

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО

Г. Е. Озерова, А. М. Степанов

(Ленинград)

К настоящему времени разработаны две расчетные модели распространения пламени по взвеси частиц в газе. Одна из этих моделей основана на том, что тепло от фронта пламени к холодной смеси передается только теплопроводностью по газу. Такая модель была предложена О. И. Лейпунским [1]. Считая температуры частиц и газа равными и определяя ширину фронта пламени по времени горения частицы в диффузионном или кинетическом режиме, он получил довольно простые формулы для расчета скорости распространения пламени. В случае диффузионного режима горения частицы скорость пламени v оказалась обратно пропорциональной размеру частиц δ , а в кинетическом режиме $v = \frac{1}{\sqrt{\delta}}$. Более точный расчет, учитывающий, в частности, различие температур частиц и газа и возможность перехода частицы с кинетического режима горения на диффузионный, был проделан в работе [2]. В модели пламени, рассмотренной в [3], учтено, кроме того, различие в скоростях частиц и газа. Из расчетов [1—3] следует, что скорость пламени падает с ростом размера частиц.

Другая модель пламени основана на предположении о радиационной передаче тепла из фронта горения к холодной смеси и не учитывает влияние теплопроводности (например, [4, 5]). Анализируемые модели также содержат ряд упрощений: зона предварительного разогрева исходной смеси определяется наперед заданной «температурой воспламенения» частицы; излучает только фронт горения, толщина которого определяется по времени горения частицы, а его «эффективная температура» предполагается известной. Поэтому формулы для расчета скорости пламени, полученные в [4, 5], можно рассматривать как оценочные. Более точный расчет выполнен в работе [6], где учитывалось распределение в пламени тепла, выделяющегося при реакции, но не бралось во внимание различие температур частиц и газа. Расчетная зависимость скорости пламени от размера частиц оказалась очень слабой: для смеси угольной пыли с воздухом v увеличивается от 35 до 45 см/с при уменьшении δ от 100 до 5 мк [6]. Следует заметить, что расчетные значения v , полученные в [2] приблизительно для тех же условий и кинетических констант, значительно меньше (1÷7 см/с). Приближенный качественный анализ модели пламени, аналогичной [5], но с учетом кинетики реакции до момента воспламенения частицы, приведен в работе [7]. Ее авторы отмечают, что в разных условиях зависимость скорости пламени от размера частиц может носить различный характер: возможно и падение, и возрастание v с ростом δ . В работе [7] оценивается также соотношение между режимами распространения пламени с кондуктивной и лучистой теплопередачей от фронта горения.

В настоящей работе предпринята попытка совместить обе упомянутые выше модели и расчетом установить, в каких случаях правомерна каждая из них. Рассматривается следующая упрощенная модель стационарного распространения пламени по газовзвеси частиц твердого горючего. В направлении оси x (из $x = -\infty$) движется одномерный поток газа, содержащий окислитель. В газе взвешены частицы сферической формы одинакового размера; в любом сечении x локальные скорости частиц и газа считаются равными. Химическая реакция идет толь-

ко на поверхности частиц с образованием только газообразных продуктов сгорания. Разогрев исходной холодной смеси за счет тепла от реакции в зоне пламени осуществляется теплопроводностью по газу и излучением воспламенившихся частиц. Предполагается, что излучают и поглощают тепло только частицы.

Полный поток тепла в газозвеси q складывается из конвективного потока физической энтальпии газа и частиц, потока теплопроводностью по газу и радиационного потока q_R :

$$q = g c_p T + g_\tau c_p T_s - \kappa \frac{dT}{dx} + q_R.$$

Здесь q и g_τ — потоки массы газа и твердого горючего соответственно, T и T_s — температуры соответственно газа и частиц (считается, что вся частица прогревается до одинаковой температуры), c_p — удельная теплоемкость всех компонентов газозвеси полагается одинаковой и не зависящей от температуры, κ — коэффициент теплопроводности газа. Если пренебречь изменением давления в газовом потоке и необратимой работой, которая переходит в тепло в результате трения, изменение теплового потока q вдоль оси x равно количеству тепла, выделяющемуся в результате химической реакции: $\frac{dq}{dx} = -Q \frac{dg_\tau}{dx}$ или (после интегрирования)

$$-\kappa \frac{dT}{dx} + g c_p T + g_\tau (c_p T_s + Q) + q_R = C_1, \quad (1)$$

где Q — теплота реакции, рассчитанная на единицу массы горючего.

Расчет теплообмена изучением требует знания спектральных коэффициентов поглощения k_λ^n и рассеяния k_λ^p исследуемой дисперсной системы в зависимости от оптических констант вещества частиц, их размера и концентрации и, наконец, от длины волны излучения λ . Температуры частиц, которые устанавливаются в зоне пламени, обычно достигают величины 1500—3000° К. (Это справедливо, например, для частиц углерода в воздухе.) При этом характерная длина волны излучения, т. е. та длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергии черного излучения, находится в диапазоне 1÷2 мк, а излучение происходит в основном в области спектра 0,5÷6 мк. Будем полагать, что в рассматриваемой газозвеси среднее расстояние между частицами значительно превышает эти значения длин волн. В таком случае частицы можно считать как бы не взаимодействующими [8], т. е. можно решить задачу о рассеянии и поглощении теплового излучения на отдельной частице и по найденным ее эффективным сечениям рассеяния $k_{s\lambda}^p \frac{\pi \delta^2}{4}$ и поглощения $k_{s\lambda}^n \frac{\pi \delta^2}{4}$ определить соответствующие коэффициенты ослабления излучения в газозвеси:

$$k_\lambda^n = N k_{s\lambda}^n \frac{\pi \delta^2}{4}, \quad k_\lambda^p = N k_{s\lambda}^p \frac{\pi \delta^2}{4}.$$

Здесь N — число частиц в единице объема газозвеси. Задача об определении коэффициентов ослабления теплового излучения на частице сводится, как известно, к нахождению составляющих электромагнитного поля, образующегося в результате взаимодействия между полем падающей волны и дифрагированным полем, создаваемым частицей как вторичным излучателем. Наиболее полное решение этой задачи (применительно к разного рода частицам) можно найти в монографии Шифрина [9]. Громоздкий вид полученных в [9] формул для определения зависимостей $k_{s\lambda}^n(\lambda, \delta)$ и $k_{s\lambda}^p(\lambda, \delta)$ и, кроме того, отсутствие для большинства веществ данных по дисперсии комплексного показателя преломления не позволяет в настоящее время проводить конкретные

(для разного рода горючего) расчеты теплообмена излучением в пламенах газовзвесей.

В работе [10] на основе анализа опытных данных по оптическим параметрам углерода получены приближенные соотношения, определяющие дисперсию комплексного показателя преломления в области длин волн $\lambda=0,5\div 6$ мк. С помощью этих соотношений по формулам, выведенным в [9], в работе [10] были вычислены на ЭВМ зависимости $k_{s\lambda}^{\pi}(\lambda, \delta)$ и $k_{s\lambda}^{\rho}(\lambda, \delta)$ для частиц углерода. Эти вычисления показали, что коэффициент поглощения углеродной частицы $k_{s\lambda}^{\pi}$ при размерах ее $\delta > 1$ мк почти не зависит от длины волны в области $\lambda=0,5\div 6$ мк и с увеличением размера монотонно падает, приближаясь к асимптотическому значению 0,6. При размерах частицы $\delta < 1$ мк величина $k_{s\lambda}^{\pi} \sim \delta$ и уменьшается с увеличением λ . В настоящей работе зависимость $k_s^{\pi} = k_s^{\pi}(\delta)$ была учтена с помощью формул, аппроксимирующих результаты [10].

Для расчета теплообмена излучением с учетом рассеяния необходимо знать еще пространственное распределение рассеянной энергии, которое определяется индикатрисой. По-видимому, в литературе пока не имеется данных, определяющих выражение для индикатрисы рассеяния на поглощающих частицах. Угловое распределение излучения, рассеянного частицей, известно только в двух предельных случаях: параметр дифракции $\frac{\pi\delta}{\lambda} \ll 1$ или $\frac{\pi\delta}{\lambda} \gg 1$. В первом случае (малые частицы) распределение рассеянного излучения по направлениям описывается известной формулой Релея. Однако, как показывают расчеты [10, 11], ослабление излучения малыми частицами углерода происходит в основном в результате истинного поглощения, а не рассеяния; по мере уменьшения отношения $\frac{\delta}{\lambda}$ роль рассеяния ослабевает. Уже при $\frac{\delta}{\lambda} = 0,1$ мож-

но условно считать, что величина $\frac{k_{s\lambda}^{\pi}}{k_{s\lambda}^{\pi} + k_{s\lambda}^{\rho}} \simeq 1$ во всей области спектра теплового излучения пламени. По данным Риди [11], можно проследить, как видоизменяется индикатриса рассеяния частицей углерода при возрастании параметра $\frac{\pi\delta}{\lambda}$. По мере увеличения размера частицы (при фиксированном значении длины волны) наблюдается заметная деформация индикатрисы: все большая часть излучения рассеивается вперед по направлению распространения падающего луча. Если для значений $\frac{\delta}{\lambda} \leq 0,125$ рассеяние света можно считать изотропным, то уже при $\frac{\delta}{\lambda} = 0,5$ он в основном концентрируется в узком пучке и направлен вперед. Поэтому энергия, рассеянная большими частицами из основного падающего потока, почти не вычитается.

Таким образом, на основании анализа результатов расчетных данных [10, 11] можно в первом приближении принять, что, во-первых, совокупность взвешенных частиц углерода является серым излучателем и, во-вторых, ослабление излучения частицами происходит только в результате поглощения энергии, а не ее рассеяния. При таких упрощениях уравнения переноса энергии излучением для одномерной задачи можно записать в виде [12]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_R}{dx} &= k(4\sigma T_s^4 - \Phi), \\ \frac{d\Phi}{dx} &= -3kq_R. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь Φ — плотность потока энергии излучения, σ — постоянная Стефа-

на-Больцмана, k — коэффициент ослабления луча. Частицы горючего движутся со скоростью газа v и греются (или охлаждаются) за счет тепловыделения от реакции, теплообмена с газом и теплообмена излучением. Уравнение теплового баланса для частицы без учета теплового излучения можно найти в работе [2]. С учетом же излучения оно примет вид:

$$v \frac{c_p \rho_t \delta^2}{6\kappa \text{Nu}} \cdot \frac{dT_s}{dx} = T - T_s + \frac{\beta Q n}{c_p} \left[1 + \frac{\kappa \text{Nu}}{c_p \rho \delta k^*} \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right) \right]^{-1} + \frac{\delta k_s}{4\kappa \text{Nu}} (\Phi - 4\sigma T_s^4). \quad (3)$$

Здесь ρ_t и ρ — соответственно плотность твердой и газовой фазы, n — содержание окислителя, Nu — число Нуссельта для частицы, β — стехиометрический множитель, k^* и E — константы Аррениуса.

Баланс массы для частицы

$$-v \frac{c_p \rho_t \delta}{2\kappa \text{Nu}} \cdot \frac{d\delta}{dx} - \beta n \left[1 + \frac{\kappa \text{Nu}}{c_p \rho \delta k^*} \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right) \right]^{-1} \quad (4)$$

и уравнение, определяющее содержание в газе окислителя, также можно найти в [2]

$$- \rho D \frac{dn}{dx} + g n - \frac{g_t}{\beta} = C_2, \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии. Поля концентраций окислителя $n(x)$ и газообразных продуктов сгорания $m(x)$ подобны

$$m = \frac{(1 + \beta)(n_0 - n)}{1 + \beta n_0}. \quad (6)$$

Здесь n_0 — содержание окислителя в исходной смеси. Полный поток массы газозвеси и поток частиц вдоль x не меняются, поэтому

$$\left. \begin{aligned} g_t + g &= \left(1 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right) g_t^0, \\ g_t &= \left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^3 g_t^0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь α — коэффициент избытка окислителя в исходной смеси. Скорость движения газа вдоль x меняется

$$v = \frac{g}{\rho_0} \frac{\mu_0 T}{\mu_n T_0} \left[1 - \left(1 - \frac{\mu_n}{\mu_n}\right) n - \left(1 - \frac{\mu_n}{\mu_m}\right) m \right], \quad (8)$$

где μ_n , μ_m и μ_n — молекулярный вес соответственно окислителя, продуктов сгорания и нейтральных газов.

Таким образом, для расчета десяти величин (T , T_s , q_R , Φ , δ , n , m , g , g_t , v), определяющих процесс распространения пламени в газозвеси, имеется система из десяти уравнений (1) — (8). Запишем теперь граничные условия к этим уравнениям для области исходной смеси ($x = -\infty$), т. е. условия ее равновесия:

$$T = T_s = T_0, \quad \Phi = 4\sigma T_0^4, \quad n = n_0, \quad \delta = \delta_0, \quad v = v_0, \quad \frac{dT}{dx} = \frac{dn}{dx} = 0. \quad (9)$$

Для того чтобы не было несовместимости граничных условий (9) со стационарностью искомого решения задачи, т. е. чтобы исходная смесь была действительно равновесной, необходимо еще предположить, что скорость реакции при начальной температуре смеси равна нулю. В этом случае асимптотическими методами можно показать, что $q_R(-\infty) = 0$.

Граничные условия для области продуктов сгорания ($x = \infty$) в зависимости от соотношения $\alpha \gg 1$ формулируются по-разному. Если в ис-

ходной смеси нет избытка окислителя ($\alpha \leq 1$), то в продуктах сгорания остаются несгоревшие частицы. В этом случае тепловое излучение от фронта пламени, распространяясь в направлении оси x , будет постепенно поглощаться этими частицами и система газ—частицы придет к равновесию. Можно показать, что при этом $q_R(\infty) = 0$, т. е. пламя распространяется в адиабатических условиях. Если же в исходной смеси имеется избыток окислителя ($\alpha > 1$), то частицы полностью сгорают на конечном расстоянии от фронта пламени. Поэтому в этом случае излучение от горящих частиц в сторону продуктов сгорания может далее распространяться без потерь. Необходимо, следовательно, решить вопрос — что же происходит с лучистым потоком тепла при $x \rightarrow \infty$. Можно, конечно, потребовать, чтобы излучение полностью возвращалось к несгоревшим частицам: $q_R(\infty) = 0$, т. е. на $x = \infty$ как бы имеется идеально отражающая холодная поверхность. Можно также положить, что только часть излучения возвращается к фронту пламени, а остальное поглощается во внешней среде. В этом случае необходимо знать поглощательную и излучательную способности среды. С точки зрения практики представляет интерес рассмотреть случай, когда внешняя среда на $x = \infty$ черная и достаточно холодная, чтобы излучением ее можно было пренебречь. Это означает, что

$$2q_R(\infty) = \Phi(\infty).$$

Таким образом, граничные условия для области продуктов сгорания ($x = \infty$) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha \leq 1, \quad n = 0, \quad \Phi = 4\sigma T_s^4 \\ \alpha > 1, \quad \delta = 0, \quad \Phi = 2q_R \end{aligned} \right\} \frac{dT}{dx} = \frac{dn}{dx} = 0. \quad (10)$$

Из условий (9), (10), в частности, определяются константы C_1 и C_2 в уравнениях (1) и (5).

Введем в задачу безразмерные переменные

$$\theta = \frac{c_p T}{Q}, \quad \xi = \frac{\delta}{\delta_0}, \quad f = \frac{\Phi}{Qg_T^0}, \quad r = \frac{q_R}{Qg_T^0}, \quad \eta = \frac{c_p g_T^0 x}{\kappa^*}$$

и параметры

$$\begin{aligned} a = \frac{v_0}{k^*}, \quad b = \frac{c_p \rho^* k^* \delta_0}{\kappa^*}, \quad \omega = \frac{\rho_T}{\rho^*}, \quad e_n = \frac{\mu_n}{\mu_n}, \\ e_m = \frac{\mu_n}{\mu_m}, \quad \Pi = \frac{c_p E}{RQ}, \quad h = \frac{4\sigma Q^3}{c_p \rho^* k^*}. \end{aligned}$$

Тогда систему уравнений (1) — (8) можно привести к виду:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\theta}{\theta^*}\right)^{\gamma} \frac{d\theta}{d\eta} &= \left(1 - \xi^3 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right) \theta + (1 + \theta_s) \xi^3 + r - 1 - \left(1 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right) \theta_0, \\ \left(\frac{\theta}{\theta^*}\right)^{\gamma} \frac{dn}{d\eta} &= \left(1 - \xi^3 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right) n + \frac{1 - \xi^3 - \alpha}{\beta}, \\ \frac{\psi}{18} \frac{df}{d\eta} &= -\omega \xi^4 r, \quad \frac{\psi}{\xi} \frac{dr}{d\eta} = \omega \xi^4 (H\theta_s^4 - f), \\ \frac{\psi}{6} \frac{d\theta_s}{d\eta} &= \theta - \theta_s + \varphi + \omega \xi (f - H\theta_s^4), \\ \frac{\psi}{2} \frac{d\xi}{d\eta} &= -\xi \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{\omega \theta^*}{\text{Nu}} \left(\frac{ab\beta n_0}{\alpha \theta_0}\right)^2 \left(\frac{\theta^*}{\theta}\right)^{\gamma} \frac{\theta_s^2 u}{u_0^2} \left(1 - \xi^3 + \frac{\alpha}{\beta n_0}\right), \\ u &= 1 + (e_n - 1)n + \frac{(e_m - 1)(1 + \beta)(n_0 - n)}{1 + \beta n_0}, \end{aligned}$$

$$H = \frac{h\alpha\theta_0 u_0}{a\beta n_0 \theta^*}, \quad w = \frac{ab\beta n_0 \theta^* k_s}{4 \text{Nu} \alpha \theta_0 u_0},$$

$$\varphi = \beta n \left[1 + \frac{u \text{Nu}}{b} \left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^{\gamma+1} \exp\left(\frac{\Pi}{\theta_s}\right) \right]^{-1}.$$

Здесь учтены зависимости: $\kappa = \kappa^* \left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^{\gamma}$ и $\rho = \frac{\rho^* \theta^*}{u \theta}$. Граничные условия (9), (10) также преобразуются:

$$\left. \begin{aligned} \eta = -\infty, \quad \theta = \theta_s = \theta_0, \quad f = H\theta_0^4, \quad n = n_0, \quad \xi = 1; \\ \eta = \infty \begin{cases} \alpha \leq 1, & n = 0, \quad f = H\theta_s^4, \quad \frac{d\theta}{d\eta} = \frac{dn}{d\eta} = 0. \\ \alpha > 1, & \xi = 0, \quad f = 2r \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Итак, поставленная задача сводится к отысканию интегральных кривых уравнений (11), проходящих через две особые точки, определяемые условиями (12). Значения параметра $a = \frac{v_0}{k_s}$, при которых такие решения возможны, и определяют скорость распространения пламени в газозвеси. Задача решалась численно (на ЭВМ М-220М) методом попыток.

Вычисления проделаны для взвеси частиц углерода в воздухе при тех же значениях физических констант, что и в [2]. На рис. 1 и 2 показана типичная структура фронта пламени в тех случаях, когда пе-

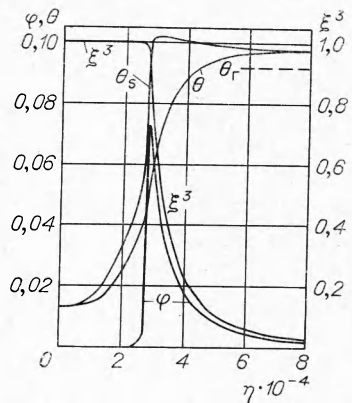


Рис. 1. Структура фронта пламени: $\alpha=1$, $n_0=0,23$, $T_0=300^\circ \text{K}$, $\delta_0=100$ мк, $v_0=1,75$ м/с.

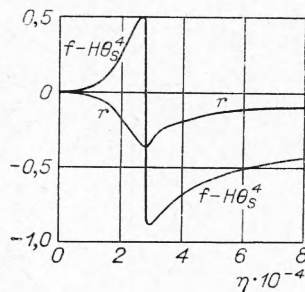


Рис. 2. Характеристики поля излучения во фронте пламени: $\alpha=1$, $n_0=0,23$, $T_0=300^\circ \text{K}$, $\delta_0=100$ мк, $v_0=1,75$ м/с.

редача тепла из зоны горения к холодной смеси осуществляется в основном излучением, а теплопроводностью по газу можно пренебречь; данный расчет выполнен при следующих значениях параметров исходной газозвеси: $\alpha=1$, $n_0=0,23$, $T_0=300^\circ \text{K}$, $\delta_0=100$ мк. Скорость пламени в этом варианте расчета оказалась равной 1,75 м/с. Из рисунков видно, что на начальном участке пламени происходит постепенный разогрев частиц только за счет поглощения тепла, поступающего излучением со стороны фронта горения, так как $\theta_s > \theta$; часть этого тепла частицы отдают газу, однако в данном случае фронт пламени распространяется настолько быстро, что более горячие частицы до момента их воспламенения не успевают нагреть газ до высоких температур. Скорость тепловыделения от реакции φ в зоне предварительного разогрева газозвеси ничтожно мала; радиационный поток r направлен к исходной смеси и постепенно нарастает; по плотности энергии падающего излучения f больше энергии черного излучения частиц $H\theta_s^4$, причем каждая из них возрастает, но первая (f) растет значительно быстрее, чем вторая ($H\theta_s^4$) — частицы поглощают тепла все больше и больше, чем излучают. Наконец, тепловое излучение разогревает частицы настолько, что в некотором сечении ($\eta \approx 2,7 \cdot 10^4$ на рис. 1 и 2) резко возрастает скорость реакции ($\varphi \gg \theta_s - \theta$) и частицы воспламеняются; так же резко возрастает температура частиц θ_s , но и заметно снижается содержание горю-

чего ξ^3 и окислителя n . Из-за выгорания компонентов скорость тепловыделения $\dot{q}$, очень скоро достигнув максимума, начинает снижаться; частицы переходят с кинетического режима горения на диффузионный и поэтому ширина пламени за сечением $\eta \approx 2,7 \cdot 10^4$ определяется в основном временем горения частиц. Приведенный на рис. 1 и 2 пример показывает, что размеры зоны предварительного разогрева и зоны горения радиационного пламени — величины одного порядка. Воспламенившиеся частицы поглощают энергии меньше, чем излучают (разность $\dot{q} - H\theta_s^4$ становится отрицательной); потери тепла на излучение и теплоотдача к газу приводят к тому, что температура частиц, достигнув максимума, затем медленно понижается, стремясь к теоретической температуре сгорания θ_r (см. рис. 1). Температура газа, постепенно нагреваемого горящими частицами, также достигает своей максимальной величины, сравнивается с температурой частиц и, снижаясь, стремится к θ_r . Радиационный поток в зоне горения направлен в сторону холодной смеси и постепенно уменьшается до нуля.

Такой же вариант (при тех же кинетических константах) был ранее рассмотрен в работе [2], однако без учета теплообмена излучением. Из сравнения рис. 1 [2] и рис. 1 настоящей работы легко увидеть, как меняется структура пламени, если учитывать его излучение. Отметим только главное: ширина фронта пламени увеличилась приблизительно в 500 раз; при этом его скорость возросла от 0,8 до 175 см/с.

На рис. 3 представлена расчетная зависимость скорости пламени v_0 от начального размера частиц δ_0 при различных α . Для кривой $v_0(\delta_0)$ характерно наличие минимума в области малых δ_0 (на рис. 3 минимум лежит вблизи $\delta_0 = 10$ мк). Расчеты показали, что в области малых δ_0 (на рис. 3 $\delta_0 < 10$ мк), где скорость пламени падает с ростом размера частиц, фронт горения распространяется главным образом за счет теплопроводности по газу, а теплообменом излучением можно пренебречь. Увеличение размера частиц ухудшает их теплообмен с газом, поэтому в тех случаях, когда разогрев частиц происходит только за счет теплоотдачи от газа, для воспламенения более крупных частиц нужна меньшая скорость движения взвеси. Этим объясняется характер левой от минимума ветви кривой $v_0(\delta_0)$. Ее правая восходящая ветвь, как показали расчеты, соответствует тем условиям, при которых пламя распространяется преимущественно за счет теплообмена излучением. Возрастание скорости фронта горения с увеличением размера частиц в этом случае можно объяснить на основе следующих качественных соображений. Частицы разогреваются за счет тепла, излучаемого зоной горения; часть этого тепла они отдают менее нагретому газу. С увеличением размера частиц (при неизменном α) тепло, отданное ими газу, и поглощенная энергия излучения, рассчитанные на единицу массы горючего, уменьшаются. Однако теплотери уменьшаются быстрее $\left(\sim \frac{1}{\delta_0^2}\right)$,

чем поглощаемое частицами излучение $\left(\sim \frac{1}{\delta_0}\right)$, и воспламенение их перед фронтом горения становится возможным при большей скорости движения смеси.

Таким образом, при расчете скорости пламени в мелкодисперсной газозвеси теплообмен излучением можно не учитывать, тогда как при

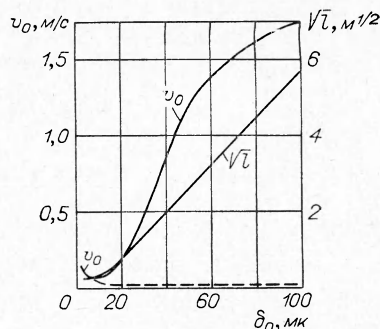


Рис. 3. Зависимость скорости пламени v_0 и ширины зоны горения l от начального размера частиц δ_0 ; $\alpha = 1$, $n_0 = 0,23$, $T_0 = 300^\circ \text{K}$.

больших размерах частиц этого делать нельзя. Результат такого расчета без учета излучения на рис. 3 отмечен штриховой линией. Из рисунка видно, что за счет излучения фронта горения скорости пламени могут возрасти на два порядка. На этом же рисунке нанесена расчетная ширина зоны горения в пламени l . Она вычислялась по координатам сечений, в которых функция φ (скорость реакции) составляла 1% от своего максимального значения. Вычисления показали, что за исключением области малых размеров частиц δ_0 (на рис. 3 $\delta_0 < 10$ мк) можно полагать, что $l \sim \delta_0^2$. Если ширину зоны горения определять, как это делают многие авторы [1, 4—6], по времени горения одиночной частицы τ : $l = v_0 \tau$, при диффузионном режиме $\tau \sim \delta_0^2$ и, следовательно, $l \sim v_0 \delta_0^2$. Однако, как следует из результатов расчета, представленных на рис. 3 (крупные частицы горели, по расчету, в диффузионном режиме), такая зависимость не всегда выполняется, поскольку $l \sim \delta_0^2$, а v_0 также возрастает с ростом δ_0 . Необходимо, наконец, отметить очень большие значения l , полученные расчетом для радиационных пламен (от 2 до 30 м для частиц размером от 30 до 100 мк), и малые значения для пламен, распространяющихся теплопроводностью по газу (около 10 см).

В работе [7] приведены возможные качественные зависимости $v_0 = v_0(\delta_0)$. Несмотря на то, что получены эти кривые путем анализа приближенных уравнений теплопередачи в пламени, по характеру они схожи с кривой $v_0(\delta_0)$ на рис. 3.

Представляет интерес сравнить полученные здесь результаты с экспериментальными данными. Большая часть экспериментальных работ по распространению плоского пламени в газовой взвеси частиц твердого горючего выполнена при сжигании мелкодисперсных порошков в смеси с воздухом в небольших горелках типа бунзеновской [13—15]. Измеренная в этих опытах нормальная скорость пламени для взвеси частиц угля или графита с размером около 5 мк составляла примерно 15 см/с; ширина зоны горения была около 10 см [14]. С этими опытными данными результаты расчета (см. рис. 3) согласуются достаточно хорошо. Вместе с тем, из этого расчета следует, что большие скорости распространения фронта пламени (~ 1 м/с) можно получить (при $\alpha = 1$ и $n_0 = 0,23$) только во взвешах более крупных частиц (≥ 50 мк), причем такие скорости достигаются только за счет теплового излучения и в условиях, близких к адиабатическим. Естественно, в открытых пламенах на небольших горелках указанные условия вряд ли осуществимы. Например, в опытах с алюминиевым порошком [14] показано, что с увеличением максимального размера фракции от 5 до 30 мк скорость пламени увеличивалась, но очень незначительно (от 20 до 28 см/с). Хаттори [16] экспериментировал с довольно крупными частицами угля (40—160 мк). Измеренные им с помощью горелки скорости пламени даже уменьшались (от 20 до 10 см/с) с увеличением среднего размера фракции. Однако в закрытой, хотя и небольшой, камере с подогреваемыми стенками авторы работы [17] получили устойчивое пламя при скорости его 70—80 см/с. В опытах [17] использовался порошок приблизительно того же угля и тех же размеров частиц, что и в [16].

Только с помощью специальных устройств удалось получить в газовой взвеси плоские пламена больших размеров [4, 18] и почти избежать при этом теплотеря. В таких пламенах [4] скорости распространения фронта достигали 1,1 м/с, а ширина зоны горения возрастала до 5 м, причем в опытах использовался уголь очень низкого качества. Для взвеси частиц антрацита ($80\% < 60$ мк и $99,6\% < 240$ мк) измеренная в [18] скорость пламени была около 2 м/с. Напомним, что вычисленные в данной работе значения скорости пламени для крупных частиц тоже лежат в пределах 1—2 м/с.

Поступила в редакцию
24/IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Лейпунский. ЖФХ, 1960, 34, 1.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1971, 4.
4. R. H. Essenhigh, J. Csaba. 9-th Symposium (International) on Combustion, Academic: N. Y., 1963, p. 111.
5. О. М. Тодес, А. Д. Гольцикер и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. D. Bhaduri, S. Bandyopadhyay. Combustion and Flame, 1971, 17, 1.
7. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
8. Г. Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1961.
9. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
10. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.
11. R. Ruedy. Canadian Journal of Research, 1941, A19, 10; 1942, A20, 3.
12. Э. М. Спэрроу, Р. Д. Сесс. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
13. А. С. Предводителев, Л. Н. Хитрин и др. Горение углерода. М., Изд-во АН СССР, 1949.
14. H. M. Cassel, I. Liebman, W. K. Mock. 6-th Symposium (International) on Combustion, Reinhold: N. Y., 1956, p. 602.
15. W. F. Marshall, H. B. Palmer, D. J. Seery. J. Inst. of Fuel., 1964, 37, 342.
16. H. Hattory, 6-th Symposium (International) on Combustion, Reinhold: N. Y., 1956, p. 590.
17. B. Grosh, D. Basu, N. K. Roy. 6-th Symposium (International) on Combustion, Reinhold: N. Y., 1956, p. 595.
18. J. M. Beer, M. W. Thring, R. H. Essenhigh. Combustion and Flame, 1959, 3, 4.

УДК 536.46

О БЕГУЩИХ ВОЛНАХ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАМЕНИ, РАССМАТРИВАЕМОЙ КАК ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАЗРЫВ

В. Б. Либрович

(Москва)

В некоторых экспериментах, в частности, на горелках с ячеистыми пламенами было отмечено распространение периодических возмущений вдоль поверхности пламени [1].

В настоящей работе предлагается общая теория распространения периодических волн вдоль поверхности фронта пламени, который рассматривается как газодинамический разрыв. Устанавливаются соотношения, выполнение которых необходимо для того, чтобы существовали волновые решения и с этой точки зрения проводится анализ некоторых феноменологических моделей пламени.

Постановка задачи, основные соотношения. Ограничив себя рассмотрением бегущей волны, распространяющейся вдоль фронта пламени с постоянной скоростью, все исследование будем проводить в прямоугольной системе координат (x, y) , движущейся вместе с волной (рис. 1). В этой системе поле течения является стационарным. На рис. 1 область 1, которую будем обозначать нижним индексом —, отвечает потенциальному полю течения холодного газа. Вдали от пламени при $y \rightarrow -\infty$ скорость течения равна U_- . Область 2 характеризуемая нижним индексом +, заполнена продуктами горения, которые приобретают завихренность на поверхности разрыва. На рис. 1, 1 показаны линии тока продуктов горения при невозмущенном, в отсутствие волны, течении газа; горячий газ движется в этом случае со скоростью $U_+ = \sqrt{U_-^2 + U_+^0}$, где U_+^0 скорость распространения плоского фронта пламени относительно