эксперимент дает $v_2 = 0{,}79 \cdot 10^{-4}$ и $0{,}88 \cdot 10^{-4}$ м/с, а из (24) следует $v_2 = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ и $0{,}36 \cdot 10^{-4}$ м/с.

В заключение отметим одну интересную и неочевидную особенность турбулентного факела. Из сравнения формул (16) и (21) следует, что при ламинарном режиме $\mathrm{Nu}_x \sim \sqrt{\mathrm{Re}_x}$, а при турбулентном $\mathrm{Nu}_x \sim \mathrm{Re}_x$. Это означает, что турбулизация газового потока над жидкостью способствует выравниванию коэффициента теплоотдачи в продольном направлении, в то время как остальные характеристики горения в большей или меньшей степени меняются в направлении оси x. Наиболее вероятным фактором, стабилизирующим интенсивность теплоотдачи к жидкости, является прилегающий к ней вязкий подслой, толщина которого практически не зависит от Re_x.

ЛИТЕРАТУРА

1. **З. Х. Эммонс.** ВРТ, 1956, 21, 6, 97.
2. **Н. Н. Смирнов, С. А. Плотников.** Вестник МГУ. Сер. 1, матем. и мех., 1983, 5, 60.
3. **А. Л. Ярин.** ФГВ, 1983, 19, 1, 3.
4. **K. W. Ragland.** AIAA J., 1970, 8, 3, 498.
5. **С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1985, 21, 1, 3.
6. **С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1985, 21, 2, 45.
7. **С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1985, 21, 4, 39.
8. **Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1980, 16, 6, 87.
9. **Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1984, 20, 6, 13.
10. **С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин.** ФГВ, 1987, 23, 4.
11. **В. И. Блинов, Г. Н. Худяков.** Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
12. **Л. А. Вулис, В. П. Кошкаров.** Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ЗАПЫЛЕННОМ ГАЗЕ

Е. И. Губин, И. Г. Дик

(Томск)

Порошки широко применяются в пожаротушении [1—8]. Механизмы подавления газового пламени могут быть связаны с балластированием горения теплопоглощающим дисперсным материалом, химическим ингибированием или их сочетанием [1—3]. Ниже внимание уделяется флегматизирующему (теплопоглощающему) свойству порошка.

Индикатором эффективности огнетушащего средства является чувствительность скорости горения в среде к концентрации флегматизатора [2, 3, 8], в связи с чем целесообразно изучить изменение скорости пламени в зависимости от параметров дисперсного материала. Предположим, что в газе, в котором происходит режим установившегося горения (скорость пламени u), равномерно (со счетной концентрацией N), рассеяны инертные частицы радиуса r, причем $r < \varkappa/u$ — толщины зоны пламени, где $\varkappa$ — коэффициент температуропроводности в газе. Источник тепла в газе — химическая реакция горения, которая идет с тепловым эффектом Q на единицу массы газа. Теплообмен между частицей и газом осуществляется по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи α. Вдали от фронта реакции температуры газа и частиц равны.

Оценить влияние порошка на горение можно расчетом температуры за фронтом пламени из условия термодинамического баланса

$$\rho_{г} Q = c_{г}\rho_{г}(T_+ - T_-) + c_{к}\rho_{к} w_{к} N (T_+ - T_-),$$

где ρ — плотность; c — теплоемкость; T — температура газа; $w_{к}$ — объем частицы; индексы: г — газ, к — конденсированная фаза, минус — исходное состояние, плюс — конечное за фронтом пламени.

Введем массовую концентрацию частиц (с множителем $c_к/c_г \approx 1$) $B = w_к c_к \rho_к N / c_г \rho_г$ и найдем

$$T_+ = T_- + Q/(1+B)c_г \qquad (1)$$

и величину уменьшения температуры пламени по сравнению с адиабатическим значением для чистого газа

$$T_{ад} - T_+ = QB/(1+B)c_г. \qquad (2)$$

Используя формулу для зависимости скорости нормального пламени от температуры за фронтом [9]

$$u^2 = 2n!\,\mathrm{Le}^{-n}\varkappa \left[\frac{RT_+^2}{E(T_+ - T_-)}\right]^{n+1} k_0 \exp(-E/RT_+)$$

(E/R — температура активации реакции порядка n, Le — отношение коэффициента диффузии D к $\varkappa$, k_0 — частотный фактор) и учитывая (2), получим

$$u^2 = u_{ад}^2 \left[1 - \frac{B}{1+B}\frac{Q}{c_г T_{ад}}\right]^{2n+2} (1+B)^{n+1} \exp(-\Theta_0 B/(1+B)). \qquad (3)$$

Видно, что темп падения скорости горения с увеличением B от адиабатического уровня $u_{ад}$ определяется в основном безразмерной энергией активации $\Theta_0 = EQ/RT_{ад}^2 c_г$.

Значение концентрации, существенно влияющей на скорость горения (минимальная тушащая концентрация), может быть оценено из линейного разложения по B формулы (3)

$$B_* \approx \left[\frac{2n+2}{c_г T_{ад}} Q - (n+1) + \Theta_0\right]^{-1} \approx \Theta_0^{-1}.$$

В (3) не вошел параметр, определяющий индивидуальные свойства частиц. Это возможно, если $t_р = r^2/\varkappa$ (время тепловой релаксации для одиночной частицы) много меньше $t_г = \varkappa/u_{ад}$ (характерное время горения), что равносильно неравенству $ru_{ад}/\varkappa \ll 1$. В типичных случаях медленно горящей смеси ($6\%\,CH_4 + 94\%$ воздуха) с $u_{ад} = 5 \cdot 10^{-2}$ м/с при $\varkappa \approx 3 \cdot 10^{-5}$ м^2/с это соответствует $r \ll 6 \cdot 10^{-4}$ м, для быстрогорящей ($2H_2 + O_2$) с $u_{ад} = 10$ м/с — $r \ll 3 \cdot 10^{-6}$ м. Ниже эти оценки будут уточнены (формулы (12) и (15)).

В [10—12] приведены экспериментальные данные, из которых следует, что при постоянной массовой концентрации порошка увеличение размера частиц ведет к росту скорости горения. Уменьшение эффективности тушения порошка с ростом r может быть связано с инерционностью теплообмена между частицей и газом. Следовательно, в теории кроме объема $w_к$ должна входить и поверхность $s_к$. Учет этого эффекта может быть сделан при последовательном моделировании горения газа, содержащем твердые включения.

Математическая запись задачи в системе координат, связанной с фронтом пламени, при сделанных выше физических предположениях имеет смысл законов сохранения энергии для частиц ($T_к$) и для газа ($T_г$) и уравнения диффузии для исходного компонента газа (η):

$$uc_г\rho_г dT_г/dx = \lambda_г d^2T_г/dx^2 + Q\rho_г\eta^n k_0 \exp(-E/RT_г) - \alpha s_к N(T_г - T_к),$$

$$u d\eta/dx = D d^2\eta/dx^2 - \eta^n k_0 \exp(-E/RT_г),$$

$$u dT_к/dx = \alpha s_к (T_г - T_к)/w_к c_к \rho_к$$

при следующих краевых условиях:

$$x = -\infty:\ T_к = T_г = T_-,\ \eta = 1,$$

$$x = +\infty:\ dT_г/dx = dT_к/dx = \eta = 0.$$

Квазистационарный коэффициент теплоотдачи имеет вид

$$\alpha = \frac{\lambda_г}{2r}\mathrm{Nu}(\mathrm{Re}),$$

где $\mathrm{Nu} = 2 + a\,\mathrm{Re}^m$. В [13] приведено $a = 0{,}35$ и $m = 0{,}58$, а в работе [3] $a = 0{,}16$ и $m = 0{,}66$. Первый интеграл системы дает при $x = +\infty$ для температуры газа равенство (1), которое может быть использовано в качестве условия при $x = +\infty$.

Метод модельного источника [14] позволяет получить приближенное аналитическое решение. Запишем дифференциальные уравнения и условие к ним с помощью следующих соотношений:

$$\xi = x/x_+, \quad \Theta = E\,(T_+ - T)/RT_+^2, \quad \omega^2 = u^2/k_0\varkappa \exp(-E/RT_+),$$

$$\Theta_1 = E\,(T_+ - T_-)/RT_+^2, \quad s = w_\text{к} c_\text{к} \rho_\text{к} k_0 \exp(-E/RT_+),$$

$$x_+ = \varkappa/u,$$

в безразмерном виде

$$d^2\Theta_\text{г}/d\xi^2 - d\Theta_\text{г}/d\xi - \Theta_1(1+B)A\eta/\omega^2 - B(\Theta_\text{г} - \Theta_\text{к})/s\omega^2 = 0,$$

$$d^2\eta/d\xi^2 - d\eta/\mathrm{Le}\,d\xi - A\eta/\mathrm{Le}\,\omega^2 = 0,$$

$$-d\Theta_\text{к}/d\xi + (\Theta_\text{г} - \Theta_\text{к})/s\omega^2 = 0,$$

$$\xi = -\infty, \; \Theta_\text{г} = \Theta_\text{к} = \Theta_1, \; \eta = 1,$$

$$\xi = +\infty, \; d\Theta_\text{г}/d\xi = d\Theta_\text{к}/d\xi = \eta = 0,$$

где в соответствии с [12]

$$A = \begin{cases} 0, & -\infty < \xi < 0, \\ \varphi, & \xi > 0, \end{cases}$$

$$\varphi = \max[\eta^{n-1}\exp(-\Theta_\text{г})].$$

Задача решается с использованием разложения функции скорости тепловыделения по Д. А. Франк-Каменецкому [9].

Решение уравнений при $\xi < 0$:

$$\Theta_\text{г} = \Theta_1 + (\Theta_{\text{г}*} - \Theta_1)\exp(\lambda_1\xi),$$

$$\eta = 1 + (\eta_* - 1)\exp(\xi/\mathrm{Le}),$$

$$\Theta_\text{к} = \Theta_1 + \frac{\Theta_{\text{г}*} - \Theta_1}{1 + \omega^2 s\lambda_1}\exp(\lambda_1\xi),$$

здесь $\Theta_{\text{г}*}$, $\Theta_{\text{к}*}$, η_* — соответственно безразмерные значения температуры газа, частиц и концентрации при $\xi = 0$.

Значение параметра λ_1 находится из уравнения

$$\lambda_1^2 s\omega^2 + \lambda_1(1 - s\omega^2) - (1 + B) = 0. \tag{4}$$

Из анализа (4) видно, что при изменении комплекса $s\omega^2$ от 0 до ∞ λ_1 монотонно уменьшается от $1 + B$ до 1. При $\xi > 0$ решения уравнений будут иметь вид

$$\Theta_\text{г} = \Theta_{\text{г}*}\exp(-\lambda\xi), \quad \eta = \eta_*\exp(-\lambda\xi), \quad \Theta_\text{к} = \Theta_{\text{к}*}\exp(-\lambda\xi), \tag{5}$$

где

$$\lambda = \frac{\sqrt{\omega^2 + 4\,A\,\mathrm{Le}} - \omega}{2\,\mathrm{Le}\,\omega}. \tag{6}$$

Полученные решения должны быть состыкованы при $\xi = 0$. Из условий неразрывности потоков $\left[\frac{d\Theta}{d\xi}\right] = \left[\frac{d\eta}{d\xi}\right] = 0$ при $\xi = 0$ находим

$$\frac{\Theta_1}{\Theta_{\text{г}*}} = 1 + \frac{\lambda}{\lambda_1}, \quad \eta_* = (1 + \lambda\,\mathrm{Le})^{-1}.$$

Используя соотношения (5), получим связь концентрации и температуры: $\eta = \eta_*\Theta_\text{г}/\Theta_{\text{г}*}$, что позволяет найти $\varphi = [(n-1)/(1 + \lambda\,\mathrm{Le})\Theta_{\text{г}*}\exp]^{n-1}$.

На основе нормировки [14]

$$\int_0^{\Theta_1} \eta^{n-1} \exp(-\Theta_г)\, d\Theta_г \approx \int_0^\infty \left[\Theta_г \frac{1}{\Theta_{г*}}\right]^{n-1} \exp(-\Theta_г)\, d\Theta_г =$$

$$= \int_0^\infty \left[\frac{\Theta_г}{(1+\lambda\,\mathrm{Le})\,\Theta_{г*}}\right]^{n-1} \exp(-\Theta_г) = \varphi\Theta_{г*}$$

получим

$$\Theta_{г*} = (n-1)! \left[\frac{\exp}{n-1}\right]^{n-1}. \tag{7}$$

Используя соотношение (6), находим формулу для скорости распространения пламени

$$\omega^2 = \frac{[(n-1)/\exp\cdot\Theta_{г*}]^{n-1}}{\lambda(1+\lambda\,\mathrm{Le})^n}.$$

Так как $|\Theta_1| \gg 1$ и $\Theta_{г*} \approx 1$ (это видно из (7)), то $\lambda \approx \lambda_1\Theta_1/\Theta_{г*}$. Тогда при $\mathrm{Le} \approx 1$ получим

$$\omega^2 = \frac{[(n-1)/\Theta_{г*} \exp]^{n-1}}{\lambda^{n+1}\mathrm{Le}^n} \approx \frac{\Gamma^2_{(n)}[\exp/(n-1)]^{n-1}}{\lambda_1^{n+1}\Theta_1^{n+1}\mathrm{Le}^n}$$

или

$$\omega^2 = \omega^2_{ад}/\lambda_1^{n+1}(\omega)\left(\frac{\Theta_1}{\Theta_0}\right)^{n+1}. \tag{8}$$

Для максимального значения $\lambda_1 = 1 + B$ формула (8) в размерном виде принимает вид

$$u_m^2 = u_{ад}^2\left[1 - \frac{Q}{c_г T_{ад}}\frac{B}{(1+B)}\right]^{2n+2} \exp(-\Theta_0 B/(1+B)), \tag{9}$$

что с точностью до множителя $(1+B)^{n+1}$ совпадает с (3). В общем случае $1 \leqslant \lambda_1 \leqslant 1 + B$. Учитывая, что $\Theta_1/\Theta_0 = [1 + B(1 - 2T_-T_+^{-1})] \approx 1 + B$, найдем интервалы значений изменения скорости

$$\frac{\omega^2_{ад}}{(1+B)^{2n+2}} \leqslant \omega^2 \leqslant \frac{\omega^2_{ад}}{(1+B)^{n+1}}. \tag{10}$$

Рассмотрим два предельных случая. При $s\omega^2 \ll 1$ из (5) следует

$$\lambda_1 \approx (1+B)(1 - s\omega^2). \tag{11}$$

Неравенство (10) накладывает ограничение на применение (11), а именно $s\omega^2 \leqslant B$, или в размерном виде

$$r \leqslant \frac{\varkappa}{u}\sqrt{\frac{3}{2}\frac{c_г\rho_г}{c_к\rho_к}B\mathrm{Nu}}. \tag{12}$$

Для типичных случаев это дает $r \leqslant 5\cdot10^{-5}$ м. Из (8) с учетом (11) получим

$$\omega^2 = \frac{\omega^2_{ад}}{[(1+B)(1-s\omega^2)]^{n+1}\left(\dfrac{\Theta_1}{\Theta_0}\right)^{n+1}} \approx \frac{\omega^2_{ад}}{(1+B)^{n+1}}\frac{\Theta_0^{n+1}}{\Theta_1^{n+1}}[1 + s\omega^2(n+1)]$$

или в размерном виде, используя обозначение (9):

$$u^2 = u_m^2\left\{1 + \frac{2}{3}(n+1)\frac{u_m^2}{\varkappa^2}\frac{r^2}{\mathrm{Nu}(\mathrm{Re})}\frac{c_к\rho_к}{c_г\rho_г}\right\}. \tag{13}$$

В (13), в отличие от (9), отражено влияние релаксационного межфазного механизма теплообмена. Соответствующее слагаемое в скобках с точностью до множителя есть отношение времени тепловой релаксации для одиночной частицы $t_р$ к характерному времени горения $t_г$. Влияние этого члена тем сильнее, чем больше r. Для неподвижных частиц $u^2 \sim r^2$ (при фиксированной массовой концентрации частиц); в случае интенсивного движения частиц относительно газа $u^2 \sim r^{2-m}$.

При $s\omega^2 \gg 1$ из (4) получим, что $\lambda_1 \approx 1 + B/s\omega^2$. Тогда из (8)

$$\omega^2 = \frac{\omega_{ад}^2}{\left[1 + \frac{B}{s\omega^2}\right]^{n+1} \left(\frac{\Theta_1}{\Theta_0}\right)^{n+1}}. \qquad (14)$$

Неравенства (10) удовлетворяются, если

$$r \geqslant \frac{\varkappa}{u} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{c_г \rho_г}{c_к \rho_к} \mathrm{Nu}}. \qquad (15)$$

В размерном виде (14) запишется так:

$$u^2 = \frac{u_m^2 (1 + B)^{n+1}}{1 + \frac{3}{2} \frac{B}{(1 + B)^{n+1}} \frac{\varkappa^2}{u_m^2} \frac{\mathrm{Nu}}{r^2} \frac{c_г \rho_г}{c_к \rho_к}}. \qquad (16)$$

Из разложения (16) с точностью до линейного множителя по B находим

$$\frac{u}{u_{ад}} \approx 1 - \frac{B}{r^2} M(\mathrm{Re}), \qquad (17)$$

где $M(\mathrm{Re}) = \frac{3}{4} (n + 1) \varkappa^2 c_г \rho_г \mathrm{Nu}(\mathrm{Re}) / u_{ад}^2 c_к \rho_к$ — константа, характеризующая данную пылегазовую смесь.

В работе [10] проведены эксперименты по изучению влияния твердых частиц кремнегеля на скорость распространения пламени по газовой смеси (31% CO + 69% воздуха) в вертикальной стеклянной трубе длиной 2 и диаметром 0,03 м, в которую пылегазовая смесь подавалась через форсунку. Экспериментальные данные удовлетворительно аппроксимировались следующей формулой (в тех же обозначениях):

$$u/u_{ад} = 1 - B/r \cdot M_1$$

(M_1 — эмпирическая константа для смеси, вид которой не найден). Если в (17) учесть движение частиц относительно газа, что могло иметь место в [9], то $M \sim r^m$ и показатель степени при r нужно брать $2 - m$.

В работах [11, 12] экспериментально исследовалась запыленная в камере-питателе горючая смесь (CH_4 с воздухом), которая поступала в горелочное устройство для сжигания в открытом факеле. В качестве порошка брались кремнийсодержащие вещества. Приведенные в работе экспериментальные данные зависимости скорости пламени от концентрации и среднего размера частиц, распыленных в газе, качественно верно описываются формулой (17). Полученная в [11, 12] аналитическая оценка влияния концентрации и размера частиц на скорость пламени имеет вид

$$u/u_{ад} \approx 1 - B^{2/3}/r \cdot M_2.$$

Релаксационные процессы, происходящие при горении газов с инертной пылью, приводят к отставанию температуры частиц от температуры газов. Максимальную разницу в температурах найдем, используя неразрывность теплового потока ($d\Theta/d\xi = 0$ при $\xi = 0$):

$$\Theta_{к*} \approx \frac{\Theta_{г*}}{1 + \omega^2 \lambda_1 s}.$$

При $\lambda_1 = 1$ из (8) получим с точностью до множителя $(1 + B)$

$$\Theta_{к*} \approx \frac{\Theta_{г*}}{1 + \omega_{ад}^2 s}$$

или в размерном виде

$$T_{\text{к}*} \approx T_{\text{г}*}\left(1 + \frac{2}{3}\frac{u^2_{\text{ад}}}{\varkappa^2}\frac{r^2}{\text{Nu}}\frac{c_{\text{к}}\rho_{\text{к}}}{c_{\text{г}}\rho_{\text{г}}}\exp\left(-\Theta_0 B/(1+B)\right)\right)^{-1}.$$

Разница в температурах частиц и газа определяется массовой концентрацией B и инерционностью теплообмена между частицей и газом.

В типичных случаях отношения температурных характеристик разница в температурах может достигать более 100 К. Если на частицах идут эндотермические реакции, то перепад будет еще больше. Аналогично влияние излучения. Радиационная составляющая теплоотвода от частицы $\sim r^2 T_{\text{к}}^4$ и, поскольку $T_{\text{к}}$ падает с ростом r примерно пропорционально r^2, то теплоотдача излучением в изучаемой ситуации будет слабо меняться с изменением r. Увеличение теплообмена частицы с газом за счет ее относительного движения уменьшает зависимость разницы температур от размера частиц.

Таким образом теория дает уменьшение скорости горения с ростом массовой концентрации частиц (при фиксированном r) и рост скорости пламени с увеличением размера частиц при фиксированном значении B. Причем последнее связано с инерционностью межфазного теплообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А. Н. Баратов, Е. И. Иванов.** Пожаротушение на предприятиях химической и нефтеперерабатывающей промышленности. М.: Химия, 1979.
2. **А. И. Розловский.** Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
3. **А. И. Баратов, Л. П. Вогман.** Огнетушащие порошковые составы. М.: Стройиздат, 1982.
4. **И. М. Абдурагимов.** Журнал ВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, XXI, 4, 363.
5. **А. И. Баратов.** Там же. С. 369.
6. **А. Н. Баратов.** Там же. 1985, XXX, 1, 13.
7. **Г. Шрайбер, П. Порст.** Огнетушащие средства. М.: Стройиздат, 1975.
8. **С. Н. Шорин, В. А. Балин, М. И. Вайсман и др.**— В кн.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Вып. 2. ВНИИПО, 1974.
9. **Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
10. **С. И. Грибкова, А. С. Предводителев.** ЖТФ, 1937, VII, 18—19, 1801.
11. **В. А. Балин, С. И. Шорин, О. Н. Ермолаев.** Теплоэнергетика, 1969, 4, 75.
12. **С. Н. Шорин, В. А. Балин.**— В кн.: Вопросы теории горения. М.: Наука, 1970.
13. **С. С. Кутателадзе.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
14. **В. И. Вилюнов, И. Г. Дик, А. В. Зурер и др.** ФГВ, 1984, 20, 5, 35.

Поступила в редакцию 23/VI 1986,
после доработки — 10/X 1986

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОБЛАСТЬ ПОДГОТОВКИ УГЛЕВОДОРОДНОГО ПЛАМЕНИ

В. И. Ботова, Б. С. Фиалков

(Караганда)

Изучение электрофизических явлений при горении связано с необходимостью углубления представлений о его механизме, без чего невозможен поиск принципиально новых способов и средств контроля и управления процессами воспламенения и сжигания различных видов топлив. Эта задача включает в себя вопросы установления природы заряженных частиц, участия их в цепном механизме горения, влияния на него и процесс горения в целом внешних электрических полей. В [1] показано, что внешние электрические поля наиболее эффективно воздействуют на горение при их согласовании с собственным электрическим по-