

О. М. ТОДЕС, А. Д. ГОЛЬЦИКЕР, Я. Г. ГОРБУЛЬСКИЙ

НОРМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ ПЛАМЕНИ В АЭРОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 3 I 1972)

При стационарном распространении плоского фронта пламени выделяющееся при горении тепло обеспечивает прогрев впереди лежащих холодных слоев до условий, соответствующих их последовательному воспламенению. В однородных средах этот прогрев обусловлен чисто кондукционным механизмом и нормальная скорость пламени по порядку величины равна корню квадратному из отношения температуропроводности среды α к времени τ_p сгорания реагирующей среды при температуре пламени ⁽¹⁾. Для газовых смесей эта скорость порядка десятка сантиметров в секунду.

В двухфазных системах типа аэровзвесь (угольная или мучная пыль, полимерные пыли в ряде современных производств) в переносе тепла от горящей пыли решающую роль играет радиационная составляющая потока, поглощаемая конденсированными частицами перед фронтом пламени и разогревающая последние. Время распространения тепла внутри малой частицы меньше времени выравнивания ее температуры с окружающей средой на 1—2 порядка (в λ_m / λ_g раз). Поэтому можно считать температуру T одинаковой для всех точек внутри частицы. Окружающий частицы газ, будучи практически прозрачным для лучистого потока и обладая низкой теплопроводностью, будет тогда нагреваться от поглотивших лучистое тепло частичек пыли и температура газа θ в процессе прогрева перед фронтом пламени может заметно отставать от локальной температуры твердой фазы T . Воспламенившиеся частицы аэровзвеси горят и излучают сравнительно долго и их время горения τ_p не столь непосредственно определяет величину нормальной скорости пламени, которая для подобных систем может достигать десятка метров в секунду ⁽²⁾.

Возможны и промежуточные случаи. Так, при горении распыленного жидкого топлива мелкие капельки могут успеть полностью испариться до того, как до них дойдет сам фронт пламени ⁽³⁾. В этом случае горение двухфазной системы по механизму может приближаться к гомогенным смесям. Более того, капли прозрачных для теплового излучения жидкостей будут прогреваться от газа и иметь более низкую температуру, чем газ.

Рассмотрим предельный случай чисто радиационного распространения пламени в аэродисперсных системах и выведем его основные закономерности. Представление о прогреве и воспламенении единичных частиц лучистым потоком было развито в работах ^(4, 5). Для топок с пылевидным топливом понятие фундаментальной скорости пламени навстречу дутью было введено в ⁽⁶⁾. Необходимость учета толщины излучающего пламени и влияния τ_p на нормальную скорость фронта указана нами ⁽⁷⁾.

В момент достижения некоторой характерной температуры T_p частицы воспламеняются и начинают излучать как черное тело с некоторой эффективной температурой T_e . Лучистый поток с единицы площади поперечного сечения горячей частицы по закону Стефана — Больцмана $q_0 = \sigma T_e^4$.

Для очень тонкого фронта надо учесть, какую долю площади фронта пламени занимает сечение всех излучающих частиц. Для более толстого фронта следует учитывать взаимное экранирование горящих частиц. При этом излучение частицы, находящейся на глубине x , выходит из фронта ослабленным в $\exp[-x/l_1]$ раз, где средний пробег l_1 излучения в среде, состоящей из частиц с сечением s_1 и концентрацией n_1 , будет $l_1 = 1/(n_1 s_1)$. Суммируя потоки от частиц, горящих на разной глубине x за фронтом пламени, по всей толщине зоны горения $L = u\tau_p$, можно рассчитать полный лучистый поток, выходящий из фронта:

$$q = \sigma T_0^4 \{1 - \exp[-n_1 s_1 \tau_p u]\}. \quad (1)$$

Величина s_1 — средняя эффективная, учитывающая как постепенное уменьшение размеров сгорающих частиц в глубине фронта, так и полидисперсность системы. Вследствие разогрева и расширения газа за фронтом величина n_1 меньше частичной концентрации n перед фронтом — обратно пропорционально отношению абсолютных температур. Обозначив средний диаметр частичек через d , имеем $s_1 \sim d^2$, а объем частички $v \sim d^3$. При объемных концентрациях пыли $v_0 = nv$, не превышающих стехиометрию, время сгорания частицы, по закону Срезневского, $\tau_p \sim d^2$ и входящий в показатель экспоненты выражения (1) множитель $n_1 s_1 \tau_p \sim v_0 d$.

При стационарном распространении пламени за время dt лучистый поток от фронта $q dt$ должен прогреть слой взвеси толщиной $dx = u dt$ от начальной температуры T_0 до конечной температуры перед воспламенением. Частицы с объемной теплоемкостью $c_m \rho_m$ догреваются до температуры их воспламенения T_v , а газ — до некоторой более низкой температуры θ_v . Тогда

$$q dt = [c_m \rho_m n v (T_v - T_0) + c_r \rho_r (\theta_v - T_0)] dx. \quad (2)$$

Тепло, аккумулированное газом, получено им за счет конвективной теплоотдачи от радиационно нагреваемых частиц. Считая для малых частиц критерий Нуссельта равным двум, имеем для коэффициента теплоотдачи от частиц к газу $\alpha = Nu \lambda_r / d = 2\lambda_r / d$. Разность температур между частицами и газом $(T - \theta)$ переменная вдоль невоспламенившейся смеси и экспоненциально стремится к нулю при $x \rightarrow \infty$. Можно тогда считать, что теплообмен происходит как бы при постоянном начальном перепаде $(T_v - \theta_v)$, но на глубине, равной лишь среднему пробегу излучения в аэровзвеси $l = 1/(ns)$. Учитывая, что поверхность теплообмена сферической частицы в 4 раза больше ее поперечного сечения s можно записать баланс тепла, аккумулируемого газом, в виде *

$$\alpha \cdot 4sn(T_v - \theta_v)l dt = c_r \rho_r (\theta_v - T_0) dx. \quad (3)$$

Из соотношений (1) — (3) можно получить окончательное уравнение для определения искомой нормальной скорости. Для удобства исследования введем безразмерные величины:

$$\mu = \frac{c_m \rho_m n v}{c_r \rho_r} = \frac{c_m \rho_m^*}{c_r \rho_r}, \quad \delta = \frac{d}{d_0} = d \left/ \frac{8\lambda_r (T_v - T_0)}{\sigma T_0^4} \right., \quad (4)$$

$$\eta = \frac{1}{\mu} \frac{8a_r}{d} n_1 s_1 \tau_p \left(\sim \frac{a_r \tau_p}{d^2} = \frac{a_r}{\beta} \right).$$

Поскольку удельные теплоемкости газа и твердой фазы близки, то параметр μ практически равен весовой доле твердой фазы по взвеси (кг/кг) и при стехиометрии не превышает значения 0,1 в воздухе или 0,5 в кислороде. Параметр δ характеризует дисперсность системы, а входящий в него

* Более строгий кинетический расчет приводит к точно такому же равенству (3).

эффективный диаметр $d_s = 8\lambda_r(T_b - T_0) / (\sigma T_s^4)$, введенный еще Нуссельтом, при значениях $T_s \approx 2000^\circ \text{ К}$ и $(T_b - T_0) \approx 500^\circ$ составляет $\sim 0,1$ мм. Параметр η не зависит от концентрации и дисперсности аэрозоля и связан с кинетикой горения одиночной частицы. Входящий в η множитель $\beta = d^2 / \tau_p$ характеризует скорость сгорания частицы и имеет размерность, такую же как температуропроводность газа $a_r = \lambda_r / (c_r \rho_r)$. Обычные значения η лежат в пределах 0,1—1,0.

За масштаб скорости выберем величину $u_k = \sigma T_s^4 / (c_r \rho_r (T_b - T_0))$, имеющую величину порядка одного метра в секунду, и введем безразмерную скорость

$$y = \frac{u}{u_k} = u \Big/ \frac{\sigma T_s^4}{c_r \rho_r (T_b - T_0)}. \quad (5)$$

Тогда искомая величина y определяется из трансцендентного уравнения

$$y = \{1 - \exp[-\eta \mu \delta y]\} \frac{\delta y + 1}{\mu \delta y + 1 + \mu}. \quad (6)$$

Решение этого уравнения дает все искомые зависимости нормальной скорости пламени u от параметров аэрозольной системы, ее концентрации μ и дисперсности δ .

Качественный анализ может быть произведен графически. Обозначим функцию, стоящую в правой части равенства (2), через $F(y)$. Эта функция монотонно возрастающая, исходит из начала координат $y = 0$ и при $y \rightarrow \infty$ стремится к постоянному значению $F(\infty) = 1/\mu$. Искомое значение y находится из пересечения этой кривой с прямой y . Обтрасывая тривиальное решение $y = 0$, можно, в первую очередь, определить максимальную возможную при данной концентрации скорость $y_{\max} = 1/\mu$, т. е.

$$u_{\max} = \sigma T_s^4 / c_r \rho_r n v (T_b - T_0), \quad (7)$$

достижимую при $\delta \rightarrow \infty$ (бесконечно крупные частицы).

С уменьшением δ прямая y начинает пересекать кривую $F(y)$ при положительных y в двух точках, причем больший корень соответствует устойчивому, а меньший — неустойчивому режиму, и появляется нижний концентрационный предел $\mu_{\min}$. При $\mu = \mu_{\min}$, однако, скорость фронта $y = y_{\min}$ не равна нулю.

При еще меньших размерах частиц, когда

$$\delta < \delta_1 = \frac{1}{\eta} \frac{\sqrt{\eta + 8} + \sqrt{\eta}}{\sqrt{\eta + 8} - \sqrt{\eta}},$$

скорость на нижнем концентрационном пределе при

$$\mu_m > 1/(\delta\eta - 1) = 1/2(\sqrt{\eta + 8} - \sqrt{\eta})/\sqrt{\eta}$$

обращается в ноль, и нет неустойчивых режимов.

Наконец, для данной системы имеется минимальный предельный диаметр частиц

$$\delta_{\min} = \delta_2 = 1/\eta, \quad (8)$$

ниже которого стационарное распространение пламени невозможно ни при какой концентрации.

Примерный ход кривых $y = f(\mu)$ при разных δ показан на рис. 1. Естественно, что эта идеализированная схема не вполне соответствует действительности. Так, несальны кривые при очень больших δ , так как столь крупные частицы $d \gg d_s$ не будут удерживаться во взвешенном состоянии и скорость их оседания станет больше скорости пламени. Далее, при боль-

ших концентрациях μ из-за нехватки кислорода частицы не смогут выгорать полностью, нарушится пропорциональность $\tau_p \sim d^2$, и наступит верхний концентрационный предел распространения пламени при некотором $\mu = \mu_{\max}$. Наконец, сама условная температура воспламенения T_v не является константой и может зависеть, в частности, от диаметра частиц d . Для конкретных систем необходимо учитывать эти дополнительные обстоятельства при сопоставлении развитой теоретической схемы с экспериментом.

При сопоставлении с экспериментом следует учесть и специфические особенности условий эксперимента. Как видно из проведенного выше теоретического рассмотрения, стационарный плоский фронт пламени в аэродисперсных системах должен иметь значительную толщину $L = u\tau_p$. Так, при $u \approx 10$ м/сек и $\tau_p \approx 0,1$ сек величина $L \approx 1$ м. Такие условия реализуются при крупномасштабном пламени и действительно в больших гонках наблюдались большие скорости фронта (²), соответствующие приведенным нами оценкам. Для мелкомасштабных горелок такие условия не реализуются и для поддержания стационарного горения на выходе аэрозольной струи приходится ставить источник зажигания в виде, например, дежурного пламени (⁸). Поэтому в подобных условиях наблюдались чисто формально очень малые значения величины u .

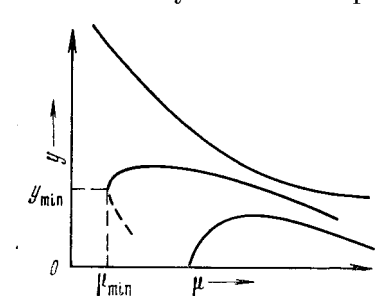


Рис. 1

Наконец, структура выведенных нами теоретических соотношений показывает возможности изменения и управления величиной скорости фронта в аэрозольных системах, вплоть до полного прекращения распространения пламени. Введенные в систему добавки могут сыграть роль ингибиторов. При этом возможно как чисто физическое увеличение теплоемкости системы, так и химическое активное воздействие примеси на температуру воспламенения T_v и скорость сгорания β . В последнем случае смещаются значения параметров δ и η аэрозольной системы, так что последняя может выйти полностью за предельное условие (⁸).

Это предположение было проверено нами экспериментально. Действительно, добавлением в воздух $\sim 1\%$ типичного для чисто газовых пламен ингибитора тетрафтордибромэтана удалось полностью прекратить распространение пламени в аэровзвесах из сланцевой и полистирольной пыли.

Высшее военное инженерно-техническое
краснознаменное училище
Ленинград

Поступило
7 XI 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий, ЖФХ, **12**, № 1, 100 (1938).
- ² Г. М. Кассель, А. К. Дас-Гупта, С. Гурусвами, Сборн. Вопросы горения, ИЛ, 1953, стр. 265.
- ³ Л. А. Клячко, Докл. II Всесоюз. симп. по горению и взрывам, Ереван, 1969.
- ⁴ W. Nusselt, VDI-Zs. **68**, 124 (1924).
- ⁵ S. Traustel, Feuerungstechnik, **29**, 1, 25, 40 (1941).
- ⁶ R. H. Essenhigh, J. Csaba, IX Symposium (Intern.) Combustion, N. Y.—London, 1963, p. 111.
- ⁷ О. М. Тодес, А. Д. Гольцман и др., Докл. III Всесоюз. Симп. по горению и взрывам, Л., 1971.
- ⁸ В. И. Блинов, А. И. Бычков, Тр. Воронежск. гос. ун-в., **10**, в. 1, 22 (1938).