (3):

$$|q(x)| = \frac{\lambda W}{\bar{c}\rho} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\bar{c}\rho v_n}{\lambda} (v\tau_b - x) \right] \right\}. \quad (4)$$

На границе зоны горения и предпламенной зоны ( $x = 0$ )

$$q_0 = \frac{\lambda W}{\bar{c}\rho v_n} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{\bar{c}\rho v_n^2 \tau}{\lambda} \right] \right\}. \quad (5)$$

Учитывая, что  $\bar{a} = \lambda/\bar{c}\rho$ ,  $v_n \tau_b = l_b$  — ширина зоны горения,  $\bar{a}/v_n = l_p$  — ширина предпламенной зоны, и полагая зону горения широкой ( $l_b \gg l_p$ ), получаем

$$\frac{l_b}{l_p} = \frac{\bar{c}\rho v_n^2 \tau_b}{\lambda} \gg 1. \quad (6)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае тепловой поток из зоны горения в предпламенную зону равен

$$q_0 \approx \frac{\lambda W}{\bar{c}\rho v_n}. \quad (7)$$

Отметим, что результат (7) эквивалентен тому, что, как следует из (2),  $\frac{d^2 T}{dx^2} = 0$  в точке  $x = 0$ , т. е. граница зоны горения и предпламенной зоны соответствует точке перегиба на зависимости температуры газа от координаты.

Вопрос о значении  $W$  в зоне горения носит принципиальный характер. В соответствии с идеологией широких зон горения будем считать  $W$  равным мощности тепловыделения в начальный момент горения частиц при  $r = r_0$ , т. е. максимальной мощности:

$$W = Q \left| \frac{dm}{dt} \right|_{\max} n. \quad (8)$$

Здесь  $Q$  — тепловой эффект на единицу массы горючего,  $n = B / \left( \rho_s \frac{4}{3} \pi r_0^3 \right)$  — счетная концентрация частиц горючего.

Для максимальной массовой скорости гетерогенного горения частиц предполагаем простейший диффузионный режим:

$$\left| \frac{dm}{dt} \right|_{\max} = 4\pi r_0^2 \frac{\text{Sh}D}{2r_0} C_{ox} \alpha_{st}, \quad (9)$$

где  $\alpha_{st}$  — стехиометрический коэффициент в реакции окисления,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\text{Sh} = 2$  — число Шервуда для неподвижной относительно газа частицы,  $C_{ox} = \rho_g m_{ox}$  — массовая концентрация окислителя,  $m_{ox}$  — массовая доля окислителя в газе. Тогда

$$q_0 = \frac{QC_{ox} \rho_g Da}{1 + c_s B / (c_g \rho_g)} \frac{\alpha_{st} 3B m_{ox}}{v_n r_0^2 \rho_s}, \quad (10)$$

где  $a = \lambda / (c_g \rho_g)$ .

Приравнявая этот поток входящему потоку энтальпии

$$q_n = (c_g \rho_g + c_s B)(T_{s,ign} - T_0)v_n,$$

получаем следующее выражение для нормальной скорости пламени:

$$v_n^2 = \frac{QDaC_{ox}}{(c_g \rho_g + c_s B)(1 + c_s B / (c_g \rho_g))} \times \frac{\alpha_{st} 3B}{r_0^2 \rho_s (T_{s,ign} - T_0)}. \quad (11)$$

Как видно из (11), скорость пламени возрастает с увеличением концентрации окислителя  $m_{ox}$  и концентрации горючего  $B$ , а также с уменьшением температуры воспламенения  $T_{s,ign}$  и размера частиц  $r_0$ , что соответствует экспериментальным данным [3].

Поскольку роль физико-химической константы играет массовая скорость  $\dot{m} = (\rho_g + B)v_n$ , а  $v_n$  определяется по отношению к холодной смеси, в (11) плотность газа  $\rho_g$  необходимо выбирать при начальной температуре  $T_0$ . Это оправданно еще и тем, что выражение  $aDC_{ox} = aD\rho_g m_{ox}$  слабо зависит от температуры, следовательно, комплекс  $aD\rho_g$  также выбирается при  $T_0$ , что позволяет избежать неопределенности при выборе расчетных значений параметров в (11). Отметим также, что в (11) входят только табличные значения физико-химических характеристик горючей системы.

Полагая  $\frac{dv_n^2}{dB} = 0$ , нетрудно найти, что концентрация горючего, при которой  $v_n$  достигает максимального значения, равна

$$B_{\max} = \rho_g \frac{c_g}{c_s}, \quad (12)$$

т. е. максимальное значение  $v_n$  достигается при условии, что объемные теплоемкости твердой и газовой фаз во взвеси равны.

Используя стандартные значения физических величин [8], для указанных горючих находим:

$$B_{\max}^{\text{Mg}} = 0.92 \text{ кг/м}^3, B_{\max}^{\text{Al}} = 1.1 \text{ кг/м}^3,$$

$$B_{\max}^{\text{Fe}} = 2.8 \text{ кг/м}^3, B_{\max}^{\text{C}} = 1.27 \text{ кг/м}^3,$$

$$B_{\max}^{\text{Zr}} = 4.9 \text{ кг/м}^3.$$

Отметим еще одно важное обстоятельство. Выражение (11) получено для горючих, реагирующих в гетерогенном режиме (C, Fe, Zr, B). Для частиц, горящих в парофазном режиме (Mg, Al), естественно считать, что диффузия окислителя соответствует поверхности не частицы, а зоны горения. В этом случае в выражении (9) радиус  $r_0$  следует заменить радиусом зоны горения  $r_b = r_0 k$ , где  $k$  — отношение радиуса зоны горения к размеру частицы. Соответственно в выражении (11) необходимо правую часть умножить на  $k$ .

В качестве температуры воспламенения  $T_{s,ign}$  в дальнейшем будем выбирать температуру частиц в режиме самовоспламенения как достаточное условие для последующего перехода ее в режим горения [9]. Для частиц алюминия эта температура равна температуре плавления оксида алюминия, т. е.  $T_{s,ign} = 2300 \text{ К}$ . Для частиц, окисляющихся по линейному закону (Mg, Fe, C, B), температура частицы  $T_{s,ign}^*$  находится из критических условий самовоспламенения

$$\frac{Qk_0 \rho_g m_{ox} E r_0}{RT_{s,ign}^2 \lambda} \exp\left(-\frac{E}{RT_{s,ign}^*}\right) = 1,$$

где  $k_0$  — предэкспонент,  $E$  — энергия активации в законе окисления. То есть температура воспламенения  $T_{s,ign}$  — это температура частицы, соответствующая точке перегиба на зависимости температуры частицы от времени. Дальнейшие уточнения этого параметра могут проводиться в соответствии с моделями воспламенения газозвесей, предложенными в [10].

Результаты сопоставления расчетов нормальной скорости пламени для пылей мелкодисперсных металлических порошков Mg ( $\bar{r} = 5.5 \text{ мкм}$ ), Zr ( $\bar{r} = 2.14 \text{ мкм}$ ), Al ( $\bar{r} = 3 \text{ мкм}$ ), Fe ( $\bar{r} = 2.4 \text{ мкм}$ ), B ( $\bar{r} = 3.4 \text{ мкм}$ ) с экспериментальными данными по зависимости скорости

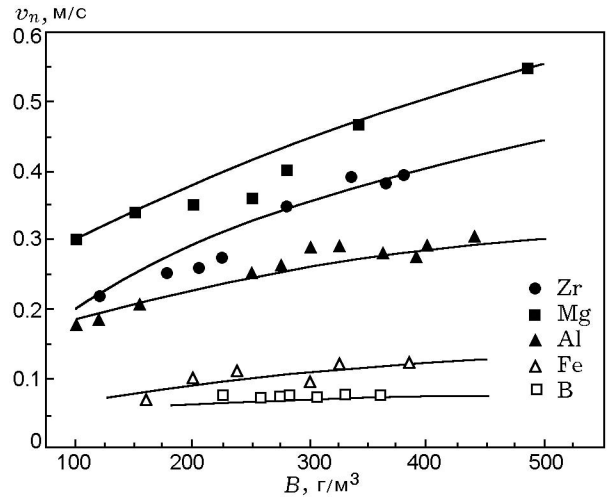


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости пламени от концентрации горючего: точки — экспериментальные данные

пламени от концентрации горючего [11], представленные на рис. 2, показывают их хорошее согласование. Экспериментальные данные получены в условиях полуоткрытой вертикальной трубы при зажигании взвеси у открытого конца (подробное описание эксперимента приведено в [11]).

В расчетах использовались теплофизические характеристики при нормальных условиях [8]. Полагалось, что  $T_{s,ign}^{\text{Al}} = 2300 \text{ К}$  [12],  $T_{s,ign}^{\text{Mg}} = 1130 \text{ К}$  [13],  $T_{s,ign}^{\text{Zr}} = 800 \text{ К}$  [14],  $T_{s,ign}^{\text{B}} = 1920 \text{ К}$  [15]. Температуру воспламенения железа определяли экспериментально, путем впрыска порошка (при очень малой концентрации горючего во взвеси) в объем нагретой электрической печи, она составила  $1150 \text{ К}$ . В расчетах параметр  $k = r_b/r_0$  полагался равным  $\approx 3$  для магния [16] и  $\approx 2.5$  для алюминия [17]. Поскольку пламя в аэровзвесах частиц бора не распространяется при  $m_{ox} < 0.7$ , использовались экспериментальные [11] и расчетные данные для борокислородной взвеси.

Тем самым подтверждено, что, аналогично газофазным горючим системам, нормальные скорости пламени являются важнейшей физико-химической (и более того — системообразующей) характеристикой горючих пылей.

Это позволяет распределить указанные горючие материалы по отношению к процессам распространения по ним волны горения в следующий ряд активности: Mg, Zr, Al, Fe, B.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена простая кондуктивная модель ламинарного пламени в пылях, предполагающая, что основной вклад в формирование теплового потока в предпламенную зону вносит тепло, выделяющееся на горящих частицах вблизи границы зоны горения и предпламенной зоны. Иными словами, считается, что зона горения широка в том смысле, что условия на горячей границе не сказываются на скорости волны горения. Найденное выражение для нормальной скорости пламени обладает очевидными и подтверждающимися экспериментально свойствами: скорость ламинарного пламени увеличивается с уменьшением размера частиц и ростом концентрации горючего (при  $B < B_{\max}$ ) и окислителя. Что наиболее важно, в отличие от кинетических пламен в газозвесах частиц, горящих в диффузионном режиме, максимальная скорость пламени достигается не вблизи стехиометрического состава, но при концентрациях горючего  $B_{\max}$ , в несколько раз превышающих стехиометрическую. Результаты расчетов скорости пламени для мелкодисперсных газозвесей частиц Mg, Al, Zr, Fe, В хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями нормальной скорости от концентрации горючего.

Таким образом, показано, что по крайней мере для мелкодисперсных пылей, аналогично газам, нормальная скорость пламени является физико-химической константой горючей смеси, а следовательно, и объективным показателем ее пожаровзрывоопасности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Eckhoff R. K. Dust Explosions in Process Industries. — Cambridge, 1997.
3. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В., Кондратьев Е. Н. О механизме ламинарного пламени в аэрозвесах металлических частиц // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 85–89.
4. Руманов Э. Н. Хайкин Б. И. Режимы распространения пламени по взвеси частиц в газе // Докл. АН СССР. — 1972. — Т. 201, № 1. — С. 104–116.
5. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Дискретно-континуальная модель распространения пламени в газозвеси металлических частиц. I. Одномерное приближение // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 81–93.
6. Мержанов А. Г. Процессы горения и синтеза материалов. — М.: ИСМАН, 1998.
7. Гостеев Ю. А., Федоров А. В., Шульгин А. В. Дискретно-континуальная модель распространения пламени в газозвеси металлических частиц. II. Учет реакции предпламенного окисления // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 94–97.
8. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
9. Кондратьев Е. Н., Шевчук В. Г., Полищук Д. И. Анализ предельных условий распространения пламени в газозвесах // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 125–127.
10. Федоров А. В. Воспламенение газозвесей в режиме взаимодействующих континуумов // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 4. — С. 57–64.
11. Асланов С. К., Шевчук В. Г., Костышин Ю. Н., Бойчук Л. В., Горошин С. В. Закономерности вибрационного горения аэрозвесей // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 2. — С. 36–43.
12. Friedman R., Maček A. Ignition and combustion of aluminium particles in hot ambient gases // Combust. and Flame. — 1962. — V. 6. — P. 9–19.
13. Ежовский Г. К., Озеров Е. С. Воспламенение порошкообразного магния // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 6. — С. 845–852.
14. Федосеев В. А. Метод треков и его применение к исследованию горения диспергированного топлива // Теплофизика и теплотехника. — Киев: Наук. думка, 1964. — С. 136–139.
15. Полищук Д. И., Золотко А. Н., Шевчук В. Г. О воспламенении частиц бора // Arhivum termodinamiki i spalaniij. — 1976. — V. 7, N 1. — P. 81–87.
16. Флорко А. В., Головкин В. В., Охрименко Н. А., Шевчук В. Г. Структура зоны горения частиц магния. 1. Оптико-спектральные исследования // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 1. — С. 37–42.
17. Бекстед М. В., Лианг У., Паддупаккам К. В. Математическое моделирование горения одиночной алюминиевой частицы (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 6. — С. 15–33.

Поступила в редакцию 26/V 2010 г.,  
в окончательном варианте — 10/II 2011 г.